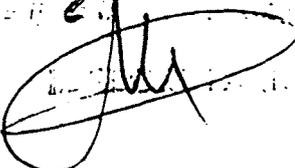


**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PISA**  
**FACOLTÀ DI SCIENZE M.F.N.**

*Corso di Laurea in Fisica*

*Presentata in Segreteria il*

21  




**Misura di precisione della vita media  
 del leptone tau con l'apparato ALEPH**

**Candidato :** *Andrea Pasquale Sciabà*

*Andrea Sciabà*

**Relatore :** *Chiar.mo Professor F. Fidecaro*

*Francesco Fidecaro*

**Controrelatore :** *Chiar.mo Professor P. Braccini*

*P. Braccini*

**Controrelatore :** *Chiar.mo Professor V. Cavasinni*

*V. Cavasinni*

**ANNO ACCADEMICO 1993/94**

# Indice

<b>1</b>	<b>Il leptone <math>\tau</math></b>	<b>1</b>
1.1	Proprietà fondamentali . . . . .	1
1.2	Vita media e decadimenti del $\tau$ . . . . .	5
1.3	Verifica dell'universalità degli accoppiamenti deboli . . . . .	8
1.4	La misura della vita media del $\tau$ . . . . .	10
<b>2</b>	<b>L'apparato ALEPH</b>	<b>15</b>
2.1	Il rivelatore di vertice . . . . .	16
2.2	La camera a deriva . . . . .	19
2.3	La camera a proiezione temporale . . . . .	20
2.4	Il calorimetro elettromagnetico . . . . .	25
2.5	Il solenoide . . . . .	27
2.6	Il calorimetro adronico . . . . .	28

2.7	Le camere per muoni . . . . .	29
2.8	Il monitor di luminosità . . . . .	30
2.9	Il trigger . . . . .	30
2.10	Misure di energia . . . . .	31
2.10.1	Energia elettromagnetica . . . . .	32
2.10.2	Energia adronica . . . . .	35
2.11	Identificazione delle particelle . . . . .	35
2.11.1	Elettroni . . . . .	35
2.11.2	Muoni . . . . .	38
2.12	Simulazione degli eventi . . . . .	39
<b>3</b>	<b>La tracciatura</b>	<b>41</b>
3.1	Ricostruzione di tracce cariche . . . . .	41
3.2	Ricostruzione energetica . . . . .	44
3.3	Allineamento dei rivelatori . . . . .	45
3.4	La risoluzione sul parametro di impatto . . . . .	51
3.4.1	Parametrizzazione dell'errore di tracciatura . . . . .	52
3.4.2	Code non gaussiane nella distribuzione di $\Sigma d_0$ . . . . .	56
3.4.3	L'algoritmo di correzione . . . . .	59

3.4.4	Accuratezza della simulazione delle code . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Selezione degli eventi</b>	<b>71</b>
4.1	Selezione degli eventi $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ . . . . .	73
4.2	Selezione degli eventi 1-1 . . . . .	82
4.3	Selezione su eventi MC senza simulazione del rivelatore . . . . .	86
<b>5</b>	<b>La misura</b>	<b>95</b>
5.1	La funzione h . . . . .	99
5.2	Il fit . . . . .	102
5.3	Errori sistematici . . . . .	102
5.4	Conclusioni . . . . .	106
<b>Appendice</b>		<b>111</b>
Selezione su eventi $q\bar{q}$ . . . . .		111
<b>Bibliografia</b>		<b>113</b>

# Capitolo 1

## Il leptone $\tau$

### 1.1 Proprietà fondamentali

La prima evidenza sperimentale per l'esistenza del  $\tau$  risale al 1975, quando, presso l'anello di collisione  $e^+e^-$  SPEAR, M. L. Perl, G. J. Feldman, G. Goldhaber *et al.* osservarono, a un'energia nel centro di massa di 4.8 GeV, 24 eventi  $e^+e^- \rightarrow e\mu$  e nessun'altra particella carica [1]. La cinematica di tali eventi si poteva spiegare ammettendo che venisse prodotta una coppia  $\ell^+\ell^-$  di leptoni pesanti in grado di decadere in elettroni e in muoni piú neutrini. Dall'esame dell'andamento della sezione d'urto di produzione in funzione dell'energia nel centro di massa fu possibile determinare la massa e lo spin del  $\tau$ , i cui valori confermarono l'ipotesi di un leptone pesante di massa compresa tra 1.8 e 2.0 GeV (vedi figura 1.1).

Nel Modello Standard delle interazioni elettrodeboli, il  $\tau$  ed il neutrino  $\nu_\tau$  costituiscono la terza generazione di leptoni. Il doppietto

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (1.1)$$

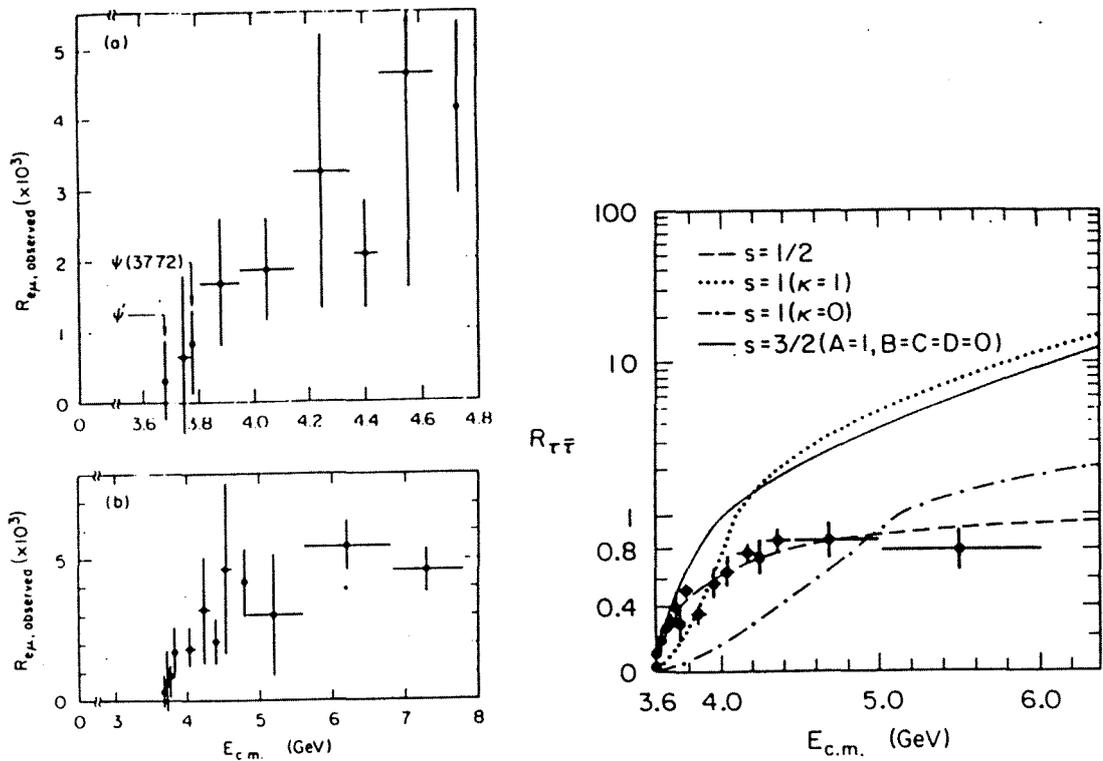


Figura 1.1: (a) Frequenza degli eventi  $e - \mu$  in funzione di  $E_{cm}$  (Perl, 1977); (b) numero di coppie  $\tau^+\tau^-$  prodotte a DELCO (1979) in funzione di  $E_{cm}$ , confrontato con le curve teoriche al variare dello spin del  $\tau$ .

ed il singoletto  $\tau_R^-$ , formati dalle componenti sinistrorse e destrorsa, sono multipletti di isospin debole, invarianti sotto trasformazioni del gruppo di simmetria  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

L'interazione del  $\tau$  avviene tramite i vertici in figura 1.2, che si descrivono in termini di interazione tra correnti e campi dei bosoni di gauge, tramite le espressioni:

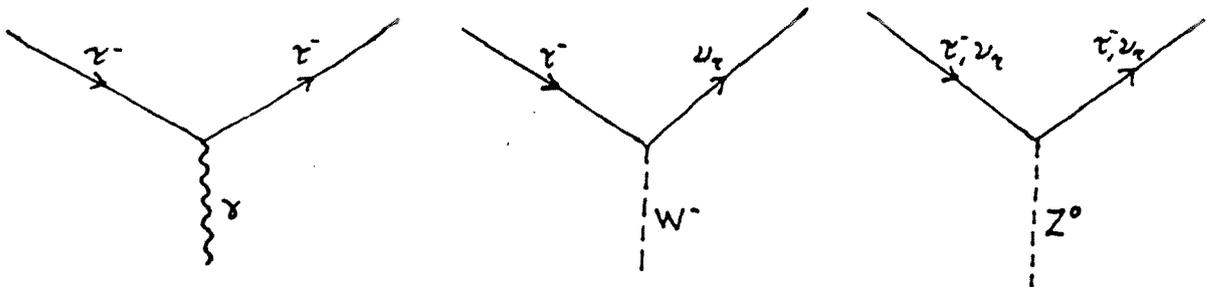


Figura 1.2: Vertici di interazione del  $\tau$  e del  $\nu_\tau$ : elettromagnetica, debole carica e debole neutra.

$$-ie(\bar{\psi}_\tau \gamma^\mu Q \psi_\tau) A_\mu \quad (1.2)$$

$$-i \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_{\nu_\tau} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \psi_\tau) W_\mu^\pm \quad (1.3)$$

$$-i \frac{g}{\cos \theta_W} \bar{\psi}_{\nu_\tau} \gamma^\mu \frac{1}{2} (c_V^{\nu_\tau, \tau} - c_A^{\nu_\tau, \tau} \gamma^5) \psi_{\nu_\tau, \tau} Z_\mu \quad (1.4)$$

dove

$$\begin{aligned} c_V^f &= T_f^3 - 2 \sin^2 \theta_W Q_f \\ c_A^f &= T_f^3 \end{aligned} \quad (1.5)$$

e  $T_f^3$  e  $Q_f$  sono la terza componente dell'isospin debole e la carica del leptone  $f$ , e  $\theta_W$  è l'angolo di Weinberg, per il quale si è misurato  $\sin^2 \theta_W = 0.2318 \pm 0.0010$  [10]. Sostituendo si ottiene per il neutrino  $c_V = c_A = \frac{1}{2}$ , mentre per il  $\tau$   $c_V \simeq -0.036$ ,  $c_A = -\frac{1}{2}$ .

La produzione di  $\tau$  al LEP è possibile attraverso i due processi  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  ed  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$  (vedi figura 1.3). Nel caso di elettrone e positrone non polarizzati e trascurando la massa del  $\tau$  e le correzioni elettrodeboli all'ordine più basso, la sezione d'urto differenziale si scrive

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} [A_0(1 + \cos^2 \theta) + A_1 \cos \theta] \quad (1.6)$$

in cui si è posto

$$A_0 = 1 + 2 \operatorname{Re}(r) c_V^2 + |r|^2 (c_V^2 + c_A^2)^2$$

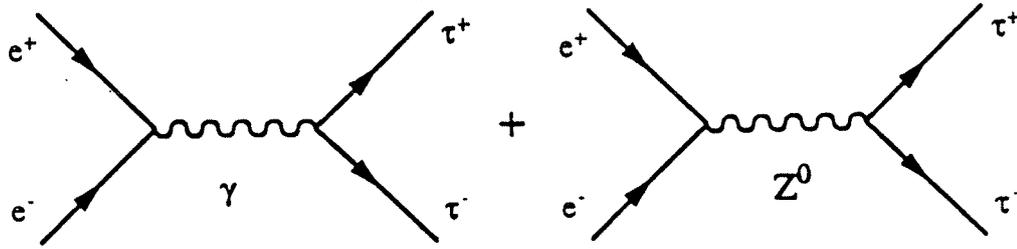


Figura 1.3: Diagrammi che contribuiscono alla produzione dei  $\tau$ .

$$A_1 = 4 \operatorname{Re}(r)c_A^2 + 8|r|^2 c_V^2 c_A^2 \quad (1.7)$$

dove

$$r = \frac{\sqrt{2}G_F M_Z^2}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} \left( \frac{s}{e^2} \right). \quad (1.8)$$

La sezione d'urto totale è

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) = \left( \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \right) A_0 \equiv \sigma_0 A_0 \quad (1.9)$$

se l'energia nel centro di massa  $\sqrt{s}$  è uguale alla massa della  $Z^0$ , si ottiene

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) \simeq \sigma_0 \cdot \frac{1}{8} \left( \frac{GM_Z^3}{e^2 \Gamma_Z} \right)^2 \simeq 190 \sigma_0 \simeq 1.9 \text{ nb} \quad (1.10)$$

La sezione d'urto in prossimità della soglia di produzione assume viceversa la forma

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \frac{\beta(3-\beta^2)}{2} \cdot F_{Coulomb} \cdot F_{rad} \quad (1.11)$$

in cui  $\beta$  è la velocità del  $\tau$  nel sistema del centro di massa,  $F_{Coulomb}$  una correzione dovuta all'interazione coulombiana nello stato finale e  $F_{rad}$  tiene conto della radiazione nello stato finale e delle correzioni all'ordine successivo come la polarizzazione

del vuoto. Da questa formula è stato possibile ricavare la massa del  $\tau$  con la maggiore precisione finora ottenuta ( $m_\tau = 1776.9 \pm 0.2 \pm 0.2$  all'esperimento BEPC/BES [3]).

## 1.2 Vita media e decadimenti del $\tau$

In conseguenza della conservazione del numero leptonico, tutti i modi di decadimento del  $\tau^-$  sono deboli di corrente carica, ed avvengono tramite l'emissione di un neutrino  $\nu_\tau$  e di un  $W^-$  virtuale (vedi fig. 1.4). Dato il valore della massa del  $\tau$  sono possibili

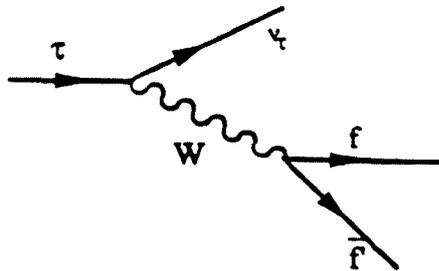


Figura 1.4: Grafici dei decadimenti del leptone  $\tau$ .

decadimenti in adroni  $\pi$  e  $K$ , oltre che in leptoni leggeri; in tabella 1.1 sono riportati i valori teorici dei rapporti di decadimento, mentre nella tabella 1.2 vi sono quelli misurati in ALEPH [3]. Si osserva che quasi la totalità dei rapporti di decadimento è saturata da uno stato finale contenente 1 o 3 particelle cariche.

Le larghezze dei decadimenti leptonici del  $\tau$  si ricavano in modo del tutto analogo a quella del processo  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$  (fig. 1.5):

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau) = \frac{G_\tau G_\ell m_\tau^5}{192\pi^3} f \left( \frac{m_\ell^2}{m_\tau^2} \right) (1 + \delta_{QED})(1 + \delta_{EW}) \quad (1.12)$$

Canale	Rapp. di dec.(%)
$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	18.3
$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.8
$\pi^- \nu_\tau$	11.0
$K^- \nu_\tau$	0.71
$\rho \nu_\tau$	24.1
$K^{*-} \nu_\tau$	1.2
$\pi^- 3\pi^0 \nu_\tau$	1.1
$\pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$	5.5
$3\pi \nu_\tau$	18.6
$5\pi \nu_\tau$	0.6
$6\pi \nu_\tau$	0.18
$K 2\pi \nu_\tau$	0.2
$K \bar{K} \pi \nu_\tau$	0.2

Tabella 1.1: Rapporti di decadimento teorici del  $\tau$ .

dove, se si assume l'universalità delle interazioni elettrodeboli,  $G_\ell = G_\tau = G_F$ ; la funzione  $f(m_\ell^2/m_\tau^2)^1$  proviene dal calcolo del volume dello spazio delle fasi, e vale 1.000 per gli elettroni e 0.97257 per i muoni;  $\delta_{QED}^2$  rappresenta il contributo al primo ordine in  $\alpha$  delle correzioni radiative e vale  $4.3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\delta_{EW}$  è la correzione

$$^1 f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln x.$$

$$^2 \delta_{QED} = \frac{\alpha(m_\tau)}{2\pi} \left( \frac{25}{4} - \pi^2 \right).$$

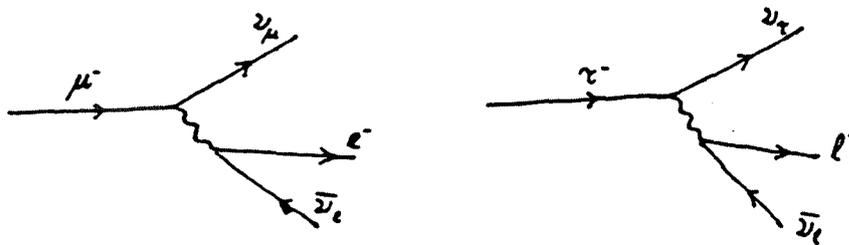


Figura 1.5: Diagrammi dei processi  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$  e  $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$ .

Canale	Rapp. di dec. (%)
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$18.23 \pm 0.37$
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$17.70 \pm 0.36$
$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau$	$12.81 \pm 0.34$
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$	$25.50 \pm 0.55$
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$10.13 \pm 0.56$
$\tau^- \rightarrow h^- \geq 3\pi^0 \nu_\tau$	$1.51 \pm 0.36$
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \nu_\tau$	$9.56 \pm 0.32$
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \geq 1\pi^0 \nu_\tau$	$4.95 \pm 0.71$
<b>Canali topologici</b>	
$\tau^- \rightarrow h^- \geq 0\gamma \nu_\tau$	$85.09 \pm 0.37$
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^+ \geq 0\gamma \nu_\tau$	$14.75 \pm 0.37$
$\tau^- \rightarrow h^- h^- h^- h^+ h^+ \geq 0\gamma \nu_\tau$	$0.12 \pm 0.06$

Tabella 1.2: Rapporti di decadimento leptonici ed adronici del  $\tau$  (%) misurati in ALEPH.

dovuta alla massa del  $W^\pm$  (pari a  $2.9 \cdot 10^{-4}$ )<sup>3</sup> [3]. La vita media del  $\tau$  si ricava immediatamente, noto il rapporto di decadimento in elettroni, massa del  $\tau$  e del  $\mu$  e vita media del  $\mu$ , dalla relazione:

$$\begin{aligned}
\tau_\tau &= \frac{B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = \\
&= \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 \tau_\mu B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau).
\end{aligned} \tag{1.13}$$

Il calcolo teorico delle larghezze parziali per i canali adronici risulta piú complicata: le interazioni forti nello stato finale sono a basso  $q^2$  e quindi è necessaria una parametrizzazione della larghezza in adroni contenente funzioni incognite da determinare.

---

<sup>3</sup> $\delta_{EW} = \frac{3}{5} \frac{m_\tau^2}{m_W^2}$ .



Figura 1.6: Diagrammi di Feynman dei processi  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  e  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ .

Nel caso piú semplice del canale  $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$  è sufficiente sfruttare l'analogia tra il diagramma di questo processo e quello del processo  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  (vedi figura 1.6): la larghezza di decadimento di  $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$  risulta pari a

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau) = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C f_\pi^2 m_\tau^3}{16\pi} \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2}\right)^2 \quad (1.14)$$

dove  $f_\pi$  è la costante di decadimento del pione e  $\theta_C$  l'angolo di Cabibbo. La costante  $f_\pi$  è ricavabile dalla vita media del pione [4].

La larghezza del processo  $\tau \rightarrow K \nu_\tau$  si trova sostituendo  $f_\pi \rightarrow f_K$ ,  $m_\pi \rightarrow m_K$  e  $\cos \theta_C \rightarrow \sin \theta_C$  e risulta soppressa di un fattore  $\tan^2 \theta_C \simeq 0.05$ .

### 1.3 Verifica dell'universalità degli accoppiamenti deboli

La misura delle larghezze di decadimento leptoniche del  $\tau$  offre l'opportunità di verificare l'ipotesi di universalità dell'accoppiamento fra leptoni carichi e bosoni  $W^\pm$ .

L'universalità  $\mu - \tau$  si può verificare tramite la relazione

$$\frac{g_\tau^2}{g_\mu^2} = \frac{\tau_\mu}{\tau_\tau} \cdot B(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau) \cdot \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 \quad (1.15)$$

L'errore sulla misura di tale quantità è pertanto

$$\frac{\Delta(g_\tau/g_\mu)}{g_\tau/g_\mu} \simeq \frac{1}{2} \left[ 5 \frac{\Delta m_\tau}{m_\tau} \oplus \frac{\Delta B}{B} \oplus \frac{\Delta \tau_\tau}{\tau_\tau} \right] \quad (1.16)$$

(essendo trascurabili gli errori sulla massa e la vita media del muone). È chiaro come la misura della vita media del  $\tau$  sia cruciale: vale la pena ricordare come, fino al 1991, la media mondiale delle misure della vita media  $\tau_\tau = 303 \pm 6$  fs e la misura di  $m_\tau = 1784.1_{-3.6}^{+2.7}$  MeV contribuirono a fornire  $g_\tau/g_\mu = 0.973 \pm 0.012$ . Di qui i tentativi di spiegare tale risultato come una violazione dell'universalità, oppure introducendo una massa finita per il neutrino del  $\tau$ , o un neutrino pesante mescolato a  $\nu_\tau$ . Successivamente, con la disponibilità di eventi ad energie nel centro di massa intorno alla  $Z^0$ , per i quali la lunghezza di decadimento del  $\tau$  diventava sostanzialmente maggiore (seppure sempre di  $\sim 2.3$  mm), e soprattutto grazie all'utilizzo di rivelatori di vertice a stato solido, le nuove misure di vita media hanno tutte mostrato un buon accordo con l'ipotesi di universalità.

Per quanto riguarda l'universalità  $e - \mu$ , dallo studio dei rapporti di decadimento del  $\tau$  si ricava che

$$\frac{g_e^2}{g_\mu^2} = 0.97257 \cdot \frac{B(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau)}{B(\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau)} \quad (1.17)$$

Dalle misure dei rapporti di decadimento in tabella 1.2 si ottiene  $g_e/g_\mu = 1.001 \pm 0.014$ . Il risultato più accurato finora ottenuto per il valore di (1.17) comunque

proviene dalla misura di

$$R_{\pi e\nu} = \frac{\Gamma(\pi \rightarrow e\nu_e)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu_\mu)}$$

da cui si ricava  $g_e/g_\mu = 0.9970 \pm 0.0023$  [5].

## 1.4 La misura della vita media del $\tau$

Il metodo concettualmente piú naturale per misurare la vita media del  $\tau$  consisterebbe nel misurare, per un campione di  $\tau$  di impulso noto, la distanza percorsa dal  $\tau$  dal punto in cui è stato prodotto al punto in cui decade. Tale distanza prende il nome di lunghezza di decadimento, ed è legata al tempo proprio di decadimento  $t^*$  dalla relazione

$$L = \beta\gamma ct^* = \frac{p}{m_\tau} t^* \quad (1.18)$$

dove  $p$  è il modulo dell'impulso del  $\tau$  e  $m_\tau$  la sua massa. Sapendo che il tempo di decadimento è distribuito esponenzialmente secondo la legge

$$P(t^*) = \frac{1}{\tau_\tau} e^{-\frac{t^*}{\tau_\tau}} \quad (1.19)$$

dove  $\tau_\tau$  è la vita media, segue immediatamente che anche la lunghezza di decadimento ha distribuzione esponenziale con media  $L_0 = \frac{p}{m_\tau} \tau_\tau$ . Misurata tale media sul campione a disposizione, e noti impulso e massa del  $\tau$ , sarebbe possibile estrarre il valore della vita media. In pratica le cose non sono cosí semplici, in quanto alle energie finora raggiungibili, i  $\tau$  prodotti non riescono mai a raggiungere le zone attive dei rivelatori, e quindi il decadimento va studiato a partire dalle particelle prodotte nello stato finale.

I metodi di misura che furono applicati per primi sono quello della lunghezza di decadimento e quello del parametro d'impatto.

Il primo, che applica sostanzialmente il procedimento appena descritto, utilizza quei  $\tau$  che decadono in almeno tre tracce cariche (circa il 15% del totale dei decadimenti) e da esse ricostruisce il vertice di decadimento (figura 1.7) . Il calcolo della

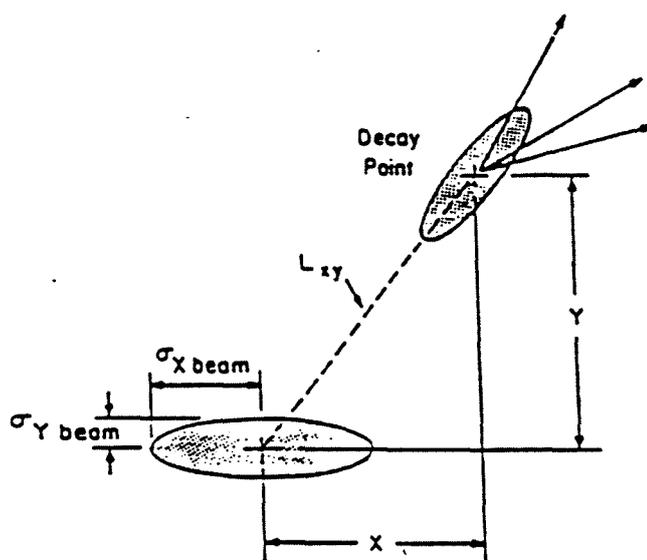


Figura 1.7: Metodo della lunghezza di decadimento.

lunghezza di decadimento viene eseguito stimando il cammino del  $\tau$  con il segmento di linea che ottimizza:

1. la posizione del punto piú probabile di produzione del  $\tau$ , ottenuto in modo approssimato tenendo conto delle dimensioni della zona di interazione;
2. la direzione di volo del  $\tau$ , stimata con l'asse di *thrust*<sup>4</sup> o con la somma degli

---

<sup>4</sup>L'asse di *thrust* è per definizione la direzione che massimizza la quantità  $\frac{\sum_i |P_{\parallel i}|}{\sum_j P_j}$ , dove  $\bar{P}_i$  è

impulsi delle tre tracce cariche;

3. il vertice di decadimento, vicino a quello ricostruito con le tre tracce cariche e con il relativo errore.

La distanza tra i due vertici sarà distribuita come la convoluzione di una esponenziale e di una gaussiana (che rappresenta l'errore sulla misura dovuto alla tracciatura, all'indeterminazione sulla posizione del vertice di produzione e a quella sul vertice di decadimento), da cui si estrae, con un fit, la vita media.

Il metodo del parametro d'impatto, diversamente dal precedente, consente di utilizzare tutti i decadimenti del  $\tau$ , e non solo le topologie 1-3 e 3-3, con il vantaggio di disporre di una statistica maggiore. Come illustrato in figura 1.8, il parametro d'impatto  $d_0$  di una traccia di decadimento di un  $\tau$  è la sua distanza, nel piano ortogonale ai fasci, dal vertice di produzione: vale quindi la relazione

$$d_0 = L \sin \theta \sin \psi \quad (1.20)$$

dove  $\theta$  è l'angolo polare del  $\tau$  e  $\psi$  l'angolo di decadimento. Si conviene inoltre di assegnare a  $d_0$  segno positivo, a meno che l'intersezione tra la traccia di decadimento e la direzione del  $\tau$  si trovi prima del vertice (a causa delle incertezze sulla ricostruzione delle tracce e sulla direzione di volo del  $\tau$ ). La distribuzione dei  $d_0$  risulterà la convoluzione tra una funzione di risoluzione sulla misura dei  $d_0$  e una funzione fisica, in cui è contenuto anche il contributo dell'incertezza sulla direzione del  $\tau$ , stimata tipicamente con l'asse di *thrust*. La funzione fisica viene generata l'impulso della  $i$ -esima traccia (carica o deposito di energia neutro).

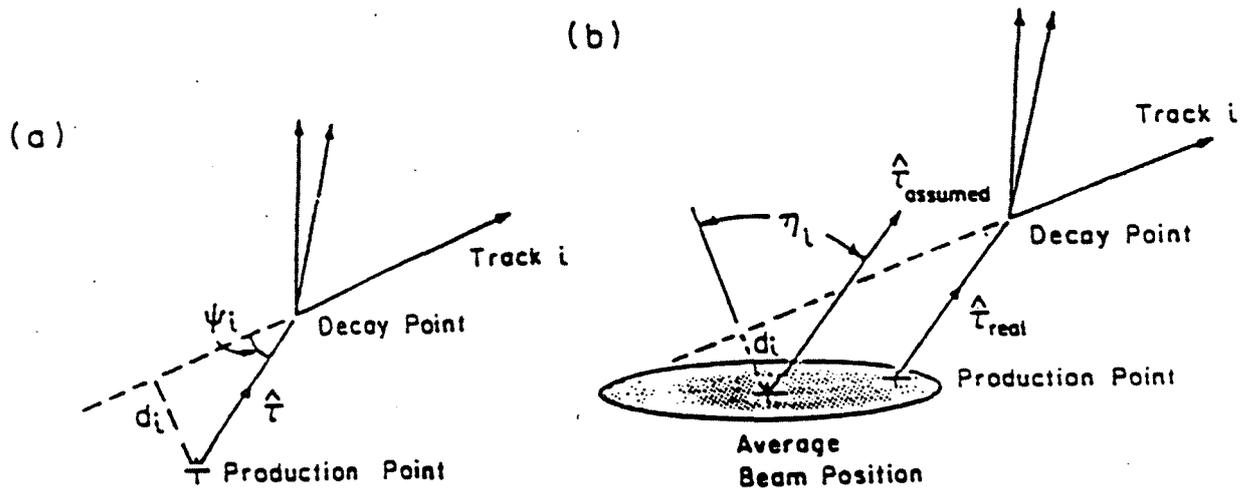


Figura 1.8: Definizione delle quantità cinematiche usate nel metodo del parametro di impatto.

dal Monte Carlo, nell'ipotesi di risoluzione infinita, per vari valori della vita media del  $\tau$ ; nel caso in cui gli angoli  $\theta$  e  $\psi$  siano fissati e trascurando l'incertezza su  $\psi$ , essa si riduce ad una esponenziale con media data dalla (1.20). La vita media del  $\tau$  si ricava dal valor medio della distribuzione dei  $d_0$ . Il principale limite di questo metodo è la grossa indeterminazione sulla posizione del vertice primario, definita dalle dimensioni trasversali della zona di incrocio dei fasci, nonché l'impossibilità di misurare la direzione dei  $\tau$ .

L'obiettivo di questa tesi sarà quello di misurare la vita media del  $\tau$  secondo un metodo che sfrutta simultaneamente i decadimenti della coppia di  $\tau$  prodotti nel decadimento di una  $Z^0$  e che risulta vantaggioso all'energia di LEP; esso consente inoltre, utilizzando la somma dei parametri d'impatto dei due  $\tau$ , di cancellare l'errore legato alle dimensioni della zona di interazione, e di rimediare alla non misura-

bilità della direzione dei  $\tau$  con una funzione di risoluzione angolare opportunamente definita.

## Capitolo 2

# L'apparato ALEPH

Progettato per studiare la fisica delle collisioni  $e^+e^-$  intorno alla risonanza della  $Z^0$ , ALEPH è uno dei quattro esperimenti in funzione nell'anello di collisione LEP. L'insieme di rivelatori che lo costituiscono [6] consente di coprire gran parte dell'angolo solido  $4\pi$  e, attraverso l'uso combinato delle informazioni provenienti dai vari sottorivelatori, di ricostruire con notevole accuratezza ogni evento in termini di impulso delle tracce, di vertici di produzione e di natura delle particelle prodotte.

In figura 2.1 è mostrato uno spaccato dell'apparato. Procedendo dall'interno è possibile riconoscere gli elementi che lo costituiscono: il rivelatore di vertice (VDET), la camera a deriva (ITC), la camera a proiezione temporale (TPC), il calorimetro elettromagnetico (ECAL), il solenoide, il calorimetro adronico (HCAL) e le camere per muoni. Nei paragrafi seguenti verranno descritti tutti i rivelatori, e successivamente si esamineranno le prestazioni dell'apparato e i principali metodi di identificazione delle particelle. Per gli scopi di questa analisi una trattazione più dettagliata merita la tracciatura, e quindi anche la misura dell'impulso delle particelle cariche,

a cui verrà dedicato il prossimo capitolo.

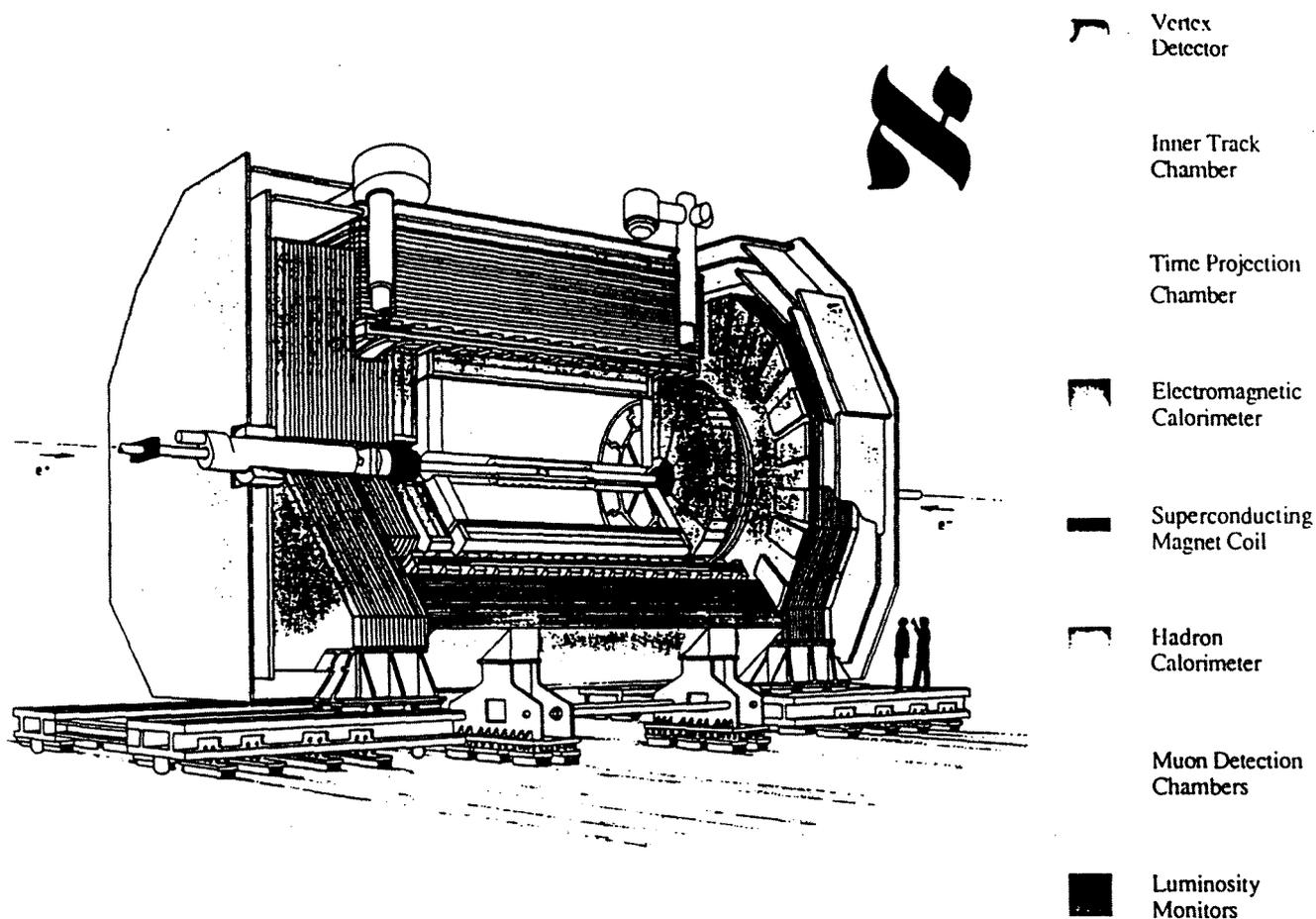


Figura 2.1: L'apparato ALEPH

## 2.1 Il rivelatore di vertice

La funzione di questo rivelatore è quella di produrre misure estremamente precise delle coordinate delle tracce in prossimità della regione di interazione. È pertanto essenziale nello studio di quelle particelle che decadono entro pochi mm dal centro

dell'interazione, come certi mesoni pesanti o il leptone  $\tau$ , in quanto consente di ricostruirne efficientemente i vertici di decadimento. Un altro vantaggio di questo rivelatore consiste nel fatto che, grazie alla sua ottima risoluzione spaziale, migliora sostanzialmente la risoluzione sulla misura dell'impulso delle tracce cariche che lo attraversano.

Il rivelatore di vertice (VDET) è formato da due strati cilindrici, di raggi pari a 6.5 e 11.3 cm e lunghi circa 20 cm, di rivelatori a cristalli di silicio (9 nello strato interno e 15 in quello esterno), che si sovrappongono parzialmente ai bordi (figura 2.2). Ciascuno di essi consta di quattro wafer di silicio, di dimensioni  $(5.12 \times 5.12 \times$

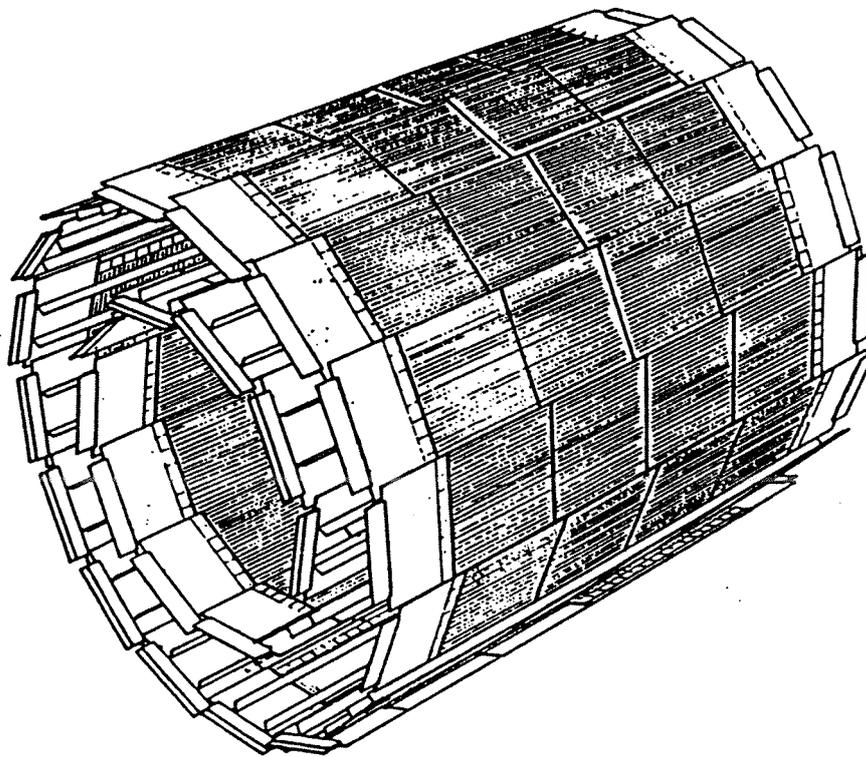


Figura 2.2: Il rivelatore di vertice.

0.03) cm, aventi entrambe le facce percorse da strisce ortogonali, distanti fra loro  $100 \mu\text{m}$ , che consentono, raccogliendo la carica prodotta nel cristallo, di misurare le coordinate dei punti d'impatto di una particella sia nel piano  $r\phi$  sia nella coordinata  $z$ . L'elettronica per la lettura delle strisce si trova su due strati di ceramica spessi  $250 \mu\text{m}$ , sui quali vengono incollati i wafer di silicio. Lo spessore di materiale attraversato in direzione ortogonale ai fasci è in media pari a 0.041 lunghezze di radiazione.

I punti d'impatto sul VDET vengono ricostruiti mediando le posizioni di strisce adiacenti in cui la carica raccolta sia almeno il triplo del rumore medio, pesate con la carica stessa.

Una simulazione con il programma di Monte Carlo dell'esperimento mostra che l'associazione dei punti d'impatto alle tracce è corretta nel 98% delle tracce da decadimenti adronici della  $Z^0$  con punti in entrambi gli strati e nel 90% di quelle con punti solo in uno strato.

Una volta determinato l'allineamento (vedi capitolo seguente), la risoluzione del rivelatore può essere calcolata misurando la distanza media tra punti su due cristalli nella loro zona di sovrapposizione per tracce ad incidenza normale ed alto impulso. Il valore della risoluzione così ottenuto è in media di  $12\mu\text{m}$  in  $r\phi$  e di  $17 \mu\text{m}$  in  $z$ .

## 2.2 La camera a deriva

All'esterno del rivelatore di vertice si trova la camera a deriva, o ITC (Inner Tracking Chamber). È il secondo dei rivelatori di ALEPH preposti alla tracciatura, ed è in grado di produrre fino ad otto coordinate nel piano  $r\phi$  per ogni traccia carica, con una precisione di circa  $150 \mu\text{m}$ ; inoltre, è parte essenziale del trigger di primo livello.

È costituita da un cilindro lungo 2 m avente un diametro di 570 mm e chiuso alle estremità da due piatti in lega d'alluminio. All'interno sono disposti 960 fili sensibili, tesi fra le estremità del cilindro, ed ordinati in otto strati concentrici; ogni filo sensibile è circondato da sei fili di campo, secondo una struttura a celle esagonali che definiscono le celle elementari di deriva (figura 2.3). Il campo di deriva è generato

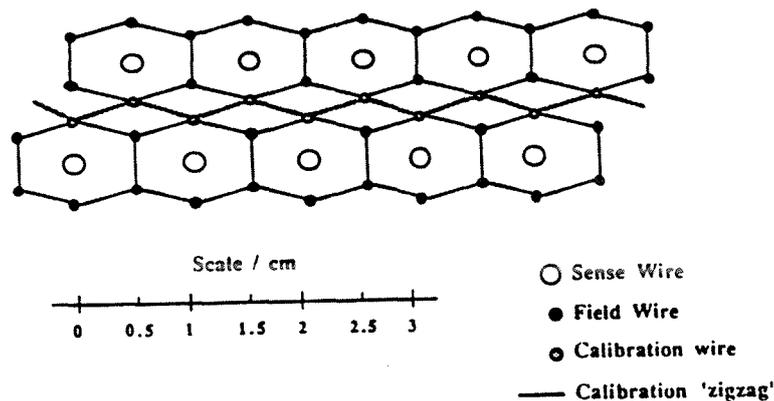


Figura 2.3: Struttura delle celle di deriva della ITC.

da una differenza di potenziale di circa 1.8 kV tra fili di campo e fili sensibili, e la lunghezza di deriva è  $\sim 6 \text{ mm}$ . Il gas usato è una miscela di  $\text{Ar}(50\%)+\text{C}_2\text{H}_6(50\%)$

a pressione atmosferica, per la quale la velocità di deriva è pari a circa  $50\mu\text{m}/\text{ns}$ .

## 2.3 La camera a proiezione temporale

La TPC (Time Projection Chamber) è una camera a deriva cilindrica a tracciatura tridimensionale, lunga 4.7 m ed estesa radialmente tra 31 cm e 180 cm (figura 2.4).

La TPC è utilizzata per misurare con precisione l'impulso e l'angolo di emissione

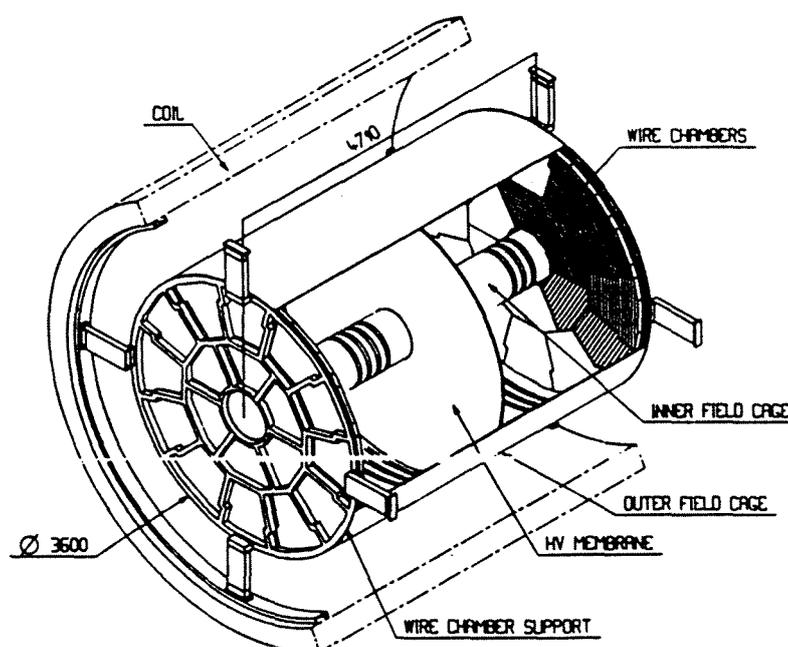


Figura 2.4: La camera a proiezione temporale.

delle tracce cariche e determinarne la densità di ionizzazione specifica  $dE/dx$  nel gas che riempie il volume della TPC. Quest'ultima misura costituisce un utile strumento per gli algoritmi di identificazione delle particelle, ad esempio per separare gli elettroni dai pioni.

La TPC è divisa a metà da una membrana interna, mantenuta ad un potenziale di  $-27$  kV, che genera un campo elettrico di  $115$  V/cm, diretto longitudinalmente e quindi parallelo al campo magnetico generato dal solenoide. Le facce terminali sono camere a fili, divise radialmente ed in azimut in 18 settori ciascuna (figura 2.5). Ciascun settore consta di tre piani di fili e di un piano catodico suddiviso in elementi di forma rettangolare, detti *pad*, disposti in anelli concentrici: dall'interno verso l'esterno troviamo i fili di griglia, i fili di catodo e i fili sensibili, intervallati ai fili di campo (fig. 2.6). Gli anelli formati dai *pad* sono 21, e sono pari al massimo numero di misure delle coordinate  $r$  e  $\phi$  ottenibili per una traccia carica.

Un'altra serie di *pad*, intervallati ai precedenti, viene usata dal trigger di secondo livello.

Quando una particella carica attraversa il volume della TPC, riempito di una miscela di  $Ar(91\%) + CH_4(9\%)$ , produce una ionizzazione primaria; quindi, gli elettroni, sotto l'azione del campo elettrico, derivano, con una velocità di  $5.2$  cm/ $\mu$ s, fino alle facce terminali, dove la moltiplicazione a valanga attorno ai fili sensibili genera per induzione un segnale sulle *pad* ad essi accoppiate capacitivamente; le posizioni delle *pad* su cui viene prodotto un segnale definiscono le coordinate in  $r\phi$  della particella incidente. La diffusione trasversa degli elettroni derivanti dalla ionizzazione primaria viene fortemente ridotta dalla presenza del campo magnetico, parallelo al campo elettrico. Per impedire che gli ioni positivi prodotti nella moltiplicazione migrino nel volume di deriva, inducendo una distorsione spaziale del campo di deriva, si usano i fili di griglia. Quando la griglia è chiusa, i fili sono tutti ad un potenziale

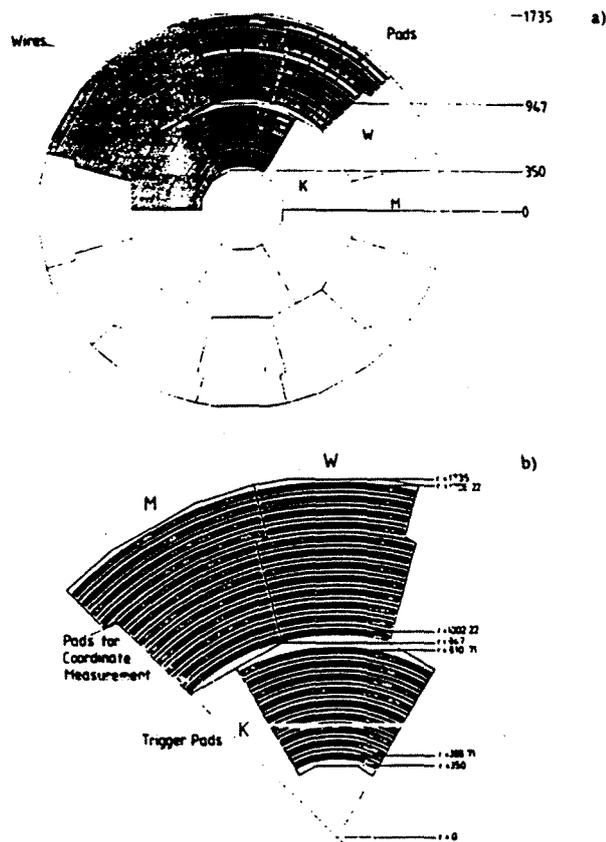


Figura 2.5: Struttura delle facce terminali della TPC.

$V_g$  di  $-67$  V e non modificano la forma del campo elettrico; quando è aperta, vengono posti a potenziali pari a  $V_g \pm \Delta V_g$  alternativamente: in tale configurazione, gli ioni non sono più in grado di passare, cosa che invece possono fare gli elettroni (vedi figura 2.7). Come mostrato in fig. 2.8 infatti, dato il valore del campo magnetico, un valore per  $\Delta V_g$  di  $40$  V non modifica in modo sostanziale la trasparenza della griglia agli elettroni. L'apertura della griglia viene effettuata  $3 \mu s$  prima dell'incrocio dei fasci, mentre la chiusura avviene  $45 \mu s$  (tempo massimo di deriva) dopo l'incrocio dei fasci se l'evento è accettato dal trigger di primo livello, o altrimenti dopo  $2 \mu s$ .

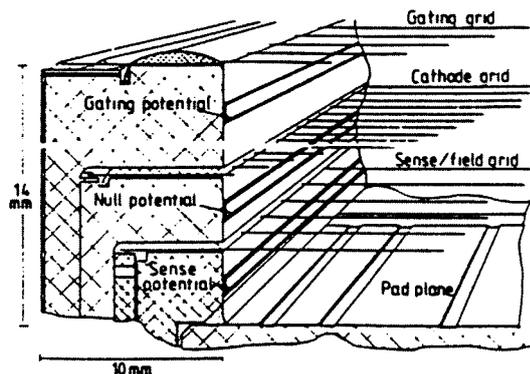


Figura 2.6: Struttura di un settore della TPC.

La calibrazione della TPC per la misura della curvatura e della velocità di deriva viene effettuata tramite un sistema di laser: raggi laser provenienti dal punto di interazione vengono ripetutamente emessi, in modo da eliminare le fluttuazioni statistiche. Studiando la curvatura delle tracce di ionizzazione prodotte, si correggono gli effetti sistematici dovuti alle disomogeneità dei campi magnetico ed elettrico ed all'allineamento dei settori di ciascuna faccia terminale.

La misura della coordinata  $z$  richiede la conoscenza dell'intervallo di tempo tra l'istante di incrocio dei fasci (fornito dalla macchina LEP) e l'inizio della digitalizzazione in ogni faccia della TPC; per ottenere la distanza di deriva basta moltiplicare tale intervallo di tempo per la velocità di deriva, che viene determinata per ogni run richiedendo che le tracce in eventi  $Z$  adronici provengano tutte dalla stessa origine.

La risoluzione spaziale dipende in modo noto dalla lunghezza di deriva e dall'orientamento delle tracce rispetto alle *pad* e ai fili; in media si può assumere pari a  $173 \mu\text{m}$  nel piano  $r\phi$  e a  $740 \mu\text{m}$  in  $z$  per tracce entro  $10^\circ$  dal piano ortogonale ai fasci, con valori peggiori per angoli maggiori.

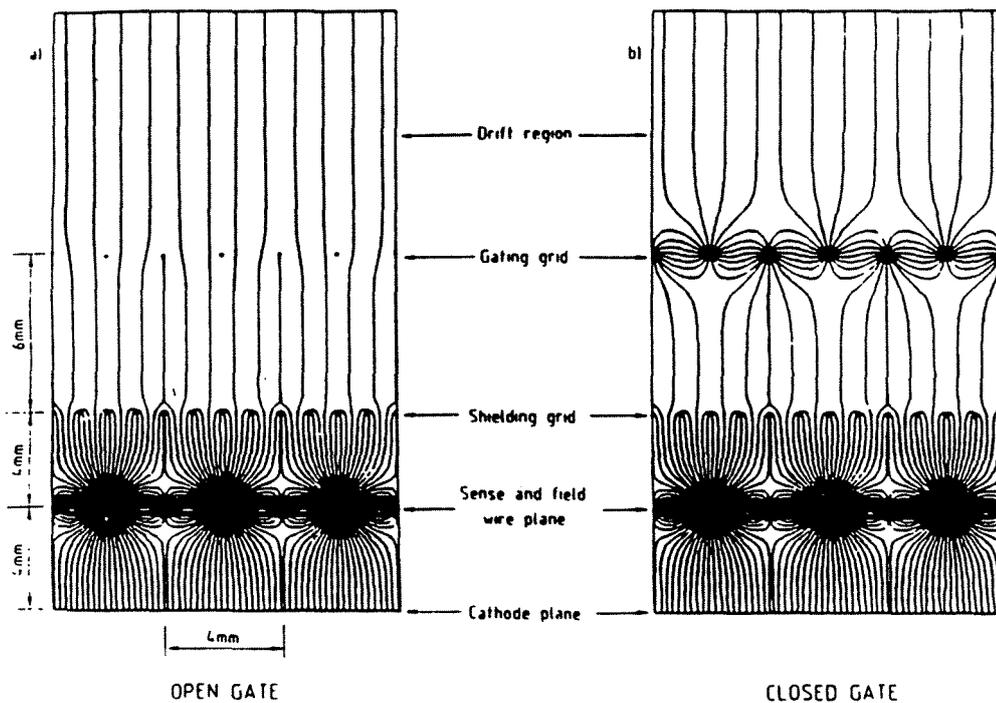


Figura 2.7: Linee di forza del campo elettrico nei due stati della griglia.

La misura di  $dE/dx$  è prodotta associando a tracce già ricostruite i segnali prodotti sui fili sensibili. Per garantire una buona uniformità di guadagno, particolare cura va posta per evitare la presenza di impurità elettronegative nel gas, quali  $O_2$  ed  $H_2O$ , che potrebbero determinare l'attenuazione del segnale. Il valor medio di  $dE/dx$  è ottenuto tramite una media dei segnali dei fili troncata eliminando il 40% dei segnali più alti per evitare grosse fluttuazioni della media connesse con la coda di Landau nella distribuzione dell'energia persa per ionizzazione. Infine, la risoluzione media nella misura di  $dE/dx$  è del 9%.

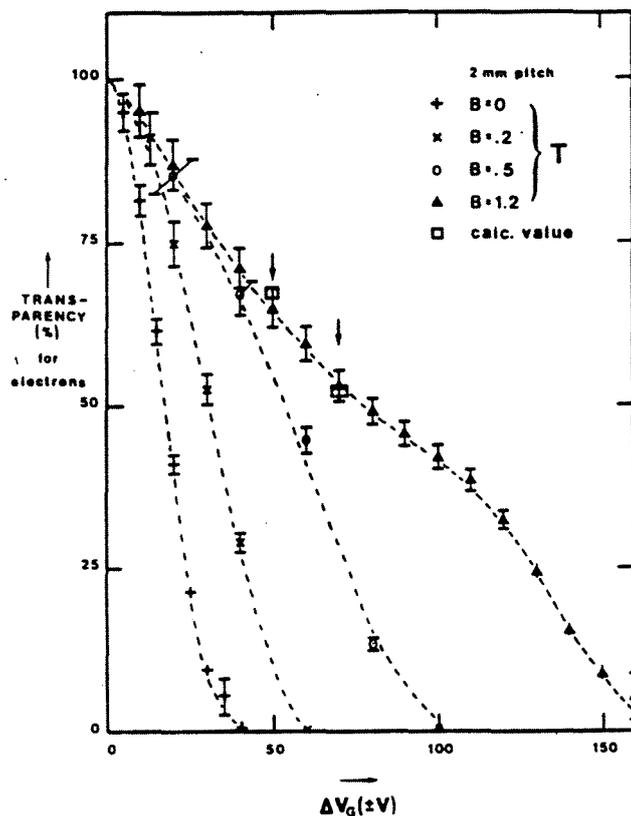


Figura 2.8: Trasparenza della griglia per elettroni in presenza di un campo magnetico in funzione di  $\Delta V_g$ ; la trasparenza per gli ioni coincide con quella degli elettroni per  $B = 0$  indipendentemente dal valore di  $B$ .

## 2.4 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico (o ECAL) è uno strumento atto a campionare l'energia degli sciame elettromagnetici. Esso è costituito (fig. 2.9) da un cilindro centrale, diviso in 12 moduli ognuno dei quali ampio  $30^\circ$  in azimut, e da due tappi terminali, che ne chiudono le estremità, divisi in sei "petali". L'accettanza geometrica è del 97.5% dell'angolo solido. Ogni modulo del cilindro centrale si compone di 45 strati di piombo/camere a fili che lavorano in regime proporzionale (figura

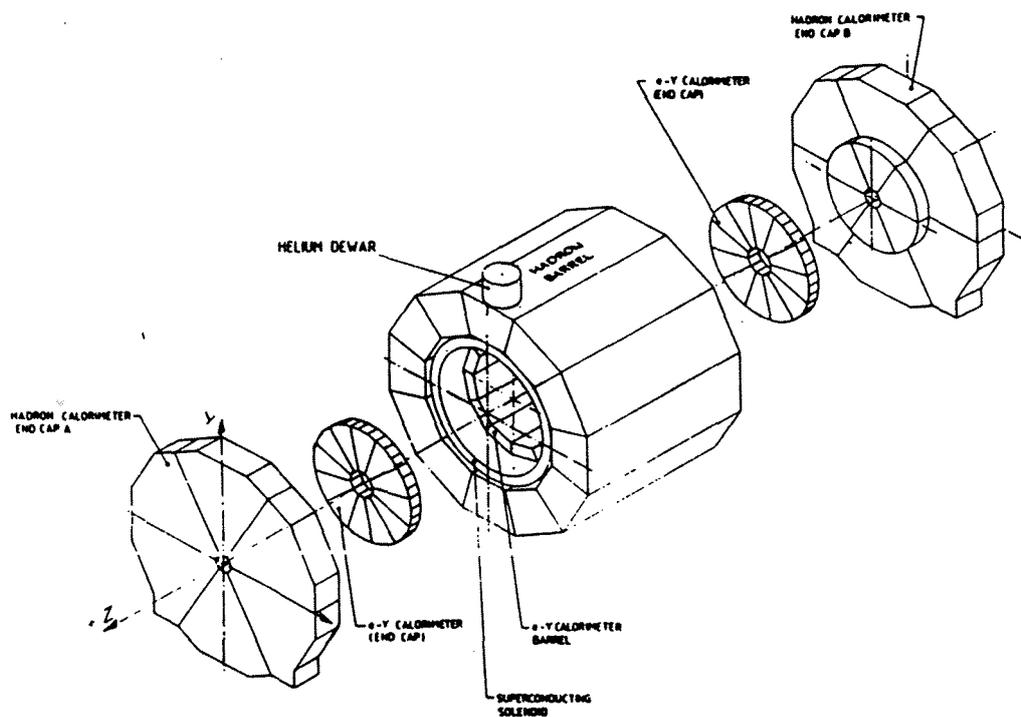


Figura 2.9: Il calorimetro elettromagnetico ed il calorimetro adronico.

2.10). La miscela di gas adoperata è  $Xe(80\%) + CO_2(20\%)$ ; la lettura dei segnali prodotti dalla formazione di uno sciame è compiuta per mezzo di piccoli *pad* catodici ( $\sim 30\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ ) organizzati in 77000 torri proiettive di ampiezza pari a circa  $0.8^\circ \times 0.8^\circ$ . Ogni torre è inoltre suddivisa in tre segmenti di profondità corrispondenti approssimativamente a (4, 9, 9) lunghezze di radiazione.

L'alta granularità dell'apparato consente di misurare con notevole precisione gli angoli polare ed azimutale degli sciami, e quindi di identificare correttamente due sciami vicini nello spazio.

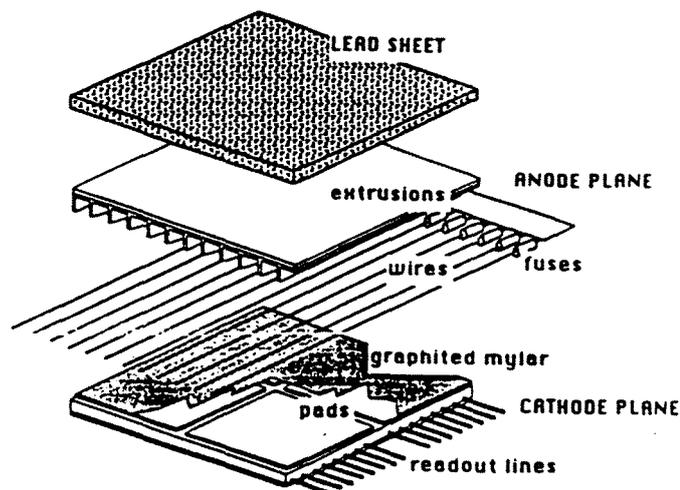


Figura 2.10: Struttura di uno strato del calorimetro elettromagnetico.

## 2.5 Il solenoide

Il solenoide superconduttore ad elio liquido è in grado di generare, un campo magnetico di 1.5 T debitamente uniforme e diretto in direzione parallela all'asse dei fasci. Il calorimetro adronico, che è essenzialmente di ferro, fa sì che le linee di forza del campo si richiudano al suo interno. La disuniformità della componente longitudinale  $B_z$  del campo magnetico è contenuta entro lo 0.2%; per quanto riguarda la componente radiale  $B_r$ , risulta

$$\int_0^{2200} (B_r/B_z) dz \simeq 1.5 \text{ mm}$$

Le corrispondenti distorsioni indotte sul percorso di deriva e quindi sulle tracce ricostruite nella TPC sono dell'ordine di 0.2 mm (le quali peraltro vengono studiate e corrette nella calibrazione laser).

## 2.6 Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico (HCAL) è utilizzato come supporto meccanico per il resto dell'apparato e come strumento per misurare l'energia adronica rilasciata dalle particelle che lo attraversano; in particolare, esso è parte essenziale del sistema di riconoscimento dei  $\mu$ .

È costituito da un cilindro centrale a sezione dodecagonale e da due tappi che ne chiudono le estremità (vedi figura 2.9). Ciascun modulo componente il cilindro è formato da 22 strati di ferro alternati a tubi a *streamer*. Un tubo a *streamer* è una camera a ionizzazione, avente come catodo un tubo e per anodo un filo sottile, che opera ad un voltaggio tale che la ionizzazione prodotta nella moltiplicazione a valanga attorno al filo è indipendente dall'ammontare di ionizzazione primaria generata dalla particella incidente. Il vantaggio del regime *streamer* è l'ottimo rapporto segnale/rumore e l'esistenza di un largo *plateau* intorno alla tensione di regime (4250 V) che garantisce una buona stabilità di funzionamento. La miscela di gas adoperata è  $Ar(21\%) + CO_2(48\%) + C_4H_{10}(31\%)$ . Sopra e sotto ogni piano di tubi vi sono rispettivamente un piano di strisce conduttrici dirette longitudinalmente ed un piano di *pad* di rame, sui quali ad ogni scarica si genera un segnale indotto. Il segnale delle *pad* è una misura dell'energia rilasciata da una particella nel calorimetro, mentre il segnale delle strisce, di tipo digitale, è importante nel riconoscimento delle particelle (vedi fig. 2.11). I moduli che costituiscono i tappi sono del tutto analoghi a quelli del cilindro, a parte la forma. I segnali delle *pad* vengono raggruppati in

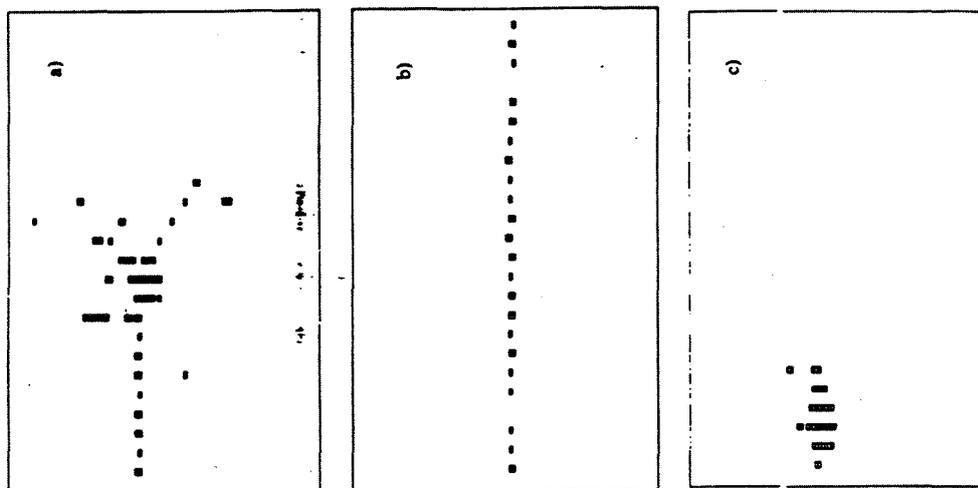


Figura 2.11: Forme caratteristiche dei segnali digitali prodotti da pioni (a), muoni (b) ed elettroni (c) da 10 GeV.

torri proiettive di ampiezza  $\Delta\phi = 3.7^\circ$  in azimut e di ampiezza  $\Delta\theta \sim 3^\circ$  in angolo polare.

## 2.7 Le camere per muoni

Le camere per muoni, poste all'esterno del calorimetro adronico, sono due strati di tubi a *streamer* che circondano completamente il resto dell'apparato, distanti circa 50 cm l'uno dall'altro; ognuno di essi è formato a sua volta da due piani di tubi sovrapposti e diretti ortogonalmente, così da fornire misure di posizione sia in  $\phi$  sia in  $z$ . Esse sono usate per la tracciatura bidimensionale di quelle particelle (in genere muoni) che non sono state assorbite nei rivelatori interni, e l'accuratezza sulla misura della direzione delle tracce è di circa 10 – 15 mrad.

## 2.8 Il monitor di luminosità

Il metodo adottato per misurare la luminosità consiste nel misurare la frequenza di eventi  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$  a piccoli angoli, la cui sezione d'urto teorica è nota con precisione. A tale scopo esistono due rivelatori, LCAL e SICAL, posti a circa 2.5 m dal centro di interazione. LCAL è un calorimetro elettromagnetico, del tutto analogo a ECAL, che copre l'intervallo angolare compreso fra 45 mrad e 155 mrad ed ha una risoluzione in energia di circa 1.6% (a 45.5 GeV). SICAL è un rivelatore a stato solido, fatto di strati alternati di silicio e tungsteno, con una risoluzione in energia di 3.4% a 45.5 GeV. L'informazione di LCAL può essere usata non solo per misurare la luminosità, ma anche nella ricostruzione di sciame elettromagnetici, rendendo il rivelatore ECAL più ermetico.

## 2.9 Il trigger

Lo scopo di un sistema di trigger è quello di decidere se, in corrispondenza di un incrocio dei fasci, c'è stato un evento, e, in caso affermativo, di avviare il processo di acquisizione dei dati. Il trigger di ALEPH è diviso in tre livelli, che fanno uso di informazioni sempre più dettagliate, per massimizzarne l'efficienza.

Il trigger di 1° livello utilizza soltanto l'informazione della ITC, dell'ECAL e del HCAL, la cui accettazione viene divisa in 60 segmenti proiettivi. Essenzialmente verifica la presenza di depositi di energia nei calorimetri di entità superiore ad una opportuna soglia o di tracce cariche nella ITC. È in grado di dare una risposta in

un tempo inferiore a quello mancante al successivo incrocio dei fasci ( $5 \mu\text{s}$  rispetto a  $22 \mu\text{s}$ ); decide inoltre se aprire o meno la griglia della TPC. Non introduce tempo morto.

Il trigger di 2° livello è analogo al precedente, con la differenza che stavolta viene usata anche l'informazione della TPC; a causa del tempo di deriva di quest'ultima, esso è in grado di decidere in un tempo dell'ordine di  $50 \mu\text{s}$ , maggiore del tempo tra due collisioni.

Il trigger di 3° livello, infine, controlla tutta l'informazione disponibile e giudica se sia sufficientemente completa da giustificare la definitiva acquisizione dell'evento. Esso elabora i dati in maniera asincrona e la sua potenza di calcolo è tale da non introdurre tempi morti apprezzabili.

L'efficienza del trigger risulta essere praticamente del 100% su tutti i decadimenti della  $Z^0$  (adronici e leptonici) e del  $99.7 \pm 0.2\%$  sugli eventi Bhabha, mentre alla luminosità tipica del LEP ( $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ) la frequenza del trigger di primo livello è di circa 0.5 Hz.

## 2.10 Misure di energia

Oltre alla misura dell'impulso, discussa nel prossimo capitolo, sono disponibili in ALEPH misure dirette di energia, ottenute dai calorimetri elettromagnetico ed adronico.

### 2.10.1 Energia elettromagnetica

Per ottenere le massime prestazioni da ECAL è necessario correggere la risposta proveniente dall'elettronica per vari effetti, quali differenze di guadagno dell'elettronica di lettura o differenze dipendenti dalla posizione.

Per studiare questi effetti si usano eventi in cui venga prodotta una coppia  $e^+e^-$ : in particolare, per energie minori di 10 GeV si usano eventi  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ , per energie comprese fra 10 GeV e 30 GeV eventi  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  e per energie maggiori di 30 GeV eventi Bhabha [7]. Variazioni nel tempo della calibrazione dell'elettronica si misurano inviando impulsi in ogni piano di fili ed osservando la risposta sulle *pad*. Gli oggetti calorimetrici (o 'cluster') vengono costruiti raggruppando tutti i segmenti di torre in cui l'energia rilasciata supera la soglia di 30 MeV e che hanno almeno uno spigolo in comune. L'energia totale viene poi corretta per tale soglia, per le perdite per ionizzazione eventualmente subite dalle particelle prima di entrare nel rivelatore, e per l'energia dello sciame elettromagnetico non rivelata a causa delle dimensioni finite del rivelatore.

La calibrazione relativa dei moduli consente di ottenere un accordo nella loro risposta entro lo 0.3% a 45 GeV e dell' 1.5% a energie più basse.

In figura 2.12(a) è mostrata la variazione della risoluzione in energia per elettroni (definita come la differenza tra energia misurata dal calorimetro e l'impulso della traccia) in funzione dell'energia stessa, mentre in figura 2.12(b) la stessa quantità è in funzione dell'angolo polare per elettroni da eventi  $Z \rightarrow e^+e^-$ . Si osservi come

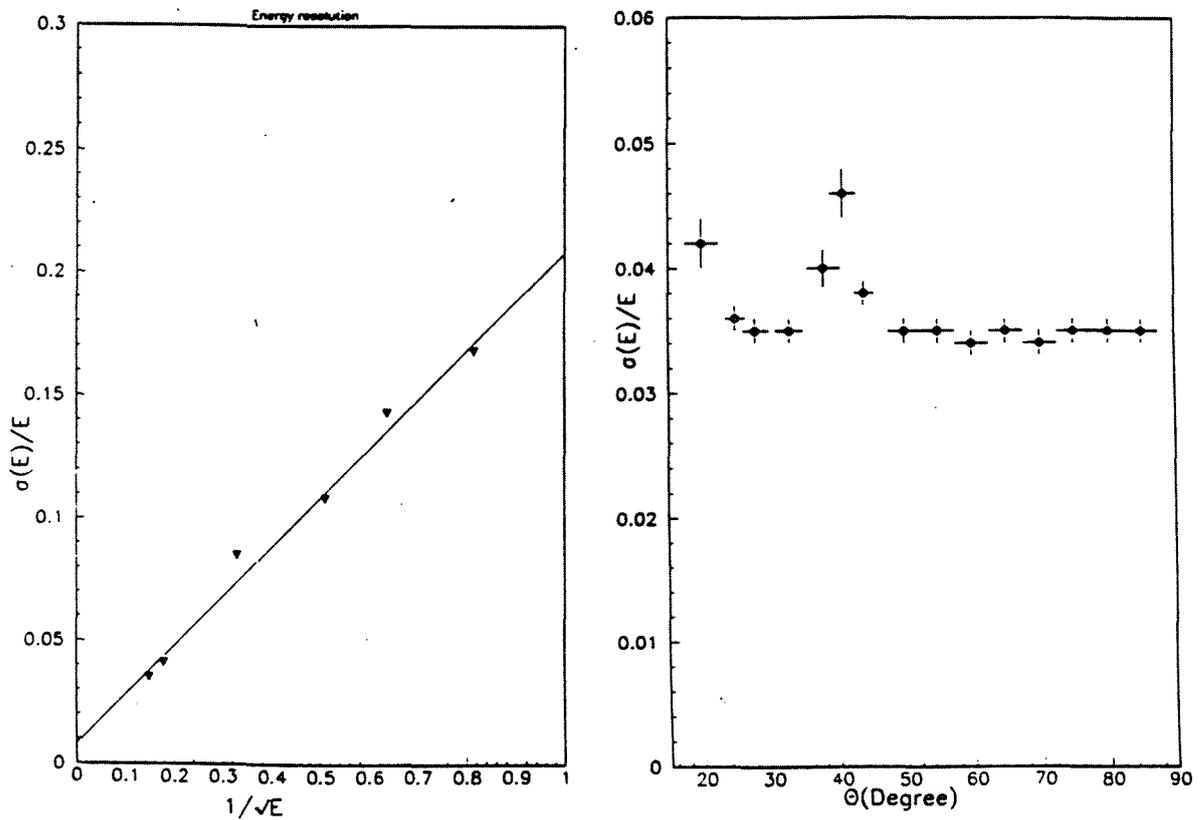


Figura 2.12: Risoluzione in energia del ECAL per elettroni in funzione dell'energia (in GeV) (a) e dell'angolo polare per eventi  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  (b).

la risoluzione peggiore per angoli polari piccoli ed in corrispondenza della zona di sovrapposizione tra cilindro centrale e tappi terminali, dove lo spessore di materiale attraversato è solo di 16 lunghezze di radiazione. Eseguendo un fit sui punti in figura 2.12(a) si ottiene

$$\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{0.18}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 0.009 \quad (2.1)$$

La direzione di uno sciame è calcolata eseguendo la media degli angoli polare e

azimutale dei segmenti che compongono il cluster pesati con l'energia depositata nei segmenti stessi. Confrontando, per eventi Bhabha, l'angolo polare estrapolato di una traccia con l'angolo polare del cluster corrispondente, si osserva quanto mostrato in figura 2.13; tale andamento è periodico nell'angolo polare ed è dovuto al fatto che le

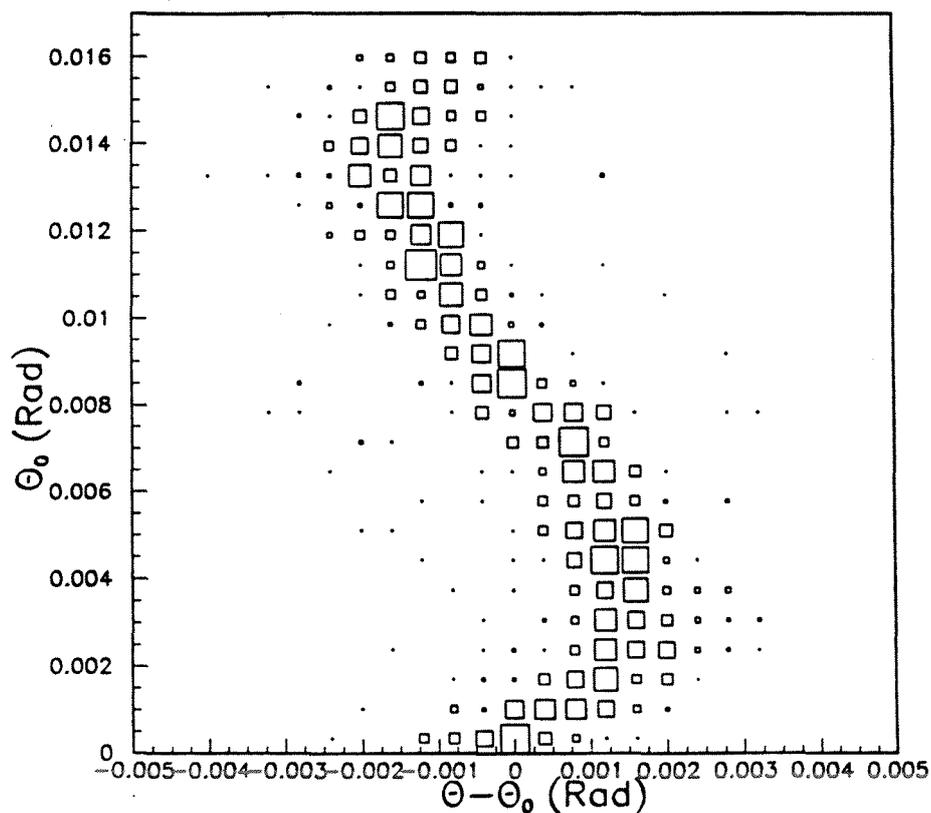


Figura 2.13: Deviazione dell'angolo polare misurato da ECAL da quello estrapolato dalla traccia carica ricostruita.

dimensioni trasversali dello sciame sono confrontabili con la granularità del calorimetro. Dopo aver opportunamente corretto questo effetto, si ottiene una risoluzione spaziale pari a  $\sigma_{\theta\phi} = (2.5/\sqrt{E(\text{GeV})} + 0.25)$  mrad.

## 2.10.2 Energia adronica

Per la calibrazione di HCAL vengono usati eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  ed eventi  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ ; i primi servono per fissare la scala dell'energia, i secondi per effettuare la calibrazione relativa dei moduli [7]. In pratica i segnali di tutte le torri vengono riscaldati fra loro in modo da riprodurre il segnale prodotto da una torre a  $90^\circ$  rispetto all'asse del fascio, ciò allo scopo di correggere la risposta del rivelatore per le variazioni nel segnale dovute alla presenza di zone non attive tra i moduli, ed alla dipendenza angolare (dovuta essenzialmente al variare dell'angolo di incidenza delle particelle sui tubi a *streamer*).

Anche per HCAL le torri fra loro adiacenti in cui vi sia stato un rilascio di energia vengono raggruppate in cluster ( $\sim 9$  per un adrone). La risoluzione in energia per pioni ad incidenza normale risulta essere

$$\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{0.85}{\sqrt{E/\text{GeV}}}. \quad (2.2)$$

## 2.11 Identificazione delle particelle

### 2.11.1 Elettroni

I criteri di identificazione degli elettroni fanno uso di due misure indipendenti: quella di  $dE/dx$  nella TPC e quella dell'energia dello sciame elettromagnetico prodotto nell'ECAL. Da esse vengono definiti tre estimatori, definiti in modo da avere media nulla e varianza unitaria sugli elettroni:

•

$$R_I = (I - \langle I \rangle) / \sigma_I$$

, dove  $I = dE/dx$  ed il valor medio e l'errore sono quelli ottenuti su elettroni;

•

$$R_T = \frac{E_A/p - \langle E_A/p \rangle}{\sigma_{E_A/p}}$$

dove  $p$  è l'impulso misurato dalla TPC e  $E_A$  l'energia rilasciata nelle quattro torri dell'ECAL piú vicine alla traccia estrapolata; è detto anche "compattezza trasversale";

•

$$R_L = \frac{X_L - \langle X_L \rangle}{\sigma_{X_L}}$$

, dove  $X_L^{-1}$  è il baricentro dei depositi di energia nelle quattro torri piú prossime; prende il nome di "compattezza longitudinale".

Tipicamente i tagli effettuati per separare gli elettroni sono (figura 2.14):

- $R_T > -1.6$ ;
- $-1.8 < R_L < 3.0$ ;
- $R_I > -2.5$ .

L'efficienza risultante è circa dell'80% [7].

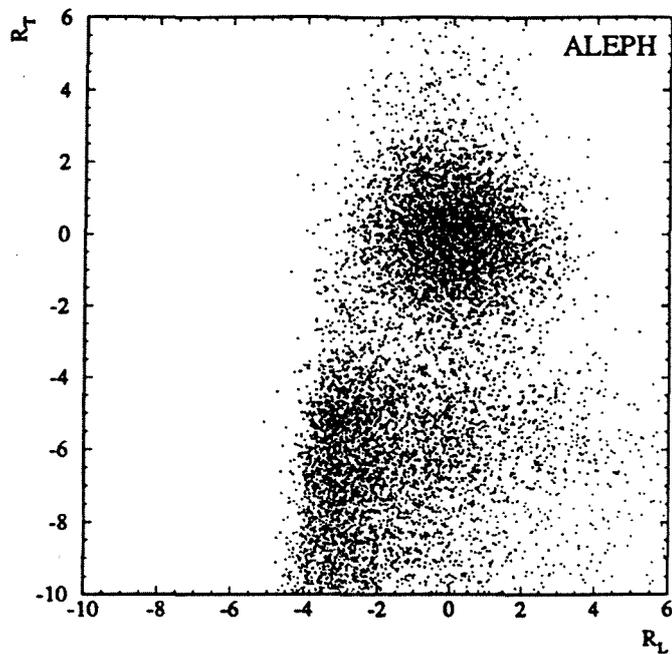


Figura 2.14: Distribuzione di  $R_T$  e  $R_L$  su elettroni ed adroni; i rispettivi contributi sono ben separati.

In fase di selezione degli eventi, però, sono stati adottati dei criteri diversi per avere un'efficienza di veto migliore sugli eventi Bhabha e quindi una purezza maggiore sul campione di eventi  $\tau^+\tau^-$  selezionati. Se chiamiamo  $D_{tf}$  la minima distanza fra la traccia estrapolata nell'ECAL e una zona inattiva dell'ECAL, una traccia carica viene identificata come un'elettrone quando:

- $p > 5 \text{ GeV}/c$  e

1.  $R_T > -5$  o  $D_{tf} < 3 \text{ cm}$ ; oppure

2.  $p > 41 \text{ GeV}/c$  e  $|R_L| < 2.5$ .

- $p < 5 \text{ GeV}/c$  e  $R_I > -3$ .

L'efficienza misurata su eventi Bhabha Monte Carlo è di  $(99.83 \pm 0.03)\%$ .

### 2.11.2 Muoni

Il riconoscimento dei muoni viene effettuato essenzialmente con due metodi: uno consiste nella ricerca di coordinate misurate nelle camere per muoni entro una certa distanza dall'estrapolazione di una traccia carica che abbia un impulso di almeno 3 GeV; tale distanza è solitamente il quadruplo della deviazione media calcolata tenendo conto della diffusione multipla nel materiale attraversato e sommata in quadratura con la risoluzione delle camere per muoni.

L'altro metodo, che risulta particolarmente utile quando un muone viene assorbito nell'HCAL, sfrutta i segnali digitali prodotti in HCAL dal passaggio di una particella carica, i quali devono essere distribuiti nel piano  $r - \phi$  coerentemente con l'ipotesi di particella che perda energia solo per ionizzazione (come ci si aspetta accada per i muoni). I segnali digitali vengono associati ad una traccia carica di impulso superiore a 1.5 GeV se sono contenuti entro un cono di ampiezza opportuna intorno alla direzione estrapolata nell'HCAL.

I due criteri possono o meno essere adottati contemporaneamente: nel caso in cui si richieda un buon segnale in HCAL e almeno una coordinata nelle camere per muoni, si trova un'efficienza media di  $(86.0 \pm 1.6)\%$ , quasi indipendente dall'impulso

(figura 2.15).

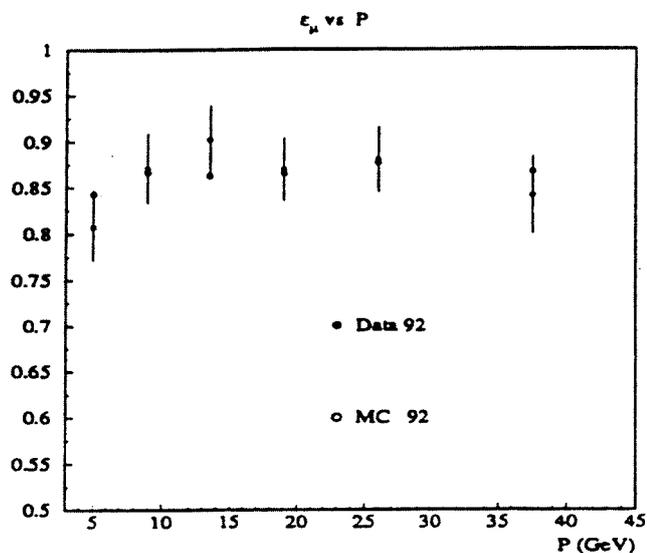


Figura 2.15: Efficienza di identificazione dei muoni nei dati e nel Monte Carlo del '92 in funzione dell'impulso.

Ai fini di questa analisi, è stato adottato un criterio di selezione molto blando, che richiede almeno un punto d'impatto nelle camere per muoni o una buona distribuzione dei segnali digitali; l'efficienza risulta di circa il 96%.

## 2.12 Simulazione degli eventi

La generazione di eventi Monte Carlo avviene in tre fasi:

- si genera la cinematica dell'evento: il numero ed il tipo di particelle prodotte nell'annichilazione elettrone-positrone, gli eventuali decadimenti di tali particelle, etc. Ovviamente l'accuratezza del generatore dipende, tra l'altro, dalle

conoscenze teoriche sul processo simulato e dall'ordine fino al quale si tiene conto delle correzioni radiative;

- si simula l'interazione con la materia che costituisce l'apparato;
- si simula la risposta di ciascun rivelatore.

Per generare gli eventi  $\tau^+\tau^-$  ed i successivi decadimenti è stato usato il programma KORALZ; esso simula il processo  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ , inclusa radiazione multipla nello stato iniziale e singola nello stato iniziale e nei prodotti di decadimento fino all'ordine  $\mathcal{O}(\alpha)$ , così come i principali canali di decadimento del  $\tau$ :  $e\nu\nu$ ,  $\mu\nu\nu$ ,  $\pi\nu$ ,  $\rho\nu$ ,  $K\nu$ ,  $K^*\nu$ ,  $a_1\nu$ ,  $4\pi\nu$ ,  $5\pi\nu$ ,  $6\pi\nu$ . Non riproduce la polarizzazione trasversa dei fermioni nello stato finale, ma solo quella longitudinale.

La simulazione dell'interazione con il materiale è compito di GEANT, un insieme di procedure preposte a descrivere una vasta gamma di processi: diffusione coulombiana, bremsstrahlung, creazione di coppie  $e^+e^-$ , sviluppo di sciame elettromagnetici, interazioni adroniche elastiche e anelastiche, decadimenti, etc.

Dei valori trovati da GEANT per la perdita di energia di una particella fa uso GALEPH, che produce di conseguenza la risposta dei vari rivelatori.

Per finire, l'evento viene registrato in modo del tutto compatibile al formato dei dati reali.

# Capitolo 3

## La tracciatura

### 3.1 Ricostruzione di tracce cariche

Per ricostruire la traiettoria delle tracce cariche che attraversano l'apparato vengono utilizzate le informazioni della TPC, della ITC e del VDET. Il punto di partenza dell'algoritmo usato è la ricostruzione di traiettorie elicoidali nella TPC [8].

I segnali provenienti dalle diverse *pad* della TPC vengono campionati ogni 80 ns e campioni sopra la soglia del rumore elettronico e contigui nel tempo sono raggruppati in impulsi. Gli impulsi vengono associati fra loro in "isole" quando appartengono a *pad* adiacenti della stessa riga e si sovrappongono temporalmente almeno in un intervallo di tempo; ogni impulso viene eventualmente diviso in sottoimpulsi nel caso in cui esso presenti più di un punto di massimo relativo, e sottoimpulsi appartenenti a *pad* adiacenti nella stessa riga e i cui punti di massimo siano molto prossimi nell'asse del tempo sono raggruppati in sottoisole. La coordinata  $z$  di una sottoisola si ottiene con una media dei tempi di campionamento pesata con la carica raccolta;

il risultato viene trasformato in una lunghezza sfruttando la relazione lineare tra tempo di deriva e lunghezza di deriva degli elettroni. Le coordinate  $r - \phi$  invece si ricavano mediando le posizioni delle *pad* appartenenti alla sottoisola, pesate con la carica raccolta. Infine, gli errori sulle coordinate vengono stimati in base alle larghezze e lunghezze quadratiche medie della sottoisola.

I parametri usati per determinare completamente un'elica sono (figura 3.1):

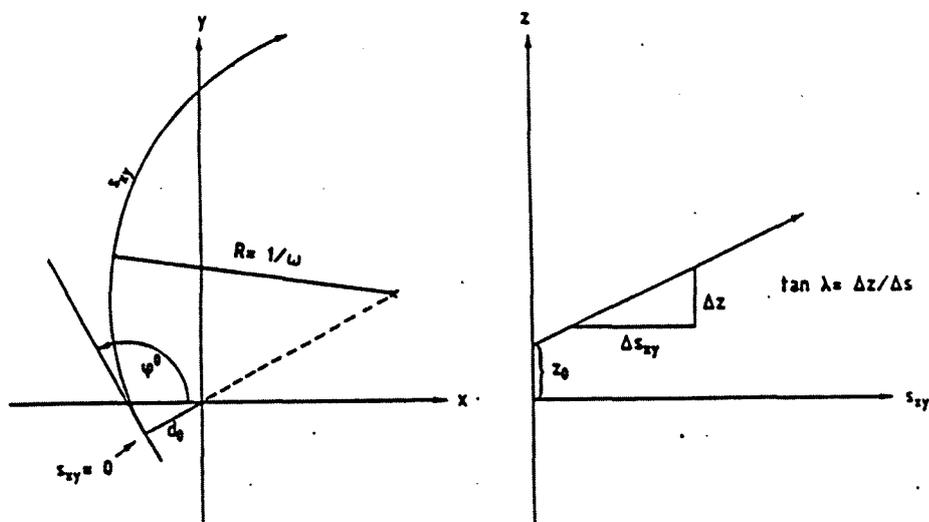


Figura 3.1: Definizione dei parametri dell'elica.

1.  $\omega =$  l'inverso del raggio di curvatura; il segno è positivo se nel piano  $r\phi$  la particella gira in senso antiorario, è negativo altrimenti;
2.  $\tan \lambda = \frac{dz}{ds_{xy}}$ , dove  $s_{xy}$  è la lunghezza dell'arco di elica tra un suo punto e quello di massimo avvicinamento all'asse  $z$ ;

3.  $\phi_0$  = angolo nel piano  $r\phi$  fra l'asse  $x$  e la tangente all'elica nel punto di massimo avvicinamento all'asse  $z$ ;
4.  $d_0$  = parametro d'impatto nel piano  $r\phi$ , avente il segno della proiezione sull'asse  $z$  del momento angolare della particella rispetto all'origine nel punto di massimo avvicinamento all'asse  $z$ ;
5.  $z_0$  = coordinata  $z$  del punto di massimo avvicinamento all'asse  $z$ .

L'algoritmo per la determinazione di traiettorie elicoidali, per sommi capi, è il seguente: a partire dalle righe di *pad* piú esterne si cercano 3 punti compatibili con l'ipotesi di appartenenza ad un'elica; con un fit si ricavano i 5 parametri dell'elica e, procedendo verso l'interno, si guarda se nella riga successiva c'è un punto vicino all'estrapolazione dell'elica; in caso affermativo questo si include nel fit e si ricalcolano i parametri; il processo si ripete fino a quando per due iterazioni successive non si trovano punti buoni. In questo modo si costruiscono delle "catene" di punti, che si suppone siano parti di traiettorie. A questo punto si cerca di combinare fra loro le catene che appartengono alla stessa elica, o meglio che hanno valori dei parametri molto simili, e si fa un fit su tutti i punti delle catene fra loro associate; in base al valore del  $\chi^2$  ottenuto si decide se buttare via fino a 2 punti, nel caso contribuiscano in modo pesante al  $\chi^2$ , o se cercare uno spigolo lungo la traiettoria (dovuto ad una diffusione a grande angolo). Il fit tiene conto negli errori sulle coordinate della diffusione multipla dovuta al gas della TPC.

Una volta eseguito il fit delle tracce nella TPC, quelle che ragionevolmente

provengono dalle vicinanze della zona di interazione vengono estrapolate nella ITC alla ricerca di coordinate prossime ad esse.

Si procede quindi all'extrapolazione nel VDET, che è affetta da una indeterminazione di circa  $100 \mu\text{m}$  rispetto ai  $\sim 10 \mu\text{m}$  di risoluzione del VDET: se piú punti d'impatto sul VDET entrano nell'extrapolazione, si cerca di sfruttare, se disponibile, l'informazione di entrambi gli strati, oppure di privilegiare la configurazione a cui corrisponde il minimo  $\chi^2$ .

Infine si effettua un fit globale su tutte le coordinate relative ad una traccia e si ricavano  $p_{\perp}$  e  $p$ .

### 3.2 Ricostruzione energetica

Dopo la ricostruzione delle tracce cariche si passa alla associazione delle misure di energia dai calorimetri con l'informazione proveniente dai rivelatori di tracciatura. Lo scopo è quello di definire il flusso energetico dell'evento (*Energy Flow*), cioè l'energia e l'impulso di tutte le particelle rivelate. Si classificano come oggetti di (*Energy Flow*) le tracce cariche e i depositi di energia nei calorimetri utilizzati nella ricostruzione energetica dell'evento.

Si parte dalla definizione di "oggetti calorimetrici", definiti come insiemi di tracce cariche e depositi energetici topologicamente connessi. Si identificano elettroni, muoni e fotoni, e le tracce e i depositi corrispondenti vengono tolti dall'oggetto; a questo punto quello che resta dovrebbe essere il contributo degli adroni; se definiamo

$E_{ECAL}$ ,  $E_{HCAL}$  e  $E_{ch}$  rispettivamente l'energia dei depositi restanti sul calorimetro elettromagnetico, sul calorimetro adronico e quella delle tracce cariche rimanenti, si definisce l'energia adronica neutra la quantità

$$E_{neutra} = E_{HCAL} + r E_{ECAL} - E_{ch}$$

dove  $r$  ( $\sim 1.3$ ) è il rapporto tra la risposta di ECAL per pioni e per elettroni.

### 3.3 Allineamento dei rivelatori

Una questione di importanza fondamentale quando si vogliono fare misure di posizione molto precise è il controllo sull'allineamento reciproco dei rivelatori usati per la tracciatura (VDET, ITC, TPC) e dei loro componenti; è evidente infatti che la precisione raggiungibile sui parametri delle tracce ricostruite sarà fortemente influenzata da tale fattore. Nel seguito si dà una descrizione sommaria delle tecniche adottate per determinare l'allineamento [9].

Innanzitutto è opportuno stabilire quale deve essere la precisione con cui si vuole sia noto l'allineamento dei rivelatori: supponiamo ad esempio che il non corretto allineamento di ITC e TPC rispetto al VDET non debba peggiorare la risoluzione sul parametro d'impatto di una traccia di più del 5%: da una semplice stima si ricava che la tolleranza sull'allineamento delle camere di tracciatura esterne è di circa  $85 \mu\text{m}$  nel piano  $rz$  e di circa  $40 \mu\text{m}$  nel piano  $r\phi$ . Tale stima è eseguita schematizzando le misure di tracciatura nella ITC e nella TPC con un unico punto, posto a distanza dall'asse pari alla media dei raggi delle misure reali pesati con le loro precisioni, e con

errore dato dalla combinazione dei singoli errori reali; facendo un fit con questo punto e due punti d'impatto sul VDET ed osservando la variazione del parametro d'impatto della traccia in funzione dello spostamento del punto dalla tracciatura esterna in direzione ortogonale a quella della traccia si deduce la tolleranza sull'allineamento.

Per quanto riguarda VDET, invece, è necessario che la posizione dei wafer di silicio sia nota entro una decina di  $\mu\text{m}$ , ed il loro orientamento entro 0.8 mrad. Altro fattore da tenere sotto controllo, specialmente per quanto riguarda la misura del parametro d'impatto nel piano  $rz$ , è la velocità di deriva nella TPC, che deve essere nota con un errore non superiore ad una parte su  $10^4$ .

La procedura di determinazione dell'allineamento si articola in più fasi. In essa si fa uso, in prima approssimazione, delle misure effettuate tramite metodi di natura ottica delle costanti di allineamento. In tabella 3.1 sono specificate le tolleranze costruttive sulla posizione dei rivelatori.

Posizione relativa settori TPC	50 $\mu\text{m}$
Posizione relativa <i>pad</i> TPC	60 $\mu\text{m}$
Distanza facce terminali TPC	500 $\mu\text{m}$
Posizione TPC-resto di ALEPH	1 mm
Posizione ITC-TPC	250 $\mu\text{m}$
Posizione relativa wafer in $r$	10 $\mu\text{m}$
Posizione relativa wafer in $z$ e $\phi$	2 $\mu\text{m}$

Tabella 3.1: Tolleranze meccaniche sulla posizione dei rivelatori di tracciatura.

La prima fase consiste nello studio della posizione dei tre rivelatori l'uno rispetto all'altro, trattandoli come corpi rigidi. A tale scopo si usano eventi di tipo  $Z^0 \rightarrow$

$\mu^+ \mu^-$  e  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ : le tracce ricostruite nella TPC vengono estrapolate nella ITC ed i punti di intersezione così ottenuti si confrontano con le posizioni dei punti d'impatto effettivamente misurati nella ITC; quindi si esprime lo scarto corrispondente in termini di deviazioni rispetto allo zero di cinque parametri di allineamento, di cui tre angolari, che descrivono l'orientamento relativo di ITC e TPC, e due traslazionali, che descrivono la posizione relativa dei centri geometrici dei rivelatori nel piano  $r\phi$ ; infine tramite un fit si trovano i migliori valori per tali parametri. Quindi la stessa cosa si fa per il VDET rispetto all'insieme ITC-TPC.

La seconda fase prevede l'allineamento relativo dei settori della TPC nel piano  $r\phi$ . Usando eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , le coordinate e l'angolo di rotazione dei settori nel piano  $r\phi$  si ricavano minimizzando le deviazioni in azimuth subite dalle tracce in corrispondenza delle discontinuità tra ITC, settori interni e settori esterni della TPC.

Nella terza fase vanno allineati i wafer del VDET. Una prima misura viene effettuata prima del montaggio del VDET con un microscopio, con una precisione di  $10 \mu\text{m}$  in direzione radiale e di  $2 \mu\text{m}$  nelle altre direzioni. Successivamente si usano delle tecniche che prescindono quanto più possibile dell'informazione proveniente dalla ITC e dalla TPC; questo perché il VDET è di gran lunga il rivelatore più preciso, e quindi gli effetti sistematici dovuti ai rivelatori esterni influenzerebbero fortemente l'allineamento. Tali tecniche sono dette dei "residui vincolati", che possono essere "singoli" o "doppi". Esse sono altrettanto valide nelle proiezioni  $r\phi$  ed

---

<sup>1</sup>Questi eventi sono particolarmente adatti a studi di allineamento, in quanto i  $\mu$  prodotti hanno il minimo di interazioni secondarie, sono collineari e hanno impulso massimo.

rz.

Nel primo caso, le tracce (sempre da eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ) con due punti d'impatto nel VDET vengono ricostruite usando la posizione di uno dei punti e il raggio di curvatura e la direzione ottenuti dalla ricostruzione nei rivelatori esterni, e si calcola il residuo rispetto all'altro punto. In questo modo si ricava la posizione relativa di wafer adiacenti (quando la traccia passa nella loro zona di sovrapposizione e genera un punto in ciascuno), di wafer in strati diversi (quando la traccia li attraversa entrambi) e di wafer diametralmente opposti (facendo un fit di entrambe le tracce dei muoni ad un'unica elica, cosa possibile se si tiene conto che, con buona approssimazione, i due muoni hanno energia uguale e nota e direzioni di emissione opposte).

Nel secondo caso, le tracce devono avere almeno tre punti d'impatto nel VDET: con due di essi e prendendo solo il raggio di curvatura dalla tracciatura esterna si possono calcolare tutti i parametri della traccia, e il residuo rispetto al terzo punto. Il vantaggio è che con il VDET si determina anche la direzione delle tracce e quindi il risultato è ancora meno sensibile alla tracciatura esterna.

Nella quarta fase i settori della TPC vengono allineati nella direzione longitudinale. Usando eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , le due tracce vengono ricostruite come un'unica traccia (di impulso pari all'energia dei fasci) solo con l'informazione proveniente dal VDET e dalla ITC. In particolare, l'angolo polare delle tracce si ricava soltanto dal VDET, che è il rivelatore con la migliore risoluzione lungo  $z$ . Sfruttando tutte le costanti di allineamento precedentemente determinate, si minimizza per ogni set-

tore della TPC il residuo tra la coordinata  $z$  misurata da esso e quella ottenuta estrapolando la traccia ricostruita.

Tutto il procedimento viene ripetuto un'altra volta, utilizzando come valori di partenza per le costanti di allineamento quelle così calcolate. Alla fine la risoluzione del VDET risulta pari a  $12 \mu\text{m}$  per tracce ad incidenza normale, e quella sull'impulso delle tracce ricostruite da tutti e tre i rivelatori è (vedi figura 3.2)

$$\Delta p/p^2 = 0.6 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

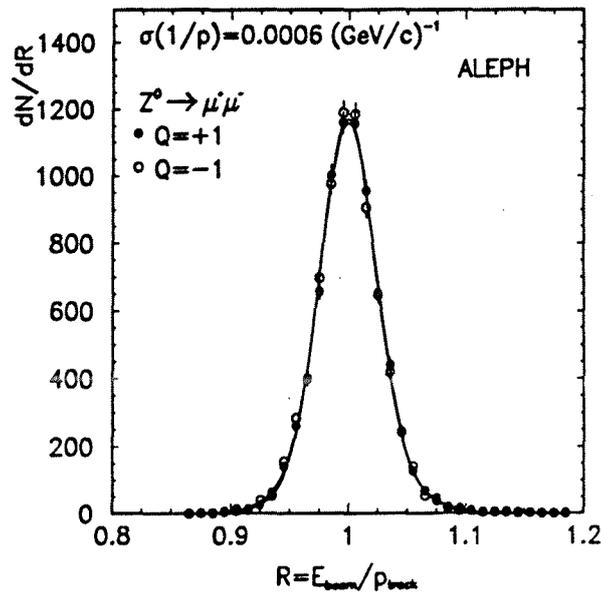


Figura 3.2: Rapporto tra energia dei fasci e impulso misurato di muoni da eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

Particolarmente importante per l'analisi qui presentata è la risoluzione sui parametri d'impatto delle tracce. L'argomento verrà trattato in dettaglio nel paragrafo seguente. Qui basti dire che, ai fini della determinazione delle prestazioni dell'apparato, sono stati usati eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Se  $d_0$  è, come al solito, la distanza di minimo avvicinamento di una traccia all'asse dei fasci, e  $z_0$  la coordinata  $z$  del punto di una traccia più prossimo all'asse dei fasci, le larghezze delle distribuzioni  $\Sigma d_0$  e  $\Delta z_0 \cos \lambda$  divise per  $\sqrt{2}$  (figure 3.3 e 3.4) sono proprio le risoluzioni sui parametri d'impatto rispettivamente nei piani  $r\phi$  ( $25 \mu\text{m}$ ) e  $rz$  ( $29 \mu\text{m}$ ). È interessante confrontare tali valori con quelli che si avrebbero in assenza del VDET:  $107 \mu\text{m}$  in  $r\phi$  e  $820 \mu\text{m}$  in  $rz$ .

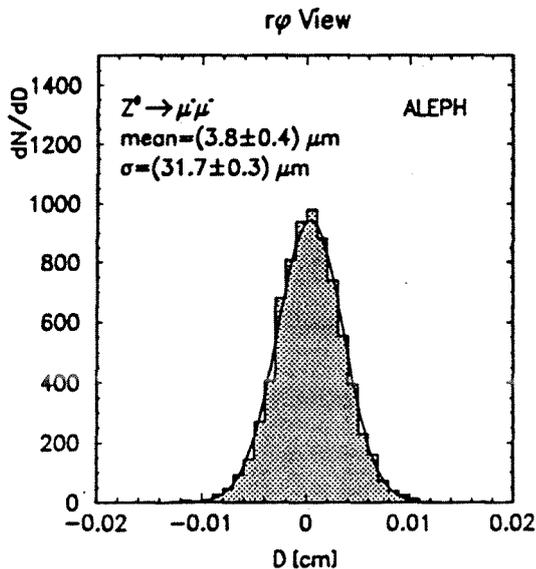


Figura 3.3: Distribuzione di  $\Sigma d_0$  per eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

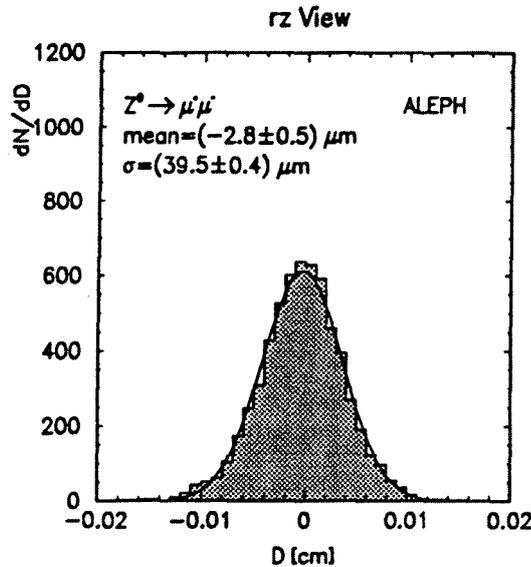


Figura 3.4: Distribuzione di  $\Delta z_0 \cos \lambda$  per eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

### 3.4 La risoluzione sul parametro di impatto

Come vedremo nel capitolo 5, nel metodo utilizzato in questa analisi per determinare la vita media del  $\tau$  è essenziale una stima precisa dell'errore sulla misura del parametro d'impatto delle tracce cariche sia sui dati che sul Monte Carlo. Lo scopo è quello di ottenere per la quantità  $\delta = d_{01} + d_{02}$ , la somma dei parametri di impatto delle particelle in cui sono decaduti i due  $\tau$ , una funzione di risoluzione,  $g(\delta - \delta')$ , che esprima la probabilità della somma dei parametri d'impatto veri  $(\delta')$ <sup>2</sup> nota quella dei parametri di impatto misurati ( $\delta$ ), a partire dalla conoscenza dell'errore su  $\delta$ . Vedremo che tale funzione non potrà essere approssimata ad una gaussiana.

<sup>2</sup>La  $\delta'$  è ottenibile dalla verità del Monte Carlo su eventi  $\tau^+ \tau^-$ , mentre è per definizione uguale a zero su eventi a vita media nulla ( $\mu^+ \mu^-$ , Bhabha,  $\gamma\gamma$ ,  $q\bar{q}$ ).

L'errore sul parametro d'impatto può essere valutato studiando la distribuzione della somma dei  $d_0$  per eventi a vita media nulla, come ad esempio  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ ,  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ ,  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ , sia sui dati che sul Monte Carlo. In questo modo è stato osservato che l'errore calcolato nel fit delle tracce sottostima in generale quello reale.

Nel seguito verrà descritto in dettaglio il procedimento tramite il quale sono state determinate le correzioni da apporre all'errore stimato dal fit e la parametrizzazione della funzione  $g$ .

### 3.4.1 Parametrizzazione dell'errore di tracciatura

L'errore sulla misura del parametro d'impatto  $d_0$  è dovuto essenzialmente a due sorgenti indipendenti: la risoluzione intrinseca dell'apparato e l'effetto della diffusione multipla e delle interazioni secondarie.

Come è noto, la diffusione multipla di una particella carica che attraversa un mezzo materiale è l'effetto delle interazioni coulombiane con i nuclei atomici. Sebbene normalmente si usi approssimare la distribuzione dell'angolo di diffusione con una gaussiana, sono presenti in realtà delle code dovute a diffusioni coulombiane a grande angolo (oltre che al bremsstrahlung per gli elettroni e alla diffusione elastica adronica per gli adroni). Nell'approssimazione gaussiana l'angolo di diffusione quadratico medio è pari a

$$\theta_0 = \frac{14.1 \text{ MeV}/c}{p\beta} Z_{inc} \sqrt{L/L_R} \left[ 1 + \frac{1}{9} \log_{10}(L/L_R) \right] \propto \frac{\sqrt{L}}{p} \quad (3.1)$$

dove  $p$  e  $\beta$  ( $\sim 1$  alle energie in gioco) sono l'impulso e la velocità della particella,  $Z_{inc}$  la sua carica e  $L/L_R$  lo spessore di materiale attraversato in lunghezze di radiazione. Se una traccia proveniente dalla zona di interazione e con angolo polare  $\theta$  subisce una diffusione multipla ad una distanza  $a$  dall'asse dei fasci, la variazione media del suo parametro d'impatto sarà  $\Delta d_0 \sim (a/\sin \theta)\theta_0$ .

Poiché lo spessore di materiale attraversato da una particella è proporzionale a  $1/\sin \theta$ , sarà  $\Delta d_0 \propto 1/(p \sin^{\frac{3}{2}} \theta)$ , e quindi è ragionevole supporre che per l'errore sul  $d_0$  valga l'equazione

$$\sigma_{d_0}^2 = \sigma_0^2 + \frac{\sigma_{ms}^2}{p^2 \sin^3 \theta} \quad (3.2)$$

dove  $\sigma_0$  rappresenta la risoluzione intrinseca; entrambi i parametri dipenderanno in generale dal numero di coordinate misurate dal VDET (nella selezione sarà richiesto che le tracce abbiano almeno una coordinata misurata nella proiezione  $r\phi$ ).

Siccome la risoluzione della tracciatura è dominata dal rivelatore di vertice, è opportuno suddividere le tracce di cui si misura il  $d_0$  in tre classi, a cui corrispondono diversi valori della risoluzione:

1. la traccia ha coordinate in  $r\phi$  in entrambi gli strati del VDET;
2. la traccia ha una coordinata in  $r\phi$  solo nello strato interno;
3. la traccia ha una coordinata in  $r\phi$  solo nello strato esterno.

In tabella 3.2 sono riportate le popolazioni delle tre classi su eventi  $\tau^+\tau^-$  con topologia 1-1 (vedi capitolo seguente) dai dati e dal Monte Carlo; siccome l'accettanza dello

strato interno contiene strettamente quella dello strato esterno, la classe 3 è la meno popolata ed è dovuta soltanto all'inefficienza del VDET. Per quanto riguarda l'errore

Classe	Dati		MC	
	eventi	%	eventi	%
1	14326	66.2 ± 0.3	45056	66.7 ± 0.2
2	5799	26.8 ± 0.3	17809	26.4 ± 0.2
3	1533	7.1 ± 0.2	4651	6.9 ± 0.1
totale	21658		67516	

Tabella 3.2: Numero di  $\tau$  appartenenti a ciascuna configurazione di coordinate nel VDET in eventi  $\tau^+\tau^-$  con topologia 1-1.

sulla somma dei  $d_0$  delle due tracce di decadimento dei  $\tau$ , se definiamo l'impulso efficace  $P_{ms}$  come

$$P_{ms} = \left( \frac{1}{p_1^2 \sin^3 \theta_1} + \frac{1}{p_2^2 \sin^3 \theta_2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.3)$$

dall'equazione (3.2) si ottiene:

$$\sigma_\delta^2 = \sigma_0^2 + \frac{\sigma_{ms}^2}{P_{ms}^2} \quad (3.4)$$

dove  $\delta = d_{01} + d_{02}$ ,  $\sigma_\delta$  è l'errore su  $\delta$ , e  $p_1$  e  $p_2$  sono gli impulsi delle tracce.

Per dimostrarlo, basta sommare in quadratura gli errori sui  $d_0$ : nel caso in cui la traccia 1 sia nella classe  $i$  e la traccia 2 nella classe  $j$  avremo:

$$\begin{aligned} \sigma_\delta^2 &= \sigma_{d_{01}}^2 + \sigma_{d_{02}}^2 = \\ &= \sigma_{0,i}^2 + \sigma_{0,j}^2 + \frac{\sigma_{ms,i}^2}{p_1^2 \sin^3 \theta_1} + \frac{\sigma_{ms,j}^2}{p_2^2 \sin^3 \theta_2} = \\ &= \sigma_{0,i}^2 + \sigma_{0,j}^2 + \frac{p_2^2 \sigma_{ms,i}^2 \sin^3 \theta_2 + p_1^2 \sigma_{ms,j}^2 \sin^3 \theta_1}{p_1^2 p_2^2 \sin^3 \theta_1 \sin^3 \theta_2} \frac{p_1^2 \sin^3 \theta_1 + p_2^2 \sin^3 \theta_2}{p_1^2 \sin^3 \theta_1 + p_2^2 \sin^3 \theta_2} \\ \sigma_\delta^2 &= \sigma_{0,i}^2 + \sigma_{0,j}^2 + \frac{(p_2^2 \sigma_{ms,i}^2 \sin^3 \theta_2 + p_1^2 \sigma_{ms,j}^2 \sin^3 \theta_1)}{p_1^2 \sin^3 \theta_1 + p_2^2 \sin^3 \theta_2} P_{ms}^{-2} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Se si prende la media dell'equazione (3.5) al variare degli impulsi e a  $P_{ms}$  fissato, presumendo che gli impulsi e gli angoli polari delle due tracce siano distribuiti nello stesso modo, avremo

$$\left\langle \frac{p_1^2 \sin^3 \theta_1}{p_1^2 \sin^3 \theta_1 + p_2^2 \sin^3 \theta_2} \right\rangle = \left\langle \frac{p_2^2 \sin^3 \theta_2}{p_1^2 \sin^3 \theta_1 + p_2^2 \sin^3 \theta_2} \right\rangle = \frac{1}{2} \quad (3.6)$$

e quindi

$$\sigma_s^2 = \sigma_{0,i}^2 + \sigma_{0,j}^2 + \frac{1}{2}(\sigma_{ms,i}^2 + \sigma_{ms,j}^2) \frac{1}{P_{ms}^2} \equiv \sigma_0^2 + \frac{\sigma_{ms}^2}{P_{ms}^2} \quad (3.7)$$

La validità della (3.6) è stata verificata sugli eventi utilizzati.

Per determinare le quantità  $\sigma_{0,i}$  e  $\sigma_{ms,i}$  sono stati suddivisi gli eventi in tre gruppi:

- entrambe le tracce hanno coordinate nei due strati di VDET;
- una delle tracce ha coordinate in tutti e due gli strati e l'altra solo in quello interno;
- una delle tracce ha coordinate in tutti e due gli strati e l'altra solo in quello esterno.

La misura di  $\sigma_s$  su ognuno di questi gruppi per diversi valori di  $P_{ms}$  consente di ricavare rispettivamente

$$\sigma_{0,1}^2, \quad \sigma_{ms,1}^2 \quad (3.8)$$

$$\sigma_{0,1}^2 + \sigma_{0,2}^2, \quad \sigma_{ms,1}^2 + \sigma_{ms,2}^2 \quad (3.9)$$

$$\sigma_{0,1}^2 + \sigma_{0,3}^2, \quad \sigma_{ms,1}^2 + \sigma_{ms,3}^2 \quad (3.10)$$

$$(3.11)$$

e con semplici calcoli le quantità cercate.

Quanto detto era riferito all'errore reale su  $\delta$  (oppure alla larghezza della distribuzione di  $\delta$  su eventi a vita media nulla), ma lo stesso tipo di parametrizzazione sarà assunto essere corretto anche per l'errore stimato dal fit sulle tracce. Scriveremo quindi

$$\sigma_{ed0,i}^2 = \sigma_{e0,i}^2 + \frac{\sigma_{cms,i}^2}{p^2 \sin^3 \theta} \quad (3.12)$$

in cui  $\sigma_{ed0,i}^2$  è il valor medio delle varianze calcolate dal fit su tracce nella classe  $i$  ed impulso  $p$ . Naturalmente questo si applica nello stesso modo ai dati e al Monte Carlo, sebbene cambino i valori numerici dei coefficienti.

### 3.4.2 Code non gaussiane nella distribuzione di $\Sigma d_0$

In quanto esposto si è ipotizzato che gli errori sui  $d_0$  e quindi su  $\delta$  siano gaussiani: in realtà ciò non è esatto, come è già stato detto. Nel grafico di  $(\delta - \delta')/\sigma_{\delta fit}$  su eventi  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo (figura 3.5) si osserva infatti la presenza di un nucleo centrale, che contiene la gran parte degli eventi e comunque non gaussiano (ai lati scende a zero troppo lentamente), e di code molto poco popolate ma estese fino agli estremi dell'intervallo di variabilità definito nella selezione. Se poi si guardano le distribuzioni di  $(\delta - \delta')/\sigma_{\delta fit}$  per diversi canali di decadimento (figura 3.5), appare che la larghezza del nucleo centrale è significativamente maggiore per decadimenti in elettroni, mentre è quasi identica per decadimenti in muoni e in adroni; le code, invece, sono quasi assenti nel caso di muoni e piuttosto pronunciate per adroni. Da notare che se gli errori fossero gaussiani e ben stimati dal fit sulle tracce, tali

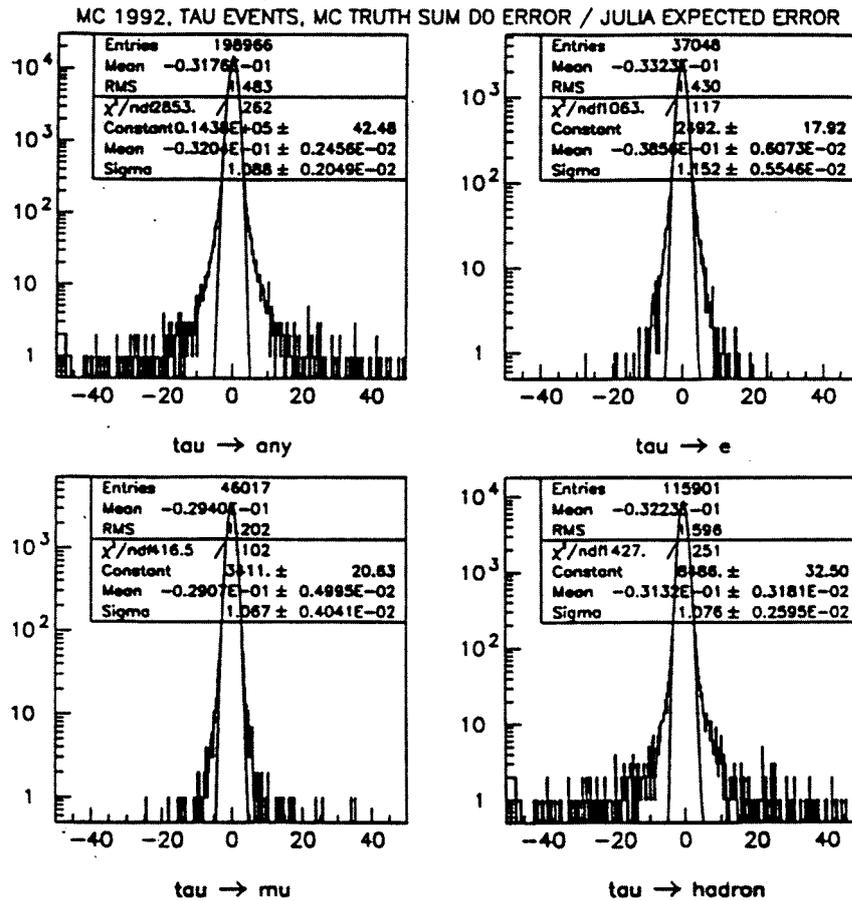


Figura 3.5: Distribuzione di  $(\delta - \delta')/\sigma_{\delta fit}$  su eventi  $\tau^+\tau^-$  MC: in ordine, tutti i decadimenti, decadimenti in elettroni, muoni ed adroni.

distribuzioni avrebbero deviazione standard pari a 1.

Sorge quindi la necessità di definire in modo opportuno le  $\sigma_\delta$  che compaiono nelle equazioni così da tener conto della natura non gaussiana delle distribuzioni.

Si è ritenuto adeguato descrivere le distribuzioni di  $\delta$  come la somma di due gaussiane, delle quali una ha una larghezza tripla rispetto a quella dell'altra, per il nucleo centrale, più una terza gaussiana molto più larga, che rappresenta le code. I

parametri delle tre gaussiane vengono determinati nel seguente modo:

1. si fa un fit gaussiano della distribuzione osservata e si chiama  $\sigma_\delta^2$  la varianza della gaussiana;
2. troncando la distribuzione tra  $\pm 10\sigma_\delta$ , si calcola la normalizzazione di una seconda gaussiana, avente larghezza  $3\sigma_\delta$ , rispetto alla prima, a cui viene sommata: in altre parole, se

$$g_{10}(\delta) = (1 - a)g_1(\delta) + ag_2(\delta)$$

ne segue che

$$\sigma_{10}^2 = (1 - a)\sigma_1^2 + a\sigma_2^2$$

dove  $g_{10}$  è la distribuzione di  $\delta$  troncata,  $\sigma_{10}$  la sua deviazione standard,  $\sigma_1 = \sigma_\delta$  e  $\sigma_2 = 3\sigma_\delta$ , e si ricava  $a$ ;

3. si determinano larghezza ( $\sigma_b$ ) e normalizzazione della terza gaussiana in modo da riprodurre per la combinazione delle tre gaussiane, scritta come segue:

$$g(\delta) = (1 - b)[(1 - a)g_1(\delta) + ag_2(\delta)] + bg_3(\delta) \quad (3.13)$$

la larghezza dell'intera distribuzione ed il numero di eventi osservati oltre  $10\sigma_\delta$ .

I parametri che definiscono la distribuzione di  $\delta$  su eventi a vita media nulla, o quella di  $\delta - \delta'$  per eventi  $\tau^+ \tau^-$  sono quindi  $a$ ,  $b$  e  $\sigma_b/\sigma_\delta$ .

### 3.4.3 L'algoritmo di correzione

A questo punto è possibile descrivere passo passo il procedimento per ottenere la funzione di risoluzione  $g(\delta - \delta')$ , dove  $\delta'$  è il valore vero della somma dei parametri di impatto, che verrà usata nel fit da cui si estrarrà la vita media del  $\tau$ .

1. Sugli eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$  (figura 3.6) si misura  $\sigma_\delta$  per vari valori

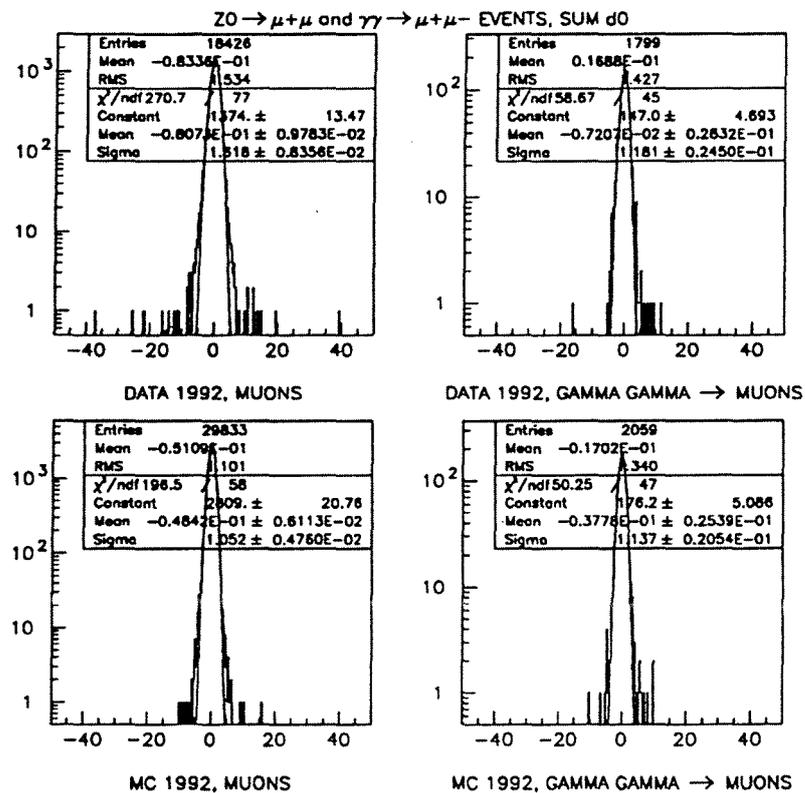


Figura 3.6: Distribuzione di  $\delta/\sigma_{fit}$  su eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ : si noti come la  $\sigma$  gaussiana sia maggiore di 1.

di  $P_{ms}$  e, con un fit sull'equazione (3.7), si estraggono i valori di  $\sigma_{0,i}$  e  $\sigma_{ms,i}$  per ogni classe (figura 3.7). Nello stesso modo si ricavano le costanti  $\sigma_{e0,i}$  e  $\sigma_{ems,i}$

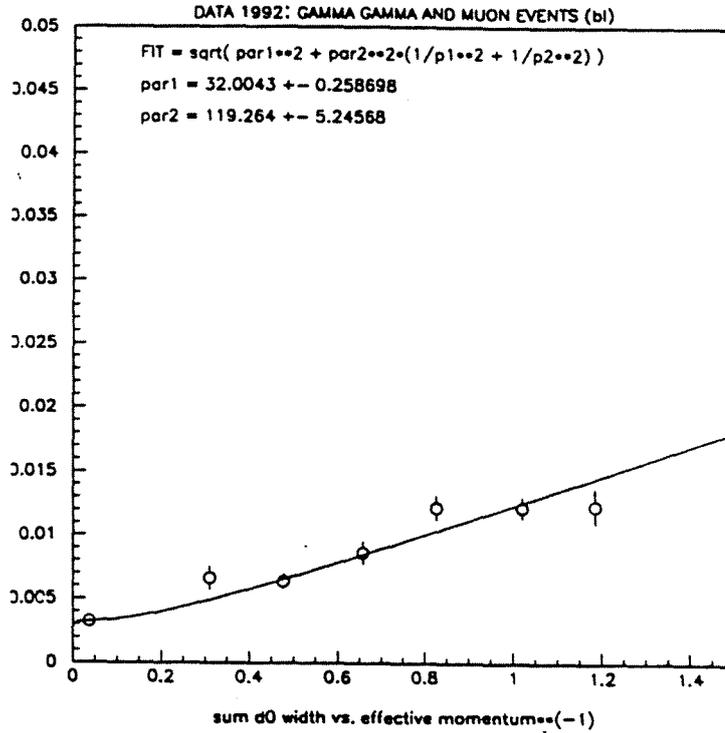


Figura 3.7:  $\sigma_{d0}^2$  in funzione di  $P_{ms}$  su eventi  $\mu^+\mu^-$  dai dati con entrambe le tracce aventi 2 coordinate in VDET.

(figura 3.8). I risultati dei fit relativi ai dati sono riportati in tabella 3.3.

A questo punto si può correggere l'errore stimato dal processo di fit della traccia nella ricostruzione con la formula

$$\sigma_{d0,i}^2 \text{ corr} = \frac{\sigma_{0,i}^2 + \sigma_{ms,i}^2/p^2 \sin^3 \theta}{\sigma_{e0,i}^2 + \sigma_{ems,i}^2/p^2 \sin^3 \theta} \sigma_{d0,i}^2 \text{ fit} \quad (3.14)$$

2. Il procedimento al punto 1 viene iterato, ma senza distinguere gli eventi per numero di coordinate nel VDET ed usando una formula simile alla (3.14)

	due strati	strato interno	stato esterno
$\sigma_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$22.63 \pm 0.18$	$25.0 \pm 1.2$	$38.6 \pm 1.4$
$\sigma_{ms}$ ( $\mu\text{m}/\text{GeV}/c$ )	$119.3 \pm 5.2$	$168 \pm 22$	$288 \pm 43$
$\sigma_{e0}$ ( $\mu\text{m}$ )	$17.688 \pm 0.019$	$17.21 \pm 0.11$	$26.97 \pm 0.15$
$\sigma_{ems}$ ( $\mu\text{m}/\text{GeV}/c$ )	$115.8 \pm 1.4$	$126.0 \pm 6.4$	$202.9 \pm 9.7$

Tabella 3.3: Coefficienti di correzione ottenuti su eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$  dai dati.

dove al posto dell'errore dal fit sulla traccia compare l'errore corretto come al punto 1 (figura 3.9). Ci si aspetta (ed in effetti è così, cfr. tabella 3.4) che questa ulteriore correzione abbia un effetto molto ridotto su eventi  $\mu^+\mu^-$ . Su eventi Bhabha e  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ , invece, l'effetto è più vistoso, a causa del

	elettroni	muoni
$\sigma_0$ ( $\mu\text{m}$ )	$28.14 \pm 0.21$	$24.96 \pm 0.16$
$\sigma_{ms}$ ( $\mu\text{m}/\text{GeV}/c$ )	$144.1 \pm 5.2$	$149.3 \pm 3.8$
$\sigma_{e0}$ ( $\mu\text{m}$ )	$25.048 \pm 0.041$	$24.826 \pm 0.035$
$\sigma_{ems}$ ( $\mu\text{m}/\text{GeV}/c$ )	$152.8 \pm 2.5$	$159.5 \pm 1.7$

Tabella 3.4: Coefficienti relativi ai dati della correzione globale su eventi con  $\mu^+\mu^-$  e  $e^+e^-$  nello stato finale.

bremsstrahlung. I coefficienti ottenuti su elettroni e muoni vengono mediati pesandoli con la frazione di decadimenti di  $\tau$  in elettroni e in tutto il resto (muoni+adroni) nei campioni di  $\tau$  dai dati e dal Monte Carlo.

Quanto fatto fino a questo punto deve essere eseguito separatamente su eventi dai dati e su eventi di Monte Carlo; la ragione è che il fit che faremo per estrarre la vita media del  $\tau$  va effettuato sia sui dati, sia sul Monte Carlo e

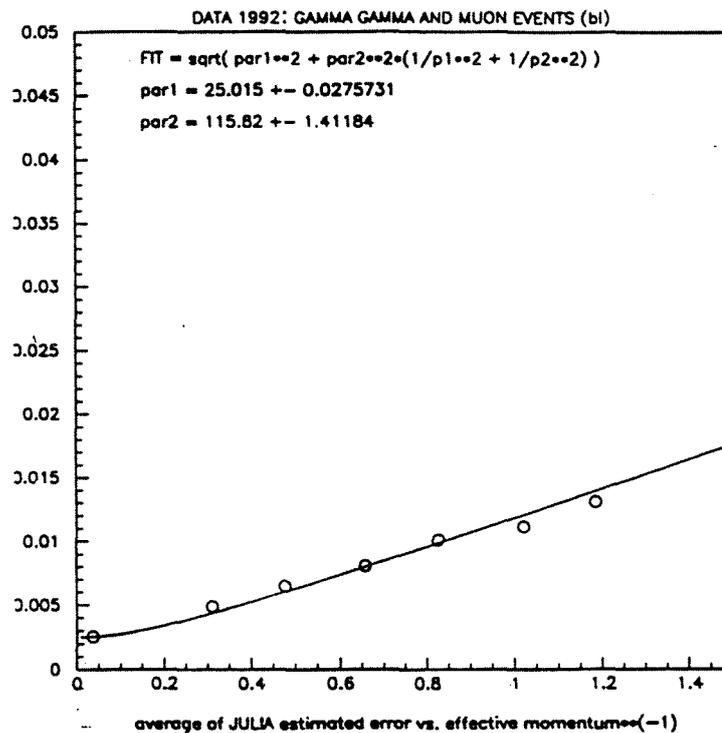


Figura 3.8:  $\sigma_{ed0}^2$  in funzione di  $p$  su eventi  $\mu^+\mu^-$  dai dati con entrambe le tracce aventi 2 coordinate in VDET.

non è detto che sui due campioni la risoluzione sul  $d_0$  sia la stessa. In figura 3.10 vediamo come la distribuzione di  $(\delta - \delta')/\sigma_{d0corr}$  abbia una larghezza gaussiana compatibile con 1, dimostrando che il procedimento di correzione riproduce esattamente l'errore di tracciatura (a parte le code).

3. Si determinano i parametri delle code ( $a, b, \sigma_b/\sigma_\delta$ ) sulla distribuzione di  $(\delta - \delta')/\sigma_{d0corr}$  dagli eventi  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo, e vengono usati per tutti i fit di vita media (sia su dati sia su MC) (tabella 3.5).

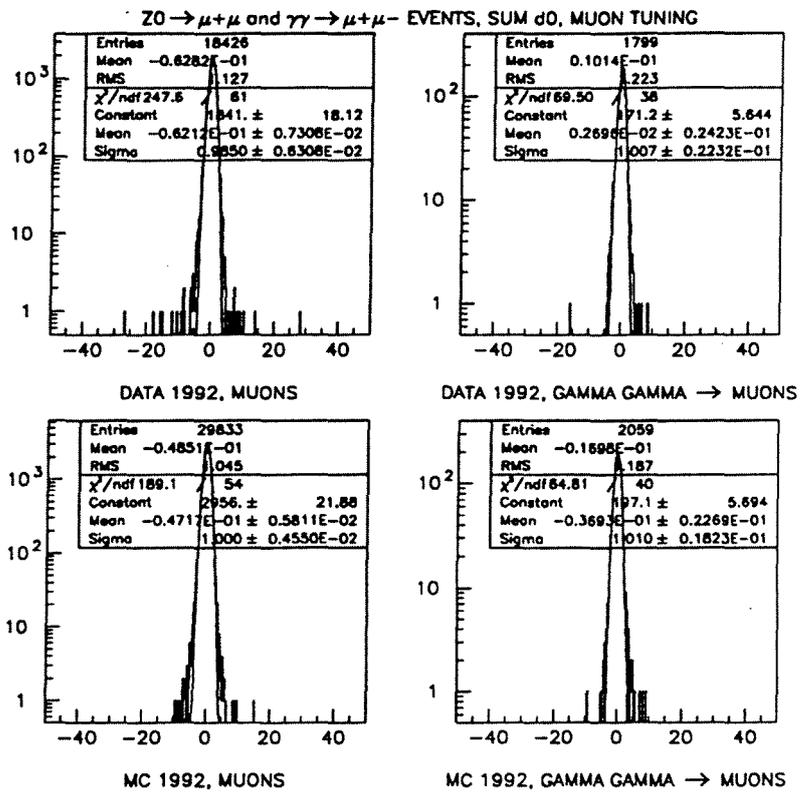


Figura 3.9: Distribuzione di  $\delta/\sigma_{\delta_{corr}}$ : si noti come la  $\sigma$  gaussiana sia quasi 1.

Con ciò abbiamo costruito la funzione  $g(\delta - \delta')$ , che per ogni evento dipende dall'errore stimato dal fit sulle tracce, dall'impulso delle tracce e dal loro angolo polare. In figura 3.11 si vede la distribuzione di  $(\delta - \delta')/\sigma_{\delta_{corr}}$  e sovrapposta ad essa il fit con le tre gaussiane.

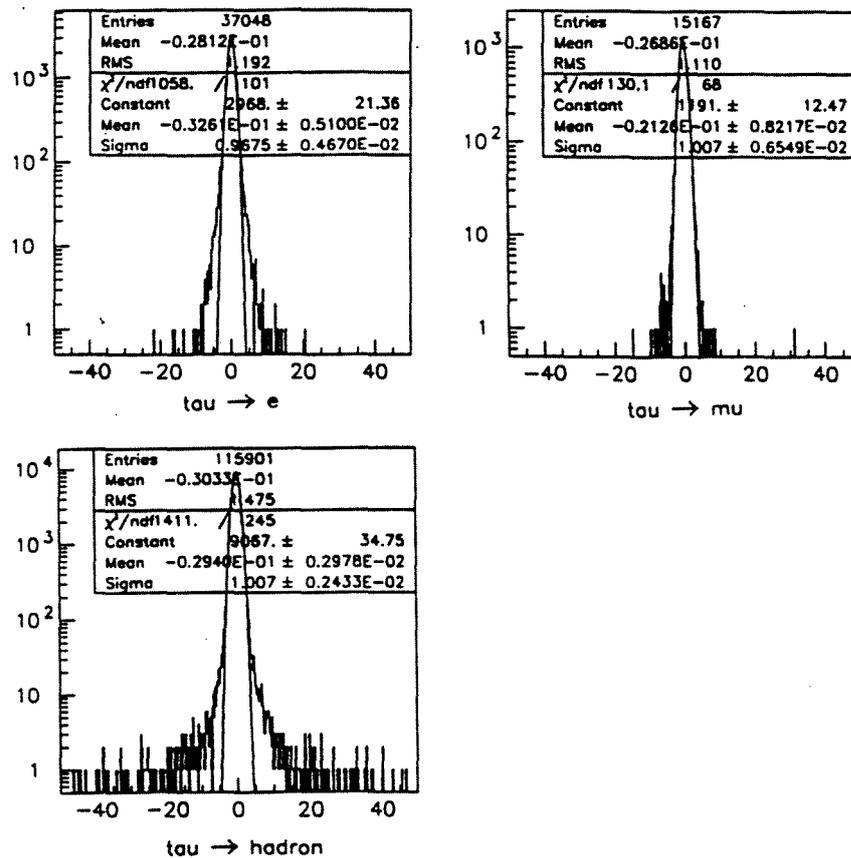


Figura 3.10: Distribuzione di  $(\delta - \delta') / \sigma_{\delta_{corr}}$  su eventi  $\tau^+ \tau^-$  Monte Carlo; le larghezze gaussiane sono ora molto piú vicine all'unità.

### 3.4.4 Accuratezza della simulazione delle code

Dato che i parametri delle code sono stati determinati solo su eventi di Monte Carlo, è necessario investigare con quale accuratezza il Monte Carlo è in grado di riprodurre le distribuzioni osservate nei dati.

Vengono misurate a questo scopo alcune quantità, estratte dalle distribuzioni di  $\delta / \sigma_{\delta_{corr}}$  su eventi a vita media nulla:

$a$	$0.00344 \pm 0.00014$
$b$	$0.0036 \pm 0.0011$
$\sigma_b/\sigma_\delta$	$12 \pm 1.8$

Tabella 3.5: Parametri delle code ottenuti da un fit sulla distribuzione di  $(\delta - \delta')/\sigma_{\delta corr}$  sugli eventi  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo.

- $N_\delta$ , il numero di eventi entro  $3 \sigma_\delta$ ; si può pensare come il numero di eventi nel nucleo della distribuzione;
- $N_{10}$ , il numero di eventi entro  $10 \sigma_\delta$ ;
- $\sigma_{10}$ , la deviazione standard della distribuzione troncata a  $10 \sigma_\delta$ ;
- $N$ , il numero totale di eventi;
- $\sigma$ , la deviazione standard dell'intera distribuzione.

Da tali quantità possiamo definire, per meglio descrivere il contributo delle code:

- $\frac{N_{10}-N_\delta}{N}$ , ossia la frazione di eventi tra  $3$  e  $10 \sigma_\delta$ ;
- $\frac{N-N_{10}}{N}$ , ossia la frazione di eventi oltre  $10\sigma_\delta$ ;
- $\frac{\sigma_{10}-\sigma_\delta}{\sigma_\delta}$ , ossia il contributo alla deviazione standard degli eventi tra  $3$  e  $10 \sigma_\delta$  in frazioni di  $\sigma_\delta$ ;
- $\frac{\sigma-\sigma_{10}}{\sigma_\delta}$ , ossia il contributo alla deviazione standard degli eventi oltre  $10 \sigma_\delta$  in frazioni di  $\sigma_\delta$ .

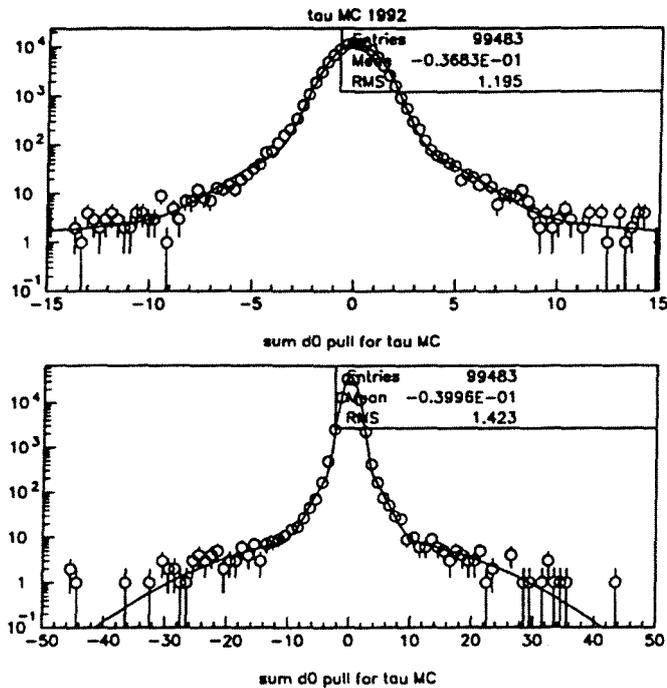


Figura 3.11: Distribuzione di  $(\delta - \delta_-)/\sigma_{\delta_{corr}}$  su eventi  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo (a) tra  $\pm 15$  e (b) tra  $\pm 50$ .

I valori di alcune di queste grandezze su dati e Monte Carlo con le rispettive differenze sono riportati nelle tabelle 3.6 e 3.7, per vari tipi di eventi.

Particolarmente delicato è il caso dei decadimenti in adroni: infatti la necessità di usare eventi  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ , che contengono un grande numero di tracce cariche (e non soltanto due, come per gli altri tipi di eventi usati), richiede una definizione opportuna del parametro d'impatto, oltre ad un insieme di tagli di selezione adeguato.

A questo fine viene utilizzato il programma QIPBTAG, messo a punto dalla

collaborazione ALEPH, e che è stato concepito per l'identificazione di eventi adronici con produzione di quark  $b$  [11].

In breve, dato un getto adronico si determina il vertice primario e l'impulso totale del getto, la cui direzione definisce l'asse del getto. Per ogni traccia del getto si calcola il parametro d'impatto, definito come la distanza nel piano  $r\phi$  del vertice primario dall'estrapolazione lineare della traccia al punto piú vicino all'asse del getto (figura 3.12); il segno del parametro d'impatto si prende positivo se la traccia ha il

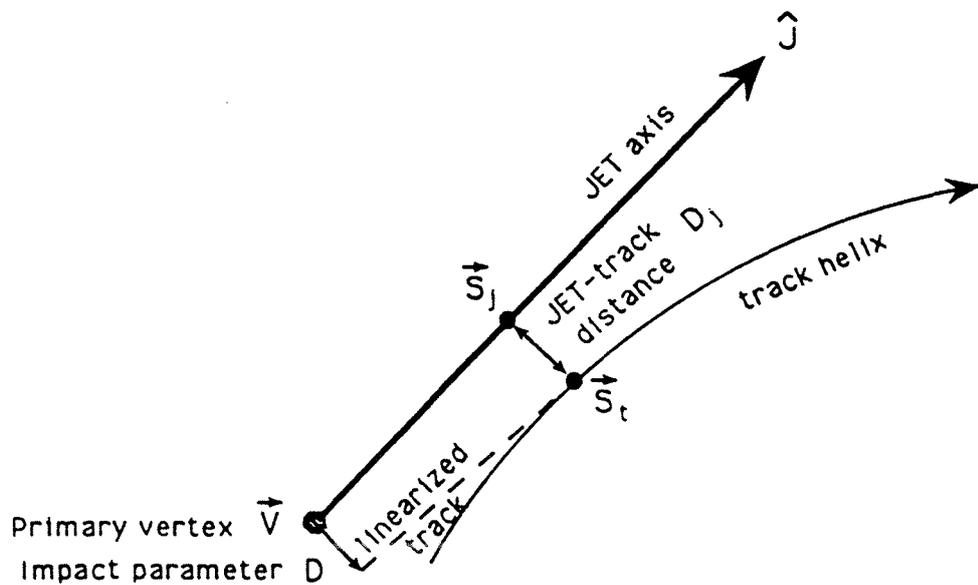


Figura 3.12: Definizione di parametro di impatto in eventi adronici.

suo punto di massimo avvicinamento all'asse a valle del vertice primario, negativo nel caso contrario.

A determinare la distribuzione dei  $d_0$  così definiti concorrono la risoluzione della

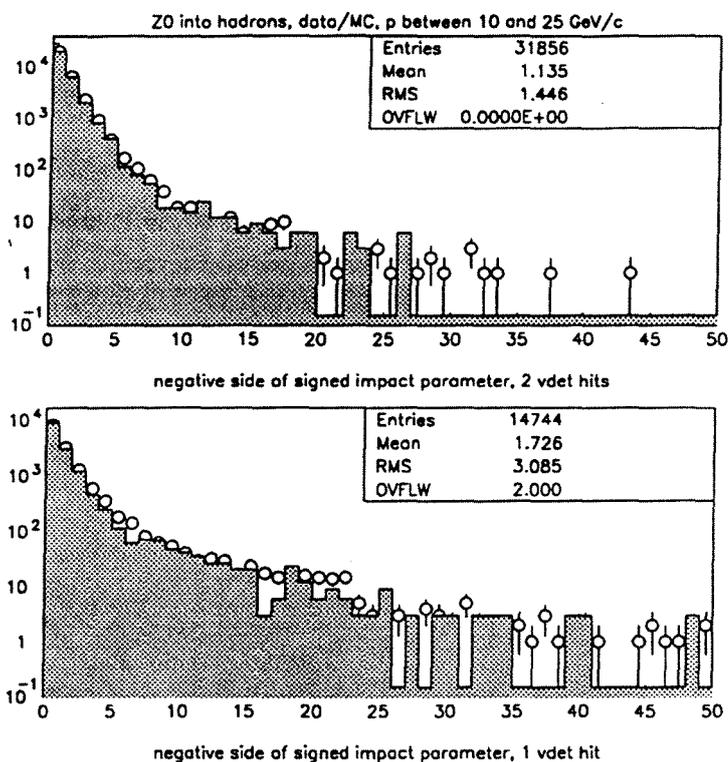


Figura 3.13: Distribuzione di  $-d_0/\sigma_{d0}$  sulle tracce selezionate da eventi adronici di MC e dati con impulso tra 10 e 25 GeV/c e 2 coordinate in VDET (alto) o una (basso).

tracciatura e la vita media delle particelle non originatesi dal vertice primario; siccome lo scopo è studiare l'effetto della risoluzione, e che particelle con vita media danno  $d_0$  positivi, basterà considerare la distribuzione di  $d_0$  per valori negativi (figura 3.13). In Appendice sono elencati i tagli della selezione applicata.

Il campione di dati e quello di Monte Carlo vengono suddivisi in 6 sottoinsiemi a seconda del numero di coordinate nel VDET (1 o 2) e dell'impulso, che può essere

basso (1-2 GeV), medio (2-10 GeV) o alto (10-25 GeV). Per ogni sottoinsieme si è fatto un fit a mezza gaussiana della distribuzione di  $d_0$  e sono state calcolate le quantità nelle tabelle 3.6 e 3.7.

$\frac{\sigma_{10} - \sigma_\delta}{\sigma_\delta}$ in % :	MC	dati	$\Delta$	$\sim \sigma(\Delta)$
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	19.5%	18.2%	-1.3%	5.4%
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	4.5%	8.8%	4.3%	0.8%
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	14.2%	26.6%	12.5%	6.7%
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	11.0%	11.5%	0.5%	1.1%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ , $N_{VDET} = 2$ , $P \in [10, 25]$ GeV	35.7%	34.9%	-0.8%	2.4%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ , $N_{VDET} = 2$ , $P \in [2, 10]$ GeV	31.0%	34.4%	3.4%	2.0%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ , $N_{VDET} = 2$ , $P \in [1, 2]$ GeV	34.0%	33.8%	-0.2%	2.0%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ , $N_{VDET} = 1$ , $P \in [10, 25]$ GeV	64.8%	69.1%	4.4%	5.0%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ , $N_{VDET} = 1$ , $P \in [2, 10]$ GeV	58.5%	63.5%	5.0%	4.1%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ , $N_{VDET} = 1$ , $P \in [1, 2]$ GeV	39.0%	42.5%	3.5%	3.2%

Tabella 3.6: Differenze dati-MC dei contributi delle code entro  $10 \sigma_\delta$  della distribuzione di  $\delta/\sigma_{\delta_{fit}}$ ; nell'ultima colonna vi sono le stime degli errori relativi sulle differenze.

Dai valori in tabella è legittimo assumere un accordo tra dati e Monte Carlo entro il 4% di  $\sigma_\delta$  per le code entro  $10\sigma_\delta$ , ed entro l'8% di  $\sigma_\delta$ , o il 30% del contributo alla deviazione standard, per le code oltre  $10\sigma_\delta$ . Gli errori sulla differenza dati-Monte Carlo,  $\Delta$ , sono stati calcolati assumendo che l'errore relativo sulle deviazioni standard sia  $1/\sqrt{2N(eventi)}$ .

$\frac{\sigma - \sigma_{10}}{\sigma_\delta}$ in % :	MC	data	$\Delta$	$\sim \sigma(\Delta)$
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	-0.1%	4.9%	5.0%	6.8%
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.3%	7.6%	7.3%	3.2%
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	0.03%	0.13%	0.10%	n.a.
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	1.4%	3.1%	1.7%	2.3%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}, N_{VDET} = 2, P \in [10, 25]$ GeV	27.7%	26.8%	-0.9%	6.9%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}, N_{VDET} = 2, P \in [2, 10]$ GeV	19.2%	20.4%	1.2%	6.1%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}, N_{VDET} = 2, P \in [1, 2]$ GeV	7.4%	6.3%	-1.2%	2.7%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}, N_{VDET} = 1, P \in [10, 25]$ GeV	105.9%	102.0%	-4.0%	15.7%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}, N_{VDET} = 1, P \in [2, 10]$ GeV	79.0%	60.6%	-18.3%	12.2%
$Z^0 \rightarrow q\bar{q}, N_{VDET} = 1, P \in [1, 2]$ GeV	12.6%	13.9%	1.4%	5.6%

Tabella 3.7: Differenze dati-MC dei contributi delle code oltre  $10 \sigma_\delta$  della distribuzione di  $\delta/\sigma_{\delta fit}$ ; nell'ultima colonna vi sono le stime degli errori relativi sulle differenze.

## Capitolo 4

# Selezione degli eventi

Il campione di eventi utilizzato nell'analisi oggetto della tesi consta di eventi  $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  tali che ogni  $\tau$  decada in una sola particella carica (eventi che d'ora in poi chiameremo "decadimenti a topologia 1-1"). Questi vengono estratti dall'insieme degli eventi  $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$  acquisiti in ALEPH nel 1992 ad un'energia nel centro di massa di 91.26 GeV. Il procedimento di selezione, che qui descriveremo in dettaglio, si basa su una serie di tagli da applicare alle variabili cinematiche degli eventi per ottenere, con alta efficienza, un campione di eventi il piú puro possibile, cioè con un basso numero di eventi di fondo non prodotti dal decadimento del  $\tau$ .

I tagli da noi utilizzati si ripartiscono in due gruppi: il primo gruppo è utilizzato per selezionare eventi  $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  (senza riguardo agli specifici canali di decadimento); successivamente con il secondo si selezionano gli eventi con topologia 1-1.

Nel seguito sono esposti i criteri di selezione e verrà data una valutazione della

quantità di eventi interessanti e di fondo presenti nel campione selezionato. Per le esigenze della nostra analisi abbiamo inoltre realizzato una selezione operante su eventi di Monte Carlo che si basa sulla cinematica generata senza fare uso della simulazione del rivelatore.

Per capire meglio le problematiche legate alla selezione degli eventi, è opportuno accennare agli altri processi che si verificano nelle collisioni  $e^+e^-$  e che costituiscono quel fondo che la selezione deve ridurre il più possibile. Questi processi sono essenzialmente quelli del tipo  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ , dove  $f$  è un elettrone, un muone od un quark; i processi mediati da un fotone sono anch'essi presenti, ma sono fortemente soppressi rispetto agli altri in prossimità della risonanza (cfr. la (1.10)). In tabella 4.1 sono riportati i rapporti di decadimento della  $Z^0$  nell'ipotesi di universalità misurati al LEP [10]. Le sezioni d'urto e le distribuzioni angolari dei suddetti processi

canale	rapp. di dec. (%)
$\nu_e\bar{\nu}_e$	$20.0 \pm 0.2$
$\ell^+\ell^-$	$3.37 \pm 0.01$
$q\bar{q}$	$69.9 \pm 0.2$

Tabella 4.1: Rapporti di decadimento della  $Z^0$ .

si ottengono usando formule analoghe alla (1.5) e alle (1.6)-(1.9).

Un altro fondo importante è costituito dai cosiddetti eventi  $\gamma\gamma$ , ossia dal processo  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f^+f^-$ , dove  $f$  è un leptone o un quark (vedi figura 4.1). Nella gran parte dei casi questi eventi consistono nella diffusione a piccoli angoli di elettroni e positroni dei fasci, con emissione di una coppia di fotoni aventi pertanto massa

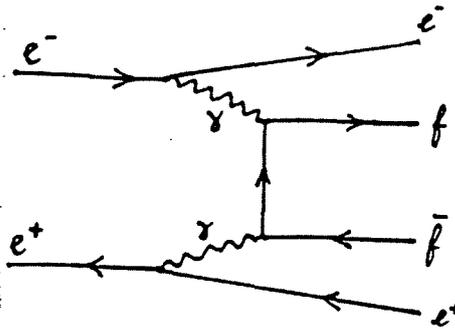


Figura 4.1: Diagramma di un evento  $\gamma\gamma$ .

virtuale prossima a zero. La generazione Monte Carlo di eventi  $\gamma\gamma$  di Monte Carlo utilizza il diagramma di Feynman in figura 4.1 per gli stati finali leptonici, mentre per quelli adronici esistono dei modelli approssimati. In figura 4.2 è riportato lo spettro in impulso dei muoni prodotti in eventi  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

#### 4.1 Selezione degli eventi $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$

Gli eventi  $\tau^+\tau^-$  presentano caratteristiche che li rendono peculiari e che possono essere sfruttate per identificarli. Esse sono la presenza nell'evento di due getti a bassa molteplicità, approssimativamente collineari e con una energia visibile minore di quella dei fasci (a causa dei neutrini emessi nel decadimento). I tagli qui descritti fanno parte del programma TSLT01 ([12], [13]), che è quello usato dalla collaborazione ALEPH. Ogni evento viene diviso in due emisferi da un piano passante per l'origine e perpendicolare all'asse di *thrust*. È chiaro che l'asse di *thrust*, per come è definito, può essere usato per stimare, a partire dalla cinematica ricostruita, la direzione dei  $\tau$ , e tanto più si discosta da essa quanto maggiore è l'impulso non misurato, in quanto portato via dai neutrini. Si definisce inoltre *getto* l'insieme delle

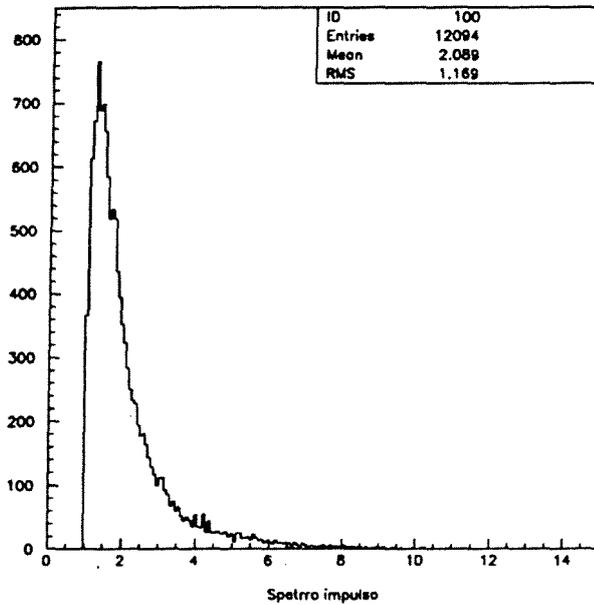


Figura 4.2: Spettro in impulso (in GeV) di eventi  $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

tracce (cariche e neutre) ricostruite in un emisfero, che si presume provengano dal decadimento di un  $\tau$ , e si denota con  $P_i^\mu = (E_i, \vec{p}_i)$ , per  $i = 1, 2$ , la somma dei quadrimpulsi delle tracce nell'emisfero  $i$ -esimo. Per poter accettare come evento  $\tau^+\tau^-$  un evento acquisito, questo deve soddisfare alcune richieste applicate alla cinematica ricostruita dell'intero evento:

1. Il numero di tracce cariche  $N_{ch}$  deve essere

$$2 \leq N_{ch} \leq 8$$

Una traccia carica è accettata se soddisfa le condizioni:

(a) ha almeno 4 punti ricostruiti nella TPC;

(b)  $|d_0| \leq 2$  cm;

(c)  $|z_0| \leq 5$  cm;

(d)  $|\cos \theta| \leq 0.95$ .

2. Se  $n_{c,i}$  è il numero di tracce cariche nell'emisfero  $i$ , allora

$$\min(n_{c,1}, n_{c,2}) \geq 1$$

3. L'angolo di produzione  $\theta^*$  del  $\tau^-$  rispetto all'  $e^-$  nel sistema del centro di massa delle due particelle incidenti deve soddisfare

$$-0.9 < \cos \theta^* < 0.9$$

dove

$$\cos \theta^* = \cos \frac{1}{2}(\theta_- + \pi - \theta_+) / \cos \frac{1}{2}(\theta_- - \pi + \theta_+) \quad (4.1)$$

e  $\theta_+$  e  $\theta_-$  sono gli angoli polari dei vettori  $\vec{p}_1$  e  $\vec{p}_2$ .

4. Se si definisce *acollinearità*  $\eta$  l'angolo tra le direzioni degli impulsi totali dei getti in ogni emisfero, essa deve essere

$$\eta > 160^\circ$$

5. L'energia totale ricostruita  $E_{ric} = E_1 + E_2$  e la differenza tra gli impulsi trasversi dei getti  $\Delta p_t = p_{t,1} - p_{t,2}$  devono verificare

$$E_{ric} > 0.35 \cdot E_{fascio} \text{ o } |\Delta p_t| > 0.066 \cdot E_{fascio}$$

dove  $E_{fascio}$  è l'energia dei fasci.

6. Almeno una traccia carica accettata ha

(a)  $|d_0| \leq 1 \text{ cm};$

(b)  $|z_0| \leq 5 \text{ cm}.$

7. Almeno un emisfero ha

$$n_{c,i} = 1 \text{ e } m_i < 1 \text{ GeV}/c^2$$

dove  $m_i$  è la massa invariante del getto  $i$  (calcolata usando anche i depositi di energia neutri).

8. Il taglio 7 non è soddisfatto ma

(a)

$$n_{ogg,1} \cdot n_{ogg,2} < 75$$

dove  $n_{ogg,i}$  è il numero di oggetti ricostruiti nell'emisfero  $i$ , e

(b)

$$\theta_1^{ap} + \theta_2^{ap} < 0.25 \text{ rad}$$

dove  $\theta_i^{ap}$  è l'angolo di apertura nell'emisfero  $i$ , definito come l'angolo massimo tra due tracce cariche accettate nel getto.

9. I tagli successivi servono ad eliminare gli eventi  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  (o eventi Bhabha)

e  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ :

se  $E_{tr,i}$  è l'energia della traccia con l'impulso maggiore nell'emisfero  $i$ , allora deve essere

$$E_{tr,1} + E_{tr,2} < 1.6 \cdot E_{fascio}$$

10. Se l'evento è di tipo *Bhabha*, cioè se tutte le tracce cariche sono identificate come elettroni, allora, detta  $E_{tot} = E_{ric} + E_{rad}$ , dove  $E_{ric}$  è l'energia ricostruita e  $E_{rad}$  l'energia persa per radiazione calcolata imponendo la conservazione del quadrimpulso totale, e  $D_{f,i}$  la minima distanza tra una qualunque zona inattiva dell'ECAL e la retta tangente nell'origine alla traccia con impulso maggiore nell'emisfero  $i$ , deve essere

$$E_{tot}/E_{fascio} < 1.6 \text{ se } Min_{Df} > 6 \text{ cm}$$

$$E_{tot}/E_{fascio} < 1.4 \text{ se } Min_{Df} < 6 \text{ cm}$$

dove  $Min_{Df} = \min(D_{f,1}, D_{f,2})$ .

11. Se l'evento è tale che le tracce con impulso maggiore in ogni emisfero sono entrambe identificate come muoni oppure lo è una mentre l'altra ha energia maggiore di  $0.9 \cdot E_{fascio}$ , allora deve essere

$$E_{tot}/E_{fascio} < 1.8$$

I tagli 1-4 definiscono l'accettanza geometrica della selezione  $\epsilon_{acc}$ , che risulta pari a  $0.8254 \pm 0.0013$  [14]; integrando sulla distribuzione angolare teorica si ottiene invece

$$\int_{-0.9}^{0.9} \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta^*) d\theta^* = 0.857$$

dove  $\theta^*$  è l'angolo definito nella equazione (4.1). A questo valore vanno però sottratti gli eventi persi a causa dei tagli 2 e 4, che sono pari a circa lo 1.8% per ciascuno.

I tagli 4 e 5 eliminano gli eventi  $\gamma\gamma$ . Questi eventi si caratterizzano per una bassa energia visibile, per un piccolo impulso totale nel piano  $xy$  (in conseguenza

del fatto che l'elettrone ed il positrone iniziali rimangono essenzialmente dentro il tubo a vuoto), e per una anche significativa acollinearità tra i due getti (visto che il centro di massa dei due fotoni irraggiati non è in generale a riposo rispetto al sistema del laboratorio).

Il taglio 6 respinge gli eventi dovuti al passaggio di raggi cosmici. Le distribuzioni di  $|z_0|$  e  $|d_0|$  per eventi che passano tutti i tagli tranne il 6 mostrano infatti delle code uniformemente popolate (fig. 4.3), da cui è possibile tra l'altro determinare l'entità del fondo ancora presente tra gli eventi selezionati.

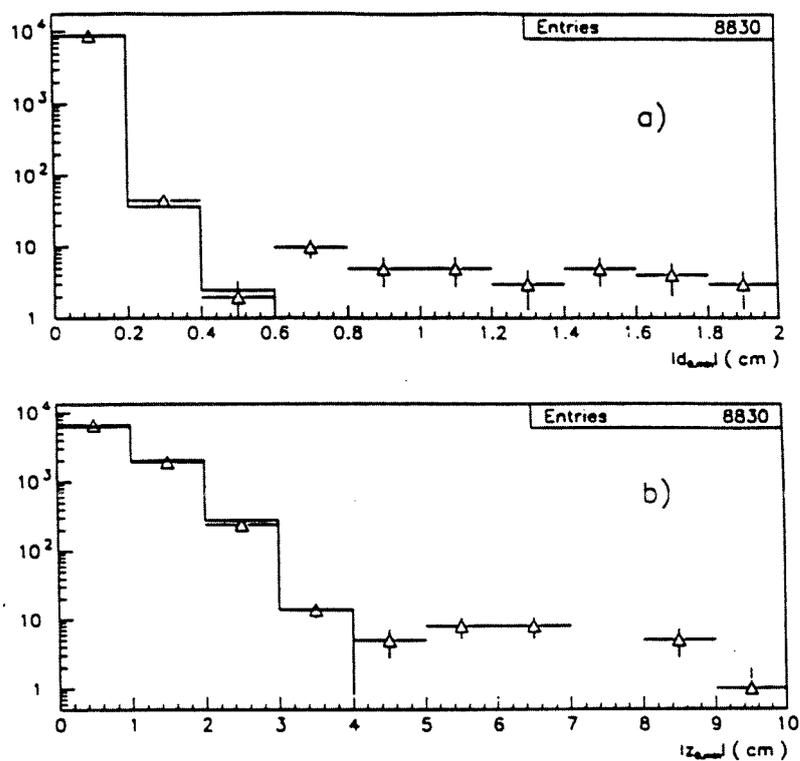


Figura 4.3: Distribuzioni nei dati (triangoli) e nel Monte Carlo (istogrammi) dei  $d_0$  e  $z_0$  per eventi selezionati senza il taglio 6.

I tagli 7 e 8 eliminano gli eventi  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ ; per questi eventi infatti il numero di tracce per emisfero è dell'ordine della decina, con angoli di apertura anche molto grandi per eventi a più getti.

I tagli 9 e 11 respingono gli eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ . In figura 4.4 sono riportate le distribuzioni di  $E_{tot}$  sugli eventi dei dati del tipo definito nel taglio 11 e su eventi  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  Monte Carlo.

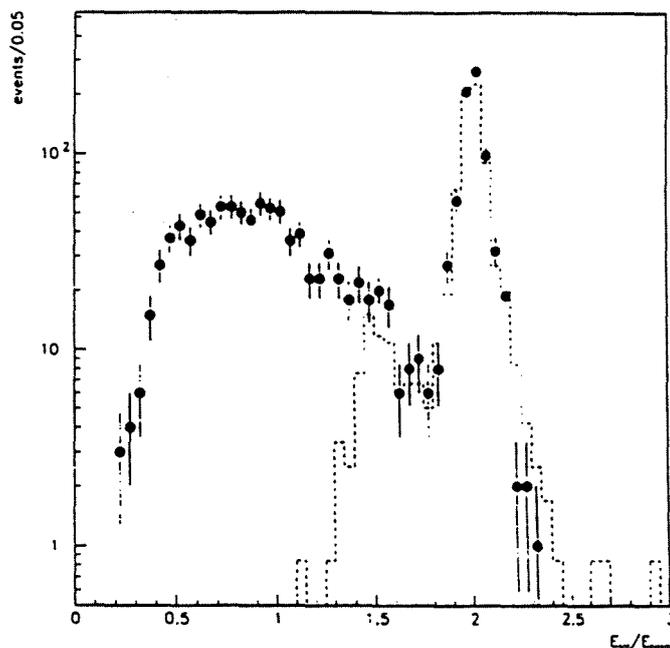


Figura 4.4: Distribuzione di  $E_{tot}$  su eventi dai dati come dal taglio 11 (punti) e su eventi  $\mu^+\mu^-$  MC (istogramma).

I tagli 9 e 10 respingono gli eventi Bhabha. Se chiamiamo emisferi di tipo *Bhabha* quelli in cui tutte le tracce cariche vengono identificate come elettroni, e considerando eventi che superano tutti i tagli dall'1 al 9, si trova che su eventi Bhabha Monte Carlo tali emisferi sono il  $(99.76 \pm 0.03)\%$  del totale, mentre per eventi  $\tau^+\tau^-$

sono il  $(26.5 \pm 0.2)\%$  (da confrontarsi al 17% del rapporto di decadimento del  $\tau$  in elettroni); ciò a causa del fatto che i criteri adottati per l'identificazione degli elettroni sono stati studiati per garantire un'alta efficienza di veto, senza particolare attenzione ai fondi. Il taglio 10 è giustificato dalla evidente correlazione negli eventi Bhabha tra  $E_{tot}$  e  $Min_{Df}$ , come si vede dalla figura 4.5.

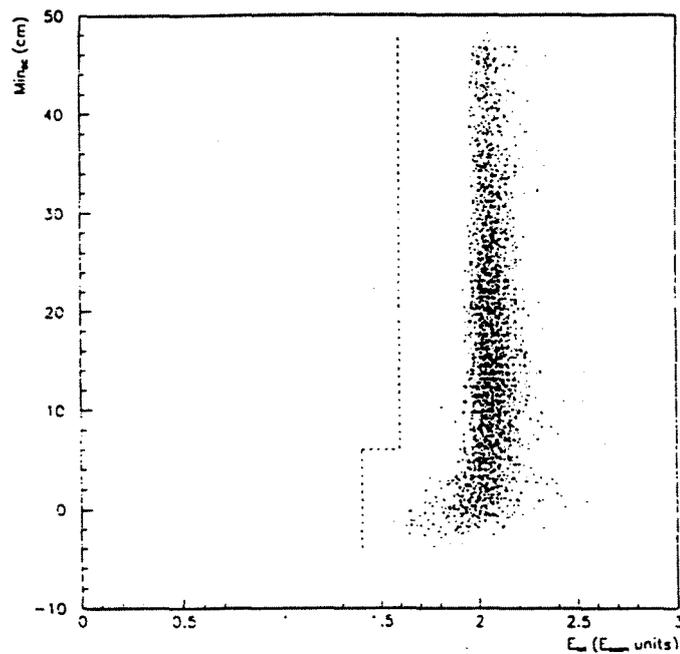


Figura 4.5:  $Min_{Df}$  vs.  $E_{tot}$  per eventi Bhabha Monte Carlo.

L'andamento osservato è dovuto al fatto che per quegli eventi in cui siano irraggiati fotoni nelle zone più interne dell'apparato i quali finiscano nelle zone inattive dell'ECAL, l'energia di tali fotoni non viene misurata e le tracce che li hanno irraggiati puntano in prossimità di quelle zone. Un evento Bhabha può passare la selezione per due ragioni: o uno dei due emisferi non è stato dichiarato *di tipo Bhabha*, oppure non è stato superato il taglio 10. I due contributi al fondo di eventi

Bhabha sono rispettivamente  $(0.32 \pm 0.06)\%$  e  $(0.33 \pm 0.12)\%$ .

In tabella 4.2 sono riassunti tutti i fondi restanti dopo la selezione degli eventi  $\tau^+\tau^-$  relativa ai dati del 1992.

Canale	Eventi	Frazione (%)
$e^+e^-$	$168 \pm 35$	$0.66 \pm 0.13$
$\mu^+\mu^-$	$68 \pm 13$	$0.27 \pm 0.05$
$q\bar{q}$	$64 \pm 7$	$0.25 \pm 0.03$
$\gamma\gamma$	$81 \pm 5$	$0.31 \pm 0.02$
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	$31 \pm 3$	$0.12 \pm 0.01$
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	$32 \pm 3$	$0.12 \pm 0.01$
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	$13 \pm 2$	$0.049 \pm 0.007$
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	$6 \pm 3$	$0.022 \pm 0.01$
cosmici	$44 \pm 7$	$0.17 \pm 0.03$
totale fondi	$426 \pm 38$	$1.66 \pm 0.15$
totale eventi	25673	
$\int \mathcal{L}[nb^{-1}]$	21585.0	

Tabella 4.2: Sommario dei fondi nella selezione degli eventi  $\tau^+\tau^-$ .

L'efficienza della selezione all'interno dell'accettazione geometrica risulta essere pari a  $\epsilon_{int} = 0.9468 \pm 0.0024$ . Siccome l'inefficienza del trigger  $1 - \epsilon_{trig}$  si è vista [15] essere inferiore a  $4 \cdot 10^{-4}$ , l'efficienza complessiva della selezione fino a questo punto è

$$\epsilon_{\tau^+\tau^-} = \epsilon_{acc} \cdot \epsilon_{int} \cdot \epsilon_{trig} = 0.7815 \pm 0.0023.$$

## 4.2 Selezione degli eventi 1-1

Selezionato il campione generale di  $\tau^+\tau^-$  si applicano a questo un gruppo di tagli che selezionano gli eventi con topologia 1-1. Si richiede che:

1. l'apparato funzioni correttamente e non ci siano stati errori nell'acquisizione dati;
2. in ogni emisfero ci sia una (e una sola) traccia con coordinate misurate nel VDET;
3. le cariche totali in ogni emisfero siano uguali ed opposte;
4. le tracce cariche siano oggetti di *Energy Flow*;
5. l'evento non soddisfi i criteri utilizzati per selezionare eventi Bhabha a grandi angoli;
6. in ogni emisfero non ci siano piú di 3 tracce cariche con  $|d_0| < 40$  cm (delle quali si suppone una provenga dal decadimento del  $\tau$  e le altre due, se di carica opposta, dalla conversione di un fotone);
7. entrambe le tracce cariche dell'evento soddisfino i seguenti tagli:
  - (a) almeno 1 coordinata misurata nel VDET nella proiezione  $r\phi$ ;
  - (b) almeno 4 coordinate misurate nella ITC;
  - (c) almeno 8 coordinate misurate nella TPC;

- (d) dal fit dell'elica si ottenga  $\chi_{ridotto}^2 < 5$ ;
  - (e) l'impulso sia maggiore di 1 GeV;
  - (f) se sono elettroni, non abbiano subito bremsstrahlung (piú esattamente, la stima della variazione del  $d_0$  della traccia nel caso di emissione di un fotone sia  $|\Delta d_0| < 100 \mu\text{m}$ , vedi figura 4.6);
8. le masse invarianti dei due emisferi siano minori di  $2 \text{ GeV}/c^2$  (per tale calcolo si adoperano le due tracce cariche ed i fotoni con energia maggiore di 2 GeV).
  9. Gli angoli di decadimento  $\psi_i$  delle due tracce cariche, definiti come la differenza in azimut fra direzione delle tracce e asse di sfericitá dell'evento<sup>1</sup> devono essere in modulo minori di 0.15 rad;
  10. La somma  $\delta$  dei parametri d'impatto (con segno) deve essere in modulo minore di 0.18 cm;  $\delta$  rappresenta la distanza fra le tracce all'origine.

In tabella 4.3 sono elencati i numeri di eventi dai dati e dal Monte Carlo che superano la selezione, taglio per taglio a partire dal 2, e le efficienze dei tagli della selezione 1-1. Gli eventi dai dati processati sono una preselezione di eventi  $Z^0 \rightarrow \ell^+\ell^-$ : su 177731, 175958 superano il taglio 1 e 25673 il taglio 2; gli eventi  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo processati sono 100000, e di essi 78765 superano il taglio 2 (il taglio 1 è superfluo).

---

<sup>1</sup>L'asse di sfericitá è per definizione la direzione per cui è minima la quantità  $(\sum_i P_{\perp i}^2)/(\sum_j P_j^2)$ , dove  $\vec{P}_i$  è l'impulso della  $i$ -esima traccia e la somma è fatta su tutte le tracce nell'evento.

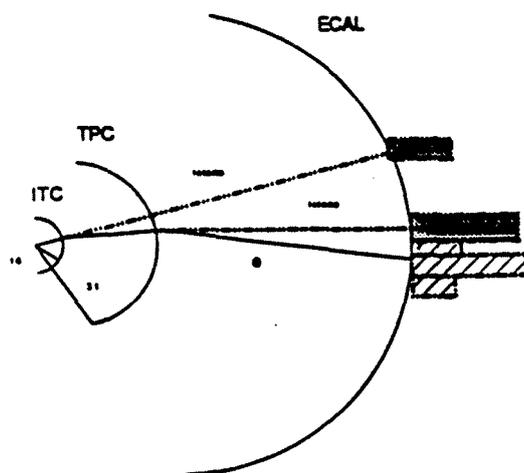


Figura 4.6: Variazione di  $d_0$  indotta dall'emissione di un fotone per bremsstrahlung da parte di un elettrone proveniente dal decadimento di un  $\tau$ .

Il senso dei tagli sopra elencati è trasparente: i tagli 1, 4, 7(a)-7(d) definiscono l'accuratezza della ricostruzione, i tagli 2, 3 e 6 definiscono la topologia dell'evento (consentendo fra l'altro di utilizzare gli eventi in cui si sia verificata la conversione di un fotone in una coppia  $e^+e^-$ ), il taglio 5 esclude gli eventi Bhabha, il taglio 7(f) esclude gli eventi con un valore eccessivamente grande della  $|\Delta d_0|$ , il taglio 8 elimina eventi con emissione di radiazione nello stato finale (che determina una acollinearità dei due  $\tau$  prodotti). Il taglio 9 scarta ulteriormente gli eventi  $\gamma\gamma$ , in cui gli angoli fra le tracce, per via dei bassi impulsi, possono essere molto grandi e la diffusione multipla elevata. Il taglio 10 scarta eventi con grossi errori di ricostruzione (eliminando un numero trascurabile di eventi con  $\tau$  a vita lunga).

In fig. 4.7 è mostrato lo spettro di impulso delle tracce di decadimento dei  $\tau$  nei dati e nel Monte Carlo.

Tagli	Dati		MC	
	eventi	efficienza(%)	eventi	efficienza(%)
TSLT01	25673	100	78765	100
1-1	14806	$57.67 \pm 0.30$	45816	$58.18 \pm 0.18$
$Q_1 + Q_2 = 0$	14610	$98.68 \pm 0.10$	45211	$98.68 \pm 0.05$
Energy flow	14598	$99.92 \pm 0.02$	45180	$99.93 \pm 0.01$
Non Bhabha	14362	$98.38 \pm 0.10$	44644	$98.81 \pm 0.05$
$N_{extra} \leq 3$	13938	$97.05 \pm 0.14$	43300	$96.99 \pm 0.08$
$N_{VDET} \geq 1$	13218	$94.83 \pm 0.20$	41324	$95.44 \pm 0.10$
$N_{ITC} \geq 4$	12933	$97.84 \pm 0.13$	40469	$97.93 \pm 0.07$
$N_{TPC} \geq 8$	12875	$99.55 \pm 0.06$	40326	$99.65 \pm 0.03$
$\chi^2_{rid} < 5$	12484	$97.0 \pm 0.15$	40174	$99.62 \pm 0.03$
$p > 1 \text{ GeV}/c$	12095	$96.88 \pm 0.16$	38828	$96.65 \pm 0.09$
$ \Delta d_0  < 100 \mu\text{m}$	11493	$95.02 \pm 0.20$	36551	$94.14 \pm 0.12$
$M_{inv} < 2 \text{ GeV}/c^2$	10982	$95.55 \pm 0.19$	34966	$95.66 \pm 0.11$
$ \psi  < 0.15 \text{ rad}$	10475	$95.38 \pm 0.20$	33260	$95.12 \pm 0.11$
$\delta < 0.18 \text{ cm}$	10464	$99.89 \pm 0.03$	33237	$99.933 \pm 0.014$

Tabella 4.3: Efficienze sui dati e sul Monte Carlo dei tagli della selezione 1-1.

I fondi presenti dopo la selezione sono stati stimati studiando l'efficienza della selezione 1-1 su eventi di fondo che avevano superato TSL01 ed utilizzando i valori riportati nella tabella 4.2; i risultati sono quelli in tabella 4.4. Le dimensioni dei campioni di eventi di fondo disponibili per l'analisi sono in tabella 4.5<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>I numeri di eventi dai dati sono stati ottenuti dal numero di eventi selezionati e dall'efficienza della selezione sul Monte Carlo; per eventi  $e^+e^-$  quest'ultima è stata ricavata su un campione Monte Carlo contenente anche eventi  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  nel canale  $t$ .

Canale	$\epsilon_{1-1}^{fondo}(\%)$	fondo(%)	fondo
$e^+e^-$	$5.1 \pm 1.3$	$0.034 \pm 0.011$	$9 \pm 3$
$\mu^+\mu^-$	$18.2 \pm 3.4$	$0.049 \pm 0.009$	$13 \pm 4$
$q\bar{q}$	$2.3 \pm 2.3$	$0.0058 \pm 0.0058$	$1 \pm 1$
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	$43.8 \pm 5.1$	$0.0526 \pm 0.0075$	$14 \pm 2$
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	$44.9 \pm 4.8$	$0.0539 \pm 0.0073$	$14 \pm 2$
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	$28.6 \pm 6.5$	$0.0140 \pm 0.0038$	$4 \pm 1$
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	$25 \pm 18$	$0.0050 \pm 0.0044$	$1 \pm 1$
<i>cosmici</i>	$\sim 9$	$\sim 0.015$	$\sim 4$
<b>totale</b>		$0.229 \pm 0.024$	$59 \pm 6$
<b>eventi selezionati</b>			<b>10982</b>

Tabella 4.4: Stima dei fondi presenti nel campione di dati selezionato; nella prima colonna è riportata l'efficienza della selezione 1-1 su eventi di fondo che hanno passato TSLT01; le percentuali nella terza colonna sono riferite al numero di eventi che passano TSLT01.

### 4.3 Selezione su eventi MC senza simulazione del rivelatore

Per poter disporre di un campione consistente di eventi Monte Carlo con i quali tabulare la funzione di risoluzione angolare necessaria per il fit da cui verrà ricavato il valore della vita media, si è deciso di ricorrere ad eventi Monte Carlo generati senza simulare la risposta del rivelatore e l'interazione con il materiale. Con ciò sorge la necessità di definire dei tagli di selezione, quanto più possibile simili a quelli usuali, che agiscano solamente su quantità di natura strettamente cinematica, quali la topologia dell'evento, il modulo e la direzione dell'impulso di ogni traccia, le coordinate dei vertici di decadimento.

Vengono utilizzate solo le tracce "visibili", ossia quelle che:

tipo di evento	dati	Monte Carlo
$Z^0, \gamma \rightarrow q\bar{q}$	659919	425461
$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	31681	50000
$Z^0 \rightarrow e^+e^-$	69226	70000
$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	74306	80000
$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	44020	150000
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	5229	20000
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	155772	176200

Tabella 4.5: Campioni usati di altri eventi.

- non sono neutrini;
- non decadono prima di raggiungere le zone attive dei rivelatori;
- sono dentro l'accettanza dei rivelatori, definita imponendo un limite superiore a  $|\cos \theta|$  (0.95 per tracce cariche, 0.974 per depositi di energia elettromagnetici);
- hanno impulso maggiore di 200 MeV.

L'identificazione delle tracce viene fatta semplicemente usando la verità del Monte Carlo.

I tagli di TSLT01 vengono lasciati sostanzialmente inalterati; le sole differenze sono l'eliminazione della condizione su  $Min_{D_f}$  e della richiesta sul numero di coordinate nella TPC, e l'uso della verità del Monte Carlo al posto degli algoritmi di identificazione per elettroni e muoni.

I tagli della selezione successiva hanno subito variazioni maggiori, che sono qui

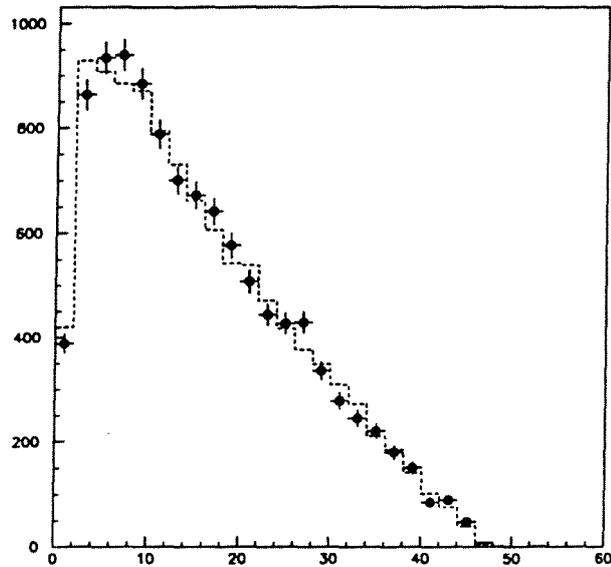


Figura 4.7: Spettro di impulso della particella carica in cui decade il  $\tau$  (l'istogramma per il Monte Carlo, i punti per i dati).

elencate:

- il taglio 1 diventa inutile, e quindi è soppresso;
- il taglio 2 rimane lo stesso, se non per il fatto che il numero di coordinate di una traccia carica nel VDET è simulato calcolando se la traccia è tale da attraversare due superfici cilindriche di raggio e lunghezza pari a quelli dei due strati del VDET (e quindi ponendo  $\epsilon_{VDET} = 1$ );
- il taglio 4 è eliminato;

- il taglio 5 è eliminato: sarebbe tra l'altro inefficace su eventi  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo;
- i tagli sul numero di coordinate nella ITC e nella TPC e quello sul  $\chi^2$  del fit sulle tracce sono soppressi;
- il taglio 7(f) è eliminato, e comunque la sua presenza è irrilevante, in quanto in eventi in cui non è stata simulata l'interazione con il rivelatore non v'è materiale con cui gli elettroni possano interagire.

La figura 4.8 riporta le distribuzioni su eventi Monte Carlo con la simulazione del rivelatore delle quantità su cui si applicano i tagli per selezionare gli eventi  $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  nella loro definizione originale e in quella modificata. Il buon accordo qualitativo che si osserva è segno che la nuova selezione (almeno per quanto riguarda la prima serie di tagli) è una buona approssimazione della prima.

In tabella 4.3 sono riportate le efficienze ( $\epsilon$ ) delle due selezioni su eventi  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo. Si può vedere che, mentre l'accordo fra le due versioni della prima parte della selezione è soddisfacente, le efficienze complessive sono alquanto diverse, essendo quella della selezione modificata sostanzialmente maggiore (39.8% rispetto a 35.1%). La spiegazione sta essenzialmente nell'eliminazione di alcuni tagli della selezione 1-1: per dimostrarlo le efficienze sono state ricalcolate escludendo dal campione quegli eventi che non passano uno o più fra i tagli che sono stati eliminati ( $\epsilon'$ ): il fatto che la discrepanza fra le efficienze finali così ricalcolate sia decisamente minore convalida tale ipotesi. D'altra parte si consideri che per loro natura i tagli

eliminati sarebbero comunque ininfluenti su eventi in cui non vi sono interazioni secondarie (cfr. il taglio su  $|\Delta d_0|$ , che ha senso solo in relazione alla bremsstrahlung di elettroni).

	MC		MC senza riv.
	$\epsilon(\%)$	$\epsilon^*(\%)$	$\epsilon(\%)$
TSLT01	$78.7 \pm 0.2$	$77.4 \pm 0.2$	
TSLT01 mod.	$80.4 \pm 0.2$	$79.5 \pm 0.2$	$82.48 \pm 0.04$
Tot. selez.	$35.1 \pm 0.2$	$37.3 \pm 0.2$	
Tot. selez. mod.	$39.8 \pm 0.2$	$38.2 \pm 0.2$	$44.02 \pm 0.05$

Tabella 4.6: Efficienze su eventi  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo con e senza la simulazione del rivelatore della selezione per i dati e di quella modificata.

Un altro effetto della nuova selezione è quello di modificare i rapporti di decadimento del  $\tau$  nel campione selezionato (tab. 4.7).

	$B_e$	$B_e^*$	$B_\mu$	$B_\mu^*$
Dati	$16.7 \pm 0.26$		$22.9 \pm 0.29$	
MC	$17.8 \pm 0.15$	$18.6 \pm 0.15$	$22.7 \pm 0.16$	$23.2 \pm 0.16$
MC senza riv.		$20.3 \pm 0.14$		$20.4 \pm 0.14$
MC dopo TSLT01		$17.6 \pm 0.24$		$17.8 \pm 0.25$

Tabella 4.7: Rapporti di decadimento osservati sugli eventi selezionati dai dati e dal Monte Carlo con e senza simulazione del rivelatore; i  $B^*$  sono calcolati usando la verità del Monte Carlo.

Come si può vedere confrontando la seconda e la terza riga della tabella 4.7, negli eventi Monte Carlo selezionati normalmente la frazione di decadimenti in elettroni è minore di quella in elettroni, mentre in eventi senza rivelatore che passano la selezione modificata tali frazioni sono uguali entro gli errori. La ragione va cercata nel

fatto la selezione originale contiene dei tagli (il 5 ed il 7(f)) che possono rigettare solamente eventi in cui vi siano uno o due elettroni, abbassandone pertanto la frazione presente sul campione selezionato; ma d'altro canto questi sono stati eliminati nella selezione modificata, in quanto inutili. A ciò si aggiunga il fatto che tra dati e Monte Carlo (cfr. la prima e la seconda riga della tabella 4.7) vi è una discrepanza nella frazione di decadimenti in elettroni, che rivela una certa inaccuratezza del Monte Carlo nella descrizione degli eventi reali.

Analogamente i decadimenti  $\tau \rightarrow \rho\nu$ , a causa della possibilità che entrambi i fotoni in cui decade il  $\pi^0$  dal decadimento della  $\rho$  convertano nel materiale del rivelatore in una coppia  $e^+e^-$ , possono piú facilmente fallire il taglio 6. In tabella 4.8, dove sono riportati i numeri di eventi di Monte Carlo appartenenti ad ognuna delle topologie dei getti di decadimento, si vede chiaramente che i decadimenti contenenti  $\pi^0$  danno luogo ad un maggior numero di tracce cariche (delle quali solo una proviene direttamente dal decadimento del  $\tau$ ).

tipo	n. di tracce		
	1	2	3
$e$	6209	6	8
$\mu$	7824	-	11
$\pi$	4834	2	3
$\rho$	9364	172	308
$a_1$	3062	105	182

Tabella 4.8: Molteplicità carica per eventi Monte Carlo dei getti di decadimento dei  $\tau$  al variare del tipo di particella in cui decade il  $\tau$ .

L'effetto di queste variazioni della composizione del campione influisce, come

vedremo, sulla funzione di risoluzione angolare descritta nel prossimo capitolo.

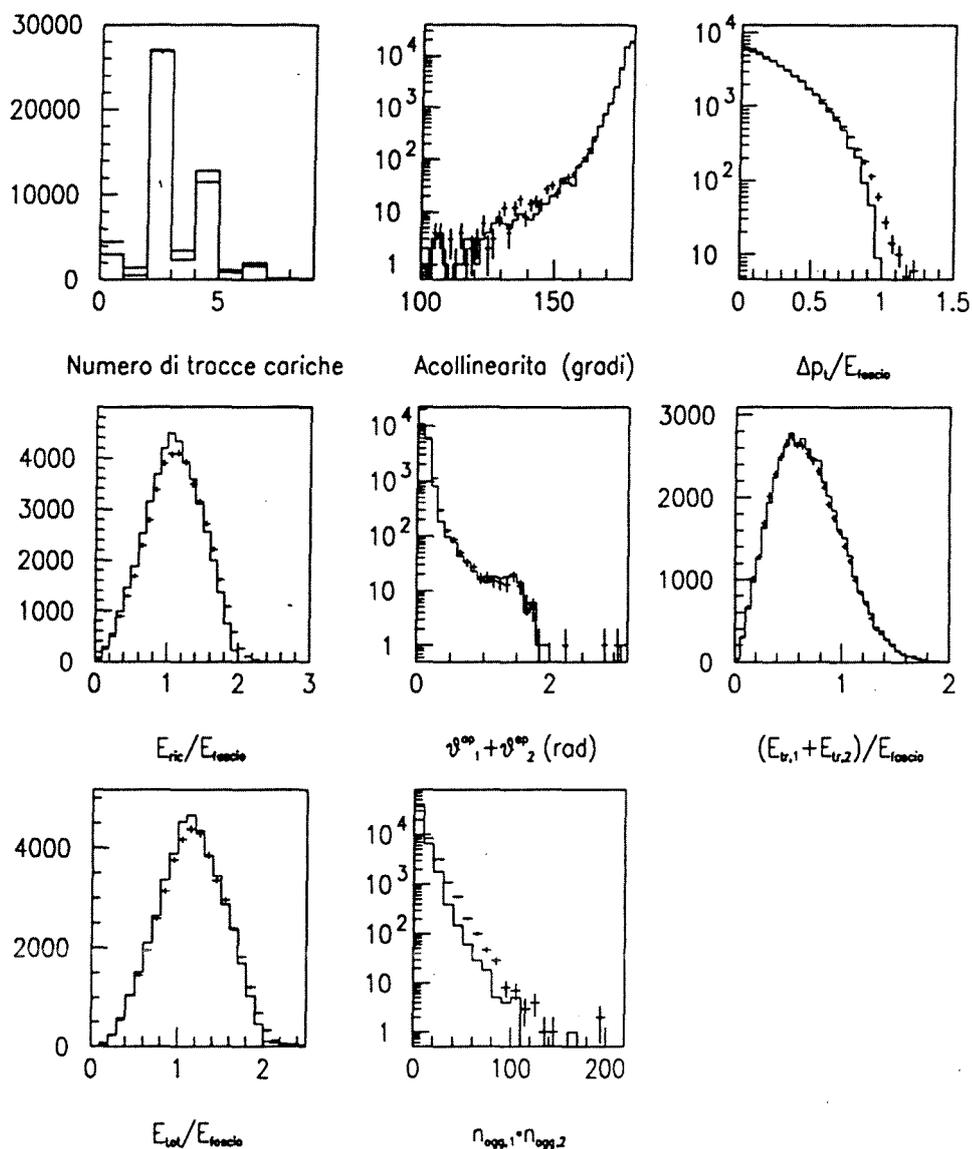


Figura 4.8: Distribuzione su eventi  $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$  MC delle variabili originali (punti) e modificate (istogrammi) su cui si taglia nella prima selezione.

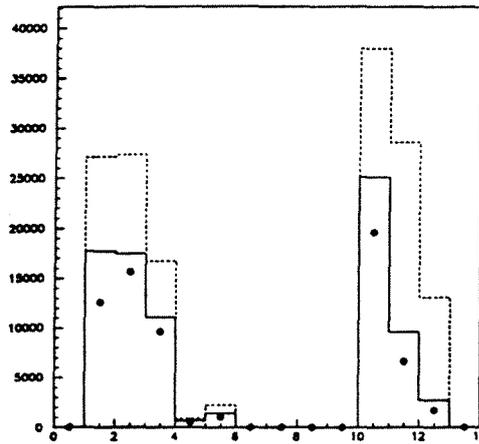


Figura 4.9: Composizione del campione di eventi MC dopo la selezione modificata (linea continua), dopo quella originale (punti) e dopo TSLT01 (linea tratteggiata); 1)e, 2) $\mu$ , 3) $\pi$ , 4) $K$ , 5) $K^*$ , 10) $\rho$ , 11) $a_1$ , 12-13)altri decadimenti adronici non risonanti.

## Capitolo 5

### La misura

Il metodo di misura adottato nell'analisi qui presentata, diversamente dal metodo del vertice di decadimento o di quello del parametro d'impatto, utilizza e combina le informazioni relative ad entrambi i  $\tau$  prodotti nel decadimento della  $Z^0$ .

Esso consiste nel selezionare eventi con topologia 1-1 ed elevata qualità di tracciatura e, dalla distribuzione della somma dei parametri d'impatto delle due tracce di decadimento, noti gli angoli di decadimento nel piano  $r\phi$ , ricavare con un procedimento di fit la vita media [16]. L'uso della somma dei parametri di impatto rende molto meno importante l'incertezza sulla posizione del vertice primario; il prezzo da pagare è la necessità di stimare in qualche modo la direzione dei  $\tau$ , che non è misurabile.

La distribuzione di probabilità del parametro di impatto vero  $d'_0$  di una traccia proveniente dal decadimento di un  $\tau$  rispetto al vertice di produzione (o primario) è

$$\frac{dN}{dd'_0} = \frac{1}{\ell \sin \theta \sin \psi'} e^{-\frac{d'_0}{\ell \sin \theta \sin \psi'}} \quad (5.1)$$

dove  $\ell$  è la lunghezza di decadimento media,  $\theta$  l'angolo polare della traccia e  $\psi'$  l'angolo di decadimento vero, ossia l'angolo fra le proiezioni nel piano  $\tau\phi$  della direzione del  $\tau$  e di quella della traccia. La lunghezza di decadimento media  $\ell$  è legata alla vita media  $\tau_\tau$  dalla relazione

$$\ell = \frac{\bar{p}_\tau}{m_\tau} \tau_\tau \quad (5.2)$$

dove  $\bar{p}_\tau$  è l'impulso medio del  $\tau$  (figura 5.1) e  $m_\tau$  la massa del  $\tau$ .

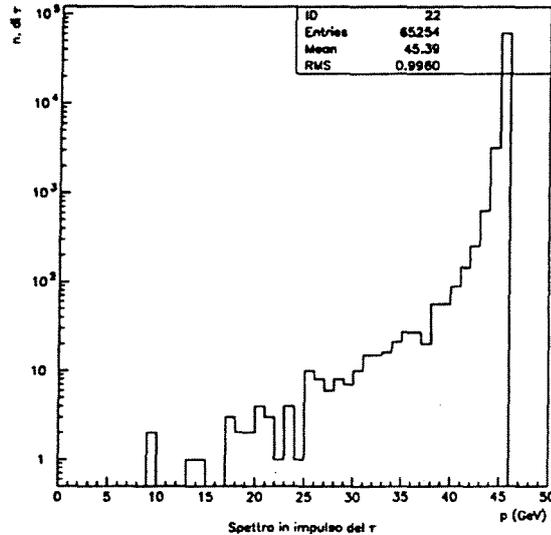


Figura 5.1: Distribuzione dell'impulso dei  $\tau$  Monte Carlo selezionati; i valori piú bassi sono dovuti ad emissione di radiazione.

Per determinare la distribuzione della somma  $\delta' = d'_1 + d'_2$  dei parametri d'impatto (fig. 5.2) è sufficiente calcolare l'integrale

$$\frac{dN}{d\delta'} = \int \int \delta(\delta' - d'_1 - d'_2) \frac{dN}{dd'_1} \frac{dN}{dd'_2} dd'_1 dd'_2 \quad (5.3)$$

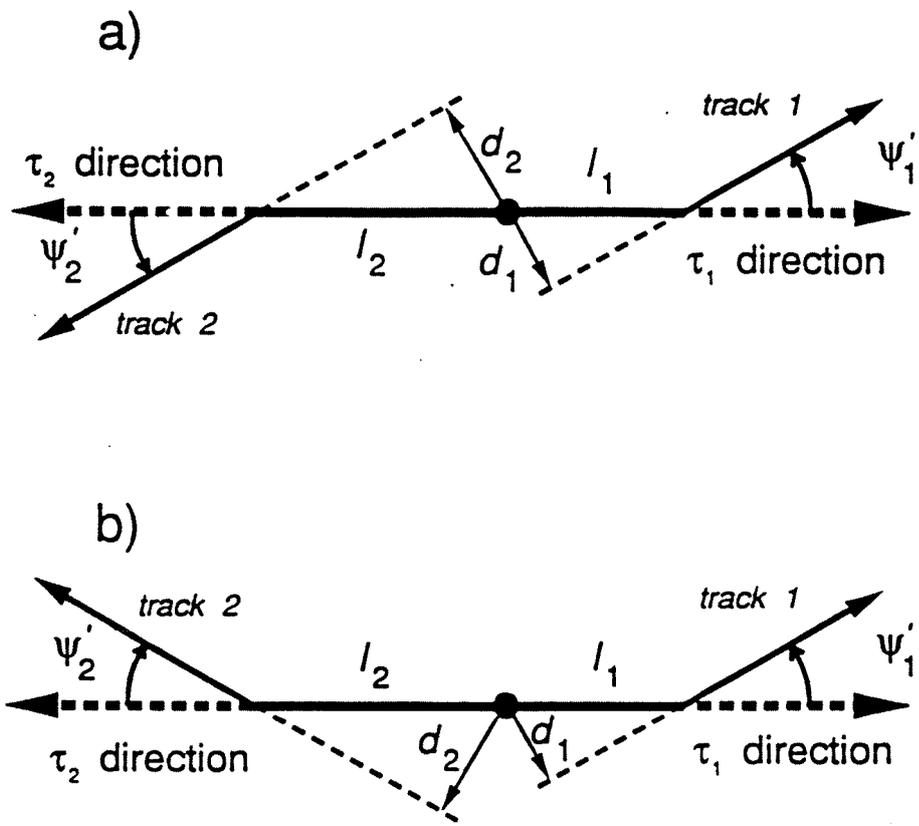


Figura 5.2: Definizione delle quantità relative alle tracce di decadimento dei  $\tau$ .

Tenendo conto delle convenzioni adottate per il segno del  $d_0$  si ottiene, nel caso di  $\psi'_1, \psi'_2$  concordi:

$$\frac{dN}{d\delta'} = \begin{cases} \frac{\exp(-\delta'/\ell \sin \theta \sin \psi'_1) - \exp(-\delta'/\ell \sin \theta \sin \psi'_2)}{\ell \sin \theta (\sin \psi'_1 - \sin \psi'_2)} & \delta' > 0 \\ 0 & \delta' < 0 \end{cases} \quad \psi'_1 > 0, \psi'_2 > 0. \quad (5.4)$$

e viceversa se  $\psi'_1 < 0, \psi'_2 < 0$ ; se  $\psi'_1$  e  $\psi'_2$  sono discordi

$$\frac{dN}{d\delta'} = \begin{cases} \frac{\exp(-\delta'/\ell \sin \theta \sin \psi'_1)}{\ell \sin \theta (\sin \psi'_1 - \sin \psi'_2)} & \delta' > 0 \\ \frac{\exp(-\delta'/\ell \sin \theta \sin \psi'_2)}{\ell \sin \theta (\sin \psi'_1 - \sin \psi'_2)} & \delta' < 0 \end{cases} \quad \psi'_1 > 0, \psi'_2 < 0. \quad (5.5)$$

e viceversa se  $\psi'_1 < 0, \psi'_2 > 0$ . In tutti i casi il valor medio della distribuzione è pari a  $\ell \sin \theta (\sin \psi'_1 + \psi'_2)$ .

Osserviamo che tra le grandezze contenute nelle espressioni precedenti gli angoli  $\psi'_i$  non sono misurabili: ciò a causa del fatto che i neutrini prodotti nei decadimenti sfuggono comunque alla rivelazione, e quindi non è possibile ricostruire la direzione originaria del  $\tau$  (il quale, all'energia dei fasci, ha una lunghezza di decadimento di circa 2.2 mm e quindi decade dentro il tubo a vuoto). La direzione comune dei  $\tau$  di un evento, trascurando la loro acollinearità, può però essere approssimata per mezzo dell'asse di sfericità, e rispetto ad esso si definiscono gli angoli di decadimento misurati  $\psi_1$  e  $\psi_2$ .

Per ottenere la distribuzione osservata della somma dei parametri di impatto occorre infine convolvere la distribuzione scritta con una funzione di risoluzione che leghi i valori misurati ( $\delta, \psi_1, \psi_2$ ) a quelli veri ( $\delta', \psi'_1, \psi'_2$ ). Se fattorizziamo il contributo dovuto alla risoluzione sulla misura di  $\delta$  rispetto a quello dovuto all'indeterminazione sugli angoli, possiamo scrivere la distribuzione di  $\delta$  così:

$$\frac{dN(\delta, \psi_1, \psi_2)}{d\delta} = \int d\psi'_1 d\psi'_2 h(\psi_1, \psi_2, \psi'_1, \psi'_2) \int d\delta' g(\delta, \delta') \frac{dN(\delta', \psi'_1, \psi'_2)}{d\delta'}. \quad (5.6)$$

Si noti che questo è possibile in quanto, come vedremo, il contributo alla funzione  $h$  della simulazione del rivelatore è trascurabile rispetto a quello delle fluttuazioni dell'asse di sfericità rispetto alla direzione vera dei  $\tau$ .

## 5.1 La funzione $h$

Come è già stato detto, l'uso dell'asse di sfericità per approssimare la direzione dei  $\tau$  impone la necessità di disporre di una funzione, che abbiamo chiamato

$$h(\psi_1, \psi_2, \psi'_1, \psi'_2),$$

la quale descriva la distribuzione di probabilità degli angoli veri, noti quelli misurati.

In figura 5.3 è riportata la differenza tra gli angoli azimutali dell'asse di sfericità e di un  $\tau$ . Si vede che la larghezza della distribuzione ( $\sim 21$  mrad) è molto maggiore dell'errore dovuto alla simulazione del rivelatore ( $\sim 0.6$  mrad), giustificando la fattorizzazione della funzione di risoluzione nelle funzioni  $g$  e  $h$ .

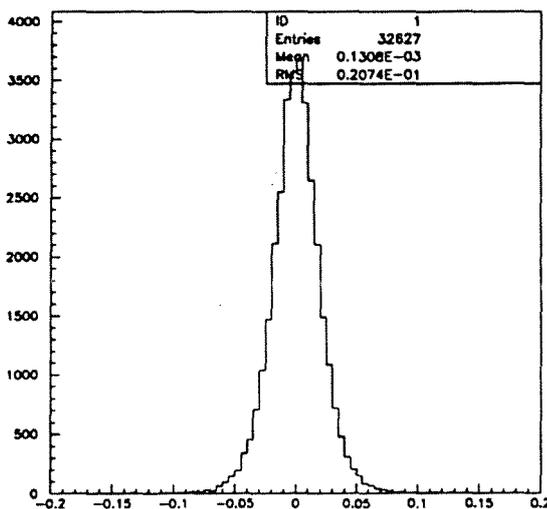


Figura 5.3: Differenza in azimuth fra la direzione della sfericità e quella del  $\tau$  (rad).

Se si trascura l'acollinearità tra i  $\tau$  (figura 5.4) è possibile ridurre a tre le variabili della funzione  $h$ : infatti nel caso di  $\tau$  collineari si avrebbe  $D = \psi_1 - \psi_2 = \psi'_1 - \psi'_2$ .  
 Conviene pertanto effettuare un cambio di variabili: se definiamo

$$S = \psi_1 + \psi_2, \quad S' = \psi'_1 + \psi'_2 \quad (5.7)$$

possiamo scrivere

$$h(\psi_1, \psi_2, \psi'_1, \psi'_2) = h'(S, S', D, D') = h''(S, S - S', D)\delta(D - D') \quad (5.8)$$

d'ora in poi parleremo di  $h$  riferendoci in realtà a  $h''$ .

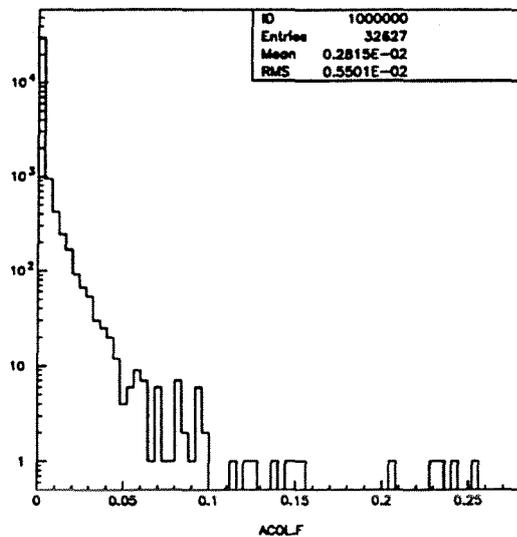


Figura 5.4: Acollinearità della coppia di  $\tau$  dal Monte Carlo espressa in radianti.

Se riportiamo in grafico  $S$ ,  $S'$  e  $D$  (fig. 5.5) si osserva facilmente che  $S$  risulta più piccato di  $S'$ : infatti, per come è definito, l'asse di sfericità tenderà ad allinearsi con la direzione della traccia di decadimento di un  $\tau$ .

La determinazione sperimentale della funzione  $h$  procede tramite campionamento su un grande numero di eventi. Siccome, da quanto visto, l'effetto della simulazione del rivelatore può essere trascurato, sono stati utilizzati eventi  $\tau^+\tau^-$  di Monte Carlo aventi solo informazioni di cinematica, producibili in un tempo molto minore, e quindi in numero molto maggiore. Su di essi è stata applicata la particolare selezione descritta nel capitolo precedente.

Si è provveduto a riempire un istogramma tridimensionale nelle variabili  $|S|$ ,  $S - S'$  e  $|D|$  ed uno bidimensionale in  $|S|$  e  $|D|$  usando 426352 eventi selezionati; gli intervalli di variabilità definiti sono  $[-0.3, 0.3]$  rad e coincidono con quelli reali, dato il taglio di 150 mrad sul modulo degli angoli di decadimento misurati, mentre il numero di intervalli elementari (o "bin") è di 10 per  $|S|$  e per  $|D|$  e di 40 per  $S - S'$ . Il contenuto di ogni bin dell'istogramma tridimensionale è stato poi diviso per il corrispondente bin dell'istogramma bidimensionale per ottenere il valore della funzione  $h$  (normalizzata al numero di eventi) relativo a quel bin. In figura 5.6 sono riportate le distribuzioni di  $|S|$ ,  $S - S'$  e  $|D|$ , ottenute dall'istogramma tridimensionale generato. L'uso dei valori assoluti è giustificato: si dimostra, infatti, che la  $h(S, S - S', D)$  è simmetrica per le trasformazioni  $D \rightarrow -D$ , e  $S \rightarrow -S, S - S' \rightarrow -(S - S')$ .

Come accennato nel capitolo precedente, è osservabile una certa dipendenza della  $h$  dalla composizione del campione, come risulta evidente dalla distribuzione di  $\phi_{s_f} - \phi_\tau$  su eventi Monte Carlo senza simulazione del rivelatore per vari canali di decadimento (figura 5.7). La spiegazione risiede nel fatto che dal numero di particelle rivelate dipende la frazione di impulso visibile e quindi l'accuratezza dell'asse di

sfericità nello stimare la direzione dei  $\tau$ .

## 5.2 Il fit

Una volta in possesso di tutti gli elementi contenuti nella espressione (5.6), si potrà estrarre, tramite fit sul campione di dati o di Monte Carlo, l'unico parametro incognito, cioè la lunghezza di decadimento media. I risultati ottenuti sui dati e sul Monte Carlo sono

$$\begin{aligned}\ell &= 0.22284 \pm 0.00291 \text{ cm} \quad (\sim 11 \text{ K eventi dai dati}) \\ \ell &= 0.22498 \pm 0.00159 \text{ cm} \quad (\sim 33 \text{ K eventi MC})\end{aligned}$$

Per trasformare la lunghezza di decadimento in vita media, si usa la (5.2); il valore dedotto dal Monte Carlo di  $\tau_T \bar{p}_T / m_T$  è 0.22638 cm.

Il fit è stato effettuato con il metodo della massima verosimiglianza; gli errori stimati dal programma di fit sono per definizione gli errori statistici. In figura 5.8 è riportata in grafico la distribuzione di  $\delta$  sui dati per vari intervalli di  $S$ , e sovrapposta ad essa la funzione ottenuta dal fit.

## 5.3 Errori sistematici

La differenza tra la lunghezza di decadimento media del campione di eventi di Monte Carlo selezionati e quella ottenuta dal fit sugli stessi eventi rappresenta una devi-

azione sistematica del metodo adottato. Questa differenza viene usata per applicare una correzione al risultato della misura, e il suo errore coincide con l'errore statistico ottenuto dal fit sul Monte Carlo. Essa è dovuta all'approssimazione contenuta nella definizione della funzione  $h$  (in particolare alla divisione in bin ed alla differenza di composizione fra eventi di Monte Carlo e quelli su cui si calcola la  $h$ ), nonché alla ricostruzione; per ultimo, vi sarà un contributo del procedimento di fit. La vita media generata è pari a 296 fs, a cui corrisponde una lunghezza di decadimento media del campione di  $\ell = 0.2270$ , e quindi la deviazione ottenuta è di  $-0.88 \pm 0.70\%$ .

Gli eventi di fondo, avendo vita media nulla, tendono ad abbassare la vita media; tale deviazione viene stimata aggiungendo al campione  $\tau^+\tau^-$  Monte Carlo eventi di fondo nelle debite proporzioni. L'errore è stato ottenuto variando il numero di eventi di fondo del suo errore.

I rapporti di decadimento del  $\tau$  influiscono sulla determinazione dell'asse di sfericità, e quindi sulla funzione  $h$ ; l'errore ad essi associato si è ottenuto variando il peso di ogni evento nel fit a seconda dei canali di decadimento dei  $\tau$ . Si considerano i canali in  $e$ ,  $\mu$  o  $\pi$ , in  $\rho$  e in  $a_1$  + altri decadimenti multiadronici non risonanti. Ad ogni canale si associa un peso  $c_i$  (che normalmente è 1) e si pesa l'evento con il prodotto dei pesi dei due canali in cui decadono i  $\tau$ ; per ciascun canale si aumenta il peso in proporzione all'errore sul rapporto di decadimento, abbassando nel contempo i pesi degli altri canali, e si misura la variazione nel risultato del fit. L'errore finale è la somma in quadratura delle tre variazioni così ottenute. Vi è inoltre una deviazione sistematica da considerare: dalla tabella 4.7 si vede che nel campione di

dati il numero di decadimenti in elettroni identificati (16.7%) è minore che nel Monte Carlo (17.8%). Variando di conseguenza il peso dei decadimenti in elettroni nel fit sugli eventi Monte Carlo, si è trovata una variazione nella lunghezza di decadimento dello  $-0.12\%$ .

L'errore dovuto alla massa del  $\tau$  è stato ricavato dalla misura effettuata dal gruppo BES [3], tenendo conto che  $\Delta\tau/\tau = \Delta m_\tau/m_\tau$ ; tale misura produce un valore di  $m_\tau$  pari a  $(1776.9 \pm 0.2 \pm 0.2)$  e quindi induce un errore non superiore allo  $0.03\%$ .

La polarizzazione trasversa, che non è simulata negli eventi di Monte Carlo utilizzati, determina in realtà una correlazione tra gli angoli di decadimento dei due  $\tau$ , e quindi un effetto sulla funzione  $h$ , assente nel campione a disposizione. Per stimare la deviazione sistematica associata, si è eseguito un fit su particolari eventi  $\tau^+\tau^-$  di Monte Carlo che, pur essendo del tutto inadeguati all'analisi, in quanto contengono il contributo della  $Z^0$  alla sezione d'urto di produzione solo come approssimazione per basse energie, simulano la polarizzazione trasversa dei  $\tau$ . Il valore di  $\ell$  ricavato in eventi con la polarizzazione trasversa è  $0.22944 \pm 0.00074$  cm, quello per eventi senza polarizzazione trasversa è  $0.22990 \pm 0.00073$  cm; la differenza è pari a  $(-0.22 \pm 0.44)\%$ .

L'errore sistematico dovuto alla stima degli errori su  $\Sigma d_0$  ha diverse componenti, provenienti dai diversi parametri utilizzati per definire la funzione di errore  $g$ .

Per studiare l'effetto della gaussiana centrale sono stati variati i coefficienti di

	$\Delta\tau/\tau$ (%)
Monte Carlo (34K eventi $\tau$ MC)	$-0.88 \pm 0.70$
Fondo	$-0.13 \pm 0.05$
Rapp. di decadimento	$-0.12 \pm 0.28$
Polarizzazione trasversa	$-0.22 \pm 0.44$
Massa del $\tau$	$\pm 0.03$
Correzioni su $\sigma_\delta$	$\pm 0.28$
Param. delle code entro $10\sigma_\delta$	$\pm 0.22$
Code entro $10\sigma_\delta$	$\pm 1.22$
Code oltre $10\sigma_\delta$	$\pm 0.30$
Totale	$-1.35 \pm 1.58$

Tabella 5.1: Riassunto delle deviazioni e degli errori sistematici.

correzione applicati all'errore dal fit sulle tracce entro gli errori stimati; l'errore è dello 0.28%.

L'effetto della gaussiana con larghezza  $3\sigma_\delta$  è stato studiato variandone la normalizzazione relativa in modo da cambiare la deviazione standard del 4%, che è la stima ottenuta dell'accuratezza del Monte Carlo. Questo è il contributo maggiore all'errore sistematico: la vita media dal fit infatti varia del 1.22%.

Nello stesso modo è stato stimato l'effetto della gaussiana larga variandone la normalizzazione fino a cambiare del 30% il suo contributo alla deviazione standard; tale effetto risulta dello 0.30%.

Infine si è vista la variazione della vita media se si cambia la parametrizzazione del nucleo centrale: avendo parametrizzato il nucleo della distribuzione di  $(\delta - \delta')/\sigma_\delta$  con una gaussiana anziché due ed assumendo come errore sistematico la metà della variazione osservata della vita media, è stato trovato un valore pari a 0.22%.

## 5.4 Conclusioni

Alla vita media ottenuta dal fit sui dati si è sottratta la somma delle deviazioni sistematiche stimate sul Monte Carlo, ottenendo un valore pari a

$$\tau_\tau = 295.2 \pm 3.8(\text{stat.}) \pm 4.7(\text{sist.}) \text{ fs [17]}$$

Altre analisi, compiute presso la collaborazione ALEPH parallelamente a quella qui presentata, hanno misurato la vita media del  $\tau$  con metodi diversi; il primo, che utilizza la differenza dei parametri di impatto ed un campione di dati coincidente con quello qui utilizzato, ha prodotto  $\tau_\tau = 288.1 \pm 5.4 \pm 1.2 \text{ fs [18]}$ , il secondo, che è il metodo della lunghezza di decadimento, ha dato  $\tau_\tau = 290.0 \pm 5.8 \pm 2.1 \text{ fs [19]}$ .

La media che tiene conto delle correlazioni tra le tre misure è

$$\tau_\tau = 291.1 \pm 3.4 \pm 1.8 \text{ fs}$$

Da essa e dal rapporto di decadimento in elettroni misurato in ALEPH infine si ricava  $g_\tau/g_\mu = 1.011 \pm 0.010$ , in accordo con l'ipotesi di universalità delle interazioni deboli leptoniche cariche.

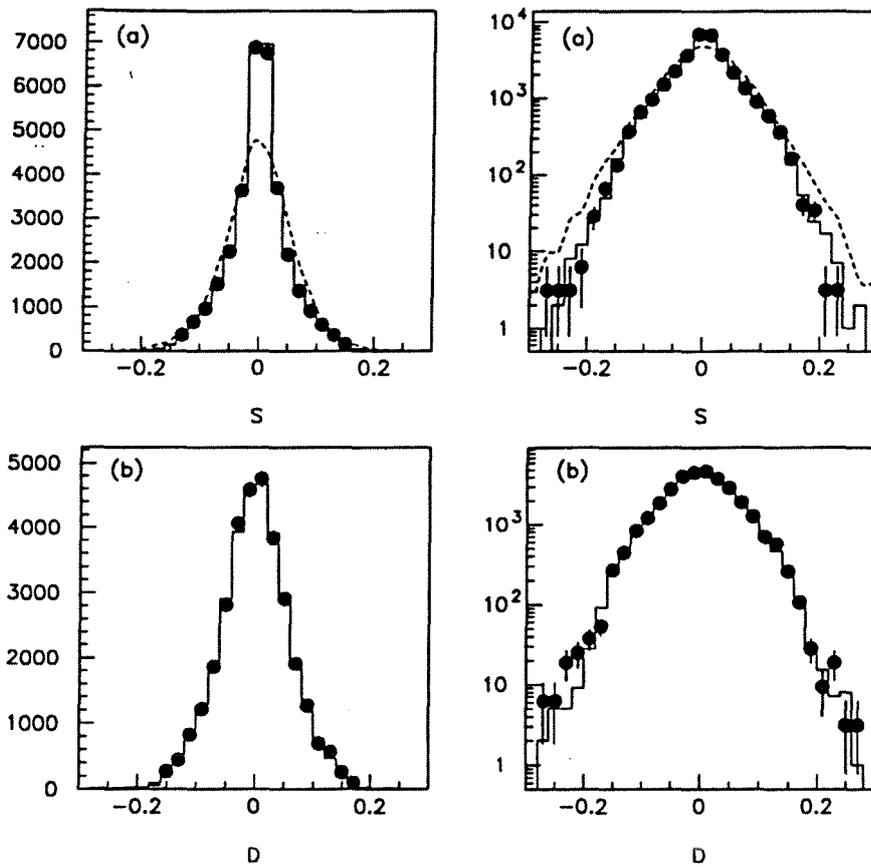


Figura 5.5: Distribuzioni (in rad) di (a)  $S$  dal Monte Carlo (istogramma),  $S$  dai dati (punti),  $S'$  dal Monte Carlo (linea tratteggiata); (b)  $D$  dal Monte Carlo (istogramma) e dai dati (punti); in scala lineare e logaritmica.

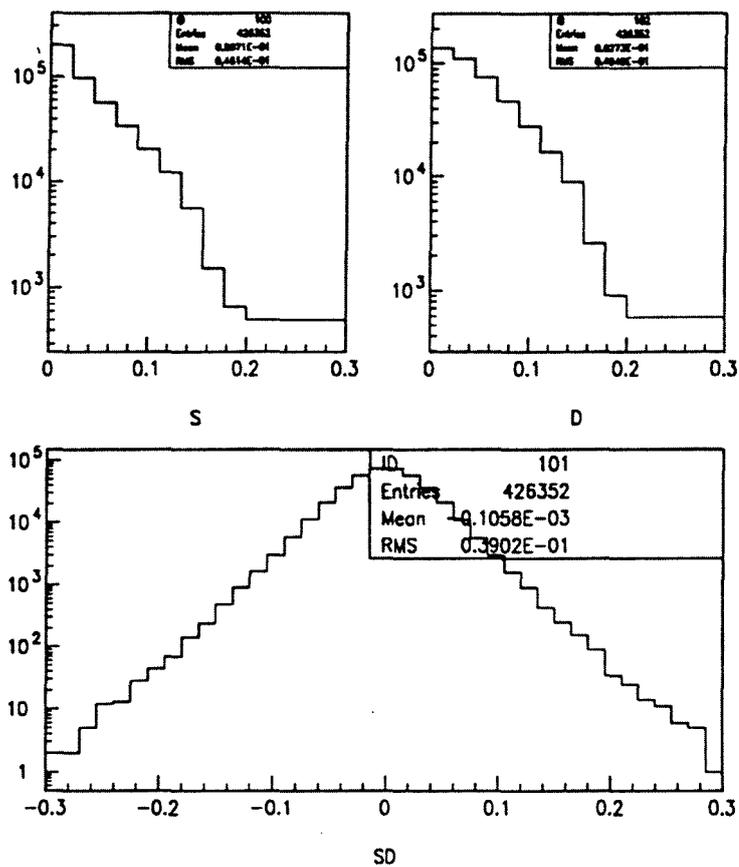


Figura 5.6: Proiezioni unidimensionali in  $|S|$ ,  $S - S'$  e  $|D|$  (rad) dell'istogramma tridimensionale ottenuto su eventi MC senza simulazione del rivelatore.

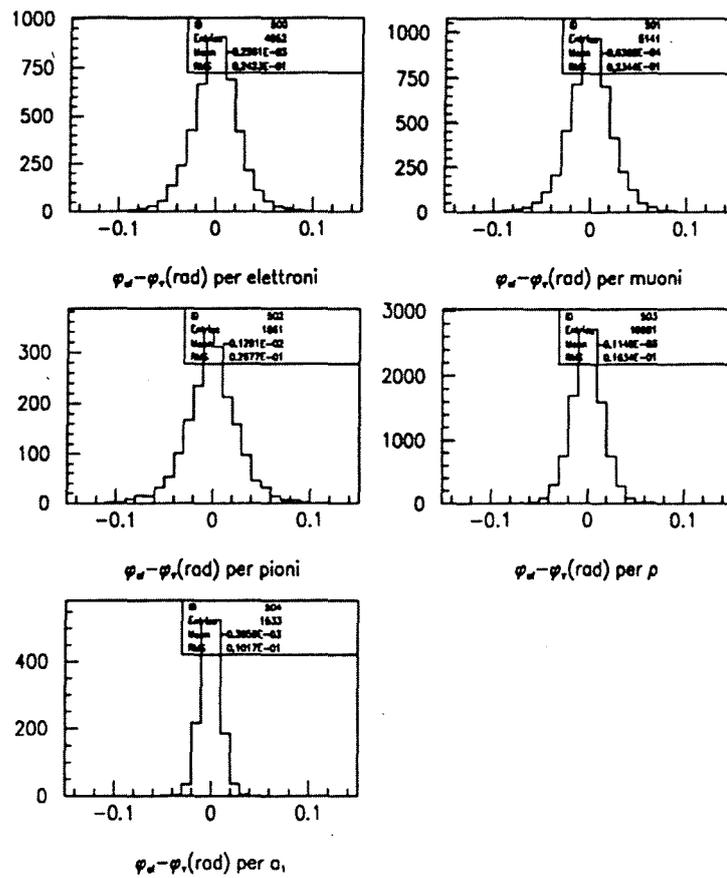


Figura 5.7: Differenza in azimuth tra sfericit  e direzione dei  $\tau$  per diversi stati finali del decadimento dei  $\tau$ .

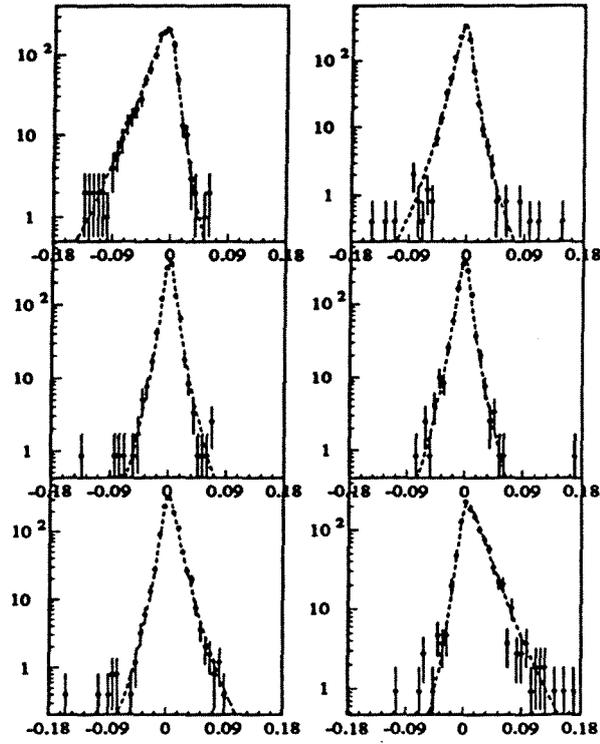


Figura 5.8: Distribuzione di  $\delta$  per vari valori di  $S$ : (a)  $S < -0.06$ , (b)  $-0.06 \leq S < -0.01$ , (c)  $-0.01 \leq S < 0$ , (d)  $0 \leq S < 0.01$ , (e)  $0.01 \leq S < 0.06$ , (f)  $S \geq 0.06$ ; i punti sono ottenuti dai dati, le curve tratteggiate rappresentano il risultato del fit.

# Appendice

## Selezione su eventi $q\bar{q}$

Questi sono i tagli che sono stati applicati sugli eventi  $q\bar{q}$  per studiare le code di risoluzione sulla misura del parametro d'impatto:

1. la probabilità calcolata da QIPBTAG che nell'evento siano stati prodotti quark  $b$  è minore di 0.1;
2. almeno 4 coordinate nella TPC;
3. almeno una coordinata in VDET, sia nel piano  $r\phi$  sia in  $z$  e nello stesso strato;
4.  $|d_0| < 0.5$  cm e  $|z_0| < 0.5$  cm, calcolati rispetto al vertice primario;
5. gli errori su  $d_0$  e  $z_0$  siano minori di 0.1 cm;
6. il  $\chi^2_{ridotto}$  del fit sulla traccia sia minore di 5;
7. l'impulso del getto sia maggiore di 15 GeV/c;
8. la traccia non sia stata identificata come un muone o un elettrone;

9. il contributo stimato all'errore su  $d_0$  dell'incertezza sulla posizione del vertice primario sia minore di  $25 \mu\text{m}$ ;
10. il  $d_0$  della traccia sia negativo.

Ad ogni traccia QIPBTAG si associa una probabilità  $P_T$ , definita come la probabilità che il valore per essa misurato di  $d_0/\sigma_{d_0}$  sia consistente con l'ipotesi di traccia originatasi nel vertice primario; all'evento nel suo complesso viene associata la probabilità che tutte le tracce selezionate si siano originate nel vertice primario.

## Bibliografia

- [1] M.L. Perl *et al.*, *Evidence for Anomalous Lepton Production in  $e^+e^-$  Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489-1492.
- [2] M. L. Perl, *The Tau Lepton*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1980. 30: 299-335.
- [3] ALEPH, A. S. Schwarz,  $\tau$  Physics, ALEPH 93-167, PHYSIC 93-144.
- [4] L. B. Okun, *Leptoni e quark*, Editori Riuniti, Roma, 1986.
- [5] D. A. Bryman,  $\tau - e$  and  $\tau - \mu$  universality from  $\tau \rightarrow \pi\nu$  decays, Phys. Rev. D, **46**, 3 (1992), 1064-1066.
- [6] D. Decamp *et al.*, *ALEPH: a detector for electron-positron annihilations at LEP*, Nucl. Instr. and Meth. **A294** (1990) 121-178.
- [7] Buskulic *et al.*, *Performance of the ALEPH detector at LEP.*, 1991
- [8] ALEPH, J. Knobloch, P. Norton, *Status of Reconstruction Algorithms for ALEPH, Version 3.* (nota preliminare)
- [9] W. Wiedenmann, *Alignment of the ALEPH tracking devices*, contributo alla Wire Chamber Conference 1992, Vienna, 17-21 febbraio 1992.

- [10] Buskulic *et al.*, *Update of Electroweak Parameters from Z decays*, Z. Phys. C60 (1993) 71-81.
- [11] ALEPH, D. Brown, M. Frank, *Tagging b hadrons using track impact parameters*, ALEPH 92-135, PHYSIC 92-124.
- [12] ALEPH, G. Ganis *et al.*, *New selection for  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  events*, ALEPH 92-142, PHYSIC 92-130.
- [13] ALEPH, G. Ganis, M. Girone, L. Rolandi, *Improved  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$  selection*, ALEPH 93-184, PHYSIC 93-159.
- [14] ALEPH, G. Ganis, M. Girone, L. Rolandi, *Measurement of  $\sigma_{\tau^+\tau^-}$  and  $A_{FB}^{\tau^+\tau^-}$  with '92 data*, ALEPH 94-8, PHYSIC 94-7.
- [15] ALEPH, G. Bagliesi, L. Silvestris, *Leptons trigger in 1991 data.*, ALEPH 91-92, PHYSIC 91-84.
- [16] Buskulic *et al.*, *A Precise measurement of the  $\tau$  Lepton Lifetime*, Phys. Lett. B297 (1992) 432-448.
- [17] ALEPH, F. Fidecaro, A. Lusiani, A. Messineo, A. Sciabà, *Measurement of the  $\tau$  Lepton Lifetime with the Impact Parameter Sum Method, using the 1992 ALEPH data sample* (nota preliminare)
- [18] ALEPH, S. Wasserbaech, *Measurement of the  $\tau$  lifetime with the impact parameter difference method: 1992 data* (nota preliminare).

[19] ALEPH, I. Ferrante, *Update of the tau lifetime analysis with the decay length method in 1992 data* (nota preliminare).

