

Dottorato di Ricerca in Fisica
Università degli Studi di Milano
Dipartimento di Fisica

Attilio Andreazza

Dissertazione

Misura della vita media del τ nell'esperimento DELPHI a LEP

A parziale adempimento dei requisiti per il conseguimento del titolo di
Dottore di Ricerca

Discussa il 31 gennaio 1995 davanti alla Commissione:

Prof. B. Borgia (Università "La Sapienza", Roma)
Dott. H. Dijkstra (CERN, Ginevra)
Prof. E. Fiorini (Presidente)
Dott. C. Meroni (INFN, Milano)
Dott. P. G. Rancoita (INFN, Milano)
Prof. A. Pullia
Prof. M. Spiro (DAPNIA, Saclay)
Prof. G. Vegni (Tutore)
Prof. L. Zanotti

Il Tutore
Prof. G. Vegni



Il Coordinatore
Prof. G. Baldini



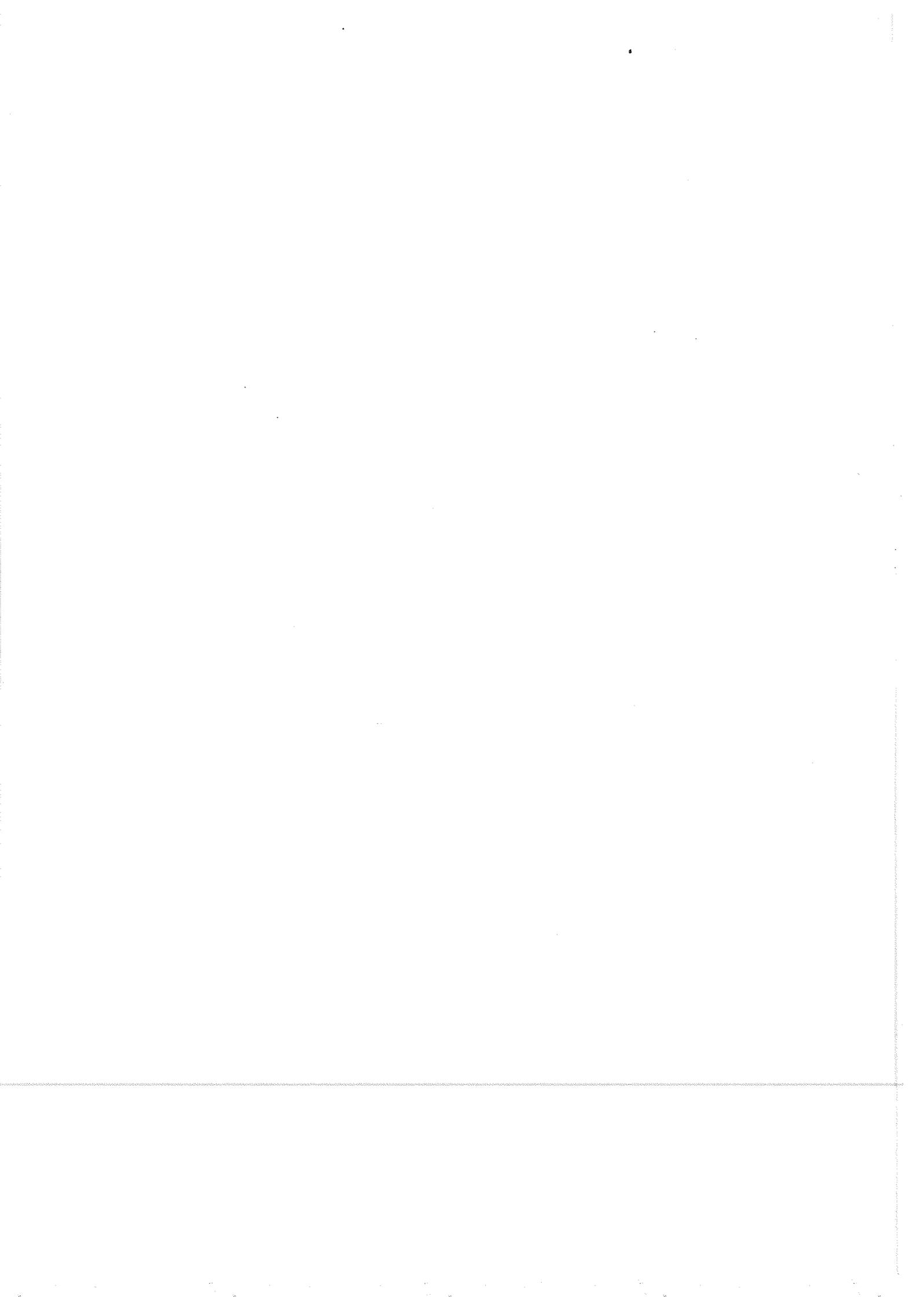
VII Ciclo, 1991-1994



A hypothesis or theory is clear, decisive and positive, but it is believed by no one but the man who created it.

Experimental findings, on the other hand, are messy, inexact things which are believed by everyone except the man who did the work.

Harlow Shapley



Indice

Introduzione	7
1 Motivazioni per una misura di precisione della vita media del τ	11
1.1 Proprietà del τ	11
1.2 Universalità dei leptoni nel modello standard	14
1.3 Verifiche di universalità dei leptoni	15
1.4 Test di universalità nei decadimenti del τ	16
1.4.1 Ulteriori famiglie di leptoni	20
1.4.2 Modelli con 2 doppietti di Higgs	20
1.5 Studio delle correzioni radiative	21
1.6 Determinazione di α_s	24
1.7 Conclusioni	25
Bibliografia	26
2 Metodi di misura di vite medie	29
2.1 I metodi classici	29
2.1.1 La lunghezza di decadimento	29
2.1.2 Il parametro di impatto	31
2.2 Effetto della risoluzione sperimentale	33
2.3 Situazione sperimentale a LEP	36
Bibliografia	37
3 L'esperimento DELPHI	39
3.1 Il sistema tracciante	39
3.1.1 La Time Projection Chamber	42
3.1.2 L'Inner Detector	43
3.1.3 Il Vertex Detector	44
3.1.4 L'Outer Detector	50
3.1.5 Le Forward Chambers	51
3.2 La calorimetria	51
3.2.1 La High density time Projection Chamber	51
3.2.2 Il Forward ElectroMagnetic Calorimeter	51
3.2.3 Il calorimetro adronico	52

3.2.4	I luminometri	52
3.3	Identificazione di particelle	52
3.3.1	Camere a μ	52
3.3.2	I Ring Imaging Cherenkov	53
	Bibliografia	53
4	Allineamento del rivelatore di vertice	55
4.1	Mappatura del rivelatore	56
4.1.1	Sistema di misura	56
4.1.2	Procedura di misura	57
4.1.3	Trattamento dei dati	59
4.1.4	Precisione delle misure e studio delle deformazioni	62
4.2	Allineamento con le tracce	67
4.2.1	Allineamento globale del rivelatore di vertice	68
4.2.2	Allineamento interno del rivelatore di vertice	73
4.2.3	Risultati	80
4.3	Vincoli sull'allineamento radiale	82
4.4	Conclusioni	87
	Bibliografia	88
5	Allineamento dei rivelatori esterni	89
5.1	Allineamento globale di TPC e ID	89
5.2	Calibrazione della TPC	90
5.3	Calibrazione dell'ID	94
5.4	Calibrazione dell'OD	94
5.5	Controlli di consistenza sulla qualità delle tracce	96
	Bibliografia	100
6	Metodi di misura della vita media del τ in topologie 1-1	101
6.1	Topologia degli eventi	101
6.2	Differenza dei parametri di impatto	105
6.3	Somma dei parametri di impatto	110
6.4	Considerazioni statistiche	112
6.5	Confronto con i metodi classici	114
	Bibliografia	116
7	Determinazione della vita media del τ	117
7.1	Selezione degli eventi	117
7.2	Risultati delle procedure di misura	123
7.2.1	Differenza dei parametri di impatto	124
7.2.2	Somma dei parametri di impatto	128
7.3	Errori sistematici e bias	131
7.3.1	Simulazione dei processi fisici	132

7.3.2	Errori di ricostruzione	133
7.3.3	Procedura di misura	135
7.3.4	Selezione degli eventi	138
7.3.5	Trattamento del fondo	138
7.4	Riepilogo degli errori sistematici e combinazione delle misure	141
7.5	Prospettive future	142
	Bibliografia	144

Conclusioni		147
--------------------	--	------------

Introduzione

In questa tesi è descritto il lavoro che ho svolto durante il Dottorato di Ricerca presso l'Università degli Studi di Milano negli anni 1992-1994. Esso si è sviluppato all'interno del gruppo DELPHI di Milano che ha partecipato alla costruzione del rivelatore di vertice dell'esperimento DELPHI a LEP ed è tuttora coinvolto nella presa dati e nella preparazione di una versione migliorata del rivelatore.

La mia attività di ricerca si è concentrata attorno alla misura della vita media del τ con i nuovi metodi, introdotti a LEP, della somma e della differenza dei parametri d'impatto, utilizzando i dati raccolti da DELPHI nel 1992 e 1993. Questa misura richiede un sistema di ricostruzione delle traiettorie dei prodotti di decadimento dei τ estremamente preciso. Per questo mi sono dedicato allo studio approfondito di un aspetto di carattere strumentale connesso con questa problematica: l'allineamento dell'apparato tracciante di DELPHI.

Come illustrato nel capitolo 1, nel 1992, all'inizio della mia attività di dottorato, l'interesse per una misura di precisione della vita media del τ veniva da un'apparente violazione dell'universalità delle costanti di accoppiamento deboli. Infatti i rapporti:

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 0.970 \pm 0.013, \quad \frac{g_\tau}{g_e} = 0.974 \pm 0.013,$$

determinati a partire dalla misura della massa del τ m_τ , della sua vita media τ_τ e dei rapporti di decadimento leptonici $B_e = BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ e $B_\mu = BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$, erano compatibili con l'unità solo entro più di 2 deviazioni standard. Le misure recenti di B_e , B_μ , e, in particolare, di m_τ e τ_τ , hanno cancellato la discrepanza che è adesso minore di una deviazione standard:

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 0.998 \pm 0.004, \quad \frac{g_\tau}{g_e} = 0.999 \pm 0.004$$

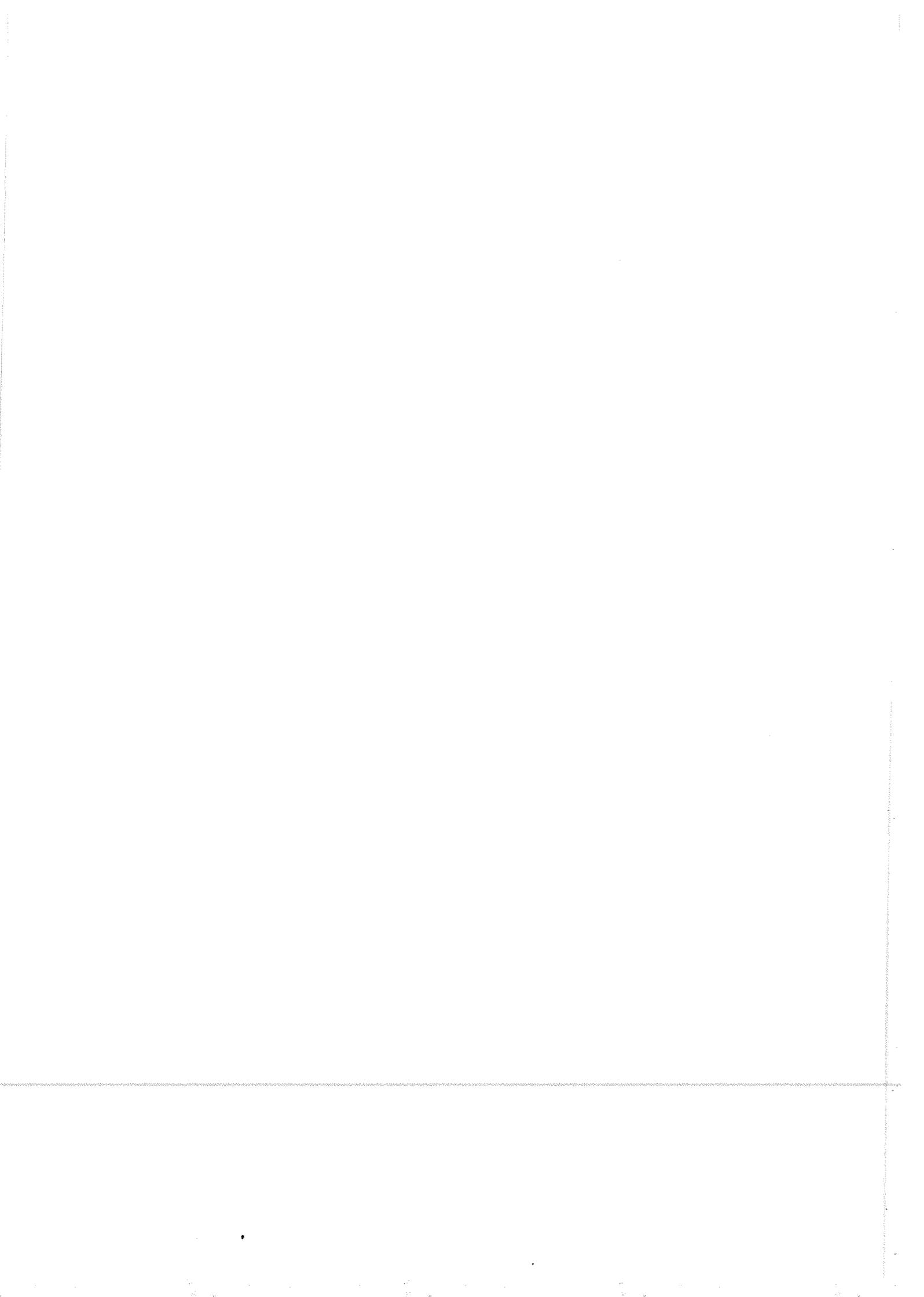
tuttavia lo studio di questo argomento è ancora significativo, perchè un aumento della precisione ottenuta su tutti i parametri potrebbe portare a verifiche dell'universalità dei leptoni nel settore del τ al livello di 1-2 parti per mille, confrontabili con quelle tra e e μ .

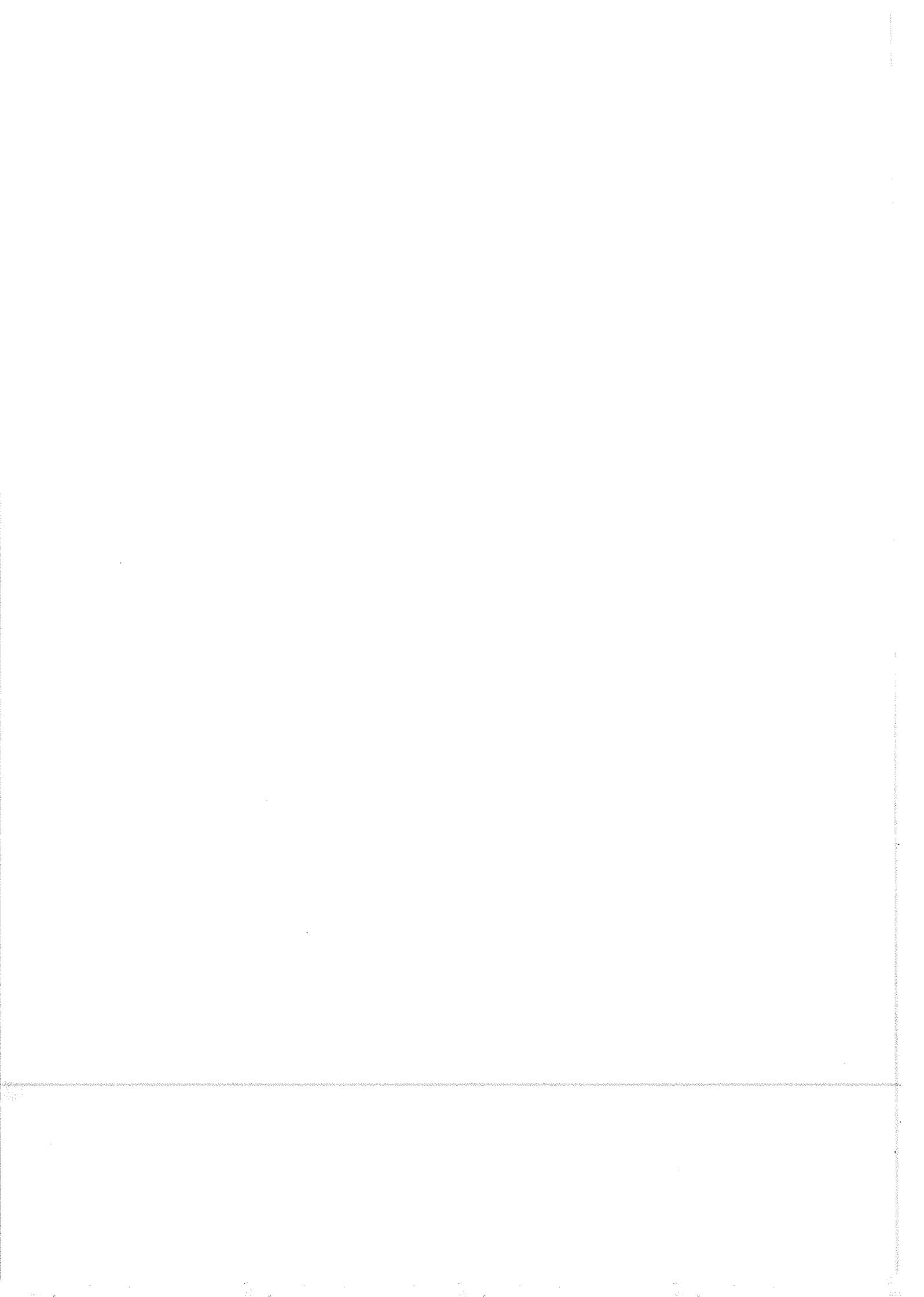
Per quanto riguarda la determinazione della vita media, la diminuzione dell'errore sulla media mondiale da 6 fs nel 1992 agli attuali 1.6 fs (incluso anche la misura presentata in questa tesi) è dovuta principalmente alle misure eseguite dagli esperimenti LEP. Esse sono state rese possibili soprattutto grazie all'introduzione, negli esperimenti

ad anelli di collisione, di rivelatori di vertice a semiconduttore con precisioni spaziali di pochi micrometri.

In DELPHI si è puntato sul rivelatore di vertice per migliorare la risoluzione dell'apparato. La maggior parte del lavoro di allineamento si è perciò concentrata attorno al microvertice, partendo dalla sua mappatura geometrica, fino all'inserimento nell'apparato tracciante dell'esperimento, dove assicura la ricostruzione delle traiettorie di particelle cariche in prossimità della regione di interazione con una precisione, per particelle di alto impulso, di $21 \mu\text{m}$.

La tesi contiene tre capitoli introduttivi: il primo fornisce le motivazioni per una misura di precisione della vita media del τ , il secondo è dedicato a considerazioni di carattere generale sugli aspetti sperimentali delle misure di vita media e servirà per introdurre buona parte della nomenclatura necessaria, mentre il terzo dà una concisa descrizione dell'apparato sperimentale. Il lavoro di allineamento è presentato nei capitoli 4 e 5, di cui il primo interamente dedicato all'allineamento del rivelatore di vertice. I principali risultati sulla precisione raggiunta nell'allineamento sono riassunti nei paragrafi conclusivi dei capitoli. La descrizione della misura della vita media del τ è stata divisa in due parti: il capitolo 6 è dedicato alla descrizione generale dei metodi ed agli aspetti statistici ad essi collegati, mentre nel capitolo 7 sono discussi i dettagli tecnici della misura, i risultati e gli errori sistematici connessi.





Capitolo 1

Motivazioni per una misura di precisione della vita media del τ

In questo capitolo verranno date le motivazioni per una misura di precisione della vita media del leptone τ . L'aspetto principale, cui verrà dedicata la prima parte, è quello dell'universalità dei leptoni nelle correnti cariche, che nel modello standard deriva in modo naturale dalla simmetria di gauge $SU(2)_L$.

Data la caratteristica fondamentale dell'universalità dei leptoni nel modello standard, una qualsiasi violazione di tale universalità sarebbe indice di nuovi processi fisici. In questo capitolo descriverò brevemente gli effetti che derivano da alcune estensioni del modello standard. Nel caso si possa accettare l'ipotesi di universalità dei leptoni, la misura della larghezza totale di decadimento può inoltre essere utilizzata per una misura accurata del rapporto $R_\tau = \Gamma(\tau^- \rightarrow (\text{adroni})^- \nu_\tau) / \Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ dal quale si può ricavare una misura della costante di accoppiamento forte α_s . Data la precisione che le misure sulla fisica del τ hanno assunto (e assumeranno ad una eventuale τ -charm factory), sarà inoltre possibile verificare quantitativamente le correzioni radiative ad alcuni processi di decadimento.

1.1 Proprietà del τ

Sin dalla sua scoperta nel 1975 [1] il τ è stato oggetto di intensa ricerca nell'ambito della fisica delle particelle elementari.

Strumenti principali sono stati i collisori e^+e^- in un ampio intervallo di energie nel centro di massa, dalle macchine a soglia (SPEAR a SLAC, dove è avvenuta la scoperta, DORIS a DESY e, di recente, BEPC a Pechino), a quelle ad energie intermedie (PEP e PETRA, dove sono state effettuate le prime misure della vita media, TRISTAN e specialmente CESR e DORIS II sulla risonanza $\Upsilon(4s)$), ed infine, dal 1989, sul picco della Z^0 a LEP.

Allo stato attuale delle conoscenze [2], il τ è una particella elementare, con:

$$m_\tau = 1777.1^{+0.4}_{-0.5} \text{ Mev}/c^2$$

Tabella 1.1: Classificazione dei fermioni elementari attualmente noti [2].

Famiglia	Particella	Carica	Massa	Tipo
1	u	$2/3$	2-8 MeV	quark
	d	$-1/3$	5-15 MeV	quark
	e	-1	0.511 MeV	leptone
	ν_e	-	< 5.1 eV	leptone
2	c	$2/3$	1.0-1.6 GeV	quark
	s	$-1/3$	100-300 MeV	quark
	μ	-1	105.7 MeV	leptone
	ν_μ	-	< 0.27 MeV	leptone
3	t	$2/3$	~ 170 GeV	quark
	b	$-1/3$	4.1-4.5 GeV	quark
	τ	-1	1777 MeV	leptone
	ν_τ	-	< 31 MeV	leptone

$$\tau_\tau = 295.6 \pm 3.1 \text{ fs}$$

$$J = \frac{1}{2}$$

$$Q = -1$$

Collocato nell'ambito del modello standard delle interazioni elettrodeboli, basato sulla simmetria di gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ [3], esso è un leptone, al pari di μ ed e , la cui componente sinistrorsa forma insieme al suo neutrino ν_τ un doppietto di isospin debole con ipercarica $Y = -1$, mentre quella destrorsa è un singoletto con ipercarica -2. Nello schema di classificazione di leptoni e quark in generazioni successive (tabella 1.1) esso costituisce, insieme ai quark t e b , la terza famiglia che, data la misura del numero di neutrini leggeri a LEP, $N_\nu = 2.983 \pm 0.95$, è anche l'ultima che può contenere ν con massa $m_\nu < m_Z/2$.

Il τ è quindi il leptone più pesante oggi conosciuto e probabilmente anche esistente in natura. Data la sua grande massa può decadere sia in leptoni che in adroni e ciò lo rende uno strumento unico per lo studio della corrente adronica

$$J_\mu^{CC} = \cos \theta_c \bar{u}_L \gamma_\mu d + \sin \theta_c \bar{u}_L \gamma_\mu s + \text{c.c.}$$

in una regione di massa invariante in cui non è possibile ricorrere a calcoli perturbativi [4]. Non solo la sua vita media ha l'ordine di grandezza atteso dal modello standard:

$$\tau_\tau = \frac{1}{5} \frac{192\pi^3}{G_F^2 m_\tau^5} = 300 \text{ fs}$$

Tabella 1.2: Principali rapporti di decadimento del τ [2]

Canale	BR	BR topologici
$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$17.65 \pm 0.24 \%$	
$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$18.01 \pm 0.18 \%$	
$\pi^- \nu_\tau$	$11.7 \pm 0.4 \%$	
$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$25.2 \pm 0.4 \%$	$B_1 = 85.49 \pm 0.24 \%$
$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$	$9.6 \pm 0.4 \%$	
$h^- \geq 3\pi^0 \nu_\tau$	$1.48 \pm 0.26 \%$	
$K^- \geq \text{neutre } \nu_\tau$	$1.68 \pm 0.24 \%$	
$h^- h^- h^+ \nu_\tau$	$8.42 \pm 0.31 \%$	
$h^- h^- h^+ \geq 1 \text{ neutre } \nu_\tau$	$5.63 \pm 0.30 \%$	$B_3 = 14.38 \pm 0.24 \%$
$3h^- 2h^+ \geq 0 \text{ neutre } \nu_\tau$	$1.25 \pm 0.24 \times 10^{-3}$	$= B_5$

ma le sue larghezze di decadimento sono in sostanziale accordo quantitativo con le previsioni teoriche, sia nel settore puramente elettrodebole che in quello semiadronico [5, 6]. Alcuni esempi saranno riportati nel corso del capitolo; è comunque importante osservare che la misura di queste larghezze è data dal prodotto della larghezza totale (determinata dalla vita media) per il rapporto di decadimento misurato, quindi la vita media entra in tutte queste verifiche sperimentali. I principali rapporti di decadimento sono indicati in tabella 1.2; di particolare interesse sono le conseguenze sperimentali della relazione $B_1 > B_3$ nei rapporti di decadimento topologici, che rende necessario utilizzare per la misura della vita media non solo i decadimenti in 3 o più particelle cariche in cui si può ricostruire il vertice di decadimento e misurare la lunghezza di volo, ma anche i decadimenti in una sola particella carica in cui si sono sviluppate le tecniche basate sul parametro di impatto.

Nel campo della fisica elettrodebole di precisione, oltre a fornire un'importante verifica di universalità, come verrà diffusamente discusso in seguito, la determinazione delle costanti di accoppiamento vettoriale v ed assiale a del τ alla Z^0 (tabella 1.3), effettuata attraverso la misura della polarizzazione:

$$P_\tau = \frac{A_\tau(1 + \cos^2 \theta) + 2A_e \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta - 2A_\tau A_e \cos \theta}$$

$$A_l = \frac{2v_l a_l}{v_l^2 + a_l^2}$$

costituisce una delle più precise determinazioni di $\sin^2 \theta_W$ effettuate a LEP [7].

Per quanto riguarda il compagno leptonic del τ , il ν_τ , esso non è stato ancora osservato, sebbene ci siano progetti per una sua rivelazione in esperimenti miranti ad osservare oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$ [8]. Il limite diretto sulla massa è di 31 MeV [2] e il suo

spin è $1/2$ [9]; si è verificato che la sua elicità è in accordo con il modello standard [10].

1.2 Universalità dei leptoni nel modello standard

Uno dei maggiori meriti del modello standard è quello di fornire una spiegazione naturale all'universalità dei leptoni, osservata dapprima nel confronto $e - \mu$ e poi nello studio della fisica del τ . Infatti tale universalità non è un fatto casuale, ma deriva dalla simmetria di gauge della teoria.

Per spiegare questo punto si riassumono brevemente gli aspetti formali riguardanti l'argomento [11, 12]. Le teorie di gauge sono teorie di campo in cui la lagrangiana è invariante rispetto a trasformazioni locali di un certo gruppo di Lie [13]. In queste teorie le interazioni sono mediate da campi vettoriali $A_{\mu,a}$ (bosoni vettori), in numero pari ai generatori del gruppo di simmetria. Questi campi hanno una lagrangiana libera della forma:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a \quad (1.1)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f_{bc}^a A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.2)$$

dove si è sottintesa la somma sugli indici ripetuti. Questa lagrangiana, oltre alle *costanti di struttura* f_{bc}^a che sono caratteristiche del gruppo di Lie, contiene una costante di accoppiamento g . I fermioni invece sono raggruppati in multipletti ψ_i che si trasformano sotto opportune rappresentazioni del gruppo di gauge. I bosoni vettori si accoppiano ai membri di un multipletto con termini:

$$-ig A_{\mu,a} \bar{\psi}_i \gamma^\mu T_{i,j}^a \psi_j \quad (1.3)$$

in cui le matrici $T_{i,j}^a$ sono definite dalla rappresentazione del gruppo realizzata dai fermioni, cioè dal tipo di multipletto che essi formano, e, per mantenere l'invarianza di gauge, la costante di accoppiamento g deve essere identica a quella che appare nella lagrangiana dei campi. Essa quindi è la stessa per tutti i fermioni anche se gli stessi si trovano in rappresentazioni diverse.

Nel modello standard delle interazioni elettrodeboli si ipotizza una simmetria rispetto a due gruppi di gauge, $SU(2)_L$ di isospin debole e $U(1)_Y$ di ipercarica. I possibili multipletti sono caratterizzati quindi dal valore dell'isospin debole T e dell'ipercarica Y . In particolare, le componenti sinistrorse di leptoni e quark sono raggruppate in doppietti con $T = 1/2$, mentre le componenti destrorse sono singoletti di $SU(2)$ con $T = 0$. I numeri quantici posseduti dai membri di una generazione sono indicati in tabella 1.3. Insieme ad essi sono indicati anche la carica elettrica

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

e i termini:

$$a = T_3, \quad v = T_3 - 2Q \sin^2 \theta_W$$

Tabella 1.3: Numeri quantici e costanti di accoppiamento dei fermioni nel modello standard.

Fermione	T	$T_3 = a$	Y	Q	v
u_L	$1/2$	$+1/2$	$+1/3$	$+2/3$	$1/2 - 4/3 \sin^2 \theta_W$
d_L	$1/2$	$-1/2$	$+1/3$	$-1/3$	$-1/2 + 2/3 \sin^2 \theta_W$
u_R	0	0	$+4/3$	$+2/3$	$-4/3 \sin^2 \theta_W$
d_R	0	0	$-2/3$	$-1/3$	$2/3 \sin^2 \theta_W$
ν_{eL}	$1/2$	$+1/2$	-1	0	$1/2$
e_L	$1/2$	$-1/2$	-1	-1	$-1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$
e_R	0	0	-2	-1	$2 \sin^2 \theta_W$

che caratterizzano gli accoppiamenti al γ ed alla Z^0 , generati dal mescolamento dei bosoni neutri dei due gruppi di gauge successivo alla generazione delle masse indotta dal meccanismo di Higgs [14].

Poichè le costanti di accoppiamento g e g' di $SU(2)$ ed $U(1)$ sono identiche per tutti i fermioni e in più tutte le famiglie di leptoni e quark si trovano nelle stesse rappresentazioni, dal punto di vista delle interazioni deboli esse devono comportarsi nello stesso modo.

Violazioni dell'universalità compatibili con il modello standard possono venire solo da quei parametri della teoria che non sono fissati dalla simmetria di gauge: gli accoppiamenti di Yukawa del settore di Higgs, che generano le differenti masse, e la matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [15] per il mescolamento dei sapori nel settore adronico.

1.3 Verifiche di universalità dei leptoni

L'uguaglianza delle costanti di accoppiamento elettrodeboli vale sia per i leptoni che per i quark, tuttavia solo nel settore leptonico tutte le ampiezze di decadimento sono teoricamente calcolabili; quindi è possibile utilizzare le interazioni deboli dei leptoni per effettuare verifiche precise di universalità e per cercarne violazioni che possono provenire da effetti di fisica al di là del modello standard o dallo scambio di bosoni di Higgs, le cui costanti di accoppiamento di Yukawa non sono fissate dalla simmetria di gauge.

Nel campo delle correnti neutre, il fatto che i diversi leptoni siano posti in rappresentazioni con lo stesso valore di isospin debole ed ipercarica, implica l'uguaglianza delle cariche elettriche e dell'accoppiamento alla Z^0 . Sperimentalmente l'uguaglianza delle cariche di e , μ e τ discende dal valore nullo delle cariche dei neutrini; esiste un limite $Q_{\nu_e} < 10^{-15}$ derivante da una stima della massima deflessione che il campo magnetico intergalattico potrebbe aver indotto sui ν provenienti dalla supernova 1987A [16] ed i

dati sullo scattering $\nu_\mu e$ implicano $Q_{\nu_\mu} < 10^{-9}$ [17], mentre considerazioni astrofisiche e teoriche implicano $Q_{\nu_\tau} < 10^{-6}$ [18, 19]. L'universalità dell'accoppiamento alla Z^0 è invece direttamente misurabile solo per i leptoni carichi e deriva dalla misura del rapporto $R_l = \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_l$ delle larghezze di decadimento adronica e leptoniche della Z^0 a LEP [7]:

$$\begin{aligned} R_e &= 20.86 \pm 0.07 \\ R_\mu &= 20.82 \pm 0.06 \\ R_\tau &= 20.75 \pm 0.07 \end{aligned}$$

Nel settore delle correnti cariche, la determinazione più precisa dell'uguaglianza delle costanti di Fermi per e e μ viene dal rapporto

$$\frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \right)^2$$

e dà [20]:

$$\frac{g_e}{g_\mu} = 0.9983 \pm 0.0015(\text{sper.}) \pm 0.0002(\text{teor.})$$

La prossima sezione sarà dedicata alla discussione dei valori di g_τ/g_e e g_τ/g_μ .

1.4 Test di universalità nei decadimenti del τ

Il test diretto dell'uguaglianza dell'accoppiamento debole del τ a quello di μ ed e è fornito dalla larghezze dei decadimenti $\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau$ con $l = e, \mu$.

Esse sono date a livello albero dal grafico in figura 1.1. Dato che $m_\tau \ll m_W$ vale anche in questo caso l'approssimazione di Fermi di sostituire il propagatore del bosone W con un vertice efficace a quattro fermioni con costante di accoppiamento

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2}$$

e il valore ottenuto per la lunghezza di decadimento è [21]:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau) = \frac{G_{F\tau} G_{Fl} m_\tau^5}{192\pi^3} f\left(\frac{m_l^2}{m_\tau^2}\right) \delta_W(m_\tau) \delta_{\text{QED}}(m_\tau) \quad (1.4)$$

dove $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln x$ è il termine di spazio delle fasi, $\delta_W(m) = 1 + 3/5 m^2/m_W^2$ è la correzione al primo ordine per l'introduzione del propagatore del W [22] e $\delta_{\text{QED}}(m) = 1 + \alpha(m^2)/2\pi (25/4 - \pi^2)$ è la correzione alla larghezza totale di decadimento dovuta ad effetti radiativi di QED [23, 22].

Il risultato è sostanzialmente identico a quello per il decadimento del μ [23]:

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) = \frac{G_{F\mu} G_{Fe} m_\mu^5}{192\pi^3} f\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \delta_W(m_\mu) \delta_{\text{QED}}(m_\mu) \quad (1.5)$$

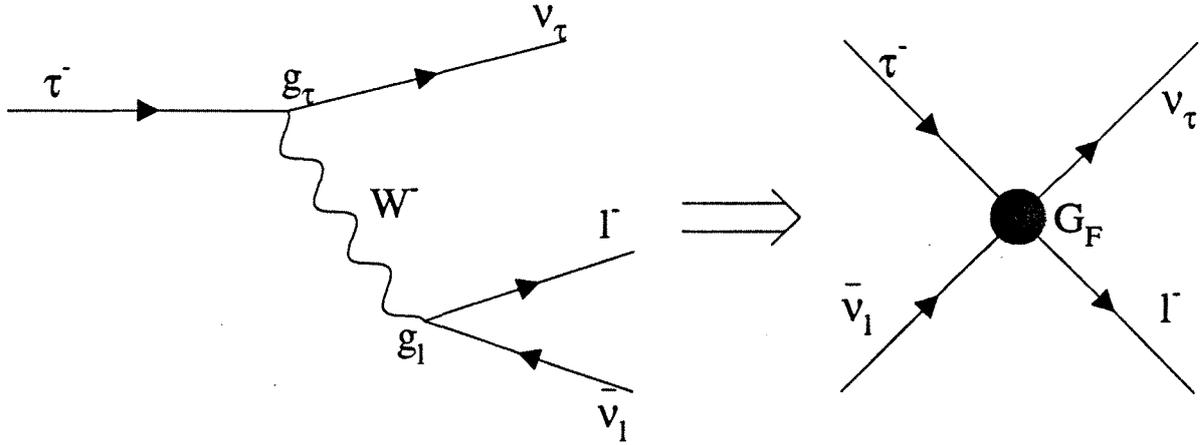


Figura 1.1: Diagramma ad albero per i decadimenti leptonici del τ .

dove le notazioni seguite intendono esplicitare una possibile non universalità degli accoppiamenti:

$$G_{Fl} = \frac{g_l^2}{4\sqrt{2}m_W^2}$$

in cui g_l è la costante di accoppiamento del W al leptone l .

Tenendo conto che $\Gamma(\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau)$ è data da $BR(\tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau) \Gamma_\tau$ e sostituendo i valori di $\alpha(m_\tau^2) = 1/133.3$ e $\alpha(m_\mu^2) = 1/136$ [22], dal rapporto delle (1.4) e (1.5) si ottiene che:

$$\frac{G_{F\tau}}{G_{F\mu}} = 0.9996 BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \left(\frac{\tau_\mu}{\tau_\tau}\right) \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 \quad (1.6)$$

$$\frac{G_{F\tau}}{G_{Fe}} = 1.0278 BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) \left(\frac{\tau_\mu}{\tau_\tau}\right) \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 \quad (1.7)$$

dove i coefficienti numerici provengono dai vari termini correttivi nelle (1.4) e (1.5).

La situazione di questo test di universalità all'inizio della mia attività di tesi può essere riassunta utilizzando i dati presentati dalla Review of Particle Properties del 1992 mostrati in tabella 1.4. Sostituendo nelle (1.6) e (1.7) si ottiene:

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 0.9698 \pm 0.0071 (BR) \pm 0.0095 (\tau_\tau) \pm 0.0044 (m_\tau)$$

$$\frac{g_\tau}{g_e} = 0.9737 \pm 0.0075 (BR) \pm 0.0095 (\tau_\tau) \pm 0.0044 (m_\tau)$$

con una differenza $> 2.5\sigma$ da 1. Questa discrepanza rendeva di grande interesse la verifica di questi risultati sperimentali che sembravano indicare contributi importanti

Tabella 1.4: Valori di vita media, massa e rapporti di decadimento leptonici del τ riportati nella Review of Particle Properties del 1992 [24]

Quantità	
m_τ	$1784.1^{+2.7}_{-3.6}$ MeV
τ_τ	305 ± 6 fs
$BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$	$17.93 \pm 0.26\%$
$BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$	$17.58 \pm 0.27\%$
m_μ	105.658389 ± 0.000034 MeV
τ_μ	2.19703 ± 0.00004 μ s

provenienti da fisica al di là del modello standard. Il contributo maggiore all'errore di misura veniva dalla vita media e dal rapporto di decadimento, tuttavia il valore di m_τ era dominato da un'unica determinazione della collaborazione DELCO [25], per cui c'erano suggerimenti che la deviazione dall'universalità potesse venire spiegata con la presenza di errori sistematici non conosciuti in tale misura [26].

Negli ultimi 3 anni un intenso lavoro sperimentale ha portato alla determinazione di nuovi valori di tutte le quantità fisiche considerate, migliorando l'accuratezza delle stesse fino ad un fattore 10.

In particolare sono due le sorgenti di queste nuove misure:

- la collaborazione sino-americano BES, all'acceleratore BEPC, ha effettuato una misura estremamente precisa di m_τ dal profilo della sezione d'urto all'energia di soglia per la produzione di coppie $\tau^+\tau^-$, fornendo un nuovo valore che differisce di 2 deviazioni standard dalla precedente media mondiale [27]¹:

$$m_\tau = 1776.96^{+0.18+0.20}_{-0.19-0.16} \text{ MeV}$$

- le quattro collaborazioni di LEP hanno contribuito in maniera estremamente significativa alla riduzione degli errori sulla vita media del τ e sul rapporto di decadimento in elettrone; in figura 1.2 sono indicate le più recenti determinazioni e le rispettive medie mondiali per tali parametri [28]:

$$\begin{aligned} \tau_\tau &= 291.6 \pm 1.6 \text{ fs} \\ BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) &= 17.793 \pm 0.086\% \\ BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) &= 17.333 \pm 0.087\% \end{aligned}$$

Una versione preliminare delle misure descritte in questa tesi è stata inclusa nel contributo della collaborazione DELPHI a queste nuove medie mondiali [29, 30].

¹Nei calcoli che seguono verrà utilizzato questo valore, corrispondente ai dati finali di BES riportati alle conferenze estive del 1994, perché ha un errore inferiore della media mondiale di [2] $1777.1^{+0.4}_{-0.5}$.

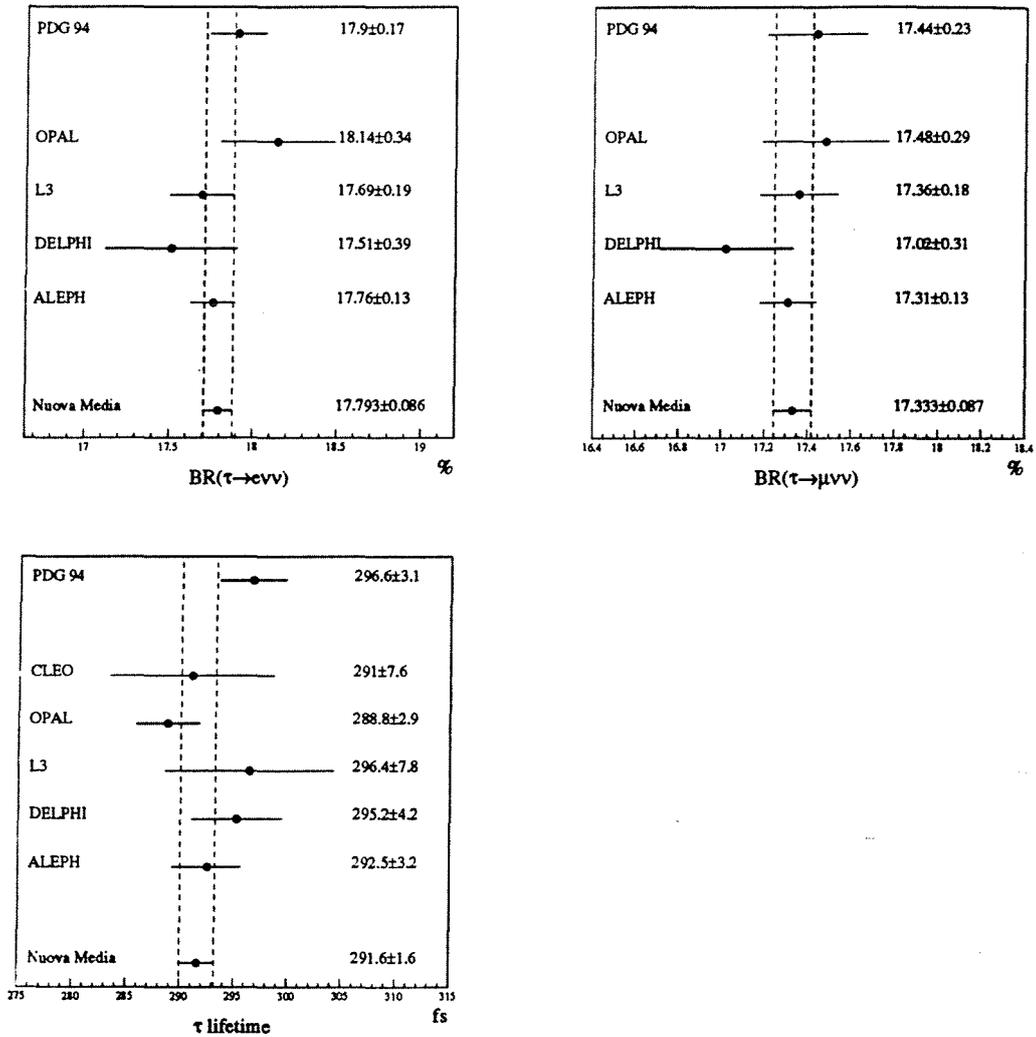


Figura 1.2: Valori della vita media e dei rapporti di decadimento leptonici del τ pubblicati in [2] e aggiornamenti presentati in [6].

Utilizzando i nuovi dati sperimentali si ottiene:

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 0.9981 \pm 0.0024 (\text{BR}) \pm 0.0027 (\tau_\tau) \pm 0.0004 (m_\tau)$$

$$\frac{g_\tau}{g_e} = 0.9989 \pm 0.0025 (\text{BR}) \pm 0.0027 (\tau_\tau) \pm 0.0004 (m_\tau)$$

che non solo mostra che l'universalità appare ben verificata, ma anche che la precisione è dell'ordine del 4 per mille. Tenendo conto che nei prossimi due anni si renderanno

disponibili ulteriori dati di LEP che dovrebbero permettere un significativo miglioramento di precisione, la possibilità di individuare violazioni dell'universalità dell'ordine di poche parti per mille dovute a piccoli effetti di fisica al di là del modello standard diventa particolarmente interessante [20].

I paragrafi successivi saranno dedicati ad un breve elenco di come due estensioni del modello standard minimale possono portare a deviazioni dal valore unitario dell'espressione (1.6).

1.4.1 Ulteriori famiglie di leptoni

La più semplice estensione del modello standard che può portare ad una violazione dell'universalità nel decadimento del τ potrebbe venire dalla presenza di una quarta famiglia di leptoni con un neutrino dotato di massa maggiore di m_τ [31].

In tal caso si può supporre che il ν_τ sia una sovrapposizione di stati di massa:

$$\nu_\tau = \nu_3 \cos \theta_{34} + \nu_4 \sin \theta_{34}$$

(in questa espressione sono stati considerati trascurabili gli ulteriori termini di mescolamento del ν_4 con le altre famiglie, in accordo con le gerarchie osservate nella matrice CKM del settore adronico [32]). In questo modello il τ può decadere unicamente nello stato di massa ν_3 , quindi tutte le sue ampiezze di decadimento vengono moltiplicate per $\cos^2 \theta_{34}$ e, viceversa, la sua vita media moltiplicata per $1/\cos^2 \theta_{34}$.

Il limite inferiore per la massa di tale neutrino è dato dalla determinazione fatta a LEP della larghezza invisibile della Z^0 . La larghezza di decadimento della Z^0 in una coppia $\nu\bar{\nu}$ vale [33]:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}) = \frac{G_F m_Z^3}{12\sqrt{2}\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_\nu^2}{m_Z^2}} \left(1 - \frac{m_\nu^2}{m_Z^2}\right) = 167.8 \text{ MeV} \sqrt{1 - \frac{4m_\nu^2}{m_Z^2}} \left(1 - \frac{m_\nu^2}{m_Z^2}\right)$$

Dalla misura della $\Gamma_{\text{invisibile}} = 498.2 \pm 4.2 \text{ MeV}$ e tenendo conto dell'esistenza dei 3 neutrini leggeri già noti, si ottiene che un ulteriore quarto neutrino deve necessariamente avere $m_{\nu_4} > m_Z/2$. Per l'angolo di mixing θ_{34} un limite superiore e' ricavabile da (1.6) e (1.7):

$$\sin^2 \theta_{34} = 1 - \frac{G_{F\tau}}{G_F} < 0.015 \text{ (95\% C.L.)}$$

1.4.2 Modelli con 2 doppietti di Higgs

Siccome l'universalità vale solo per gli accoppiamenti di gauge, mentre gli accoppiamenti di Yukawa dei fermioni con i bosoni di Higgs sono arbitrari, una sorgente naturale di violazione delle previsioni della (1.4) viene dalla presenza di diagrammi contenti bosoni di Higgs.

Nel modello standard minimale, in cui esiste un unico bosone di Higgs neutro, esso può manifestarsi solo attraverso diagrammi con almeno un loop, dando un contributo

soppresso, rispetto a quello dovuto allo scambio del W , di un fattore [34]

$$\frac{g^2}{4\pi^2} \frac{m_\tau^2}{m_W^2} \approx 10^{-5}$$

inosservabile con l'attuale precisione.

In un modello con due doppietti tuttavia gli accoppiamenti di Yukawa possono contenere dei fattori ulteriori proporzionali a $\tan \beta = v_2/v_1$ o a $1/\tan \beta = v_1/v_2$ [35], dove v_1 e v_2 sono i valori di aspettazione dei due doppietti. Nel caso di grandi valori di $\tan \beta$ le ampiezze di transizione possono subire un incremento significativo rispetto al modello con un singolo doppietto. Inoltre la presenza di bosoni carichi (ricordiamo che nel caso di due doppietti esistono 5 scalari di Higgs, tre neutri, h^0 e H^0 CP-pari, A^0 CP-dispari e due carichi H^\pm) introduce nuovi diagrammi ad albero.

Gli effetti dei diversi accoppiamenti e dei nuovi diagrammi sono stati studiati in dettaglio con particolare attenzione al modello supersimmetrico minimale, che contiene naturalmente due doppietti di Higgs.

Il diagramma ad albero di figura 1.3(a) è soppresso rispetto all'emissione di W (fig. 1.1) di un fattore [36]:

$$\left(\frac{m_\tau m_t}{m_{H^\pm}^2} \right) \tan^2 \beta$$

che risulta piccolissimo nel caso del decadimento del τ in e ($\approx 10^{-7} \tan^2 \beta$ per $m_{H^\pm} = 100$ GeV), tuttavia nel canale in μ è di due ordini di grandezza maggiore, potendo contribuire ad una violazione della (1.7).

L'altro contributo potenzialmente significativo viene dai diagrammi ad un loop di figura 1.3(b,c,d) che rappresentano le correzioni radiative ai propagatori del τ e del ν_τ , ed al vertice $\tau W \nu_\tau$, prodotte dallo scambio di Higgs. Esso comporta una variazione effettiva di $G_{F\tau}$ pari a [34]:

$$\frac{\delta G_{F\tau}}{G_{F\tau}} \approx \frac{g^2}{64\pi^2} \frac{m_\tau^2}{m_W^2} \tan^2 \beta \quad (1.8)$$

In alcuni modelli supersimmetrici una stima di $\tan \beta$ è data dal rapporto m_t/m_b [37]. Utilizzando i valori di m_t dalle correzioni radiative nelle interazioni elettrodeboli 169_{-18}^{+16+17} di LEP [2] e dalla misura diretta effettuata da CDF [38], $m_t = 174 \pm 10_{-12}^{+13}$ GeV, ed il valore $m_b = 4.1 - 4.5$ GeV, si ottiene $\tan \beta \approx 40$ e l'ordine di grandezza della correzione è di 10^{-3} , non troppo lontano dalla sensibilità raggiungibile con gli attuali esperimenti.

1.5 Studio delle correzioni radiative

Un test ulteriore di universalità in parte indipendente da quelli descritti nel paragrafo precedente viene dal rapporto tra le larghezze di decadimento del τ in π e quelle del π in μ . Esse sono caratterizzate dai processi in figura 1.4, in cui le grosse incognite

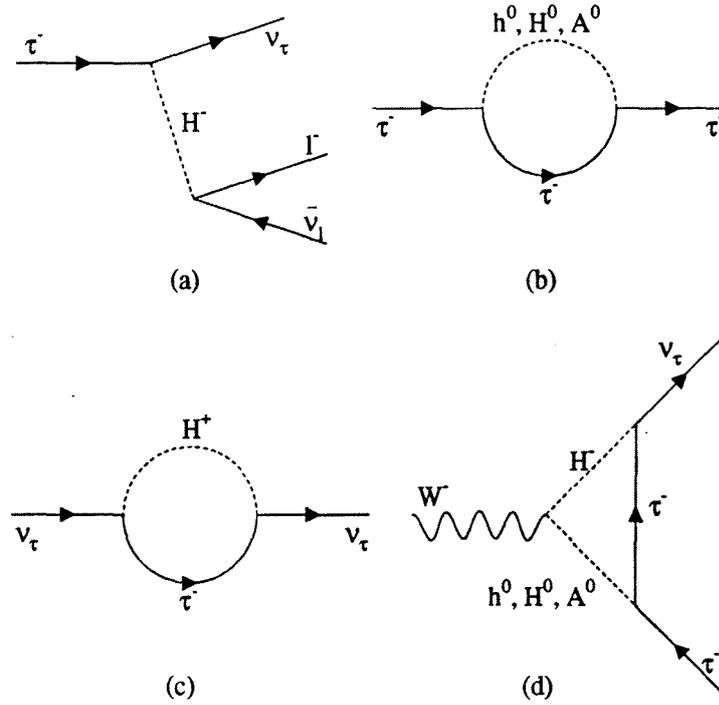


Figura 1.3: Diagrammi dovuti allo scambio di bosoni di Higgs in teorie con due doppietti: (a) livello albero, (b) correzioni al propagatore del τ , (c) correzioni al propagatore del ν_τ , (d) correzioni al vertice $\tau W \nu_\tau$.

vengono dal settore adronico attraverso il vertice $W\pi$ e l'elemento della matrice CKM V_{ud} , e sono date rispettivamente da:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau) = \frac{G_F^2 f_\pi^2 |V_{ud}|^2}{16\pi} m_\tau^3 \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2}\right)^2 \quad (1.9)$$

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu) = \frac{G_F^2 f_\pi^2 |V_{ud}|^2}{8\pi} m_\pi m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2 \quad (1.10)$$

Nel loro rapporto però i valori di f_π e $|V_{ud}|$ si cancellano e si ottiene:

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu)} = \frac{1}{2} \frac{m_\tau^3}{m_\pi m_\mu^2} \left(\frac{1 - m_\pi^2/m_\tau^2}{1 - m_\mu^2/m_\pi^2}\right)^2 (1 + \delta_{\text{rad}})$$

solo di recente tuttavia sono stati sviluppati i calcoli delle correzioni radiative δ_{rad} a questo rapporto [40]:

$$\delta_{\text{rad}} = 0.16 \pm 0.14 \%$$

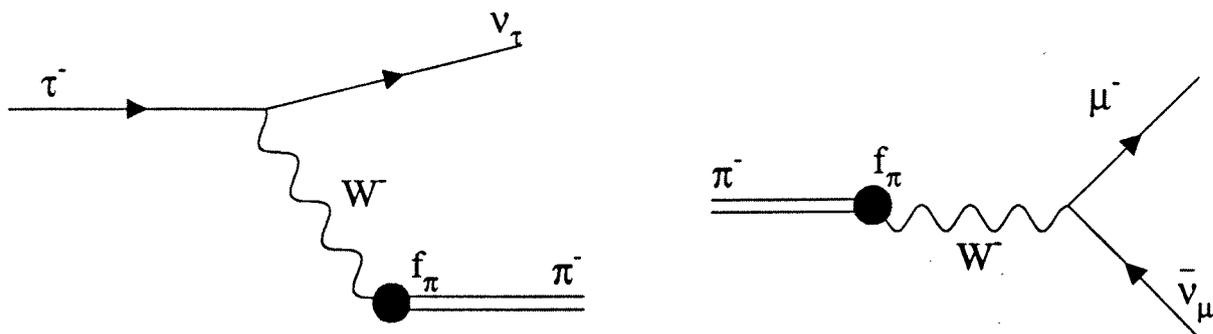


Figura 1.4: Diagrammi corrispondenti alla produzione di π nel decadimento del τ ed al decadimento leptonico del π

Utilizzando i valori di [2] (a parte per il valore della vita media) si ottiene la seguente previsione per il rapporto di decadimento del τ in π :

$$\begin{aligned}
 BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau)^{\text{th.}} &= \frac{1}{2} BR(\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu) \frac{\tau_\tau}{\tau_\pi} \frac{m_\tau^3}{m_\pi m_\mu^2} \left(\frac{1 - m_\pi^2/m_\tau^2}{1 - m_\mu^2/m_\pi^2} \right)^2 (1 + \delta_{\text{rad}}) \\
 &= 10.95 \pm 0.06\%
 \end{aligned}$$

da confrontarsi con il valore misurato:

$$BR(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau)^{\text{exp.}} = 11.7 \pm 0.4 \%$$

che dista due deviazioni standard dal valore atteso. Questa differenza può difficilmente essere spiegata da una violazione di universalità, sia per la sua grandezza, sia perchè va in senso opposto a quanto riscontrato nel settore leptonico.

In questo caso l'errore dominante viene dalla misura sperimentale del rapporto di decadimento. Essa richiede ulteriori sviluppi per confermare l'effetto e per raggiungere un livello di precisione comparabile con quello dei decadimenti puramente leptonici. Nel caso la discrepanza fosse reale, l'interpretazione teorica più convincente apparirebbe quella di un contributo delle correzioni radiative di un ordine di grandezza superiore a quello attualmente stimato, motivando un'accurata rianalisi delle procedure di calcolo che richiedono di determinare contributi adronici anche a scale in cui l'approccio perturbativo non è possibile.

1.6 Determinazione di α_s

La larghezza di decadimento del τ in adroni, o meglio il rapporto tra la sua larghezza di decadimento semiadronico rispetto a quella puramente leptonica:

$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow (\text{adroni})^- \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)}$$

è stata indicata come una grandezza adatta per una determinazione di α_s [41].

L'idea principale consiste nello sfruttare l'analiticità degli elementi di matrice per sostituire all'integrazione della larghezza di decadimento lungo l'asse reale:

$$\Gamma_{\text{adroni}} = \int_{m_\tau^2}^{m_\tau^2} \frac{d\Gamma(s)}{ds} ds \quad (1.11)$$

che allo stato attuale non è calcolabile teoricamente, essendo dominata da effetti di fisica adronica delle basse energie, con un'opportuna integrazione lungo il cerchio complesso $|s| = m_\tau^2$ [42, 43]:

$$R_\tau = 3(|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2) F_{\text{EW}}(1 + \delta_s + C) \quad (1.12)$$

$$\delta_s = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K_n}{2\pi i} \oint_{|s|=m_\tau^2} \frac{ds}{s} \left(1 - 2\frac{s}{m_\tau^2} + 2\frac{s^3}{m_\tau^6} - \frac{s^4}{m_\tau^8} \right) \left(\frac{\alpha_s(-s)}{\pi} \right)^n \quad (1.13)$$

dove F_{EW} contiene correzioni radiative elettrodeboli alla larghezza di decadimento, C è il contributo dovuto ad effetti non perturbativi di QCD ($\approx 1\%$ [43]) e δ_s è il contributo perturbativo che dipende dai coefficienti K_n dello sviluppo in potenze di α_s , e da un integrale che risulta calcolabile perturbativamente, dato che α_s viene sempre valutata a scale $\gg \Lambda_{\text{QCD}}$.

Il valore di R_τ può venire determinato sia direttamente:

$$R_\tau = \frac{1 - BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) - BR(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}{BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} \quad (1.14)$$

sia utilizzando la vita media per la larghezza di decadimento totale e la formula (1.4) per le larghezze di decadimento leptoniche:

$$R_\tau = \frac{\Gamma_\tau}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} - 1 - \frac{f\left(\frac{m_\mu^2}{m_\tau^2}\right)}{f\left(\frac{m_e^2}{m_\tau^2}\right)} \quad (1.15)$$

Le due determinazioni sono paragonabili tra loro in termini di errore assoluto e danno rispettivamente:

$$R_\tau = 3.646 \pm 0.023$$

$$R_\tau = 3.626 \pm 0.030$$

Esse inoltre risultano statisticamente indipendenti, sia perché le osservabili sono diverse, sia perché le misure sono soggette ad errori sistematici di natura differente. La media dei due valori dà:

$$R_\tau = 3.639 \pm 0.018 \quad (1.16)$$

che, utilizzando i valori in [43] dà come valore di α_s :

$$\alpha_s(m_\tau^2) = 0.346 \pm 0.006(\text{sper.}) \pm 0.017(\text{teor.}) \quad (1.17)$$

Esistono ulteriori determinazioni di α_s , basate sull'analisi completa delle funzioni spettrali che compaiono nella (1.11) [44], tuttavia la loro interpretazione teorica è ancora piuttosto controversa [45, 46].

La determinazione di $\alpha_s(m_\tau^2)$ può poi essere estrapolata utilizzando le equazioni del gruppo di rinormalizzazione [47, 48] all'energia della Z^0 ottenendo:

$$\alpha_s(m_Z^2) = 0.121 \pm 0.002$$

che può essere confrontata con le determinazioni di α_s effettuate a partire dalla sezione d'urto adronica e dalle variabili di shape dei jet a quelle energie [2]:

$$\alpha_s(m_Z^2) = 0.119 \pm 0.006$$

L'accordo tra i due valori costituisce oggi l'evidenza più eclatante della dipendenza di una costante di accoppiamento dalla scala di energia, ed è stato anche utilizzato per porre dei limiti su contributi di fisica al di là del modello standard che potrebbero alterare le equazioni del gruppo di rinormalizzazione da quelle della pura QCD [49].

1.7 Conclusioni

Le misure di precisione della vita media del τ , della sua massa e dei branching ratio leptonici effettuate in particolar modo a LEP e a BES negli ultimi tre anni hanno risolto il problema della violazione dell'universalità dei leptoni nei decadimenti del τ che nel 1992 appariva in contraddizione con il modello standard

In particolare, per quanto riguarda, la vita media, l'introduzione dei rivelatori di vertice a semiconduttore a LEP ha permesso di ridurre l'incertezza su questa grandezza da 6 fs agli attuali 1.6 fs (incluso anche questa misura nella media mondiale). Ciò ha avuto come ripercussione una determinazione dei rapporti:

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 0.999 \pm 0.004, \quad \frac{g_\tau}{g_e} = 0.999 \pm 0.004$$

con una accuratezza del 4 per mille, che dovrebbe ulteriormente migliorare nel prossimo futuro, fornendo un'altra misura di precisione del del modello standard.

Bibliografia

- [1] M. Perl et al., *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1489
- [2] M. Aguilar-Benitez et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev.* **D50** (1994) 1173
- [3] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579, S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264, A. Salam in *Elementary particle physics (Nobel Symposium n. 8)*, Almqvist and Wilsell, 1968
- [4] H. Kühn e F. Wagner, *Nucl. Phys.* **B236** (1984) 16; F. J. Gilman e S. H. Rhie, *Phys. Rev* **D31** (1985) 1066; J. H. Kühn e A. Santamaria, *Zeit. Phys.* **C48** (1990) 445
- [5] M. Perl, *Rep. Progr. Phys.* **55** (1992) 653
- [6] Proceedings del 3rd *Workshop on τ Lepton Physics*, Montreux 1994, (editor: L. Rolandi), in corso di pubblicazione su *Nucl. Phys. B, proceedings supplement section*
- [7] A. Blondel, *Precision electroweak physics at LEP*, CERN-PPE/94-133
- [8] Presentazioni di N. W. Reay, G. Rosa e A. Rubbia in [6]
- [9] W. Alles, *Lettere Nuovo Cimento* **25** (1979) 404
- [10] H. Albrecht et al., *Phys. Lett.* **B250** (1990) 164
- [11] T. Cheng e L. Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, Clarendon Press, 1984
- [12] C. Quigg, *Gauge theories of the strong, weak and electromagnetic interactions*, Benjamin/Cummings, 1983
- [13] J. F. Cornwell, *Group theory in physics*, vol. II, Academic Press, 1984
- [14] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964) 132, e *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156
- [15] M. Kobayashi e M. Maskawa, *Prog. theor. Phys.* **49** (1973) 652
- [16] G. Barbiellini e C. Cocconi, *Nature* **329** (1987) 21
- [17] F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 636
- [18] K. S. Rabu e R. Volkas, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 2764
- [19] R. N. Mohapatra e S. Nussinov, *Constraints on Massive Tau Neutrinos and Their Cosmological Implications*, UMD-PP-95-21 (HEP-PH-9407391)
- [20] W. J. Marciano, *Theoretical perspective*, in [6]

- [21] Y. S. Tsai, *Phys. Rev.* **D4** (1971) 2821
- [22] W. J. Marciano e A. Sirlin, *Phys. Rev. Lett.* **61** 1815
- [23] A. Sirlin, *Rev. of Mod. Phys.*, **50** (1978) 573
- [24] K. Hikasa et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev.* **D45** (1992) 1
- [25] W. Bacino et al. (DELCO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 13
- [26] W. J. Marciano, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 721
- [27] J. Z. Bai et al. (BES Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 3021, per risultati preliminari più recenti si veda Q. Nading, *τ experiments at BES/BEPC* in [6]
- [28] M. Davier, *Review of lifetime, leptonic branching fractions and Michel parameter*, in [6]
- [29] I. Ferrante, *Tau lifetime measurements with the impact parameters sum method in 1-1 events*, in [6]
- [30] A. Andreazza, *τ lifetime with the impact parameters difference method*, in [6]
- [31] B. C. Barish e R. Stroynowski, *Phys. Rep.* **157** (1988) 1, M. Shin e D. Silverman, *Phys. Lett.* **B213** (1988) 379, S. Rajpoot e M. Samuel, *Mod. Phys. Lett.* **A3** (1988) 1625
- [32] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1945
- [33] F. A. Berends in *Z Physics at LEP 1*, vol. I, CERN 89-08
- [34] R. J. Guth, A. H. Hoang e J. H. Kühn, *Phys. Lett.* **B285** (1992) 75
- [35] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. Kane e S. Dawson, *The Higgs hunters guide*, Addison-Wesley 1990
- [36] P. Krawczyk e S. Pokorski, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 182
- [37] B. Anantharayan, G. Lazarides e Q. Shafi, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 1613
- [38] CDF Collaboration, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 2966
- [39] P. H. Chankowsky, R. Hempfling e S. Pokorsky, *Phys. Lett.* **B333** (1994) 403
- [40] R. Decker e M. Finkemeier, *Radiative Corrections to the Decay $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$* , in [6]; si veda anche R. Decker e M. Finkemeier, *Phys. Lett.* **B334** (1994) 199
- [41] A. Pich, *QCD tests from tau-decay data*, in *Proceedings of Tau-charm Factory Workshop, SLAC 1989, SLAC-report-343* (1989) pag. 416

- [42] A. Pich, presentazione al 2nd *Workshop on τ Lepton Physics*, Columbus USA, 1992, CERN-TH.6738/92
- [43] A. Braaten, S. Narison e A. Pich, *Nucl. Phys.* **B373** (1992) 581
- [44] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration), *Phys. Lett.* **B307** (1993) 209, per risultati preliminari più recenti si veda l'intervento di L. Duflot in [6]
- [45] S. Narison, *QCD tests from τ decays* in [6]
- [46] G. Altarelli, α_s from τ in [6]
- [47] W. J. Marciano, *Phys. Rev.* **D29** (1984) 580
- [48] S. G. Gorishny, A. L. Kataev e S. A. Larin, *Phys. Lett.* **B259** (1991) 144
- [49] M. Schmelling e R. D. St. Denis, CERN/PPE 93-193

Capitolo 2

Metodi di misura di vite medie

Questo capitolo ha lo scopo di fornire le nozioni basilari concernenti le tecniche per la misura di vita media di particelle con tempi di decadimento dell'ordine di 10^{-12} s. Particolare spazio verrà dato all'introduzione del *parametro di impatto*, che costituisce sia l'osservabile fondamentale dei metodi di misura sviluppati nel capitolo 6, sia la grandezza principale per la valutazione della risoluzione di un apparato sperimentale in questo settore. Infine verranno fornite le motivazioni per cui LEP offre un'opportunità importante per una misura di precisione di queste quantità.

2.1 I metodi classici

Nella determinazione della vita media di particelle nell'intorno di 10^{-12} s, tipico nel campo della fisica dei sapori pesanti dove adroni con quark b o c ed il leptone τ hanno vite medie rispettivamente dell'ordine di 1.4 ps, 0.4 ps e 0.3 ps, non è possibile ricorrere a misure temporali, ma si risale al tempo proprio di decadimento a partire dallo spazio percorso dalle particelle prima di decadere. Le tecniche si basano principalmente su rivelatori traccianti che ricostruiscono le traiettorie dei prodotti di decadimento. I due metodi principali che hanno trovato un ampio campo di applicazioni sono quello della misura diretta della lunghezza di volo e quello del parametro di impatto.

2.1.1 La lunghezza di decadimento

Questo metodo costituisce il modo più immediato di effettuare una misura di vita media perché la lunghezza di volo (o di decadimento) è collegata con il tempo di vita nel sistema di quiete della particella dalla relazione:

$$L = \gamma\beta ct \tag{2.1}$$

dove il coefficiente relativistico $\gamma\beta$ dipende dall'energia della particella che decade nel sistema del laboratorio. La lunghezza di decadimento ha quindi una distribuzione

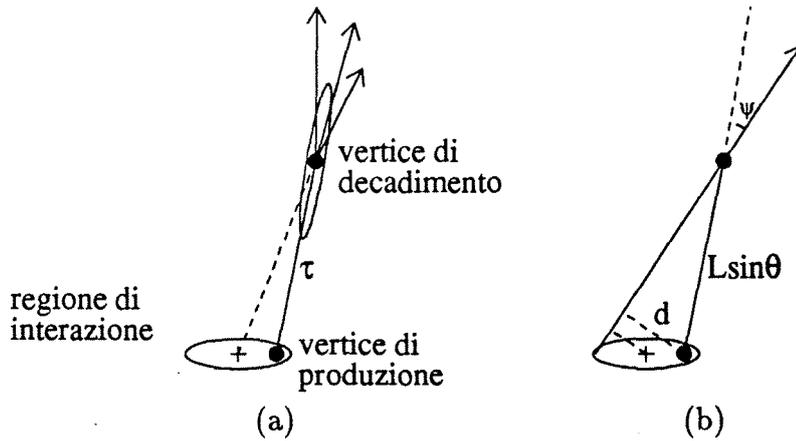


Figura 2.1: I due principali metodi per la determinazione della vita media del τ : (a) misura della lunghezza di volo nei decadimenti con 3 particelle cariche; (b) parametro di impatto nei decadimenti con una sola particella carica nello stato finale. In entrambi i casi parte dell'errore di ricostruzione proviene dall'incertezza sulla posizione del punto di produzione, approssimato dal centro della regione di collisione.

esponenziale come il tempo proprio, con valor medio e varianza:

$$\langle L \rangle = \gamma\beta c\tau \quad (2.2)$$

$$\langle (L - \langle L \rangle)^2 \rangle = \langle L \rangle^2 \quad (2.3)$$

e permette di raggiungere una precisione statistica sulla vita media τ pari a

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} = \frac{\sigma_L}{L} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{eventi}}}} \quad (2.4)$$

La lunghezza di volo è misurabile quando è possibile identificare i punti di produzione e di decadimento. Essa ha avuto applicazioni nelle misure di vita media esclusiva di adroni con quark pesanti [1]: in tal caso le particelle prodotte nel processo di frammentazione vengono usate per ricostruire il vertice di produzione, mentre le particelle figlie dell'adrone pesante permettono di identificarne il vertice di decadimento.

Nel campo della vita media del τ questo metodo è stato utilizzato a partire dal 1982 [2] ed è stato in pratica l'unico applicato prima dell'inizio della presa dati di LEP. Siccome la precisione necessaria per la ricostruzione di un vertice di decadimento è raggiungibile solo per tracce cariche, questo metodo è applicabile solo ai casi in cui il τ decade in almeno 3 tracce cariche, cioè solo al 15% dei decadimenti. Inoltre, poichè le coppie $\tau^+\tau^-$ vengono prodotte in collisioni e^+e^- in cui non esistono altre particelle primarie, è impossibile misurare il punto di produzione, perciò esso viene assunto essere il centro della regione di interazione (fig. 2.1).

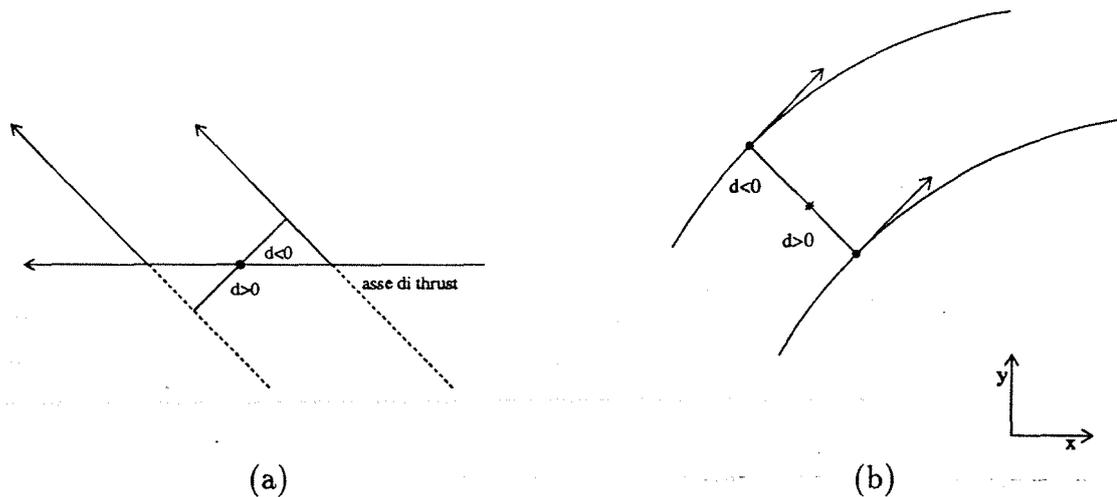


Figura 2.2: Segnature del parametro di impatto: (a) della vita media, (b) geometrica.

Poichè di solito la precisione dell'apparato tracciante è molto migliore nel piano perpendicolare alla direzione dei fasci¹, la lunghezza di volo viene misurata a partire dalla sua proiezione in tale piano e dall'angolo polare della direzione della particella madre. Tale direzione viene stimata con l'asse di *thrust*, definito come il versore \vec{n} che massimizza il *thrust*:

$$T = \frac{\sum_{\text{tracce}} |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum_{\text{tracce}} p_i} \quad (2.5)$$

dove la somma corre, a seconda dei casi, sui prodotti di decadimento ricostruiti o, come nel caso dei metodi basati sul parametro di impatto, su tutte le tracce nell'evento.

Questa tecnica permette di utilizzare al meglio l'informazione contenuta nell'evento, risente tuttavia di una bassa efficienza sia per il limitato numero di eventi utilizzabili, sia perchè in generale la ricostruzione del vertice richiede di imporre rigidi requisiti di qualità sulle tracce.

2.1.2 Il parametro di impatto

Il parametro di impatto rispetto ad un punto è definito come la minima distanza di approccio di una traccia rispetto a tale punto (fig. 2.1b). Sebbene il parametro di impatto abbia un significato anche in 3 dimensioni, data la miglior precisione nel tracciamento nel piano $R\Phi$, in generale se ne considera solo la componente proiettata su tale piano.

Il parametro di impatto rispetto al punto di produzione della particella madre è la grandezza base di numerose misure di vita media per due motivi:

¹D'ora in poi verrà utilizzato un sistema di coordinate cilindriche in cui l'asse z coincide con la direzione dei fasci ed il piano xy verrà spesso indicato come piano $R\phi$.

- contiene un'informazione sulla lunghezza di decadimento:

$$d = L \sin \theta \sin \psi \quad (2.6)$$

dove $L \sin \theta$ è la proiezione della lunghezza di decadimento nel piano perpendicolare ai fasci e ψ l'angolo di decadimento in tale piano;

- è misurabile per ogni traccia (non c'è necessità di ricostruire il vertice di decadimento).

Il suo utilizzo è stato suggerito nello studio delle emulsioni nucleari [3], ma ha trovato le sue applicazioni principali nella fisica del b , come metodo di identificazione di eventi con produzione di tale quark e soprattutto nella misura inclusiva della vita media di adroni che lo contengono [4]. Nella fisica del τ metodi basati sul parametro di impatto sono competitivi con la misura della lunghezza di volo perché, sebbene il parametro di impatto contenga un'informazione minore a causa della sua dipendenza dagli angoli di decadimento, esso permette di utilizzare l'85% dei decadimenti del τ in cui esiste una sola particella carica nello stato finale e perciò non è possibile ricostruire il vertice di decadimento.

Al parametro di impatto può essere attribuito un segno in diversi modi (fig. 2.2). Il più usato è quello detto della *vita media* in cui il segno è preso dal prodotto scalare della direzione della particella figlia e della congiungente il vertice di interazione con l'intersezione della traccia e dell'asse di *thrust* dell'evento. Se l'asse di *thrust* coincidesse esattamente con la direzione della particella che decade ed il punto di produzione fosse stimato correttamente, con questa segnatura il parametro di impatto dovrebbe essere sempre positivo. A causa degli errori nella ricostruzione della traccia e delle incertezze sulla direzione di volo e sul punto di produzione, il parametro d'impatto può cambiare segno, ma la distribuzione mantiene un valor medio diverso da zero.

Un'altra segnatura di largo utilizzo è quella detta *geometrica* che definisce il segno del parametro di impatto come quello della componente lungo l'asse z del momento angolare della traccia rispetto al punto cui è determinato il parametro d'impatto stesso. Questa segnatura risulta la più naturale quando si considerano le quantità geometriche impiegate nello studio dell'allineamento e quando si ha a che fare con gli angoli di decadimento. Essa sarà l'unica segnatura utilizzata nei capitoli successivi.

Un'importante caratteristica del parametro di impatto è che, per particelle con $\gamma\beta \gg 1$, esso è approssimativamente insensibile all'energia della particella nel sistema del laboratorio. Infatti il seno dell'angolo di decadimento si può facilmente ricavare partendo dal sistema di quiete della particella che decade ed effettuando una trasformazione di Lorentz seguita da una eventuale rotazione; esso è dato da:

$$\begin{aligned} \sin \psi &= A \frac{\sin \theta^* \sin \varphi^*}{\gamma(\cos \theta^* + \beta/\beta^*) \sin \theta} & (2.7) \\ A &= 1 + 2 \frac{\cos \varphi^* \sin \theta^* \cos \theta}{\gamma(\cos \theta^* + \beta/\beta^*) \sin \theta} + \frac{\sin^2 \theta^* (\sin^2 \varphi^* + \cos^2 \varphi^* \cos^2 \theta)}{\gamma^2 (\cos \theta^* + \beta/\beta^*)^2 \sin^2 \theta} \\ &\approx 1 \quad \text{se } \gamma \gg 1 \end{aligned}$$

dove φ^* , θ^* e β^* rappresentano gli angoli di decadimento e la velocità della particella figlia nel sistema di riferimento di quiete della madre, con l'asse z orientato lungo la direzione di volo della madre nel sistema del laboratorio; θ , γ e β invece rappresentano l'angolo polare rispetto all'asse dei fasci ed i coefficienti relativistici della madre nel sistema del laboratorio. Il termine $\gamma \sin \theta$ a denominatore si cancella con il $\sin \theta$ della (2.6) e con il γ della (2.1), in modo che

$$\langle d \rangle \propto c\tau \quad (2.8)$$

I metodi classici per la determinazione della vita media a partire dal parametro di impatto si dividono in due gruppi. Nel primo si determina la distribuzione completa del parametro di impatto con la segnatura della *vita media*, a partire dalla convoluzione della distribuzione ideale (ovvero senza considerare errori di ricostruzione) con una funzione di risoluzione, che tiene conto degli errori di misura e delle indeterminazioni legate alla direzione di volo della particella madre ed al punto di produzione. Spesso si cerca di fornire una parametrizzazione di queste funzioni (tipicamente come somma di esponenziali per la distribuzione ideale e come gaussiane per la funzione di risoluzione, in modo che il loro prodotto di convoluzione possa essere espresso analiticamente) e la vita media viene determinata con il metodo della massima verosimiglianza. Nel secondo approccio si preferisce sfruttare la naturale asimmetria indotta dal segno della *vita media* per misurare il valor medio di d , ricavando dalla simulazione il valore del coefficiente di proporzionalità mancante nella (2.8). In quest'ultimo caso generalmente si utilizza una media troncata per ridurre le fluttuazioni statistiche indotte da pochi eventi con grossi errori di ricostruzione.

Una descrizione accurata dei metodi nei diversi campi di applicazione, sia alla fisica adronica che nella misura della vita media del τ può essere trovata sia in articoli di rassegna [4], sia negli articoli originali di cui quelli in [5] sono un piccolo campione illustrativo. Nel capitolo 6 verranno invece introdotti in modo più dettagliato due metodi per la misura della vita media del τ che sono stati sviluppati dalle collaborazioni di LEP. Essi sono stati applicati nella misura descritta in questa tesi perché utilizzano in maniera più completa la topologia degli eventi, considerando anche le correlazioni tra i due τ prodotti dal decadimento della Z^0 . La loro discussione è stata posticipata per unità di trattazione con i dettagli dell'analisi dei dati, tuttavia è utile fare adesso alcune ulteriori considerazioni di carattere generale.

2.2 Effetto della risoluzione sperimentale

Nelle sezioni precedenti si è affrontato il problema di come la vita media di particelle contenenti sapori pesanti venga estratta ricostruendo la loro lunghezza di volo o il parametro d'impatto dei prodotti di decadimento; ora si indicherà come il valore tipico di queste grandezze ponga dei vincoli sulla precisione dell'apparato tracciante di un esperimento ad un collisore.

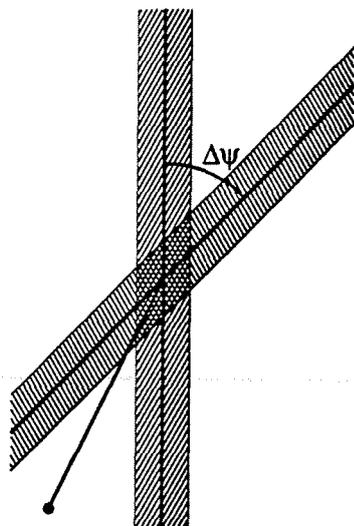


Figura 2.3: Giustificazione intuitiva di come l'errore sulla lunghezza di decadimento, misurata ricostruendo il vertice di due tracce, dipenda dall'errore sul parametro di impatto e dall'apertura angolare.

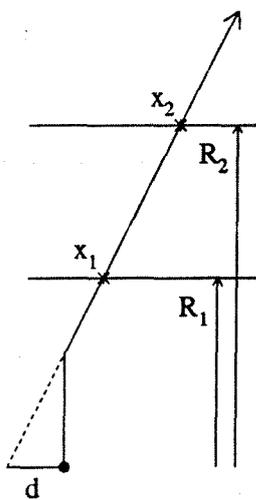


Figura 2.4: Misura del parametro di impatto con due strati di rivelatori.

In presenza di errori di ricostruzione, la varianza della lunghezza di decadimento misurata risulta maggiore di quella indicata in (2.3), poiché bisogna sommare in quadratura il contributo σ_L proveniente dagli errori di misura dell'apparato sperimentale. Come conseguenza l'incertezza sulla vita media risulta aumentata rispetto a quella indicata in (2.4):

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{eventi}}}} \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_L}{L}\right)^2} \quad (2.9)$$

In modo del tutto analogo, la precisione statistica raggiungibile con metodi basati sul parametro di impatto dipende dall'accuratezza con cui questo può venire misurato [6]:

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} \propto \frac{1}{\sqrt{N_{\text{tracce}}}} \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_d}{d}\right)^2}$$

Ad esempio, nel caso del leptone τ , in cui $d \sim c\tau \approx 90 \mu\text{m}$, perché l'errore di ricostruzione dia un contributo minore del 10% all'errore sulla vita media, bisogna chiedere $\sigma_d/\langle d \rangle < 1/3$, cioè $\sigma_d < 30 \mu\text{m}$. Lo stesso risultato si ottiene considerando la misura diretta della lunghezza di decadimento: la risoluzione sulla misura della lunghezza di volo dipende da quella sul parametro di impatto e dall'angolo di apertura delle tracce (come ci si può rendere conto dalla figura 2.3):

$$\sigma_L = \frac{1}{\Delta\psi} \sqrt{\sigma_{d_1}^2 + \sigma_{d_2}^2}$$

Tenuto conto che $\Delta\psi$ è la differenza di due angoli di decadimento dell'ordine di $1/\gamma$, si ottiene:

$$\left(\frac{\sigma_L}{L}\right)^2 = \frac{2\sigma_d^2/\Delta\psi^2}{L^2} \approx \frac{(\gamma\beta)^2\sigma_d^2}{(\gamma\beta c\tau)^2} = \left(\frac{\sigma_d}{c\tau}\right)^2$$

e la richiesta $\sigma_L/L < 1/3$ fornisce lo stesso limite ottenuto precedentemente sulla risoluzione del parametro di impatto.

Per valutare l'ordine di grandezza dell'incertezza sul parametro di impatto, si può ricorrere al semplice caso in cui una traccia viene misurata con due piani di rivelatori a distanze R_1 ed R_2 dal punto di interazione (fig. 2.4). Con una risoluzione σ_x sul singolo punto si ottiene un errore sul parametro di impatto di:

$$\sigma_d^2 = \frac{R_1^2 + R_2^2}{(R_2 - R_1)^2} \sigma_x^2 \quad (2.10)$$

Per fare un esempio pratico, in una configurazione come quella del rivelatore di vertice di DELPHI, in cui lo strato più vicino alla regione di interazione ha $R_1 \approx 6.3 \text{ cm}$ ed il più lontano $R_2 \approx 11 \text{ cm}$, il limite $\sigma_d < 30 \mu\text{m}$ diventa $\sigma_x < 11 \mu\text{m}$. A bassi momenti questa risoluzione è degradata dallo scattering multiplo con il materiale del rivelatore. Il contributo dello scattering multiplo all'errore sul parametro di impatto è dato dalla relazione [7]:

$$\sigma_{\text{MS}}^2 = \sum_j (R_j \Delta\theta_j)^2 \quad (2.11)$$

dove la somma è effettuata su tutti gli strati di materiale posti ad un raggio R_j anteriormente al primo punto misurato e $\Delta\theta_j$ è dato da:

$$\Delta\theta_j = \frac{0.0136}{p(\text{GeV}/c)} \sqrt{\Delta X_j} (1 + 0.038 \ln \Delta X_j) \quad (2.12)$$

dove ΔX è lo spessore di materiale attraversato espresso in lunghezze di radiazione. In un esperimento a collisori, il contributo all'errore proveniente dallo scattering multiplo è limitato inferiormente dalle dimensioni e dal materiale della camera a vuoto dell'acceleratore. In DELPHI esso vale $\sigma_{MS} = 69 \mu\text{m GeV}/p_t$, e, essendo dominante rispetto a quello dovuto alla risoluzione del rivelatore per tracce con meno di 3 GeV di momento trasverso, costituisce una limitazione importante alla precisione della ricostruzione di tracce di basso momento.

Da queste considerazioni risulta chiaro che è importante per una determinazione di precisione di vita media avere un rivelatore il più possibile vicino alla regione di interazione e con una risoluzione di pochi micrometri sul punto misurato. Bisogna inoltre minimizzare il materiale della camera a vuoto dell'acceleratore e del rivelatore stesso per ridurre al minimo l'effetto dello scattering multiplo.

2.3 Situazione sperimentale a LEP

Le considerazioni della sezione precedente permettono di concludere il capitolo fornendo le motivazioni per cui le collaborazioni di LEP si trovano in una situazione praticamente ottimale per una misura della vita media del τ . Ciò è dovuto al concorrere delle condizioni sperimentali alquanto favorevoli a LEP con l'innovazione tecnologica nel campo dei rivelatori a semiconduttore che ha portato all'introduzione dei microvertici.

Infatti, sul picco della Z^0 , LEP soddisfa tutti i requisiti necessari per una buona misura della vita media. Per prima cosa, con una sezione d'urto per il processo $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ di 1.5 nb sul picco ed una luminosità $\sim 10^{-31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, offre un tasso di produzione accettabile, maggiore di quello degli altri esperimenti ad energie superiori alla Υ . Inoltre, una efficace separazione tra gli eventi $\tau^+\tau^-$ ed eventi adronici è possibile grazie al fatto che la molteplicità carica di eventi $q\bar{q}$ aumenta con l'energia e sul picco della Z^0 un evento adronico presenta circa 20 tracce contro le 2-6 prodotte da una coppia di τ . Ciò rende la fisica del τ a LEP più semplice che non ad un acceleratore sulla $\Upsilon(4s)$, dove il fondo dovuto a contaminazioni adroniche è molto superiore. Infine, a causa dell'elevata energia nel centro di massa, i τ prodotti hanno una lunghezza di decadimento ben misurabile; quest'ultimo punto costituisce la differenza fondamentale tra LEP ed un tipico acceleratore a soglia, come potrebbe essere ad esempio una τ -charm factory simmetrica, che invece rappresenta la macchina ideale per molti altri argomenti di fisica del τ [8].

Il pieno sfruttamento di queste condizioni sperimentali sarebbe impossibile senza la presenza di rivelatori in prossimità della regione di interazione con risoluzioni di pochi

micrometri ed in grado di affrontare il tasso di eventi di LEP. La risposta a questi requisiti è stata fornita dall'avvento dei microvertici [7].

Tra gli esperimenti di LEP, ALEPH e DELPHI hanno avuto un ruolo guida, inserendo dei moduli di prova di rivelatori a microstrip di silicio sin dal primo periodo di funzionamento del LEP nel 1989. Nel 1990 DELPHI ha installato per la prima volta un rivelatore completo, seguito da ALEPH nel 1991. Le buone prestazioni (errori di tracciamento in prossimità della regione di interazione dell'ordine di $20 \mu\text{m}$, miglioramento fino al 25 % della risoluzione sul momento delle tracce) hanno permesso un notevole ampliamento delle capacità di questi esperimenti nel campo della fisica dei sapori pesanti. Ciò ha spinto anche altre collaborazioni (sia a LEP che ad altri acceleratori) a intraprendere questa strada. Tutte e quattro le collaborazioni LEP hanno ora installato e funzionante un rivelatore di vertice [9, 10, 11, 12].

L'insieme di tutti questi fattori spiega perchè LEP rappresenta un'occasione unica per una misura di precisione della vita media del τ che si pensa rimarrà il riferimento per parecchi anni dopo il termine della presa dati di LEP sul picco della Z^0 .

Bibliografia

- [1] A. Stocchi, *B physics at LEP* LAL 94-04
- [2] G. Feldman et al., *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 66; W. Ford et al., *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 106; H. J. Behrend et al., *Nucl. Phys.* **B211** (1983) 369
- [3] S. Petrerà e G. Romano, *Nucl. Instr. and Meth.* **174** (1980) 53
- [4] L. Lyons e S. B. Saxton, *Rep. Progr. Phys.* **52** (1989) 1015 e referenze ivi contenute
- [5] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), *Zeit. Phys.* **C63** (1994) 3; P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), *Phys. Lett.* **B302** (1993) 356; P. D. Acton et al. (OPAL Collaboration), *Zeit. Phys.* **C59** (1993) 183
- [6] P. Roudeau, lezioni al *XIXth International Meeting on Fundamental Physics*, St. Feliu de Guixols, Spagna 1991, LAL 91-69
- [7] A. S. Schwarz, *Phys. Rep.* **238** (1994) 1
- [8] si veda ad esempio: J. Kirkby, *Experimental Aspects of the Tau-Charm Factory*, presentazione al *3rd Workshop on the Tau-Charm Factory*, Marbella 1993, CERN-PPE/94-37, J. J. Gomez-Cadenas, *Experimental Results on τ Physics*, presentazione a *Physics in Collision*, Heidelberg 1993, CERN-PPE/94-13;
- [9] G. Batignani et al., proceeding del *1991 IEEE Nuclear Science Symposium*, Santa Fe (USA), Vol. 1 pag. 438
- [10] N. Bingsfors et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A328** (1993) 447

[11] P. Allport et al., Nucl. Instr. and Meth. **A324** (1993) 34

[12] M. Acciarri et al., *The L3 Silicon Microvertex Detector*, CERN-PPE/94-122

Capitolo 3

L'esperimento DELPHI

DELPHI [1] (acronimo per DETector with Lepton, Photon and Hadron Identification) è uno dei quattro esperimenti attivi presso il LEP, Large Electron Positron collider, del CERN di Ginevra. Esso è nato come apparato in grado di coprire un vasto campo di argomenti di ricerca connessi al decadimento della Z^0 .

Uno schema dell'apparato è fornito nelle figure 3.1 e 3.2. Esso possiede la configurazione classica degli esperimenti a collisore che consta di un sistema centrale tracciante, di un sistema calorimetrico, costituito dalla successione di un calorimetro elettromagnetico, uno adronico e delle camere per muoni, e si distingue dagli altri esperimenti a LEP per la presenza di contatori RICH (Ring Image CHerenkov), impiegati per l'identificazione di particelle.

Questo capitolo è dedicato ad una descrizione sommaria di DELPHI, con particolare cura ai rivelatori del sistema tracciante, specialmente il microvertice, attorno a cui si è svolto la maggior parte del lavoro svolto per questa tesi. Siccome l'apparato ha subito alcune modifiche nel corso della presa dati che è iniziata nel 1989 e continua tuttora, io mi focalizzerò sulla sua situazione negli anni 1992-93. L'enfasi verrà posta su quegli aspetti di particolare rilevanza per i capitoli successivi; maggiori dettagli sono contenuti in [2].

Il sistema di riferimento adottato nell'esperimento è un sistema di coordinate cilindriche con l'asse z diretto lungo la direzione del fascio e^- e l'angolo azimutale ϕ definito a partire dall'asse x che punta verso il centro di LEP, di modo che l'asse y viene a coincidere con la verticale.

3.1 Il sistema tracciante

Il sistema tracciante è costituito da differenti tipi di rivelatori, per ottimizzare diversi fattori, quali il numero di canali di lettura, le diverse esigenze di risoluzione in funzione della distanza dalla regione di interazione e le limitazioni geometriche imposte dalle dimensioni dell'apparato. Esso è immerso in un campo magnetico solenoidale di 1.23 T generato da un magnete superconduttore, che permette la misura del momento

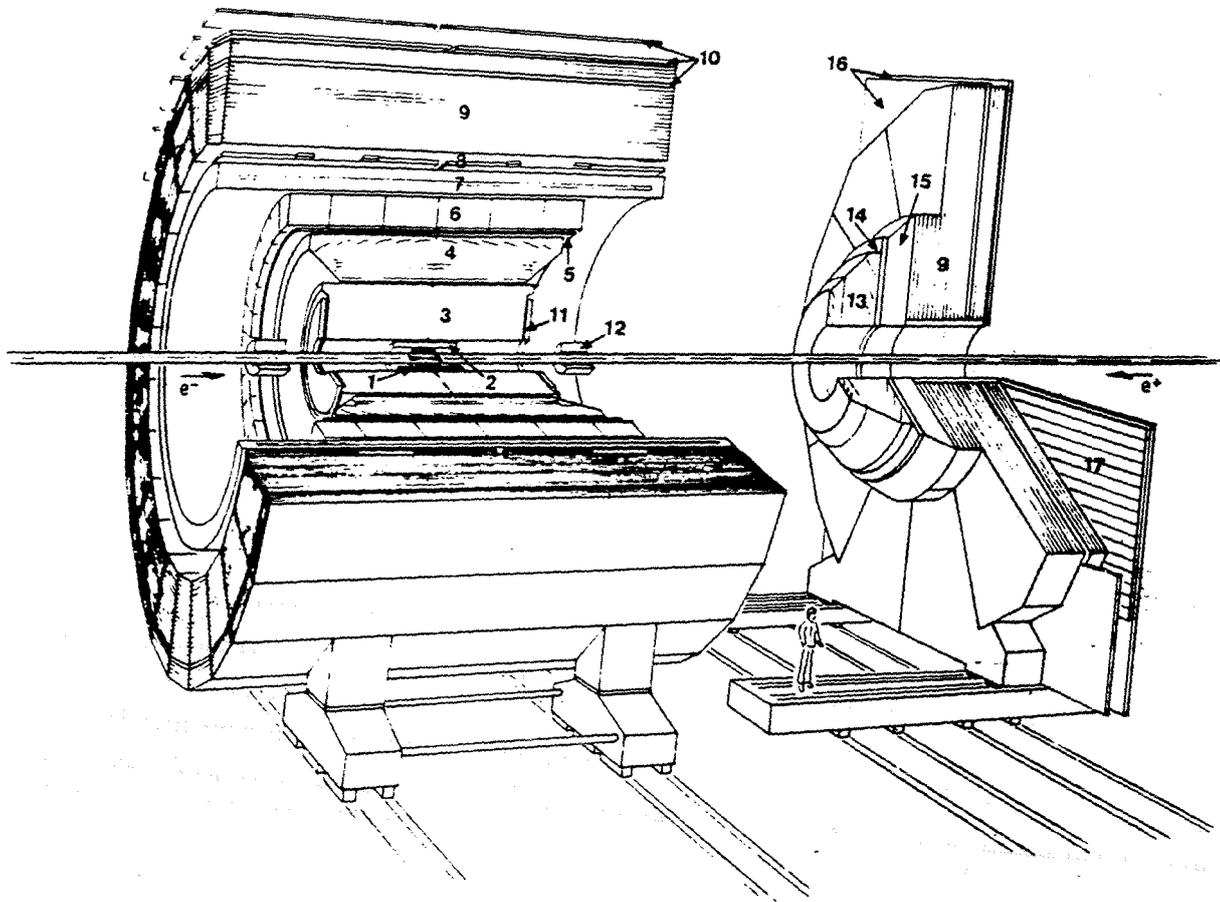


Figura 3.1: Schema dell'esperimento DELPHI: (1) Vertex Detector, (2) Inner Detector, (3) TPC, (4) Barrel RICH, (5) Outer Detector, (6) HPC, (7) Solenoide, (8) TOF, (9) Calorimetro Adronico, (10) Barrel Muon, (11) Forward Chamber A, (12) SAT, (13) Forward RICH, (14) Forward Chamber B, (15) FEMC, (16) Forward Muon, (17) Scintillatori

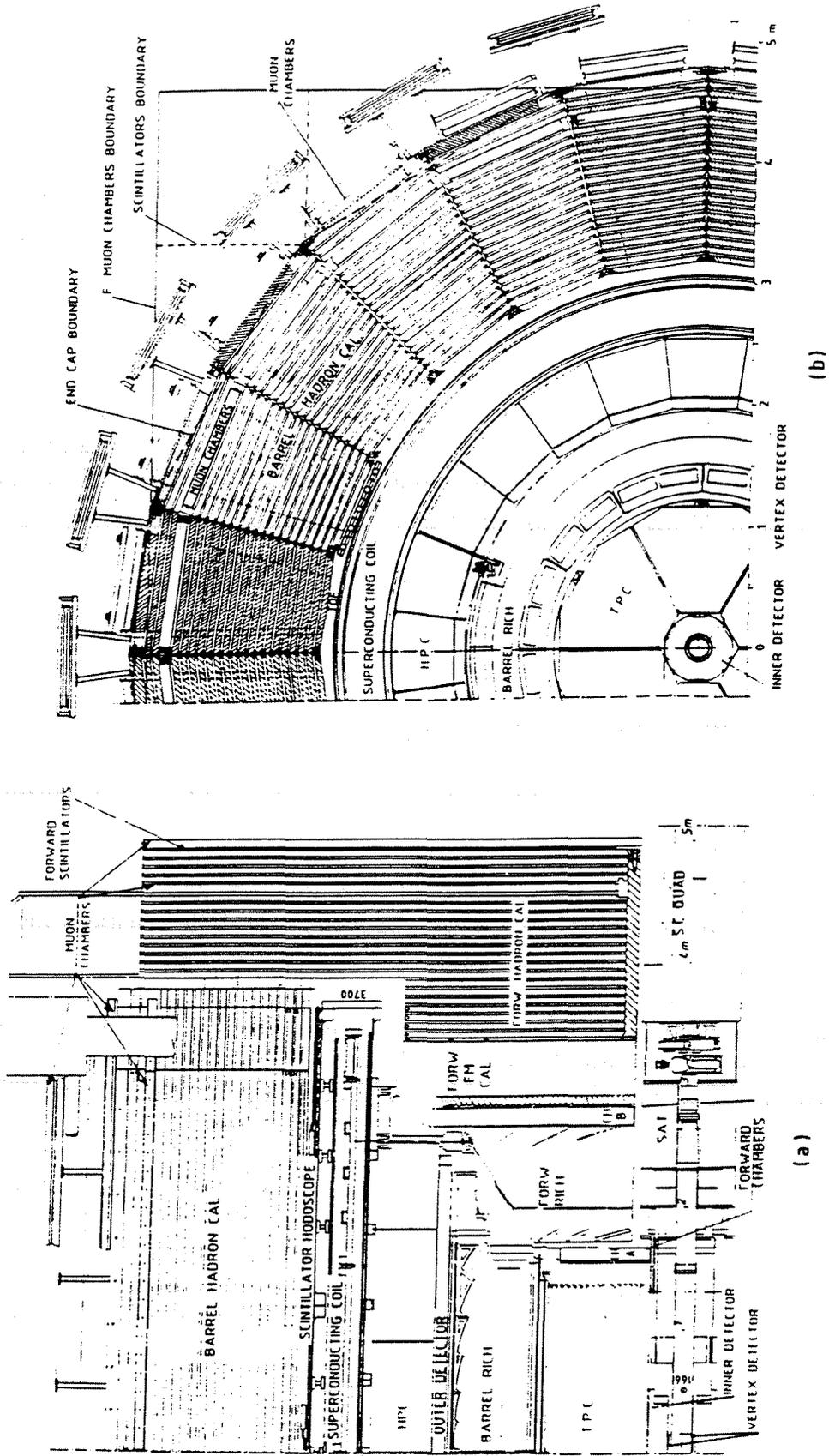


Figura 3.2: Sezione dell'esperimento DELPHI: (a) piano Rz , (b) piano $R\phi$

trasverso delle tracce con una risoluzione del 3.3% a 45 GeV/c.

Il cuore dell'apparato tracciante è costituito da una camera a proiezione temporale (TPC), da cui parte la ricostruzione degli eventi. Nella regione del vertice, la risoluzione nel piano $R\phi$ è aumentata grazie ad una camera a deriva (l'Inner Detector) e ad un rivelatore di vertice a microstrip di silicio (Vertex Detector). Nella regione centrale (*barrel*), l'apparato tracciante è completato da un rivelatore costituito da tubi a deriva (Outer Detector). Nella regione in avanti (*end cap*) il tracciamento è affidato alle Forward Chamber A e B, costituite da camere multifili.

Una debolezza del sistema di tracciamento di DELPHI si ha nella regione a piccolo angolo, dove esiste solo una modestissima sovrapposizione tra le Forward Chamber ed i più precisi rivelatori centrali, che crea problemi sia di precisione che di riconoscimento di tracce, dovuti alla grande quantità di materiale incontrata dalle particelle prima della rivelazione. Per ovviare a questo problema, specialmente in previsione degli argomenti di ricerca a LEP200 in cui l'ermeticità sarà un aspetto essenziale, è in progetto una modifica dell'apparato con l'estensione della copertura angolare dell'Inner e del Vertex Detector [3].

3.1.1 La Time Projection Chamber

La camera a proiezione temporale o TPC [4] misura la ionizzazione lasciata da una particella carica in un gas, fornendo informazioni tridimensionali sulla posizione della traccia.

La TPC di DELPHI [5] ha un raggio inferiore di 33 cm, uno superiore di 120 cm ed una lunghezza complessiva di 2×150 cm. La regione sensibile consta di due differenti regioni di raccolta della carica, sul lato a $z > 0$ e su quello a $z < 0$, divise dal piano catodico a $z = 0$.

L'anodo di raccolta (fig. 3.3) è diviso lungo ϕ in 6 settori di 60° ciascuno. La regione di amplificazione è separata da quella di deriva da una griglia di schermo, per ridurre gli effetti di carica spaziale. La carica viene raccolta su una griglia di 192 fili ed il segnale indotto dalla valanga di amplificazione viene anche misurato su elettrodi di lettura, (*pad*). Questi hanno dimensione 7.5×8 mm², sono disposti in 16 file circolari di lunghezza variabile e forniscono una misura della posizione in $R\phi$ della traccia con un massimo di 16 punti ed una precisione di 180–280 μm sul singolo punto a seconda della posizione della traccia. La posizione in z della traccia viene determinata dal tempo di arrivo del segnale.

Con queste risoluzioni puntuali la risoluzione attesa dalla TPC di DELPHI sull'elemento di traccia ad un raggio di riferimento pari a 74.5 cm, è data da:

$$\begin{aligned}\sigma_{R\phi} &= 110 \mu\text{m} \\ \sigma_z &= 130 \mu\text{m} \\ \sigma_\theta &= 0.4 \text{ mrad} \\ \sigma_\psi &= 0.4 \text{ mrad} \\ \sigma_{1/\rho} &= 0.9 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}\end{aligned}\tag{3.1}$$

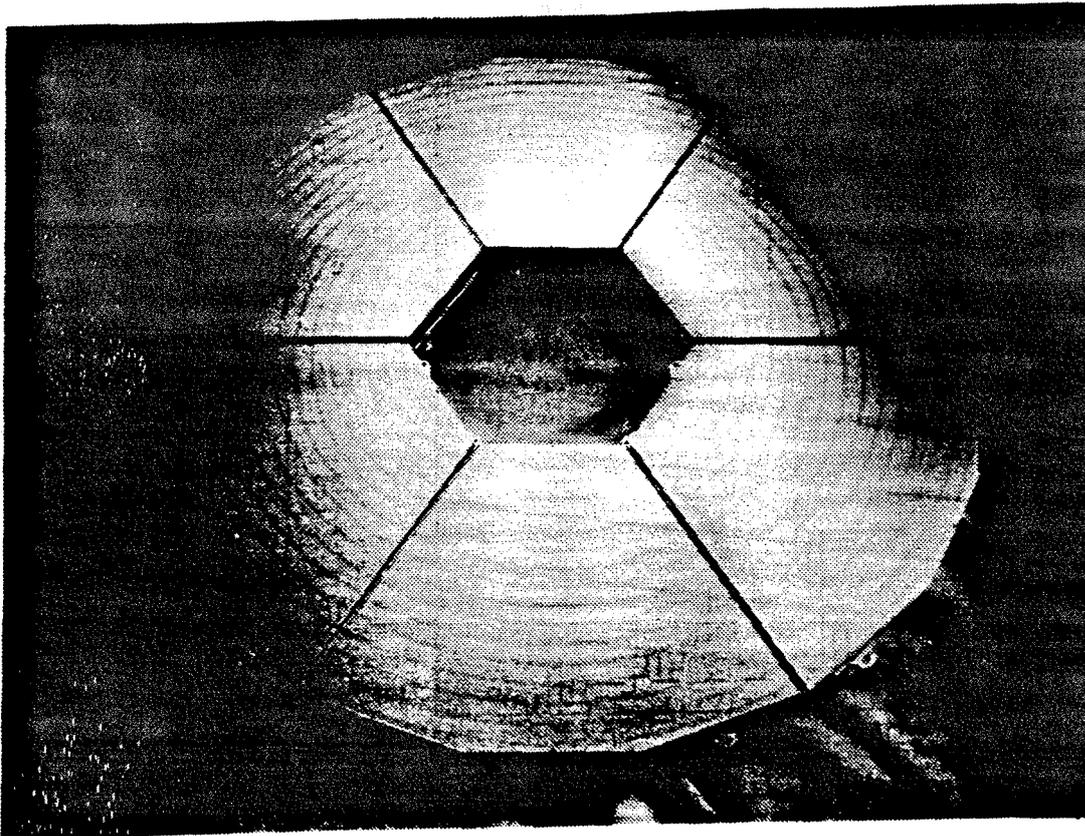


Figura 3.3: Elettrodo di lettura della TPC

dove, qui e in seguito, ϕ indicherà l'angolo della posizione di una traccia ad un raggio fissato, mentre φ indicherà la direzione del momento in quel punto; ρ è il raggio di curvatura.

La griglia di fili di raccolta ha un numero di fili molto maggiore dei pad e l'altezza d'impulso su tali fili viene utilizzata per la misura della ionizzazione specifica dE/dx che fa parte della procedura di identificazione di particelle ed ha una risoluzione del 7% per particelle al minimo di ionizzazione.

3.1.2 L'Inner Detector

L'Inner Detector (ID) [6] è costituito da una camera a deriva, per la misura di precisione delle tracce vicino alla regione di interazione, e da cinque strati di tubi a streamer, che servono per la risoluzione di ambiguità nella camera a deriva, per una misura della coordinata z e, insieme all'Outer Detector, per il trigger.

Uno schema dell'Inner detector è fornito in figura 3.4. La regione della camera a deriva si estende da un raggio di 11.6 cm a 22 cm. Essa è divisa in 24 settori separati da fili catodici. A metà di ogni settore si trovano 24 fili di raccolta. La precisione di

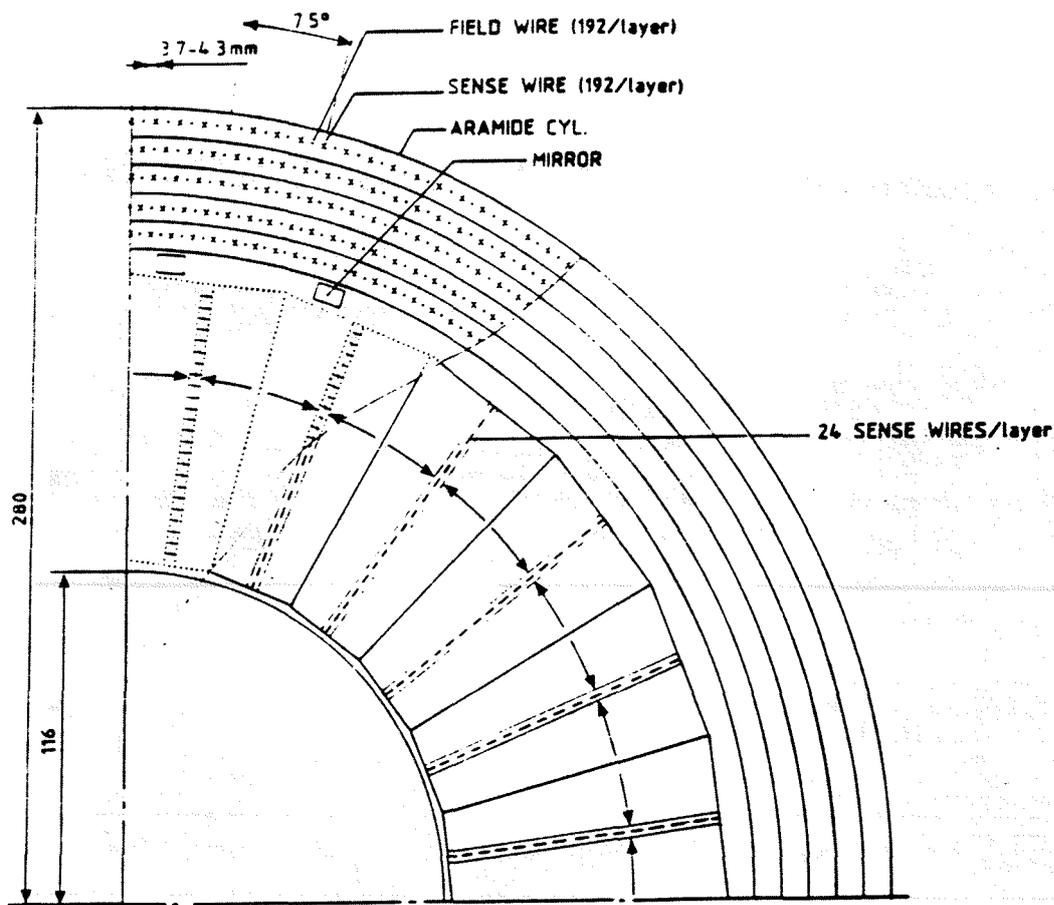


Figura 3.4: Schema dell'Inner Detector

progetto è di $90 \mu\text{m}$ di errore sul singolo punto e fino a $20 \mu\text{m}$ globalmente sull'elemento di traccia ricostruito. I tubi a streamer sono disposti su cinque strati con lettura **digitale** sui fili. Le superfici di ogni strato sono segmentate in strisce circolari del passo di 5 mm che avvolgono il rivelatore e permettono una misura della coordinata z della traccia.

La ricostruzione della traccia presenta un'ambiguità dovuta all'incertezza sul lato nel quale si è svolta la deriva. Essa può venire risolta internamente utilizzando i tubi a streamer, oppure esternamente usando i segmenti di traccia ricostruiti nella TPC o nel rivelatore di vertice.

Una versione estesa dell'ID sarà installata nel 1995 per aumentarne l'accettanza angolare.

3.1.3 Il Vertex Detector

Il rivelatore di vertice (VD), illustrato in figura 3.5, costituisce l'elemento di punta del sistema tracciante di DELPHI, permettendo di raggiungere una precisione di $24 \mu\text{m}$

nella ricostruzione delle traiettorie di particelle cariche in prossimità della regione di interazione.

Alcuni moduli del microvertice erano stati installati in DELPHI già durante il primo breve periodo di presa dati di LEP nel 1989. Nel 1990 DELPHI installò il primo rivelatore di vertice completo in un esperimento ad un collisore. Tale rivelatore consisteva di due strati di microstrip di silicio posti ad un raggio di 9 ed 11 cm dalla regione di interazione, nello spazio libero tra la parete interna dell'Inner Detector e la camera a vuoto dell'acceleratore, che era costituita da un tubo di alluminio di raggio 7.8 cm e dello spessore di 1.2 mm. In tale configurazione la precisione raggiunta sul parametro di impatto era di $80 \mu\text{m} \oplus 120 \mu\text{m}/p_t$ (GeV).

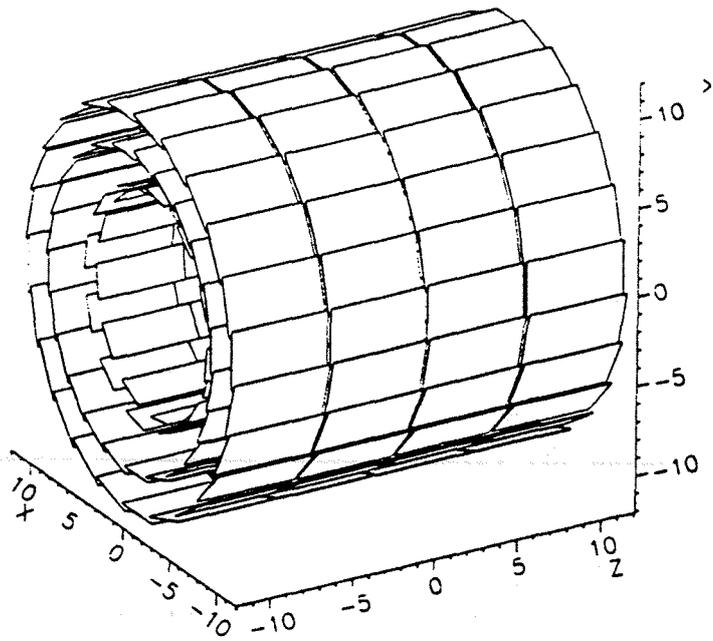
La versione del VD [5] utilizzata per l'analisi presentata in questa tesi è stata installata nel 1991. In essa il microvertice è costituito da tre strati di microstrip di silicio a singola faccia, denominati, nell'ordine, closer, inner ed outer layer, e posti ad un raggio medio rispettivamente di 6.3, 9 e 11 cm. Lo spazio per l'aggiunta del terzo strato più interno di rivelatori è stato reso disponibile dalla sostituzione della precedente camera a vuoto dell'acceleratore con una di berillio di spessore pari a 1.45 mm ed un raggio di 5.3 cm. Il nuovo strato di rivelatori più vicino alla regione di interazione ha permesso di raggiungere una risoluzione di $24 \mu\text{m}$ sul parametro di impatto, mentre la riduzione dello spessore, in termini di lunghezza di radiazione, della parete della camera a vuoto ha ridotto il contributo dello scattering multiplo a $69 \mu\text{m}/p_t$.

L'accettazione angolare con almeno due punti sulla traccia va da 37° a 143° in θ ; ogni strato è composto da 24 moduli; tra moduli vicini vi è una regione di sovrapposizione che corrisponde approssimativamente al 10% dell'accettazione nell'angolo azimutale.

La struttura meccanica è composta da due semicilindri, *half shell*, fisicamente indipendenti, contenenti i moduli dei lati a $x < 0$ (lato B) e a $x > 0$ (lato D). Ogni *half shell* contiene 12 dei 24 settori in cui è diviso il microvertice. Il supporto meccanico è costituito da semianelli di alluminio (*endring*), su cui vengono avvitate le estremità dei singoli moduli. Per ogni *half shell*, una prima coppia di semianelli viene usata come supporto per gli strati inner ed outer, successivamente viene aggiunta una ulteriore coppia di *endring* per il supporto del closer. I semianelli sono cavi per lasciar passare il flusso d'acqua per il raffreddamento dell'elettronica. La rigidità della struttura viene mantenuta dai moduli stessi.

I singoli moduli sono formati da quattro rivelatori di dimensioni differenti a seconda dello strato ($52 \times 19.2 \text{ mm}^2$ per il closer, $59 \times 25.6 \text{ mm}^2$ per l'inner e $59 \times 32 \text{ mm}^2$ per l'outer). La connessione meccanica avviene utilizzando come collegamento tra due rivelatori successivi sbarrette di silicio su cui gli stessi vengono incollati. Una sbarra a V in fibra di carbonio e silicio viene poi incollata sul retro dei rivelatori e scorre lungo tutto il modulo assicurandone la rigidità. Il primo ed il secondo (e analogamente il terzo ed il quarto) rivelatore di ogni modulo sono elettricamente connessi ed il segnale viene portato su circuiti ibridi montati alle due estremità del modulo. Il supporto ceramico degli ibridi è in ossido di alluminio per gli strati inner ed outer, mentre nel closer, aggiunto posteriormente, si è impiegato ossido di berillio per ridurre lo spessore del rivelatore in termini di lunghezza di radiazione. Sugli ibridi sono montati anche

a



b

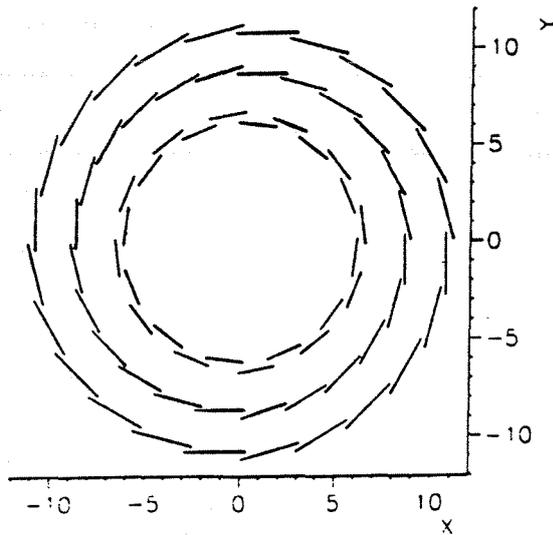
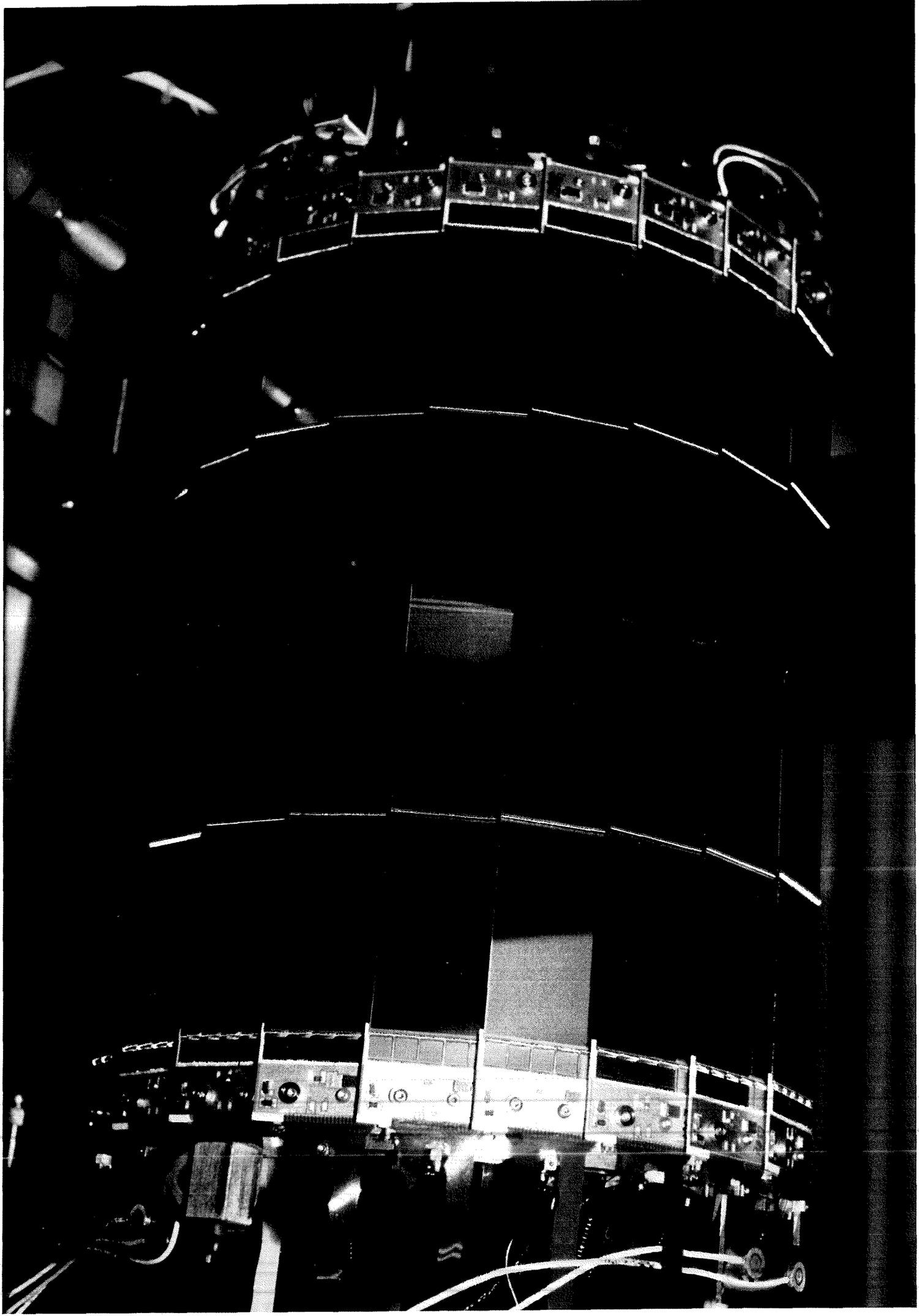
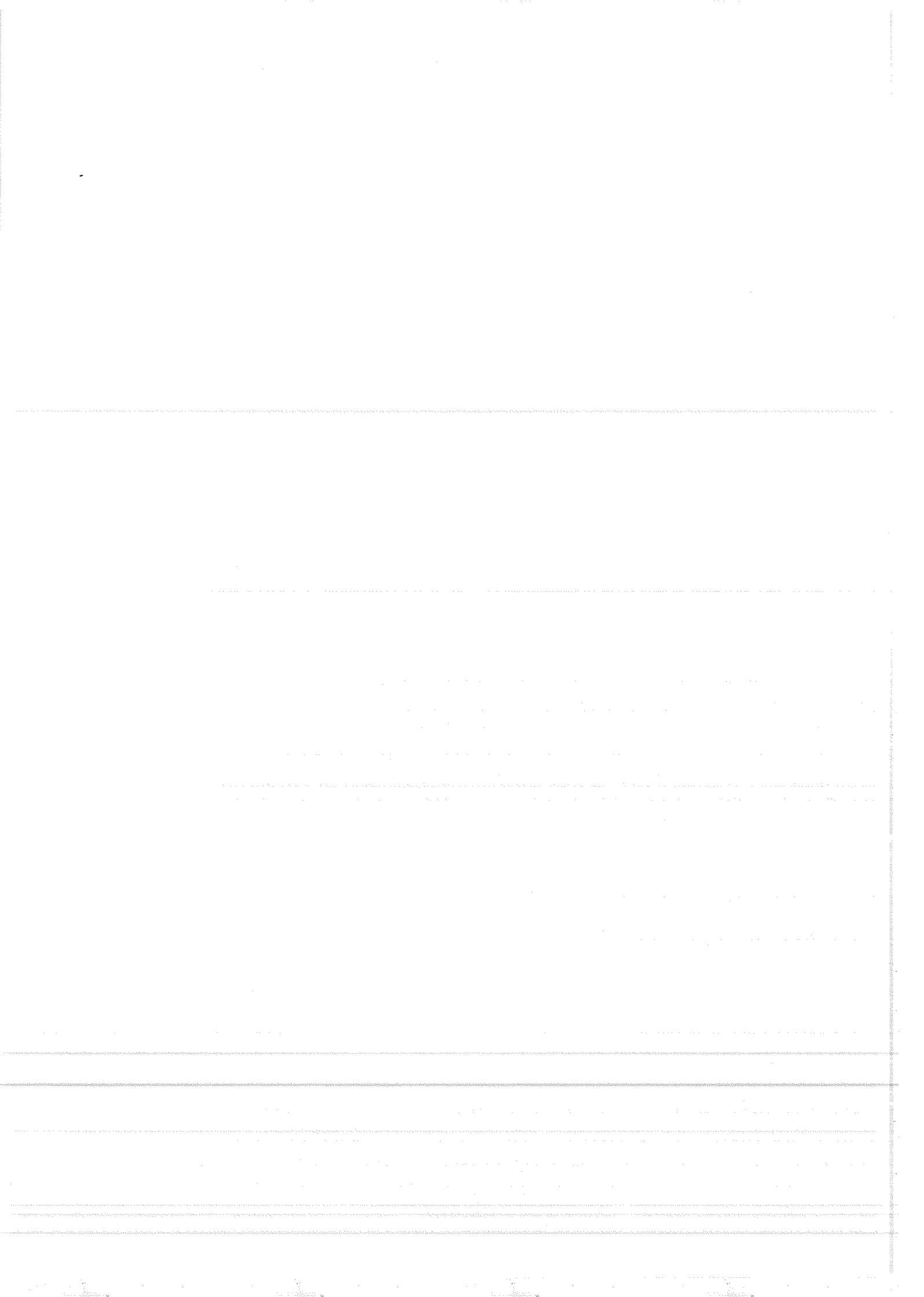


Figura 3.5: Visione schematica del microvertice di DELPHI: (a) visione prospettica, (b) proiezione nel piano $R\phi$.





oggetti di riferimento che vengono utilizzati per la mappatura del rivelatore descritta nel capitolo 4.

I rivelatori utilizzati¹, mostrati in figura 3.6, sono rivelatori a microstrip di silicio dello spessore di $300\mu\text{m}$, del tipo a *singola faccia* perché solo il lato p risulta segmentato in strip di passo di $25\mu\text{m}$. L'orientazione delle strip, parallele all'asse z , permette di misurare solo la coordinata $R\phi$ del punto di passaggio delle tracce cariche. La polarizzazione delle strip, che avviene attraverso resistenze di polisilicio, è effettuata ad una tensione tipica di 60 V , leggermente superiore alla valore di svuotamento di $50\text{--}60\text{ V}$. La lettura avviene attraverso elettrodi di alluminio, accoppiati alle strip attraverso un condensatore integrato nel rivelatore. Solo una strip ogni due viene letta, fornendo un passo di lettura effettivo di $50\mu\text{m}$. La strip non letta possiede comunque un accoppiamento di tipo capacitivo con le strip adiacenti per cui la carica raccolta si ripartisce su di esse. Attraverso questo processo di divisione capacitiva della carica [8], è possibile dimezzare il numero di canali di lettura, senza degradare significativamente la risoluzione corrispondente al passo di $25\mu\text{m}$. Il numero di strip lette per ogni semimodulo è 384, 512 e 640 rispettivamente negli strati closer, inner ed outer.

L'elettronica di lettura è costituita da chip MX3 [9] alloggiati sugli ibridi alle estremità dei moduli. Ognuno di questi chip è in grado di memorizzare su capacitori il segnale raccolto da ogni strip per poi effettuare la lettura sequenziale di tutti i canali (multiplexing). Il segnale raccolto viene inviato ad una scheda di elettronica posizionata a pochi centimetri dal VD (repeater) per l'amplificazione e la trasmissione a moduli Fastbus che effettuano la digitalizzazione e l'analisi in linea dei segnali. Tali moduli, denominati SIROCCO [10], confrontano il segnale raccolto con il livello di zero ed il rumore stimati individualmente per ciascuna strip e permettono la scrittura su nastro solo dei segnali che superano una certa soglia (soppressione degli zeri).

Il punto di passaggio di una particella carica viene calcolato attraverso l'interpolazione lineare delle altezze di impulso su strip vicine [8]. Con questo algoritmo di ricostruzione i rivelatori usati hanno mostrato una risoluzione di $5\mu\text{m}$ in un test su fascio [11]. Le prestazioni ottenute dal VD in DELPHI corrispondono ad una risoluzione puntuale che varia da un valore tipico di $6.5\mu\text{m}$ per il 77% dei punti, ad un massimo di $17\mu\text{m}$ per circa il 6% dei punti, a seconda dell'angolo di incidenza della traccia e della carica rilasciata. La separazione tra due particelle ottenibile è di $100\mu\text{m}$.

La descrizione fin qui fornita corrisponde alla configurazione utilizzata nei periodi di presa dati dal 1991 al 1993. Nel 1994 sugli strati closer ed outer sono stati montati rivelatori a microstrip a *doppia faccia*, in cui anche il lato n del rivelatore risulta diviso in strip che sono orientate perpendicolarmente a quelle sul lato p e perciò permettono di misurare anche la coordinata z del punto di passaggio di una traccia. Questi rivelatori² utilizzano la tecnica della doppia metallizzazione (fig. 3.7) per il trasporto del segnale dalle strip sul lato n ai chip di lettura situati alle estremità del modulo. Con questa tecnica, sviluppata essenzialmente dalla collaborazione DELPHI, viene minimizzato il

¹prodotti da Center for Industrial Research, Oslo, Norvegia

²Center for Industrial Research, Oslo, Norvegia e Hamamatsu Photonics, Giappone

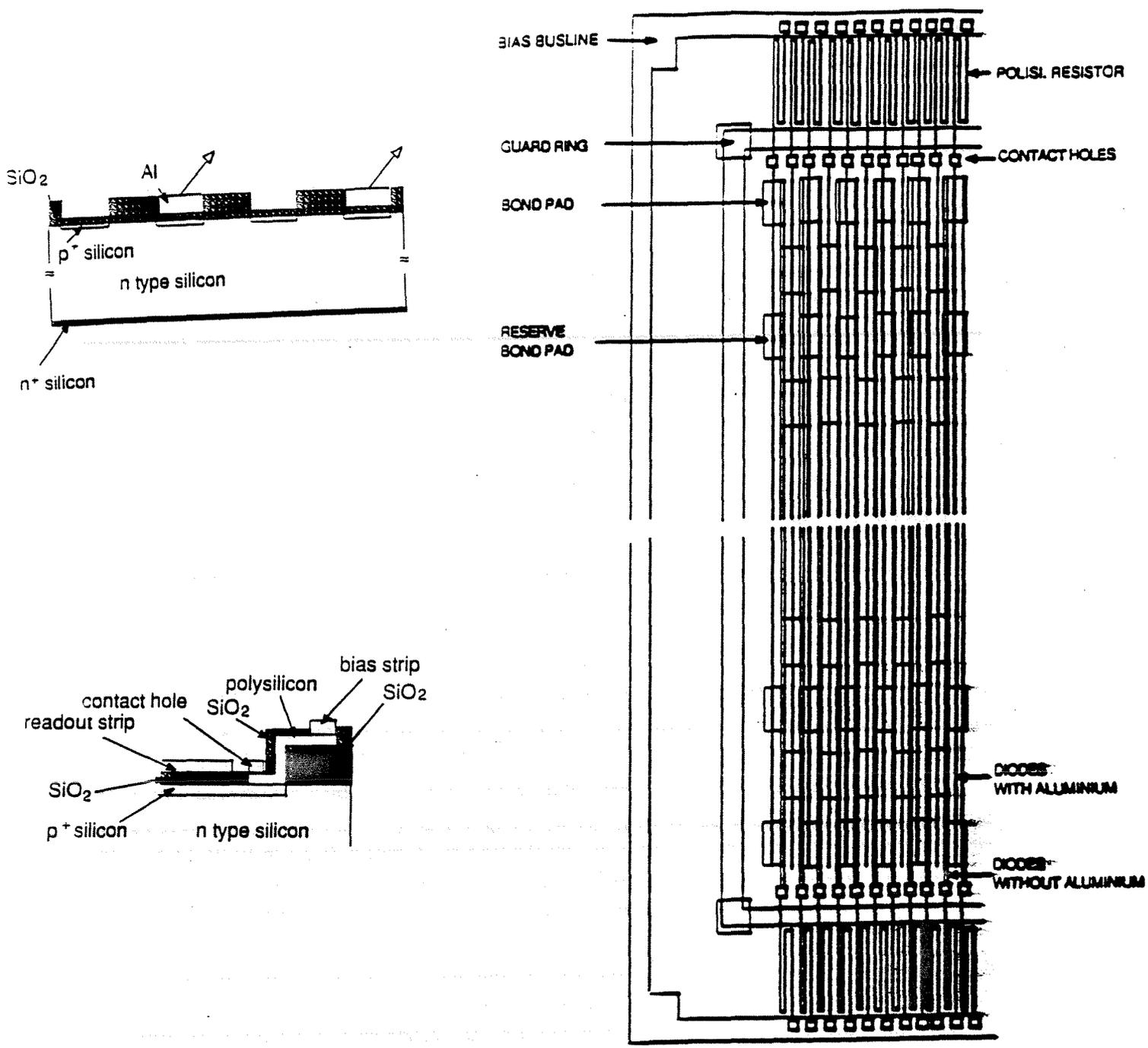


Figura 3.6: Schema dei rivelatori utilizzati nel microvertice di DELPHI: a destra visione frontale, in alto a sinistra sezione trasversale, in basso a sinistra sezione lungo la parte terminale di una strip.

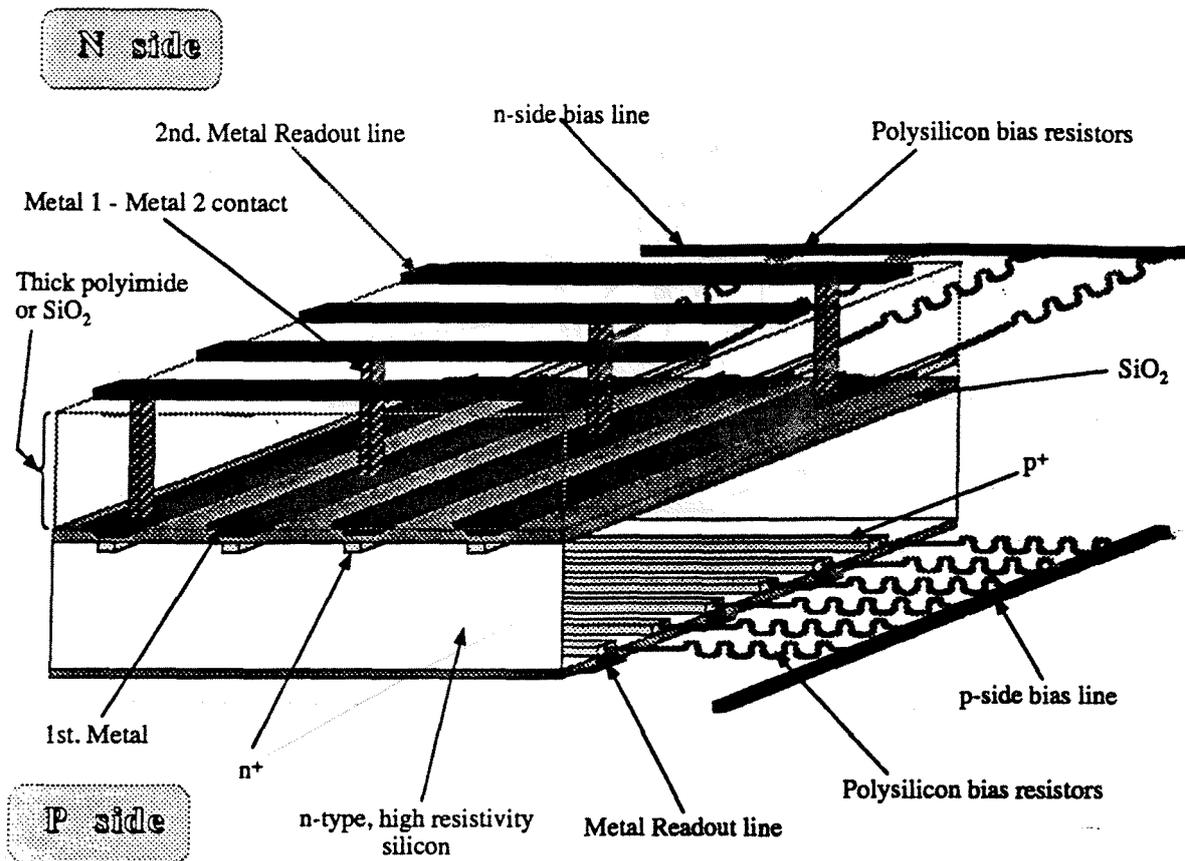


Figura 3.7: Schema di un rivelatore a microstrip, doppia faccia, doppia metallizzazione.

contributo dello scattering multiplo nella regione di misura rispetto alle altre soluzioni sviluppate per rivelatori doppia faccia che richiedono o di posizionare i chip di lettura adiacenti alle strip sul lato n (ALEPH) o di utilizzare ulteriore materiale per il trasporto del segnale (OPAL, L3), in entrambi i casi aumentando lo spessore attraversato dalle particelle nella regione del *barrel*. È anche stata aumentata l'accettazione dello strato closer e l'ampiezza delle regioni di sovrapposizione nello strato inner.

Per il 1996 è prevista un'ulteriore estensione della regione di accettazione sia attraverso l'allungamento dell'attuale VD, che conterrà rivelatori doppia faccia su tutti e tre gli strati, sia con l'aggiunta di un tracciatore a silicio anche nella regione a piccolo angolo (15° - 25°). Il nuovo rivelatore è stato progettato per migliorare le prestazioni di DELPHI durante il funzionamento di LEP ad alta energia. In particolare l'estensione del VD permetterà di aumentare fino a $\theta = 25^\circ$ la regione utile per il riconoscimento di eventi con quark b , necessari per la ricerca del bosone di Higgs; il tracciatore a piccolo

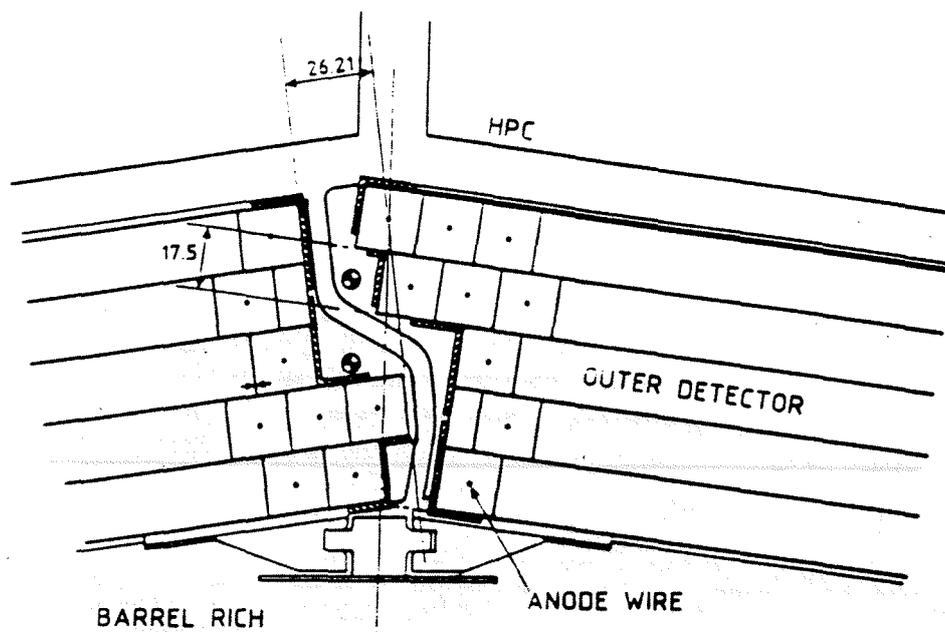


Figura 3.8: Visione schematica di due moduli dell'Outer Detector

angolo migliorerà invece l'ermeticità nella ricostruzione delle tracce, essenziale per una buona misura della massa del W [3].

3.1.4 L'Outer Detector

L'Outer Detector (OD) [12] si trova ad un raggio di circa 2 m, tra i rivelatori RICH del barrel ed il calorimetro elettromagnetico. Esso è costituito da 24 placche di tubi a deriva (fig. 3.8), in grado di ricostruire la coordinata $R\phi$ del passaggio di una traccia con una precisione di $110 \mu\text{m}$. L'OD può anche determinare un punto nella coordinata z , grazie alla divisione resistiva della carica raccolta alle estremità del filo. Tuttavia tale informazione ha un errore di 3 cm, che la rende in pratica irrilevante nella determinazione dei parametri delle tracce.

Scopo principale dell'OD è quello di fornire un ulteriore punto a grande raggio per migliorare la risoluzione in momento dell'apparato. Esso si rivela inoltre utile per individuare il punto di entrata di tracce cariche nel calorimetro elettromagnetico e per riconoscere fotoni convertiti nel materiale del RICH.

3.1.5 Le Forward Chambers

In DELPHI esistono due gruppi di forward chamber [2]: FCA e FCB. Esse sono costituite da camere multifili. Quelle della FCA sono montate solidalmente alla TPC, mentre quelle della FCB sono posizionate negli *end cap*, immediatamente dopo il RICH della regione in avanti. Esse coprono la regione angolare $11^\circ - 33^\circ$.

La FCA è costituita da 4 moduli, due a $z < 0$ e due a $z > 0$, ogni modulo con una copertura di 180° in ϕ . I moduli sono divisi in 3 strati costituiti da due griglie, ciascuno con l'orientazione dei fili ruotata di 120° rispetto agli altri due, in modo che la combinazione dei tre strati fissi senza ambiguità un punto nello spazio. La risoluzione del rivelatore è di $300 \mu\text{m}$. La struttura della FCB è del tutto analoga a quella della FCA con un numero doppio di piani sensibili e con una risoluzione finale sull'elemento di traccia di $130 \mu\text{m}$.

3.2 La calorimetria

La sezione calorimetrica dell'apparato di DELPHI rispecchia la suddivisione classica in parte elettromagnetica ed adronica. Il calorimetro elettromagnetico si trova all'interno del solenoide superconduttore e presenta un'ulteriore divisione per concezione e tecniche di rivelazione nella regione del *barrel* ed in quella degli *end cap*. Il calorimetro adronico è stato invece ricavato dall'strumentazione del giogo di ritorno del magnete. Un discorso a parte va fatto per i calorimetri elettromagnetici della regione ad angolo molto piccolo, utilizzati per la misura della luminosità.

3.2.1 La High density time Projection Chamber

Il calorimetro della regione centrale dell'apparato (HPC) [13] è costituito da una camera a proiezione temporale formata da piccole camere a gas alternate a strati di piombo come materiale passivo [14], con il vantaggio di avere una grande granularità, connessa con la misura del tempo di deriva, con un limitato numero di canali.

L'HPC è diviso in 6 anelli, ciascuno costituito da 24 moduli. Esso consta di 41 strati di materiale attivo, di cui uno formato da scintillatori per il trigger, immersi in 18 lunghezze di radiazione di piombo, che funge da convertitore. La risoluzione energetica dell'HPC è pari a $29\%/\sqrt{E} + 4\%$, con E espressa in GeV, [15] e l'errore sul punto di impatto di uno sciame è di 1-2 mm sia in $R\phi$ che in z .

3.2.2 Il Forward ElectroMagnetic Calorimeter

Il calorimetro elettromagnetico della regione in avanti (FEMC) [16] è composto da cristalli di vetro al piombo letti da fotomoltiplicatori per rivelare la luce Cherenkov emessa dalle particelle dello sciame. Esso copre la regione in θ da 10° a 36.5° ed ha una risoluzione energetica pari al 4% per e e a 45 GeV.

3.2.3 Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico (HAC) [17], come è visibile in figura 3.2, è costituito da strati di tubi a streamer nel *barrel* e da camere a fili negli *end cap*, inseriti nel ferro che costituisce il giogo di ritorno del magnete. La lettura è organizzata in torri con geometria il più possibile puntante. La dimensione angolare di ogni torre è di $3.75^\circ \times 2.96^\circ$ ed esse sono segmentate longitudinalmente in 4 strati nel *barrel* e 3 negli *end cap*. La risoluzione è del $120\%/\sqrt{E}$

3.2.4 I luminometri

Fino al 1993 DELPHI era munito di due calorimetri elettromagnetici per la misura della luminosità [18]: il Very Small Angle Tagger (VSAT) per la misura della luminosità relativa e lo Small Angle Tagger (SAT) per quella della luminosità assoluta. Nel 1994 il SAT è stato sostituito da un nuovo calorimetro (STIC) [19].

Il VSAT è un calorimetro di W-Silicio, con accettazione nell'intervallo $5 \text{ mrad} < \theta < 7 \text{ mrad}$. Il SAT invece è un calorimetro a Pb-scintillatore e copre la regione $43 \text{ mrad} < \theta < 135 \text{ mrad}$.

Lo STIC è un calorimetro di Pb-scintillatore con copertura angolare estesa inferiormente fino a 30 mrad e superiormente fino al limite inferiore dell'accettazione del FEMC, aumentando l'ermeticità dell'apparato in vista di LEP200. A differenza del SAT, esso possiede anche una geometria proiettiva, che ne migliorerà significativamente le prestazioni rispetto al suo predecessore.

3.3 Identificazione di particelle

DELPHI ha posto grande enfasi nell'identificazione delle particelle. L'identificazione degli e avviene con i metodi classici della calorimetria elettromagnetica abbinata alla misura del dE/dx nella regione di momento sotto i 3-4 GeV, in cui gli e si trovano già nel pianerottolo relativistico, mentre le altre particelle sono ancora vicine al minimo di ionizzazione. Rivelatori dedicati all'identificazione di particelle sono invece le camere a μ ed i RICH.

3.3.1 Camere a μ

Le camere a μ nella regione del *barrel* (MUB) e degli *end cap* (MUF) sono molto simili per concezione, trattandosi di strati di tubi a deriva con misura della coordinata lungo la direzione del filo attraverso il tempo di arrivo del segnale alle estremità [20]. Questo sistema di camere però non copre la regione tra 43° e 52° in θ , con un significativo abbassamento dell'efficienza di identificazione di μ . Dal 1994 tale regione di inefficienza è stata coperta con un ulteriore gruppo di camere (Surround Muon Chamber, SMC) [3] che utilizzano lo stesso tipo di rivelatori del calorimetro adronico.

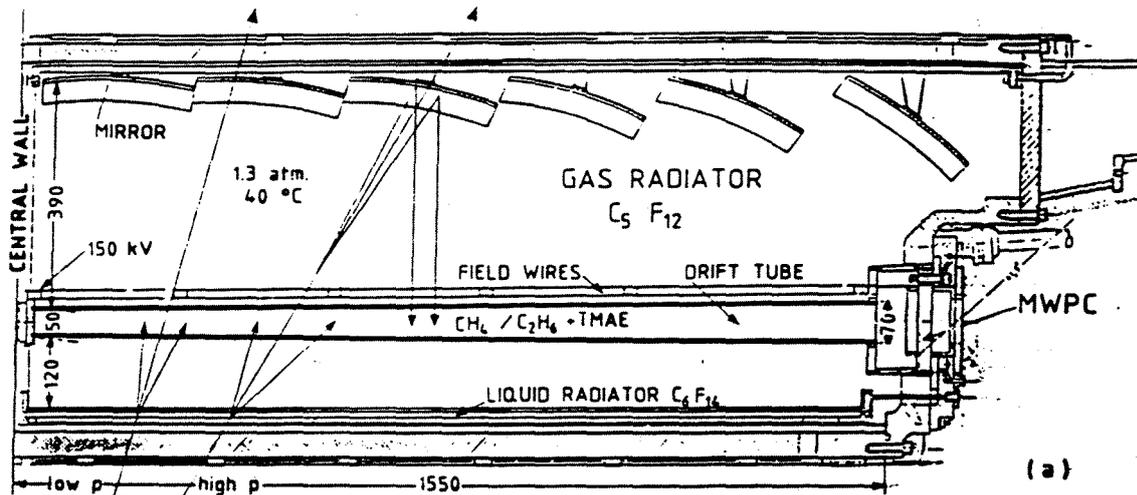


Figura 3.9: Schema del Barrel RICH di DELPHI

3.3.2 I Ring Imaging CHerenkov

I RICH [21] sono la caratteristica peculiare di DELPHI. Essi sono rivelatori in grado di ricostruire l'immagine del cono di luce Cherenkov generato dal passaggio di una particella carica relativistica [22]. La struttura dei rivelatori nel *barrel* è indicata in figura 3.9; quella dei rivelatori negli *end cap* è concettualmente identica anche se la geometria è differente.

La struttura sensibile è una camera a deriva contenente un gas (TMAE) con alta efficienza quantica nel violetto. In essa arrivano direttamente i fotoni generati in un radiatore liquido posto vicino alla TPC e vengono invece focalizzati tramite specchi quelli prodotti in un radiatore gassoso posto tra la struttura sensibile e l'OD.

I RICH possono effettuare l'identificazione di adroni fino a 35 GeV/c di momento sia in modo attivo, cioè ricostruendo l'anello, che in modo passivo (o di veto), osservando la mancanza dell'anello atteso [23].

Bibliografia

- [1] DELPHI Technical Proposal, CERN/LEPC 83-3 (1983)
- [2] DELPHI Collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A303** (1991) 233
- [3] DELPHI Collaboration, *Proposal for the upgrade of DELPHI in the Forward Region*, CERN/LEPC/93-13/P2 Add2 e DELPHI 92-142 GEN 135

- [4] G. Charpak, A. Breskin e F. Piuz, *Nucl Instr. and Meth.* **100** (1972) 157
- [5] C. Brand et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A283** (1989) 567
- [6] F. Hartjes et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A256** (1987) 55
- [7] N. Bingefors et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A328** (1993) 337
- [8] A. Peisert, *Silicon microstrip detectors*, in *Instrumentation in High Energy Physics*, ed. P. Sauli, World Scientific 1992
- [9] J. C. Stanton, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-36** (1989) 522
- [10] N. Bingefors e M. Burns, DELPHI 88-48 TRACK 48
- [11] V. Chabaud et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A292** (1990) 75
- [12] A. Amery et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A283** (1989) 502
- [13] H. G. Fisher et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A265** (1988) 218
- [14] H. G. Fisher e O. Ullaland, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-27** (1980) 38
- [15] A. Firestone, DELPHI 91-111 CAL 83
- [16] P. Checchia et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A275** (1989) 49
- [17] G. D. Alekseev et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A269** (1988) 652
- [18] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), *Nucl. Phys.* **B417** (1994) 3
- [19] DELPHI Collaboration, *Proposal for the Replacement of the Small Angle Calorimeter of DELPHI*, CERN/LEPC/92-6, LEPC/P2-Add.1
- [20] F. Stichelbaut et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A283** (1989) 792
- [21] E. G. Anassontzis et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A323** (1992) 351
- [22] J. Séguinot e T. Ypsilantis, *Nucl. Instr. and Meth.* **142** (1977) 377
- [23] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), *Phys. Lett.* **B334** (1994) 435

Capitolo 4

Allineamento del rivelatore di vertice

L'allineamento del rivelatore di vertice (VD) costituisce il primo passo nella calibrazione dell'apparato tracciante di DELPHI. Esso è il rivelatore più vicino alla regione di interazione e quello con precisione più elevata, quindi il più sensibile ad errori sistematici. Inoltre, a differenza dei rivelatori a gas, estremamente dipendenti da variazioni della composizione della miscela, della pressione e della temperatura, la sua stabilità intrinseca lo rende il naturale punto di partenza per la calibrazione del resto dell'apparato tracciante.

I rivelatori utilizzati nel VD di DELPHI hanno una risoluzione intrinseca misurata con un test su fascio di $5 \mu\text{m}$ [1]. Il punto di attraversamento nel piano del rivelatore è quindi conosciuto con questa precisione. Il problema in un esperimento di fisica delle alte energie è però quello di determinare questo punto non solo sul piano del rivelatore, ma nello spazio, nel *sistema di riferimento dell'esperimento*. Questo significa che la posizione del piano del rivelatore nello spazio deve essere nota con una precisione comparabile a quella intrinseca, per non degradare la risoluzione dello stesso. La necessità di un'estrema precisione nell'allineamento dipende anche dal fatto che, mentre la precisione intrinseca del rivelatore fornisce un errore puramente statistico, ogni errore di allineamento costituisce una sorgente di errore sistematico comune ad una vasta classe di tracce e che quindi non scala come $1/\sqrt{N}$ nelle misure di vita media, ma piuttosto aggiunge un contributo relativo $\sigma_\tau/\tau \sim \sigma_d/d$, che può essere non trascurabile rispetto all'errore statistico. Il raggiungimento della precisione necessaria nell'allineamento è un problema strumentale tutt'altro che banale e costituisce un aspetto fondamentale del lavoro presentato in questa tesi.

In questo capitolo sono esaminati i diversi aspetti della procedura di allineamento del microvertice: le misure della geometria del rivelatore, punto di partenza fondamentale per la procedura stessa, e gli ulteriori raffinamenti ottenibili usando le tracce raccolte durante la presa dati. Infine saranno trattati gli errori finali ottenuti e gli effetti sistematici che essi possono indurre nella determinazione della vita media del τ .

4.1 Mappatura del rivelatore

La procedura di DELPHI per l'allineamento del microvertice consiste di diversi passi. Il primo di questi è la mappatura del rivelatore. Essa costituisce il punto di partenza per un allineamento più accurato ottenibile utilizzando le tracce. Questo comprende l'allineamento interno e la determinazione della posizione del rivelatore di vertice nel sistema globale di DELPHI. Ciò costituirà l'argomento della seconda parte del capitolo.

4.1.1 Sistema di misura

La mappatura viene effettuata con un centro di misura tridimensionale¹, per la cui descrizione accurata si rimanda a [2]; qui verranno ricordati gli elementi essenziali ed i miglioramenti apportati negli ultimi anni.

Il centro di misura consta di una tavola di granito per il supporto dei pezzi da misurare, sopra la quale è posizionato un braccio in grado di scorrere su tre assi ortogonali. Lo spostamento lungo gli assi è misurato in modo automatico utilizzando dei regoli Heidenheim. L'ortogonalità e la calibrazione degli assi viene controllata periodicamente dalla casa costruttrice, che garantisce una precisione di 40 μrad sulla perpendicolarità delle scale e di qualche parte su 10^{-6} sulla scala delle lunghezze [3]. Le misurazioni vere e proprie vengono effettuate equipaggiando il braccio con opportune sonde.

Per la maggior parte dei dati presentati in questa tesi è stato usato un tastatore meccanico, costituito da uno stilo sulla cui punta è montata una sfera di rubino sintetico. Questa sonda permette di acquisire punti sulla superficie dell'oggetto che si vuole misurare mediante contatto: essa manda un segnale al centro di misura quando subisce una forza regolabile a seconda delle applicazioni e dell'ordine di 5-7 g_p . La precisione nominale con cui un singolo punto può essere determinato è di 1 μm e quella sulla distanza tra due punti è:

$$\sigma_d = \left(5 + \frac{d [\text{mm}]}{100} \right) \mu\text{m}$$

I singoli punti vengono poi trattati dal software di gestione del centro di misura² per la determinazione dei parametri della superficie di cui fanno parte.

Il tastatore meccanico può assumere diverse orientazioni ed è quindi in grado di effettuare una mappatura completa del rivelatore quando questo è interamente montato e posto sul piano di misura su di un supporto che simula la sua reale posizione all'interno di DELPHI. Per minimizzare le deflessioni dei moduli del VD durante la misura è importante ridurre al minimo la forza necessaria affinché la sonda invii un segnale di trigger.

Recentemente è stata messa in uso anche una telecamera³ con la quale è possibile visualizzare direttamente le strutture costruite sui rivelatori di silicio, ma che, a causa

¹Mod. Galaxy, prodotto da POLI S.p.A., Varallo Sesia, Italia

²METROSOFT-3D prodotto dalla METROMECH (CH)

³La telecamera ed il relativo metodo di acquisizione dati sono prodotti dalla MONDO Ltd. (UK)

del suo maggiore ingombro e scarsa flessibilità nel movimento, non è utilizzabile per una mappatura completa del VD. La precisione delle misure effettuate con la telecamera è di $3 \mu\text{m}$ nel piano di vista e di $13 \mu\text{m}$ nella coordinata lungo l'asse focale (con ingrandimento $250\times$) [3].

4.1.2 Procedura di misura

La ricostruzione della geometria del VD richiede una procedura complessa nella quale si distinguono due fasi: la misura con tecniche visuali dei moduli e la ricostruzione tridimensionale delle half shell. La necessità di separare le due parti viene dalla scelta di effettuare una misura del rivelatore di vertice in condizioni il più possibile vicine a quelle di utilizzo in DELPHI. Per fare ciò il rivelatore viene montato con l'asse della half shell in posizione orizzontale ed il sistema di raffreddamento ad acqua in funzione. Di conseguenza il VD deve rimanere fisso durante la misura e ogni procedura per la misura ottica del rivelatore nel suo complesso diventa inapplicabile. Si deve perciò ricorrere ad un tastatore meccanico per la ricostruzione tridimensionale della posizione dei moduli del rivelatore. Per definire la posizione delle strip all'interno del modulo è necessaria una misura visuale dei singoli moduli da farsi prima del loro montaggio sulla half shell. L'intera procedura è già stata descritta in precedenza [4, 5], io mi limiterò a riassumerla e ad aggiungere alcuni dettagli essenziali per la comprensione di tutta la procedura di allineamento.

Fino all'autunno 1993, per l'ispezione visuale dei moduli è stato utilizzato un microscopio montato su una tavola X-Y: con esso si misurava la posizione delle strip rispetto a due oggetti di riferimento posti sugli ibridi dell'elettronica di lettura. Questi oggetti, negli anni 1991-93, erano rispettivamente cilindri, per i moduli degli strati inner ed outer, e sfere, per i moduli del closer. A partire dall'autunno 1993 le misure al microscopio sono state sostituite da quelle effettuate nel centro di misura tridimensionale con la telecamera, in modo da ottenere una misura tridimensionale anche dei singoli moduli (mentre con il microscopio era misurabile solo la proiezione nel piano focale), in un sistema in cui la scala delle lunghezze è tarata con precisione maggiore di quella del microscopio.

L'accuratezza raggiungibile con le misure ottiche sulla struttura interna del modulo (posizione relativa dei diversi rivelatori) è di $3 \mu\text{m}$. In realtà i moduli possono subire deformazioni dovute, ad esempio, alle tensioni cui sono sottoposti durante e dopo il montaggio sul VD o addirittura sul supporto stesso di misura. Questa costituisce un'incertezza fondamentale, perché nelle procedure di allineamento con le tracce non si è tentato, con i rivelatori a singola faccia, di recuperare traslazioni o rotazioni dei singoli rivelatori all'interno di un modulo. Un limite superiore a questi effetti si può ricavare confrontando le misure al microscopio di alcuni moduli effettuate prima dell'inserimento in DELPHI del 1991 ed una nuova misura degli stessi moduli operata con la telecamera alla fine della presa dati del 1993 [3]. In tal caso la differenza tra la posizione dei centri dei rivelatori (fig. 4.1) dà direttamente la differenza nella coordinata misurata utilizzando le due tecniche ed ha uno scarto quadratico medio di $8 \mu\text{m}$.

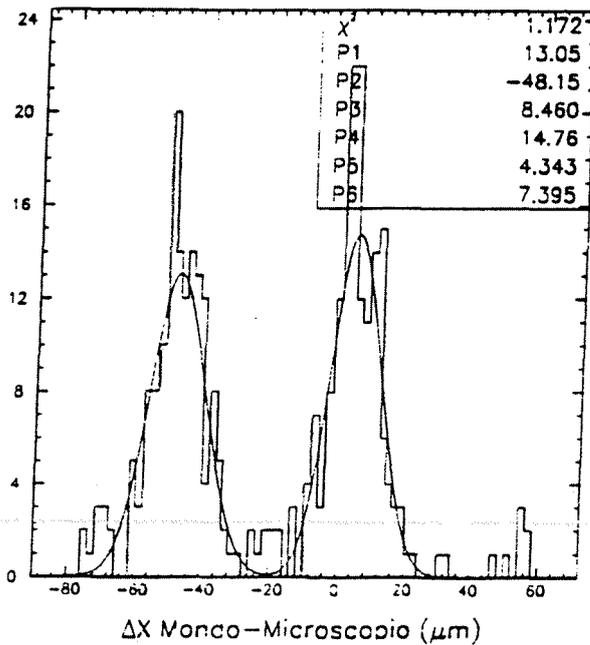


Figura 4.1: Differenze nella posizione dei centri dei rivelatori rispetto agli oggetti di riferimento tra due insiemi di misure, il primo eseguito all'inizio del 1991 ed il secondo alla fine del 1993, da [3]. La posizione centrale dei due picchi è arbitraria, corrispondente a diverse convenzioni seguite durante la misura, l'informazione rilevante è solo la larghezza degli stessi, rispettivamente di 8.5 e 7.4 μm .

La mappatura tridimensionale misura gli stessi oggetti di riferimento (sfere e cilindri) osservati con i metodi visuali, ed in più determina le equazioni dei piani dei rivelatori nello spazio. La proiezione delle ispezioni visuali sui piani misurati meccanicamente permette di determinare la posizione e l'orientamento delle strip in 3 dimensioni. Le due half shell devono essere misurate separatamente, e, per ogni half shell sono necessarie due sessioni di misura, dato che lo strato inner risulta inaccessibile una volta montati gli strati closer ed outer; perciò è necessario effettuare dapprima una misura degli strati inner ed outer, che si trovano sugli stessi anelli di supporto, e poi una del closer, rimisurando l'outer per permettere la sovrapposizione dei due insiemi di dati. Ogni sessione consta di almeno tre misure consecutive, in modo da determinare la risoluzione direttamente dai dati, rigettare punti grossolanamente sbagliati ed identificare eventuali variazioni dello zero della macchina durante la procedura di misura (vedi fig. 4.2).

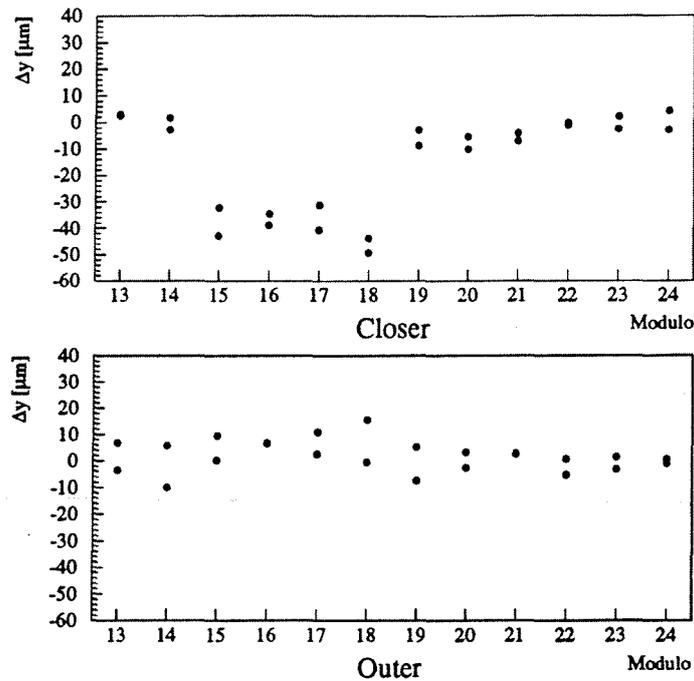


Figura 4.2: Traslazione del sistema di riferimento della macchina durante una misura: le differenze delle coordinate y degli oggetti di riferimento tra due misure mostrano una traslazione in y di 40 μm avvenuta tra i moduli 14 e 15 dello strato closer e recuperata alla successiva calibrazione avvenuta dopo la misura del modulo 18.

4.1.3 Trattamento dei dati

Durante la misura viene applicata una procedura di rigetto dati in linea per eliminare quegli oggetti per cui il metodo di determinazione della forma a partire dai punti misurati fornisce cattivi risultati: si effettua un taglio sull'*escursione*, ovvero la differenza tra il massimo ed il minimo residuo dei punti misurati rispetto all'oggetto ricostruito; se questo criterio non è soddisfatto i risultati vengono scartati e l'oggetto viene rimisurato immediatamente. I valori di soglia sono di 15 μm per i cilindri e di 5 μm per le sfere.

I diversi insiemi di dati prodotti all'interno di una singola sessione subiscono dapprima una procedura di correzione consistente nella normalizzazione delle equazioni dei piani fornite dalla macchine, per ovviare ad inconvenienti causati da problemi di arrotondamento nel software di gestione. Essi vengono poi ruotati in un sistema di riferimento simile a quello standard di DELPHI ed infine mediati. Durante la procedura

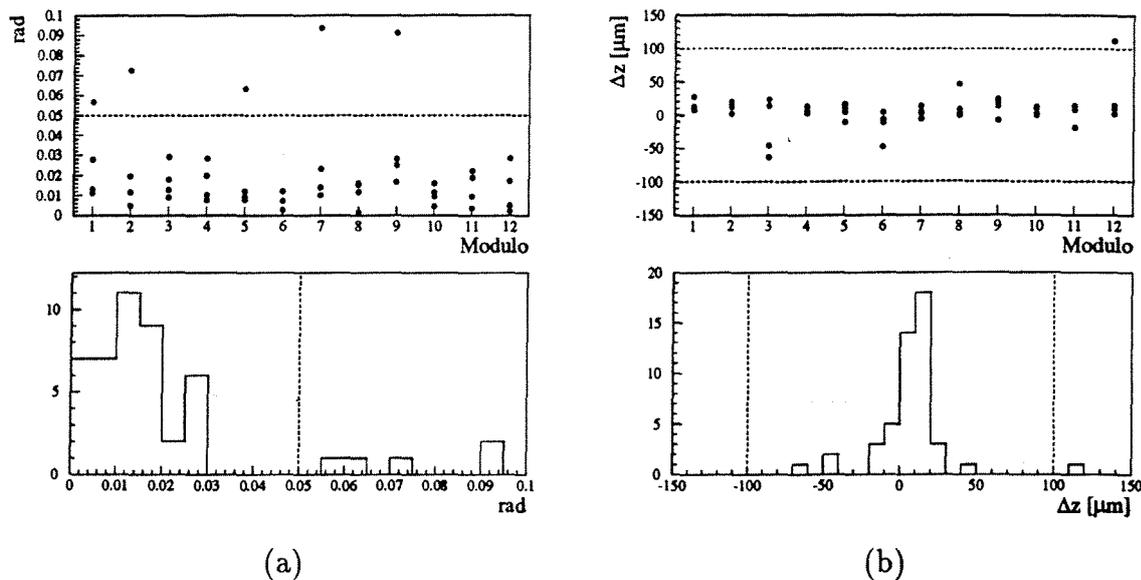


Figura 4.3: Variabili utilizzate per il rigetto di cilindri mal misurati: (a) angolo tra l'asse del cilindro e piano medio del modulo; (b) residui dal confronto di diverse misure. Le linee tratteggiate indicano i valori utilizzati per decidere il rigetto di una misura

di media si evidenziano eventuali problemi che possono comportare l'eliminazione di alcuni enti mal misurati ed in una loro ulteriore rimisura di controllo. I tipici problemi osservati sono:

- la presenza di salti nel punto di zero delle coordinate della macchina, che richiedono un trattamento particolare dei moduli coinvolti;
- l'esistenza di singoli errori di misura sulle sfere o cilindri di riferimento;
- la produzione di deformazioni dei moduli rispetto alle misure ottiche.

I salti nel punto di zero sono dovuti ad eventi che modificano leggermente la posizione della sonda e si traducono in una traslazione rigida dei punti misurati (fig. 4.2). Questi salti sono dell'ordine di qualche decina di micrometri e vengono recuperati alla successiva calibrazione della sonda (che avviene 3 volte per ogni singola misura di una half shell). Singoli oggetti (piani, cilindri, sfere...) mal ricostruiti vengono evidenziati confrontando le misure tra di loro e la loro consistenza interna (fig. 4.3); gli enti che più di ogni altro danno problemi di ricostruzione sono i cilindri di riferimento, mentre solo molto raramente vengono scartate sfere o piani. Per quanto riguarda il confronto con le misure ottiche, fino al 1993 l'unica osservabile era la distanza tra i due oggetti

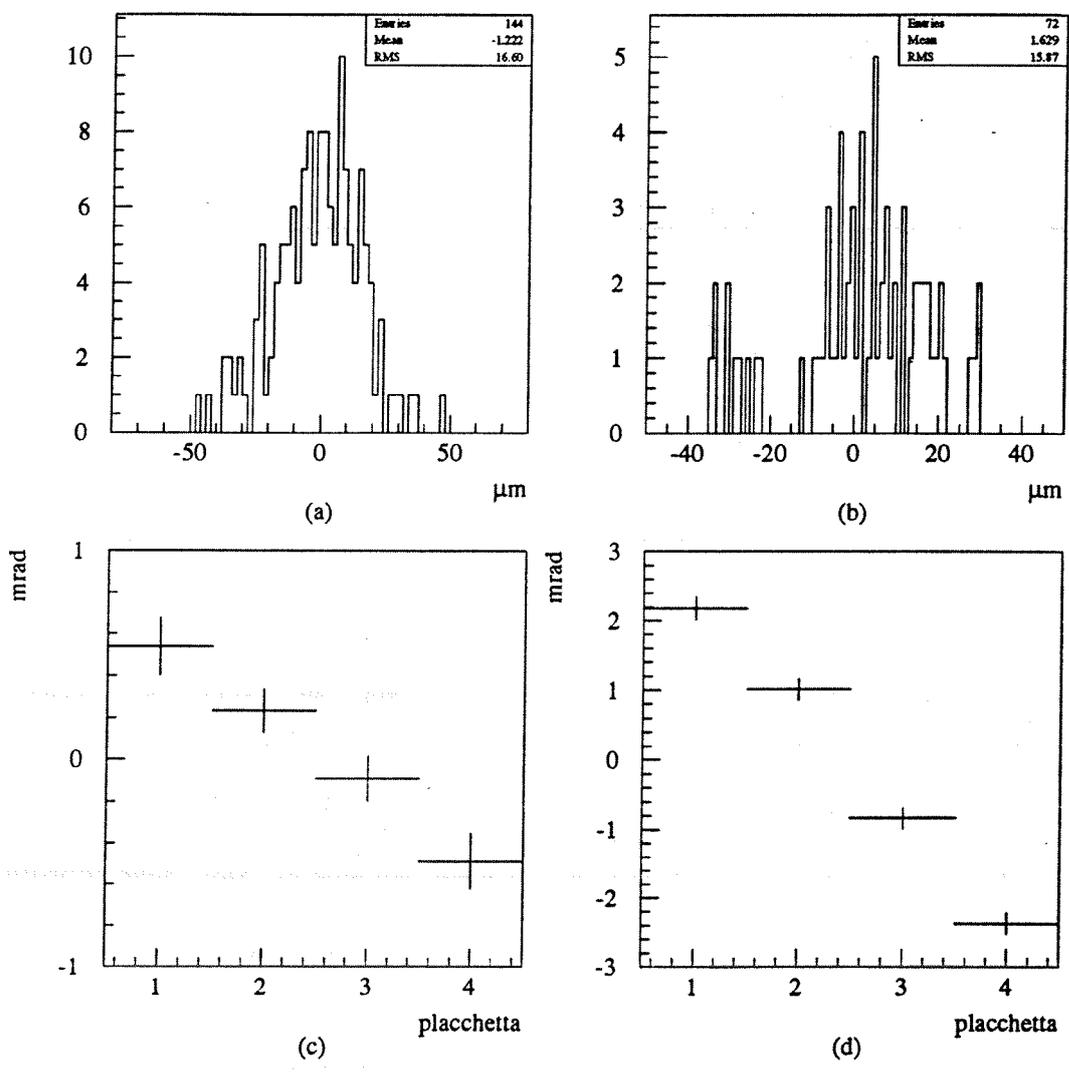


Figura 4.4: Differenze tra quantità misurate con la telecamera e con il tastatore meccanico su moduli del VD del 1994: (a) differenza di altezza tra i rivelatori di un modulo, (b) distanza tra le sfere di riferimento, (c) inclinazioni dei piani dei moduli dello strato outer lungo l'asse z , (d) inclinazioni dei piani dei moduli dello strato closer sul piano $R\phi$. Le prime due quantità possono essere assunte come stima della differenza sistematica tra le due tecniche di misura, le altre invece rappresentano effettive distorsioni dei moduli avvenute durante il montaggio.

di riferimento posizionati agli estremi dei moduli. Nel 1994, con l'introduzione della telecamera della MONDO, la misura ottica è diventata tridimensionale e quindi un maggior numero di controlli di consistenza sono diventati possibili (fig. 4.4). Il confronto con i dati ottici serve come controllo incrociato per la ricerca di singoli enti mal misurati e, qualora la stessa deviazione fosse riscontrabile in tutti i set di dati, di conoscere le modifiche alla forma del modulo indotte dagli sforzi cui è sottoposto una volta montato.

Per confrontare dati provenienti da diverse sessioni di misura è necessario eseguire dapprima una procedura di sovrapposizione per tenere conto di effetti globali dovuti al posizionamento del rivelatore di vertice sulla macchina di misura. Ciò viene effettuato utilizzando gli oggetti di riferimento montati sui moduli.

La procedura di sovrapposizione è una minimizzazione della funzione di χ^2 definita da:

$$\sum_{\text{centri delle sfere}} \|\mathcal{T}(\vec{x}_2) - \vec{x}_1\|^2$$

dove \mathcal{T} è la trasformazione definita da:

$$\mathcal{T}(\vec{x}) = R(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z)\vec{x} + \vec{T} + \begin{pmatrix} \varepsilon_t y z \\ -\varepsilon_t x z \\ \alpha_x x + \alpha_y y \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

R è la matrice definita dagli angoli di rotazione attorno agli assi coordinati:

$$R(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z) = \begin{pmatrix} \cos \varepsilon_y \cos \varepsilon_z & \cos \varepsilon_y \sin \varepsilon_z & -\sin \varepsilon_y \\ -\cos \varepsilon_x \sin \varepsilon_z + \sin \varepsilon_x \sin \varepsilon_y \cos \varepsilon_z & -\cos \varepsilon_x \cos \varepsilon_z + \sin \varepsilon_x \sin \varepsilon_y \sin \varepsilon_z & \sin \varepsilon_x \cos \varepsilon_y \\ -\sin \varepsilon_x \sin \varepsilon_z + \cos \varepsilon_x \sin \varepsilon_y \cos \varepsilon_z & -\sin \varepsilon_x \cos \varepsilon_z + \cos \varepsilon_x \sin \varepsilon_y \sin \varepsilon_z & \cos \varepsilon_x \cos \varepsilon_y \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

\vec{T} è un vettore di traslazione, ε_t descrive una torsione attorno all'asse z del rivelatore, α_x e α_y descrivono un'eventuale inclinazione degli endring del microvertice, che in approssimazione lineare dà uno spostamento in z proporzionale ai valori delle coordinate x e y .

Allo stesso modo vengono anche modificate le equazioni dei piani:

$$\vec{n} \cdot \vec{x} + d = 0 \Rightarrow \vec{n}' \cdot \mathcal{T}(\vec{x}) + d' = 0 \quad (4.3)$$

$$\vec{n}' = R(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z + \varepsilon_t z_c)\vec{n} \quad (4.4)$$

dove z_c è la coordinata z del centro della placchetta e si trascurano effetti del second'ordine dovuti alla traslazione in z della placchetta.

4.1.4 Precisione delle misure e studio delle deformazioni

La precisione del sistema di mappatura tridimensionale può essere determinata considerando le differenze tra i diversi insiemi di dati provenienti dalla stessa sessione di

Grandezza	Precisione
Posizione radiale dei piani	7 μm
Inclinazione dei piani in $R\phi$	0.2 mrad
Inclinazione dei piani in θ	0.09 mrad
Posizione in $R\phi$ degli assi dei cilindri	10 μm
Posizione in z degli assi dei cilindri	5 μm
Coordinata R delle sfere	5 μm
Coordinata $R\phi$ delle sfere	7 μm
Coordinata z delle sfere	3 μm

Tabella 4.1: Precisione del centro di misura POLI

misura, scartando i singoli enti considerati errati. Gli istogrammi delle quantità più significative sono mostrati in figura 4.5 ed i risultati sono riassunti in tabella 4.1. In essa è abbastanza evidente come l'utilizzo delle sfere riduce notevolmente l'errore di misura. Di particolare importanza è la coordinata $R\phi$ degli oggetti di riferimento, poiché si traduce in uno spostamento proprio nella coordinata misurata dai rivelatori singola faccia utilizzati nell'analisi qui presentata, e la posizione radiale dei piani, che dà il contributo sistematico maggiore alla misura di vita media.

La misura accurata della geometria permette anche di cercare deformazioni della struttura. Ciò si ottiene confrontando i dati delle diverse sessioni di misura. In tal modo sono stati rivelati due tipi di distorsioni particolarmente importanti, che sono anche state introdotte nella procedura di sovrapposizione descritta nel paragrafo precedente. Il primo effetto evidenziato è la possibilità di una torsione del microvertice (fig. 4.6) che può essere dell'ordine di 100–200 μm a livello degli endring. Il secondo effetto, la possibilità di un'inclinazione degli endring, è meno importante per il microvertice 1991–93 in cui erano montati solo rivelatori singola faccia, perché influenza solo la coordinata z .

Entrambe queste distorsioni sono dovute alla particolare struttura meccanica del VD: i due endring sono tenuti insieme soltanto dai moduli montati su di essi, i quali hanno una resistenza notevole a trazione e compressione, ma maggiore elasticità rispetto a torsioni. Il risultato è che, mentre la lunghezza dei moduli (e quindi la distanza degli endring) è praticamente fissa, non esistono vincoli forti nel prevenire quegli spostamenti che non alterano in modo apprezzabile tale distanza (appunto torsioni ed inclinazioni coerenti degli endring).

L'esistenza di queste distorsioni è stata verificata sia confrontando lo strato outer nelle sessioni di misura inner-outer e closer-outer, sia da misure effettuate sulle half shell complete anteriormente e posteriormente al periodo di presa dati. Non è quindi possibile attribuire le deformazioni solo alle tensioni meccaniche dovute all'aggiunta

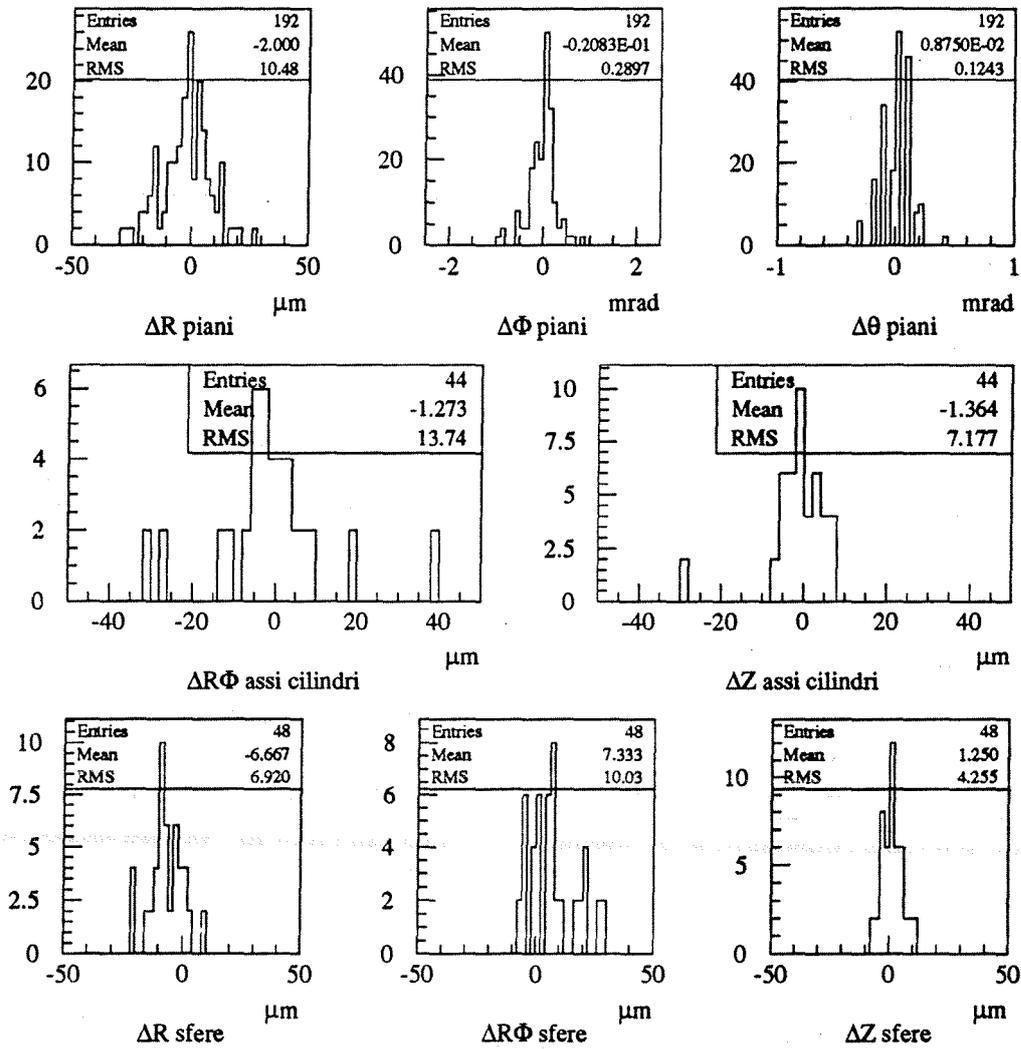


Figura 4.5: Differenze tra diversi insiemi di dati provenienti dalla stessa sessione di misura: la precisione della macchina di misura sulle varie osservabili valutata in tabella 4.1 è data dallo scarto quadratico medio delle distribuzioni diviso per $\sqrt{2}$.

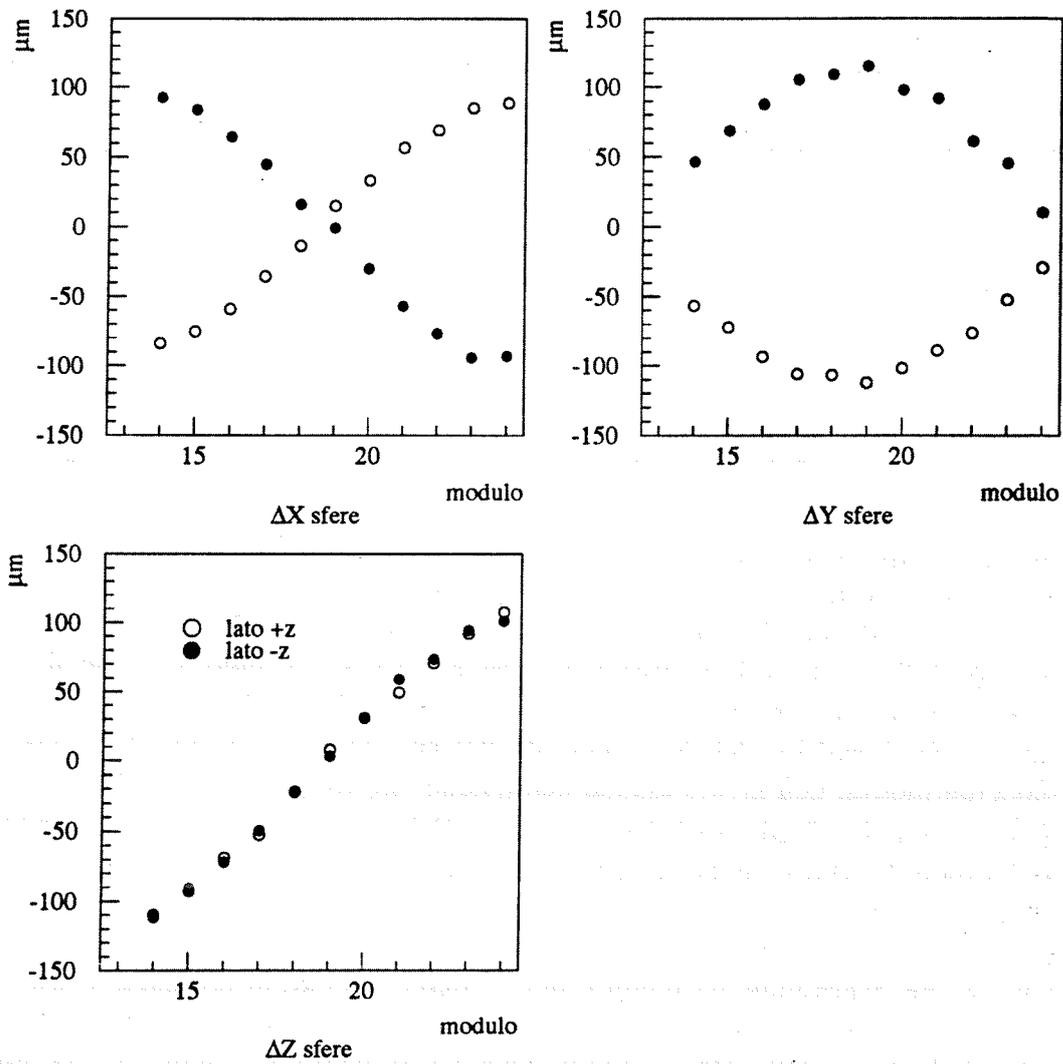


Figura 4.6: Differenze nelle posizioni delle sfere tra le misure degli strati closer+outer e inner+outer all'inizio del 1994: l'andamento di Δx e Δy è quello atteso da una torsione, l'andamento di Δz è indicazione di un'inclinazione degli endring.

dello strato closer; l'ipotesi più plausibile è invece che siano dovute alle forze che il supporto esercita sulla struttura in maniera non ripetibile.

Le misure effettuate sono state dunque di grande importanza per la conoscenza delle distorsioni cui il VD può essere soggetto e quindi per il loro trattamento nel processo di allineamento. Le conclusioni che si possono trarre dall'analisi dei dati sono:

- le uniche deformazioni osservate sono torsioni globali e inclinazioni degli endring;
- queste deformazioni possono essere descritte con soli 3 parametri per half shell ($\epsilon_t, \alpha_x, \alpha_y$ in (4.1));
- dalle misure geometriche non si può estrarre il valore che tali parametri assumeranno dopo l'inserimento in DELPHI.

Dal punto di vista operativo ciò significa che il compito di determinare tali parametri spetterà alle procedure di allineamento con le tracce durante la presa dati, e che fortunatamente, questo aggiunge solo un ristretto numero di incognite in tali procedure. Nella versione estesa del rivelatore di vertice, il cui inserimento è previsto per il 1996, un semicilindro di fibra di carbonio verrà usato per irrigidire tutta la struttura

L'unico caso di deformazione dovuta solo agli sforzi meccanici indotti dall'aggiunta del closer layer è stato osservato nelle misure del microvertice 1994. In esso sono già stati montati gli endring del closer per la versione estesa del 1996. Essi introducono sforzi maggiori di quelli usati in precedenza e ciò è visibile nella deformazione di $20 \mu\text{m}$ mostrata in figura 4.7. Per ovviare a tale problema si è deciso di effettuare la misura inner-outer con gli endring del closer montati ma senza i moduli. In tal caso l'aggiunta successiva dei moduli non arreca alcuna distorsione aggiuntiva.

Esistono infine possibili errori sistematici. Il più importante riguarda la coordinata radiale dei moduli. Dato che la direzione di avvicinamento della sonda alla superficie dei moduli è la stessa per tutti i moduli di uno stesso strato (verso l'esterno del VD per gli strati closer ed inner e verso l'interno per l'outer) e che la pressione della sonda può indurre una deflessione dei moduli, non si può escludere la presenza di uno spostamento sistematico della posizione radiale dei piani. L'effetto può essere controllato confrontando l'altezza delle sfere sul modulo nelle misure ottiche e in quelle meccaniche ed è minore di $20 \mu\text{m}$. Altri effetti vengono dalla procedura di sovrapposizione dei dati ottici sui piani misurati. In questo caso si può trattare di un errore sistematico nella determinazione della posizione degli oggetti di riferimento. Il fatto che la differenza tra le loro distanze nelle misure al microscopio dei moduli e quelle del centro di misura della POLI abbia una larghezza di $16 \mu\text{m}$ (fig. 4.4) induce a porre questo numero come stima dell'errore sistematico anche sulla coordinata perpendicolare giacente nel piano $R\phi$.

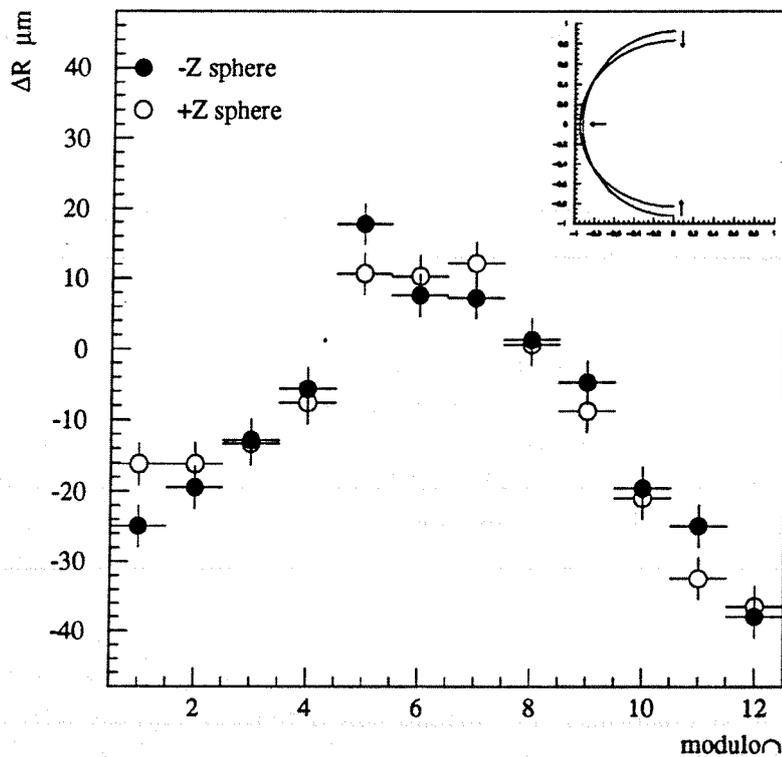


Figura 4.7: Differenza nella posizione radiale delle sfere dello strato outer tra la misure effettuate con e senza gli endring del closer per la versione allungata del rivelatore di vertice: essa suggerisce la deformazione indicata nel riquadro.

4.2 Allineamento con le tracce

Dopo le misure geometriche descritte nella sezione precedente il rivelatore viene inserito nell'apparato sperimentale di DELPHI. Il problema dell'allineamento diventa allora duplice:

- ricavare i parametri non fissati dalle misure geometriche;
- migliorare la precisione sulla geometria del rivelatore ottenuta con la mappatura.

Il primo punto consiste nella determinazione della posizione del rivelatore di vertice rispetto al sistema di coordinate del resto dell'apparato tracciante e della posizione

relativa delle half shell, visto che esse vengono misurate indipendentemente. Infine ci sono i parametri delle possibili distorsioni. In realtà nella configurazione senza rivelatori doppia faccia solo la torsione ϵ_t ha un effetto misurabile ed è quindi determinabile.

Per quanto riguarda il secondo punto invece, si tratta di migliorare il più possibile la precisione radiale dove la misura ha le incertezze maggiori e le possibilità di maggiori errori sistematici. Progressi sono però anche possibili nelle altre direzioni, per correggere sia eventuali errori di misura che problemi nella sovrapposizione delle misure ottiche su quelle meccaniche.

4.2.1 Allineamento globale del rivelatore di vertice

La definizione della procedura di allineamento globale del rivelatore di vertice richiede alcune considerazioni sull'apparato sperimentale. In primo luogo, infatti, bisogna definire qual è il sistema di riferimento dell'esperimento. La migliore scelta sarebbe la posizione del solenoide, dato che il suo campo magnetico è fondamentale per la distorsione del segnale in tutti i rivelatori a deriva e per la misura del momento. Non è però possibile ricavare la posizione dei rivelatori rispetto al solenoide usando le tracce, per cui è necessario usare una diversa definizione operativa del sistema di riferimento. Dal punto di vista sperimentale la soluzione più corretta è quella di utilizzare come riferimento un rivelatore abbastanza preciso e stabile nel tempo. Il requisito di stabilità rende problematico l'utilizzo dei principali rivelatori traccianti di DELPHI, la TPC e l'ID, dato che essi sono molto sensibili alle condizioni operative (miscela dei gas, impurità, pressione atmosferica) che variano con il tempo. Apparentemente lo stesso rivelatore di vertice potrebbe sembrare un candidato alla definizione del sistema di riferimento, tuttavia, sebbene sia molto stabile nel corso di un periodo di presa dati, la sua posizione cambia ogni anno a causa della procedura di inserzione ed estrazione. La possibilità migliore è quella di impiegare, per definire la direzione dell'asse z e le coordinate nel piano $R\phi$, l'OD, che ha una risoluzione intrinseca di $100 \mu\text{m}$ ed ha una buona stabilità meccanica. Per la definizione dell'origine della coordinata z invece ci si serve della TPC, questo perché la risoluzione in z dell'OD è insufficiente ($\approx 3 \text{ cm}$), mentre gli errori sistematici della TPC, connessi con la velocità di deriva e l'origine dei tempi, hanno segni opposti nelle due parti della TPC e si cancellano nella determinazione del valor medio.

La procedura di allineamento globale del VD consiste quindi nel determinare la sua posizione rispetto all'Outer Detector e successivamente nell'applicazione di una traslazione lungo l'asse z ricavata dal confronto con la TPC.

In questa fase vengono utilizzati i decadimenti $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Essi sono stati scelti perché i due μ prodotti sono collineari ed hanno energia pari a quella dei fasci: nella ricostruzione di questi eventi si possono imporre questi vincoli, riducendo notevolmente le incertezze della procedura. Inoltre l'alto momento delle due particelle rende minimo l'effetto dello scattering multiplo.

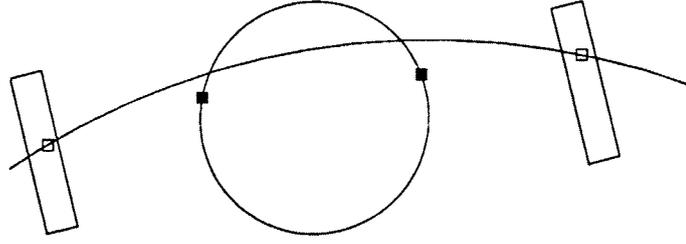


Figura 4.8: La traccia ricostruita con due punti nell'OD può venire confrontata con i punti presenti nel VD.

Posizionamento VD-OD

Il segmento di traccia ricostruito nell'Outer Detector non ha una precisione sufficiente per permettere un'estrapolazione accurata al microvertice: anche per μ da 45 GeV, il contributo dello scattering multiplo a livello dell'Outer Detector è significativo ($\approx 170 \mu\text{m} / \sin^{3/2} \theta$), a ciò si aggiunge poi l'errore interno sulla direzione di ≈ 1 mrad che, estrapolando la traccia a livello del VD, dà un contributo dell'ordine di qualche mm.

Per superare questo problema si sfrutta il fatto che i due μ prodotti dal decadimento della Z^0 sono collineari ed hanno lo stesso momento, per cui si possono considerare costituenti una singola traccia con raggio di curvatura:

$$\rho [\text{cm}] = \frac{\sqrt{E_{\text{fascio}}^2 - m_{\mu}^2} [\text{Gev}] \sin \theta}{0.003B [\text{T}]} \quad (4.5)$$

Utilizzando i due segmenti di traccia ricostruiti nell'OD si risale alla circonferenza con una precisione a livello del VD pari a $\sigma_{R\phi} = \sigma_{\text{OD}} / \sqrt{2} \approx 120 \mu\text{m}$ e $\sigma_{\varphi} = \sigma_{\text{OD}} / \sqrt{2} R_{\text{OD}} \approx 0.1$ mrad (fig. 4.8).

In realtà la radiazione di stato iniziale e la divergenza dei fasci non sono trascurabili, ed inducono un errore intrinseco della procedura peggiore di circa un fattore 4. La TPC viene utilizzata per fornire il valore di $\sin \theta$ e eliminare la duplice ambiguità nella ricostruzione della circonferenza dovuta al segno della carica.

La traccia così ottenuta viene estrapolata al VD (sarebbe più corretto dire *interpolata*, poiché la capacità di raggiungere una risoluzione accettabile dipende proprio dal fatto che ora il VD si trova all'interno dell'insieme dei punti utilizzati per la ricostruzione della traccia).

La formula generale che dà la differenza tra il valore della coordinata $R\phi$ di una traccia estrapolata ad un certo raggio R e quello misurato è [6]:

$$\Delta R\phi = R\phi_{\text{extr.}} - R\phi_{\text{meas.}} = \Delta X \sin \varphi - \Delta Y \cos \varphi - \varepsilon_x Z \cos \varphi - \varepsilon_y Z \sin \varphi + \varepsilon_z R \quad (4.6)$$

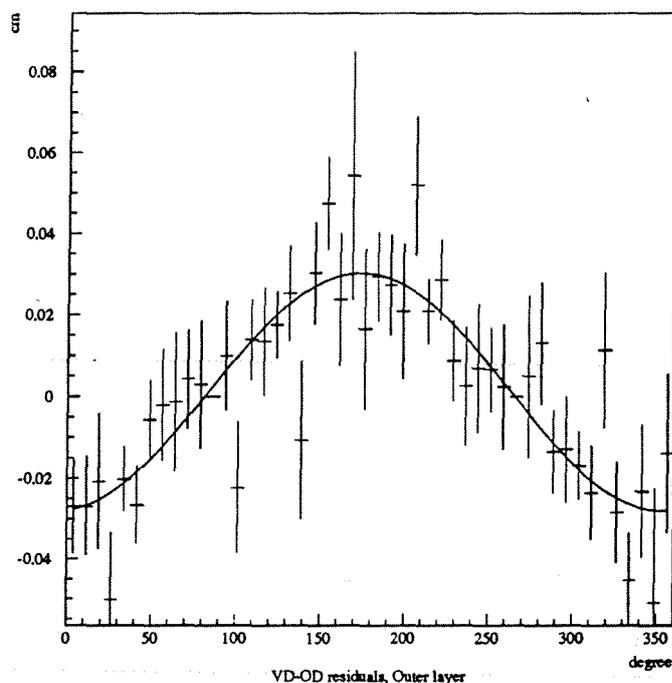


Figura 4.9: Andamento in funzione di ϕ dei residui OD-VD: si nota la presenza di una traslazione lungo l'asse y .

ed i valori dei parametri vengono determinati dalla distribuzione dei residui (figura 4.9).

Nel caso dell'allineamento VD-OD, $\Delta R\phi$ è dominato dall'errore di estrapolazione al VD. Sebbene alla traccia costituita dai due μ uniti possono essere associati fino a 12 punti nel microvertice, gli errori sono fortemente correlati tra loro a causa del contributo comune della traccia estropolata. Se consideriamo due punti nelle opposte half shell del VD (fig. 4.8) il coefficiente di correlazione è -1 e la matrice di covarianza completa per $\Delta R\phi_1$ e $\Delta R\phi_2$ è data approssimativamente da:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{\text{extr.}}^2 + \sigma_{VD}^2 & -\sigma_{\text{extr.}}^2 \\ -\sigma_{\text{extr.}}^2 & \sigma_{\text{extr.}}^2 + \sigma_{VD}^2 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Risulta conveniente allora considerare le combinazioni lineari dei residui che diagonalizzano tale matrice e risultano statisticamente indipendenti. Esse sono costituite dalla somma e dalla differenza dei $\Delta R\phi$. Dall'equazione (4.6), tenendo conto che per la geometria considerata $\varphi_2 \approx \pi + \varphi_1$ e $Z_2 \approx -Z_1$, si giunge alla conclusione che $\Delta R\phi_1 + \Delta R\phi_2$

ha un errore dato essenzialmente da $\sqrt{2}\sigma_{VD}$ ed è sensibile ai valori degli angoli di rotazione che tendono a dare un residuo dello stesso segno in entrambe le half shell. Viceversa, la traslazione del rivelatore di vertice è determinata dalla combinazione con segno opposto, $\Delta R\phi_1 - \Delta R\phi_2$, che però è dominata dall'errore di estrapolazione. Utilizzando lo strato outer per la determinazione dei parametri di allineamento la precisione raggiungibile con N eventi è:

$$\begin{aligned}\sigma_{\Delta X}, \sigma_{\Delta Y} &= 700 \mu\text{m}/\sqrt{N} \\ \sigma_{\varepsilon_Z} &= 0.4 \text{ mrad}/\sqrt{N} \\ \sigma_{\varepsilon_X}, \sigma_{\varepsilon_Y} &= 1.6 \text{ mrad}/\sqrt{N}\end{aligned}$$

L'utilizzo di ulteriori punti appartenenti al VD non aumenta l'informazione, data la forte correlazione tra i residui, tuttavia può essere utile come controllo della presenza di errori sistematici nell'allineamento interno del VD, che potrebbero risultare in un diverso insieme di parametri per i differenti strati.

Prima di un allineamento interno del VD, quando l'unica descrizione disponibile del microvertice è quella proveniente dalle misure meccaniche, in cui le half shell sono state misurate indipendentemente, questo stesso metodo può essere generalizzato per il posizionamento delle due half shell separatamente. In tal caso entrambi i punti di una half shell si trovano sullo stesso lato del VD e quindi il coefficiente di correlazione è positivo, e somma e differenza di residui si scambiano funzioni rispetto al caso precedente. La geometria stessa delle half shell tuttavia introduce una forte correlazione tra i parametri ΔY e ε_Z , che rende la procedura non ottimale. Per questo si preferisce determinare la posizione relativa delle half shell attraverso metodi di allineamento interno descritti nella sezione 4.2.2.

Allineamento in z

Come già detto, la risoluzione in z dell'OD è insufficiente per consentirne l'impiego come rivelatore di riferimento e di conseguenza l'allineamento in z viene effettuato tramite le misure fornite dalla TPC.

Dato che la misura della coordinata z nel VD è stata introdotta solo nel 1994, il metodo utilizzato per la determinazione della sua posizione è abbastanza originale. Esso sfrutta le regioni di inefficienza dei moduli presenti nei punti di giunzione dei singoli rivelatori che li costituiscono.

Lo spostamento in z viene determinato scegliendo tracce che abbiano punti associati solo in due dei tre strati del microvertice. Si può verificare che c'è un addensamento di tali tracce nelle regioni di inefficienza e la loro posizione è determinata dal valore della z ottenuto dall'estrapolazione della TPC.

La risoluzione del metodo è determinata dall'errore di estrapolazione della traccia, σ_Z , e dall'estensione delle regioni di inefficienza, entrambe di valore $\approx 500 \mu\text{m}$. Le sorgenti di errore sistematico sono dovute ad errori sistematici nell'estrapolazione e nella conoscenza della posizione dei punti di separazione tra i singoli rivelatori internamente

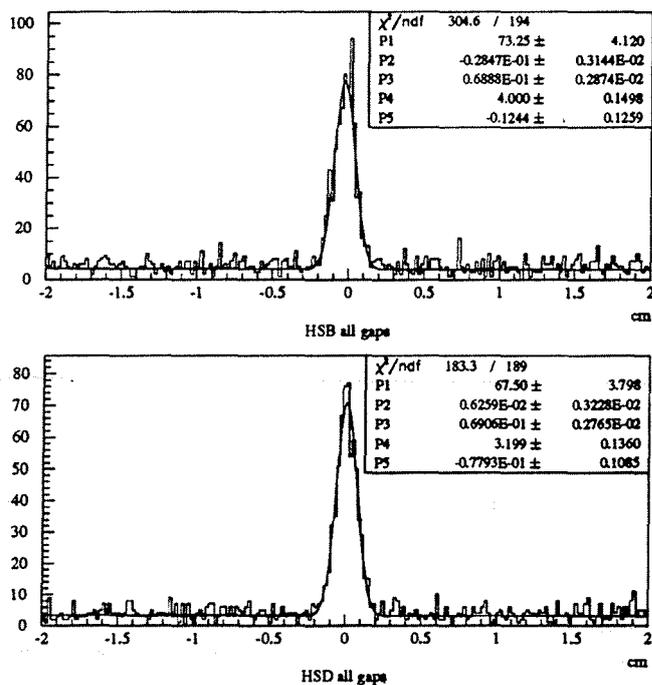


Figura 4.10: Determinazione della coordinata z delle half shell del VD tramite tracce che attraversano le regioni di inefficienza tra i rivelatori.

al VD. Quest'ultima è ricavata dalle misure geometriche con precisione identica a quella della mappatura in $R\phi$, ed integrando su tutti i moduli di una half shell essa risulta del tutto trascurabile (dell'ordine di $20\mu\text{m}/\sqrt{36}$ per cui assolutamente trascurabile con il presente livello di precisione statistica). Molto più significativo è il contributo dovuto ad errori sistematici presenti nella TPC. Tuttavia tale errore è da attribuire in linea di massima a contributi derivanti da un'errata valutazione della velocità di deriva o a problemi di t_0 nella misura del tempo di deriva; in tal caso questo dovrebbe essere visibile con la presenza di spostamenti di segno opposto per i lati a $z < 0$ e $z > 0$, che si cancellano nel momento in cui si media su tutte le regioni di inefficienza. Effetti come variazioni temporali contribuiscono all'allargamento del profilo della regione di inefficienza e possono essere stimati dalla sua maggiore larghezza rispetto a quella attesa dal solo errore di estrapolazione.

I profili delle regioni di inefficienza ottenuti con tracce dimuoniche nel 1993 sono mostrati in figura 4.10. Essi permettono di avere una risoluzione globale di $28\mu\text{m}$ sulla traslazione in z .

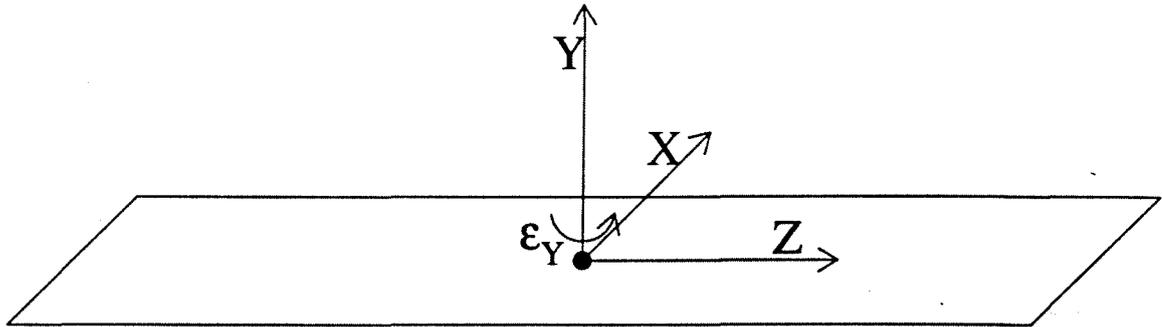


Figura 4.11: Definizione del sistema locale di un modulo: l'asse y è sempre diretto verso l'esterno di DELPHI.

Da un punto di vista teorico si potrebbero usare anche tracce adroniche per la determinazione della posizione in z . Sebbene ciò riduca di molto la parte puramente statistica dell'errore, l'aumento del rumore dovuto alla peggiore efficienza di associazione in eventi adronici ed i maggiori errori sistematici connessi con il tracciamento in condizioni non sempre ottimali non porta nessun vantaggio nell'utilizzo di tali eventi.

4.2.2 Allineamento interno del rivelatore di vertice

Descrizione generale

L'allineamento interno del rivelatore di vertice, ottenuto con le tracce durante la presa dati, costituisce un raffinamento sostanziale della mappatura e inoltre ha lo scopo di completare le misure geometriche fornendo la posizione relativa delle due half shell.

Esso si fonda sulle precedenti misure della geometria del microvertice, dato che la determinazione completa della posizione di tutti i rivelatori richiederebbe un enorme numero di parametri liberi. Ci si affida perciò alla mappatura per le caratteristiche geometriche che entrano al second'ordine nella determinazione delle coordinate del punto di passaggio di una particella carica e per fissare i parametri che non possono venire stimati direttamente per mancanza di statistica o perchè il sistema di equazioni a partire dalle osservabili risulterebbe indeterminato.

I parametri liberi in questa procedura sono:

- i 5 parametri che determinano la posizione relativa delle half shell (la traslazione nel piano $R\phi$ e le rotazioni attorno agli assi coordinati, mentre la traslazione relativa T_z viene fissata dalla procedura della sezione 4.2.1);

- la determinazione della torsione dovuta alle differenti sollecitazioni sul rivelatore di vertice durante la mappatura e la presa dati;
- le traslazioni ΔX e ΔY e la rotazione ε_Y nel *sistema di riferimento locale* di ogni modulo.

Il sistema di riferimento locale del modulo (fig. 4.11) è definito come il sistema di coordinate che ha l'origine nel centro del modulo, l'asse z orientato secondo la direzione delle strip, l'asse x giacente sul piano del rivelatore e l'asse y perpendicolare a tale piano e diretto verso l'esterno di DELPHI. In questo sistema la traslazione ΔX è sostanzialmente una traslazione nel piano $R\phi$ e si traduce in uno spostamento costante di tutti i punti del modulo. La traslazione ΔY è uno spostamento radiale del modulo. La sensibilità a tale traslazione è lineare nel seno dell'angolo di incidenza della traccia sul modulo. Infine ε_Y è una rotazione attorno alla normale del piano del modulo, corrispondente ad una traslazione lineare in z . Richiedere che l'errore globale dovuto all'allineamento interno sia inferiore alla risoluzione intrinseca del rivelatore sul singolo punto implica richiedere delle precisioni su questi parametri pari a:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\Delta X} &< 5 \mu\text{m} \\
 \sigma_{\Delta Y} &< 5 \mu\text{m} / \sin 15^\circ = 20 \mu\text{m} \\
 \sigma_{\varepsilon_Y} &< 5 \mu\text{m} / 12 \text{ cm} = 0.04 \text{ mrad}
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

Per i parametri mancanti si può commentare che ΔZ ha un'influenza trascurabile, dato che l'errore di mappatura deve venire moltiplicato per l'angolo tra la direzione delle strip e l'asse z di DELPHI dell'ordine di 1-2 mrad, dando un contributo decisamente inferiore al μm . Lo stesso vale per la rotazione attorno all'asse z , che produce un effetto al massimo di $d(1 - \cos \varepsilon_z)$ dove d è la larghezza del modulo. Essendo un effetto al second'ordine, esso risulta inferiore al decimo di μm anche per i rivelatori più grandi per $\varepsilon \approx 1 - 2$ mrad come ci si attende dall'incertezza sulla mappatura. ε_X equivale ad una traslazione ΔY dipendente da z , la sensibilità a questa variabile è ridotta rispetto a quella a ε_Y dello stesso fattore di cui la sensibilità a ΔY è ridotta rispetto a ΔX , e perciò la precisione della mappatura è ritenuta sufficiente.

È necessario sottolineare che, in ogni passo dell'allineamento interno, si fa l'ipotesi che *la struttura interna di ogni singolo modulo, cioè la posizione relativa dei quattro rivelatori, sia correttamente descritta dalle misure geometriche*. Questo è sicuramente vero per la posizione nel piano xz del sistema locale, definito dalle misure ottiche con un errore di pochi μm (si veda la sezione 4.1), ma non per la posizione radiale relativa, che potrebbe avere dei contributi sistematici non nulli dalla procedura di tastatura. Un altro aspetto che vale la pena di ricordare è poi che tutti quei parametri considerati trascurabili sono in realtà molto significativi con l'introduzione dei rivelatori a doppia faccia e di conseguenza tutta la procedura di allineamento è diventata più complessa e completa.

Ci sono essenzialmente tre classi di tracce che vengono utilizzate per l'allineamento interno:

- eventi dileptonici (dielettroni e dimuoni);
- tracce nelle regioni di sovrapposizione tra moduli vicini;
- tracce con punti in tutti e tre gli strati del rivelatore.

Nel primo gruppo le due uniche tracce hanno momento fissato dall'energia del fascio e possono essere supposte collineari ed aventi origine nel medesimo punto. I valori di z e θ per queste tracce sono fissati dalle misure di TPC ed ID. Il terzo gruppo è un sottoinsieme del primo, con la differenza che si abbandona l'ipotesi di collinearità delle due tracce. Il secondo gruppo invece è costituito per lo più da tracce adroniche per poter raccogliere un numero sufficiente di eventi utili (infatti solo il 10% delle tracce totali passa nelle regioni di sovrapposizione). Per tali tracce oltre alle misure in z di TPC ed ID è necessario utilizzare anche la misura del raggio di curvatura determinata dall'insieme di tutti i rivelatori.

Infine, per la determinazione della torsione, si sfrutta un piccolo insieme di tracce provenienti da raggi cosmici.

La procedura di allineamento interno consta di diverse iterazioni di passi successivi per la determinazione dei parametri [8]. Si possono riconoscere sostanzialmente quattro sottoprocedure diverse:

- posizionamento relativo delle half shell;
- allineamento degli strati closer ed outer;
- allineamento dello strato inner;
- determinazione della torsione;

che vengono eseguite più volte fino ad ottenere una descrizione autoconsistente della geometria del rivelatore. Passiamo ora a descrivere in dettaglio queste procedure.

Allineamento relativo delle half shell

Il primo rudimentale allineamento delle half shell non è solo *interno*, ma utilizza la procedura di allineamento esterno applicata separatamente per le due half shell. Dopo questo primo passo sono stati elaborati due approcci per la determinazione dei parametri della rototraslazione relativa.

Nel primo metodo vengono determinati in sequenza prima ΔX , ϵ_Y e ϵ_Z , poi ΔY e ϵ_X . Il primo insieme di parametri viene calcolato a partire dalle tracce nelle regioni di sovrapposizione tra le due half shell, ovvero tra i moduli 1-24, situati a $\phi = 90^\circ$ e 12-13 a $\phi = 270^\circ$.

I residui nelle regioni di sovrapposizione vengono definiti secondo lo schema di figura 4.12 dove il residuo tra i due punti è dato dalla differenza dei due residui dei singoli punti rispetto alla traccia completa.

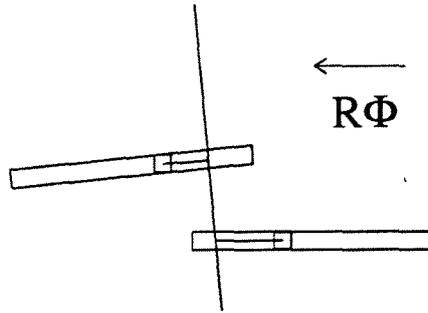


Figura 4.12: Dalla differenza dei residui di due rivelatori rispetto ad una stessa traccia è possibile ricavare l'informazione sulla traslazione relativa.

Se si definisce come primo punto quello che si trova nel modulo ad $R\phi$ minore, si ottiene, adattando la (4.6) al caso particolare:

$$\Delta R\phi = \Delta X \pm R\varepsilon_z + Z\varepsilon_y \quad (4.9)$$

dove il segno \pm è dato dal valore di $\sin \phi$ con $\phi = 90^\circ$ o 270° e R è il raggio dello strato che viene utilizzato per la determinazione di questi parametri dalla minimizzazione dei residui.

I valori di ΔY e ε_x vengono poi determinati imponendo che, per le tracce orizzontali, ($\phi = 0^\circ, 180^\circ$) i punti del microvertice si allineino con la traccia definita dall'outer detector. In questo caso la procedura di allineamento *interno* si unisce con una di allineamento globale connessa con la determinazione della traslazione in y e della rotazione lungo l'asse z per il posizionamento VD-OD.

La procedura ha una sensibilità statistica proporzionale alla precisione intrinseca del VD:

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta X}, \sigma_{\Delta Y} &= \sqrt{\frac{2}{N}} \sigma_{VD} \\ \sigma_{\varepsilon_z} &= \frac{2}{\sqrt{N}} \frac{\sigma_{VD}}{R} \\ \sigma_{\varepsilon_x}, \sigma_{\varepsilon_y} &= \frac{2}{\sqrt{N}} \frac{\sigma_{VD}}{\sqrt{\langle Z^2 \rangle}} \end{aligned}$$

dove il numero di tracce effettivamente usate nei due passi è all'incirca simile, poichè la bassa accettazione della regione di sovrapposizione viene compensata dal minor numero di eventi leptonici rispetto a quelli adronici, $N \approx 400-800$ tracce.

Una seconda procedura utilizzata per un allineamento puramente interno delle half shell sfrutta invece in modo pesante l'ipotesi di collinearità delle due tracce in eventi

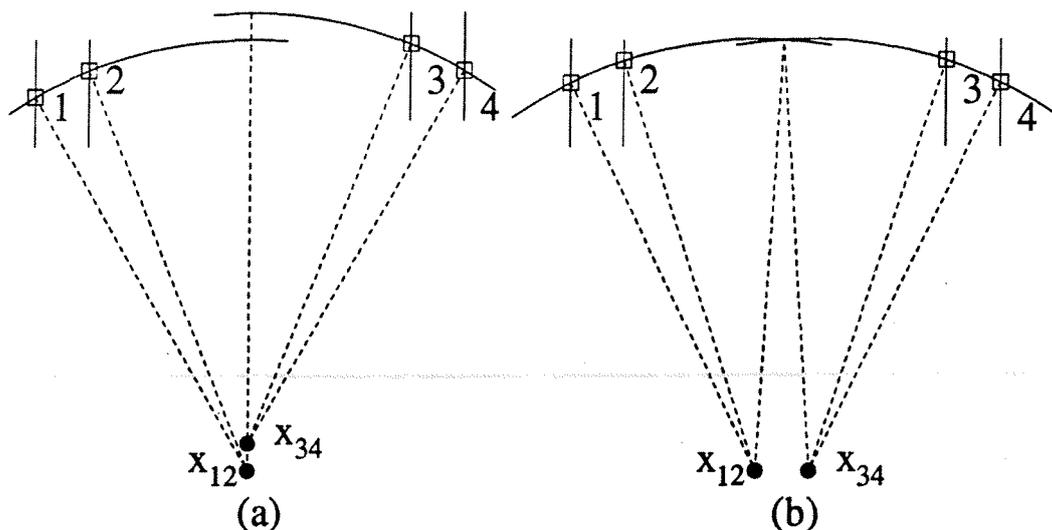


Figura 4.13: Determinazione dei parametri di allineamento relativo delle half shell utilizzando la collinearità dei dimuoni: (a) una separazione delle tracce al punto di produzione, descrivibile come uno spostamento dei centri di curvatura ricostruiti perpendicolare alla direzione delle tracce, si può correggere con una traslazione; (b) l'acollinearità, descrivibile come uno spostamento dei centri di curvatura parallelo alla direzione delle tracce, può invece indicare una rotazione relativa.

dileptonici. Questa condizione equivale alla richiesta che i centri di curvatura, ottenuti utilizzando due punti su ciascuna delle opposte half shell del rivelatore di vertice e il momento del fascio, coincidano. Dalla figura 4.13 si osserva che una traslazione induce uno spostamento dei centri di curvatura in direzione perpendicolare alle tracce, mentre una rotazione ne induce uno parallelo. Tenendo conto che lo spostamento perpendicolare alle tracce misura solo una proiezione del vettore di traslazione relativa si ottiene:

$$\delta = \Delta X \cos \phi + \Delta Y \sin \phi = (\vec{x}_{12} - \vec{x}_{34}) \cdot \vec{n} \quad (4.10)$$

e

$$\varepsilon_z = \frac{(\vec{x}_{12} - \vec{x}_{34}) \cdot \vec{n}'}{\|\frac{\vec{x}_{12} + \vec{x}_{34}}{2}\|} \quad (4.11)$$

dove \vec{n} , \vec{n}' e ϕ in questo caso sono definiti da:

$$\vec{n} = \frac{\vec{x}_{12} + \vec{x}_{34}}{\|\vec{x}_{12} + \vec{x}_{34}\|} = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix}$$

$$\vec{n}' = \begin{pmatrix} \sin \phi \\ -\cos \phi \end{pmatrix}$$

Si noti che la componente della traslazione perpendicolare a \vec{n} che sembra contribuire a ε_Z in realtà è del tutto trascurabile essendo:

$$\Delta X \sin \phi - \Delta Y \cos \phi \sim 10 \mu\text{m} \ll \frac{\|\vec{x}_{12} + \vec{x}_{34}\|}{2} \varepsilon_z \sim 10^4 \text{ cm} \times 10^{-2} \text{ mrad} = 1 \text{ mm}$$

La matrice di covarianza dei valori di δ e ε_Z è facilmente calcolabile nel caso di raggio di curvatura infinito (tracce rette) e tracce provenienti dall'origine:

$$\begin{pmatrix} \frac{R_3^2 + R_4^2}{(R_4 - R_3)^2} + \frac{R_1^2 + R_2^2}{(R_1 - R_2)^2} & \frac{R_3 + R_4}{(R_4 - R_3)^2} - \frac{R_1 + R_2}{(R_1 - R_2)^2} \\ \frac{R_3 + R_4}{(R_4 - R_3)^2} - \frac{R_1 + R_2}{(R_1 - R_2)^2} & \frac{R_3 + R_4}{(R_4 - R_3)^2} + \frac{R_1 + R_2}{(R_1 - R_2)^2} \end{pmatrix} \sigma_{VD}^2 \quad (4.12)$$

che mostra come, per non avere correlazione tra le due quantità, bisogna scegliere coppie di punti simmetrici. Essa inoltre mostra direttamente il tipo di risoluzione ottenibile con questo metodo.

Il primo approccio è sicuramente più lineare ed ha il vantaggio di essere almeno in parte indipendente dalle assunzioni fatte per gli eventi dileptonici; d'altra parte il secondo fornisce più informazione, permettendo l'analisi delle distribuzioni in funzione dell'angolo azimutale. Le precisioni ottenibili sono simili e le due procedure permettono un controllo incrociato delle bontà dell'allineamento.

Allineamento degli strati closer ed outer

L'allineamento degli strati closer ed outer precede quello dello strato intermedio che viene studiato solo in un secondo tempo, interpolando le tracce tra i due strati già allineati.

Questa procedura consiste in realtà di due sottoprocedure distinte. Il primo passo è la definizione di uno strato di partenza, il *master layer*, scelto in base a due considerazioni: deve essere continuo, nel senso che eventuali inefficienze non devono interrompere la catena di sovrapposizioni, e deve essere ben misurato, cioè le discordanze dalle misure geometriche devono essere le minori possibili. Questa seconda richiesta ha spinto a scegliere sia per il 1992 che per il 1993 lo strato closer come quello di riferimento. Ciò ha causato problemi per il 1992, poichè dopo pochi mesi dall'inizio della presa dati quattro moduli consecutivi (da $\phi = -30^\circ$ a $+30^\circ$) di questo strato hanno cessato di funzionare a causa della rottura di un cavo di connessione; il tutto è risultato in una statistica molto limitata di tracce utili l'allineamento.

Il *master layer* viene allineato grazie alle tracce nelle regioni di sovrapposizione. Le due half shell vengono allineate separatamente e poi vengono collegate con la prima procedura della sezione 4.2.2.

In questo primo passo i residui tra il modulo i ed il modulo $i + 1$ sono dati da:

$$\Delta R \phi_{i,i+1} = \Delta X_{i+1} - \Delta X_i + (\varepsilon_{Y,i+1} - \varepsilon_{Y,i})Z \quad (4.13)$$

Siccome in una half shell esistono solo 11 sovrapposizioni, uno dei moduli deve essere fissato in modo arbitrario. La migliore simmetria si ha utilizzando i moduli centrali delle half shell (6 e 18, rispettivamente a 180° e 0°). In questa fase si determina anche un aggiustamento globale del raggio del *master layer*: infatti ottenere un $\langle \Delta R \phi_{i,i+1} \rangle \neq 0$, equivale ad un "allungamento" della half shell che è più facilmente spiegabile con una variazione di raggio:

$$\delta R = \frac{11}{\pi} \langle \Delta R \phi_{i,i+1} \rangle \quad (4.14)$$

piuttosto che con un vero e proprio stiramento.

Una volta determinati i parametri dello strato di riferimento, si procede ad allineare il secondo con gli eventi dileptonici, definendo una traccia passante tra i due punti nei moduli opposti del primo ed estrapolandola sull'altro. Ora tutti e tre i parametri vengono determinati settore per settore dalla minimizzazione dei residui:

$$\Delta R \phi_i = \Delta X_i + \Delta Y_i \sin(\phi - \phi_i) + \varepsilon_{Y_i Z} \quad (4.15)$$

In questo secondo passo della procedura non vengono utilizzate le tracce nelle regioni di sovrapposizione che costituiscono un campione di controllo indipendente sulla validità del procedimento.

Anche in questo caso l'errore statistico raggiungibile è molto basso, dell'ordine di $1-2 \mu\text{m}$ nel caso si abbiano circa 100 tracce ben ricostruite per sovrapposizione. L'errore sistematico più significativo viene dall'impossibilità matematica di determinare modulo per modulo i parametri ΔY del *master layer*. Questo problema è del tutto analogo a quello riscontrabile negli esperimenti a bersaglio fisso, in cui per l'allineamento dell'apparato bisogna assumere nota la distanza tra due piani di rivelatori o tra un piano di rivelatori ed il bersaglio.

Allineamento dello strato inner

L'inner è l'ultimo strato a venire riallineato. Dal punto di vista matematico, la procedura è del tutto identica a quella utilizzata per l'allineamento del secondo strato nella sezione precedente. La differenza consiste nel fatto che ora vengono utilizzate solo tracce che hanno punti in tutti e tre gli strati di una half shell: la circonferenza viene fatta passare attraverso i punti associati negli strati closer ed outer e l'assunzione di collinearità viene abbandonata.

Anche in questo caso sono applicabili le considerazioni esposte nella sezione precedente sugli errori della procedura e sul controllo ottenibile con le tracce nelle sovrapposizioni.

Determinazione della torsione

Come è stato già fatto notare nella sezione dedicata alla misura tridimensionale del rivelatore, la possibilità di una torsione globale deriva dalla scarsa rigidità della struttura meccanica rispetto a questo tipo di deformazione, che può essere facilmente indotta

dalle tensioni cui il rivelatore è sottoposto durante la mappatura e durante la presa dati.

Una torsione globale si manifesta in una struttura in z del parametro di impatto delle tracce rispetto al centro del fascio, dovuto al fatto che una torsione induce uno spostamento dei punti misurati $\epsilon_t R Z = \epsilon_t R^2 / \tan \theta$ che, nel caso di due misure a raggi R_1 e R_2 produce uno spostamento del parametro di impatto pari a $\epsilon_t R_1 R_2 / \tan \theta$.

Questa considerazione cessa però di essere valida nel momento in cui si applica la procedura descritta nelle due sezioni precedenti per l'allineamento locale dei moduli. Infatti una torsione vera e propria corrisponde ad avere una rotazione nel sistema nel sistema di riferimento locale $\langle \epsilon_Y \rangle_i = \epsilon_t R_i$ con i indice dello strato. Nella procedura di allineamento però l'eventuale torsione del *master layer* viene propagata sugli altri due, di modo che la distorsione globale rimanente è data da $\langle \epsilon_Y \rangle_i = \epsilon_t R_{\text{master}}$, identica per i tre strati. Questa distorsione induce uno spostamento dei punti misurati che è solamente $\epsilon_t R_{\text{master}} R / \tan \theta$ e cambia la direzione della traccia ricostruita in funzione di θ , ma non il suo parametro d'impatto. La soluzione dal problema è data dall'utilizzo di raggi cosmici. Essi vengono principalmente dall'alto, per cui hanno $1 / \tan \theta \approx 0$ ed una distribuzione uniforme in z . Per essi tutti i punti misurati hanno uno spostamento in $R\phi$ costante e pari a $\epsilon_t R_{\text{master}} Z$, che si traduce in uno spostamento dei due rami che non vengono più a combaciare.

Questo metodo di determinazione della torsione ϵ_t , anche se puramente interno risente della limitata statistica connessa alla bassa efficienza del trigger (che in realtà è concepito per rigettare i raggi cosmici che costituiscono eventi di fondo indesiderati) e dalla limitata distribuzione angolare. Un altro problema è connesso con gli errori nella determinazione della z della traccia dei raggi cosmici. Infatti, essendo il tempo di passaggio dei raggi cosmici non sincrono con quello del fasci, bisogna correggere il tempo di deriva nella TPC per la differenza dei due.

4.2.3 Risultati

Si possono definire numerose quantità per determinare la bontà dell'allineamento interno del VD.

Un primo insieme di quantità è costituito proprio da quelle che sono state utilizzate per la nell'allineamento: residui nelle zone di sovrapposizione per il *master layer* (praticamente il closer), residui delle estrapolazioni dal closer sull'outer ed infine residui dell'estrapolazione closer+outer sull'inner delle tracce con tre punti. Le distribuzioni di queste quantità per il 1993 sono mostrate in figura 4.14 e 4.15. Dalle larghezze delle distribuzioni si può ricavare una stima per la risoluzione finale del rivelatore moltiplicando per un fattore geometrico opportuno:

$$\sigma_{\text{sovrapposizioni}} = \sqrt{2} \sigma_{\text{VD}} \quad (4.16)$$

$$\sigma_{\text{Cl} \rightarrow \text{Ou}} = \sqrt{1 + \left(\frac{R_{\text{Ou}} - R_{\text{Cl}}}{2R_{\text{Cl}}} \right)^2 + \left(\frac{R_{\text{Ou}} + 2R_{\text{Cl}}}{2R_{\text{Cl}}} \right)^2} \sigma_{\text{VD}} \quad (4.17)$$

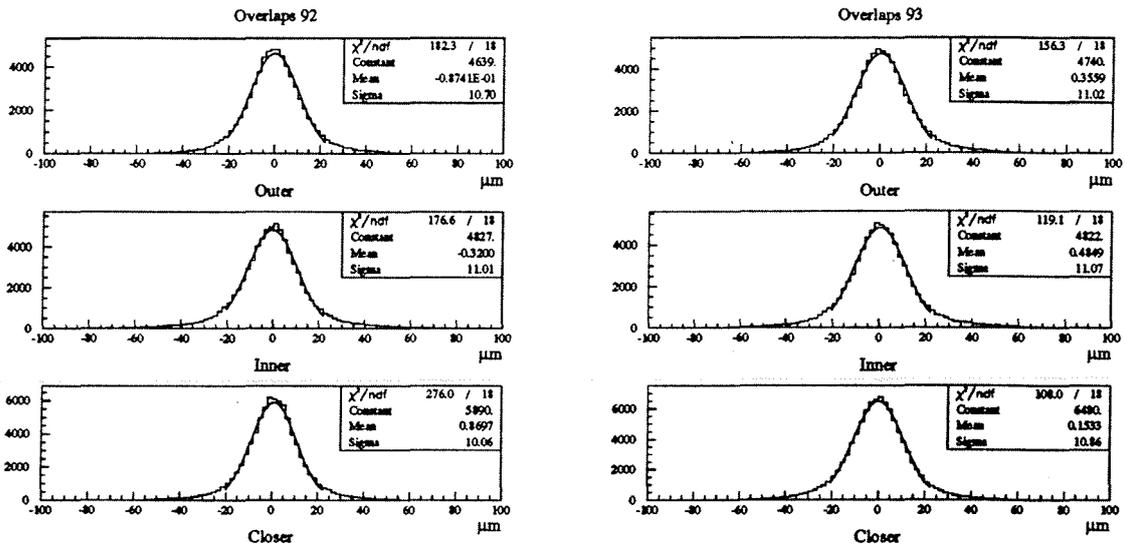


Figura 4.14: Distribuzione dei residui nelle regioni di sovrapposizione nel 1992 e 1993.

$$\sigma_{3 \text{ punti}} = \sqrt{1 + \left(\frac{R_{Ou} - R_{In}}{2O_u - 2C_l}\right)^2 + \left(\frac{R_{In} - R_{Cl}}{2O_u - 2C_l}\right)^2} \sigma_{VD} \quad (4.18)$$

Tutte le stime danno una risoluzione tipica sul punto vicina ad $8 \mu\text{m}$; la stima più alta proviene dai residui closer-outer, a causa dell'ipotesi di collinearità.

Analogamente si possono verificare i residui nelle sovrapposizioni nei due strati in cui essi non sono stati minimizzati esplicitamente (fig. 4.14). Infine altre buone osservabili sono l'acoplanarità e la somma dei parametri di impatto delle due tracce in eventi dileptonici. Con la convenzione geometrica per il segno del parametro di impatto, tale somma (detta anche *miss distance*), fornisce la separazione tra due tracce collineari all'origine. In assenza di errori di ricostruzione essa è nulla per dimuoni e dielettroni, per cui la larghezza della sua distribuzione costituisce una misura dell'accuratezza del tracciamento. Anche questo controllo (fig. 4.16) verifica la consistenza dei valori della risoluzione.

La convergenza di una procedura di allineamento complessa come quella descritta è stata verificata utilizzando come punto di partenza due insiemi indipendenti di misure geometriche. Il risultato è stato che le posizioni in $R\phi$ dei moduli vengono raggiunte con differenze al massimo di $1 \mu\text{m}$.

Un altro aspetto interessante della procedura di allineamento interno è la possibilità di dare una stima globale delle incertezze della mappatura. In figura 4.17 sono indicati i valori dei parametri delle trasformazioni locali applicate ai moduli durante l'allineamento interno. Si osservi lo spostamento radiale globale dei moduli dello strato

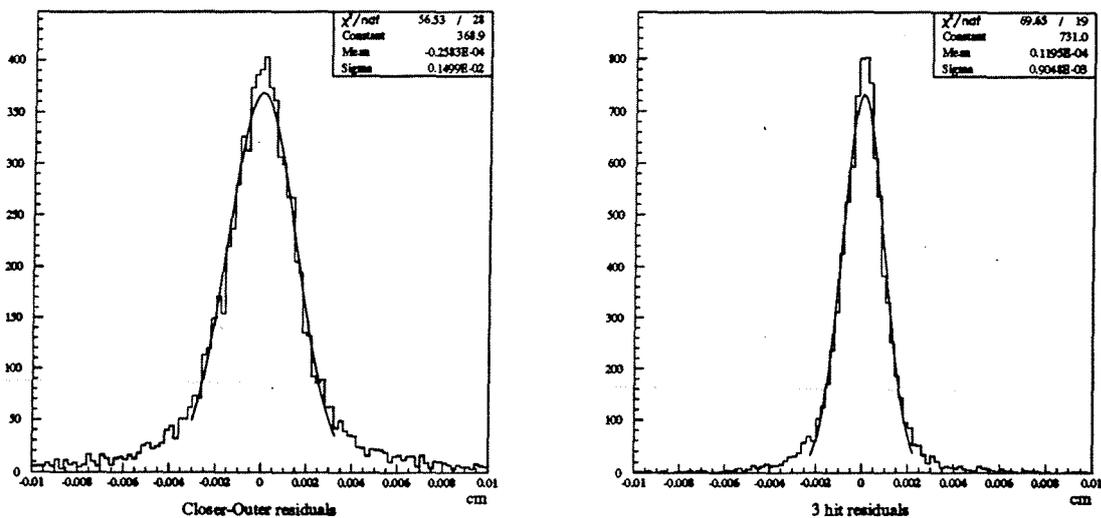


Figura 4.15: Distribuzione dei residui closer-outer delle tracce con 3 punti nel 1993; i primi sono ottenuti per dileptoni con punti sullo strato closer di entrambe le half shell estrapolando sullo strato outer la circonferenza passante per i due punti del closer; i secondi sono dati, per tracce con punti su tutti e tre gli strati, come la differenza tra il punto misurato sull'inner e l'estrapolazione della circonferenza passante per i punti sul closer e sull'outer; in entrambi i casi il raggio della circonferenza è calcolato dall'energia del fascio e dal valore di θ misurato nella TPC.

closer ed il conseguente movimento dello strato outer. Lo scarto quadratico medio della distribuzione dei parametri in $R\phi$ è pari a $15 \mu\text{m}$, mentre quello in R è $28 \mu\text{m}$. Quest'ultimo tuttavia non può essere facilmente usato per valutare un errore globale dato che dipende dalla scelta del *master layer*, come descritto nella sezione 4.2.2.

Infine la bontà dell'allineamento VD-OD può essere controllata confrontando il momento misurato da VD e OD con quello del fascio. Esso mostra che con solo VD ed OD una risoluzione del 3.8% per muoni a 45 GeV è ottenibile, da confrontare con il valore di 3.5% di tutto l'apparato. In figura 4.18, sono inoltre ben visibili le code dovute ad eventi radiativi.

4.3 Vincoli sull'allineamento radiale

Errori sistematici globali sull'allineamento radiale sono di capitale importanza perchè si trasferiscono direttamente nelle misure di vita media. Siccome il tracciamento nella regione del vertice è dominato dai punti di bassa incertezza del VD, tali effetti sistematici

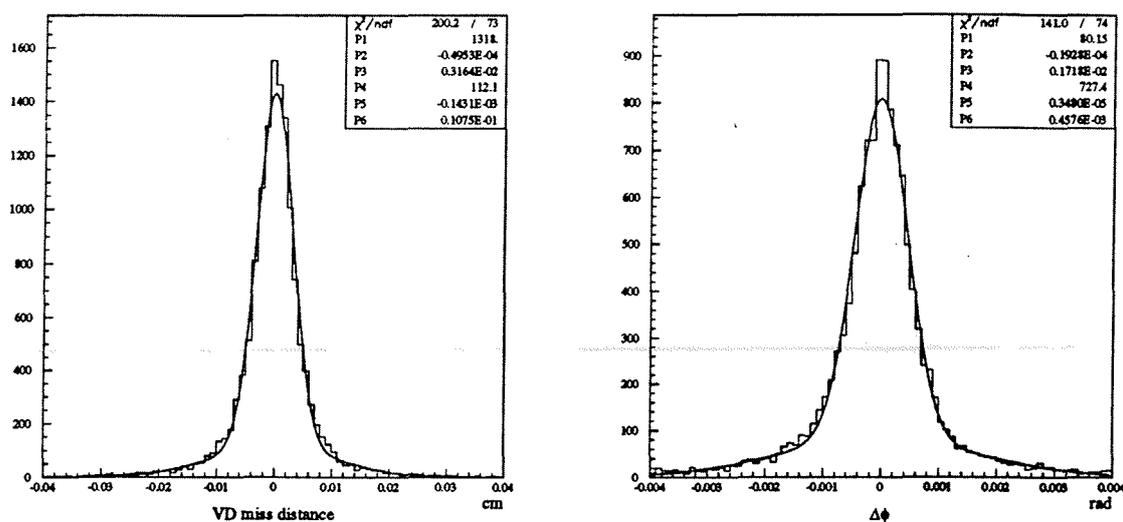


Figura 4.16: Distribuzione della somma dei parametri di impatto e dell'acoplanarità, ricavati usando i punti del VD e determinando la curvatura in base al momento del fascio e al valore di θ misurato dalla TPC, per i dimuoni raccolti nel 1993.

sorgono proprio durante la procedure di allineamento interno del rivelatore.

In sostanza esistono due tipi di effetti: uno spostamento radiale globale trasla i vertici e quindi le lunghezze di decadimento di una quantità $\delta L = \delta R$, mentre un errore di scala si traduce in un effetto $\delta L/L = \delta R/R$. È importante quindi sia determinare l'errore sistematico rimanente δR , sia, per quanto possibile, discriminare tra questi due effetti, poichè l'errore sistematico che essi inducono sulle misure di vita media è molto differente.

Sono stati applicati due metodi per la verifica questi effetti.

Il primo consiste in un controllo nella ricostruzione dei vertice in funzione del settore. Nel caso di uno spostamento radiale globale del primo tipo, la posizione della regione di interazione viene ricostruita correttamente mediando su tutti i moduli, ma se determinata settore per settore produce uno spostamento costante lungo la direzione radiale del settore, ed i diversi profili della regione di interazione vanno a posizionarsi su di un cerchio anzichè sovrapporsi.

La procedura consiste nel determinare per ogni riempimento successivo dell'acceleratore il centro della regione di interazione, definito come il punto che minimizza i parametri di impatto:

$$\epsilon = d - \sin \varphi X_v + \cos \varphi Y_v$$

dove d è il parametro d'impatto rispetto all'origine e (X_v, Y_v) è il vertice da determi-

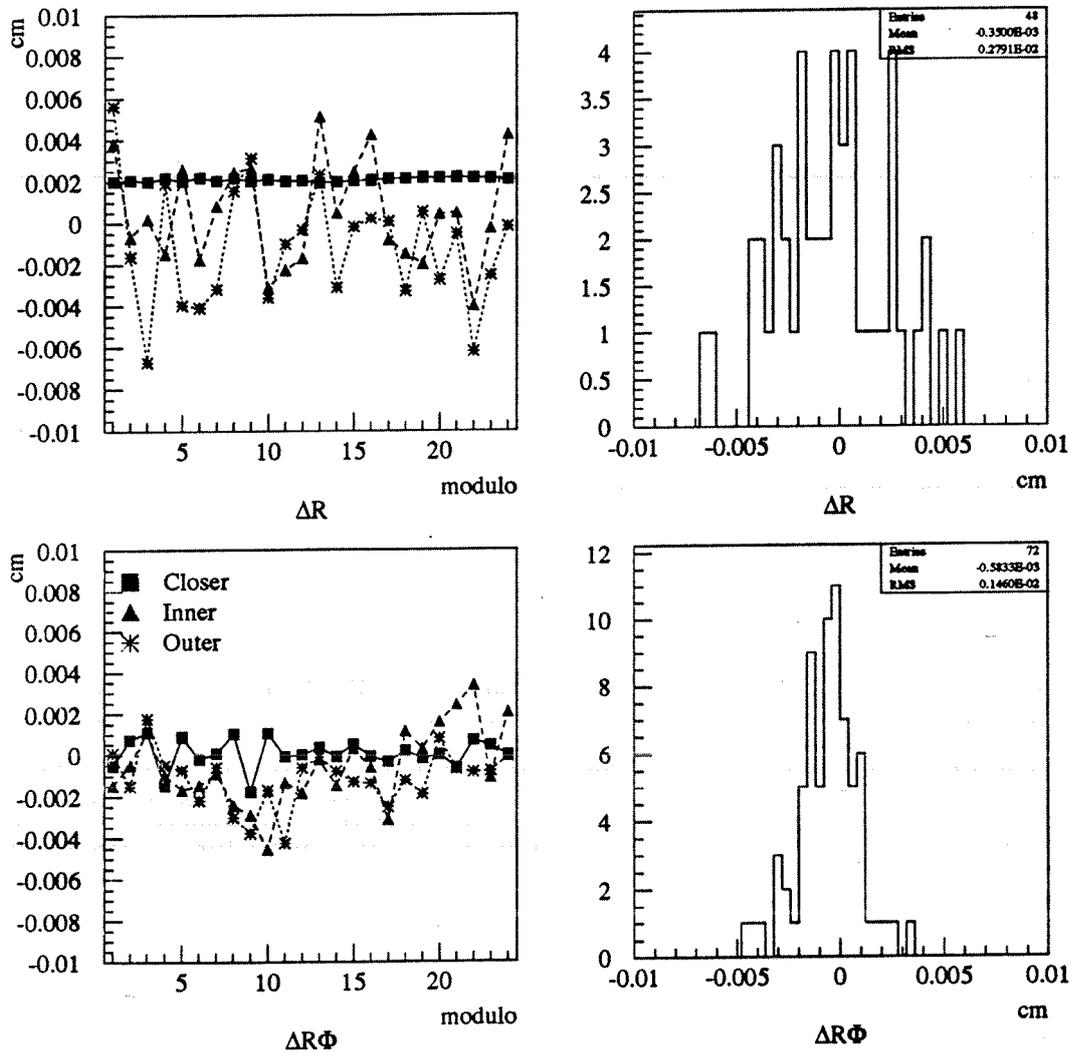


Figura 4.17: Valore dei parametri $\Delta Y = \Delta R$ e $\Delta X = \Delta R\phi$ applicati durante l'allineamento interno nel 1993; il ΔR dei moduli closer, fissato a $20 \mu\text{m}$, non è stato incluso nella proiezione.

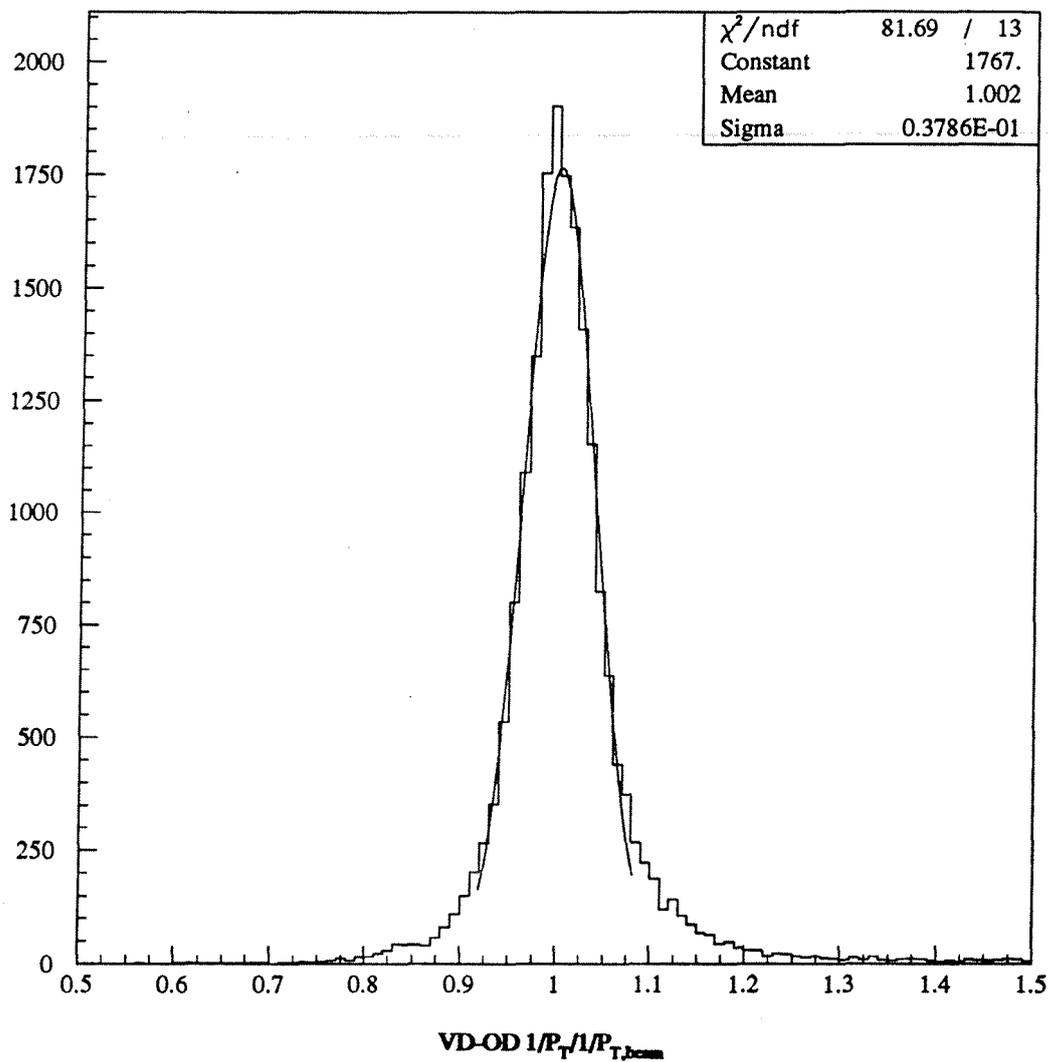


Figura 4.18: Distribuzione del valore di $1/p_t$ ottenuto da VD ed OD, confrontato con quello atteso in base all'energia del fascio e all'inclinazione delle tracce.

Dati 93

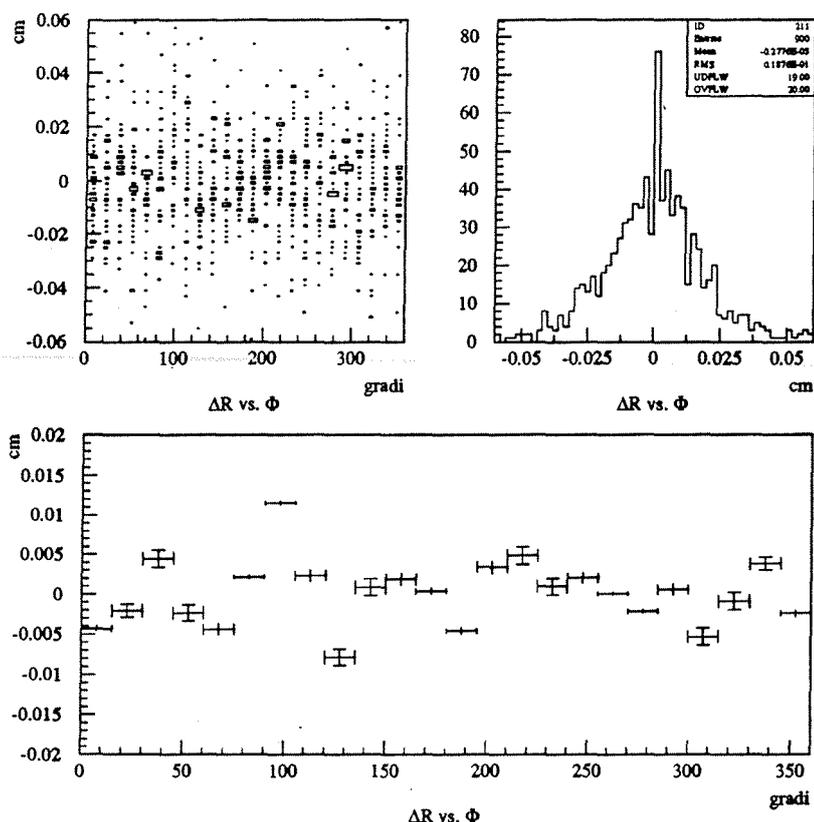


Figura 4.19: Distribuzione della proiezione nella direzione radiale delle differenze tra i vertici di settore e quelli medi per ogni riempimento dell'acceleratore.

nare. Si ripete la stessa procedura per i singoli settori. In figura 4.19 è mostrata la distribuzione degli spostamenti radiali:

$$\delta R_i = (X_{v,i} - X_v) \cos \phi + (Y_{v,i} - Y_v) \sin \phi$$

dei vertici di settore rispetto a quelli globali. Le tracce usate provengono da eventi adronici ed hanno con almeno due punti associati nel microvertice e momento trasverso maggiore di 2 GeV/c. La traccia viene rideterminata utilizzando solamente i punti misurati nel VD e il valore del raggio di curvatura trovato utilizzando tutti i rivelatori. Il valor medio di questi spostamenti radiali risulta essere:

$$\delta R = 8 \pm 2 \mu\text{m}$$

Mentre il metodo appena descritto è sensibile solo ad effetti del primo tipo, esiste la possibilità di utilizzare le regioni di sovrapposizione per effettuare una verifica sulla scala radiale globale dei singoli strati. Siccome non tutte le regioni di sovrapposizione sono utilizzate nella procedura di allineamento, questo approccio è del tutto giustificato.

Dall'equazione (4.13) si ottiene che dovrebbe essere:

$$\sum_{i=1}^{24} \langle \Delta R \phi_{i,i+1} \rangle = 0$$

tuttavia ciò non accade nel caso di una differenza di scala che induce un aumento della circonferenza dello strato. In tal caso vale:

$$\sum_{i=1}^{24} \langle \Delta R \phi_{i,i+1} \rangle = 2\pi \delta R$$

Dalle distribuzioni in figura 4.14 si ottengono valori al massimo di $3 \mu\text{m}$.

Questi risultati portano a considerare come stima dell'errore globale di allineamento radiale la più grande deviazione osservata, ponendo un errore sistematico finale di $8 \mu\text{m}$. Questo valore, si traduce poi in un'incertezza identica nelle misure di lunghezza di decadimento. Nel caso del τ essa equivale ad un errore di 1 fs (0.33%) sulla vita media, perfettamente accettabile date le attuali precisioni statistiche delle misure.

4.4 Conclusioni

In questo capitolo è stata presentata la complessa procedura di allineamento del rivelatore di vertice di DELPHI, necessaria per raggiungere la risoluzione richiesta dalla fisica delle particelle a vita media breve a LEP.

In essa si possono distinguere tre aspetti fondamentali:

- mappatura geometrica, con risoluzione nel piano $R\phi$ di $14 \mu\text{m}$ e nella direzione radiale di $\approx 20\mu\text{m}$;
- un allineamento interno con le tracce, che permette di recuperare alcuni parametri non determinabili con le misure geometriche e usa queste come base di partenza per un affinamento dell'allineamento sia in $R\phi$ che in R con un miglioramento della risoluzione di un fattore 4;
- l'allineamento rispetto all'OD, che fissa il sistema di riferimento di DELPHI; con la statistica disponibile questo posizionamento "assoluto" ha un'incertezza di $20 \mu\text{m}$.

È stato stimato l'effetto che gli errori sistematici connessi della procedura di allineamento inducono sulla misura delle lunghezze di decadimento. Questo è dato dall'indeterminazione sul raggio medio del rivelatore ed è pari ad $8 \mu\text{m}$, sufficientemente piccolo da permettere misure precise di vite medie.

Bibliografia

- [1] V. Chabaud et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A292** (1990) 75
- [2] P. Biffi, Tesi di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Milano, 1989
- [3] S. Testa, Tesi di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Milano, 1993
- [4] A. Andreazza et al. *Nucl. Instr. and Methods* **A212** (1992) 423
- [5] A. Bingefors et al. *Nucl. Instr. and Methods* **A328** (1993) 447
- [6] A. Stocchi, Tesi di Laurea in Fisica, Università degli Studi di Milano, 1988
- [7] R. Mc Nulty, *The Alignment of the DELPHI Microvertex Detector*, DELPHI 92-40 TRACK 69
- [8] La messa a punto della procedura di allineamento interno è stata effettuata da V. Chabaud, CERN.

Capitolo 5

Allineamento dei rivelatori esterni

In questo capitolo verrà trattato l'allineamento degli altri rivelatori traccianti nella zona centrale dell'apparato. Anche qui, come nel caso del rivelatore di vertice, ci sono due aspetti fondamentali: l'allineamento globale del rivelatore e lo studio della sua calibrazione interna (monitoraggio della velocità di deriva, localizzazione e correzione delle distorsioni). La maggior parte di queste operazioni sono svolte a partire dal rivelatore di vertice che fornisce un punto di riferimento estremamente stabile e preciso. Sebbene le procedure di calibrazione interna siano in generale state sviluppate da esperti dei rivelatori, io mi sono occupato del controllo dell'efficacia di tali procedure e della loro influenza nella risoluzione ottenuta dall'apparato.

5.1 Allineamento globale di TPC e ID

Nonostante l'OD sia stato scelto come il rivelatore di riferimento per la definizione del sistema di DELPHI, soprattutto per il criterio della sua stabilità, l'ipotesi di collinearità dei muoni e la relativamente bassa risoluzione intrinseca non lo rendono il rivelatore più adatto per ogni forma di allineamento di precisione. Questo è visibile nel fatto che la precisione globale del posizionamento VD-OD non supera i $20 \mu\text{m}$. Per questo, per il posizionamento degli altri rivelatori traccianti centrali, TPC e ID, si segue una procedura che sfrutta la maggiore precisione del VD.

Questo approccio è possibile perchè, una volta allineato, il rivelatore di vertice rappresenta un punto di riferimento stabile all'interno di un periodo di presa dati, dato che non necessita di calibrazioni dipendenti dal tempo e che i sistemi per il monitoraggio della stabilità del rivelatore di vertice non hanno mai fornito evidenza di suoi movimenti superiori a $1-2 \mu\text{m}$.

In questo secondo passo (e per tutto il resto del capitolo) vengono ancora utilizzate tracce da eventi dileptonici per sfruttare il vincolo sul momento. A differenza di quanto fatto per l'allineamento relativo di VD ed OD, ora le due tracce vengono ricostruite separatamente utilizzando i punti del VD e dell'OD su di un unico ramo in modo da non dover assumere la collinearità delle tracce. Il punto dell'OD permette di ridurre in

modo notevole l'errore di estrapolazione della traccia rispetto a quanto si otterrebbe utilizzando solo il rivelatore di vertice, come si può osservare dalla formula al primo ordine per l'errore di estrapolazione ad un raggio $R_{extr.}$ di una traccia misurata a due raggi R_1 e R_2 con incertezze rispettivamente σ_1 e σ_2 :

$$\sigma_{extr.} = \sqrt{\left(\frac{R_2 - R_{extr.}}{R_2 - R_1}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{R_{extr.} - R_1}{R_2 - R_1}\right)^2 \sigma_2^2} \quad (5.1)$$

Nel caso della presenza di un punto sull'Outer Detector, il fattore $R_2 - R_1$ (2 m di VD+OD contro al massimo 5 cm internamente al VD) sovracompenza il maggior valore di σ_2 , fornendo una precisione migliore di circa il 40% rispetto all'utilizzo di due punti nel VD.

L'impiego della formula (4.6):

$$\Delta R\phi = R\phi_{extr.} - R\phi_{meas.} = \Delta X \sin \varphi - \Delta Y \cos \varphi - \varepsilon_x Z \cos \varphi - \varepsilon_y Z \sin \varphi + \varepsilon_z R$$

permette di ricavare direttamente i parametri di allineamento dalla minimizzazione dei residui. Rispetto al precedente allineamento VD-OD, ora le precisioni raggiungibili sono molto maggiori per tre motivi:

- l'errore sul residuo, dato da $\sqrt{\sigma_{punto}^2 + \sigma_{extr.}^2}$, è meno di un terzo di quello nel caso dell'allineamento VD-OD;
- il numero di punti nella minimizzazione di χ^2 risulta aumentato, sia perchè ora ogni evento contribuisce con due tracce, sia perchè si possono recuperare tutti quegli eventi in cui una sola delle due tracce ha un elemento di traccia associato nell'OD (tenendo conto che l'efficienza dell'OD è circa del 70%, questo significa quasi triplicare il numero di punti utili);
- la rinuncia all'ipotesi della collinearità riduce di molto gli errori dovuti alla radiazione di stato iniziale ed alla divergenza dei fasci.

In figura 5.1 sono mostrati i residui in funzione di ϕ al termine della procedura di allineamento. La precisione statistica globale sull'allineamento relativo ID-VD e TPC-VD è di pochi μm e le deviazioni osservate non sono spiegabili con movimenti globali del sistema nel suo complesso. Questo risultato è estremamente importante perchè indica che gli errori connessi all'allineamento globale del nucleo dell'apparato tracciante costituito dall'insieme VD-ID-TPC sono essenzialmente trascurabili. Al contrario, grossi errori sistematici del tracciamento provengono dalle distorsioni interne dei rivelatori.

5.2 Calibrazione della TPC

La TPC è il rivelatore di base per la tracciatura in DELPHI. Il metodo di calibrazione sviluppato per la TPC prevede due aspetti, uno di calibrazione interna hardware ed uno utilizzando le tracce.

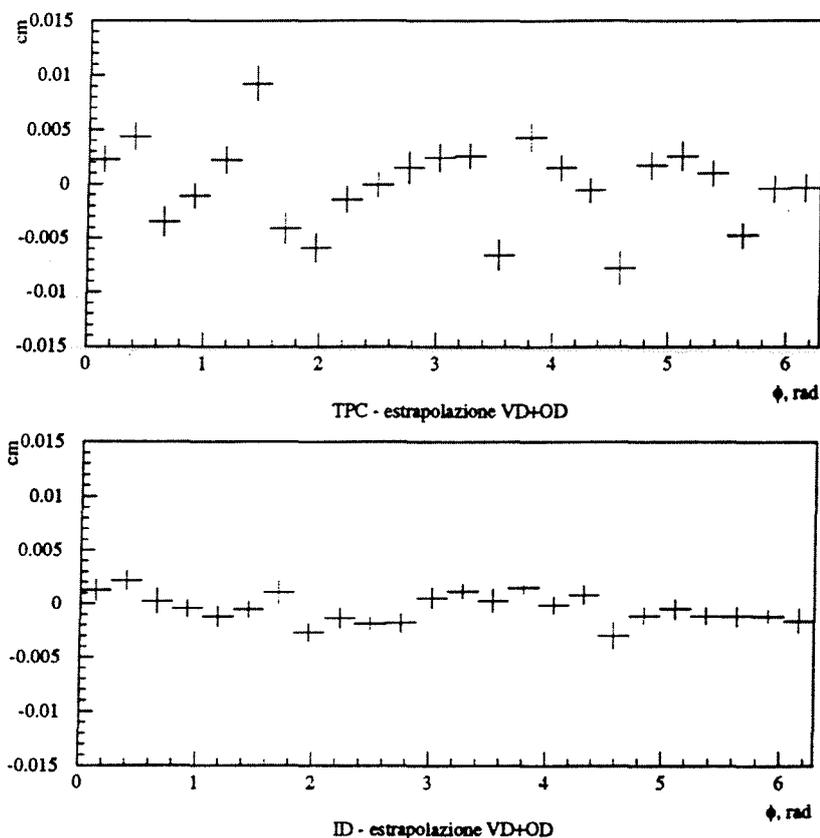


Figura 5.1: Residui in $R\phi$ nell'allineamento di TPC e ID rispetto all'insieme VD+OD.

Il primo coinvolge principalmente la determinazione della coordinata z e consiste nella misura della velocità di deriva tramite un sistema di laser [1] che crea tracce di ionizzazione con inclinazione nota (fig. 5.2). Questo metodo permette di raggiungere una risoluzione dello 0.02% sulla velocità di deriva, corrispondente ad un errore sistematico sul punto pari a $2 \mu\text{m}/\text{cm}$ e di 0.2 mrad sull'inclinazione della traccia. Purtroppo, fino al 1994, la determinazione della velocità di deriva con i laser doveva venire effettuata in speciali periodi di acquisizione dedicati. Il valore così ottenuto doveva poi venire estrapolato alle condizioni reali di presa dati (tenendo conto delle variazioni di pressione atmosferica e di composizione della miscela di gas), dando un errore sistematico maggiore.

Per quanto riguarda la coordinata z , l'altro elemento di calibrazione è l'origine dei tempi (il t_0) per il conteggio del tempo di deriva. Una volta fissata la velocità di deriva,

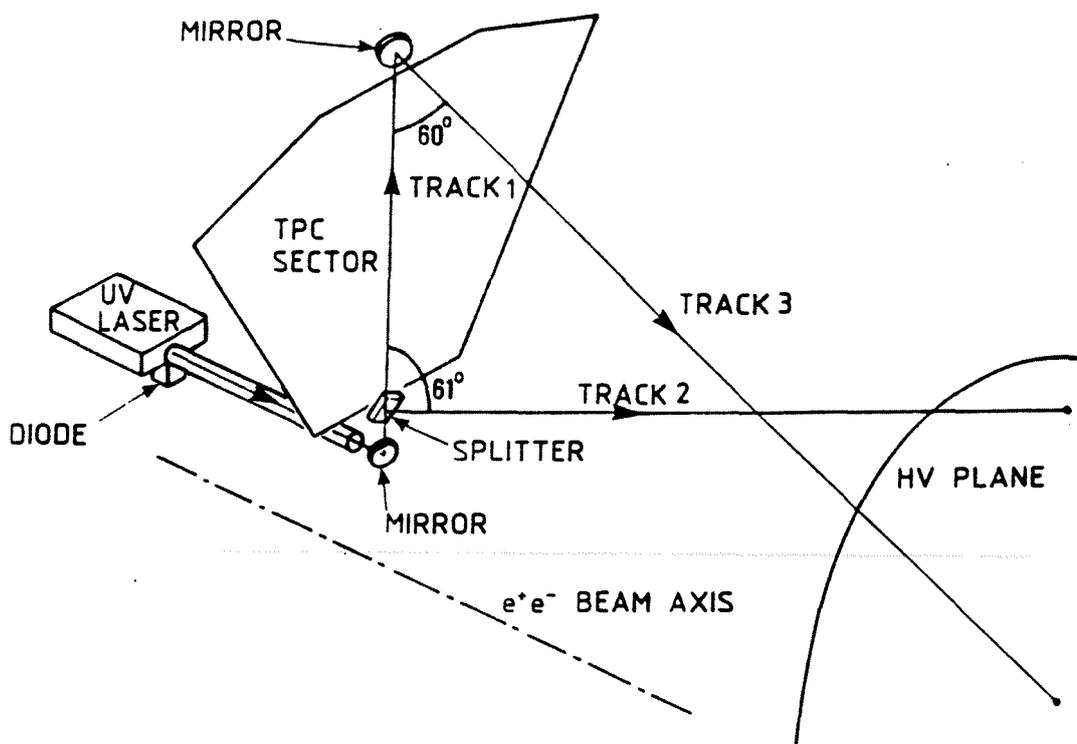


Figura 5.2: Schema dell'apparato per la calibrazione della TPC con tracce laser.

questo viene ottenuto in eventi dimuonici come:

$$t_0 = \frac{1}{2} \frac{\Delta z}{v_d}$$

dove Δz è la separazione in z delle due tracce estrapolate all'origine (si noti che questa determinazione è corretta anche in presenza di radiazione di stato iniziale).

La calibrazione interna risulta molto più complessa in $R\phi$. Questo è dovuto alla maggiore precisione dell'apparato tracciante in questo piano, cosa che da una parte impone una più accurata ricerca degli errori sistematici, dall'altra fornisce anche i mezzi per ottenerla. Essa consiste essenzialmente nella ricerca di distorsioni nelle tracce ricostruite all'interno della TPC. Queste possono sorgere ad esempio dal non perfetto parallelismo tra il campo elettrico e magnetico all'interno della regione di deriva. In effetti se \vec{E} e \vec{B} non sono perpendicolari la velocità di deriva risulta [2]:

$$\vec{v}_d = \frac{\mu}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} \omega \tau + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B}}{B^2} \omega^2 \tau^2 \right) \quad (5.2)$$

dove μ è la mobilità degli elettroni, ω la frequenza di ciclotrone $\frac{eB}{m}$ e τ è il tempo medio tra due collisioni dell'elettrone con gli atomi di gas.

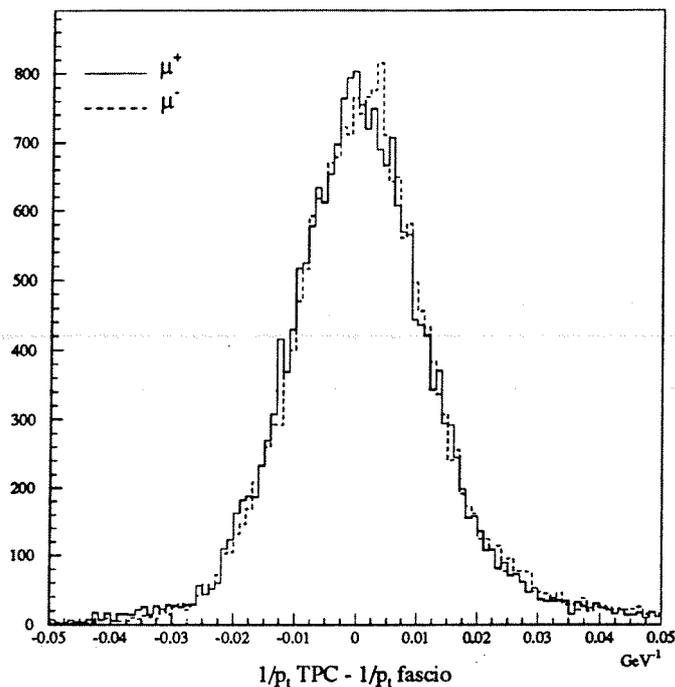


Figura 5.3: Differenza nel momento medio ricostruito per μ^+ e μ^- dovuto alle distorsioni interne della TPC.

In DELPHI tali distorsioni vengono determinate sperimentalmente settore per settore, attraverso una parametrizzazione dei residui dei singoli punti della TPC rispetto ad una traccia di riferimento [3]. Tale traccia è determinata, in eventi dimuonici, utilizzando tutti i punti nel microvertice, appartenenti ad entrambi i rami dell'evento, e fissando, come di consueto, il momento trasverso in base all'energia dei fasci ed all'inclinazione della traccia misurata nella TPC.

La parametrizzazione scelta è un generico polinomio del second'ordine nelle coordinate *locali* della TPC:

$$\begin{aligned} \Delta R\phi = & \Delta R\phi_0 + \alpha_R R_{loc} + \alpha_z z_{loc} \\ & + \beta_R R_{loc}^2 + \beta_{Rz} R_{loc} z_{loc} + \beta_z z_{loc}^2 \end{aligned} \quad (5.3)$$

dove $R_{loc} = R - 74.5$ cm e $z_{loc} = z - z_{centro}$ sono coordinate che si annullano al centro del settore. Tale correzione viene poi applicata ai singoli punti misurati nel momento in cui si procede al calcolo dei parametri della traccia.

Un esempio dell'importanza di queste distorsioni è dato in figura 5.3 dove si vede come la presenza di un termine β_R causi uno spostamento della curvatura $1/\rho$ che si

traduce in una differenza del momento medio per tracce positive e negative (per convenzione ρ è negativo per tracce positive e viceversa per cui uno spostamento costante di $1/\rho$ positivo aumenta il momento misurato delle tracce positive e diminuisce quello delle tracce negative).

La correzione di queste deformazioni è uno dei passi fondamentali per il raggiungimento della risoluzione attesa dell'apparato sperimentale.

5.3 Calibrazione dell'ID

L'Inner Detector è uno dei rivelatori in cui le distorsioni locali sono estremamente significative, perché di entità paragonabile con la precisione stessa del rivelatore. Anche in tal caso le distorsioni vengono calcolate settore per settore, tuttavia le correzioni, anziché essere applicate ai singoli punti, vengono applicate al segmento di traccia ricostruito all'interno del rivelatore.

Nella procedura utilizzata [4], la traccia di riferimento viene definita usando i punti associati nel VD ed il punto nell'OD. Le differenze in $R\phi$ e φ tra la traccia di riferimento ed il segmento di traccia nell'Inner Detector, vengono parametrizzate. Tale parametrizzazione viene effettuata in funzione di ϕ_{loc} , distanza azimutale dalla griglia di raccolta, separatamente per ogni semisetto e consiste di un polinomio di 5° grado per la correzione in $R\phi$ e di uno di 3° grado in φ . La necessità di effettuare correzioni per ogni semisetto anziché ogni settore deriva dal fatto che la naturale simmetria sinistra-destra viene rotta dalla presenza del campo magnetico la cui forza di Lorentz induce traiettorie di deriva diverse per i due lati.

Le tracce che passano a meno di 2 mm dai fili anodici hanno grandi distorsioni che sono difficilmente parametrizzabili. A tali segmenti di traccia viene solo attribuita un'incertezza maggiore.

L'importanza delle distorsioni e l'efficacia della procedura applicata sono visibili in figura 5.4 dove è mostrata la distribuzione dei residui dell'estrapolazione della traccia VD+OD all'ID, prima e dopo la correzione per le distorsioni. La distribuzione dei residui dopo la correzione mostra una larghezza di 60 μm , che costituisce una buona stima dell'errore tipico sul segmento di traccia.

5.4 Calibrazione dell'OD

Essendo l'Outer Detector il rivelatore di riferimento per tutto l'allineamento è essenziale che non contenga distorsioni interne, che altrimenti potrebbero venire propagate agli altri rivelatori. D'altra parte la ricerca e correzione di tali distorsioni deve avvenire utilizzando osservabili che dipendano il meno possibile da rivelatori esterni. La procedura adottata [5] sfrutta il fatto che i settori dell'Outer Detector sono spostati di 7.5° rispetto a quelli del rivelatore di vertice (vedi figure 3.2 e 3.5).

Una traccia dimuonica viene ricostruita con la stessa procedura utilizzata per la

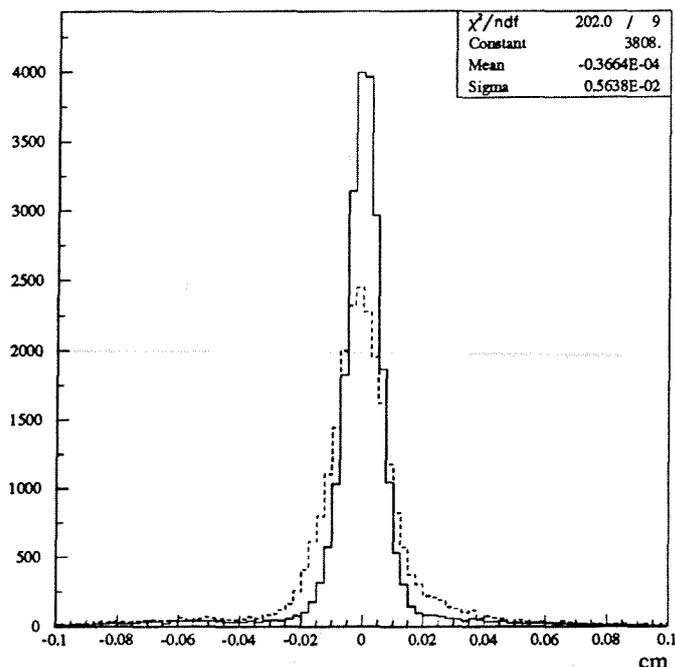


Figura 5.4: Residui in $R\phi$ del segmento di traccia ricostruito nell'ID prima (linea tratteggiata) e dopo (linea continua) l'introduzione delle correzioni per le distorsioni.

calibrazione della TPC ed estrapolata fino all'OD. Il residuo medio viene determinato per ogni semisettoe dell'OD. Mentre il valore di $\Delta R\phi_i^\pm$ del semisettoe ad $R\phi$ maggiore (minore) del modulo i dipende fortemente dagli errori sistematici di allineamento interno sia del VD che dell'OD, nella differenza $\Delta R\phi_{i+1}^- - \Delta R\phi_i^+$ il contributo del VD, che è identico per i due semisettoe, in prima approssimazione si cancella.

Dalle suddette osservabili si possono ricavare gli spostamenti in $R\phi$ dei singoli moduli dell'OD ed uno spostamento radiale globale con un metodo del tutto identico a quello utilizzato per l'allineamento interno del VD usando le tracce nelle regioni di sovrapposizione:

$$\Delta R\phi_{i+1}^- - \Delta R\phi_i^+ = \Delta R\phi_{i+1} - \Delta R\phi_i + \frac{2\pi}{24} \Delta R \quad (5.4)$$

Anche in tal caso il sistema è matematicamente indeterminato, rimanendo arbitrario il valore di uno spostamento globale di tutti i $\Delta R\phi_i$. Questo spostamento corrisponderebbe ad una rotazione globale attorno all'asse z . In accordo con la convenzione

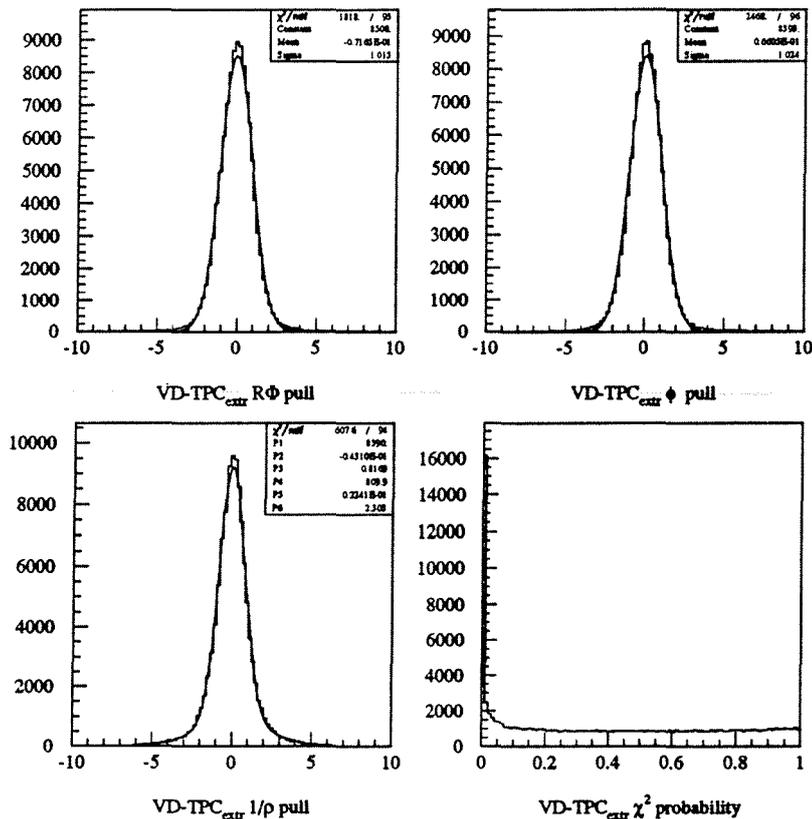


Figura 5.5: Distribuzioni delle differenze tra i segmenti di traccia ricostruiti in TPC e VD normalizzate per l'errore e distribuzione della probabilità combinata di χ^2 .

secondo cui è l'Outer Detector a fissare il sistema di riferimento di DELPHI, il sistema può venir reso risolubile ponendo il vincolo che tale rotazione sia nulla.

Le distorsioni osservate con questa tecnica sono dell'ordine di 100–200 μm . Il fatto che esse siano compatibili tra i diversi anni (dal 1991 al 1993) costituisce una verifica diretta dell'assunzione fatta nell'allineamento globale che l'OD possa definire un sistema di riferimento stabile anche in diversi periodi di presa dati.

5.5 Controlli di consistenza sulla qualità delle tracce

La validità della procedura di allineamento può essere determinata a posteriori da un controllo sulla ricostruzione delle tracce. In particolare errori sistematici rimanenti possono essere evidenziati dalla presenza di strutture nelle distribuzioni dei residui dei

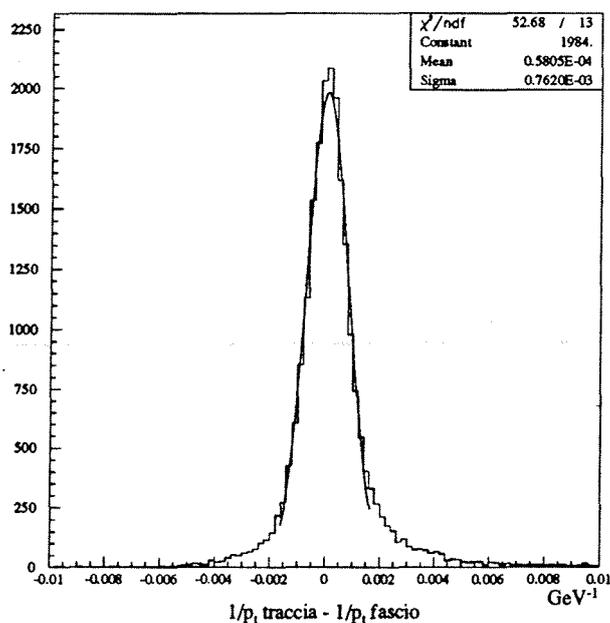


Figura 5.6: Distribuzione della differenza tra il valore di $1/p_t$ ricostruito per dimuoni e quello ricavato dall'energia del fascio e dall'angolo polare della traccia.

punti di un rivelatore rispetto alle tracce estrapolate. Bisogna infine accertare che gli errori dovuti ai vari rivelatori siano stati stimati in modo corretto.

Il metodo utilizzato consiste nell'usare tutte le tracce presenti nei decadimenti leptonici della Z^0 (quindi non solo dielettroni e dimuoni, ma anche i prodotti di decadimento dei τ che hanno uno spettro non monocromatico), per verificare l'accordo tra i segmenti di traccia ricostruiti dai diversi rivelatori.

Le tracce ricostruite nella TPC sono state estrapolate sull'ID e sul VD ed i parametri dell'estrapolazione al raggio del rivelatore (posizione in $R\phi$, direzione φ del momento e reciproco del raggio di curvatura $1/\rho$) sono stati confrontati con quelli ricostruiti.

Le distribuzioni delle differenze tra i parametri normalizzata all'errore per TPC e VD sono mostrate in figura 5.5. Gli errori sulle differenze $\Delta R\phi_{VD-TPC}$ e $\Delta\varphi_{VD-TPC}$ sono dominati dall'estrapolazione ed il fatto che le distribuzioni siano abbastanza ben descrivibili con una gaussiana di larghezza unitaria indica che gli errori di ricostruzione nella TPC sono correttamente stimati. Al contrario, il contributo dominante all'errore sulla differenza di curvatura $\Delta(1/\rho)$ è dato dalle incertezze sui punti ricostruiti nel microvertice, a causa della limitata estensione del VD. Infatti la precisione sulla misura della curvatura è proporzionale a σ_{punto}/L^2 ed il maggior valore della lunghezza

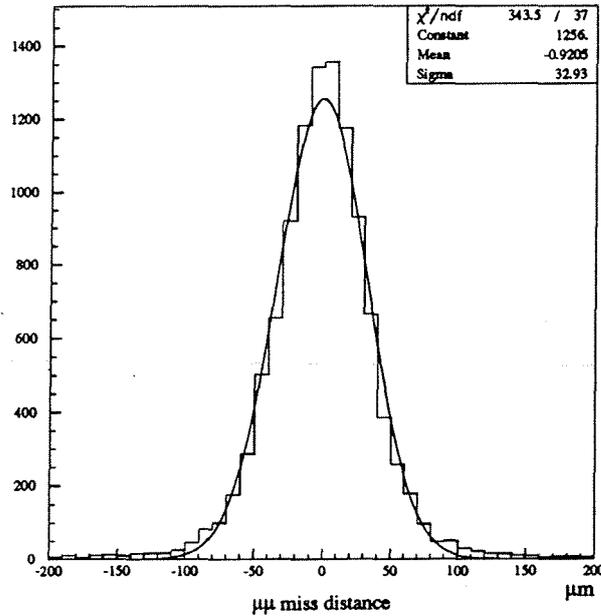


Figura 5.7: Distribuzione della somma dei parametri di impatto per in eventi dimuonici.

L della TPC compensa la peggiore risoluzione sul punto. Nella distribuzione (in cui è stato attribuito un errore di $8 \mu\text{m}$ ad ogni punto nel rivelatore di vertice) è evidente la presenza di diverse componenti della risoluzione. Una parametrizzazione della distribuzione con due gaussiane indica una componente stretta corrispondente ad un errore sui punti di $6.5 \mu\text{m}$ ed una molto più larga corrispondente ad errori sul punto di $18 \mu\text{m}$.

Questa discrepanza è visibile anche nella distribuzione della probabilità di χ^2 della traccia. In questo caso il χ^2 della differenza dei parametri della traccia tra due rivelatori è definito come:

$$\chi^2 = \left(R\phi_{VD} - R\phi_{TPC}, \varphi_{VD} - \varphi_{TPC}, \frac{1}{\rho_{VD}} - \frac{1}{\rho_{TPC}} \right) \text{Cov}_{VD+TPC}^{-1} \begin{pmatrix} R\phi_{VD} - R\phi_{TPC} \\ \varphi_{VD} - \varphi_{TPC} \\ \frac{1}{\rho_{VD}} - \frac{1}{\rho_{TPC}} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

dove Cov_{VD+TPC} è la matrice di covarianza sulla differenza dei parametri, data dalla somma delle matrici di covarianza dei singoli rivelatori:

$$\text{Cov}_{VD+TPC} = \text{Cov}_{VD} + \text{Cov}_{TPC} \quad (5.6)$$

e la probabilità viene valutata con 3 gradi di libertà. Nel caso di valutazione corretta

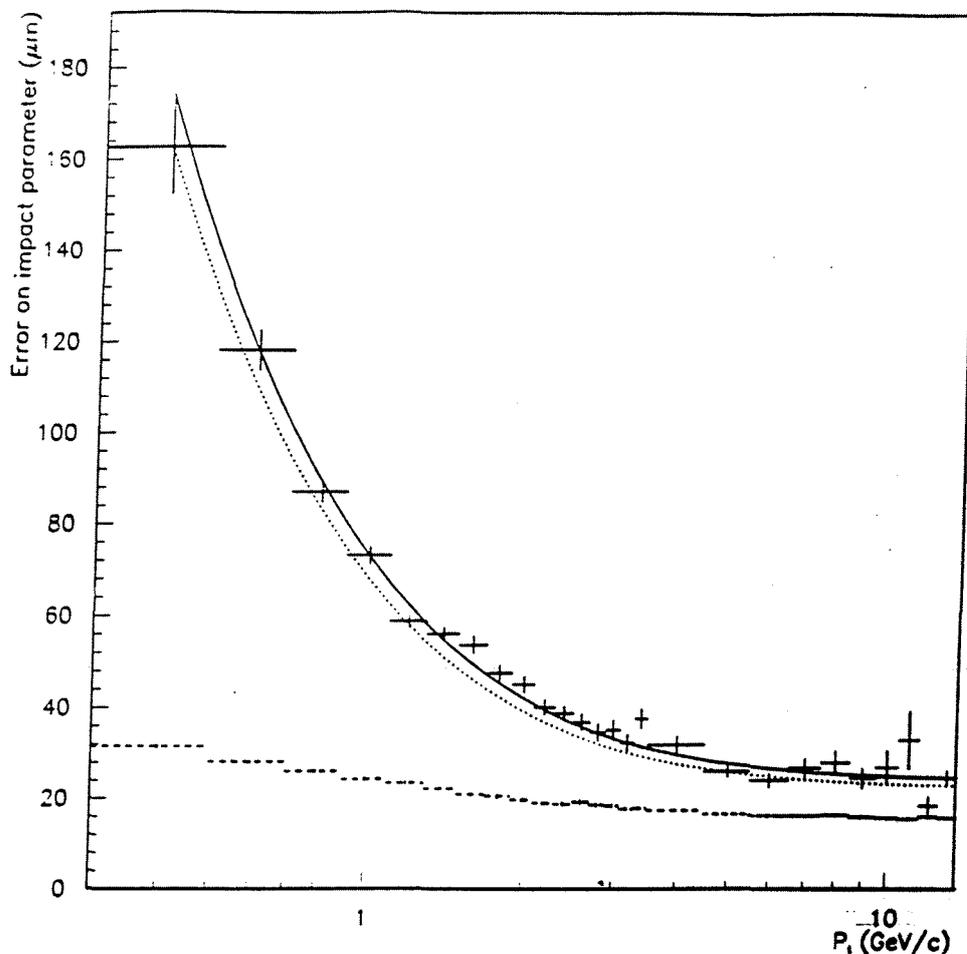


Figura 5.8: Valore dell'errore sul parametro di impatto in funzione di p_t ricavato su dati reali [7]; la linea continua rappresenta la curva che meglio si adatta ai dati: $\sigma_d^2 = 24^2 + 69^2/p_t^2$ (GeV) μm^2 ; l'errore atteso in base alla risoluzione del rivelatore è dato dalla linea punteggiata, mentre la linea tratteggiata dà il contributo proveniente dall'errore sul vertice di produzione.

degli errori, la probabilità di χ^2 è distribuita uniformemente, mentre in figura 5.5 è presente un chiaro picco a bassi valori.

In base alle considerazioni fatte sui residui normalizzati, l'origine di tale picco può essere attribuita al rivelatore di vertice; uno studio accurato è attualmente in corso [6]. Sembra che l'origine sia dovuta alla presenza di raggi δ , che possono indurre anche variazioni significative del punto ricostruito. A tali punti dovrebbe essere attribuito un errore di circa 20 μm invece del valore tipico della risoluzione del rivelatore di vertice. Si sta tentando di elaborare una procedura per effettuare il riconoscimento di tali punti e modificare la ricostruzione della traccia tenendo conto delle maggiori incertezze.

Per valutare globalmente la precisione dell'apparato si possono utilizzare una serie di distribuzioni. La risoluzione in momento viene data in base alla differenza di curvatura dei muoni rispetto a quella attesa dall'energia del fascio. Il risultato (fig. 5.6) mostra una risoluzione pari a $\sigma_{1/p_t} = 0.00076 \text{ GeV}^{-1}$, corrispondente al 3.5% per 45 GeV di p_t . La risoluzione asintotica ad alti momenti (in cui cioè il contributo dovuto allo scattering multiplo è trascurabile) sul parametro di impatto viene invece dalla distribuzione della

separazione delle tracce dimuoniche in prossimità della regione di interazione. Essa è mostrata in figura (5.7) ed ha una larghezza di $33 \mu\text{m}$, corrispondente ad una risoluzione sul parametro di impatto di $23 \mu\text{m}$.

Il contributo dovuto allo scattering multiplo può essere determinato dalla dipendenza dal momento del parametro di impatto delle tracce adroniche (fig. 5.8). Esso è stato valutato in $65 \mu\text{m}/p_t$ (GeV) [7], in buon accordo con il valore atteso in base al materiale noto in fronte al microvertice.

Le conclusioni dell'analisi di questa sezione mostrano come, sebbene esistano problemi del tracciamento che richiedono ancora uno studio attento degli errori sistematici di ricostruzione dei rivelatori, l'allineamento globale del sistema tracciante fornisce risoluzioni in momento e parametro di impatto soddisfacenti per lo studio della fisica delle particelle a vita media breve.

Bibliografia

- [1] C. Brand et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A283** (1989) 567
- [2] F. Ragusa, lezioni al VI Seminario Nazionale di Fisica Nucleare e Subnucleare, Otranto 1993
- [3] P. Billoir e Y. Sacquin, DELPHI 92-16 PROG 182 TRACK 68
- [4] Lo studio delle distorsioni dell'Inner Detector è stato prevalentemente opera di J. Timmermans e M. Witek
- [5] R. Mc Nulty, *The Alignment of the Outer Detector*, DELPHI 93-45 TRACK 73
- [6] R. Mc Nulty, comunicazione privata
- [7] N. Bingefors et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A328** (1993) 337

Capitolo 6

Metodi di misura della vita media del τ in topologie 1-1

In questo capitolo sono ripresi gli argomenti svolti nel capitolo 2, descrivendo ora i due metodi utilizzati per la misura della vita media del τ . Entrambi sono basati sui parametri d'impatto dei prodotti di decadimento dei τ nelle topologie dette 1-1 in cui entrambi i τ decadono con una sola particella carica nello stato finale. Questi eventi sono statisticamente più abbondanti di quelli in cui almeno uno dei due τ decade in 3 particelle cariche ed è quindi possibile la determinazione diretta della lunghezza di volo. Le procedure descritte in questo capitolo, utilizzate per la prima volta a LEP, consentono di migliorare in modo significativo l'errore statistico raggiungibile con il metodo classico del singolo parametro di impatto accennato nel capitolo 2.

Nella prima parte vengono introdotte le grandezze utilizzate per poi passare alla discussione degli aspetti peculiari dei due metodi e ad un argomento di grande importanza statistica: la loro correlazione. Infatti è importante sottolineare che, sebbene entrambi i metodi operino sullo stesso campione di eventi, essi permettono di estrarre informazioni in parte complementari e che possono essere combinate per fornire una stima più precisa della vita media. La discussione in questo capitolo si manterrà principalmente ad un livello metodologico, mentre nel capitolo 7 verranno discussi gli aspetti particolari della procedura di analisi dati seguita.

6.1 Topologia degli eventi

Gli eventi utilizzati per questa misura della vita media sono quelli in cui entrambi i τ prodotti nella reazione $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ decadono in stati finali contenenti una sola particella carica. Poiché il rapporto di decadimento per questi stati è pari a $85.49 \pm 0.24\%$ [1], ciò avviene nel 73% dei casi.

Se si trascurano la divergenza dei fasci e la radiazione di stato iniziale, i due τ vengono prodotti collinearmente e con energia pari a quella dei fasci. In tal caso la struttura dell'evento, proiettata nel piano $R\phi$ è mostrata in figura 6.1. Il parametro

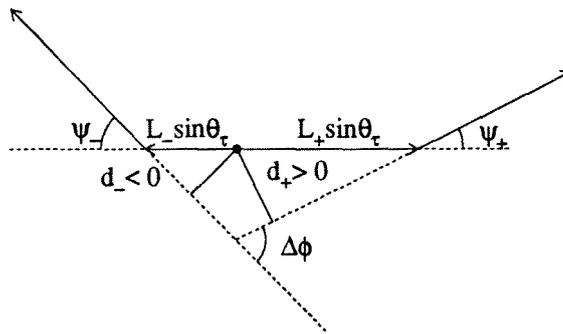


Figura 6.1: Evento τ 1-1 proiettato nel piano $R\Phi$

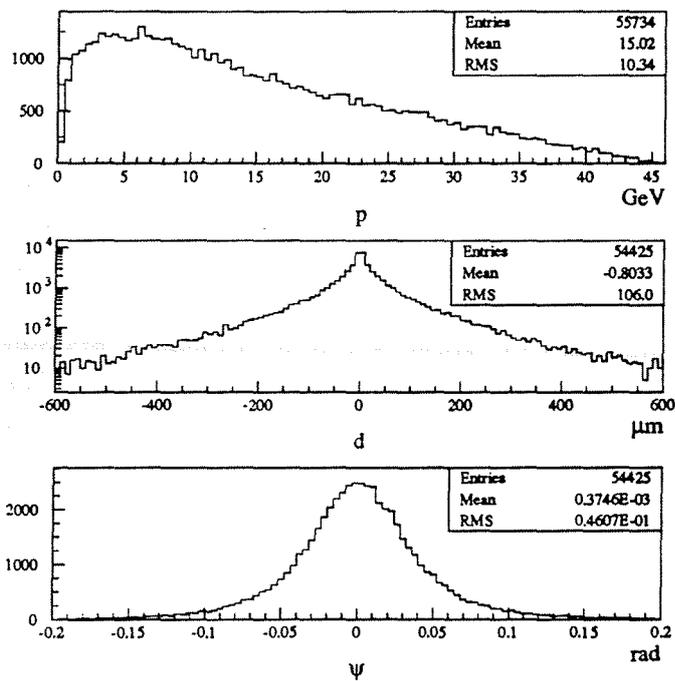


Figura 6.2: Distribuzione di momento, parametro di impatto e angolo di decadimento attese per i prodotti di decadimento osservati a LEP.

di impatto di una traccia su tale piano è già stato definito nella sezione 2.2: esso è la distanza di minimo approccio della proiezione della traccia al vertice di interazione primario in cui sono prodotti i due τ , con una segnatura data dal segno della componente z del momento angolare rispetto al vertice.

Con questa convenzione di segno il parametro d'impatto di uno dei prodotti di decadimento è dato da:

$$d = L \sin \theta \sin \psi \quad (6.1)$$

dove L è la distanza percorsa dal τ prima di decadere, θ l'angolo polare a cui il τ è stato prodotto e ψ l'angolo di decadimento nel piano $R\phi$, positivo andando in senso antiorario. La distribuzione di d è quindi determinata dalla distribuzione esponenziale della lunghezza di volo, dalla distribuzione polare delle coppie prodotte e dalla distribuzione degli angoli di decadimento.

Dal punto di vista sperimentale la distribuzione di $\sin \theta$ è determinata principalmente dall'accettanza dell'esperimento. L e $\sin \psi$ dipendono entrambe dall'energia del τ nel sistema di riferimento del laboratorio, ma per $\gamma\beta \gg 1$ sono anticorrelate, di modo che $\langle |L \sin \psi| \rangle$ è circa costante e proporzionale a $c\tau$ (2.8) [2]. Infine la distribuzione esatta di ψ , dipendente dalla polarizzazione e dai rapporti di decadimento, è influenzata dai criteri di selezione degli eventi che possono avere efficienze diverse per i diversi canali e/o sopprimere alcune regioni nello spazio delle fasi. Gli ordini di grandezza di alcune quantità significative sono mostrati in figura 6.2: con una selezione del tipo di quella applicata nell'analisi descritta nel capitolo successivo, ci si attende, per un'energia dei fasci di 45.6 GeV, di avere $\psi_{\text{rms}} \approx 36$ mrad e $L = 2.3$ mm per una vita media di 300 fs; lo spettro energetico dei prodotti di decadimento, che si estende in tutta la regione da 0 a 45 GeV, ha un valor medio di 15 GeV.

Per quanto riguarda la determinazione sperimentale di d , su di essa pesano sostanzialmente due tipi di incertezze: quelle legate alla ricostruzione della traccia e quelle connesse con la posizione del punto di interazione.

L'ultimo punto può essere valutato approssimando la traccia come una retta. Data la direzione della traccia φ e il parametro d'impatto rispetto all'origine degli assi d_0 , essa ha equazione $x \sin \varphi - y \cos \varphi - d_0 = 0$. Il parametro di impatto rispetto ad un vertice (x_v, y_v) è dato da:

$$d = d_0 - x_v \sin \varphi + y_v \cos \varphi \quad (6.2)$$

A LEP, per eventi adronici, il vertice di interazione può essere determinato per ogni evento, ricostruendo il punto di provenienza delle tracce adroniche. Questo non è possibile nel caso di una coppia di τ , per cui come vertice di produzione si prende per definizione il centro della regione di interazione. In DELPHI esso viene determinato [3] circa ogni 300 eventi adronici ricostruiti nell'apparato. Essa ha un profilo approssimativamente gaussiano con $\sigma_x = 100 \mu\text{m}$, mentre, a causa della radiazione di sincrotrone che riduce l'altezza del fascio [4], si ha $\sigma_y < 8 \mu\text{m}$. L'errore nella determinazione del centroide di questa regione è dell'ordine di $8 \mu\text{m}$ in x e $6 \mu\text{m}$ in y . Il risultato finale è

Nel momento in cui si effettuano la somma e la differenza dei parametri di impatto si ottiene:

$$\sigma_{d_+ + d_-} = \sigma_{d_+, \text{tr.}}^2 + \sigma_{d_-, \text{tr.}}^2 + (\sin \varphi_+ + \sin \varphi_-)^2 \sigma_{x_v}^2 + (\cos \varphi_+ + \cos \varphi_-)^2 \sigma_{y_v}^2 \quad (6.7)$$

$$\sigma_{d_+ - d_-} = \sigma_{d_+, \text{tr.}}^2 + \sigma_{d_-, \text{tr.}}^2 + (\sin \varphi_+ - \sin \varphi_-)^2 \sigma_{x_v}^2 + (\cos \varphi_+ - \cos \varphi_-)^2 \sigma_{y_v}^2 \quad (6.8)$$

$$\sigma_{\varphi_+ - \varphi_-} = \sigma_{\varphi_+, \text{tr.}}^2 + \sigma_{\varphi_-, \text{tr.}}^2 \quad (6.9)$$

in cui si può notare che, a causa dell'approssimativa collinearità dei prodotti di decadimento, il contributo del fascio all'errore sulla somma dei parametri d'impatto è trascurabile, mentre può diventare dominante nella differenza. I termini non diagonali della matrice di correlazione che coinvolgono $d_+ + d_-$ risultano molto piccoli:

$$\begin{aligned} \text{Cov}_{d_+ + d_-, d_+ - d_-} &= \sigma_{d_+, \text{tr.}}^2 - \sigma_{d_-, \text{tr.}}^2 + (\sin^2 \varphi_+ - \sin^2 \varphi_-) \sigma_{x_v}^2 \\ &\quad + (\cos^2 \varphi_+ - \cos^2 \varphi_-) \sigma_{y_v}^2 \end{aligned} \quad (6.10)$$

$$\text{Cov}_{d_+ + d_-, \varphi_+ - \varphi_-} = \rho_{d, \varphi} \sigma_{d_+, \text{tr.}} \sigma_{\varphi_+, \text{tr.}} - \rho_{d, \varphi} \sigma_{d_-, \text{tr.}} \sigma_{\varphi_-, \text{tr.}} \quad (6.11)$$

mentre rimane significativa la correlazione tra la differenza dei parametri di impatto $d_+ - d_-$ e l'acoplanarità $\varphi_+ - \varphi_-$:

$$\text{Cov}_{d_+ - d_-, \varphi_+ - \varphi_-} = \rho_{d, \varphi} \sigma_{d_+, \text{tr.}} \sigma_{\varphi_+, \text{tr.}} + \rho_{d, \varphi} \sigma_{d_-, \text{tr.}} \sigma_{\varphi_-, \text{tr.}} \quad (6.12)$$

La diagonalizzazione approssimata della matrice di covarianza delle osservabili è una delle ragioni per lo sviluppo di due metodi che tra di loro sono complementari e che permettono di utilizzare al meglio l'informazione dell'evento, separando le due sorgenti principali dell'errore di ricostruzione.

6.2 Differenza dei parametri di impatto

Il metodo della differenza dei parametri di impatto è stato sviluppato all'interno della collaborazione ALEPH [5] ed applicato nella collaborazione DELPHI dal 1991. L'idea fondamentale di questo metodo consiste nell'osservare che, effettuando la media sulle lunghezze di decadimento nella formula che determina la differenza dei parametri di impatto:

$$d_+ - d_- = \sin \theta_\tau (L_+ \sin \psi_+ - L_- \sin \psi_-) \quad (6.13)$$

si ottiene:

$$\begin{aligned} \langle d_+ - d_- \rangle &= \langle L \rangle \sin \theta_\tau (\sin \psi_+ - \sin \psi_-) \\ &\approx \langle L \rangle \sin \theta_\tau (\psi_+ - \psi_-) \end{aligned} \quad (6.14)$$

e che, mentre gli angoli di decadimento ψ_\pm non sono misurabili direttamente, lo è invece la loro differenza (fig. 6.1):

$$\psi_+ - \psi_- = \varphi_+ - \varphi_- + \pi$$

Esiste quindi una relazione lineare tra il valor medio della differenza dei parametri di impatto e l'acoplanarità dell'evento, il cui coefficiente di proporzionalità è la lunghezza di decadimento.

Nell'equazione (6.14) i parametri di impatto e l'acoplanarità sono misurati in modo diretto. Il valore di $\sin \theta_\tau$ può essere stimato dall'asse di *thrust* dell'evento con sufficiente precisione, sia per il piccolo angolo di apertura dei prodotti di decadimento, sia per il fatto che l'analisi viene limitata alla regione del *barrel*, dove il $\sin \theta$ è una funzione lentamente variabile dell'angolo polare. Infine il coefficiente di dilatazione relativistico $\gamma\beta$ che connette il valore misurato di $\langle L \rangle$ con la vita media può essere calcolato dall'energia dei fasci e dalla massa del τ .

Sostituendo in (6.14) le varie quantità osservabili si ottiene la formula:

$$\langle d_+ - d_- \rangle = \left(\frac{p_\tau(E_{\text{ref.}})}{m_\tau} c\tau_\tau \right) \frac{p_\tau(\sqrt{s}/2)}{p_\tau(E_{\text{ref.}})} \sin \theta_{\text{thrust}} (\phi_+ - \phi_- \pm \pi) \quad (6.15)$$

dove si è fissata una certa energia di riferimento, E_{ref} cui normalizzare la lunghezza di decadimento. Il metodo consiste nel determinare la lunghezza di decadimento all'energia di riferimento:

$$L = \frac{p_\tau(E_{\text{ref.}})}{m_\tau} c\tau_\tau$$

attraverso una minimizzazione di χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Y_i - LX_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (6.16)$$

$$Y_i = d_{+i} - d_{-i} \quad (6.17)$$

$$X_i = \frac{p_\tau(\sqrt{s}/2)}{p_\tau(E_{\text{ref.}})} \sin \theta_{\text{thrust}} (\phi_+ - \phi_- \pm \pi) \quad (6.18)$$

$$\sigma^2 = \sigma_\tau^2 + \sigma_{\text{b.s.}}^2 + \sigma_{\text{tr.}}^2 \quad (6.19)$$

dove il peso $1/\sigma^2$ attribuito ad ogni evento contiene contributi derivanti dalla larghezza intrinseca della distribuzione delle lunghezze di decadimento, σ_τ , dagli errori del tracciamento, $\sigma_{\text{tr.}}$, e dall'incertezza sul vertice di produzione $\sigma_{\text{b.s.}}$. Il valore tipico di tali contributi è rispettivamente di 150, 50 e 160 μm . La scelta di tale procedura di minimizzazione è possibile perché l'errore sull'acoplanarità, $\sigma_X \approx 0.5$ mrad, è piccolo rispetto all'acoplanarità tipica di un evento τ , $X_{\text{rms}} = 50$ mrad, mentre l'errore sul parametro d'impatto risulta dello stesso ordine del parametro di impatto stesso, ≈ 100 μm .

Osservando le distribuzioni delle variabili X e Y , la correlazione è in effetti molto evidente ed il metodo appare facilmente praticabile (fig. 6.3), tuttavia, dietro l'apparente semplicità delle (6.15) e (6.16), si celano tuttavia numerose complicazioni. Infatti esistono numerosi effetti che possono indurre un *bias* nella misura:

- a causa della radiazione di stato iniziale,

$$p_\tau(\sqrt{s}/2) \neq \sqrt{\frac{s}{4} - m_\tau^2}$$

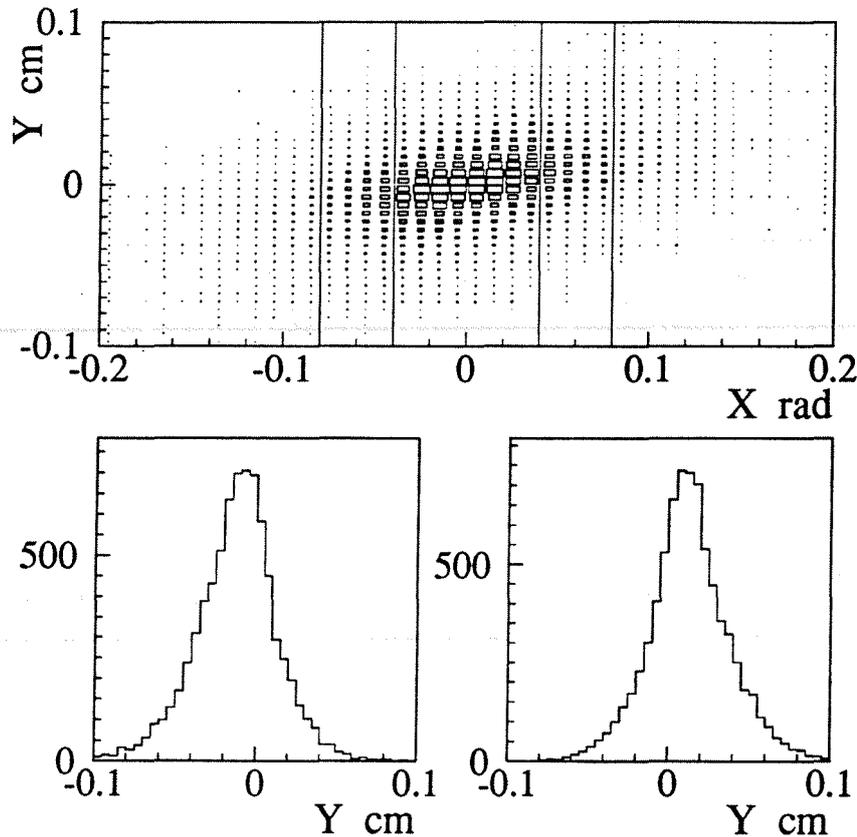


Figura 6.3: Distribuzione di Y in funzione di X per eventi simulati: la correlazione è visibile; la proiezione delle due fette di eventi mostra chiaramente l'asimmetria della distribuzione dovuta alla vita media.

- per la stessa ragione, l'ipotesi di collinearità dei τ prodotti può essere violata; in tali casi l'acoplanarità ha un valore maggiore di quello atteso, introducendo un *bias* verso valori più bassi della vita media misurata;
- l'approssimazione fatta per piccoli angoli $\sin \psi \approx \psi$ introduce un piccolo aumento dell'acoplanarità, riducendo anch'essa la vita media determinata;
- la perdita di energia (particolarmente rilevante per e) tende ad aumentare il parametro di impatto delle tracce positive e a diminuire quello delle tracce negative, introducendo uno spostamento nella retta della (6.16);
- la correlazione tra φ e d induce un *bias* che tende ad aumentare la vita media;

ciò è particolarmente significativo per quegli eventi in cui una delle particelle viene deviata in misura notevole da un'interazione con del materiale: in tal caso l'evento presenta grande acoplanarità, ma il coefficiente di proporzionalità con d è ora il raggio a cui è avvenuta l'interazione, molto maggiore di L ;

- per ridurre le fluttuazioni indotte da eventi con grossi errori di ricostruzione, viene applicata una procedura di eliminazione degli eventi con i maggiori valori di $|Y - LX|$, tuttavia, data l'asimmetria della distribuzione di X (fig. 6.3), questo tende ad abbassare significativamente la vita media determinata;
- gli eventi di fondo hanno distribuzioni di Y e X diverse da quelle degli eventi di segnale e possono alterare il risultato della misura.

La maggior parte di questi effetti sistematici può essere stimata in modo affidabile attraverso la simulazione perché riguardano principalmente processi fisici che si suppongono teoricamente ben noti, quali la produzione radiativa di coppie $\tau^+\tau^-$, o procedure matematicamente ben definite, come il troncamento di una distribuzione asimmetrica. La tecnica utilizzata per valutare con precisione l'entità di tutti questi effetti sarà descritta nel prossimo capitolo e permette di mantenere tutti gli errori ad essi collegati sotto controllo.

Di un certo interesse è la stima dell'errore statistico connesso con questo procedimento di misura. L'errore intrinseco è dato dalle fluttuazioni statistiche dell'estimatore di vita media in assenza di errori di misura. In tal caso la minimizzazione di χ^2 (6.16) fornisce come valore della lunghezza di decadimento stimata L_{stimata} :

$$L_{\text{stim.}} = \frac{\sum_i Y_i X_i}{\sum_i X_i^2} \quad (6.20)$$

$$= \frac{\sum_i (L_{+,i} \alpha_{+,i} - L_{-,i} \alpha_{-,i})(\alpha_{+,i} - \alpha_{-,i})}{\sum_i (\alpha_{+,i} - \alpha_{-,i})^2} \quad (6.21)$$

$$\alpha_{\pm} = \sin \theta_{\tau} \psi_{\pm}$$

È immediato rendersi conto che $\langle L_{\text{stim.}} \rangle = L$. L'incertezza su questa stima è data dalla varianza della distribuzione di $L_{\text{stim.}}$:

$$\sigma_L^2 = \langle (L_{\text{stim.}} - L)^2 \rangle$$

che si può calcolare facilmente, tenendo conto che le L_{\pm} e le α_{\pm} sono grandezze scorrelate e $\langle (L_{\pm} - L)^2 \rangle = L^2$:

$$\sigma_L^2 = \frac{L^2}{2N+1} \left(\frac{1 + \frac{\langle \alpha^4 \rangle}{\langle \alpha^2 \rangle^2}}{1 + \frac{\langle \alpha^4 \rangle}{(2N+1)\langle \alpha^2 \rangle^2}} \right) \quad (6.22)$$

Poiché $\langle \alpha^4 \rangle > \langle \alpha^2 \rangle^2$ (come si può facilmente ricavare dalla relazione $\langle (\alpha_+^2 - \alpha_-^2)^2 \rangle > 0$), si ha che $\sigma_L > L/\sqrt{N}$. Con l'effettiva distribuzione di α si ottiene che:

$$\frac{\sigma_L}{L} = \frac{1.2}{\sqrt{N}}$$

che costituisce il limite intrinseco del metodo.

Anche il contributo degli errori di tracciatura, che introducono una correlazione tra i d_{\pm} e gli α_{\pm} , può essere approssimativamente stimato considerando il coefficiente di correlazione pari ad 1. In tal caso

$$\begin{aligned} X_i &= X_{i,\text{vero}} + \delta X_i \\ Y_i &= Y_{i,\text{vero}} + \delta Y_i = L X_{i,\text{vero}} + R \delta X_i \end{aligned}$$

dove R è un coefficiente dell'ordine della lunghezza di estrapolazione, pari a qualche centimetro. Sostituendo nella (6.20) si ottiene:

$$L_{\text{stim.}} = \frac{\sum_i L X_{i,\text{vero}}^2 + (L+R) X_{i,\text{vero}} \delta X_i + R \delta X_i^2}{\sum_i X_{i,\text{vero}}^2 + 2 X_{i,\text{vero}} \delta X_i + \delta X_i^2} \quad (6.23)$$

$$\approx L \left[1 + \left(\frac{R}{L} - 1 \right) \frac{\sum_i X_{i,\text{vero}} \delta X_i}{\sum_i X_{i,\text{vero}}^2} \right] \quad (6.24)$$

dove il termine in parentesi permette di valutare il contributo dell'errore di ricostruzione alla varianza dell'estimatore:

$$\frac{\sigma_L}{L} = \frac{1}{\sqrt{N}} \left| \frac{R}{L} - 1 \right| \frac{\sigma_X}{X_{\text{rms}}}$$

che è dell'ordine del 10%, trascurabile se sommato in quadratura con quello intrinseco.

Un contributo molto più significativo è quello che viene dall'incertezza sul punto di produzione. Siccome esso è molto diverso da evento a evento, per la sua stima bisogna utilizzare la formula corretta per la presenza di pesi:

$$L_{\text{stim.}} = \frac{\sum_i \frac{X_i Y_i}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{X_i^2}{\sigma_i^2}} \quad (6.25)$$

da cui si ricava:

$$\sigma_L^2 = \frac{1}{N \langle X^2 \rangle} \left\langle \frac{1}{\sigma^2} \right\rangle^{-1} \quad (6.26)$$

Il valore di $\langle 1/\sigma^2 \rangle$ è dato approssimativamente dall'integrale:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\sigma^2} \right\rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{\sigma_0^2 + 4 \sin^2 \varphi \sigma_{x_v}^2 + 4 \cos^2 \varphi \sigma_{y_v}^2} \\ &= \frac{1}{\sqrt{\sigma_0^4 + 4\sigma_0^2(\sigma_{x_v}^2 + \sigma_{y_v}^2) + 16\sigma_{x_v}^2 \sigma_{y_v}^2}} \end{aligned} \quad (6.27)$$

dove ad un termine costante $\sigma_0 \approx \sigma_r \sim 150 \mu\text{m}$ è stato aggiunto il termine $\sigma_{\text{b.s.}}$ dipendente dall'angolo azimutale. Poiché $\sigma_{y_v} = 10 \mu\text{m}$ è trascurabile rispetto sia a

$\sigma_{x_v} = 100 \mu\text{m}$ che a σ_0 , l'errore sul punto di produzione si traduce in un effettivo aumento dell'incertezza media pari a

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \sqrt{1 + \frac{4\sigma_{x_v}^2}{\sigma_0^2}} \approx 1.8\sigma_0^2 \quad (6.28)$$

Si vede quindi che a LEP la dimensione della regione di interazione contribuisce in modo significativo al peggioramento della precisione della misura rispetto al limite intrinseco dato dalla sola σ_0 .

Sebbene condotta in maniera approssimata, la discussione fatta qui sulla determinazione dell'errore statistico fornisce comunque gli ordini di grandezza corretti dei diversi contributi. Essa mostra che, mentre gli effetti sistematici discussi precedentemente sono tutti calcolabili con buona precisione attraverso la simulazione, l'errore statistico aggiuntivo derivante dall'incertezza sul punto di produzione è uno dei fattori limitanti del metodo. Con le dimensioni attuali del profilo del fascio, si ottiene:

$$\frac{\sigma_L}{L} = \frac{1.7}{\sqrt{N}}$$

per l'errore statistico ottenibile con la procedura.

6.3 Somma dei parametri di impatto

La somma dei parametri di impatto, come già indicato nella sezione 4.2.3, equivale alla separazione delle due tracce all'origine. Come mostrato in (6.7), essa non dipende dal punto di produzione e rappresenta il tentativo di superare le limitazioni dovute alla dimensione della regione di interazione. In questo metodo gli errori sul parametro di impatto vengono solo dal tracciamento e quindi è maggiore l'importanza dell'accuratezza del rivelatore di vertice.

Nel caso della somma dei parametri di impatto non è possibile applicare il metodo utilizzato per la differenza perché la somma degli angoli di decadimento non è direttamente misurabile. In questo caso bisogna determinare esplicitamente la forma della distribuzione di $\Delta = d_+ + d_-$:

$$P(\Delta) = \int d\psi_+ d\psi_- dL_+ dL_- \frac{1}{L^2} e^{-\frac{L_+ + L_-}{L}} f(\psi_+) f(\psi_-) \delta(\Delta - L_+ \psi_+ - L_- \psi_-) \quad (6.29)$$

dove si è posto che le distribuzioni degli angoli di decadimento, $f(\psi)$, per le particelle positive e negative siano identiche e scorrelate. L'integrale rispetto alle lunghezze di decadimento può essere svolto analiticamente, avendo cura di valutare correttamente gli estremi di integrazione. Con l'ulteriore ipotesi $f(-\psi) = f(\psi)$ esso può essere espresso nella forma:

$$P(\Delta|L) = \int_{\psi_+, \psi_- > 0} d\psi_+ d\psi_- f(\psi_+) f(\psi_-) \times \left[\frac{1}{L(\psi_+ - \psi_-)} \left(e^{-\frac{|\Delta|}{L\psi_+}} - e^{-\frac{|\Delta|}{L\psi_-}} \right) + \frac{1}{L(\psi_+ + \psi_-)} \left(e^{-\frac{|\Delta|}{L\psi_+}} + e^{-\frac{|\Delta|}{L\psi_-}} \right) \right] \quad (6.30)$$

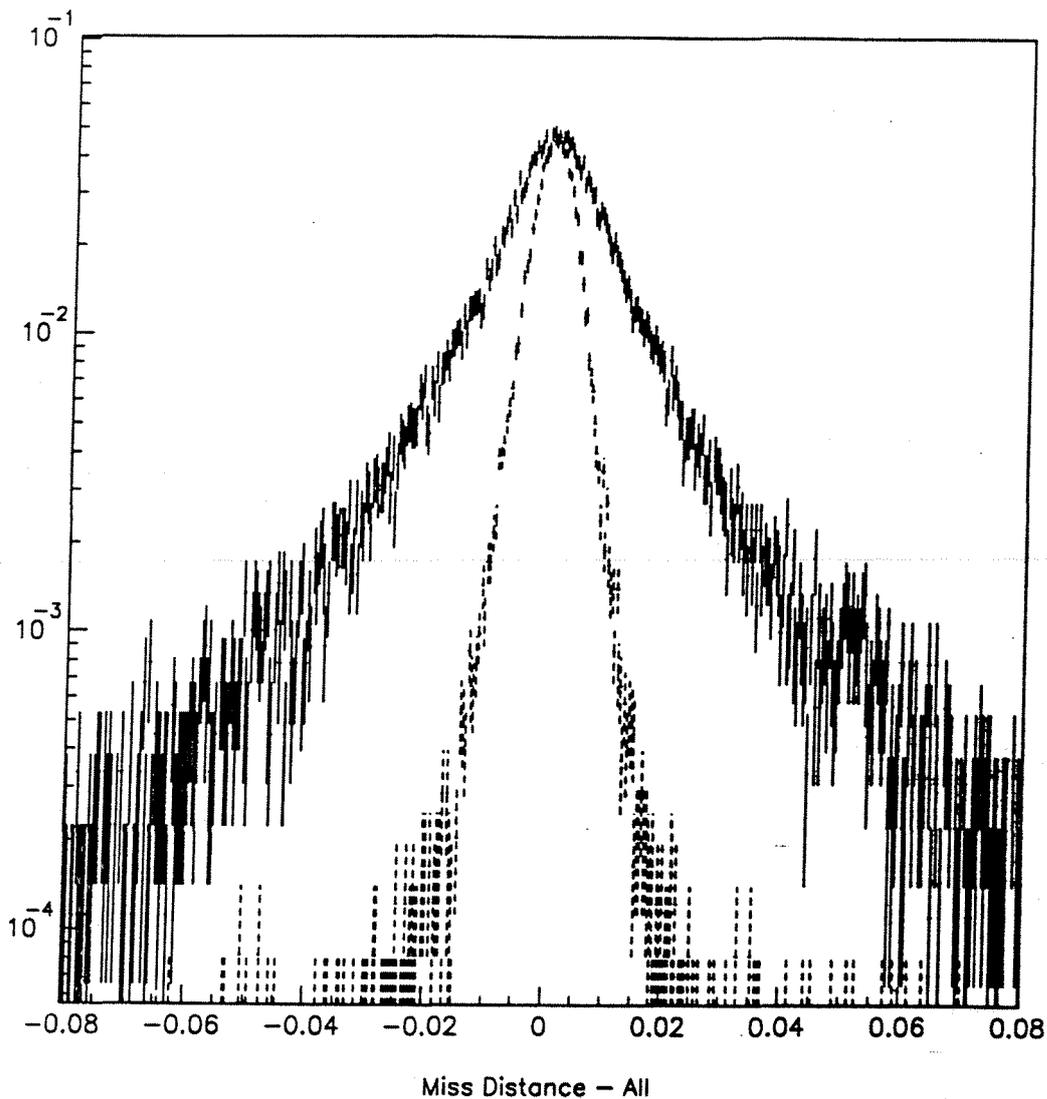


Figura 6.4: Distribuzione della somma dei parametri d'impatto per eventi simulati per un τ con vita media 300 fs (linea continua) e per un τ fittizio con vita media 0 fs: la procedura di determinazione della vita media deve valutare la differenza tra le due distribuzioni.

Da questo risultato segue che, come ci si attendeva, la distribuzione contiene l'informazione della vita media attraverso il parametro di scala L (fig. 6.4). L'estrazione di tale valore richiede la conoscenza dettagliata della distribuzione degli angoli di decadimento, che non è richiesta nel metodo della differenza. La misura di L viene effettuata con il metodo della massima verosimiglianza, ed in pratica coincide con una determinazione di $\langle |\Delta| \rangle$.

La distribuzione (6.30) deve essere convoluta con gli errori sperimentali sulla ricostruzione di Δ . Siccome l'informazione sulla vita media è contenuta solo nella larghezza

della distribuzione di Δ e non nel suo valor medio, la risoluzione dell'apparato introduce un aumento della larghezza che deve essere valutato con estrema precisione, poiché è strettamente anticorrelato con la vita media determinata. In pratica la situazione è opposta a quella che si ha nella differenza dei parametri di impatto: in quel caso la risoluzione nella determinazione della differenza fornisce un grande contributo all'errore statistico, ma dà un errore sistematico trascurabile, poiché induce un *bias* minimo attraverso la correlazione tra φ e d . Ora invece l'errore statistico indotto dalla risoluzione è trascurabile, dato che $\sigma_{\Delta}/\Delta \approx 1/3$, ma il *bias* risultante è estremamente significativo.

L'espressione complessa della (6.30) non permette di valutare in maniera immediata l'errore statistico atteso dalla procedura, tuttavia si può presumere sia leggermente superiore a quello della differenza dei parametri di impatto senza il contributo dato dal profilo del fascio, dato che non si fa uso di alcuna informazione angolare.

L'approccio usato in DELPHI per determinare la vita media è una massimizzazione del logaritmo della verosimiglianza:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_i \ln P(\Delta_i | \tau, \sigma)$$

La risoluzione ottenuta è pari a $\sigma_{\tau}/\tau = 1.4/\sqrt{N}$. Nell'ambito della collaborazione ALEPH sono state tentate altre strade per sfruttare l'informazione angolare dell'evento [6, 7], od utilizzare delle $f(\psi)$ dipendenti dal momento dei prodotti di decadimento [7]. In questo modo si riesce ad utilizzare in maniera più efficiente l'informazione contenuta nell'evento e ciò permette di migliorare la risoluzione, ottenendo rispettivamente $\sigma_{\tau}/\tau = 1.35/\sqrt{N}$ e $1.2/\sqrt{N}$.

Per quanto riguarda gli errori sistematici, oltre a quelli connessi alla funzione di risoluzione, un altro contributo nasce nella determinazione della distribuzione degli angoli di decadimento, sensibile ai rapporti di decadimento e alla polarizzazione.

6.4 Considerazioni statistiche

Poiché entrambi i metodi citati utilizzano lo stesso campione di eventi, esiste una correlazione significativa tra le due determinazioni. L'origine di tale correlazione è essenzialmente intrinseca, dovuta alle fluttuazioni del tempo di decadimento. Essendo invece gli errori sperimentali in prima approssimazione scorrelati (si veda la (6.10)), essi contribuiscono a diluire tale correlazione. La correlazione è ulteriormente ridotta dal fatto che, come accennato nelle sezioni precedenti, i due metodi sono sensibili ad errori sistematici differenti.

La determinazione della correlazione tra le misure è un aspetto fondamentale nel momento in cui si tratta di combinarle per fornire un'unica determinazione della vita media. Risulta anche importante semplicemente per valutare l'opportunità di applicarli entrambi o piuttosto di utilizzare uno dei due unicamente come controllo del risultato dell'altro.

Un esempio didattico

Per rendersi qualitativamente conto di come sorga questa correlazione, si può ricorrere ad un semplice esercizio di statistica: si supponga di voler determinare una lunghezza di decadimento utilizzando le combinazioni lineari $L_1 = L_+ + L_-$ e $L_2 = L_+ - L_-$ anziché le usuali L_+ e L_- .

La distribuzione di probabilità di L_1 è data da:

$$P(L_1) = \frac{L_1}{L^2} e^{-\frac{L_1}{L}} \quad 0 < L_1 < +\infty$$

ed il miglior estimatore di L con il metodo della massima verosimiglianza è:

$$L_{\text{stim},1} = \frac{\sum_i L_{1,i}}{2N}$$

ed ha una varianza:

$$\langle (L_{\text{stim},1} - L)^2 \rangle = \frac{L^2}{2N}$$

Le quantità analoghe con la differenza delle lunghezze di decadimento sono:

$$P(L_2) = \frac{1}{2L} e^{-\frac{|L_2|}{L}} \quad -\infty < L_2 < +\infty$$

$$L_{\text{stim},2} = \frac{\sum_i |L_{2,i}|}{N}$$

$$\langle (L_{\text{stim},2} - L)^2 \rangle = \frac{L^2}{N}$$

Ora, L_1 e L_2 sono scorrelate, infatti è immediato verificare che:

$$\langle L_1 L_2 \rangle = \langle L_1 \rangle \langle L_2 \rangle = 2L \cdot 0$$

ma, essendo la stima di vita media dipendente non da L_2 , ma da $|L_2|$, risultano correlati gli estimatori ed il termine non diagonale della matrice di correlazione vale:

$$\langle (L_{\text{stim},1} - L)(L_{\text{stim},2} - L) \rangle = \frac{L^2}{2N}$$

che corrisponde ad un coefficiente di correlazione pari a $1/\sqrt{2}$.

Le due stime devono venir mediate utilizzando le formule che minimizzano la varianza dell'estimatore globale in presenza di correlazione:

$$L_{\text{stim}} = w_1 L_{\text{stim},1} + w_2 L_{\text{stim},2} \quad (6.31)$$

$$w_1 = \frac{\sigma_2(\sigma_2 - \rho\sigma_1)}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\rho\sigma_1\sigma_2} \quad (6.32)$$

$$w_2 = \frac{\sigma_1(\sigma_1 - \rho\sigma_2)}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\rho\sigma_1\sigma_2} \quad (6.33)$$

$$\sigma_L^2 = (1 - \rho^2) \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\rho\sigma_1\sigma_2} \quad (6.34)$$

Con i valori ottenuti in questo esercizio si scopre che $w_2 = 0$ e $\sigma_L = \sigma_1$. Ciò è quanto ci si poteva attendere, poiché $L_{stim,1}$ coincide esattamente con l'estimatore che si impiegherebbe se si usassero direttamente le lunghezze di decadimento:

$$L_{stim} = \frac{\sum_i L_{+,i} + L_{-,i}}{2N}$$

e l'altra combinazione lineare non porta ulteriore informazione.

Determinazione della correlazione

Ritornando al nostro caso, qualitativamente si può immaginare che nel caso in cui $\psi_+\psi_- > (<)0$, allora è la somma (differenza) dei parametri di impatto a portare informazione, mentre l'altra combinazione risulta sovrabbondante. Questa ridondanza risulta in un coefficiente di correlazione non nullo che si traduce in un aumento dell'errore rispetto all'usuale media pesata.

Il coefficiente di correlazione tra i due metodi è stato calcolato applicando a 60 campioni di 1800 eventi Monte Carlo le procedure di determinazione della vita media discusse nel prossimo capitolo. Esso poi è stato determinato dalla relazione:

$$\rho = \frac{\langle(L_{d_++d_-} - \langle L \rangle)(L_{d_+-d_-} - \langle L \rangle)\rangle}{\sqrt{\langle(L_{d_++d_-} - \langle L \rangle)^2\rangle\langle(L_{d_+-d_-} - \langle L \rangle)^2\rangle}} \quad (6.35)$$

Ciò ha fornito un coefficiente di correlazione pari a:

$$\rho = 0.3 \pm 0.1$$

6.5 Confronto con i metodi classici

Concludiamo questo capitolo effettuando un confronto tra i metodi illustrati in questa tesi e quelli classici noti in precedenza, per meglio valutare l'utilità dell'approccio qui seguito.

Il metodo principe è quello della misura diretta della lunghezza di decadimento. Dal punto di vista statistico esso fornisce un errore pari a

$$\frac{\sigma_L}{L} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{1 + \frac{\sigma_{L,ric.}^2}{L^2}}$$

dove il fattore numerico a LEP è molto vicino a 1 (in DELPHI, dove $\sigma_{L,ric.} \approx 750 \mu\text{m}$ [9], esso vale 1.05). Questa situazione è molto diversa ad energie inferiori, dove, essendo L minore, essa diventa confrontabile con la larghezza del fascio e quindi l'errore di ricostruzione non è assolutamente trascurabile (recenti risultati di CLEO [10] danno un errore statistico $\sigma_L/L = 2.7/\sqrt{N}$).

Per confrontare le potenzialità dei differenti metodi è necessario normalizzare queste stime in base al numero totale di eventi $\tau^+\tau^-$ prodotti. Poiché gli eventi 1-1 sono il

73% degli eventi totali, mentre il rimanente è essenzialmente costituito da eventi con uno o due decadimenti in 3 tracce cariche, si ottiene che:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma_L}{L}\right)_{\text{differenza}} &= \frac{1.7}{\sqrt{0.73N_{\tau\tau}}} = \frac{2}{\sqrt{N_{\tau\tau}}} \\ \left(\frac{\sigma_L}{L}\right)_{\text{somma}} &= \frac{1.4}{\sqrt{0.73N_{\tau\tau}}} = \frac{1.6}{\sqrt{N_{\tau\tau}}} \\ \left(\frac{\sigma_L}{L}\right)_{\text{lung. di volo}} &= \frac{1.05}{\sqrt{0.29N_{\tau\tau}}} = \frac{2}{\sqrt{N_{\tau\tau}}} \end{aligned} \quad (6.36)$$

che mostra come i metodi abbiano precisioni molto simili, quindi è significativo utilizzare entrambe le topologie di decadimento del τ , sia in una che tre tracce cariche.

Nelle topologie con decadimento in una sola traccia carica, prima dei metodi con somma e differenza dei parametri di impatto, è stato utilizzato quello del singolo parametro di impatto [2]. In tal caso l'informazione sulla vita media viene estratta dalla distribuzione del parametro di impatto con la segnatura detta della *vita media* (si veda la sezione 2.1.2). Con questa segnatura si induce automaticamente un'asimmetria verso valori positivi del parametro di impatto dovuta alla vita media. Il valore della vita media può essere determinato con il metodo della massima verosimiglianza, applicato alla distribuzione oppure da una media troncata del valore del parametro di impatto [5, 9, 12, 11]. Questo metodo in qualche modo contiene parte delle limitazioni di entrambi gli altri due: da una parte esso è statisticamente limitato dall'incertezza sul punto di produzione, dall'altra i maggiori errori sistematici vengono dalla necessità di conoscere in dettaglio la funzione di risoluzione e la distribuzione degli angoli di decadimento. La misura ha quindi una risoluzione simile a quella della differenza dei parametri di impatto, con due effetti che tendono a compensarsi: da una parte si ha in più l'informazione sugli angoli di decadimento, dall'altra si può usufruire di una maggiore statistica poiché si possono utilizzare sia le tracce di eventi 1-3, sia quelle degli eventi 1-1 in cui i tagli di qualità eliminano una sola delle due tracce.

Allo stato attuale il metodo del singolo parametro di impatto fornisce una risoluzione dell'ordine di $3.1/\sqrt{N_{\text{tracce}}}$ [13]. Normalizzandolo al numero di coppie di τ come è stato fatto per gli altri metodi si ottiene:

$$\left(\frac{\sigma_L}{L}\right)_{\text{singolo } d} = \frac{3.1}{\sqrt{1.5N_{\tau\tau}}} = \frac{2.5}{\sqrt{N_{\tau\tau}}} \quad (6.37)$$

che mostra che in generale la risoluzione del metodo non è ottimale.

Mentre il coefficiente di correlazione tra il metodo del singolo parametro di impatto e quello della somma è dello stesso ordine di quello tra somma e differenza dei parametri di impatto, risulta che singolo parametro di impatto e differenza dei parametri di impatto sono molto correlati per via del contributo comune dato dall'incertezza sulla regione di interazione. Questo rende superfluo utilizzare tutti e tre i metodi contemporaneamente, mentre la scelta ottimale per una combinazione dei due porta a preferire senz'altro quelli della somma e della differenza dei parametri di impatto.

Bibliografia

- [1] L. Montanet et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev.* **D50** (1994) 1173
- [2] L. Lyons e S. B. Saxton, *Rep. Progr. Phys.* **52** (1989) 1015 e referenze ivi contenute
- [3] W. Trischuk, CERN
- [4] P. Germain, *Introduction aux Accélérateur de Particules*, CERN 89-07
- [5] D. Decamp et al. (ALEPH Collaboration), *Phys. Lett.* **B279** (1992) 411
- [6] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration), *Phys. Lett.* **B297** (1992) 432
- [7] ALEPH Collaboration, contributo a *27th International Conference on High Energy Physics*, Glasgow 1994, ICHEP94 Ref. 0574
- [8] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), *Phys. Lett.* **B302** (1993) 356
- [9] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), *Phys. Lett.* **B267** (1991) 422
- [10] C. White, *Precision measurement of τ lifetime at CLEO II*, presentazione al *3rd Workshop on τ Lepton Physics*, Montreux 1994.
- [11] P. D. Acton et al. (OPAL Collaboration), *Zeit. Phys.* **C59** (1993) 183
- [12] P. Adriani et al. (L3 Collaboration), *Phys. Rep.* **293** (1993) 1
- [13] M. Biasini, *τ Lepton Lifetime: Classical 1-Prong Impact Parameter Measurements*, presentazione al *3rd Workshop on τ Lepton Physics*, Montreux 1994,

Capitolo 7

Determinazione della vita media del

τ

Dopo aver discusso nel capitolo precedente i metodi utilizzati per la determinazione della vita media, questo capitolo sarà dedicato alla presentazione dei dettagli dell'analisi dati ed alla valutazione degli errori sistematici. Infine i risultati provenienti dai due metodi della somma e della differenza dei parametri di impatto saranno combinati in un unico valore per la vita media.

7.1 Selezione degli eventi

La selezione degli eventi avviene attraverso tre fasi:

- selezione di coppie $\tau^+\tau^-$;
- selezione delle topologie 1-1;
- applicazione di criteri di qualità sulla ricostruzione dell'evento.

Selezione di coppie $\tau^+\tau^-$

La selezione di coppie $\tau^+\tau^-$ separa i decadimenti leptonici della Z^0 da quelli adronici in base alla molteplicità di particelle cariche ed in seguito sopprime il contributo di eventi dielettronici, dimuonici e a due fotoni. Essa è basata sulla selezione standard di DELPHI [1, 2] con alcune modifiche. I criteri applicati sono riportati di seguito:

- *stato dell'apparato*: si richiede che TPC ed HPC siano funzionanti almeno al 90% di efficienza;
- *eventi di bassa molteplicità*: un numero di tracce cariche da 2 a 6;
- *accettanza nel barrel*: almeno una traccia con angolo polare $43^\circ < \theta < 137^\circ$;

- *soppressione di eventi a due fotoni*: $E_{\text{visibile}} > 8 \text{ GeV}$.
- *separazione dei jet*: il minimo angolo tra due tracce cariche in emisferi opposti deve essere maggiore di 160° ; questo taglio riduce la contaminazione di eventi adronici a bassa molteplicità in cui è frequente avere particelle che occupano la regione tra i due jet principali dell'evento.

Dividendo l'evento in due emisferi con un piano perpendicolare all'asse di thrust e prendendo in ciascuno dei due emisferi la traccia carica di maggior momento si definiscono le ulteriori variabili:

$$\begin{aligned}
 P_{\text{rad}} &= \frac{\sqrt{P_1^2 + P_2^2}}{E_{\text{fascio}}} \\
 P_{\perp} &= \|\vec{P}_{t1} + \vec{P}_{t2}\| \\
 E_{\text{rad}} &= \frac{\sqrt{E_{\text{cono},1}^2 + E_{\text{cono},2}^2}}{E_{\text{fascio}}} \quad \text{nel 1992} \\
 &= \frac{\sqrt{E_{\text{ass},1}^2 + E_{\text{ass},2}^2}}{E_{\text{fascio}}} \quad \text{nel 1993}
 \end{aligned}$$

dove E_{cono} rappresenta l'energia osservata nel calorimetro elettromagnetico entro un cono di semiapertura di 30° attorno alla traccia carica, mentre E_{ass} rappresenta l'energia nel calorimetro elettromagnetico associata alla traccia carica. La differenza tra '92 e '93 è dovuta al diverso algoritmo utilizzato per la ricostruzione degli sciami elettromagnetici nell'HPC nei due anni. Con queste variabili si effettua principalmente il rigetto del fondo dovuto agli altri dileptoni:

- *antiselezione di e^+e^-* : $E_{\text{rad}} < 1$;
- *antiselezione di $\mu^+\mu^-$* : $P_{\text{rad}} < 1$;
- *momento trasverso mancante*: $P_{\perp} > 0.4 \text{ GeV}$; questo taglio, che tiene conto della presenza di energia dovuta a particelle neutre, serve per sopprimere ulteriormente il fondo di eventi a due fotoni, in cui il momento mancante è diretto principalmente lungo l'asse z ;

Infine, nel caso particolare in cui le tracce cariche siano solamente due, vengono applicati dei tagli aggiuntivi per ridurre la contaminazione da dileptoni e raggi cosmici:

- *acollinearità tra le due tracce* $> 0.5^\circ$;
- $|z_1|, |z_2| < 4.5 \text{ cm}$;
- $|z_1 - z_2| < 3.0 \text{ cm}$;

dove z_1, z_2 sono le coordinate z delle tracce estrapolate alla regione di interazione.

Questa procedura seleziona 16919 eventi nel 1992 e 17225 eventi nel 1993, con un'efficienza nella selezione dei τ del 48.5% e contaminazioni residue residue pari al 3.0% nel 1992 e 3.6% nel 1993.

Selezione di topologie 1-1

L'estrazione delle topologie 1-1 presenta il problema del riconoscimento di conversioni dei γ prodotti nei decadimenti del τ . Tali conversioni simulano eventi con tre tracce cariche se entrambi gli e di conversione sono rivelati, o eventi topologicamente impossibili con due tracce cariche nell'emisfero se uno dei due e sfugge alla rivelazione. Per mantenere elevata l'efficienza di selezione, anziché ricostruire direttamente le conversioni, si è preferito utilizzare il rivelatore di vertice come veto, richiedendo l'esistenza di una ed una sola traccia per emisfero con punti associati nel rivelatore di vertice. Questo metodo sfrutta il fatto che la probabilità di una conversione prima del rivelatore di vertice è molto esigua (la camera a vuoto dell'acceleratore ed i primi due strati del microvertice hanno uno spessore complessivo di 0.014 lunghezze di radiazione) e permette di eliminare la maggior parte di decadimenti in 3 particelle cariche mantenendo i decadimenti con una sola particella carica accompagnata da e di conversione. Dopo l'applicazione di questo taglio la contaminazione interna da decadimenti in 3 particelle cariche, dovuta al fatto che le ulteriori tracce cariche o non sono rivelate o non sono associate a punti del microvertice, ammonta al 3.6%.

Criteri di qualità

L'ultimo passo nella selezione invece mira a fissare dei requisiti di qualità nella ricostruzione dell'evento. Questi sono leggermente diversi nelle due analisi, poiché esse sono sensibili ad effetti diversi.

Innanzitutto, i parametri delle tracce vengono ricalcolati utilizzando solamente il segmento ricostruito nella TPC ed i punti nel VD, trascurando le eventuali informazioni dell'OD e dell>ID. Questa scelta è stata fatta perché, soprattutto per quanto riguarda la somma dei parametri di impatto, è importante avere una risoluzione il più possibile uniforme e ben compresa. In tal caso, utilizzare tutti i rivelatori richiederebbe di dividere le tracce ricostruite in varie classi a seconda dell'insieme di moduli che sono entrati nella ricostruzione. Inoltre la risoluzione dell>ID presenta una forte dipendenza dalla posizione nel settore e varia, anche in maniera significativa, da settore a settore, rendendo l'insieme degli errori di ricostruzione disomogeneo. Anche a livello di errori sistematici nel tracciamento, l'utilizzo di soli due rivelatori permette uno studio più semplice degli effetti indotti da un errore di allineamento residuo. D'altra parte, i parametri della traccia in prossimità del vertice di interazione, sono dominati dal VD, mentre la presenza della TPC serve in prevalenza per fissare il momento e le coordinate z e θ della traccia; quindi la rinuncia a parte dei rivelatori traccianti non si traduce in un grave deterioramento della risoluzione.

Dopo aver rideterminato i parametri delle tracce, gli eventi devono soddisfare ulteriori tagli che possono essere raggruppati in tre gruppi. Il primo comprende dei tagli su quantità fisiche che, oltre a verificare la qualità del tracciamento, riducono ulteriormente il fondo:

- P_t di entrambe le tracce maggiore di 1 GeV/c;

- le due tracce devono avere cariche opposte;
- si rigettano eventi con $|d_+ + d_-| < 0.1$ cm e $|d_+ - d_-| > 0.4$ cm;
- acollinearità maggiore di 0.5° .

Il primo taglio, oltre a eliminare tracce con grosso contributo all'errore proveniente dallo scattering multiplo, riduce ulteriormente il fondo di eventi a due fotoni. Il secondo, oltre a essere necessario per evitare ambiguità nell'assegnazione delle cariche nella differenza dei parametri di impatto, esclude alcuni eventi di fondo od eventi con grossi errori di ricostruzione. Il terzo taglio mira a sopprimere parte del fondo di raggi cosmici, le cui tracce hanno una separazione piccola, ma passano a grande distanza dalla regione di interazione. L'extrapolazione di questo taglio permette di calcolare il valore atteso della contaminazione di cosmici nel campione rimanente pari a $N_{\text{cosmici}} = 0.8 \pm 0.9$ nel 1992 e $N_{\text{cosmici}} = 1.2 \pm 1.4$ nel 1993. L'ultimo taglio è semplicemente una ripetizione di un taglio già effettuato al momento della selezione degli eventi τ , ora rifatto dopo aver ricalcolato i parametri della traccia.

Il gruppo di tagli più importante è quello relativo ai requisiti di qualità delle singole tracce, che devono avere:

- un numero di punti nella TPC ≥ 11 ;
- punti associati nel microvertice in almeno 2 strati;
- assenza di ambiguità nell'assegnazione dei punti nel VD; questa è ottenuta richiedendo per le tracce con punti in due soli strati, che non ci siano ulteriori punti sugli stessi due strati del VD ad una distanza inferiore a $400 \mu\text{m}$;
- la probabilità di aumento del χ^2 aggiungendo i punti del microvertice all'elemento di traccia della TPC deve essere $> 1\%$.

Come indicato in tabella 7.1, a parte il primo taglio, gli altri tre presentano un cattivo accordo nel confronto tra i dati reali e la simulazione, quindi è importante cercare di spiegare l'origine di tale discrepanza e l'effetto che esso induce nella determinazione della vita media. Il numero di punti del microvertice associati ad una traccia dipende dalla sua efficienza. L'errata modellizzazione di tale efficienza si limita a fornire una diminuzione dell'accettanza rispetto a quella simulata identica per tutte le tracce, senza alterare le distribuzioni di interesse.

Il taglio sulle ambiguità risulta molto più selettivo sui dati reali che sulla simulazione a causa della presenza di rumore nel rivelatore correlato con il passaggio della traccia (fig. 7.1). Tale rumore risulta assente nella simulazione. Ci sono tentativi di spiegarlo con la presenza di strip morte, che dividono il segnale di ionizzazione in due agglomerati separati, o con interazioni secondarie (raggi δ). Questi effetti non sono presenti nella simulazione, anche a causa del taglio in energia minima posto per il tracciamento completo dei secondari.

Tabella 7.1: Effetto dei tagli di selezione: per ogni taglio sono riportati il numero di eventi che non lo soddisfano e la frazione di rigetto sia per i dati che per la simulazione. I tagli sono tutti applicati sull'insieme totale dopo la selezione 1-1, quindi più tagli possono scartare lo stesso evento.

Taglio	1992			1993		
	Eventi	Dati	MC	Eventi	Dati	MC
Selezione generale τ	16919			17225		
Selezione 1-1	11693			11861		
$P_{\perp} > 1 \text{ GeV}$	637	5.4%	5.5%	617	5.2%	5.6%
Tracce con carica opposta	362	3.1%	2.1%	290	2.4%	1.5%
Rigetto di cosmici	20	0.2%	-	16	0.1%	-
Acollinearità $> 0.5^{\circ}$	110	0.9%	0.2%	106	0.9%	0.1%
≥ 11 punti nella TPC	1035	8.9%	8.6%	999	8.4%	6.9%
≥ 2 strati nel VD	2002	17.1%	9.0%	1041	8.8%	4.2%
Ambiguità nel VD	370	3.2%	0.3%	208	1.8%	0.2%
Probabilità di $\chi^2 > 1\%$	3362	28.8%	16.1%	4286	36.1%	15.5%
Metodo della differenza						
Massa invariante fotone-traccia	534	4.6%	3.9%	627	5.3%	3.6%
$ X < 0.2$	224	1.9%	1.7%	204	1.7%	1.7%
Eventi selezionati	5875			5748		
Metodo della somma						
Ricerca di tracce parallele	273	2.3%	2.1%	222	1.9%	2.1%
Tracce di classe 2	3031	25.9%	29.1%	1384	11.7%	11.6%
Eventi selezionati	2823			4350		

Gli stessi effetti risultano anche correlati con il disaccordo nel taglio sulla probabilità di χ^2 . Esso è stato introdotto con il duplice scopo di garantire l'uniformità della funzione di risoluzione e di procedere al rigetto di tracce che hanno subito interazioni con il materiale del rivelatore nello spazio tra VD e TPC. Come indicato alla fine del capitolo 5, la presenza di distorsioni nella raccolta di carica, dovute a raggi δ , si traduce nella effettiva peggiore risoluzione di tali punti che possiedono un errore tipico molto maggiore di quello usuale. Ciò causa un incremento significativo di tracce con una bassa probabilità di aumento di χ^2 . Il peggioramento della funzione di risoluzione indotto da questi processi non influenza la differenza dei parametri di impatto, in cui la risoluzione risulta solo un peso statistico. Esso è invece importante nella somma dei parametri di impatto, in cui contribuisce direttamente alla larghezza della distribuzione. Tuttavia la funzione di risoluzione viene determinata direttamente dai dati con la procedura descritta in sezione 7.2.2, quindi il risultato finale non è influenzato dal disaccordo

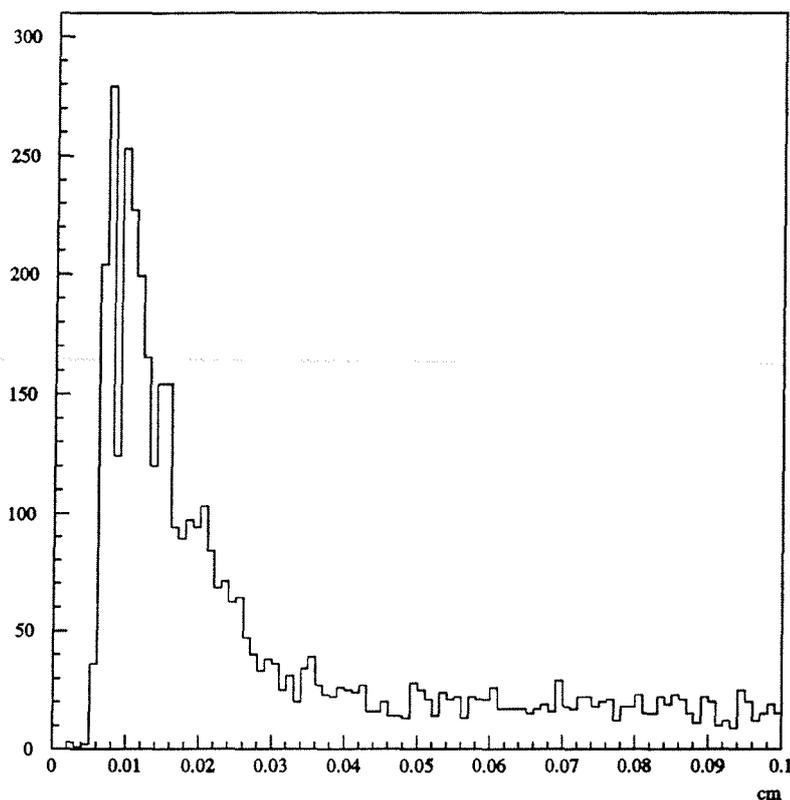


Figura 7.1: Distribuzione della distanza del più vicino punto di rumore ricostruito nel VD dal punto di passaggio della traccia, per eventi dimuonici; per le caratteristiche dell'algoritmo di ricostruzione dei punti, la distribuzione inizia a circa $50 \mu\text{m}$, corrispondente al passo di lettura, e mostra la presenza di rumore correlato con il passaggio della traccia.

dati-Monte Carlo.

In conclusione, si può assumere che tutti questi effetti puramente strumentali siano indipendenti dalle caratteristiche dell'evento, e si riflettono nello stesso modo su tutti i campioni osservati. Ciò è stato verificato esplicitamente per dielettroni e dimuoni.

Infine viene applicato un terzo gruppo di tagli, per soddisfare esigenze diverse delle due analisi. In entrambe esiste una selezione data dall'intervallo di valori delle osservabili utilizzato per la determinazione della vita media. In più, il metodo della differenza è molto sensibile ad eventi con radiazione di stato iniziale in cui è violata l'ipotesi di collinearità dei τ prodotti, per cui è necessario provvedere a identificare e rigettare di

tali eventi. Invece la somma dei parametri di impatto è più sensibile alle contaminazioni da decadimenti in 3 particelle cariche, che influenzano la distribuzione degli angoli di decadimento. Ciò risulta nell'applicazione di ulteriori criteri di selezione che sono, per la differenza dei parametri di impatto:

- $|X| < 0.2$;
- la massa invariante di ogni sciame neutro ricostruito nei calorimetri elettromagnetici con $E > 1$ GeV e la particella carica più vicina deve essere < 2 GeV/c²;

e per la somma:

- $|\Delta| < 0.2$;
- non più di uno strato in cui esistano ulteriori segnali nel VD a meno di 2 cm dal punto associato;

Il taglio sulla massa invariante traccia carica-fotone, elimina quegli eventi che contengono fotoni che non possono provenire da decadimenti del τ perché la massa invariante del sistema è maggiore della massa del τ stesso. L'ultimo taglio invece cerca di utilizzare l'alta efficienza e buona separazione tra due particelle del VD per ricercare ulteriori tracce non ricostruite vicine a quella già nota.

L'ultimo passo della selezione consiste nel separare gli eventi in due classi, la prima costituita da quelli che hanno un tracciamento ottimale (entrambe le tracce hanno punti associati negli strati closer e outer) ed una seconda costituita da tutti gli altri casi. Nel 1992, data l'inefficienza di quattro moduli consecutivi del VD, circa il 50% degli eventi apparteneva alla seconda classe. Nel 1993 questa frazione è scesa al 20%. Poiché gli errori di ricostruzione associati alle due classi sono molto diversi esse vengono trattate in modo diverso nel metodo della differenza, mentre nel metodo della somma, particolarmente sensibile alla risoluzione, si preferisce rinunciare alla seconda categoria di tracce.

7.2 Risultati delle procedure di misura

In questa sezione verranno descritte le procedure per la determinazione della lunghezza di decadimento nel metodo della differenza e della vita media nel metodo della somma a partire dalle distribuzioni delle variabili fisiche descritte nel capitolo precedente. Sebbene le discussioni di carattere generale siano state svolte in tale ambito, la realizzazione concreta di tali procedure richiede l'esecuzione di scelte che verranno discusse in dettaglio in questa sede.

7.2.1 Differenza dei parametri di impatto

Gli eventi selezionati con la procedura illustrata nella sezione precedente mostrano una evidente correlazione tra l'acoplanarità e la differenza dei parametri di impatto

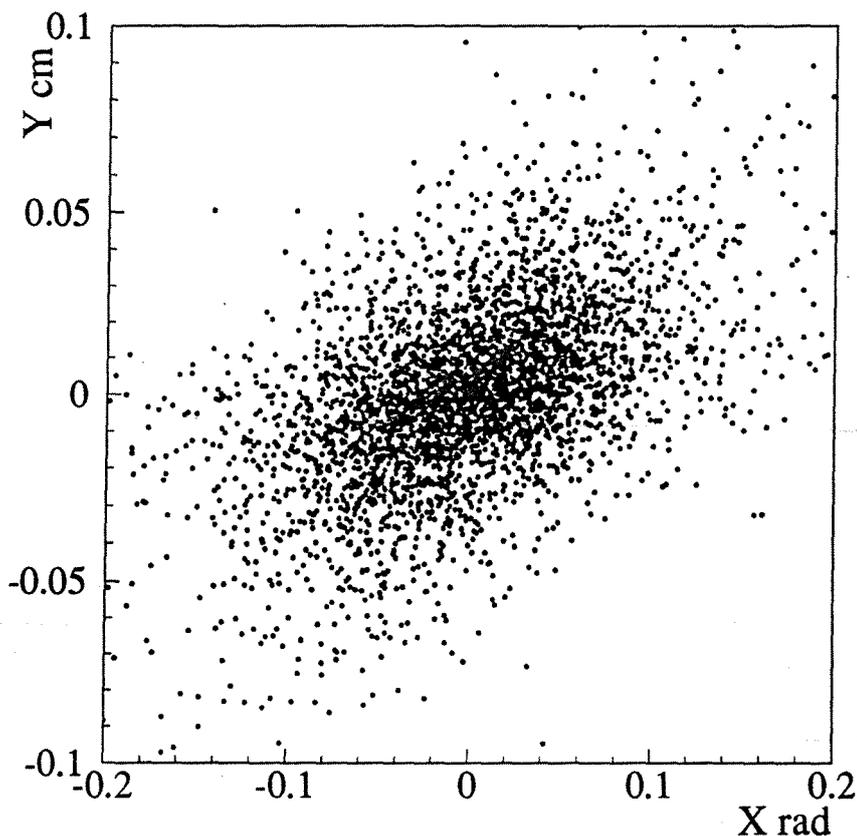


Figura 7.2: Distribuzione della differenza dei parametri di impatto in funzione della variabile $X = p(\sqrt{s/2})/p(E_{\text{ref}}) \Delta\phi \sin\theta$ per il campione di dati del 1992.

(fig. 7.2). Per la determinazione della lunghezza di decadimento il metodo utilizzato è una minimizzazione di χ^2 con due parametri:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Y_i - LX_i - \delta)^2}{\sigma^2} \quad (7.1)$$

dove, rispetto alla (6.16), è stato introdotto un parametro aggiuntivo δ , per tenere conto di un possibile spostamento sistematico dei parametri di impatto. Questo è causato principalmente dalla perdita di energia per irraggiamento degli elettroni, che si traduce in uno spostamento del parametro di impatto con segno opposto per e^+ ed e^- (si veda la figura 7.8) che quindi non si cancella nella differenza.

Il valore di σ usato contiene i tre contributi dovuti alla distribuzione esponenziale delle lunghezze di decadimento, all'incertezza sulla regione di interazione ed agli errori

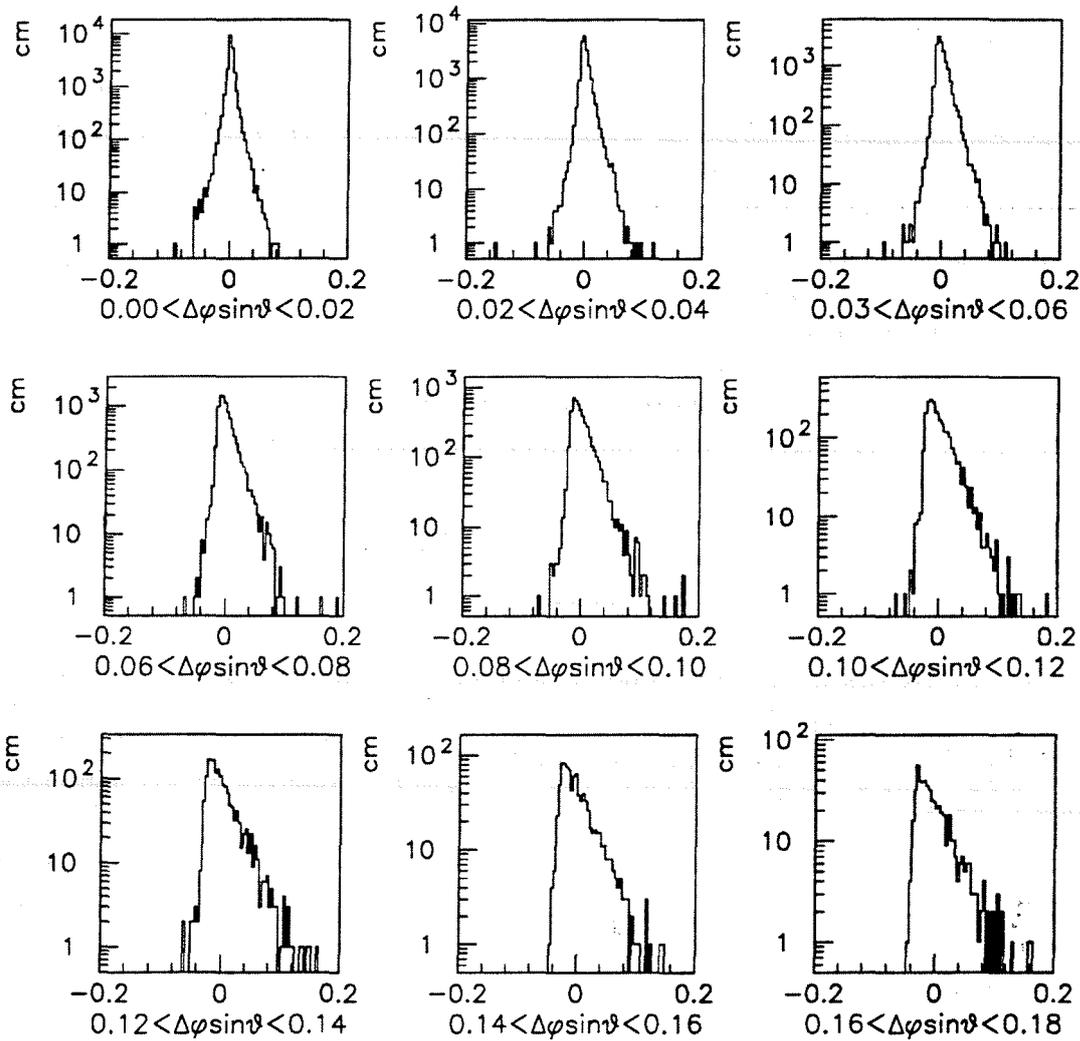


Figura 7.3: Distribuzione della differenza dei parametri di impatto in nove intervalli di acoplanarità, ricavata dalla simulazione in assenza di errori di ricostruzione.

di ricostruzione. L'effetto della distribuzione delle lunghezze di decadimento è calcolato, per differenti regioni di X , dalla larghezza della distribuzione della differenza dei parametri di impatto nella simulazione senza l'inclusione degli errori sperimentali (fig. 7.3). Tale larghezza ha valori differenti a seconda dell'acoplanarità dal momento che, fissato l'angolo di decadimento ψ , vale la relazione $d_{\text{rms}} = L \sin \psi$, e quindi la larghezza tende ad aumentare ad alte acoplanarità, corrispondenti a maggiori valori dell'angolo di decadimento.

Il contributo della regione di interazione è pari a:

$$\sigma_{\text{b.s.}}^2 = (\sin \varphi_+ - \sin \varphi_-)^2 \sigma_{x_v} + (\cos \varphi_+ - \cos \varphi_-)^2 \sigma_{y_v} \quad (7.2)$$

dove σ_{x_v} e σ_{y_v} sono determinate insieme al centro della regione di interazione ogni ≈ 300 eventi adronici. L'errore di tracciamento è parametrizzato come $21 \mu\text{m} \oplus 75 \mu\text{m}/p_t$ (GeV) per tracce con punti sia negli strati Closer che Outer e $43 \mu\text{m} \oplus 120 \mu\text{m}/p_t$ (GeV) nei rimanenti casi. Il contributo dello scattering multiplo è quello calcolato nella simulazione in base alla descrizione del materiale del rivelatore, che risulta leggermente differente da quello misurato in eventi adronici; di questa differenza sarà tenuto conto nella stima degli errori sistematici.

Un aspetto estremamente importante del metodo consiste nel fatto che un ristretto numero di eventi, in cui una delle tracce ha subito una grossa deflessione a causa di interazione con il materiale, può introdurre significative fluttuazioni statistiche nella determinazione della vita media. Per ridurre tali fluttuazioni si deve introdurre un troncamento sugli eventi che presentano i valori maggiori dei residui normalizzati:

$$\frac{|Y - LX - \delta|}{\sigma}$$

Dal punto di vista pratico un troncamento dello 0.2% è sufficiente per ridurre in modo rilevante tali fluttuazioni. Effettuare una media troncata ha però anche effetti indesiderati. In particolare, dato il carattere asimmetrico della distribuzione (si vedano ad esempio le figure 6.3 e 7.3), statisticamente esso tende a tagliare eventi nelle code a grande vita media, e con ciò introduce un *bias* nella misura. A ciò poi si aggiunge una diminuzione della sensibilità. Per questa misura è stato utilizzato un troncamento scartando lo 0.4% degli eventi con i più alti residui normalizzati.

L'esito della procedura di minimizzazione, mostrato in figura 7.4, ha fornito i seguenti risultati:

$$L_{92} = 0.2168 \pm 0.0052 \text{ cm}$$

$$L_{93} = 0.2104 \pm 0.0053 \text{ cm}$$

dove l'errore statistico è stato valutato in base ai pesi utilizzati nella minimizzazione di χ^2 . Tale incertezza statistica è stata controllata dividendo ciascuno dei due campioni in sottocampioni e confrontando le fluttuazioni con quelle attese dall'errore stimato attraverso un test di χ^2 che ha sempre fornito un valore di χ^2/NDF leggermente inferiore a 1, come atteso dall'effetto di riduzione delle varianze causato dal troncamento.

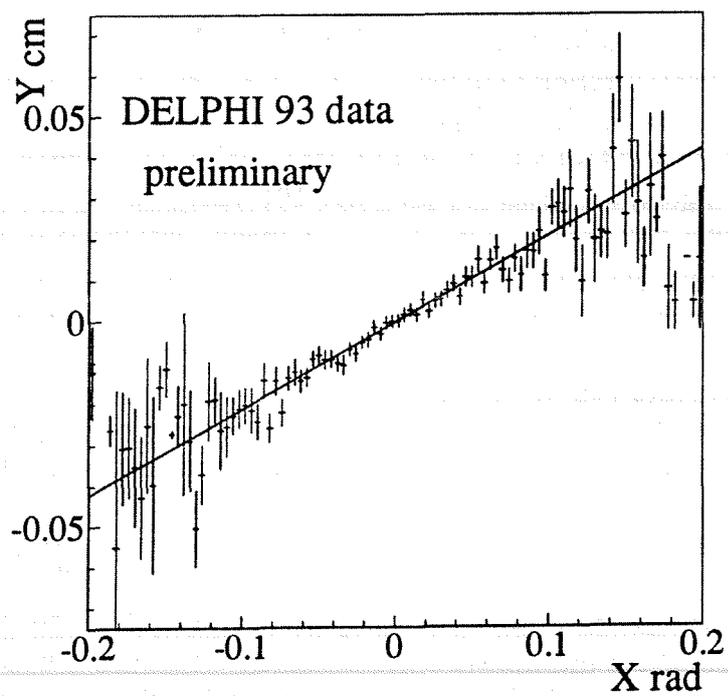
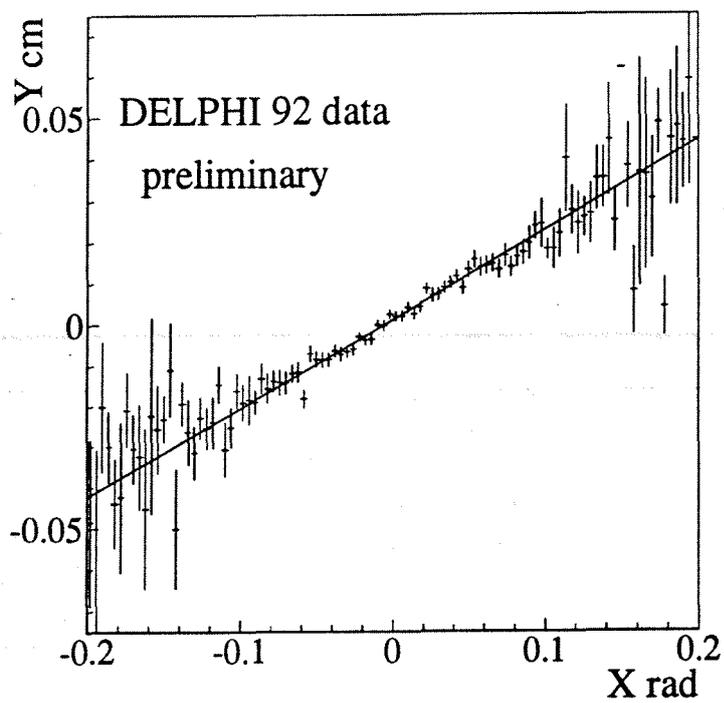


Figura 7.4: Risultato della minimizzazione di χ^2 sugli insiemi di dati del 1992 e 1993.

I valori ottenuti non possono essere direttamente trasformati in una misura della vita media, a causa della presenza degli effetti sistematici accennati nella sezione 6.2. Essi comportano correzioni significative alla vita media determinata che verranno discusse nella parte dedicata allo studio degli errori sistematici.

7.2.2 Somma dei parametri di impatto

Come descritto nella sezione 6.3, questo metodo è una misura del valore di $c\tau$, piuttosto che della lunghezza di decadimento, quindi da esso si estrae esplicitamente un valore della vita media. La procedura è in questo caso più complessa, dal momento che non sono disponibili formule analitiche esatte. Essa consta di un confronto, usando il metodo della massima verosimiglianza, tra la distribuzione della somma dei parametri di impatto ottenuta dai dati e quelle attese per diversi valori della vita media del τ .

Poiché gli errori sistematici connessi con il tracciamento negli eventi della seconda classe sono molto maggiori di quelli stimati per gli eventi di prima classe, per questa determinazione ci si limiterà ad utilizzare questi ultimi.

Ogni distribuzione attesa è determinata dalla convoluzione di due distribuzioni, una *funzione fisica* ed una *funzione di risoluzione*. La funzione fisica contiene le informazioni sulle caratteristiche del decadimento (distribuzione degli angoli e delle lunghezze di decadimento) ed il contributo all'errore di tracciamento dovuto allo scattering multiplo. La funzione di risoluzione invece contiene il contributo all'errore di tracciamento derivante dagli errori dei rivelatori.

La funzione fisica è stata determinata utilizzando 1000000 di eventi $\tau^+\tau^-$ generati con KORALZ 3.8 [3], senza simulazione del rivelatore e della lunghezza di decadimento, ma con un'approssimativa applicazione dei tagli di selezione. A questi eventi sono poi stati applicati ulteriori tagli per riprodurre alcune caratteristiche del rivelatore: la regione inefficiente a 90° in corrispondenza del catodo della TPC e la risoluzione in momento che influenza il taglio a 1 Gev sul valore minimo del p_t delle tracce. Gli eventi così selezionati vengono utilizzati per produrre 101 distribuzioni di Δ corrispondenti a vite medie da 250 a 350 fs con passo di 1 fs. I singoli parametri di impatto vengono calcolati in base agli angoli ed alle lunghezze di decadimento. Per tenere conto della perdita di energia per radiazione di stato iniziale, che modifica l'andamento esponenziale della distribuzione delle lunghezze di decadimento, queste vengono calcolate con un tempo proprio generato con distribuzione esponenziale e dal coefficiente di dilatazione relativistico $\gamma\beta$ dopo la radiazione. A questi parametri di impatto ideali viene aggiunto un errore gaussiano proporzionale a $1/p_t$ per simulare l'effetto dello scattering multiplo. Tali distribuzioni sono state generate per diversi valori dello scattering multiplo, per verificare l'andamento della vita media determinata in funzione di questo coefficiente. Per evitare di introdurre fluttuazioni che possono ridurre la significanza statistica delle differenze tra le varie distribuzioni in funzione della vita media, uno stesso evento ha lo stesso errore di scattering multiplo in tutte le 101 distribuzioni, inoltre il tempo proprio di ogni decadimento viene calcolato come un numero distribuito esponenzialmente con valor medio 1, e poi riscalato per le diverse vite medie simulate.

Tabella 7.2: Parametri delle funzioni di risoluzione

	1992 μ	1993 μ	1992 e	1993 e
σ_1 (μm)	25.8 ± 0.5	25.5 ± 0.8	29.8 ± 0.6	29.6 ± 0.6
σ_2 (μm)	53.5 ± 4.4	46.5 ± 3.3	88.0 ± 6.3	64.1 ± 6.8
f (%)	5.3 ± 1.8	11.1 ± 4.1	2.0 ± 0.5	3.3 ± 1.5
x_0 (μm)	1.9 ± 0.4	-3.1 ± 0.3	1.4 ± 0.5	-2.7 ± 0.5

DELPHI miss distances

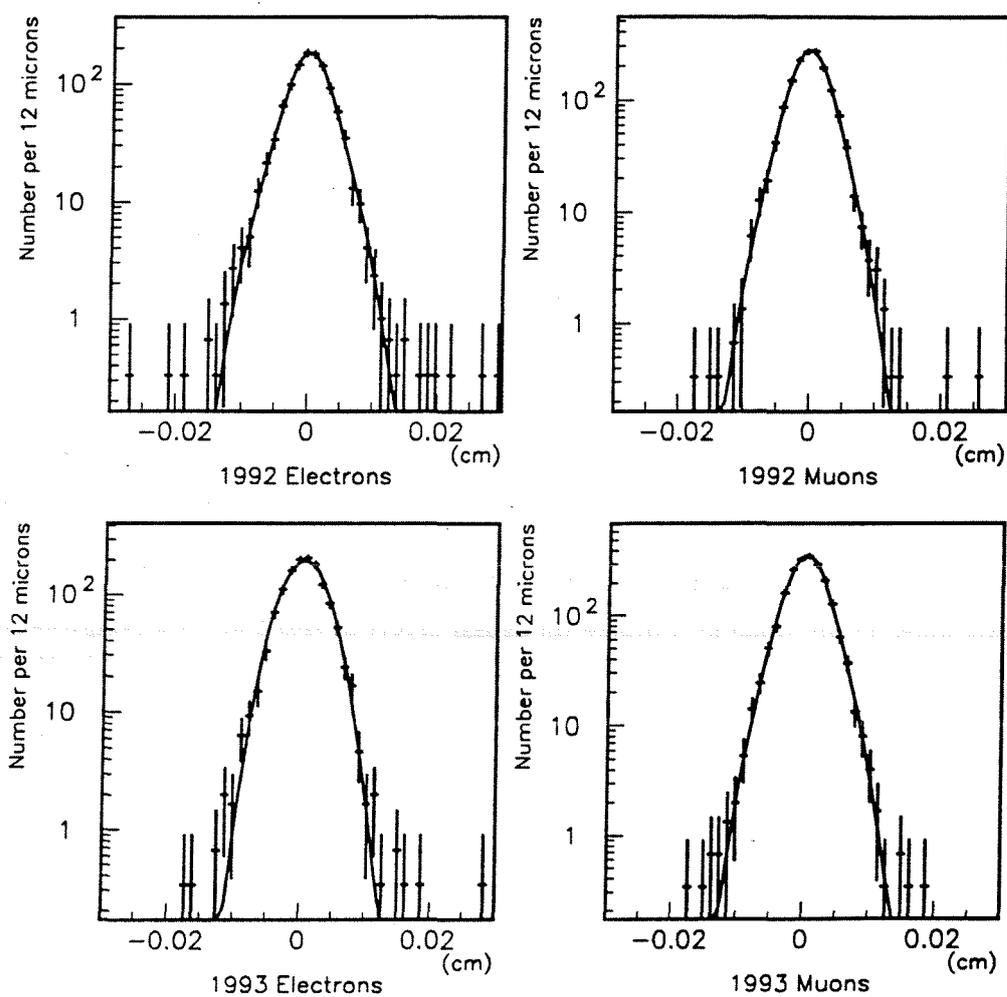


Figura 7.5: Distribuzione della somma dei parametri di impatto per i campioni di eventi dielettronici e dimuonici utilizzati per la determinazione della funzione di risoluzione, la curva sovrapposta è la parametrizzazione utilizzata nella determinazione della vita media.

La funzione di risoluzione viene invece calcolata a partire dalle distribuzioni di Δ per eventi dielettronici e dimuonici in cui non c'è effetto di vita media. Esse, mostrate in figura 7.5, sono costituite da tracce ad alto momento e non contengono un apprezzabile contributo di scattering multiplo. La funzione di risoluzione viene parametrizzata come una doppia gaussiana della forma:

$$(1 - f)e^{-\frac{(\Delta - \Delta_0)^2}{2\sigma_1^2}} + fe^{-\frac{(\Delta - \Delta_0)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (7.3)$$

i cui parametri sono determinati mediante il criterio della massima verosimiglianza dalle distribuzioni di Δ .

I valori ottenuti sono mostrati in tabella 7.2. La differenza tra elettroni e muoni è dovuta al fatto che il tracciamento degli elettroni, che hanno una significativa probabilità di perdere energia per irraggiamento, è più problematico di quello dei μ . Nella determinazione della vita media viene usata la funzione di risoluzione per i μ e la differenza tra le due funzioni di risoluzione viene considerata negli errori sistematici.

Funzione fisica e funzione di risoluzione vengono convolute per formare le distribuzioni attese corrispondenti alle diverse vite medie. Sia tali distribuzioni che quella ottenuta dai dati sono divise in 1000 canali di $4 \mu\text{m}$, per valori di Δ da -2 a 2 mm. Per ogni ipotesi di vita media viene calcolato il logaritmo della verosimiglianza:

$$\ln \mathcal{L}(\tau) = \sum_i n_i \ln p_i(\tau) \quad (7.4)$$

dove la somma corre sui canali in cui sono stati divisi sia gli eventi usati, n_i è il numero di eventi osservati nell' i -esimo canale e p_i , funzione della vita media, è la probabilità di occupazione del canale ricavata dalla distribuzione attesa. La vita media viene determinata interpolando una parabola attorno ai punti di massimo della funzione $\ln \mathcal{L}(\tau)$. Il valore centrale è dato dal vertice della parabola e l'errore ad 1σ è determinato dallo spostamento necessario affinché $\ln \mathcal{L}(\tau)$ diminuisca di $1/2$.

Per controllare le fluttuazioni indotte da grossi errori di misura, viene applicato un troncamento, scartando l'1% degli eventi con più alti valori di $|\Delta|$ e restringendo di conseguenza il numero di canali usati.

I risultati ottenuti sono:

$$\tau_{92} = 294.1 \pm 7.1 \text{ fs} \quad (7.5)$$

$$\tau_{93} = 292.2 \pm 6.5 \text{ fs} \quad (7.6)$$

In figura 7.6 è mostrato l'accordo tra la distribuzione osservata della somma dei parametri di impatto e quella attesa in base alla vita media determinata.

7.3 Errori sistematici e bias

I valori indicati nella sezione precedente per i due metodi sono ottenuti da una procedura di minimizzazione, e contengono solamente errori statistici. L'analisi deve quindi

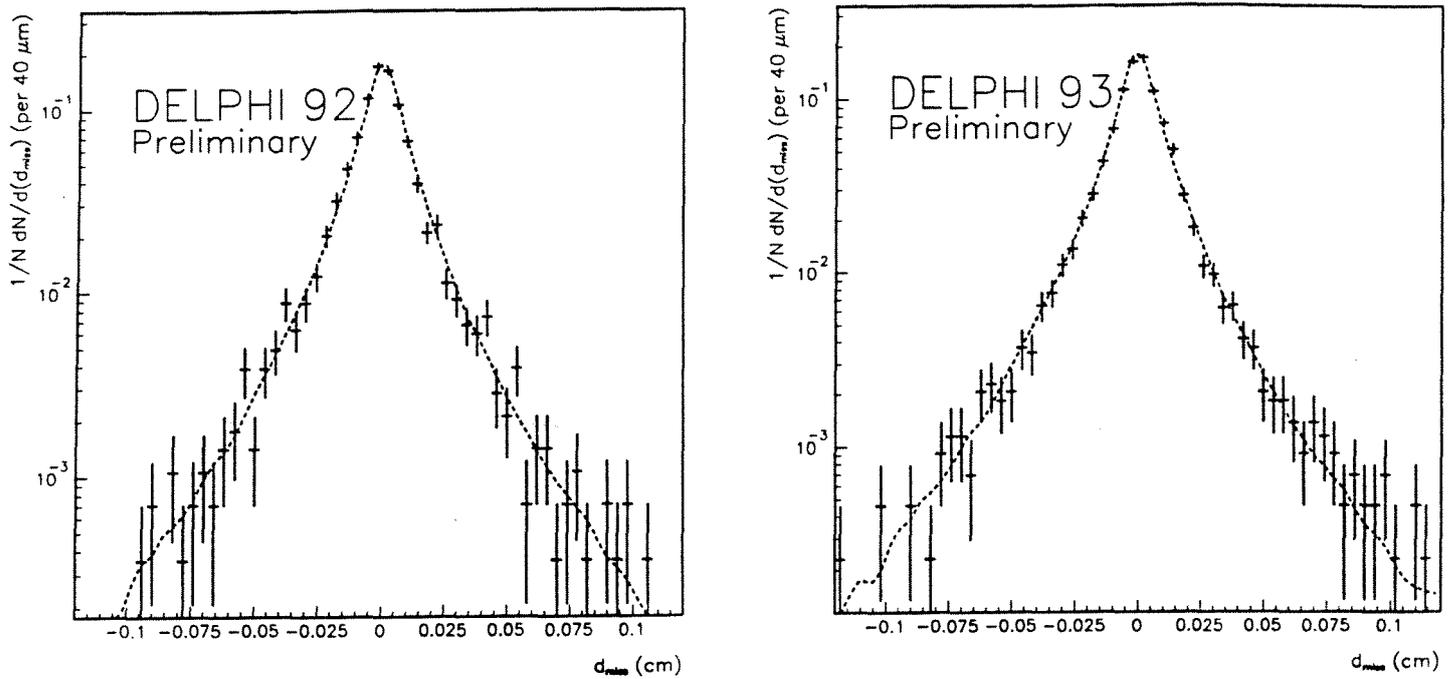


Figura 7.6: Distribuzione della somma dei parametri di impatto per i campioni di eventi τ del 1992 e 1993 utilizzati per la determinazione della vita media, la curva sovrimposta è la distribuzione attesa corrispondente alla vita media determinata.

venire completata dallo studio di tutti gli effetti che possono influenzare la misura. Essi possono tradursi sia in un aumento dell'incertezza (errore sistematico), sia in uno spostamento del valore determinato rispetto a quello vero (*bias*). In questa sezione saranno presentati i diversi elementi considerati e le loro ripercussioni sulle misure effettuate.

Per la discussione degli effetti sistematici si è scelta una via comparativa, indicando per ciascuno le considerazioni generali ad essi corrispondenti e le influenze sui singoli metodi. Questo approccio ha il vantaggio di evidenziare le differenze e le correlazioni tra i metodi, tuttavia può risultare difficoltoso seguire i cambiamenti di argomento. Per questo si è evidenziato con note a margine il momento in cui si passa a discutere di aspetti rilevanti in particolare per una delle due misure (*IPD* per la differenza dei parametri di impatto e *IPS* per la somma) o di considerazioni comuni (*IPD+IPS*).

7.3.1 Simulazione dei processi fisici

I processi fisici che stanno alla base della produzione di coppie $\tau^+\tau^-$ sono supposti ben noti e correttamente simulati nel generatore di eventi, KORALZ [3]. L'unico effetto non esplicitamente inserito nel generatore è la correlazione tra le polarizzazioni trasverse

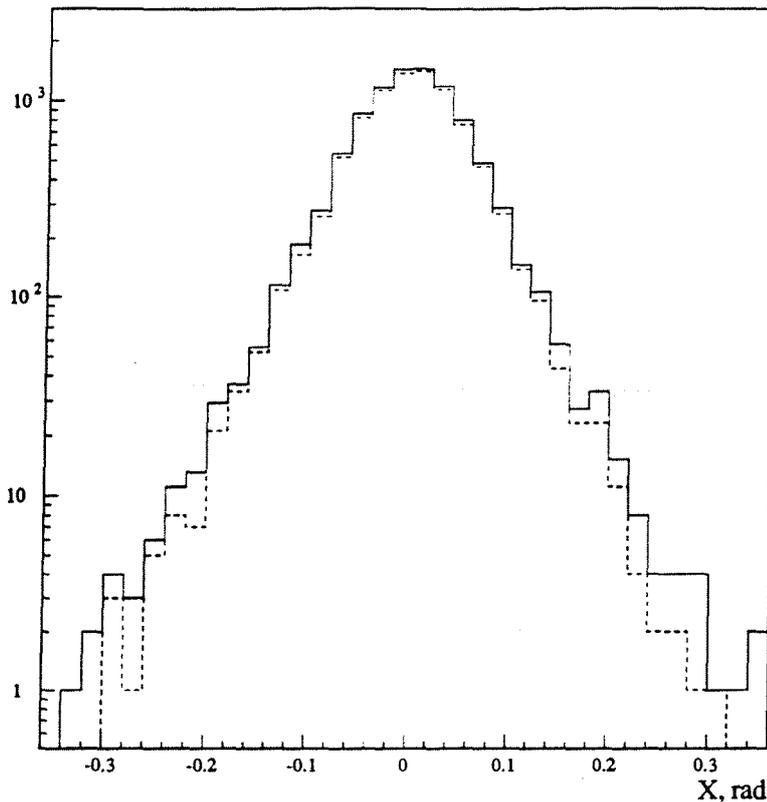


Figura 7.7: Influenza del taglio sulla massa invariante di ogni fotone ricostruito con la traccia carica più vicina: la linea continua è la distribuzione di acoplanarità osservata nel 1993 senza l'applicazione del taglio e la linea tratteggiata mostra l'effetto della selezione che taglia principalmente eventi ad alte acoplanarità.

dei due τ . Dato che essa introduce una correlazione negli angoli di decadimento nei due emisferi e potrebbe influenzare la determinazione della vita media con la somma dei parametri di impatto, si è verificato l'effetto producendo una funzione fisica a partire da un generatore per energie più basse (KORALB [4]) che conteneva questo effetto. Il risultato è stata una differenza nella vita media ricostruita pari a 0.5 fs [5], quotata come errore sistematico.

L'aspetto di gran lunga più rilevante per il metodo della differenza dei parametri di impatto è quello della radiazione di stato iniziale. Essa ha due effetti nella determinazione della lunghezza di decadimento: riduce il coefficiente di dilatazione relativistico

$\gamma\beta$ rispetto al suo valore nominale $\sqrt{(E_{\text{fascio}}/m_\tau)^2 - 1}$, inducendo uno spostamento della lunghezza di decadimento effettiva rispetto a quella attesa pari allo $-0.40 \pm 0.02\%$; inoltre, in caso di emissione di radiazione, i τ non sono più collineari. Ciò aumenta il valore dell'acoplanarità misurata e quindi riduce la pendenza della retta che viene determinata. Il taglio sulla massa invariante del sistema fotone-traccia carica riduce significativamente l'allargamento della distribuzione di X (fig. 7.7).

Negli eventi non eliminati da questo taglio, l'acollinearità residua introduce un *bias* pari a $-37.4 \pm 8.2 \mu\text{m}$, in cui sono stati inclusi anche i piccoli effetti dovuti all'approssimazione lineare $\sin \psi \approx \psi$ e all'uso dell'asse di thrust per la stima della direzione del τ .

Per quanto riguarda invece le incognite dovute ai rapporti di decadimento del τ , il metodo della differenza dei parametri di impatto dovrebbe esservi piuttosto insensibile. I rapporti di decadimento presenti nella simulazione sono stati variati di una quantità pari a due volte l'incertezza riportata nella Review of Particle Properties del 1992 ed in effetti ciò ha prodotto uno spostamento massimo di $3 \mu\text{m}$ nella lunghezza di decadimento, compatibile con zero entro il proprio errore statistico, perciò nessun ulteriore errore sistematico è attribuito a questa sorgente. Il problema è più significativo per la somma dei parametri di impatto in cui la distribuzione degli angoli di decadimento è importante. La variazione di 1σ dei rapporti di decadimento ha prodotto uno spostamento della vita media di 0.5 fs , indicato come errore sistematico.

7.3.2 Errori di ricostruzione

Sono stati considerati gli effetti degli errori di ricostruzione dovuti allo scattering multiplo, alla risoluzione dei rivelatori, a problemi di allineamento del rivelatore e ad interazioni adroniche nel materiale dell'apparato.

Per quanto riguarda le prime due sorgenti, l'incertezza sul coefficiente del termine di scattering multiplo è stata valutata in $6 \mu\text{mGeV}$, cioè la differenza tra il valore misurato con tracce adroniche ($69 \mu\text{mGeV}$ [5]) e quello calcolato in base al materiale presente nella simulazione ($75 \mu\text{mGeV}$). L'errore sulla risoluzione è del 2%, come determinato dalla funzione di risoluzione in tabella 7.2.

Nel metodo della differenza dei parametri di impatto gli errori di questo tipo entrano solo come un peso non dominante nella minimizzazione di χ^2 , quindi la sensibilità alle incertezze nella valutazione di questi termini è molto piccola. Variando il termine di multiplo scattering e la risoluzione entro gli errori, si ottengono variazioni della lunghezza di decadimento rispettivamente di 1.8 e $0.5 \mu\text{m}$, quotate negli errori sistematici.

Nella somma dei parametri di impatto lo scattering multiplo viene assorbito nella funzione fisica, mentre le incertezze dei rivelatori entrano nella funzione di risoluzione. Questo permette di studiare i due effetti separatamente.

La vita media è stata determinata con diverse funzioni fisiche contenenti valori del coefficiente del termine di scattering multiplo pari a 70 , 80 e $120 \mu\text{mGeV}$. Per gli eventi appartenenti alla prima classe la dipendenza della vita media ricostruita da tale coefficiente è approssimativamente lineare con una pendenza di $0.18 \text{ fs}/\mu\text{mGeV}$. Poiché

l'errore su tale coefficiente è di $6 \mu\text{mGeV}$, si ottiene un errore sistematico sulla vita media di 1.1 fs.

Per quanto riguarda la funzione di risoluzione, in essa si sommano tre sorgenti di errore: errore statistico sulla determinazione dei parametri della doppia gaussiana, differenza tra funzione di risoluzione per e e per μ , scelta della parametrizzazione.

Poiché i vari parametri della funzione di risoluzione risultano correlati tra loro, l'errore sistematico indotto sulla vita media deve essere calcolato usando la matrice di correlazione completa:

$$\sigma_\tau^2 = \sum_{i,j=1}^4 \frac{\partial \tau}{\partial \beta_i} \text{Cov}_{i,j} \frac{\partial \tau}{\partial \beta_j} \quad \beta = (\Delta_0, f, \sigma_1, \sigma_2) \quad (7.7)$$

dove Cov è fornita dalla routine di MINUIT [6] che determina i parametri con il metodo della massima verosimiglianza e le derivate parziali rispetto ai parametri sono calcolate numericamente dalla variazione della vita media risultante per piccoli spostamenti dei parametri. Tale procedura fornisce come risultato, per la funzione di risoluzione dei μ :

$$\begin{aligned} \sigma_{\tau,92} &= 1.4 \text{ fs} \\ \sigma_{\tau,93} &= 1.9 \text{ fs} \end{aligned}$$

I valori analoghi per le funzioni di risoluzione degli e sono di 4 fs.

Gli errori di ricostruzione per μ ed adroni sono sostanzialmente uguali, tuttavia si deve tenere conto della diversa risoluzione del tracciamento per e e μ . Per fare ciò si è calcolata la differenza nella vita media determinata con le due funzioni di risoluzione. Essa è pari a -5.1 ± 4.5 fs nel 1992 e -3.2 ± 4.5 fs nel 1993, dove l'errore è quello statistico proveniente dalle incertezze sui parametri delle funzioni di risoluzione. Si è poi applicata al valore ottenuto con la risoluzione per μ una correzione di -1.1 ± 1.0 fs nel 1992 e di -0.7 ± 1.0 fs nel 1993. Essa corrisponde al 22% della differenza, poiché tale è la frazione di tracce elettroniche osservate nel campione di eventi simulati.

La scelta della parametrizzazione è arbitraria e ad essa si deve associare un errore sistematico. Ciò è stato fatto utilizzando altre due possibili scelte: una singola gaussiana con larghezza pari allo scarto quadratico medio della distribuzione, oppure due gaussiane, la prima scelta in modo da descrivere correttamente la parte centrale della distribuzione e la seconda in modo da riprodurre lo scarto quadratico medio e la normalizzazione del campione. Le variazioni nella vita media determinata con queste ulteriori parametrizzazioni portano ad introdurre un errore sistematico di 2.0 fs.

Gli errori di allineamento in generale peggiorano la risoluzione, per cui di essi si tiene in qualche modo già conto nel momento della determinazione della funzione di risoluzione. Un errore sistematico radiale tuttavia fa eccezione alle suddette considerazioni, poiché si traduce in una variazione sistematica dei parametri di impatto e quindi delle vite medie ricostruite in base ad essi. Utilizzando i risultati presentati nella sezione 4.3 otteniamo un valore dell'errore globale di allineamento pari a $\delta R = 8 \mu\text{m}$, che si traduce in un errore sistematico di $8 \mu\text{m}$ sulla lunghezza di decadimento e di 1.0 fs sulla vita media, completamente correlato tra i due metodi.

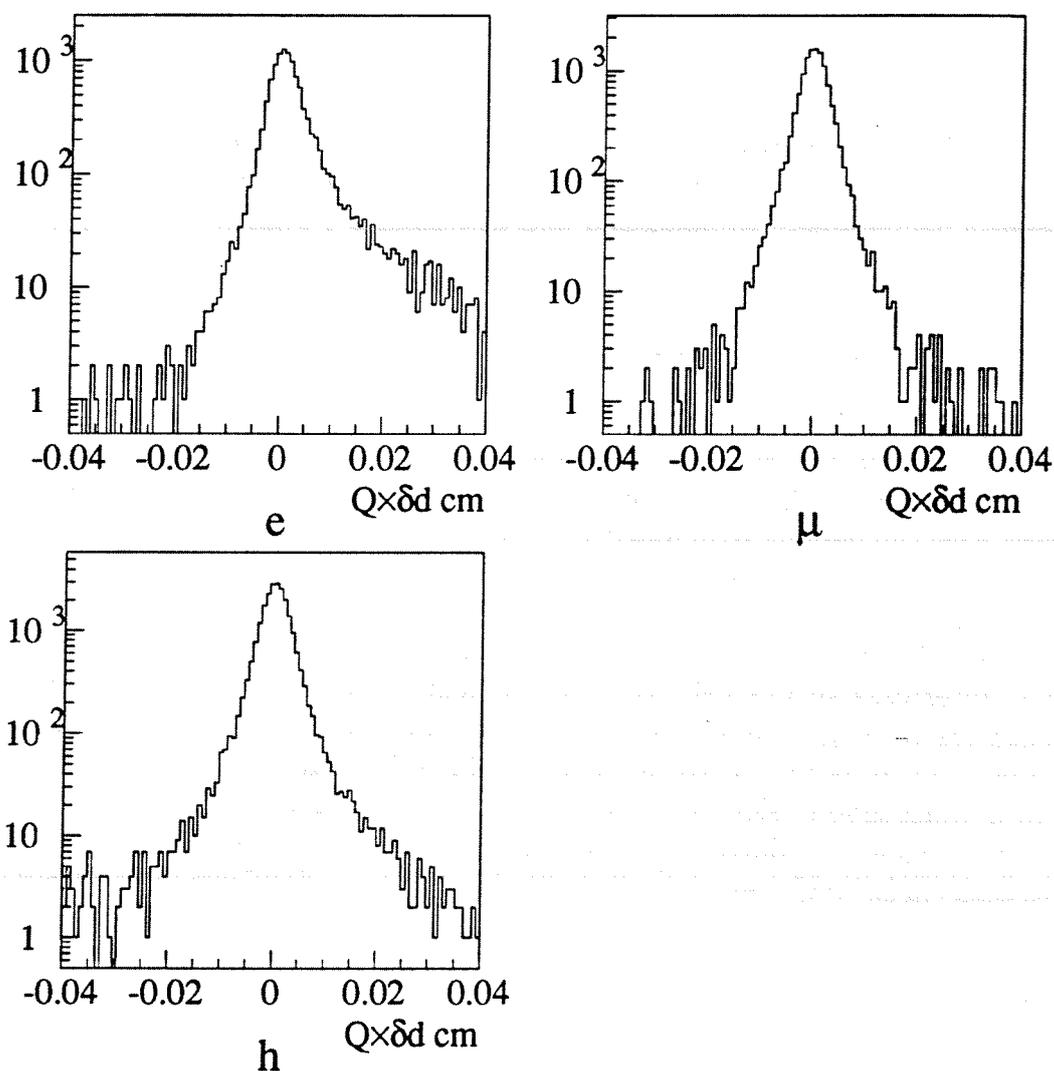


Figura 7.8: Distribuzione dell'errore δd sul parametro di impatto ricostruito nella simulazione per diversi tipi di particelle, moltiplicato per il segno della carica: i μ , che non interagiscono fortemente con il materiale, hanno una distribuzione abbastanza gaussiana; gli e hanno una risoluzione peggiore e presentano una coda verso parametri di impatto positivi a causa della perdita di energia per irraggiamento; infine gli adroni hanno una componente centrale con la stessa larghezza dei μ , ma grosse code dovute ad interazioni adroniche con il materiale del rivelatore.

La necessità di considerare errori non gaussiani, provenienti da interazioni adroniche elastiche con il materiale del rivelatore, è evidenziata in figura 7.8. In essa sono mostrati gli errori di ricostruzione nella simulazione per diversi tipi di tracce (μ , e e adroni). Anche nella simulazione è presente la diversa risoluzione per μ ed e , ma per gli adroni, accanto alla componente principale che mostra una precisione comparabile con quella dei μ , si osserva la presenza di grosse code di andamento non gaussiano.

Poiché non si dispone di metodi per misurare direttamente dai dati l'entità di questo effetto, bisogna basarsi sulle informazioni fornite dalla simulazione del rivelatore. Nell'analisi della somma dei parametri di impatto si è provato a modificare la funzione di risoluzione aggiungendo un esponenziale che descrivesse le code dovute alle interazioni adroniche riscontrate nel Monte Carlo. L'inclusione di tale funzione è risultata in una diminuzione della vita media pari ad 1 fs, indicato come errore sistematico. Nella differenza dei parametri di impatto il loro trattamento è connesso con la procedura di troncamento e verrà discusso nella sezione successiva.

7.3.3 Procedura di misura

La misura della lunghezza di decadimento con la tecnica della differenza dei parametri di impatto presenta intrinsecamente un *bias* dovuto alla presenza di due fattori contrastanti: da una parte la correlazione tra le incertezze nelle misure della direzione della traccia e del suo parametro di impatto induce un aumento della vita media determinata (sezione 6.1); dall'altra il troncamento necessario per ridurre l'errore statistico tende a diminuirla.

Questi effetti devono essere valutati attraverso la simulazione. Per ridurre al minimo l'incertezza su tale calcolo questa sorgente di *bias* viene valutata come la differenza tra la lunghezza di decadimento determinata considerando i valori veri dei parametri di impatto rispetto al centro della regione di interazione, e quella determinata utilizzando i valori ricostruiti ed applicando il troncamento. Questo aspetto è importantissimo nel ridurre l'errore sistematico: stimando il *bias* solo globalmente dalla differenza tra la lunghezza di decadimento inserita nella simulazione e quella misurata, la stima sarebbe condizionata dall'errore statistico dovuto alla dimensione della regione di produzione. La procedura utilizzata permette di ovviare alle fluttuazioni statistiche introdotte da tale effetto che non contribuisce al *bias* della procedura e che quindi non deve necessariamente essere inserito tra gli errori sistematici. La correttezza delle stime della simulazione viene poi verificata in base dall'andamento della lunghezza di decadimento determinata sui dati reali in funzione della percentuale di troncamento utilizzata (fig. 7.9).

La stessa procedura viene applicata cambiando la lunghezza di decadimento simulata, in modo da verificare la sensibilità della procedura dalla vita media. Il troncamento riduce la sensibilità alla vita media, poiché statisticamente elimina di preferenza gli eventi con grande vita media che contengono l'informazione più importante. Il valore di troncamento ottimale è quello che minimizza l'errore statistico e sistematico dovuto alla scelta del punto di troncamento. Questo è quasi costante per valori del

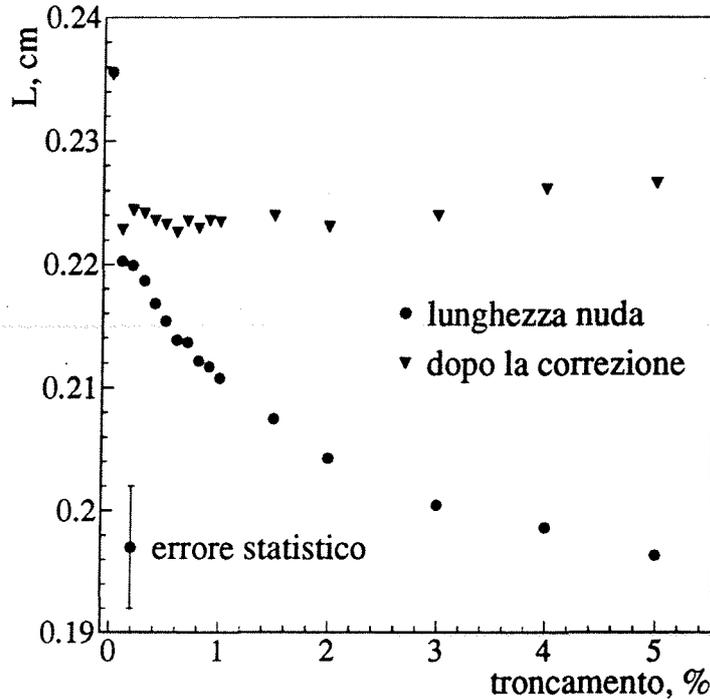


Figura 7.9: Lunghezza di decadimento ricavata dalla procedura di minimizzazione di χ^2 per diversi valori della frazione di troncamento e valore corretto per il *bias* della procedura, che mostra la consistenza dei calcoli effettuati mediante la simulazione.

troncamento dallo 0.2 all'1%. Scegliendo una percentuale di troncamento dello 0.4% si ha un *bias* di $32.7 \pm 6.4 \mu\text{m}$ ed una sensitività pari a:

$$\frac{dL_{\text{ricostruita}}}{dL_{\text{simulata}}} = 0.96$$

che si traduce in un aumento del 4% dell'errore statistico.

7.3.4 Selezione degli eventi

I tagli di selezione rispetto a cui le analisi sono più sensibili sono stati variati per valutare errori sistematici connessi alla selezione.

Per l'analisi sulla differenza dei parametri di impatto è stato variato il limite in $|X|$ da 0.18 a 0.22, il taglio in p_t da 0.5 a 1.5 GeV e il taglio nella massa invariante fotone-traccia carica da 1.5 a 3 GeV/ c^2 . In tutti i casi le distribuzioni delle variabili mostrano

Tabella 7.3: Stima del fondo per il 1992 e il 1993.

	1992	1993
Correzione di efficienza	0.79	0.69
$N_{\tau^+\tau^-}$ sel.	5875	5748
$N_{e^+e^-}$ sel.	18074	17593
$N_{e^+e^-}$ sel. MC		21443
$N_{e^+e^-}$ fondo MC	39	88
Fondo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	$0.44 \pm 0.08 \pm 0.11\%$	$0.87 \pm 0.12 \pm 0.22\%$
$N_{\mu^+\mu^-}$ sel.	17051	16730
$N_{\mu^+\mu^-}$ sel. MC		42940
$N_{\mu^+\mu^-}$ fondo MC		58
Fondo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	$0.31 \pm 0.06 \pm 0.07\%$	$0.28 \pm 0.06 \pm 0.07\%$
$\sigma_{\gamma\gamma}$ fondo	1.49 ± 0.20 pb	1.49 ± 0.20 pb
Luminosità integrata	22.9 pb ⁻¹	34.6 pb ⁻¹
Fondo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$	$0.45 \pm 0.06 \pm 0.11\%$	$0.62 \pm 0.08 \pm 0.15\%$

un buon accordo dati-Monte Carlo e le variazioni sono compatibili con fluttuazioni statistiche, quindi non è stata trovata evidenza di nessun errore sistematico attribuibile alla selezione.

Lo stesso risultato è stato ottenuto per la somma dei parametri di impatto variando il taglio sulla probabilità di aumento di χ^2 della traccia dall'1% al 5%.

7.3.5 Trattamento del fondo

Il fondo rappresenta un aspetto importante dell'analisi dati perchè essendo costituito in larga misura da particelle provenienti direttamente dal vertice di interazione, tende a ridurre il valore misurato della vita media.

I tipi di fondo rilevanti nelle topologie 1-1 sono quelli dovuti a decadimenti leptonici della Z^0 o ad eventi a due fotoni, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ con $X = e^+e^-$ oppure $\mu^+\mu^-$. I decadimenti adronici della Z^0 costituiscono un fondo rilevante solo per i decadimenti del τ in più di una particella carica. Gli eventi a due fotoni in cui questi si materializzano in una coppia $q\bar{q}$ o $\tau^+\tau^-$ sono fortemente soppressi dal taglio in p_t sulle tracce e danno una contaminazione trascurabile.

L'entità del fondo è determinata a partire dalla simulazione completa di 25000 dilettrotoni, 51000 dimuoni e 140000 eventi a due fotoni. L'utilizzo diretto della simulazione risulta però problematico perché i tagli sulla qualità delle tracce non sono riprodotti nel Monte Carlo. Tuttavia le origini della discrepanza sono effetti puramente strumentali dell'apparato tracciante (efficienza, rumore nel VD e risoluzione non omogenea dei punti misurati), che a priori influenzano in ugual modo tutte le tracce. Si è perciò

applicata una correzione all'efficienza di selezione del fondo misurata nella simulazione pari alla differenza riscontrata nella selezione dei τ dovuta ai tagli di qualità:

$$\varepsilon_{\text{fondo}} = \varepsilon_{\text{fondo,MC}} \times \frac{\varepsilon_{\tau,\text{qual. dati}}}{\varepsilon_{\tau,\text{qual. MC}}} \quad (7.8)$$

dove $\varepsilon_{\text{qual.}}$ indica l'efficienza globale dei soli tagli connessi alla qualità delle tracce. Il fattore di correzione è pari a 0.79 nel 1992 e 0.69 nel 1993. A causa di questa correzione, si è scelto di dare una stima prudente dell'errore sistematico pari all'entità della correzione stessa.

Sul picco della Z^0 , se si trascura l'effetto del canale t nell'urto e^+e^- nella regione del *barrel*, il fondo da dielettroni e dimuoni è risonante al pari del segnale. La sua entità è quindi stimata dalla relazione:

$$\frac{N_{l+l^- \text{ fondo}}}{N_{\tau+\tau^- \text{ sel.}}} = \frac{\varepsilon_{\tau,\text{qual. dati}}}{\varepsilon_{\tau,\text{qual. MC}}} \times N_{l+l^- \text{ fondo MC}} \times \frac{N_{l+l^- \text{ sel.}}}{N_{l+l^- \text{ sel. MC}}} \quad (7.9)$$

dove i tagli di qualità non sono applicati nella selezione dei dileptoni. I risultati ottenuti sono indicati in tabella 7.3, dove il primo errore viene dalla statistica del campione ed il secondo dalla correzione di efficienza per il disaccordo dati-Monte Carlo. La differenza di fondo tra i due anni per gli eventi e^+e^- è dovuta al diverso criterio di selezione connesso alla variabile E_{rad} .

Il fondo da eventi a due fotoni ha invece una sezione d'urto lentamente variabile con l'energia nel centro di massa. Risulta quindi più conveniente in un calcolo intermedio fornire una sezione d'urto effettiva per la produzione di eventi che superano i criteri di selezione, e poi moltiplicare la sezione d'urto per la luminosità integrata per ottenere il risultato finale:

$$\frac{N_{\gamma\gamma \text{ fondo}}}{N_{\tau+\tau^- \text{ sel.}}} = \frac{\varepsilon_{\tau,\text{qual. dati}}}{\varepsilon_{\tau,\text{qual. MC}}} \times \frac{\sigma_{\gamma\gamma \text{ fondo}} \mathcal{L}}{N_{\tau+\tau^- \text{ sel.}}} \quad (7.10)$$

Gli elementi usati in questa determinazione sono elencati in tabella 7.3. In questo caso la differenza di fondo tra 1992 e 1993 è dovuta alla scansione del picco della Z^0 nel 1993, che si è tradotta in una riduzione significativa della sezione d'urto per produzione di τ , mentre il fondo da eventi a due fotoni è rimasto equivalente.

Il modo in cui le sorgenti di fondo qui considerate influenzano i due metodi di misura è molto differente.

Nell'ambito della somma dei parametri di impatto il fondo da dileptoni è quello dominante dal punto di vista numerico e può essere rappresentato con una funzione fisica pari ad una funzione δ da convolvere con la funzione di risoluzione. Il fondo di eventi a due fotoni ha invece uno spettro molto più soffice, per cui la sua funzione fisica dovrebbe contenere un allargamento dovuto allo scattering multiplo. La bassa statistica di eventi simulati non permette però di determinare lo spettro effettivo degli eventi selezionati, perciò essi sono stati trattati allo stesso modo del fondo da dileptoni. Variando l'altezza della funzione δ nella funzione fisica si è determinato che 1% di fondo introduce uno spostamento di -3 fs nella determinazione della vita media. Questo si

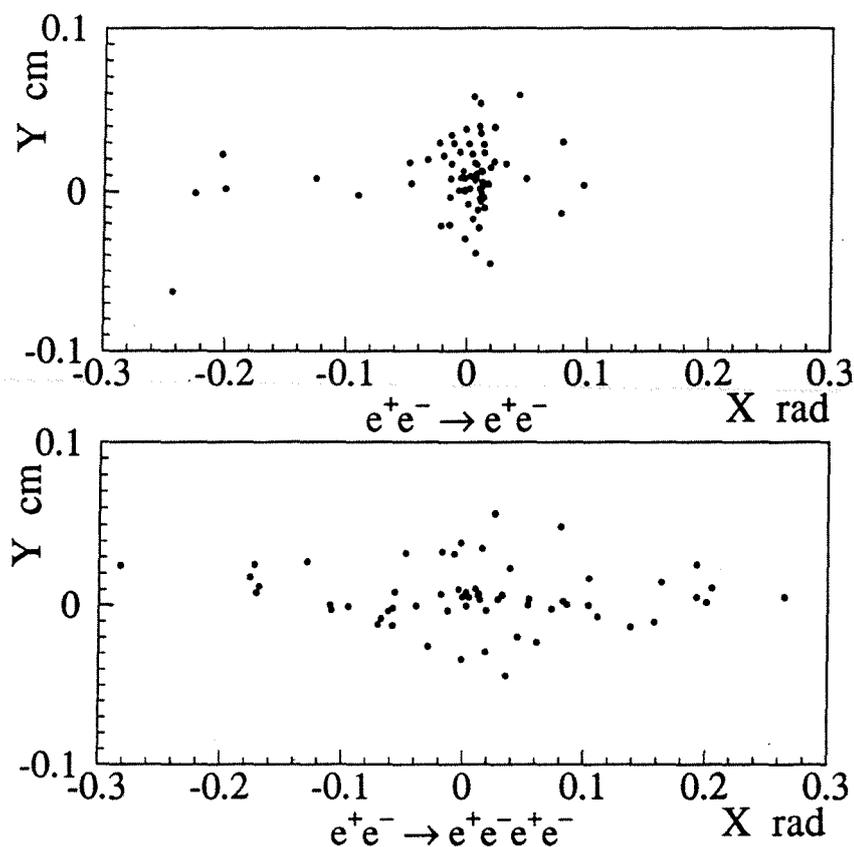


Figura 7.10: Distribuzione di X e Y per due campioni di eventi di fondo simulati: eventi dileptonici come e^+e^- sono concentrati a piccoli valori di X ed hanno un minimo effetto sulla vita media ricostruita, mentre molto più importanti sono gli eventi a quattro fermioni come gli $e^+e^-e^+e^-$ che possono avere acoplanarità molto maggiori.

traduce in una correzione di $+3.6$ fs e $+5.3$ fs rispettivamente per i dati del 1992 e 1993.

d/d

Nella misura effettuata con il metodo della differenza dei parametri di impatto il *bias* indotto dipende in modo più critico dalla distribuzione dei valori delle variabili X e Y usate nella minimizzazione di χ^2 . L'ordine di grandezza dell'effetto si può stimare ricordando che il metodo di misura equivale sostanzialmente ad una misura del rapporto $\langle XY \rangle / \langle X^2 \rangle$. In tal caso vale la relazione:

$$\frac{\delta L}{L} = \frac{N_{\text{fondo}}}{N_{\tau}} \left(\frac{\langle XY \rangle_{\text{fondo}}}{\langle XY \rangle_{\tau}} - \frac{\langle X^2 \rangle_{\text{fondo}}}{\langle X^2 \rangle_{\tau}} \right) \quad (7.11)$$

Dalla distribuzione degli eventi di fondo mostrata in figura 7.10, risulta evidente che eventi dileptonici danno un contributo piccolo al *bias*, perchè sono concentrati a bassi valori di $|X|$. Molto diversa è la situazione per eventi a due fotoni, che, oltre ad una componente costituita da tracce collineari, possiedono una frazione significativa di eventi molto acoplanari ma con piccolo parametro di impatto.

Nella pratica la presenza del troncamento non permette di utilizzare direttamente la formula (7.11), ma impone di stimare l'effetto aggiungendo eventi di fondo al campione Monte Carlo dei τ . La procedura utilizzata è stata, una volta calcolati i valori X e Y per il campione di simulazione, di aggiungere un numero opportuno di eventi di fondo con valori di X ed Y estratti da distribuzioni fenomenologiche riproducenti i dati in figura 7.10:

- per gli eventi dileptonici, che principalmente entrano nel fondo a causa di errori nel tracciamento che li portano a soddisfare i tagli in P_{rad} e acollinearità, si è scelta una distribuzione gaussiana con una larghezza di $51 \mu\text{m}$ per la variabile Y e 3 mrad per la variabile X e correlazione completa tra i due valori;
- per gli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$, si è usata una distribuzione gaussiana con $\sigma = 260 \mu\text{m}$ per la variabile Y e la somma di una gaussiana di larghezza 6 mrad e di una distribuzione uniforme nell'intervallo $(-0.2, 0.2)$, ciascuna contenente il 50% degli eventi, per la variabile X .

L'effetto di questo fondo introduce una correzione sulla lunghezza di decadimento osservata di $+8.0 \pm 4.3 \mu\text{m}$ e $+12.1 \pm 7.6 \mu\text{m}$ rispettivamente nel 1992 e nel 1993 per i dileptoni, ed una di $+17.2 \pm 6.2 \mu\text{m}$ e $+23.8 \pm 11.9 \mu\text{m}$ per gli eventi a due fotoni. Il grosso dell'errore viene dalla correzione per l'efficienza dei tagli di qualità. Poichè tale errore è già stimato conservativamente, non viene quotato un ulteriore errore dovuto alla scelta delle distribuzioni.

Siccome gli errori quotati sulle correzioni per il fondo sono dovuti all'incertezza sull'entità del fondo stesso, che è dominata dall'errore attribuito alla correzione (7.8), essi devono venire considerati come correlati tra i vari contributi e tra le due determinazioni.

7.4 Riepilogo degli errori sistematici e combinazione delle misure

Tutti gli errori sistematici ed i *bias* descritti in questa sezione sono raccolti nelle tabelle 7.5 e 7.4. Gli errori intrinseci alle procedure utilizzate o al generatore Monte Carlo risultano correlati tra i due periodi di presa dati. Parte degli errori sistematici sono pure correlati ai due metodi. Esiste poi il termine di correlazione statistica che viene dal fatto che essi operano sullo stesso campione di eventi. Le medie delle diverse misure sono state effettuate usando la formula (6.31) e seguenti.

Tabella 7.4: Riepilogo degli errori sistematici sul metodo della somma dei parametri di impatto.

	1992	1993	ρ
	fs	fs	
Errore statistico della funzione di risoluzione	± 1.4	± 1.9	0
Parametrizzazione della funzione di risoluzione	± 2.0	± 2.0	1
Interazioni adroniche	± 1.0	± 1.0	1
Scattering multiplo	± 1.1	± 1.1	1
Allineamento	± 1.0	± 1.0	1
Fondo	$+3.6 \pm 1.1$	$+5.3 \pm 1.8$	1
Differenza $e - \mu$	-1.1 ± 1.0	-0.7 ± 1.0	0
Rapporti di decadimento	± 0.5	± 0.5	1
Polarizzazione	± 0.5	± 0.5	1
Totale	$+2.5 \pm 3.4$	$+4.6 \pm 3.9$	0.73

I risultati finali per la differenza dei parametri di impatto sono:

$$\begin{aligned}
 L_{92} &= 0.2274 \pm 0.0054 \pm 0.0017 \text{ cm} \\
 L_{93} &= 0.2221 \pm 0.0055 \pm 0.0024 \text{ cm} \\
 L_{\text{diff.}} &= 0.2248 \pm 0.0038 \pm 0.0020 \text{ cm}
 \end{aligned}$$

La vita media è ricavata correggendo per il coefficiente di dilatazione relativistico calcolato per l'energia di riferimento di 45.6 GeV e la massa del τ , $m_\tau = 1777 \text{ MeV}$:

$$\tau_{\text{diff.}} = 292.8 \pm 4.9 \pm 2.6 \text{ fs}$$

I valori analoghi per la somma dei parametri di impatto sono dati da:

$$\begin{aligned}
 \tau_{92} &= 296.6 \pm 7.1 \pm 3.4 \text{ fs} \\
 \tau_{93} &= 296.8 \pm 6.5 \pm 3.9 \text{ fs} \\
 \tau_{\text{somma}} &= 296.7 \pm 4.8 \pm 3.5 \text{ fs}
 \end{aligned}$$

La combinazione dei due metodi richiede di tenere in conto sia le correlazioni tra gli errori sistematici che statistici tra le tecniche. Essi sono riepilogati in tabella 7.6. Il coefficiente di correlazione finale è pari al 36%, dato che gli errori sistematici correlati aumentano leggermente quello puramente statistico. Il risultato finale è:

$$\tau_\tau = 294.4 \pm 3.9 \pm 2.6 \text{ fs}$$

Tabella 7.5: Riepilogo degli errori sistematici nel metodo della differenza dei parametri di impatto.

	1992 μm	1993 μm	ρ
Radiazione di stati iniziale	$+38.6 \pm 8.2$	$+38.6 \pm 8.2$	1
Troncamento	$+32.7 \pm 6.4$	$+32.7 \pm 6.4$	1
Fondo da $\gamma\gamma$	$+17.2 \pm 6.2$	$+23.8 \pm 11.9$	1
Fondo da dileptoni	$+8.0 \pm 4.3$	$+12.1 \pm 7.6$	1
Allineamento	± 8.0	± 8.0	1
Risoluzione	± 0.5	± 0.5	0
Scattering multiplo	± 1.8	± 1.8	1
Totale	$+106.5 \pm 16.9$	$+117.2 \pm 23.6$	0.95

Tabella 7.6: Riepilogo degli errori sistematici e determinazione delle correlazioni tra i due metodi.

	Somma fs	Differenza fs	ρ
Valore della vita media	296.7	292.8	-
Errore statistico	4.8	4.9	0.30
Allineamento	1.0	1.0	1
Fondo	1.5	1.9	1
Risoluzione	1.2	0.4	1
Scattering multiplo	1.1	0.2	1
Radiazione di stato iniziale	-	1.1	-
Troncamento	-	0.8	-
Parametrizzazione della funzione di risoluzione	2.0	-	-
Interazioni adroniche	1.0	-	-
Differenza $e - \mu$	0.7	-	-
Rapporti di decadimento	0.5	-	-
Polarizzazione	0.5	-	-
Errore totale	5.9	5.5	0.36

7.5 Prospettive future

Concludiamo questo capitolo con un'analisi critica del risultato ottenuto e le possibili prospettive per il futuro.

La misura di vita media effettuata all'interno della collaborazione DELPHI è compatibile con le recenti misure delle altre collaborazioni LEP. Un confronto diretto è possibile con gli analoghi risultati di ALEPH che ha applicato gli stessi metodi ai dati del 1992 ottenendo [7]:

$$\begin{aligned}\tau_{\text{diff.}} &= 288.1 \pm 5.4 \pm 1.2 \text{ fs} \\ \tau_{\text{somma}} &= 298.2 \pm 3.4 \pm 4.6 \text{ fs}\end{aligned}$$

La differenza negli errori sistematici per il metodo della differenza dei parametri di impatto viene da una migliore comprensione dell'efficienza e della risoluzione dell'apparato tracciante grazie alla quale non è necessario introdurre grossi errori sistematici nella valutazione del fondo. La sostanziale equivalenza dei risultati ottenuti è una caratteristica della misura della vita media del τ in cui l'attuale precisione di 1.6 fs è frutto della media di numerose determinazioni da parte dei vari esperimenti.

Esistono due possibili miglioramenti che potrebbero ridurre gli errori delle misure qui presentate. Da una parte si può aumentare la statistica recuperando parte delle tracce non utilizzate a cause dei tagli di qualità, in particolare, nel metodo della somma, recuperando gli eventi della seconda classe; dall'altra una selezione più mirata al rigetto del fondo potrebbe ridurre gli errori sistematici. Inoltre, una piccola riduzione dell'errore statistico dovrebbe essere raggiungibile modificando la procedura di determinazione della vita media nella somma dei parametri di impatto, in modo da tenere conto della risoluzione di ogni singola traccia, anzichè utilizzare funzioni fisiche e di risoluzione mediate su tutti gli eventi.

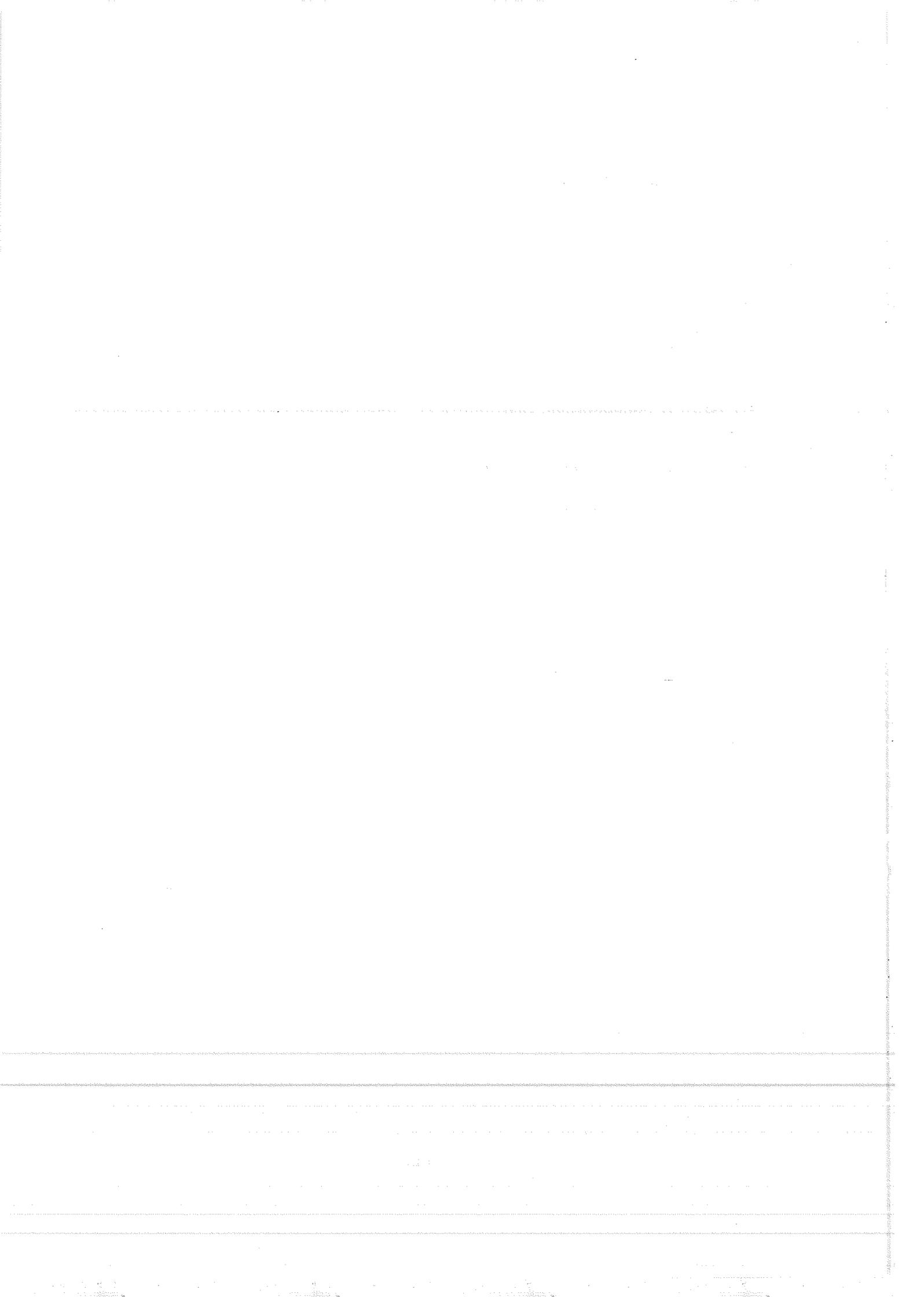
Per quanto riguarda un futuro meno immediato, risulta ben chiaro che il metodo della differenza dei parametri di impatto, essendo statisticamente limitato, ha possibilità di miglioramento con l'inclusione di nuovi dati raccolti a LEP. Il metodo della somma invece potrebbe ancora migliorare le prestazioni utilizzando tecniche di ricostruzione tridimensionale [8, 9] che sono ormai disponibili a tutti gli esperimenti LEP grazie alla presenza di microvertici a doppia faccia.

Il campo della misura della vita media del τ è quindi in rapida evoluzione ed i prossimi anni offriranno certo interessanti sviluppi, rendendo raggiungibile l'obiettivo di una misura della vita media con un errore di 1-2 parti su 10^3 .

Bibliografia

- [1] W. Bonivento e P. Ratoff, DELPHI 94-68 PHYS 388
- [2] P. Ratoff, DELPHI 94-113 PHYS 430

- [3] S. Jadach e Z. Was, *Comp. Phys. Commun.* **36** (1985) 191; Monte Carlo Group in *Z Physics at LEP 1* CERN 89-08, vol. III; S. Jadach, B. F. L. Ward e Z. Was, *Comp. Phys. Commun.* **66** (1991) 276
- [4] S. Jadach e Z. Was, *Comp. Phys. Commun.* **64** (1991) 267
- [5] E. Gross, D. Reid e C. Meroni, *Measurement of the τ Lifetime using the Miss Distance Method*, DELPHI 92-131 PHYS 231
- [6] M. Goossens e F. James, MINUIT reference Manual, CERN Program Library Long Writeup D506
- [7] ALEPH Collaboration, contributo a *27th International Conference on High Energy Physics*, Glasgow 1994, ICHEP94 Ref. 0574
- [8] J. H. Kühn e , *Phys. Lett.* **B313** (1993) 458
- [9] I. Ferrante, presentazione al *3rd Workshop on τ Lepton Physics*, Montreux 1994,



Conclusioni

Questa tesi ha avuto come oggetto lo sviluppo di due metodi per la determinazione della vita media del τ che sono stati applicati per la prima volta a LEP. La motivazione dello sviluppo di questi metodi sta nella ricerca della procedura più efficiente per l'estrazione dell'informazione sulla vita media contenuta negli eventi con la topologia detta 1-1, in cui entrambi i τ prodotti nelle collisioni e^+e^- decadono in un'unica particella carica. Essi costituiscono la maggior parte degli eventi $\tau^+\tau^-$, e ciò rende il loro utilizzo interessante, nonostante il metodo di misura della lunghezza di volo nei decadimenti con tre particelle cariche sia quello più diretto.

A LEP la possibilità di ottenere una buona precisione in queste misure viene dal grande miglioramento nell'accuratezza della ricostruzione delle tracce introdotto dai microvertici. Per questo buona parte del lavoro qui presentato ha riguardato l'allineamento del microvertice di DELPHI. Sono state affrontate varie problematiche. Dapprima la mappatura del rivelatore per la descrizione della sua geometria non solo ha raggiunto una precisione di $14\ \mu\text{m}$, ma ha anche permesso di caratterizzarne le proprietà meccaniche, fornendo informazioni utili per la successiva procedura di allineamento con le tracce. Quest'ultima ha portato ad una ricostruzione finale della geometria del rivelatore con un errore sistematico sulla coordinata radiale, che è quella che dà il contributo più importante sulla misura della vita media del τ , di $8\ \mu\text{m}$. Da ultimo l'inserimento del microvertice nell'apparato tracciante di DELPHI ha consentito di ottenere, per tracce con impulso di $45\ \text{Gev}/c$, una risoluzione sul parametro di impatto di $21\ \mu\text{m}$ e sul momento del 3.5% .

La determinazione della vita media del τ qui presentata è stata effettuata sui dati raccolti in DELPHI nel 1992 e 1993. Dei due metodi utilizzati, il primo, detto della differenza dei parametri di impatto, risulta dominato dall'errore statistico dovuto alla dimensione della regione di interazione che contribuisce all'incertezza sul punto di produzione. Esso è inoltre sensibile a molti effetti fisici che introducono dei *bias* significativi, tuttavia questi possono essere stimati con buona precisione tramite la simulazione, offrendo una misura con un limitato contributo dovuto agli errori sistematici:

$$\tau_\tau = 292.5 \pm 4.9 \text{ (stat.)} \pm 2.6 \text{ (sist.)}$$

L'altro metodo, la somma dei parametri di impatto, invece non è sensibile alle incertezze sul punto di produzione della coppia $\tau^+\tau^-$ e utilizza appieno l'accuratezza del rivelatore di vertice. Tuttavia la maggiore risoluzione implica una maggiore sensibilità agli effetti

sistematici indotti da errori nel tracciamento. Ciò si traduce in tagli più severi nella selezione delle tracce ed in maggiori errori sistematici. Il risultato finale ha un errore simile a quello del metodo precedente:

$$\tau_\tau = 296.7 \pm 4.8 \text{ (stat.)} \pm 3.4 \text{ (sist.)}$$

Nonostante i due metodi operino sullo stesso campione di eventi, hanno una correlazione pari solo al 36%, il che permette di combinarli ottenendo come stima finale per la vita media:

$$\tau_\tau = 294.4 \pm 3.9 \text{ (stat.)} \pm 2.6 \text{ (sist.)}$$

Questi risultati si collocano in un periodo di rapida evoluzione nel campo della misura di vita media del τ . La precisione raggiunta dagli esperimenti LEP, che ormai dominano la media mondiale di questa quantità, sarà migliorata dall'inclusione degli ulteriori dati forniti da LEP nei periodi di presa dati del 1994 e 1995 e dall'introduzione di raffinamenti degli attuali metodi tramite la ricostruzione tridimensionale dell'evento permessa dall'avvento di rivelatori di vertice a microstrip *doppia faccia*. Ciò aprirà la possibilità di verifiche dell'universalità dei leptoni nel settore del τ con una precisione paragonabile a quella raggiunta per e e μ .

Ringraziamenti

Desidero ringraziare le persone che hanno collaborato con me nel lavoro descritto in questa tesi: per quanto riguarda la calibrazione del rivelatore, i colleghi del gruppo del microvertice di DELPHI, in particolare il dott. Paolo Biffi, il dott. Stefano Testa e il dr. Vincent Chabaud; per quanto riguarda l'analisi dati, i colleghi del gruppo di fisica del τ di DELPHI; infine il dr. William Trischuk che appartiene all'intersezione dei due gruppi.

Un ringraziamento speciale spetta poi al prof. Guido Vegni, che è stato mio tutore durante questi anni, ad Adriano Pellegrini, senza la cui collaborazione il lavoro sulla somma dei parametri di impatto non sarebbe stato presentabile, alla dott.ssa Chiara Meroni, che più di ogni altro mi ha dato aiuto ed incoraggiamento, ed infine al piccolo Matteo, per averla allontanata dall'ufficio quando avevo bisogno della massima tranquillità per il completamento della tesi e per averla restituita in tempo per partecipare alla correzione del testo.