

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

Facoltà di Scienze

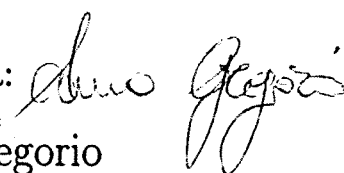
Matematiche Fisiche e Naturali

Tesi di Laurea in Fisica

Misura dei Rapporti di Decadimento Topologici del leptone τ
con l' apparato ALEPH

Candidata:

Anna Gregorio



Relatore:

Prof. Luigi Rolandi



Anno Accademico 1991-1992

Indice

Prefazione	2
1 Il Leptone τ	5
1.1 Il leptone τ	6
1.2 I decadimenti del τ	9
1.2.1 I decadimenti leptonici	12
1.2.2 I decadimenti semiadronici	14
1.3 I rapporti di decadimento	19
1.3.1 Il Problema del 1 Prong	20
1.4 Le Misure dei Rapporti di Decadimento Topologici	22
1.4.1 La misura proposta da questa tesi	24
2 Il Collider LEP ed il rivelatore ALEPH	26
2.1 Il Collider LEP	26
2.2 Il rivelatore <i>ALEPH</i>	27
2.2.1 La Beam Pipe	29
2.2.2 Il Minivertice	30
2.2.3 La Camera di Tracciatura Interna	30
2.2.4 La Camera a Proiezione Temporale	31
2.2.5 Il Calorimetro Elettromagnetico	39
2.2.6 Il Magnete Superconduttore	41
2.2.7 Il Calorimetro Adronico	42
2.2.8 Le camere dei μ	43
2.2.9 Monitor di luminosità	44
2.3 Il sistema di Trigger	46
2.4 L'acquisizione dati e la ricostruzione degli eventi	47
2.4.1 La ricostruzione delle tracce	48
2.5 Il generatore di eventi KINGAL	50
3 La Selezione degli Eventi	51
3.1 La selezione	52
3.1.1 La sottrazione dei fondi	57
3.2 L'efficienza di selezione	62
4 Classificazione delle tracce	69
4.1 Perdita di tracce	71
4.1.1 Accettanza del rivelatore	71
4.1.2 Problemi di ricostruzione	71

4.2	Classificazione delle tracce in base ai loro parametri	73
4.2.1	Il raggio di curvatura	73
4.2.2	Il parametro d' impatto	74
4.2.3	Splitting e decadimenti di particelle cariche	76
4.2.4	Back scattering	77
4.2.5	Conversione asimmetrica di un fotone	80
4.3	Ricostruzione dei vertici	85
4.3.1	Costruzione dei vertici doppi	86
4.3.2	Costruzione dei vertici multipli	90
4.3.3	Analisi dei multipletti	91
4.3.4	Analisi delle coppie	92
4.3.5	I risultati	96
4.4	Risultati finali	96
5	Analisi della Molteplicit� del Decadimento	99
5.1	Analisi dell' emisfero	100
5.2	La molteplicit� ricostruita	103
5.3	Le efficienze	107
5.3.1	Determinazione delle efficienze col Monte Carlo	108
5.3.2	Determinazione delle efficienze coi dati	109
5.4	I campioni puri	111
5.4.1	Classe due	115
5.5	Calcolo delle <i>Branching Ratio</i>	123
5.5.1	Errori statistici	125
5.5.2	Errori sistematici	126
5.5.3	Conclusioni	131
	Appendice A	132

Prefazione

Questa tesi è stata sviluppata nell'ambito della collaborazione ALEPH e descrive una analisi effettuata sui dati raccolti nel 1991 per misurare i rapporti di decadimento topologici del leptone τ .

Lo studio dei decadimenti del τ è molto importante. Il τ , grazie alla massa relativamente alta, ha parecchi canali di decadimento accessibili ed è l'unico leptone che può decadere in adroni. Molte larghezze di decadimento parziali possono essere calcolate e confrontate con le misure sperimentali. Queste misure però non sono facili in quanto è difficile produrre un numero elevato di τ (essi sono in pratica prodotti quasi esclusivamente nella annichilazione e^+e^-) ed è difficile identificarli in quanto, a causa della vita media molto breve, decadono prima di poter essere tracciati e sempre con almeno un neutrino nello stato finale.

La messa in funzione degli esperimenti LEP ha aperto una nuova era nella fisica del τ . Le condizioni sperimentali al LEP sono difatti particolarmente favorevoli grazie alla alta sezione d'urto ed alla facilità di separazione della produzione di coppie di τ dagli altri processi rivelati. Gli apparati di misura al LEP sono tecnologicamente molto avanzati. ALEPH, grazie alla sua grande camera tracciante in un campo magnetico di 1.5 Tesla ed al suo calorimetro elettromagnetico ad alta granularità, è particolarmente adatto ad uno studio dettagliato dei decadimenti del τ .

Ci si aspetta quindi che il LEP possa risolvere alcuni dei problemi ancora non chiariti legati al leptone τ . In particolare esiste una non consistenza tra la somma dei rapporti di decadimento **esclusivi** del τ in una sola particella carica ed il rapporto di decadimento **inclusivo** (*one prong problem*) che è stata notata per la prima volta nel 1984 da T.N. Truong (Phys. Rev. D30, 1509, 1984). Il LEP ha già contribuito a chiarire in parte il problema con l'analisi dei dati raccolti nel 1990 (si veda ad esempio le presentazioni di M. Danilov alla IHEP-91 di Ginevra) e ci si aspetta che con i dati raccolti successivamente si possa dare una risposta definitiva al problema.

La tesi qui presentata discute una misura originale del rapporto di decadimento inclusivo in

un prong del τ , e vuole contribuire quindi allo studio del *one prong problem*.

Nel primo capitolo, essenzialmente compilativo, vengono descritte le proprietà del leptone τ con particolare enfasi sui suoi decadimenti. Viene quindi discusso il *one prong problem* e vengono commentate le misure dei rapporti di decadimento topologici già effettuate in passato da ALEPH e da altri esperimenti.

Nel secondo capitolo viene descritto l'apparato ALEPH con particolare attenzione per quei rivelatori (camera centrale e calorimetro elettromagnetico) che sono essenziali per l'analisi proposta.

Nel terzo capitolo viene descritta la selezione standard di ALEPH per gli eventi $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ che è stata utilizzata per selezionare il campione di eventi su cui è stata effettuata l'analisi.

Il quarto ed il quinto capitolo descrivono l'analisi sviluppata per la misura del rapporto di decadimento topologico. Per selezionare i decadimenti del τ in una sola traccia carica è stato fatto un accurato studio di tutti i processi che possono dare luogo a perdita di tracce o a creazione di tracce secondarie. Sono stati messi quindi a punto degli algoritmi che possono classificare una traccia carica come primaria o secondaria utilizzando solo l'informazione legata alla traiettoria ricostruita, cioè l'appartenenza della traccia a vertici secondari o ad altre particolari topologie. Questo studio è descritto nel capitolo 4.

Questi algoritmi sono stati usati quindi nel capitolo 5 per classificare i τ selezionati a seconda della molteplicità di carica originale del loro decadimento ed è stato quindi misurato il rapporto di decadimento in *one prong* cercando di minimizzare l'uso del Monte Carlo. Particolare enfasi è posta nello studio degli errori sistematici della misura.

Il risultato ottenuto è compatibile entro gli errori con altri risultati ottenuti in precedenza e permette un miglioramento della media mondiale.

Capitolo 1

Il Leptone τ

Il τ ed il suo neutrino ν_τ formano la terza famiglia leptonica successiva a quelle dell' elettrone e del muone e dei loro rispettivi neutrini. La teoria del Modello Standard prevede che il τ debba accoppiarsi alle correnti deboli, neutre e cariche, in modo totalmente identico agli altri due leptoni carichi.

Fino ad ora sperimentalmente non sono state trovate significative discrepanze fra i comportamenti dei tre leptoni carichi (τ, μ, e). Tuttavia alcune proprietà del leptone τ , in particolare il suo accoppiamento alle correnti deboli cariche, non sono state definitivamente chiarite e sono tuttora soggette ad un intenso studio da parte sia dei teorici che degli sperimentali. Le misure riguardanti gli accoppiamenti di corrente carica del τ sono ancora affette da errori elevati e non direttamente confrontabili a quelle relative agli altri due leptoni. Nel 1991 ALEPH ha rivelato ed identificato oltre 22000 decadimenti del τ che hanno permesso di migliorare il quadro sperimentale aiutando a confermare l' ipotesi di universalità leptonica.

In questo capitolo si vogliono discutere dapprima le proprietà generali del leptone, per poi soffermarsi sugli accoppiamenti deboli carichi del τ e soprattutto sui suoi canali di decadimento. In conclusione viene data una panoramica della situazione sperimentale attuale, degli scopi di questa tesi e delle metodologie sviluppate.

1.1 Il leptone τ

Il leptone τ è stato scoperto dalla collaborazione *MARK I* al collider e^+e^- *SPEAR* [1] nel 1975 ad un'energia nel centro di massa di 4.8 GeV . La scoperta venne fatta osservando eventi di annichilazione in cui le uniche due particelle visibili nello stato finale erano un elettrone ed un muone, acollineari fra loro. Inoltre l'energia delle due particelle rivelate era minore dell'energia iniziale, segnale questo della presenza di particelle non rivelate. Questi eventi non potevano essere interpretati tramite i processi noti all'epoca mentre possono essere spiegati dall'annichilazione $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ in cui i due nuovi leptoni decadono in elettrone e muone e relativi neutrini. Il carattere fermionico e l'introduzione della conservazione di un nuovo numero leptonico furono successivamente stabiliti sempre a *SPEAR* e *DORIS*.

Nel Modello Standard il τ si accoppia in modo convenzionale sia attraverso correnti neutre, tramite il γ e la Z^0 (ad esempio nella produzione di coppie di τ in un anello di accumulazione e^+e^-), sia alle correnti cariche attraverso il W^\pm nel decadimento. Contrariamente agli altri due leptoni e e μ però, la massa elevata del τ ($m_\tau = 1776.9^{+0.4}_{-0.5} \pm 0.2\text{ MeV}$ [2]) permette, oltre ai decadimenti puramente leptonici, l'accoppiamento del leptone al primo doppietto di quark, rappresentato dai quark u e d' ($d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$).

Il τ si differenzia quindi dagli altri due leptoni per la capacità di decadere in adroni. Lo studio dei decadimenti adronici permette di estrarre informazioni sull'accoppiamento $W \rightarrow \text{quark}$ in maniera concettualmente analoga a quanto avviene nel decadimento dei mesoni "pesanti", ma contemporaneamente priva delle incertezze teoriche di questo settore. Le proprietà dei decadimenti del τ possono servire perciò come verifica accurata della teoria del Modello Standard.

L'accoppiamento del τ con il bosone Z^0 è stato misurato sia ad energie al di sotto dei 91 GeV sia ad energie prossime alla risonanza della Z^0 . Le recenti misure del LEP per i rapporti di decadimento della Z^0 in una coppia di τ , la misura dell'asimmetria di carica nella sezione d'urto e della polarizzazione del τ stesso, sono in eccellente accordo con le previsioni teoriche. Diversamente i decadimenti del τ , mediati dai due bosoni carichi W^\pm , mostrano ancora delle discrepanze.

Le reazioni studiate nell'analisi che verrà sviluppata in questa tesi, sono prodotte nell'interazione elettrone - positrone. Il processo di annichilazione $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ avviene attraverso l'accoppiamento dei τ ad una corrente elettrodebole neutra rappresentata dal bosone vettore Z^0 e dal fotone. In figura (1.1) osserviamo il diagramma di Feynmann di tale processo.

Trascurando le masse dei leptoni rispetto alle energie e mediando sugli stati di spin iniziali

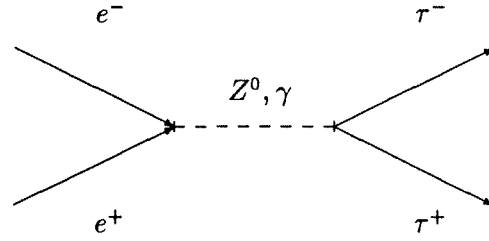


Figura 1.1: Diagramma di Feynman per l'annichilazione $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

e finali, l'ampiezza corrispondente alla somma dei due processi è [3]:

$$\begin{aligned}
 M = & \frac{e^2}{q^2} [\bar{\tau}(p) \gamma_\mu \tau(-p')] [\bar{e}(-k') \gamma^\mu e(k)] + \frac{\bar{g}^2}{q^2 - M_Z^2} \times \\
 & \times [(-\frac{1}{2} + \xi) \bar{\tau}_L(p) \gamma_\mu \tau_L(-p') + \xi \bar{\tau}_R(p) \gamma_\mu \tau_R(-p')] \times \\
 & \times [(-\frac{1}{2} + \xi) \bar{e}_L(-k') \gamma^\mu e_L(k) + \xi \bar{e}_R(-k') \gamma^\mu e_R(k)]
 \end{aligned} \quad (1.1)$$

dove M_Z è la massa della Z^0 , $\xi = \sin^2 \theta_W$ con θ_W l'angolo di Weinberg, e è la carica elettrica, g è la costante d'accoppiamento nell'interazione elettrodebole, $\bar{g} = g \sin \theta_W$, q^2 è l'energia nel centro di massa, $\bar{\tau}(p)$ è la funzione d'onda del τ^- generato di quadrimpulso p , $\tau(-p')$ quella del τ^+ d'impulso p' , $e(k)$ la funzione d'onda dell'elettrone annichilato con quadrimpulso k e $\bar{e}(-k')$ quella del positrone con impulso k' . Il primo addendo corrisponde all'accoppiamento con il γ ed il secondo allo scambio della Z^0 . Integrando il modulo quadro dell'ampiezza sullo spazio delle fasi, si ottiene la sezione d'urto totale del processo in funzione dell'energia nel centro di massa. Teoricamente perciò la sezione d'urto del processo consiste in tre parti separate: una Breit-Wigner, che viene dallo scambio di una Z^0 tra lo stato iniziale e quello finale, risonante all'energia del LEP, un termine di scambio del fotone ed un termine di interferenza fra i due. In funzione dell'energia nel centro di massa s , i tre termini risultano:

$$\begin{aligned}
 \sigma_Z(s) &= \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{s}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \Gamma_{e^+e^-} \Gamma_{\tau^+\tau^-} \\
 \sigma_\gamma(s) &= \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \\
 \sigma_I(s) &= \frac{I_{\tau^+\tau^-}(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2}
 \end{aligned} \quad (1.2)$$

dove $\Gamma_{e^+e^-}$, $\Gamma_{\tau^+\tau^-}$ sono le larghezze dei decadimenti della Z^0 rispettivamente in una coppia di elettroni e di τ , α è la costante di struttura fine e $I_{\tau^+\tau^-}(s - M_Z^2)$ è il termine di interferenza.

Sperimentalmente si procede nel seguente modo: attraverso la misura della luminosità e a partire dal numero totale di coppie di τ prodotte si ricava la sezione d'urto leptonica $\sigma_{\tau^+\tau^-}$.

Da questa, sfruttando le formule (1.2), si determina la larghezza $\Gamma_{\tau+\tau-}$ del decadimento della Z in una coppia di τ . Il risultato che si ottiene tramite un *fit* globale delle misure disponibili dai vari esperimenti è [9] :

$$\Gamma_{\tau+\tau-} = 82.6 \pm 1.0 \text{ MeV} \quad (1.3)$$

Una stima del numero di coppie di τ prodotte al LEP ed in particolare per ALEPH, si ottiene utilizzando la sezione d'urto in adroni σ_{adroni} e il rapporto $\Gamma_{\tau+\tau-}/\Gamma_{adroni}$:

$$N_{\tau+\tau-} = \mathcal{L} \times \sigma_{\tau+\tau-} = \mathcal{L} \times \frac{\Gamma_{\tau+\tau-}}{\Gamma_{adroni}} \times \sigma_{adroni} \quad (1.4)$$

dove \mathcal{L} è la luminosità integrata. Utilizzando questa formula e la luminosità raccolta da ALEPH nello *scan* del picco della Z^0 del 1991, possiamo calcolare il numero di coppie di τ prodotte: 10941 al picco ed ulteriori 2874 fuori picco.

La vita media del τ è piccola ($\tau_\tau = (0.305 \pm 0.006) \times 10^{-12} \text{ s}$ [9]). Con un'energia dell'ordine di $M_Z/2$ il τ decade entro pochi millimetri dal punto d'interazione. Perciò è impossibile misurare direttamente l'angolo di decadimento del τ mentre sono rivelabili le direzioni e i momenti dei suoi prodotti di decadimento.

Un evento di produzione di coppie di τ è riconoscibile grazie alle seguenti caratteristiche :

- Lo stato finale di un decadimento di un τ contiene soprattutto una o tre particelle cariche. La molteplicità degli eventi τ è perciò piccola in confronto alla molteplicità media di particelle cariche in un evento adronico (~ 20 particelle cariche).
- A causa dell'elevata energia nel laboratorio ($\sim 45 \text{ GeV}$), i prodotti di decadimento del τ mantengono la direzione originale del τ entro un cono ristretto, diversamente da un evento adronico.
- I prodotti di decadimento di un τ possono essere facilmente distinti da reazioni " $\gamma\gamma$ " (cioè interazioni di due fotoni irradiati dalle particelle dei fasci), in cui i prodotti finali sono tipicamente acollineari e l'impulso mancante è orientato nella direzione dei fasci.
- Parte dell'energia totale dei due τ viene ceduta ai neutrini, per cui l'energia visibile è minore dell'energia nel centro di massa. Questa caratteristica permette di distinguere gli eventi $\tau^+\tau^-$ da coppie di elettroni e di μ .

Per questi motivi al LEP è possibile selezionare campioni molto puri di eventi $\tau^+\tau^-$ (contaminazione di pochi fondi, con alta efficienza ($\sim 80\%$) [4] [5] [6] [7] [8]).

1.2 I decadimenti del τ

La teoria è in grado di predire le larghezze parziali dei decadimenti. Le larghezze leptoniche ($\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}, \mu\nu\bar{\nu}$) dipendono da parametri ben noti, mentre le larghezze adroniche dipendono fortemente dalle caratteristiche dei mesoni prodotti. Le larghezze adroniche sono calcolabili per mezzo del teorema di reversibilità temporale (mesoni stabili : $\tau \rightarrow \pi\nu, K\nu$) o attraverso la misura della sezione d'urto $e^+e^- \rightarrow \text{adroni}$ per le correnti vettoriali ($\tau \rightarrow \rho\nu, 4\pi\nu$) utilizzando il teorema della conservazione della corrente vettoriale *CVC*. Nei decadimenti del τ con emissione di un numero dispari di pioni (≥ 3) gli stati finali rappresentano stati mesonici pseudoscalari e pseudovettoriali e sono accoppiati alla corrente assiale per la quale non esiste un teorema di conservazione, quindi le larghezze di decadimento sono soggette a maggiori incertezze.

I differenti canali di decadimento sono riassunti in tabella (1.1) [9].

Secondo la teoria standard dell' interazione debole, la corrente carica leptonica ha la ben nota struttura vettoriale $V - A$:

$$J_{lept}^\lambda = \bar{\nu}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) e + \bar{\nu}_\mu \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \mu + \bar{\nu}_\tau \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \tau \quad (1.5)$$

dove l' operatore $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$ proietta la componente sinistrorsa degli spinori che rappresentano i leptoni carichi. Come per l' elettrone ed il muone, la teoria prevede che il τ decada solo attraverso una corrente debole carica, accoppiandosi con il suo neutrino ν_τ .

Per descrivere i decadimenti leptonic del τ , si accoppiano due correnti attraverso lo scambio di un bosone W con un' intensità di accoppiamento che in ogni vertice è caratterizzata dalla costante $g/\sqrt{2}$. Il corrispondente diagramma di Feynman è mostrato in Fig. 1.2.

Poichè il τ è piú pesante del π , sono permessi anche decadimenti di tipo semiadronico in cui la corrente adronica può accoppiarsi a quella leptonica del τ (cfr. Fig. 1.3). Nel contesto del modello a quark, la corrente adronica è data da :

canali di decadimento del τ^-		Branching Ratio (%)
topologici	esclusivi	
una particella carica	$\mu^- \nu \nu$	85.82 ± 0.25
	$e^- \nu \nu$	17.58 ± 0.27
	$\pi^- \nu$	17.93 ± 0.26
	$\pi^- \nu$	11.6 ± 0.4
	$K^- \geq 0 \text{ neutrini } \nu$	1.68 ± 0.24
	$\pi^- \pi^0 \nu$	24.0 ± 0.6
	$\pi^- \pi^0 \nu \text{ non - risonante}$	$0.3 \pm 0.1 \pm 0.3$
	$\text{adrone}^- \geq 2 \text{ adroni}^0 \nu$	13.2 ± 0.7
tre particelle cariche	$h^- h^- h^+ \nu$	14.06 ± 0.25
	$h^- h^- h^+ \geq 1 \gamma \nu$	8.4 ± 0.4
	$K^- \pi^- \pi^+ \geq 0 \pi^0 \nu$	5.3 ± 0.4
	$K^- K^+ \pi^- \nu$	$0.22^{+0.16}_{-0.13}$
	$K^- K^+ \pi^- \nu$	$0.22^{+0.17}_{-0.11}$
cinque particelle cariche	$3 \pi^- 2 \pi^+ \nu$	$(11.1 \pm 2.4) \times 10^{-2}$
	$3 \pi^- 2 \pi^+ \pi^0 \nu$	$(5.6 \pm 1.6) \times 10^{-2}$
	$3 \pi^- 2 \pi^+ \pi^0 \nu$	$(5.1 \pm 2.2) \times 10^{-2}$

Tabella 1.1: Canali di decadimento del τ (topologici ed esclusivi).

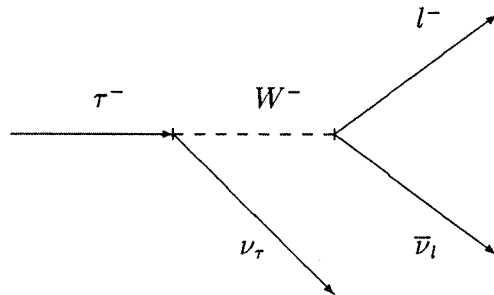


Figura 1.2: Diagramma di Feynman per un decadimento leptonico del τ .

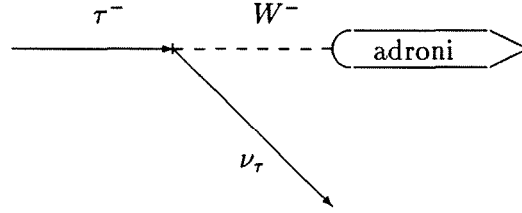


Figura 1.3: Diagramma di Feynman per un decadimento semiadronico del τ .

$$J_{had}^\lambda = \bar{u} \gamma^\lambda \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) d_C \quad (1.6)$$

dove u rappresenta il campo del quark "up" e d_C quello del quark "down" reale, cioè ruotato secondo l'angolo di Cabibbo θ_C :

$$d_C = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C \quad (1.7)$$

dove d e s sono gli autostati della massa dei due quark "down" e "strange" rispettivamente.

A basse energie \sqrt{s} ($s \ll M_W^2$) l'interazione della corrente debole carica può essere approssimata da una Lagrangiana effettiva corrente-corrente, dove lo scambio del bosone debole è contratto in un accoppiamento a quattro fermioni con costante di accoppiamento $G_F/\sqrt{2}$. In termini di g e M_W all'ordine perturbativo più basso vale la seguente uguaglianza:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (1.8)$$

Tramite questa costante di accoppiamento si può definire una Lagrangiana effettiva d'interazione nel cosiddetto "limite locale", accoppiando due correnti $V - A$ in un singolo punto nello spazio-tempo :

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} J_\mu J^\mu \quad (1.9)$$

dove ognuna delle correnti J_μ può essere sia leptonica che adronica.

Osserviamo che il diagramma dei quark si rappresenta in tre diversi *colori*, per cui il numero possibile di canali di decadimento di uguale probabilità è cinque. Ci si aspetta quindi per ognuno

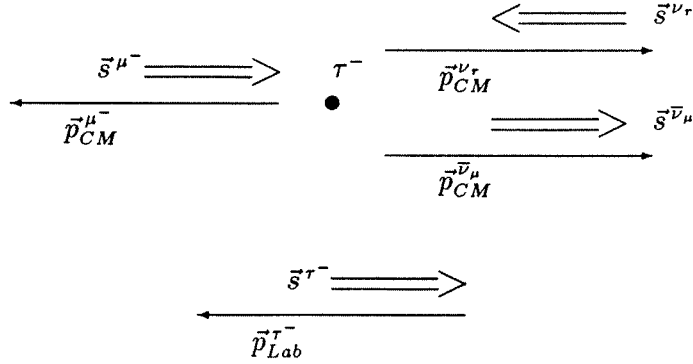


Figura 1.4: Schema di un evento $\tau^- \rightarrow \mu^- \nu \nu$ nel sistema Centro di Massa.

dei canali leptonici $\sim 20\%$ mentre la somma di quelli semiadronici dev' essere $\sim 60\%$.

Passiamo ora ad una descrizione piú accurata dei decadimenti del τ nei diversi canali, dando, laddove risulta possibile, una descrizione qualitativa della situazione sperimentale che si presenta.

1.2.1 I decadimenti leptonici

La conservazione del numero leptonico richiede che lo stato finale di un decadimento leptonico del τ contenga due neutrini. I limiti inferiori e superiori dello spettro del leptone prodotto possono essere spiegati tramite semplici argomentazioni.

Prendiamo come esempio il decadimento del τ in μ , essendo il decadimento in elettrone concettualmente uguale.

La figura (1.4) mostra la situazione in cui il muone ha il momento piú elevato possibile (tutto il rinculo dei due neutrini viene dato al muone che va nella direzione del momento del τ). Il neutrino del muone, $\bar{\nu}_\mu$, è destrorso e quello del τ , ν_τ , sinistrorso, quindi i due neutrini insieme formano un sistema con momento angolare totale nullo ed il μ^- deve essere emesso con lo spin parallelo a quello del τ . La struttura "V-A" della corrente debole carica richiede che il μ^- abbia elicitá negativa, di conseguenza il suo impulso sará generalmente diretto in senso opposto

rispetto allo spin del τ . Perciò lo stato finale con massimo momento del μ^- è possibile solo per un τ^- con elicità negativa. Questo spiega perchè il limite superiore dello spettro in impulso è più popolato per un τ^- con elicità negativa che positiva.

Nel caso invece in cui il muone ha energia molto bassa, i due neutrini si muovono in verso opposto e quindi con spin totale unitario. La conservazione del momento angolare richiede che il muone venga emesso lungo la direzione dello spin del τ .

Nell' approssimazione di Born il decadimento (leptonico) del τ può essere pensato come un decadimento in un neutrino ν_τ e un bosone W^\pm che decade in $\mu\nu_\mu$.

Accoppiando la parte della corrente carica relativa al τ (cfr. eq. 1.5) alla parte del muone, si può ottenere la matrice di transizione per il decadimento puramente leptonico $\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$:

$$M(\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_\mu(p) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_{\bar{\nu}_\mu}(\bar{k})] [\bar{u}_{\nu_\tau}(k) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_\tau(P)] \quad (1.10)$$

dove u (v) rappresentano gli spinori delle varie particelle (antiparticelle) nel decadimento. Le particelle associate agli spinori sono date dagli indici e i rispettivi quadri-impulsi sono gli argomenti degli spinori. Gli indici relativi agli spin sono stati omessi per semplicità. Utilizzando il modulo quadro dell' elemento di matrice M , usando la tecnica usuale della traccia di una matrice per sommare sugli stati finali e mediando su quelli iniziali di spin, si ottiene la seguente espressione :

$$|M|^2 = \frac{G_F^2}{2} L_{\mu\nu} T^{\mu\nu} \quad (1.11)$$

dove i due tensori $T_{\mu\nu}$ e $L_{\mu\nu}$ associati al leptone τ sono rispettivamente :

$$L_{\mu\nu} = Tr[(\hat{p} + m) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \hat{k} \gamma_\nu (1 - \gamma_5)], \quad (1.12)$$

$$T_{\mu\nu} = Tr[\hat{k} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) (\hat{P} + M) \gamma_\nu (1 - \gamma_5)].$$

ed M e m rappresentano le masse del τ e del μ . La larghezza parziale di decadimento è quindi data da :

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = \frac{1}{2} \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{2M} \int \frac{d^3p}{2E} \frac{d^3k}{2E_\nu} \frac{d^3\bar{k}}{2E_{\bar{\nu}}} \delta^4(P - k - \bar{k} - p) |M|^2 \quad (1.13)$$

Integrando sullo spazio delle fasi per un decadimento a tre corpi, la larghezza leptonica diventa :

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = \frac{G_F^2 M}{12\pi^3} \int p^2 dp (3M - 4E - \frac{2m^2}{E} + \frac{3m^2}{M}). \quad (1.14)$$

dove $p(E)$ è il momento (energia) del muone nello stato finale. La larghezza del decadimento del τ in elettrone si ottiene semplicemente sostituendo ad m la massa dell' elettrone.

Misure delle distribuzioni dell' energia nel laboratorio hanno dimostrato il carattere a tre-corpi del decadimento leptonic del τ ed hanno fornito indicazioni sulla struttura $V - A$ per la matrice che rappresenta il decadimento (cfr. eq. 1.10).

Un' ulteriore verifica sperimentale può essere fatta introducendo un' arbitraria mistura delle due strutture $V - A$ e $V + A$ tramite il parametro di Michel ρ :

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow l \bar{\nu}_l \nu_\tau) = \frac{G_F^2 M}{12\pi^3} \int E^2 dE [6M - 12E - \frac{4}{3}\rho(3M - 8E)] \quad (1.15)$$

In questa formula i termini di massa in m sono stati trascurati per semplicità in modo tale che $p = E$. Se $\rho = 0$ si ottiene lo spettro relativo ad una interazione di corrente carica $V + A$ pura per il τ con quella usuale $V - A$ per il muone. Per $\rho = 3/4$ si ritrova lo spettro associato ad un accoppiamento $V - A$ (cfr. eq. 1.14) (nell' approssimazione $m = 0$).

La larghezza per il decadimento in elettrone si calcola integrando l' eq. (1.14). Trascurando i termini in massa si ottiene :

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \frac{G_F^2 M^5}{192\pi^3}. \quad (1.16)$$

Per il decadimento del τ in μ bisogna considerare anche i termini in massa e l' integrale sull' impulso è limitato da $p_{max} = (M^2 - m^2)/2M$:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = \frac{G_F^2 M^5}{192\pi^3} (1 - 8y + 8y^3 - y^4 - 12y^2 \log y) \quad (1.17)$$

con $y = m^2 / M^2$. La correzione dovuta alla massa del muone è pari a 0.973.

1.2.2 I decadimenti semiadronici

Per la discussione delle larghezze parziali di decadimento del τ in un arbitrario stato finale semiadronico del tipo $\tau \rightarrow \text{adrone}(i) + \nu_\tau$, è utile considerare alcune proprietà generali della corrente adronica J_{had}^μ . Per la legge di conservazione del momento angolare, il momento angolare

totale dello stato adronico che si accoppia alla corrente del τ può avere soltanto i due valori 0 o 1. Secondo la (1.6) la struttura di J_{had}^μ è di tipo $V - A$:

$$J_{had}^\mu = J_{V,had}^\mu - J_{A,had}^\mu. \quad (1.18)$$

Ambedue le parti V e A contengono i contributi relativi alla conservazione della stranezza ($\Delta S = 0$, proporzionale a $\cos \theta_C$) e alla sua variazione ($\Delta S = 1$, proporzionale a $\sin \theta_C$). Inoltre le parti V, A devono essere isovettori ($I = 1$) poichè la corrente è carica.

Il τ decade in un neutrino ed in numero arbitrario di pioni ed è utile distinguere i casi in cui lo stato finale contiene un numero pari o dispari di pioni. Poichè solo la componente $I = 1$ contribuisce, la coniugazione di carica C dello stato a $I_z = 0$ è opposta alla parità G :

$$G(n\pi) = C(n\pi) (-1)^I. \quad (1.19)$$

Perciò la parte vettoriale (V) di J_{had}^μ che trasforma in maniera dispari per C , è responsabile dei decadimenti in un numero pari di pioni ($G(n\pi) = (-1)^{n\pi}$), mentre la parte assiale (A) (pari sotto una trasformazione di carica) è responsabile dei decadimenti in un numero dispari di pioni.

Le correnti per una transizione adronica relative a $J = 0$ e $J = 1$ con un quadri-vettore Q^μ , possono essere genericamente scritte come [10] :

$$\begin{aligned} J = 1 & \quad < 0 | J_{had}^\mu | J = 1, Q > = f_1 \epsilon^\mu \\ J = 0 & \quad < 0 | J_{had}^\mu | J = 0, Q > = f_0 Q^\mu \end{aligned} \quad (1.20)$$

Le funzioni f_0, f_1 dipendono dalla massa dello stato adronico (Q^2), il vettore ϵ^μ è il quadri-vettore polarizzazione dello stato $J = 1$.

Con queste correnti si può calcolare una matrice in maniera simile a come fatto in precedenza (cfr. eq. 1.10) sostituendo la corrente leptonica J_{lept} . Utilizzando il modulo quadro della matrice si arriva ad un' equazione simile alla (1.11), dove però ora il tensore $L_{\mu\nu}$ è dato dalla seguente espressione :

$$\begin{aligned} J = 1 & \quad \sum_{pol.} < 0 | J_\mu | Q > < Q | J_\nu^\dagger | 0 > = \frac{f_1^2}{Q^2} (Q_\mu Q_\nu - Q^2 g_{\mu\nu}) \\ J = 0 & \quad < 0 | J_\mu | Q > < Q | J_\nu^\dagger | 0 > = f_0^2 Q_\mu Q_\nu \end{aligned} \quad (1.21)$$

Contraendo il tensore della corrente adronica con il tensore della corrente del τ $T^{\mu\nu}$ (cfr. eq. 1.12), si trova la seguente relazione per la larghezza dei decadimenti semiadronici del τ :

$$\Gamma(\tau \rightarrow \text{adrone}(i) + \nu_\tau) = \frac{G_F^2}{96\pi^3 M^3} \int (M^2 - Q^2)^2 dQ^2 \times$$

$$[\cos^2 \theta_C (M^2 + 2Q^2)(v_1(Q^2) + a_1(Q^2)) + M^2(v_0(Q^2) + a_0(Q^2)) + \quad (1.22)$$

$$+ \sin^2 \theta_C (M^2 + 2Q^2)(v_1^S(Q^2) + a_1^S(Q^2)) + M^2(v_0^S(Q^2) + a_0^S(Q^2))].$$

dove le due funzioni (spettrali) v ed a corrispondono alle parti vettoriali e assiali della corrente adronica J_{had}^μ , gli indici indicano lo spin J del sistema adronico e l'apice S denota le parti che contengono una variazione di stranezza.

In assenza di una teoria dell'interazione forte per basse energie trasferite, le funzioni spettrali $v(Q^2)$ e $a(Q^2)$ non sono calcolabili, ma con l'aiuto di considerazioni teoriche si possono trovare delle relazioni che collegano le diverse quantità. Se la simmetria esatta fosse $SU(3)$ di sapore, le funzioni spettrali sarebbero tutte uguali. Poichè questo non è rigorosamente vero, le relazioni fra le funzioni spettrali possono essere ricavate in base a delle assunzioni su come la simmetria $SU(3)$ viene rotta.

Siccome nel decadimento del τ sono coinvolte basse energie, ci si aspetta che le funzioni v e a siano dominate dalle risonanze.

Mesoni stabili

I più semplici decadimenti semiadronici del τ sono quelli in cui il leptone decade in un neutrino ed in una particella ad interazione forte stabile :

$$\begin{aligned} \tau &\rightarrow \pi \nu_\tau \\ &\rightarrow K \nu_\tau \end{aligned} \quad (1.23)$$

Il decadimento è a due corpi, di cui uno, il π^- , ha spin 0 e l'altro, il ν_τ , ha spin 1/2. In figura (1.5) mostriamo lo schema del decadimento nel sistema centro di massa del τ . Siccome il ν_τ è sinistrorso, il π^- riceve meno impulso nel laboratorio se il τ è sinistrorso rispetto al caso in cui il τ è destrorso perchè l'emissione del π in direzione opposta al τ è preferita. Perciò in media il π^- ha più spesso un impulso basso per il τ^- con elicità negativa.

L'unico parametro sconosciuto è il fattore di forma f_π (f_K) del pione (K) che può essere ricavato sfruttando l'invarianza per inversione temporale del decadimento del pione in un muone

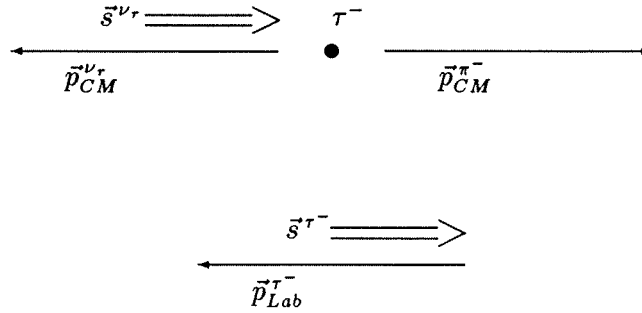


Figura 1.5: Schema di un evento $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu$ nel sistema Centro di Massa.

($\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu$) sostituendo la corrente carica del μ con quella del τ . La larghezza per questo decadimento è data da :

$$\Gamma(\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu) = \frac{G_F^2}{8\pi} f_\pi^2 \cos^2 \theta_C m_\pi m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2. \quad (1.24)$$

Quindi usando i valori noti per le masse, per G_F e θ_C e per la larghezza di decadimento, si ricava $f_\pi = 0.943 m_\pi$. Usando l'invarianza per inversione temporale si trova che il rapporto $r(\tau \rightarrow \pi \nu)$ fra la larghezza di questo decadimento e quella del decadimento elettronico $\Gamma(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ è :

$$r(\tau \rightarrow \pi \nu_\tau) = \frac{12\pi^2}{M^2} f_\pi^2 \cos^2 \theta_C \left(1 - \frac{m_\pi^2}{M^2}\right)^2 = 0.601 \quad (1.25)$$

Una formula equivalente si ricava per K , per cui si ottiene $f_K = 0.313 m_K$ e di conseguenza :

$$r(\tau \rightarrow K \nu_\tau) = 0.039. \quad (1.26)$$

Stati vettoriali

A bassi valori di Q^2 la parte isovettoriale "non-strana" nei decadimenti del τ è saturata praticamente dalla risonanza della ρ , $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$:

$$v_1(Q^2) = 6\pi^2 \frac{f_\rho^2}{m_\rho^2} \delta(Q^2 - m_\rho^2) \quad (1.27)$$

L' ampiezza del decadimenti $\tau \rightarrow \rho\nu$ è direttamente collegata a quella del decadimento $\rho \rightarrow e^+e^-$ in conseguenza delle proprietà isotopiche della corrente *ud*. Quindi tramite il teorema di conservazione della corrente vettoriale (CVC) si può mettere in relazione la parte vettoriale della corrente debole carica relativa alla conservazione della stranezza alla parte isovettoriale della sezione d' urto totale per l' annichilazione e^+e^- in adroni. La funzione spettrale relativa a $J = 0$, $v_0(Q^2)$, deve svanire nell' approssimazione di massa trascurabile (cfr. eq. 1.21), e per la $v_1(Q^2)$ vale la seguente relazione :

$$v_1(Q^2) = \frac{3Q^2 \sigma_{I=1}(e^+e^- \rightarrow \text{adroni})}{4\pi\alpha^2} = R_{I=1}(e^+e^- \rightarrow \text{adroni}) \quad (1.28)$$

Quindi dalla sezione d' urto isovettoriale e^+e^- in adroni si può ricavare una predizione sui rapporti di decadimento del τ in mesoni vettoriali. In questa misura l' incertezza maggiore proviene proprio dall' indeterminazione della parte isovettoriale della sezione d' urto totale elettrone-positrone. Facendo gli opportuni calcoli si ottiene :

$$\Gamma(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = \frac{G_F^2}{16\pi} \cos^2 \theta_c M^3 \frac{f_\rho^2}{m_\rho^2} \left(1 - \frac{m_\rho^2}{M^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_\rho^2}{M^2}\right). \quad (1.29)$$

Per le stesse ragioni le ampiezze dei decadimenti $\tau \rightarrow 2n\pi + \nu$ e l' annichilazione $e^+e^- \rightarrow 2n\pi$ sono collegate fra loro tramite la seguente relazione :

$$r(\tau \rightarrow 2n\pi + \nu_\tau) = 2 \cos^2 \theta_c \int dx (1-x)^2 (1+2x) R(e^+e^- \rightarrow 2n\pi) \quad (1.30)$$

con $x = Q^2/M^2$.

Stati assiali-vettoriali

Le predizioni relative ai decadimenti semiadronici del τ mediati da una corrente assiale-vettoriale non sono così certe dal punto di vista teorico.

Il sistema a 3π può avere autovalori di parità e di spin di tipo $J^P = 0^-$ o 1^+ . Il sistema è dominato dalla risonanza a_1 , $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$:

$$a_1(Q^2) = 6\pi^2 \frac{f_{a_1}^2}{m_{a_1}^2} \delta(Q^2 - m_{a_1}^2) \quad (1.31)$$

In analogia con la (1.29) si ottiene la larghezza del decadimento del τ in a_1 :

$$\Gamma(\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau) = \frac{G_F^2}{16\pi} \cos^2 \theta_C M^3 \frac{f_{a_1}^2}{m_{a_1}^2} \left(1 - \frac{m_{a_1}^2}{M^2}\right)^2 \left(1 + 2 \frac{m_{a_1}^2}{M^2}\right) \quad (1.32)$$

Usando l' ipotesi di conservazione parziale della corrente assiale (PCAC), possono essere ricavate delle relazioni tra le diverse funzioni spettrali dei due decadimenti del τ in ρ ed in a_1 . Assumendo che la simmetria $SU(3)$ sia asintoticamente (per alti valori di Q^2) esatta, la sua rottura può essere spiegata dalla produzione di risonanze a bassi valori della massa. Weinberg [11] derivò alcune regole di somma per la parte della corrente debole vettoriale che conserva la stranezza e per le funzioni spettrali assiali :

$$\int [v_1(Q^2) - a_1(Q^2)] dQ^2 = 2\pi f_\pi^2 \quad (1.33)$$

$$\int [v_1(Q^2) - a_1(Q^2)] Q^2 dQ^2 = 0$$

dove f_π è il fattore di forma del pione. In tal modo si trova la relazione fra le larghezze di decadimento nei due canali :

$$\Gamma(\tau \rightarrow a_1 \nu) = 0.37 \times \Gamma(\tau \rightarrow \rho \nu) \quad (1.34)$$

1.3 I rapporti di decadimento

Le larghezze di decadimento del τ non sono quantità direttamente misurabili, mentre una variabile che è possibile misurare ed è collegata alla larghezza in un dato canale di decadimento è la probabilità che il τ decada in quel corrispondente canale. Se Γ_{tot} è la larghezza totale di decadimento del τ e Γ_α è la larghezza nel canale considerato, tale probabilità risulta dal rapporto fra queste due grandezze:

$$Prob(\tau \rightarrow \alpha) = \Gamma_\alpha / \Gamma_{tot} \quad (1.35)$$

Per questa ragione questa quantità viene normalmente chiamata "rapporto di decadimento" o "branching ratio" del decadimento $\tau \rightarrow \alpha$. Dal punto di vista sperimentale misurare un

rapporto di decadimento risulta concettualmente semplice, infatti è sufficiente determinare il numero di τ decaduti in quel canale rispetto al numero totale di eventi τ disponibili.

La più semplice osservabile è la *branching ratio* topologica B_i ($i = 1, 3, 5$), ovvero la probabilità che il τ decada in una, tre o cinque particelle cariche ("prong") e altre particelle neutre, definita come :

$$B_i = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow i \text{ particelle cariche} + \text{neutre})}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{tutto})} \quad (1.36)$$

1.3.1 Il Problema del 1 Prong

Come abbiamo appena visto la maggior parte dei decadimenti possono essere calcolati usando principi primi delle interazioni deboli [10]. Questi decadimenti sono stati osservati e risultano in accordo con le previsioni teoriche.

E' stato da tempo però osservata una certa inconsistenza nelle misure dei rapporti di decadimento [12]. Se si sommano i valori misurati nei canali esclusivi in cui il tau decade con una sola particella carica e si complementa questa informazione usando le predizioni teoriche per alcuni canali male misurati (con molti π^0 nello stato finale), si trova un rapporto di decadimento sensibilmente minore di quello misurato in maniera inclusiva, cioè verificando la presenza di una sola particella carica nello stato finale.

Il risultato, se confermato, è di notevole interesse in quanto potrebbe essere spiegato dalla presenza di un decadimento "esotico" del tau. Tale decadimento difatti non verrebbe contato nella somma dei canali esclusivi e sarebbe invece presente in quello inclusivo. La discrepanza potrebbe essere però imputata anche a degli errori di misura nella determinazione del rapporto di decadimento di alcuni canali esclusivi o di quello topologico.

Il quadro sperimentale è oggi in rapida evoluzione grazie ai risultati degli esperimenti LEP. Abbiamo difatti visto che la situazione sperimentale al LEP è particolarmente indicata allo studio dei decadimenti del tau grazie alla possibilità di selezionare campioni molto puri (pochi per cento di contaminazione) con alta efficienza.

Nell'ultima edizione della *Review of particle properties* K.G. Hayes [13] ha riassunto il quadro sperimentale alla fine del 1990, dopo cioè che i primi risultati del LEP erano stati pubblicati. La prima osservazione fatta è che ci sono due diversi tipi di approcci. Da una parte molti

	Media Mondiale	ALEPH-CELLO	esclusi A.-C.
B_1	85.94 ± 0.23	85.02 ± 0.44	86.28 ± 0.27
B_3	14.06 ± 0.20	14.67 ± 0.35	13.76 ± 0.25
\sum 1-prong	82.0 ± 1.2	85.3 ± 1.6	78.2 ± 1.4
\sum 3-prong	13.2 ± 0.5	14.7 ± 0.7	12.3 ± 0.6
\sum tutto	95.3 ± 1.3	100.1 ± 1.8	90.6 ± 1.6

Tabella 1.2: Valori delle branching ratio inclusive ed esclusive nelle diverse collaborazioni.

esperimenti che misurano un singolo (o pochi) canale di decadimento, dall'altra due esperimenti (ALEPH e CELLO) che hanno fatto un'analisi che pretende di misurare TUTTI i canali di decadimento possibili.

L'analisi di ALEPH [4] (simile a quella di CELLO) seleziona il campione di eventi un prong e misura il rapporto di decadimento topologico. Partendo da questo campione suddivide gli eventi a secondo della natura della particella carica (elettrone, mu o adrone) e del numero di π^0 o fotoni ricostruiti. La suddivisione viene fatta in modo che ogni evento cui possa essere applicata l'identificazione di particella (taglio puramente geometrico) viene assegnato ad una categoria. In questo modo per costruzione la somma dei rapporti di decadimento (chiamati *quasi esclusivi*) misurati eguaglia quello topologico. I decadimenti senza π^0 sono a tutti gli effetti esclusivi. Una ulteriore analisi dei decadimenti con fotoni permette la determinazione dei rapporti di decadimento esclusivi di tali canali. Confrontando le due analisi ALEPH non trova nessuna discrepanza entro il 3.5% al livello di confidenza del 95% .

D'altra parte se si considera il risultato combinato di tutti gli altri esperimenti (escludendo ALEPH e CELLO) si trova che la somma dei canali esclusivi 1-prong e' in difetto di $8.1 \pm 1.5\%$ rispetto alla misura del rapporto di decadimento inclusivo. Quando ALEPH e CELLO vengono inclusi la differenza risulta $3.9 \pm 1.2\%$ (cfr. tab. 1.2).

La conclusione di Hayes e' che nuove precise misure sono necessarie per chiarificare la situazione. In particolare e' interessante avere misure piu' precise del canale con 1 pione carico e 2 π^0 . In generale pero' la precisione di tutte le misure deve essere migliorata.

Questa tesi studia un aspetto di questo problema: la misura del rapporto di decadimento topologico del τ in 1 particella carica.

1.4 Le Misure dei Rapporti di Decadimento Topologici

Riportiamo ora alcuni metodi utilizzati per valutare le *branching ratio* topologiche ed in conclusione un accenno dell'analisi che proporremo con questa tesi.

I metodi usati dalle tre collaborazioni ALEPH (1989-1990) [4], OPAL (1990-1991) [6] e CELLO (1982-1986) [8] (1988) sono simili sebbene i tre esperimenti lavorino ad energie diverse (rispettivamente $\sim 91 \text{ GeV}$ i primi due e 42.8 GeV l'ultimo), mentre le analisi proposte da DELPHI (1991) [5] e da L3 (1990) [7], sempre a $\sim 91 \text{ GeV}$ si differenziano sensibilmente dalle altre. Tutti e cinque gli esperimenti lavorano su un collider e^+e^- e le analisi sono concentrate sullo studio di eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

Aleph-Opal-Cello

L'analisi si propone di studiare l'evento considerando contemporaneamente i decadimenti dei due leptoni τ prodotti nel decadimento della Z^0 . L'evento viene separato nei due decadimenti del τ per ricostruire la molteplicità di ognuno di essi. Per osservare la topologia originale dei decadimenti del τ vengono eliminate le tracce che sono state prodotte in un vertice secondario. Per identificare le tracce secondarie si sfrutta il fatto che la maggior parte di esse sono elettroni prodotti dalla conversione di un fotone in coincidenza alla presenza di materiale ed inoltre che tali processi avvengono a distanze dal punto d'interazione maggiori rispetto a quelle tipiche a cui si trova il vertice del decadimento primario del τ .

Definendo N_{ij} il numero vero di coppie $\tau^+\tau^-$ in cui un τ decade in i particelle cariche e l'altro in j ($i, j = 1, 3, 5$), n_{kl} il numero di coppie di τ che ci si aspettano con molteplicità k in un emisfero e l nell'altro ($k, l = 1, 2, \dots$), allora le due quantità sono legate dalla seguente relazione:

$$n_{kl} = n_{kl}^f + \sum_{i \leq j} T_{ij \rightarrow kl} N_{ij} \quad (1.37)$$

$$N_{ij} = 2N_{\tau\tau} B_i B_j$$

dove n_{kl}^f è il numero di eventi di fondo aspettati nella topologia kl , $T_{ij \rightarrow kl}$ è la probabilità che una coppia di τ con molteplicità di decadimento vera ij sia ricostruita nella topologia kl (valutata tramite programmi di simulazione), e $N_{\tau\tau}$ è il numero di coppie $\tau^+\tau^-$ prodotte.

Il numero di eventi m_{kl} "osservati" è distribuito secondo una distribuzione di Poisson attorno al valore aspettato n_{kl} . Sfruttando le proprietà della distribuzione, si costruisce la funzione di

Likelihood :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= -\log \prod_{lk} P(m_{lk}) \\ &= -\sum_{lk} \log \left(\frac{(n_{lk})^{m_{lk}}}{m_{lk}!} e^{-n_{lk}} \right)\end{aligned}\quad (1.38)$$

La funzione di Likelihood presenta quali parametri liberi le tre B_i , che vengono ricavate tramite il procedimento di minimizzazione. Per ridurre sensibilmente l'errore nella misura di B_1 , OPAL preferisce utilizzare il vincolo:

$$B_1 + B_3 + B_5 = 1 \quad (1.39)$$

I vantaggi di questo metodo sono nel fatto che è possibile effettuare un *fit* e verificare corrispondenza tra dati e Monte Carlo nelle varie categorie: idealmente per misurare B_1 basterebbe contare gli eventi 1-1. Il confronto tra dati e Monte Carlo della molteplicità ricostruita nelle varie categorie permette di ridurre l'errore sistematico indotto dalla stima della matrice T_{ij} tramite il Monte Carlo.

L3

Contrariamente alla precedente trattazione la misura della collaborazione L3 analizza il singolo semi-evento τ : la coppia di τ prodotti viene separata e i due leptoni trattati indipendentemente.

La separazione fra tracce primarie del decadimento del τ e quelle secondarie viene fatta solo in base alla distanza di minimo approccio fra la traccia stessa e il punto d'interazione, senza imporre alcuna ipotesi sull'identità della singola traccia.

La tecnica di *fit* utilizzata è invece simile a quella dei due precedenti esperimenti e viene usato ancora il metodo di minimizzazione del Likelihood. Definendo e_i l'efficienza di selezione in un evento in cui il τ decade in i particelle cariche ($i = 1, 3, 5$), ϵ_{ij} la probabilità che in un evento con i particelle cariche generate siano osservate j tracce cariche ($j = 1, 2, \dots$), c_k la frazione di eventi di fondo di tipo k ($Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, Q\bar{Q}$) e δ_{kj} il numero corrispondente di eventi in cui vengono osservate j tracce cariche, il numero di eventi n_j che ci si aspetta di osservare con j tracce cariche nell'emisfero risulta :

$$n_j = \frac{(1 - \sum_k c_k) \sum_i B_i e_i \epsilon_{ij} + \sum_k c_k \delta_{kj}}{(1 - \sum_k c_k) \sum_i B_i e_i + \sum_k c_k} N_\tau \quad (1.40)$$

collaborazione	branching ratio topologiche %		
	B_1	B_3	B_5
ALEPH	$85.45^{+0.69}_{-0.73} \pm 0.65$	$14.35^{+0.40}_{-0.45} \pm 0.24$	$0.10^{+0.05}_{-0.04} \pm 0.03$
CELLO	$84.9 \pm 0.4 \pm 0.3$	$15.0 \pm 0.4 \pm 0.3$	$0.16 \pm 0.13 \pm 0.04$
L3	$85.6 \pm 0.6 \pm 0.3$	$14.4 \pm 0.6 \pm 0.3$	< 0.34
DELPHI	$84.08 \pm 0.59 \pm 0.45$	$15.00 \pm 0.37 \pm 0.21$	$0.31 \pm 0.11 \pm 0.07$
OPAL	$84.48 \pm 0.27 \pm 0.23$	$15.26 \pm 0.26 \pm 0.22$	$0.26 \pm 0.06 \pm 0.05$
Media Mondiale	85.6 ± 0.6	14.02 ± 0.25	0.110 ± 0.024

Tabella 1.3: Valori delle branching ratio topologiche nelle diverse collaborazioni [9].

dove N_τ è il numero di singoli eventi τ selezionati. Anche L3 utilizza due soli parametri liberi, B_1 e B_3 , e valuta B_5 escludendo dal campione la presenza di decadimenti con più di cinque particelle cariche ($B_5 = 1 - B_1 - B_3$).

Delphi

L'analisi sviluppata dalla collaborazione DELPHI concettualmente è simile a quelle di ALEPH, OPAL e CELLO, ma si differenzia da queste per l'identificazione delle tracce di origine secondaria. DELPHI infatti utilizza un algoritmo più complesso rispetto all'identificazione degli elettroni, basato sulle caratteristiche topologiche di una coppia di elettroni prodotti da un fotone, quali la carica nulla, l'apertura angolare della coppia e l'assenza di segnali associati alle due tracce all'interno del rivelatore di vertice. La procedura di *fit* è esattamente la stessa delle prime tre collaborazioni.

In tabella (1.3) vediamo i risultati ottenuti da queste collaborazioni.

1.4.1 La misura proposta da questa tesi

Il metodo che viene utilizzato per l'analisi dei rapporti di decadimento è sostanzialmente diverso da quello proposto dalle altre analisi.

Infatti questa analisi si basa soprattutto sullo studio delle differenti topologie delle tracce che provengono dal vertice primario del decadimento del τ rispetto a quella delle tracce di tipo secondario. Le tracce vengono classificate come primarie o secondarie a seconda delle loro

proprietá intrinseche (come il raggio di curvatura, la distanza di minimo approccio al punto d' interazione e la appartenenza o meno a vertici secondari), come verrà descritto nel capitolo 4.

L' evento $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ viene suddiviso nei due semi-eventi τ che vengono analizzati separatamente. Seguendo un opportuno algoritmo, la molteplicitá originale i ($i = 1$ o maggiore di 1) di ogni τ viene valutata in base al numero di tracce primarie che gli sono state attribuite.

In realtà l' analisi procede in modo piú raffinato. Infatti per essere sensibili ai diversi problemi che si presentano nel valutare la molteplicitá di un evento τ , ogni semi-evento viene ulteriormente classificato in 10 categorie (cfr. cap. 5) e studiato in maniera diversa a seconda della classe a cui appartiene.

A questo punto, misurando l' efficienza di questo algoritmo di classificazione sia tramite eventi simulati che tramite quelli reali, si risale al numero di eventi originariamente prodotti nelle due topologie. I rapporti di decadimento topologici B_i sono quindi definiti come il rapporto tra il numero N_τ^i di eventi selezionati con la corrispondente molteplicitá di decadimento i e il numero totale N_τ di eventi τ disponibili :

$$B_i = N_\tau^i / N_\tau \quad (1.41)$$

Capitolo 2

Il Collider LEP ed il rivelatore ALEPH

2.1 Il Collider LEP

Il LEP (Large Electron-Positron collider) è l' acceleratore del CERN dove avvengono le interazioni fra e^+e^- , ad energie attorno alla massa della Z^0 . Si tratta di un anello di accumulazione di circa 27 Km di lunghezza nel quale vengono iniettati gli elettroni e i positroni pre-accelerati dal PS (Proton Synchrotron) e dal SPS (Super Proton Synchrotron) ad una energia di circa 20 GeV. In questa prima fase il LEP è capace di accelerare ciascun fascio, formato da 4 "pacchetti" di particelle, fino ad una energia di circa 50 GeV¹. L' energia nel centro di massa raggiungibile è quindi dell' ordine dei 100 GeV, ma in questi primi tre anni di attività tutte le misure sono state fatte ad energie nel centro di massa intorno al picco della risonanza della Z^0 eseguendo uno *scanning* tra 88.2 e 94.2 GeV con intervalli di ~ 1 GeV e concentrandosi sul picco a circa 91.2 GeV. I fasci di elettroni e positroni vengono fatti collidere in quattro punti in corrispondenza dei quali sono sistemati i quattro esperimenti ALEPH, DELPHI, L3 ed OPAL.

Nei prossimi anni a partire dal 1994, è previsto un aumento dell' energia massima per fascio fino a circa 100 GeV con la sostituzione delle attuali 128 cavità acceleranti a radiofrequenza, con 192 cavità superconduttrici. In questo modo sarà possibile raggiungere l' energia di soglia per la produzione di coppie W^+W^- e studiare le proprietà dei bosoni vettoriali carichi.

¹Nell' ottobre 1992 il LEP ha funzionato con 8 pacchetti per fascio.

Non si è ancora riusciti a raggiungere la luminosità di progetto ($1.3 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$) per problemi dovuti ad interazioni fra i fasci che hanno limitato la luminosità specifica, cioè normalizzata al prodotto delle correnti dei fasci, per valori elevati delle correnti stesse. La massima luminosità raggiunta nei primi due anni è stata di $10 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ con una luminosità tipica durante l'acquisizione dati di $5 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Anche l'efficienza operativa e quella di iniezione non sono state ottimali, con una media del 47 % rispetto al valore previsto dell'87 %. Nel 1990 la vita media dei fasci è stata di 20 ore. Nel 1991 la presa dati è iniziata in aprile e si è conclusa agli inizi di novembre. A causa di problemi tecnici non è stato possibile incrementare sensibilmente l'efficienza operativa che è rimasta essenzialmente agli stessi livelli dell'anno precedente. Un aumento della corrente dei fasci fino a $\sim 2 \text{mA}$ ha comunque permesso nel 1991 di raccogliere una luminosità giornaliera doppia rispetto agli anni precedenti. Per il futuro prossimo si prevede di portare a 8 il numero di "pacchetti" di elettroni e di positroni per fascio e successivamente fino a 36 anche se questo potrebbe portare dei problemi all'acquisizione per l'alta frequenza degli eventi (il tempo fra due successive collisioni di fasci si ridurrà dagli attuali $22.5 \mu\text{s}$ a $2.5 \mu\text{s}$).

2.2 Il rivelatore ALEPH

ALEPH è uno dei quattro rivelatori costruiti al LEP. Scopo principale di ALEPH, e in generale di tutti gli esperimenti del progetto LEP, è lo studio delle proprietà del bosone vettoriale neutro Z^0 (mediatore insieme al W^\pm e al fotone della forza elettrodebole) scoperto al CERN nel 1983 con gli esperimenti UA1 e UA2 al $SP\bar{P}S$ [14].

ALEPH è un rivelatore completo, in grado di studiare tutti i fenomeni caratteristici del decadimento della Z^0 . Particolare enfasi è stata posta nella identificazione dei leptoni e nella tracciatura delle particelle cariche. Le sue caratteristiche più salienti sono un grande apparato di tracciatura ad alta risoluzione spaziale ed un calorimetro elettromagnetico ad alta granularità che lo rendono particolarmente adatto allo studio del canale $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$.

L'apparato si presenta, come struttura e disposizione dei sottomoduli che lo compongono, come un rivelatore tradizionale per lo studio della fisica e^+e^- (si veda, ad esempio, MARK

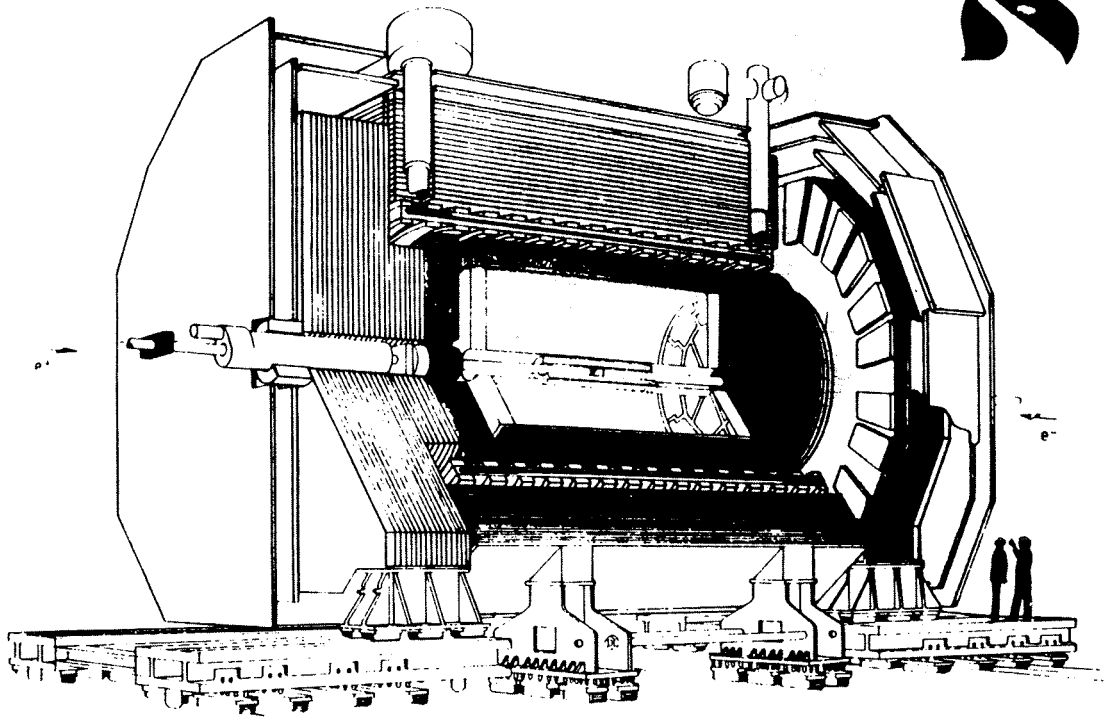


Figura 2.1: Il rivelatore ALEPH.

Il utilizzato a SPEAR e ora a SLC) composto di tre parti fondamentali: una parte dedicata alla tracciatura delle particelle cariche e, grazie alla presenza di un campo magnetico di 1.5 T, alla misura del loro impulso, una parte dedicata alle misure calorimetriche della energia delle particelle, siano esse adroni o particelle elettromagnetiche e alla rivelazione dei μ e, infine, una parte rivolta alla misura della luminosità del LEP sfruttando la diffusione elastica $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (diffusione Bhabha) a piccoli angoli.

Partendo dall' interno di ALEPH e procedendo verso l'esterno troviamo [15] [16] (fig. 2.1):

- Il tubo del fascio o *beam pipe* costruito in berillio e del diametro di 11.3 cm.
- Il Minivertice o VDET (Vertex DETector), situato attorno al tubo del fascio, rivelatore al silicio che permette di ricostruire le tracce con altissima risoluzione spaziale per l' identificazione di vertici secondari.
- La Camera di Tracciatura Interna o ITC (Inner Tracking Chamber), camera a deriva utilizzata anch'essa per la tracciatura delle particelle e soprattutto per fornire un trigger rapido in presenza di tracce di particelle cariche.
- La Camera a Proiezione Temporale o TPC (Time Projection Chamber) che costituisce la parte principale del sistema di tracciatura e misura dell'impulso.

- Il Calorimetro Elettromagnetico o ECAL (Electromagnetic CALorimeter), calorimetro a campionamento formato da strati di piombo e tubi proporzionali per l'identificazione e la misura dell' energia e della posizione di elettroni e fotoni.
- Il solenoide superconduttore che genera un campo magnetico di $1.5\ T$ parallelo ai fasci per la misura dell' impulso trasverso delle particelle cariche.
- Il Calorimetro Adronico o HCAL (Hadron CALorimeter), costituito da strati di ferro e tubi a *streamer* limitata che fornisce una informazione sull'energia rilasciata al suo interno e la ricostruzione digitale dei segnali. Inoltre serve da sostegno a tutto l'apparato e come ritorno di flusso del campo magnetico.
- Le Camere dei μ costituite da due piani di rivelatori di tubi a *streamer* che hanno lo scopo di identificare i μ sfruttando il filtro offerto dal ferro del calorimetro adronico.
- Infine, disposti simmetricamente rispetto al punto di incontro dei fasci attorno al tubo del fascio, vi sono i rivelatori per la misura della luminosità : un calorimetro LCAL (Luminosity CALorimeter), una piccola camera a tracciamento SATR (Small Angle Tracking Chamber) ed un piccolo monitor di luminosità BCAL (Bhabha CALorimeter). Essi coprono differenti regioni in θ ed hanno la funzione di identificare gli eventi di diffusione Bhabha misurando l'energia e la direzione degli elettroni per determinare la luminosità. Inoltre dal 27 settembre di quest' anno è installato un nuovo calorimetro con rivelatori al silicio SICAL (Silicon Calorimeter) che permette un incremento della statistica sugli eventi Bhabha ed un miglioramento della precisione sistematica della misura.

Passiamo ora ad una descrizione più accurata dei diversi sottomoduli mettendone in risalto le loro caratteristiche, soprattutto quelle legate all'identificazione e allo studio degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ed in generale alla nostra analisi.

2.2.1 La Beam Pipe

La *beam pipe* è costituita da un cilindro in fibra di carbonio ($1.2\ mm$) ed alluminio ($0.1\ mm$) del diametro di $15.52\ cm$ che a partire da circa $1.5\ m$ dal punto nominale di interazione dei fasci si restringe a $11.3\ cm$ per permettere il posizionamento del Minivertice. Per ridurre l' assorbimento,

a 380 cm dal punto d'interazione il tubo è realizzato in berillio ed ha uno spessore di 1.2 mm corrispondente a sole 0.003 lunghezze di radiazione. Negli anni precedenti il 1991 la *beam pipe* era in alluminio, non presentava strozzature ed aveva uno spessore di 0.6 mm che corrisponde a 0.007 lunghezze di radiazione.

2.2.2 Il Minivertice

Il Minivertice o VDET, è un rivelatore al silicio che grazie alla sua elevata risoluzione spaziale è fondamentale nello studio dei vertici secondari dovuti al decadimento debole di particelle pesanti come i barioni e i mesoni che contengono i quark c e b, ed il leptone τ .

Installato nel marzo del 1990, dal 1991 ha una nuova geometria che presenta un diametro interno inferiore ed una maggiore separazione tra i due strati di rivelatori al silicio per permettere una misura più precisa della traiettoria vicino al vertice di interazione.

Ha una superficie attiva di lettura pari a 205.0×51.2 mm ed è formato da 24 settori, ognuno contenente quattro rivelatori al silicio. I settori sono posti in due cilindri coassiali con l'asse parallelo all'asse z. Il raggio del cilindro interno è di 63 mm e contiene 9 settori, mentre quello esterno ha un raggio di 120 mm e contiene i restanti 15 settori. Ogni settore si sovrappone per ~ 3 mm lungo l'asse z con il successivo per permettere una copertura completa in ϕ ed una misura diretta dell'allineamento tra i settori stessi. Ogni settore permette la misura di due coordinate, una azimutale (r, ϕ) ed una longitudinale lungo z. La risoluzione è la stessa per le due coordinate ed è dell'ordine di 15 μ m.

La presenza del Minivertice introduce ~ 0.007 lunghezze di radiazione.

2.2.3 La Camera di Tracciatura Interna

La Camera di Tracciatura Interna (ITC) è una camera multifili a deriva di 2 m di lunghezza, di raggio interno di 160 mm e raggio esterno di 260 mm. Il suo utilizzo nell'esperimento è duplice

- contribuisce insieme alla TPC e al VDET a ricostruire le tracce delle particelle cariche.
- fornisce l'unica informazione di traccia carica al trigger di primo livello (cfr. par. 2.3).

Nella ITC i fili sono disposti su 8 strati concentrici per un totale di 960 fili disposti in modo da formare celle di deriva esagonali con un filo sensore ($+1.8 \div 2.5$ KV) circondato da 6 fili di campo (0 V) di cui uno per cella può essere utilizzato per iniettare cariche per test di funzionamento. Ogni due strati di celle c'è uno strato di fili di guardia. La miscela di gas utilizzata è: Ar(80%)+CO₂(20%). Il supporto interno è costituito da uno strato in fibra di carbonio spesso solo 0.7 mm, corrispondente a 0.003 lunghezze di radiazione. Il supporto esterno è in fibra di carbonio, ha uno spessore di 2 mm ed introduce ulteriori 0.01 lunghezze di radiazione.

Le coordinate nel piano (r, ϕ) vengono misurate a partire dal tempo di deriva all'interno della cella (sfasate di mezza cella da strato a strato per risolvere l'ambiguità destra-sinistra) ottenendo una risoluzione media di 100 μm . La coordinata z viene invece misurata a partire dalla differenza del tempo di arrivo del segnale alle due estremità del filo ottenendo una risoluzione di 3 cm.

Per quanto riguarda il trigger le dimensioni ridotte delle celle (al massimo 6.5 mm) permettono di produrre un segnale per il trigger di primo livello in meno di 3 μs dall'incrocio dei fasci o BX (Beam Crossing) da paragonare con i 22 μs che intercorrono fra due BX successivi.

Nella analisi dei rapporti di decadimento del τ è di fondamentale importanza ricostruire le conversioni dei fotoni. Poiché la ricostruzione delle tracce è basata sulla TPC, il parametro cruciale è il numero di lunghezze di radiazione presenti prima della camera. In figura (2.2) riportiamo il numero di lunghezze di radiazione in funzione dell'angolo polare presenti tra il punto d'interazione ed il gas della TPC.

2.2.4 La Camera a Proiezione Temporale

La Camera a Proiezione Temporale (TPC) di ALEPH è il più grande rivelatore di questo tipo finora costruito (fig. 2.3).

La TPC costituisce la parte fondamentale del sistema di tracciatura e misura dell'impulso in ALEPH. Inoltre essa contribuisce al riconoscimento delle particelle cariche, soprattutto alla separazione e/π ($< 10^{-3}$) a basso impulso, mediante la misura dell'energia persa per ionizzazione dalle particelle stesse per unità di lunghezza (dE/dx), e sostituisce nel trigger di secondo livello la ITC per l'identificazione di tracce cariche provenienti dal punto di incontro dei fasci.

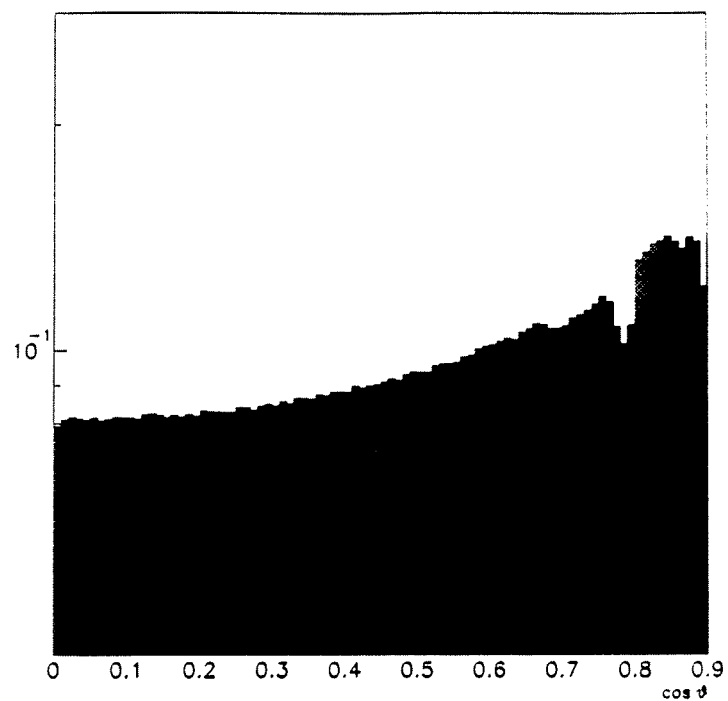


Figura 2.2: Numero di lunghezze di radiazione in funzione dell' angolo polare tra il punto d' interazione ed il gas della TPC.

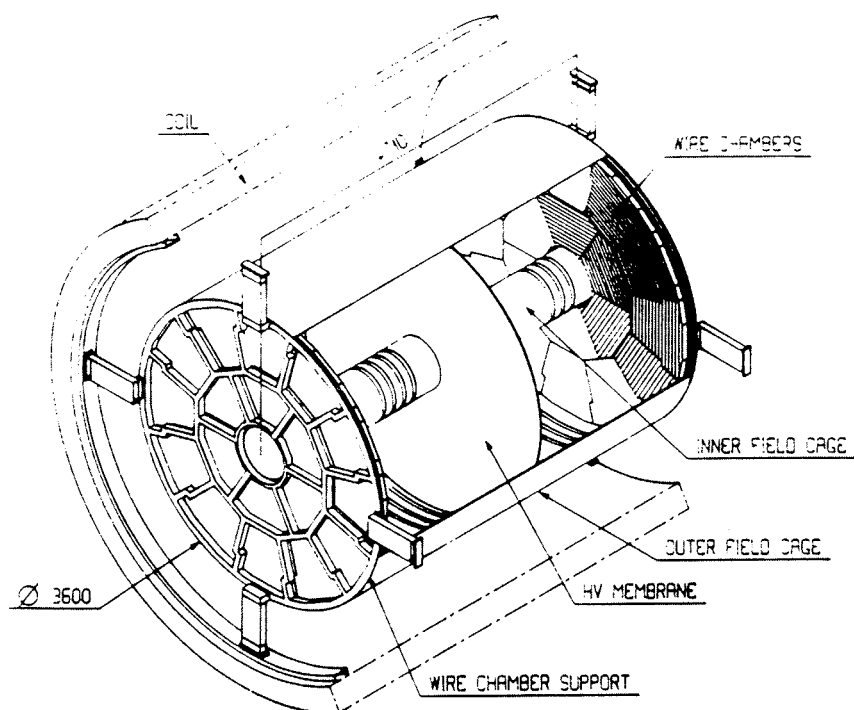


Figura 2.3: La Camera a Proiezione Temporale, TPC.

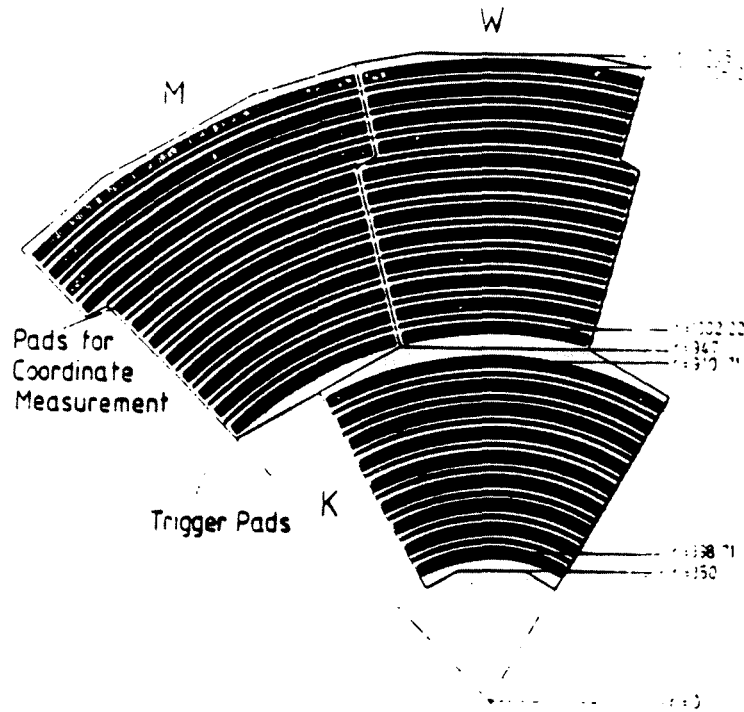


Figura 2.4: I tre differenti settori della TPC.

La particolare geometria è stata scelta in modo tale che ogni particella carica che attraversa la TPC abbia coordinate nelle zone attive della camera. La TPC ha una forma cilindrica ($r_{min}=0.3\text{ m}$, $r_{max}=1.8\text{ m}$, $l=4.4\text{ m}$) all'interno della quale oltre alla miscela del gas ($\text{Ar}(91\%)+\text{CH}_4(9\%)$) a pressione atmosferica è presente solamente una membrana di Mylar rivestita di grafite posta al centro del rivelatore. La membrana è parallela alle due basi del cilindro ed è tenuta ad un potenziale di -27 kV rispetto alle basi stesse per generare un campo elettrico, parallelo all'asse longitudinale, di circa 125 V/cm necessario per la deriva degli elettroni, la cui uniformità è assicurata da elettrodi circolari disposti sulle superfici interna ed esterna della camera e connessi a potenziali opportunamente scalati. La parte "sensibile" della TPC è costituita dalle due basi, ciascuna segmentata in 18 settori indipendenti con tre diverse forme e situati in 2 cerchi concentrici, quello interno formato da 6 camere e quello esterno dalle restanti 12 (cfr. fig. 2.4).

Ciascun settore presenta tre piani di fili paralleli alla superficie e degli elettrodi a placca, *pad*, ($6.2 \times 30\text{ mm}$) disposte in modo da formare archi di cerchio di diverso raggio. Il primo strato di fili (gating-grid), ha lo scopo di impedire agli elettroni provenienti dall'interno della camera di produrre l'effetto a valanga sui fili sensori nel caso in cui l'evento non superi il trigger di primo livello e agli ioni positivi prodotti da eventi precedenti di migrare verso l'interno della camera. In questo modo si riduce l'effetto di carica spaziale all'interno della camera e le possibili distorsioni del campo elettrico. Per fare questo $3\text{ }\mu\text{s}$ prima del BX questi fili vengono posti tutti allo stesso

potenziale per risultare trasparenti agli elettroni e, nel caso l'evento venga rigettato dal trigger di primo livello ($5.5 \mu s$ dopo il BX), vengono posti a potenziali alternati ($\Delta V_g = 150 V$) in modo essere "opachi" agli elettroni e agli ioni positivi. Il secondo strato di fili ha funzione di catodo mentre il terzo è costituito da fili sensori alternati a fili di campo.

In un evento che supera il trigger di primo livello, gli elettroni prodotti dalla ionizzazione indotta nel volume della camera dalle particelle vengono fatti migrare dal campo elettrico (e magnetico) sulle due basi, dove, in prossimità dei fili sensori, producono un effetto a valanga sui fili stessi inducendo un segnale sulle placchette. Il segnale indotto da una singola traccia si estende di solito su due o tre *pad* vicine. Le coordinate dei punti (si possono misurare fino a 21 punti per una traccia che attraversa completamente la TPC) sono determinate nel modo seguente:

- la coordinata (r, ϕ) dalla posizione delle placchette e dalla distribuzione della carica sulle diverse placchette;
- la coordinata z dal tempo impiegato dagli elettroni per raggiungere i settori ($v_{drift} = 5.2 \text{ cm}/\mu s$).

L'analisi del segnale è fatta da dei *Time Projection Digitizer* (TPD) che fanno uso di convertitori analogico-digitali (*flash - ADC*) che campionano il segnale ad una frequenza di 11.2 MHz durante i $40 \mu s$ di deriva. Sistemi a microprocessore *Time Projection Processor* (TPP) analizzano le informazioni, producono uscite organizzate in banche dati e provvedono anche alla calibrazione delle componenti elettroniche. Le calibrazioni vengono fatte inviando degli impulsi ai fili delle camere e regolando il punto di apertura della scala di riferimento di ogni singolo *flash - ADC* in modo che la risposta di ogni canale sia uniforme e lineare. La stabilità dell'elettronica è notevole e il sistema dev'essere ricalibrato solo dopo alcune settimane.

La risoluzione della coordinata (r, ϕ) dipende dalla lunghezza di deriva l_D , dall'angolo α_w che la proiezione della traccia nel piano dei fili forma con la normale alla direzione dei fili stessi, dall'angolo α_p tra la direzione radiale e la proiezione della traccia sul piano delle *pad* (cfr. fig. 2.5), ed infine dagli effetti sistematici sulla traiettoria della deriva degli elettroni.

Per coordinate isolate la risoluzione media misurata vale :

$$\sigma_{r\phi} = 173 \mu m$$

e migliora per $l_D < 50 \text{ cm}$ fino a $160 \mu m$. La dipendenza da α_w è trascurabile per $|\alpha_w| < 30^\circ$ e

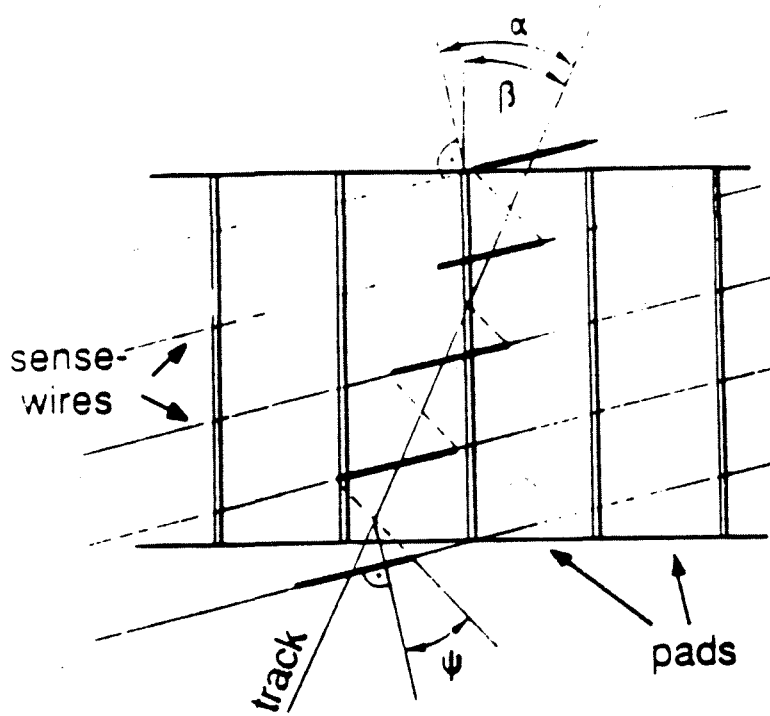


Figura 2.5: Definizione degli angoli tra tracce, fili e *pad*.

la dipendenza da α_p può essere parametrizzata come :

$$\sigma_{r\phi}^2 = (0.2 \text{ mm})^2 + (2.3 \text{ mm} \tan \alpha_p)^2$$

La risoluzione longitudinale σ_z dipende invece dall'angolo λ che la traccia forma con il piano ortogonale all'asse z . Aumentando λ l'impulso diventa più lungo in tempo e si abbassa la precisione della misura delle coordinate longitudinali. Per $|\lambda| < 10^\circ$ la risoluzione è :

$$\sigma_z = 740 \mu\text{m}$$

Le risoluzioni di singola traccia e la loro dipendenza dai parametri sono state misurate con decadimenti adronici e leptonici della Z^0 . Le parametrizzazioni sono utilizzate come errori sulle coordinate nel *fit* delle tracce.

La ricostruzione delle tracce dipende in modo critico dalla precisa conoscenza delle distorsioni sistematiche delle traiettorie durante la deriva degli elettroni verso le basi della TPC. Gli effetti sistematici sono dovuti principalmente al disallineamento fra i settori e alla disomogeneità dei campi elettrici e magnetici. La calibrazione della camera viene fatta utilizzando un sistema di cinque fasci laser con il quale si possono generare tracce su entrambi i lati della TPC a diversi valori di θ e ϕ fornendo un totale di trenta tracce di ionizzazione rettilinee passanti per il centro della camera [16].

L' allineamento tra le camere proporzionali da cui è formata la TPC viene fatto in due modi. Nel primo caso l' allineamento viene determinato meccanicamente tramite misurazioni ottiche e la precisione che si raggiunge è dell' ordine di $\sim 100\mu m$. Nel secondo modo viene fatto mediante l' utilizzo di eventi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Gli eventi dimuonici vengono selezionati richiedendo 21 coordinate per traccia, l' identificazione dei due μ ed una acollinearità fra le due tracce inferiore a 0.3° . Il *fit* delle tracce dei muoni viene fatto usando tre eliche, una utilizzando le informazioni della ITC, e le altre utilizzando rispettivamente i settori interni ed esterni della TPC. In questo modo si possono allineare tra loro i diversi settori di una estremità della camera ed inoltre è possibile l' allineamento reciproco delle due basi. Da una simulazione al Monte Carlo si è visto che con 5000 eventi dimuonici è possibile ottenere misure di allineamento più precise di quelle meccaniche.

Usando sempre eventi dimuonici è stato valutato il parametro d' impatto delle tracce. La presenza di effetti sistematici sulla valutazione di questa quantità permetterebbe distorsioni sistematiche sulla traiettoria delle tracce e difficoltà nella determinazione dei vertici primari. Dall' analisi risulta una risoluzione sul parametro d' impatto pari a :

$$\sigma_{traccia} = 131 \mu m$$

ed uno spostamento sistematico del parametro d' impatto stesso inferiore a $6 \mu m$.

La capacità di risoluzione fra due tracce cariche distinte all' interno della TPC è stata studiata utilizzando coppie di particelle di carica uguale ed opposta con un definito angolo di apertura α . L' azione del campo magnetico provoca un allontanamento progressivo tra particelle con carica opposta e quindi aiuta a distinguere tracce di segno opposto. Non risolve invece il problema per particelle con la stessa carica e per queste la possibilità di confusione tra coordinate risulta superiore. Da un' analisi al Monte Carlo di eventi adronici risulta che l' efficienza di ricostruzione per coppie di tracce di segno opposto con $5^\circ < \alpha < 10^\circ$ è del $(97.7 \pm 1.1)\%$. Per coppie di particelle di carica uguale con momento maggiore di $5 GeV/c$ e $\alpha < 2^\circ$ non è possibile effettuare la separazione. In figura (2.6) mostriamo la distribuzione delle coppie ricostruite di segno concorde ed opposto, in funzione dell' angolo di apertura α . Notiamo come per piccoli angoli la capacità di separazione si riduce notevolmente.

Questo problema è cruciale per la nostra analisi sia nella fase di ricostruzione dei vertici multipli d' interazione (cfr. par. 4.3) dove spesso è presente una moltitudine di particelle secondarie prodotte nello stesso punto che si sovrappongono fra loro, sia nella ricostruzione

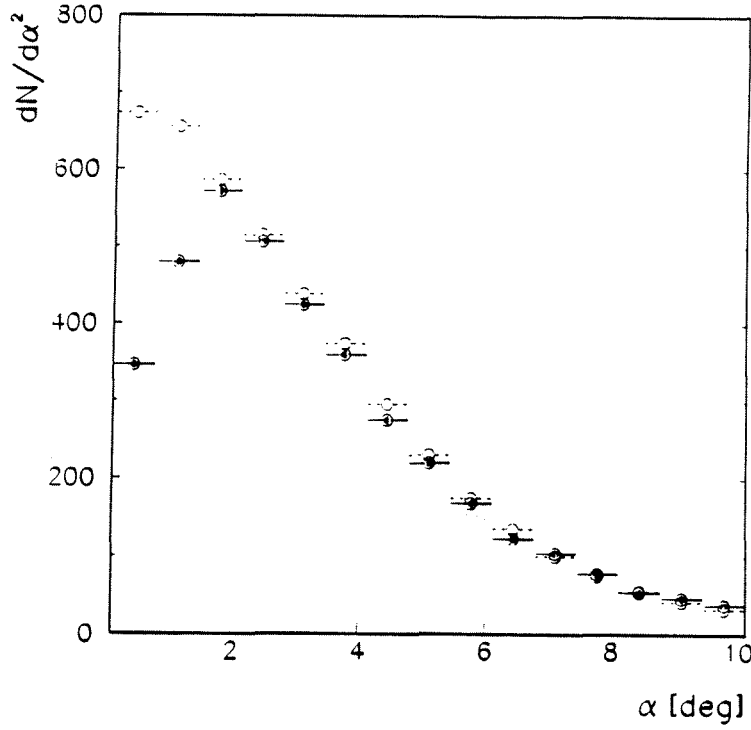


Figura 2.6: $dN/d\alpha^2$ in funzione di α per coppie di tracce cariche di segno opposto (cerchi vuoti) e dello stesso segno (cerchi pieni). Le due distribuzioni sono normalizzate.

della molteplicità originale dell' evento (cfr. cap. 5). Infatti negli eventi in cui il τ decade in tre *prong*, le tre particelle cariche hanno momento elevato e possono essere vicine fra loro e indistinguibili.

Per quanto riguarda la misura dei momenti delle particelle cariche, vengono utilizzati ancora eventi dimuonici [17]. Usando soltanto la TPC la risoluzione in momento risulta :

$$\frac{\Delta p}{p} = 1.2 \cdot 10^{-3} \left(\frac{GeV}{c} \right)^{-1}$$

Includendo anche le informazioni provenienti dalla ITC otteniamo una risoluzione migliore :

$$\frac{\Delta p}{p} = 0.8 \cdot 10^{-3} \left(\frac{GeV}{c} \right)^{-1}$$

Questi valori possono essere confrontati con la stima:

$$\frac{\Delta p_{\perp}}{p_{\perp}} = 0.027 p_{\perp} \frac{\Delta s}{l^2 B}$$

dove Δs è la risoluzione nella misura della sagitta dell'elica proiettata e l è la lunghezza del braccio di leva della traccia nella TPC. Sostituendo i valori delle risoluzioni delle coordinate si ottiene quindi $\Delta p_{\perp}/p_{\perp}^2 \simeq 10^{-3} (GeV/c)^{-1}$ come risoluzione media (per tracce con piccolo

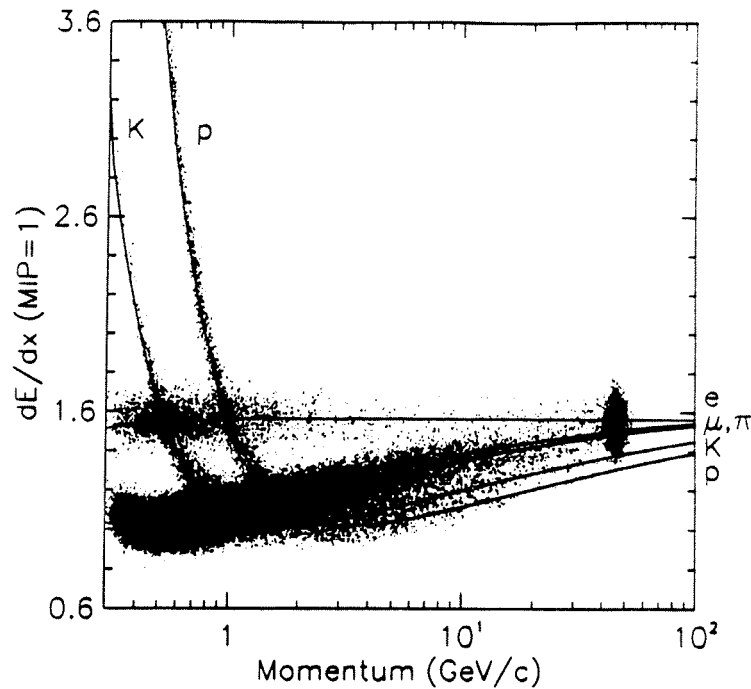


Figura 2.7: La perdita di energia per ionizzazione in funzione del momento per ciascuno dei cinque tipi di particelle. L'accumulo ad alto momento è causato agli eventi dileptonici mentre la maggior parte delle altre tracce proviene da decadimenti adronici della Z^0 . Sovrainposte vi sono le parametrizzazioni della più probabile curva di dE/dx per ciascuno dei cinque tipi di particella.

angolo rispetto ai fasci la risoluzione peggiora a causa del minor numero di punti utilizzati per la determinazione dell'elica e per il minore braccio di leva).

Oltre a permettere il tracciamento della traiettoria della particelle cariche, la TPC permette la separazione tra specie diverse di particelle misurando la loro perdita di energia per ionizzazione dE/dx . Per la nostra analisi questa variabile risulta molto utile in quanto aiuta a separare fra loro π , K e protoni, ma soprattutto assieme alle misure dal calorimetro elettromagnetico, permette di identificare gli elettroni (cfr. par. 5.4). Il dE/dx viene misurato tramite gli impulsi rilasciati sui fili sensori; l'analisi usa gli impulsi che sono consistenti in z con una singola traccia. Dopo aver applicato correzioni per le variazioni delle lunghezze d'impulso e per l'attenuazione di carica dovute alla deriva, il dE/dx di una traccia viene definito come la media del 60 % degli impulsi associati e con minore altezza d'impulso. Per le calibrazioni vengono utilizzati π a ionizzazione minima con momento compreso tra 0.3 e 0.6 GeV/c , dove la separazione con altri tipi di particelle è grande. In figura (2.7) mostriamo il plot in due dimensioni di dE/dx in funzione del momento per cinque tipi di particelle (e, μ, π, K, p).

La TPC lavora a pressione atmosferica e quindi il suo guadagno è sensibile alle variazioni di

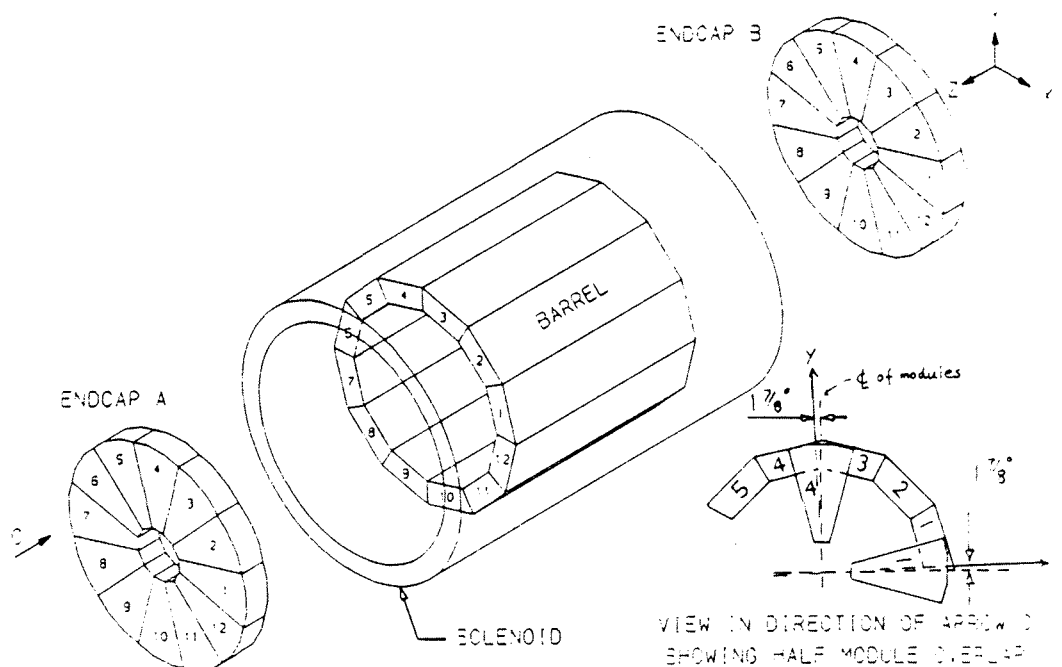


Figura 2.8: Il Calorimetro Elettromagnetico, ECAL.

pressione. I dati vengono quindi raggruppati in modo che tali variazioni siano trascurabili all'interno di un blocco ed in ognuno di essi viene misurata la posizione del picco dei pioni. In ogni blocco il dE/dx è normalizzato in modo tale che una particella a ionizzazione minima abbia $\langle dE/dx \rangle \equiv 1$. Per valutare la risoluzione in eventi adronici vengono utilizzati elettroni identificati dal calorimetro elettromagnetico. La risoluzione è dell'ordine del 4.6 % per elettroni con un numero sufficiente di impulsi associati e migliora fino a 4.4 % per eventi dileptonici $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$.

2.2.5 Il Calorimetro Elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico è un calorimetro a campionamento formato da strati di piombo e camere a fili proporzionali per uno spessore complessivo di circa 22 lunghezze di radiazione (X_0) ed un peso complessivo di 140 tonnellate. Il calorimetro lavora con una miscela di 80 % di Xe e di 20 % di CO_2 e la proporzione di Xenon è mantenuta costante entro $\pm 1\%$. La pressione è 60 mbar sopra la pressione atmosferica ed è controllata assieme alla temperatura. ECAL è suddiviso in un "barrel" cilindrico compreso tra la TPC ed il solenoide ($r_{min}=184.7$ cm, $r_{max}=225.4$ cm) e in due "end-cap" in modo da coprire il maggior angolo solido possibile (3.9π). A sua volta il barrel

è suddiviso in ϕ in 12 moduli che coprono ciascuno 30° dell'angolo azimutale, mentre gli end-cap sono suddivisi in 12 petali ciascuno e sono ruotati di 15° per evitare zone passive (*crack*) nella stessa posizione azimutale (fig. 2.8). Ogni modulo è composto da 45 strati di camere e piombo.

I segnali dei fili vengono raccolti induttivamente su placchette disposte in modo da costituire delle torri proiettive verso il punto di interazione di dimensioni di circa $30 \times 30 \text{ mm}^2$. Queste torri sono lette in tre sezioni di diversa profondità ($4X_0$, $9X_0$, $9X_0$) per favorire l'identificazione delle particelle e hanno dimensioni trasverse in ψ (azimutale) di $\Delta\psi = 0.94^\circ$ e in θ (polare) $\Delta\theta = 0.93^\circ \times \sin \theta$ nel barrel. In questo modo ECAL rende possibile una buona risoluzione nella determinazione della posizione dello sciame e lo studio del suo sviluppo trasversale e longitudinale, permettendo di distinguere tra elettroni e adroni.

Inoltre per scopi di trigger vengono raccolti anche i segnali prodotti direttamente dai fili sommandoli piano per piano. I piani pari e quelli dispari sono poi sommati tra loro separatamente e le uscite sono poste in coincidenza per eliminare il fondo termico dei fili. Questa informazione risulta molto utile specialmente per gli eventi con molteplicità bassa, dal momento che l'informazione sullo sviluppo longitudinale dello sciame è molto più dettagliata di quella ottenibile dalle *pad* e visto che la granularità longitudinale è più elevata.

Le caratteristiche principali di ECAL sono:

- risoluzione nella posizione:

$$\Delta\theta = \Delta\phi = \left(2.0 + \frac{17.6}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \right) \times 10^{-2}$$

in unità di torre.

- risoluzione in energia:

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.3 + \frac{16.5}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \%$$

- linearità:

$$\frac{E_m}{E} = 1 - \alpha E$$

con $\alpha = 9 \times 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$

- separazione π/e :

$$\epsilon_\pi = (1.1 \pm 0.5) \times 10^{-3}$$

con $\epsilon_e > 95\%$ a 10 GeV .

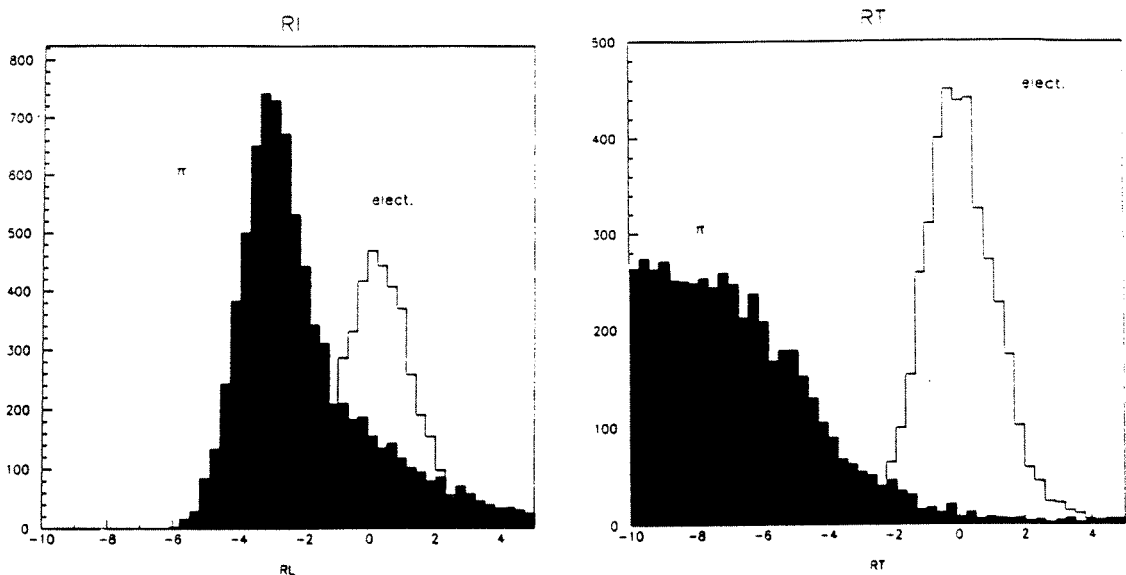


Figura 2.9: Distribuzioni di R_L e R_T , come definiti nel testo, per elettroni (istogramma vuoto) e pioni (pieno).

È di fondamentale importanza per questa analisi l'identificazione di particelle ed in particolare degli elettroni. Come vedremo nell'appendice A, l'identificazione dell'elettrone si basa principalmente sul comportamento della traccia all'interno del calorimetro elettromagnetico. In figura (2.9) mostriamo i plot per elettroni e pioni di due delle variabili più utilizzate in questo settore, R_L e R_T . R_L sfrutta lo sviluppo longitudinale della traccia nell'ECAL ed è ottenuto confrontando le caratteristiche dello sciame con quelle di uno sciame campione di energia pari a quella misurata. R_T misura lo sviluppo trasversale, definito come il rapporto fra l'energia associata alla traccia valutata nell'ECAL usando solo le quattro torri più vicine al punto d'impatto, ed il suo momento, misurato nella TPC. In entrambi i casi gli estimatori sono trasformati in media zero e sigma unitaria.

2.2.6 Il Magnete Superconduttore

Il magnete, che circonda ECAL, è composto da un ritorno di flusso costituito dal ferro del calorimetro adronico e da un solenoide superconduttore raffreddato da elio liquido che produce un campo magnetico parallelo all'asse di ALEPH (e quindi ai fasci di LEP) di 1.5 T pari ad una

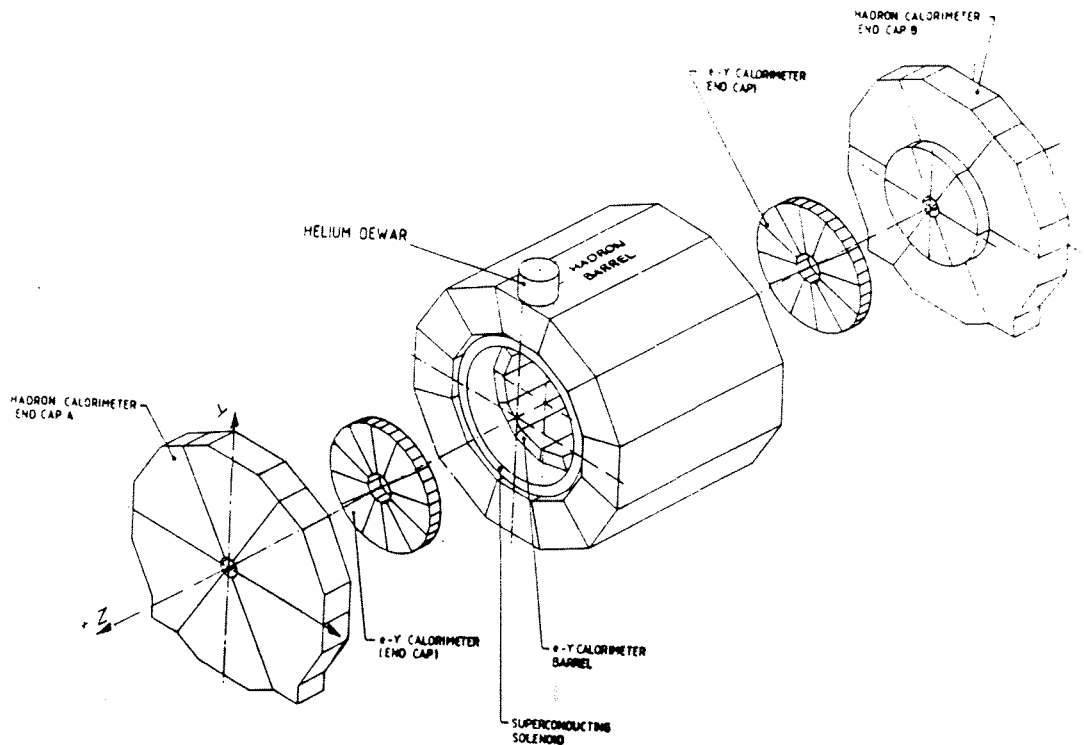


Figura 2.10: Il Calorimetro Adronico, HCAL.

energia magnetica di $130 \times 10^6 J$. Il solenoide ha un raggio interno di 496 cm ed uno esterno di 633 cm e fornisce un volume magnetico utile di 123 m^3 .

Per permettere un corretto funzionamento della TPC, il magnete è stato costruito in modo da garantire una tolleranza nella uniformità del campo pari a:

$$\int_0^{2200} (B_r/B_z) dz < 2 \text{ mm}$$

in modo da avere distorsioni alla *sagitta* minori di 0.2 mm .

Alle estremità del solenoide, lungo 635 cm , sono poste due bobine compensatrici lunghe 40 cm .

2.2.7 Il Calorimetro Adronico

Il calorimetro adronico è un calorimetro a campionamento formato da piani di ferro intervallati da tubi operanti in regime di streamer limitata (fig. 2.10).

Si compone di tre parti principali: un barrel centrale e due end-cap in modo da coprire l'angolo solido fino a 6° in θ . Il barrel ha la forma di un cilindro dodecagonale ed è suddiviso in 24 moduli di sezione trasversa trapezoidale, speculari a coppie. Ogni modulo è formato da 23

piani di ferro di 5 *cm* di spessore eccetto l'ultimo che è di 10 *cm*. Fra i piani vi è uno spazio di 22 *mm* per alloggiare i tubi.

Lo spessore totale del calorimetro è di 76.2 lunghezze di radiazione corrispondenti a 7.16 lunghezze di interazione adronica.

Gli end-cap si suddividono in 6 petali formati anch'essi da piani di ferro dello stesso spessore di quelli del barrel: 23 nella parte più vicina al centro e 16 alle estremità per permettere l'inserimento nel barrel.

La miscela di gas utilizzata è Ar(13%)+CO₂(57%)+isobutano(38%) con la quale si ottiene un plateau di circa 500 *V*.

Su un lato della cella si affacciano delle placchette di rame incollate su un foglio di Vetronite con una lastra di rame per la terra sull'altra faccia. Queste placchette raccolgono il segnale indotto dalla streamer generata nel tubo sottostante e forniscono un segnale che viene utilizzato per la misura dell' energia dello sciame.

Sull' altra faccia del tubo, parallela ad ogni filo, è presente una striscia di alluminio che fornisce un' informazione logica per ogni singolo tubo del calorimetro, indispensabile per l'identificazione dei μ e per determinare il profilo bidimensionale degli sciame.

Per la formazione del segnale "analogico" le placchette sono sagomate e disposte in modo da formare torri proiettive di 3.7° in ϕ e θ per il barrel e parte degli end-cap (parte esterna) e di 7.5° e di 15° in ϕ e 3.7° in θ per il resto degli end-cap (parte interna).

La risoluzione tipica in energia è:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{84\%}{\sqrt{E(GeV)}}.$$

2.2.8 Le camere dei μ

All' esterno del calorimetro adronico sono presenti due doppi strati di tubi a streamer identici a quelli del calorimetro adronico disposti in diverse camere attorno al barrel, parallele agli end-cap e attorno alle estremità degli end-cap stessi in modo da coprire l' angolo solido fino a 15° in θ . Il loro scopo è quello di identificare i μ sfruttando il filtro offerto dal ferro del calorimetro sottostante e le loro capacità di risoluzione nelle coordinate del punto di passaggio della particella. Per questo motivo non sono presenti le placchette per la misura dell' energia

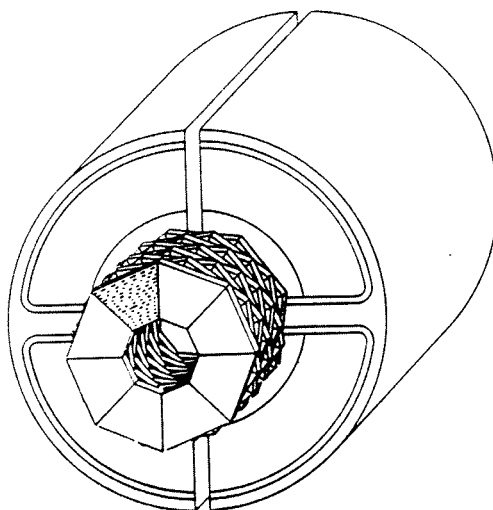


Figura 2.11: I due monitor di luminosità SATR e LCAL

ma oltre alle usuali strisce metalliche parallele ai tubi vi sono strisce di 1 *cm* di larghezza e 1.2 *cm* di distanza fra i rispettivi assi disposti ortogonalmente ai fili, in modo da determinare completamente le coordinate del punto di passaggio del μ e ridurre le ambiguità che possono sorgere nell' associare le tracce estrapolate della TPC con i punti nelle camere.

Per quanto riguarda l' elettronica di lettura esse sono integrate, così come per il gas e le alimentazioni dei tubi, al calorimetro adronico.

2.2.9 Monitor di luminosità

In ALEPH sono presenti tre monitor di luminosità: LCAL, SATR, BCAL.

Il loro scopo è quello di misurare la luminosità di LEP in ogni run sfruttando gli eventi di diffusione elastica $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ a piccoli angoli, di cui si conosce con buona precisione la sezione d'urto, con un errore sistematico $<1\%$. Dalla conoscenza della sezione d' urto si può risalire alla luminosità tramite la seguente relazione :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\alpha^2}{E^2} \frac{1}{\theta^4}$$

all' ordine più basso in α e con E energia del fascio. La sezione d' urto presenta un picco molto accentuato nella direzione in avanti, quindi è necessario porre un rivelatore di elevata precisione

il piú vicino possibile alla *beam pipe* che fornisca informazioni precise sulla direzione e l'energia degli elettroni e dei positroni.

La misura della luminosità assoluta viene fatta con LCAL, mentre quella relativa con BCAL. Il rivelatore di tracce SATR è usato per controllo.

I rivelatori hanno le seguenti caratteristiche (fig. 2.11):

- LCAL come funzionamento è identico a ECAL: solo lo spessore è maggiore ed è di 24.6 lunghezze di radiazione. Esso è posizionato attorno al tubo del fascio a $z = \pm 266.8 \text{ cm}$ dal punto di incontro dei fasci (tutti e tre i monitor di luminosità sono composti da due parti identiche disposte simmetricamente rispetto al punto di interazione). Le placchette hanno dimensioni medie di $30 \times 30 \text{ mm}^2$ ed anch'esse sono arrangiate in torri proiettive suddivise in tre strati. Il suo scopo principale è quello di riconoscere gli eventi Bhabha e di misurare la posizione degli elettroni per determinarne l'angolo di diffusione. L'angolo coperto va da 45 a 155 *mrاد*.
- SATR consiste di 36 semipiani di camere costituite da tubi a deriva posti davanti a ciascuna delle due parti di LCAL ed è utilizzato per ricostruire la direzione dell'elettrone. La risoluzione spaziale è di circa $320 \mu\text{m}$ per piano, il che comporta una risoluzione in θ di 0.08 *mrاد*. L'angolo coperto va da 40 a 90 *mrاد*.
- BCAL è posizionato a 7.7 *m* dal punto di interazione oltre i quadrupoli focalizzatori del LEP. È costituito da due calorimetri a campionamento per parte formati da piani di tungsteno e di scintillatori plastici e da un piano di strisce di silicio. L'accettanza geometrica va da 5.1 a 12 *mrاد*, il che comporta una frequenza di eventi 20 volte superiore rispetto a quella di LCAL e SATR rendendo possibile un errore statistico sulla determinazione della luminosità relativa del 5% in circa un minuto di acquisizione, quando la macchina funzionerà alla luminosità di progetto.

2.3 Il sistema di Trigger

Scopo del trigger di ALEPH è quello di iniziare l'acquisizione del maggior numero di collisioni reali e^+e^- e di mantenere la frequenza dei fondi ad un livello accettabile, sia per permettere un corretto funzionamento della TPC (molto sensibile a causa del fenomeno di carica spaziale) sia per minimizzare i tempi morti nell'acquisizione degli eventi. Queste due condizioni hanno indotto a suddividere il sistema di trigger in tre livelli successivi di discriminazione degli eventi [15] [16].

- **Trigger di primo livello** fornisce una risposta entro $\sim 5 \mu s$ in modo da non perdere l'incrocio dei fasci successivo (ogni $22 \mu s$) nel caso di risposta negativa. Per poter avere questa rapidità di decisione vengono utilizzati il calorimetro elettromagnetico e quello adronico, mentre non vengono utilizzati i segnali della TPC, che è limitata dal tempo di deriva dell'ordine di $50 \mu s$, e l'informazione sulla presenza di tracce cariche è basata sui segnali nella ITC. Inoltre, poichè una risposta negativa chiude la barriera dei fili di griglia della TPC, per non creare problemi di carica spaziale, la capacità di rigettare gli eventi deve essere tale da mantenere la frequenza degli eventi accettati al di sotto di 100 Hz .
- **Trigger di secondo livello** è equivalente al livello 1, l'unica differenza consiste nella sostituzione dell'informazione della ITC con un settore speciale di segnali della TPC. Poichè il tempo di deriva della TPC e quello di pulizia dell'ECAL è di $61 \mu s$, per non perdere il terzo incrocio di fasci dopo il trigger, nel caso la risposta sia negativa, la decisione deve essere presa in $6 \mu s$ dalla fine della deriva della TPC e quindi i segnali devono essere analizzati durante il periodo stesso di deriva. La frequenza massima di eventi accettati che si richiede è di $\approx 10 \text{ Hz}$.
- **Trigger di terzo livello** agisce come ultimo ed analizza l'evento sfruttando le informazioni di tutti i rivelatori per convalidare i *trigger* dei livelli precedenti ed abilita eventualmente la registrazione e ricostruzione dell'evento. Esegue una semplice ricostruzione dell'evento e si interrompe qualora ritiene di aver raccolto sufficienti dati per poter accettare l'evento.

A tutt'oggi le eccellenti condizioni di funzionamento del LEP permettono una frequenza del *trigger* di primo livello dell'ordine di 0.5 Hz relativamente ad una luminosità di $\sim 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e tempi morti dell'1 % circa.

Il sistema di trigger è molto ridondante ed ha un' inefficienza minore di 10^{-3} su tutti i decadimenti della Z^0 . In particolare è stato verificato sperimentalmente che l' efficienza di trigger non dipende dalla molteplicità negli eventi $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ ad un livello di 10^{-3} .

2.4 L' acquisizione dati e la ricostruzione degli eventi

I segnali provenienti dai vari componenti elettronici dei differenti rivelatori vengono letti tramite uno schema " ad albero ". La lettura inizia dal *trigger* di primo livello che utilizza informazioni analogiche. Dopo un eventuale segnale positivo del primo livello, è necessario aspettare che gli elettroni finiscano la loro deriva nella TPC. Se anche il secondo livello accetta l' evento, l' informazione del *trigger* e il numero dell' evento passano dal sistema di supervisione dei *trigger* ad un sistema di controllo dell' acquisizione dati, il ROC (*Read Out Controller*). Gli eventi vengono quindi letti da unità a microprocessori, gli *Event Builders*, che riuniscono le informazioni provenienti dai differenti rivelatori e le passano ad un supervisore, il *Main Event Builder*, che le registra in un opportuno formato e le trasferisce ai computer centrali attraverso un collegamento ottico. La fase finale della ricostruzione viene effettuata da una rete di *workstation* (FALCON) che utilizzano il programma di ricostruzione JULIA (*Job to Unveil Lep Interactions in Aleph*) [18]. JULIA converte l' informazione grezza fornita dai rivelatori in informazioni più adatte all' analisi fisica degli eventi. Le operazioni principali che il programma svolge sono tre:

- La conversione dell' informazione della TPC in coordinate spaziali. Da queste coordinate vengono poi ricostruite le traiettorie delle particelle cariche utilizzando anche le coordinate della ITC. Dalle traiettorie vengono poi calcolati il momento e le distanze longitudinale e trasversale di massimo avvicinamento al punto di interazione.
- Il raggruppamento delle informazioni calorimetriche in *cluster* dai quali vengono poi determinati il contenuto energetico e le coordinate angolari. Successivamente viene fatta un' associazione topologica tra i *cluster* di ECAL e HCAL e tra i *cluster* calorimetrici e le estrapolazioni delle tracce cariche determinate in precedenza.
- La riunione dell' informazione digitale di HCAL in *cluster*.

Il programma JULIA viene utilizzato per la ricostruzione sia dei dati sia degli eventi Monte Carlo (cfr. par. 2.5).

I dati *raw* sono riscritti nel formato POT (*Production Output Tapes*) che contiene anche informazioni sulle caratteristiche fisiche delle tracce. Successivamente i POT sono compressi nei DST (*Data Summary Tapes*), che sono stati utilizzati nell'analisi che abbiamo eseguito.

Per ovviare alle naturali differenze tra le diverse iniezioni di elettroni e positroni al LEP, l'organizzazione temporale della presa dati è definita in "run", che sono periodi continuati di presa dati. Il numero di *run* e di evento sono sufficienti a definire un evento senza ambiguità.

2.4.1 La ricostruzione delle tracce

Nell'analisi che tratteremo l'interesse viene focalizzato sulla ricostruzione delle tracce che all'interno dell'apparato rappresentano particelle cariche.

L'apparato tracciante di ALEPH fornisce in generale 31 punti in tre dimensioni per ogni traccia carica, 2 dal VDET, 8 dalla ITC e 21 dalla TPC. All'interno di questi tre rivelatori il campo magnetico è abbastanza uniforme per cui le traiettorie delle particelle cariche con buona approssimazione sono delle eliche. La ricostruzione delle tracce si svolge in tre fasi.

Nella prima fase vengono ricostruite le coordinate indipendentemente su ogni riga di *pad*, cercando *pad* contigue con un segnale coincidente in tempo.

Nella seconda fase le coordinate che sono consistenti con l'essere causate da una stessa particella sono combinate per formare una "traccia candidata".

Un limite di questo algoritmo è che una coordinata, una volta associata ad una traccia, non viene più "provata" con altre tracce. Ne segue che negli eventi con *jet* molto collimati (come $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ con molteplicità diversa da uno nel decadimento del τ) si verificano talvolta errori di assegnazione che si ripercuotono in effetti sistematici sui parametri delle tracce ricostruite. È a causa di questo effetto che talvolta tracce provenienti dal decadimento del τ hanno parametri di impatto anomali.

L'ultimo passo per la tracciatura consiste nel *fit* dell'elica. Viene fittata la prima metà dell'arco dell'elica che identifica la traccia.

Il risultato che otteniamo è una "traccia ricostruita".

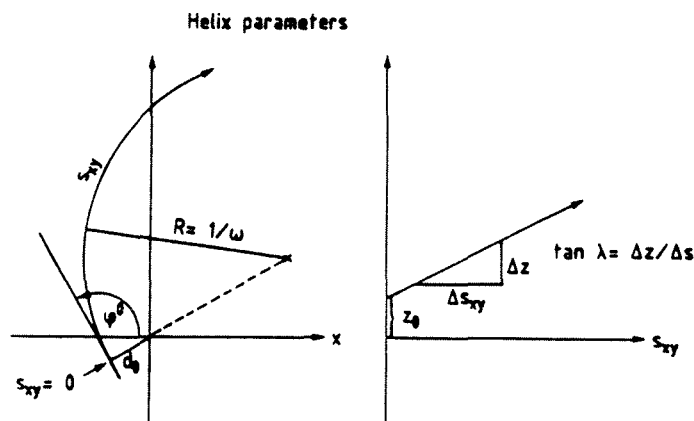


Figura 2.12: Definizione dei parametri dell' elica usati nel *fit* della traccia.

Il numero di parametri che rappresenta l' elica di una traccia sono cinque, essi sono stati scelti come (cfr. fig. 2.12) :

1. w = il raggio inverso di curvatura (con segno);
2. $\tan \lambda = \frac{dz}{ds_{xy}}$ = la tangente dell' angolo che forma con il piano ortogonale all' asse z ;
3. ϕ_0 = angolo di emissione nel piano x, y ;
4. d_0 = parametro d' impatto nel piano x, y (con segno);
5. z_0 = la coordinata z corrispondente a $x^2 + y^2 = d_0^2$.

Le convenzioni sui segni per w e d_0 sono :

- w positivo : vista dall' origine la traccia gira in senso antiorario (destrorsa attorno all' asse z);
- il segno di d_0 è uguale al segno del momento angolare della particella rispetto all' asse z .

2.5 Il generatore di eventi KINGAL

Forniamo qui una breve descrizione di KINGAL [19]. KINGAL è un procedimento utilizzato nell'ambito della collaborazione ALEPH che funziona da interfaccia per una serie di programmi usati per generare eventi alle energie del LEP. KINGAL è in grado di leggere le opzioni scelte dall'utente e di archiviare in banche dati le uscite che il generatore fornisce.

A parte un ristretto numero di eventi che ci servono per stimare gli effetti del fondo causato dall'inefficienza della selezione dei τ TAUSLT (cfr. cap. 3), la nostra analisi si basa sullo studio di eventi simulati del tipo $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Il generatore di eventi che simula tali processi è KORALZ [20].

KORALZ

KORALZ simula i processi :

$$e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}(\gamma)$$

dove f può essere un leptone (τ, μ, ν) oppure un quark (u,d,s,c).

Il programma tiene conto dei seguenti effetti :

- *hard bremsstrahlung* multiplo dello stato finale e singolo *bremsstrahlung* dai fermioni dello stato finale;
- polarizzazione longitudinale di spin dei fasci;
- decadimenti più frequenti del leptone τ :

$$\tau^\pm \rightarrow e^\pm \nu \bar{\nu}, \mu^\pm \nu \bar{\nu}, \pi^\pm \nu, \rho^\pm \nu, K^\pm \nu, K^{*\pm} \nu, a_1^\pm \nu, 4\pi^{\pm 0} \nu, 5\pi^{\pm 0} \nu$$

- polarizzazione di spin nei processi di decadimento del τ (escluso il canale di decadimento a più pioni);
- singolo *bremsstrahlung* nei decadimenti più importanti del τ ($e\nu\bar{\nu}, \mu\nu\bar{\nu}, \pi\nu, \rho\nu, K\nu, K^*\nu$).

Questo generatore nelle versioni 2,3 e 4 è utilizzato in ALEPH per simulare eventi del tipo $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ed $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Fra i vari generatori disponibili, KORALZ è quello che simula con maggior precisione i processi reali e la sua affidabilità è stata ampiamente provata.

Capitolo 3

La Selezione degli Eventi

In questo capitolo descriviamo i criteri di selezione del campione di eventi sul quale è stata applicata l'analisi per la misura dei rapporti di decadimento discussa in questa tesi. Nel seguito ci riferiremo all'insieme di tali criteri con il termine TAUSLT [25].

Diversamente dagli altri due decadimenti leptonici della Z^0 ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$), in cui i due leptoni dello stato finale sono rivelabili all'interno dell'apparato, i due τ decadono prima di raggiungere i volumi sensibili del rivelatore e possono essere quindi identificati solo tramite i loro prodotti di decadimento. La selezione si basa perciò sullo studio delle proprietà delle tracce provenienti dai vertici di decadimento dei due τ prodotti nella reazione $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ (cfr. cap. 1).

Le caratteristiche principali degli eventi $\tau^+\tau^-$ sono la bassa molteplicità di tracce cariche (massimo 10) e la presenza di almeno due neutrini nello stato finale che causa una “mancanza” di energia ed uno sbilanciamento di momento totale nel piano perpendicolare alla direzione dei fasci.

A causa della varietà dei decadimenti del leptone τ , ci si aspetta di trovare un elevato numero di eventi non- τ che hanno caratteristiche simili a quelle delle coppie di τ . Gli eventi di fondo possono essere riassunti come :

- **eventi adronici**

caratterizzati da una elevata molteplicità di particelle cariche prodotte;

- **eventi dileptonici** ($Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$)

caratterizzati da una energia visibile e momento totale pari a quello dello stato iniziale;

- **eventi $\gamma\gamma$** ($e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$)

caratterizzati da una elevata energia mancante ed acollinearità;

- **radiazione cosmica**

caratterizzati da una distribuzione uniforme in parametro d' impatto.

3.1 La selezione

La selezione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ si basa sia sullo studio dell' evento nel suo insieme sia sui singoli τ . A questo proposito è utile cercare di separare i due semieventi τ . I prodotti di decadimento hanno un impulso elevato e sono contenuti in un cono stretto attorno alla direzione originale del τ primario. Se definiamo l' asse di *thrust* come l' asse per cui viene massimizzata la somma dei valori assoluti delle componenti longitudinali dell' impulso delle tracce, costruiamo un vettore che riunisce le tracce primarie ed in prima approssimazione individua la direzione dei due τ originari. Dividendo l' evento in due emisferi con un piano ortogonale all' asse del *thrust*, separiamo i prodotti del decadimento del τ^+ da quelli del τ^- . Infine definiamo due *jet*, uno per ciascuno dei due τ , che riuniscono tutti gli *oggetti* (tracce neutre e cariche) nei due rispettivi emisferi.

La molteplicità

Definiamo un traccia carica come “buona” se soddisfa le seguenti condizioni :

- per avere una ricostruzione accettabile della traiettoria deve avere almeno quattro coordinate nella camera a proiezione temporale (tenendo presente la geometria del rivelatore questo taglio limita l' accettazione geometrica a circa $|\cos\theta| < 0.96$, con θ angolo polare della traccia);
- per eliminare eventuali tracce che provengono da vertici secondari, si applicano dei tagli sulla distanza di minimo avvicinamento della traccia al punto d' interazione : il parametro d' impatto d_0 nella direzione trasversale all' asse dei fasci dev' essere minore di 2 cm e quello in direzione longitudinale z_0 dev' essere minore di 10 cm;

- per controllare l' accettazione del rivelatore si pone un taglio sull' angolo polare θ della traccia : $|\cos \theta| < 0.95$ (questo taglio è fortemente correlato col primo, ma non lo contiene completamente).

Gli eventi τ sono caratterizzati da una bassa molteplicità delle particelle cariche prodotte nel decadimento (soprattutto uno e tre, cfr. cap. 1). Per essere accettato come evento τ , è quindi ragionevole richiedere che l' evento abbia almeno due tracce "buone" ma non più di otto. Viene inoltre richiesto che tutti e due i semi-eventi contengano almeno una traccia "buona".

Un' ultima condizione sulla molteplicità viene imposta per ridurre il numero di eventi di fondo provenienti dalla radiazione cosmica. Si richiede che in tutto l' evento vi sia almeno una traccia che soddisfa la seguente condizione :

$$|d_0| \leq 1 \text{ cm} \quad .AND. \quad |z_0| \leq 5 \text{ cm} \quad (3.1)$$

L' accettazione geometrica

Il numero variabile di tracce "buone" non permette di dare una definizione elementare di accettazione geometrica e l' angolo polare di ogni singola traccia non è sufficiente per descrivere il comportamento dell' evento nel suo complesso. Dato che la sezione d' urto di produzione di coppie di leptoni è funzione dell' angolo di *scattering* nel centro di massa dei due prodotti, è più naturale l' utilizzo di questa variabile per definire l' accettazione geometrica. Nell' ipotesi che la radiazione di stato iniziale sia collineare con la direzione dei fasci, l' angolo di *scattering* θ^* del τ uscente rispetto alla direzione dell' elettrone incidente, dipende solo dagli angoli di diffusione dei due leptoni finali θ^-, θ^+ :

$$\cos \theta^* = \frac{\cos \frac{\theta^- + \pi - \theta^+}{2}}{\cos \frac{\theta^- - \pi - \theta^+}{2}} \quad (3.2)$$

Le direzioni dei due τ e quindi i due angoli θ^-, θ^+ non sono disponibili e vengono utilizzate le direzioni dei due *jet* che con buona approssimazione rappresentano le direzioni dei due τ originali. Un evento viene accettato se soddisfa la seguente condizione:

$$|\cos \theta^*| < 0.9 \quad (3.3)$$

Questo taglio, piú stringente di quello della singola traccia, permette di definire bene l' accettazione della selezione.

L' acollinearitá

Definiamo come acollinearitá l' angolo fra i due vettori impulso \vec{p}_i ($i = 1, 2$) corrispondenti ai due *jet* dell' evento. Le direzioni dei *jet* rappresentano le direzioni dei due τ originali, prodotti opposti fra loro nel centro di massa della Z^0 . Contrariamente i due fermioni prodotti negli eventi $\gamma\gamma$ non hanno questa caratteristica di acollinearitá. Richiediamo quindi che l' evento soddisfi la seguente condizione:

$$\eta > 160^\circ \quad (3.4)$$

I tagli cinematici

Per ottenere un' efficace sottrazione dei fondi vengono applicati alcuni tagli cinematici.

In un evento $\gamma\gamma$ la coppia di fermioni prodotta e rivelata deve bilanciare energeticamente la coppia di elettroni che rimane nella *beam pipe*. L' energia, invisibile, degli elettroni provoca uno sbilanciamento dell' energia visibile dell' evento rilasciata dai due fermioni rivelati, per cui un evento $\gamma\gamma$ ha un' energia totale misurata sensibilmente minore all' energia del centro di massa e inferiore anche all' energia totale di una tipica coppia di τ . Inoltre la legge di conservazione del momento impone che il momento trasverso totale dell' evento sia circa nullo. La coppia di elettroni per restare nella *beam pipe* e non essere rivelata puó avere un momento trasverso massimo di circa 5 GeV che dev' essere compensato dalla coppia di fermioni rivelata. Sfruttando queste caratteristiche degli eventi $\gamma\gamma$ possiamo eliminare la loro contaminazione sul campione di eventi τ . Definiamo l' energia totale come la somma delle energie relative ai due *jet* : $E_{tot} = E_1 + E_2$ e la variazione del momento trasverso come : $\Delta p_t = p_{t,1} - p_{t,2}$ ($p_{t,i} = \sqrt{p_{x,i}^2 + p_{y,i}^2}$). Se E_{beam} è l' energia del fascio ($E_{beam} \simeq 45 \text{ GeV}$), si richiede che un evento soddisfi una delle due condizioni seguenti:

$$E_{tot} > 0.35 \cdot E_{beam} \quad .OR. \quad |\Delta p_t| > 0.066 \cdot E_{beam} \quad (3.5)$$

Negli eventi dileptonici $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$, i due leptoni nello stato finale attraversano il rivelatore e quindi l'energia totale che rilasciano è prossima all'energia nel centro di massa ($E_{CM} = 2 \cdot E_{beam}$). Diversamente negli eventi $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ i due leptoni decadono emettendo neutrini non rivelabili e quindi l'energia totale dei prodotti è inferiore all'energia del centro di massa. In ognuno dei due emisferi viene scelta una traccia principale definita come la traccia carica con energia più elevata. Con buona approssimazione possiamo assumere che le due tracce principali in un evento *Bhabha* o dimuonico rappresentano i leptoni primari. Se $E_{tr,i}$ ($i = 1, 2$) è l'energia della traccia principale nell'emisfero i , τ , si richiede che valga la seguente condizione:

$$E_{tr,1} + E_{tr,2} < 1.6 \cdot E_{beam} \quad (3.6)$$

A questo punto si propongono due definizioni di “evento τ ”, la prima che evidenzia le sue differenze da un evento adronico e l'altra da uno dileptonico :

1. almeno un emisfero deve contenere una sola traccia “buona” e contemporaneamente la massa invariante in quell'emisfero dev'essere minore di $1 \text{ GeV}/c^2$;
2. l'evento non contiene alcun leptone identificato (elettrone o muone).

La prima condizione è utile per eliminare il fondo adronico tipicamente ad alta molteplicità finale e con un elevato valore della massa invariante. Per recuperare alcuni eventi τ che vengono soppressi da questa richiesta e rigettare comunque gli eventi adronici, possiamo sfruttare altre proprietà di questi processi.

In eventi di produzione adronica la topologia è molto complessa e con la ricostruzione dei due *jet* si ottengono due coni di notevole apertura. Per eliminare gli eventi adronici, risulta quindi naturale richiedere una elevata collimazione dei due *jet*. Un'ultima condizione utile per rigettare il fondo $q\bar{q}$ consiste nell'imporre che la molteplicità sia bassa simultaneamente nei due semi-eventi, per cui si richiede che il prodotto del numero di oggetti ricostruiti nei due emisferi sia minore di un opportuno valore.

Quindi se non è valida la definizione 1., un evento viene ancora accettato se soddisfa una delle due seguenti condizioni :

- (a) se $n_{ogg,i}$ è il numero di *oggetti* nell'emisfero i :

$$n_{ogg,1} \cdot n_{ogg,2} < 75 \quad (3.7)$$

(b) se θ_i^{ap} è l'angolo di apertura nell'emisfero i , definito come l'angolo massimo fra due tracce nel jet :

$$\theta_1^{ap} + \theta_2^{ap} < 0.25 \text{ rad} \quad (3.8)$$

La definizione 2. di "evento τ " è utile per eliminare gli eventi *Bhabha* e dimuonici. Un evento viene definito "elettrone" se soddisfa le seguenti richieste :

- se $p_{tr,i} > 30 \text{ GeV}/c$ e $|R_L| < 3$, dove $p_{tr,i}$ è il momento della traccia principale dell'emisfero e R_L è l'estimatore longitudinale dell'elettrone (cfr. par. 2.2.5).

Un evento viene definito "muone" se soddisfa le seguenti richieste :

- se $p_{tr,i} > 30 \text{ GeV}/c$, $n_{exp} > 10$, $n_{10}^{accesi} > 1$ e c' è un'energia minore di 10 GeV associata alla traccia nell'HCAL, dove n_{exp} è il numero di piani che ci si aspetta che un muone attraversi nell'HCAL e n_{10}^{accesi} è il numero di piani accesi fra gli ultimi 10.

Richiedendo l'assenza di leptoni nell'evento vengono eliminate anche le coppie di τ in cui almeno uno dei due τ decade leptonicamente. Per recuperare tali eventi e contemporaneamente rigettare gli eventi dileptonici, se l'evento non soddisfa la definizione 2. di "evento τ " si confronta l'energia totale dell'evento con l'energia nel centro di massa.

In particolare gli eventi *Bhabha* posseggono un'ulteriore caratteristica che li differenzia dai decadimenti leptonici dei τ . Gli elettroni primari dei *Bhabha* anche se irradiano fotoni rimangono sempre coplanari, mentre i due τ , a causa della presenza dei neutrini nel decadimento, sono in generale acoplanari. Si impone quindi anche un taglio sulla differenza angolare delle due tracce principali. Un evento viene accettato come una coppia di τ se soddisfa le seguenti condizioni:

(a) usando le due variabili E_{tot} e E_{beam} definite in precedenza :

$$E_{tot} < 1.7 \cdot E_{beam} \quad (3.9)$$

(b) se $\Delta\phi$ è la differenza in azimut tra \vec{p}_1 e \vec{p}_2 , q_{tr} e θ_{tr} sono rispettivamente la carica e l'angolo polare della traccia principale, se $\Delta\phi < 0.04 \text{ rad}$ e almeno una delle due tracce principali ha $q_{tr} \cdot \cos\theta_{tr} < -0.7$ allora:

$$E_{tot} < 1.4 \cdot E_{beam} \quad (3.10)$$

\sqrt{s} (GeV)	\mathcal{L}_{int} (nb ⁻¹)	$\tau^+\tau^-$ candidati
88.5	668.3 \pm 4.9	159
89.5	796.7 \pm 5.4	323
90.2	753.2 \pm 5.3	538
91.2	7542.7 \pm 16.9	8798
92.0	693.3 \pm 5.2	719
93.0	677.4 \pm 5.2	375
93.7	768.3 \pm 5.6	309

Tabella 3.1: Numero di eventi selezionati a ciascuna energia. Gli errori sulla luminosità sono solo statistici.

la richiesta sull' angolo polare serve per rendere il taglio più stringente nella regione dello *scattering Bhabha*.

In conclusione riportiamo nella tabella (3.1) il numero di eventi selezionati fra il campione di eventi del 1991 alle varie energie.

3.1.1 La sottrazione dei fondi

Descriviamo in questo paragrafo le contaminazioni residue negli eventi selezionati a seconda delle diverse categorie di fondo. Uno studio dettagliato sulla stima dei fondi e dei loro errori sistematici è riportato in [25].

Il fondo dei raggi cosmici

Il fondo proveniente dalla radiazione cosmica è stato eliminato attraverso i tagli sui parametri d' impatto d_0 e z_0 (cfr. taglio 3.1).

In figura (3.1) vengono riportate le distribuzioni di queste due variabili per i dati e per coppie di τ Monte Carlo che hanno passato la selezione. Possiamo osservare che nei dati è presente una coda nella distribuzione dei parametri d' impatto indicando l' esistenza di una percentuale di eventi proveniente dalla radiazione cosmica. Assumendo che per questo fondo la distribuzione del parametro d' impatto sia uniforme, la contaminazione residua viene stimata contando il numero di eventi che passano il seguente taglio:

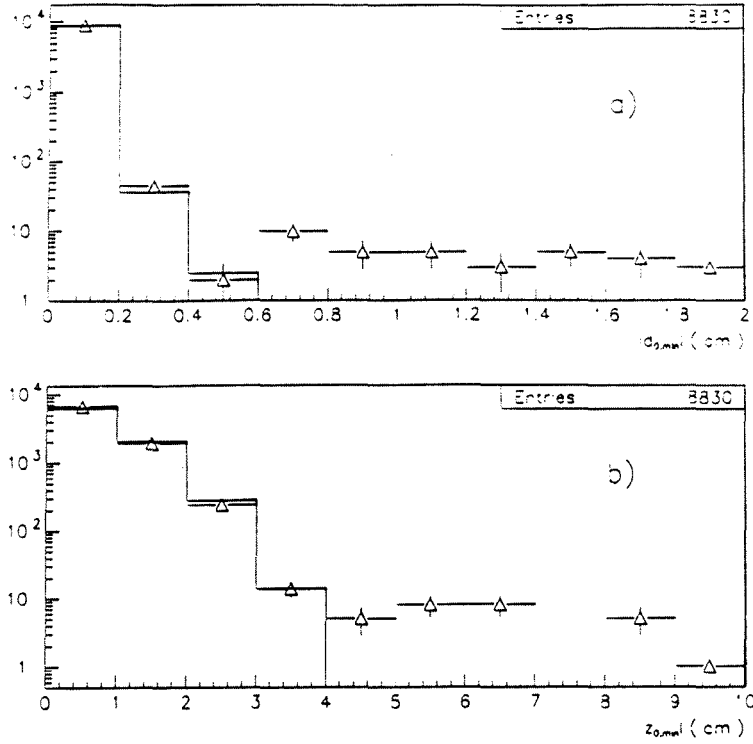


Figura 3.1: Distribuzione dei due parametri d' impatto d_0 (a) e z_0 (b) per dati (triangoli) e Monte Carlo (linea continua).

$$|d_{0,min}| < 1 \text{ cm} \quad .OR. \quad |z_{0,min}| < 5 \text{ cm} \quad (3.11)$$

I risultati sono riportati in tabella (3.2) a seconda delle diverse energie nel centro di massa.

Il fondo degli eventi $\gamma\gamma$

Questi eventi sono stati eliminati essenzialmente con i tagli cinematici sull' energia mancante, sul momento trasverso (3.5) e con il taglio sull' acollinearit  (3.4).

\sqrt{s} (GeV)	$N_{cosmici}^{fondo}$
88.5	2.0 ± 1.2
89.5	3.2 ± 1.9
90.2	1.7 ± 1.0
91.2	10.7 ± 3.8
92.0	2.3 ± 1.3
93.0	2.0 ± 1.2
93.7	1.7 ± 1.0

Tabella 3.2: Numero di eventi da sottrarre a ciascuna energia a causa della radiazione cosmica.

processo	N_{sel}/N_{gen}	sezione d' urto (pb)
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	11 / 10000	2.1 ± 0.6
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	14 / 10000	1.4 ± 0.4
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$	21 / 10000	0.5 ± 0.1
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$	6 / 20000	0.2 ± 0.1
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-ff$	-	4.2 ± 0.7

Tabella 3.3: Contaminazione dovuta agli eventi $\gamma\gamma$ Gli errori sono solo statistici.

\sqrt{s} (GeV)	$N_{\gamma\gamma}^{fondo}$
88.5	2.8 ± 0.5
89.5	3.3 ± 0.6
90.2	3.2 ± 0.5
91.2	31.7 ± 5.3
92.0	2.9 ± 0.5
93.0	2.8 ± 0.5
93.7	3.2 ± 0.5

Tabella 3.4: Numero di eventi da sottrarre a ciascuna energia a causa delle reazioni $\gamma\gamma$.

Il contributo nei diversi canali di questo tipo di eventi è stato studiato tramite eventi di simulazione Monte Carlo. In tabella (3.3) riportiamo le sezioni d' urto residue a seconda dello stato finale fermionico.

Il numero di eventi da sottrarre a ciascuna energia è riportato in tabella (3.4).

Il fondo degli eventi adronici

Il fondo dovuto agli eventi $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ rappresenta una delle contaminazioni dominanti nella selezione. La sezione d' urto del processo è elevata e sebbene un evento adronico sia distinguibile facilmente da una reazione $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ attraverso i tagli di molteplicità, di massa invariante e di apertura angolare dei *jet* (cfr. taglio 3.7 e 3.8), la probabilità che un evento abbia caratteristiche tali per passare la selezione non è trascurabile.

Il numero di eventi di fondo è comunque piccolo, per cui lo studio di questa contaminazione è stato sviluppato utilizzando eventi di simulazione. Il risultato che si ottiene è una sezione d' urto di fondo di :

\sqrt{s} (GeV)	$N_{adronico}^{fondo}$
88.5	1.4 ± 0.4
89.5	1.7 ± 0.5
90.2	1.6 ± 0.5
91.2	15.8 ± 4.5
92.0	1.5 ± 0.4
93.0	1.4 ± 0.4
93.7	1.6 ± 0.5

Tabella 3.5: Numero di eventi da sottrarre a ciascuna energia a causa degli eventi adronici.

$$\sigma_{q\bar{q}}^{fondo} = (0.14 \pm 0.04)\% \cdot \sigma_{\tau+\tau-} \quad (3.12)$$

Il numero di eventi di fondo da sottrarre a ciascuna energia è riportato in tabella (3.5).

Il fondo degli eventi $\mu^+\mu^-$

La contaminazione dovuta ai decadimenti dimuonici della Z è stata stimata usando sia gli eventi simulati che i dati. Vengono selezionati eventi dimuonici tramite programmi di selezione sviluppati nell'ambito della collaborazione dal gruppo che studia tali processi. Il numero di eventi selezionati è 9145, 40 dei quali passano la selezione dei τ su 31 aspettati. Questi 40 eventi sono stati osservati uno alla volta e di questi solo 6 sono eventi dimuonici mentre gli altri sono coppie di τ , in accordo con le previsioni del Monte Carlo che prevede un fondo di 5.4 ± 2.7 eventi. La contaminazione degli eventi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ risulta :

$$\sigma_{\mu^+\mu^-}^{fondo} = \frac{6 \pm \sqrt{6}}{9114} \cdot 0.8534 \cdot \sigma_{\tau+\tau-} = (0.06 \pm 0.03)\% \sigma_{\tau+\tau-} \quad (3.13)$$

dove 0.8534 è l' accettazione angolare della selezione.

Il numero di eventi di fondo da sottrarre a ciascuna energia per la contaminazione dimuonica è riportato in tabella (3.6).

Il fondo degli eventi e^+e^-

Il fondo dovuto agli eventi *Bhabha* è stato ridotto tramite i tagli in energia e dall' identificazione di elettroni (cfr. 3.6, 3.9 e 3.10). Gli eventi rimanenti ricadono nelle seguenti categorie :

\sqrt{s} (GeV)	$N_{\mu^+\mu^-}^{fondo}$
88.5	0.1 ± 0.1
89.5	0.2 ± 0.1
90.2	0.4 ± 0.2
91.2	6.7 ± 3.4
92.0	0.5 ± 0.3
93.0	0.3 ± 0.1
93.7	0.2 ± 0.1

Tabella 3.6: Numero di eventi da sottrarre a ciascuna energia a causa della contaminazione degli eventi dimuonici.

\sqrt{s} (GeV)	N_{Bhabha}^{fondo}
88.5	4.7 ± 2.4
89.5	6.8 ± 3.0
90.2	7.8 ± 3.2
91.2	85.5 ± 16.4
92.0	5.5 ± 2.6
93.0	3.5 ± 2.0
93.7	3.4 ± 2.0

Tabella 3.7: Numero di eventi da sottrarre a ciascuna energia a causa degli eventi *Bhabha*.

- Gli elettroni che non sono stati identificati come tali e parte dell' energia neutra è stata persa a causa dei *crack* del calorimetro elettromagnetico.
- L' energia visibile è inferiore all' energia disponibile nel centro di massa a causa della radiazione iniziale in cui i fotoni sono rimasti nella *beam pipe*.
- Le tracce cariche formano un angolo polare piccolo con i *crack* della TPC e l' energia non viene vista dal calorimetro.

La contaminazione residua è stata valutata sia tramite i dati, utilizzando eventi selezionati opportunamente in questo canale, che utilizzando il Monte Carlo.

Il numero di eventi di fondo da sottrarre a ciascuna energia è riportato in tabella (3.7).

\sqrt{s} (GeV)	Cosmici	$\gamma\gamma$	$q\bar{q}$	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	totale
88.5	2.0 ± 1.2	2.8 ± 0.5	0.3 ± 0.1	0.1 ± 0.1	4.7 ± 2.8	9.9 ± 3.1
89.5	3.2 ± 1.9	3.3 ± 0.6	0.6 ± 0.2	0.2 ± 0.1	6.8 ± 3.6	14.2 ± 4.1
90.2	1.7 ± 1.0	3.2 ± 0.5	1.0 ± 0.3	0.4 ± 0.2	7.8 ± 4.0	14.1 ± 4.2
91.2	10.7 ± 3.8	31.7 ± 5.3	15.6 ± 4.5	6.7 ± 3.4	85.5 ± 30.4	150.2 ± 31.6
92.0	2.3 ± 1.3	2.9 ± 0.5	1.3 ± 0.4	0.5 ± 0.3	5.5 ± 3.1	12.5 ± 3.4
93.0	2.0 ± 1.2	2.8 ± 0.5	0.7 ± 0.2	0.3 ± 0.1	3.5 ± 2.3	9.3 ± 2.6
93.7	1.7 ± 1.0	3.2 ± 0.5	0.5 ± 0.2	0.2 ± 0.1	3.4 ± 2.2	9.1 ± 2.5

Tabella 3.8: Numero di eventi da sottrarre a ciascuna energia per ciascuno dei canali di fondo.

\sqrt{s} (GeV)	efficienza
88.5	0.7527 ± 0.0029
89.5	0.7603 ± 0.0029
90.2	0.7641 ± 0.0029
91.2	0.7679 ± 0.0029
92.0	0.7679 ± 0.0029
93.0	0.7672 ± 0.0029
93.7	0.7641 ± 0.0029

Tabella 3.9: Efficienze di selezione in funzione di \sqrt{s} .

Conclusioni

In tabella (3.8) riportiamo il numero di eventi di fondo da sottrarre agli eventi selezionati a seconda delle diverse energie nel centro di massa e per ognuno dei canali di fondo. Notiamo che la contaminazione nettamente dominante è quella causata dagli eventi *Bhabha*.

3.2 L'efficienza di selezione

Per stimare l'efficienza di selezione sono stati usati sia eventi reali che di simulazione Monte Carlo [25]. I risultati ottenuti sono riportati in tabella (3.9) in funzione dell'energia del centro di massa.

Di fondamentale importanza per l'analisi che verrà sviluppata in questa tesi è la dipendenza dell'efficienza di selezione dalla molteplicità originale del τ . Nel limite in cui non esiste alcuna correlazione fra l'efficienza e la topologia del τ ($\epsilon = \epsilon_i$), i rapporti di decadimento non sono influenzati dai valori dell'efficienza di selezione:

$$B_i = \frac{N_\tau^i}{N_\tau} = \frac{M_\tau^i}{\epsilon^i} \times \frac{\epsilon}{M_\tau} \quad (3.14)$$

dove N_τ e N_τ^i rappresentano il numero "vero" di eventi τ totale e con topologia i , analogamente M_τ e M_τ^i rappresentano le rispettive quantità "misurate" e ϵ e ϵ_i le efficienze di selezione totale e per gli eventi i - *prong*.

In realtà ci si aspetta che le efficienze di selezione dipendano dalla topologia dei τ originali. Sfruttando le informazioni del Monte Carlo riguardanti la topologia originale di ogni singolo τ della coppia, possiamo calcolare le efficienze per un τ prodotto entro il volume fiduciale che decade in 1 prong o > 1 . I risultati sono :

$$\epsilon_1 = .902 \pm .001 \quad \epsilon_{>1} = .875 \pm .003 \quad (3.15)$$

dove gli errori sono solo statistici. Alcuni tagli infatti, come ad esempio quelli di molteplicità o di apertura dei *jet*, si comporteranno diversamente se applicati ad un evento 1-prong o multiprong. È importante quindi studiare come varia l'efficienza a seconda della topologia degli eventi e soprattutto quali sono gli errori sistematici associati. Sfruttando le informazioni del Monte Carlo relative alla topologia "vera" dei decadimenti, sono stati calcolati gli effetti dei vari tagli nelle tre possibili topologie per una coppia di τ (cfr. tab. 3.10).

Notiamo che in effetti l'efficienza finale è diversa per le tre topologie considerate. La differenza è causata soprattutto dai tagli finali applicati per eliminare le contaminazioni adroniche e dileptoniche (le due definizioni di "evento τ " ed i tagli a queste connessi). Questi tagli sono applicati in maniera correlata fra loro, infatti i tagli (3.7-8) e (3.9-10) sono applicati solo nel caso non vengano soddisfatte le due rispettive definizioni τ 1. e 2., per cui per capire l'esatta provenienza di queste anomalie dobbiamo studiare separatamente i limiti imposti dai singoli tagli sugli eventi che non soddisfano le due definizioni. Sempre nella tabella (3.10) si possono trovare gli effetti di questi tagli: per prima è riportata la percentuale di eventi che non soddisfano le definizioni (τ 1. e 2.), di seguito ci sono le frazioni di eventi che si recuperano con ogni singolo taglio. Il dato in parentesi mostra le efficienze relative ad ognuno di essi. Notiamo che vi sono soprattutto due tagli che sono correlati con la molteplicità del decadimento, nella definizione 1.

classe eventi	efficienze assolute		
	1 - 1 31966	1 - > 1 10584	> 1 - > 1 876
n° tracce cariche	0.895 ± 0.002	0.924 ± 0.003	0.917 ± 0.009
1 traccia carica per hemi	0.890 ± 0.002	0.902 ± 0.003	0.904 ± 0.010
$ \cos\theta^* < .9$ (3.3)	0.835 ± 0.002	0.838 ± 0.004	0.828 ± 0.013
$\eta > 160^\circ$ (3.4)	0.823 ± 0.002	0.833 ± 0.004	0.826 ± 0.013
$\gamma\gamma$ (3.5)	0.809 ± 0.002	0.833 ± 0.004	0.826 ± 0.013
τ 1. ($q\bar{q}$) + (3.7-8)	0.800 ± 0.002	0.799 ± 0.004	0.695 ± 0.016
dileptoni (3.6)	0.795 ± 0.002	0.797 ± 0.004	0.694 ± 0.016
τ 2. ($l\bar{l}$) + (3.9-10)	0.772 ± 0.002	0.761 ± 0.004	0.671 ± 0.016
cosmici (3.1)	0.772 ± 0.002	0.761 ± 0.004	0.671 ± 0.016
(finale)			
non τ 1.	0.121 ± 0.002	0.331 ± 0.005	0.823 ± 0.007
	(0.150 ± 0.002)	(0.398 ± 0.005)	(0.996 ± 0.002)
- $n_{ogg} < 75$ (3.7)	0.120 ± 0.002	0.324 ± 0.005	0.796 ± 0.014
	(0.987 ± 0.002)	(0.979 ± 0.002)	(0.967 ± 0.007)
- $\theta^{ap} < .25$ (3.8)	0.112 ± 0.002	0.298 ± 0.004	0.692 ± 0.016
	(0.935 ± 0.004)	(0.918 ± 0.005)	(0.869 ± 0.013)
non τ 2.	0.529 ± 0.003	0.355 ± 0.005	0.046 ± 0.005
	(0.666 ± 0.003)	(0.445 ± 0.005)	(0.066 ± 0.010)
- $E_{tot} < 1.7$ (3.9)	0.510 ± 0.003	0.324 ± 0.005	0.024 ± 0.005
	(0.964 ± 0.001)	(0.912 ± 0.005)	(0.525 ± 0.079)
- $E_{tot} < 1.4, \Delta\phi$ (3.10)	0.507 ± 0.003	0.318 ± 0.005	0.023 ± 0.005
	(0.993 ± 0.001)	(0.983 ± 0.002)	(0.952 ± 0.046)

Tabella 3.10: Efficienze di selezione valutate tramite Monte Carlo in funzione dei tagli. Nella prima parte della tabella riportiamo la percentuale di coppie di τ che soddisfano via via ogni singola richiesta. Nella seconda parte consideriamo esplicitamente i singoli tagli collegati alla definizione 1. (3.7-8): valutiamo la percentuale di eventi che passano il taglio sui $\gamma\gamma$ ma non passano la definizione 1., e poi fra questi la percentuale di eventi che soddisfano i due tagli successivi. Nella terza parte si applica lo stesso procedimento agli eventi che non soddisfano la definizione 2. In parentesi sono riportati le efficienze relative, ovvero la percentuale di eventi che passano ogni singolo taglio. Gli errori sono solo statistici.

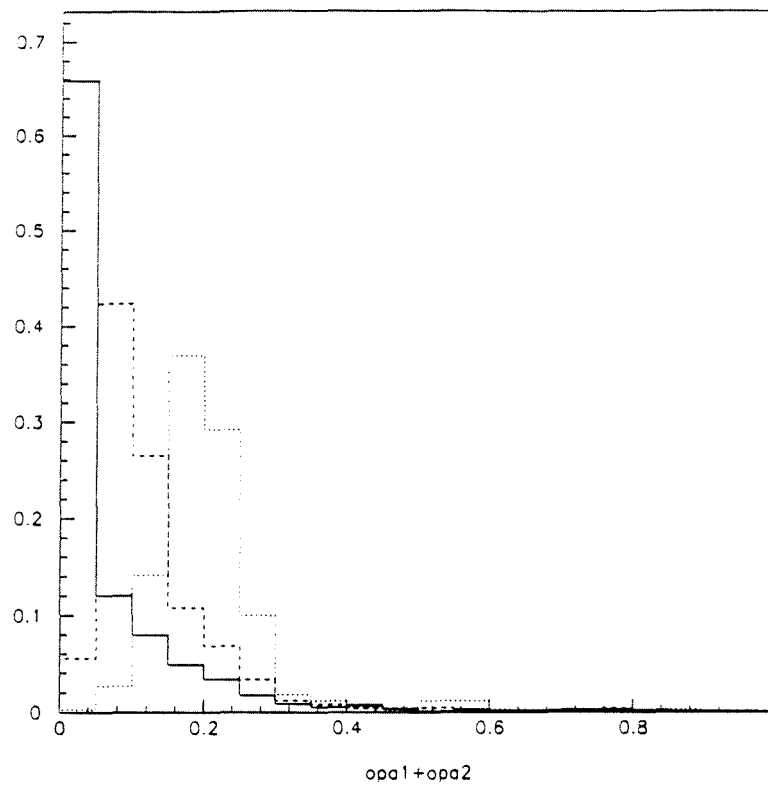


Figura 3.2: Distribuzione della somma degli angoli di apertura dei due *jet* per eventi che non hanno superato la selezione τ 1. In linea continua gli eventi in cui tutti e due i τ decadono in una particella carica, in linea tratteggiata quelli in cui un τ decade in una particella carica e l'altro in piú di una, ed infine in linea tratteggiata piú sottile gli eventi in cui ambedue i τ decadono in piú di una particella carica. I campioni di eventi nelle diverse topologie non sono normalizzati.

di τ la somma degli angoli di apertura dei due *jet* e nella definizione 2. la richiesta imposta sull'energia totale. Nelle due figure (3.2) e (3.3) mostriamo le distribuzioni di queste due variabili nelle diverse categorie.

Assumendo che le uniche incertezze sulle efficienze che influenzano l'analisi dei rapporti di decadimento derivino dagli errori sistematici provocati da questi due tagli, valutiamo tali errori come la differenza fra i valori finali delle efficienze e i valori ottenuti variando i limiti imposti dai tagli stessi come riportato in tabella (3.11). Le efficienze finali con i relativi errori risultano quindi :

$$\begin{array}{lll}
 1 & 1 & : \quad 0.772 \pm 0.009 \\
 1 & > 1 & : \quad 0.761 \pm 0.017 \\
 > 1 & > 1 & : \quad 0.671 \pm 0.044
 \end{array} \tag{3.16}$$

Tramite i valori di queste efficienze relative alla selezione di tutto l'evento $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, possiamo risalire ai valori delle efficienze di selezione riguardanti il singolo τ della coppia.

Indicando con $i = 3$ tutti i decadimenti contenenti almeno tre particelle cariche, se definiamo

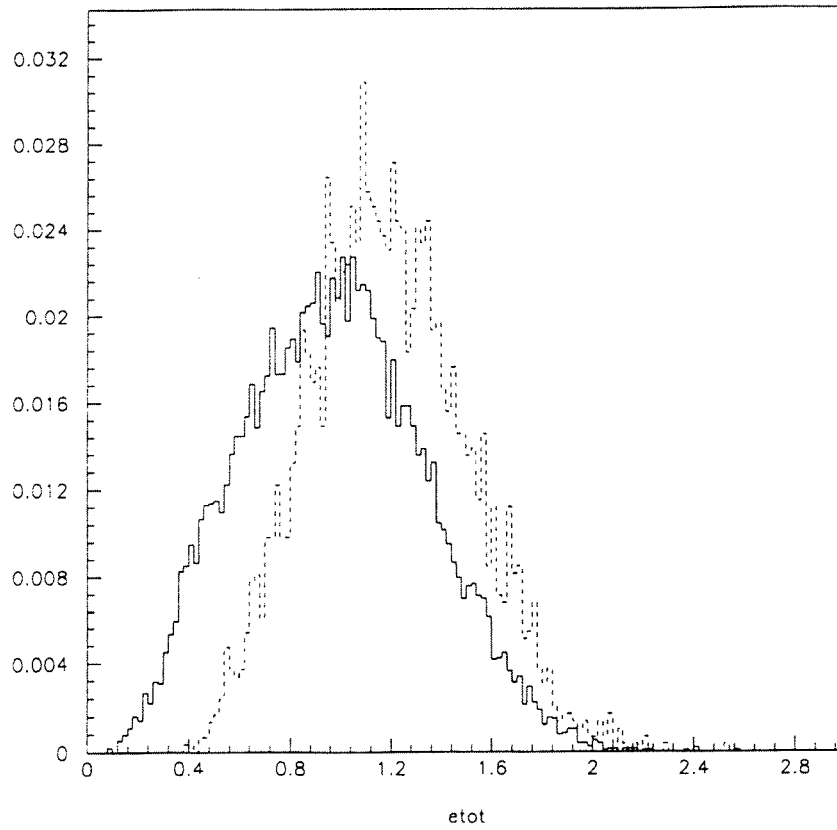


Figura 3.3: Distribuzione dell' energia totale per eventi che non hanno superato la selezione τ 2. In linea continua gli eventi in cui tutti e due i τ decadono in una particella carica, in linea tratteggiata quelli in cui un τ decade in una particella carica e l'altro in piú di una. I campioni di eventi nelle diverse topologie non sono normalizzati.

classe eventi	efficienze assolute		
	1 - 1 31966	1 - > 1 10584	> 1 - > 1 876
finale	0.772 \pm 0.002	0.761 \pm 0.004	0.671 \pm 0.016
- $\theta^{ap} < 0.250$			
- $E_{tot} < 1.700$			
- $\theta^{ap} < 0.275$	0.773 \pm 0.002	0.766 \pm 0.004	0.697 \pm 0.016
- $\theta^{ap} < 0.225$	0.771 \pm 0.002	0.755 \pm 0.004	0.610 \pm 0.016
- $E_{tot} < 1.785$	0.780 \pm 0.002	0.772 \pm 0.004	0.677 \pm 0.016
- $E_{tot} < 1.615$	0.762 \pm 0.002	0.744 \pm 0.004	0.669 \pm 0.016

Tabella 3.11: Nella prima riga riportiamo le efficienze di selezione finali e di seguito come queste variano cambiando delle quantità riportate nella prima colonna, i valori dei due tagli discussi nel testo. Gli errori sono solo statistici.

M_{ij} il numero di coppie di τ prodotti con una topologia $i - j$ ($i, j = 1$ o 3) e ϵ_{ij} le efficienze di selezione per la corrispondente coppia, allora il numero di singoli eventi τ , N_i^S , selezionati nelle due diverse topologie risulta :

$$\begin{aligned} N_1^S &= 2\epsilon_{11}M_{11} + \epsilon_{13}M_{13} \\ N_3^S &= 2\epsilon_{33}M_{33} + \epsilon_{13}M_{13} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Se $N_{\tau\tau}$ è il numero totale di coppie di τ prodotte, introducendo i rapporti di decadimento B_i (con $B_3 = 1 - B_1$), il numero di eventi prodotti nelle topologie $i - j$ diventa :

$$\begin{aligned} M_{11} &= B_1^2 N_{\tau\tau} \\ M_{13} &= 2B_1(1 - B_1) N_{\tau\tau} \\ M_{33} &= (1 - B_1)^2 N_{\tau\tau} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Di conseguenza possiamo riscrivere la relazione (3.17) nel seguente modo :

$$\begin{aligned} N_1^S &= 2N_{\tau\tau} [B_1^2\epsilon_{11} + B_1(1 - B_1)\epsilon_{13}] \\ N_3^S &= 2N_{\tau\tau} [(1 - B_1)^2\epsilon_{33} + B_1(1 - B_1)\epsilon_{13}] \end{aligned} \quad (3.19)$$

D' altra parte il numero di eventi 1 e 3-*prong* selezionati, in funzione delle efficienze ϵ_i riguardanti il singolo decadimento del τ , è:

$$\begin{aligned} N_1^S &= 2N_{\tau\tau}\epsilon_1 B_1 \\ N_3^S &= 2N_{\tau\tau}\epsilon_3 (1 - B_1) \end{aligned} \quad (3.20)$$

Di conseguenza confrontando le due relazioni (3.19) e (3.20) ricaviamo le efficienze di selezione del singolo τ , ϵ_i , rispetto a quelle della coppia, ϵ_{ij} :

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= \epsilon_{11}B_1 + \epsilon_{13}(1 - B_1) \\ \epsilon_3 &= \epsilon_{33}(1 - B_1) + \epsilon_{13}B_1 \end{aligned} \quad (3.21)$$

Le due relazioni (3.21) dipendono dal valore di B_1 , il che potrebbe portare ad errori sistematici nella valutazione delle efficienze di singolo evento, ϵ_i . Ai fini di questa analisi però, è fondamentale studiare come varia il numero di decadimenti 1 prong selezionati rispetto a quello

di decadimenti multiprong del τ , per cui risulta importante solo il rapporto fra le due efficienze e non i singoli valori. Tale rapporto risulta :

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_3} = \frac{(\epsilon_{11} - \epsilon_{13})B_1 + \epsilon_{13}}{(\epsilon_{13} - \epsilon_{33})B_1 + \epsilon_{33}} \quad (3.22)$$

Per calcolare l' errore su questa quantità causato dagli errori sulle efficienze ϵ_{ij} (cfr. relazione 3.16), variamo di una deviazione standard ciascuna delle efficienze e valutiamo il rapporto (3.22) utilizzando per B_1 il valore nel Monte Carlo ($B_1 = 85.95\%$). Stimiamo come errore sul rapporto ϵ_1/ϵ_3 la differenza fra questi valori e quello centrale. Il risultato che otteniamo è $\epsilon_1/\epsilon_3 = 1.030 \pm 0.006$.

Per studiare come varia il rapporto fra le due efficienze ϵ_i , in funzione del valore di B_1 , deriviamo la relazione (3.22) rispetto a B_1 . Il risultato è :

$$\frac{\partial(\epsilon_1/\epsilon_3)}{\partial B_1} = \frac{\epsilon_{11}\epsilon_{33} - \epsilon_{13}^2}{[B_1(\epsilon_{13} - \epsilon_{33}) - \epsilon_{33}]^2} \quad (3.23)$$

Utilizzando come valore della *branching ratio* $B_1 = .86 \pm .01$, ovvero assegnandogli un errore molto più grande dell' attuale conoscenza su B_1 , e come valori delle efficienze quelli riportati nella (3.16), otteniamo un errore sul rapporto delle efficienze dell' ordine dell' uno per mille, trascurabile rispetto agli altri errori. Possiamo quindi concludere che il valore di B_1 utilizzato nel calcolo delle due efficienze ϵ_i non influenza in modo rilevante il rapporto fra di esse.

In conclusione le efficienze relative al singolo decadimento del τ , ottenute sfruttando l' equazione (3.21) e utilizzando come valore di B_1 quello del Monte Carlo, sono :

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= 0.771 \pm 0.010 \\ \epsilon_3 &= 0.748 \pm 0.013 \end{aligned} \quad (3.24)$$

ed il loro rapporto :

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_3} = 1.030 \pm 0.006 \quad (3.25)$$

Possiamo notare che tale rapporto è compatibile con quello ricavabile dalla (3.15) ($\epsilon_1/\epsilon_{>1} = 1.031 \pm .003$), in cui le efficienze sono calcolate all' interno del volume fiduciale in base alle informazioni del Monte Carlo riguardanti il singolo decadimento del τ ¹.

¹I valori delle efficienze ϵ_1 e $\epsilon_{>1}$ sono calcolati usando gli eventi Monte Carlo che hanno superato il taglio sull' accettazione angolare $|\cos \theta^*| < 0.9$ (cfr. relazione 3.3).

Capitolo 4

Classificazione delle tracce

In questo capitolo viene descritta l'analisi usata per identificare fra tutte le tracce ricostruite in un evento $Z_0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ quelle che provengono dai due vertici di decadimento dei τ , in seguito chiamate primarie.

Nella realtà non c'è una relazione biunivoca tra il numero di tracce ricostruite e molteplicità di decadimento : da un lato le particelle primarie e secondarie prodotte nel decadimento dei τ possono interagire con l'apparato o decadere e creare quindi a loro volta altre particelle che vengono ricostruite, dall'altro l'accettanza del rivelatore e la finita capacità di discriminare due tracce spazialmente molto vicine fanno sì che talvolta non si ricostruiscano tutte le tracce primarie di un decadimento.

Per vedere quanto peso hanno i diversi effetti che producono una perdita di tracce, osserviamo la tabella (4.1) dove riportiamo la frazione di tracce primarie perse a causa dell'accettanza angolare e della sovrapposizione fra due tracce. In tabella (4.2) invece, riportiamo la frazione di tracce secondarie rispetto al numero totale di tracce primarie, suddivisa a seconda dei diversi motivi che causano la presenza di tracce in più. Possiamo distinguere due tipi diversi di problemi, da una parte quelli dovuti alla "singola traccia" che consideriamo e dall'altra quelli che coinvolgono l'"evento" nel suo insieme.

Nel caso d'interazione adronica perdiamo spesso la traccia primaria o ne modifichiamo i parametri ma il risultato netto è un aumento della molteplicità in quanto la traccia originaria termina sempre almeno in un'altra e spesso in un numero molto maggiore, per cui nel caso non si riesca a identificare un'interazione come tale lo stato finale del τ conterrà un numero maggiore di tracce rispetto alla molteplicità vera, o uguale nel caso limite di uno *scattering* elastico.

La tecnica usata per classificare le tracce si basa sulla topologia dell'evento, cioè sulle traiettorie ricostruite nelle camere traccianti e sulle loro relazioni spaziali.

accettanza	< 0.1 %
sovrapposizione di tracce	0.7 %

Tabella 4.1: Frazione di tracce primarie perse a causa dell' accettanza angolare e della sovrapposizione fra due tracce.

splitting di traccia per decadimenti o radiazione	< .1 %	} singola traccia
back scattering dai calorimetri	2.8 %	
conversione asimmetrica di un fotone	2 %	
interazione adronica	6 %	} vertici
conversione simmetrica di γ in coppie	8 %	
decadimenti di K_{0s}	.4 %	

Tabella 4.2: Frazione di tracce secondarie rispetto al numero totale di tracce primarie, suddivisa a seconda dei diversi motivi che causano un aumento del numero di tracce ricostruite rispetto alla molteplicità originale del decadimento del τ .

Nel primo paragrafo analizziamo gli effetti che producono una perdita di tracce, discuteremo poi la possibilità di discriminare le tracce in base ai loro parametri fondamentali (raggio di curvatura e parametro d' impatto) e alla topologia della singola traccia per concludere con lo strumento più potente : la ricostruzione dei vertici secondari.

Lo studio dei tagli si basa su 35707 eventi di produzione Monte Carlo τ , che hanno già superato la selezione ufficiale TAUSLT descritta nel capitolo 3, e solo dopo aver concluso questo studio passeremo ai dati acquisiti durante il 1991.

4.1 Perdita di tracce

Come abbiamo visto in tabella (4.1) i motivi che portano alla perdita di tracce sono essenzialmente due :

- accettazione rivelatore
- problemi di ricostruzione dovuti a sovrapposizione di tracce

4.1.1 Accettazione del rivelatore

L' apparato ALEPH non copre tutto l' angolo solido che circonda il punto d' intersezione dei fasci, corrispondente al vertice di produzione della Z_0 e del relativo decadimento nei due τ , ed è insensibile nella regione della *beam pipe*.

La selezione TAUSLT (cfr. cap. 3) che utilizziamo per ottenere i nostri eventi, dopo aver costruito l' asse di *thrust* applica un taglio sul coseno dell' angolo che esso forma con l' asse dei fasci pari a 0.90, che corrisponde a $\sim 26^\circ$ e un altro taglio angolare per ogni traccia a 0.95, ($\sim 18^\circ$). La topologia degli eventi τ è tale che gli eventi *multiprong* sono contenuti in un cono stretto attorno all' asse di *thrust*, per cui questi tagli combinati fanno in modo che se la direzione del τ prodotto è vicina a quella dell' asse dei fasci, tutte le tracce ne sono coinvolte e vengono rigettate insieme all' evento stesso. Per questo motivo accade molto raramente che all' interno di un evento solo alcune tracce formino un angolo piccolo con l' asse dei fasci tale da non essere ricostruite mentre l' evento stesso viene accettato. In ogni caso ci aspettiamo che questo effetto sia ragionevolmente simulato dal Monte Carlo. Ne consegue che l' accettazione limitata non crea problemi alla misura del rapporto di decadimento.

4.1.2 Problemi di ricostruzione

La topologia degli eventi τ *multiprong* è tale che talvolta la capacità di separare due tracce vicine nei rivelatori non è sufficiente per ricostruire correttamente le traiettorie delle particelle. Può accadere che esse risultino sovrapposte e quindi indistinguibili. Per questo motivo lo stato finale contiene meno tracce rispetto alle particelle realmente prodotte.

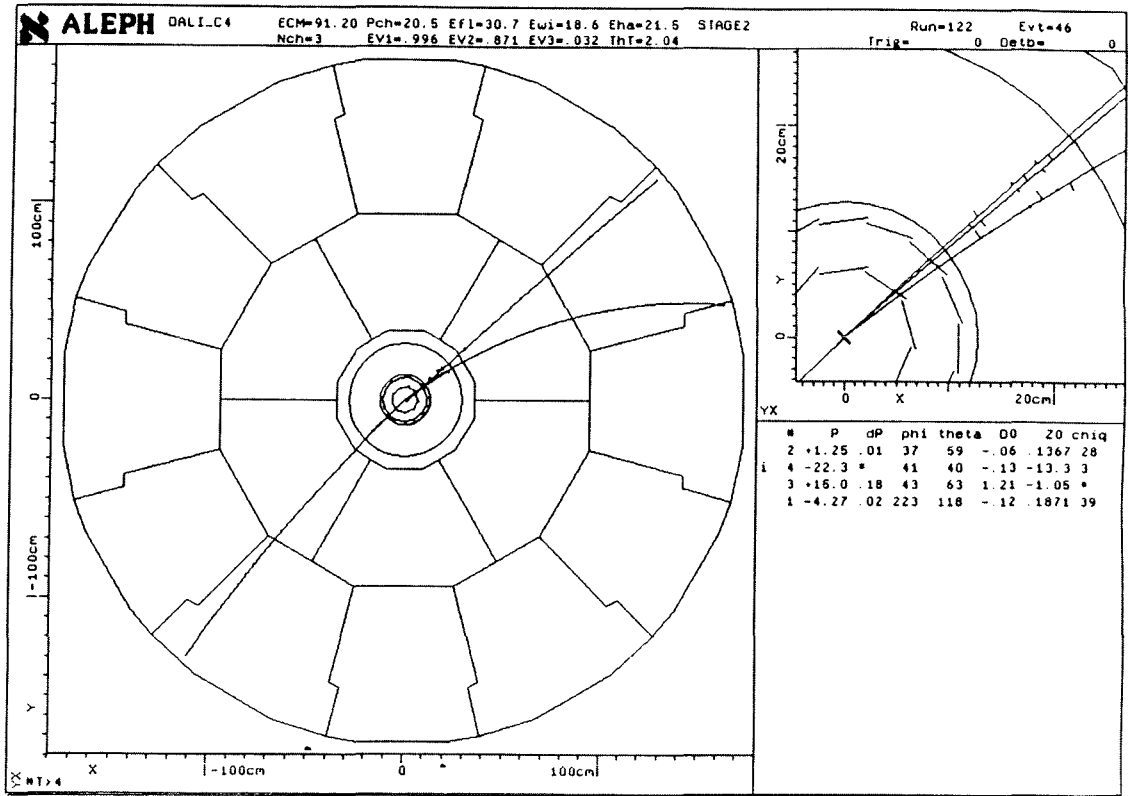


Figura 4.1: Un evento $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ con successivo decadimento di uno dei due τ in elettrone e l'altro in tre pioni carichi. Nella figura centrale vediamo l'evento ricostruito nel piano trasverso, in alto a destra l'evento come è stato generato dal Monte Carlo e in basso la lista delle tracce ricostruite.

Quando però le particelle attraversano l'apparato puntando verso l'esterno, a causa del campo magnetico hanno la tendenza a distinguersi ma non in modo sufficiente per essere tracciate separatamente. Per questo motivo queste tracce hanno la caratteristica di avere vicino delle coordinate ricostruite non associate ad alcuna traccia. In figura (4.1) mostriamo un tipico esempio di questo fenomeno.

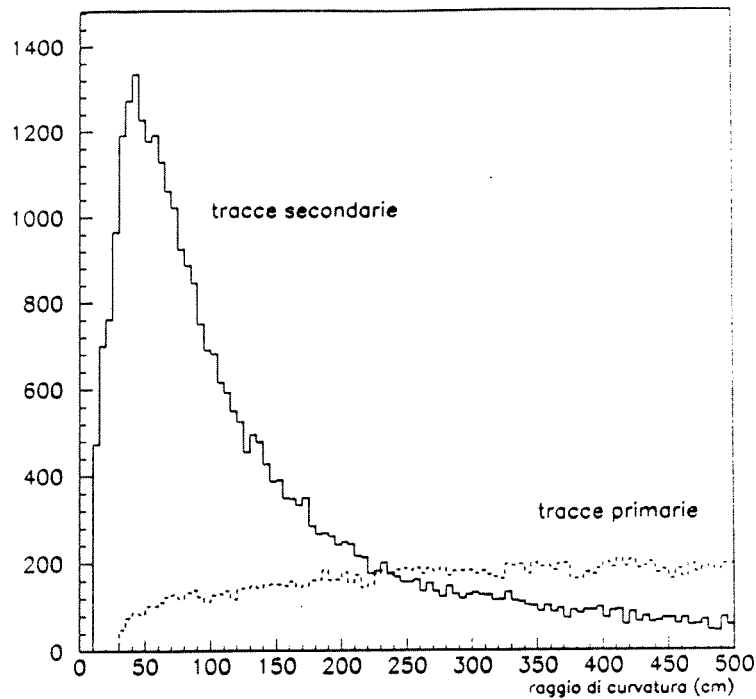


Figura 4.2: Andamento del raggio di curvatura per tracce secondarie, in linea continua, e sovrapposto in linea tratteggiata per quelle primarie.

4.2 Classificazione delle tracce in base ai loro parametri

Dopo aver esaminato i problemi che causano una perdita di tracce primarie possiamo trattare quelli riguardanti l'aumento della molteplicità.

In questo paragrafo vogliamo classificare le tracce ricostruite come primarie in base ai parametri della traiettoria della singola traccia. Iniziamo studiando le possibilità di discriminare in base al parametro d'impatto ed al raggio di curvatura in termini molto generali, infatti particelle secondarie devono avere grande parametro d'impatto e piccolo raggio di curvatura. Studieremo poi tagli specifici per i processi indicati in tabella (4.2).

4.2.1 Il raggio di curvatura

In figura (4.2) è riportato la distribuzione di questa variabile per le due categorie di tracce.

Notiamo un eccesso di particelle secondarie a bassi raggi per cui può risultare conveniente porre un taglio nella regione $50 - 200 \text{ cm}$ definendo secondarie le tracce con raggio minore del taglio. Abbiamo deciso di fissare questo taglio a 100 cm in quanto in questo modo escludiamo gran parte delle tracce che spiralizzano nell'interno della TPC e sono di più difficile ricostruzione.

	tot	$\rho < 100$	$n_{tracce} > 1$
totale	149908	19141	8608
primarie	110483	1545	841
secondarie	39425	17596	7767

Tabella 4.3: Numero di tracce primarie e secondarie prima e dopo il taglio sul raggio di curvatura e numero corrispondente negli eventi con più di una traccia con parametro d' impatto minore di 10 cm e raggio di curvatura maggiore di 100 cm.

Nel piano trasverso una particella è contenuta nella camera e spiralizza se vale la relazione :

$$2 \rho - d_0 < 180 \text{ cm} \quad (4.1)$$

dove ρ e d_0 , rispettivamente il raggio di curvatura e il parametro d' impatto nel piano x, y , hanno l' opportuna convenzione sul segno (cfr. par. 2.4.1). Per cui applicando il taglio considerato escludiamo la grande maggioranza delle tracce che spiralizzano.

Come si vede dalla tabella (4.3), in questo modo perdiamo l' 1.4% delle tracce di origine primaria ed eliminiamo il 44.6% fra quelle secondarie. Quindi assumeremo essere buone per la nostra analisi solo le tracce che superano questo taglio.

In realtà questo vincolo viene messo in questo contesto di identificazione di tracce primarie, ma in seguito quando passeremo all' analisi di ogni singolo evento τ per calcolare la sua molteplicità originale, nel caso ci sia una sola particella nell' emisfero non ci sarà bisogno di applicare questo algoritmo di classificazione. Come si vede ancora in tabella (4.3) questo riduce ulteriormente il numero di tracce primarie che rigettiamo.

4.2.2 Il parametro d' impatto

Il parametro d' impatto è definito come la distanza di minimo approccio della traccia dall' asse dei fasci.

Idealmente vorrebbe rappresentare la distanza fra la traccia ricostruita ed il punto in cui la particella primaria nasce all' interno del rivelatore e in tal senso è una quantità fondamentale per identificare una particella proveniente dall'origine.

La topologia degli eventi τ *multi-prong* però è tale da non permettere sempre una buona risoluzione nelle vicinanze del punto d' interazione. Il risultato è che talvolta le tracce primarie

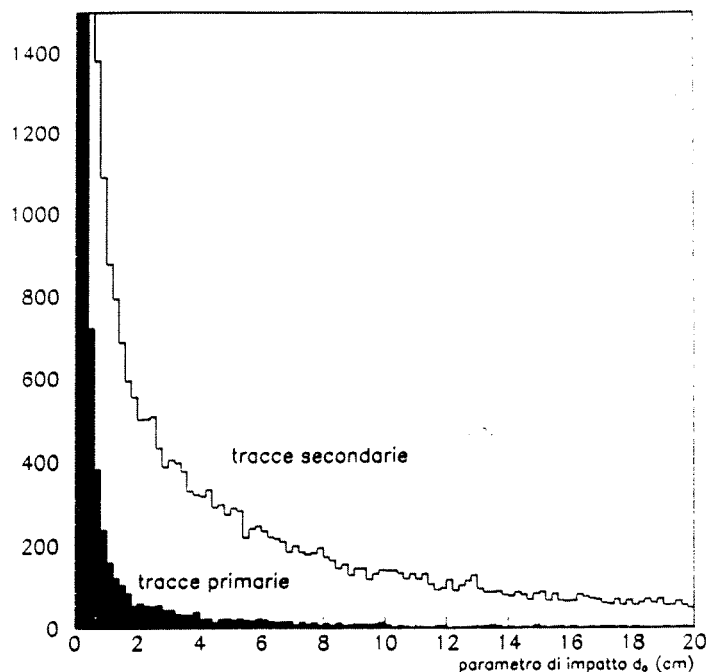


Figura 4.3: Andamento del parametro d' impatto per tracce primarie (figura piena), e sovrapposto, per quelle secondarie. La scala è stata soppressa per mettere in risalto il comportamento delle due categorie di tracce vicino all' origine.

non sono ricostruite bene nella zona più interna del rivelatore e il d_0 diventa grande.

D' altra parte la presenza di una apprezzabile quantità di materiale attorno al punto d' intersezione dei fasci comporta che la probabilità che un fotone converta o una particella primaria interagisca vicino all' origine non sia trascurabile, per cui vi sono tracce secondarie con d_0 piccolo.

In figura (4.3) si può osservare la struttura del parametro d' impatto per le due classi di tracce.

Ponendo un taglio ad esempio a 2 cm potremmo rigettare circa il 43% delle tracce secondarie e perdere solo l' 1% di quelle primarie. Abbiamo deciso però di applicare questo taglio in maniera più debole, cioè a 10 cm rigettando solo il 17% delle tracce secondarie e perdendo meno di 0.05% di quelle primarie. I motivi sono i seguenti :

1. Una traccia primaria ha un d_0 elevato per errori sistematici nella ricostruzione delle coordinate. Ma non siamo sicuri di quanto bene il Monte Carlo simuli questo effetto;
2. Possiamo usare il plot di d_0 per uno studio della sistematica nel nostro algoritmo.

In questo modo potremo utilizzare in seguito il parametro d' impatto d_0 per verificare la sistematica della selezione.

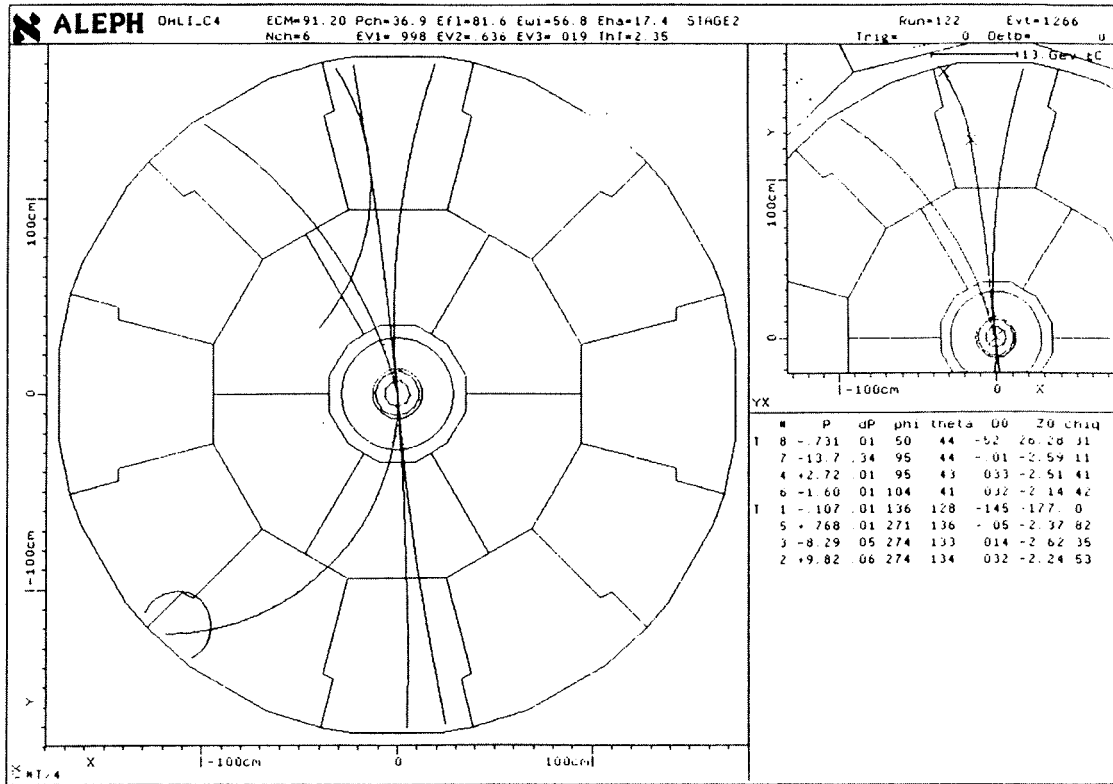


Figura 4.4: Un evento $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ in cui entrambi i τ decadono in una a_1 . A sua volta una a_1 decade in tre π carichi mentre l'altra in un π carico ed in due π^0 di cui uno genera una coppia di elettroni ed un γ (Dalitz) ed uno degli elettroni uscenti irradia e viene ricostruito in due tracce distinte. Nella figura centrale l'evento come è stato ricostruito nel piano trasverso, in alto a destra l'evento visto sfruttando l'informazione verità del Monte Carlo e in basso la lista delle tracce ricostruite.

4.2.3 Splitting e decadimenti di particelle cariche

Quando una particella irradia (tipicamente un elettrone) o decade ($\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$) cambia il suo momento o in generale vengono modificati alcuni suoi parametri caratteristici e perciò viene talvolta ricostruita come due tracce separate. In figura (4.4) ne vediamo un tipico esempio.

Dobbiamo riunire quindi le due tracce che rappresentano la stessa particella primaria come nel caso dell'elettrone, o comunque sono tali che per i nostri scopi è utile che non vengano ricostruite separate (nel decadimento del π) in quanto potrebbero creare un aumento di molteplicità. Costruiamo un cilindro di 7 cm di raggio attorno ad ogni traccia e controlliamo se al suo interno ne sono contenute altre. La seconda particella nasce ad una distanza radiale più grande rispetto

alla prima, esattamente dove essa muore. Per cui le prime *hit* della seconda traccia devono seguire immediatamente le ultime di quella iniziale.

A questo punto le due tracce vengono unite e trattate nel resto dell' analisi come una singola particella (la prima delle due identifica anche l' altra).

4.2.4 Back scattering

Il *back scattering* è un fenomeno che si verifica quando una particella attraversa tutta la TPC, arriva fino al calorimetro elettromagnetico e vi interagisce provocando un ritorno all' interno della camera di una delle particelle prodotte nello sciame.

Queste tracce che all' interno della TPC vanno verso il punto in cui si intersecano i fasci, possono talvolta intersecare altre tracce e formare con esse dei vertici irreali in zone anche vicino all' origine del vertice primario.

Per questa ragione è importante trovare un algoritmo che le individui e le classifichi a parte, in modo che non vengano prese in considerazione durante l' analisi dell' evento nel suo insieme, specialmente nella ricostruzione di vertici.

La topologia più usuale è quella di una particella che spiralizza vicino alle pareti esterne della TPC e quindi nel piano trasverso la sua traiettoria è un arco di circonferenza con la curvatura rivolta verso l' esterno (cfr. fig. 4.5).

Queste tracce sono caratterizzate dal fatto che tipicamente intersecano il mantello esterno della TPC in due punti : uno dove vengono create ed un altro dove escono dalla camera. Cerchiamo quindi delle tracce con questa proprietà costruendo un cilindro, coassiale con la TPC, di raggio 30 *cm* più piccolo, e con le basi poste all' interno della camera, distanti 20 *cm* dai suoi *end caps*. Identifichiamo quindi tutte le coordinate appartenenti alla traccia giacenti nella regione compresa tra il cilindro e la superficie esterna della TPC. Calcoliamo la massima distanza d_{max} tra tutte le coppie di coordinate identificate. Per una traccia che proviene dall' origine e che non spiralizza nella TPC la distanza sarà dell' ordine dei 30 *cm*. Nel caso del *back scattering* invece la distanza massima fra i due punti d_{max} deve essere paragonabile al suo raggio di curvatura.

Leggermente diverso è il caso in cui il *back scattering* si formi sugli *end caps* (cfr. fig. 4.6).

La particella curva, ma non viene riassorbita nel *barrel*, ed esce circa ortogonale all' *end cap*,

quindi procede all' interno della camera attraversandola completamente. Diversamente una particella di tipo primario o proveniente da un decadimento all' interno della TPC che punta verso l' esterno e si dirige verso il calorimetro, percorrendo al massimo metà camera.

Un modo per individuare questo *back scattering* è quello di osservare la lunghezza totale della traccia lungo l' asse z , assieme al valore massimo e minimo nella stessa direzione.

In entrambi i casi però può verificarsi che la traccia si spezzi. Il *back scattering* è tipicamente a basso momento e spiralizza all' interno della camera, quindi può accadere che perdendo energia i parametri dell' elica varino per cui il programma di ricostruzione divide la traiettoria in più parti. Inoltre, nel caso parta dagli *end cap* e si trovi in una zona vicina alle pareti della camera, il *back scattering* può toccare le pareti stesse ma non essere riassorbito, e quindi procedere nella TPC come una traccia diversa (cfr. fig. 4.7).

In questi casi bisogna prima collegare le tracce appartenenti alla stessa particella come già spiegato nel paragrafo precedente (*splitting*) e poi applicare gli algoritmi per identificare i *back scattering* come appena discusso.

4.2.5 Conversione asimmetrica di un fotone

Le distribuzioni in impulso dei due elettroni provenienti dalla conversione di un fotone sono praticamente piatte da zero fino all' impulso del fotone e complementari fra loro. Talvolta un fotone converte in una coppia di elettroni con energie molto diverse fra loro, per cui una delle due particelle ha un impulso molto basso e non viene ricostruita nella TPC (cfr. fig. 4.8).

In questo caso la coppia è asimmetrica e non può essere individuata tramite la costruzione di un vertice.

Il γ proveniente dal punto d' intersezione dei fasci produce un elettrone che ha una traiettoria tangente alla direzione del fotone e quindi ad una retta passante per l' origine. Se osserviamo la situazione nel piano trasverso, l' elica dell' elettrone viene proiettata in una circonferenza di cui è noto il raggio ρ e la distanza di minimo approccio dall' origine d_0 .

Come possiamo osservare schematicamente dal disegno in figura (4.9), possiamo costruire un triangolo che congiunge l' origine O , un punto A del cerchio tangente ad una retta passante per

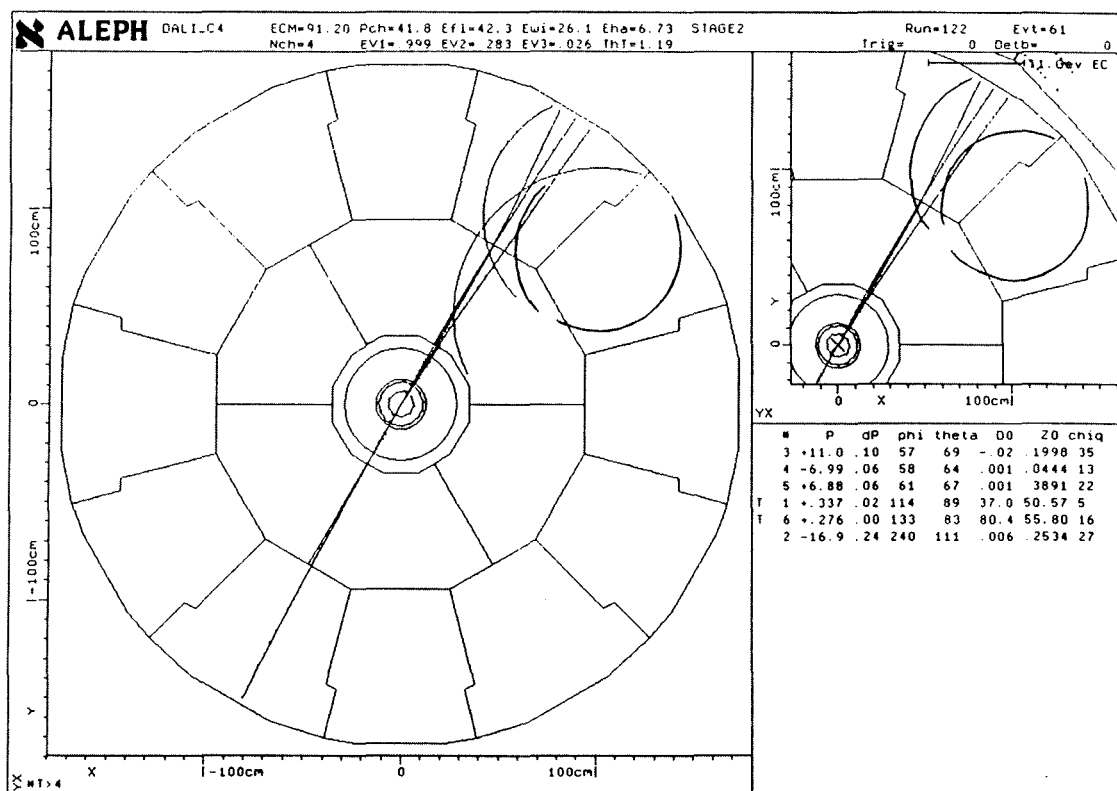


Figura 4.7: Un evento $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ in cui un π genera un *back scattering* che ritorna sul mantello della TPC ma non viene assorbito per cui procede nuovamente nella TPC. Nella figura centrale l'evento ricostruito nel piano trasverso, in alto a destra l'evento come è stato realmente generato e in basso la lista delle tracce ricostruite.

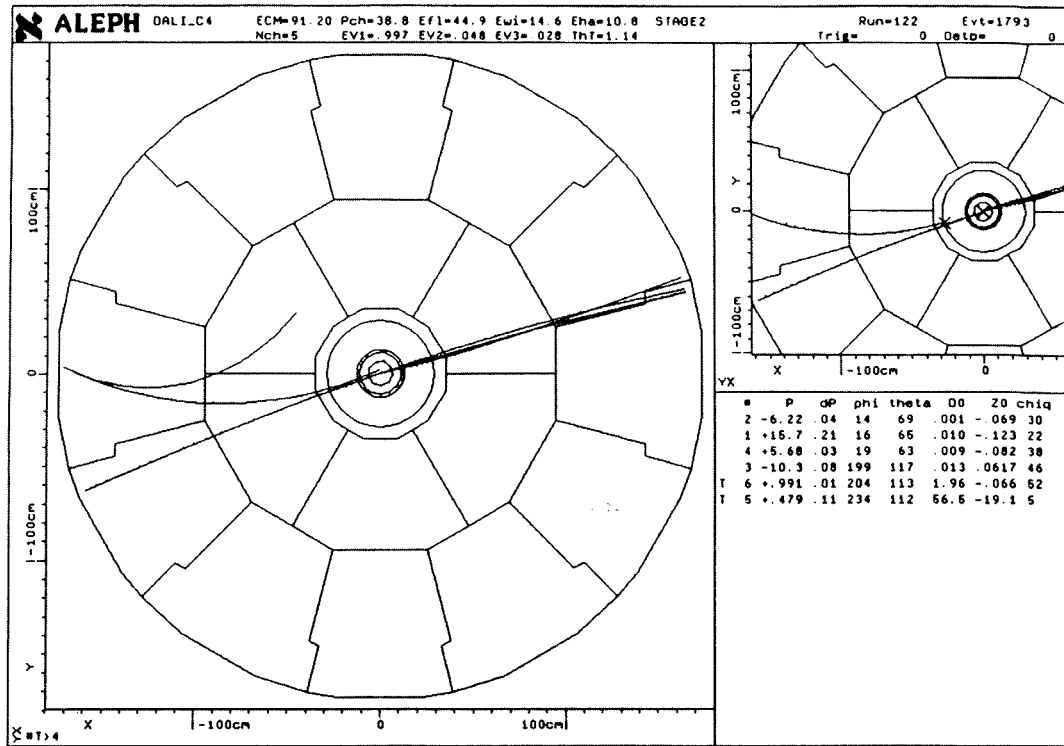


Figura 4.8: Un evento $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ in cui un fotone converte in una coppia di elettroni, di cui uno però ha un impulso troppo basso per essere rivelato. Nella figura centrale vediamo l'evento ricostruito nel piano trasverso, in alto a destra l'evento come appare generato dal Monte Carlo ed in basso la lista delle tracce ricostruite. Si può notare anche un problema di ricostruzione per cui l'elettrone genera due tracce.

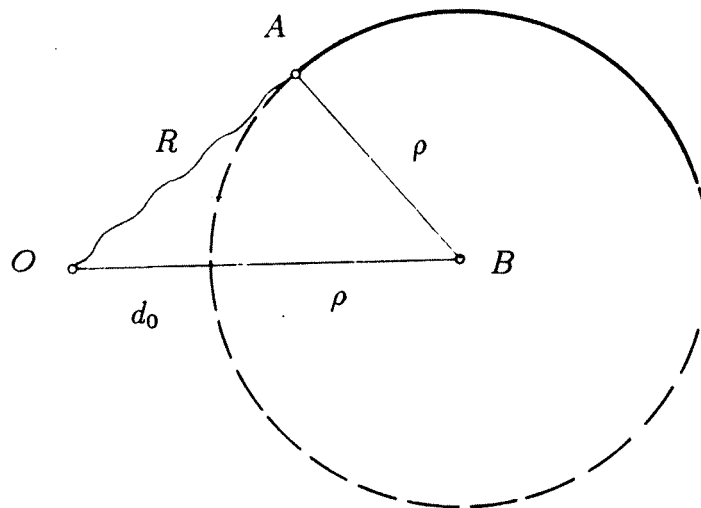


Figura 4.9: Un disegno schematico della traiettoria di un elettrone prodotto da un γ primario nel piano trasverso.

il centro del sistema e il centro della circonferenza stessa B :

$$\begin{aligned}\overline{OB} &= d_0 - \rho \\ \overline{OA} &= R \\ \overline{AB} &= \rho\end{aligned}\tag{4.2}$$

dove R rappresenta la distanza dall' origine, nel piano trasverso, del punto in cui converte il γ (d_0 e ρ hanno la convenzione sui segni come descritto nel paragrafo 2.4.1). Il triangolo \triangle_{OAB} è rettangolo proprio per il fatto che la traccia deve essere tangente alla direzione del fotone nel punto in cui viene prodotta (A). In queste ipotesi possiamo facilmente ricavare R . Dal teorema di Pitagora :

$$\overline{OB}^2 = \overline{OA}^2 + \overline{AB}^2\tag{4.3}$$

da cui :

$$(d_0 - \rho)^2 = \rho^2 + R^2\tag{4.4}$$

Esplicitando i vari termini possiamo scrivere :

$$R = \sqrt{d_0(d_0 - 2\rho)}\tag{4.5}$$

A questo punto siamo in grado di valutare la posizione della conversione nel piano trasverso e sfruttiamo il fatto di conoscere il rivelatore e sapere dove c' è un accumulo di materiale per convalidare la traccia come secondaria. Questa informazione, assieme alla conoscenza della posizione degli accumuli di materiale nel rivelatore, può essere usata per riconoscere le tracce secondarie.

La misura di questa variabile R è abbastanza imprecisa a causa degli errori sul parametro d' impatto e specialmente sul raggio di curvatura, per questo motivo è difficile discriminare tra tracce generate da fotoni che convertono abbastanza vicino all' origine e tracce primarie. Accade talvolta che R non sia definito, o meglio che il suo quadrato ($d_0(d_0 - 2\rho)$) abbia un valore negativo. In questo caso, per valutarne la radice, ne prendiamo il modulo ed assegnamo alla radice il segno originale del radicando. Lo spettro di R è rappresentato in figura (4.10). Notiamo la struttura particolare : due picchi nella regione positiva in corrispondenza della *beam pipe* e del VDET prima, e poi della zona fra la ITC e la TPC. Prima di effettuare il taglio è quindi importante verificare che la traccia ricostruita sia incompatibile entro gli errori con l' ipotesi che essa provenga dal vertice primario.

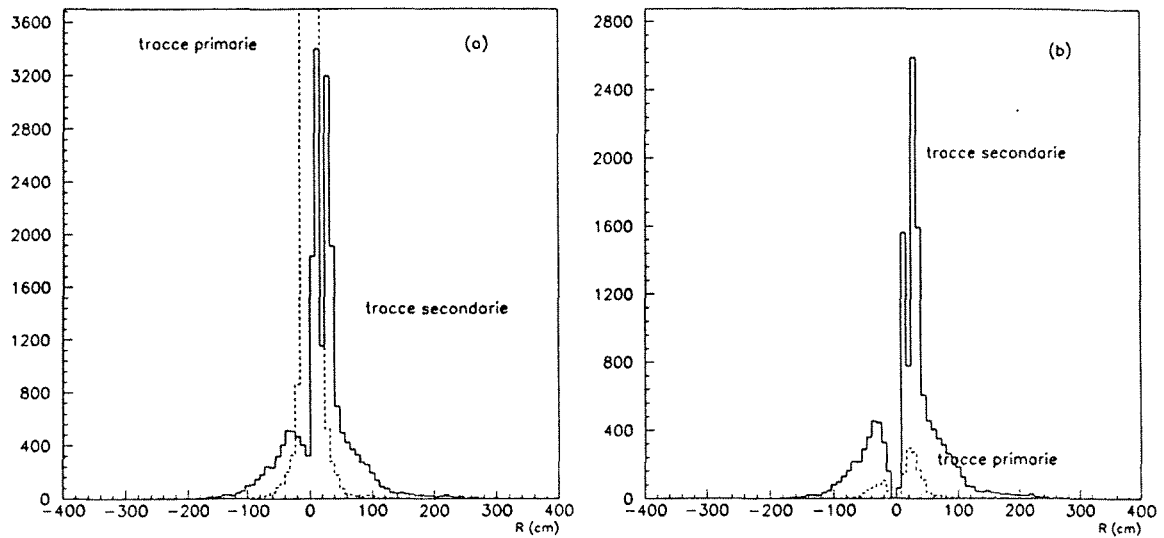


Figura 4.10: Andamento di R per tracce secondarie, in linea continua, ed in linea tratteggiata per tracce provenienti direttamente dal τ (primarie). In figura (a) prima del taglio su A e in quella (b) dopo aver imposto un limite superiore ad A di R stesso rispetto all'origine.

Poiché R per una particella che proviene dall'origine è nullo, possiamo confrontare R col suo errore σ :

$$A = \frac{R^2}{\sigma^2} \quad (4.6)$$

Questa variabile risulta importante per discriminare fra le due categorie di tracce e imponendo un limite superiore al A possiamo eliminare gran parte delle tracce primarie. In figura (4.11) riportiamo la distribuzione del A per tracce primarie e secondarie.

Il risultato di questa normalizzazione e del limite imposto è quello di rendere la variabile R molto più affidabile nell'individuazione delle tracce secondarie. Infatti, come si vede sempre in figura (4.10) abbiamo eliminato la maggioranza delle tracce primarie pur rigettando parte di quelle secondarie prodotte nella *beam pipe* e questo ci permette di richiedere che la particella venga prodotta nelle zone del rivelatore dove c'è un accumulo di materiale.

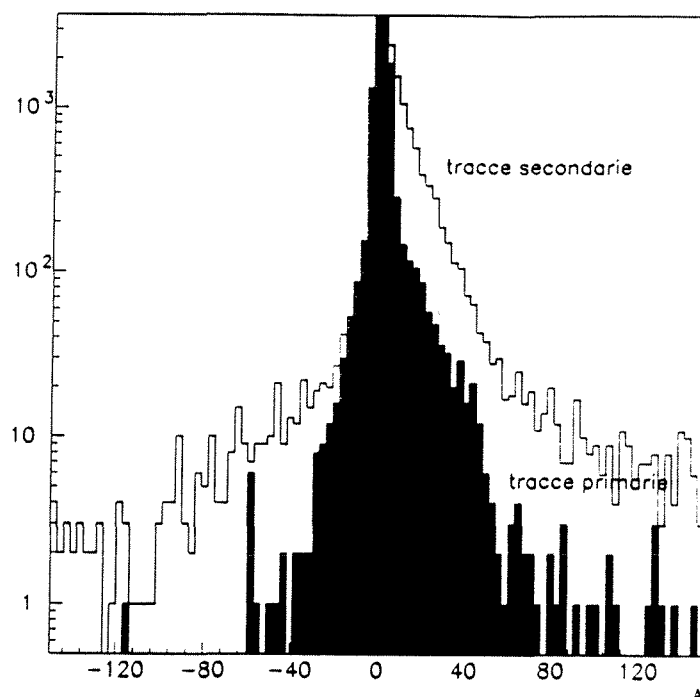


Figura 4.11: Andamento di A per tracce provenienti direttamente dal τ (primarie), figura piena, e sovrapposto per tracce secondarie.

4.3 Ricostruzione dei vertici

In questo paragrafo vogliamo studiare la possibilità di identificare le particelle secondarie ricostruendo il vertice dove esse sono prodotte.

Ricordiamo i tre casi già elencati in tabella (4.2) :

1. **interazione**
2. **conversione di un γ**
3. **decadimenti in volo di particelle neutre (K_{0s})**

Lo studio si divide in due parti, a seconda che il numero di tracce che formano il vertice sia due o maggiore.

L'interazione adronica produce spesso vertici con un gran numero di tracce e quindi individuabili con facilità. In questo caso la difficoltà maggiore consiste nell'identificare correttamente le tracce primarie di un decadimento a tre *prong* del τ che accidentalmente possono essere associate ad un vertice prodotto dall'interazione di una di esse.

Il discorso è più delicato per i vertici formati da due sole tracce. In un evento a tre *prong* spesso accade che due tracce casualmente intersecantesi in un punto della loro traiettoria formino

un vertice. In un evento ad 1-prong, i due elettroni prodotti da un fotone che converge possono trovarsi vicino alle tracce primarie e quindi può succedere che una delle tracce primarie si accoppi con uno di essi. Tutte queste situazioni devono essere studiate in dettaglio per essere identificate e il procedimento non è così immediato come nel caso dei vertici formati da molte tracce.

L'analisi procede in quattro stadi. Prima cerchiamo tutti i possibili vertici di "coppie" di tracce (chiamati in seguito "vertici doppi"). Cerchiamo quindi di raggruppare i vertici ricostruiti per formare un vertice a più tracce (chiamato in seguito "vertice multiplo"). Questi vertici vengono quindi analizzati e convalidati escludendo eventualmente da essi alcune tracce. Una volta ricostruiti e convalidati i vertici formati da più di due tracce studiamo i restanti vertici doppi ed eventualmente li convalidiamo.

In figura (4.12) e (4.13) vediamo due tipici esempi di produzione di coppie e di un π che interagisce.

4.3.1 Costruzione dei vertici doppi

Per formare i vertici doppi partiamo da un programma della libreria di ALEPH "YMNVOV" [24]. Questo algoritmo è utilizzato in ALEPH per la ricostruzione dei vertici neutri V_0 ($K_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi$) ed una sua implementazione in linguaggio *FORTRAN* si può trovare in [26]. Il programma è stato adattato in modo tale da poter essere utilizzato per la ricostruzione di vertici tra due tracce qualsiasi. Abbiamo cioè eliminato in questo programma tutti quei tagli disegnati sulla base delle caratteristiche cinematiche e geometriche dei V_0 (ad esempio la richiesta che solo tracce di carica opposta possano formare un vertice).

L'algoritmo considera tutte le coppie di tracce e calcola una posizione approssimata del vertice a partire dai punti di intersezione, o di minimo approccio, delle due eliche delle corrispondenti traiettorie proiettate nel piano xy e quindi fa un *fit* del vertice, senza alcun taglio cinematico, utilizzando queste coordinate come punto di partenza del *fit* stesso.

Date due circonferenze i casi sono tre :

1. si intersecano
2. non si intersecano e sono fuori una dall'altra
3. non si intersecano e sono una interna all'altra

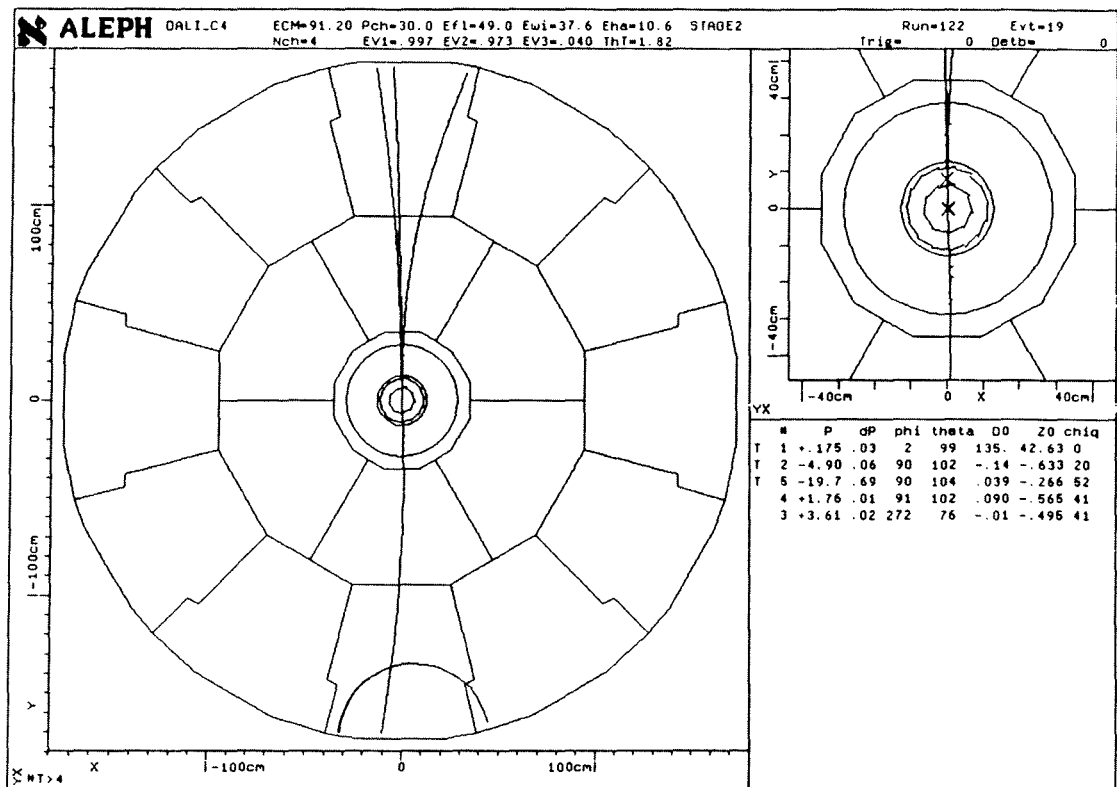


Figura 4.12: Un evento $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ in cui entrambi i τ decadono in due ρ che a loro volta decadono in un pione carico e un π^0 . Uno dei fotoni prodotti converte in due elettroni sul VDET. Nella figura centrale vediamo l'evento ricostruito nel piano trasverso, in alto a destra un ingrandimento dell'evento come viene generato dal Monte Carlo e in basso la lista delle tracce ricostruite.

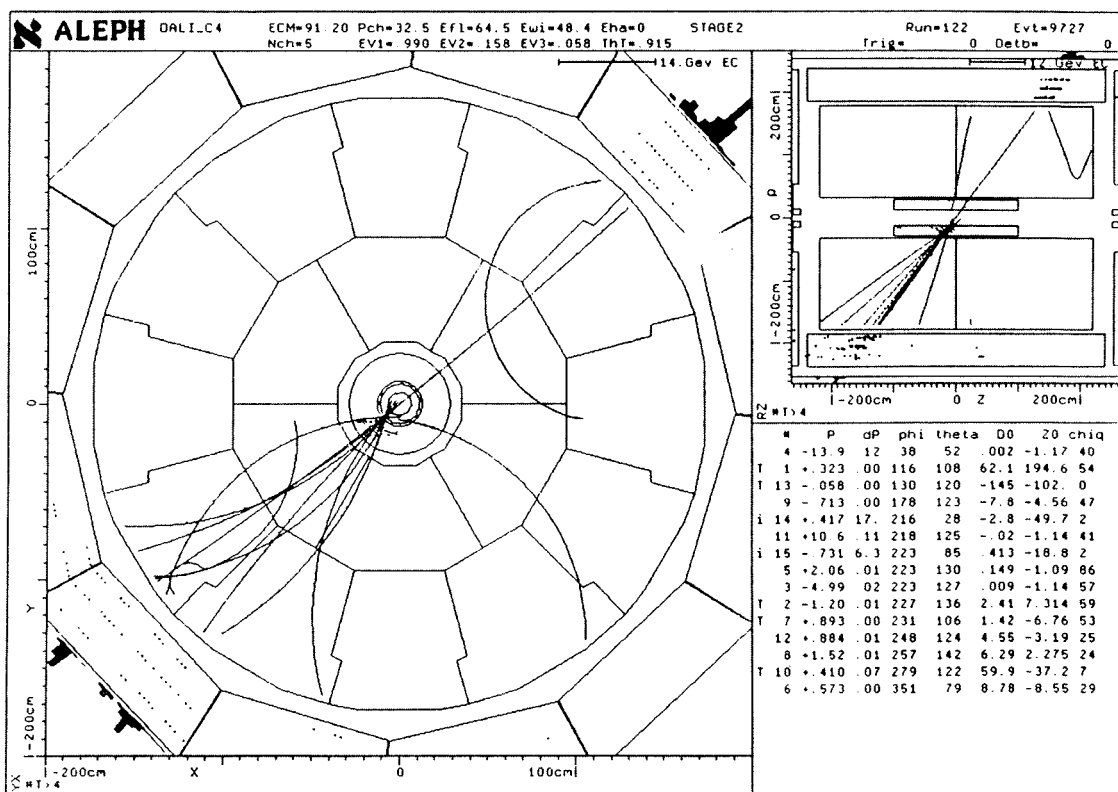


Figura 4.13: Un evento $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ in cui un π primario interagisce sul VDET. Nella figura centrale vediamo l'evento nel piano trasverso, in alto a destra la sua proiezione nel piano ρz e in basso la lista delle tracce ricostruite.

Il caso standard di un vertice è il primo, ma a causa di errori di misura anche gli altri due sono possibili.

Nella prima situazione vengono calcolati i due punti di intersezione e come posizione approssimata del vertice D si sceglie quello per cui le due eliche sono più vicine in z . Negli altri casi non esistono le due soluzioni, per cui D viene scelto in corrispondenza del punto di mezzo del segmento che unisce i due punti di minimo approccio delle circonferenze.

A questo punto si fa un *fit* costringendo la traiettoria delle due tracce in un vertice V vicino al punto D . Per far questo bisogna variare i cinque parametri dell' elica ΔP nello spazio a sei dimensioni delle coordinate e dei momenti. Se in questo spazio chiamiamo B_0 il vettore che rappresenta la traccia nel punto D e B nel generico punto a lui vicino V , tramite una approssimazione lineare la variazione ΔP è data da :

$$\Delta P \approx Z (B - B_0) \quad (4.7)$$

dove Z è la matrice 5×6 delle derivate dei parametri dell' elica rispetto alle componenti di B calcolata nel punto B_0 .

La variazione corrispondente del χ^2 è data da :

$$\Delta \chi^2 = \Delta P^T E \Delta P = (B - B_0)^T M (B - B_0) \quad (4.8)$$

dove E è l' inversa della matrice 5×5 delle covarianze dei parametri dell' elica e M è la corrispondente 6×6 nello spazio delle coordinate e dei momenti, $M = Z^T E Z$.

Questa operazione viene fatta per tutte e due le tracce e il risultato è un $\Delta \chi^2$ globale. A questo punto dobbiamo minimizzare la variazione del χ^2 rispetto ai due vettori a 6 componenti B_i , che però hanno in comune il punto di vertice, ovvero le prime tre componenti. Per questo motivo le quantità indipendenti rispetto a cui dobbiamo operare rimangono nove.

In questo modo abbiamo ricostruito il vertice doppio e le sue caratteristiche principali quali la posizione, il momento e le corrispondenti matrici delle covarianze, e quindi possiamo passare alla selezione.

Il vertice viene convalidato se valgono le seguenti condizioni :

prima del *fit* del vertice

1. il χ^2 ottenuto costringendo le due tracce a passare per il punto di intersezione dei fasci deve essere maggiore di un certo valore di taglio (per eliminare due tracce primarie che formano un vertice nell' origine)

2. la posizione approssimata del vertice deve trovarsi nella “regione fisica” dell’ elica per entrambe le tracce
 3. la posizione approssimata del vertice deve trovarsi nel volume fiduciale
- dopo il *fit*
4. il χ^2 del *fit* dev’essere minore di un certo valore di taglio

4.3.2 Costruzione dei vertici multipli

Lo scopo è di ricostruire i vertici multipli di interazione e per farlo utilizziamo i vertici doppi appena trattati. Partendo da un vertice doppio si costruisce un vertice multiplo associando ad esso tutti gli altri vertici doppi che hanno con esso una traccia in comune. La procedura viene iterata associando successivamente al vertice multiplo tutti i vertici doppi che hanno una traccia in comune con una qualsiasi traccia del vertice multiplo. L’ associazione così descritta viene ripetuta sino a che non è possibile associare al vertice multiplo nessun altro vertice doppio ricostruito.

Una traccia può comparire in un solo vertice multiplo, ed all’ interno dello stesso è presente un numero di volte pari alla quantità di vertici doppi che ha formato all’ inizio. Il χ^2 totale del vertice viene calcolato in base alle informazioni derivanti dal *fit* di ogni singolo vertice doppio da cui è composto pesato opportunamente e non dalle tracce stesse. La posizione ed il χ^2 sono quindi solo una stima approssimata delle quantità che rappresentano e se volessimo fare un calcolo vero del χ^2 del vertice e della sua posizione dovremmo riconsiderare tutte le tracce che rappresentano il multipletto e rifare un *fit* totale del vertice costringendo tutte le tracce ad uno stesso punto. Questa operazione porterebbe certamente ad un miglioramento che però risulterebbe limitato dal fatto che stiamo trattando tracce molto vicine fra loro, per cui la finita capacità di separazione fra due tracce della TPC in questo caso diventa il fattore determinante che non permette di aumentare molto la precisione del *fit*. Difatti gli errori stimati sulle coordinate misurate dalla TPC non tengono conto degli effetti sistematici dovuti alla presenza di altre tracce vicine.

Se N_2 è il numero di coppie di cui è formato il vertice, $V_2^k(i)$ è la coordinata i – esima del k – esimo doppietto e $\sigma_{i,j}^k$ rappresenta la matrice delle covarianze delle coordinate, la posizione (approssimata) del vertice V_{tot} è data da :

$$V_{tot}(i) = \sum_j \frac{\sum_k \sum_l V_2^k(l)/\sigma_{jl}^k}{\sum_k 1/\sigma_{ij}^k} \quad \begin{matrix} i, j, l = 1, 3 \\ k = 1, \dots, N_2 \end{matrix} \quad (4.9)$$

e il χ^2 ridotto :

$$\chi^2 = \frac{1}{3 N_2 - 3} \sum_k \sum_i \sum_j (V_2^k(i) - V_{tot}(i)) \frac{1}{\sigma_{ij}^k} (V_2^k(j) - V_{tot}(j)) \quad (4.10)$$

In base a queste variabili abbiamo messo a punto particolari algoritmi per ottimizzare la scelta delle tracce formanti il vertice.

4.3.3 Analisi dei multipletti

Dobbiamo risolvere due possibili problemi :

1. in presenza di una interazione, le tracce primarie possono facilmente venir coinvolte nella costruzione di vertici doppi assieme con tracce secondarie e quindi possono partecipare anche ai multipletti;
2. se in un evento si verifica più di un fenomeno di tipo secondario, decadimenti in volo di particelle e conversioni di fotoni, le tracce che ne sono prodotte formano un certo numero di vertici che secondo la nostra logica di associazione possono anche essere connessi fra loro e quindi dare un multipletto. La molteplicità di questi vertici è maggiore di due per costruzione, ma tipicamente bassa.

Per risolvere il primo problema la variabile che usiamo è il parametro d' impatto che per particelle primarie è tipicamente piccolo. Nel secondo caso è utile contare qual è il numero di coppie che ogni singola traccia ha formato con tutte le altre all' interno del vertice multiplo. Infatti se una particella è stata veramente prodotta nell' interazione formerà un doppietto con molte fra quelle nate insieme ad essa, diversamente è difficile che per caso si accoppi spesso con altre tracce. In entrambi i casi in presenza di alto χ^2 si elimina una traccia alla volta dal vertice ricostruito e si ricalcolano quindi i suoi parametri.

Se il χ^2 è maggiore di 5, per eliminare le tracce primarie si scelgono tutte le tracce con parametro d' impatto d_0 piccolo, inferiore ai 0.3 cm, e fra queste si toglie dal vertice multiplo quella traccia col d_0 inferiore. Nel caso il χ^2 sia ancora alto si ripete l' operazione finchè non si

eliminano tutte le tracce selezionate con piccolo parametro d' impatto o il χ^2 diventa inferiore a 5.

A questo punto se le tracce sono almeno sei, il vertice viene preso così come è stato costruito, altrimenti si fa un ulteriore controllo sul χ^2 .

Per risolvere il secondo problema, si fissa l' attenzione sulle tracce che compaiono più raramente nel multipletto, ovvero che appartengono ad un minor numero di doppietti, e si prova a toglierne una alla volta. Alla fine si elimina quella che tramite questa operazione porta al minimo χ^2 . Si ripete la stessa procedura finchè non si ottiene un χ^2 sufficientemente piccolo o il numero di tracce è diventato uguale a due.

Eliminare una traccia dal vertice significa togliere tutti i vertici doppi a cui appartiene, per cui il multipletto deve venir ricostruito dall' inizio a partire dalle coppie rimaste, nella stessa maniera descritta nel paragrafo precedente. In questo modo leviamo anche tutte le tracce che hanno fatto un solo vertice doppio proprio con la traccia che rigettiamo. Per questo motivo mentre facciamo l' analisi dei multipletti ed eliminiamo alcune tracce può accadere che venga a mancare il legame di associazione tra vertici doppi che prima erano connessi per cui il vertice multiplo si dissolve.

4.3.4 Analisi delle coppie

Una volta eliminati i vertici doppi che costituiscono i vertici multipli rimangono da trattare i vertici doppi che non hanno partecipato ad alcun vertice multiplo. In questo paragrafo vogliamo discutere come convalidare questi vertici doppi. Le possibilità che abbiamo individuato sono tre:

- un fotone che converte in una coppia di elettroni
- un K_{0s} che decade in due π carichi
- un' interazione di un adrone in cui risultano due sole particelle cariche ricostruite

Nel caso dell' interazione le due particelle cariche sono prodotte in corrispondenza di materiale e con un' apertura angolare abbastanza elevata per cui le due eliche non sono tangenti e quindi la posizione del vertice è nota abbastanza bene. Per individuare il fenomeno sfruttiamo proprio queste due caratteristiche.

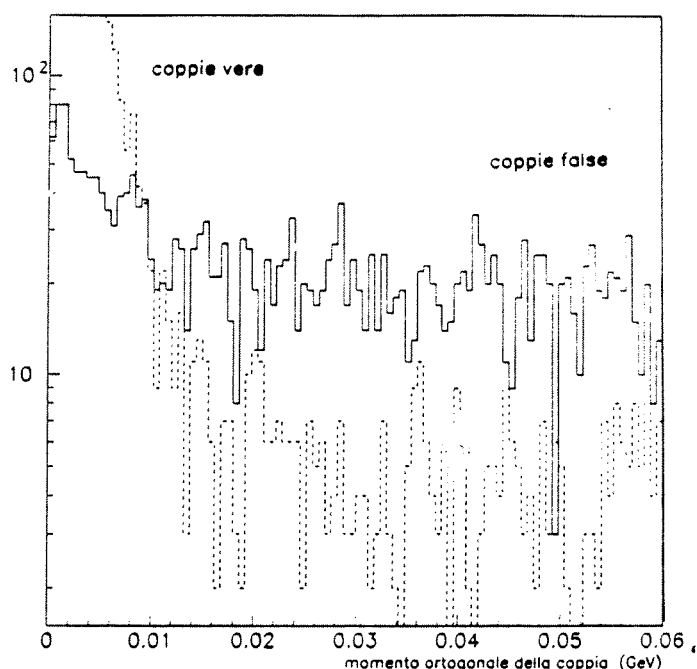


Figura 4.14: Andamento del momento ortogonale alla direzione della V di una delle due tracce che la compongono. In linea continua sono rappresentate le coppie false e in linea tratteggiata quelle vere.

Per quanto riguarda gli altri due casi al contrario dell' interazione le particelle originarie, γ e K_{0s} , sono neutre, per cui la prima cosa che dobbiamo fare è imporre la carica totale nulla.

Il fenomeno predominante statisticamente è la produzione di coppie di elettroni, e i fotoni per convertire hanno bisogno di trovarsi in presenza di materiale. Per questo motivo cerchiamo di controllare le zone in cui sappiamo che c'è un accumulo e ottimizziamo la scelta dei tagli in accordo con questo.

Una caratteristica cinematica fondamentale della conversione di un fotone è che i due elettroni sono prodotti paralleli nella stessa direzione del γ da cui provengono e quindi nel punto di produzione le rispettive eliche devono essere tangenti alla direzione della V ricostruita. Per questo motivo se sono veramente parte di una coppia la componente del momento di ognuna delle due tracce della coppia ortogonale alla direzione di volo della V nel piano trasverso deve essere nulla.

In figura (4.14) si può vedere il comportamento di questa variabile per tracce che realmente hanno fatto un vertice e per coppie false.

In realtà dal plot sembra che non si possa mettere un taglio molto stringente, questo perché c'è un problema di ricostruzione. Se il vertice, realmente presente, è stato costruito in una posizione sbagliata, ovvero c'è uno slittamento della posizione del vertice ricostruito rispetto a

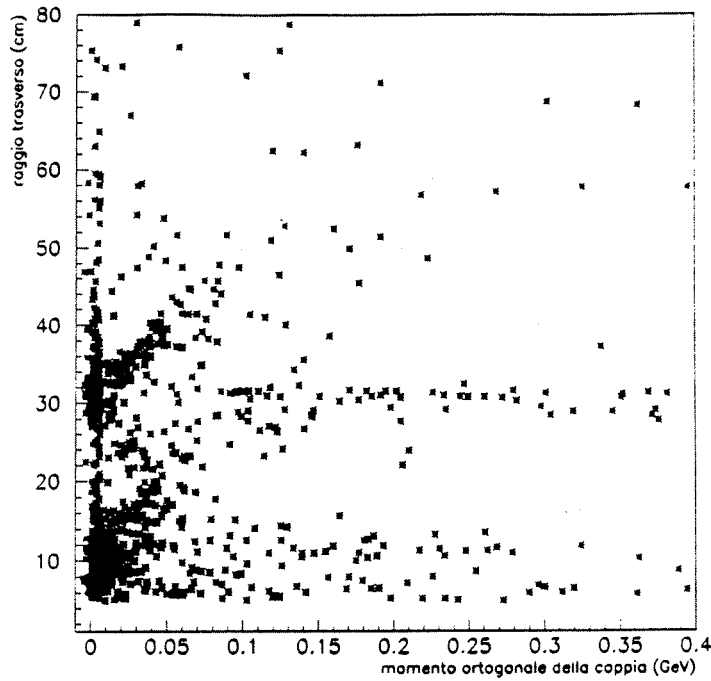


Figura 4.15: Andamento del momento ortogonale alla V di una delle due tracce che la compongono in funzione della distanza del vertice dall'origine nel piano trasverso. Possiamo notare le due strisce orizzontali che indicano la presenza di materiale, rispettivamente nella zona fra *beam pipe* e VDET e fra ITC e TPC, ed i due baffi di cui diamo una spiegazione nel testo. Per mettere evidenza queste caratteristiche abbiamo selezionato eventi in cui viene identificato almeno un elettrone.

quella originale, nella nuova situazione il momento ortogonale della singola traccia non è più nullo in quanto in quel punto la sua traiettoria non è più tangente alla direzione di volo della V . Il risultato è un guadagno della componente ortogonale dell'impulso che è proporzionale all'errore commesso in fase di ricostruzione. Infatti detto α l'angolo sotteso dalla particella fra la posizione del vertice vero e quello misurato, ρ il suo raggio di curvatura, p il momento nel piano trasverso e p_{\perp} la sua componente ortogonale alla direzione della V , Δr questo errore, B il campo magnetico e c la velocità della luce, avremo :

$$\begin{aligned} \alpha &= \Delta r / \rho \\ p &= c B \rho \\ p_{\perp} &= p \alpha \end{aligned} \quad (4.11)$$

da cui otteniamo :

$$p_{\perp} = c B \Delta r \quad (4.12)$$

In figura (4.15) oltre alla struttura già nota del raggio trasverso si può notare questa dipendenza lineare. Per questo motivo decidiamo di imporre un taglio al livello di 0.01 GeV per p_{\perp} e cerchiamo di recuperare i vertici che perdiamo in un altro modo.

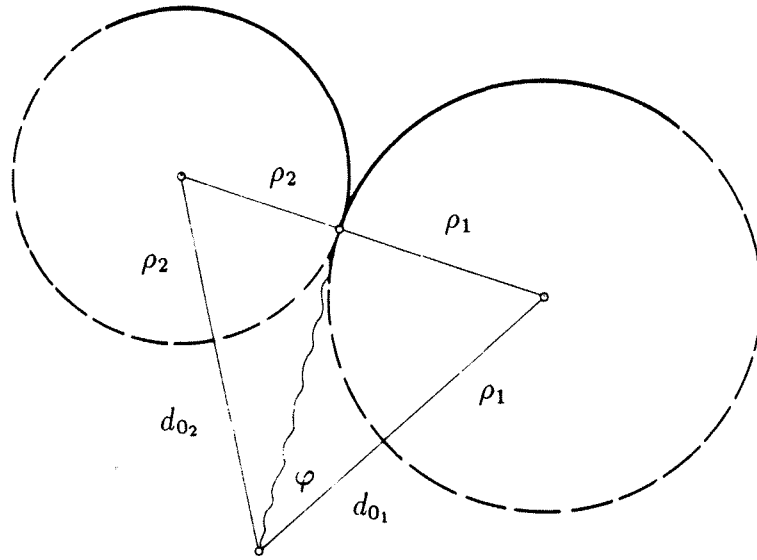


Figura 4.16: Disegno che rappresenta schematicamente la conversione di un fotone primario in due elettroni nel piano trasverso.

Se le tracce sono veramente parte di una coppia esse sono tangenti nel punto dove sono state prodotte, indipendentemente dalla costruzione del vertice, e la distanza fra i centri delle due traiettorie circolari, sempre nel piano trasverso, è pari alla somma dei raggi e il segmento che li unisce contiene il punto stesso.

Di conseguenza, come si può vedere schematicamente in figura (4.16), i due centri e l'origine del sistema formano un triangolo che ha due lati pari alla somma dei parametri d'impatto d_{0i} , e dei raggi di curvatura ρ_i , formanti un angolo φ ed un terzo lato uguale alla somma dei raggi. Dal teorema di Carnot segue :

$$\rho_1 + \rho_2 = \sqrt{(\rho_1 - d_{01})^2 + (\rho_2 - d_{02})^2 - 2(\rho_1 - d_{01})(\rho_2 - d_{02}) \cos \varphi} \quad (4.13)$$

Questa relazione geometrica vale soltanto se le due tracce formano realmente una coppia per cui risulta un metodo efficace per distinguerla da una falsa coppia. Se la differenza fra i due membri dell'uguaglianza (4.13) è compatibile entro gli errori con lo zero, convalidiamo il vertice doppio.

Nell'ipotesi del decadimento di un K_{0s} in due π carichi, abbiamo deciso di assegnare il vertice doppio al K_{0s} se la massa invariante della coppia è compatibile con quella della particella ($m_{K_0} = 497.671 \pm 0.031 \text{ MeV}$ [9]) entro un opportuno intervallo ($469 \div 520 \text{ MeV}$) .

Nel caso di una vera V_0 le tracce derivano da particelle neutre che non vengono rivelate dalle camere traccianti, per cui dobbiamo osservare se alle due tracce che compongono il vertice sono state assegnate delle *hit* in zone piú interne del rivelatore rispetto alla posizione del vertice stesso.

Un' ulteriore verifica viene fatta sul χ^2 del vertice, a seconda della sua posizione di produzione, e poi sull' angolo di apertura delle due particelle nel sistema del laboratorio.

4.3.5 I risultati

Sappiamo che la maggioranza dei fenomeni riprodotti dalla ricostruzione dei vertici (interazione adronica e produzione di coppie), avviene in presenza di materiale, per cui per controllare l' efficienza dell' algoritmo e mettere in risalto la struttura del rivelatore, usiamo la distanza dall' origine della posizione del vertice ricostruito nel piano trasverso ("raggio trasverso"). In figura (4.17) mostriamo il plot del raggio trasverso per tutte le tracce che sono state coinvolte in un vertice ricostruito e possiamo notare chiaramente la struttura dell' apparato (cfr. cap. 2) :

<i>beam pipe</i>	5.30	÷	5.41	<i>cm</i>
<i>VDET</i>	6.3	÷	11.0	<i>cm</i>
<i>ITC</i>	12.8	÷	28.8	<i>cm</i>
<i>TPC</i>	~ 31.0	÷	180.0	<i>cm</i>

4.4 Risultati finali

Per verificare l' efficienza della selezione di ogni singola traccia dividiamo tutte le tracce in quattro classi :

1. traccia primaria selezionata come primaria
2. traccia secondaria selezionata come primaria
3. traccia primaria selezionata come secondaria

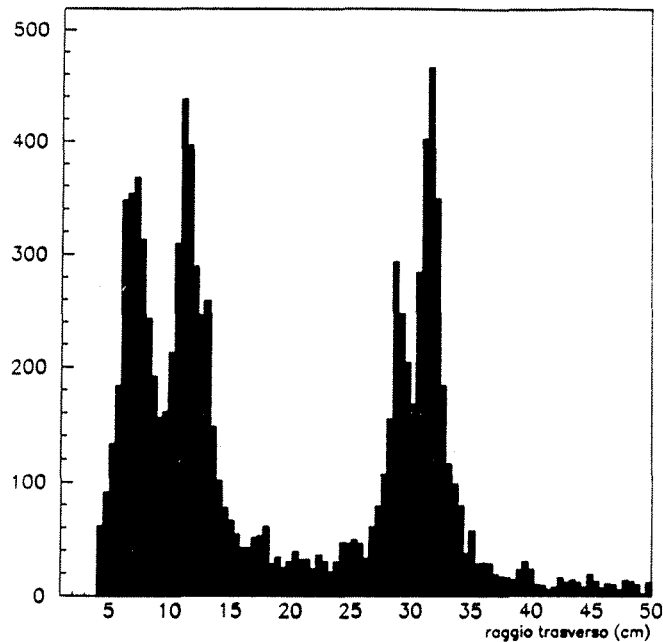


Figura 4.17: Andamento della distanza del vertice ricostruito dal punto d' intersezione dei fasci, nel piano trasverso, per tutte le tracce appartenenti a vertici convalidati.

	primarie ^v	secondarie ^v
primarie ^m	81.76 %	2.46 %
secondarie ^m	1.54 %	14.24 %

Tabella 4.4: Frazione del numero di tracce, rispetto al numero totale di tracce, in ciascuna delle quattro diverse categorie, 1., 2., 3., 4., come spiegato nel testo, senza il taglio sul parametro d' impatto. In verticale sfruttiamo l' informazione verità ed in orizzontale la nostra selezione.

4. traccia secondaria selezionata come secondaria

Osservando la figura (4.18) in cui riportiamo il parametro d' impatto per le tracce suddivise nelle diverse categorie senza il taglio su d_0 , possiamo interpretare le quattro diverse classi come altrettanti elementi di una matrice in cui i due elementi diagonali rappresentano le tracce classificate in modo esatto e gli altri due fuori diagonale le inefficienze della selezione stessa. In tabella (4.4) mostriamo i valori corrispondenti.

Dalla figura (4.18) notiamo inoltre che anche senza il taglio sul parametro d' impatto la nostra selezione discrimina bene tra tracce primarie e secondarie e il taglio sul d_0 è praticamente già contenuto.

Infatti se a questo punto lo applichiamo nuovamente l' efficienza della selezione migliora e i termini diagonali si modificano ma di quantità molto piccole. (cfr. tab. 4.5).

	primarie ^v	secondarie ^v
primarie ^m	84.21 %	2.12 %
secondarie ^m	1.59 %	12.08 %

Tabella 4.5: Frazione del numero di tracce, rispetto al numero totale di tracce, in ciascuna delle quattro diverse categorie, 1., 2., 3., 4., come spiegate nel testo, dopo aver applicato il taglio sul parametro d' impatto a 10 cm. In verticale sfruttiamo l' informazione verità e in orizzontale la nostra selezione.

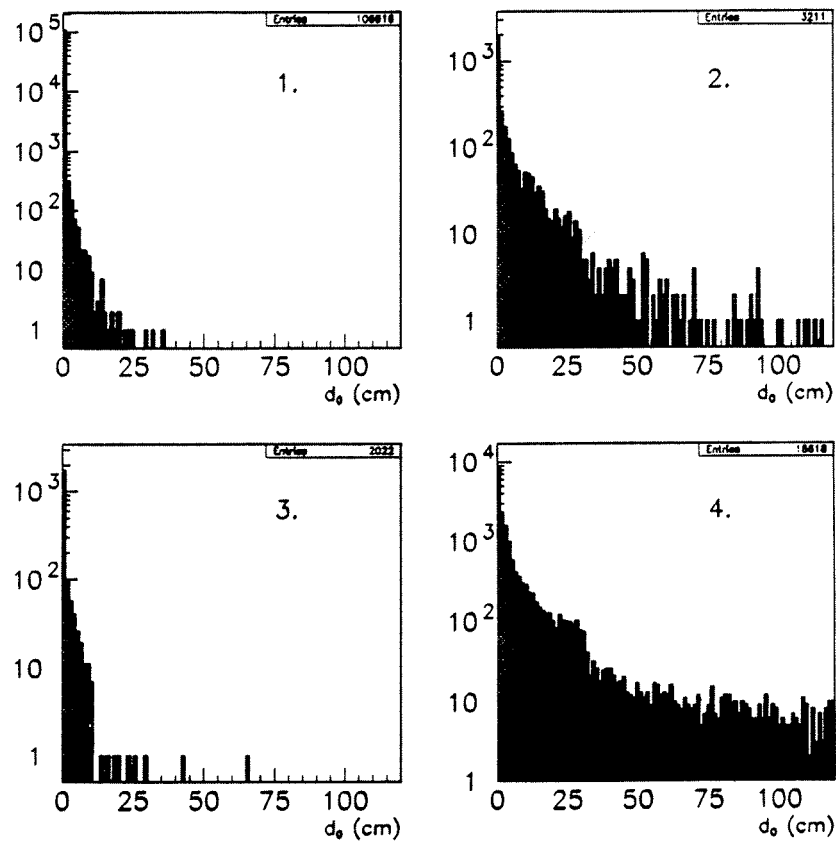


Figura 4.18: Spettro del paramentro d' impatto per tutte le tracce con raggio di curvatura maggiore di 100 cm suddivise nelle quattro categorie come spiegato nel testo.

Capitolo 5

Analisi della Molteplicità del Decadimento

In un evento prodotto dal decadimento del τ lo stato finale deve contenere un numero dispari di particelle cariche. La nostra misura dei rapporti di decadimento si propone di classificare tutti gli eventi in una di queste categorie, ed in pratica questo si riduce a considerare tre sole classi, a seconda che il decadimento sia avvenuto in una, tre o cinque particelle cariche.

Per semplicità ci mettiamo di fronte a due sole possibili scelte per la topologia del τ , 1 *prong* o maggiore di 1, in seguito chiamato fittiziamente 3 *prong*, in quanto la *branching ratio* del τ in cinque particelle cariche è molto piccola, $B_5 = (1.11 \pm 0.24) \times 10^{-3}$ [9], e possiamo conglobare in un' unica categoria i casi in cui lo stato finale del τ contiene almeno tre particelle cariche.

Utilizziamo eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, per cui in ogni evento disponiamo di due decadimenti del τ , la nostra misura però riguarda il singolo τ ed è quindi utile cercare di separare gli stati finali dei due leptoni. Come già evidenziato nel capitolo 1, il decadimento del τ è caratterizzato da una bassa molteplicità di particelle cariche prodotte nel vertice primario. I τ provengono dal decadimento della Z^0 nel suo centro di massa per cui hanno un impulso vicino ai 45 GeV e direzione opposta. Il momento dei prodotti di decadimento del τ misurato nel suo centro di massa è molto minore del momento del τ prodotto, per questo motivo i prodotti di decadimento sono contenuti in un cono di piccolo angolo di apertura intorno alla direzione del τ . Dividendo l' evento in due emisferi con un piano ortogonale all' asse del *thrust*¹, separiamo i prodotti del decadimento del τ^+ da quelli del τ^- . Nella nostra analisi ogni emisfero verrà trattato separatamente.

Nel seguito useremo spesso la parola “evento” per indicare il singolo decadimento del τ .

¹L' asse di *thrust* è definito come l' asse per cui viene massimizzata la somma dei valori assoluti delle componenti longitudinali dell' impulso delle tracce.

5.1 Analisi dell' emisfero

All' interno di un evento definiamo una traccia come "buona" se ha almeno 4 coordinate misurate nella TPC (necessarie per ottenere un fit soddisfacente), ed infine se i due parametri d' impatto d_0 e z_0 , rispettivamente nel piano ortogonale all' asse dei fasci e nella sua direzione, sono minori di 10 cm.

Se in un evento si verifica un' interazione adronica, tipicamente con alta molteplicit  secondaria,   pi  difficile ricostruire la molteplicit  originale in quanto le tracce primarie possono venir coinvolte e tracce secondarie possono invece sembrare primarie. Quindi, per focalizzare meglio i diversi problemi dovuti alla differente molteplicit  iniziale e le cause che non ne permettono un' esatta ricostruzione, suddividiamo gli eventi in categorie a seconda che il numero di tracce buone presenti vari da uno a cinque o sia maggiore di cinque, e alla presenza di un vertice multiplo ricostruito. In questo modo otterremmo 12 categorie. In realt  se nell' emisfero   presente una sola traccia buona o ve ne sono pi  di cinque non separiamo il caso in cui   stato identificato un vertice multiplo. Infatti in presenza di una sola particella buona nell' emisfero,   poco probabile che si sia verificata un' interazione (0.1%), viceversa se il numero di tracce buone   grande, accade spesso che l' elevata molteplicit  sia causata dalla presenza di un' interazione adronica.

In tal modo suddividiamo gli eventi in dieci classi diverse. In tabella (5.1) e in figura (5.1) riportiamo il numero di eventi come risultano distribuiti nelle diverse categorie per dati ² e Monte Carlo.

Come si puo' osservare la frazione di eventi nelle varie categorie   abbastanza compatibile fra i due campioni, si nota solo una sovrabbondanza nei dati nel secondo e terzo canale che rappresentano eventi con due o tre tracce buone senza vertici multipli ricostruiti e una deficienza nella prima categoria che contiene eventi con una sola traccia buona ricostruita.

La compatibilit  tra dati e Monte Carlo di questo plot (e di altri che mostreremo in seguito) dipende dal valore B_1 della *branching ratio* del τ in 1 *prong* usato nella simulazione ($B_1^v = N_1/N = 85.95\%$). Questo valore   molto vicino ma non identico al risultato da noi ottenuto. In figura (5.2) osserviamo la percentuale di eventi 1 *prong* prodotti dal programma di simulazione contenuta in ogni canale sempre rispetto al numero totale di eventi. Si nota come la distribuzione totale degli eventi all' interno dei dieci diversi canali dipenda dal valore di B_1 .

Per osservare se la differenza tra la distribuzione degli eventi nelle dieci categorie nei dati

²I fondi della selezione degli eventi τ sono stati sottratti come spiegato nella sezione (5.3.3).

classe	n_{tracce}	vertici	Monte Carlo			dati	
1	1		55504	77.73 %	77.14 %	16747.7	$77.05 \pm .29 \%$
2	2	no	2134	2.99 %	3.00 %	727.1	$3.35 \pm .12 \%$
3	3	no	11645	16.31 %	16.79 %	3668.8	$16.88 \pm .25 \%$
4	4	no	510	0.71 %	0.73 %	140.9	$0.65 \pm .05 \%$
5	5	no	628	0.88 %	0.91 %	145.1	$0.67 \pm .06 \%$
6	> 5		331	0.46 %	0.47 %	95.0	$0.44 \pm .04 \%$
7	2	sí	104	0.15 %	0.15 %	43.0	$0.20 \pm .03 \%$
8	3	sí	203	0.28 %	0.29 %	67.1	$0.31 \pm .04 \%$
9	4	sí	194	0.27 %	0.28 %	48.0	$0.22 \pm .03 \%$
10	5	sí	161	0.23 %	0.23 %	53.6	$0.25 \pm .03 \%$

Tabella 5.1: Numero di eventi Monte Carlo e dati suddivisi nelle dieci categorie come spiegato nel testo.

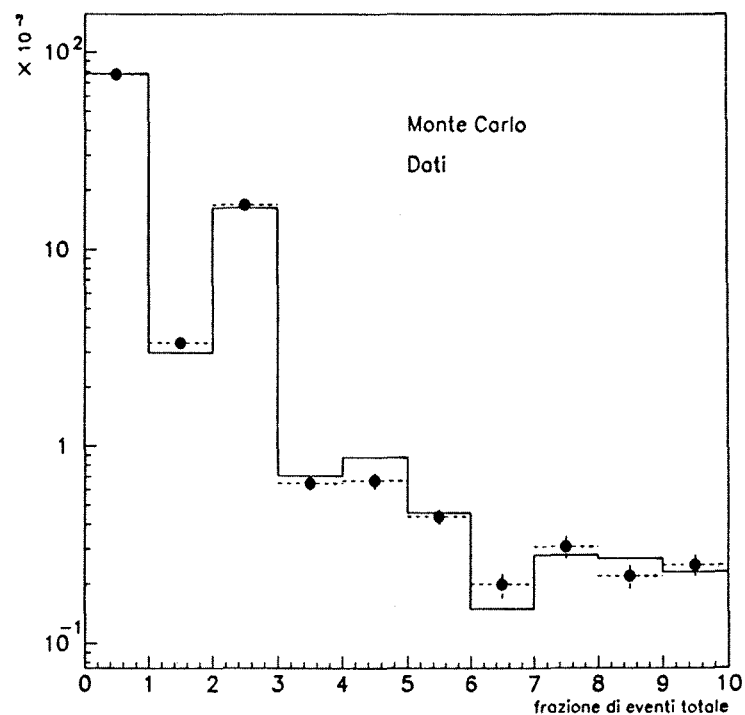


Figura 5.1: Numero di eventi Monte Carlo, linea continua, e dati, linea tratteggiata, suddivisi nelle dieci categorie rispetto al numero totale di eventi.

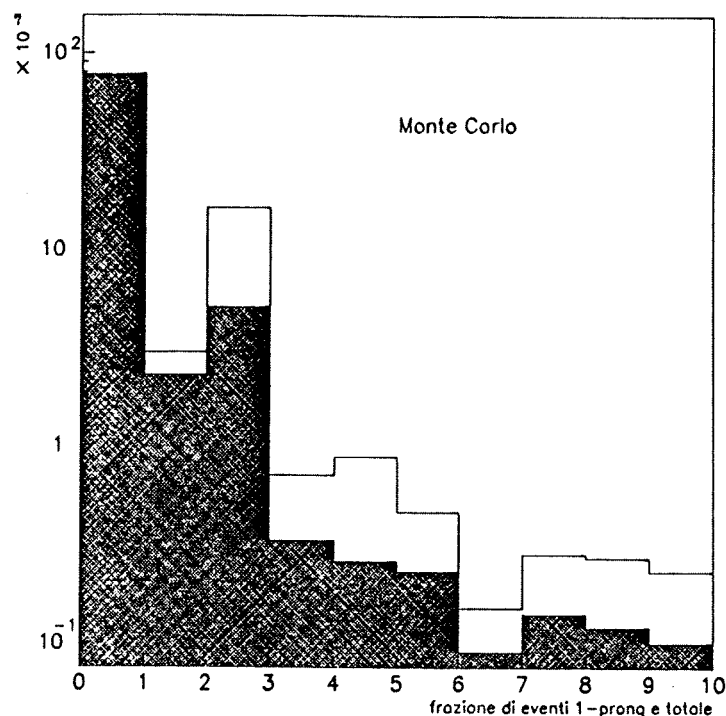


Figura 5.2: Numero totale di eventi Monte Carlo, linea continua, e la relativa percentuale di eventi generati come 1 prong, linea tratteggiata, suddivisi nelle dieci categorie come spiegato nel testo.

e nel Monte Carlo è dovuta soltanto ai valori diversi delle *branching ratio* B_i , proviamo a ricalcolare questa distribuzione ponendo nel Monte Carlo al posto di B_1^v il valore finale della nostra analisi sui dati $B_1^n = 85.32\%$ (cfr. par. 5.5). Se M_i^v e M_i^n sono il numero di eventi generati nel Monte Carlo con topologia i usando rispettivamente B_i^v e B_i^n e N_0 è il numero totale di eventi (costante), valgono le seguenti relazioni :

$$\begin{aligned} M_1^v &= N_0 B_1^v & M_1^n &= N_0 B_1^n \\ M_3^v &= N_0 (1 - B_1^v) & M_3^n &= N_0 (1 - B_1^n) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Quindi la relazione che lega i due campioni di numeri M_i^v e M_i^n è :

$$M_1^n = M_1^v \frac{B_1^n}{B_1^v} \quad M_3^n = M_3^v \frac{1-B_1^n}{1-B_1^v} \quad (5.2)$$

Se supponiamo che all' interno dei dieci canali i due campioni di eventi M_1^v e M_1^n si distribuiscano secondo le medesime percentuali α_μ , allora possiamo scrivere :

$$\begin{aligned} M_1^v &= \sum_\mu \alpha_\mu M_{1_\mu}^v \\ M_1^n &= \sum_\mu \alpha_\mu M_{1_\mu}^n \\ &= \sum_\mu \alpha_\mu \frac{B_1^n}{B_1^v} M_{1_\mu}^v \end{aligned} \quad (5.3)$$

All' interno dei dieci canali possiamo uguagliare i singoli termini e quindi in ognuno di essi valgono le stesse relazioni (5.2) trovate per i campioni M_1^v e M_1^n per $M_{1_\mu}^v$ e $M_{1_\mu}^n$, $\mu = 1, \dots, 10$

(e analogamente per i 3 *prong*). Quindi per ottenere la distribuzione degli eventi nelle diverse classi con il nuovo valore della *branching ratio* nel Monte Carlo, in prima approssimazione basta moltiplicare in ogni categoria il numero di eventi generati come 1 *prong* $M_{1\mu}^v$ per un fattore B_1^n/B_1^v e quelli 3 *prong* $M_{3\mu}^v$ per $(1 - B_1^n)/(1 - B_1^v)$ e sommarli. In questo modo il numero di eventi totali N_0 rimane sempre lo stesso ma cambia il numero totale di eventi in ogni singola categoria. In tabella (5.1) nella colonna mc* riportiamo la nuova distribuzione degli eventi. Notiamo che l' accordo migliora specialmente nelle prime tre classi, ma rimane una differenza significativa nella seconda classe.

Dalla tabella (5.1) osserviamo anche che la maggioranza degli eventi sono stati catalogati nelle due classi che si avvicinano maggiormente ad una situazione fisica, la prima e la terza ($\sim 94\%$), il che conferma che la nostra classificazione rappresenta già un buon punto di partenza per l' analisi.

5.2 La molteplicità ricostruita

Per ricostruire il numero di tracce che rappresentano le particelle provenienti direttamente dal decadimento del τ , dobbiamo identificare le tracce secondarie ed eliminarle. All' interno di ogni evento consideriamo le tracce buone contenute ed in base all' algoritmo visto nel capitolo 4 le classifichiamo come primarie o secondarie.

Il numero di tracce primarie che otteniamo è indice della molteplicità originale, ma ovviamente a causa dell' inefficienza del metodo spesso non rappresenta la molteplicità " vera " del decadimento del τ . Infatti nella ricostruzione dei vertici multipli il nostro algoritmo di classificazione può causare il coinvolgimento di tracce che rappresentano particelle primarie che invece vengono classificate come secondarie, ed inoltre possiamo perdere tracce a causa di problemi di ricostruzione. I problemi che si presentano nella riproduzione della molteplicità dell' evento sono diversi a seconda della classe considerata, quindi i criteri che usiamo in ogni classe per selezionare gli eventi 1 e 3 *prong* si differenziano a seconda della categoria.

Prima classe

La maggior parte degli eventi selezionati in questa classe sono 1 *prong*, con una piccola contaminazione di eventi 3 *prong* (dal Monte Carlo $\sim 0.05\%$). Nell'analisi stiamo trattando solo tracce cariche presenti nella TPC (cfr. par. 5.1). La camera interna di tracciatura, ITC, ha una capacità di separazione di tracce migliore rispetto a quella della TPC e riesce a distinguere meglio due tracce vicine. Quindi se l'evento è un 3 *prong*, è probabile che vicino alla traccia buona nella TPC sia presente almeno una traccia ITC³. Se si verifica questa situazione l'evento viene classificato come un 3 *prong*.

Seconda classe

La classe comprende eventi che contengono due tracce buone senza vertici ricostruiti e la topologia dominante è quella di tipo 1 *prong* ($\sim 76.9\%$). Se esiste una sola traccia primaria l'evento viene classificato come 1 *prong*. La situazione originale del 1 *prong* però è difficile da riprodurre. Infatti la nostra selezione è inefficiente nel ricostruire la conversione asimmetrica di un fotone (cfr. par. 4.2.5) nelle zone interne del rivelatore, sulla *beam pipe* o nel VDET, e spesso non permette di distinguere l'elettrone secondario dalla traccia primaria per eliminarlo. Dobbiamo perciò rafforzare la definizione di evento 1 *prong*. Se le tracce provengono veramente dall'origine il loro parametro d'impatto d_0 deve essere piccolo. Quindi se si verifica contemporaneamente che una sola delle due tracce soddisfa la condizione che d_0 sia minore di 1.2 cm e il numero di tracce ITC è minore o uguale ad uno, l'evento viene accettato ancora come un 1 *prong*.

Terza classe

Nell'evento vi sono tre tracce buone e non è stato ricostruito alcun vertice multiplo. La situazione dominante è il decadimento del τ in tre particelle cariche ($\sim 68.9\%$). La selezione di tracce secondarie è efficiente, per cui se l'evento contiene tre tracce tutte primarie viene classificato come 3 *prong*, nel caso però di due sole tracce primarie (ed una secondaria) la situazione è discutibile. In presenza di una sola traccia secondaria possono accadere due cose. Da una parte abbiamo eventi 1 *prong* in cui un fenomeno di tipo secondario, quale una conversione di coppie o un'interazione a bassa molteplicità, non è stato identificato come tale e individuiamo solo una delle vere tracce secondarie; dall'altra, nei 3 *prong*, abbiamo eventi in cui una traccia primaria è stata classificata come secondaria. La situazione dominante è la prima, per cui se l'

³Una traccia che contiene punti solo nella ITC (o solo nella TPC) viene chiamata "traccia ITC (TPC)".

classe	n_{tracce}	tot	1 prong ^m		1 prong ^v	
1	1	55504	55478	99.95 %	55476	99.95 %
2	2	2134	1243	58.25 %	1642	76.94 %
3	3	11645	3402	29.21 %	3625	31.13 %
4	4	510	111	21.76 %	235	46.08 %
5	5	628	118	18.79 %	183	29.14 %
6	> 5	331	135	40.79 %	162	48.94 %
7	2	104	68	65.38 %	62	59.62 %
8	3	203	103	50.74 %	98	48.28 %
9	4	194	109	56.19 %	88	45.36 %
10	5	161	70	43.48 %	74	45.96 %
tot		71414	60837	85.19 %	61645	86.32 %

Tabella 5.2: Numero di eventi Monte Carlo selezionati come primari in ciascuna delle dieci categorie che consideriamo ed in parallelo quelli realmente generati.

evento contiene fino a due tracce primarie viene classificato come un evento 1 *prong*.

Altre classi

Le rimanenti sette classi rappresentano una frazione poco rilevante del campione totale di eventi (meno del 3 %), per cui rivestono un' importanza relativa in questa analisi. In tutte queste classi il criterio che usiamo per discriminare la molteplicità dell' evento è il medesimo. Decidiamo di classificare un evento come 3 *prong* se le tracce buone definite come primarie sono almeno due, altrimenti lo dichiariamo un evento 1 *prong*. Nel Monte Carlo questo algoritmo distingue bene tra eventi 1 e 3 *prong* e non abbiamo riscontrato sostanziali inconsistenze con i dati.

In tabella (5.2) e (5.3) riportiamo i risultati di questa selezione rispettivamente per Monte Carlo e dati e in figura (5.3) mostriamo in un istogramma la frazione di eventi classificati come 1 *prong* in ogni categoria sovrapposti per dati e Monte Carlo. Notiamo che non sempre dati e Monte Carlo sono compatibili, ma ancora una volta questo può essere imputabile a valori errati delle *branching ratio* del τ nel programma di simulazione.

Confrontando in tabella (5.2) la percentuale di eventi classificati come 1 *prong* e di quelli generati come tali nel Monte Carlo, notiamo che in generale la nostra classificazione non è completamente efficiente. Per i canali "fisici" la discrepanza è bassa, mentre nei casi di due e quattro tracce "buone" l' inefficienza è dovuta principalmente ai fotoni che convertono con una coppia asimmetrica vicino al punto d' interazione (cfr. par. 4.2.5).

A questo punto abbiamo classificato gli eventi nelle due categorie a 1 o 3 *prong* e per risalire

classe	n_{tracce}	tot	1 prong ^m	
1	1	16747.7	16736.7	99.93 %
2	2	727.1	407.3	56.02 %
3	3	3668.8	1059.9	28.89 %
4	4	140.9	26.4	18.74 %
5	5	145.1	22.0	15.16 %
6	> 5	95.0	26.0	27.37 %
7	2	43.0	27.0	62.79 %
8	3	67.1	40.4	60.21 %
9	4	48.0	25.0	52.08 %
10	5	53.6	31.8	59.33 %
tot		21736.3	18402.5	84.66 %

Tabella 5.3: Numero di eventi reali selezionati come 1 prong in ciascuna delle dieci categorie che consideriamo.

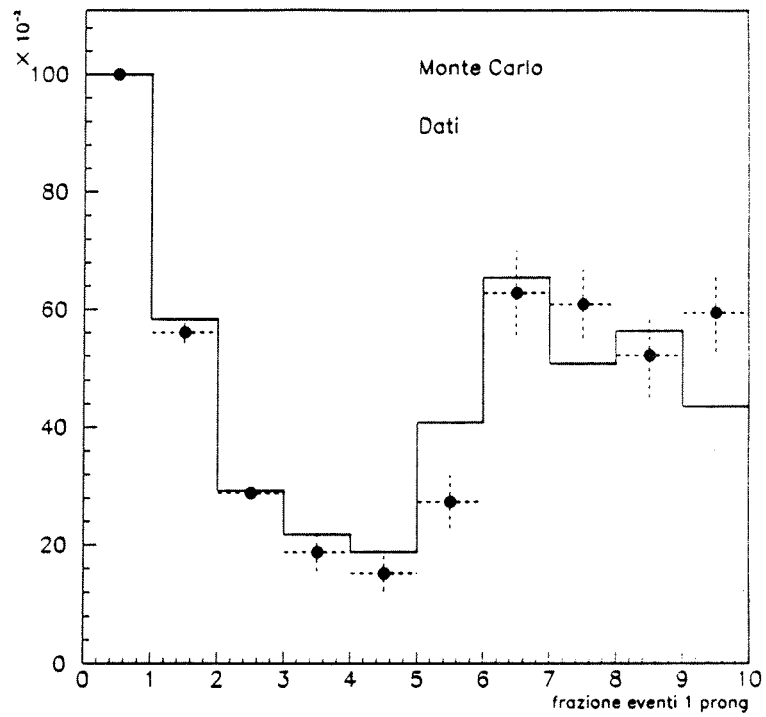


Figura 5.3: Percentuale di eventi Monte Carlo, linea continua, e dati, linea tratteggiata, classificati come 1 prong suddivisi nelle dieci categorie.

al numero “vero” di eventi che realmente appartengono alle due classi dobbiamo calcolare l’efficienza della classificazione. Se ϵ_{ij} è la probabilità che un evento vero di tipo i sia classificato come j , dove i e j rappresentano la molteplicità uno o tre, N_i^v e N_i^m il numero di eventi veri e rispettivamente quelli osservati nella categoria i , avremo :

$$\begin{pmatrix} N_1^m \\ N_3^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1^v \\ N_3^v \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

A partire quindi dai valori “misurati” ed invertendo la matrice delle efficienze ϵ_{ij} otteniamo i valori “veri” :

$$\begin{pmatrix} N_1^v \\ N_3^v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{13} \\ a_{31} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1^m \\ N_3^m \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Il nostro metodo è esclusivo, per cui il numero totale di eventi è costante :

$$N = N_1^m + N_3^m = N_1^v + N_3^v \quad (5.6)$$

e quindi vale una relazione del tipo :

$$\begin{aligned} \epsilon_{ii} + \epsilon_{ji} &= 1 \\ a_{ii} + a_{ji} &= 1 \end{aligned} \quad i \neq j \quad (5.7)$$

in quanto $\epsilon_{ii} + \epsilon_{ji}$ è la probabilità che un evento vero di tipo i sia stato classificato nella categoria i o in quella j , e la stessa proprietà si ripercuote anche sulla matrice inversa a_{ij} . Quindi il calcolo della matrice delle efficienze e si riduce alla misura dei due elementi diagonali ϵ_{ii} .

5.3 Le efficienze

L’efficacia dell’analisi consiste nel riuscire a determinare in modo preciso tutti gli elementi della matrice delle efficienze ϵ_{ij} .

Il modo più immediato è valutare le efficienze tramite il Monte Carlo. Se però ci fossero condizioni che il Monte Carlo non riproduce bene, quali la ricostruzione di due tracce molto vicine all’interno della TPC o altri problemi che comportano una perdita di efficienza per

la nostra selezione di tracce primarie sui dati reali, potremmo commettere delle inesattezze stimando le efficienze in questa maniera.

Dalle tabelle (5.2) e (5.3) notiamo che nella prima classe il numero di eventi 3 *prong* (veri) è piccolo rispetto al numero totale di eventi (28 : 55504) e che c'è un ottimo accordo tra le percentuali selezionate nei dati e nel Monte Carlo. L'inefficienza $\epsilon_{31} = 1 - \epsilon_{11}$ misurata col Monte Carlo è talmente bassa (.02%) che anche commettendo un errore percentualmente importante nella sua valutazione il risultato finale della nostra misura ne risente poco, per cui decidiamo di usare le efficienze valutate col Monte Carlo.

Se osserviamo in tabella (5.1) il comportamento delle altre nove classi per dati e Monte Carlo, notiamo una piccola discrepanza nella distribuzione degli eventi nelle prime quattro categorie e quindi per queste quattro classi vorremmo trovare un metodo per valutare le efficienze sui dati. Nelle altre cinque categorie i due campioni concordano bene ed inoltre il numero totale di eventi che raggruppano insieme rappresenta meno dell' 1% del campione totale. Perciò influenzano poco il risultato finale e le efficienze di selezione vengono calcolate ancora col Monte Carlo.

5.3.1 Determinazione delle efficienze col Monte Carlo

Se scriviamo esplicitamente i termini della relazione (5.4) avremo :

$$\begin{aligned} N_1^m &= \epsilon_{11}N_1^v + \epsilon_{13}N_3^v \\ N_3^m &= \epsilon_{31}N_1^v + \epsilon_{33}N_3^v \end{aligned} \quad (5.8)$$

Attraverso il Monte Carlo sappiamo quanti eventi 1 e 3 *prong* sono stati veramente generati, per cui valutiamo quanti eventi N_{11}^m fra quelli realmente 1 *prong* sono stati classificati come tali e quanti in modo errato N_{31}^m fra i veri 3 *prong*, e analogamente per il campione misurato di tre. Possiamo scrivere :

$$\begin{aligned} N_1^m &= N_{11}^m + N_{31}^m \\ N_3^m &= N_{13}^m + N_{33}^m \end{aligned} \quad (5.9)$$

Quindi conosciamo a priori quanti eventi N_i^m fra tutti quelli selezionati nella categoria i provengono dal campione vero di 1 *prong* N_{1i}^m e quanti da quello vero di 3 *prong* N_{3i}^m . Possiamo uguagliare i singoli termini della (5.9) con quelli della (5.8) e otteniamo le efficienze :

classe	ϵ_{11}	ϵ_{33}
1	99.98 %	50.00 %
2	72.47 %	89.23 %
3	86.51 %	96.68 %
4	45.96 %	98.91 %
5	54.10 %	95.73 %
6	72.84 %	89.94 %
7	98.39 %	83.33 %
8	95.92 %	91.43 %
9	97.73 %	78.30 %
10	77.03 %	85.06 %

Tabella 5.4: Efficienze Monte Carlo per tutti gli eventi selezionati nelle dieci categorie.

$$\begin{aligned}
\epsilon_{11} &= N_{11}^m / N_1^v \\
\epsilon_{33} &= N_{33}^m / N_3^v \\
\epsilon_{13} &= N_{31}^m / N_3^v = 1 - \epsilon_{33} \\
\epsilon_{31} &= N_{13}^m / N_1^v = 1 - \epsilon_{11}
\end{aligned} \tag{5.10}$$

Riportiamo questi valori in tabella (5.4) per tutte le dieci classi che abbiamo costruito.

5.3.2 Determinazione delle efficienze coi dati

Vediamo ora come agire sulle altre quattro categorie che comprendono eventi in cui vi sono da due a cinque tracce buone senza alcun vertice multiplo ricostruito.

In questi casi la maggior parte delle particelle secondarie sono elettroni provenienti da fotoni che convertono. Non vi sono invece elettroni primari nei decadimenti multicorpi del τ . Quindi se riusciamo ad identificare le tracce che rappresentano elettroni possiamo stimare la molteplicità di decadimento del τ .

In ogni classe selezioniamo due campioni separati detti "puri", uno rappresentativo del decadimento 1 *prong* identificando idealmente gli elettroni tra le tracce considerate primarie, e l'altro per il 3 *prong* definito dal fatto che nessuna traccia primaria è identificata come elettrone. In questo modo commettendo un errore piccolo possiamo dire di conoscere a priori la molteplicità originaria (1 o 3) di un evento reale appartenente ad uno dei due campioni. L'informazione che abbiamo si avvicina a quella disponibile dal Monte Carlo dove sappiamo l'esatta provenienza di ogni singolo evento generato, ma valutata direttamente sui dati reali.

Osservando la topologia “vera” e poi quella “misurata” possiamo calcolare i termini della matrice delle efficienze su questi due campioni di dati reali come abbiamo fatto col Monte Carlo (cfr. eq. 5.10) e se la selezione dei campioni fosse perfetta avremmo :

$$\begin{aligned}\epsilon_{11} &= N_{1_e}^m / N_e \\ \epsilon_{33} &= N_{3_h}^m / N_h\end{aligned}\quad (5.11)$$

dove N_e e N_h rappresentano il numero totale di eventi nei due campioni e $N_{1_e}^m$ e $N_{3_h}^m$ quelli classificati come 1 e 3 *prong* rispettivamente.

In realtà a causa dell' inefficienza dell' identificazione di particelle, il campione puro di elettroni contiene anche una percentuale di eventi a 3 *prong* e analogamente quello di adroni contiene una percentuale di 1 *prong*. Nella relazione (5.11) dobbiamo considerare il fatto che N_e (e analogamente N_h) non rappresenta un campione *vero* di eventi 1 *prong*, ma contiene anche un certo numero, piccolo, di eventi 3 *prong*. Le ϵ_{ii} soddisfano quindi la seguente equazione :

$$\begin{aligned}N_{1_e}^m &= \epsilon_{11} N_{1_e}^v + (1 - \epsilon_{33}) N_{3_e}^v \\ N_{3_h}^m &= (1 - \epsilon_{11}) N_{1_h}^v + \epsilon_{33} N_{3_h}^v\end{aligned}\quad (5.12)$$

dove $N_{1_e}^v$ rappresenta il numero di eventi 1 *prong* nel nostro campione di elettroni e $N_{3_e}^v$ rappresenta la piccola contaminazione dei 3 *prong*. Analogamente $N_{3_h}^v$ e $N_{1_h}^v$ rappresentano rispettivamente il numero di eventi 3 *prong* nel campione puro di adroni e il fondo del 1 *prong*.

Dal Monte Carlo valutiamo nelle varie classi l' errore che commettiamo dichiarando di sapere qual è la topologia di partenza e definiamo le due contaminazioni p_i :

$$\begin{aligned}p_1 &= N_{3_e}^v / N_e \\ p_3 &= N_{1_h}^v / N_h\end{aligned}\quad (5.13)$$

Definendo quindi q_i :

$$\begin{aligned}q_1 &= N_{1_e}^m / N_e \\ q_3 &= N_{3_h}^m / N_h\end{aligned}\quad (5.14)$$

la (5.12) diventa :

$$\begin{aligned}q_1 &= \epsilon_{11} (1 - p_1) + (1 - \epsilon_{33}) p_1 \\ q_3 &= (1 - \epsilon_{11}) p_3 + \epsilon_{33} (1 - p_3)\end{aligned}\quad (5.15)$$

La relazione (5.15) rappresenta un sistema di due equazioni i due incognite ϵ_{ii} , le cui soluzioni sono :

$$\begin{aligned}\epsilon_{11} &= \frac{(q_1 - p_1)(1 - p_3) + (q_3 - p_3)p_1}{1 - p_1 - p_3} \\ \epsilon_{33} &= \frac{(q_3 - p_3)(1 - p_1) + (q_1 - p_1)p_3}{1 - p_1 - p_3}\end{aligned}\quad (5.16)$$

n_{tracce}	tot	1 prong		3 prong	
2	1466	1431	97.6 %	35	2.4 %
3	3133	3109	99.2 %	24	0.8 %
4	205	204	99.5 %	1	0.5 %
5	202	176	87.1 %	26	12.9 %

Tabella 5.5: Numero di eventi Monte Carlo selezionati come campione puro di elettroni e relative efficienze di selezione nelle quattro categorie.

dove le q_i sono misurate dai dati e le p_i sono valutate dal Monte Carlo.

5.4 I campioni puri

Come descritto nel precedente paragrafo possiamo selezionare un campione molto puro di molteplicit  definita separando adroni da elettroni tra le tracce ricostruite.

Usiamo a questo scopo uno dei programmi di ALEPH per l'identificazione di particelle, PIDNET (cfr. app. A). Questo programma permette una identificazione stringente di particelle e ogni traccia viene classificata in quattro possibili modi : "elettrone", "muone", "adrone" ed infine "non identificato".

Definiamo "campione puro 1 prong" quegli eventi che contengono almeno $N - 1$ elettroni tra le N tracce ricostruite. Definiamo invece "campione puro 3 prong" quegli eventi che contengono almeno 2 adroni tra le tracce ricostruite.

In tabella (5.5)   riportata l'efficienza di questa selezione per il campione di 1 prong, in seguito chiamato "campione puro di elettroni" per le quattro categorie considerate negli eventi Monte Carlo e in tabella (5.6) l'efficienza di selezione del campione "puro" per i tre prong, in seguito chiamato "campione puro di adroni". Notiamo che i campioni sono abbastanza puri e che quindi, almeno sul Monte Carlo, l'efficienza di identificazione di particelle funziona bene.

Una limitazione del nostro metodo   dovuta al fatto che non tutti i casi di eventi 1 prong con molteplicit  ricostruita maggiore di 1 sono caratterizzati da elettroni. I decadimenti del τ con un K_0 (short) nello stato finale contengono ad esempio tre adroni ricostruiti. Essi sono per  soltanto $\sim 3\%$ degli eventi 1 prong nelle quattro categorie. In tabella (5.7) osserviamo come si

n_{tracce}	tot	1 prong		3 prong	
2	318	43	13.5 %	275	86.5 %
3	3741	57	1.5 %	3684	98.5 %
4	239	8	3.3 %	231	96.7 %
5	389	4	1.0 %	385	99.0 %

Tabella 5.6: Numero di eventi Monte Carlo selezionati come campione puro di adroni e relative efficienze di selezione nelle quattro categorie.

n_{tracce}	K_0	puro _{elettroni}		puro _{adroni}	
1	480	-		-	
2	40	4	0.3 %	22	6.9 %
3	147	4	0.1 %	57	1.5 %
4	2	-	0.0 %	2	0.8 %
5	-	-	0.0 %	-	0.0 %
6	4	-		-	
7	4	-		-	
8	-	-		-	
9	1	-		-	
10	2	-		-	

Tabella 5.7: Numero di K_0 in ognuna delle dieci categorie e nei due campioni puri corrispondenti e la sua percentuale all' interno di tutto il campione puro.

distribuiscono i K_0 all' interno delle dieci categorie e dei due campioni.

Dal confronto con la terza colonna della tabella (5.6) e con le efficienze di PIDNET (cfr. tab. A.1 e A.2), notiamo anche che la contaminazione del campione puro di adroni è dovuta solo in parte ad inefficienze del programma di identificazione ed è causata soprattutto dalla presenza dei K_0 nel decadimento del τ e dalle interazioni adroniche non ricostruite. Nella seconda classe i K_0 costituiscono circa la metà del fondo 1 prong e gli eventi rimanenti sono interazioni adroniche a molteplicità secondaria due, mentre nella terza i K_0 rappresentano addirittura la totalità del fondo.

La possibilità di adoperare la tecnica dei campioni puri per valutare gli elementi della matrice delle efficienze, si basa sull' ipotesi che il campione selezionato è rappresentativo del campione totale, cioè che la selezione con l' identificazione di particelle non è correlata con la nostra capacità di ricostruire vertici secondari. Questo è intuitivamente vero poichè la capacità di ricostruire un vertice di decadimento di un K_0 non è molto diversa da quella di ricostruire un vertice di conversione di un fotone.

n_{tracce}	$1pr_v$	$1pr_v^m$	ϵ_{11}^v	$1pr_e$	$1pr_e^m$	ϵ_{11}^e	$\epsilon_{11_m}^e$
2	1642	1190	$.725 \pm .011 \%$	1466	989	$.675 \pm .012 \%$	$.689 \pm .013 \%$
3	3625	3136	$.865 \pm .006 \%$	3134	2717	$.867 \pm .006 \%$	$.874 \pm .006 \%$
4	235	108	$.497 \pm .033 \%$	205	101	$.493 \pm .035 \%$	$.495 \pm .035 \%$
5	183	99	$.541 \pm .037 \%$	202	101	$.500 \pm .035 \%$	$.569 \pm .040 \%$

Tabella 5.8: Numero di eventi Monte Carlo selezionati a partire dai campioni veri 1 prong e a partire dal campione puro di elettroni e relative efficienze di selezione nelle quattro categorie.

n_{tracce}	$3pr_v$	$3pr_v^m$	ϵ_{33}^v	$3pr_h$	$3pr_h^m$	ϵ_{33}^h	$\epsilon_{33_m}^h$
2	492	439	$.892 \pm .014 \%$	318	263	$.827 \pm .021 \%$	$.911 \pm .025 \%$
3	8020	7754	$.967 \pm .002 \%$	3744	3612	$.965 \pm .003 \%$	$.978 \pm .003 \%$
4	275	272	$.989 \pm .006 \%$	239	235	$.983 \pm .008 \%$	$.999 \pm .009 \%$
5	445	426	$.957 \pm .010 \%$	389	374	$.961 \pm .010 \%$	$.967 \pm .010 \%$

Tabella 5.9: Numero di eventi Monte Carlo selezionati a partire dai campioni veri 3 prong e a partire dal campione puro di adroni e relative efficienze di selezione nelle quattro categorie.

Per verificare che i due metodi per identificare le tracce secondarie non sono correlati, calcoliamo le due efficienze relative alle due tecniche di misura sul Monte Carlo e controlliamo che i valori ottenuti siano compatibili. Nelle due tabelle (5.8) e (5.9) riportiamo questi risultati per i due campioni 1 e 3 *prong*, prima i valori ottenuti direttamente usando l'informazione verità sul Monte Carlo (cfr. eq. 5.10, tab. 5.4), poi supponendo che i campioni puri siano stati selezionati in modo perfetto (cfr. eq. 5.11), e quindi il risultato completo corretto per la purezza del campione (cfr. eq. 5.16).

In generale l'accordo è buono. Solo nel caso di due tracce ricostruite l'efficienza del campione puro è più alta (2.8σ) indicando la possibilità di un "bias".

Applichiamo ora la selezione dei campioni puri ai dati. Per comodità normalizziamo il numero di eventi totali del Monte Carlo rispetto ai dati reali dopo aver sottratto il fondo e osserviamo nelle diverse classi, parallelamente per dati e Monte Carlo, il numero di eventi che formano i due campioni (cfr. tab. 5.10 e 5.11).

Il numero di eventi nelle singole categorie non deve essere necessariamente lo stesso, piccole deviazioni fuori dalla statistica possono essere causate da una diversità tra i rapporti di decadimento reali e quelli usati nel Monte Carlo. Grandi deviazioni indicano invece una non corrispondenza tra dati reali e dati simulati.

In figura 5.4 (5.5) riportiamo il rapporto tra gli eventi selezionati nel campione puro di

n_{tracce}	tot_{MC}	1 prong $_{MC}^m$		tot_{dati}	1 prong $_{dati}^m$	
2	446	312 \pm 10	.699 \pm .022	572	345 \pm 12	.604 \pm .020
3	954	827 \pm 10	.867 \pm .011	971	841 \pm 11	.866 \pm .011
4	62	31 \pm 4	.492 \pm .063	43	20 \pm 3	.470 \pm .076
5	61	31 \pm 4	.499 \pm .064	51	18 \pm 3	.353 \pm .067

Tabella 5.10: Numero di eventi Monte Carlo e dati selezionati dal campione puro di elettroni e all' interno di questi quelli definiti 1 prong dalla nostra selezione.

n_{tracce}	tot_{MC}	3 prong $_{MC}^m$		tot_{dati}	3 prong $_{dati}^m$	
2	97	80 \pm 4	.828 \pm .038	62	45 \pm 4	.722 \pm .057
3	1139	1100 \pm 6	.966 \pm .005	1219	1158 \pm 8	.950 \pm .006
4	73	72 \pm 1	.982 \pm .016	82	79 \pm 2	.964 \pm .021
5	118	114 \pm 2	.961 \pm .018	98	94 \pm 2	.959 \pm .020

Tabella 5.11: Numero di eventi Monte Carlo e dati selezionati dal campione puro di adroni e all' interno di questi quelli definiti 3 prong dalla nostra selezione.

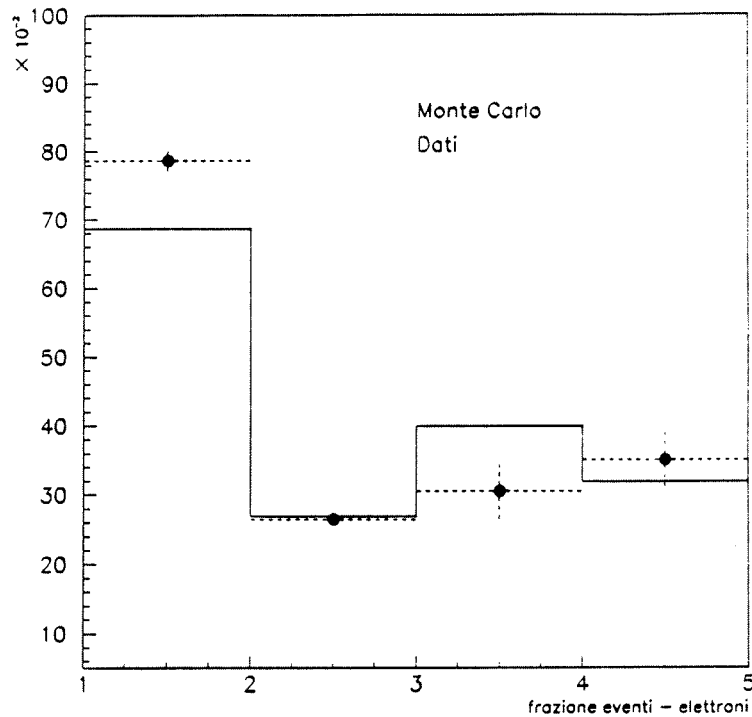


Figura 5.4: Percentuale di eventi classificati come campione puro di elettroni in ognuna delle quattro categorie considerate. In linea continua il Monte Carlo e tratteggiata i dati con le relative barre d' errore.

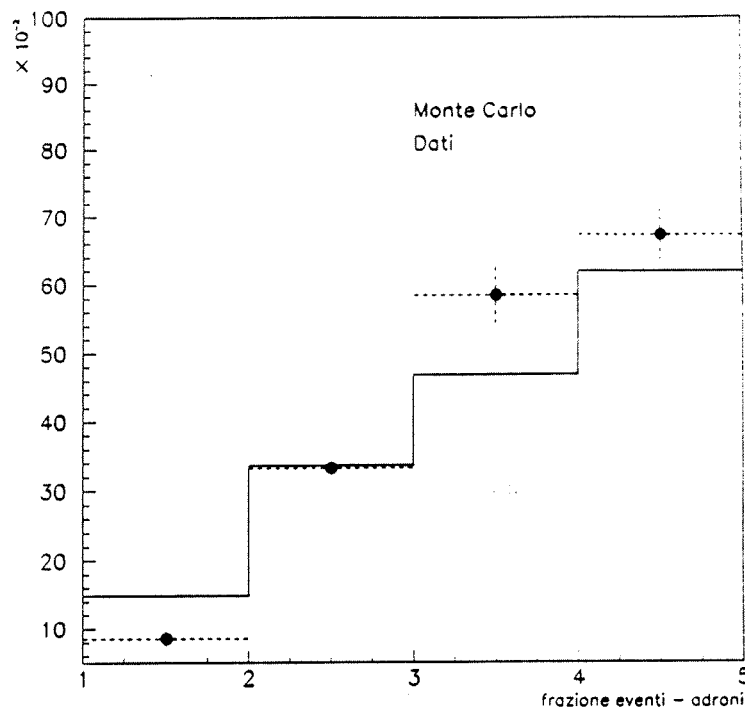


Figura 5.5: Percentuale di eventi classificati come campione puro di adroni in ognuna delle quattro categorie considerate. In linea continua il Monte Carlo e tratteggiata i dati con le relative barre d'errore.

elettroni (adroni) ed il numero totale di eventi nella classe. Anche questo rapporto dipende dai valori dei rapporti di decadimento. Notiamo che la corrispondenza dati e Monte Carlo è abbastanza buona nelle categorie 3 e 5 mentre nelle categorie 4 e specialmente 2 ci sono importanti deviazioni. Studiamo quindi in dettaglio la categoria 2 per renderci conto dell'origine di queste deviazioni ed correggerle.

5.4.1 Classe due

Il confronto tra dati e Monte Carlo in questa classe è particolarmente insoddisfacente. La discrepanza è fuori della statistica e sensibilmente maggiore di quella imputabile ad una differenza tra i rapporti di decadimento reali e quelli simulati. Riportiamo qui le varie discrepanze osservate sino ad ora confrontando le misure effettuate sui dati con le previsioni (normalizzate allo stesso numero totale di eventi) del Monte Carlo.

- Il numero totale di eventi nella classe è maggiore nei dati (cfr. tab. 5.1) per un fattore 1.12 ± 0.04 . L'eccesso (77 ± 25 eventi) non può essere facilmente assegnato ad un'altra classe poichè è comparabile con l'errore statistico della classe 3 ed inferiore a quello della classe 1.

- Richiedendo che ci sia almeno un elettrone identificato la discrepanza aumenta: nei dati c'è un eccesso di un fattore 1.28 ± 0.05 corrispondente a 126 ± 23 eventi (cfr. tab. 5.10).
- Richiedendo che l'evento con elettrone identificato sia classificato 1 prong dal nostro algoritmo la discrepanza diminuisce 1.10 ± 0.06 (cfr. tab. 5.10).
- Richiedendo due adroni nell'evento la situazione si inverte: nei dati ci sono meno eventi di quanto previsto dal Monte Carlo per un fattore pari a 0.64 ± 0.08 (cfr. tab. 5.11).

La classe due è formata da due categorie principali di eventi. Eventi 1 prong con una conversione asimmetrica di un fotone ed eventi 3 prong in cui due tracce sono sovrapposte al punto che la TPC non riesce a separarle (cfr. par. 2.2.3). Secondo il Monte Carlo i 650 eventi di questa classe sono divisi in 499 1-prong e 151 3-prong. Assumiamo che l'eccesso sia dovuto ad una delle due categorie.

Se la discrepanza fosse dovuta ad un eccesso di fotoni asimmetrici (come suggerito dalle due prime osservazioni, ma non dalla terza e dalla quarta), esso dovrebbe essere causato da una errata valutazione del materiale passivo o dal numero medio di fotoni nel Monte Carlo. Lo stesso effetto dovrebbe essere presente allora anche nella classe 3 negli eventi con almeno un elettrone. In questa classe il confronto dati/Monte Carlo (cfr. tab. 5.10) dá 1.02 ± 0.03 che è compatibile con 1 e non compatibile con 1.28 ± 0.05 . D'altra parte non è pensabile che il materiale passivo sia sottostimato nel Monte Carlo del 30%.

Piú probabile invece è il fatto che il Monte Carlo sia ottimista nel valutare la capacità della TPC di separare due tracce vicine che è una quantità sicuramente piú difficile da simulare. Secondo il Monte Carlo 5.1% degli eventi 3 prong sono ricostruiti in classe 2. Questa percentuale dovrebbe salire a 7.7% per spiegare l'eccesso osservato sulla totalità degli eventi di classe 2.

Questa ipotesi però da sola non spiega tutte le discrepanze osservate. Per quale motivo c'è un eccesso ancora maggiore se si richiede la presenza di un elettrone? Perchè richiedendo due adroni c'è un *difetto* di eventi nei dati? Una possibilità è che il Monte Carlo simuli male l'identificazione di particella in presenza di due tracce sovrapposte. In effetti questo è un altro caso limite in cui non è ovvio che la simulazione rappresenti la realtà in modo fedele. Quando due tracce adroniche sono sovrapposte e quindi ricostruite come una sola essa ha caratteristiche piú simile a quelle di un elettrone che un adrone normale. L'energia rilasciata nel calorimetro elettromagnetico è molto maggiore di quella di un adrone tipico e la ionizzazione nella camera è doppia. Il Monte Carlo sostiene che nel 7% dei casi i due adroni sovrapposti sono identificati

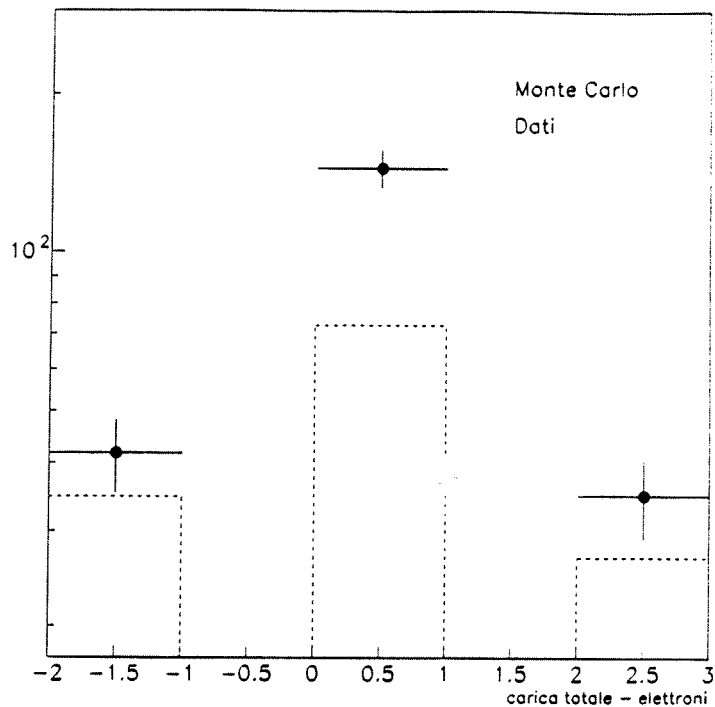


Figura 5.6: Carica totale dell' emisfero per eventi appartenenti al campione puro di elettroni classificati come tre prong nella seconda categoria. In linea continua i dati con le relative barre d' errore e tratteggiata eventi Monte Carlo.

come elettrone. Per un adrone normale la percentuale è del 1.8%.

Per spiegare i primi due eccessi osservati dobbiamo assumere che la probabilità che due tracce adroniche sovrapposte siano identificate come elettrone sia del 50%. Un numero molto diverso dal 7% stimato dal Monte Carlo. Va notato però che questa ipotesi spiega anche la terza e la quarta osservazione. Se l'identificazione di particella nei dati tende a chiamare elettrone i due adroni sovrapposti in percentuale maggiore che nel Monte Carlo allora si può ottenere nei dati una riduzione del numero di eventi con due adroni identificati anche se il numero totale di eventi 3-prong nella classe 2 è maggiore.

Per verificare questa ipotesi possiamo studiare la distribuzione in carica degli eventi con un elettrone identificato. In presenza di conversione asimmetrica la carica dell'emisfero è con uguale probabilità 0 oppure ± 2 poiché non c'è correlazione tra la carica dell'elettrone (positrone) ricostruito e quella del τ prodotto nell'emisfero. Nel caso di due tracce sovrapposte la carica dell'emisfero è più facilmente nulla poiché le due tracce con lo stesso segno di un decadimento 3-prong si *confondono* più facilmente che due tracce di segno opposto. Secondo il Monte Carlo i due campioni sono nel rapporto 18:82.

In fig. 5.6 è mostrato il confronto tra dati e Monte Carlo della carica ricostruita per eventi in cui è identificato un elettrone ed inoltre sono stati selezionati 3-prong dal nostro algoritmo.

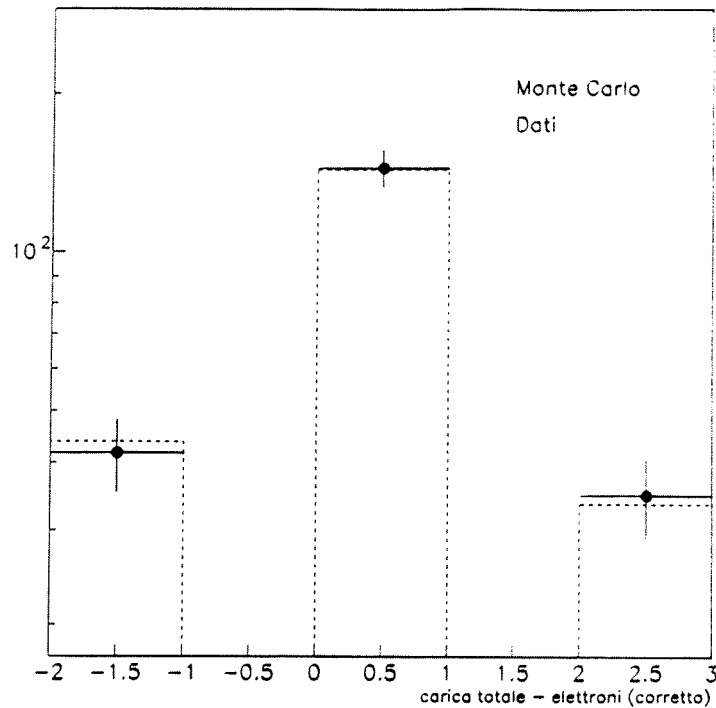


Figura 5.7: Carica totale dell emisfero per eventi appartenenti al campione puro di elettroni classificati come tre prong nella seconda categoria dopo aver sommato una parte di eventi che abbiamo dichiarato 3 prong, e non appartenenti al campione puro di elettroni, in modo che il numero totale di eventi sia uguale in dati e Monte Carlo. In linea continua i dati con le relative barre d' errore e tratteggiata eventi Monte Carlo.

Questa ultima richiesta permette di aumentare la frazione eventuale di eventi 3 prong. Si nota che la discrepanza è principalmente nel canale a carica 0 in supporto alla nostra ipotesi. In questo istogramma il "Monte Carlo" simula praticamente solo eventi originariamente 1-prong e classificati incorrettamente dal nostro algoritmo. Difatti quando si richiede un elettrone identificato il Monte Carlo esclude quasi tutti gli eventi originariamente 3-prong : nei dati Monte Carlo di questa figura ci sono 3.6 eventi prodotti da un decadimento 3-prong su un totale di 134.2 eventi. Assumiamo che l'eccesso riscontrato nei dati sia dovuto unicamente a eventi 3-prong in cui l'identificazione di particella ha classificato come elettrone le due tracce sovrapposte. La differenza tra dati e Monte Carlo è di 76 ± 12 eventi a carica 0 e 17 ± 8 eventi a carica ± 2 . La frazione di eventi in eccesso con carica ± 2 è quindi di $19 \pm 8\%$ in accordo con quanto previsto dal Monte Carlo per eventi 3 prong con due tracce sovrapposte. Aggiungendo al campione di Monte Carlo di fig 5.6 un numero di eventi di classe 2 originariamente 3-prong pari alla differenza osservata tra dati e Monte Carlo si ottiene la figura 5.7.

Si vede che con questa aggiunta il confronto tra dati e Monte Carlo diventa soddisfacente confermando l'ipotesi che la identificazione di particella è molto mal simulata quando due tracce

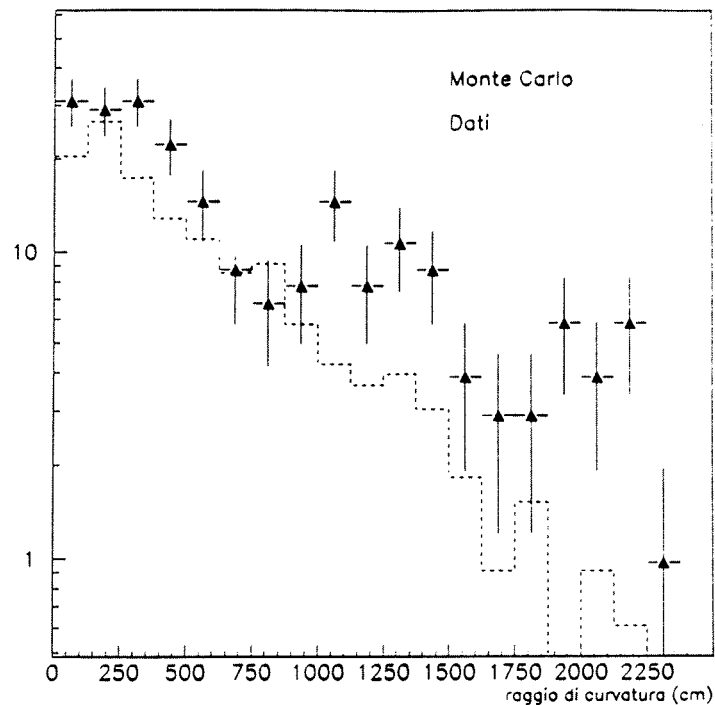


Figura 5.8: Spettro del raggio di curvatura per tracce appartenenti al campione puro di elettroni per eventi tre prong nella seconda categoria. In linea continua i dati con le relative barre d'errore e tratteggiata eventi Monte Carlo.

risultano sovrapposte.

Un'altra conferma di quest'effetto è mostrata nelle figure 5.8 e 5.9 dove è mostrato il confronto tra gli spettri di impulso degli "elettroni" identificati per Monte Carlo e dati. Lo spettro degli elettroni veri è popolato ad impulsi più bassi che quello delle tracce sovrapposte e mis-identificate. Si nota che l'eccesso di eventi riscontrato tra dati e Monte Carlo popola la regione degli alti impulsi e che quando si aggiunge al campione di Monte Carlo un insieme di eventi originariamente 3-prong (con procedura analoga a quanto fatto per figura 5.7) l'accordo diventa buono.

Questa analisi mostra quindi che la discrepanza tra dati e Monte Carlo in classe 2 può essere spiegata dalla concomitanza di due effetti :

- La probabilità che due tracce di un decadimento 3 *prong* siano sovrapposte è più alta nei dati ($\sim 7\%$) rispetto a quella prevista dal Monte Carlo ($\sim 5\%$).
- La probabilità che queste tracce siano identificate come elettroni è molto più alta nei dati ($\sim 50\%$) rispetto a quanto previsto nel Monte Carlo ($\sim 7\%$).

Identificato il problema dobbiamo ora cercare di risolverlo. Eliminiamo dal campione puro di elettroni tutti gli eventi in cui la carica dell'emisfero è nulla e la carica dell'elettrone identificato nell'emisfero è di segno opposto a quella dell'altro emisfero dello evento.

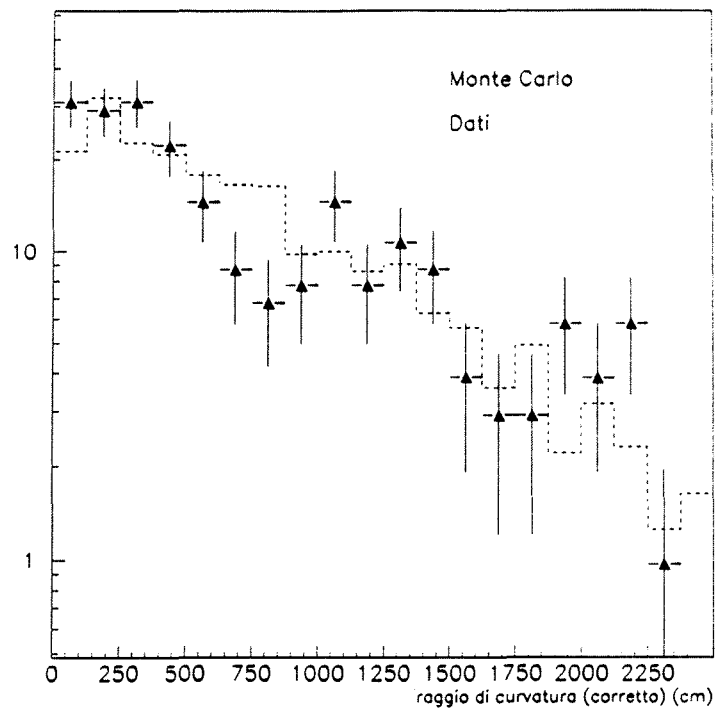


Figura 5.9: Spettro del raggio di curvatura per le tracce dichiarate elettroni appartenenti ad eventi classificati come tre prong nella seconda categoria dopo aver sommato una parte di eventi che abbiamo dichiarato 3 prong, e non appartenenti al campione puro di elettroni, in modo che il numero totale di eventi sia uguale in dati e Monte Carlo. In linea continua i dati con le relative barre d' errore e tratteggiata eventi Monte Carlo.

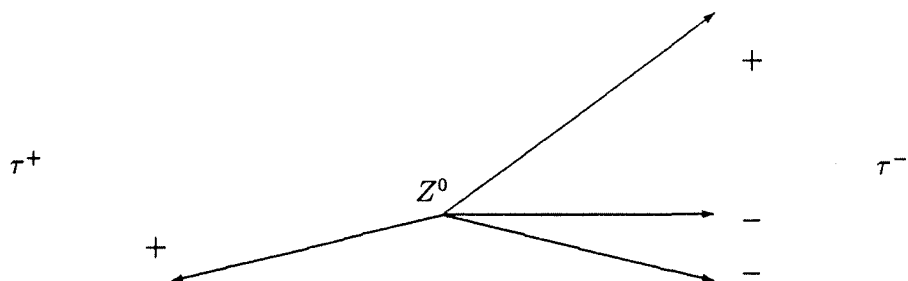


Figura 5.10: Disegno schematico della situazione

La situazione è mostrata in fig 5.10 : quando le due tracce sovrapposte hanno lo stesso segno allora , poichè la carica originaria dello intero evento è nulla, la loro carica *ricostruita* deve essere di segno opposto a quella del τ prodotto nell'emisfero opposto. Con questo taglio eliminiamo quindi la totalità degli eventi con due tracce sovrapposte dello stesso segno identificate come elettrone.

Inoltre agendo in questo modo non dovremmo eliminare nessun evento vero 1 *prong*. Infatti in un evento 1 *prong* se la carica totale dell' emisfero è nulla, la carica della traccia secondaria (elettrone) è opposta a quella della traccia primaria ed è quindi uguale a quella dell' altro semievento. In realtà dal Monte Carlo vediamo che eliminiamo $\sim 8\%$ dei 1 *prong*. Questi eventi sono causati dal decadimento $\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ in presenza di una coppia di elettroni asimmetrica. In questo modo perdiamo una piccola percentuale di eventi buoni ma eliminiamo dal campione puro la maggioranza degli eventi di fondo.

Dopo questo taglio otteniamo nei dati 437 eventi e nel Monte Carlo 403. L'eccesso osservato (1.08 ± 0.05) è dovuto agli eventi con due tracce sovrapposte di carica opposta e quindi ricostruite con carica ± 2 nell'emisfero. Assumendo che l'eccesso osservato prima di questo taglio (126 ± 23) eventi sia dovuto interamente a 3 prong mal identificati e che la percentuale di eventi con carica ± 2 sia quella misurata dalla distribuzione in carica ($19 \pm 8\%$) deduciamo che la contaminazione in questo campione dovuta ad eventi con due tracce sovrapposte di carica opposta è di 24 ± 11 eventi. Due tracce sovrapposte dello stesso segno possono contaminare il campione solo se è il terzo adrone, isolato, ad essere identificato come elettrone. Questa probabilità è del 1.8% (cfr. tab. PIDNET A.2) corrispondente ad una contaminazione di 2.3 ± 0.4 eventi. Poichè non ci sono altre sorgenti importanti di contaminazione concludiamo che la contaminazione totale al campione puro di elettroni selezionata in questo modo è di 26 ± 11 eventi.

Nel valutare questa contaminazione abbiamo usato la differenza tra dati e Monte Carlo, usando il Monte Carlo per simulare il numero di eventi con la conversione asimmetrica. Chiaramente il numero assoluto di questi eventi dipende dal rapporto di decadimento adoperato nella simulazione e quindi potremmo commettere un *bias*. In realtà questo non succede in quanto l'errore sulla frazione di eventi in eccesso è grande (18%) e contiene ampiamente le variazioni possibili del rapporto di decadimento usato nella simulazione ($\approx 1\%$).

La simulazione incorretta degli eventi con tracce sovrapposte riduce il campione puro di adroni in quanto la probabilità che le due tracce sovrapposte siano identificate come adrone non sarà parimenti correttamente simulata. Troviamo nei dati 62 eventi contro 97 simulati. Poichè

n_{tracce}	tot_{MC}	$1\ pr_{MC}^m$		tot_{dati}	$1\ pr_{dati}^m$	
2	404	282 \pm 5	.698 \pm .013	437	287 \pm 10	.657 \pm .023

Tabella 5.12: Numero di eventi Monte Carlo e dati selezionati dal campione puro di elettroni e all' interno di questi quelli definiti 1 prong dalla nostra selezione, dopo aver tolto gli eventi di fondo di tipo 3 prong come spiegato nel testo.

la nostra identificazione non è inclusiva (esiste una categoria di tracce non identificate) non c'è una corrispondenza diretta tra l'aumento della probabilità che le due tracce sovrapposte siano identificate come elettrone e la diminuzione della probabilità che esse siano identificate come adrone.

Se il campione fosse *puro* questa riduzione di efficienza di identificazione non porrebbe problemi sistematici nella valutazione delle matrici delle efficienze: avremmo solo meno eventi ma tutti nella categoria giusta. Nasce però un problema dovuto al fatto che questo campione contiene (secondo il Monte Carlo) una contaminazione importante di eventi originariamente 1-prong pari al 13.5% di esso (cfr. tab 5.6) pari a 13 eventi su 97. Questi eventi sono per metà dovuti a K_0 e per metà ad interazioni adroniche risultanti in due particelle cariche nello stato finale. Per quest' ultima categoria non c'è motivo di ritenere che l'identificazione abbia efficienza minore. Per i K_0 la situazione è più simile a quella degli eventi 3-prong poichè anche questi eventi sono classificati in classe 2 a causa della sovrapposizione di tracce: nel Monte Carlo il 6% (5.1%) degli eventi con K_0 (3-prong) sono in classe 2.

Il difetto di eventi riscontrato nei dati è di 35 ± 8 eventi. Se assumiamo che gli eventi persi sono tutti 3-prong e K_0 e che invece non ci sono perdite significative di eventi di interazione allora ci aspettiamo una contaminazione pari a 11 eventi. Se invece assumiamo che la contaminazione scali linearmente con il numero di eventi osservati ci aspettiamo una contaminazione di 8 eventi. Data l'incertezza sulla valutazione decidiamo di assegnare una contaminazione di 10 ± 3 eventi al campione ritenendo così di coprire con l'errore possibili discrepanze.

Mostriamo qui un estratto della tabella 5.10 contenente i risultati NUOVI per la classe 2 con la nuova selezione (cfr. tab. 5.12) e le nuove contaminazioni.

In tabella (5.13) riportiamo i risultati del calcolo delle efficienze sui dati per tutte le classi ricavate usando la formula (5.16). Le contaminazioni p per la seconda classe sono quelle discusse in questo paragrafo . Per le altre classi sono quelle valutate con il Monte Carlo (cfr. tab. 5.5 e 5.6).

classe	ϵ_{11}	ϵ_{33}
2	$68.7 \pm 2.5 \%$	$79.9 \pm 6.8 \%$
3	$87.2 \pm 1.2 \%$	$96.2 \pm 0.7 \%$
4	$47.2 \pm 7.6 \%$	$97.9 \pm 2.2 \%$
5	$40.0 \pm 7.7 \%$	$96.3 \pm 2.1 \%$

Tabella 5.13: Efficienze di selezione per eventi reali nei due campioni puri per le quattro categorie.

5.5 Calcolo delle *Branching Ratio*

L'analisi di tutte le classi è stata completata. A partire dal numero totale di eventi contati nelle due topologie dobbiamo procedere al calcolo finale delle *branching ratio* e degli errori causati dal numero limitato di eventi τ e dal procedimento di selezione.

Se M_k è il numero complessivo di eventi *veri* che provengono da un decadimento del τ in k tracce cariche, $k = 1$ o 3 , (cfr. tab. 5.14) e N è il numero totale di eventi a nostra disposizione, le *branching ratio* corrispondenti sono definite come il rapporto tra M_k e N :

$$B_k = M_k / N \quad (5.17)$$

Quindi per calcolare l'errore su B_k dobbiamo prima di tutto valutare gli errori su M_k . Secondo il nostro procedimento di analisi un evento viene sempre accettato all'interno di una categoria come un decadimento 1 *prong* del τ o altrimenti di tipo *multi-prong*. In questo modo l'errore finale sulle due quantità M_k è lo stesso, e per semplicità ci riferiremo sempre a quello relativo al 1 *prong*, M_1 .

Tutti gli eventi sono stati divisi in dieci categorie e all'interno di ognuna di esse abbiamo a disposizione N^μ eventi ($\mu = 1, \dots, 10$). Questi eventi sono stati tutti classificati come 1 o 3 *prong*, N_k^μ . Per risalire al numero di eventi *veri* M_k^μ prodotti con molteplicità k , in ogni categoria abbiamo calcolato la matrice delle efficienze e la sua inversa a_{ij}^μ . Dalla relazione (5.5) abbiamo :

$$M_k^\mu = a_{k1}^\mu N_1^\mu + a_{k3}^\mu N_3^\mu \quad (5.18)$$

A questo punto possiamo procedere col calcolo dei valori ricostruiti. Per la prima classe e dalla sesta in poi usiamo le matrici delle efficienze ottenute dal Monte Carlo (cfr. tab. 5.4), e per le rimanenti quattro classi utilizziamo quelle calcolate tramite la relazione (5.16) (cfr. tab. 5.13). Invertiamo queste matrici e le applichiamo al numero di eventi classificati come 1 e 3

classe	1 prong	3 prong
1	16733	15
2	538	189
3	1106	2563
4	52	89
5	46	99
6	26	69
7	24	19
8	40	27
9	19	29
10	38	15

Tabella 5.14: Numero di eventi "veri" nelle dieci classi.

prong nelle dieci categorie (cfr. tab. 5.3). In tabella (5.14) riportiamo il numero di eventi "veri" ottenuti.

Il numero totale di eventi "veri" di tipo k , M_k , è la somma di quelli valutati nelle singole categorie, $M_k = \sum_{\mu} M_k^{\mu}$, ed è quindi funzione lineare di tutti gli N_k^{μ} :

$$M_k = \sum_{\mu} (a_{k1}^{\mu} N_1^{\mu} + a_{k3}^{\mu} N_3^{\mu}) \quad (5.19)$$

In particolare per il 1 *prong* :

$$M_1 = \sum_{\mu} (a_{11}^{\mu} N_1^{\mu} + a_{13}^{\mu} N_3^{\mu}) \quad (5.20)$$

Quindi sommando semplicemente tutti i risultati relativi alle dieci categorie (cfr. tab. 5.14), otteniamo il numero totale di eventi "veri" 1 e 3 *prong* :

$$\begin{aligned} M_1 &= 18623 \\ M_3 &= 3114 \end{aligned} \quad (5.21)$$

Siamo in grado ora di calcolare le *branching ratio*, $B_k = M_k / (M_1 + M_2)$:

$$\begin{aligned} B_1 &= 85.67 \% \\ B_3 &= 14.33 \% \end{aligned} \quad (5.22)$$

5.5.1 Errori statistici

La relazione (5.20) permette di dare ad M_1 una forma esplicita funzione soltanto delle quantità N_k^μ che valutiamo direttamente sui dati e di cui possiamo calcolare facilmente la variazione statistica. A partire dagli errori sulle singole quantità N_k^μ , $\sigma(N_k^\mu)$, e dalle correlazioni fra i vari elementi, $\rho_{ij}^{\mu\nu}$, l'errore su M_1 si scrive nel seguente modo :

$$\begin{aligned} \sigma^2(M_1) = & \Sigma_\mu \{ (a_{11}^\mu)^2 \sigma^2(N_1^\mu) + (a_{13}^\mu)^2 \sigma^2(N_3^\mu) \} + \\ & + 2 \Sigma_{\mu,\nu}^{\mu \neq \nu} \{ a_{11}^\mu a_{11}^\nu \rho_{11}^{\mu\nu} \sigma(N_1^\mu N_1^\nu) + a_{11}^\mu a_{13}^\nu \rho_{13}^{\mu\nu} \sigma(N_1^\mu N_3^\nu) + \\ & + a_{13}^\mu a_{11}^\nu \rho_{31}^{\mu\nu} \sigma(N_3^\mu N_1^\nu) + a_{13}^\mu a_{13}^\nu \rho_{33}^{\mu\nu} \sigma(N_3^\mu N_3^\nu) \} \end{aligned} \quad (5.23)$$

In base ai criteri che abbiamo discusso ogni evento viene classificato in una delle complessive venti classi che ha a disposizione, dieci a seconda del numero di tracce buone e dei vertici multipli che contiene e per ognuna di esse ulteriori due per la molteplicità. Sotto questo profilo in ogni singola categoria (μ, k) un evento viene accettato o scartato, e la probabilità p_k^μ che un evento venga preso è :

$$p_k^\mu = N_k^\mu / N \quad (5.24)$$

La distribuzione di N_k^μ è perciò di tipo multinomiale ed il suo errore è :

$$\sigma(N_k^\mu) = \sqrt{N p_k^\mu (1 - p_k^\mu)} \quad (5.25)$$

e la correlazione :

$$\rho_{ij}^{\mu\nu} \sigma(N_i^\mu N_j^\nu) = -N p_i^\mu p_j^\nu \quad (5.26)$$

In questo modo possiamo ricavare l'errore totale statistico sulla quantità M_1 e di conseguenza anche su M_3 . In tabella (5.15) riportiamo i risultati relativi ad ogni singola categoria per gli eventi 1 e 3 *prong* e gli errori corrispondenti su M_1^μ . Notiamo che l'errore finale, ottenuto considerando gli effetti dovuti alla correlazione (cfr. eq. 5.23), è minore della somma quadratica dei singoli errori su M_1^μ .

classe	M_1^μ	M_3^μ	err_{stat}
1	16733	15	62
2	538	189	34
3	1106	2563	37
4	52	89	11
5	46	99	12
6	26	69	7
7	24	19	5
8	40	27	7
9	19	29	5
10	38	15	8
tot	18623	3114	62

Tabella 5.15: Numero di eventi reali “veri” suddivisi nelle dieci categorie con i relativi errori statistici su M_1^μ ed errore statistico totale considerando la correlazione tra i vari termini.

5.5.2 Errori sistematici

Ci sono varie fonti di errori sistematici che entrano nella nostra misura: errori causati dalla selezione degli eventi ed errori dovuti alla definizione incorretta delle matrici di efficienze. Discutiamo prima questi ultimi in quanto sono l'effetto dominante.

In alcune delle classi abbiamo valutato le matrici delle efficienze con il Monte Carlo. Abbiamo supposto quindi che la nostra selezione funzioni ugualmente bene per dati e Monte Carlo. Tutti i risultati ottenuti nei vari passi dell' analisi concordano bene per i due campioni di eventi per cui la nostra ipotesi sembra coerente. La scala di possibili variazioni delle efficienze causate da errori di simulazione e' stimabile dalla differenza da 1 delle efficienze stesse: se il Monte Carlo prevede un'efficienza $1-\delta$ ci si puo' aspettare che l'errore su δ sia una quantita' proporzionale a δ .

In base a questa osservazione assegnamo ad ogni M_1^μ una deviazione sistematica che dipende dal valore stesso delle due efficienze a_{1k}^μ . Decidiamo che questo errore è pari alla differenza tra il valore che abbiamo già calcolato (cfr. tab. 5.14) e quello ottenuto variando separatamente le due efficienze ϵ_{ii} di una quantità pari al 50% della sua distanza da uno, $\epsilon_{ii} \pm \frac{1-\epsilon_{ii}}{2}$. Nella tabella (5.16) vediamo i risultati di questa operazione.

Questi errori sono piccoli paragonati agli errori statistici (cfr. tab. 5.15), nonostante la ampia variazione effettuata (50%). Questo motivo giustifica a posteriori il fatto che abbiamo scelto di valutare direttamente dal Monte Carlo queste matrici.

Per identificare le possibili fonti di errori sistematici nelle altre categorie ripercorriamo i

errori sistematici		
classe	$\Delta \epsilon_{11}$	$\Delta \epsilon_{33}$
1	4.2	5.0
6	6.8	6.5
7	0.3	0.3
8	1.2	1.3
9	0.0	0.1
10	8.4	8.3
tot	11.6	11.7

Tabella 5.16: Errori dovuti alla variazione sistematica delle due ϵ_{ii} nelle sei categorie come trattato nel testo.

	campioni puri (mc)		Monte Carlo		rapporto	
	ϵ_{11}	ϵ_{33}	ϵ_{11}	ϵ_{33}	ϵ_{11}	ϵ_{33}
2	$70.7 \pm 1.3 \%$	$91.1 \pm 2.5 \%$	$72.5 \pm 1.1 \%$	$89.2 \pm 1.4 \%$	1.03 ± 0.03	0.98 ± 0.04
3	$87.4 \pm 0.6 \%$	$97.8 \pm 0.3 \%$	$86.5 \pm 0.6 \%$	$96.7 \pm 0.2 \%$	0.99 ± 0.01	0.989 ± 0.005
4	$49.5 \pm 3.5 \%$	$99.9 \pm 0.9 \%$	$49.7 \pm 3.3 \%$	$98.9 \pm 0.6 \%$	1.00 ± 0.14	0.99 ± 0.02
5	$56.9 \pm 4.0 \%$	$96.7 \pm 1.0 \%$	$54.1 \pm 3.7 \%$	$95.7 \pm 1.0 \%$	0.95 ± 0.13	0.99 ± 0.02

Tabella 5.17: Efficienze di selezione per eventi Monte Carlo nei due campioni puri e affiancate quelle misurate direttamente con il Monte Carlo per le quattro categorie, ed infine il loro rapporto.

passi logici dell'analisi cercando di identificare le varie assunzioni fatte e di trovare un modo per valutarne la validita'.

La prima assunzione e' che i campioni puri con i quali abbiamo calcolato le matrici di efficienza siano rappresentativi di tutti gli eventi. Per valutare l'effetto di questo "bias" studiamo come nel Monte Carlo le efficienze variano quando le calcoliamo con i campioni puri rispetto a quelle calcolate dall'informazione della verita'. Il risultato e' riportato in tabella 5.17.

Notiamo che i rapporti tra le efficienze sono numeri vicino 1 come ci si aspetta. Moltiplichiamo quindi le efficienze calcolate dai dati per questi rapporti e ricalcoliamo il numero di eventi M_1 e M_3 . La loro variazione rispetto ai valori precedentemente calcolati e' riportata in tabella 5.18 (nella colonna err_{bias}), ed e' una valutazione dell'errore sistematico legato a questa assunzione.

Nel valutare le efficienze abbiamo fatto delle assunzioni sulle purezze dei campioni puri. Il caso della classe due e' stato gia' ampiamente discusso nel par. 5.4.1. Per le altre classi abbiamo valutato queste purezze dal Monte Carlo.

errori sistematici		
classe	err _{bias}	err _{purezza}
2	26	20
3	22	10
4	2	1
5	0	2
tot	34	22

Tabella 5.18: Errori sistematici dovuti alla correlazione delle efficienze dei campioni puri.

impurezze		
	elettroni	adroni
2	.04 ÷ .09	.12 ÷ .20
3	.006 ÷ .009	.012 ÷ .018
4	.00 ÷ .01	.02 ÷ .05
5	.11 ÷ .15	.005 ÷ .015

Tabella 5.19: Range di variazione delle purezze nelle quattro categorie considerate.

La contaminazione al campione puro di adroni di classe 3 viene tutta da K_0 . Per valutare l'errore su di essa la variamo proporzionalmente all'errore relativo sul rapporto di decadimento inclusivo del tau in K_0 ($B_{\tau \rightarrow K_0 h} = (1.30 \pm 0.30) \%$ [9]).

La contaminazione del campione puro di elettroni di classe 3 è causata da eventi a 3 prong con π_0 . Il rilascio di energia nel calorimetro vicino alla traccia dell'adrone carico fa sí che esso sia talvolta identificato come elettrone. Decidiamo di variare la contaminazione del 20% per tenere in conto effetti legati al branching ratio in questo canale ed a possibili errori di simulazione.

Abbiamo inoltre variato del 50% le purezze dei campioni relativi alle classi 4 e 5. In tabella (5.19) riportiamo il range di variazione delle purezze nelle quattro categorie.

In ogni caso abbiamo ricalcolato le efficienze con queste nuove purezze ed abbiamo quindi ricalcolato il numero di eventi M_1 e M_3 assegnando la variazione come errore sistematico. I risultati sono riassunti nella quarta ed ultima colonna della tabella (5.18).

Un'altra fonte di errore sulle matrici di efficienze è dovuta al fatto che i campioni di eventi con i quali valutiamo le efficienze hanno una statistica finita e quindi esiste un errore statistico sui coefficienti delle matrici. Quando le efficienze vengano misurate tramite il Monte Carlo l'errore statistico è trascurabile dal momento che abbiamo a disposizione un numero elevato di eventi (~ 3 volte maggiore rispetto ai dati).

errori statistici		
classe	$\Delta \epsilon_{11}$	$\Delta \epsilon_{33}$
2	25	22
3	14	19
4	8	4
5	10	5
tot	31	30

Tabella 5.20: Errori statistici dovuti ai campioni puri nelle quattro categorie.

Nelle quattro classi in cui le efficienze vengono calcolate sui dati, tramite il metodo dei campioni puri, il numero di eventi a disposizione è un sottoinsieme di quello totale ed è quindi affetto da variazioni statistiche non trascurabili. Per valutare questo errore procediamo in maniera simile a come fatto nel paragrafo (5.5.1) per gli errori statistici. Un evento all'interno di ogni campione può essere classificato come un 1 o 3 *prong*. In tutto abbiamo otto campioni puri (4 di elettroni e 4 di adroni), e se N^ν è il numero di eventi nel ν -esimo campione ($\nu = 1, \dots, 8$), avremo N_1^ν classificati come 1 *prong* e nello stesso modo $N_3^\nu = N^\nu - N_1^\nu$ di tipo 3 *prong*. La probabilità p_1^ν che un evento all'interno del campione ν sia stato classificato come 1 *prong* è :

$$p_1^\nu = N_1^\nu / N^\nu \quad (5.27)$$

e la distribuzione di N_1^ν è di tipo binomiale. L'errore corrispondente è quindi :

$$\sigma(N_1^\nu) = \sqrt{N^\nu p^\nu (1 - p^\nu)} \quad (5.28)$$

Per semplificare il calcolo dell'errore totale, variamo separatamente in ogni campione puro il numero di eventi N_1^ν di una quantità $\sigma(N_1^\nu)$ in modo che il numero totale di eventi in quella classe sia sempre N^ν , e osserviamo di quanto varia il risultato finale M_1 . Si assegna ad ognuno degli otto campioni un errore pari alla differenza tra il valore iniziale di M_1 e quello ottenuto dopo la variazione di N_1^ν . Questi errori sono tutti indipendenti e si possono sommare in quadratura. In tabella (5.20) mostriamo gli errori per ognuna delle otto categorie.

Un altro problema da trattare è l'errore provocato dalla stima dei fondi nei vari canali. Per i sette tipi di eventi stimati come fondo (cfr. cap. 3) abbiamo usato eventi prodotti dalla simulazione Monte Carlo per i corrispondenti decadimenti della Z^0 e abbiamo applicato l'analisi come trattato nel paragrafo 5.2 ⁴. Quindi abbiamo sottratto i risultati a quelli relativi ai dati

⁴Nel caso del fondo da raggi cosmici non abbiamo a disposizione eventi di tipo Monte Carlo e abbiamo deciso

	<i>tot</i>		$\Delta q\bar{q}$		$\Delta \gamma\gamma_{ee}$		$\Delta \gamma\gamma_{\mu\mu}$		$\Delta \gamma\gamma_{\tau\tau}$		$\Delta \mu\mu$		Δee		$\Delta \text{cosmici}$	
1	378.3	.0	1.2	-	4.5	-	6.2	-	6.5	-	9.6	-	25.5	-	35.1	-
2	14.7	8.2	.6	.4	.6	.4	.6	.4	.6	.4	.8	.6	1.4	.8	1.4	.8
3	10.1	7.1	.3	.7	.3	.7	.3	.7	.3	.7	.3	.7	.9	.7	.9	.7
4	.6	1.5	.0	.1	.0	.1	.0	.1	.0	.2	.0	.2	.0	.2	.0	.2
5	.0	5.9	-	.7	-	.7	-	.7	-	.7	-	.7	-	.7	-	.7
6	.0	2.0	-	.2	-	.2	-	.2	-	.2	-	.2	-	.2	-	.2
7	.0	.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
8	.6	1.3	.1	.1	.1	.1	.1	.1	.1	.1	.1	.1	.1	.1	.1	.1
9	.0	.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
10	.2	.2	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
<i>tot</i>	.022 %		.007%		.009%		.006%		.004%		.005%		.015%		.014%	

Tabella 5.21: Numero di eventi di fondo stimati suddivisi nelle dieci categorie e come 1 o 3 *prong* e loro variazioni indotte dagli errori sui fondi stimati. L' ultima riga è la corrispondente variazione sulla *branching ratio*.

(cfr. tab. 5.3) e abbiamo completato l' analisi a partire da questi valori. Nella prima colonna della tabella (5.21) vediamo come si distribuiscono insieme tutti i fondi all' interno delle dieci categorie e come vengono classificati (1 e 3 *prong*). Notiamo che la maggior parte degli eventi influenza soprattutto la prima classe e il canale dei 1 *prong*. Per calcolare quale fluttuazione comportano gli errori sulla stima del fondo (cfr. cap. 3) sulle *branching ratio*, variamo di una σ tutti i fondi separatamente e rifacciamo l' analisi completa. Sempre in tabella (5.21), dalla seconda all' ottava colonna, riportiamo la variazione del numero di eventi nelle diverse categorie relative ad ogni fonte di fondo ed infine l' errore corrispondente per B_1 . Notiamo che la variazione che applichiamo al numero di eventi di fondo nei dati cambia contemporaneamente il numero di eventi M_1 ottenuti come 1 *prong* e il numero totale N , e quindi la variazione globale di $B_1 = M_1/N$ è piccola. I singoli errori, e di conseguenza anche quello totale ottenuto sommandoli in quadratura, sono piccoli e trascurabili rispetto agli altri errori (cfr. tab. 5.16, 5.17, 5.18, 5.20).

Un' ultima considerazione riguarda TAUSLT (cfr. cap. 3). Abbiamo notato che l' efficienza di selezione è diversa per gli eventi 1 e 3 *prong*, per cui dobbiamo correggere opportunamente i valori di M_1 e M_3 . Affinchè il numero totale di eventi rimanga lo stesso e quindi la valutazione degli errori non debba essere rinormalizzata, le efficienze di selezione di TAUSLT nei due canali, rispettivamente $\epsilon_1 = .771 \pm .010$ e $\epsilon_3 = .748 \pm .013$ (cfr. par. 3.2), devono essere moltiplicate per un opportuno fattore :

di selezionare nella prima classe tutti gli eventi stimati per questo fondo e classificarli come 1 *prong*.

errori finali					
statistico	sist _{MC}	sist _{bias}	sist _{purezza}	sist _{c. puri}	sist _{TAUSLT}
62	12 \oplus 12	34	22	31 \oplus 30	15

Tabella 5.22: Errori finali stimati per M_1 .

$$a = \frac{M_1 + M_3}{\epsilon_1 M_1 + \epsilon_3 M_3} \quad (5.29)$$

Dopo questa operazione otteniamo come valori finali, dividendo i valori ottenuti in precedenza per $a \epsilon_i$, otteniamo :

$$\begin{aligned} M_1 &= 18545 \\ M_3 &= 3192 \end{aligned} \quad \begin{matrix} \pm 62 \\ \pm 62 \end{matrix} \quad (5.30)$$

Notiamo che questi valori differiscono da quelli ottenuti in precedenza (cfr. eq. 5.27) per 78 eventi. I coefficienti di normalizzazione $a\epsilon_i$ dipendono solo dal rapporto ϵ_1/ϵ_3 , pari a 1.030 ± 0.006 (cfr. par. 3.2). Variando di una σ tale rapporto si ottiene una differenza di 15 eventi che devono essere considerati nel calcolo finale degli errori.

In tabella (5.22) riportiamo l'errore statistico finale e tutti gli errori sistematici.

In conclusione le *branching ratio* topologiche del τ calcolate tramite questa analisi sono :

$$\begin{aligned} B_1 &= 85.32 \% \\ B_3 &= 14.68 \% \end{aligned} \quad \begin{matrix} \pm .29 \\ \pm .29 \end{matrix} \quad (5.31)$$

5.5.3 Conclusioni

La misura di B_1 ottenuta in questa analisi è paragonata in Fig. (5.11) ad altre recenti misure. Essa è compatibile entro gli errori con tutte le altre determinazioni. La discrepanza più elevata è con OPAL(91) ed è al livello di 2 deviazioni standard.

È possibile quindi combinare fra di loro le più recenti misure di B_1 per ottenere la nuova media:

$$B_1 = 84.87 \pm 0.18 \pm 0.12\%$$

Questa media può essere confrontata con la media del PGD '92 ($85.8 \pm 0.6\%$) e si nota che , utilizzando i dati raccolti nel 1991, il LEP ha ridotto di un fattore circa 3 l'errore sulla misura di B_1 .

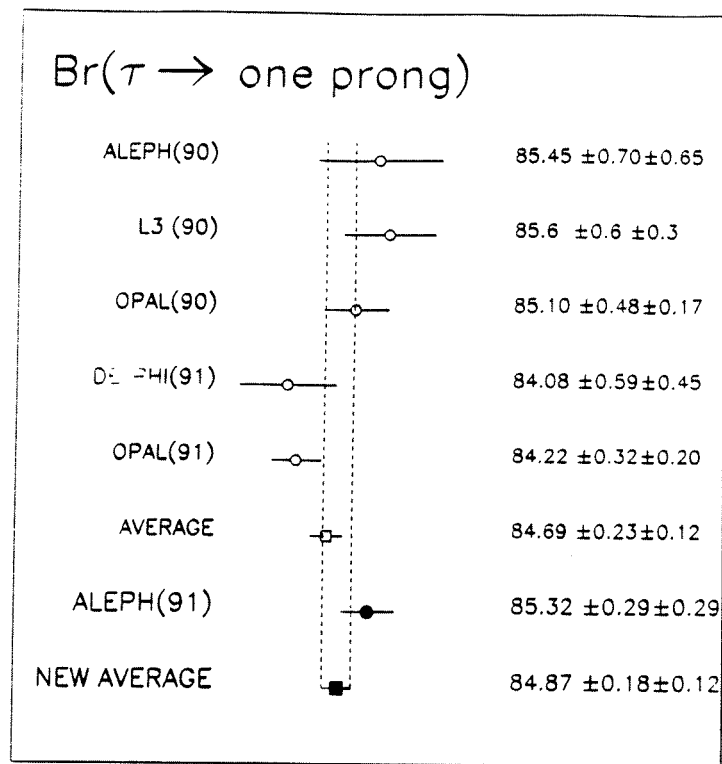


Figura 5.11: Risultati ottenuti dalle diverse collaborazioni.

Queste nuove misure essenzialmente confermano i precedenti risultati ottenuti per B_1 e quindi indicano che la soluzione del *one prong problem* va ricercata con nuove misure dei rapporti di decadimento esclusivi.

Nel 1992 il LEP ha già raccolto circa il doppio della statistica accumulata nel 1991 per cui sarà necessario sviluppare nuove tecniche di analisi in grado di ridurre ulteriormente gli errori sistematici e permettere quindi misure ancora più precise di questo rapporto di decadimento.

Appendice A

A.1 L' identificazione di particelle : PIDNET

Questo algoritmo di identificazione [27] si basa sulle caratteristiche delle particelle all' interno del rivelatore e usa il metodo delle “reti neurali”.

L' algoritmo identifica elettroni, muoni e pioni basandosi su informazioni fornite dai diversi rivelatori dell' apparato : TPC/ITC, ECAL, HCAL” e camera dei μ . La rete necessita di diciotto variabili di input cosi' distribuite :

- 5 TPC/ITC
- 5 ECAL
- 8 HCAL e camere dei μ

e ne fornisce tre in uscita, una per ogni particella.

A.1.1 TPC/ITC

Oltre alle variabili fondamentali necessarie per definire una traccia carica, impulso, $\cos\theta$ (θ angolo polare), e ϕ angolo azimutale, le reti neurali usano altre due quantità R_e e R_π che si basano sulla perdita di energia della particella per unità di lunghezza. Nelle due ipotesi di elettrone e pione, R_e e R_π rappresentano la differenza fra la perdita di energia attesa e quella misurata in unità di deviazioni standard. Solo R_e e R_π sono utili per distinguere tra le diverse particelle a causa della piccola differenza di massa fra π e μ .

A.1.2 ECAL

La quantità di energia depositata nel calorimetro e la sua distribuzione spaziale distingue elettroni, che sciamano elettromagneticamente, da pioni che ionizzano al minimo o sciamano adronicamente all'interno dell'ECAL. Le reti neurali usano cinque quantità, il rapporto tra l'energia totale associata alla traccia nel calorimetro e il suo momento, le frazioni di energia nei tre strati dell'ECAL contenuta nelle quattro torri più vicine alla traccia estrapolata rispetto all'energia totale associata alla traccia stessa nel calorimetro, ed infine la frazione di traiettoria che la traccia percorre nelle zone vicine ai *crack* dei moduli dell'ECAL.

A.1.3 HCAL e camere dei μ

Il *pattern* digitale dei tubi che sono stati accesi nell'HCAL discrimina tra π e μ . Infatti i muoni quando passano nel calorimetro adronico lasciano una traccia piuttosto sottile, normalmente attraversano uno o due tubi sullo stesso piano, mentre gli sciame adronici del π rilasciano segnali molto più estesi. Le reti neurali usano cinque variabili di *input* per quantità calcolate a partire dal *pattern* in due dimensioni dei tubi colpiti attorno all'estrapolazione della traccia :

1. somma pesata delle *hit*
2. somma pesata delle *hit* negli ultimi 10 piani
3. posizione media dello sciame rispetto alla traccia
4. larghezza dello sciame
5. numero totale delle *hit*

Un ulteriore input è il numero di strati che un muone dovrebbe attraversare noto il momento della sua traccia. Altre due informazioni derivano dalle camere dei μ , una per ciascuno dei piani da cui è formata la camera. Queste due quantità assumono valori compresi fra 0 e 1 a seconda della presenza o meno di segnali nelle camere e della loro forma. Se non ci sono *hit* nella camera la variabile risulta zero, altrimenti assume un valore che viene pesato in base alla qualità della traccia. Se d è la distanza fra la *hit* più vicina alla traccia estrapolata e la traccia stessa e d_0 è l'errore dovuto allo *scattering* multiplo, il valore della variabile corrispondente al piano in considerazione sarà e^{-d/d_0} .

A.1.4 Prestazioni

Le regole per determinare il tipo di particella che viene analizzata dalle tre uscite della rete neurale dipendono da quanto vogliamo sia puro il campione o dall'efficienza che richiediamo. Aumentare l'efficienza dell'algoritmo spesso implica la perdita di purezza, per cui la scelta fra ottimizzare una o l'altra quantità dipende dai diversi usi. Nel caso in cui servisse un campione molto puro, dobbiamo aggiungere alla rete un'altra variabile di *input*, la frazione di tempo che una traccia trascorre all'interno di un *crack* dell'ECAL o dell'HCAL. In questo modo possiamo selezionare due diversi campioni di particelle, definiti *loose* e *tight* rispettivamente, che ottimizzano uno l'efficienza e l'altro la purezza del campione stesso. La selezione *loose* assegna ad ogni traccia una identità, ed è quindi di tipo esclusivo, mentre la *tight* permette la possibilità di non assegnare una identità definita e quindi ha quattro variabili in uscita.

Nella nostra analisi useremo la selezione *tight* che ci permette di ottenere una maggiore purezza dei campioni.

Le quantità finali ottenute dal programma possono assumere valori compresi tra zero ed uno, e quindi possiamo decidere l'identità della traccia analizzata in base a diversi criteri. Il caso più usuale, quello che anche noi utilizziamo, è scegliere fra le possibili identità quella che ha il valore corrispondente più vicino ad uno.

Per verificare l'efficienza e la purezza dell'identificazione di particelle, vengono usati eventi di simulazione Monte Carlo in cui la Z^0 decade in una coppia di leptoni. In tabella (A.1) e (A.2) possiamo osservare l'efficienza e la purezza su un Monte Carlo di eventi $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ rispettivamente per la selezione *loose* e quella *tight*.

Un'ulteriore verifica della selezione viene anche fatta sui dati reali per controllare che non vi siano errori sistematici inerenti alla simulazione Monte Carlo. I campioni di tracce su cui si basa questa verifica vengono identificati in base a metodi cinematici che non vengono usati all'interno della selezione stessa. Gli eventi studiati sono :

- elettroni da conversioni di fotoni
- elettroni da eventi *bhabha*
- muoni da eventi $\tau^+\tau^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
- muoni da eventi $\gamma\gamma$
- pioni da decadimenti 3 *prong* del τ

p > 3 GeV					
rete ID	ID vera				
	e	μ	π	K	p
e	97.3 ± 0.2	0.0 ± 0.0	2.8 ± 0.1	0.4 ± 0.2	3.5 ± 3.4
μ	0.0 ± 0.0	98.7 ± 0.1	1.3 ± 0.1	1.7 ± 0.5	0.0 ± 0.0
π	2.7 ± 0.2	1.3 ± 0.1	95.9 ± 0.1	97.9 ± 0.5	96.6 ± 3.4

p < 3 GeV					
rete ID	ID vera				
	e	μ	π	K	p
e	97.5 ± 0.2	1.8 ± 0.4	5.6 ± 0.2	19.0 ± 8.6	88.4 ± 0.8
μ	0.1 ± 0.1	72.1 ± 1.3	14.7 ± 0.4	9.5 ± 6.4	2.2 ± 0.4
π	2.4 ± 0.2	26.1 ± 1.3	79.7 ± 0.4	71.4 ± 9.9	9.4 ± 0.8

Tabella A.1: Probabilità identificazione in percentuale per la selezione loose per tracce provenienti da un Monte Carlo di τ .

p > 3 GeV					
rete ID	ID vera				
	e	μ	π	K	p
–	3.1 ± 0.2	4.8 ± 0.2	15.0 ± 0.2	15.2 ± 1.3	10.3 ± 5.7
e	95.9 ± 0.2	0.0 ± 0.0	1.8 ± 0.1	0.4 ± 0.2	3.5 ± 3.4
μ	0.0 ± 0.0	94.6 ± 0.2	0.9 ± 0.0	1.5 ± 0.4	0.0 ± 0.0
π	0.9 ± 0.1	0.6 ± 0.1	82.3 ± 0.2	82.9 ± 1.4	86.2 ± 6.4

p < 3 GeV					
rete ID	ID vera				
	e	μ	π	K	p
–	6.9 ± 0.4	33.1 ± 1.3	33.9 ± 0.5	23.8 ± 9.3	14.6 ± 0.9
e	92.0 ± 0.2	0.3 ± 0.2	3.1 ± 0.2	19.1 ± 8.6	76.9 ± 1.1
μ	0.0 ± 0.0	57.0 ± 1.4	5.0 ± 0.2	9.5 ± 6.4	1.3 ± 0.3
π	1.1 ± 0.1	9.5 ± 0.8	58.0 ± 0.5	47.6 ± 6.9	7.3 ± 0.7

Tabella A.2: Probabilità identificazione in percentuale per la selezione tight per tracce provenienti da un Monte Carlo di τ .

- pioni da decadimenti della ρ del τ

Durante questa analisi sono stati messe in evidenza alcune piccole deviazioni sistematiche fra dati e Monte Carlo, le più importanti sono :

- uno slittamento del valor medio del momento a grandi $|\cos\theta|$ che dipende dalla carica della traccia;
- una dipendenza della perdita di energia per ionizzazione da $\cos\theta$;
- una discrepanza a livello di qualche percento fra dati e Monte Carlo nell' efficienza per elettroni *bhabha* con momento al di sopra $45 - 46 \text{ GeV}$;
- un' inefficienza ($\sim 2 - 3\%$) nelle camere dei μ ;
- una discrepanza nel numero di π che attraversano le camere dei μ .

Le discrepanze sono comunque dell' ordine di qualche percento e possiamo concludere che i risultati ottenuti sui dati reali sono in eccellente accordo col Monte Carlo.

Bibliografia

- [1] M.L. Perl
“The tau lepton”
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci 30 ,(1980) 299.
- [2] J.Z. Bai et al.
“ Measurement of the mass of the τ lepton”
SLAC-PUB 5870 e BEPC-EP-92-01, (1992).
- [3] L.B. Okun
“ Leptoni e Quark ”
Editori Riuniti, edizioni Mir, 194.
- [4] D. Decamp et al. (collaborazione ALEPH)
“Measurement of Tau branching ratios”
Z. Phys. C 54, 211-228 (1992).
- [5] P. Aarnio et al. (collaborazione DELPHI)
“Measurement of the Charged Particle Multiplicity in τ decay”
CERN-DRAFT (submitted to Rochester Conference,Dallas, 1992).
- [6] P.D. Acton (collaborazione OPAL)
“Measurement of the τ Topological Branching Ratios at LEP”
CERN-PPE 92-66 (1992) (submitted to Phys. Lett. B).
- [7] B. Adeva et al. (collaborazione L3)
“Decay properties of tau leptons measured at the Z^0 resonance”
Phys. Lett. B 265 (1991) 451-461.

- [8] H.J. Behrend et al. (collaborazione CELLO)
 “ τ production and decay with the CELLO detector at PETRA”
 Phys. Lett. B-222, 163-172 (1989).
- [9] Particle Data Group
 Phys. Rev. D45 (1992).
- [10] Y.S. Tsai
 “Decay correlation of Heavy Leptons in $e^+ + e^- \rightarrow l^+ + l^-$ ”
 Phys. Rev. D4 (1971) 2821; D13 (1976) 771.
- [11] S. Weinberg
 Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 507.
- [12] T.N. Truong
 Phys. Rev. D30, 1509 (1984);
 F.J. Gilman and S.H. Rhie
 Phys. Rev. D31, 1066 (1985).
- [13] K.G. Hayes
 “Note on the τ decay problem”
 Phys. Rev. D45 (1992) VI.19.
- [14] G. Arnison et al. (collaborazione UA1)
 Phys. Lett. B-129 (1989), 130.
- [15] D. Decamp et al. (collaborazione ALEPH)
 Nucl. Instr. and Meth. A 294 (1990), 121
- [16] D. Decamp et al. (collaborazione ALEPH)
 “The Aleph Handbook 1989”
 ALEPH *internal report* ALEPH 89-77 (1989).
- [17] W.B. Atwood et al.
 “Performance of the ALEPH Time Projection Chamber ”
 Nucl. Inst. and Meth. A306(1991) 446.

- [18] J.Knoblock
" JULIA Users and Programmers guide "
ALEPH *internal report* ALEPH 90-115 (1990).
- [19] B. Bloch-Devaux
"KINGAL User's guide "
ALEPH *internal report* ALEPH 91-82 (1991).
- [20] KORALZ è stato scritto da S.Jadach, B.F.Ward e Z.Was
ALEPH *internal report* ALEPH 92-142 (1992).
- [21] G. Bagliesi and L. Silvestris
"Leptons Trigger in 1991 Data"
ALEPH *internal report* ALEPH 91-91 (1991).
- [22] H.Meinhard
"Track Losses in Lepton Analysys"
ALEPH *internal report* ALEPH 92-014 (1992).
- [23] B. Gobbo et al.
"Measurement of the cross section $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 1991 and update of the 1990 data"
ALEPH *internal report* ALEPH 92-023 (1992).
- [24] J. Knoblock et al.
"Status of Reconstruction Algorithms for ALEPH"
ALEPH *internal report* ALEPH 88-006 (1988) 107.
- [25] G. Ganis et al.
"New selection for $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ events"
ALEPH *internal report* ALEPH 92-142 (1992).
- [26] Il programma si trova nella libreria di ALEPH nella forma
ALEPHLIBA.FOR, ALEPHLIBB.FOR, ALEPHLIBC.FOR.
- [27] J. Harton et al.
"Particle Identification for Tau Physics in ALEPH Using a Neural Network"
ALEPH *internal report* ALEPH 92-151 (1992).