

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

FACOLTÀ DI SCIENZE MM. FF. NN.

DIPARTIMENTO DI FISICA "G. GALILEI"

TESI DI DOTTORATO DI RICERCA

MISURA DELLA LARGHEZZA
PARZIALE DI DECADIMENTO DEL
BOSONE Z^0 NEL CANALE $b\bar{b}$

dr. Martino Margoni

Tutore dr. Mirco Mazzucato

Correlatore dr. Franco Simonetto

ANNO ACCADEMICO 1993-94

Ai miei genitori

Indice

Introduzione	iii
1 Cenni teorici	1
1.1 Correzioni radiative	2
1.2 Larghezza parziale adronica della Z^0	5
1.3 Larghezza parziale $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$	7
1.4 Effetti di “nuova fisica” su $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$	9
1.5 Frammentazione dei quarks pesanti	13
1.6 Decadimenti semileptonici degli adroni con bellezza	15
1.7 Mescolamento $B^0 - \bar{B}^0$	20
2 Determinazione sperimentale	23
2.1 Descrizione del metodo di misura	26
3 Il rivelatore DELPHI	29
3.1 La camera a proiezione temporale TPC	32
3.2 Il calorimetro elettromagnetico HPC	33
3.3 Le camere per i muoni	34
3.4 Il rivelatore di Microvertice	34
4 Selezione degli eventi	37
5 Analisi con i leptoni	41
5.1 Identificazione degli elettroni	42
5.2 Identificazione dei muoni	49
5.3 Procedura di fit	52
5.4 Composizione del campione leptonico	63
6 Analisi con il microvertice	71
6.1 Ricostruzione del vertice principale di interazione	72
6.2 Parametro di impatto	73
6.3 Probabilità	75

6.4	Determinazione della funzione di risoluzione	79
6.5	Selezione degli eventi. Determinazione delle efficienze di selezione per i fondi	82
7	Analisi mista	89
7.1	Determinazione della correlazione tra i due criteri di selezione. Definizione di selezione per getto	89
7.2	Risultati	106
	Conclusioni	115
	Bibliografia	119

Introduzione

Il decadimento del bosone Z^0 nel canale $b\bar{b}$ costituisce un processo di notevole interesse per la verifica delle previsioni del modello standard e di sue estensioni. In particolare, il rapporto $R_b \equiv \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})}$ presenta una dipendenza sensibile dalla massa del quark top, indotta principalmente dalle correzioni al vertice mediate dal bosone W .

L'oggetto di questa tesi è una misura di R_b all'esperimento *DELPHI* a LEP mediante una strategia basata sulla selezione degli eventi $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ che sfrutta sia l'identificazione dei leptoni energetici prodotti dal decadimento semileptonico degli adroni con bellezza, sia la vita media elevata di questi ultimi che permette di distinguere le tracce prodotte nei decadimenti secondari da quelle provenienti dal vertice principale di interazione.

Dopo una discussione teorica sui processi che regolano la produzione e il decadimento dei quarks b a LEP, verrà illustrato l'approccio seguito per la determinazione sperimentale di R_b .

Si passerà quindi a una breve descrizione del rivelatore *DELPHI* sottolineando le caratteristiche di maggior rilievo ai fini dell'analisi. Un capitolo sarà dedicato all'identificazione dei leptoni all'interno dei getti adronici e allo studio del loro spettro in impulso e impulso trasverso rispetto alla direzione del getto di appartenenza, da cui viene ricavata una determinazione di R_b assieme alla stima della composizione del campione di eventi semileptonici, utilizzata nel seguito dell'analisi.

Successivamente verrà illustrata una tecnica di selezione che sfrutta la buona risoluzione del rivelatore di microvertice e permette di identificare gli eventi $b\bar{b}$, con efficienza e purezza elevate, a partire dalla definizione della probabilità per una traccia di provenire dal vertice principale. Nel capitolo conclusivo verrà descritto in dettaglio come i due differenti criteri di selezione possano essere combinati per ottenere una misura più precisa di R_b rispetto a quella fornita dalla sola selezione leptonica.

Questo lavoro è frutto della collaborazione con diverse persone che è doveroso ringraziare in questa sede. Nella discussione teorica un aiuto fondamentale è stato offerto da G. Degrossi, F. Feruglio e A. Masiero che mi hanno fornito i riferimenti per riassumere lo stato attuale delle verifiche nel settore del quark b . La messa a punto dell'algoritmo di selezione probabilistica degli eventi $b\bar{b}$ per il rivelatore di microvertice di *DELPHI* è frutto del lavoro di G. Borisov. P. Branchini e E. Graziani vanno ri-

cordati per le discussioni costruttive, relative alle problematiche dell'analisi mista. La definizione dell'algoritmo di identificazione degli elettroni e il fit allo spettro in impulso dei leptoni sono stati curati da G. Pistolato, P. Ronchese e F. Simonetto; a quest'ultimo va riservato un ringraziamento particolare per l'aiuto offerto nell'intera analisi.

Voglio infine ricordare M. Mazzucato, U. Gasparini e gli altri componenti del gruppo *DELPHI* di Padova con i quali ho lavorato con soddisfazione in questi anni.

1 Cenni teorici

Questo capitolo è dedicato a una rassegna teorica dei meccanismi di produzione e decadimento dei quarks b a LEP.

In dettaglio si vedranno quali grandezze contribuiscano alla larghezza parziale di decadimento della Z^0 in coppie $b\bar{b}$ e quali meccanismi inducano la produzione di adroni con bellezza a partire dai quarks $b(\bar{b})$; infine verranno descritti i modelli di decadimento semileptonico degli adroni suddetti.

La fisica delle interazioni elettrodeboli è descritta da una teoria di gauge $SU(2) \otimes U(1)$, nota come Modello Standard, che comprende il modello di Glashow-Salam-Weinberg per i leptoni [1] esteso alle interazioni tra i quarks attraverso i meccanismi di GIM [2] e di Cabibbo [3, 4]. Nel seguito sarà trascurata l'interazione forte tra i quarks, descritta mediante la simmetria $SU(3)$ di colore.

L'interazione dei fermioni e dei bosoni di gauge con il campo scalare di Higgs determina la comparsa dei termini di massa nel lagrangiano elettrodebole per tutte le particelle considerate.

I bosoni di gauge sono descritti dai campi $\vec{W}_\mu$ e B_μ che trasformano rispettivamente per $SU(2)$ e $U(1)$ con costanti di accoppiamento g_2 e g_1 ; i termini di massa corrispondenti non sono diagonali e quindi queste particelle non hanno massa definita.

Definiamo ora:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z_\mu &= -W_\mu^3 \cdot c + B_\mu \cdot s \\ A_\mu &= W_\mu^3 \cdot s + B_\mu \cdot c \end{aligned} \quad (1)$$

dove $s = \sin(\vartheta_W)$, $c = \cos(\vartheta_W)$ e $\tan(\vartheta_W) = \frac{g_1}{g_2}$.

I nuovi campi sono caratterizzati da termini di massa diagonali; si ha quindi:

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{1}{2}g_2 \cdot v \\ M_Z &= \frac{1}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2} \cdot v \\ M_A &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

con v valore di aspettazione nel vuoto del campo di Higgs.

Da tali espressioni si ottiene la definizione dell'angolo di mescolamento di Weinberg:

$$s^2 = 1 - \left(\frac{M_W}{M_Z}\right)^2 \sim 0.23 \quad (3)$$

che vale a ogni ordine perturbativo.

In funzione dei campi (1) e delle correnti di interazione elettrodeboli, il lagrangiano di interazione ha la forma:

$$L_{int} = \frac{g_2}{\sqrt{2}}(J_\mu^+ W^{\mu-} + J_\mu^- W^{\mu+}) + \frac{g_2}{c} J_\mu^Z Z^\mu + e J_\mu^{em} A_\mu \quad (4)$$

Il bosone a massa nulla A_μ viene identificato con il fotone, accoppiato all'elettrone tramite la carica elettrica $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, dove $\alpha \simeq \frac{1}{137}$ è la costante di struttura fine elettromagnetica. Si avrà quindi:

$$\begin{cases} e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \\ g_1 = \frac{e}{c} \\ g_2 = \frac{e}{s} \end{cases} \quad (5)$$

I campi $W_\mu^\pm$ e Z_μ sono rispettivamente i mediatori delle interazioni deboli di corrente carica e neutra.

È possibile mettere in relazione le masse dei bosoni di gauge con la costante di struttura fine α e la costante di Fermi G_μ , misurata in processi di bassa energia, come, ad esempio, il decadimento del muone. A livello albero vale la relazione:

$$G_\mu = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_W^2 s^2} \quad (6)$$

Dalle (3, 6) si ha:

$$s^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A^2}{M_Z^2}} \right) \quad (7)$$

dove $A = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu}} = (37.2803 \pm 0.0003) \text{ GeV}$ [5].

1.1 Correzioni radiative

Le correzioni radiative ad un "loop", possono essere suddivise in due classi:

1. Correzioni di QED: consistono in diagrammi con un fotone aggiuntivo, emesso per "bremsstrahlung" nello stato iniziale o finale, oppure presente come loop virtuale.
2. Correzioni di natura debole, che si suddividono a loro volta in:

- Correzioni di polarizzazione del vuoto del fotone e auto-energia di W e Z^0 , raffigurate nella figura 1. Alle correzioni al propagatore, che comprendono anche termini di interferenza $\gamma - Z^0$, partecipano tutte le particelle del modello; esse sono indipendenti dalla specie dei fermioni esterni e, nel caso in cui questi non siano quarks b , sono le uniche quantità dipendenti dai parametri ignoti della teoria.

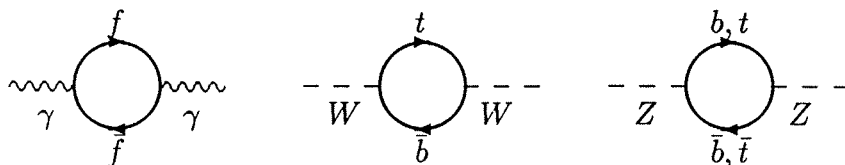


Figura 1: *Correzione al propagatore: esempi di grafici di polarizzazione del vuoto e di auto-energia.*

- Correzioni ai vertici: dipendono dalla specie fermionica uscente; il decadimento $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ rappresenta un caso particolare essendo caratterizzato da contributi dovuti all'accoppiamento del quark top con il b . La figura 2 mostra le correzioni principali al vertice per un decadimento generico $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$. Il contributo dovuto allo scambio di un fotone risulta divergente nell'infrarosso. Le divergenze infrarosse di questo diagramma e dei grafici con inserzione fotonica sulla gamba esterna si cancellano esattamente con i termini dovuti alla radiazione di fotoni reali negli stati iniziali e finali.

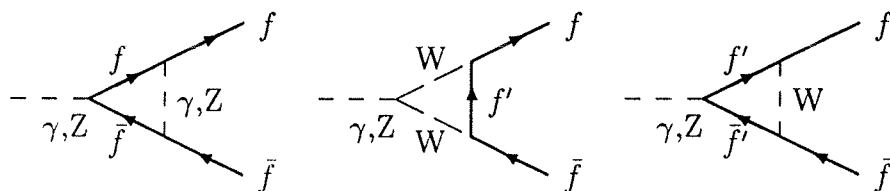


Figura 2: *Correzioni al vertice principale: per $f \neq b$ i grafici con scambio di Higgs sono trascurabili a causa del piccolo accoppiamento di Yukawa.*

- Correzioni dovute allo scambio di due bosoni di gauge (diagrammi a scatola). Anche in questo caso la divergenza infrarossa dei termini fotonici si elide con i

termini di interferenza della radiazione di stato iniziale e finale. I contributi dovuti allo scambio di W e Z^0 dipendono dall'angolo di diffusione e non sono risonanti; il loro effetto in prossimità del picco della Z^0 è quindi molto piccolo.

La dipendenza dalla massa del quark top nei processi accessibili al LEP interviene nelle correzioni ai propagatori dei bosoni di gauge, comuni a tutti i processi, e nelle correzioni al vertice del decadimento $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, di cui si tratterà nel seguito.

Nel metodo di rinormalizzazione "on-shell", le correzioni ad un loop ai propagatori, assieme ai termini principali di ordine superiore modificano la (6) nella:

$$G_\mu = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_W^2 s^2} \frac{1}{1 - \Delta r} \quad (8)$$

Il parametro Δr contiene il contributo della polarizzazione del vuoto e dipende dalla massa del quark top principalmente attraverso la differenza tra le auto-energie del W e della Z^0 . Vale la relazione:

$$1 - \Delta r = (1 - \Delta\alpha) \left(1 + \frac{c^2}{s^2} \Delta\rho \right) - (\Delta r)_{rem} \quad (9)$$

dove $\Delta\alpha$ indica il contributo della polarizzazione del vuoto del fotone,

$$\Delta\rho = 3 \frac{G_\mu m_t^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} \quad (10)$$

e $(\Delta r)_{rem}$ contiene i contributi rimanenti, inclusi quelli dipendenti dalla massa dell'Higgs, di natura logaritmica.

Trascurando $(\Delta r)_{rem}$, nell'"Improved Born Approximation" che tiene conto dei contributi dei fermioni leggeri e del quark top, assieme a quelli principali agli ordini superiori, si definisce l'angolo di mescolamento "efficace" [6]:

$$\bar{s}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A^2}{\rho M_Z^2 (1 - \Delta\alpha)}} \right) \quad (11)$$

dove il parametro $\rho = \frac{1}{1 - \Delta\rho}$, è pari al rapporto tra gli accoppiamenti di corrente neutra e carica e vale 1 a livello albero.

L'angolo di mescolamento efficace può essere inoltre espresso in funzione del rapporto tra le masse del quark top e del bosone W nel modo seguente:

$$\bar{s}^2 \simeq s^2 + c^2 \cdot \Delta\rho \quad (12)$$

1.2 Larghezza parziale adronica della Z^0

Una definizione alternativa dell'angolo di mescolamento efficace, invariante per trasformazioni di gauge e che offre la possibilità di assorbire semplicemente ulteriori correzioni radiative dipendenti da m_t e M_H , si ottiene nello schema di rinormalizzazione noto come "Minimal subtraction" ($\overline{MS}$) [7]:

$$\hat{s}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A^2}{M_Z^2(1 - \Delta\hat{r})}} \right) \quad (13)$$

dove $\Delta\hat{r}$ può essere espresso mediante la formula approssimata:

$$\Delta\hat{r} \approx 0.06842 - 0.00247 \frac{m_t^2}{M_Z^2} + 0.00073 \ln \left(\frac{M_H^2}{M_Z^2} \right) \quad (14)$$

L'approssimazione numerica per $\Delta\hat{r}$ si riflette in una indeterminazione assoluta $\delta(\hat{s}^2) \approx 0.00005$ per: $90 \text{ GeV} < m_t < 230 \text{ GeV}$; $40 \text{ GeV} < m_H < 1000 \text{ GeV}$. Il calcolo della larghezza parziale di decadimento $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ con $f \neq b$ nello schema $\overline{MS}$ porta alla [5]:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c^f}{48} \frac{\hat{\alpha}}{\hat{s}^2 \hat{c}^2} M_Z \left(|\hat{a}_f|^2 + |\hat{v}_f|^2 \right) \times (1 + \delta_f^{(0)})(1 + \delta_{QED}^f)(1 + \delta_{QCD})(1 + \delta_\mu^f)(1 + \delta_{tQCD}^f) \quad (15)$$

dove

- N_c^f : Fattore di colore = $\begin{matrix} 1 \text{ per leptoni} \\ 3 \text{ per quarks} \end{matrix}$
- $\hat{\alpha} \simeq \frac{1}{128}$: costante di struttura fine e.m. alla scala di massa M_Z
- $\hat{a}_f = 2 I_3^f$: costante di accoppiamento assiale del fermione f alla Z^0
- $\hat{v}_f = 2 I_3^f - 4 Q_f \hat{s}^2$: costante di accoppiamento vettoriale del fermione f alla Z^0
- Q_f : carica del fermione
- I_3^f : isospin debole = $\begin{matrix} \frac{1}{2} \text{ per } u, c, t, \nu_l \\ -\frac{1}{2} \text{ per } d, s, b, l^- \end{matrix}$

Passiamo ora alla descrizione dei termini correttivi della (15).

- Il termine $\delta_f^{(0)}$ dipende dai numeri quantici del fermione f e viene calcolato trascurando la massa dello stesso; contiene alcune correzioni ai vertici per scambio di quarks senza massa e alcuni termini dipendenti da m_t e M_H , dovuti alla auto-energia dei bosoni di gauge, non assorbiti da $\hat{s}$. Queste correzioni sono inferiori allo 0.5% e mostrano la stessa dipendenza logaritmica dalla massa del top: $\delta_f^{(0)} \sim \ln \frac{m_t^2}{M_Z^2}$.
- δ_{QED}^f include le correzioni di QED di stato finale, dipendenti dalla carica del fermione attraverso la relazione:

$$\delta_{QED}^f = \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2 \quad (16)$$

Questi termini sono dell'ordine dello 0.2% per i leptoni carichi, di circa lo 0.08% per i quarks di tipo "up" e pari allo 0.02% per quelli di tipo "down".

- δ_{QCD} contiene le correzioni di QCD comuni a tutti i quarks:

$$\delta_{QCD} = \frac{\alpha_s}{\pi} + 1.41 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \quad (17)$$

dove α_s è la costante di accoppiamento di QCD alla scala della M_Z ; una indeterminazione di α_s di circa lo 0.01 si traduce in una incertezza sulla larghezza parziale adronica dello 0.3% circa.

- δ_μ^f contiene i contributi cinematici dovuti alle masse dei fermioni esterni; è determinante solo per le particelle pesanti, come il quark b e il τ per i quali si ha $\delta_\mu^f \approx 0.5\%$, 0.2% rispettivamente.
- δ_{tQCD}^f trae origine dalla differenza di massa all'interno del doppietto $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$, attraverso diagrammi triangolari con scambio di quarks e ha valori opposti per quarks di tipo "up" e "down". Definendo $\mu_t = 2\frac{m_t}{M_Z}$, si ha:

$$\delta_{tQCD}^f = -\frac{\hat{a}_t \hat{a}_f}{\hat{v}_f^2 + \hat{a}_f^2} \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 f(\mu_t) \quad (18)$$

dove per $90 \text{ GeV} < m_t < 230 \text{ GeV}$ vale la parametrizzazione:

$$f(\mu_t) = \log \left(\frac{4}{\mu_t^2} \right) - 3.083 + 0.346 \frac{1}{\mu_t^2} + 0.211 \frac{1}{\mu_t^4} \approx -3 \div -5 \quad (19)$$

1.3 Larghezza parziale $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$

Nel decadimento $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, il quark top partecipa alle correzioni al vertice mediate dal bosone W , mentre nel caso degli altri decadimenti della Z^0 in una coppia di quarks “down” questo effetto risulta soppresso dal piccolo valore dell’accoppiamento di queste particelle con il top. Indicando con V_{tq} l’elemento della matrice di Kobayashi-Maskawa [4] relativo all’accoppiamento del top con i quarks di tipo “down” si ha infatti [8]:

$$\begin{aligned} 0.004 &\leq |V_{td}| \leq 0.015 \\ 0.030 &\leq |V_{ts}| \leq 0.048 \\ 0.9988 &\leq |V_{tb}| \leq 0.9995 \end{aligned} \quad (20)$$

Le correzioni al vertice, di cui alcuni esempi sono riportati in figura 3 [9], mostrano quindi una dipendenza non trascurabile da m_t ; la misura della larghezza parziale di decadimento $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ si rivela particolarmente interessante per la verifica di previsioni del modello standard che non hanno analogie negli altri canali. A differenza delle correzioni ai propagatori che mostrano una dipendenza logaritmica dalla massa dell’Higgs, le correzioni al vertice ne sono del tutto indipendenti.

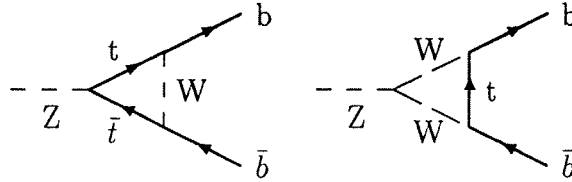


Figura 3: Alcune correzioni elettrodeboli caratteristiche del vertice $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.

Il contributo del vertice $Zb\bar{b}$ può essere assorbito modificando le costanti di accoppiamento vettoriali e assiali della Z^0 al quark b :

$$\begin{aligned} \hat{v}_b &\rightarrow \hat{v}_b + \delta_{b-vtx} \\ \hat{a}_b &\rightarrow \hat{a}_b + \delta_{b-vtx} \end{aligned} \quad (21)$$

dove

$$\delta_{b-vtx} = -\frac{\hat{\alpha}}{4\pi\hat{s}^2} F_b(m_t) \quad (22)$$

La funzione $F_b(m_t)$ è stata calcolata nella gauge rinormalizzabile di t’Hooft-Feynman [10] sottraendo i termini dovuti allo scambio di quarks senza massa, già

compresi in $\delta_b^{(0)}$, che contiene le correzioni comuni a tutti i quarks di tipo “down”; in questa gauge le correzioni proporzionali a m_t^2 sono dovute allo scambio di particelle scalari cariche non fisiche.

L'espressione completa per la $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ si ottiene moltiplicando la (15) per il termine $(1 + \delta_b)$, dove:

$$\delta_b = 2 \frac{\hat{v}_b + \hat{a}_b}{\hat{v}_b^2 + \hat{a}_b^2} \text{Re}(\delta_{b-vtx}) \approx 10^{-2} \left(-\frac{m_t^2}{2M_Z^2} + \frac{1}{5} \right) \quad (23)$$

La presenza di questo termine si riflette in una diminuzione del valore di $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ al crescere di m_t , rispetto a quello indotto dalle sole correzioni ai propagatori nelle larghezze parziali di decadimento degli altri canali adronici. In particolare, le correzioni al vertice sono negative e risultano maggiori in valore assoluto rispetto a quelle indotte dai grafici di auto-energia; ciò si riflette quindi in una dipendenza opposta di $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ da m_t rispetto alle altre larghezze parziali. Il termine δ_b può essere isolato dal confronto con queste ultime definendo, per ogni quark q , il rapporto:

$$F_q = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q})} \quad (24)$$

In particolare, il confronto con gli altri quarks di tipo “down”, di pari numeri quantici, dà: $F_d = F_s \simeq 0.9949(1 + \delta_b)$ dove il fattore 0.9949 dipende dalla differenza di massa tra i quarks d e s e il quark b .

Dal confronto con la larghezza parziale adronica si ottiene:

$$F_{adr} = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})} = \left(1 + \frac{2}{F_s} + \frac{1}{F_c} + \frac{1}{F_u} \right)^{-1} \quad (25)$$

Questo rapporto, se da un lato è meno sensibile di altri a causa della presenza di $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ sia al numeratore che al denominatore, rappresenta l'osservabile migliore dal punto di vista sperimentale a causa dell'elevata precisione ottenibile sulla misura della larghezza parziale inclusiva $\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})$.

La tabella 1 riporta la dipendenza della larghezza totale di decadimento della Z^0 e di $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ in funzione di m_t e M_H , come ottenuto in [11] mediante il programma *ZFITTER*, includendo le correzioni dipendenti da m_t^4 ; si noti la dipendenza opposta delle due grandezze in funzione di m_t . La figura 4 mostra la dipendenza di $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})}$ e $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow s\bar{s})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})}$ in funzione della massa del quark top.

a) $\Gamma_Z (MeV)$		$m_H(GeV)$				
		50	100	500	1000	2000
$m_t(GeV)$	100	2480	2479	2474	2471	2469
	125	2484	2483	2478	2475	2473
	150	2489	2488	2483	2480	2477
	175	2495	2494	2488	2486	2483
	200	2502	2501	2495	2492	2489
	225	2510	2509	2502	2499	2496
	250	2519	2517	2510	2507	2504
	275	2529	2527	2519	2515	2512
	300	2540	2538	2528	2524	2520

b) $\Gamma_{b\bar{b}} (MeV)$		$m_H(GeV)$				
		50	100	500	1000	2000
$m_t(GeV)$	100	377.1	376.9	376.1	375.6	375.2
	125	376.5	376.3	375.5	375.0	374.6
	150	375.8	375.7	374.8	374.3	373.9
	175	375.1	374.9	374.0	373.5	373.0
	200	374.3	374.1	373.2	372.6	372.1
	225	373.4	373.2	372.2	371.6	371.1
	250	372.4	372.3	371.2	370.5	369.9
	275	371.4	371.2	370.1	369.3	368.5
	300	370.2	370.1	368.8	368.0	367.0

Tabella 1: Dipendenza di Γ_Z (a) e $\Gamma_{b\bar{b}}$ (b) da m_t e M_H .

1.4 Effetti di “nuova fisica” su $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$

La misura precisa di $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ è uno strumento adeguato per indagare effetti di nuova fisica evidenziabili attraverso eventuali discrepanze tra i risultati sperimentali e le previsioni teoriche del modello standard.

Una strategia utilizzata per l’analisi delle misure elettrodeboli di precisione [12] si basa sulla definizione di alcune variabili atte a descrivere eventuali deviazioni dal

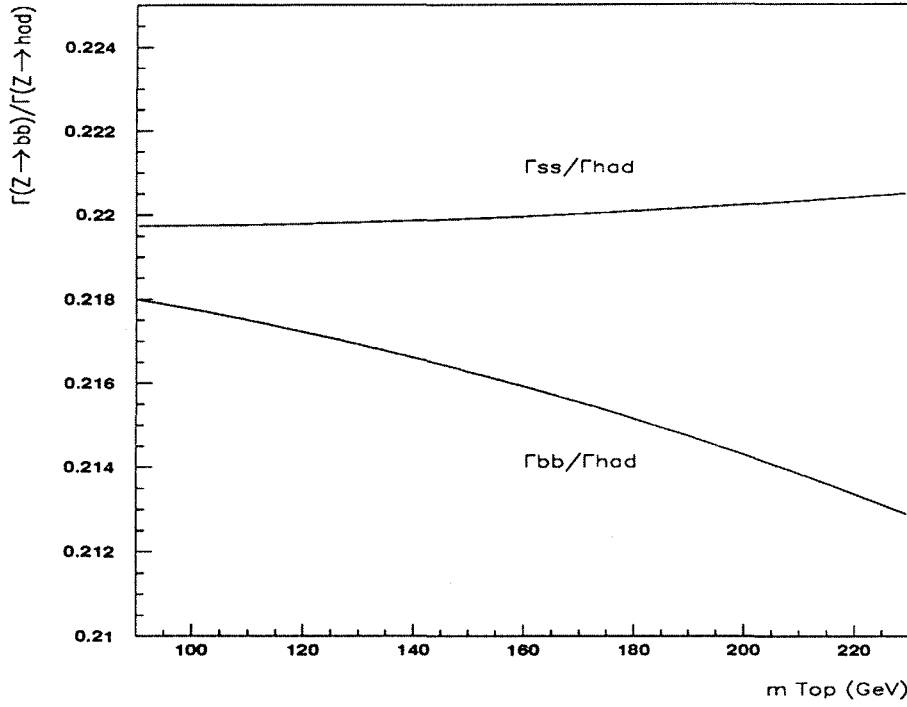


Figura 4: Dipendenza di $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})}$ e $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow s\bar{s})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})}$ dalla massa del quark top.

modello standard, minimizzando l'effetto dovuto all'incertezza su m_t .

A tale fine, vengono definite 4 quantità, indicate con $\epsilon_{1,2,3,b}$, come combinazioni lineari dei termini di correzione ad un loop relativi agli osservabili:

$$\begin{aligned}
 & \frac{M_W}{M_Z} \\
 & \Gamma_l \equiv \Gamma(Z^0 \rightarrow l^+ l^-) \\
 & A_{FB}^l(\sqrt{s} = M_Z) \\
 & \Gamma_b \equiv \Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})
 \end{aligned} \tag{26}$$

dove Γ_l e A_{FB}^l indicano rispettivamente la larghezza parziale di decadimento della Z^0 in una coppia di leptoni carichi e l'asimmetria "avanti-indietro" per lo stesso canale.

Vale la relazione

$$A_{FB}^l(\sqrt{s} = M_Z) = \frac{3v_l^2 a_l^2}{(v_l^2 + a_l^2)^2} = \frac{3x^2}{(1+x^2)^2} \tag{27}$$

dove a_l e v_l indicano rispettivamente la costante di accoppiamento vettoriale e assiale della Z^0 al leptone carico l , e $x = \frac{v_l}{a_l}$.

Le variabili ϵ_1 e ϵ_b mostrano una dipendenza quadratica da m_t , mentre $\epsilon_{2,3} \sim \ln \frac{m_t}{M_Z}$; la dipendenza logaritmica dalla massa dell'Higgs è principalmente contenuta in ϵ_1 . Il parametro ϵ_b , strettamente legato alla quantità δ_{b-vtx} definita in (22), può essere espresso in funzione della costante di accoppiamento assiale a_b della Z^0 al quark b e di $\Delta\rho$ (10) dalla:

$$\epsilon_b = -2 \frac{a_b}{1 + \frac{\Delta\rho}{2}} - 1 \quad (28)$$

In funzione degli osservabili Γ_b , Γ_l e x , si ha:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= -0.9882 + 0.011963 \Gamma_l / MeV - 0.1511 x \\ \epsilon_3 &= -0.7146 + 0.009181 \Gamma_l / MeV - 0.69735 x \\ \epsilon_b &= -0.62 \epsilon_1 + 0.24 \epsilon_3 + 0.436 \left[\frac{\Gamma_b}{\Gamma_{b0}} - 1 \right] \\ \epsilon_2 &= 1.43 \epsilon_1 - 0.86 \epsilon_3 + 0.43 (\Delta r)_w \end{aligned} \quad (29)$$

dove Γ_{b0} è il valore di Γ_b nel limite in cui tutti gli ϵ_i vengono trascurati e $(\Delta r)_w$ è definita dalla:

$$\left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \right) \frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{\pi \alpha(M_Z)}{\sqrt{2} G_\mu M_Z^2 (1 - (\Delta r)_w)} \quad (30)$$

con $\alpha(M_Z) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha}$. L'espressione (29) viene utilizzata per calcolare la dipendenza di ϵ_i da m_t e M_H prevista dal modello standard, mediante il programma *ZFITTER*.

I coefficienti ϵ_i sono caratterizzati dalla proprietà di essere identicamente nulli nel caso in cui venga considerato solamente il contributo delle correzioni di QED al modello standard. Inoltre, nel modello standard tutti gli osservabili dipendono da m_t e M_H solo attraverso gli ϵ_i . Questo effetto è presente anche in ogni estensione del modello standard che si differenzi da esso, a livello delle correzioni radiative a un loop, per i contributi relativi alle correzioni di polarizzazione del vuoto e al vertice $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$. Quanto detto vale ad esempio per il modello supersimmetrico minimale "MSSM" [13]; ciò consente quindi il confronto dei valori teorici previsti per i parametri ϵ_i con quelli sperimentali ottenuti dalle misure elettrodeboli di precisione degli osservabili appropriati.

Per quanto riguarda l'osservabile Γ_b , di nostro interesse, gli effetti più interessanti previsti dal "MSSM" si riflettono in due contributi a ϵ_b [14]:

1. Un contributo *negativo* dovuto allo scambio al vertice di Higgs carichi [15], rappresentato in figura 5.

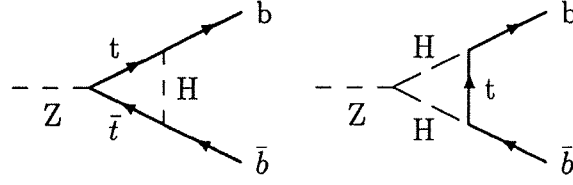


Figura 5: *Diagrammi principali per scambio di Higgs carichi al vertice $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.*

Indichiamo con v_1 e v_2 i valori di aspettazione nel vuoto del doppietto di Higgs, responsabili dei termini di massa per i quarks di tipo “down” e “up” rispettivamente e sia inoltre $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$; per $\tan \beta \ll \frac{m_t}{m_b}$ si ha:

$$\delta(\epsilon_b)_{Higgs} \sim -\frac{m_t^2}{\tan^2 \beta}. \quad (31)$$

2. Un contributo *positivo* dovuto allo scambio di “chargino” e “s-top” [16], rappresentato nella figura 6:

$$\delta(\epsilon_b)_{\tilde{t}} \sim \frac{m_t^2}{\sin^2 \beta} \quad (32)$$

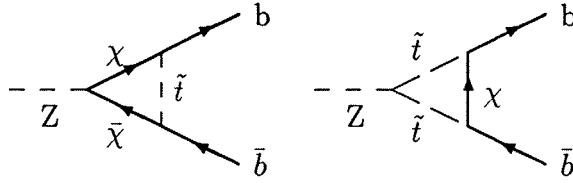


Figura 6: *Diagrammi principali per scambio di χ e $\tilde{t}$ al vertice $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.*

Questo effetto è di qualche entità solo se il chargino e lo s-top sono leggeri, con $m_\chi \simeq m_{\tilde{t}} \approx 50 \div 60 \text{ GeV}$.

Oltre alle quantità (26), tutti gli osservabili misurati al LEP possono essere espressi in funzione dei parametri ϵ_i , e quindi inclusi nell’analisi, assieme a alcune grandezze misurate a energie inferiori, come il rapporto R_ν tra i processi di corrente neutra e carica in esperimenti di “deep inelastic scattering” neutrino-nucleo [17].

Il valore di ϵ_b ottenuto utilizzando tutte le misure elettrodeboli di LEP risulta superiore di circa 1.5 deviazioni standard [14] rispetto alla previsione del modello standard

nella regione $130 \text{ GeV} \leq m_t \leq 190 \text{ GeV}$ (vedi anche il capitolo conclusivo). Nel contesto del modello MSSM, in corrispondenza a $\alpha_s(M_Z) = 0.125$ e $\tan \beta = 1$, si ottiene un accordo con i risultati sperimentali al livello di 1 deviazione standard per valori delle masse del chargino, dell'Higgs carico e di $\tilde{b}$ rispettivamente pari a $m_{\chi^\pm} = 55 \text{ GeV}$, $M_{H^\pm} \rightarrow \infty$ e $m_{\tilde{b}} = 150 \div 200 \text{ GeV}$, mentre la discrepanza aumenta sino a più di 2 deviazioni standard per $m_{\chi^\pm} \rightarrow \infty$, $M_{H^\pm} = 100 \text{ GeV}$ e $m_{\tilde{b}} = 350 \div 400 \text{ GeV}$.

1.5 Frammentazione dei quarks pesanti

Esistono vari modelli di frammentazione che spiegano l'adronizzazione dei quarks nei getti; una descrizione intuitiva di questo processo è offerta dal modello a "frammentazione indipendente" [18] in cui ogni quark che lascia la regione perturbativa viene trattato indipendentemente dagli altri. In questo contesto, il processo di frammentazione procede ricorsivamente: il quark iniziale q_0 crea un campo di colore che produce una coppia $q_1 \bar{q}_1$; si viene quindi a formare un mesone $\bar{q}_1 q_0$ che porta una frazione z_1 dell'energia di q_0 . Il quark q_1 resta libero e può creare a sua volta una coppia $q_2 \bar{q}_2$ e continuare la catena di produzione di mesoni.

Gli schemi utilizzati nei programmi di simulazione attuali sono più articolati e tengono conto dell'interazione tra i quarks durante il processo; il modello a stringa [19] è basato sullo studio delle interazioni forti in regime non perturbativo, mentre il modello a sciame di partoni [20, 21] spiega la formazione dei getti a partire dalla radiazione perturbativa di gluoni da parte dei quarks.

La creazione di coppie di quarks pesanti risulta soppressa nell'evoluzione dei getti e quindi lo studio dei decadimenti della Z^0 nei canali $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ consente di verificare sperimentalmente le previsioni dei vari modelli di frammentazione.

Nel processo:

$$Q \rightarrow H(Q\bar{q}) + q \quad (33)$$

la frazione di energia del quark pesante Q , trasmessa al mesone H , è maggiore rispetto al caso di frammentazione di quarks leggeri.

Se indichiamo con p e zp gli impulsi di Q e H , per $\frac{m_Q^2}{p^2} \ll 1$ si ha:

$$\begin{aligned} E_Q &= \sqrt{m_Q^2 + p^2} \simeq p + \frac{m_Q^2}{2p} \\ E_H &= \sqrt{m_H^2 + z^2 p^2} \simeq zp + \frac{m_H^2}{2zp} \\ E_q &= \sqrt{m_q^2 + (1-z)^2 p^2} \simeq (1-z)p + \frac{m_q^2}{2(1-z)p} \end{aligned} \quad (34)$$

Nel modello di Peterson [22] si assume che la probabilità di transizione del processo (33) dipenda dall'energia trasferita $\Delta E = E_H + E_q - E_Q$ attraverso la relazione:

$$f(z) \propto \frac{1}{z(\Delta E)^2} \quad (35)$$

dove il fattore $\frac{1}{z}$ viene introdotto dall'integrazione sullo spazio delle fasi.

Osservando che:

$$|\Delta E| \simeq \frac{m_Q^2}{2p} - \frac{m_H^2}{2zp} - \frac{m_q^2}{2p(1-z)} \approx \frac{m_Q^2}{2p} \left\{ 1 - \frac{1}{z} - \frac{m_q^2}{m_Q^2} \cdot \frac{1}{1-z} \right\} \quad (36)$$

segue che, ponendo:

$$\epsilon_Q \approx \frac{m_q^2}{m_Q^2} \quad (37)$$

la funzione di frammentazione del quark Q , può essere espressa come:

$$D_Q^H(z) = \frac{N}{z[1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{(1-z)}]^2} \quad (38)$$

dove N è una costante di normalizzazione tale che $\sum \int_0^1 D_Q^H(z) dz = 1$, dove la sommatoria è estesa a tutti gli adroni con Q ; il massimo di $D_Q^H(z)$ si sposta verso $z \sim 1$ al crescere della massa del quark pesante.

Per la frazione media dell'energia di Q , trasmessa ai mesoni D e B nel processo di frammentazione al LEP, si ha [23, 24]:

$$\begin{aligned} \langle X_B \rangle &= 0.705 \pm 0.011 \\ \langle X_D \rangle &= 0.487 \pm 0.016 \end{aligned} \quad (39)$$

Con i parametri di QCD utilizzati da *DELPHI* nella simulazione, questi valori vengono riprodotti definendo:

$$z = \frac{(E + p_{||})_{adrone}}{(E + p)_{quark}} \quad (40)$$

(dove $(p_{||})_{adrone}$ è la componente nella direzione del quark pesante dell'impulso dell'adrone prodotto nella frammentazione) e utilizzando nella (38) i valori:

$$\begin{aligned} \epsilon_b &= 0.006 \\ \epsilon_c &= 0.076 \end{aligned} \quad (41)$$

1.6 Decadimenti semileptonici degli adroni con bellezza

Il decadimento $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ risulta di particolare interesse sia per la dipendenza caratteristica della larghezza parziale $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ dalla massa del quark top, sia per lo studio del decadimento degli adroni con bellezza che consente di verificare le previsioni dei modelli teorici relative al decadimento dei quarks pesanti all'interno degli adroni.

Come verrà discusso nel seguito, la scelta del particolare modello per la descrizione del decadimento semileptonico degli adroni con b rappresenta una sorgente molto importante di errore sistematico nella determinazione di $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})}$, oggetto di questa tesi.

È di rilievo conoscere le forme degli spettri in impulso dei leptoni di decadimento. Nel seguito verranno confrontate le previsioni di due modelli differenti, uno di tipo spettatore, (*ACCM* [25]) e uno basato sul calcolo della probabilità di transizione in stati finali di massa definita (*IGSW* [26]). In entrambi i casi i modelli sono stati adattati alle misure sperimentali di *CLEO*.

Nei modelli "a spettatore" il decadimento di un adrone pesante è prodotto dalla disintegrazione del quark pesante Q , mentre i costituenti leggeri della particella di origine non partecipano al processo. In questo contesto, le vite medie degli adroni pesanti e le larghezze parziali di decadimento semileptonico dipendono esclusivamente dal decadimento del quark Q , indipendentemente dal tipo e dal numero dei quarks leggeri presenti nell'adrone. La differenza delle vite medie per i diversi adroni con c [8], (vedi la (144) del capitolo 6), dimostra la presenza di contributi di altro genere, meno importanti nella descrizione del decadimento degli adroni con bellezza, a causa della massa più elevata del quark b rispetto al c . Nei modelli a spettatore, la larghezza parziale semileptonica del quark b viene espressa come:

$$\Gamma_{sl}(b \rightarrow ql\bar{\nu}_l) = \frac{G_\mu^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{qb}|^2 I\left(\frac{m_q}{m_b}, \frac{m_l}{m_b}, 0\right) \eta_{sl} \quad (42)$$

dove V_{qb} è l'elemento di matrice di Kobayashi-Maskawa per l'accoppiamento del quark $q = c, u$ con il b , la funzione $I(\frac{m_q}{m_b}, \frac{m_l}{m_b}, 0)$ è un fattore di spazio delle fasi [27], mentre η_{sl} assorbe l'effetto delle correzioni di QCD all'ordine α_s [28]. Analogamente, la larghezza di decadimento non leptonica è data dalla:

$$\Gamma_{nl}(b \rightarrow q_1 q_2 \bar{q}_3) = 3 \frac{G_\mu^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{q_1 b}|^2 |V_{q_2 q_3}|^2 I\left(\frac{m_{q_1}}{m_b}, \frac{m_{q_2}}{m_b}, \frac{m_{q_3}}{m_b}\right) \eta_{nl} \quad (43)$$

I parametri η_{sl} e η_{nl} dipendono da α_s e dai valori delle masse dei quarks nello stato finale.

In particolare, nel modello *ACCM* per la descrizione del decadimento di un mesone $B = (bq_{sp})$, il quark leggero spettatore q_{sp} viene trattato come una particella reale di massa m_{sp} e impulso $\vec{p}$ distribuito gaussianamente secondo la probabilità:

$$\phi(|\vec{p}|) = \frac{4}{\sqrt{\pi} P_F^3} \exp\left(\frac{-|\vec{p}|^2}{P_F^2}\right) \quad (44)$$

con P_F impulso di Fermi. Il quark b viene considerato, al contrario, come una particella virtuale di massa invariante W , funzione dell'impulso del quark spettatore:

$$W^2 = M_B^2 + m_{sp}^2 - 2M_B \sqrt{p^2 + m_{sp}^2} \quad (45)$$

dove M_B è la massa del mesone.

Indichiamo con q il quark nello stato finale e sia inoltre:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{m_q}{m_b} \\ x &= \frac{2E_l}{m_b} \leq 1 - \epsilon^2 \equiv x_M \end{aligned} \quad (46)$$

dove E_l indica l'energia del leptone carico, assunto privo di massa.

Assumendo il quark b a riposo, lo spettro in energia del leptone è descritto dalla:

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{d\Gamma^0}{dx} \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} G(x, \epsilon) \right] \quad (47)$$

dove la funzione $G(x, \epsilon)$ assorbe le correzioni di QCD di ordine α_s e:

$$\frac{d\Gamma^0}{dx} = \frac{G_\mu^2 m_b^5}{96\pi^3} x^2 \frac{(x_M - x)^2}{(1 - x)^3} [(1 - x)(3 - 2x) + (1 - x_M)(3 - x)] \quad (48)$$

La funzione $G(x, \epsilon)$ presenta una divergenza logaritmica per $x \rightarrow x_M$, ossia in prossimità del limite superiore dello spettro in impulso del leptone, che viene riasorbita mediante esponenziazione includendo tutti i contributi logaritmici dominanti agli ordini superiori.

Lo spettro in energia del leptone deve essere determinato considerando l'impulso del quark pesante all'interno dell'adrone; per un mesone B a riposo si ottiene:

$$\frac{d\Gamma_B}{dE} = \int_0^{p_{max}} \phi(|\vec{p}|) p^2 dp \frac{d\Gamma_q}{dE}(W, \vec{p}, E) \quad (49)$$

dove p^{max} è il valore dell'impulso del quark spettatore, ottenuto dalla (45) in corrispondenza a una massa invariante W pari alla massa del quark uscente, mentre $\frac{d\Gamma_q}{dE}(W, \vec{p}, E)$ è lo spettro in energia del leptone prodotto dal decadimento in volo di un quark di massa W e impulso $\vec{p}$ ottenuto tramite un "boost" della (47).

Le incertezze principali nella determinazione dello spettro di decadimento semileptonico con i modelli a spettatore derivano dall'indeterminazione su m_b , che compare alla quinta potenza nella (42), dalle correzioni di QCD e dal valore delle masse dei quarks nello stato finale.

La frazione di decadimento semileptonico del quark b viene determinata dal confronto delle larghezze parziali semileptonica e non leptonica (42, 43), assumendo inoltre $\alpha_s(M_Z) = 0.115 \pm 0.010$, rinormalizzata alla scala μ con $\frac{m_b}{2} \leq \mu \leq m_b$ [29]:

$$\begin{aligned} B.R._{sl}^{SP}(b) &= [12.2 \pm 0.45 (scala) \pm 0.8 (\alpha_s)]\% \\ \text{per } m_{u,d} &= 0 \text{ GeV}, m_s = 0.15 \text{ GeV}, m_c = 1.2 \text{ GeV}, m_b = 4.6 \text{ GeV}; \\ B.R._{sl}^{SP}(b) &= [14.4 \pm 0.45 (scala) \pm 0.8 (\alpha_s)]\% \\ \text{per } m_{u,d} &= 0.16 \text{ GeV}, m_s = 0.30 \text{ GeV}, m_c = 1.7 \text{ GeV}, m_b = 5.0 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (50)$$

Tali determinazioni sono solo parzialmente compatibili con le misure sperimentali più recenti:

$$\begin{aligned} B.R._{sl}(b) &= (10.2 \pm 0.5 \pm 0.2)\% \text{ (ARGUS) [30]} \\ B.R._{sl}(b) &= (10.5 \pm 0.2 \pm 0.4)\% \text{ (CLEO) [31]} \\ B.R._{sl}(b) &= (11.0 \pm 0.3 \pm 0.4)\% \text{ (LEP) [32]} \end{aligned} \quad (51)$$

I parametri liberi del modello sono stati misurati da CLEO:

$$\begin{aligned} P_F &= 298 \pm 65 \text{ MeV} \\ m_c &= 1673 \pm 63 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (52)$$

Dal confronto tra le misure sperimentali e la (50) risulta favorita la scelta dei valori inferiori per le masse dei quarks e appare evidente la presenza di contributi di tipo "non spettatore" che possono trarre origine da effetti di interferenza tra quarks nello stato finale e di scambio di W .

Il primo effetto [33] ha luogo nel decadimento del mesone B^- : l'antiquark spettatore $\bar{u}$ può interferire con una particella uguale prodotta nello stato finale dal decadimento $b \rightarrow c\bar{u}d$ apportando un contributo negativo $-\delta\Gamma_I$ alla larghezza semileptonica.

Lo scambio di W [34] ha luogo nel decadimento del mesone B^0 e contribuisce con un termine positivo $+\delta\Gamma_W$ alla larghezza di decadimento, mentre è soppresso nel decadimento dei mesoni carichi.

L'effetto globale di queste due correzioni su $B.R._{sl}^{SP}(b)$ è esprimibile come:

$$B.R._{sl} = B.R._{sl}^{SP} \left(1 - \frac{\delta\Gamma_W - \delta\Gamma_I}{2\Gamma^{SP}} \right) \quad (53)$$

Un limite sulla quantità $\frac{\delta\Gamma_W + \delta\Gamma_I}{\Gamma^{SP}}$ può essere ottenuto dal rapporto tra le misure di vita media per i diversi stati di carica; vale infatti la relazione:

$$\frac{\tau^-}{\tau^0} \simeq 1 + \frac{\delta\Gamma_W + \delta\Gamma_I}{\Gamma^{SP}} \quad (54)$$

In futuro, al crescere della precisione sulla misura di questo rapporto, la (54) potrà quindi fornire alcune indicazioni sulle quantità $\delta\Gamma_W$ e $\delta\Gamma_I$.

La correzione indotta dallo scambio di W risulta amplificata se accompagnata dall'emissione di un gluone; questo è quindi l'effetto privilegiato per la comprensione delle discrepanze tra le misure sperimentali e le previsioni teoriche del modello a spettatore *ACCM*.

Il modello *IGSW* si basa sulla determinazione dei fattori di forma per la descrizione degli stati finali esclusivi prodotti nel decadimento dei mesoni con b , mediante il modello a quarks con potenziale non relativistico. Questo modello non contiene parametri liberi.

Lo spettro in impulso del leptone è determinato dalla sovrapposizione di più contributi relativi agli stati legati discreti, prodotti dall'interazione forte in regime non perturbativo tra il quark leggero, appartenente alla particella d'origine, e quello prodotto dal decadimento del b . Gli effetti di produzione di coppie di quarks per interazione forte all'interno del mesone B e della successiva possibile combinazione tra queste e il quark prodotto dal decadimento del b vengono considerati come perturbazioni trascurabili.

Consideriamo ad esempio il decadimento $\bar{B}^0 \rightarrow X_q e \bar{\nu}_e$ e indichiamo con p_B , p_e e p_ν i quadrimomenti delle particelle che partecipano al processo; in questo contesto lo spettro della massa adronica dello stato finale $M_X^2 = (p_B - p_e - p_\nu)^2$ non viene considerato un continuo come nel caso dei modelli a spettatore, ma un insieme di stati sempre più separati procedendo verso il valore minimo permesso, $M_{X,min}^2 = (m_q + m_d)^2$. Di conseguenza, lo spettro in energia del leptone sarà pari alla sovrapposizione di diversi contributi, di energia massima $E_e^{max} = \frac{M_B^2 - M_X^2}{2M_B}$.

In particolare, nel decadimento $b \rightarrow c$, il modello a spettatore prevede: $2.15 \text{ GeV} \leq M_X \leq 2.31 \text{ GeV}$, mentre lo spettro sperimentale è dominato dalla produzione di mesoni D e D^* di masse $M(D) \approx 1.87 \text{ GeV}$ e $M(D^*) \approx 2.01 \text{ GeV}$. Analogamente, per il decadimento $b \rightarrow u$, lo spettro in M_X può essere considerato continuo solo nella regione a densità elevata di stati discreti, per valori prossimi al limite superiore $M_X^{max} \simeq 1.38 \text{ GeV}$.

L'elemento di matrice per la transizione $B \rightarrow X_q e \nu_e$ è:

$$T = \frac{G_\mu}{\sqrt{2}} V_{qb} \bar{u}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_{\nu_e} < X_q(p_X, s_X) | j_{qb}^\mu | \bar{B}(p_B) > \quad (55)$$

dove V_{qb} è, come di consueto, l'elemento della matrice di Kobayashi-Maskawa, e per la corrente adronica carica vale la:

$$j_{qb}^\mu = \bar{u}_q \gamma^\mu (1 - \gamma_5) d_b \quad (56)$$

Gli elementi di matrice $< X_q | j_{qb}^\mu | \bar{B} >$ vengono calcolati mediante un'espansione nei termini di fattori di forma f_i , invarianti per trasformazioni di Lorentz:

$$< X | j^\mu | B > = \sum_i f_i(t - t_{max}) A_i^\mu \quad (57)$$

dove $t = (p_B - p_X)^2$ indica il quadrimomento trasferito, di valore massimo $t_{max} = (M_B - M_X)^2$ e A_i^μ sono i vettori che possono essere formati dalle variabili cinematiche disponibili. I fattori di forma f_i vengono quindi identificati, per $t \approx t_{max}$, con quelli ottenuti nel modello a quarks non relativistico degli adroni [35].

Da quanto precede, segue che lo spettro in impulso del leptone può venire ricavato correttamente, al di sopra di un valore minimo, dalla somma dei contributi relativi agli stati legati X , per valori crescenti di M_X sino al limite in cui la densità degli stati diviene approssimabile al continuo.

Le previsioni del modello *IGSW* risulteranno quindi più attendibili nella regione ad alto impulso leptonico, in prossimità del valore massimo permesso.

Nel caso del decadimento $\bar{B} \rightarrow X_c e \bar{\nu}_e$, dove X_c è un mesone con c di massa $M_{X_c} < M_B$, questo modello prevede che lo spettro del leptone sia completamente descritto dalla somma dei contributi relativi ai mesoni D , D^* e D^{**} , nelle proporzioni del 27%, 62% e 11% rispettivamente. I risultati sperimentali di *CLEO* [31] vengono

descritti correttamente da una versione modificata di questo modello, indicata con $IGSW^{**}$, che prevede una frazione di decadimento $f(B \rightarrow D^{**}) = 32\%$.

Come verrà sottolineato successivamente, la misura di $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})}$ dall'analisi dei decadimenti semileptonici del b viene effettuata a *DELPHI* sulla base delle previsioni dei modelli *ACCM* e *IGSW^{**}*.

1.7 Mescolamento $B^0 - \bar{B}^0$

Analogamente al caso dei mesoni K , anche i mesoni B neutri esistono in due autostati di CP, indicati con B^0 e $\bar{B}^0$ che si mescolano a causa della presenza di diagrammi a scatola con scambio di due W . Gli autostati di massa risultanti possono essere espressi come combinazione lineare dei precedenti:

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle & \text{Stato leggero} \\ |B_H\rangle &= p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle & \text{Stato pesante} \end{aligned} \quad (58)$$

dove, nel limite in cui CP è conservata, si ha $p = q = \frac{1}{\sqrt{2}}$. A differenza dei mesoni K , i due stati sono caratterizzati da larghezze e vite medie molto simili; le piccole differenze sulla Γ sono indotte da contributi di ambo i segni, relativi a canali in cui possono decadere entrambi gli autostati di CP, con frazioni di decadimento $\sim 10^{-3}$ [36]. Indicando con:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{\Gamma_H + \Gamma_L}{2} \\ \Delta\Gamma &= \Gamma_H - \Gamma_L \end{aligned} \quad (59)$$

si prevede $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \leq 10^{-2}$. L'evoluzione temporale di uno stato di puro B^0 o $\bar{B}^0$ al tempo $t = 0$ è descritta da:

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= e^{(-\frac{\Gamma t}{2})} e^{(-iMt)} \times \left[\cos(\frac{\Delta M t}{2}) |B^0\rangle + i \frac{q}{p} \sin(\frac{\Delta M t}{2}) |\bar{B}^0\rangle \right] \\ |\bar{B}^0(t)\rangle &= e^{(-\frac{\Gamma t}{2})} e^{(-iMt)} \times \left[i \frac{p}{q} \sin(\frac{\Delta M t}{2}) |B^0\rangle + \cos(\frac{\Delta M t}{2}) |\bar{B}^0\rangle \right] \end{aligned} \quad (60)$$

dove si è posto:

$$\begin{aligned} M &= \frac{M_H + M_L}{2} \\ \Delta M &= M_H - M_L \end{aligned} \quad (61)$$

La probabilità che uno stato inizialmente puro oscilli nel suo coniugato al tempo t è quindi, trascurando l'effetto di $\Delta\Gamma$:

$$P(t) = \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} (1 - \cos(\Delta M t)) \quad (62)$$

Il parametro di mescolamento $\chi_{q=d,s}$ è definito come la probabilità totale che un mesone $B_{d(s)}^0$ oscilli in $\bar{B}_{d(s)}^0$:

$$\chi_q = \int_0^\infty P(t) dt = \frac{x_q^2}{2(1+x_q^2)} \quad (63)$$

dove x_q è il rapporto tra la frequenza di oscillazione e la larghezza di decadimento [37]:

$$x_q = \left(\frac{\Delta M}{\Gamma} \right)_q = \tau_B \frac{G_\mu^2 M_B}{6\pi^2} B_B f_B^2 |V_{tb} V_{td(s)}|^2 m_t^2 S \eta_{QCD} \quad (64)$$

dove il termine $B_B f_B^2$ proviene dal calcolo dell'elemento di matrice adronico nell'approssimazione di saturazione del vuoto:

$$\langle B^0 | j_\mu^\dagger j_\mu | \bar{B}^0 \rangle \approx \langle B^0 | j_\mu^\dagger | 0 \rangle \langle 0 | j_\mu | \bar{B}^0 \rangle = \frac{4}{3} B_B f_B^2 M_B \quad (65)$$

mentre S assorbe le correzioni radiative elettrodeboli in funzione di $\frac{m_t^2}{M_W^2}$, η_{QCD} tiene conto degli effetti di QCD perturbativa e V_{tq} sono gli elementi della matrice KM.

A LEP viene misurato il parametro di mescolamento:

$$\chi_b = f_d \chi_d + f_s \chi_s \quad (66)$$

dove $f_{d,s}$ sono le abbondanze relative dei mesoni B_d e B_s . Dalla combinazione delle misure sperimentali disponibili si ottiene [8]:

$$\begin{aligned} \chi_d &= 0.156 \pm 0.024 \rightarrow x_d = 0.71 \pm 0.06 \\ \chi_b &= 0.133 \pm 0.011 \end{aligned} \quad (67)$$

Dalla (64) si ottiene: $\frac{x_s}{x_d} \approx \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2$; l'esperimento *ALEPH* [38] ha posto un limite inferiore $x_s > 8.5$.

2 Determinazione sperimentale

La determinazione sperimentale della larghezza parziale di decadimento $\Gamma_{b\bar{b}} \equiv \Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ si basa sull'identificazione degli eventi $b\bar{b}$ dall'osservazione di grandezze cinematiche e topologiche sensibili alle caratteristiche di massa elevata, alta probabilità di decadimento semileptonico e vita media lunga, proprie del quark b . In generale, gli eventi $b\bar{b}$ vengono selezionati a partire dal campione degli eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ e quindi la quantità effettivamente misurata è il rapporto:

$$R_b \equiv \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})} \quad (68)$$

Il valore di $\Gamma_{b\bar{b}}$ viene successivamente ottenuto dal prodotto di R_b con la larghezza di decadimento adronica $\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q})$, determinata da un fit alla sezione d'urto della Z^0 attorno al picco della risonanza [39]. Per i criteri di selezione degli eventi adronici si rimanda al capitolo 4.

Mediante l'uso di tecniche di analisi multidimensionale e di reti neurali, sono state effettuate alcune misure di $\Gamma_{b\bar{b}}$ basate sullo studio di variabili topologiche, come la sfericità nel sistema di riferimento dell'adrone con bellezza, la distanza di eventuali vertici secondari dal primario ed altre ancora [40].

Il decadimento della Z^0 produce una coppia di quarks b con impulso opposto; in prima approssimazione la frammentazione ed il successivo decadimento degli adroni con bellezza danno origine a due getti collimati con direzioni opposte nel sistema del laboratorio. Quindi, dividendo ogni evento in due emisferi definiti dalla direzione dell'asse di thrust¹, è possibile identificare entrambi i quarks della coppia $b\bar{b}$. Dal confronto tra il numero di eventi in cui sia stato selezionato rispettivamente solo un emisfero o entrambi, è possibile ricavare l'efficienza di selezione e il valore di R_b direttamente dai dati.

La massa elevata del quark b è all'origine di due effetti correlati:

1. Lo spettro in impulso del leptone prodotto nel decadimento semileptonico di un adrone pesante mostra un andamento crescente con il valore della massa del quark

¹L'asse di thrust di un evento si definisce come la direzione lungo la quale risulta massima la somma dei valori assoluti delle componenti degli impulsi di tutte le particelle dell'evento.

pesante Q (vedi le 48, 49). In particolare, trascurando l'impulso di Q all'interno dell'adrone, l'impulso del leptone nel sistema a riposo dell'adrone è legato a m_Q dalla relazione: $p_{rest}^{lept} \leq 1/2 \cdot m_Q$.

Nel caso di decadimento $Z^0 \rightarrow Q\bar{Q}$, gli adroni pesanti non vengono prodotti a riposo; si misura quindi la componente dell'impulso del leptone perpendicolare alla direzione di volo dell'adrone, quantità indipendente dall'energia di quest'ultimo.

Per questa analisi è quindi di particolare importanza stimare la direzione di volo degli adroni con bellezza. Sperimentalmente si assume che la direzione dell'adrone pesante coincida con quella del getto originato dal suo decadimento.

Viene quindi definita la variabile p_t^{lept} , che rappresenta la componente trasversa dell'impulso del leptone rispetto all'asse del getto di appartenenza dell'adrone. Questa grandezza, nel limite in cui la direzione del getto coincide con quella dell'adrone con bellezza, rappresenta la componente dell'impulso del leptone, nel sistema in cui l'adrone è a riposo, perpendicolare alla direzione di volo di quest'ultimo nel laboratorio. I leptoni prodotti nei decadimenti semileptonici degli adroni pesanti sono quindi caratterizzati da un impulso trasverso elevato. In particolare, nel caso di adroni contenenti c e b si ha:

$$\begin{aligned} p_t^{lept}(b) &\leq 2.3 \text{ GeV}/c \\ p_t^{lept}(c) &\leq 0.9 \text{ GeV}/c \end{aligned} \tag{69}$$

2. La funzione di frammentazione per i quarks pesanti (38) favorisce uno spettro duro in impulso; in media quindi, un quark più pesante adronizza in una particella con impulso più elevato che lo trasmette ai propri prodotti di decadimento. In particolare, nel caso di decadimento semileptonico, le differenti funzioni di frammentazione sono all'origine di una diversa distribuzione nell'impulso del leptone per i quarks b e c .

Una via possibile per la determinazione di $\Gamma_{b\bar{b}}$, di cui si tratterà diffusamente in seguito e che fornisce alcuni strumenti indispensabili alla misura oggetto di questo lavoro, è quindi offerta dallo studio dello spettro degli elettroni e dei muoni nei decadimenti adronici della Z^0 [41, 42].

Con un taglio

$$\begin{cases} p^{lept} \geq 3 \text{ GeV}/c \\ p_t^{lept} \geq 1.5 \text{ GeV}/c \end{cases} \quad (70)$$

si ottiene una efficienza per evento di circa il 10%, con una purezza $P_b^{lept} \approx 80\%$ e un fondo ugualmente popolato di coppie $c\bar{c}$ e di quarks leggeri; l'efficienza di selezione per il singolo quark della coppia $b\bar{b}$ sarà quindi $\epsilon_b^{lept} \approx 5\%$.

La vita media elevata del quark b si riflette nella lunghezza di decadimento degli adroni con bellezza e ciò permette, grazie al rivelatore di vertice, di distinguere le tracce prodotte nei decadimenti secondari e di risolvere i vertici di questi ultimi dal primario.

Un criterio di selezione, che sfrutta la buona risoluzione del rivelatore di vertice di *DELPHI* e che sarà descritto nel capitolo 6, si basa sulla definizione di una variabile continua P_E , che rappresenta la probabilità che tutte le tracce di un evento, o un loro sottinsieme, provengano dal vertice principale; nel caso di eventi $b\bar{b}$, la presenza di decadimenti secondari si traduce in un accumulo verso valori bassi nella distribuzione di P_E . Questo metodo è stato utilizzato per la misura di R_b mediante una strategia proposta originariamente in [43] che sfrutta la selezione indipendente dei due quarks $b\bar{b}$ e consente [44, 45, 46], assumendo per $\Gamma_{c\bar{c}}$ la media mondiale delle varie misure [39], di ricavare contemporaneamente l'efficienza di selezione per il quark b e il valore di R_b dal confronto del numero dei singoli emisferi selezionati con quello degli eventi che superano la selezione in entrambi. Gli eventi di fondo sono divisi in due classi: gli eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, nei quali gli adroni dello stato finale sono caratterizzati da vita media elevata, e i decadimenti $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ con $q \neq b, c$ che risultano indistinguibili tra di loro. In analogia alla (68) si definisce il rapporto

$$R_c \equiv \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})} \quad (71)$$

Per il decadimento della Z^0 in coppia di quarks leggeri avremo quindi:

$$R_{uds} = 1 - R_b - R_c \quad (72)$$

In questa misura la dipendenza dalla simulazione è limitata alla determinazione di quantità piccole, come le efficienze per gli eventi di fondo e una correlazione tra le efficienze nei due emisferi, di cui si tratterà diffusamente più avanti.

2.1 Descrizione del metodo di misura

La strategia seguita in questo lavoro presenta delle analogie con quella appena descritta. Anche questo approccio, infatti, si basa sull'identificazione indipendente dei due quarks b prodotti dal decadimento della Z^0 , ma, a differenza del caso precedente, vengono qui utilizzati due criteri di selezione diversi per i due emisferi:

1. Un emisfero viene selezionato, mediante il metodo probabilistico a cui si è accennato, con un taglio $P_H < C$ dove P_H è la probabilità che tutte le tracce dell'emisfero provengano dal vertice principale; indichiamo con ϵ_q^h l'efficienza di tale selezione per eventi $q\bar{q}$.
2. L'altro emisfero viene selezionato dalla presenza di un elettrone o di un muone ad alto impulso trasverso p_t^{lept} rispetto alla direzione del getto di appartenenza e impulso p^{lept} compreso tra 3 e 30 GeV/c; sia ϵ_q^{lept} l'efficienza di questa selezione. In tutto ciò che segue, nel caso di eventi in cui venga identificato più di un leptone, l'analisi viene riferita a quello più energetico.

L'utilizzo di due tipi differenti di selezione riduce la dipendenza del risultato da grandezze determinate tramite simulazione, come le efficienze di selezione probabilistica per gli eventi $c\bar{c}$ e $q\bar{q}$ con $q = u, d, s$, indicate rispettivamente con ϵ_c^h e ϵ_{uds}^h . Ciò contribuisce al contenimento delle sistematiche della misura.

Se indichiamo con f_1 la frazione di emisferi selezionati in eventi adronici con il metodo probabilistico, varrà la relazione:

$$f_1 = \epsilon_b^h R_b + \epsilon_c^h R_c + \epsilon_{uds}^h R_{uds} \quad (73)$$

dove il rapporto R_c , definito in precedenza, viene fissato pari alla media mondiale delle misure, R_{uds} si ricava dalla (72) e le efficienze per gli eventi di fondo vengono determinate dalla simulazione.

Consideriamo ora l'insieme degli eventi in cui è stato identificato almeno un leptone o un muone e indichiamo con $P_{b,c}^{lept}$ la frazione di eventi $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ nel campione, ossia:

$$P_{b,c}^{lept} = \frac{N_{b,c}^{lept}}{N_b^{lept} + N_c^{lept} + N_{uds}^{lept}} \quad (74)$$

Questa viene determinata, come si vedrà in seguito, da un fit allo spettro in (p^{lept}, p_t^{lept}) dei leptoni con un precisione $\delta(P_b^{lept})/P_b^{lept} \approx 1\%$; $\delta(P_c^{lept})/P_c^{lept} \approx 8\%$.

Come già accennato, la selezione di ognuno dei due emisferi dell'evento è indipendente dall'altra solo in prima approssimazione; intervengono infatti alcuni effetti che inducono una correlazione tra le due efficienze. Indichiamo rispettivamente con ϵ_q^{lept} e con ϵ_q^h l'efficienza di selezione di un emisfero in eventi $q\bar{q}$ mediante il criterio leptonico e probabilistico; la probabilità ϵ_q^d di selezionare entrambi gli emisferi di un evento non sarà semplicemente determinata dal prodotto delle due, ma varrà la relazione:

$$\epsilon_q^d = \rho_q^h \cdot \epsilon_q^h \epsilon_q^{lept} \quad (75)$$

dove compare il parametro ρ_q^h che dovrà essere stimato mediante la simulazione.

Da quanto precede segue che la frazione f_2 di eventi semileptonici, in cui l'emisfero opposto al leptone più energetico sia stato selezionato dal metodo probabilistico, è determinata dalla:

$$f_2 = \rho_b^h \epsilon_b^h P_b^{lept} + \rho_c^h \epsilon_c^h P_c^{lept} + \rho_{uds}^h \epsilon_{uds}^h P_{uds}^{lept} \quad (76)$$

dove la frazione di coppie di quarks leggeri è data da: $P_{uds}^{lept} = 1 - P_b^{lept} - P_c^{lept}$.

Quindi ϵ_b^h e R_b possono venire determinate contemporaneamente risolvendo le equazioni (73, 76), dove le frazioni $f_{1,2}$ sono misurate sugli eventi reali e gli altri parametri vengono determinati per eventi di montecarlo:

$$\begin{cases} \epsilon_{b,dati}^h = \frac{1}{\rho_b^h P_b^{lept}} \cdot (f_2 - \rho_c^h \epsilon_c^h P_c^{lept} - \rho_{uds}^h \epsilon_{uds}^h P_{uds}^{lept}) \\ R_b = \frac{1}{\epsilon_{b,dati}^h - \epsilon_{uds}^h} \cdot (f_1 - R_c (\epsilon_c^h - \epsilon_{uds}^h) - \epsilon_{uds}^h) \end{cases} \quad (77)$$

La (77) necessita di due considerazioni:

1. Il criterio di identificazione probabilistico è caratterizzato da una efficienza elevata per gli eventi $b\bar{b}$ e da un grande potere di reiezione per il fondo; il taglio nella variabile P_H viene scelto in modo tale da ottenere un rapporto tra le efficienze pari a: $\epsilon_b^h/\epsilon_c^h \approx 10$, $\epsilon_b^h/\epsilon_{uds}^h \approx 30$. Per quanto riguarda il settore leptonico, in corrispondenza al taglio (70), abbiamo inoltre: $P_b^{lept}/P_{c,uds}^{lept} \approx 8$. Tutto ciò limita la dipendenza della misura da parte delle quantità ricavate dalla simulazione.

2. Dall'espressione per $\epsilon_{b, \text{dati}}^h$ emerge che la determinazione di R_b dipende fortemente dal valore della correlazione e della purezza del campione semileptonico per gli eventi $b\bar{b}$; la determinazione di queste due grandezze rappresenta quindi l'aspetto piú delicato della misura.

La procedura di fit allo spettro in impulso e impulso trasverso dei leptoni con la determinazione delle purezze (74) verrà illustrata nel capitolo 5, mentre il criterio di selezione probabilistico e la stima delle efficienze di selezione per gli eventi di fondo saranno oggetto del capitolo 6.

La determinazione sperimentale della correlazione tra le due selezioni verrà affrontata nel capitolo 7 assieme alle problematiche dell'analisi mista.

3 Il rivelatore DELPHI

L'apparato *DELPHI* è un dispositivo ermetico per lo studio delle interazioni e^+e^- basato su misure di posizione, impulso, energia e velocità delle particelle prodotte in esse [47]. A tale fine *DELPHI* è costituito da un insieme di rivelatori che permettono, grazie a misure indipendenti e opportunamente combinate, di identificare le particelle e di eliminare il fondo dovuto ai raggi cosmici, alle particelle generate dall'interazione tra i fasci e il gas residuo nella camera a vuoto e alla radiazione di sincrotrone.

L'apparato è ora in fase di sviluppo, per adattarsi al meglio alle esigenze della fisica di LEP 200. Nel seguito se ne descriverà la configurazione negli anni 1992 – 1993, cui si riferisce l'analisi. Una rappresentazione di *DELPHI* è riportata nella figura 7. Il rivelatore ha simmetria cilindrica rispetto all'asse dei fasci di LEP. Le coordinate di un punto del rivelatore vengono descritte in un sistema di assi cartesiani levogiro, con asse z parallelo all'asse dei fasci e direzione concorde a quella degli elettroni, asse x orizzontale e y verticale. Si definisce anche un sistema di coordinate polari, dove il raggio R indica la distanza del punto dall'asse dei fasci, l'angolo polare Θ è nullo lungo l'asse z e l'angolo azimutale Φ è definito nel piano perpendicolare a quest'ultima. Nel seguito le coordinate di un punto saranno indicate con le lettere maiuscole (R, Θ, Φ) , mentre la direzione di una traccia sarà indicata da lettere minuscole (θ, ϕ) .

Le particelle cariche vengono deflesse da un campo magnetico $B = 1.2 \text{ T}$ parallelo all'asse dei fasci, generato da un solenoide superconduttore lungo 7.4 m e di diametro interno pari a 5.2 m .

La ricostruzione delle tracce e la misura dell'impulso delle particelle cariche si ottengono sfruttando le prestazioni di una camera a proiezione temporale, "TPC", del rivelatore di microvertice e delle camere a fili. Nella regione centrale, procedendo radialmente dall'interno all'esterno dell'apparato, si trovano:

- Rivelatore di microvertice, costituito da tre rivelatori al silicio a faccia singola, che verrà illustrato nel seguito.
- "Inner Detector", cilindro diviso in due parti coassiali, rispettivamente costituite da 24 camere a deriva con fili paralleli alla coordinata z per la misura della coordinata radiale con una precisione $\sigma_{R\Phi} = 90 \mu\text{m}$, e da 5 camere proporzionali con

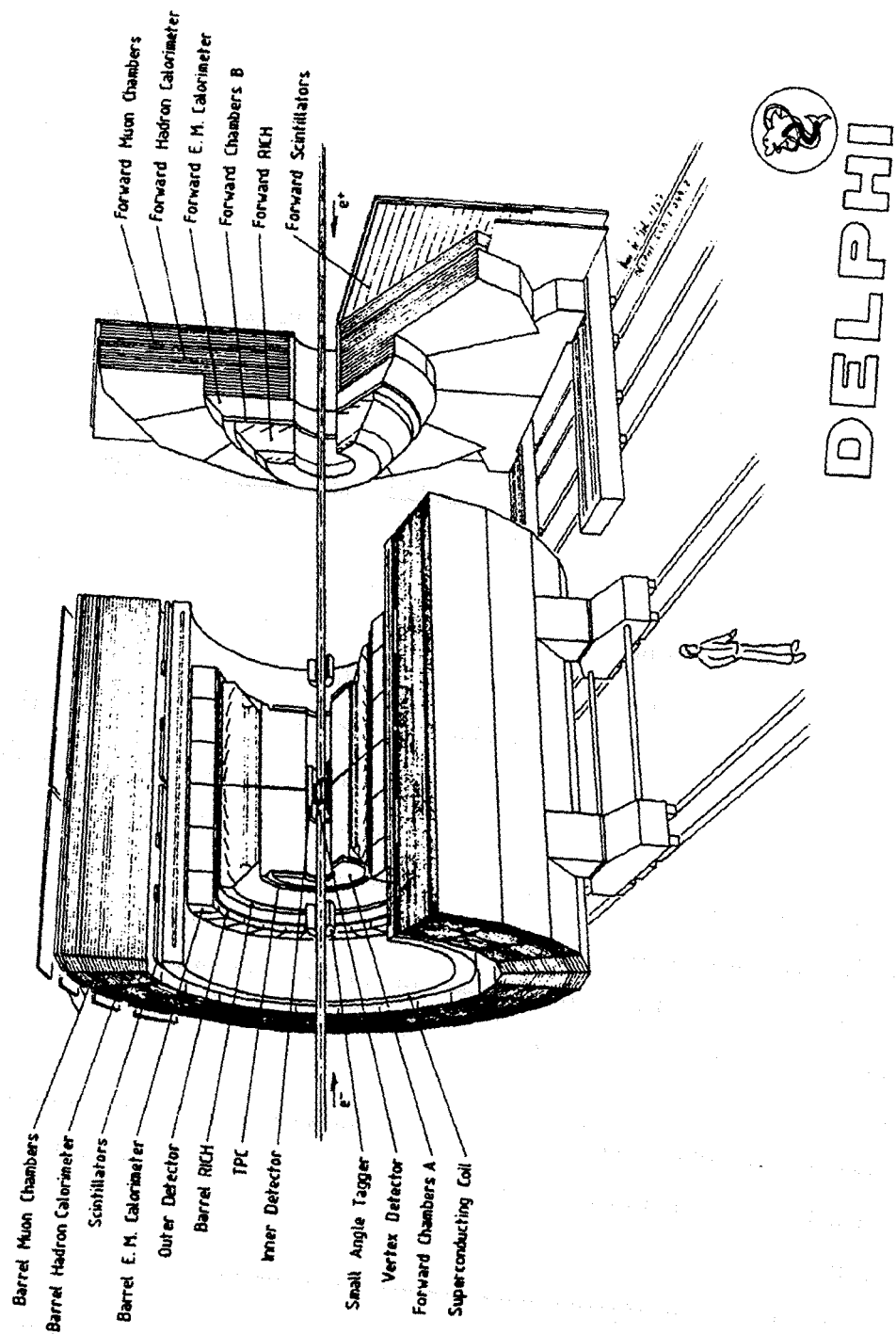


Figura 7: Il rivelatore DELPHI

lettura catodica esterna mediante strips anulari, per la misura della coordinata longitudinale con una risoluzione $\sigma_z = 600 \mu m$.

- “Outer Detector”, costituito da 5 piani di tubi a streamer limitato caratterizzati da una precisione $\sigma_{R\Phi} = 100 \mu m$, $\sigma_z = 2 cm$; questo rivelatore completa la ricostruzione delle tracce a partire dai rivelatori più interni, migliorando in particolare la risoluzione in impulso per le particelle di alta energia.

La risoluzione complessiva di questo insieme di rivelatori è: $\sigma(p)/p = 0.0008 \cdot p (GeV/c)$ per tracce a impulso elevato.

Nella regione in avanti si trovano due sistemi di camere, “FCA” e “FCB”: la prima è costituita da tre doppi strati di tubi a streamer limitato disposti lungo direzioni differenti che coprono la regione angolare: $11^\circ < \theta < 33^\circ$; la seconda da 12 strati di fili nella regione: $11^\circ < \theta < 35^\circ$.

La misura dell’energia elettromagnetica è affidata, nella regione centrale, a un calorimetro a campionamento piombo-gas, “HPC”. Nella regione angolare: $10^\circ < \theta < 36^\circ$ è situato un rivelatore omogeneo, costituito da contatori di vetro al piombo letti da fototriodi che raccolgono la luce Cherenkov emessa dagli elettroni degli sciami; la risoluzione in energia di questo dispositivo è :

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \left[\left(\frac{5}{\sqrt{E(GeV)}} + 0.35 \right)^2 + \left(\frac{6}{E} \right)^2 \right]^{1/2} \% \quad (78)$$

Il calorimetro adronico è un rivelatore a campionamento ferro-tubi a streamer, il cui materiale passivo è ricavato dal giogo di ritorno per le linee del campo magnetico; una particella al suo interno attraversa circa 5 lunghezze di interazione. La risoluzione in energia di questo dispositivo è pari a:

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{120\%}{\sqrt{E(GeV)}} \quad (79)$$

All’esterno dei calorimetri sono situate le camere per l’identificazione dei muoni, costituite da due piani di camere a deriva che consentono la misura delle coordinate $(R\Phi, Z)$ nella regione angolare: $53^\circ < \theta < 127^\circ$ e (X, Y) per $9^\circ < \theta < 43^\circ$ e $137^\circ < \theta < 171^\circ$.

Sia nella regione centrale che in quella in avanti è presente un rivelatore a effetto Cherenkov che consente la discriminazione di π , K e protoni dalla ricostruzione dell'angolo di emissione della luce Cherenkov irradiata dalle particelle cariche nell'attraversamento di due radiatori, contenenti freon liquido e gassoso.

Completano l'apparato il "TOF", un sistema di contatori a scintillazione utilizzato principalmente per l'eliminazione del fondo di raggi cosmici e il "SAT", un calorimetro a campionamento piombo-scintillatore deputato alla misura della luminosità dei fasci dal conteggio di eventi Bhabha a piccolo angolo.

Il solenoide superconduttore è di dimensioni tali da contenere tutti i rivelatori, fatta eccezione per il TOF, il calorimetro adronico e le camere per i muoni; tale soluzione limita la quantità di materiale passivo tra il punto di interazione e i rivelatori.

L'analisi descritta in questa tesi si basa sia sulla rivelazione di elettroni e muoni, che sulle informazioni fornite dal rivelatore di microvertice; le caratteristiche di questo rivelatore, come anche di TPC, HPC e camere per muoni, saranno quindi descritte in maggior dettaglio.

3.1 La camera a proiezione temporale TPC

Questo rivelatore [48], che costituisce il dispositivo principale per la ricostruzione delle tracce cariche, è a forma di cilindro cavo, diviso longitudinalmente in due regioni simmetriche e in sei settori nel piano azimutale. Ogni settore è costituito da una camera a deriva lunga 135 cm, di raggio interno ed esterno pari a 35 cm e 111 cm rispettivamente, e chiusa alle estremità da una camera proporzionale. La regione angolare di accettazione dell'apparato è: $21^\circ < \theta < 159^\circ$.

Le camere a deriva, riempite di una miscela all'80% di argon e al 20% di metano, sono immerse in un campo elettrico $E = 150 \text{ V/cm}$ parallelo al campo magnetico, che assicura una velocità di deriva $v_d \approx 65 \text{ } \mu\text{m/ns}$ agli elettroni prodotti per ionizzazione dal passaggio di una particella carica.

Gli elettroni vengono raccolti dalle camere proporzionali, costituite da 192 fili anodici, spazati di 4 mm e 16 file circolari di piastre catodiche, per un totale di 1680 piastre per ogni settore.

Ciascuna piastra ricostruisce la coordinata radiale con precisione sul singolo punto

$\sigma_{R\Phi} = 0.23 \text{ mm}$. La coordinata azimutale è dedotta dalla misura del tempo di deriva, con precisione $\sigma_z = 0.9 \text{ mm}$. Nella regione: $39^\circ < \theta < 141^\circ$ possono essere misurati sino a 16 punti per ogni traccia, e almeno 4 nelle regioni: $21^\circ < \theta < 39^\circ$ e $141^\circ < \theta < 159^\circ$.

La perdita di energia per ionizzazione viene misurata con una risoluzione $\sigma_{dE/dX} = 6\%$ dai fili anodici.

3.2 Il calorimetro elettromagnetico HPC

Questo calorimetro a campionamento piombo-gas [49], è basato su principi di costruzione simili a quelli di una camera a proiezione temporale e consente quindi la ricostruzione tridimensionale degli sciame elettromagnetici.

Esso è posto nella regione centrale del rivelatore all'interno del magnete e copre la regione angolare: $43^\circ < \theta < 137^\circ$. Ha la forma di un cilindro cavo, di raggio interno e esterno rispettivamente pari a $r = 208 \text{ cm}$ e $R = 260 \text{ cm}$ ed è costituito da 24 settori longitudinali, suddivisi in 6 moduli trasversali. Ogni modulo, di spessore pari a circa 18 lunghezze di radiazione, è formato da 41 strati di fili di piombo, separati da 8 mm di gas, che fungono da materiale passivo.

Gli elettroni di ionizzazione derivano, sotto l'effetto di un campo elettrico $E = 100 \text{ V/cm}$, verso una camera proporzionale, situata all'estremità del modulo, che consente il campionamento in 9 strati dello sviluppo longitudinale degli sciame, attraverso un sistema di piastre catodiche di diverse dimensioni. La granularità elevata del rivelatore consente una separazione tridimensionale accurata tra particelle vicine e quindi una buona identificazione degli elettroni all'interno dei getti; la risoluzione angolare è pari a $\sigma_\theta = (36/\sqrt{E} + 2.5) \text{ mrad}$ nell'angolo polare e $\sigma_\phi = (97/\sqrt{E} + 10) \text{ mrad}$ nell'angolo azimutale. La risoluzione sulla coordinata longitudinale, ottenuta dalla misura del tempo di deriva degli elettroni è $\sigma_z \approx 3 \text{ mm}$.

La complessità dell'apparato rende difficile la riproduzione delle prestazioni del dispositivo mediante la simulazione; la risoluzione in energia misurata sperimentalmente è [50]:

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{0.26}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.0046 \quad (80)$$

3.3 Le camere per i muoni

Il rivelatore di muoni [51] nella regione centrale dell'apparato è costituito da sei piani di camere proporzionali, disposte in modo tale da coprire l'intera regione angolare in ϕ ; un muone che attraversi l'apparato interessa generalmente 4 piani di camere. I primi due piani sono situati nel giogo di ritorno del campo magnetico dopo 90 cm di ferro; gli altri sono posti all'esterno del calorimetro adronico, dopo altri 20 cm di ferro.

Il dispositivo, diviso in 24 settori azimutali, copre la regione angolare $53^\circ < \theta < 127^\circ$; esso è costituito da 1372 camere proporzionali di dimensioni tipiche pari a $2.0 \times 20.8 \times 365.0$ cm, con un filo anodico lungo l'asse longitudinale. La velocità di deriva, $v_d = 46 \mu\text{m/ns}$, consente una risoluzione nella coordinata radiale $\sigma_{R\phi} = 2 - 3$ mm per la singola camera, che si riflette in una indeterminazione sull'angolo azimutale $\sigma_\phi \approx 1^\circ$. La coordinata z viene misurata mediante una linea di ritardo, con una risoluzione $\sigma_z \approx 1$ cm.

Nella regione in avanti [52], il rivelatore è costituito da due piani di camere, uno all'interno e uno all'esterno del giogo del magnete. Ogni piano è suddiviso in 4 quadranti, costituiti da due strati ortogonali di 22 camere che operano in regime di streamer limitato, con un filo anodico al centro. La velocità di deriva all'anodo, $v_d = 7.4 \mu\text{m/ns}$ consente di misurare le coordinate con una risoluzione di 1 mm; queste ultime possono essere determinate anche mediante una linea di ritardo, con una risoluzione di 2 mm.

3.4 Il rivelatore di Microvertice

Questo dispositivo [53], situato tra il tubo da vuoto dell'acceleratore e l'"Inner detector", è costituito da tre strati coassiali, alla distanza radiale di 6.3 cm, 9 cm e 11 cm rispettivamente, che coprono la regione angolare $43^\circ < \theta < 137^\circ$.

Ogni strato è diviso in 24 moduli longitudinali, con una sovrapposizione di circa il 10% in ϕ tra i moduli stessi. Ogni modulo si suddivide, lungo z , in 4 rivelatori al silicio, di dimensioni pari a circa $285 \mu\text{m} \times 20 \text{ mm} \times 5 \text{ cm}$ e contenenti da 384 a 640 canali di lettura, "strips", a seconda dello strato.

Le strips catodiche, larghe $7 \mu\text{m}$ e spaziate di $25 \mu\text{m}$, sono disposte parallelamente all'asse dei fasci. Una strip ogni due è alluminata ed è collegata, tramite un accoppiamento capacitivo, all'elettronica di lettura, situata alle estremità del rivelatore. Il

numero di canali dell'intero apparato è pari a 73728.

Ognuno dei tre strati del rivelatore misura la coordinata $R\Phi$ con una risoluzione intrinseca di $\sigma_{R\Phi} \approx 8\mu m$; l'accuratezza dell'allineamento dei diversi moduli del dispositivo porta la risoluzione a circa $\sigma_{R\Phi} \approx 10\mu m$.

4 Selezione degli eventi

Nel corso degli anni 1991 e 1992 l'esperimento *DELPHI* ha raccolto circa 250000 e 1100000 eventi $e^+e^- \rightarrow Z^0$, rispettivamente.

Per la definizione del campione da utilizzare nel seguito, è necessario innanzitutto selezionare gli eventi raccolti in periodi di buon funzionamento dei rivelatori utili ai fini dell'analisi: l'efficienza della TPC e del calorimetro elettromagnetico è richiesta superiore al 95%, mentre dovrà essere maggiore dell'80% e del 90%, rispettivamente, per i rivelatori di muoni nel barile e in avanti.

Le tracce cariche di un evento, per essere utilizzate nell'analisi, devono superare la selezione seguente:

- Impulso $p > 0.2 \text{ GeV}/c$;
- Errore relativo su p : $\sigma_p/p < 100\%$;
- Lunghezza totale $L > 30 \text{ cm}$;
- Angolo con l'asse dei fasci $20^\circ < \theta < 160^\circ$;
- Proiezione del parametro d'impatto² nelle coordinate Z e $R\Phi$ inferiori rispettivamente a 10 cm e 2.5 cm .

Inoltre, i depositi di energia nei calorimetri elettromagnetici, in assenza di associazione con una traccia carica, vengono considerati segnali di particelle neutre nel caso in cui sia $E_{e.m} > 0.4 \text{ GeV}$.

Come illustrato nel capitolo 2, la misura di R_b si basa sull'analisi degli eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, caratterizzati da una molteplicità elevata. Per la selezione degli eventi adronici, si richiede:

- Energia rilasciata nell'apparato dalle tracce cariche, $E_{carica} > 0.15\sqrt{s}$, con $\sqrt{s}$ pari all'energia nel centro di massa al LEP; si richiede inoltre $E_{carica} > 0.03\sqrt{s}$ in entrambi gli emisferi definiti dall'asse dei fasci.
- Presenza di almeno due getti per evento.

²Per la definizione di parametro d'impatto si rimanda al capitolo 6.

Questa selezione è caratterizzata da un'efficienza $\epsilon_{q\bar{q}} \approx 95\%$; la contaminazione, dovuta principalmente a eventi $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, è stimata inferiore allo 0.1%, mediante simulazione. È stato inoltre verificato l'accordo tra l'efficienza di selezione degli eventi $q\bar{q}$ generici e quella relativa a eventi $b\bar{b}$; la loro differenza è pari a $(0.1 \pm 0.1)\%$.

La definizione dei getti avviene tramite l'algoritmo ricorsivo di *JADE* [54]: ad ogni iterazione, per ogni coppia di particelle, viene calcolata la quantità:

$$y_{ij} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2} \quad (81)$$

dove con θ_{ij} si indica l'angolo tra la direzione delle due particelle, di energia E_i e E_j , e con E_{vis} l'energia totale ricostruita. All'iterazione successiva, la coppia di particelle con y_{ij} inferiore viene sostituita da una "pseudo-particella" di massa pari alla massa invariante delle due e di impulso $p = p_i + p_j$.

Il procedimento si interrompe quando la quantità y_{ij} relativa a ogni coppia di particelle risulta maggiore di un valore prestabilito, indicato con y_{cut}^{min} . Gli impulsi delle "pseudo-particelle" sopravvissute definiscono gli assi dei getti dell'evento.

Per questa analisi è di particolare importanza stimare la direzione di volo degli adroni con bellezza; a tale fine si è fissato $y_{cut}^{min} = 0.01$; in corrispondenza a tale valore, infatti, la simulazione prevede il migliore accordo tra la direzione degli adroni e quella del getto prodotto dal loro decadimento.

La procedura di fit allo spettro leptonico è stata eseguita utilizzando i dati raccolti negli anni 1991 e 1992; per questa analisi è stato imposto il taglio ulteriore:

$$|\cos(\theta_{thrust})| < 0.95 \quad (82)$$

dove con θ_{thrust} si è indicato l'angolo polare dell'asse di thrust.

Ciò è giustificato dalla copertura ridotta fornita dalla TPC e dall'Inner Detector nella regione in avanti, che rende più difficoltosa l'identificazione dei leptoni all'interno dei getti.

Il campione leptonico selezionato negli eventi reali è costituito sia da leptoni prodotti dal decadimento diretto o indiretto dei quarks pesanti, sia provenienti da altri processi, oltre a particelle identificate erroneamente come leptoni; per aumentare la precisione statistica della misura sono stati analizzati alcuni campioni di eventi speciali simulati,

per i quali si richiede la presenza di almeno un leptone prodotto dal decadimento semileptonico dei quarks c o b nello stato finale.

La normalizzazione di questi campioni al numero di eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ equivalenti, necessaria per il confronto con le distribuzioni sperimentali, si ottiene mediante la formula:

$$N_{Z^0}^{equiv} = \frac{N_{Z^0}^{gen}}{R_{i=b,c}(2 \cdot B.R_{i,cl} - B.R_{i,cl}^2)} \quad (83)$$

dove $N_{Z^0}^{gen}$ è il numero di eventi generati nella singola classe, e $B.R_{i,cl}$ indica la frazione di decadimento del quark i , secondo la modalità cl .

La tabella 2 riporta il numero di eventi adronici equivalenti simulati per ogni classe, assieme al numero di eventi $q\bar{q}$ e di eventi reali in accettazione utilizzati per il fit.

L'analisi mediante la selezione doppia, leptonica e probabilistica, eseguita con i dati raccolti nell'anno 1992, richiede l'utilizzo del rivelatore di microvertice; per questo motivo vengono selezionati gli eventi nella regione di accettazione di quest'ultimo, richiedendo:

$$|\cos(\theta_{thrust})| < 0.70 \quad (84)$$

La tabella 3 riporta il numero di eventi reali utilizzati nella misura, assieme a quello degli eventi $q\bar{q}$ simulati e al numero di eventi adronici equivalenti per i campioni specialistici.

<i>canale</i>	<i>Numero di decadimenti adronici equivalenti ($\times 10^6$)</i>
$b \rightarrow e, b \rightarrow J/\Psi \rightarrow e$	3.3
$b \rightarrow c \rightarrow e, b \rightarrow \tau \rightarrow e$	1.4
$c \rightarrow e$	4.3
$b \rightarrow \mu, b \rightarrow J/\Psi \rightarrow \mu$	4.6
$b \rightarrow c \rightarrow \mu, b \rightarrow \tau \rightarrow \mu$	3.2
$c \rightarrow \mu$	4.6
$q\bar{q}$	1.1
<i>dati</i>	0.76

Tabella 2: *Numero di eventi simulati e reali in accettazione utilizzati nel fit allo spettro dei leptoni.*

<i>canale</i>	<i>Numero di decadimenti adronici equivalenti ($\times 10^6$)</i>
$b \rightarrow e, b \rightarrow J/\Psi \rightarrow e$	4.4
$b \rightarrow c \rightarrow e, b \rightarrow \tau \rightarrow e$	1.4
$b \rightarrow \mu, b \rightarrow J/\Psi \rightarrow \mu$	2.7
$b \rightarrow c \rightarrow \mu, b \rightarrow \tau \rightarrow \mu$	1.3
$q\bar{q}$	0.49
<i>dati</i>	0.46

Tabella 3: *Numero di eventi simulati e reali in accettazione utilizzati nell'analisi mista.*

5 Analisi con i leptoni

Come discusso nel capitolo 2, la misura di R_b mediante la selezione doppia, leptonica e di vita media, è resa possibile dalla determinazione accurata della frazione $P_{b,c}^{lept=e,\mu}$ di eventi $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ nel campione dei decadimenti adronici della Z^0 con almeno un leptone identificato. Questa viene ottenuta, mediante una procedura di fit, dal confronto dello spettro in p^{lept} e p_t^{lept} dei leptoni negli eventi adronici con le analoghe distribuzioni ricavate dalla simulazione. Nel calcolo dell'impulso trasverso, la direzione del getto viene ricostruita rimuovendo la traccia del leptone dal getto; ciò permette di differenziare maggiormente lo spettro in p_t^{lept} dei leptoni provenienti da decadimenti diretti o in cascata del quark b .

Il fit, che verrà descritto in questo capitolo dopo una prima parte sull'identificazione dei leptoni negli eventi adronici, fornisce a sua volta una misura di R_b assieme a quella di altri parametri, caratteristici del processo $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ e del successivo decadimento semileptonico del quark b [41, 45].

Indichiamo con ϵ_l l'efficienza di identificazione di un leptone, con $B.R._{sl}(b \rightarrow l)$ la frazione di decadimento semileptonico diretto del quark b e con $B.R._{sl}(b \rightarrow c \rightarrow l)$ la sua frazione di decadimento in cascata. Il numero di eventi $b\bar{b}$ con almeno un leptone identificato (N_s) o con una coppia di leptoni (N_d), sarà rispettivamente:

$$\begin{cases} N_s \propto \epsilon_l \cdot \Gamma_{b\bar{b}} \{B.R._{sl}(b \rightarrow l) + B.R._{sl}(b \rightarrow c \rightarrow l)\} & \text{eventi con almeno un leptone} \\ N_d \propto \epsilon_l^2 \cdot \Gamma_{b\bar{b}} \{B.R._{sl}(b \rightarrow l) + B.R._{sl}(b \rightarrow c \rightarrow l)\}^2 & \text{eventi con due leptoni} \end{cases} \quad (85)$$

Per estrarre $\Gamma_{b\bar{b}}$ e $B.R._{sl}(b)$ separatamente si dovrà quindi effettuare un fit combinato alle distribuzioni p^{lept} e p_t^{lept} in eventi con leptoni singoli e doppi. Inoltre, l'efficienza di identificazione dei leptoni, determinata in eventi reali assieme alla probabilità di identificare come tale un adrone, dovrà essere riprodotta accuratamente nella simulazione. Verrà quindi riservata una cura particolare allo studio dei leptoni negli eventi adronici reali, anche mediante la definizione di opportuni campioni con contaminazione adronica trascurabile. A tale fine vengono selezionati:

- Per gli elettroni:

1. Eventi *Bhabha* $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

2. Eventi *Compton*: un fotone, irradiato da un elettrone o da un positrone di un fascio, collide con una particella del fascio opposto; la particella che ha irradiato si perde nel tubo da vuoto, mentre vengono rivelati nell'apparato un fotone e la traccia carica del leptone urtato, le cui traiettorie, assieme all'asse dei fasci, giacciono sullo stesso piano.
3. Eventi del tipo $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, in cui vengono selezionate le tracce degli elettroni prodotti dal decadimento della coppia di τ , mediante una anti selezione di muoni e adroni.

- Per i muoni: eventi $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ selezionati richiedendo la presenza di due sole tracce cariche di impulso $p > 35 \text{ GeV}/c$, senza rilascio di energia nel calorimetro elettromagnetico, o associate a sciame elettromagnetici di energia inferiore a 2 GeV , e con basso angolo di acollinearità. In tale modo vengono rimossi sia eventi Bhabha che muoni cosmici o prodotti dal decadimento di τ .

La probabilità di selezionare un adrone viene studiata su campioni di tracce provenienti dai decadimenti di K^0 e τ .

5.1 Identificazione degli elettroni

L'identificazione degli elettroni è resa possibile dall'utilizzo di informazioni indipendenti, calorimetriche e di ionizzazione che, dal loro confronto, consentono inoltre di stimare il fondo adronico nel campione delle tracce selezionate [55].

Ogni traccia carica, di impulso $p > 3 \text{ GeV}/c$, impulso trasverso $p_t > 0.4 \text{ GeV}/c$ e di angolo polare compatibile con la regione di accettazione del calorimetro elettromagnetico, $0.03 \leq |\cos(\theta_{tr})| \leq 0.70$, viene estrapolata ad esso e, nel caso di presenza di uno sciame di energia $E_{em} \geq 1 \text{ GeV}$, viene associata a quest'ultimo. Il taglio in energia garantisce la rimozione delle tracce adroniche che rilasciano energia nel calorimetro per ionizzazione. Le inefficienze nell'associazione di una traccia allo sciame elettromagnetico dipendono sia da fattori strumentali, come un deposito di energia sotto soglia nel calorimetro, trascurabile per elettroni con $p^{lept} \geq 5 \text{ GeV}/c$, sia da fenomeni fisici, come la radiazione di fotoni energetici, che causa una deviazione della particella dalla traiettoria estrapolata; l'efficienza di associazione, determinata su eventi Compton re-

ali, è $\epsilon_{ass} \approx 97\%$.

Le informazioni principali su cui si basa l'identificazione sono:

- Misura della perdita di energia per ionizzazione della particella nella *TPC*.
- Informazioni calorimetriche:
 1. Distanza in z tra lo sciame e la traccia estrapolata.
 2. Rapporto E_{em}/p tra l'energia rilasciata dalla particella nel calorimetro elettromagnetico e il suo impulso, misurato dai rivelatori di traccia.
 3. Sviluppo longitudinale dello sciame elettromagnetico nel calorimetro.

La perdita di energia per ionizzazione dipende dalla massa delle particelle ionizzanti. In particolare, per un impulso compreso tra 3 e 30 GeV/c , caratteristico dei leptoni prodotti dal decadimento del quark b , la perdita di energia per ionizzazione degli elettroni è indipendente da p , mentre le particelle più pesanti si trovano ancora nella regione di crescita relativistica.

L'unità di misura di dE/dX viene scelta in modo tale che, per particelle al minimo della ionizzazione, sia $\langle dE/dX \rangle_{mip} = 1$; con tale normalizzazione, per gli elettroni si ottiene $\langle dE/dX \rangle_{el} = 1.5$.

Consideriamo ora le tracce che rilasciano un segnale in almeno 30 fili della *TPC*; l'ulteriore condizione $dE/dX > 1.3$ seleziona circa il 95% degli elettroni. In approssimativamente il 50% dei casi, una particella interessa un numero inferiore di fili o l'informazione sulla sua perdita di energia non può venire discriminata da quella delle altre tracce limitrofe. Per aumentare l'efficienza fino al 98% circa, si includono nel campione di elettroni, selezionati dalla sola *TPC*, tutte le particelle che superino il taglio:

$$\begin{cases} dE/dX > 1.3 & \text{oppure} \\ dE/dX = 0 \end{cases} \quad (86)$$

Con questa selezione, il campione non è molto puro in elettroni; verrà ulteriormente purificato utilizzando il calorimetro elettromagnetico.

Si fa qui notare che imponendo

$$0 < dE/dX < 1.3 \quad (87)$$

si ottiene un campione di adroni con una contaminazione di elettroni dell'ordine di 1 per mille: anche dopo l'applicazione di tutti i tagli calorimetrici per la selezione degli elettroni, descritti successivamente, la percentuale di elettroni che soddisfa alla (87) è inferiore al 5% del numero totale di elettroni, come si può vedere in figura 8. Questa

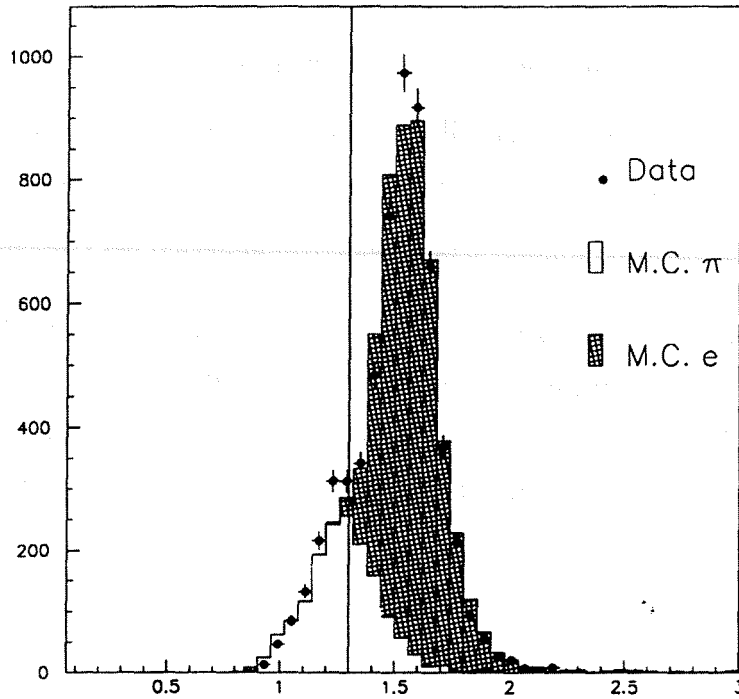


Figura 8: *Perdita di energia per ionizzazione per un campione arricchito in elettroni. L'unità di misura di dE/dX è scelta in modo tale che, per particelle al minimo di ionizzazione, sia $\langle dE/dX \rangle_{mip} = 1$.*

proprietà verrà utilizzata in seguito per stimare il fondo di adroni nel campione di elettroni selezionato.

Passiamo ora alla descrizione delle variabili su cui si basa la selezione calorimetrica [55].

1. Definiamo con ΔZ la differenza tra la coordinata z del baricentro dello sciame elettromagnetico e quella ottenuta dall'estrapolazione al calorimetro della traccia carica ad esso associata.

Per la selezione degli elettroni si richiede:

$$|\Delta Z| \leq 2 \cdot \sigma_{\Delta Z} \quad (88)$$

dove la risoluzione $\sigma_{\Delta Z}$ è legata all'impulso della traccia dalla relazione empirica:
 $\sigma_{\Delta Z} = (0.368 + 0.770/p \text{ (GeV/c)}) \text{ cm}.$

La figura 9 riporta $\Delta Z/\sigma_{\Delta Z}$ per un campione di elettroni in eventi Compton reali.

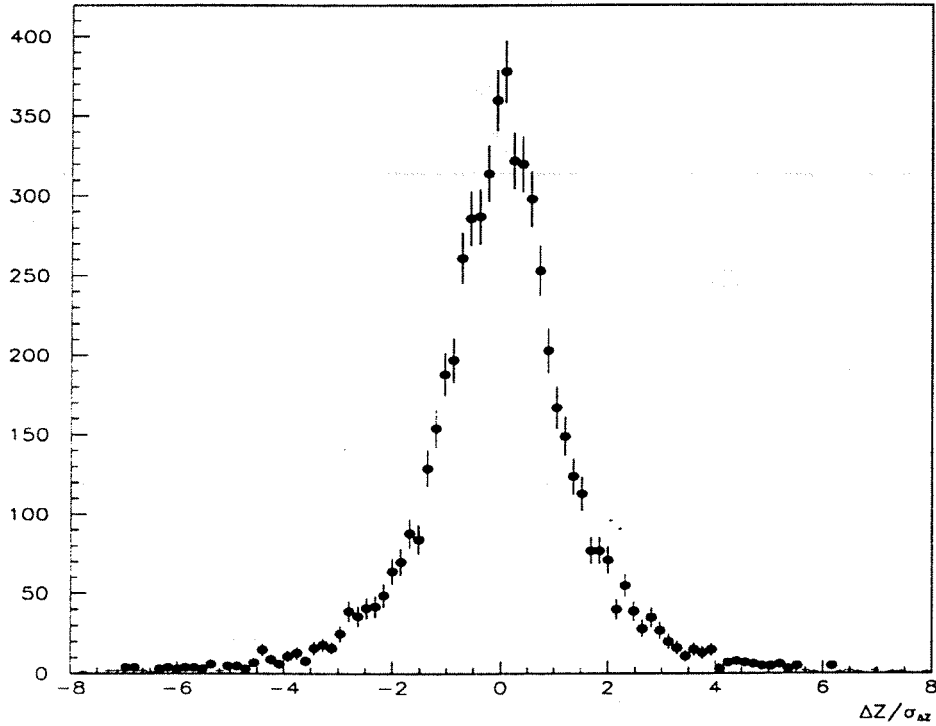


Figura 9: *Distanza tra sciame e traccia estrapolata al calorimetro elettromagnetico per un campione di elettroni in eventi Compton reali.*

2. La figura 10 mostra il rapporto E_{em}/p per le tracce che soddisfano alle (86, 88) in eventi $q\bar{q}$ raccolti con il "run" del 1992; il fondo è stato ottenuto con una procedura che verrà descritta in seguito. Il valore di E_{em}/p è stato corretto tenendo conto della radiazione degli elettroni nel materiale antistante il calorimetro.

I candidati elettroni vengono selezionati con il taglio:

$$E_{em}/p > 0.5 \quad (89)$$

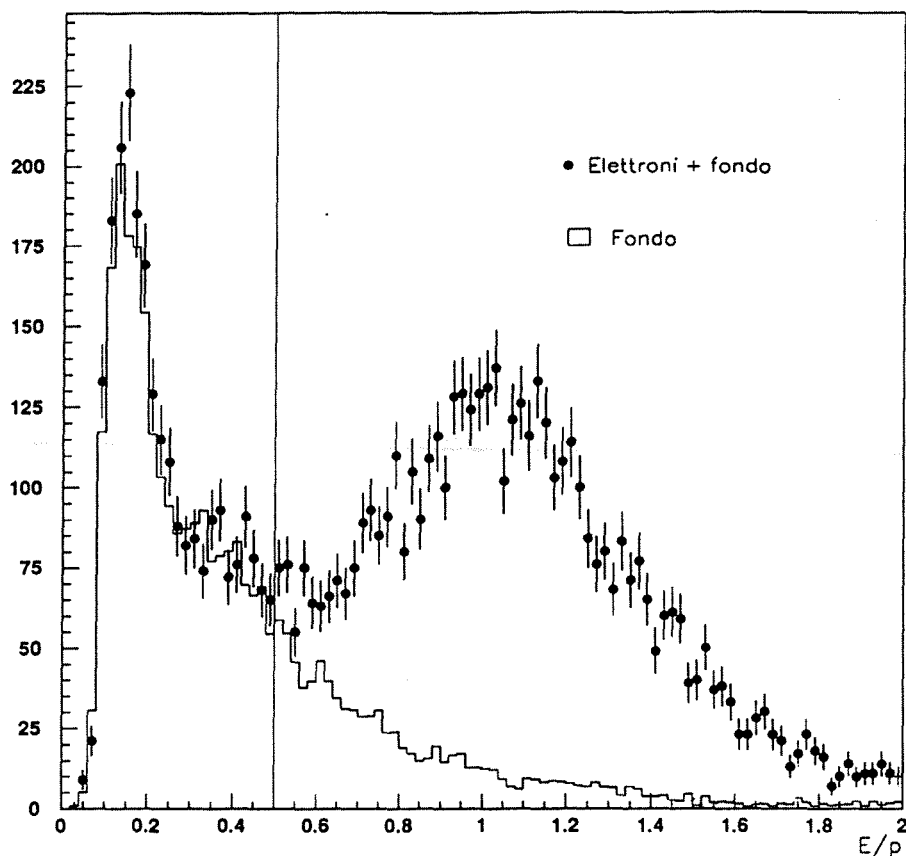


Figura 10: Rapporto E_{em}/p per un campione arricchito in elettroni; la linea continua indica il contributo del fondo adronico.

3. La segmentazione longitudinale del calorimetro elettromagnetico consente di sviluppare un criterio di selezione dal confronto dell'energia depositata nei nove strati del rivelatore con quella prevista per un elettrone, che può essere parametrizzata mediante una funzione Γ [56]:

$$dE/dt = \frac{E_0 b (tb)^a e^{-tb}}{\Gamma(a+1)} \quad (90)$$

dove $t = x/X_0$ è la coordinata longitudinale espressa in lunghezze di radiazione e E_0 è l'energia dello sciame, mentre a e b sono parametri empirici. A tal fine, la frazione (E_i/E_0) di energia depositata nell'iesimo strato del rivelatore viene

confrontata con la frazione f_i , prevista per un elettrone, definendo la variabile χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^9 \left(\frac{(E_i/E_0) - f_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (91)$$

dove σ_i indica lo scarto quadratico medio della differenza a numeratore.

Nella selezione calorimetrica, viene quindi imposta l'ulteriore condizione:

$$\chi^2 < 25 \quad (92)$$

L'efficienza di identificazione degli elettroni mediante le (86, 88, 89, 92), determinata sui campioni di eventi τ , Bhabha e Compton reali, descritti in precedenza, cresce leggermente con l'impulso della particella e si stabilizza, per $p^{lept} > 5 \text{ GeV}/c$, al valore

$$\epsilon_{ele}^{dt} = 0.625 \pm 0.006 \quad (93)$$

Da una determinazione analoga per gli eventi simulati, si ottiene:

$$\epsilon_{ele}^{dt} / \epsilon_{ele}^{mc} = 0.92 \pm 0.02$$

questo rapporto, indipendente dall'impulso della particella, viene utilizzato, nel fit di R_b , come fattore correttivo dell'efficienza di selezione per gli eventi simulati, assumendo che sia applicabile anche al caso di elettroni all'interno dei getti, con una indeterminazione sistematica del 4%. La causa dominante della discrepanza tra le due efficienze risiede nella descrizione della struttura a strati del calorimetro elettromagnetico nella simulazione.

Il campione di elettroni è contaminato da due classi di tracce:

1. Adroni male identificati: tracce adroniche associate a sciame elettromagnetici prodotti da fotoni o π^0 .
2. Elettroni prodotti dalla conversione in coppie di fotoni interagenti con il materiale del rivelatore antistante alla TPC; queste tracce rappresentano la principale fonte di contaminazione a basso p e p_t .

La probabilità che un adrone sia selezionato come elettrone, fortemente dipendente da p e p_t della particella, viene determinata dai dati stessi applicando la selezione calorimetrica (88, 89, 92) alle tracce con $0 < dE/dX < 1.3$ e moltiplicando successivamente

il numero delle tracce selezionate per un peso R , definito come il rapporto tra il numero di adroni che soddisfino o meno alla (86).

Il peso R viene determinato a partire dalle tracce con un deposito di energia nel calorimetro $E_{em} < 1 \text{ GeV}$, che costituiscono un campione di adroni con una contaminazione di elettroni inferiore all'1%:

$$R = \frac{N_{adr}(dE/dX > 1.3, dE/dX = 0)}{N_{adr}(0 < dE/dX < 1.3)} \quad (94)$$

Dato un qualsiasi campione di N_s tracce con $dE/dX > 1.3$ o non misurata, e N_f tracce con $0 < dE/dX < 1.3$, il numero di elettroni in esso contenuti può essere stimato dalla:

$$N_{ele} = N_s - R \cdot N_f \quad (95)$$

La probabilità che un adrone superi la selezione (86) dipende dall'impulso e dall'impulso trasverso dello stesso; il peso R sarà quindi una funzione di queste due variabili. Va sottolineato che la determinazione di R è indipendente dalla simulazione del comportamento degli adroni nel montecarlo.

Per l'efficienza di selezione calorimetrica per gli adroni in eventi reali si ottiene:

$$\epsilon_{adr}^{dt} = (5.91 \pm 0.07) \times 10^{-3}$$

Questo risultato differisce di circa il 20% da quello per gli eventi simulati. L'efficienza per le tracce adroniche nel Montecarlo viene quindi corretta in funzione dell'impulso della particella, secondo quanto trovato nei dati, assumendo una indeterminazione sistematica del 20%.

Le particelle e^+e^- , generate dalla conversione di un fotone energetico, presentano un impulso trasverso nullo rispetto alla direzione del fotone; le due tracce rientrano quindi prevalentemente nel campione a $dE/dX = 0$, non essendo agevole la loro separazione all'interno della *TPC*.

L'identificazione di questi elettroni avviene mediante una procedura [57] che, data una coppia di tracce con cariche opposte, tenta di ricostruire un vertice nell'ipotesi che esse escano dallo stesso con direzioni parallele. L'efficienza di questa strategia, determinata dalla simulazione, è pari a circa il 75%, mentre viene rimosso solamente il 3% degli elettroni proveniente dal decadimento del quark b .

Il rapporto tra il numero di elettroni da conversione residui nei dati e nella simulazione è pari a [58]:

$$\frac{(\gamma \rightarrow e^+e^-)_{\text{dati}}}{(\gamma \rightarrow e^+e^-)_{\text{mc}}} = 1.4 \pm 0.2 \quad (96)$$

5.2 Identificazione dei muoni

L'identificazione dei muoni [59] sfrutta la capacità di queste particelle di attraversare una grande quantità di materiale prima di venire assorbite; essi vengono quindi rivelati, dopo avere attraversato i calorimetri elettromagnetico e adronico, mediante un sistema di camere appositamente concepite.

Ogni traccia carica di impulso $p > 3 \text{ GeV}/c$, impulso trasverso $p_t > 0.4 \text{ GeV}/c$ e compatibile con la regione di accettazione delle camere per i muoni: $0.03 < |\cos(\theta_{tr})| < 0.62$, $0.68 < |\cos(\theta_{tr})| < 0.90$, viene estrapolata a queste ultime; l'identificazione si basa sul confronto della posizione dei punti estrapolati con quelli ricostruiti nelle camere.

Il criterio di selezione per i muoni deve venire adattato alla particolare analisi. Ad esempio, nel caso di decadimenti $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, la topologia particolare degli eventi consente di ottenere una efficienza e una purezza elevate semplicemente richiedendo un solo punto ricostruito in prossimità di una traccia estrapolata. Nel caso di eventi adronici, il fondo al segnale di muoni provenienti dal decadimento dei quarks b e c è costituito da tre classi di processi:

1. Adroni che attraversano il calorimetro adronico senza interagire;
2. Particelle secondarie prodotte dall'interazione di adroni nel calorimetro;
3. Muoni prodotti dal decadimento di pioni e K .

L'efficienza di selezione viene determinata su eventi reali per eventi $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ e dalla simulazione per muoni appartenenti a getti adronici, mentre per la stima della probabilità di selezione per gli adroni si fa ricorso allo studio di un campione di pioni prodotti dal decadimento di K_s^0 e τ .

Per ogni traccia estrapolata al rivelatore di muoni e ogni punto in esso ricostruito,

si definisce la grandezza:

$$D = \left(\frac{R\Phi_{estr} - R\Phi_{ric}}{\delta R\Phi_{estr}} \right)^2 + \left(\frac{Z_{estr} - Z_{ric}}{\delta Z_{estr}} \right)^2 \quad (97)$$

dove $R\Phi$ indica il prodotto tra la coordinata radiale nel piano trasverso alla direzione dei fasci e l'angolo azimutale e Z la coordinata longitudinale, mentre $\delta R\Phi_{estr}$ e δZ_{estr} sono le indeterminazioni ottenute dall'algoritmo di estrapolazione; viene associato alla traccia ogni punto di coordinate $(R\Phi_{ric}, Z_{ric})$ tali che $D < 50$.

Viene eseguito un fit minimizzando una funzione χ^2 , somma del contributo relativo ai punti ricostruiti nelle camere, indicato con χ_{ric}^2 , e di quello relativo all'extrapolazione della traccia ricostruita dai rivelatori centrali di *DELPHI*, χ_{estr}^2 :

$$\chi^2 = \chi_{ric}^2 + \chi_{estr}^2 \quad (98)$$

La strategia del fit è quella di ottenere il migliore accordo tra la traccia estrapolata e i punti ricostruiti nelle camere; le variabili rispetto alle quali viene minimizzato il χ^2 sono: $R\Phi$, Z , θ , ϕ .

Il secondo termine della (98) è sensibile alla diffusione multipla subita dal muone prima di essere rivelato ed è espresso dalla:

$$\chi_{estr}^2 = [\Delta R\Phi_{estr} \ \Delta Z_{estr} \ \Delta\theta_{estr} \ \Delta\phi_{estr}] V_{estr}^{-1} \begin{bmatrix} \Delta R\Phi_{estr} \\ \Delta Z_{estr} \\ \Delta\theta_{estr} \\ \Delta\phi_{estr} \end{bmatrix} \quad (99)$$

dove V_{estr} è la matrice di covarianza ottenuta dall'algoritmo di estrapolazione della traccia.

Nel caso in cui sia $\chi^2/g.d.l. > 100$, dove il numero di gradi di libertà è pari al doppio dei punti ricostruiti utilizzati, viene eseguito un nuovo fit dopo avere eliminato il punto che dà il maggior contributo al χ^2 . Questa procedura viene ripetuta ricorsivamente sino alla rimozione di tutti i punti male associati alla traccia.

Ogni traccia di un evento viene considerata separatamente dalle altre e ciò può causare l'associazione di qualche punto ricostruito a più di una traccia; questa ambiguità viene risolta confrontando i risultati di interpolazioni diverse. Una cura particolare viene riservata alla determinazione dell'inefficienza dovuta a questo effetto e alla riproduzione della stessa nella simulazione.

A questo punto la strategia di identificazione si diversifica in tre livelli di affidabilità, contraddistinti da efficienze e purezze variabili, in funzione delle necessità dell'analisi [60]. Per ogni punto ricostruito nel rivelatore sia:

$$\chi_{bad}^2 = \left(\frac{R\Phi_{fit} - R\Phi_{ric}}{\sigma_{ric}^{R\Phi}} \right)^2 \quad (100)$$

dove $R\Phi_{fit}$ è la coordinata radiale della posizione del punto di impatto del muone nelle camere, come ottenuta dal fit in (98). Nel caso di selezione di alta o media efficienza, il punto $(R\Phi_{ric}, Z_{ric})$ viene rimosso dal fit se risulta $\chi_{bad}^2 > 10$, mentre per una selezione di elevata purezza, si richiede $\chi_{bad}^2 > 8$ dove l'espressione per χ_{bad}^2 tiene conto anche dell'accordo $Z_{fit} - Z_{ric}$. Nei due casi viene rimosso il 5% (20%) circa dei punti.

Dopo un'ulteriore interpolazione della traccia, vengono definite le variabili:

$$\begin{aligned} \chi_{estr,\phi}^2 &= \left(\frac{R\Phi_{fit} - R\Phi_{estr}}{\sigma_{estr}^{R\Phi}} \right)^2 + \left(\frac{\phi_{fit} - \phi_{estr}}{\sigma_{estr}^{\phi}} \right)^2 \\ \chi_{estr,\theta}^2 &= \left(\frac{Z_{fit} - Z_{estr}}{\sigma_{estr}^Z} \right)^2 + \left(\frac{\theta_{fit} - \theta_{estr}}{\sigma_{estr}^{\theta}} \right)^2 \\ \chi_{glob,\phi}^2 &= \chi_{estr,\phi}^2 + \sum \left(\frac{R\Phi_{fit} - R\Phi_{ric}}{\sigma_{ric}^{R\Phi}} \right)^2 \end{aligned} \quad (101)$$

Per le prime due espressioni le coordinate sono riferite allo strato più vicino al punto di interazione e il numero di gradi di libertà è assunto pari a $N_{estr}/2$, con:

$$N_{estr} \equiv \begin{cases} 1 & \text{per 1 strato associato} \\ 2 & \text{per 2 strati associati} \\ 4 & \text{altrimenti} \end{cases} \quad (102)$$

Nella terza espressione, la sommatoria è estesa agli N_{lay} strati del rivelatore interessati da una associazione; in questo caso il numero di gradi di libertà è pari a N_{lay} .

Le variabili (101), insieme al numero di punti N_{out} , ricostruiti dalle camere esterne al calorimetro adronico, definiscono la tipologia dei candidati muoni. Le tre classi di tracce, a cui si è accennato in precedenza, vengono quindi identificate mediante i tagli riportati nella tabella 4.

Nel caso della selezione ad alta purezza, il taglio si effettua sulla variabile χ^2 riferita al fit globale (98).

Nell'analisi oggetto di questa tesi sono state utilizzate le particelle identificate come muoni mediante la selezioni a media efficienza e ad alta purezza. L'efficienza totale,

Selezione a alta efficienza	Selezione a media efficienza	Selezione a alta purezza
	$N_{out} \geq 1$	$N_{out} \geq 1$
$\chi^2_{estr,\phi}/g.d.l. \leq 7$	$\chi^2_{estr,\phi}/g.d.l. \leq 5$	$\chi^2/g.d.l. \leq 2.5$
$\chi^2_{estr,\theta}/g.d.l. \leq 10$	$\chi^2_{estr,\theta}/g.d.l. \leq 8$	
$\chi^2_{glob,\phi}/g.d.l. \leq 7$	$\chi^2_{glob,\phi}/g.d.l. \leq 5$	

Tabella 4: Criteri di selezione per l'identificazione dei muoni.

per eventi $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ reali è pari a

$$\epsilon_{\mu}^{dt,diretti} = \begin{cases} 0.83 \pm 0.01 & \text{per } 0.03 < |\cos(\theta_{tr})| < 0.62 \\ 0.89 \pm 0.01 & \text{per } 0.68 < |\cos(\theta_{tr})| < 0.90 \end{cases} \quad (103)$$

in buon accordo con i valori previsti dalla simulazione.

Per l'efficienza in eventi adronici simulati, si ottiene:

$$\epsilon_{\mu}^{mc,getti} = \begin{cases} 0.76 \pm 0.01 & \text{per } 0.03 < |\cos(\theta_{tr})| < 0.62 \\ 0.81 \pm 0.02 & \text{per } 0.68 < |\cos(\theta_{tr})| < 0.90 \end{cases} \quad (104)$$

Come discusso in precedenza, in questo caso una delle maggiori cause di inefficienza è rappresentata dall'ambiguità nell'associazione dei punti ricostruiti nel rivelatore alla traccia estrapolata.

La probabilità di selezionare erroneamente un adrone viene determinata, dai dati stessi, su tracce provenienti da decadimenti di K^0 e τ :

$$\epsilon_{adr}^{dt} = 0.007 \pm 0.001$$

5.3 Procedura di fit

Dall'equazione (85) segue che il valore di $\Gamma_{b\bar{b}}$ e $B.R._{sl}(b)$ potrebbe venire ricavato dal semplice conteggio degli eventi con uno o due leptoni, identificati come provenienti dal decadimento del quark b mediante un taglio in p_t^{lept} e p_t^{lept} . Questo approccio, oltre a ridurre la statistica disponibile, richiederebbe una stima indipendente, mediante la simulazione, dei vari contributi alla contaminazione: leptoni provenienti dai decadimenti semileptonici del quark c o di quarks leggeri e adroni male identificati.

Come già discusso, è stata scelta una strategia alternativa [41, 45] che offre la possibilità, mediante un fit allo spettro in p^{lept} e p_t^{lept} del campione di candidati leptoni, di stimare la composizione dello stesso separando inoltre i contributi dovuti al decadimento diretto e in cascata del quark b , e di determinare contemporaneamente R_c , il parametro di mescolamento medio χ_b e il parametro di frammentazione ϵ_b .

In questa analisi, come descritto nel capitolo 4, vengono considerati gli eventi raccolti da *DELPHI*, negli anni 1991-1992 e bene compresi nella regione di accettazione ottimale per l'identificazione dei leptoni all'interno dei getti, definita da: $|\cos(\theta_{thrust})| \leq 0.95$.

Il campione leptonico, selezionato mediante i criteri illustrati nelle sezioni precedenti, è costituito dai contributi di diverse classi, sia di segnale che di fondo:

1. Decadimento *diretto* del quark b :

$$b \rightarrow l^- + X$$

2. Decadimento *in cascata* con il leptone di carica di segno concorde al b :

$$b \rightarrow \tau^- + X \rightarrow l^- + X$$

$$b \rightarrow \bar{c} + X \rightarrow l^- + X$$

dove il τ o il quark $\bar{c}$ sono prodotti dal decadimento del bosone virtuale: $W^{*-} \rightarrow \bar{c}s(d) (W^{*-} \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau)$; si ha inoltre $B.R.(b \rightarrow c\bar{c}s) \approx 10\%$ [61].

3. Decadimento *in cascata* con il leptone di carica di segno discorde al b :

$$b \rightarrow c + X \rightarrow l^+ + X$$

4. Decadimento del quark c , prodotto direttamente dalla Z^0 :

$$c \rightarrow l^+ + X$$

$$c \rightarrow \tau^+ + X \rightarrow l^+ + X$$

5. Decadimenti di J/Ψ e del quark c , se prodotto da frammentazione di gluoni:

$$J/\Psi \rightarrow l$$

$$g \rightarrow c\bar{c} \rightarrow l$$

6. Adroni male identificati o leptoni prodotti dal decadimento di adroni.

7. Solo per gli elettroni: conversione di fotoni e decadimenti $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$.

Gli eventi di Montecarlo sono stati generati utilizzando il programma *JETSET 7.3* [21] nel modo "Parton Shower" con i parametri ottimizzati per la descrizione delle distribuzioni adroniche sperimentali di *DELPHI*.

La descrizione dei decadimenti semileptonici dei quarks pesanti nella simulazione può essere riassunta come segue:

- Il decadimento $b \rightarrow e, \mu$ è stato simulato in accordo con il modello *IGSW* [26], modificando il rapporto $\frac{D^{**}}{D+D^*+D^{**}} = 11\% \rightarrow 32\%$, come discusso in 1.6, per riprodurre lo spettro leptonico misurato da *CLEO* [31]; indicheremo questo modello con *IGSW***. Per il decadimento $b \rightarrow \tau^- + X$ si è scelto il modello *WSB* [62]. Per lo studio della dipendenza della misura dalla scelta del modello per il decadimento del quark b , viene utilizzato, oltre a *IGSW***, anche il modello *ACCM* [25] con i due parametri liberi determinati in [31]:

$$\begin{aligned} P_F &= 0.298 \pm 0.065 \text{ GeV}/c \\ m_c &= 1.673 \pm 0.063 \text{ GeV} \end{aligned} \tag{105}$$

A tale fine, il numero di eventi simulati viene pesato in funzione dell'impulso del leptone nel centro di massa dell'adrone pesante, confrontando lo spettro previsto nei due approcci. Poichè sia *IGSW*** che *ACCM* descrivono correttamente i risultati ottenuti da *CLEO*, come valore centrale della misura delle grandezze determinate dal fit si è scelta la media delle determinazioni ottenute nei due casi e l'errore sistematico indotto dalla scelta del modello è stato fissato uguale alla semidifferenza dei risultati, seguendo le convenzioni adottate da "LEP Electroweak Heavy Flavour Working Group" [63].

- Per il decadimento del quark c , è stato utilizzato il modello *ACCM* con i due parametri liberi, impulso di Fermi del quark spettatore e massa del quark

prodotto nel decadimento dell'adrone pesante, determinati in [63] combinando i risultati di *DELCO* e *MARK III* [64, 65]:

$$\begin{aligned} P_F &= 0.467^{+0.205}_{-0.114} \text{ GeV}/c \\ m_s &= 0.001 \pm 0.152 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (106)$$

- Il decadimento in cascata $b \rightarrow c \rightarrow l$ viene descritto combinando il modello per il decadimento del quark c con la misura dello spettro dei mesoni D , effettuata da *CLEO* [66]. Va inoltre sottolineato che la popolazione di mesoni con c prodotti nei decadimenti in cascata non può essere assunta uguale a quella in eventi $c\bar{c}$; in particolare, è a priori diverso il rapporto $\frac{N(D^0)}{N(D^+)}$, che, data la diversa vita media dei due stati di carica, influenza il valore di $B.R.(c \rightarrow l)$.

La precisione statistica di questa analisi dipende principalmente dal numero di eventi in cui siano stati identificati due o più leptoni; per una determinazione precisa del numero di particelle di ogni classe è quindi indispensabile utilizzare anche alcuni campioni specialistici simulati, in cui ogni evento contenga almeno un leptone appartenente a una delle prime quattro classi citate. Il numero di eventi reali in accettazione, assieme a quello di eventi simulati $q\bar{q}$ e specialistici utilizzati, è riportato nella tabella 2 del capitolo 4.

I rapporti R_b , R_c e le frazioni di decadimento semileptonico dei quarks b e c nella simulazione sono fissati ai valori seguenti:

$$\begin{aligned} R_b &= 0.21695 \\ R_c &= 0.17025 \\ B.R.(b \rightarrow e, \mu) &= 10.2\% \\ B.R.(b \rightarrow c \rightarrow l) &= 8.47\% \\ B.R.(b \rightarrow \tau \rightarrow l) &= 0.69\% [67, 8] \\ B.R.(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l) &= 1.3\% [63] \\ B.R.(b \rightarrow J/\Psi \rightarrow l) &= 0.07\% [8] \\ B.R.(c \rightarrow l) &= 9.8\% [68] \end{aligned} \quad (107)$$

Per la probabilità di decadimento $B.R.(b \rightarrow u) = 0.025$ è stata utilizzata la media dei risultati di *CLEO* ottenuti in corrispondenza ai modelli *ACCM* e *IGSW***, mentre per le frazioni medie dell'energia dei quarks pesanti, trasmesse agli adroni durante il processo di frammentazione si sono fissati i valori definiti nella (39) del paragrafo 1.5.

Gli eventi simulati vengono processati mediante la stessa procedura di analisi di quelli reali, avendo cura di apportare le correzioni appropriate al fine di riprodurre con precisione le efficienze di selezioni per i leptoni e per il fondo, determinate per i dati come descritto in precedenza. Lo spettro in p e p_t dei leptoni provenienti dal decadimento dei quarks pesanti si ricava sia dagli eventi $q\bar{q}$ che dai campioni special-istici, mentre il campione di eventi $q\bar{q}$ fornisce i contributi relativi alla contaminazione adronica, agli elettroni prodotti dalla conversione di fotoni o dal decadimento di pioni neutri ed ai muoni prodotti in decadimenti secondari.

Veniamo ora alla determinazione del numero di eventi delle varie classi nei dati. A tale fine suddividiamo gli eventi simulati nelle N^{cl} classi, descritte in precedenza, e definiamo, per ogni classe cl , il rapporto tra il numero di leptoni nei dati e nel Montecarlo:

$$f_{cl} = \frac{1}{x_{cl}} \cdot \left(\frac{N^{dati}}{N^{mc}} \right)_{cl} \quad (108)$$

dove x_{cl} è un fattore di normalizzazione, ottenuto, per la classe cl , dal confronto tra il numero di eventi adronici equivalenti simulati (83) con il numero di eventi reali.

Per le varie classi avremo:

$$f_{b \rightarrow l} = \frac{1}{x_{b \rightarrow l}} \cdot \left(\frac{N^{dati}}{N^{mc}} \right)_{b \rightarrow l} = \frac{R_b \cdot B \cdot R_{b \rightarrow l}}{R_b^{mc} \cdot B \cdot R_{b \rightarrow l}^{mc}} \quad (109)$$

$$f_{b \rightarrow \bar{c}(\tau) \rightarrow l} = \frac{1}{x_{b \rightarrow \bar{c}(\tau) \rightarrow l}} \cdot \left(\frac{N^{dati}}{N^{mc}} \right)_{b \rightarrow \bar{c}(\tau) \rightarrow l} = \frac{R_b \cdot B \cdot R_{b \rightarrow \bar{c}(\tau) \rightarrow l}}{R_b^{mc} \cdot B \cdot R_{b \rightarrow \bar{c}(\tau) \rightarrow l}^{mc}} \quad (110)$$

$$f_{b \rightarrow c \rightarrow l} = \frac{1}{x_{b \rightarrow c \rightarrow l}} \cdot \left(\frac{N^{dati}}{N^{mc}} \right)_{b \rightarrow c \rightarrow l} = \frac{R_b \cdot B \cdot R_{b \rightarrow c \rightarrow l}}{R_b^{mc} \cdot B \cdot R_{b \rightarrow c \rightarrow l}^{mc}} \quad (111)$$

$$f_{c \rightarrow l} = \frac{1}{x_{c \rightarrow l}} \cdot \left(\frac{N^{dati}}{N^{mc}} \right)_{c \rightarrow l} = \frac{R_c \cdot B \cdot R_{c \rightarrow l}}{R_c^{mc} \cdot B \cdot R_{c \rightarrow l}^{mc}} \quad (112)$$

$$f_{J/\Psi \rightarrow l} = \frac{1}{x_{J/\Psi \rightarrow l}} \cdot \frac{N_{J/\Psi \rightarrow l}^{dati}}{N_{J/\Psi \rightarrow l}^{mc}} \quad (113)$$

$$f_{adr \rightarrow l} = \frac{1}{x_{adr \rightarrow l}} \cdot \frac{N_{adr \rightarrow l}^{dati}}{N_{adr \rightarrow l}^{mc}} \quad (114)$$

Il numero di eventi reali per le diverse classi, si ottiene dalla (108), una volta note le frazioni f_{cl} . Queste ultime vengono determinate dividendo il campione leptonico nei

dati reali e simulati in N_{int} intervalli bidimensionali di (p^{lept}, p_t^{lept}) e minimizzando la funzione:

$$\chi_{e,\mu}^2 = \sum_{j=1}^{N_{int}} \frac{(N_{e,\mu}^{dati} - \sum_{i=1}^{N_{cl}} f_i \cdot x_i N_{e,\mu}^i)^2}{\sigma_{dati}^2 + \sigma_{mc}^2} \quad (115)$$

dove,

$$\begin{cases} \sigma_{dati} = \sqrt{N_{e,\mu}^{dati}} \\ \sigma_{mc} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{cl}} x_i^2 N_{e,\mu}^i} \end{cases} \quad (116)$$

Nelle espressioni precedenti, $N_{e,\mu}^{dati}$ e $N_{e,\mu}^i$ indicano rispettivamente, per l'intervallo j di (p^{lept}, p_t^{lept}) , il numero di leptoni reali e quello di leptoni simulati appartenenti alla classe i , mentre x_i è il fattore di normalizzazione per la stessa classe.

L'utilizzo degli eventi in cui siano stati identificati due leptoni in getti diversi risulta necessario per la separazione delle due grandezze R_b e $B.R._{sl}(b)$ nel fit. Trascurando il mescolamento $B^0 - \bar{B}^0$, il segno della carica dei due leptoni nello stato finale dipende dalla classe di decadimento dei due quarks della coppia $b\bar{b}$; in particolare, nel caso di decadimento diretto o in cascata di entrambi i quarks, i due leptoni saranno caratterizzati da carica discorde, mentre avranno carica dello stesso segno nel caso di un decadimento diretto e uno in cascata $b \rightarrow c \rightarrow l$.

Gli eventi dileptonici vengono suddivisi in sei categorie, in base all'uguaglianza o meno della carica delle due particelle e alle possibili combinazioni di specie leptonica della coppia: $ee, e\mu, \mu\mu$. Nel caso di identificazione di più di due leptoni nello stesso evento, vengono considerati tutti gli abbinamenti possibili con le due particelle in getti diversi.

Questi eventi offrono inoltre la possibilità di determinare il parametro di mescolamento medio χ_b , definito in (66) del capitolo 1. Infatti, la frazione di eventi con i due leptoni di carica di segno uguale o opposto, sarà, rispettivamente:

$$\begin{cases} F_{conc} = 2\chi_b(1 - \chi_b) \\ F_{disc} = \chi_b^2 + (1 - \chi_b)^2 \end{cases} \quad (117)$$

nel caso di entrambi i leptoni da decadimento diretto o in cascata del quark b , mentre, nel caso di un leptone da decadimento diretto e uno in cascata, avremo:

$$\begin{cases} F_{conc} = \chi_b^2 + (1 - \chi_b)^2 \\ F_{disc} = 2\chi_b(1 - \chi_b) \end{cases} \quad (118)$$

Nel campione di eventi simulati, ogni categoria viene divisa in classi, a seconda della provenienza dei due leptoni; in analogia alla (108) avremo allora:

$$f_{cl1,cl2} = \frac{1}{x_{cl1,cl2}} \left(\frac{N^{dati}}{N^{mc}} \cdot \frac{F^{dati}}{F^{mc}} \right)_{cl1,cl2} \quad (119)$$

dove $F_{cl1,cl2}^{mc}$ viene valutata con il valore $\chi_b^{mc} = 0.13$.

In particolare, se entrambi i leptoni provengono dal decadimento diretto del quark b , trascurando la dipendenza da χ_b , sarà:

$$f_{b \rightarrow l, b \rightarrow l} = \frac{R_b \cdot (B \cdot R_{b \rightarrow l}^{mc})^2}{R_b^{mc} \cdot (B \cdot R_{b \rightarrow l}^{mc})^2} \quad (120)$$

mentre, per un leptone da decadimento diretto e uno in cascata, avremo:

$$f_{b \rightarrow l, b \rightarrow c \rightarrow l} = \frac{R_b \cdot B \cdot R_{b \rightarrow l} \cdot B \cdot R_{b \rightarrow c \rightarrow l}}{R_b^{mc} \cdot B \cdot R_{b \rightarrow l}^{mc} \cdot B \cdot R_{b \rightarrow c \rightarrow l}^{mc}} \quad (121)$$

e così via per tutte le altre classi.

Il fit combinato per gli eventi con uno o più leptoni si esegue sommando alla (115) un termine analogo per questi ultimi, in cui si confronta il numero di eventi reali e simulati in intervalli di (p_c^{min}, p_c^{max}) , dove le due quantità indicano, rispettivamente, il valore minimo e massimo per i due leptoni di:

$$p_c = \sqrt{p_t^2 + \frac{p^2}{100}} \quad (122)$$

Come già discusso, la distribuzione della frazione z di energia del quark pesante, trasmessa all'adrone nel processo di frammentazione, è descritta dalla funzione di frammentazione (38) del paragrafo 1.5.

Per la determinazione del parametro di frammentazione ϵ_b mediante il fit, gli eventi simulati vengono pesati in funzione di z , confrontando la distribuzione corrispondente al valore del parametro lasciato libero, con quella prevista nel Montecarlo:

$$w(z) = \frac{N^{dati}}{N^{mc}} \cdot \frac{[1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_b^{mc}}{1-z}]}{[1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_b}{1-z}]} \quad (123)$$

Il parametro ϵ_c viene fissato al valore riportato in (41).

Le quantità determinate mediante il fit, assieme ai loro errori statistici, sono:

- Frazione di decadimento della Z^0 nei canali $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$:

$$R_b = 0.2145 \pm 0.0089; R_c = 0.1623 \pm 0.0085$$

- Frazione di decadimento semileptonico diretto e in cascata del quark b :
 $B.R.(b \rightarrow l) = (11.41 \pm 0.45)\%$; $B.R.(b \rightarrow c \rightarrow l) = (7.36 \pm 0.49)\%$
- Frazione media dell'energia del quark b trasmessa all'adrone nel processo di frammentazione, funzione di ϵ_b :
 $\langle X_E \rangle_b = 0.702 \pm 0.004$
- Parametro di mescolamento:
 $\chi_b = 0.154 \pm 0.020$.
- Fondo da conversione di fotoni: il fit è stato costretto al valore misurato in modo indipendente (96) mediante l'aggiunta di un ulteriore termine al χ^2 .

Una strategia di fit alternativa si basa sulla definizione di una funzione di massima verosimiglianza [69] che tiene conto dell'errore statistico degli eventi reali e di quelli simulati; i risultati ottenuti mediante i due criteri sono consistenti.

Nelle figure 11, 12 lo spettro in impulso e impulso trasverso degli elettroni e dei muoni, per il campione di eventi reali, viene confrontato con i contributi delle varie componenti, ottenuti dal fit.

L'errore sistematico sulle quantità misurate dipende principalmente dai fattori seguenti:

1. Prestazioni del rivelatore e degli algoritmi di identificazione che determinano l'efficienza di selezione dei leptoni e del fondo. In conformità a quanto illustrato nelle sezioni precedenti, l'efficienza di identificazione dei muoni e degli elettroni viene variata rispettivamente del 2% e del 4%, mentre, per la probabilità di identificare erroneamente un adrone come elettrone o muone, si considera una variazione del 20% e del 10%.

In alternativa, l'efficienza di identificazione degli elettroni può essere lasciata libera di variare; i valori che si ottengono dal fit risultano in accordo con quelli misurati sui dati.

2. Scelta dei modelli per la descrizione del decadimento semileptonico dei quarks pesanti e valori assunti per le loro frazioni parziali di decadimento nelle varie

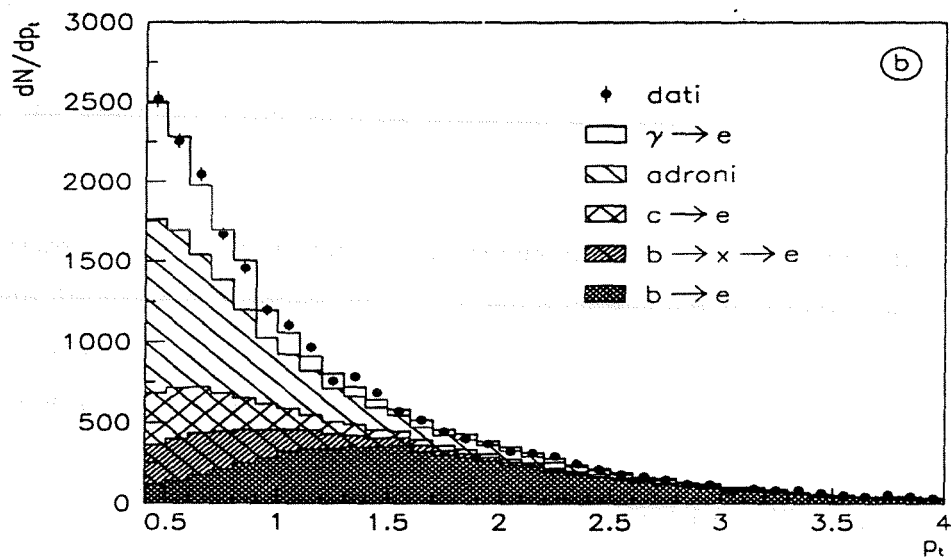
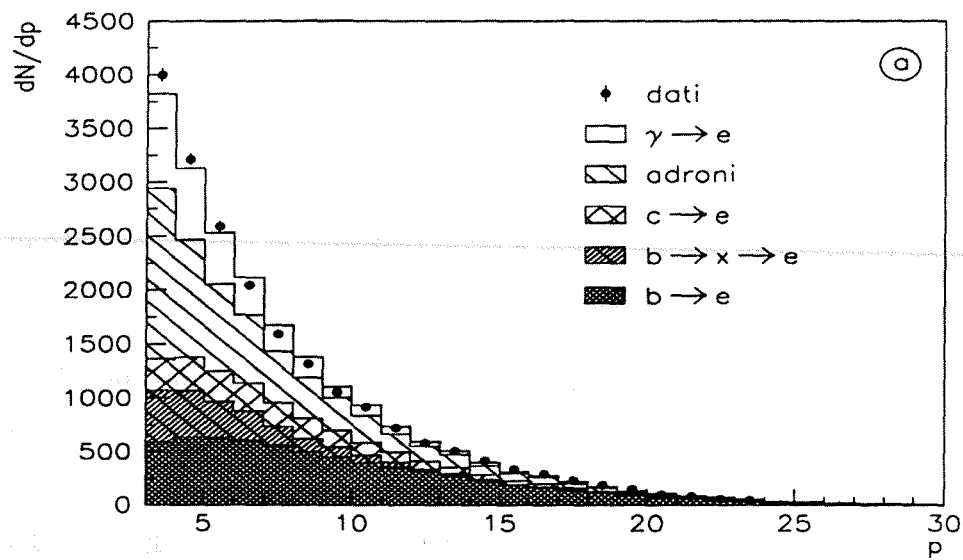


Figura 11: Fit alla distribuzione di impulso (a) e impulso trasverso (b) per gli elettroni; le barre comprendono anche l'errore statistico del Montecarlo

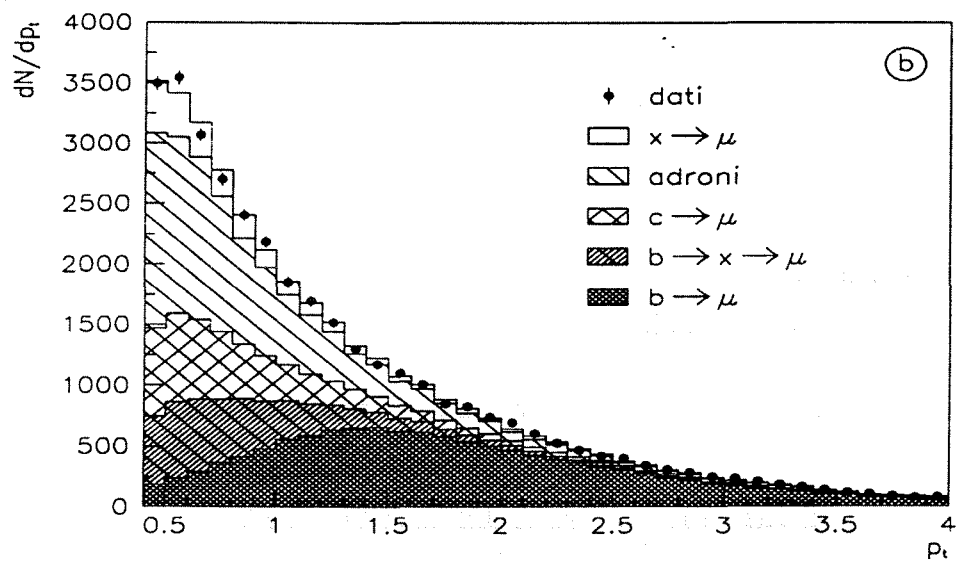
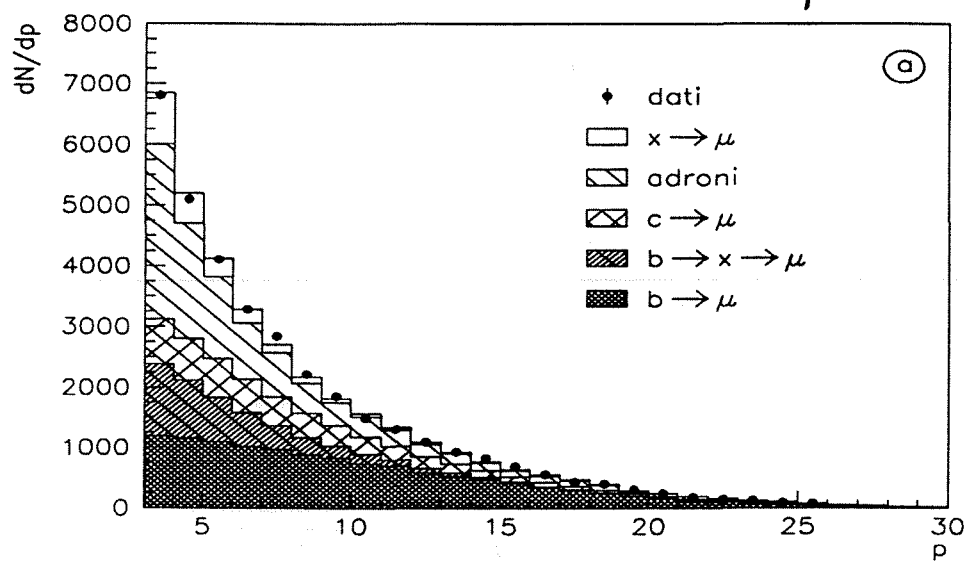


Figura 12: Fit alla distribuzione di impulso (a) e impulso trasverso (b) per i muoni; le barre comprendono anche l'errore statistico del Montecarlo

modalità. L'errore indotto dalla scelta del modello per il quark b viene assunto pari alla semidifferenza dei risultati delle misure ottenute con i modelli $IGSW^{**}$ e $ACCM$; per il quark c la misura viene ripetuta con valori diversi per i due parametri liberi del modello $ACCM$.

Per le frazioni parziali di decadimento e il parametro ϵ_c^{mc} , si considerano le variazioni relative:

$$\begin{aligned}
 \Delta B.R.(c \rightarrow l) &= 5.1\% \\
 \Delta B.R.(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l) &= 40\% \\
 \Delta B.R.(b \rightarrow \tau) &= 18\% \\
 \Delta B.R.(b \rightarrow J/\Psi \rightarrow l) &= 29\% \\
 \Delta(\epsilon_c^{mc}) &= \begin{matrix} +0.029 \\ -0.020 \end{matrix} \\
 \Delta B.R.(b \rightarrow u) &= 50\%.
 \end{aligned} \tag{124}$$

La tabella 5 riporta i contributi all'errore sistematico sulle grandezze misurate.

Sorgente	ΔR_b	ΔR_c	$\Delta B.R._{b \rightarrow l}(\%)$	$\Delta B.R._{b \rightarrow c \rightarrow l}(\%)$	$\Delta \langle x_E \rangle$	$\Delta \chi_b$
Efficienze e fondo	0.0063	0.0168	0.50	0.95	0.002	0.010
Modelli e B.R.	0.0023	0.0124	0.34	0.57	0.0086	0.011
Totale	0.0067	0.0209	0.60	1.11	0.0088	0.015

Tabella 5: Errori sistematici sulle quantità ottenute dal fit.

I risultati del fit, ottenuti ad un livello di confidenza del 51%, per i dati raccolti negli anni 1991-1992, sono quindi:

$$\begin{aligned}
 R_b &= 0.2145 \pm 0.0089 \pm 0.0067 \\
 R_c &= 0.1623 \pm 0.0085 \pm 0.0209 \\
 B.R.(b \rightarrow l) &= (11.41 \pm 0.45 \pm 0.60)\% \\
 B.R.(b \rightarrow c \rightarrow l) &= (7.36 \pm 0.49 \pm 1.11)\% \\
 \langle x_E \rangle_b &= 0.702 \pm 0.004 \pm 0.009 \\
 \chi_b &= 0.154 \pm 0.020 \pm 0.015
 \end{aligned} \tag{125}$$

La tabella 6 riporta la matrice di correlazione tra le grandezze misurate mediante il fit.

La stessa strategia di fit è stata eseguita per i dati raccolti durante il 1993; di seguito si riporta il risultato medio preliminare per gli anni 1991-1993, ottenuto assumendo

	R_b	$BR_{b \rightarrow l}$	$BR_{b \rightarrow c \rightarrow l}$	R_c	$< \chi_E >$	χ_b
R_b	1.00	-0.84	0.23	0.13	0.17	-0.25
$BR_{b \rightarrow l}$	-0.84	1.00	-0.25	-0.03	-0.18	0.29
$BR_{b \rightarrow c \rightarrow l}$	0.23	-0.25	1.00	0.49	0.08	-0.45
R_c	0.13	-0.03	0.49	1.00	0.04	-0.12
$< \chi_E >$	0.17	-0.18	0.08	0.04	1.00	0.04
χ_b	-0.25	0.29	-0.45	-0.12	0.04	1.00

Tabella 6: *Matrice di correlazione totale.*

come completamente correlate le indeterminazioni sistematiche:

$$\begin{aligned}
R_b &= 0.2155 \pm 0.0065 \pm 0.0061 \pm 0.0023 \\
R_c &= 0.181 \pm 0.006 \pm 0.017 \pm 0.012 \\
B.R(b \rightarrow l) &= (11.30 \pm 0.36 \pm 0.50 \pm 0.33)\% \\
B.R(b \rightarrow c \rightarrow l) &= (7.41 \pm 0.35 \pm 0.94 \pm 0.55)\% \\
< x_E >_b &= 0.700 \pm 0.003 \pm 0.002 \pm 0.0086 \\
\chi_b &= 0.155 \pm 0.015 \pm 0.010 \pm 0.0011
\end{aligned} \tag{126}$$

dove il primo errore è quello statistico, il secondo comprende i contributi sistematici sperimentali, mentre il terzo tiene conto della scelta dei modelli semileptonici per il decadimento dei quarks pesanti. Nel seguito dell'analisi verranno utilizzati i risultati relativi agli anni 1991-1992.

5.4 Composizione del campione leptonic

Veniamo ora alla discussione della parte dell'analisi con i leptoni che risulta maggiormente determinante ai fini della misura descritta nel capitolo 2, oggetto di questa tesi.

L'equazione (108) consente di determinare il numero di leptoni delle varie classi nei dati, a partire dai coefficienti f_{cl} ottenuti dal fit. In particolare, come discusso in precedenza, risulta di notevole importanza la determinazione della frazione di eventi $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ nel campione in cui sia stato rivelato almeno un leptone energetico:

$$P_{b,c}^{e,\mu} = \frac{N_{b,c}^{e,\mu}}{N_b^{e,\mu} + N_c^{e,\mu} + N_{uds}^{e,\mu}} \tag{127}$$

A tale fine vengono considerati gli eventi che soddisfino ai requisiti per l'analisi, descritti nel capitolo 4; in particolare, si richiede perciò $|\cos(\theta_{thrust})| \leq 0.7$, restringendosi ai dati raccolti nel 1992. Come sottolineato nelle sezioni precedenti, gli algoritmi di identificazione dei leptoni vengono applicati alle tracce che soddisfano alla condizione:

$$p > 3 \text{ GeV}/c \quad (128)$$

L'identificazione degli elettroni e quella dei muoni, ottenute sfruttando le prestazioni di rivelatori diversi, presentano delle problematiche indipendenti che si riflettono nel valore dell'efficienza di selezione. Inoltre, il fondo per i due campioni leptonici è costituito da particelle generate in processi differenti; tutto ciò induce a determinare le (127) indipendentemente per le due specie leptoniche. Come si vedrà nel seguito, la misura di R_b , ottenuta con il metodo misto leptonico e probabilistico, sarà determinata dalla media delle due misure eseguite a partire dai due diversi campioni leptonici.

Nel caso di eventi con più di un leptone identificato, in quanto segue verrà considerato il più energetico.

Ricordando l'espressione (77), va sottolineato che in questa analisi risulta importante determinare la frazione di eventi $b\bar{b}$ nel campione semileptonico, indipendentemente dal processo che ha dato origine al leptone; in altre parole, il computo del numero di leptoni non deve essere limitato alle classi di decadimento diretto o in cascata, ma deve anche includere il fondo.

In particolare, per i vari contributi alle (127), avremo:

$$\begin{aligned} N_b^{lept} &= N_{b \rightarrow l}^{lept} + N_{b \rightarrow c \rightarrow l}^{lept} + N_{b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l}^{lept} + N_{b \rightarrow J/\Psi \rightarrow l}^{lept} + N_{b \rightarrow \tau \rightarrow l}^{lept} + N_{b \rightarrow \text{adroni} \rightarrow l}^{lept} + N_{b \rightarrow \gamma \rightarrow l}^{lept} \\ N_c^{lept} &= N_{c \rightarrow l}^{lept} + N_{c \rightarrow \tau \rightarrow l}^{lept} + N_{c \rightarrow \text{adroni} \rightarrow l}^{lept} + N_{c \rightarrow \gamma \rightarrow l}^{lept} \\ N_{uds}^{lept} &= N_{uds \rightarrow \text{adroni} \rightarrow l}^{lept} + N_{uds \rightarrow \gamma \rightarrow l}^{lept} \end{aligned} \quad (129)$$

dove $N_{q \rightarrow \text{adroni} \rightarrow l}$ con $q = b, c, uds$ comprende sia il fondo di adroni male identificati, sia i muoni prodotti dal decadimento di adroni in eventi $q\bar{q}$, mentre $N_{q \rightarrow \gamma \rightarrow l}$ indica il contributo dovuto alla conversione di fotoni in coppie, e va considerato solo per gli elettroni.

Per ogni termine varrà la relazione:

$$N^{lept} = f \cdot x \cdot N^{mc} \quad (130)$$

con f e x definiti come in precedenza.

Per studiare la dipendenza della misura di R_b da alcune quantità, come l'impulso, l'impulso trasverso e l'angolo polare del leptone, il valore di $P_{b,c}^{e,\mu}$ viene determinato in funzione delle stesse, sia in intervalli, che per valori al di sopra di una soglia minima.

La figura 13 riporta P_b^μ in intervalli di impulso del muone per tre valori di p_t^{min} per i dati raccolti nel 1992, mentre la 14 mostra, per gli stessi tagli in impulso trasverso, l'andamento di P_b^e in funzione del coseno dell'angolo polare dell'elettrone; si può notare la diminuzione della purezza ai limiti dell'accettazione del calorimetro elettromagnetico.

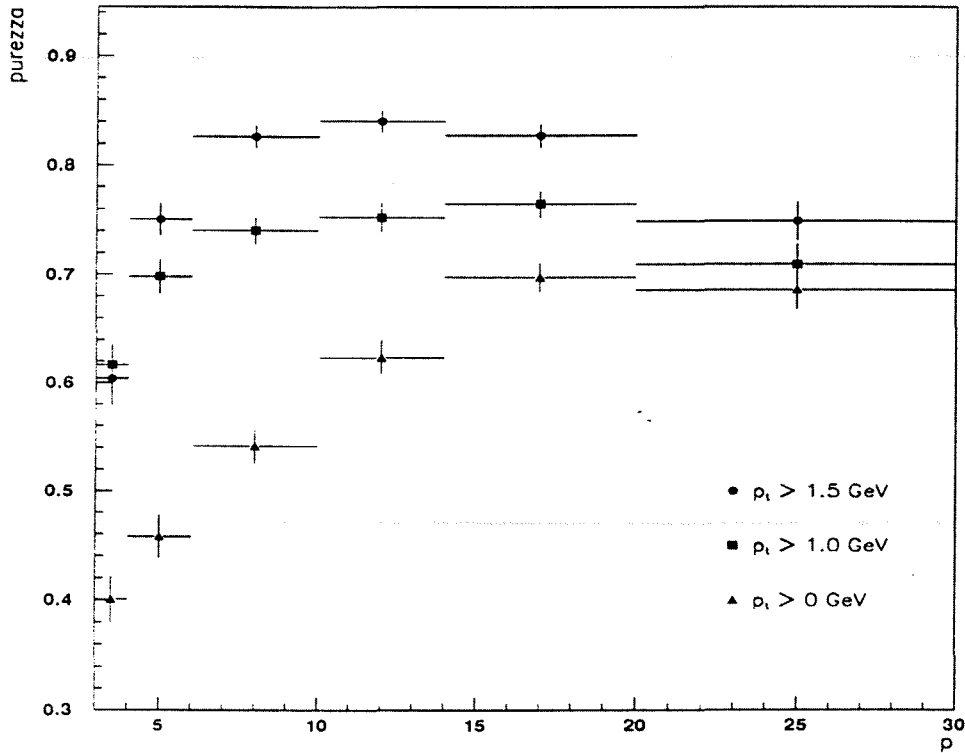


Figura 13: *Frazione di eventi $b\bar{b}$ in intervalli di p^μ per tre valori del taglio in p_t per il campione muonico; le barre indicano l'errore totale.*

Dalla (130), ricordando inoltre le espressioni (109-114) per i coefficienti f_{cl} determinati dal fit, segue che le purezze (127) dipendono esplicitamente da R_b , R_c e dalle frazioni di decadimento diretto e in cascata del quark b , determinate dal fit. Queste ultime, come illustrato, sono funzione dei modelli utilizzati per la descrizione dei decadimenti semileptonici e dei valori assunti per le frazioni parziali di decadimento dei quarks pesanti fissate, oltre che dell'efficienza di selezione dei leptoni e del fondo.

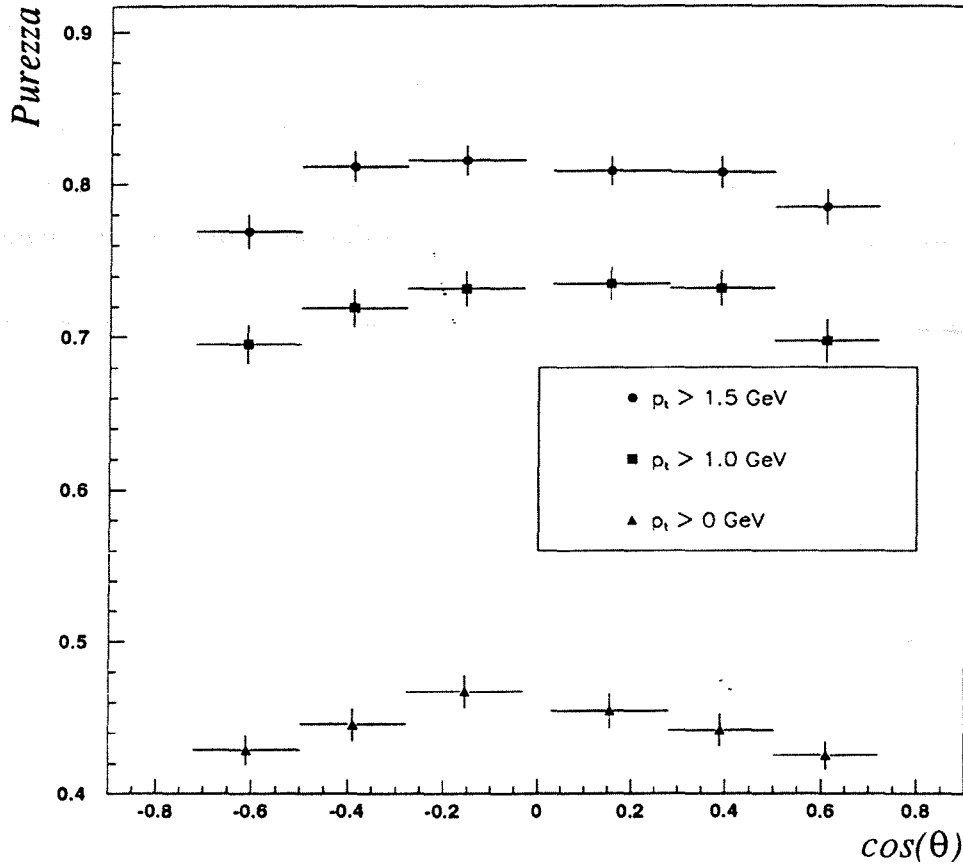


Figura 14: *Frazione di eventi $b\bar{b}$ in funzione di θ^e per tre valori del taglio in p_t per il campione elettronico; le barre indicano l'errore totale.*

Nella valutazione dell'indeterminazione di $P_{b,c}^{lept}$ si dovrà quindi tenere conto delle sorgenti di errore sistematico che affliggono le quantità misurate, descritte nella sezione precedente, oltre che del loro errore statistico ottenuto dal fit.

Le tabelle 7 e 8 riportano i valori ottenuti per $P_{b,c}^{e,\mu}(p_t > p_t^{min})$ in corrispondenza di alcuni valori minimi di impulso trasverso.

Si nota un chiaro andamento decrescente dell'errore relativo su $P_b^{e,\mu}$ con l'aumentare di p_t^{min} . Questo effetto è dovuto sia all'inferiore contaminazione del campione a impulso trasverso elevato, che si riflette in una minore dipendenza della purezza dalle efficienze

	$P_b^{lept}(\%)$	
$p_t^{min}(GeV/c)$	Elettroni	Muoni
0.0	43.16 ± 1.19	50.74 ± 1.55
1.0	71.10 ± 1.08	72.02 ± 1.05
1.5	79.49 ± 0.88	80.21 ± 0.78
3.0	84.45 ± 0.96	85.17 ± 0.79

Tabella 7: *Frazione di eventi $b\bar{b}$ nel campione semileptonico in funzione del taglio sull'impulso trasverso del leptone.*

	$P_c^{lept}(\%)$	
$p_t^{min}(GeV/c)$	Elettroni	Muoni
0.0	21.03 ± 1.29	24.19 ± 2.74
1.0	12.46 ± 0.99	14.63 ± 1.74
1.5	9.14 ± 0.78	10.38 ± 1.29
3.0	7.36 ± 0.89	7.42 ± 0.98

Tabella 8: *Frazione di eventi $c\bar{c}$ nel campione semileptonico in funzione del taglio sull'impulso trasverso del leptone.*

di identificazione per le varie classi di fondo, sia al maggior accordo tra i differenti modelli di decadimento semileptonico nella regione a impulso elevato. Le sorgenti di indeterminazione comuni al campione di elettroni e di muoni inducono dal 60% al 90% dell'errore, a seconda del taglio in impulso trasverso. Si sono considerati come scorrelati i contributi all'errore seguenti:

- Indeterminazione indotta dal numero di eventi simulati utilizzati per le due specie leptoniche;
- Indeterminazione sul fondo adronico;
- Indeterminazione sull'efficienza di identificazione dei leptoni.

La tabella 9 riporta i contributi all'errore per la purezza $P_b^{lept}(p_t > 1.5 GeV/c)$.

Sorgente di errore	$\delta P_b^{lept}\%$
Statistica del montecarlo	0.27
Errore statistico sui parametri ottenuti dal fit	0.34
Modello $b \rightarrow l$	0.37
Modello $c \rightarrow l$	0.29
$B.R._{b \rightarrow \tau \rightarrow l}$	0.03
$B.R._{b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l}$	0.02
$B.R._{b \rightarrow J/\Psi \rightarrow l}$	0.03
$B.R._{c \rightarrow l}$	0.32
Fondo del campione di elettroni	0.29
Fondo del campione di muoni	0.21
Efficienza di selezione degli elettroni	0.06
Efficienza di selezione dei muoni	0.06

Tabella 9: Contributi all'errore su P_b^{lept} per il campione di leptoni con $p_t > 1.5 \text{ GeV}/c$.

La figura 15 mostra l'andamento della frazione di eventi $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ in funzione del taglio in p_t^{min} , per gli elettroni e i muoni separatamente.

È importante notare che:

- Il campione di elettroni presenta una maggiore contaminazione di quello muonico nella regione a basso impulso trasverso; tale effetto, dovuto principalmente alla conversione di fotoni, è del tutto trascurabile per $p^{lept} > 10 \text{ GeV}/c$.
- Le purezze $P_{b,c}^{e,\mu}$ si stabilizzano per $p_t^{min} > 1.5 \text{ GeV}/c$; come si vedrà successivamente, ciò induce a scegliere questo taglio per minimizzare l'indeterminazione globale sulla misura di R_b , ottimizzando il contributo dell'errore statistico relativamente a quello sistematico, indotto principalmente, come già accennato in riferimento all'espressione (77), dall'indeterminazione su P_b^{lept} e da quella sul parametro ρ_b^h .
- L'errore totale su P_b^{lept} è inferiore all'1%, anche se l'indeterminazione sulle grandezze determinate dal fit, da cui essa dipende, è maggiore. Ciò è dovuto agli effetti di anticorrelazione tra le stesse, evidenziati dalla tabella 6.

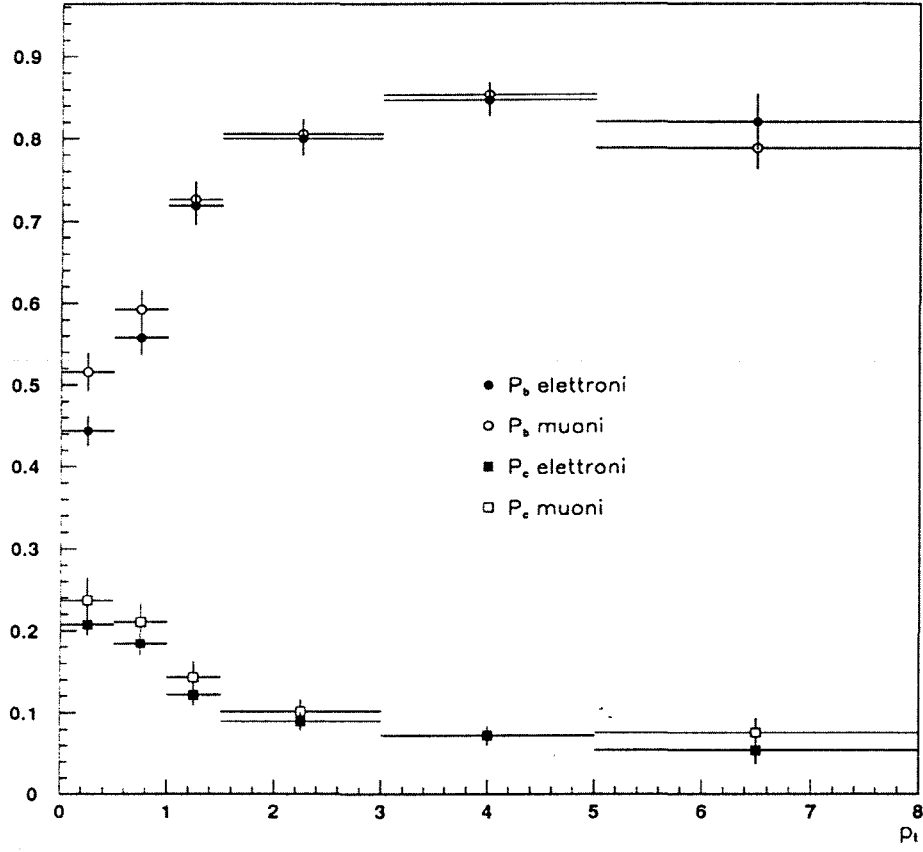


Figura 15: *Frazione di eventi $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ in funzione di $p_t^{\min}$.*

I valori delle purezze, utilizzati nel seguito dell'analisi in corrispondenza al taglio $p_t^{\min} > 1.5 \text{ GeV}/c$, sono quindi:

$$\begin{aligned}
 P_b^e &= (79.49 \pm 0.88)\%; & P_c^e &= (9.14 \pm 0.78)\% \\
 P_b^\mu &= (80.21 \pm 0.78)\%; & P_c^\mu &= (10.38 \pm 1.29)\% \\
 P_b^{e+\mu} &= (79.98 \pm 0.74)\%; & P_c^{e+\mu} &= (9.23 \pm 0.78)\%
 \end{aligned} \tag{131}$$

6 Analisi con il microvertice

Come già sottolineato in precedenza, gli adroni con bellezza sono caratterizzati sia da una vita media lunga che, secondo le misure più recenti [70], è di circa 1.55 ps, sia da una massa elevata. Nel caso del decadimento della Z^0 nel canale $b\bar{b}$ da noi considerato, essi vengono inoltre prodotti con impulso elevato nel sistema del laboratorio; tutto ciò è all'origine, per le tracce delle particelle in cui decadono, di un grande parametro di impatto δ nel piano $R\Phi$, definito come la distanza tra la proiezione della traccia sul piano ortogonale alla direzione dei fasci e il vertice principale di interazione (V.P.). Vale la relazione:

$$\delta = \beta \gamma c \tau_B \cdot \sin \theta_B \cdot \sin \psi \quad (132)$$

dove si è indicato con τ_B il tempo di decadimento dell'adrone, con θ_B l'angolo polare della sua direzione di volo e con ψ l'angolo tra questa e la traccia considerata.

Il segno del parametro di impatto, come schematizzato nella figura 16, è definito positivo se il vettore congiungente il vertice principale di interazione e il punto di minimo approccio della traccia a quest'ultimo, detto perigeo, forma un angolo minore di 90° con l'impulso del getto di appartenenza della traccia stessa, negativo altrimenti.

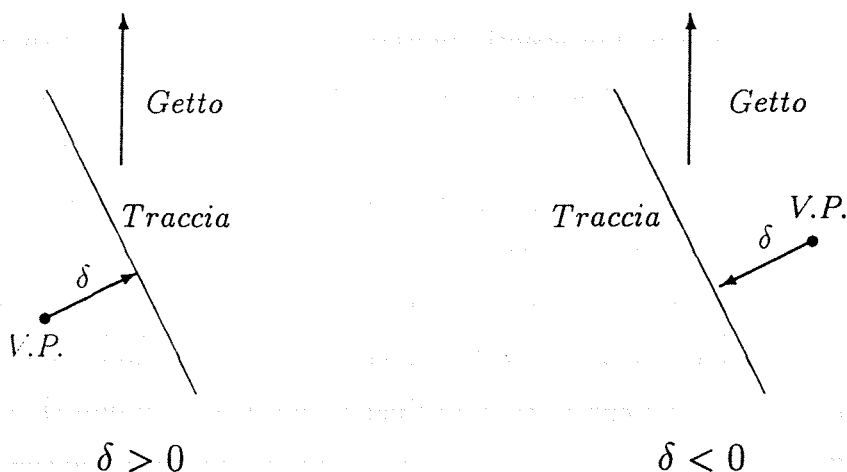


Figura 16: Definizione di parametro d'impatto δ .

Le tracce provenienti dai vertici secondari prodotti dal decadimento degli adroni

con b avranno quindi in media un parametro di impatto positivo; ciò consentirà di utilizzare tale informazione come base di partenza per una selezione del canale di nostro interesse, mentre la distribuzione dei parametri di impatto negativi, dovuti a una cattiva ricostruzione delle traiettorie delle particelle, verrà utilizzata per lo studio della risoluzione dell'apparato e dei suoi effetti sulle efficienze di selezione del fondo.

6.1 Ricostruzione del vertice principale di interazione

La ricostruzione accurata del vertice principale di interazione [71] è un requisito indispensabile ad una analisi basata sui parametri di impatto; il fit di tale posizione viene eseguito con un algoritmo che utilizza come vincolo le coordinate del punto di incrocio dei fasci e come errore le dimensioni dei due assi dell'ellisse che costituisce la regione d'interazione. Quest'ultima si ottiene, per ogni "run" di acquisizione di dati, utilizzando i vertici ricostruiti per tutti gli eventi raccolti. Per l'anno 1992 le dimensioni sono risultate: $\sigma_x \cong 100\mu m$; $\sigma_y \cong 10\mu m$.

Mentre, nel caso di decadimento della Z^0 in coppie di quarks leggeri, l'algoritmo riproduce con buona precisione le coordinate del vertice principale, ciò è vero in misura minore per il canale $b\bar{b}$; in questo caso la risoluzione peggiore è da imputare sia alla molteplicità inferiore di tracce dal vertice stesso, che all'utilizzo nel fit di tracce da decadimenti secondari. Per eventi simulati $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, $q \neq b, c$, si ottiene una risoluzione di circa $50\mu m$ sulla ricostruzione della coordinata x , ma questa sale a circa $90\mu m$ per eventi $b\bar{b}$.

L'aspetto più delicato nella ricostruzione del vertice principale è rappresentato dalla selezione delle tracce da includere nel fit. Infatti, le tracce con associazione sbagliata di alcuni punti ricostruiti nel microvertice, quelle originate da decadimenti di particelle a lunga vita media come Λ e K^0 e quelle generate da interazioni nel materiale del rivelatore, tendono a peggiorare la risoluzione e vengono quindi rimosse.

Nel fit verranno quindi utilizzate solamente le tracce cariche che soddisfino ai requisiti seguenti [72] :

- Punti associati alla traccia in almeno 2 strati del microvertice;
- Parametro d'impatto relativo al punto di incrocio dei fasci compatibile con 0 con

probabilità superiore al 95%;

- $\Sigma_{tr} \equiv \sum_{i=1}^{N_{vd}} \left(\frac{d_i}{\sigma_{vd}} \right)^2 / N_{vd} \leq 4$, dove N_{vd} indica il numero di punti del microvertice associati alla traccia, d_i la distanza minima della traccia dall'iesimo punto e σ_{vd} la precisione del microvertice.
- Vengono applicati degli algoritmi per la reiezione di K^0 e iperoni.

Il fit viene eseguito con un algoritmo iterativo escludendo ad ogni iterazione la traccia con il maggiore contributo al χ^2 complessivo, se tale contributo supera una soglia Δ_{max} ; tale procedura si ripete fino a che siano state eliminate tutte le tracce di questo tipo. Nel caso in cui vengano eliminate tutte le tracce ($\approx 1\%$ degli eventi), la posizione del vertice principale viene assunta coincidente con il punto di incrocio dei fasci.

Le coordinate $V_{i=x,y}$ del vertice vengono quindi ottenute minimizzando la funzione χ^2 , definita da:

$$\chi^2(V_x, V_y) = \sum_{n=1}^{N_{tr}} \frac{\delta_n^2}{\sigma_n^2} + \sum_{i=x,y} \frac{(b_i - V_i)^2}{(\sigma_i^b)^2} \quad (133)$$

La prima sommatoria è estesa alle N_{tr} tracce del fit; δ_n e σ_n sono, rispettivamente, il parametro di impatto e l'errore sulla posizione del perigeo per la traccia n .

La seconda sommatoria vincola le coordinate del vertice alla posizione del punto di incrocio dei fasci; σ_i^b è l'errore sulla determinazione della coordinata b_i di tale punto.

6.2 Parametro di impatto

Consideriamo ora l' n -esima traccia di un evento. Se indichiamo con O l'origine delle coordinate, con $\vec{V}$ la posizione ricostruita del vertice primario, con $\vec{P}_n$ quella del perigeo della traccia e con $\vec{E}_n$ il vettore di lunghezza unitaria perpendicolare alla traccia in tale punto (vedi figura 17), per il parametro d'impatto δ_n varrà la relazione:

$$\delta_n = \left| \vec{E}_n \cdot (\vec{P}_n - \vec{V}) \right| = \left| \eta_n - (\vec{E}_n \cdot \vec{V}) \right| \quad (134)$$

dove $\eta_n = (\vec{P}_n \cdot \vec{E}_n)$.

Dalla (134), applicando le formule di propagazione dell'errore e utilizzando le $V_{i=x,y}$

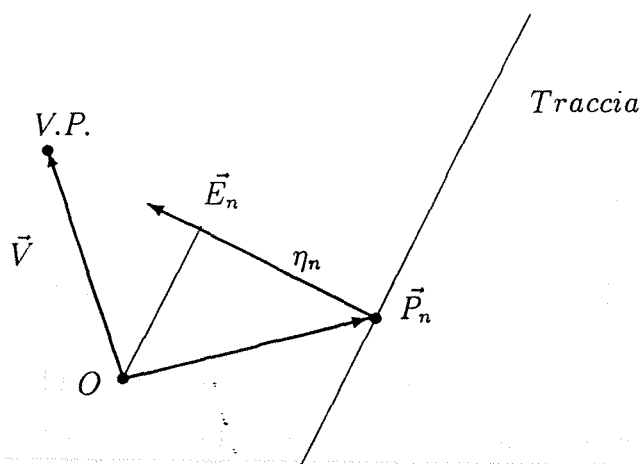


Figura 17: *Qualche ulteriore definizione sul parametro d'impatto.*

ottenute dalla (133), si ottiene:

$$\sigma^2(\delta_n) = \begin{cases} \sigma_n^2 - \sum_{i,j} ((E_n)_i \cdot (E_n)_j \cdot \gamma_{ij}) & \text{se la traccia } n \text{ è inclusa nel fit del vertice primario;} \\ \sigma_n^2 + \sum_{i,j} ((E_n)_i \cdot (E_n)_j \cdot \gamma_{ij}) & \text{altrimenti.} \end{cases} \quad (135)$$

dove i, j sono le coordinate nel piano $R\Phi$, γ_{ij} è la matrice di covarianza ottenuta dal fit del vertice principale e, come in precedenza, σ_n è l'errore della traccia al perigeo. Si definisce *significanza* della traccia n il rapporto tra il parametro d'impatto, con il segno, e il suo errore: $S = \delta_n / \sigma(\delta_n)$.

Nel caso ideale, la significanza per le tracce con parametro di impatto negativo dovrebbe dipendere dalla sola risoluzione dell'apparato ed essere distribuita in modo gaussiano; come si può vedere in figura 18, essa in realtà presenta una lunga coda non gaussiana dovuta alla presenza di tracce male ricostruite e, in misura molto minore, prodotte in decadimenti secondari. La forma della componente non gaussiana dipende dai criteri utilizzati nella selezione degli eventi e delle tracce da includere nel fit. La distribuzione per le tracce con $\delta > 0$ è più popolata ad alti valori di $|S|$, riflesso della presenza di decadimenti secondari.

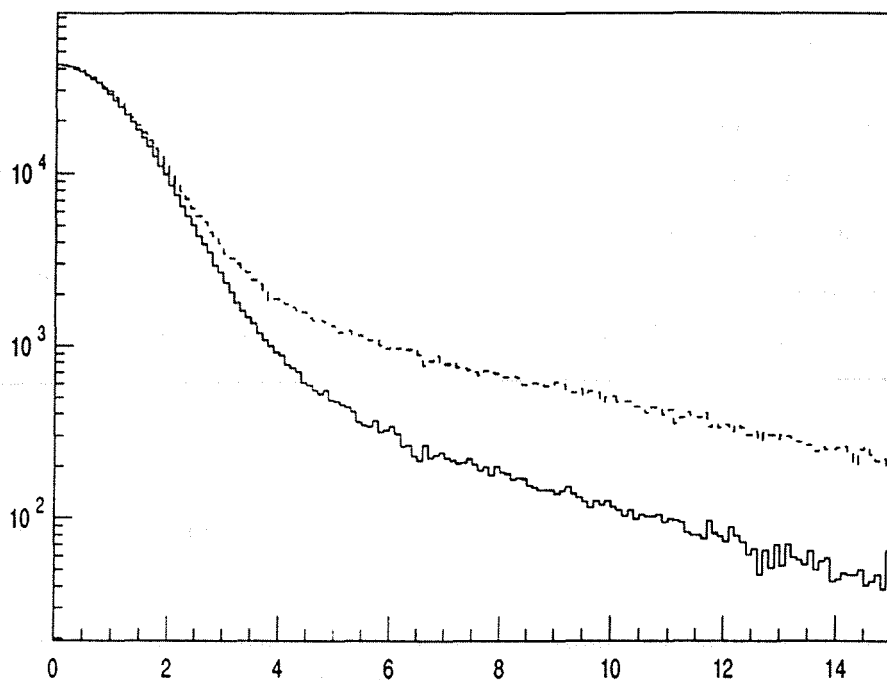


Figura 18: Valore assoluto della significanza per tracce con parametro d'impatto negativo (linea continua) e positivo (linea tratteggiata) in eventi reali.

6.3 Probabilità

Per la selezione degli adroni con b si utilizza un metodo probabilistico [72, 73] basato sulla definizione di un'unica variabile continua, funzione dei parametri d'impatto di tutte le tracce dell'evento, o di un loro sottoinsieme, che superano i seguenti tagli di qualità:

- Punti associati alla traccia in almeno 2 strati del microvertice;
- $\Sigma_{tr} \leq 4$ (con Σ_{tr} definita in precedenza);
- Impulso $p \geq 50$ MeV/c;

- $\delta \leq 0.2$ cm per rimuovere le particelle prodotte nei decadimenti di K^0 e Λ conservando quelle originate dai decadimenti degli adroni con b ; le prime vengono ulteriormente ridotte mediante gli algoritmi di identificazione delle V_0 .

Consideriamo una traccia proveniente dal vertice principale e indichiamo con $P(S_0)$ la probabilità che essa abbia una significanza in valore assoluto maggiore o uguale a S_0 .

Se definiamo la *funzione di risoluzione* $f(S)$ come la densità di probabilità della significanza negativa, assumendo inoltre che per le tracce prodotte nell'interazione primaria la distribuzione della significanza sia simmetrica (sia cioè $f(S) = f(-S)$), vale la relazione:

$$P(S_0) = \begin{cases} \int_{-\infty}^{S_0} f(S) dS & \text{se } S_0 < 0; \\ P(-S_0) & \text{se } S_0 > 0. \end{cases} \quad (136)$$

Una ricostruzione non accurata del vertice principale di interazione o delle direzioni dei getti può determinare un errore nel segno del parametro d'impatto. Per determinare correttamente la funzione di risoluzione $f(S)$, è necessario quindi ridurre al minimo la contaminazione del campione a parametro d'impatto negativo da parte di tracce prodotte in decadimenti secondari che altererebbero la distribuzione della significanza. A tale fine viene eseguita una anti-selezione di adroni con b che riduce a circa il 6.5%, ossia di un fattore 3, la frazione di eventi $b\bar{b}$ nel campione adronico. Una volta determinata $f(S)$, la distribuzione in $P(S_0)$ per tutte le tracce con $\delta < 0$ è uniforme per costruzione, se si eccettua un leggero accumulo a valori bassi, dovuto a tracce residue da decadimenti secondari. Consideriamo ora le tracce con $\delta > 0$. Dalla definizione (136) segue che l'eccesso di tracce a valori alti della significanza, relativamente al campione di tracce con $\delta < 0$ è all'origine di un picco a valori bassi di $P(S_0)$, come si può vedere in figura 19.

Dato un insieme di N tracce, a partire dalla probabilità $P(S_i)$ per la traccia i -esima, si definisce la probabilità globale che esse hanno di provenire tutte dal vertice principale:

$$\begin{cases} P_N \equiv A \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln A)^j}{j!} \\ A \equiv \prod_{i=1}^N P(S_i) \end{cases} \quad (137)$$

La funzione P_N , analogamente alla $P(S_0)$, è distribuita uniformemente nel caso di N tracce provenienti dal vertice principale con significanze scorrelate, mentre presenta un picco a valori bassi se il gruppo comprende alcune tracce da decadimenti secondari o

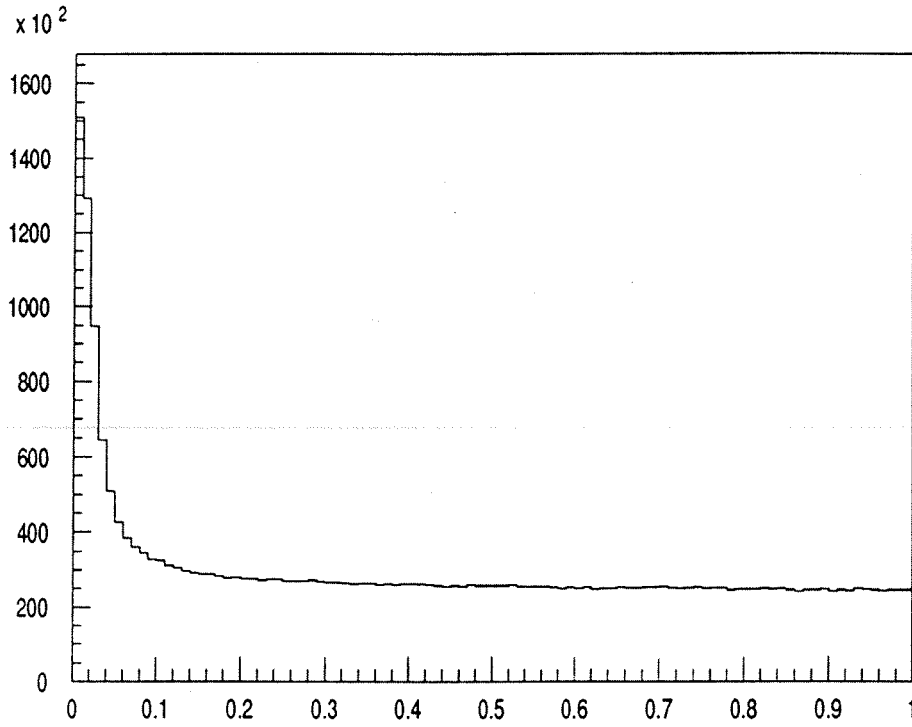


Figura 19: Probabilità $P(S_0)$ per le tracce con $\delta > 0$ in eventi reali.

se la cattiva ricostruzione del vertice principale induce una correlazione tra i parametri d'impatto. La prova che la (137) ha le caratteristiche di una probabilità è riportata in [74].

Definiamo con P_E^+ la probabilità, calcolata tramite la (137), per tutte le tracce dell'evento con i requisiti di qualità descritti in precedenza e con significanza positiva. Come si vede dalla figura 20, nel caso di quarks leggeri la distribuzione in P_E^+ è approssimativamente piatta se si eccettua un piccolo eccesso di eventi a bassi valori di probabilità, dovuti a tracce residue prodotte in decadimenti di V_0 o da interazioni con il materiale del rivelatore, mentre presenta un picco evidente a $P_E^+ = 0$ per eventi $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$. Con il taglio $P_E^+ \leq 0.01$, si ottiene una efficienza $\epsilon_b \simeq 55\%$ con una purezza $P_b \geq 80\%$.

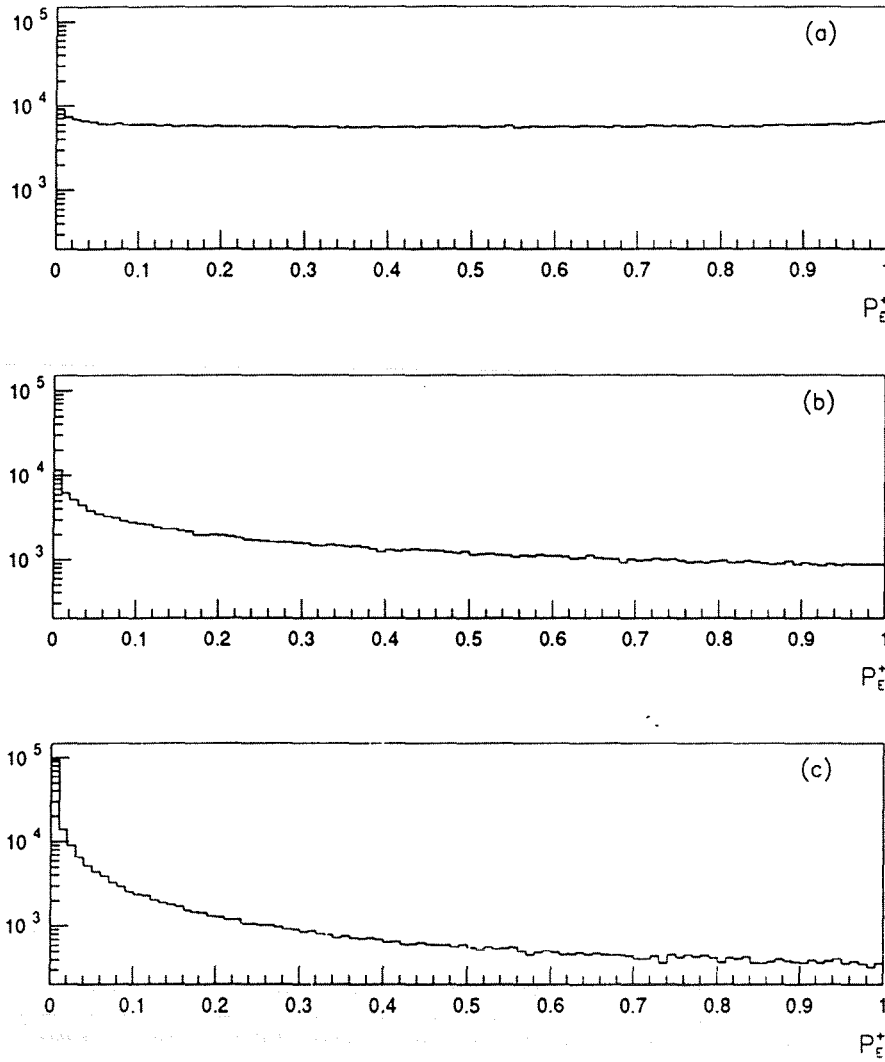


Figura 20: Probabilità P_E^+ per quarks leggeri (a), $c\bar{c}$ (b) e $b\bar{b}$ (c) in eventi simulati.

La funzione P_E^- , ottenuta a partire dalle tracce a significanza negativa dell'evento, provenienti principalmente dal vertice primario, è uno strumento adatto al controllo del metodo di selezione. Questa variabile infatti, nel caso ideale di assenza di tracce da decadimenti secondari, di errori nel segno della significanza e di correlazioni tra i parametri d'impatto, è distribuita uniformemente e può essere quindi considerata un indicatore dell'entità di tali effetti nel caso reale.

Dalle figure 20(a) e 21(c), risulta che, per i quarks leggeri simulati, le distribuzioni di P_E^+ e P_E^- sono molto simili, indice di una scarsa influenza su P_E^+ da parte di particelle a vita media lunga.

Inoltre, come si vede dalla figura 21, la distribuzione di P_E^- per quarks leggeri simulati è in buon accordo con quella per gli eventi $q\bar{q}$ reali e simulati che superano il taglio

$$P_E^+ > 0.1 \quad (138)$$

che riduce al 6.5% la frazione di eventi $b\bar{b}$ nel campione; il picco a zero è poco evidente, segno della qualità del metodo.

6.4 Determinazione della funzione di risoluzione

Una determinazione accurata della funzione di risoluzione $f(S)$ è di estrema importanza sia per la selezione degli eventi $b\bar{b}$ nei dati reali, che per la stima delle efficienze del fondo tramite simulazione.

Per questa ragione la funzione $f(S)$ viene ottenuta direttamente dai dati reali, mentre gli eventi di Montecarlo vengono forzati ad avere la stessa distribuzione di significanza [75].

La procedura utilizzata è la seguente:

- Si parametrizza la densità di probabilità della distribuzione dei parametri d'impatto negativi per i dati reali mediante una funzione $\rho(\delta)$ dell'impulso e della direzione delle particelle;
- Si modificano le tracce degli eventi simulati, in modo da ottenere una distribuzione dei parametri d'impatto negativi in accordo con $\rho(\delta)$;
- Si assume la stessa indeterminazione sul parametro d'impatto $\sigma(\delta)$, funzione dei parametri della traccia, per i dati reali e simulati.

Questa procedura, a partire da distribuzioni analoghe nei parametri delle tracce, produce la stessa distribuzione di significanza per gli eventi reali e simulati e viene eseguita separatamente per le due classi di tracce con 2 o con più punti associati nel microvertice e caratterizzate quindi da una diversa risoluzione.

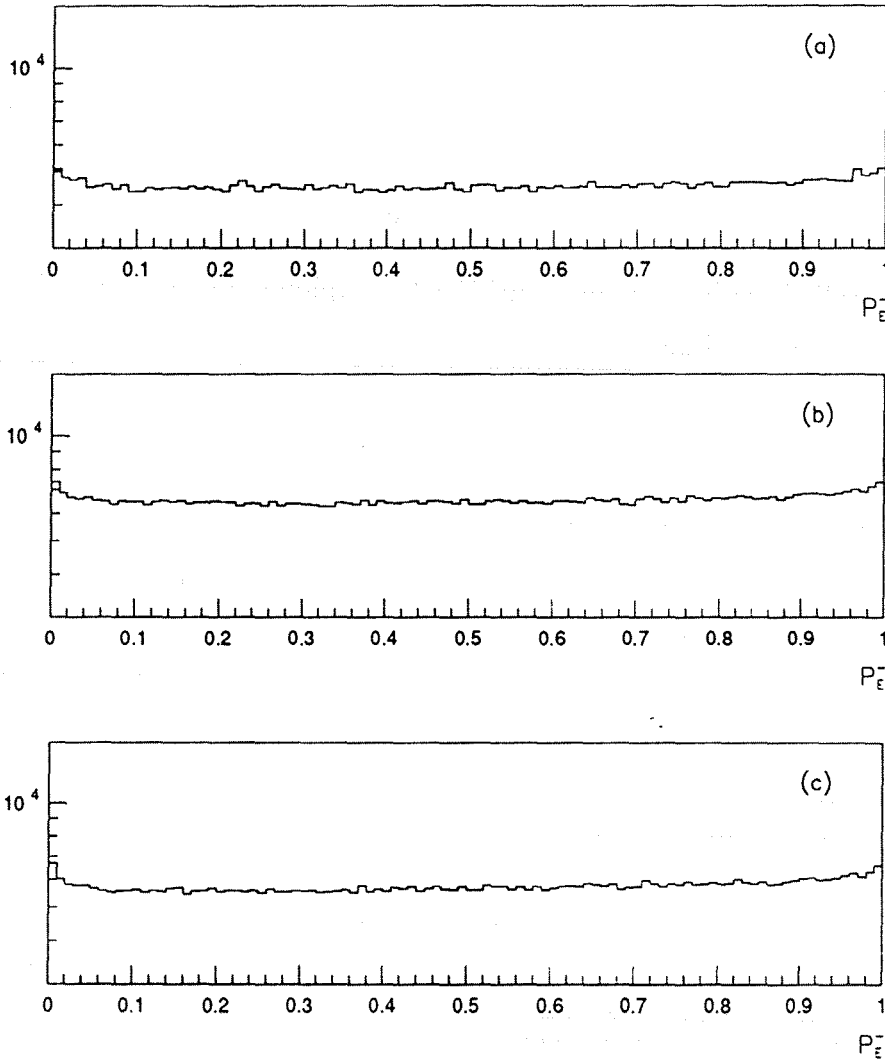


Figura 21: P_E^- per dati reali con $P_E^+ > 0.1$ (a), per dati simulati con $P_E^+ > 0.1$ (b) e per quarks leggeri simulati (c).

La migliore descrizione della densità di probabilità per i parametri d'impatto è rappresentata dalla somma di più gaussiane:

$$\rho(\delta_i) = \sum_{\alpha=1}^n \frac{C_{\alpha}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{i\alpha}} \exp\left(-\frac{\delta_i^2}{2\sigma_{i\alpha}^2}\right) \quad (139)$$

dove δ_i è il parametro d'impatto della traccia i , $\sigma_{i\alpha}$ dipende dai parametri della stessa

e le costanti C_α sono vincolate dalla condizione $\sum_{\alpha=1}^n C_\alpha = 1$. Per quanto già per $n = 1$ si abbia una buona descrizione dei parametri d'impatto per più del 90% delle tracce, la migliore parametrizzazione si ottiene con 4 gaussiane.

Per $\sigma_{i\alpha}$ vale la relazione:

$$\begin{cases} \sigma_{i1}^2 = a^2 + \left(\frac{b}{p \cdot \sin^{3/2}(\theta)}\right)^2 \\ \sigma_{i\alpha} = k_\alpha \cdot \sigma_{i1}, \end{cases} \quad \text{per } \alpha > 1 \quad (140)$$

dove θ e p sono, rispettivamente, l'angolo polare e l'impulso della traccia i . Nell'espressione per σ_{i1}^2 [76], il termine a^2 rappresenta il contributo della risoluzione intrinseca, mentre quello proporzionale a b^2 tiene conto della diffusione multipla; la parametrizzazione di $\sigma_{i\alpha}$ è stata determinata in modo empirico.

Nella determinazione del parametro d'impatto della traccia i , potrebbero manifestarsi delle correlazioni tra δ_i stesso e la posizione del vertice primario, ottenuta dalla minimizzazione della funzione χ^2 definita nella (133). Per evitare ciò, viene ricostruito volta per volta un vertice diverso, escludendo dal computo del χ^2 la traccia in esame.

La distribuzione dei parametri d'impatto può quindi essere descritta dalla (139), dopo avere eseguito la sostituzione

$$\sigma_{i\alpha}^2 \rightarrow \sigma_{i\alpha}^2 + \sigma_{vert}^2 \quad (141)$$

dove, assumendo che le coordinate del vertice ricostruito siano distribuite in modo gaussiano nel piano $R\Phi$, σ_{vert}^2 sarà una funzione dell'angolo azimutale della traccia e della matrice di covarianza del vertice stesso. Con questa parametrizzazione si ottiene: $a \simeq 25 \mu m$; $b \simeq 60 \mu m$.

La funzione di risoluzione $f(S)$ viene quindi determinata dai dati reali che superano la consueta anti-selezione di eventi $b\bar{b}$ (138), utilizzando σ_{i1} come errore sul parametro d'impatto della traccia i . La probabilità $P(S_0)$, ottenuta tramite la (136) dalla $f(S)$ così determinata, è distribuita uniformemente per le tracce con $\delta < 0$, segno della correttezza del modello descritto.

Per gli eventi di Montecarlo, i parametri che descrivono le tracce vengono quindi modificati in modo da ottenere una distribuzione dei parametri d'impatto negativi in accordo con le equazioni (139, 140, 141).

La figura 22 mostra la distribuzione della significanza negativa per eventi reali e simulati ottenuta mediante la procedure descritta; anche per gli eventi simulati, come errore sul parametro d'impatto δ_i viene assunto σ_{i1} , definito nella (140).

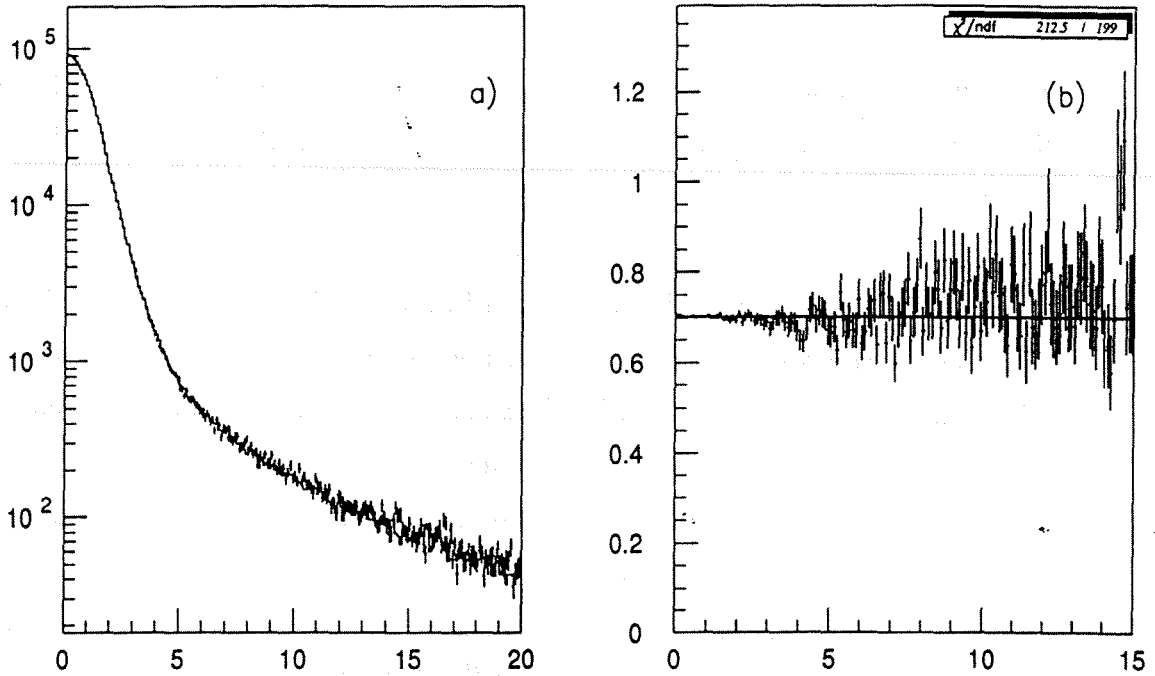


Figura 22: Valore assoluto della significanza per tracce con parametro d'impatto negativo nel caso di eventi reali (punti) e simulati (linea continua) (a); rapporto tra le due distribuzioni (b).

6.5 Selezione degli eventi. Determinazione delle efficienze di selezione per i fondi

Suddividiamo ogni evento in due emisferi, definiti dalla direzione dell'asse di thrust, e definiamo la probabilità P_H^+ , ottenuta mediante la (137) per tutte le tracce a significanza positiva appartenenti al singolo emisfero.

La figura 23 mostra, per eventi simulati, l'andamento della frazione di eventi $b\bar{b}$ nel campione selezionato, in funzione dell'efficienza di selezione ϵ_b^h , al variare del taglio nella probabilità $P_H^+ < P^{max}$.

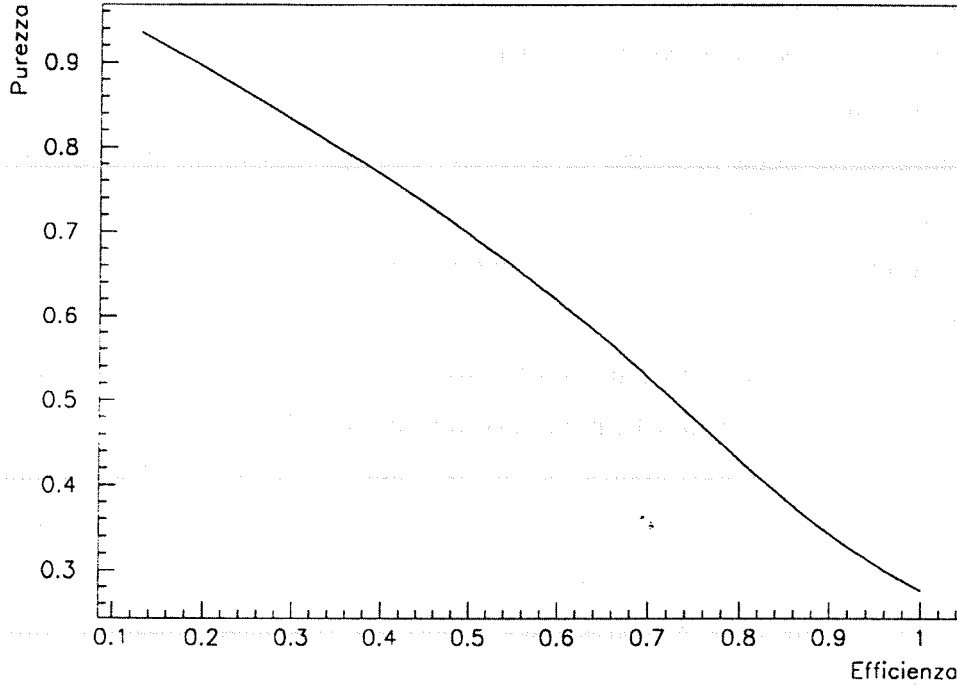


Figura 23: *Purezza in funzione dell'efficienza di selezione, mediante il taglio in P_H^+ , per eventi $b\bar{b}$ simulati.*

Come illustrato nel paragrafo 2.1 e come si vedrà in dettaglio in seguito, la selezione doppia, leptonica e di microvertice, consente di determinare l'efficienza ϵ_b^h direttamente dai dati reali, in modo del tutto indipendente dalla simulazione. A questo proposito, ricordando la relazione (132), va sottolineato che l'utilizzo nella simulazione di un valore non corretto per la vita media del quark b si rifletterebbe in una determinazione imprecisa di ϵ_b^h .

La selezione di eventi di fondo $Z^0 \rightarrow q\bar{q}, q \neq b, c$ con il taglio in probabilità è dovuta principalmente alle fluttuazioni della risoluzione. Infatti, la distribuzione della

probabilità (137) per le tracce provenienti dal vertice principale è uniforme sia per gli eventi reali che simulati, indipendentemente dalla correttezza della riproduzione della risoluzione del rivelatore nel Montecarlo. In particolare, per il caso ideale di una distribuzione costante di P_H^+ , l'efficienza di selezione sarà uguale alla soglia fissata per il taglio, ossia sarà: $\epsilon_{uds}^h(P_H^+ < P^{max}) \approx P^{max}$. Questo effetto è una conseguenza della definizione della funzione di risoluzione a partire dalla distribuzione della significanza negativa e vale sia per eventi reali che simulati, anche se le rispettive funzioni di risoluzione risultano diverse.

Per tenere conto della presenza di tracce residue prodotte dal decadimento di K^0 o iperoni, o di particelle a vita media lunga generate dalla frammentazione di gluoni in coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$, la probabilità P_H^+ per i quarks leggeri viene determinata dalla simulazione.

L'altra fonte di contaminazione è costituita da eventi $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, caratterizzati dalla presenza di particelle a lunga vita media, come i mesoni D .

A differenza del caso precedente, la distribuzione della probabilità P_H^+ non è uniforme e quindi l'efficienza di selezione dipende in modo determinante dalla risoluzione del rivelatore. Quindi, per ottenere una stima precisa dell'efficienza per gli eventi $c\bar{c}$ mediante la simulazione, è indispensabile riprodurre accuratamente la funzione di risoluzione dei dati reali.

La figura 24 riporta l'andamento di ϵ_q^h in funzione di P^{max} nell'intervallo di probabilità $5 \cdot 10^{-4} \leq P^{max} \leq 10^{-2}$, caratterizzato da un buon compromesso tra i valori della purezza e dell'efficienza per gli eventi $b\bar{b}$.

In particolare, per ridurre l'errore totale sulla misura di R_b , il taglio è stato ottimizzato al valore $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$, in corrispondenza del quale il Montecarlo prevede le efficienze e purezze seguenti per gli eventi $b\bar{b}$ e per il fondo:

$$\begin{cases} \epsilon_b^h = (22.00 \pm 0.13)\% & P_b^h = (86.46 \pm 0.56)\% \\ \epsilon_c^h = (2.38 \pm 0.04)\% & P_c^h = (7.31 \pm 0.11)\% \\ \epsilon_{uds}^h = (0.57 \pm 0.01)\% & P_{uds}^h = (6.23 \pm 0.11)\% \end{cases} \quad (142)$$

Passiamo ora alla determinazione dell'errore sistematico e consideriamo inizialmente gli eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, $q \neq b, c$. L'errore sistematico sull'efficienza di selezione ϵ_{uds}^h dipende principalmente dai fattori seguenti:

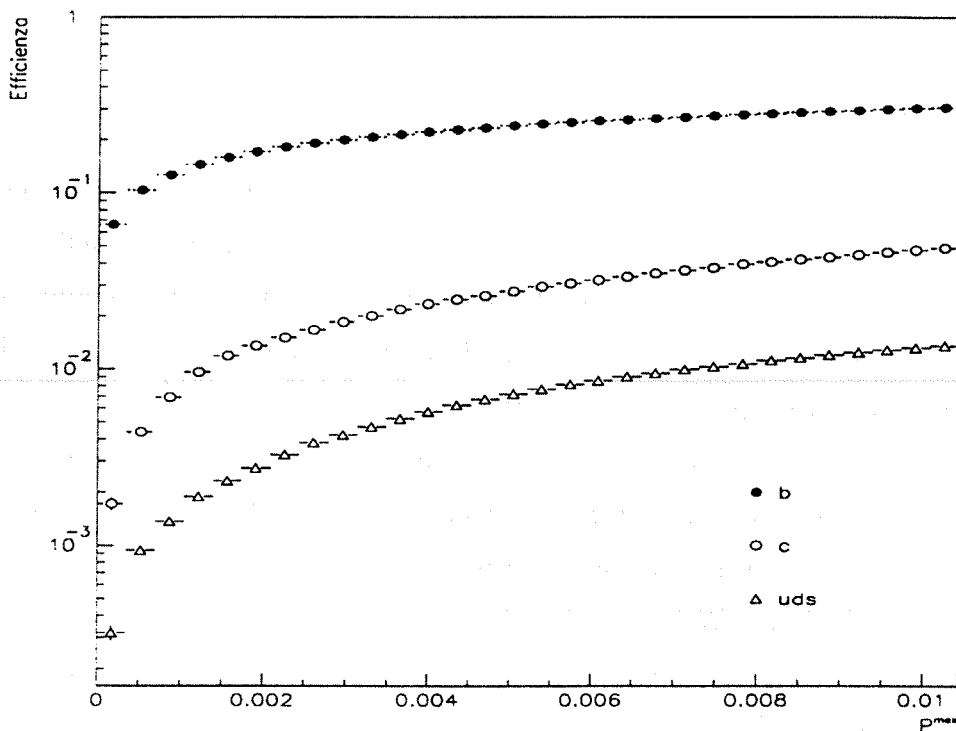


Figura 24: Efficienza di selezione per eventi $q\bar{q}$ con $q = b, c, uds$ in funzione del taglio $P_H^+ < P_H^{max}$ per eventi simulati.

1. Risoluzione del rivelatore. Come già sottolineato, la selezione di questi eventi è dovuta principalmente a fluttuazioni statistiche della funzione di risoluzione. Definiamo la probabilità P_H^- , ottenuta dalla (137), a partire dalle tracce a significanza negativa, che non portano informazione di vita media.

L'indeterminazione sistematica viene stimata dal confronto delle efficienze di selezione, per gli eventi reali e $q\bar{q}$ simulati, mediante un taglio in P_H^- , in corrispondenza dello stesso valore di P_H^{max} : come indeterminazione si assume il valore assoluto della differenza tra le due efficienze o l'errore statistico della stessa, nel caso in cui risulti maggiore. La presenza di tracce provenienti da decadimenti secondari viene ulteriormente ridotta applicando l'anti-selezione di eventi $b\bar{b}$ descritta dalla (138).

2. L'errore sistematico indotto dalla presenza di tracce residue di K^0 e iperoni viene calcolato assumendo una variazione relativa del 10% sulla produzione di queste particelle, in accordo con la differenza osservata tra gli eventi reali e quelli simulati [77].
3. Frammentazione di gluoni in coppie $b\bar{b}$ o $c\bar{c}$. La produzione di particelle a lunga vita media in getti originati da gluoni determina un aumento dell'efficienza di selezione per i quarks leggeri. La frazione media di adronizzazioni di un gluone in coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$, nel caso di decadimenti della Z^0 in coppie di quarks leggeri, è stata stimata pari rispettivamente a $f(g \rightarrow b\bar{b}) = (0.18 \pm 0.05)\%$ e a $f(g \rightarrow c\bar{c}) = (1.3 \pm 0.4)\%$ mediante un calcolo esatto all'ordine α_s , che tiene conto dei termini logaritmici dominanti e "next-to-leading" a tutti gli ordini [78]. Il confronto di questo risultato con le previsioni dei modelli di Monte Carlo principali, *HERWIG* [79], *JETSET* [21] e *ARIADNE* [80], induce a determinare l'errore sistematico sull'efficienza di selezione dei quarks leggeri mediante una variazione del 50% sul numero di adroni con b e con c negli eventi simulati $q\bar{q}$ con $q = u, d, s$ [63].

La tabella 10 riporta l'indeterminazione sistematica sull'efficienza di identificazione per i quarks leggeri, indotta dalle varie sorgenti, nel caso di selezione per emisfero.

Sorgente di errore	$\Delta\epsilon_{uds}^h/\epsilon_{uds}^h(\%)$
Risoluzione del rivelatore	4.7
Produzione di K^0	2.5
Produzione di Λ	1.1
$g \rightarrow b\bar{b}$	0.7
$g \rightarrow c\bar{c}$	0.2

Tabella 10: Contributi all'errore sistematico su ϵ_{uds}^h indotti dalle diverse sorgenti.

L'efficienza di selezione degli eventi $q\bar{q}$ con $q \neq b, c$ risulta quindi:

$$\epsilon_{uds}^h = (0.57 \pm 0.01 \pm 0.03)\% \quad (143)$$

I contributi principali all'indeterminazione sistematica dell'efficienza di selezione per gli eventi $c\bar{c}$ sono:

1. Risoluzione del rivelatore. Gli eventi $c\bar{c}$ sono caratterizzati dalla presenza di particelle a lunga vita media e quindi la determinazione dell'errore sistematico dovrà tenere conto delle differenti funzioni di risoluzione per gli eventi reali e quelli simulati.

L'indeterminazione sistematica viene quindi stimata dal confronto delle due diverse efficienze di selezione per gli eventi simulati, ottenute utilizzando rispettivamente la funzione di risoluzione corrispondente, oppure quella relativa agli eventi reali, nel calcolo della probabilità P_H^+ .

2. Vita media degli adroni con c . La dipendenza di ϵ_c^h dalla vita media delle particelle prodotte negli eventi $c\bar{c}$ è stata studiata assumendo i valori riportati in [63, 8], con la loro indeterminazione:

$$\begin{cases} \tau(D^\pm) = 1.066 \pm 0.023 \text{ ps} \\ \tau(D^0) = 0.420 \pm 0.008 \text{ ps} \\ \tau(D_s) = 0.450^{+0.030}_{-0.026} \text{ ps} \\ \tau(\Lambda_c) = 0.191^{+0.015}_{-0.012} \text{ ps} \end{cases} \quad (144)$$

3. Frazioni di produzione degli adroni con c . La diversa vita media degli adroni con c induce una dipendenza dell'efficienza di selezione dai rapporti tra le corrispondenti frazioni di produzione in eventi $c\bar{c}$, con particolare riferimento a $\frac{f(D^\pm)}{f(D^0)}$.

Le frazioni di produzione vengono calcolate a partire dalle misure di *CLEO* e *ARGUS* [81, 82] all'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 10.55 \text{ GeV}$; si è così ottenuto [63]:

$$\begin{cases} f(D^0) = 0.557 \pm 0.053 \\ f(D^\pm) = 0.248 \pm 0.037 \\ f(D^0 + D^\pm) = 0.80 \pm 0.07 \\ f(D_s) = 0.15 \pm 0.03 \end{cases} \quad (145)$$

dove le frazioni di produzione di D^0 e $D^\pm$ includono i contributi provenienti dal decadimento di D^* . Risulta quindi: $\frac{f(D^\pm)}{f(D^0)} = 0.45 \pm 0.08$.

Questa determinazione viene ritenuta attendibile anche per $\sqrt{s} = M_Z$. Nel modello a sciame di partoni, infatti, la produzione di adroni da stringhe di quarks in regime non perturbativo avviene a una scala di energia fissa, indipendentemente dall'energia con la quale vengono prodotti i partoni originari [83].

4. È stato studiato inoltre l'errore sistematico indotto dall'indeterminazione sulla molteplicità di tracce cariche negli eventi $c\bar{c}$, pari a 2.53 ± 0.06 [84]; sulla frazione media di energia del quark c , trasmessa al mesone D nel processo di frammentazione, determinata da *DELPHI*: $\langle X_E(c) \rangle = 0.487 \pm 0.016$ [24]; e sulla frazione parziale di decadimento $B.R.(D \rightarrow K^0 X) = 0.46 \pm 0.06$ [8].

La tabella 11 riporta i contributi all'errore sistematico su ϵ_c^h indotti dalle varie sorgenti.

Sorgente di errore	$\Delta\epsilon_c^h/\epsilon_c^h(\%)$
Risoluzione del rivelatore	6.9
Frazioni di produzione	5.5
Molteplicità dei decadimenti	2.0
$B.R.(D \rightarrow K^0 X)$	3.0
Frammentazione	2.0
Vita media	2.0

Tabella 11: Contributi all'errore sistematico su ϵ_c^h indotti dalle diverse sorgenti.

Si ottiene quindi:

$$\epsilon_c^h = (2.38 \pm 0.04 \pm 0.24)\% \quad (146)$$

7 Analisi mista

In questo capitolo verranno discussi i risultati della misura focalizzando l'attenzione sulle problematiche dell'analisi non ancora esplorate; in particolare verrà illustrata la procedura per la determinazione della correlazione tra le selezioni leptonica e probabilistica e la strategia utilizzata per minimizzarla.

7.1 Determinazione della correlazione tra i due criteri di selezione. Definizione di selezione per getto

Gli effetti che sono all'origine della correlazione tra le due efficienze, per gli eventi $b\bar{b}$, possono essere divisi in due categorie:

- Effetti di natura fisica dovuti alla radiazione di gluoni duri durante il processo di frammentazione:
 1. In questo caso gli adroni con bellezza non hanno direzioni di volo opposte e quindi i due getti prodotti dal loro decadimento possono appartenere entrambi allo stesso emisfero; ciò accade nel 2% circa degli eventi. In alternativa, le tracce provenienti dai due vertici secondari possono venire raggruppate nello stesso getto. Questi effetti riducono la frazione di eventi selezionati in entrambi gli emisferi e quindi inducono una correlazione *negativa* tra le efficienze.
 2. Entrambi i criteri di selezione sono sensibili all'energia degli adroni con b . Al crescere dell'energia di questi ultimi, la presenza di un numero minore di tracce provenienti dal vertice principale, prodotte dalla frammentazione di gluoni, è all'origine di un aumento dell'efficienza di selezione per il criterio probabilistico. L'energia degli adroni si riflette inoltre nell'impulso del leptone prodotto dal loro decadimento: a impulsi più elevati corrisponde una maggiore probabilità che il leptone venga selezionato. La radiazione di un gluone induce quindi anche una correlazione *positiva* tra le due efficienze, entrambe funzioni crescenti dell'energia del quark b .

- Effetti strumentali:

A causa dell'accettanza geometrica del rivelatore, le efficienze di selezione mostrano una dipendenza dall'angolo polare della direzione dell'asse di thrust e dei getti (vedi figura 30 (a)). I due getti originati dalla coppia di quarks b hanno approssimativamente direzioni opposte e ciò si riflette, data la simmetria del rivelatore, in una correlazione *positiva* tra le due efficienze.

L'utilizzo di due criteri di selezione diversi limita l'entità della correlazione tra le efficienze nei due emisferi. Infatti, nel caso alternativo di selezione probabilistica in entrambi gli emisferi, la ricostruzione di un unico vertice principale per l'evento e la presenza di moduli non funzionanti nel rivelatore di vertice sono all'origine di ulteriori contributi *negativi* alla correlazione.

Il coefficiente ρ_q^h viene determinato sperimentalmente, mediante la simulazione, confrontando l'efficienza di selezione ϵ_q^h per il campione degli eventi adronici con $\epsilon_{q,opp}^h$, ottenuta per il sottinsieme di eventi con il leptone più energetico nell'emisfero opposto:

$$\rho_q^h = \frac{\epsilon_{q,opp}^h}{\epsilon_q^h} \quad (147)$$

In letteratura [44, 45], in alternativa al coefficiente ρ_q^h viene utilizzata la definizione della correlazione C tra due variabili x e y di varianza $\sigma_{x,y}$:

$$C = \frac{\langle (x - \langle x \rangle) (y - \langle y \rangle) \rangle}{\sigma_x \sigma_y} \quad (148)$$

In questo approccio si ottiene:

$$\epsilon_q^d = \epsilon_q^h \epsilon_q^{lept} + C_q \cdot \sigma_h \sigma_{lept} \quad (149)$$

dove ϵ_q^d indica, come in precedenza, la probabilità di selezionare entrambi gli emisferi in eventi $q\bar{q}$, mentre $\sigma_{h,lept}$ sono le varianze delle efficienze dei due metodi di selezione, per le quali vale la relazione:

$$\sigma_{h,lept} = \sqrt{\epsilon_q^{h,lept} (1 - \epsilon_q^{h,lept})} \quad (150)$$

Il parametro ρ_q^h , utilizzato in questa analisi, è legato alla correlazione C_q dalla:

$$\rho_q^h = 1 + C_q \cdot \left(\frac{(1 - \epsilon_q^h) (1 - \epsilon_q^{lept})}{\epsilon_q^h \epsilon_q^{lept}} \right)^{1/2} \quad (151)$$

Consideriamo ora gli eventi $b\bar{b}$. La scelta di applicare i due criteri di selezione agli emisferi opposti di un evento garantisce l'indipendenza del coefficiente ρ_b^h da contributi indotti dalla presenza del neutrino, prodotto dal decadimento $W \rightarrow l \nu_l$, nello stesso emisfero del leptone.

Infatti, l'efficienza $\epsilon_{b,l}^h$, relativa alla selezione dell'emisfero a cui appartiene il leptone, è inferiore a quella media per gli eventi $b\bar{b}$, a causa dell'assenza della traccia del neutrino, a parametro d'impatto elevato, nel computo della probabilità P_H^+ ; dalla simulazione, per il taglio in P_H^+ nella regione di interesse, il confronto tra l'efficienza relativa agli emisferi contenenti il leptone più energetico e quella media dà: $\frac{\epsilon_{b,l}^h}{\epsilon_b^h} \approx 0.90 \div 0.98$, come è evidenziato nella figura 25.

Va inoltre sottolineato che i due quarks della coppia $b\bar{b}$ decadono indipendentemente secondo le varie modalità e quindi la probabilità che un emisfero contenga un leptone non risente della presenza di un leptone nell'emisfero opposto. In altre parole, l'efficienza $\epsilon_{b,opp}^h$ viene calcolata su un sottinsieme di emisferi caratterizzato da un numero medio di neutrini per emisfero pari a quello del campione globale.

Da quanto detto segue che il confronto tra l'efficienza di selezione media e quella relativa all'emisfero opposto al leptone più energetico consente di stimare la correlazione tra i due criteri di selezione, indotta dalle cause fisiche e strumentali descritte in precedenza, evitando i contributi dovuti alla presenza del neutrino nello stesso emisfero del leptone.

Per contenere l'indeterminazione statistica sul valore del parametro ρ_b^h , questo viene determinato con l'ausilio dei campioni specialistici di eventi simulati descritti nel capitolo 4.

Come già sottolineato a proposito della determinazione delle purezze $P_{b,c}^{e,\mu}$, le problematiche differenti nell'identificazione degli elettroni e dei muoni inducono a effettuare due misure distinte di R_b , a partire dai due campioni leptonic; anche la correlazione tra le due diverse selezioni verrà quindi determinata separatamente. I valori ottenuti sono comunque compatibili entro gli errori statistici; nel seguito, dove non sarà specificato, verranno riportati i valori medi per le due specie leptoniche.

Per il momento non viene imposta alcuna condizione sull'impulso trasverso del leptone, verrà successivamente indagata l'eventuale dipendenza di ρ_b^h da questa grandezza.

La figura 25 mostra la media per elettroni e muoni del parametro ρ_b^h in funzione del taglio P^{max} , mentre in tabella 12 viene riportato il valore delle efficienze di selezione ϵ_b^h e $\epsilon_{b,opp}^h$, assieme al coefficiente ρ_b^h e al valore del taglio P^{max} .

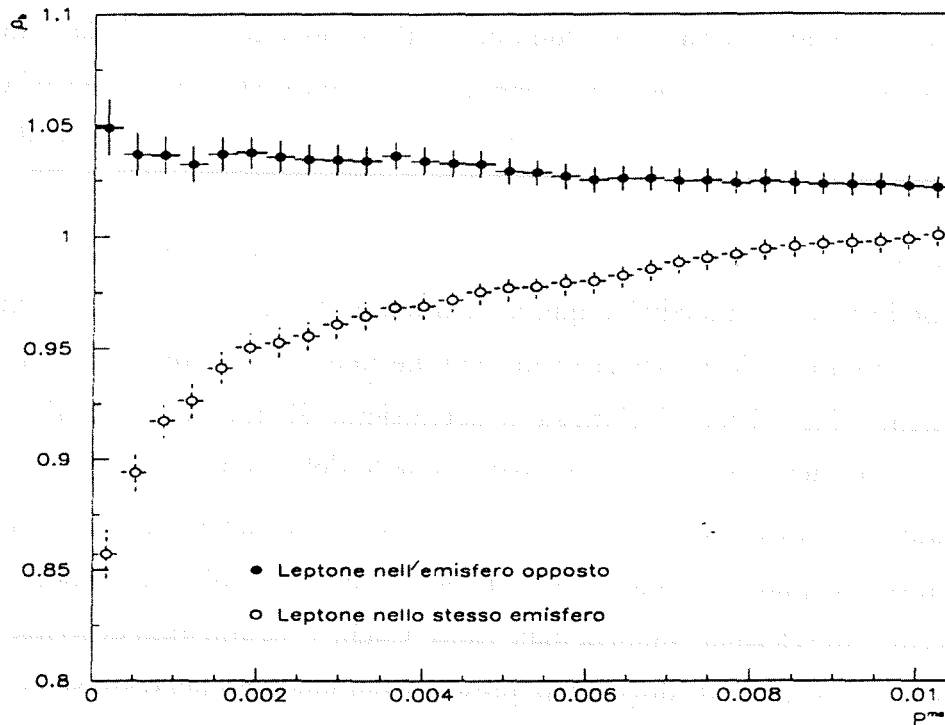


Figura 25: Rapporto tra l'efficienza per emisfero in eventi semileptonici e in eventi $q\bar{q}$ generici, in funzione del taglio in P_H^+ ; vengono considerati separatamente gli emisferi contenenti il leptone e quelli opposti.

Ricordiamo che entrambe le selezioni, leptonica e probabilistica, sono sensibili all'energia degli adroni con bellezza, che si riflette sia nella distanza di decadimento dal vertice principale di questi ultimi, sia nell'energia del leptone. Ciò giustifica l'andamento crescente della correlazione con la durezza del taglio in P_H^+ . Infatti, al diminuire di P^{max} , verranno selezionati gli eventi con sempre minore radiazione di gluoni; ciò si rifletterà sull'energia dell'eventuale leptone prodotto nell'emisfero opposto e quindi sulla probabilità di identificarlo.

$P^{max}(\times 10^{-3})$	$\epsilon_b^h (media)(\%)$	$\epsilon_{b,opp}^h (leptone)(\%)$	ρ_b^h
0.5	10.29 ± 0.10	10.66 ± 0.08	1.036 ± 0.013
1.9	16.84 ± 0.15	17.47 ± 0.10	1.037 ± 0.011
4.0	22.00 ± 0.13	22.74 ± 0.11	1.034 ± 0.008
6.0	25.55 ± 0.14	26.19 ± 0.12	1.025 ± 0.007
8.5	28.59 ± 0.15	29.27 ± 0.13	1.024 ± 0.007
10.0	30.47 ± 0.14	31.13 ± 0.13	1.022 ± 0.006

Tabella 12: *Efficienza di selezione per emisfero in eventi $b\bar{b}$ simulati in funzione del taglio in P_H^+ . L'efficienza relativa all'emisfero opposto al leptone viene confrontata con quella media; la quarta colonna riporta il loro rapporto. Sono riportati i valori medi per elettroni e muoni.*

Per determinare ρ_b^h , si sono utilizzati tutti i leptoni identificati, senza alcuna selezione in p_t^{lept} , al fine di contenere l'errore statistico. La dipendenza di ρ_b^h da p_t^{lept} e p^{lept} è mostrata nella figura 26; la correlazione risulta costante per tutti i valori di impulso trasverso del leptone.

Il contributo principale di natura fisica alla correlazione è indotto dalla radiazione di gluoni duri, a causa della quale i due getti prodotti dal decadimento degli adroni con bellezza possono essere parzialmente sovrapposti o appartenere entrambi allo stesso emisfero. In altri casi, le tracce di un singolo getto possono interessare i due emisferi opposti, o alcune tracce a parametro d'impatto elevato possono essere attribuite al getto di un gluone. Si è quindi sviluppata una strategia di identificazione alternativa, basata sulla selezione dei getti prodotti dal decadimento degli adroni con bellezza, anziché su quella degli emisferi, per ridurre il valore della correlazione.

La misura di R_b si otterrà sostituendo nella (77) del capitolo 2 le quantità relative alla selezione per emisfero con quelle corrispondenti per i getti. A questo fine si definisce la probabilità P_j^+ per ogni getto dell'evento, ottenuta dalla (137) a partire dalle tracce con significanza positiva.

La simulazione, per $y_{cut}^{min} = 0.01$, prevede che in circa il 33% dei casi gli eventi $b\bar{b}$ siano a due getti, mentre stima la frazione di eventi a tre getti a circa il 50%;

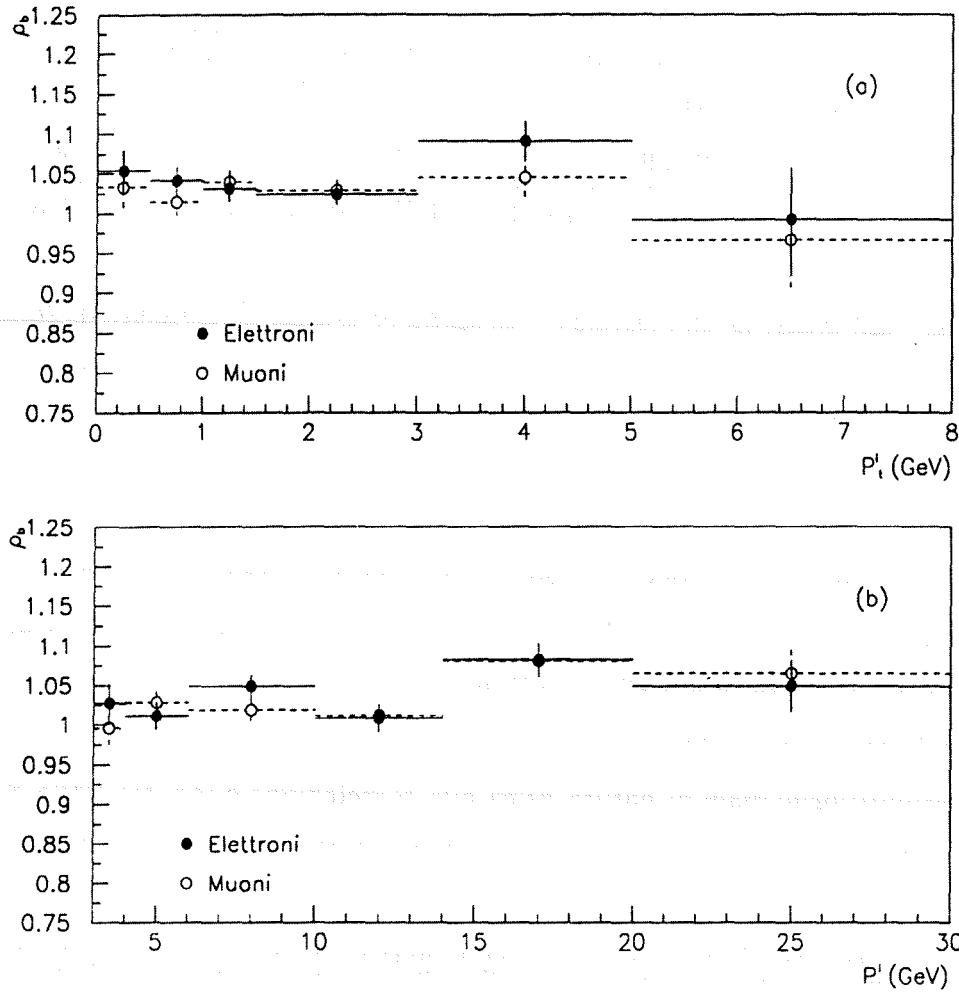


Figura 26: Coefficiente ρ_b^h ($P_H^+ < 0.004$) in funzione dell'impulso trasverso del leptone (a) e dell'impulso dello stesso (b) per gli elettroni e i muoni separatamente. Gli intervalli sono scorrelati.

la frazione restante di eventi è prevista contenere quattro o più getti. Il 70% circa degli eventi contiene quindi alcuni getti, generalmente i meno energetici, costituiti principalmente da particelle prodotte nella frammentazione di gluoni; in quanto segue verranno considerati i primi quattro getti di ogni evento, numerati in ordine decrescente

di energia.

La tabella 13 riporta la frazione di eventi adronici reali e simulati in funzione del numero di getti dell'evento: il montecarlo riproduce il valore dei dati entro l'unità percentuale. L'errore sistematico, indotto dalla riproduzione della radiazione di gluoni nel montecarlo sulla stima della correlazione, verrà determinato nel seguito.

Numero di getti	Dati	Montecarlo
2	29.75 ± 0.07	31.23 ± 0.07
3	49.18 ± 0.07	49.32 ± 0.07
4	17.95 ± 0.06	16.90 ± 0.05
≥ 5	3.11 ± 0.03	2.54 ± 0.02

Tabella 13: *Frazione di eventi adronici reali e simulati in funzione del numero di getti dell'evento.*

Per ogni evento di N_j getti, si considerino gli insiemi di $N_j - 1$ getti ottenuti escludendone uno alla volta; ognuno di questi insiemi risulterà selezionato nel caso in cui almeno uno dei getti appartenenti ad esso soddisfi alla condizione $P_j^+ < \dot{P}^{max}$.

Si definiscono quindi N_j selezioni, una per ogni insieme di getti; in particolare, in corrispondenza all'esclusione del primo o del secondo getto di un evento, avremo rispettivamente:

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{j_2}^+ < P^{max} \text{ oppure } P_{j_3}^+ < P^{max} \text{ oppure } P_{j_4}^+ < P^{max} \text{ Prima selezione} \\ P_{j_1}^+ < P^{max} \text{ oppure } P_{j_3}^+ < P^{max} \text{ oppure } P_{j_4}^+ < P^{max} \text{ Seconda selezione} \end{array} \right. \quad (152)$$

dove $P_{j_n}^+$ indica la probabilità relativa alle tracce dell'n-esimo getto.

La figura 27 mostra l'efficienza corrispondente al criterio di selezione descritto, in funzione del numero del getto escluso, mediata su tutti gli eventi per $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$; è evidente l'andamento crescente di ϵ_j^i al diminuire dell'energia del getto non considerato. Nella stessa figura è riportata, per gli eventi con almeno un leptone, l'efficienza di selezione in funzione del getto di appartenenza del leptone più energetico, non utilizzato nella selezione. Nel caso in cui il leptone appartenga a uno dei primi due getti, l'efficienza è in buon accordo con quella media, mentre è molto inferiore alla stessa se il leptone appartiene a uno dei due getti meno energetici.

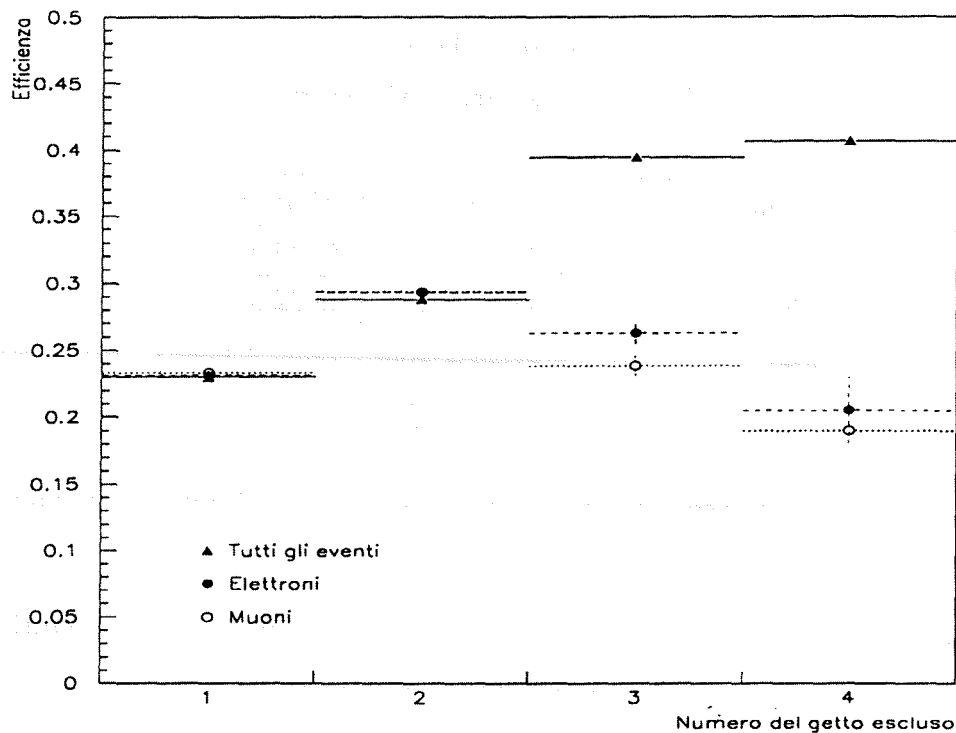


Figura 27: *Efficienza di selezione in funzione del numero del getto escluso per $p^{\max} = 4 \cdot 10^{-3}$.*

In questo caso infatti, il getto a bassa energia contenente il leptone ha maggiore probabilità di essere originato dal decadimento di un adrone con bellezza rispetto alla media dei getti della sua energia, e l'efficienza di selezione dell'insieme di getti che non lo include sarà di conseguenza inferiore.

Nel seguito dell'analisi non verranno utilizzati i leptoni appartenenti a getti di energia inferiore al secondo in eventi a più di due getti; per ogni evento saranno quindi considerate solamente le due selezioni riportate nella (152), che sostituiranno la selezione dei due emisferi nella strategia illustrata precedentemente.

Da qui in avanti indicheremo con ϵ_q^j la media delle efficienze, previste dalla simulazione per le due selezioni (152), nel caso di eventi $q\bar{q}$ generici. L'efficienza media per gli eventi semileptonici simulati, con il leptone appartenente al getto escluso, verrà

indicata con $\epsilon_{q,opp}^j$.

Analogamente al caso precedente, le due efficienze vengono confrontate definendo il coefficiente:

$$\rho_q^j = \frac{\epsilon_{q,opp}^j}{\epsilon_q^j} \quad (153)$$

I leptoni appartenenti ai getti meno energetici costituiscono il $(5.46 \pm 0.08)\%$ del totale in eventi adronici reali e il $(5.3 \pm 0.1)\%$ in eventi simulati; la loro esclusione perciò modifica in modo analogo la popolazione leptonica nei due casi e, di conseguenza, la stima di ρ_q^j , ottenuta mediante la simulazione risulta attendibile.

Nel caso della selezione per getto, in corrispondenza al taglio $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$, il Montecarlo prevede:

$$\begin{cases} \epsilon_b^j = (25.92 \pm 0.11)\% \\ \epsilon_c^j = (3.19 \pm 0.04)\% \\ \epsilon_{uds}^j = (1.05 \pm 0.01)\% \end{cases} \quad (154)$$

Come emerge dal confronto della (154) con la (142) del capitolo 6, in corrispondenza allo stesso taglio in probabilità P^{max} , l'efficienza di selezione per getti è maggiore di quella per emisfero. Nel primo caso, infatti, risulta inferiore il numero di tracce da frammentazione di gluoni provenienti dal vertice principale di interazione che accompagnano le eventuali tracce prodotte dal decadimento di particelle a vita media lunga.

L'errore sistematico per le efficienze dei fondi viene determinato analogamente al caso della selezione per emisfero, illustrato nel capitolo 6; le tabelle 14 e 15 riportano l'indeterminazione sistematica sull'efficienza di identificazione per i quarks leggeri e gli eventi $c\bar{c}$, rispettivamente, nel caso di selezione per getto.

Sorgente di errore	$\Delta\epsilon_{uds}^j/\epsilon_{uds}^j(\%)$
Risoluzione del rivelatore	3.4
Produzione di K^0	5.2
Produzione di Λ	2.3
$g \rightarrow b\bar{b}$	0.8
$g \rightarrow c\bar{c}$	0.2

Tabella 14: Contributi all'errore sistematico su ϵ_{uds}^j indotti dalle diverse sorgenti.

Sorgente di errore	$\Delta\epsilon_c^j/\epsilon_c^j(\%)$
Risoluzione del rivelatore	6.6
Frazioni di produzione	6.5
Molteplicità dei decadimenti	2.4
$B.R.(D \rightarrow K^0 X)$	3.5
Frammentazione	2.4
Vita media	2.4

Tabella 15: Contributi all'errore sistematico su ϵ_c^j indotti dalle diverse sorgenti.

Si ottiene quindi:

$$\begin{cases} \epsilon_{uds}^j = (1.05 \pm 0.01 \pm 0.07)\% \\ \epsilon_c^j = (3.19 \pm 0.04 \pm 0.34)\% \end{cases} \quad (155)$$

La tabella 16 riporta il valore di ϵ_b^j , $\epsilon_{b,opp}^j$ e ρ_b^j in funzione del taglio P^{max} .

$P^{max}(\times 10^{-3})$	$\epsilon_b^j (media)(\%)$	$\epsilon_{b,opp}^j (leptone)(\%)$	ρ_b^j
0.5	12.45 ± 0.08	12.72 ± 0.10	1.021 ± 0.010
1.9	20.05 ± 0.10	20.42 ± 0.12	1.018 ± 0.008
4.0	25.92 ± 0.11	26.28 ± 0.13	1.014 ± 0.007
6.0	29.78 ± 0.12	30.14 ± 0.13	1.012 ± 0.006
8.5	33.18 ± 0.11	33.58 ± 0.14	1.012 ± 0.005
10.0	35.29 ± 0.12	35.66 ± 0.14	1.010 ± 0.005

Tabella 16: Efficienza di selezione per getto in eventi $b\bar{b}$ simulati in funzione del taglio in P_J^+ . L'efficienza ottenuta escludendo il getto del leptone viene confrontata con quella media; la quarta colonna riporta il loro rapporto. Sono riportati i valori medi per elettroni e muoni.

Come evidenziato dalle tabelle e dalla figura 28, il coefficiente ρ_b^j risulta inferiore a ρ_b^h per ogni valore di P^{max} ; di conseguenza la misura di R_b verrà effettuata mediante la selezione per getto, mentre la selezione per emisfero sarà utilizzata per una misura di confronto.

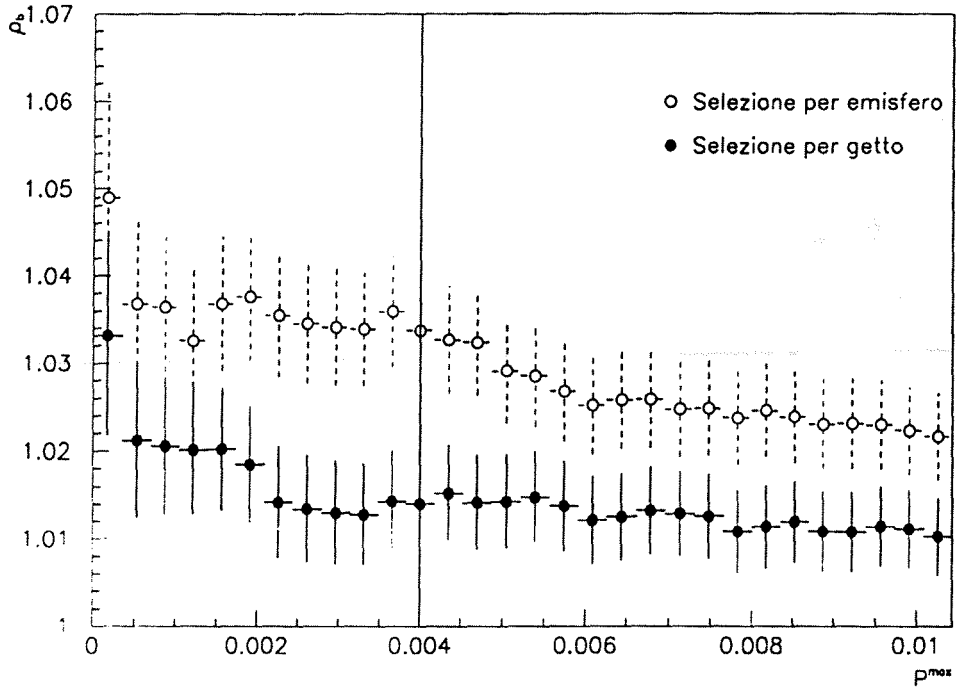


Figura 28: Coefficiente ρ_b in funzione del taglio P^{max} nel caso di selezione per emisfero e per getto. La linea verticale indica il valore di P^{max} utilizzato per la misura.

La figura 29 riporta l'andamento di ρ_b^j in funzione dell'impulso e dell'impulso trasverso del leptone; come per la selezione di emisfero, anche in questo caso non si nota alcuna dipendenza apprezzabile della correlazione da questa grandezza. In particolare, per elettroni e muoni separatamente, in corrispondenza a $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$, si ottiene:

$$\begin{cases} \rho_b^j(e) = 1.014 \pm 0.008 & \rho_b^j(\mu) = 1.014 \pm 0.008 \\ \rho_b^h(e) = 1.038 \pm 0.010 & \rho_b^h(\mu) = 1.030 \pm 0.009 \end{cases} \quad (156)$$

Per uniformità con il caso degli eventi $b\bar{b}$, è stata stimata la correlazione tra le due selezioni per eventi $q\bar{q}$ con $q = c, u, d, s$. I coefficienti ρ_q^j e ρ_q^h , in corrispon-

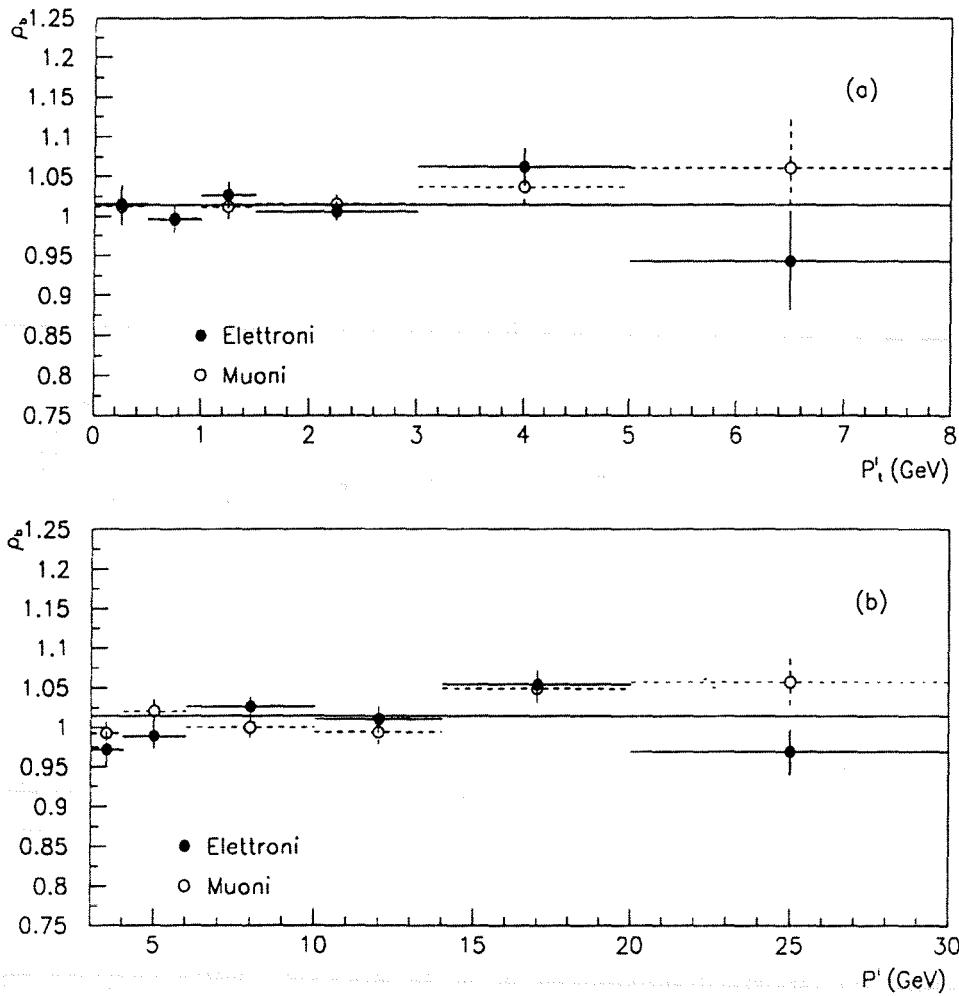


Figura 29: Coefficiente ρ_b^j ($P^{max} = 0.004$) in funzione dell'impulso trasverso del leptone (a) e dell'impulso dello stesso (b) per gli elettroni e i muoni separatamente. Gli intervalli sono scorrelati. La linea orizzontale indica il valore inclusivo riportato nella tabella 16.

denza a $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$, sono:

$$\begin{cases} \rho_c^h = 1.01 \pm 0.05 \\ \rho_c^j = 1.04 \pm 0.05 \\ \rho_{uds}^h = 0.96 \pm 0.09 \\ \rho_{uds}^j = 0.91 \pm 0.07 \end{cases} \quad (157)$$

dove tutti i valori sono mediati per gli elettroni e i muoni. Non è stata studiata l'indeterminazione sistematica su questi coefficienti; a questo proposito va sottolineato che la dipendenza della misura dagli stessi è molto debole, come risalta dalla tabella 21.

I coefficienti $\rho_b^{h,j}$ sono stati stimati assieme alla loro indeterminazione statistica. Passiamo ora allo studio della dipendenza dell'efficienza di selezione dalle variabili fisiche e geometriche che possono contribuire alla correlazione; la stima dell'errore sistematico su quest'ultima si otterrà dal confronto del contributo della singola sorgente nel caso di eventi reali e simulati.

Nel seguito si farà esplicitamente riferimento al caso della selezione per getto; la trattazione dell'indeterminazione sistematica può essere estesa analogamente alla selezione per emisfero.

Il singolo contributo al coefficiente ρ_b^j indotto da una variabile fisica o geometrica α , può essere estratto mediante la

$$\rho_{b,\alpha}^j = \frac{\langle \epsilon_b^j(\alpha) \epsilon_b^{lept}(\alpha) \rangle}{\langle \epsilon_b^j(\alpha) \rangle \langle \epsilon_b^{lept}(\alpha) \rangle} \quad (158)$$

dove i valori medi delle efficienze di selezione sono calcolati integrando sulla variabile considerata.

Dalla (158) segue che l'indipendenza di almeno una delle efficienze di selezione dalla variabile α si traduce in un contributo nullo alla correlazione, indipendentemente dal valore globale della stessa. D'altro canto, la condizione $\epsilon_b^d(\alpha) = \epsilon_b^j(\alpha) \cdot \epsilon_b^{lept}(\alpha)$, mentre da un lato assicura l'identità $\rho_b^j(\alpha) = 1$ per ogni valore di α (vedi la (75)), non implica l'assenza di correlazione, se non nel caso in cui almeno una delle due efficienze risulti indipendente dalla stessa variabile. Un andamento concorde o discorde delle due efficienze in funzione di α si rifletterà quindi rispettivamente in un contributo positivo o negativo alla correlazione.

L'andamento delle efficienze di selezione deve quindi essere studiato sia in funzione di alcune quantità dipendenti dalla radiazione di gluoni durante il processo di frammentazione, sia al variare della regione del rivelatore interessata, per stimare gli effetti dovuti all'accettanza dello stesso.

La figura 30 mostra le efficienze relative alle selezioni per getto e leptonica in funzione del coseno dell'angolo polare e dell'angolo azimutale dell'asse di thrust in eventi

$b\bar{b}$ simulati; per la prima selezione è stato considerato $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$, mentre non si è applicato alcun taglio sull'impulso trasverso del leptone.

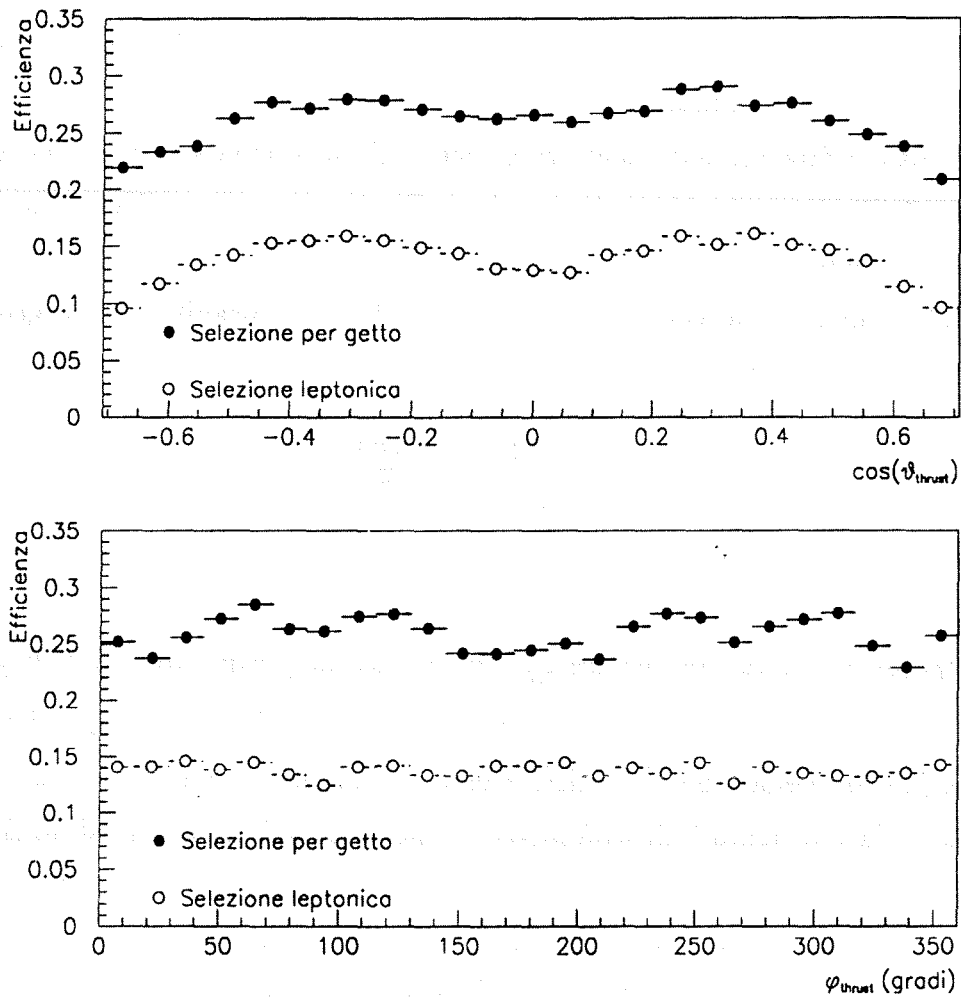


Figura 30: Efficienza di selezione per getto e leptonica in funzione del coseno dell'angolo polare (a) e dell'angolo azimutale (b) dell'asse di thrust in corrispondenza a $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$.

La dipendenza delle due efficienze dal coseno dell'angolo polare è molto simile; è evidente la diminuzione di efficienza in prossimità del limite dell'accettazione del rivela-

tore di microvertice, del calorimetro elettromagnetico e delle camere per i muoni. Va sottolineato che i due getti originati dalla coppia di quarks b hanno direzioni approssimativamente opposte e quindi le due efficienze devono venire confrontate per valori opposti di $\cos(\theta_{thrust})$.

L'andamento irregolare di ϵ_b^j in funzione di φ_{thrust} , indotto da alcune inefficienze nei moduli del rivelatore di microvertice, viene annullato, nel computo della coefficiente (158), dall'uniformità dell'efficienza leptonica. Di conseguenza, il contributo alla correlazione indotto dalla dipendenza delle efficienze dall'angolo azimutale può essere trascurato. Quindi, come accennato in precedenza, la selezione dei due quarks della coppia $b\bar{b}$ mediante criteri diversi contribuisce al contenimento della correlazione. Nel caso della strategia alternativa di identificazione, basata sulla selezione di entrambi gli emisferi mediante il criterio probabilistico, le inefficienze del rivelatore di microvertice inducono al contrario una correlazione negativa.

Al fine di determinare il contributo alla correlazione indotto dalla radiazione di gluoni duri, è stato studiato l'andamento delle due efficienze di selezione in funzione di alcune quantità, come il valore di thrust, l'energia degli adroni con bellezza e l'angolo tra le loro direzioni di volo. Queste grandezze sono fortemente correlate; in particolare, le ultime due sono funzioni crescenti del valore di thrust e quindi la dipendenza di ϵ_b^j e ϵ_b^{lept} dalle stesse risulta analoga.

La figura 31 riporta ϵ_b^j e ϵ_b^{lept} in funzione del valore di thrust per eventi di Montecarlo in corrispondenza a $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$; entrambe le efficienze mostrano un andamento crescente al crescere del valore del thrust e quindi, anche in questo caso, il contributo alla correlazione sarà positivo.

A causa del minore numero di tracce provenienti dal vertice principale che accompagnano quelle prodotte dal decadimento degli adroni con bellezza, l'efficienza di selezione per getto risulta meno sensibile alla radiazione di gluoni rispetto alla selezione per emisfero e presenta quindi una dipendenza dal valore del thrust meno pronunciata. Questo effetto spiega la diversa entità della correlazione nei due casi.

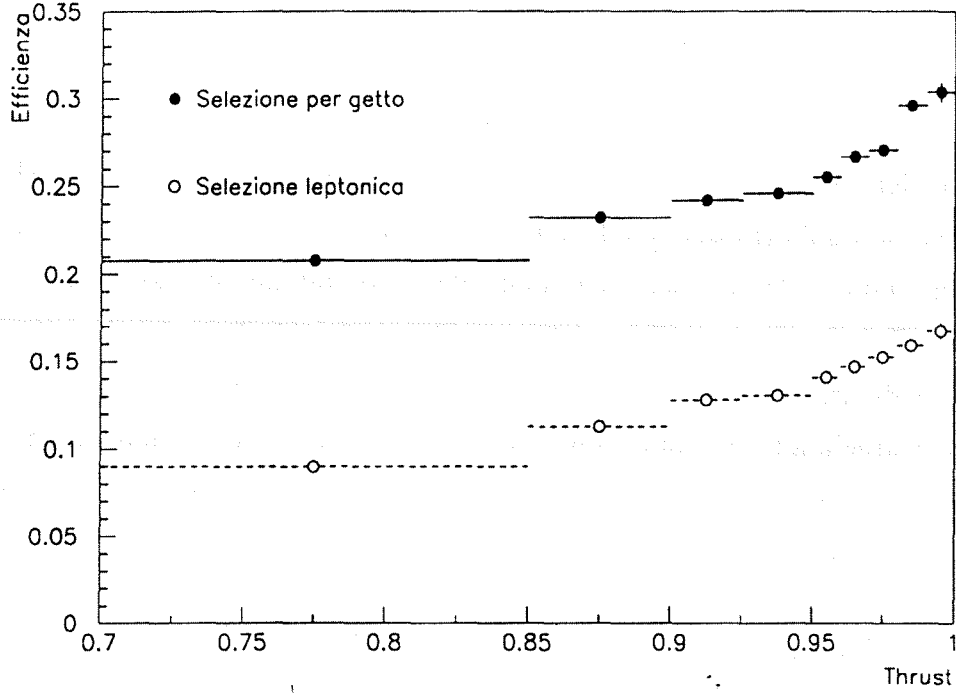


Figura 31: *Efficienze per le due selezioni in funzione del valore di thrust in corrispondenza a $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$.*

In corrispondenza a $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$, il Montecarlo, per le diverse sorgenti di correlazione, nel caso di eventi $b\bar{b}$, prevede:

$$\begin{cases} \rho_{b,\theta_{thrust}}^j = 1.010 \pm 0.004 \\ \rho_{b,\varphi_{thrust}}^j = 1.000 \pm 0.004 \\ \rho_{b,thrust}^j = 1.013 \pm 0.004 \end{cases} \quad (159)$$

La figura 32 riporta i vari contributi alla correlazione per gli eventi reali e simulati, indotti dalle variabili θ_{thrust} , φ_{thrust} e $thrust$, in funzione del taglio in P^{max} .

L'errore sistematico sulla correlazione viene determinato dal confronto dei singoli contributi per gli eventi reali e $q\bar{q}$ simulati che superino il taglio in probabilità. Come indeterminazione indotta dalla singola variabile viene assunto il valore assoluto della semidifferenza tra i contributi per gli eventi reali e simulati o l'errore statistico ad essa.

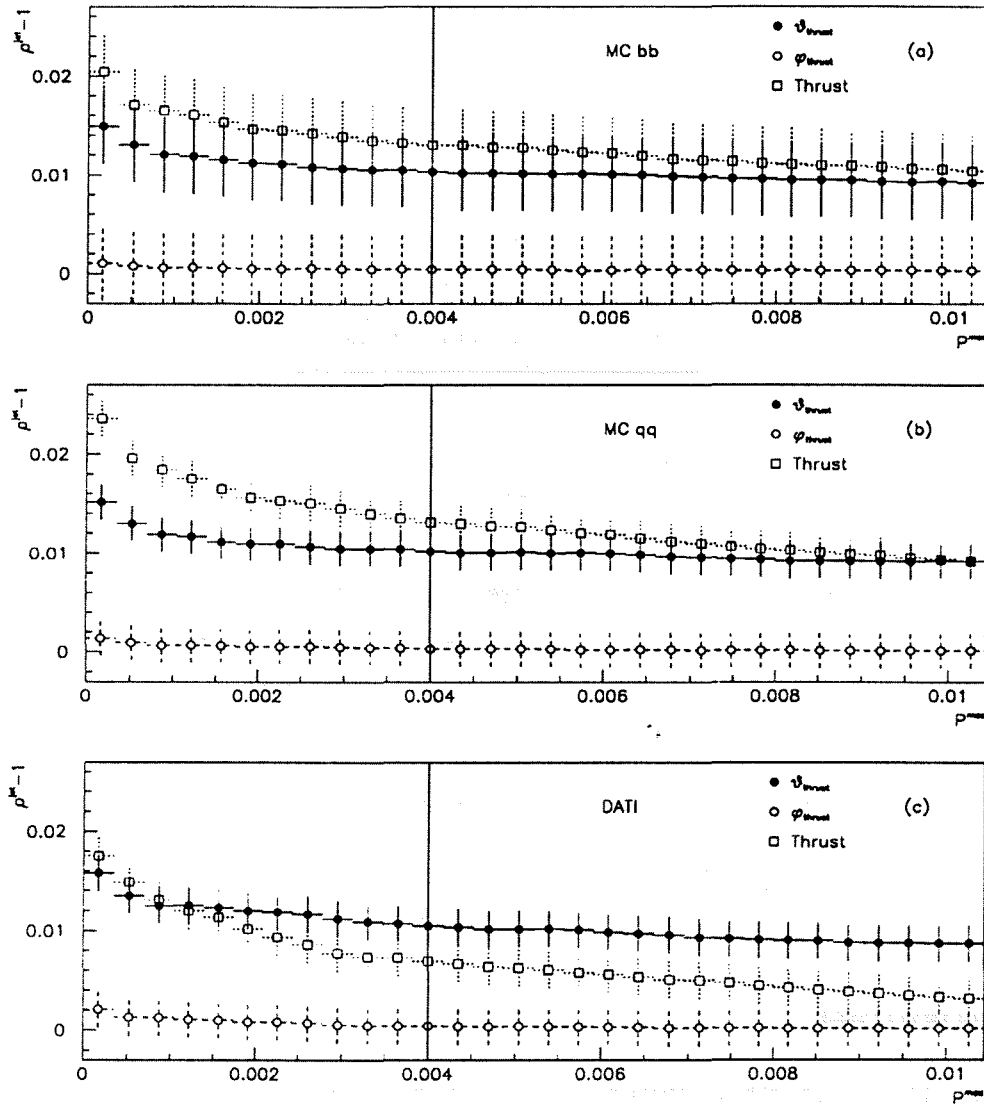


Figura 32: Contributi alla correlazione per gli eventi simulati $b\bar{b}$ (a), $q\bar{q}$ (b) e per gli eventi reali(c) in funzione di P^{max} nel caso di selezione per getto. La linea verticale indica il taglio utilizzato per la misura.

associato, nel caso in cui risulti maggiore, moltiplicato per il rapporto tra la correlazione per gli eventi $b\bar{b}$ e $q\bar{q}$ simulati. Questo approccio si basa sull'assunzione che il rapporto tra i contributi alla correlazione per gli eventi $b\bar{b}$ e $q\bar{q}$ generici sia lo stesso per gli eventi

reali e quelli simulati.

La tabella 17 riporta l'errore sistematico sul coefficiente ρ_b corrispondente a ogni sorgente di correlazione, nel caso di selezione per emisfero e per getto, per $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$.

<i>Sorgente</i>	$\delta(\rho_b^j)$	$\delta(\rho_b^h)$
θ_{thrust}	0.0012	0.0012
φ_{thrust}	0.0012	0.0012
$Thrust$	0.0030	0.0028
<i>Totale</i>	0.0034	0.0033

Tabella 17: *Contributi all'errore sistematico su ρ_b indotti dalle diverse sorgenti.*

Si è inoltre indagato l'eventuale errore sistematico indotto dall'utilizzo del solo leptone piú energetico nella stima della correlazione; la determinazione di $\rho_b^{h,j}$, ottenuta considerando anche gli eventuali leptoni meno energetici dell'evento, se in getti diversi dal primo, è in accordo, entro l'errore statistico, con la misura qui riportata.

Il valore del coefficiente ρ_b , mediato per gli elettroni e i muoni è quindi:

$$\begin{cases} \rho_b^j(P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}) = 1.014 \pm 0.007 \pm 0.003 \\ \rho_b^h(P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}) = 1.034 \pm 0.008 \pm 0.003 \end{cases} \quad (160)$$

7.2 Risultati

La figura 33 (a) riporta la misura dell'efficienza di selezione per gli eventi $b\bar{b}$ reali, ottenuta dalla prima equazione della (77), in intervalli di impulso trasverso del leptone, nel caso di selezione per getto in corrispondenza al taglio in probabilità $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$.

Viene mostrato il risultato relativo agli elettroni e ai muoni separatamente, ottenuto a partire dai valori corrispondenti delle purezze e della correlazione, assieme all'errore statistico, indotto dall'indeterminazione sulla frazione f_2 .

La linea orizzontale indica il valore dell'efficienza per gli eventi $b\bar{b}$ previsto dalla simulazione.

L'indeterminazione sistematica sulla misura di $\epsilon_{b,dati}$ si ottiene dalla propagazione di tre contributi:

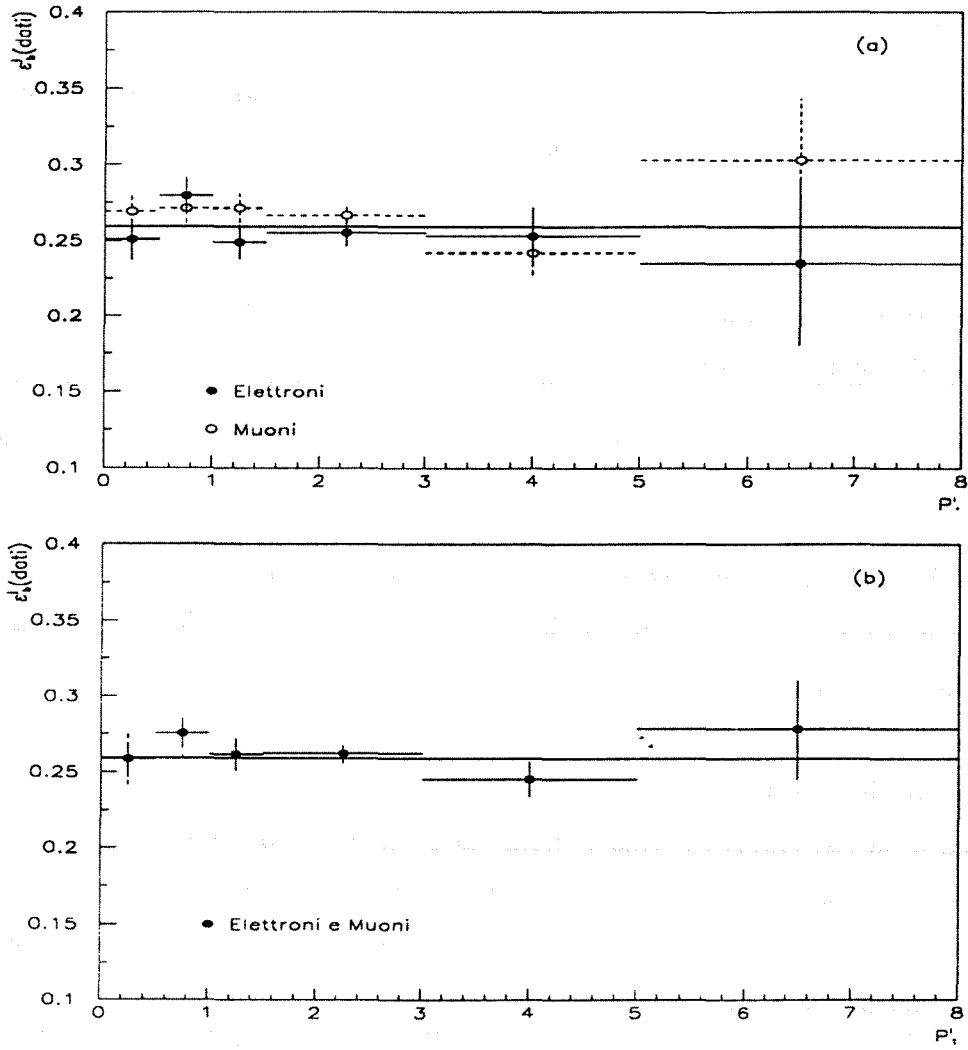


Figura 33: Efficienza di selezione per getto per gli eventi $b\bar{b}$ reali, ottenuta dalla (77) nel caso di identificazione di elettroni e muoni (a) in intervalli scorrelati di impulso trasverso del leptone; viene riportata l'indeterminazione statistica. Determinazione media (b): le barre tratteggiate indicano l'errore totale, quelle continue la componente statistica. La linea orizzontale indica il valore previsto dalla simulazione.

1. Errore sulle purezze $P_{b,c}^{lept}$;

2. Indeterminazione sulle efficienze degli eventi di fondo per la selezione probabilis-

tica;

3. Indeterminazione sui parametri $\rho_{b,c,uds}$.

La combinazione delle misure di $\epsilon_{b,dati}$, ottenute separatamente per le due specie leptoniche, viene effettuata considerando come sorgenti scorrelate di errore i contributi:

1. Errore statistico;
2. Indeterminazione statistica sui coefficienti $\rho_{b,c,uds}$ e errore sistematico su ρ_b indotto da effetti strumentali;
3. Indeterminazione sul fondo adronico nella selezione leptonica e sull'efficienza di identificazione dei leptoni.

I contributi all'indeterminazione sistematica indotti dalle efficienze di selezione per i fondi mediante il criterio probabilistico, dalla scelta del modello per il decadimento semileptonico dei quarks pesanti, dalle frazioni di decadimento e dall'errore sistematico su ρ_b indotto dalla radiazione di gluoni vengono assunti come completamente correlati per le due specie leptoniche.

La figura 33 (b) riporta il valore medio dell'efficienza di selezione per gli eventi $b\bar{b}$ reali; la linea orrizzontale indica, come in precedenza, il valore previsto dal Montecarlo.

Va sottolineato che l'indipendenza di $\epsilon_{b,dati}^j$ dall'intervallo di impulso trasverso è indice dell'accuratezza nella determinazione delle purezze; è da notare infatti che la frazione di eventi $b\bar{b}$ nel campione è pari a circa il 20% nel primo intervallo e supera l' 80% negli ultimi.

Come si vedrà in seguito, il taglio in impulso trasverso del leptone viene fissato a 1.5 GeV al fine di minimizzare l'errore totale sulla misura di R_b . La tabella 18 riporta il valore medio di $\epsilon_{b,dati}(p_t^{lept} > 1.5 \text{ GeV})$ in funzione del taglio nella probabilità P^{max} , nel caso di selezione per getto e emisfero, assieme all'errore statistico. Il buon accordo tra l'efficienza di selezione misurata e quella prevista dalla simulazione, riportata nelle tabelle 12 e 16, è un indice della precisione nella riproduzione della risoluzione dell'apparato nel Montecarlo.

Passiamo ora alla determinazione di R_b . Questa si ottiene dalla seconda equazione della (77), dove la frazione parziale di decadimento nel canale $c\bar{c}$ è stata fissata come

$P^{max}(\times 10^{-3})$	$\epsilon_b^j(dati)$	$\epsilon_b^h(dati)$
0.5	12.57 ± 0.36	11.00 ± 0.33
1.9	20.12 ± 0.45	17.51 ± 0.40
4.0	25.98 ± 0.50	22.98 ± 0.45
6.0	29.48 ± 0.52	26.65 ± 0.48
8.5	32.84 ± 0.54	29.58 ± 0.50
10.0	34.86 ± 0.55	31.41 ± 0.51

Tabella 18: *Efficienze di selezione per gli eventi $b\bar{b}$ reali nel caso di selezione per getto e emisfero, per $p_t^{lept} > 1.5 \text{ GeV}$. I valori sono mediati per elettroni e muoni.*

suggerito in [39]:

$$R_c = 0.171 \pm 0.014 \quad (161)$$

La figura 34 (a) mostra R_b in intervalli di impulso trasverso del leptone, assieme all'indeterminazione statistica, per le due specie leptoniche. L'errore statistico su R_b deriva principalmente dal numero di eventi selezionati con il criterio per getto nel campione semileptonico; il contributo indotto dalla propagazione dell'indeterminazione statistica di f_1 risulta infatti molto inferiore. La tabella 19 riporta il numero di eventi $q\bar{q}$ reali contenenti almeno un leptone di impulso trasverso $p_t^{lept} > 1.5 \text{ GeV}$, assieme al numero di quelli selezionati mediante la selezione doppia leptonica e probabilistica per getto.

<i>Eventi semileptonici</i>	<i>Eventi con selezione doppia</i>	f_2
14418	2889	0.2004 ± 0.0033

Tabella 19: *Frazione f_2 di eventi semileptonici selezionati mediante il criterio probabilistico per getto, escludendo il getto del leptone.*

Per quanto riguarda la selezione probabilistica abbiamo:

$$f_1 = \frac{63564}{913460} = 0.0696 \pm 0.0003 \quad (162)$$

L'indeterminazione sistematica su R_b viene indotta dalle stesse sorgenti di errore che

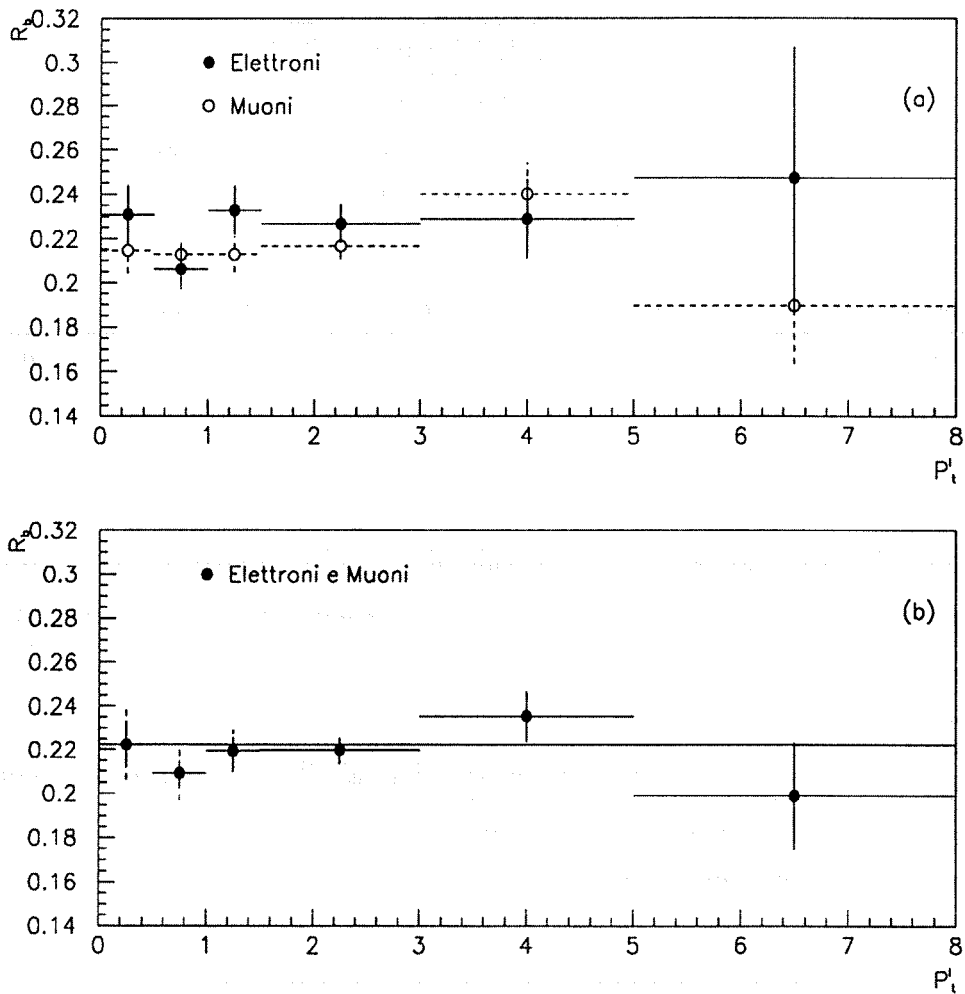


Figura 34: R_b in intervalli di impulso trasverso del leptone per gli elettroni e i muoni (a); viene riportata l'indeterminazione statistica. Determinazione media (b): le barre tratteggiate indicano l'errore totale, quelle continue la componente statistica. La linea orizzontale indica il valore ottenuto per $p_t^{\text{lept}} > 1.5$ GeV.

affliggono la misura dell'efficienza per gli eventi $b\bar{b}$ reali, oltre che dall'incertezza su R_c (161); la media delle misure ottenute per le due specie leptoniche viene effettuata analogamente al caso di $\epsilon_{b,\text{dati}}$. La tabella 20 evidenzia l'indeterminazione statistica

e sistematica sulla misura di R_b ottenuta per $p_t^{lept} > p_t^{min}$, nel caso di selezione per getto, per $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$. L'andamento decrescente dell'errore sistematico al crescere

p_t^{min}	R_b	$\delta(R_b)_{stat}$	$\delta(R_b)_{sist}$	$\delta(R_b)_{tot}$
0.0	0.2204	0.0031	0.0079	0.0085
0.5	0.2186	0.0032	0.0065	0.0072
1.0	0.2212	0.0037	0.0047	0.0060
1.5	0.2223	0.0045	0.0038	0.0059
3.0	0.2317	0.0102	0.0036	0.0108
5.0	0.1990	0.0240	0.0037	0.0243

Tabella 20: R_b in funzione di p_t^{min} , assieme all'indeterminazione statistica, sistematica e totale, per $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$.

di p_t^{min} , è dovuto alla diminuzione dell'indeterminazione sistematica sulla frazione di eventi $b\bar{b}$ nel campione semileptonico, discussa in 5.4; l'errore totale minimo si ottiene per il taglio $p_t^{lept} > 1.5 \text{ GeV}$, in corrispondenza del quale si ha:

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})} = 0.2223 \pm 0.0045 \pm 0.0038 \quad (163)$$

La figura 34 (b) mostra il valore di R_b , mediato per elettroni e muoni, assieme all'indeterminazione statistica e sistematica; la linea orizzontale indica il valore ottenuto per $p_t^{lept} > 1.5 \text{ GeV}$. I contributi all'errore totale su R_b , indotti dalle varie sorgenti, vengono riassunti nella tabella 21. Il contributo relativo alle efficienze di selezione dei fondi non include l'indeterminazione sulla funzione di risoluzione, il cui effetto sulla misura di R_b compare separatamente. L'indeterminazione sul rapporto tra le frazioni di produzione di D^0 e D^+ , sistematica comune alla purezza P_b^{lept} e all'efficienza di selezione degli eventi $c\bar{c}$ mediante il criterio probabilistico, si riflette in due contributi anticorrelati all'errore sistematico su R_b ; il loro effetto globale viene riportato separatamente. Come discusso in 6.5, l'indeterminazione dovuta alla risoluzione del rivelatore sulle efficienze ϵ_c^j e ϵ_{uds}^j è di natura diversa ed è quindi stata considerata completamente scorrelata. Le tabelle 22 e 23 riportano i contributi all'errore indotti dal settore del quark c e dei quarks leggeri. L'analisi è stata ripetuta in condizioni diverse, variando

Sorgente di errore	Variazione Relativa (%)	$\delta(R_b)$
<i>Statistico</i>	-	0.0045
P_b^{lept}	0.9	0.0019
P_c^{lept}	8.5	0.0001
R_c	8.2	0.0012
ϵ_c^j	6.7	0.0012
ϵ_{uds}^j	5.8	0.0014
ρ_b^j	0.8	0.0018
<i>Funzione di risoluzione</i>	-	0.0017
$\frac{I(D^\pm)}{I(D^0)}$	17.8	0.0003
ρ_c^j	4.8	~ 0
ρ_{uds}^j	7.7	~ 0
<i>Totale</i>	-	0.0059

Tabella 21: *Contributi all'errore totale su R_b .*

Sorgente di errore	Variazione Relativa (%)	$\delta(R_b)$
$\langle X_c \rangle$	3.9	0.00041
$D \rightarrow K^0 X$	13.0	0.00059
<i>Molteplicità dei decadimenti</i>	2.4	0.00041
<i>Frazione di produzione di $D^\pm$</i>	14.9	0.00095
<i>Frazione di produzione di D^0</i>	9.5	0.00012
<i>Frazione di produzione di $D^\pm + D^0$</i>	8.8	0.00059
<i>Frazione di produzione di D_s</i>	20.0	0.00041
$\tau(D^\pm)$	2.2	0.00027
$\tau(D^0)$	1.9	0.00021
$\tau(D_s)$	6.7	0.00021
$\tau(\Lambda_c)$	7.9	~ 0

Tabella 22: *Contributi all'errore su R_b indotti dall'indeterminazione sull'efficienza ϵ_c^j .*

ogni volta uno dei tagli rilevanti, per verificare la stabilità della misura in funzione della

Sorgente di errore	Variazione Relativa (%)	$\delta(R_b)$
Produzione di K^0	10	0.00127
Produzione di Λ	10	0.00056
$g \rightarrow b\bar{b}$	50	0.00019
$g \rightarrow c\bar{c}$	50	0.00005

Tabella 23: Contributi all'errore su R_b indotti dall'indeterminazione sull'efficienza ϵ_{uds}^j .

composizione del campione leptonico (vedi la figura 34), dell'efficienza di selezione per gli eventi $b\bar{b}$, della contaminazione e del valore della correlazione. La tabella 24 riporta la misura, assieme all'errore statistico e sistematico, al variare del taglio in probabilità P^{max} .

$P^{max}(\times 10^{-3})$	R_b	$\delta(R_b)_{stat}$	$\delta(R_b)_{sist}$	$\delta(R_b)_{tot}$
0.5	0.2185	0.0065	0.0048	0.0081
1.9	0.2203	0.0051	0.0040	0.0065
4.0	0.2223	0.0045	0.0038	0.0059
6.0	0.2264	0.0043	0.0042	0.0060
8.5	0.2270	0.0041	0.0045	0.0061
10.0	0.2268	0.0039	0.0047	0.0061

Tabella 24: R_b in funzione di P^{max} assieme all'errore statistico e sistematico.

Va sottolineata la stabilità della misura in funzione del taglio nella probabilità: nella regione di P^{max} esplorata, la purezza in eventi $b\bar{b}$ del campione selezionato passa dal 75% ad oltre il 90%, mentre l'entità della correlazione varia di circa un fattore 2, come è riportato nella tabella 16.

In corrispondenza a $P^{max} = 4 \cdot 10^{-3}$, nel caso alternativo di selezione per emisfero, si ottiene: $R_b = 0.2250 \pm 0.0046 \pm 0.0037$. L'accordo entro l'errore statistico con la (163) è un indice della buona descrizione, nella simulazione, dei meccanismi che inducono correlazione tra la selezione leptonica e quella probabilistica. Tenendo conto della correlazione statistica tra i due campioni, la discrepanza tra i risultati ottenuti risulta

dell'ordine di una deviazione standard.

Conclusioni

In questa tesi è stata discussa una misura di $R_b = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})}$ basata su una selezione doppia che sfrutta due criteri diversi per l'identificazione della coppia di quarks b prodotti dal decadimento della Z^0 : la presenza di un leptone a impulso e impulso trasverso elevati, e la probabilità che tutte le tracce appartenenti ai getti provengano dal vertice principale di decadimento. Sono stati analizzati 456730 eventi adronici raccolti durante il 1992; nel sottinsieme di 14418 eventi selezionati dalla presenza di un leptone, 2889 sono stati identificati come eventi $b\bar{b}$ dalla selezione per getto. Il risultato ottenuto è:

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})} = 0.2223 \pm 0.0045(\text{stat.}) \pm 0.0036(\text{sist.}) \pm 0.0012(R_c) \quad (164)$$

dove è stata isolata l'indeterminazione sistematica indotta dall'incertezza su $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow c\bar{c})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})}$.

Il risultato di questa misura è stato combinato con quello ottenuto mediante il fit allo spettro in p^{lept} e p_t^{lept} , riportato in (125), e con quelli relativi a altre due analisi doppie, descritte in [45]. Una di queste sfrutta a sua volta l'identificazione dei leptoni, ma si differenzia dalla strategia qui illustrata per la selezione degli emisferi con il microvertice, che richiede la presenza di almeno due tracce a parametro d'impatto elevato. Nell'altro approccio, a cui si è accennato in precedenza, entrambi gli emisferi di un evento vengono selezionati mediante il criterio probabilistico.

Il risultato globale è:

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{adroni})} = 0.2210 \pm 0.0030 \pm 0.0003(\text{modelli}) \pm 0.0014(R_c) \quad (165)$$

dove il primo errore contiene l'intera indeterminazione sperimentale, mentre quelle indotte dalla scelta dei modelli per la descrizione dei decadimenti semileptonici dei quarks pesanti e dall'incertezza su R_c sono riportate separatamente. Per la strategia di combinazione delle misure si rimanda a [45]. La (165) è in accordo con le misure effettuate dalle altre collaborazioni al LEP [40, 42, 44, 46]. Nella figura 35 sono riportate le 4 misure effettuate da DELPHI assieme alla loro indeterminazione totale; la linea orizzontale indica il valore medio (165).

Le misure effettuate dalle varie collaborazioni di LEP sono state combinate in [39] seguendo due approcci diversi. Nel primo caso si è eseguito un fit ai valori di R_b , R_c ,

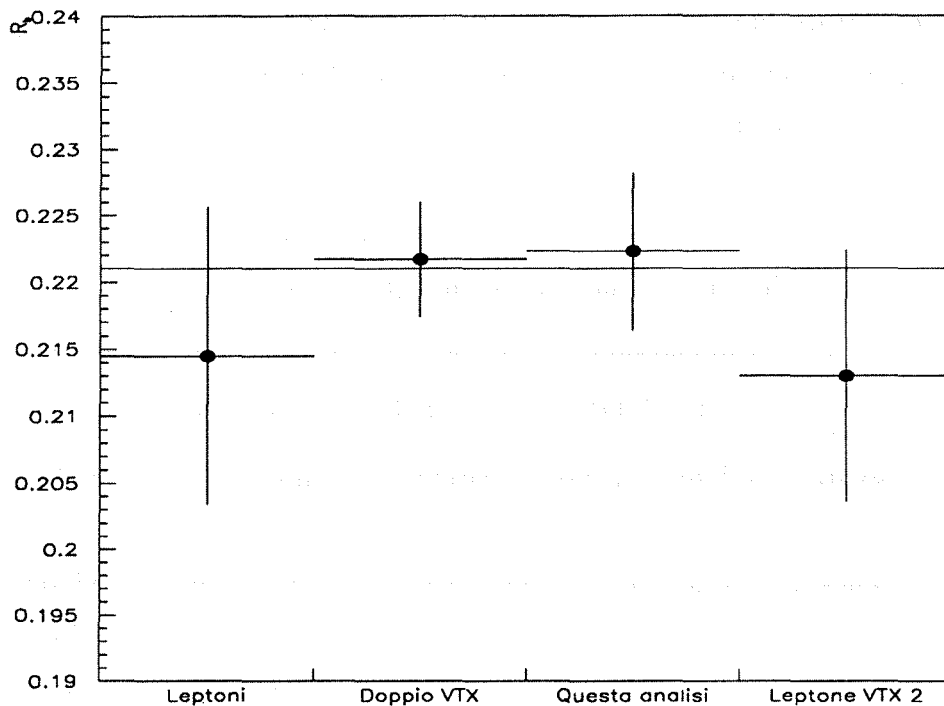


Figura 35: Confronto tra le varie misure di R_b effettuate da DELPHI. Le barre indicano l'errore totale; il valore medio è indicato dalla linea orizzontale.

$B.R.(b \rightarrow l)$, $B.R.(b \rightarrow c \rightarrow l)$, del parametro medio di mescolamento χ determinato dal fit allo spettro leptonico e delle asimmetrie avanti-indietro per i canali $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$, ottenendo:

$$R_b = 0.2202 \pm 0.0020 \quad (166)$$

In questo caso il risultato risente della determinazione di R_c più precisa, ottenuta da OPAL mediante l'analisi dei mesoni $D^{*\pm}$ [85]: $R_c = 0.141 \pm 0.0080 \pm 0.0143$, inferiore di 1.8 deviazioni standard rispetto al valore previsto dal modello standard; va osservato che R_b e R_c presentano una anti correlazione nel fit pari a circa -0.4 .

Nel secondo caso il rapporto R_c è stato fissato alla previsione del modello standard, $R_c = 0.171$; gli effetti all'origine di un'eventuale discrepanza tra la misura sperimentale di R_c e il valore previsto teoricamente possono infatti essere controllati anche dai

risultati relativi a altre grandezze, come le asimmetrie. Con questa strategia si ottiene:

$$R_b = 0.2192 \pm 0.0018 \quad (167)$$

Assumendo per la massa del quark top la misura di *CDF* [86]: $m_t = 174 \pm 17 \text{ GeV}$, il modello standard prevede $R_b = 0.2157 \mp 0.0006$ [11]; i valori (166) e (167) risultano quindi superiori alle previsioni di circa 2.2 e 1.9 deviazioni standard rispettivamente.

La figura 36 confronta il valore di R_b previsto dal modello standard con quello ottenuto dalla misura descritta, assieme al valore medio di DELPHI e a quelli di LEP ottenuti mediante le due procedure diverse.

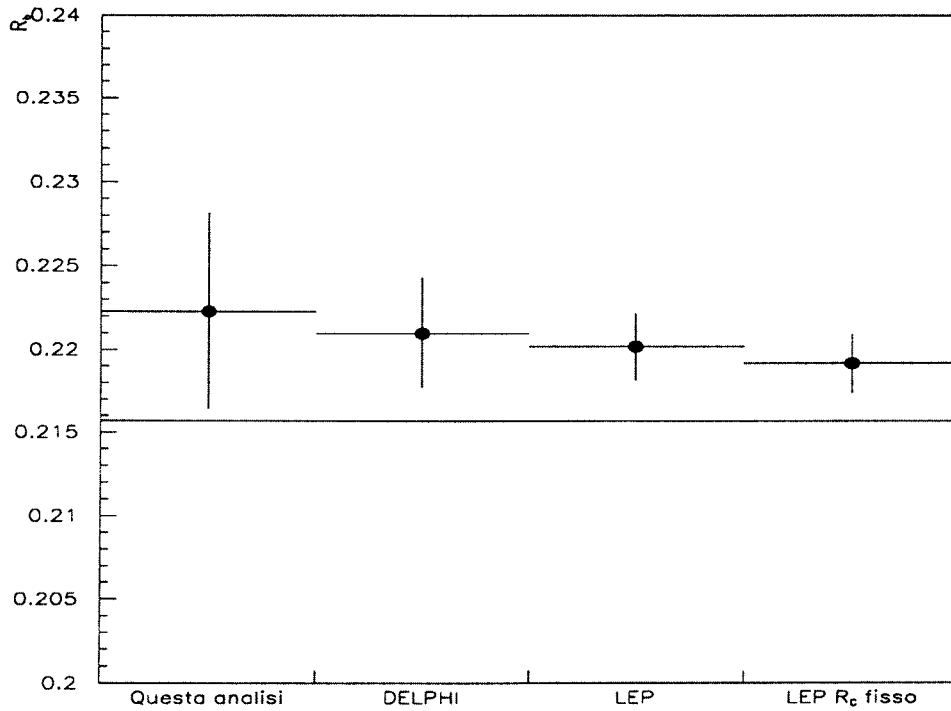


Figura 36: Confronto della misura descritta con il valore medio di DELPHI e di LEP; la linea orizzontale indica il valore previsto dal modello standard per $m_t = 174 \text{ GeV}$. Le barre indicano l'errore totale. La misura relativa a questa analisi e la media di DELPHI sono state ottenute in corrispondenza a $R_c = 0.171 \pm 0.014$.

Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, *Nucl. Phys. B* **22** (1961) 579;
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
- [2] S. L. Glashow, I. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev. D* **2** (1970) 1285.
- [3] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531.
- [4] M. Kobayashi, K. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
- [5] J. Bernabeu *et al*, *Nucl. Phys. B* **363** (1991) 326.
- [6] M. Consoli, W. Hollik, *Z Physics at LEP 1 CERN 89-09* (1989) 8.
- [7] A. Sirlin, *Phys. Lett. B* **232** (1989) 123;
G. Degrassi *et al.*, *N.Y.U. Report 1990*.
- [8] Particle Data Group, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 1173.
- [9] A. A. Akhundov *et al*, *Nucl. Phys. B* **276** (1986) 1.
- [10] J. Bernabeu *et al*, *Phys. Lett. B* **200** (1988) 569.
- [11] D. Bardin *et al*, *CERN TH 6443 92* (1992).
- [12] G. Altarelli *et al*, *Nucl. Phys. B* **405** (1993) 3.
- [13] H. P. Nilles, *Phys. Rep.* **110** (1984) 1;
E. Eliasson, *Phys. Lett. B* **147** (1984) 67.
- [14] G. Altarelli *et al*, *Phys. Lett. B* **314** (1993) 357.
- [15] W. Hollik, *Mod. Phys. Lett. A* **5** (1990) 1909.
- [16] A. Djouadi *et al*, *Nucl. Phys. B* **349** (1991) 3.
- [17] T. Bolton, *Proc. XXVI Int. Conf. of High Energy Physics, Dallas* (1992).
- [18] R. D. Field *et al.*, *Nucl. Phys. B* **136** (1978) 1.

- [19] B. Andersson *et al.* , *Phys. Rep. C* **97** (1983) 33;
D. A. Morris, *Nucl. Phys. B* **313** (1989) 634.
- [20] G. Marchesini *et al.* , *Nucl. Phys. B* **310** (1988) 461.
- [21] T. Sjostrand *et al.* , in *Z. physics at LEP 1 Vol. 3*, CERN 89-08 (1989);
M. Bengtsson *et al.* , *Phys. Lett. B* **185** (1987) 435.
- [22] C. Peterson *et al.* , *Phys. Rev. D* **27** (1983) 105.
- [23] P. Roudeau, *LAL* **91 49** (1991).
- [24] DELPHI Collaboration, *Z. Phys. C* **59** (1993) 533.
- [25] G. Altarelli *et al.* , *Nucl. Phys. B* **208** (1982) 365.
- [26] N. Isgur *et al.* , *Phys. Rev. D* **39** (1989) 799.
- [27] J. L. Cortes *et al.*, *Phys. Rev. D* **25** (1982) 188.
- [28] N. Cabibbo e L. Maiani, *Phys. Lett. B* **79** (1978) 109.
- [29] G. Altarelli *et al.* , *Phys. Lett. B* **261** (1991) 303.
- [30] ARGUS Collaboration, *Phys. Lett. B* **249** (1990) 359.
- [31] CLEO Collaboration, *Phys. Rev. D* **45** (1992) 2212.
- [32] W. Venus, *AIP Conf. Proc. 302, Lepton and Photon Inter., XVI Intern. Symp.*,
edito da P. Drell e D. Rubin, Ithaca, NY (1993) 274.
- [33] B. Guberina *et al.*, *Phys. Lett B* **98** (1979) 111.
- [34] M. Bander *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **44** (1980) 7.
- [35] N. Isgur *et al.* , *Phys. Rev. D* **12** (1975) 3666.
- [36] I. I. Bigi *et al.*, in *CP Violation*, ed. C. Jarlskog, World Scientific, Singapore (1989)
175.
- [37] G. Altarelli *et al.*, *Z. Phys. C* **37** (1988) 271.

- [38] R. Forty, *Proc. XXVII Int. Conf. of High Energy Physics, Glasgow* (1994).
- [39] The LEP Collaborations, *Combined Preliminary Data on Z^0 Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model*, CERN-PPE 94-187
- [40] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **313** (1993) 549;
 L3 Collaboration, *Phys. Lett. B* **307** (1993) 237;
 OPAL Collaboration, *Z. Phys. C* **60** (1993) 199;
 OPAL Collaboration, *Z. Phys. C* **60** (1993) 579;
 OPAL Collaboration, *Z. Phys. C* **61** (1993) 357;
 DELPHI Collaboration, *CERN-PPE 93-999* (1994);
 DELPHI Collaboration, *Phys. Lett. B* **281** (1992) 383 ;
 DELPHI Collaboration, *Phys. Lett. B* **295** (1992) 383 .
- [41] DELPHI Collaboration, *Z. Phys. C* **56** (1992) 47;
 Delphi Collaboration, *DELPHI Note 94-91 PHYS 408* (1994).
- [42] ALEPH Collaboration, *ALEPH Note 94-123 PHYS 107* (1994);
 ALEPH Collaboration, *Z. Phys. C* **62** (1994) 179;
 L3 Collaboration, *L3 Note 1449* (1993);
 L3 Collaboration, *L3 Note 1625* (1994);
 OPAL Collaboration, *Z. Phys. C* **58** (1993) 523.
- [43] B. Brandl *et al.* , *Nucl. Instrum. and Methods A* **324** (1993) 307 .
- [44] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **313** (1993) 535 .
- [45] DELPHI Collaboration, *Measurement of $\frac{\Gamma_{bb}}{\Gamma_{had}}$ using Impact Parameter Measurements and Lepton Identification*, Draft 2 in preparazione da sottomettere a *Z. Phys. C* (1994).
- [46] OPAL Collaboration, *CERN-PPE 94-106*, sottomesso a *Z. Phys. C* (1994).
- [47] DELPHI Collaboration, *Nucl. Instrum. and Methods A* **303** (1991) 233 .
- [48] C. Brand *et al.* , *Nucl. Instrum. and Methods A* **283** (1989) 567 .

- [49] F. L. Navarria *et al.* , *Nucl. Instrum. and Methods A* **257** (1987) 499 .
- [50] M. Feindt *et al.* , *B* Production in Z decays*, in preparazione.
- [51] T. A. Fearnley *et al.* , *DELPHI Note* **87-98**.
- [52] J. Buytaert *et al.* , *DELPHI Note* **91-61** TRACK 65.
- [53] N. Bingefors *et al.* , *Nucl. Instrum. and Methods A* **328** (1993) 447 .
- [54] JADE Collaboration, *Z. Phys. C* **33** (1983) 23;
S. Bethke *et al.* , *Phys. Lett. B* **213** (1988) 235.
- [55] P. Ronchese, F.Simonetto *Electron Identification in DELPHI*, *DELPHI Note* **93-6**.
- [56] R. Longo *et al.* *Nucl. Instrum. and Methods A* **128** (1975) 283 .
- [57] P. Billoir, *Comunicazione privata*.
- [58] G. Pistolato, F.Simonetto *A Study of the Background to Semileptonic Decays of Heavy Flavours*, *DELPHI Note* **94-7**.
- [59] N. Crosland, G.Wilkinson, P.Kluit *EMMASS, Muon Identification Within DELPHI*, *DELPHI Note* **92-17**;
G. Wilkinson, P. Collins *MUCFIX, Refining the Muon Chamber Information on the DST*, *DELPHI Note* **93-13**.
- [60] H. De Boeck, G. Wilkinson *MUFLAG: A Framework for Muon Identification*, *DELPHI Note* **93-24**.
- [61] A. Ali *et al.* *Nucl. Phys. B* **168** (1980) 409.
- [62] M. Bauer *et al.* , *Z. Phys. C* **34** (1987) 103.
- [63] The LEP Electroweak Working Group, *LEPHF* **94-01, 94-02** (1994).
- [64] DELCO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1073
- [65] MARK III Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 1976.

- [66] CLEO Collaboration, *Phys. Rev. D* **45** (1992) 21.
- [67] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **298** (1993) 479.
- [68] ARGUS Collaboration, *Phys. Lett. B* **278** (1992) 202.
- [69] K. Mönig *A maximum likelihood fit including Montecarlo Statistic, DELPHI Note 93-57.*
- [70] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett. B* **314** (1993) 459 ;
DELPHI Collaboration, *CERN-PPE 94-24*, sottomesso a *Z. Phys. C* (1994) ;
L3 Collaboration, *Phys. Lett. B* **317** (1993) 474 ;
OPAL Collaboration, *Z. Phys. C* **60** (1993) 217 .
- [71] P. Billoir *et al.* , *Nucl. Instrum. and Methods A* **241** (1985) 115 .
- [72] D. Brown, *QFNDIP, a primary vertex finder, ALEPH Note 92-47.*
- [73] G.V. Borisov, *Lifetime Tag of events $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ with the DELPHI detector. AABTAG program, DELPHI Note 94-125.*
- [74] D. Brown, M. Frank *Tagging B Hadrons Using Track Impact Parameters, ALEPH Note 92-135.*
- [75] G.V. Borisov, *Measurement of $\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}$ with Hemisphere Double Tag Technique, DELPHI Note 94-27.*
- [76] DELPHI Collaboration, *Phys. Lett. B* **312** (1993) 253 .
- [77] B. Lampe, *MPI-Ph 93-74* (1993).
- [78] M.H. Seymour, *LU-TP 94-7* (1994).
- [79] G. Marchesini *et al.* , *Computer Phys. Comm.* **67** (1992) 465.
- [80] L. Lönnblad, *Computer Phys. Comm.* **71** (1992) 15.
- [81] CLEO Collaboration, *Phys. Rev. D* **37** (1988) 1719.
- [82] ARGUS Collaboration, *Z. Phys. C* **52** (1991) 353.

- [83] D. Brown *et al.* *A Measurement of $\frac{\Gamma_{bb}}{\Gamma_{had}}$ using a Lifetime b -tag, ALEPH Note 93-39* (1993).
- [84] MARK III Collaboration, *Phys. Lett. B* **263** (1991) 135.
- [85] OPAL Collaboration, *OPAL Physics Note PN-148*.
- [86] CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 225.