

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

TESI DI LAUREA IN FISICA

**Correlazioni  $\Lambda$ -leptone in DELPHI:  
un metodo nuovo per la misura delle  
oscillazioni dei mesoni  $B^0$**

*Laureanda:*

Michela Prest

*Relatore:*

Prof. Paolo Poropat

*Correlatrice:*

Dott. Chariclia Petridou

Anno Accademico 1991/1992

*Non smetteremo mai di esplorare,  
e alla fine di tutto il nostro esplorare,  
ritorneremo al punto da cui siamo partiti  
e conosceremo quel posto per la prima volta.*

T. S. Eliot

# Indice

<b>1</b>	<b>Il quark <math>b</math> nel Modello Standard.</b>	<b>13</b>
1.1	Il Modello Standard. . . . .	13
1.2	Il decadimento della $Z$ in $b\bar{b}$ . . . . .	15
1.2.1	Il quark $b$ . . . . .	17
1.3	Frammentazione dei quarks pesanti. . . . .	20
1.3.1	Frammentazione a stringa. . . . .	20
1.3.2	Frammentazione indipendente modificata (MIF). . . . .	21
1.4	Oscillazioni $B^0\bar{B}^0$ . . . . .	24
1.4.1	La matrice CKM. . . . .	24
1.4.2	Formalismo delle oscillazioni di sapore. . . . .	27
1.4.3	Il parametro $x_s$ . . . . .	30
<b>2</b>	<b>Oscillazioni <math>B^0\bar{B}^0</math>: osservabili e parametri.</b>	<b>32</b>
2.1	Metodi di misurazione del parametro di oscillazione. . . . .	32
2.1.1	Metodo dei dileptoni. . . . .	34
2.1.2	Metodo della ricostruzione della carica del jet. . . . .	36
2.2	Correlazione $\Lambda$ -leptone: classificazione di "segnale" e "fondo". . . . .	38
2.3	Le osservabili sperimentali. . . . .	40
<b>3</b>	<b>Il rivelatore DELPHI al LEP.</b>	<b>43</b>
3.1	DELPHI: Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification. . . . .	43
3.2	Il rivelatore di vertice. . . . .	44

3.3	La camera a proiezione temporale. . . . .	48
3.4	Rivelatori di muoni. . . . .	51
3.4.1	Il Barrel Muon Detector. . . . .	52
3.4.2	Il Forward Muon Detector. . . . .	54
3.5	La camera a proiezione ad alta densità. . . . .	54
<b>4</b>	<b>Selezione del campione di eventi <math>\Lambda</math>-leptone.</b>	<b>58</b>
4.1	Criteri per la selezione di tracce ed eventi adronici. . . . .	58
4.2	Criteri di selezione per i barioni $\Lambda$ . . . . .	60
4.2.1	Tagli preliminari. . . . .	62
4.2.2	Variabili di selezione. . . . .	63
4.2.3	Efficienza. . . . .	77
4.3	Criteri per la selezione dei leptoni. . . . .	79
4.3.1	Selezione di muoni. . . . .	81
4.3.2	Selezione di elettroni. . . . .	82
4.4	Criteri per la selezione delle coppie $\Lambda$ -leptone. . . . .	86
<b>5</b>	<b>Risultati dell'analisi.</b>	<b>95</b>
5.1	Purezza del campione di barioni $\Lambda^0$ . . . . .	95
5.2	Purezza dei leptoni. . . . .	99
5.3	Correlazioni $\Lambda$ -leptone: risultati finali. . . . .	100
5.4	Rapporto "segnale-rumore". . . . .	105
5.5	Calcolo del parametro di oscillazione $\chi$ . . . . .	107

# Elenco delle tabelle

1.1	Caratteristiche dei quarks pesanti $c$ e $b$ . . . . .	16
1.2	Frazioni di decadimento della $Z$ nei quarks pesanti $c$ e $b$ . . . . .	18
1.3	Elementi della matrice CKM. . . . .	26
4.1	Caratteristiche del barione neutro $\Lambda^0$ . . . . .	60
4.2	Canali di decadimento del barione neutro $\Lambda^0$ . . . . .	60
4.3	Efficienze integrate per i barioni $\Lambda^0$ dopo ogni taglio del set finale. . . . .	80
4.4	Misura dell'efficienza, in funzione del taglio su $\chi^2$ , di identificazione degli elettroni associati a uno sciame nell'HPC con energia maggiore di 1 GeV/c per un campione di dati reali. . . . .	83
4.5	Misura, in funzione del taglio su $\chi^2$ , della probabilità di identificare erroneamente come elettroni adroni associati a uno sciame nell'HPC con energia maggiore di 1 GeV/c per un campione di dati reali. . . . .	86
4.6	Numero di coppie $\Lambda^0 l$ nelle diverse categorie prima di qualsiasi taglio. Il campione consiste di 300k adronici generati con JETSET 7.3 con parametro di oscillazione nullo e in assenza di rivelatore. . . . .	87
4.7	Numero di coppie $\Lambda^0 l$ nelle diverse categorie dopo i tagli, in assenza di oscillazione. . . . .	92
4.8	Numero di coppie $\Lambda^0 l$ nelle diverse categorie dopo i tagli, con parametro di oscillazione $\chi = 0.15$ . . . . .	92
4.9	Osservabili $R^-, R^+, \delta$ con $\chi = 0, \chi = 0.15$ . . . . .	94
5.1	Coppie "like sign" e "opposite sign" nel campione finale di eventi. . . . .	103

5.2 Coppie "like sign" e "opposite sign" nel campione finale di eventi con vertici  
ricostruiti con tracce che non hanno hits nel rivelatore di vertice. . . . . 103

# Elenco delle figure

1.1	Diagrammi di Feynman per le correzioni QCD di ordine $\alpha_s^2$ . . . . .	17
1.2	Diagrammi di Feynman per le correzioni genuine elettrodeboli per il vertice $Z - b\bar{b}$ . . . . .	18
1.3	Frammentazione a stringa. Uno dei modi per visualizzare il confinamento lineare previsto dalla QCD a grandi distanze consiste nel supporre l'esistenza di un tubo di flusso uniforme tra $q$ e $\bar{q}$ . . . . .	20
1.4	Processo iterativo di riproduzione del sapore, del momento trasverso e della frazione $W = E + p_L$ del quark $q$ . Il jet del quark $q$ produce un adrone $q\bar{q}_1$ e un jet rimanente $q_1$ che origina un altro adrone, in modo tale da ottenere una sequenza. . . . .	22
1.5	Rappresentazione schematica di un'evoluzione a "parton shower" in eventi $e^+e^-$ . . . . .	23
1.6	Il triangolo di unitarietà. Gli angoli $\alpha, \beta, \gamma$ possono essere misurati tramite la violazione CP nel sistema $B$ . . . . .	26
1.7	Diagrammi di Feynman a scatola per il mixing $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ . . . . .	28
1.8	Previsioni e misure dei parametri di oscillazione . . . . .	31

3.1	Visione in prospettiva del rivelatore. 1) Rivelatore di Microvertice; 2) Rivelatore Inner; 3) Camera a Proiezione Temporale, TPC; 4) Contatore Cherenkov nel barrel (RICH); 5) Rivelatore Outer; 6) Camera a Proiezione ad alta densità (HPC); 7) Solenoide superconduttore; 8) Contatori di tempo di volo (TOF); 9) Calorimetro adronico; 10) Camere barrel dei muoni; 11) Camere in avanti A; 12) Etichettatore a piccolo angolo (SAT); 13) RICH in avanti; 14) Camera in avanti B; 15) Calorimetro elettromagnetico in avanti; 16) Camere dei muoni in avanti; 17) Odoscopio a scintillatore in avanti. All'esterno dello schema, c'è l'etichettatore ad angolo molto piccolo (VSAT). . . . .	45
3.2	DELPHI: sezione a) longitudinale e b) trasversale. . . . .	46
3.3	Rappresentazione schematica del rivelatore di vertice. . . . .	49
3.4	Frazione di tracce univocamente associate ai clusters in funzione della molteplicità di tracce nei casi : a) uno strato di silicio, b) due strati, c) tre strati. È rappresentata anche la distribuzione della molteplicità massima all'interno di mezzo modulo. . . . .	49
3.5	Visione dei 6 settori di un end-cap con le 16 righe di pads. . . . .	50
3.6	La $dE/dx$ per tracce di momento tra 400 e 520 MeV. Il picco alto corrisponde ai pioni di minima ionizzazione, l'altro agli elettroni. . . . .	51
3.7	Rappresentazione di un settore della Barrel Muon Chamber. . . . .	53
3.8	Dettagli di un modulo dell'HPC. . . . .	55
3.9	Rappresentazione delle pads di una camera di lettura, ciascuna delle quali fornisce 9 campionamenti in $R$ . . . . .	57
4.1	Rappresentazione di un vertice secondario. . . . .	61
4.2	Distribuzione di massa invariante $p\pi$ prima e dopo i tagli. . . . .	64
4.3	Molteplicità di vertice. . . . .	66
4.4	Distribuzione di probabilità del $\chi^2$ fornito dal fit del vertice secondario. . .	68
4.5	Angolo tra la direzione di volo e il momento ricostruito. . . . .	69



4.6	Differenza tra gli angoli azimutali delle due tracce. . . . .	70
4.7	DE/dx teorica e misurata. . . . .	71
4.8	Valore assoluto del rapporto tra la differenza tra il valore teorico e quello misurato della dE/dx e il valore teorico stesso. . . . .	72
4.9	Probabilità di decadimento prima della distanza radiale calcolata. . . . .	73
4.10	Rapporto tra il momento della traccia con momento maggiore e quello della traccia con momento minore. . . . .	74
4.11	Momento trasverso delle tracce rispetto al momento ricostruito. . . . .	75
4.12	Massa invariante del mesone $K^0$ . . . . .	76
4.13	Efficienza di ricostruzione in funzione della lunghezza di traccia trasversa. . . . .	78
4.14	Efficienza di ricostruzione nei diversi bins di momento. . . . .	80
4.15	Massimo del deposito di energia $X_{max}$ e fattore di scala $L$ . . . . .	84
4.16	Efficienza di ricostruzione degli elettroni in funzione della probabilità di identificazione erronea di un adrone. . . . .	85
4.17	Rappresentazione del momento $p_l$ dei leptoni delle diverse categorie. . . . .	88
4.18	Rappresentazione del momento trasverso $p_t^l$ dei leptoni delle diverse categorie. . . . .	89
4.19	Rappresentazione del momento $p_\Lambda$ dei barioni $\Lambda^0$ delle diverse categorie. . . . .	90
4.20	Rappresentazione dell'angolo tra il momento della $\Lambda^0$ e l'asse del jet a cui appartiene il leptone, nelle diverse categorie. . . . .	91
4.21	Rappresentazione delle quantità $R^+$ , $R^-$ , $\delta$ , come definite nel capitolo II, in funzione del momento della $\Lambda^0$ con parametro di oscillazione rispettivamente uguale a 0. e 0.15. . . . .	93
5.1	Variazione del rapporto $S/R$ nella successione di tagli finale. . . . .	97
5.2	Spettro di massa invariante ( $p\pi$ ) per i vertici ricostruiti con tracce che non hanno hits nel rivelatore di vertice. . . . .	98
5.3	Purezza dei muoni in funzione del momento $p$ . . . . .	100
5.4	Variabile di $\chi^2$ per gli elettroni. . . . .	101

5.5	Rappresentazione della purezza degli elettroni in funzione del momento trasverso $p_T^{out}$ . . . . .	101
5.6	Spettro di massa invariante ( $p\pi$ ) per le coppie "like sign" e "opposite sign" nel campione finale di eventi. . . . .	102
5.7	Spettro di massa invariante ( $p\pi$ ) per le coppie "like sign" e "opposite sign" nel campione di eventi con vertici ricostruiti con tracce che non hanno hits nel VD. . . . .	104
5.8	Rappresentazione del rapporto segnale-rumore in funzione della purezza dei barioni $\Lambda^0$ e della probabilità per un leptone di essere fake. . . . .	108
5.9	Rappresentazione dell' osservabile $R^-$ in funzione del rapporto $n_f = S_b/B_f$ . . . . .	111

# RINGRAZIAMENTI

Ringrazio per le fruttuose discussioni il Dott. Massimo Caccia e per la collaborazione il Prof. Livio Lanceri.

Un grazie particolare alla sezione INFN di Trieste per il supporto tecnico e finanziario.

Il mio grazie più grande alla mia famiglia, a Fabio, ai miei amici e a tutte le "mie ragazze" per essermi stati vicino con tanta pazienza.

# PREFAZIONE

Una delle conseguenze della corrente debole di cambiamento di sapore è la trasformazione di una particella nella corrispondente antiparticella. Il Modello Standard descrive questa trasformazione tramite diagrammi a scatola che contengono dei quarks  $t$  virtuali. La misura del parametro di oscillazione dei mesoni  $B_d^0$  e  $B_s^0$  è fondamentale per il calcolo degli elementi  $V_{td}$  e  $V_{ts}$  della matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa. Sperimentalmente, la quantità misurabile è la media dei parametri di oscillazione del mesone  $B_d^0$  e del mesone  $B_s^0$  pesata sulle probabilità di decadimento del quark  $b$  nei rispettivi mesoni  $B$ .  $V_{td}$  e  $V_{ts}$ , ricavabili dalla conoscenza rispettivamente del parametro di oscillazione di  $B_d^0$  e  $B_s^0$ , dipendono dal valore (ignoto) della massa del quark  $t$ .

Il lavoro di analisi qui descritto utilizza un metodo nuovo per la determinazione di tale parametro.

Dal punto di vista sperimentale, si utilizzano normalmente due diversi metodi per la misura dell'oscillazione  $B^0 - \bar{B}^0$ . Il primo, noto come metodo dei dileptoni, identifica il quark  $b$  primario utilizzando una coppia di leptoni, derivanti dal decadimento semileptonico dei quarks  $b$  e  $\bar{b}$ , in jets opposti: in presenza di oscillazione, i leptoni presentano lo stesso segno. L'altro consiste nell'identificazione di un leptone con momento e momento trasverso, rispetto all'asse del jet di appartenenza, alti e nella ricostruzione della carica del jet opposto: rispetto al primo metodo, si ha un guadagno di un fattore 10 in statistica.

Nel metodo da noi sviluppato, l'idea base è l'identificazione, in jets opposti, di coppie di barioni  $\Lambda^0$  e leptoni, con alto momento e alto momento trasverso, derivanti dal decadimento di un quark  $b$  e un quark  $\bar{b}$ . In condizioni di assenza di oscillazione, abbiamo:

$$b \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda^0 + X \text{ e } \bar{b} \rightarrow l^+ + X'$$

e il coniugato di carica ovviamente. In presenza di oscillazione invece:

$$b \rightarrow \dots \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X \text{ e } \bar{b} \rightarrow l^+ + X'$$

oppure

$$b \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda^0 + X \text{ e } \bar{b} \rightarrow l^- + X'$$

e il coniugato di carica. In questo modo abbiamo una "segnatura" del quark primario  $b$ : in assenza di oscillazione, fissata la carica del leptone, anche il numero barionico del barione  $\Lambda^0$  è determinato univocamente. L'eventuale presenza dell'oscillazione risulterà in un eccesso di coppie  $\Lambda^0 l^-$  e  $\bar{\Lambda}^0 l^+$  rispetto alle coppie  $\Lambda^0 l^+$  e  $\bar{\Lambda}^0 l^-$ .

L'analisi qui descritta utilizza i dati raccolti dall'apparato DELPHI nel 1991.

Nel primo capitolo, deliniamo le linee essenziali delle previsioni del Modello Standard per i parametri di oscillazione dei mesoni  $B_d^0(d\bar{b})$  e  $B_s^0(s\bar{b})$ , in particolare l'importanza che tali parametri rivestono per la determinazione degli elementi della matrice CKM.

Nel secondo capitolo, descriviamo gli attuali metodi di misurazione dell'oscillazione (il metodo dei dileptoni e quello della ricostruzione della carica del jet come già accennato), e l'alternativa del metodo da noi proposto con particolare attenzione alle variabili e alle osservabili utilizzate.

Il terzo capitolo è dedicato alla descrizione dell'apparato DELPHI e contiene un'analisi dettagliata dei rivelatori di particolare interesse per la ricostruzione dei barioni  $\Lambda^0$  (rivelatore di vertice e camera a proiezione temporale) e dei leptoni (camere per la rivelazione dei muoni e camera a proiezione ad alta densità).

Il quarto e il quinto capitolo riguardano invece la parte sperimentale del nostro lavoro. Nel capitolo IV, descriviamo tutti i criteri di selezione necessari per definire il campione di eventi utilizzabile per l'analisi: selezione di eventi adronici e tracce, selezione dei barioni  $\Lambda^0$ , selezione dei leptoni e selezione delle coppie  $\Lambda l$ . Particolare attenzione ha richiesto lo

studio della selezione delle  $\Lambda^0$ , per le quali trattiamo in dettaglio l'efficienza di ricostruzione e selezione utilizzando un campione di dati simulati e sottolineando i problemi che abbiamo incontrato a causa della bassa efficienza e le possibilità o meno di risolverli.

Nel quinto capitolo infine, presentiamo i risultati dell'analisi, anche per una sottoclasse di eventi del campione totale contraddistinta da un valore di purezza molto alto per i barioni  $\Lambda^0$ . Particolare cura è stata dedicata alla descrizione della relazione esistente tra la sensibilità della nostra misura nei confronti dell'esistenza dell'oscillazione e la purezza rispettivamente del campione di barioni  $\Lambda^0$  e del campione di leptoni, per stabilire se la nostra misura è limitata solamente dalla statistica ridotta o da altri fattori ulteriormente migliorabili.

# Capitolo 1

## Il quark $b$ nel Modello Standard.

In questo capitolo, dopo aver delineato i tratti essenziali del Modello Standard, puntiamo l'attenzione sui quarks pesanti e sulla loro adronizzazione, per concludere con la previsione del modello stesso sulle oscillazioni dei mesoni  $B^0\bar{B}^0$ .

### 1.1 Il Modello Standard.

L'attuale teoria dell'interazione elettrodebole, nota come "Modello Standard", si basa sul modello di Glashow, Weinberg, Salam GWS [1] dei leptoni, poi esteso al settore adronico tramite il meccanismo GIM [2] per incorporare l'idea del "mixing" di Cabibbo [3]; la successiva introduzione di un ulteriore numero quantico, il colore [4], ha permesso anche la descrizione delle interazioni forti.

Il Modello è costruito a partire da una teoria di gauge con quattro campi di gauge, il fotone e i bosoni massivi  $W^\pm$  e  $Z$ . Esso prevede la suddivisione dei costituenti elementari della materia in tre famiglie rispettivamente di leptoni e di quarks:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$
$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Le masse dei campi di gauge e dei fermioni (quarks e leptoni) sono generate dalla rottura spontanea di simmetria, rimanendo comunque il fotone privo di massa. Una

siffatta teoria è rinormalizzabile e contiene uno scalare di Higgs. Nel 1961, Glashow propose come gruppo di gauge per unificare l'interazione debole e quella elettromagnetica  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , ipotizzando che le suddette interazioni fossero invarianti per trasformazioni appunto di isospin debole  $SU(2)_L$  e ipercarica debole  $U(1)_Y$ . I campi dei fermioni sinistri si trasformano come doppietti per  $SU(2)_L$ , quelli destri come singoletti.

Nel 1967 Weinberg e nel 1968 Salam aggiunsero l'ingrediente finale alla formulazione del Modello Standard Minimale: l'uso del meccanismo di Higgs per rendere massivi  $W^\pm$ ,  $Z$  e i fermioni, con l'introduzione di un singolo doppietto complesso di Higgs  $\phi$ .

La Lagrangiana completa del modello è data da:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \sum_i \bar{\psi}_i \left( i\gamma^\mu \partial_\mu - m_i - \frac{gm_i H}{2M_W} \right) \psi_i \\
 & - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \psi_i \\
 & - e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu \\
 (1.1) \quad & - \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (V^i - A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu
 \end{aligned}$$

dove:

$\tan \theta_W = g/g'$  con  $g$  e  $g'$  costanti di accoppiamento di  $SU(2)$  e  $U(1)$ ;

$e = g \sin \theta_W$ ;

$A = B \cos \theta_W + W^3 \sin \theta_W$  il campo del fotone, con  $B$  bosone di gauge per  $U(1)$ ;

$W^\pm = (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$  il campo del bosone carico;

$Z = -B \sin \theta_W + W^3 \cos \theta_W$  il campo del bosone debole neutro;

$T^+$  e  $T^-$  operatori di innalzamento e abbassamento dell'isospin debole;

$m_i$  massa del fermione  $i$ ;

$q_i$  carica di  $\psi_i$  in unità  $e$ ;



$V^i$  e  $A^i$  accoppiamento vettoriale e assiale;

$H$  scalare di Higgs rimanente da  $\phi$  dopo la rottura spontanea di simmetria;

$gm_i/2M_W$  accoppiamento di Yukawa di  $H$  a  $\psi_i$ .

Le masse dei fermioni e del bosone di Higgs non sono predette dalla teoria.

Il primo termine nell'equazione 1.1 rappresenta le energie cinetiche, masse e accoppiamento con  $H$  dei fermioni; il secondo descrive l'interazione della corrente carica debole [5], e dà origine per momenti piccoli rispetto a  $M_W$  alla relazione

$$(1.2) \quad G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$$

con  $G_F$  costante di Fermi. Il terzo termine è dovuto alla QED e il quarto rappresenta l'interazione della corrente debole neutra.

Il Modello Standard necessita dell'introduzione di tre parametri determinati sperimentalmente. Dal punto di vista della teoria di base, potrebbero essere identificati con  $g$ ,  $g'$  e  $v$ , valore di aspettazione del vuoto del campo di Higgs. In realtà, queste tre quantità non possono essere misurate direttamente, per cui la scelta si orienta verso:

- costante di struttura fine  $\alpha = 1/137.036$  ;
- costante di Fermi  $G_F = 1.16639 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
- angolo di mixing debole  $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2 = 0.2325 \pm 0.0008$ , o massa del bosone  $Z$ ,  $M_Z = 91.173 \pm 0.020 \text{ GeV}/c^2$

## 1.2 Il decadimento della $Z$ in $b\bar{b}$ .

Il Modello Standard prevede le seguenti frazioni di decadimento della  $Z$  in coppie quark antiquark  $q\bar{q}$ :  $u\bar{u} \approx 12\%$ ,  $d\bar{d} \approx 15\%$ ,  $s\bar{s} \approx 12\%$ ,  $c\bar{c} \approx 12\%$ ,  $b\bar{b} \approx 15\%$ . I canali di decadimento nei quarks pesanti  $c$  e  $b$  permettono di sottoporre a test una grande varietà di problemi. Aspetti fondamentali del Modello Standard possono essere studiati determinando le cariche elettrodeboli vettoriali e assiali vettoriali da sezioni d'urto e asimmetrie.

$n^\circ$ quantico	$c$	$b$
carica elettrica	$+2/3$	$-1/3$
charm	$+1$	$0$
beauty	$0$	$-1$
massa(GeV)	$1.35 \pm 0.05$	$\sim 5.02$

Tabella 1.1: Caratteristiche dei quarks pesanti  $c$  e  $b$

I modelli di frammentazione ispirati dalla QCD e sviluppati per descrivere i fenomeni di adronizzazione di quarks e gluoni in jets possono essere analizzati sperimentalmente. L'identificazione di jets di quarks pesanti permette lo studio di jets gluonici in stati finali a tre jets. La distinzione del quark dai jets gluonici rende possibile l'esplorazione di effetti della QCD quali l'interazione stringa-stringa.

Nella Tab.1.1 riportiamo le caratteristiche fondamentali dei quarks pesanti.

Circa il 30% di tutti i decadimenti adronici avvengono attraverso i canali  $c$  e  $b$ . La larghezza parziale di decadimento della  $Z$  nei due tipi di quarks può essere espressa nell'approssimazione di Born da:

$$(1.3) \quad \Gamma_B(Z \rightarrow Q\bar{Q}) = \beta \frac{3 - \beta^2}{2} \Gamma_0^V + \beta^3 \Gamma_0^A$$

con  $\Gamma_0^{V(A)} = (G_F m_Z^3 / 8\sqrt{2}\pi) V_Q^2 (A_Q^2)$ ,  $V_Q$  e  $A_Q$  accoppiamento elettrodebole assiale e vettoriale; la dipendenza dalla massa è introdotta dalla velocità  $\beta$ .

Se  $m_Z = 91 \text{ GeV}/c^2$  e  $\sin^2 \theta_W = 0.23$  :

$$(1.4) \quad \Gamma_B(Z \rightarrow c\bar{c}) \approx 280 \text{ MeV}/c^2$$

$$(1.5) \quad \Gamma_B(Z \rightarrow b\bar{b}) \approx 360 \text{ MeV}/c^2$$

da cui, ricordando che il rapporto di decadimento  $BR$  è definito come

$$(1.6) \quad BR = \Gamma_i / \Gamma$$

con  $\Gamma_i = \Gamma_B$  e  $\Gamma$  larghezza totale di decadimento della  $Z$ , si ha [14]

$$(1.7) \quad BR(Z \rightarrow c\bar{c}) \approx 12\%$$

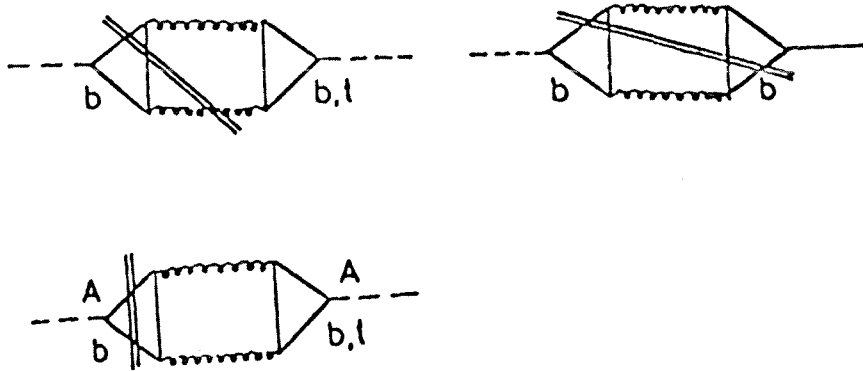


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman per le correzioni QCD di ordine  $\alpha_s^2$ .

$$(1.8) \quad BR(Z \rightarrow b\bar{b}) \approx 15\%$$

Accanto all'espressione 1.3, bisogna prendere in considerazione anche le correzioni di ordine superiore:

- correzioni QCD al primo e secondo ordine in  $\alpha_s$ , costante di accoppiamento forte [6] (vedi fig. 1.1);
- correzioni QED: analoghe a quelle QCD, sono dell'ordine di 0.019% per il quark  $b$ ; sono date da un termine del tipo  $(1 + 3\alpha q_f^2/4\pi)$  con  $q_f$  carica di sapore;
- correzioni elettrodeboli genuine, derivanti dal mixing di  $\gamma$  e  $Z$  e dalle correzioni di vertice (fig.1.2).

Nella Tab. 1.2 riportiamo i valori sperimentali per le frazioni di decadimento della  $Z$  in  $c$  e  $b$  [24].

### 1.2.1 Il quark $b$ .

Lo studio della fisica del  $b$  è stato (ed è) dominato dagli esperimenti  $e^+e^-$ . Il motivo di ciò va ricercato nelle caratteristiche di base dell'annichilazione  $e^+e^-$ : la possibilità di regolare

Tipo di decadimento	$\Gamma_i/\Gamma(\%)$
$c\bar{c}$	$12.6 \pm 2.1$
$b\bar{b}$	$15.2 \pm 1.0$

Tabella 1.2: Frazioni di decadimento della  $Z$  nei quarks pesanti  $c$  e  $b$

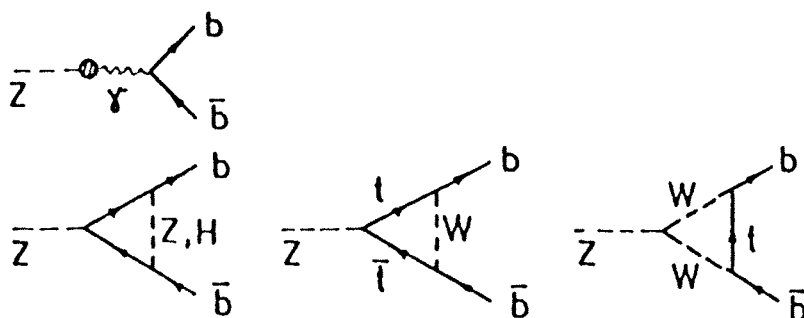


Figura 1.2: Diagrammi di Feynman per le correzioni genuine elettrodeboli per il vertice  $Z - b\bar{b}$ .

l'energia del centro di massa in funzione delle risonanze che decadono praticamente a riposo nel sistema di riferimento del laboratorio; la semplicità degli stati iniziali e finali; le frazioni di produzione simili, sopra soglia, per tutti i sapori di quarks e leptoni. Il quark  $b$  fu scoperto nel 1977 al Fermi National Laboratory [7] come risonanza di uno stato legato, la  $\Upsilon(4S)$ , grazie all'osservazione di una serie di picchi nella distribuzione di massa di coppie di  $\mu$  prodotte nell'esperimento a bersaglio fisso, con bersaglio il berillio. La  $\Upsilon$  è ideale per questo tipo di fisica, in quanto la risonanza si trova solo 20 MeV/c<sup>2</sup> sopra la soglia  $B\bar{B}$  e decade interamente in mesoni  $B$ , senza lasciare spazio per un'ulteriore frammentazione dei quarks  $b$  primordiali.

Successivamente, MarkII [8], un esperimento  $e^+e^-$ , ha osservato per il quark  $b$  una vita media dell'ordine di  $10^{-12}$  sec.

Dal punto di vista del Modello Standard, le quantità fondamentali ottenibili dal decadimento del  $b$  sono gli elementi  $V_{ub}$  e  $V_{cb}$  della matrice CKM. Abbiamo già visto in 1.1 come sia i quarks che i leptoni siano definiti doppietti sinistri e singoletti destri in  $SU(2) \times U(1)$ . Gli autostati di massa dei quarks non coincidono con quelli deboli: la matrice, nota come CKM, che descrive il mescolamento è stata parametrizzata nel 1973 da Kobayashi e Maskawa [9] per sei quarks, come generalizzazione del caso a quattro quarks che utilizzava un'ampiezza di probabilità di mixing dipendente da un unico parametro, l'angolo di Cabibbo [10]. Rimandando ai prossimi paragrafi per una trattazione completa, riportiamo solamente gli elementi di matrice e sottolineiamo che, per convenzione, i quarks a carica 2/3 ( $u, c, t$ ) non sono soggetti a mixing. Per cui:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

I valori della vita media e delle frazioni di decadimento semileptonico dei mesoni  $b$ , e il rapporto  $\Gamma(b \rightarrow u)/\Gamma(b \rightarrow c)$  sono fondamentali per l'analisi del settore  $V_{xb}$ .

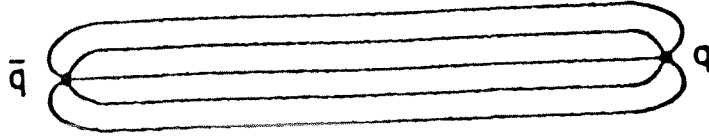


Figura 1.3: Frammentazione a stringa. Uno dei modi per visualizzare il confinamento lineare previsto dalla QCD a grandi distanze consiste nel supporre l'esistenza di un tubo di flusso uniforme tra  $q$  e  $\bar{q}$ .

### 1.3 Frammentazione dei quarks pesanti.

Quando la  $Z$  decade in quarks pesanti, lo spazio delle fasi a disposizione per la creazione di coppie di tali quarks è il minimo possibile, per cui  $b$  e  $c$  sono i sistemi ideali per lo studio del meccanismo di adronizzazione, cioè dell'insieme di processi con cui quarks e gluoni si trasformano in adroni. Tutti i modelli di frammentazione sono di natura probabilistica e iterativa: il processo viene descritto in termini di una ramificazione del tipo  $\text{jet} \rightarrow \text{adrone} + \text{jet rimanente}$ ,  $\text{stringa} \rightarrow \text{adrone} + \text{stringa rimanente}$ . Ad ogni ramificazione, la produzione di nuovi sapori e la suddivisione di energia e quantità di moto (d'ora in poi, momento) tra i prodotti sono regolate da funzioni probabilistiche.

Per la simulazione Monte Carlo, in questo lavoro di analisi si è usato il processore di Lund JETSET versione 7.3 [12]. Lo studio della fattibilità del metodo ha richiesto anche l'implementazione di EURODEC [13]. Ci limiteremo quindi ad una trattazione dei modelli usati in questi generatori di eventi; per un'analisi completa delle funzioni di frammentazione, si veda la ref. [14].

#### 1.3.1 Frammentazione a stringa.

Elaborata da Artru e Mennessier [15], venne sviluppata dal gruppo di Lund attorno al 1980 [16].

L'idea base del modello è l'esistenza di un confinamento lineare a larghe distanze (fig.

1.3), prodotto da un tubo di flusso di colore tra i quarks  $q$  e  $\bar{q}$ , di dimensioni trasverse dell'ordine di 1 fm e costante di forza per unità di lunghezza  $\sim 1$  GeV/fm. La stringa a una dimensione può essere pensata come parametrizzazione della posizione dell'asse del tubo di flusso cilindrico. Quando  $q$  e  $\bar{q}$  si allontanano, l'energia potenziale immagazzinata nella stringa aumenta e la stringa stessa può rompersi producendo una nuova coppia  $q'\bar{q}'$  quando viene superata l'energia di soglia per la produzione di quella coppia; se questo si verifica, il sistema si separa in due singoletti di colore  $q\bar{q}'$  e  $q'\bar{q}$ .

Nel modello di Lund il processo si arresta quando le masse di ciascun segmento di stringa raggiungono i valori della scala delle masse adroniche. Le rotture delle stringhe sono scorrelate permettendo così la descrizione del processo in ogni ordine, ad esempio dall'estremità  $q$  verso  $\bar{q}$  o viceversa, indifferentemente. Questa simmetria "destra-sinistra" limita la forma possibile della funzione di frammentazione  $f(z)$ , dove

$$(1.9) \quad z = \frac{(E + p_L)_h}{(E + p_L)_q}$$

con  $E$  energia e  $p_L$  componente del momento lungo l'asse del jet del quark  $q$ . Si trova che:

$$(1.10) \quad f(z) \propto z^{-1}(1 - z)^a e^{-bm_T^2/z}$$

con  $m_T$  massa trasversa di  $q'$  e  $a$  e  $b$  parametri liberi. L'appendice A fornisce una descrizione dei parametri usati nel lavoro.

### 1.3.2 Frammentazione indipendente modificata (MIF).

Il modello di frammentazione indipendente risale ai primi anni '70 [17] e si afferma dopo il lavoro pionieristico di Field-Feynman [18].

L'idea base è l'assunzione che la frammentazione di qualsiasi sistema di partoni può essere descritta come somma incoerente di processi di frammentazione indipendenti di ogni singolo partone. La funzione che meglio rappresenta la frammentazione dei quark  $c$  e  $b$  è esprimibile con la formula di Peterson [19]:

$$(1.11) \quad f(z) \propto \left[ z \left( 1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z} \right)^2 \right]^{-1}$$

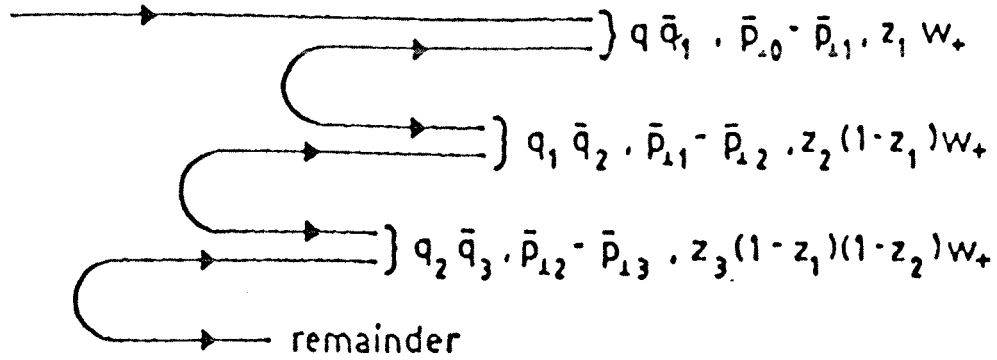


Figura 1.4: Processo iterativo di riproduzione del sapore, del momento trasverso e della frazione  $W = E + p_L$  del quark  $q$ . Il jet del quark  $q$  produce un adrone  $q\bar{q}_1$  e un jet rimanente  $q_1$  che origina un altro adrone, in modo tale da ottenere una sequenza.

con  $Q = c, b$  ed  $\epsilon_Q$  data da :

$$(1.12) \quad \epsilon_c \sim m_q^2/m_c^2 \sim 0.1$$

$$(1.13) \quad \epsilon_b/\epsilon_c \sim m_c^2/m_b^2 \sim 0.1$$

La funzione di Peterson ha un picco vicino a  $z = 1$  al crescere di  $m_Q$ , riflettendo il fatto che la frammentazione dei quarks pesanti è dura in quanto l'inerzia trasportata dal quark viene mantenuta dall'adrone [20] che lo contiene.

Ad ogni stadio di frammentazione, l'adrone e il partone ricevono un momento trasverso relativo  $p_T$ , con somma vettoriale nulla. Il partone è il punto d'inizio della cascata successiva. Essendo  $p_T$  bilanciato, il momento trasverso totale di tutte le particelle uguaglia quello del quark iniziale.

Questo è il modello di frammentazione implementato in EURODEC.

Accanto alla frammentazione, l'obiettivo centrale dei generatori di eventi è la riproduzione di modelli per la QCD perturbativa. Mentre l'interazione elettrodebole fornisce una descrizione della produzione di una coppia di quarks primari  $q\bar{q}$ , la QCD perturbativa



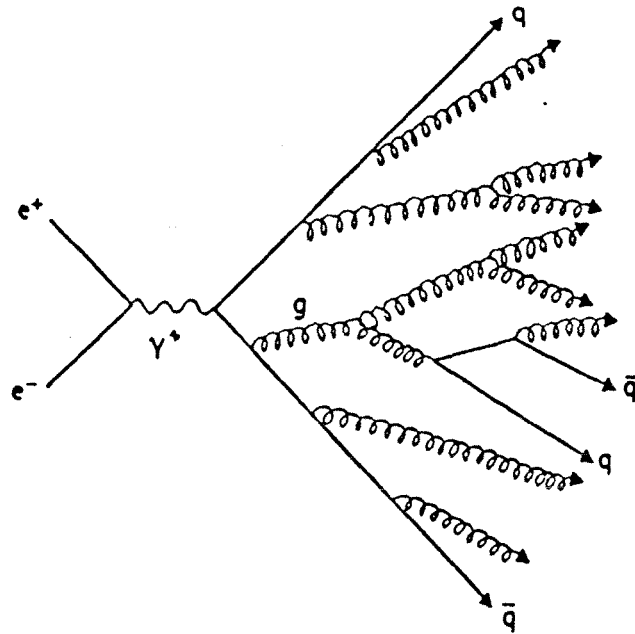


Figura 1.5: Rappresentazione schematica di un'evoluzione a "parton shower" in eventi  $e^+e^-$ .

serve a dare una descrizione degli eventi a più jets [14]. Gli approcci tradizionali sono due:

- "elemento di matrice" (ME): si calcolano i diagrammi di Feynman ordine per ordine; in realtà il calcolo può essere condotto completamente fino all'ordine  $\sim \alpha_S^2$ ;
- "parton shower" (PS): un numero arbitrario di ramificazioni di un partone in due o più viene utilizzato per la descrizione di eventi a più jets (vedi fig.1.5); non si usano le espressioni complete degli elementi di matrice ma solo approssimazioni ottenute semplificando la cinematica e l'interferenza.

I dati Monte Carlo a nostra disposizione sono stati prodotti usando il secondo approccio.

## 1.4 Oscillazioni $B^0 \bar{B}^0$ .

### 1.4.1 La matrice CKM.

L'attuale conoscenza delle transizioni tra quarks e leptoni è legata al modello GWS [1]. Gli stati quantici delle interazioni elettrodeboli sono autostati dell'hamiltoniana GWS. Non c'è però alcuna informazione sull'origine della massa e dell'hamiltoniana relativa. Come risultato non si possono predire le relazioni tra autostati di massa e autostati deboli, che sono in generale distinti. Siccome però si ritiene che i neutrini abbiano massa piccola rispetto ai leptoni carichi, nel settore leptonic si possono far coincidere i due autostati. Nel settore dei quarks invece, la differenza porta ad accoppiamenti intra-generazionali nelle interazioni delle correnti cariche deboli. Questi accoppiamenti non diagonali di sapore sono descritti dalla matrice unitaria CKM di Cabibbo, Kobayashi, Maskawa [9, 10], che rimane uno dei pochi aspetti del Modello Standard ancora da sottoporre a test completamente.

Per tre generazioni, la matrice può essere descritta tramite tre angoli e una fase complessa. Scegliendo la parametrizzazione fornita da Wolfenstein [21] e indicando con  $\lambda$  il seno dell'angolo di Cabibbo, possiamo scrivere:

$$(1.14) \quad V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\varrho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 - iA^2\lambda^4\eta & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \varrho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

Facciamo alcune considerazioni sugli elementi di matrice.

$|V_{us}|$  è stato estratto da  $K \rightarrow \pi e \nu$  e dai decadimenti di iperoni [22]:

$$(1.15) \quad |V_{us}| = \lambda = 0.2205 \pm 0.0018$$

$V_{ud}$  è determinato dal decadimento  $\beta$ :

$$(1.16) \quad V_{ud} \simeq 1 - \lambda^2/2$$

$$(1.17) \quad |V_{ud}| = 0.9744 \pm 0.0010$$

Il parametro  $A$  è legato a  $V_{cb}$ , ottenibile dal decadimento semileptonico dei mesoni  $B$ . Usando  $\tau_B = (1.23 \pm 0.06) \cdot 10^{-12}$  sec e il modello di Wirbel, Stech e Bauer [23], si trova che:

$$(1.18) \quad |V_{cb}| = 0.043 \pm 0.005$$

$$(1.19) \quad A = 0.9 \pm 0.12$$

I parametri  $\varrho$  ed  $\eta$  sono legati alla misura di  $|V_{ub}/V_{cb}|$ ,  $|\varepsilon|$  (parametro di violazione CP indiretta nel sistema  $K^0 \bar{K}^0$ ),  $x_d$  (parametro di oscillazione, "mixing", nel sistema  $B^0 \bar{B}^0$ ) ed  $\varepsilon'/\varepsilon$  (violazione CP diretta in  $K^0 \bar{K}^0$ ) [29].

Uno dei modi per illustrare la regione di spazio permessa per  $\varrho - \eta$  è il cosiddetto triangolo di unitarietà (vedi fig. 1.6). Essendo la matrice CKM unitaria, si ha:

$$(1.20) \quad V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

$V_{*d}$	$V_{*s}$	$V_{*b}$
$V_{ud}$ 0.9747-0.9759	$V_{us}$ 0.218-0.224	$V_{ub}$ 0.002-0.007
$V_{cd}$ 0.218-0.224	$V_{cs}$ 0.9735-0.9751	$V_{cb}$ 0.032-0.054
$V_{td}$ 0.003-0.018	$V_{ts}$ 0.030-0.054	$V_{tb}$ 0.9985-0.9995

Tabella 1.3: Elementi della matrice CKM.

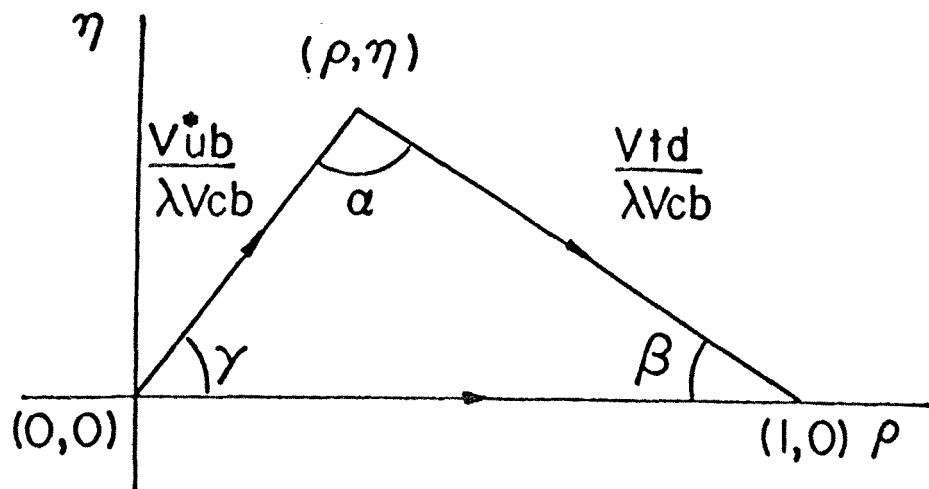


Figura 1.6: Il triangolo di unitarietà. Gli angoli  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  possono essere misurati tramite la violazione CP nel sistema  $B$ .

Usando l'equazione 1.14, possiamo riscrivere:

$$(1.21) \quad (V_{ub}^*/\lambda)V_{cb} + (V_{ub}^*/\lambda)V_{cb} = 1$$

che rappresenta il triangolo nel piano complesso  $\rho - \eta$ . Attualmente c'è ancora molta incertezza sulla forma del triangolo.

Riportiamo in Tab.1.3 i valori forniti da [24] per gli elementi della matrice CKM.

### 1.4.2 Formalismo delle oscillazioni di sapore.

Il decadimento del mesone  $B_q^0$  ( $q\bar{b}$ ) e di  $\bar{B}_q^0$  ( $b\bar{q}$ ) con  $q = d, s$  è descritto tramite l'hamiltoniana:

$$(1.22) \quad H = M - \frac{i}{2}\Gamma$$

con  $M$  e  $\Gamma$  matrici hermitiane  $2 \times 2$  di massa e larghezza. Scegliamo come base  $|B^0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  e  $|\bar{B}^0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ . L'invarianza CPT implica  $H_{11} = H_{22}$ , mentre la violazione della conservazione del sapore richiede  $H_{12} \neq 0 \neq H_{21}$ . Gli autostati della 1.22 sono dati da:

$$(1.23) \quad |B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle$$

$$(1.24) \quad |B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle$$

con  $H = \text{heavy}$ ,  $L = \text{light}$ ; gli autovalori invece:

$$(1.25) \quad \mu_{H,L} = m_{H,L} - \frac{i}{2}\gamma_{H,L} = m - \frac{i}{2}\gamma \pm \frac{1}{2}\Delta\mu$$

con:

$$(1.26) \quad \Delta\mu = \pm(-2)\sqrt{(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})}$$

mentre i coefficienti  $p$  e  $q$  sono legati dalla relazione:

$$(1.27) \quad \frac{p}{q} = \pm \left( \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} \right)^{1/2}$$

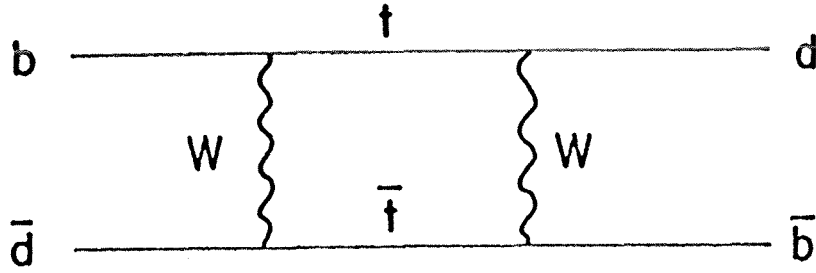


Figura 1.7: Diagrammi di Feynman a scatola per il mixing  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ . Esiste anche un diagramma in cui le linee interne del quark  $t$  e di  $W$  sono scambiate. Il diagramma per il mixing  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  si ottiene mettendo un quark  $s$  al posto del quark  $d$ .

Consideriamo l'evoluzione temporale del sistema dei mesoni. All'istante iniziale  $t = 0$ , i mesoni neutri sono stati puri. All'istante  $t$ , lo stato fisico che misuriamo è una sovrapposizione di  $B_H$  e  $B_L$ . Le equazioni di evoluzione temporale si possono scrivere:

$$(1.28) \quad |B_{phys}^0(t)\rangle = e^{-imt - \gamma t/2} \left[ \cos \frac{\Delta\mu - t}{2} |B^0\rangle + \frac{q}{p} i \sin \frac{\Delta\mu - t}{2} |\bar{B}^0\rangle \right]$$

$$(1.29) \quad |B_{phys}^{\bar{0}}(t)\rangle = e^{-imt - \gamma t/2} \left[ \frac{q}{p} i \sin \frac{\Delta\mu - t}{2} |B^0\rangle + \cos \frac{\Delta\mu - t}{2} |\bar{B}^0\rangle \right]$$

La presenza dell'oscillazione  $B^0 \bar{B}^0$  richiede una violazione della conservazione di sapore  $\Delta b = 2$ , che a sua volta implica la presenza di due correnti cariche e quindi di quattro vertici deboli. Se  $M_{ext}^2/M_W^2$  ( $M_{ext}$  massa del mesone esterno) e  $m_Q^2/M_W^2$  ( $m_Q$  massa del quark virtuale scambiato) sono trascurabili, l'interazione a quattro punti è riducibile a una interazione a due punti.

Dobbiamo valutare quindi i diagrammi in fig.1.7. Il quark scambiato è un top: in realtà, nella forma più generale al posto dei due top, ci dovrebbero essere due quarks  $q'$  e  $q''$ . L'ampiezza risulterebbe allora proporzionale a  $V_{q'q} V_{q'b}^* V_{q''q} V_{q''b}^*$ , sommando sugli indici

di sapore  $q'$  e  $q''$ . Nel limite di masse uguali, l'unitarietà della matrice CKM annulla la somma; con masse diverse, il contributo maggiore deriva dal quark  $t$ , che domina di un fattore  $m_t^2/m_c^2$ , per cui:

$$(1.30) \quad \Delta\mu \propto m_t^2 (V_{tq} V_{tb}^*)^2$$

Siccome un mesone  $B$  non può decadere in un sistema contenente un quark  $t$ , la 1.30 contribuisce solo alla parte non assorbitiva della matrice di massa:

$$(1.31) \quad |M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$$

Possiamo quindi approssimare le eqq. 1.26 e 1.27 con:

$$(1.32) \quad \Delta\mu = \Delta m \equiv 2|M_{12}|, \quad \Delta\gamma = 0, \quad |q/p| = 1$$

cosicché  $B_L$  e  $B_H$  hanno la stessa vita media. Questo porta all'espressione della probabilità di oscillazione di sapore:

$$(1.33) \quad \frac{d\Gamma(B_{phys}^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{dt} = \frac{d\Gamma(B_{phys}^{\bar{0}} \rightarrow B^0)}{dt} \simeq \frac{e^{-\gamma t}}{2} (1 - \cos \Delta m t)$$

Calcolando gli elementi di matrice relativi alla fig.1.7, e definendo il parametro di oscillazione  $x_q$  come:

$$(1.34) \quad x_q = \Delta m / \gamma$$

si trova:

$$(1.35) \quad x_q = \tau_B \frac{G_F^2}{6\pi^2} M_W^2 M_B (f_{B_q}^2 B_{B_q}) \eta_B y_t f_2(x) |V_{tq}^* V_{tb}|^2$$

con  $\eta_B$  correzione QCD [25] stimata 0.85 e dipendente da  $t$ ;  $y_t = m_t^2/M_W^2$  e

$$(1.36) \quad f_2(x) = \frac{1}{4} + \frac{9}{4(1-x)} - \frac{3}{2(1-x)^2} - \frac{3x^2 \ln x}{2(1-x)^3}$$

Il termine  $f_{B_q}^2 B_{B_q}$  rappresenta l'incertezza adronica con  $B_{B_q}$  fattore "bag" contenente tutte le possibili deviazioni dalle approssimazioni fatte.

L'attuale valore di  $x_d$  [26], parametro di oscillazione del mesone  $B_d^0$ , è:

$$(1.37) \quad x_d = 0.67 \pm 0.10$$

### 1.4.3 Il parametro $x_s$ .

Per definire il triangolo di unitarietà, bisogna misurare i tre angoli  $\alpha, \beta, \gamma$ :  $\sin 2\alpha$  nel decadimento  $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\sin 2\beta$  in  $B_d^0 \rightarrow \Psi K_s$ ,  $\sin 2\gamma$  in  $B_s^0 \rightarrow \rho K_s$ . Ricavare  $\gamma$  è estremamente difficile, per cui si preferisce ricorrere alla misura di un lato  $|V_{ub}/\lambda V_{cb}|$  o  $|V_{td}/\lambda V_{cb}|$ , ottenibile ad esempio tramite il parametro di oscillazione  $x_s$  del mesone  $B_s^0$ , analogo a  $x_d$  (eq. 1.35).

Ricordando che  $V_{cb} = V_{ts}$ :

$$(1.38) \quad \frac{x_d}{x_s} = \frac{\tau_{B_d} \eta_{B_d} M_{B_d} (f_{B_d}^2 B_{B_d})}{\tau_{B_s} \eta_{B_s} M_{B_s} (f_{B_s}^2 B_{B_s})} \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right|^2$$

La dipendenza dalla massa del quark  $t$  è scomparsa e l'unica incertezza è il rapporto tra le incertezze adroniche, comunque calcolabile più accuratamente di  $f_{B_d}$  e  $f_{B_s}$ . Il Modello Standard predice valori estremamente grandi per  $x_s$ : dalla 1.38,  $x_s \simeq 20x_d$ ; questo richiede misure dipendenti dal tempo.

Per una trattazione completa del formalismo di sapore si vedano le ref. [28] [29] [30].



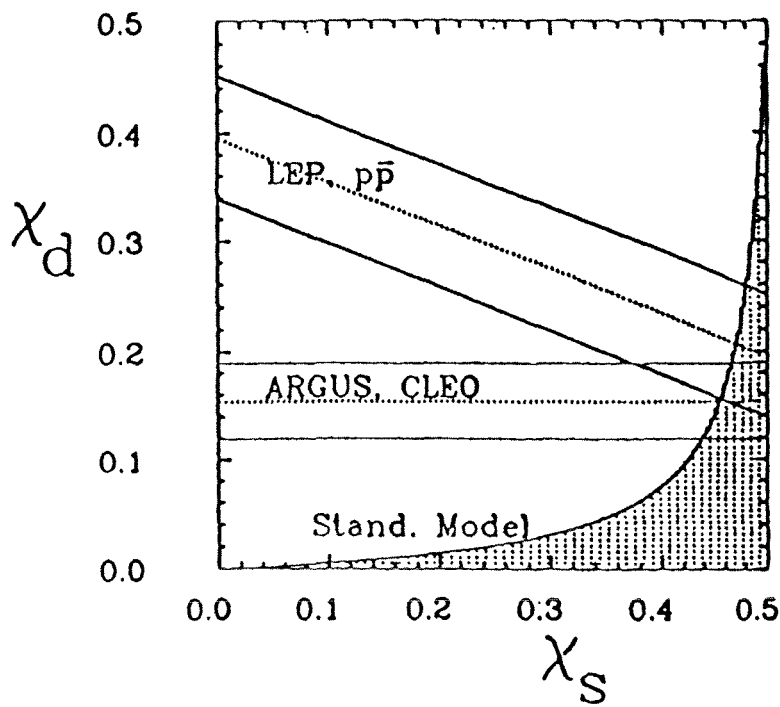


Figura 1.8: Attuali valori per  $\chi_d$  e  $\chi_s$  definiti come:  $\chi_{d,s} = \frac{x_{d,s}^2}{2(1+x_{d,s}^2)}$ . La regione grigia rappresenta i valori permessi dal limite di unitarietà di CKM  $|V_{td}^2/V_{ts}^2| < 0.21$  (dalla ref. [27]).

## Capitolo 2

# Oscillazioni $B^0\bar{B}^0$ : osservabili e parametri.

In questo capitolo, descriviamo gli attuali metodi di misurazione del parametro di oscillazione dei mesoni  $B^0\bar{B}^0$  e l'alternativa proposta dal metodo da noi sviluppato, con particolare attenzione alle variabili e alle osservabili utilizzate.

### 2.1 Metodi di misurazione del parametro di oscillazione.

Sperimentalmente ci sono due possibilità di osservare il mixing: misurare variabili integrate sul tempo come il rapporto di coppie  $BB$  o  $\bar{B}\bar{B}$  che hanno oscillato rispetto al numero totale di tali coppie (analisi "tempo-integrata"), oppure osservare l'evoluzione temporale dei mesoni  $B^0$  (analisi "tempo-dipendente").

Utilizzando solo l'analisi "tempo-integrata",  $x_s$ , la cui importanza in particolare è stata delineata nel capitolo precedente, è misurabile sperimentalmente tramite le correlazioni di sapore dovute alla produzione e al decadimento di  $B_s^0\bar{B}_s^0$ , ricostruendo nello stato finale dileptonico un mesone  $D_s$ . Dal punto di vista teorico, il valore di  $x_s$  è intrinsecamente modello-dipendente, in quanto è funzione della massa (ignota) del quark  $t$  e degli elementi della matrice di decadimento debole. Le previsioni del Modello Standard, con

un valore per la massa del quark  $t$  di  $m_t = 135 \text{ GeV}/c^2$ , sono di molto superiori al limite, raggiungibile con tecniche "tempo-integrate", di  $x_s \simeq 4$  [29]:

$$(2.1) \quad x_s \simeq 13.2 \quad (f_{B_s} \sqrt{B_{B_s}} = 180 \pm 35 \text{ MeV})$$

$$(2.2) \quad x_s \simeq 20.6 \quad (f_{B_s} \sqrt{B_{B_s}} = 225 \pm 25 \text{ MeV})$$

con limiti inferiori:

$$(2.3) \quad x_s > 4.6 \quad (f_{B_s} \sqrt{B_{B_s}} = 180 \pm 35 \text{ MeV})$$

$$(2.4) \quad x_s > 8.1 \quad (f_{B_s} \sqrt{B_{B_s}} = 225 \pm 25 \text{ MeV})$$

Nell'approccio "tempo-dipendente", si richiede la misura della lunghezza di oscillazione del mesone  $B_s^0$  che, come il tempo di oscillazione, è inversamente proporzionale a  $x_s$ : dato il fattore di Lorentz  $\beta\gamma$ , legato all'energia del mesone, e la vita media  $\tau$  dell'adrone  $B$ ,  $x_s$  è calcolabile. Il fattore limitante al LEP è la luminosità integrata. Il numero di  $Z$  necessari per una misura di stabilità precisione dipende in modo cruciale dalla risoluzione sul tempo proprio  $\Delta t/\tau$ , che a sua volta è legata alla risoluzione di vertice e alla risoluzione in momento dell'adrone  $B$ . Tramite studi Montecarlo, si è stimato che per una misura  $x_s \leq 10$  con  $\Delta x_s/x_s = 0.1$  e  $\Delta t/\tau = 0.1$ , è necessario  $N_{Z^0} \geq 10^7$ .

L'attuale statistica di eventi a disposizione dei quattro esperimenti LEP non permette l'utilizzo di tecniche "tempo-dipendenti". In questa sede, ci limiteremo quindi alla descrizione delle misure "tempo-integrate". In tale ambito, due sono i metodi usati per l'osservazione del mixing  $B^0\bar{B}^0$ : la ricerca di coppie di leptoni dello stesso segno in jets opposti, derivanti dal decadimento semileptonico del quark  $b$  [31], oppure la ricostruzione di un leptone dal decadimento del  $b$  associata alla misura della carica dell'altro  $b$ -jet [32]. In entrambi i metodi, il principio di base è l'identificazione del sapore del quark primario, tramite la carica dei prodotti di decadimento come descriveremo nei prossimi paragrafi.

I dati vengono analizzati in funzione della quantità:

$$(2.5) \quad \chi = P_d \chi_d + P_s \chi_s$$

con  $P_d$  e  $P_s$  rappresentanti rispettivamente la probabilità dei decadimenti  $b \rightarrow \bar{B}_d, b \rightarrow \bar{B}_s$  e  $\chi_d$  e  $\chi_s$  parametri di oscillazione di  $B_d^0 - \bar{B}_d^0, B_s^0 - \bar{B}_s^0$  dati da:

$$(2.6) \quad \chi_{d,s} = \frac{P(B_{d,s} \rightarrow \bar{B}_{d,s})}{P(B_{d,s} \rightarrow B_{d,s}) + P(B_{d,s} \rightarrow \bar{B}_{d,s})}$$

$\chi_{d,s}$  è legato a  $x_d$  e  $x_s$  definiti nella eq. 1.35 del capitolo precedente da:

$$(2.7) \quad \chi_{d,s} = \frac{x_{d,s}^2}{2(1 + x_{d,s}^2)}$$

La quantità misurata sperimentalmente è di conseguenza la media pesata, sulle probabilità di decadimento nei rispettivi mesoni  $B$ , dei parametri di oscillazione di  $B_d$  e  $B_s$ .

### 2.1.1 Metodo dei dileptoni.

Al LEP, la quantità  $\chi$  è stata misurata utilizzando, come abbiamo già detto, il decadimento semileptonico dei mesoni  $B$ , e considerando gli stati finali dileptonici con i due leptoni in jets opposti. In questo caso, le quantità  $P_q$  possono scriversi:

$$(2.8) \quad P_q = f_q \frac{BR_q}{\langle BR \rangle}$$

dove  $f_q$  è la frazione dei mesoni  $B$  di tipo  $q$  per jet, e  $\frac{BR_q}{\langle BR \rangle}$  è il rapporto  $BR$  di decadimento semileptonico del mesone  $B_q$  pesato sui valori medi di produzione semileptonica.

L'osservabile associata alla variabile  $\chi$  è data dal rapporto tra il numero di coppie di leptoni dello stesso segno e il numero di coppie di leptoni totali:

$$(2.9) \quad R = \frac{N^{\pm\pm}}{N^{++} + N^{--} + N^{+-}}$$

Infatti, prendendo in considerazione il decadimento

$$(2.10) \quad \begin{aligned} b(\bar{b}) &\rightarrow B^0(\bar{B}^0) + X \\ &\rightarrow l^-(l^+) + X' \quad , \end{aligned}$$

Si nota come, in assenza di oscillazione, i due leptoni nei due jets opposti abbiano segno opposto. Un'eventuale oscillazione fa sì che  $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow \bar{B}^0(B^0) \rightarrow l^+(l^-)$ , dando origine a uno stato finale con due leptoni con lo stesso segno di carica. Si trova che:

$$(2.11) \quad R = 2\chi(1 - \chi)$$

I leptoni derivanti dal decadimento di un quark  $b$  sono caratterizzati da alto momento e alto momento trasverso, visto il valore della massa del quark  $b$  aspetti sfruttati per purificare il campione di  $b\bar{b}$ .

Sperimentalmente infatti, la situazione è complicata dalla presenza degli eventi di fondo. Accanto agli eventi in cui entrambi i leptoni provengono dal decadimento  $b \rightarrow l$  ( $N_f$ ), dobbiamo anche considerare eventi in cui un leptone deriva dalla cascata  $b \rightarrow c \rightarrow l$  ( $N_s$ ), eventi da  $c$  primari  $c \rightarrow l$  ( $N_c$ ) ed eventi di fondo  $u, d, s \rightarrow l$  o adroni identificati come leptoni ( $N_b$ ). Si può scrivere:

$$(2.12) \quad R = \frac{2\chi(1 - \chi) + [(1 - \chi)^2 + \chi^2] + \alpha b_f}{1 + s_f + c_f + b_f}$$

con  $s_f = N_s/N_f$ ,  $c_f = N_c/N_f$ ,  $b_f = N_b/N_f$  e  $\alpha$  frazione di  $N_b$  che origina leptoni dello stesso segno.

La media fornita da LEP [33] è:

$$(2.13) \quad \chi = 0.143 \pm 0.023$$

Combinando questo risultato con quello degli acceleratori  $p\bar{p}$  del CERN e del Fermilab [34],

$$(2.14) \quad \chi = 0.145 \pm 0.038 \quad (UA1)$$

$$(2.15) \quad \chi = 0.176 \pm 0.050 \quad (CDF),$$

la media mondiale è data da:

$$(2.16) \quad \chi = 0.148 \pm 0.018$$

Usando il valore di  $\chi_d$  fornito da ARGUS e CLEO [26],

$$(2.17) \quad \chi_d = 0.155 \pm 0.031$$

e supponendo di avere  $P_d = 0.375$ ,  $P_s = 0.15$ , si può estrarre

$$(2.18) \quad \chi_s = \frac{0.148 \pm 0.018 - P_d(0.155 \pm 0.031)}{P_s} = 0.60 \pm 0.14$$

### 2.1.2 Metodo della ricostruzione della carica del jet.

Il vantaggio di questo metodo rispetto al metodo dei dileptoni, consiste nell'aumento della statistica di eventi utilizzabili. Vista la caratteristica molteplicità degli eventi adronici, infatti, invece di usare solamente i decadimenti semileptonici del quark  $b$ , si prende in considerazione qualsiasi decadimento come descriveremo adesso.

La selezione opera su eventi che contengono almeno un leptone di alto momento e alto momento trasverso, accompagnato da jets. La carica di uno dei quarks  $b$  è misurata tramite quella del leptone di decadimento. La carica dell'altro quark  $b$  viene estratta dalla carica media, pesata sul momento, dei frammenti di jet nell'emisfero opposto al leptone:

$$(2.19) \quad Q_H = \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{e}_T|^k \cdot q_i}{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{e}_T|^k}$$

con  $|\vec{p}_i \cdot \vec{e}_T|$  componente del momento della particella  $i$  lungo l'asse di "thrust" (vedi cap. IV),  $q_i$  carica della particella e  $k$  fattore di peso.

La carica  $q_l$  del leptone e  $Q_H$  contengono l'informazione sull'oscillazione. Definiamo la carica dell'emisfero con il leptone

$$Q_{lH} = -q_l \cdot Q_H,$$

in modo che la suddetta quantità sia positiva se  $Q_H$  riflette correttamente il segno del quark originale e il leptone origina da un adrone  $B$  che non ha oscillato. La carica media di tale emisfero, per eventi  $b$  con un leptone primario, è la quantità misurata in termini di mixing:

$$(2.20) \quad \langle Q_{lH} \rangle_b = (1 - \chi) \langle Q_{bH} \rangle + \chi \langle -Q_{bH} \rangle = (1 - 2\chi) \langle -Q_{bH} \rangle$$

con  $Q_{bH} = \text{sign}(q_b) \cdot Q_H$ , dove  $q_b$  è la carica del quark  $b$  dello stesso emisfero di cui si ricostruisce la carica;  $Q_{bH}$  è positiva se la carica dell'emisfero riflette il segno del quark originale.

Anche se l'adrone  $B$  è neutro,  $Q_H$  contiene informazioni sulla carica di  $b$ . La carica, pesata sul momento dei prodotti del decadimento di  $B^0$ , è positiva. Inoltre, la carica dell'emisfero riceve il contributo dalla frammentazione, che, in una trattazione molto semplificativa, è legato alla carica positiva del quark  $\bar{d}$  derivante dalla coppia  $d\bar{d}$  creata per formare il mesone  $B_d$  (e analogamente per  $B_s$ ).  $Q_{bH}$  dipende essa stessa dalle ampiezze di oscillazione:

$$\begin{aligned}
 \langle Q_{bH} \rangle &= (1 - f_d - f_s) \langle Q_{Bu} \rangle \\
 &+ f_d(1 - \chi_d) \langle Q_{Bd} \rangle + f_d \chi_d \langle \bar{Q}_{Bd} \rangle \\
 (2.21) \quad &+ f_s(1 - \chi_s) \langle Q_{Bs} \rangle + f_s \chi_s \langle \bar{Q}_{Bs} \rangle
 \end{aligned}$$

con  $f_d$  e  $f_s$  frazioni di  $B_d$  e  $B_s$  nel campione di  $b$ ,  $\langle \bar{Q}_{Bd} \rangle$  e  $\langle \bar{Q}_{Bs} \rangle$  cariche medie degli emisferi dei  $B_q$  che hanno oscillato o meno,  $\chi_q$  probabilità di oscillazione; il primo termine contiene tutti gli adroni distinti da  $B^0$ . Inserendo l'eq. 2.21 nell'eq. 2.20, si ottiene una forma quadratica in  $\chi_d$  e  $\chi_s$ .

Il vantaggio dunque rispetto al metodo tradizionale dei dileptoni consiste nell'aumento della statistica di un fattore circa 10. Vista la non dipendenza inoltre degli errori sistematici delle due tecniche, i rispettivi risultati possono essere combinati per limitare la regione permessa al mixing del mesone  $B_s^0$ .

D'altro canto, la carica del jet è legata a quella del quark solo in modo statistico: un guadagno nella dimensione del campione di eventi non si riflette in modo analogo nel metodo. In aggiunta, l'interpretazione dei dati è strettamente basata su simulazioni Montecarlo, che sono sensibili alle ipotesi di frammentazione e decadimento in jets di quarks pesanti.

I risultati attuali forniscono:

$$(2.22) \quad \chi = 0.113 \pm 0.018(\text{stat}) \pm 0.027(\text{sist}) \quad (\text{ALEPH})$$

## 2.2 Correlazione $\Lambda$ -leptone: classificazione di "segnale" e "fondo".

Il metodo da noi sviluppato prevede la possibilità di misurare il mixing  $B^0\bar{B}^0$  considerando le coppie  $\Lambda$ -leptone, in jets opposti, prodotte nei decadimenti  $b\bar{b}$ . Analogamente alle due tecniche descritte nel paragrafo precedente, si richiede che il quark  $b$  ( $\bar{b}$ ) decada in modo semileptonico, e il quark  $\bar{b}$  ( $b$ ) in un barione  $c$  che a sua volta deve decadere in un barione  $\Lambda^0$ :

$$(2.23) \quad b \rightarrow l^- \bar{\nu}_e X$$

$$(2.24) \quad \bar{b} \rightarrow \bar{\Lambda}_c X \quad \text{con} \quad \bar{\Lambda}_c \rightarrow \bar{\Lambda}^0 X',$$

includendo anche i coniugati di carica; con  $\Lambda_c$  indichiamo qualunque barione  $c$ . Nel decadimento

$$(2.25) \quad b \rightarrow \Lambda_c \rightarrow \Lambda^0$$

si preserva il numero barionico:  $\Lambda^0$  pertanto è una "segnatura" del quark primario  $b$ . In questo modo, scelto  $b$ , abbiamo un leptone con carica determinata e una  $\Lambda^0$  con numero barionico determinato.

Nell'ipotesi di assenza di oscillazione, gli stati finali possibili sono dati dalle coppie  $\Lambda^0 l^+$  e  $\bar{\Lambda}^0 l^-$ , che d'ora in poi chiameremo coppie "like-sign". La presenza di oscillazione invece, produce coppie cosiddette "opposite-sign",  $\Lambda^0 l^-$  e  $\bar{\Lambda}^0 l^+$ . Il cambiamento quindi del rapporto relativo carica leptonica-numero barionico, trascurando per ora qualsiasi altra sorgente di coppie  $\Lambda l$  distinta dai quarks  $b\bar{b}$ , dipende solo dall'oscillazione di un mesone  $B^0$  o  $\bar{B}^0$ .

Ipotizziamo di avere ancora a disposizione un campione puro di quarks  $b$ . Tre sono i possibili tipi di decadimento di  $b$  in un barione  $\Lambda^0$ :

1.  $b \rightarrow \text{barione} - b + X \rightarrow \Lambda_c + X' \rightarrow \Lambda^0 + X''$



$$2. b \rightarrow B^\pm + X \rightarrow \Lambda_c + X' \rightarrow \Lambda^0 + X''$$

$$3. b \rightarrow B^0 + X \rightarrow \Lambda_c + X' \rightarrow \Lambda^0 + X''.$$

Analogamente si può procedere per i leptoni:

$$1. b \rightarrow \text{barione} - b + X \rightarrow l + X'$$

$$2. b \rightarrow B^\pm + X \rightarrow l + X'$$

$$3. b \rightarrow B^0 + X \rightarrow l + X'.$$

Sia per le  $\Lambda$  che per i leptoni, l'unico caso che può presentare oscillazione è ovviamente il terzo. Inoltre, nei meccanismi di produzione leptonica, i rapporti di decadimento BR semileptonici di un quark  $b$  sono gli stessi (10.1%) a differenza del caso delle  $\Lambda$ .

Indichiamo con  $PB$  (decadimenti da  $b$  primari) sia la  $\Lambda^0$  che il leptone prodotti in uno di questi modi.

Passando ora a un campione di eventi  $q\bar{q}$ , bisogna prendere in considerazione altre sorgenti di coppie  $\Lambda l$ . In generale, possiamo distinguere queste categorie:

1.  $PB - PB$ , in cui sia la  $\Lambda^0$  che il leptone derivano da un  $b$  primario;

2.  $PB - SC$ , in cui la  $\Lambda^0$  origina dal decadimento di un  $b$  primario e il leptone dalla cascata  $b \rightarrow c \rightarrow l + X$ ;

3.  $PC - PC$ , in cui sia la  $\Lambda^0$  che il leptone originano da un quark  $c$  primario;

4. tutti i casi in cui:

- la  $\Lambda^0$  deriva dalla frammentazione, e quindi non porta informazioni sul quark primario, e il leptone da decadimento  $PB$  o  $PC$ ;
- il leptone origina dalla frammentazione ( $u, d, s$ ) e la  $\Lambda^0$  da decadimento  $PB$  o  $PC$ ;
- sia il leptone che la  $\Lambda^0$  derivano da frammentazione;

La prima categoria viene definita "segnale": l'oscillazione si manifesta come eccesso di coppie "opposite-sign", altrimenti assenti, in questo gruppo. Gli eventi di "fondo", cioè quelli appartenenti alle altre tre categorie, contribuiscono in modi diversi, a seconda dell'origine, ai due casi "like-sign", "opposite-sign". Coppie "like-sign" sono prodotte da:

- fondo  $PB - SC$  in assenza di oscillazione;
- fondo  $PC - PC$ ;
- fondo di tipo 4.

Il fondo  $PC - PC$  non oscilla in quanto costituito da eventi  $c$  primari.

Il primo passo del metodo consiste nell'identificazione dei decadimenti  $b\bar{b}$  della  $Z$ . In tale ottica, è stato usato il fatto che nel decadimento semileptonico di un  $b$ , il leptone risultante possiede alto momento e alto momento trasverso rispetto all'asse del jet di appartenenza. In più, noi richiediamo nel jet opposto, una  $\Lambda^0$  di momento relativamente alto.

Nel capitolo 4, daremo una descrizione completa del procedimento seguito per ottenere un campione il più puro possibile di  $b\bar{b}$ . Per la descrizione dello studio della fattibilità di questo metodo, rimandiamo alla ref. [35].

## 2.3 Le osservabili sperimentali.

Analogamente al metodo dei dileptoni, sperimentalmente si misura il rapporto tra il numero di coppie "opposite-sign" e il numero totale di coppie  $\Lambda l$ . Nella situazione ideale di un campione puro di  $b\bar{b}$ , la quantità misurabile è data da:

$$(2.26) \quad R^- = \frac{\Lambda^\pm l^\mp}{\Lambda^\pm l^\mp + \Lambda^\pm l^\pm}$$

con  $R^-$  funzione del parametro di mixing  $\chi$  definito nella eq. 2.5. Per uniformità di scrittura, con  $\Lambda^+$  indichiamo  $\Lambda^0$ , cioè una  $\Lambda$  con numero barionico +1, e con  $\Lambda^-$   $\bar{\Lambda}^0$ .

Supponiamo di avere  $N$  decadimenti  $b\bar{b}$ : il numero totale di coppie  $\Lambda l$  è dato da

$$(2.27) \quad \begin{aligned} N_{tot}^{\Lambda l} &= 2 \cdot 3 \cdot N[(f_1 + f_2)(f_3 + f_4)] \\ &= A \cdot f_{\Lambda} \cdot f_l \end{aligned}$$

con  $f_{\Lambda} = f_1 + f_2$ ,  $f_l = f_3 + f_4$ ; il fattore 2 deriva dalla presenza di un quark  $b$  e di un quark  $\bar{b}$ , il fattore 3 dal numero di tipi diversi di leptoni  $e, \nu, \tau$ ;  $f_1$  ed  $f_2$  sono i rapporti di decadimento di  $b$  in  $\Lambda^0$  rispettivamente per la frazione che può oscillare o meno;  $f_3$  e  $f_4$  rappresentano gli stessi rapporti per i leptoni. Quindi:

- $f_1 = BR(b \rightarrow B^0) \cdot BR(B^0 \rightarrow \Lambda^0) = f_{B^0} f_{B\Lambda}$
- $f_2 = BR(b \rightarrow altro) \cdot BR(alto \rightarrow \Lambda^0) = f_{B^{\pm}} f_{B\Lambda} + f_b f_{b\Lambda} = (1 - f_{B^0} - f_b) f_{B\Lambda} + f_b f_{b\Lambda} = (1 - f_{B^0}) f_{B\Lambda} + f_b (f_{b\Lambda} - f_{B\Lambda})$
- $f_3 = BR(b \rightarrow B^0) \cdot BR(B^0 \rightarrow l) = f_{B^0} f_l$
- $f_4 = BR(b \rightarrow altro) \cdot BR(alto \rightarrow l) = (1 - f_{B^0}) f_l$

con  $f_{B\Lambda}$  frazione di mesoni  $B$  ( $f_{B^{\pm}} = f_{B^0}$ ) e  $f_{b\Lambda}$  frazione di barioni- $b$  che decadono in  $\Lambda$  (rispettivamente  $\simeq 6\%$  e  $\simeq 60\%$ );  $f_b$  frazione di  $b$  che decadono in barioni- $b$  ( $\simeq 10\%$ );  $f_b + f_{B^{\pm}} + f_{B^0} = 1$ ;  $f_{Bl}$  frazione di decadimento del quark  $b$  in un leptone ( $\simeq 10\%$ ) con  $f_{Bl} = f_{B^{\pm}l} = f_{B^0l} = f_{bl} = f_l$ . In presenza di oscillazione, si ha

$$(2.28) \quad N_{tot}^{\Lambda l} = N_{\Lambda l^-} + N_{\Lambda l^+}$$

(comprendiamo in questa scrittura anche i coniugati di carica). Il numero di coppie  $\Lambda l^-$  deriva dalla parte di  $N_{tot}^{\Lambda l}$  che può oscillare; quindi:

$$(2.29) \quad N_{\Lambda l^-} = A [f_1 f_3 + f_1 f_4 + f_2 f_3]$$

essendo ovviamente  $f_2 f_4$  il termine che non oscilla. Ricordando che  $\chi$  è la probabilità che il mesone  $B^0$  abbia oscillato, si ottiene:

$$(2.30) \quad R^- = \frac{N_{\Lambda l^-}}{N_{tot}} = 2\chi(1 - \chi) \frac{f_{B\Lambda}}{f_{\Lambda}} + \chi f_b \frac{(f_{b\Lambda} - f_{B\Lambda})}{f_{\Lambda}}$$

Considerando ora, un campione  $q\bar{q}$ , per cui sono presenti anche i diversi tipi di fondo, la quantità che misuriamo è

$$(2.31) \quad R_t^- = \frac{(\Lambda^\pm l^\mp)_S + (\Lambda^\pm l^\mp)_B}{(\Lambda^\pm l^\mp + \Lambda^\pm l^\pm)_S + (\Lambda^\pm l^\mp + \Lambda^\pm l^\pm)_B} = \frac{R^- S + \alpha B}{S + B}$$

dove  $R^-$  è definito dalla eq. 2.26,  $S$  è il "segnale",  $B$  il "fondo";  $\alpha$  è la frazione di  $\Lambda l^-$  in  $B$ .

Se introduciamo il rapporto  $n = S/B$ , possiamo riscrivere:

$$(2.32) \quad R_t^- = R^- \frac{1}{n+1} \left( n + \frac{\alpha}{R^-} \right)$$

La misura della quantità  $R_t^-$  quindi presenta un fattore di diluizione. La situazione ideale è raggiungibile in due modi diversi: rendere il fattore uguale a 1 cercando  $\alpha$  approssimativamente uguale a  $R^-$  e  $n$  grande, oppure avere  $B$  uguale a 0.

Supponendo il fondo simmetrico,  $\alpha$  vale 0.5; in questo caso è preferibile analizzare la quantità  $R_t^+ - R_t^-$ , dove  $R_t^+$  è il rapporto tra il numero di coppie  $\Lambda^0 l^+$  e il numero di coppie totali  $\Lambda l$ .

$$(2.33) \quad R_t^+ - R_t^- = (1 - 2R^-) \frac{1}{n+1} \left( n + \frac{1-2\alpha}{1-2R^-} \right)$$

Per un fondo perfettamente simmetrico, il fattore di diluizione diventa  $n/(n+1)$  e tende a 1 se  $n \rightarrow \infty$ .

## Capitolo 3

# Il rivelatore DELPHI al LEP.

In questo capitolo, dopo una breve descrizione qualitativa dell'apparato DELPHI, analizziamo i rivelatori di maggiore interesse per il nostro lavoro di analisi.

### 3.1 DELPHI: Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification.

DELPHI, rivelatore con identificazione di leptoni, fotoni e adroni, è un apparato operante al LEP [36], un acceleratore a fasci incrociati  $e^+e^-$  in funzione dal 1989 al CERN.

Il LEP misura una circonferenza di 27 km, e, nella prima fase di funzionamento che si concluderà nel 1994, opera ad una energia nel centro di massa di 91 GeV, con una luminosità nominale di  $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ . Nella fase successiva, conterà su energie dell'ordine di 160 GeV, ideali per lo studio della produzione di coppie  $W^+W^-$ .

Il rivelatore DELPHI è installato a 100 m di profondità ed ha capacità di rivelazione generali, con particolare enfasi per l'identificazione di particelle, anche in eventi complessi. In fig. 3.1, riproduciamo la visione in prospettiva dell'apparato: sono riconoscibili la regione cilindrica centrale ("barrel") e due zone terminali ("end-caps"); il solenoide superconduttore ha una lunghezza di 7.4 m, un diametro di 5.2 m e produce un campo magnetico di 1.2 T; il tubo del fascio ("beam pipe") ha un diametro di 156 mm per evitare tutti i fotoni della radiazione di sincrotrone. Quattro sono le categorie di rivela-

tori presenti in DELPHI: rivelatori di tracciamento, contatori a scintillazione, calorimetri elettromagnetici e adronici, rivelatori a luce Cherenkov.

Rivelatore	$R$ (cm)	$ z $ (cm)	$\theta$ (gradi)	Risoluzione in posizione (mm)
Rivelatore di vertice	6.3-9-11	12	0.65-2.5	in $\phi$ 0.007
Rivelatore interno	11.8-22.3	40	0.3-2.84	in $\phi$ 0.11
Camera a proiezione temporale	35-111	$\leq 134$	0.35-2.8	in $\phi$ 0.23 in $z$ 0.9
Rivelatore esterno	198-206	$\leq 232$	0.75-2.39	in $\phi$ 0.11 in $z$ 44
Rivelatore dei $\mu$ nel barile	445-485	$\leq 185$	0.9-2.4	in $\phi$ 1.5 in $z$ 10
Rivelatore dei $\mu$ in avanti	70-460	463/500	0.16-0.75	in $x$ e $y$ 1
Camera in avanti A	30-103	155-165	0.19-0.58	in $x$ 0.3
Camera in avanti B	53-195	267-283	0.19-0.58	in $x$ 0.25
HPC	208-260	$\leq 254$	43-137	in $\phi$ 1°, in $z$ 4 mm in R 9 campionamenti

Tabella 1  
Caratteristiche principali dei rivelatori di tracciamento in DELPHI.

Rimandando alla ref. [37] per una descrizione completa dell'apparato DELPHI, ci limiteremo qui ad analizzare più approfonditamente i rivelatori ritenuti di maggiore importanza per la ricostruzione rispettivamente dei barioni  $\Lambda$  e dei leptoni. Il sistema di coordinate scelto pone l'asse  $z$  parallelo al fascio con verso uguale a quello degli elettroni,  $y$  verticale e  $x$  terna destra.

### 3.2 Il rivelatore di vertice.

Il rivelatore di vertice VD [38] è formato da tre strati sensibili a strisce (strips) di silicio, concentrici, posti rispettivamente a 6.3 cm (Closer layer), 9 cm (Inner layer) e 11 cm

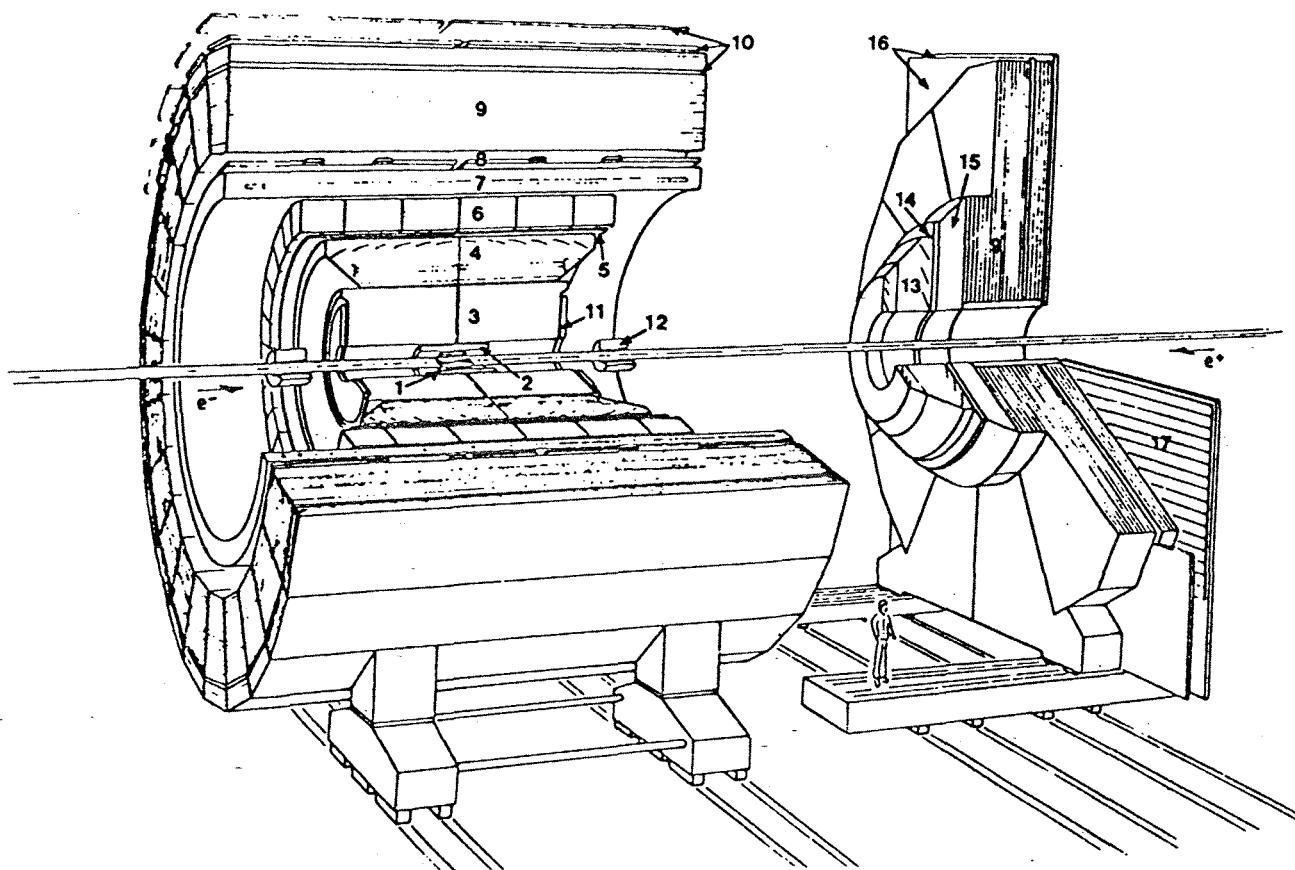


Figura 3.1: Visione in prospettiva del rivelatore. 1) Rivelatore di Microvertice; 2) Rivelatore Inner; 3) Camera a Proiezione Temporale, TPC; 4) Contatore Cherenkov nel barrel (RICH); 5) Rivelatore Outer; 6) Camera a Proiezione ad alta densità (HPC); 7) Solenoide superconduttore; 8) Contatori di tempo di volo (TOF); 9) Calorimetro adronico; 10) Camere barrel dei muoni; 11) Camere in avanti A; 12) Etichettatore a piccolo angolo (SAT); 13) RICH in avanti; 14) Camera in avanti B; 15) Calorimetro elettromagnetico in avanti; 16) Camere dei muoni in avanti; 17) Odoscopio a scintillatore in avanti. All'esterno dello schema, c'è l'etichettatore ad angolo molto piccolo (VSAT).

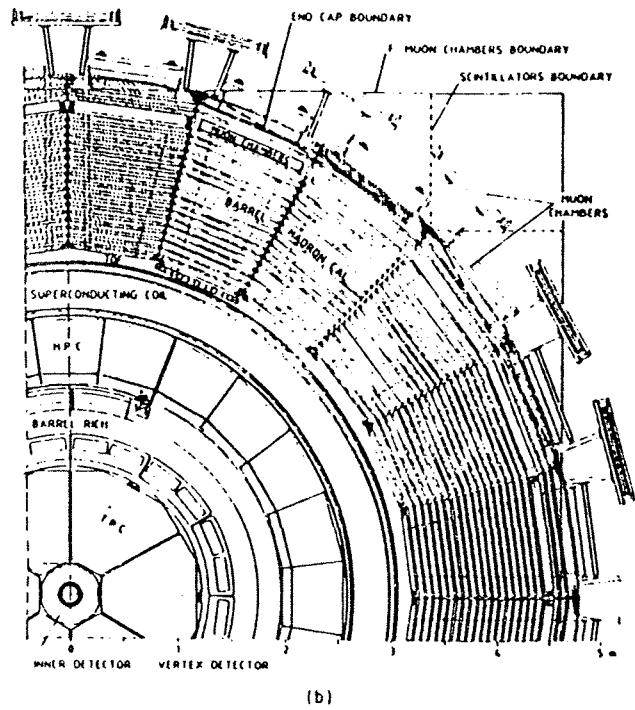
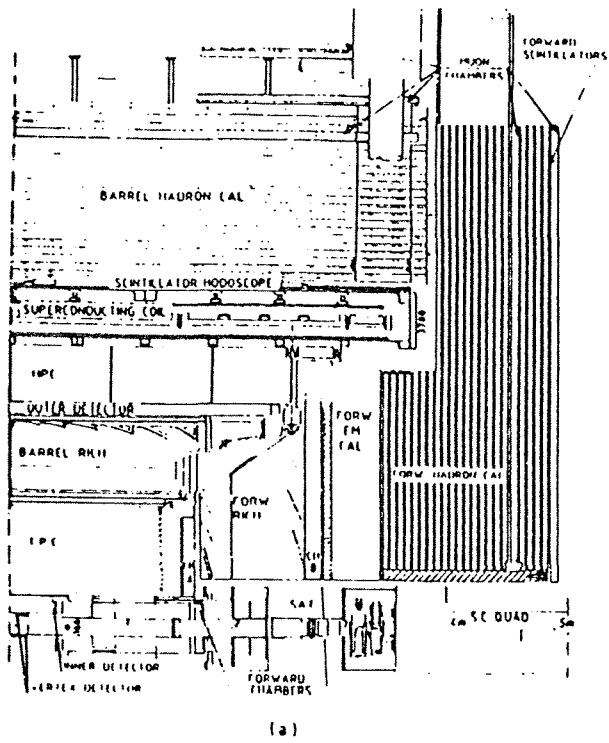


Figura 3.2: DELPHI: sezione a) longitudinale e b) trasversale.



(Outer layer). Ciascun piano è costituito da 24 moduli rettangolari disposti a tegola con le strips parallele all'asse  $z$ . Il passo tra strip e strip è di  $25 \mu\text{m}$ .

Due sono i parametri che caratterizzano il rivelatore: il rapporto segnale-rumore, e il numero di strips in un "cluster" associato a una particella carica, dove con cluster indichiamo l'insieme contiguo di strips che danno un segnale in concomitanza con il passaggio di una particella ionizzante. Il criterio di assegnazione di una strip a un cluster è il seguente: preso come riferimento il valore più alto del rapporto segnale (PH) rumore (N) nel cluster stesso, sono associate tutte le strips per le quali risulta superata la soglia di 0.2 di tale rapporto massimo. Un cluster è accettato se la somma dei PH/N dei singoli canali è maggiore di 6 e, per almeno uno, maggiore di 3.

La prestazione del VD è legata ai seguenti fattori: qualità di ricostruzione sulla singola traccia, efficienza di associazione, pattern recognition. I tests sono stati effettuati utilizzando eventi dimuonici. La risoluzione effettiva viene misurata tramite "l'errore di puntamento dimuonico"  $\Delta$  dato dalla somma algebrica dei parametri d'impatto rispetto al centro della regione di interazione (beam spot), che ha una larghezza  $\sigma_x = 150 \mu\text{m}$  e  $\sigma_y = 10 \mu\text{m}$  nel piano trasversale rispetto al fascio. Il parametro d'impatto è definito come la distanza di minimo approccio di una traccia al punto d'interazione primario, con segno positivo o negativo a seconda se un osservatore in quel punto rivolto nella direzione della traccia, vede la traccia stessa alla sua destra o sinistra. La larghezza della distribuzione di  $\Delta$  è  $\sigma_\Delta = 30 \mu\text{m}$ , che corrisponde alla risoluzione per il parametro d'impatto di traccia singola  $\sigma_\epsilon = \sigma_\Delta/\sqrt{2} = 21 \mu\text{m}$ . Prendendo in considerazione tracce di eventi adronici con momento alto, la risoluzione di traccia nel punto di interazione primario è di  $24 \mu\text{m}$ .

Essendo gli effetti di scattering multiplo trascurabili per tracce di  $45 \text{ GeV}/c$ , il valore  $24 \mu\text{m}$  può essere considerato un limite di "momento infinito". Spostandoci a momenti più bassi, tali effetti non sono più trascurabili. Se il momento viene ricavato dalla misura di curvatura di ID-TPC-OD, poi aggiustata tramite gli hits del VD, solamente il materiale tra la regione di interazione e il VD contribuisce allo scattering. Il contributo maggiore quindi deriva dal tubo del fascio e dal primo layer del VD. Un'analisi semplificata del quantitativo

di materiale di questo tipo rivela una deflessione media di  $\frac{69}{p_T}$  per una particella di momento trasverso  $p_T$ .

Riassumendo, considerando l'estrapolazione dal VD al punto d'interazione, si ottiene una risoluzione di singolo punto di  $8 \mu\text{m}$  e, per il parametro di impatto,  $\sigma_\epsilon = \frac{69}{p_T} \oplus 24 \mu\text{m}$ , dove il primo fattore deriva dallo scattering multiplo e il secondo dagli effetti di risoluzione del rivelatore.

L'efficienza del rivelatore è del 100% per un punto e del 93% per due, mentre l'efficienza media di associazione rispetto alle tracce ricostruite dagli altri rivelatori di DELPHI è per i tre layers rispettivamente di 95.5%, 97.5%, 96.3%.

In fig. 3.4, riportiamo la frazione di tracce con una singola associazione a un set di punti di VD, in funzione della molteplicità. In presenza di un unico punto nel VD, l'ambiguità di associazione dipende ovviamente dalla molteplicità dell'evento e va da 16% per molteplicità 2 a 40% per molteplicità 8. Tali frazioni sono drasticamente ridotte aumentando il numero di punti: per tre layers si arriva a 4% e 8% negli stessi intervalli di molteplicità.

### 3.3 La camera a proiezione temporale.

La camera a proiezione temporale (TPC) [39] è il rivelatore centrale nell'apparato DELPHI. Formata da un cilindro di fibre di carbonio, riempito da una miscela di argon e metano (80%/20%) a pressione atmosferica, ha dimensioni  $R = 120 \text{ cm}$ ,  $L = 2 \cdot 150 \text{ cm}$ . Le dimensioni della TPC non sono ottimali perchè nel volume utile dell'apparato è stato necessario trovare lo spazio per i rivelatori a luce Cherenkov, il Barrel RICH e il Forward RICH. Le difficoltà nel funzionamento del RICH, che per i dati '91 è utilizzabile solo in un campione limitato di eventi, aggiunte alle piccole dimensioni della TPC, pongono un serio limite sull'efficienza in particolare nella ricostruzione delle  $\Lambda$  ad alto momento.

Ogni end-cap del cilindro della TPC è diviso in sei settori dotati di camere a fili proporzionali, ciascuna con 192 fili (diametro =  $20 \mu\text{m}$ ) di passo 4 mm. Uno spazio di 4 mm separa il piano sensibile dei fili dalla struttura rigida della camera, coperta da una

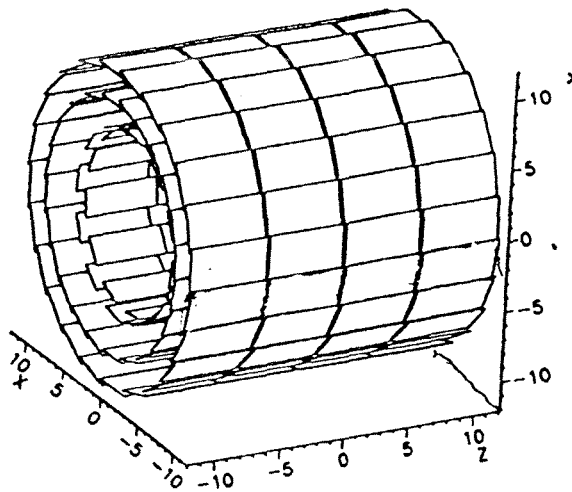


Figura 3.3: Rappresentazione schematica del rivelatore di vertice.

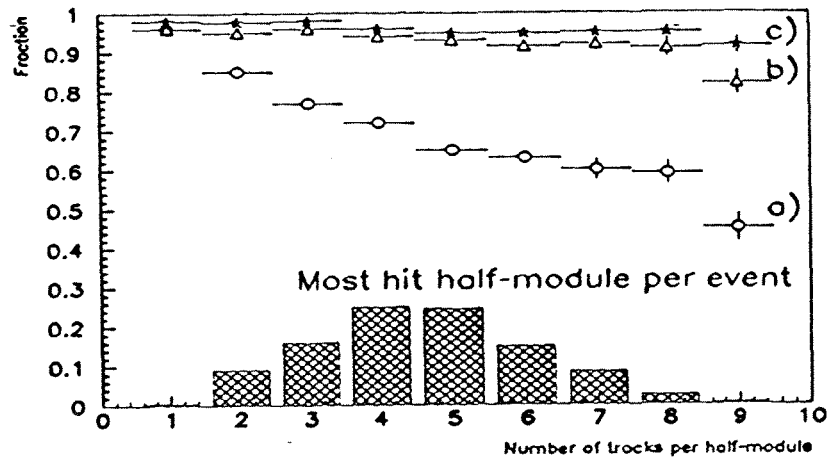


Figura 3.4: Frazione di tracce univocamente associate ai clusters in funzione della molteplicità di tracce nei casi : a) uno strato di silicio, b) due strati, c) tre strati. È rappresentata anche la distribuzione della molteplicità massima all'interno di mezzo modulo.

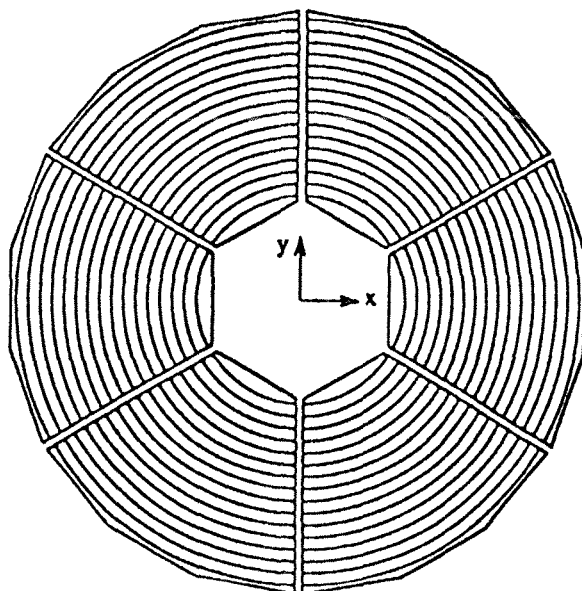


Figura 3.5: Visione dei 6 settori di un end-cap con le 16 righe di pads.

piastra catodica di rame su cui sono incise 16 righe circolari di piastre (pads) capacitive, con superficie di  $52.5 \text{ mm}^2$ . Ogni riga conta un numero di pads proporzionale a 16 per convenienza di lettura, è centrata sull'asse della TPC con raggi dai 40 ai 110 cm e distanza relativa di 4.5 cm. Ogni settore conta 1680 pads per un totale di 22464 canali.

Nell'intero volume di deriva, il campo elettrico è omogeneo a  $150 \text{ V/cm}$ , con una lunghezza totale di deriva su ogni lato del piano centrale di 133 cm. Gli elettroni sono soggetti a un moto nel gas con velocità  $V_d = 6.67 \text{ cm}/\mu\text{s}$  e frequenza di ciclotrone  $\omega = 5.2/\tau$ , con  $\tau$  tempo di rivoluzione.

La calibrazione della parte elettronica avviene tramite tracce effettive, sorgenti radioattive, pulsazioni sui fili, ed è fondamentale per le misure di  $R\phi$  (pads) e  $dE/dx$  (fili). L'ampiezza di ogni hit e l'istante di registrazione vengono determinati tramite un adattamento parabolico sulle tre code consecutive più alte del cluster. Per la determinazione spaziale, si assume una forma gaussiana del segnale su pads adiacenti imponendo una larghezza  $\sigma$ , parametrizzabile, alla funzione di risposta. Per punti registrati con due pads, una sola soluzione è possibile; per tre pads, invece, la risoluzione migliore corrisponde alla

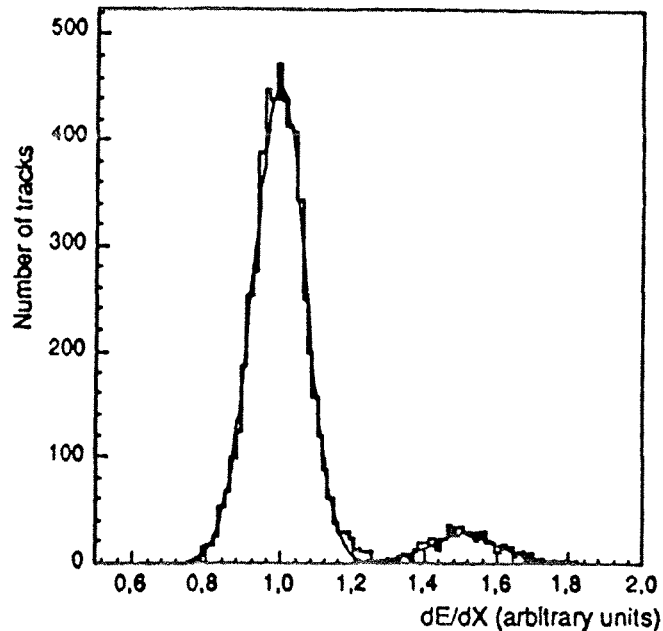


Figura 3.6: La  $dE/dx$  per tracce di momento tra 400 e 520 MeV. Il picco alto corrisponde ai pioni di minima ionizzazione, l'altro agli elettroni.

media pesata delle tre possibili combinazioni. Per tracce con  $p_T > 1.5$  GeV/c, si trova una risoluzione di  $230 \mu\text{m}$  in  $R\phi$  e  $900 \mu\text{m}$  in  $z$ , con un miglioramento per i punti a tre pads:  $220$  e  $880 \mu\text{m}$  rispettivamente per le due coordinate.

La quantità di carica depositata da ogni traccia sui 192 fili permette la stima della perdita di energia della particella, usando la media troncata. Per separare le tracce, si considerano solo gli hits distanti in  $z$  almeno 2 cm. Questo riduce il numero di hits per le tracce di eventi adronici: il 65% hanno più di 40 hits isolati e il 35% più di 100.

La risoluzione nella misura della  $dE/dx$  per una particella al minimo di ionizzazione è del 6.2%, e per gli elettroni del 5.7%; la separazione tra pioni ed elettroni è effettiva fino a momenti di circa 5 GeV/c.

### 3.4 Rivelatori di muoni.

Il rivelatore di muoni di DELPHI registra, su superfici a distanze crescenti dal punto di interazione, informazioni due-dimensionali sulle particelle cariche che attraversano il

calorimetro adronico. Se l'informazione esiste su più di una superficie, è possibile calcolare la direzione e la posizione della traiettoria della particella, con una precisione limitata dallo scattering multiplo.

Il rivelatore si compone di due parti: una centrale MUB (Barrel Muon Chambers), e una in ciascun end-cap, MUF (Forward Muon Chambers).

### 3.4.1 Il Barrel Muon Detector.

Il Barrel Muon Detector [40] è formato da tre piani concentrici di moduli: Interno ("Inner"), Esterno ("Outer") e Periferici ("Peripherals"), che distano dall'asse  $z$  rispettivamente 445.5 cm, 479.3 cm, 532 cm. I moduli sono raggruppati in settori di ampiezza di  $15^\circ$  in  $\phi$  per un totale di 24 settori. Ogni settore contiene due moduli a  $z$  positive e negative, con una distanza relativa di 12 cm (vedi fig.3.7). I moduli Inner contengono 14 camere a deriva raggruppate in tre layers (5+4+5). L'informazione del terzo strato è usata solo in assenza dell'informazione dei primi due. I moduli Outer e Peripherals contengono 7 camere (4+3), completamente esterne al calorimetro adronico. I moduli Peripherals sono necessari per coprire i vuoti in  $\phi$  tra gli altri.

La miscela di gas nelle camere è  $Ar/CH_4/CO_2$  (85.5%/8.5%/6%). La lunghezza attiva della maggior parte delle camere è di 365 cm. Ogni camera è delimitata da tubi di alluminio accuratamente estrusi, e ha dimensioni di 20.8 cm in larghezza e 2.6 cm in altezza con un unico filo anodico al centro. Due fogli di plastica di 0.28 cm di spessore sono incollati sulle superfici interne più ampie e sono dotati di strips di rame per la regolazione del potenziale. Una linea di ritardo piatta è incollata da un lato al filo anodico e permette misure di lunghezza con un ritardo di  $\sim 1.8$  ns/cm. La velocità tipica di deriva verso il filo è di  $4.6 \cdot 10^{-3}$  cm/ns. La distanza di deriva viene misurata con una precisione di circa 1 mm, analoga alla risoluzione in  $r\phi$  se non ci sono problemi di allineamento. La risoluzione in  $z$ , misurata con la linea di ritardo, è dell'ordine di 10 mm.

Benchè sia possibile associare 6 layers a una traccia, il caso più tipico è di 4: Inner+Outer, Inner+Peripherals, solo Peripherals sono le configurazioni più probabili.

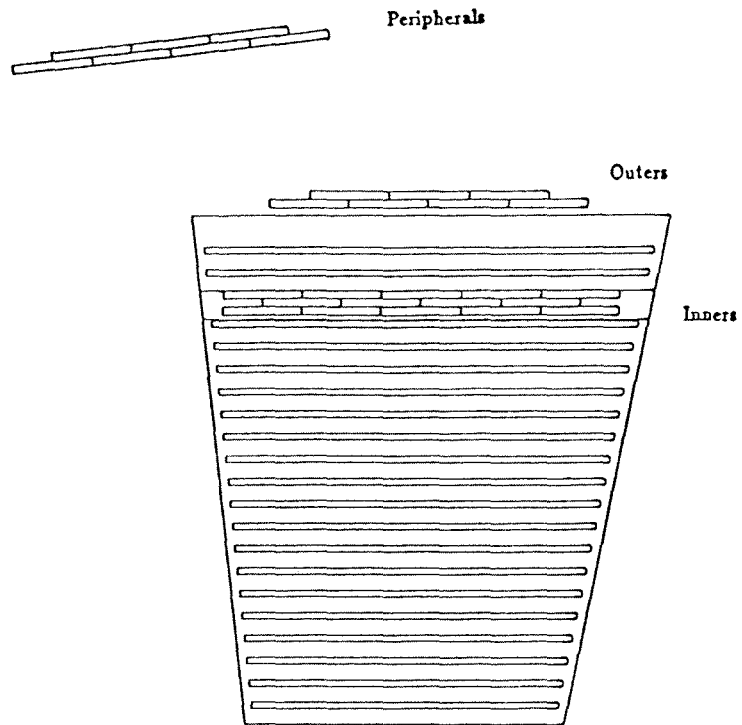


Figura 3.7: Rappresentazione di un settore della Barrel Muon Chamber.

### 3.4.2 Il Forward Muon Detector.

Il Forward Muon Detector (MUF) [40] è presente in ognuna delle due end-cap; consiste di due piani di camere, ciascuno con 4 quadranti di  $4.4 \text{ m} \times 4.4 \text{ m}$ . All'interno di ogni quadrante ci sono due strati ortogonali con 22 camere di deriva, ciascuna con un volume sensibile di  $435.4 \text{ cm} \times 18.8 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ . Le camere operano "a scarica limitata" (limited streamer mode) in una miscela di  $Ar/CO_2/iC_4H_{10}$  (14, 70, 14 %) e 2 % di i-propanolo. Le coordinate sono determinate dal tempo di deriva con una risoluzione di 1 mm e dai due tempi misurati ai due capi della linea di ritardo catodica con una risoluzione di 2 mm.

Per una coppia di muoni buoni nei MUF, ci si aspetta al massimo 4 layers colpiti o 4 punti spaziali in ogni end-cap. A causa dello spazio morto, che ammonta a circa il 10 %, a causa degli effetti geometrici (agli angoli dei quadranti) e delle inefficienze di funzionamento il numero di piani colpiti è inferiore.

### 3.5 La camera a proiezione ad alta densità.

La camera a proiezione ad alta densità [41], HPC, è un'applicazione a larga scala del principio della proiezione temporale alla calorimetria. Lo scopo è quello di misurare la distribuzione di carica, in tre dimensioni, indotta da sciame elettromagnetici e da adroni, con granularità molto alta.

L'HPC copre la regione centrale di DELPHI tra  $42^\circ$  e  $138^\circ$ ; è formata da 144 moduli, per un totale di 18000 canali elettronici, posti a 2.08 m dall'asse del fascio in cerchi di 24 moduli in  $\phi$ , ciascuno di  $15^\circ$ , e 3 moduli in  $z$ , su ogni lato del punto d'interazione. Essendo un calorimetro a gas a campionamento, la risoluzione energetica non è ottima ed è ulteriormente degradata da interazioni elettromagnetiche secondarie nelle 0.6 lunghezze di radiazione  $x_0$  di materiale che in media si trovano di fronte all'HPC (supporti per il RICH, pareti della TPC e dell'Inner Detector, ecc.).

Il principio della proiezione temporale viene attuato usando il convertitore di piombo



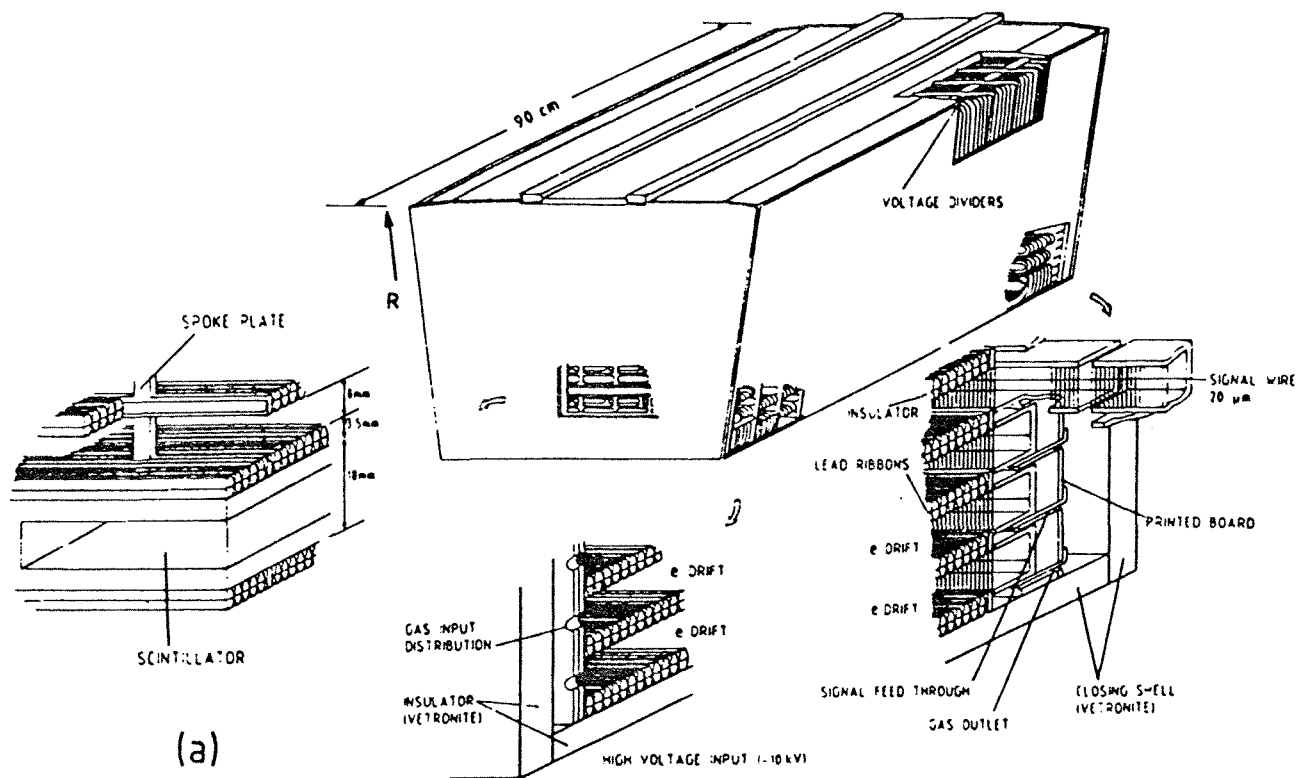


Figura 3.8: Dettagli di un modulo dell'HPC.

come partitore e creando all'interno del canale di deriva un campo elettrico longitudinale che trasporta le cariche di ionizzazione sulle camere terminali. Il convertitore è formato da 41 pareti di piombo spaziate da 8 mm di gas. Ogni strato è formato da sottili fili di piombo trapezoidali incollati su entrambi i lati di un supporto di fibre di vetro. In questi stretti canali di deriva, la trasmissione di carica è limitata dalla diffusione trasversale.

La granularità dell'HPC in tre dimensioni è tale che :

- lo sciame è campionato 9 volte longitudinalmente, a diverse  $x_0$ . I primi tre campionamenti sono ogni  $1.4 x_0$ , i secondi tre ogni  $1.9 x_0$ , gli ultimi tre ogni  $2.8 x_0$ , per una profondità totale di circa  $17.5 x_0$  per particelle incidenti a  $90^\circ$ ;
- lungo la direzione di deriva, che presenta un massimo di 89 cm, lo sciame è campionato ogni  $70 \mu s$  circa, che, nella miscela di  $Ar - CH_4$  80 %-20 %, corrisponde a 3.5 mm in un campo di 100 V/cm;
- nel piano di lettura della carica soggetta a deriva, le pads hanno dimensioni diverse a diverse  $x_0$ , e vanno da 2.3 cm nella seconda e terza riga, a 3.5 cm nella prima, e a 7 cm nelle ultime tre.

Gli spazi tra i 144 moduli sono un problema serio per la ricostruzione dell'energia elettromagnetica. Cinque sono gli spazi in  $\theta$ : uno nel mezzo del rivelatore, largo 7 cm, a causa dei supporti criostatici, e quattro ogni 90 cm, larghi 5 cm, per le camere di lettura di ogni modulo. Ventiquattro invece sono quelli in  $\phi$ , ogni  $15^\circ$ , e puntano verso il vertice di interazione.

L'HPC ha una geometria non puntante nel piano  $yz$ , e la quantità di materiale attraversato varia con  $\theta$  sia nel calorimetro che nella parte di DELPHI antistante l'HPC stessa.

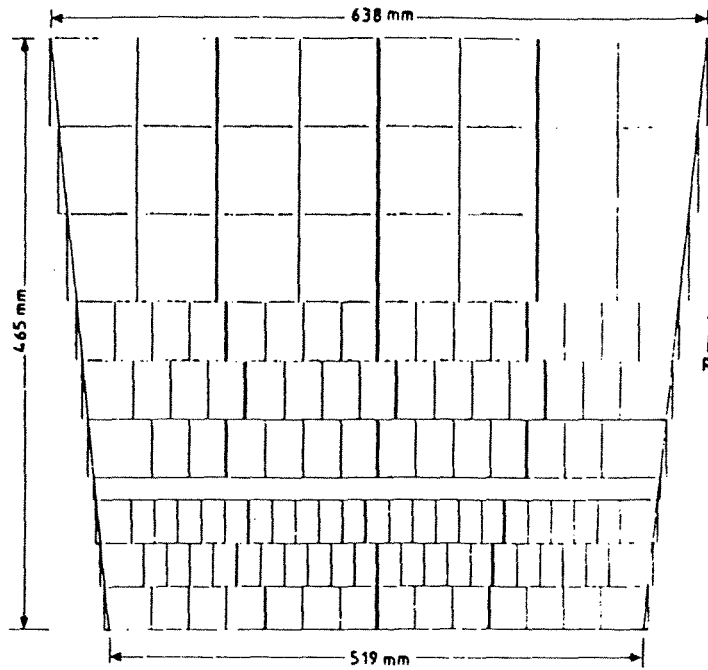


Figura 3.9: Rappresentazione delle pads di una camera di lettura, ciascuna delle quali fornisce 9 campionamenti in  $R$ .

## Capitolo 4

# Selezione del campione di eventi $\Lambda$ -leptone.

Dopo aver delineato, nei capitoli precedenti, gli aspetti fondamentali del metodo, ci occupiamo della selezione delle due componenti  $\Lambda$  e leptone, con particolare attenzione all'efficienza e alla purezza del campione di eventi. L'identificazione degli eventi  $b\bar{b}$ , inoltre, è stata oggetto di uno studio dettagliato descritto nell'ultimo paragrafo.

### 4.1 Criteri per la selezione di tracce ed eventi adronici.

Il tipo di analisi svolta prende in esame solamente eventi adronici, cioè eventi caratterizzati da alta molteplicità alle energie considerate.

I criteri utilizzati per la definizione di un evento adronico sono dati da:

- molteplicità di tracce cariche: si richiede una molteplicità "carica" minima di 5;
- percentuale di energia nel centro di massa CM: la somma delle energie delle particelle cariche e di quelle neutre nel calorimetro elettromagnetico in avanti deve essere maggiore del 12% dell'energia del CM.

La prima selezione viene effettuata sulle tracce di ciascun evento. Per le tracce cariche il set di tagli consiste in:

- selezione di accettazione nella regione barrel:  $|\cos\theta| < 0.906$  con  $\theta$  angolo polare ( $\cos\theta = p_z/p$ , e  $p_z$  e  $p$  modulo e componente  $z$  del momento  $p$  della traccia);
- selezione di momento:  $0.1 < p < 50$  GeV/c per evitare tracce con momento troppo piccolo, e quindi eccessivamente curvate dal campo magnetico e soggette allo scattering multiplo;
- selezione di lunghezza di traccia:  $|tleng| > 25$  cm, con  $tleng$  lunghezza di traccia misurata come somma delle singole lunghezze di traccia nei vari rivelatori;
- selezione di perigeo:
  - $|D_0| < 20$  cm, con  $D_0$  distanza di minimo avvicinamento nel piano  $R\phi$  della traccia al vertice primario.
  - $|Z_0| < 30$  cm, con  $Z_0$  distanza di minimo avvicinamento lungo l'asse  $z$  parallelo al fascio.
  - $\Delta p/p < 0.5$ , con  $\Delta p/p$  errore relativo sul momento della traccia al perigeo.
  - $\Delta p < 10$  GeV/c, con  $\Delta p$  errore assoluto sul momento della traccia al perigeo.

Per le particelle neutre, fotoni, invece si richiede solamente:

- selezione di energia:  $0.1 < E < 50$  GeV;
- selezione di accettazione nella regione barrel:  $|\cos\theta| < 1$ , con  $\cos\theta$  definito come sopra.

Le tracce che soddisfano questi criteri vengono sottoposte a una seconda selezione per determinare se l'evento è adronico o meno secondo le condizioni sopra citate.

Il set di tagli descritto permette di ridurre il contributo degli eventi di fondo dovuti alle interazioni tra il fascio e il gas nella beam pipe e degli eventi a due fotoni. L'efficienza della selezione degli eventi adronici è stimata  $(97.4 \pm 0.4)\%$  [42]. Il nostro lavoro di analisi ha utilizzato i dati raccolti dall'apparato DELPHI nel 1991, con una luminosità

barione $\Lambda^0$	$(S = -1, I(J^P) = 0(\frac{1}{2}^+))$
massa	$1115.63 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2$
vita media	$(2.632 \pm 0.02) \cdot 10^{-10} \text{ s}$
momento magnetico	$-0.613 \pm 0.004 \mu_N$
momento elettrico di dipolo	$d < 1.5 \cdot 10^{-16} \text{ e-cm CL}=95\%$

Tabella 4.1: Caratteristiche del barione neutro  $\Lambda^0$ .

canali di decadimento	Frazione $\Gamma_i/\Gamma$ (%)
$p\pi^-$	$64.1 \pm 0.5$
$n\pi^0$	$35.7 \pm 0.5$
$n\gamma$	$(1.02 \pm 0.33) \cdot 10^{-3}$
$p\pi^-\gamma$	$(8.5 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$
$pe^-\bar{\nu}_e$	$(8.34 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}$
$p\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$(1.57 \pm 0.35) \cdot 10^{-4}$

Tabella 4.2: Canali di decadimento del barione neutro  $\Lambda^0$ .

integrata di  $10.7 \text{ pb}^{-1}$ , per un totale di 262563 eventi adronici. Le tracce che soddisfano i criteri sopra descritti permettono un calcolo di molteplicità di  $24.9 \pm 0.05$ . In aggiunta a questi dati, è stato prodotto un campione di dati cosiddetti "simulati" o "Montecarlo" tramite il programma DELSIM [11], con parametro di oscillazione nullo: gli eventi adronici ammontano a 55183, con molteplicità di  $20.9 \pm 0.09$ .

## 4.2 Criteri di selezione per i barioni $\Lambda$ .

Scopo della nostra analisi è isolare un campione il più puro possibile di barioni  $\Lambda^0$ ; nella Tab.4.1 riportiamo le caratteristiche principali della particella, mentre in Tab.4.2 elenchiamo i suoi canali di decadimento. Particolare cura quindi è stata posta nello studiare ed applicare l'algoritmo per la ricostruzione del decadimento del barione neutro  $\Lambda^0$  in due particelle cariche,  $p$  e  $\pi^-$ .

I tipi di tracce considerati sono quelli provenienti da vertici secondari, come schema-

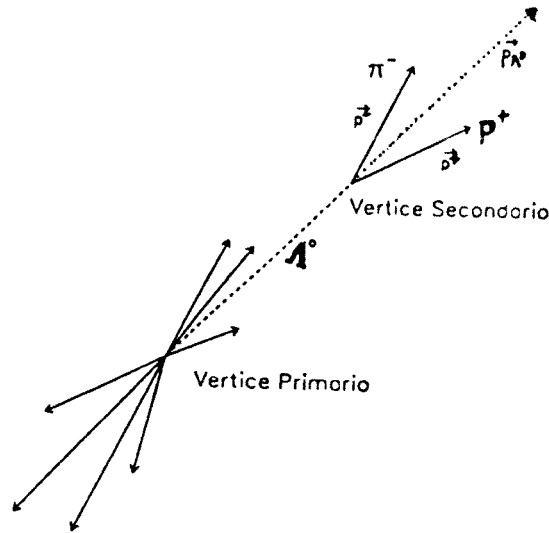


Figura 4.1: Rappresentazione di un vertice secondario.

tizzato in fig. 4.1.

Dal punto di vista puramente geometrico, il primo passo consiste nell'approssimare le tracce con archi di circonferenza nel piano  $R\phi$ , utilizzando i valori dei parametri delle tracce stesse al perigeo, cioè nella posizione di massimo avvicinamento al vertice primario. Tra le due intersezioni delle circonferenze, scegliamo quella per cui la differenza della coordinata iniziale  $z$  delle due tracce è minore. Il punto così ottenuto rappresenta il punto di partenza del fit del vertice secondario. I cinque parametri considerati sono il parametro d'impatto  $\epsilon$  nel piano  $xy$  (con segno), la coordinata  $z$ , l'angolo polare  $\theta$ , l'angolo azimutale  $\phi$  e l'inverso del raggio di curvatura  $1/R$  (con segno). Calcolate le coordinate del vertice così approssimato, l'algoritmo esegue il fit completo con una media pesata delle tracce considerate come ellissoidi nello spazio a 5 dimensioni dei parametri di perigeo. Se il risultato del fit è positivo, l'algoritmo fornisce le coordinate del nuovo vertice, i valori ricalcolati, tramite propagazione al nuovo punto, dei parametri, le relative matrici di covarianza e il valore di  $\chi^2$  del fit.

Ricavate le componenti cartesiane del momento delle singole tracce, il vertice viene accettato solo se entrambe le particelle si trovano nello stesso emisfero rispetto all'asse di

"thrust", dove con la terminologia "thrust" indichiamo la quantità :

$$(4.1) \quad T = \max \left( \frac{\sum_j |\vec{p}_j \cdot \vec{n}|}{\sum_j |\vec{p}_j|} \right)$$

con  $\vec{p}_j$  momento della particella e  $\vec{n}$  generico versore;  $T$  ci permette di descrivere il comportamento a jets di un evento: in particolare, un evento a due jets descrivibile come due coni sufficientemente stretti presenta  $T = 1$ , mentre per un evento isotropo,  $T$  tende a 0.5. La direzione  $\vec{n}_T$  è l'asse del thrust.

Per i vertici accettati l'algoritmo calcola la massa invariante nelle diverse ipotesi  $\Lambda^0$  ( $p\pi$ ),  $K^0$  ( $\pi^+\pi^-$ ) e  $\gamma$  ( $e^+e^-$ ).

#### 4.2.1 Tagli preliminari.

Intersecando a due a due tutte le eliche ottenute dai fit alle tracce si ottiene un insieme di vertici secondari che prendono il nome di "combinatoriali". Essendo la molteplicità, definita come numero di vertici per evento, molto alta, si sono cercati tramite studi Montecarlo, dei tagli preliminari da inserire nell'algoritmo stesso nel tentativo di ridurre il "fondo combinatoriale"; nell'ordine:

- $\Delta\phi$ : è dato dalla differenza tra gli angoli azimutali delle due tracce; si richiede  $\Delta\phi < 90^\circ$ ;
- $\cos\theta_{xy}$  : con  $\cos\theta_{xy}$  indichiamo l'angolo tra la direzione di volo (definita come la direzione individuata dalla retta congiungente il vertice primario e quello secondario) e la direzione del momento ricostruito del vertice tramite i momenti delle due tracce; si richiede  $\cos\theta_{xy} > 0.9$ ;
- acoplanarità: il barione  $\Lambda^0$  e i suoi due prodotti di decadimento devono trovarsi nello stesso piano, per cui la direzione di volo e il prodotto vettoriale dei momenti delle due tracce idealmente devono formare un angolo di  $90^\circ$ . L'acoplanarità calcolata come differenza tra  $90^\circ$  e quest'angolo; si richiede acoplanarità  $< 90^\circ$



- $P(\chi^2)$  : è la probabilità associata al  $\chi^2$  fornito dal fit del vertice secondario; con probabilità di  $\chi^2$  intendiamo la probabilità che una variabile caratterizzata da una distribuzione di  $\chi^2$  con  $n$  gradi di libertà assuma valore maggiore di un valore assegnato. Nel nostro caso,  $n = 1$ ; si richiede  $P(\chi^2) > 0.1\%$ ;
- per assicurarci che il vertice secondario non coincida con il vertice primario, si richiede un taglio ulteriore: se le tracce hanno hits nel VD, si richiede che la distanza vertice primario-secondario, normalizzata sugli errori, separatamente in  $x$  e  $y$ , sia maggiore di  $4\sigma$ ; in assenza di VD hits per entrambe le tracce, il taglio viene posto a  $6\sigma$ . L'errore è dato dalla somma in quadratura dell'errore sulla coordinata del vertice secondario fornito dall'algoritmo e dell'errore su quello primario stimato a  $\sigma_x = 150\mu\text{m}$  e  $\sigma_y = 10\mu\text{m}$ .

Dopo questa selezione rimangono con almeno un vertice secondario 222133 eventi adronici e riduciamo la molteplicità di vertice di un fattore 2. Alcune delle variabili qui menzionate, verranno riprese e studiate più approfonditamente nella descrizione dei tagli scelti per l'identificazione dei barioni  $\Lambda^0$ .

#### 4.2.2 Variabili di selezione.

Dopo i tagli preliminari, l'istogramma di massa invariante (fig. 4.2) presenta un picco in corrispondenza alla massa del barione  $\Lambda^0$ , ancora fortemente contaminato dal fondo. Con l'utilizzo dei dati simulati a nostra disposizione, è stato sviluppato lo studio di un set di tagli per ridurre ulteriormente il contributo del fondo combinatoriale. Per ogni taglio sono state considerate due grandezze:

efficienza: è definita come il numero di  $\Lambda^0$  ricostruite e quello di  $\Lambda^0$  generate (che decadono nelle due particelle cariche  $p$  e  $\pi$ );

$S/R$ : è il rapporto tra il numero di  $\Lambda^0$  e il numero di combinatoriali nella regione di massa [1.108-1.128] GeV/c<sup>2</sup>, che corrisponde a un intervallo di massa di  $5\sigma$  con  $\sigma$  risoluzione per la massa del barione  $\Lambda^0$   $\sigma = 4$  MeV/c<sup>2</sup>.

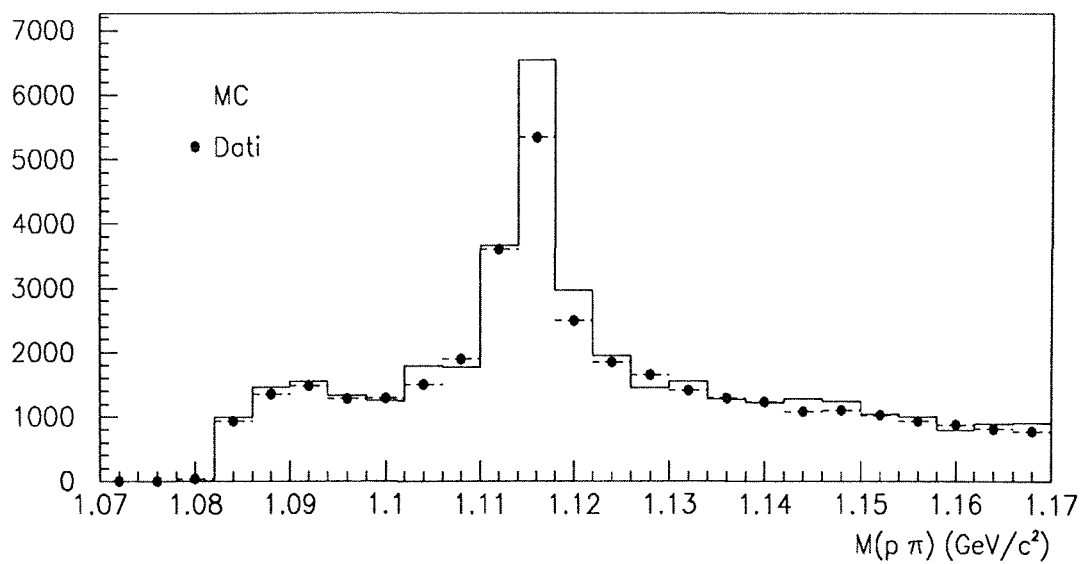
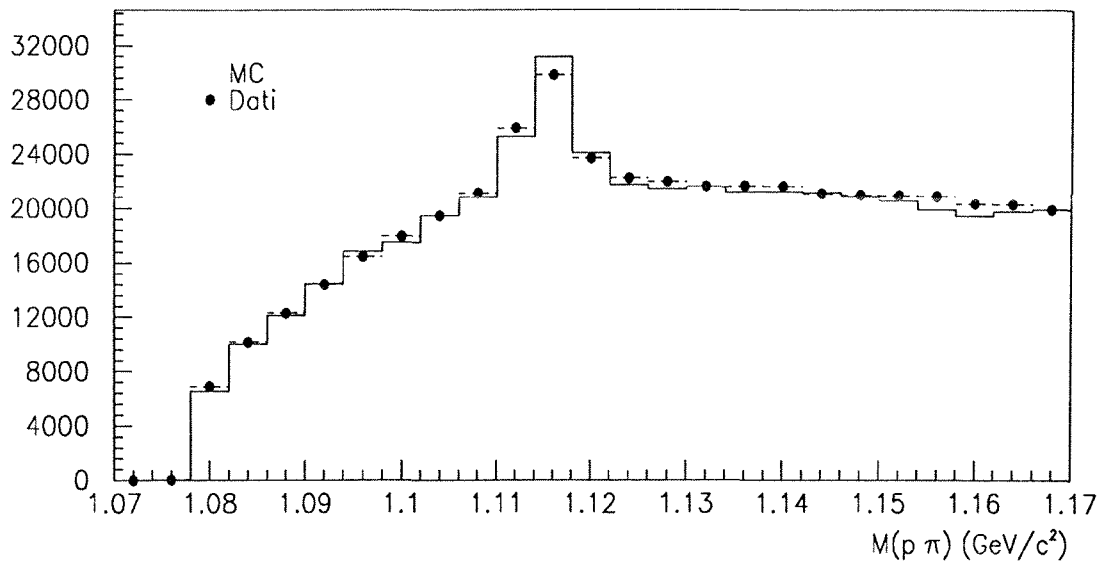


Figura 4.2: Distribuzione di massa invariante  $p\pi$  prima e dopo i tagli. Le code delle distribuzioni dati reali e Montecarlo sono in concordanza molto buona: il fondo così è stimabile direttamente dal campione di dati Montecarlo.

Nelle pagine successive, riportiamo i grafici relativi ad ogni variabile su cui rendiamo operativi i tagli; per ognuna di esse, diamo la distribuzione della grandezza stessa per il fondo e per le  $\Lambda^0$ , e l'efficienza e il rapporto  $S/R$  in funzione del valore di taglio. Per ogni variabile, infatti, il valore del taglio è stato variato in modo da ottimizzarne la scelta rispetto all'efficienza e al rapporto  $S/R$ . Inoltre, è sempre stata tenuta sotto controllo l'efficienza nella regione di momento di nostro interesse: [4,14] GeV/c (vedi par. 4.3).

I tagli sono descritti a cascata: ogni taglio agisce sui vertici che hanno passato la selezione precedente. La successione è stata scelta in modo da massimizzare l'efficienza e il rapporto  $S/R$ , e in modo da utilizzare prima i tagli geometrici e poi quelli in cui viene presa in considerazione l'ipotesi che il vertice sia una  $\Lambda^0$ . Le variabili e i valori usati sono:

- $P(\chi^2)$ : è la probabilità del  $\chi^2$  già definita; è stato rafforzato il taglio preliminare dello 0.1% all' 1%;
- $\alpha$ : è l'angolo tra la direzione di volo, già definita, e la direzione del momento ricostruito; si richiede  $\alpha < 1.72^\circ$ ;
- $\Delta\phi$ : è la differenza tra gli angoli azimutali delle due tracce; si richiede  $\Delta\phi < 17.2^\circ$  apparentemente è un taglio "duro" per l'efficienza totale ma lascia invariata la situazione nella regione di momento;
- $dE/dx$ : rappresenta la perdita di energia di una particella per unità di lunghezza nella TPC. Si richiede che  $\left| \frac{dE/dx_{th} - dE/dx_m}{dE/dx_{th}} \right| < 0.25$  dove  $dE/dx_m$  è il valore misurato di  $dE/dx$  e  $dE/dx_{th}$  quello teorico, cioè calcolato ipotizzando che la particella con momento noto sia un protone o un pione. La traccia con momento maggiore è stata assunta essere il protone;
- $P(R < R_0)$ : con  $P(R < R_0)$  indichiamo la probabilità che la particella di cui è stato ricostruito il vertice di decadimento (d'ora in poi la indicheremo con  $V_0$ ) decada prima della distanza radiale calcolata. Tale probabilità è data da:

$$P = e^{-(m_\Lambda/p_T) \cdot (r/ct)}$$

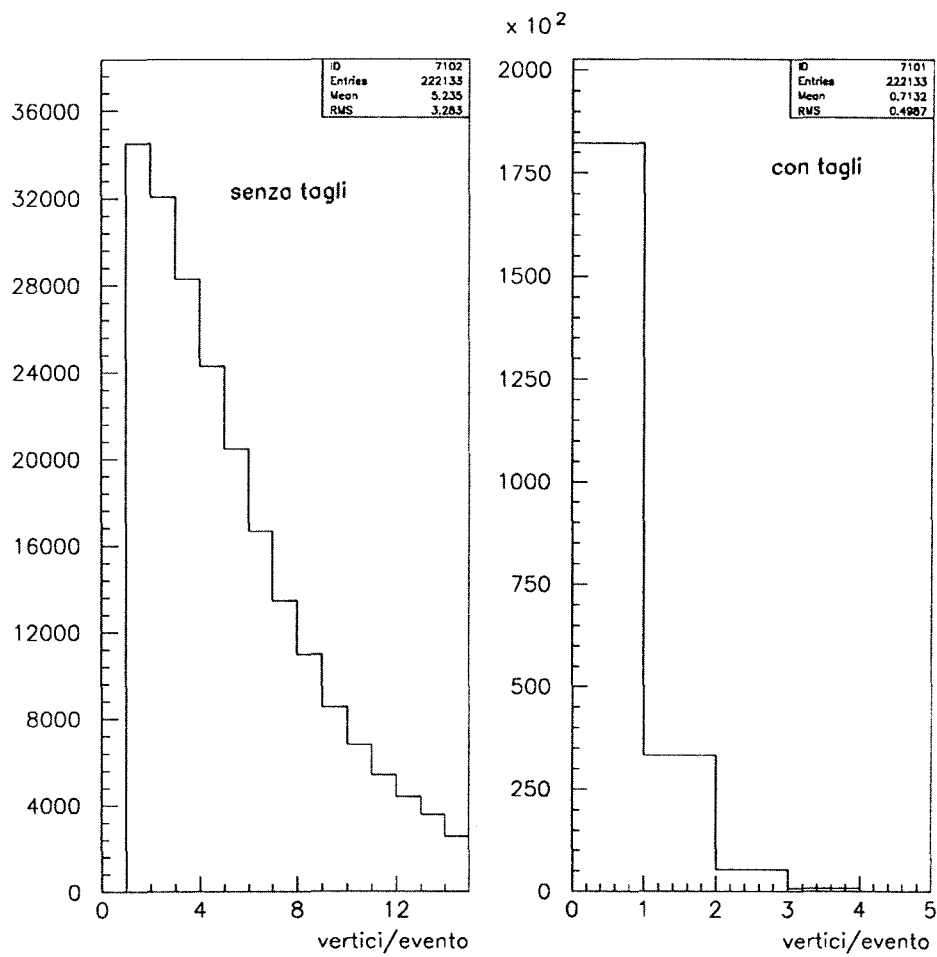


Figura 4.3: Molteplicità di vertice, definita come numero di vertici per evento, dopo la ricostruzione e i tagli preliminari e dopo il set finale di tagli.

con  $p_T$  e  $r$  rispettivamente momento trasverso e distanza radiale nel piano  $xy$ ,  $m_\Lambda$  massa del barione  $\Lambda^0$ ,  $c\tau = 7.89$  cm; si richiede  $14\% \leq P(R < R_0) \leq 98\%$ ;

- $p_{PR}/p_\pi$ : è il rapporto tra la traccia con momento maggiore (che nel caso del barione  $\Lambda^0$  è il protone, per il boost di Lorentz) e quella con momento minore. Il taglio, dato da  $p_{PR}/p_\pi > 2.8$ , elimina gran parte del fondo dei mesoni  $K^0$ , che, decadendo in  $\pi^+\pi^-$ , presentano un rapporto tendente a 1;
- $p_T$ :  $p_T$  è il momento trasverso delle due tracce rispetto al momento del vertice  $V_0$ ; si richiede  $0.03 \leq p_T \leq 0.2$ : il limite inferiore elimina il fondo dovuto alla conversione dei fotoni, quello superiore il fondo dovuto ai mesoni  $K^0$ ;
- $m_{K^0}$ : ad ogni  $V_0$  viene associata una massa ipotizzando che le due tracce siano  $p\pi$  o  $\pi\pi$ ; il taglio richiede che la massa invariante delle due tracce considerate come pioni non sia compatibile con la massa del mesone  $K^0$ ,  $0.515 \leq m_{K^0} \leq 0.485$ .

In fig. 4.3, riportiamo la molteplicità di vertice per evento rispettivamente dopo i tagli preliminari e dopo il set finale: la selezione ha ridotto di un fattore 5 la molteplicità media ottenuta dopo il primo set di tagli, in modo tale che per quasi tutti gli eventi, un unico vertice è accettato.

In fig. 4.2 invece, riportiamo la distribuzione di massa invariante prima e dopo il set finale di tagli: la linea tratteggiata con i punti ingrossati rappresenta lo spettro ottenuto dai dati e quella continua quello ottenuto dai dati Montecarlo, normalizzati al numero di eventi adronici. Sottolineiamo la perfetta concordanza tra le code delle distribuzioni dei due campioni di eventi: questo permetterà il calcolo del contributo del fondo nella regione di massa direttamente dal Montecarlo (in cui sappiamo a priori quante sono le  $\Lambda$  vere e quanti i  $V_0$  combinatoriali).

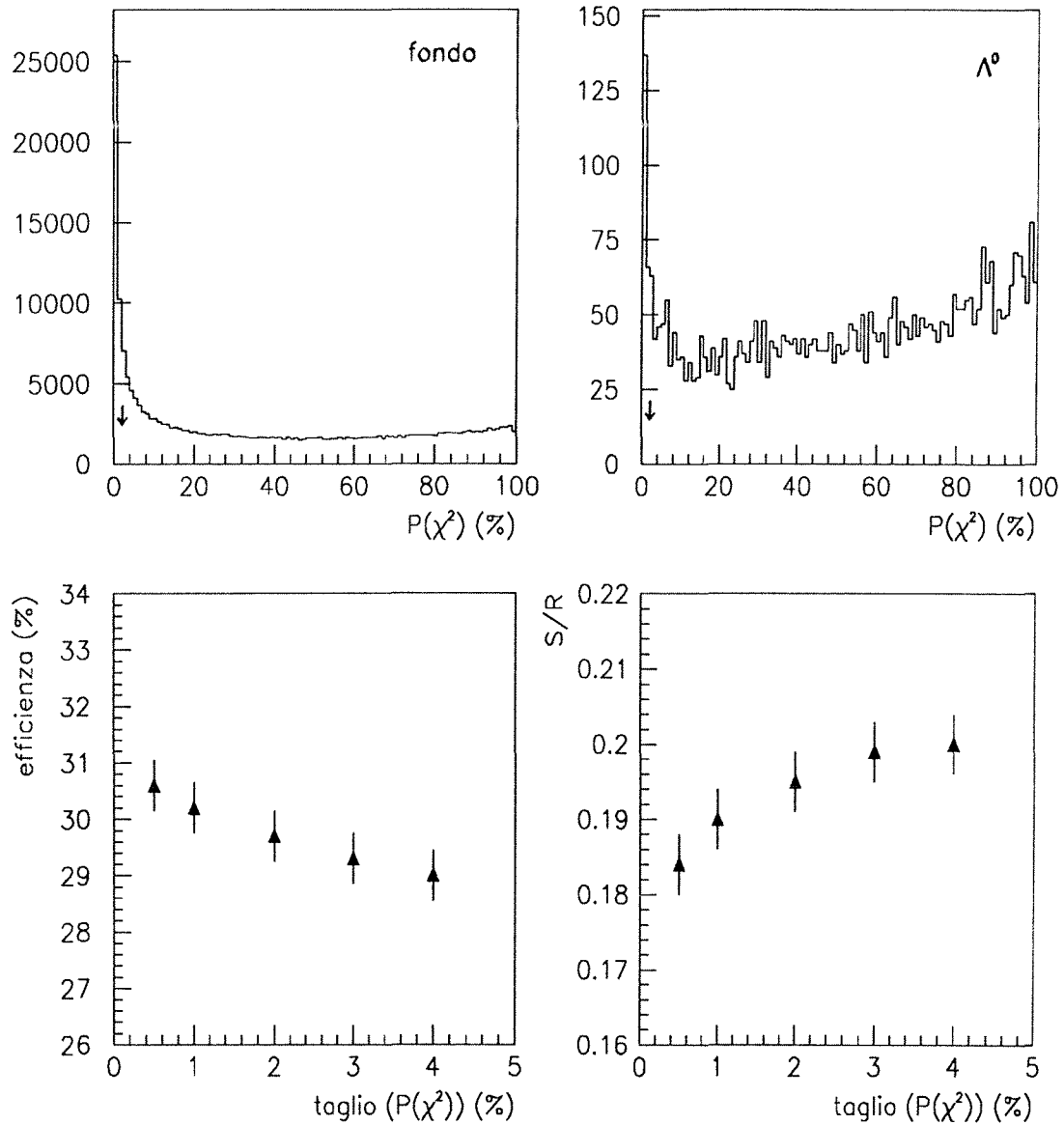


Figura 4.4: Distribuzione di probabilità del  $\chi^2$  fornito dal fit del vertice secondario. Per probabilità di  $\chi^2$ , intendiamo la probabilità che una variabile con una distribuzione di  $\chi^2$  e con un dato numero di gradi di libertà assuma un valore maggiore del valore dato. Il taglio è stato posto all'1% nel set finale di tagli.

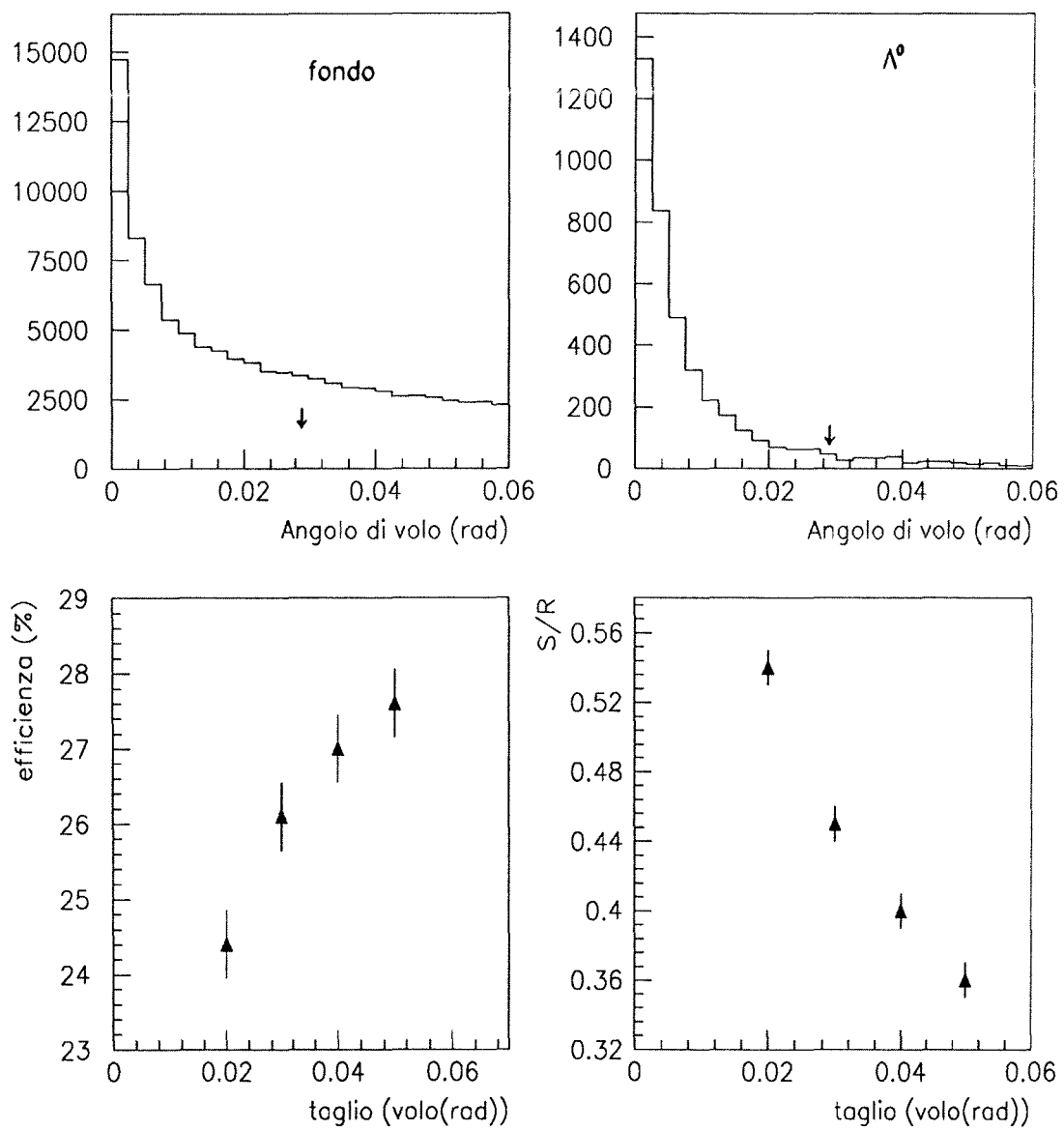


Figura 4.5: Angolo tra la direzione di volo e il momento ricostruito, misurato in radianti. Il taglio è a 0.03 rad.

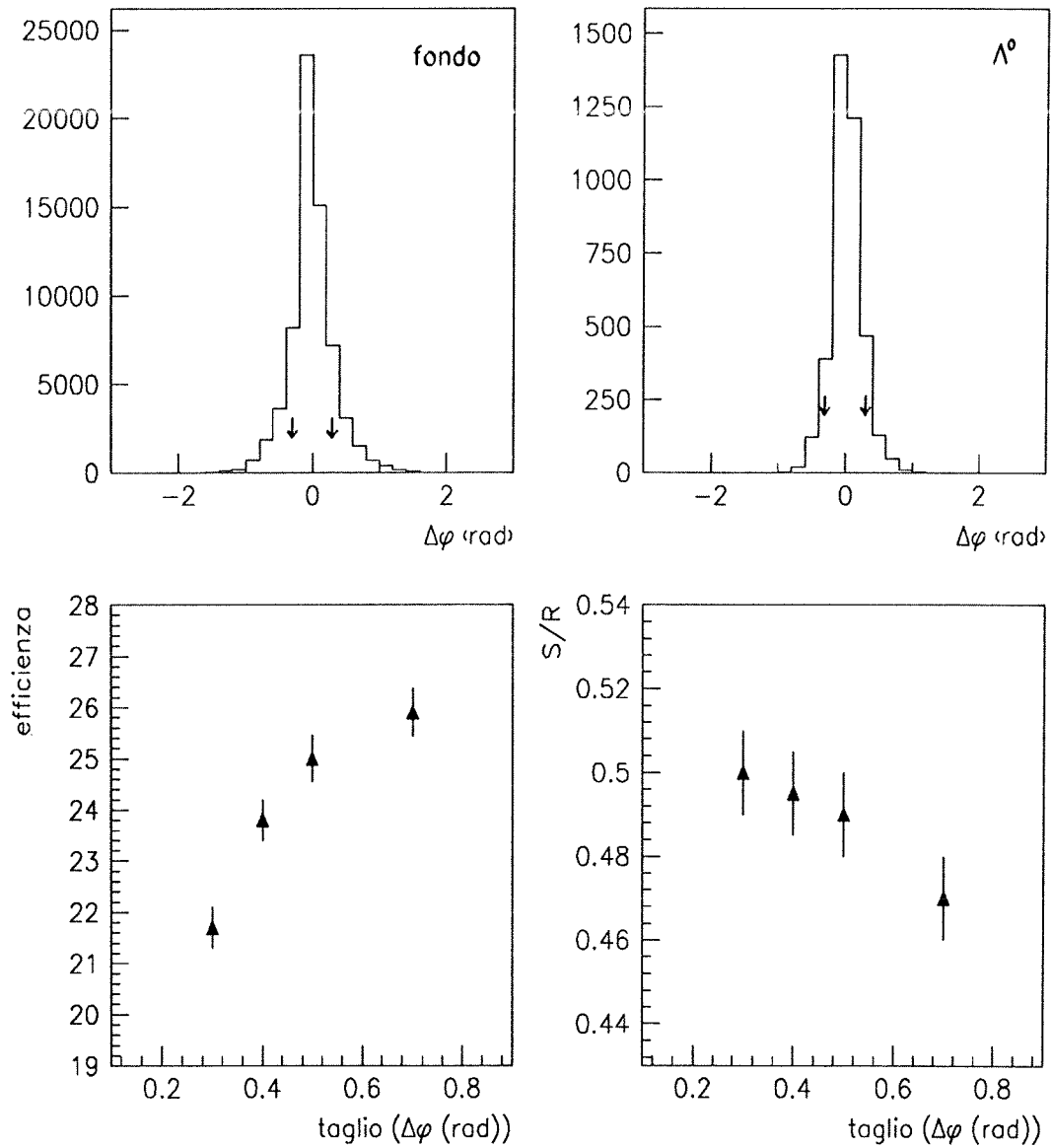


Figura 4.6: Differenza tra gli angoli azimutali delle due tracce in radianti. Si richiede  $\Delta\phi < 0.3$  rad. Il taglio può sembrare molto forte per quanto riguarda l'efficienza totale ma non incide nella zona di momento  $[4,14]\text{GeV}/c$ .



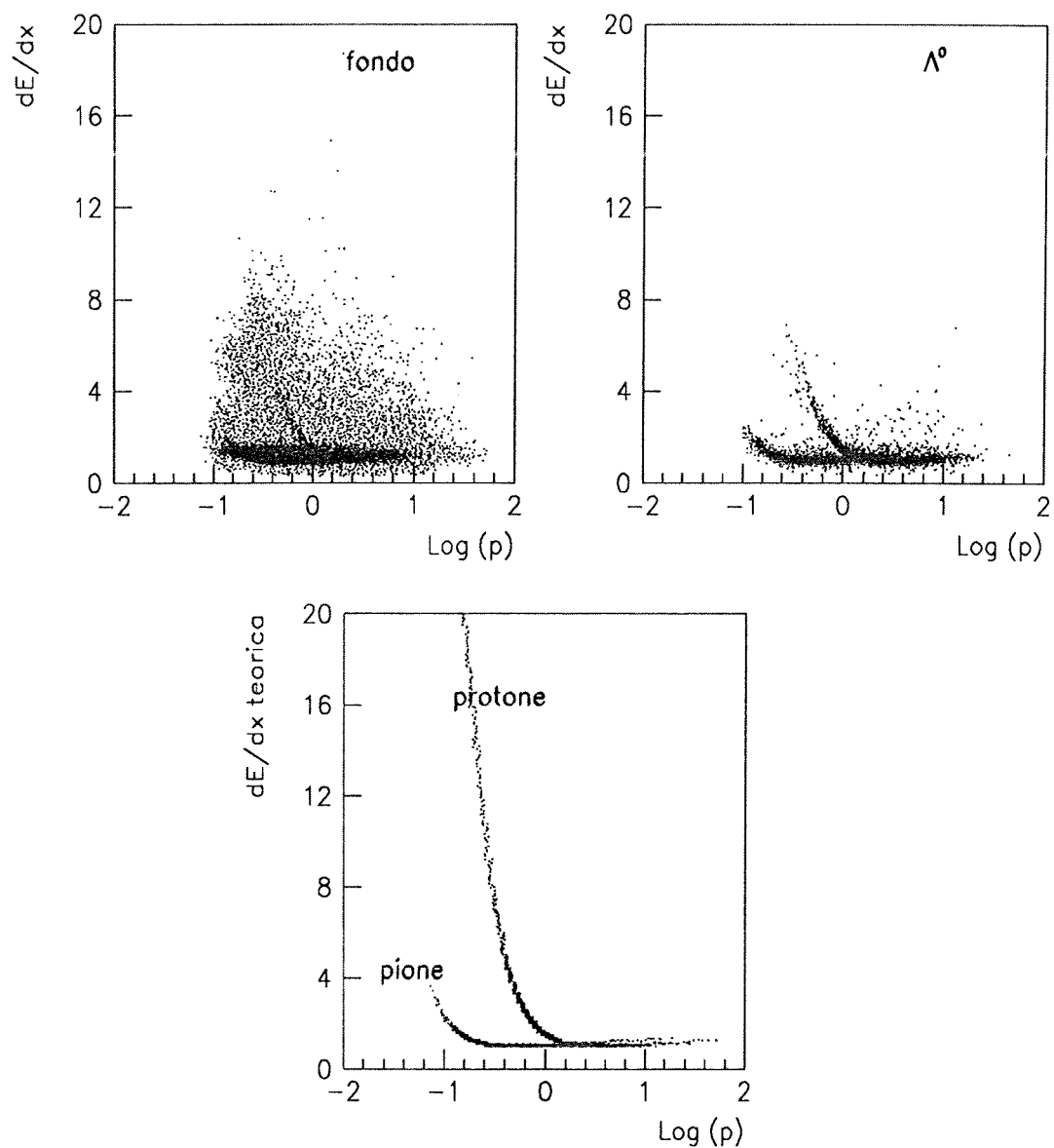


Figura 4.7: Rappresentazione della perdita di energia per unità di lunghezza  $dE/dx$  per fondo e segnale del set di dati simulati, e  $dE/dx$  teorica per protoni e pioni in funzione del logaritmo in base 10 del momento. Per  $dE/dx$  teorica, intendiamo il valore calcolato ipotizzando la massa di una particella di momento dato. Il valore della  $dE/dx$  è misurato in unità di minima ionizzazione M.I..

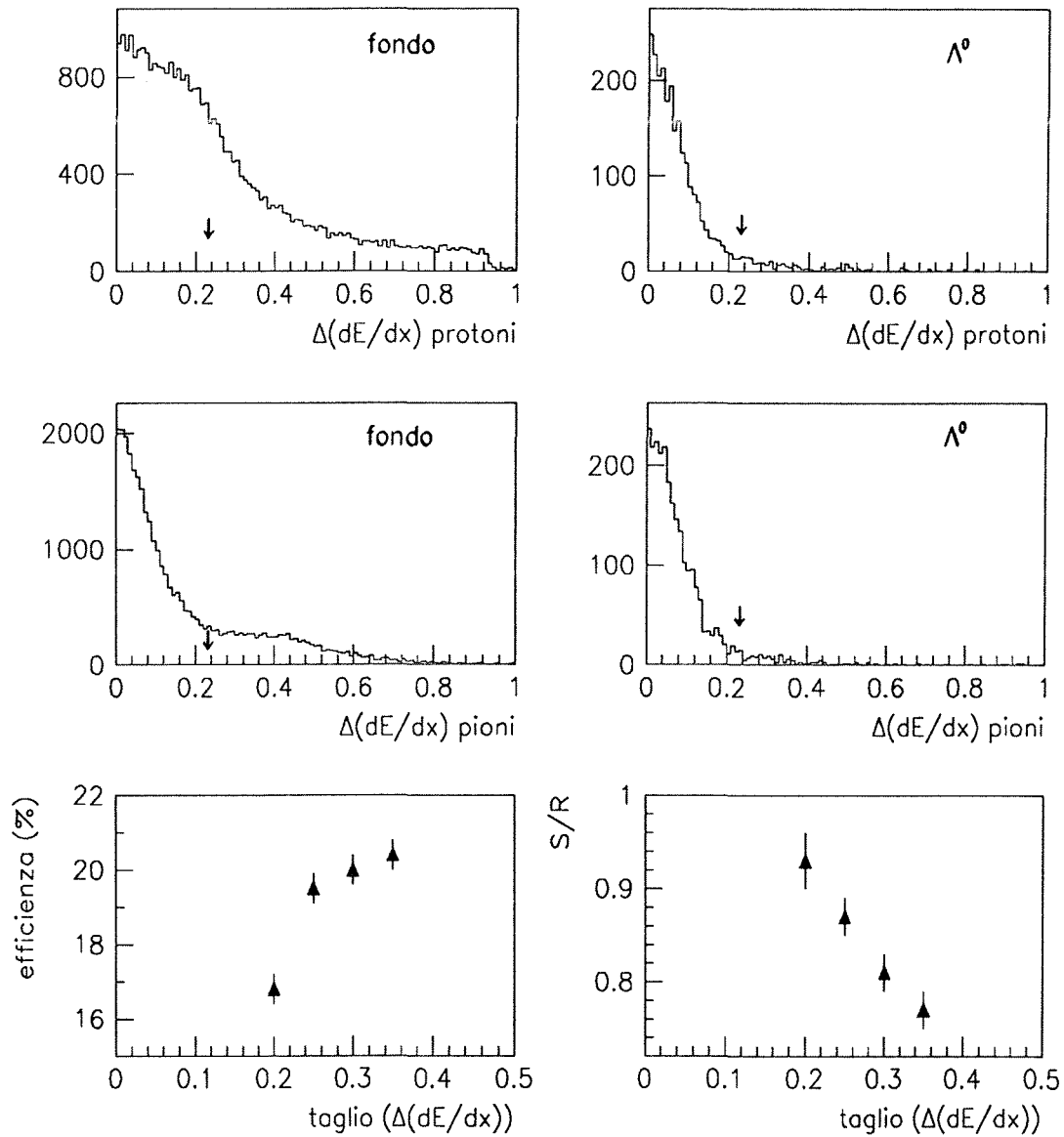


Figura 4.8: Valore assoluto del rapporto tra la differenza tra il valore teorico e quello misurato della  $dE/dx$  e il valore teorico stesso per protoni e pioni rispettivamente. Si richiede  $|\Delta(dE/dx)| < 0.25$ . L'ipotesi di massa è quella di protone per la traccia di momento maggiore.

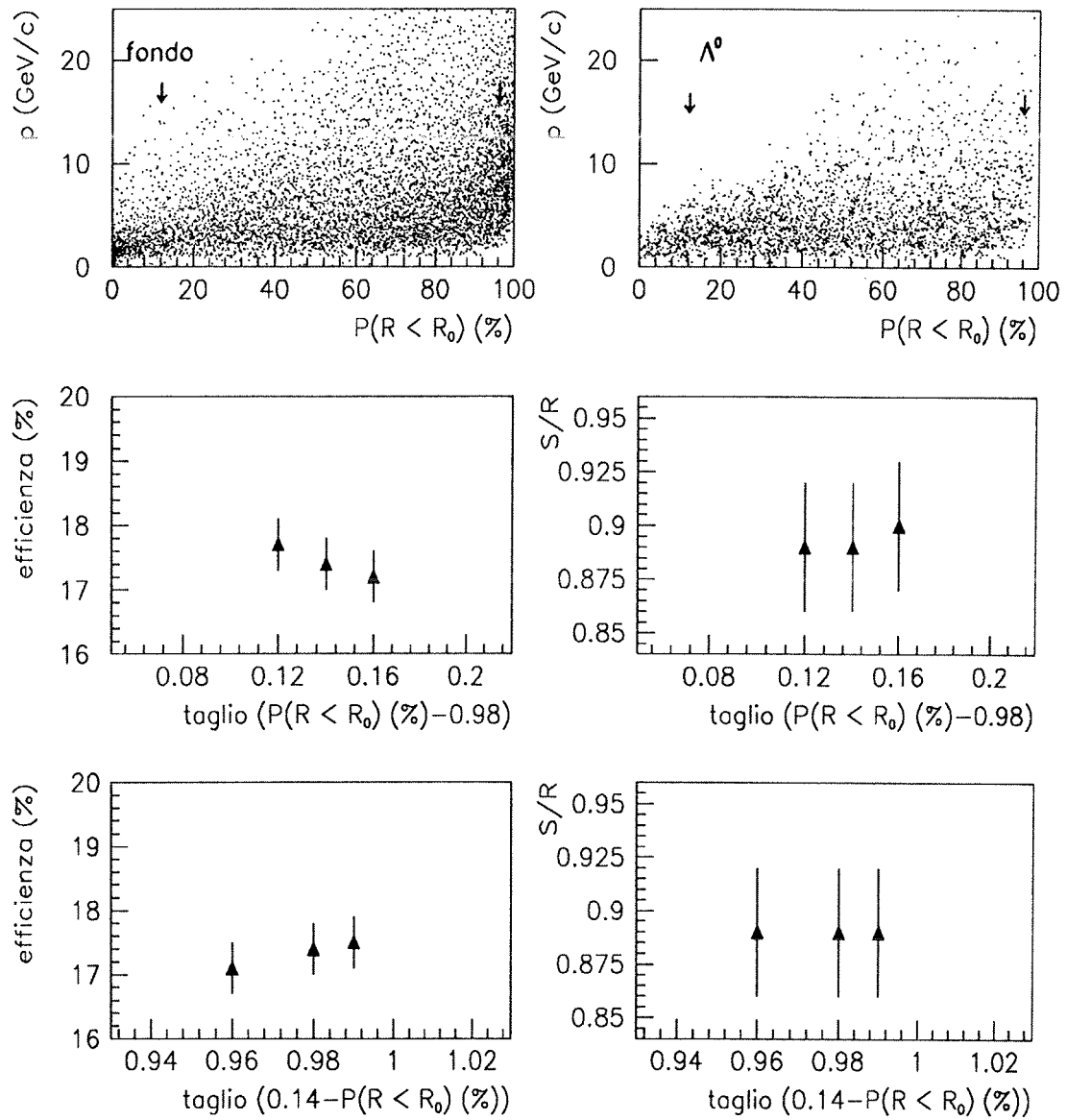


Figura 4.9: Probabilità di decadimento prima della distanza radiale calcolata. Per i tagli che presentano un limite superiore e un limite inferiore, diamo le distribuzioni di efficienza e del rapporto S/R ottimizzando prima un estremo e poi l'altro. In parentesi, sull'asse  $x$ , indichiamo il valore dell'estremo che rimane fisso. In questo caso, la regione accettata è quella interna ai due estremi [14,98] %.

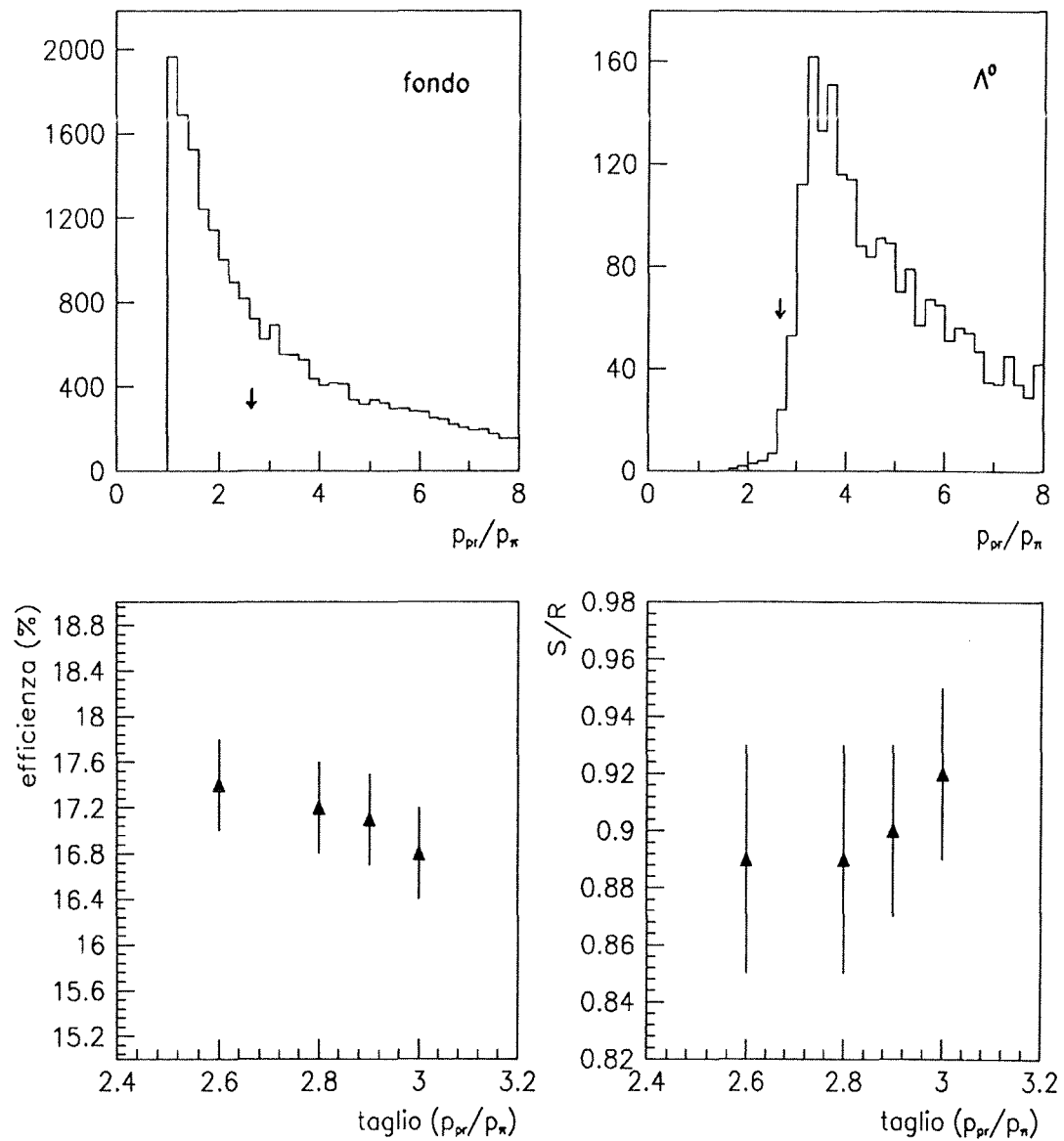


Figura 4.10: Rapporto tra il momento della traccia con momento maggiore e quello della traccia con momento minore. Utilizzando i dati simulati, abbiamo visto come per i barioni  $\Lambda^0$  il protone sia la traccia con momento maggiore. Il taglio è a 2.8; un taglio su questa variabile elimina gran parte del fondo dovuto ai mesoni  $K^0$ .

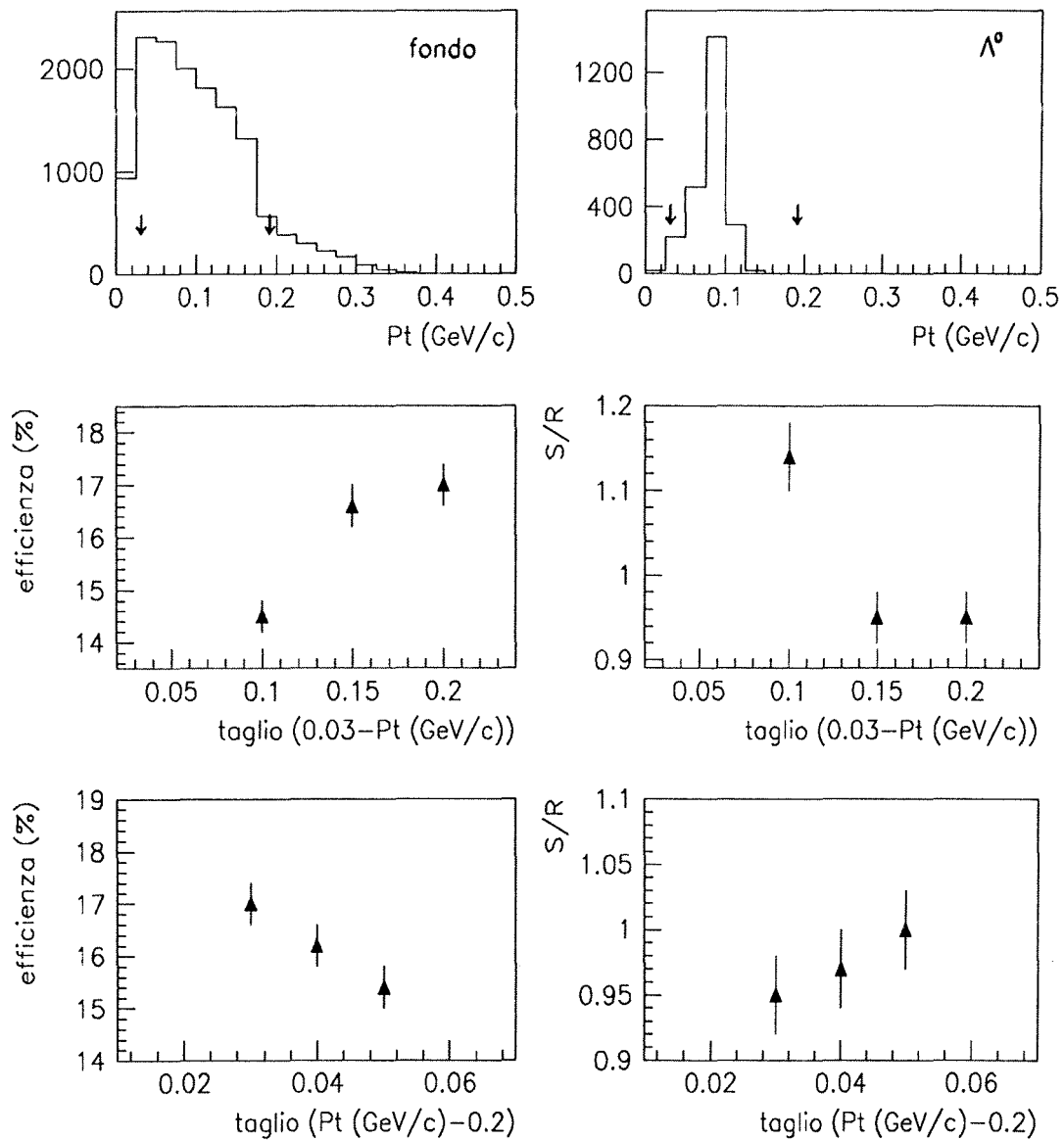


Figura 4.11: Momento trasverso delle tracce rispetto al momento ricostruito. Si richiede  $0.03 \leq p_T \leq 0.2$ ; il taglio elimina il fondo dovuto alla conversione dei fotoni e quello dovuto ai mesoni  $K^0$ .

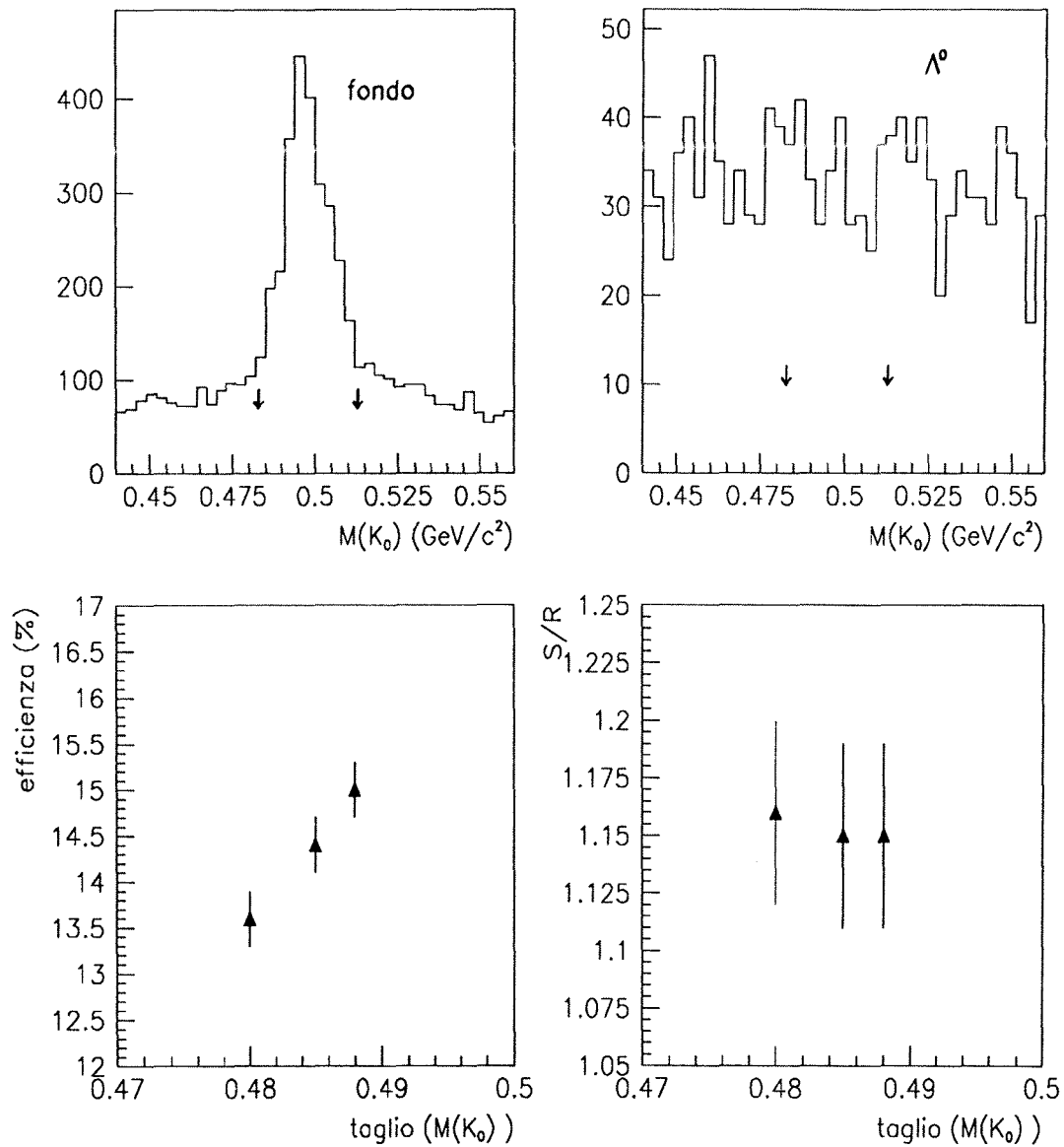


Figura 4.12: Massa invariante del mesone  $K^0$  calcolata ipotizzando che le due tracce siano entrambe pioni. Si richiede che, per i vertici che nell'ipotesi  $p\pi$  hanno massa invariante nella regione  $[1.,1.4]\text{GeV}/c^2$ , la massa invariante calcolata nell'ipotesi  $\pi\pi$  non sia compatibile con quella del mesone neutro  $K^0$ :  $0.515 \leq m_{K^0} \leq 0.485$ , che corrisponde a un intervallo di massa di  $5\sigma$  con  $\sigma = 6 \text{ MeV}/c^2$ .

### 4.2.3 Efficienza.

Il campione di dati Montecarlo ha permesso il calcolo dell'efficienza integrata sullo spettro per i barioni  $\Lambda^0$ , definita da:

$$(4.2) \quad \epsilon = \frac{N_R}{N_G}$$

dove con  $N_R$  indichiamo il numero di  $\Lambda^0$  ricostruite e con  $N_G$  quello di  $\Lambda^0$  generate, che decadono  $p\pi$ . In realtà  $\epsilon$  si può esprimere come prodotto di efficienze successive:

$$(4.3) \quad \epsilon = \epsilon_{DELANA} \cdot \epsilon_{Ricostruzione} \cdot \epsilon_{Tagli}$$

dove:

$\epsilon_{DELANA}$ : è l'efficienza del programma di analisi di DELPHI; le  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi$  generate da DELSIM passano attraverso DELANA che, in base alle caratteristiche delle tracce, stabilisce quale percentuale può essere ricostruita;

$\epsilon_{Ricostruzione}$ : è l'efficienza derivante dalla selezione di traccia e la selezione preliminare.

$\epsilon_{Tagli}$ : è l'efficienza dovuta al set finale di tagli.

Analizziamole in maggior dettaglio:

$\epsilon_{DELANA}$ : ogni traccia generata che "può" essere ricostruita possiede un puntatore alla banca delle tracce ricostruite; per ovviare all'inefficienza nell'associazione del puntatore, tutte le tracce simulate sono state confrontate con quelle ricostruite e associate nel caso sia verificata  $\left| \left(\frac{1}{p}\right)_R - \left(\frac{1}{p}\right)_G \right| < 0.2$  con  $p_R$  e  $p_G$  momenti rispettivamente della traccia ricostruita e di quella generata. In presenza di più associazioni, si accetta quella con  $\Delta \left(\frac{1}{p}\right)$  minore. Delle 14673  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi$  generate, 10018 passano la "selezione DELANA" per un valore di efficienza quindi di:

$$\epsilon_{DELANA} = (68.3 \pm 0.9)\%$$

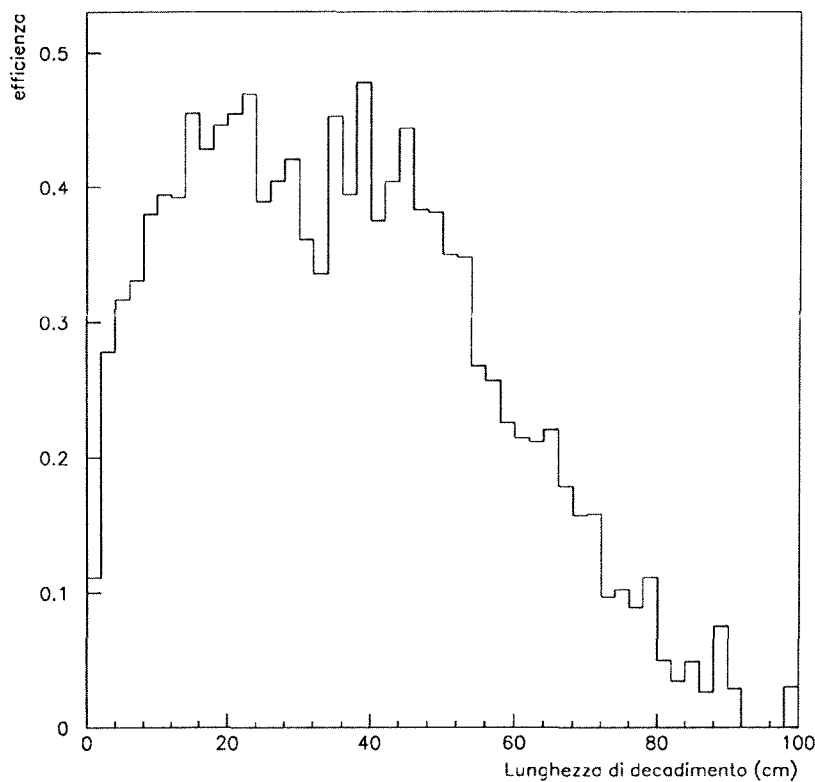


Figura 4.13: Efficienza di ricostruzione in funzione della lunghezza di traccia trasversa: attorno ai 40 cm si osserva una flessione nel valore dell'efficienza stessa.

Il risultato è consistente con il fatto che l'efficienza media di ricostruzione di singola traccia è  $\simeq 80\%$  e per una  $\Lambda^0$  si richiede la ricostruzione di due tracce simultaneamente.

$\epsilon_{Ricostruzione}$ : la selezione di traccia provoca una perdita  $\simeq 15\%$  in efficienza e i tagli preliminari di un ulteriore  $\simeq 20\%$ . L'efficienza  $\epsilon_{V_0} = \epsilon_{DELANA} \cdot \epsilon_{Ricostruzione}$  assume così il valore di  $(31.1 \pm 0.9)\%$ . Un valore di efficienza, prima dell'applicazione del set finale di tagli, così basso pone ovviamente seri problemi per l'analisi. Il grosso ostacolo all'aumento dell'efficienza è costituito principalmente dai problemi di pattern recognition nella TPC. Se infatti studiamo l'andamento dell'efficienza stessa, prima e dopo la ricostruzione, in funzione della lunghezza trasversa di decadimento, attorno ai 40 cm, cioè proprio nella TPC, si osserva una brusca flessione. Delle 10018  $\Lambda^0$  del livello DELANA, solo 4564 passano la selezione adronica e di traccia.

$\epsilon_{Tagli}$ : essendo i tagli già stati descritti, riportiamo nella tab. 4.3 l'efficienza integrata  $\epsilon$  dopo ogni singolo taglio. Il numero finale di  $\Lambda^0$  ricostruite è 2130.



L'efficienza totale integrata  $\epsilon$  dunque è data da:

$$\epsilon = (14.5 \pm 0.4)\%$$

Inoltre nella regione di momento [4,14] GeV/c, si è calcolata l'efficienza per bin di momento, prendendo in considerazione bin di 2 GeV/c. Per ogni bin, si è stimata l'efficienza come prodotto dell'efficienza dopo la ricostruzione  $\epsilon_{V_0}$  e dell'efficienza dopo i tagli  $\epsilon_{Tagli}$ , ciascuna con relativo errore. Dai valori di  $\epsilon_i$ , efficienza totale nel bin i-esimo, e  $\sigma_i$ , errore su  $\epsilon_i$ , è possibile stimare l'efficienza media nella regione [4,14] GeV/c tramite una media pesata sugli errori:

$$(4.4) \quad \langle \epsilon \rangle = \frac{\sum_i N_i \epsilon_i / \sigma_i^2}{\sum_i N_i / \sigma_i^2}$$

con  $N_i$  numero di  $\Lambda^0$  generate nel bin i-esimo. L'errore su  $\langle \epsilon \rangle$  è dato da:

$$(4.5) \quad \Delta(\langle \epsilon \rangle) = \left( \frac{\sum_i N_i}{\sum_i N_i / \sigma_i^2} \right)$$

Si ottiene:

$$\langle \epsilon \rangle = (17.5 \pm 0.2)\%$$

Lo studio di efficienza è stato effettuato per massimizzare il numero di barioni  $\Lambda^0$  del campione finale. In realtà, la misura di efficienza sia per leptoni che per barioni  $\Lambda^0$  non è necessaria per la nostra analisi in quanto, comparando sia al denominatore che al numeratore delle quantità misurate, è ininfluenta.

### 4.3 Criteri per la selezione dei leptoni.

Questo lavoro non si è occupato direttamente dello studio dei tagli per la selezione di elettroni e muoni e delle relative efficienze. I criteri adottati sono quelli proposti dai gruppi che in DELPHI si occupano di questo problema. Nel prossimo capitolo particolare attenzione verrà dedicata alla purezza del campione di leptoni ottenuto.

Variabile di taglio	$\epsilon(\%)$
$P(\chi^2)$	$30.2 \pm 0.4$
$\alpha$	$26.1 \pm 0.5$
$\Delta\phi$	$21.7 \pm 0.4$
$dE/dx$	$19.5 \pm 0.4$
$P(R < R_0)$	$17.4 \pm 0.4$
$p_{PR}/p_\pi$	$17.2 \pm 0.4$
$p_T$	$17.0 \pm 0.4$
$m_{K^0}$	$14.5 \pm 0.4$

Tabella 4.3: Efficienze integrate per i barioni  $\Lambda^0$  dopo ogni taglio del set finale.

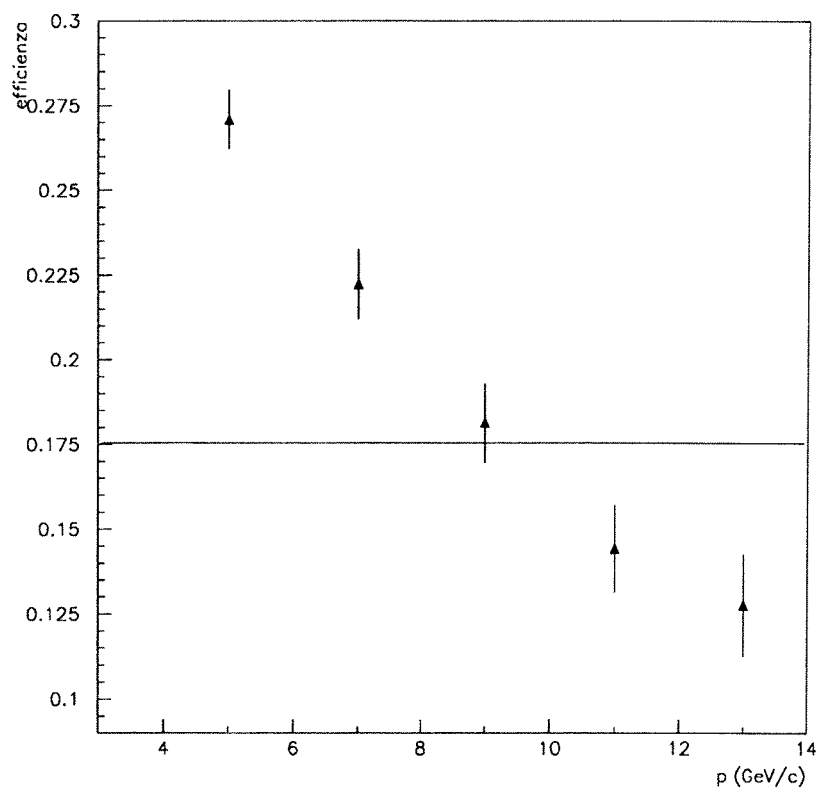


Figura 4.14: Efficienza di ricostruzione nei diversi bins di momento: ogni bin ha un'ampiezza di 2 GeV/c e la regione considerata è [4,14] GeV/c. La linea intera rappresenta l'efficienza media il cui calcolo è descritto nel testo.

### 4.3.1 Selezione di muoni.

L'algoritmo di identificazione considera solo tracce con momento maggiore di 3 GeV/c, in quanto i muoni devono attraversare lo spessore di ferro del calorimetro adronico antecedente le camere dei muoni. L'informazione sui parametri della traccia e quella sugli hits nelle camere dei  $\mu$  vengono combinate tramite un fit che estrapola la traccia fino alle camere stesse per poi associarla agli eventuali hits. Il risultato di questa procedura è una traccia "fittata" nei rivelatori di  $\mu$  e un  $\chi^2$ .

Per accettare una traccia come muone, nella regione barrel si richiede:

- hits in almeno due piani delle camere dei  $\mu$  con almeno un hit in uno degli strati esterni;
- $\chi^2 < 10$ . Il  $\chi^2$  è calcolato dalla differenza in posizione misurata nel piano  $xy$  e in angolo azimutale tra la traiettoria estrapolata e la traccia fittata.

Nella regione in avanti, invece, le richieste sono analoghe, tranne che per il  $\chi^2$  calcolato dalla a) differenza in posizione tra la traiettoria estrapolata e quella fittata nelle coordinate orizzontale e verticale e in angolo azimutale e polare, e b) differenza tra la traccia fittata e gli hits nelle camere dei  $\mu$ . Il valore di  $\chi_{max}^2$ , scelto in modo da ottimizzare l'eliminazione del fondo e l'efficienza di ricostruzione, è 10. Se più tracce vengono associate a uno stesso hit, l'hit in considerazione viene attribuito alla traccia con il numero maggiore di hits associati. In presenza di ulteriore ambiguità, l'attribuzione viene fatta sulla base del  $\chi^2$ . Nella regione  $-0.6 < \cos\theta < 0.6$ , per evitare le zone di bassa accettazione geometrica, l'efficienza di identificazione è [43, 44]:

$$\epsilon_{\mu} = (78 \pm 2)\%$$

La probabilità di identificare un adrone come muone (di cui parleremo nel prossimo capitolo) è stata stimata usando il calorimetro adronico:

$$\epsilon(had)_{\mu} = (0.94 \pm 0.10)\%$$

Nel nostro lavoro, 31744 eventi adronici contengono un candidato muone, e di questi 25072 hanno almeno un  $V_0$  ricostruito.

### 4.3.2 Selezione di elettroni.

L'algoritmo di identificazione degli elettroni prende in considerazione tracce cariche con momenti maggiori di 3 GeV/c che hanno uno sciame associato nell'HPC di almeno 1 GeV. L'algoritmo definisce una variabile di  $\chi^2$  utilizzando il profilo longitudinale dello sciame. L'espressione parametrizzata del deposito di energia  $dE/dx$  in funzione della profondità è descritta:

$$(4.6) \quad \frac{dE}{dx} = \frac{E_0 b (Xb)^a e^{-Xb}}{\Gamma(a+1)}$$

con  $\Gamma$  funzione di Eulero,  $E_0$  energia dello sciame,  $a$  e  $b$  parametri determinati sperimentalmente e  $X$ , in unità di lunghezze di radiazione, calcolata considerando fattori geometrici quali gli angoli  $\theta$  e  $\phi$  della traccia all'entrata nell'HPC e la distribuzione del materiale nell'HPC stessa. La variabile di  $\chi^2$  che quantifica il carattere elettromagnetico del profilo dello sciame è definita come:

$$(4.7) \quad \chi^2 = \sum_i (F_i - \langle F_i \rangle)^2 / \sigma_i^2$$

dove  $i$  è l'indice relativo ai 9 strati longitudinali dell'HPC,  $F_i$  la frazione dell'energia totale depositata dallo sciame nello strato  $i$  e  $\langle F_i \rangle$  e  $\sigma_i$  il valor medio e l'errore della distribuzione della frazione di energia depositata in  $i$  da un elettrone con energia uguale a quella dello sciame, distribuzione descritta dalla parametrizzazione sopra fornita. Il massimo del deposito di energia dello sciame  $X_{max} = a/b$  e il fattore di scala  $L = 1/b$  dipendono linearmente da  $\text{Log} E_0$  [45] per cui i parametri  $a$  e  $b$  possono essere determinati usando campioni puri di elettroni prodotti in  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ ,  $Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ,  $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}$  e conversione di fotoni. Inizialmente gli errori vengono posti a 1, e per ogni elettrone si calcolano i valori di  $X_{max}$  e  $L$  minimizzando il  $\chi^2$  sopra definito; la dipendenza da  $\text{Log} E_0$  permette di valutare gli errori, che, una volta trovati, vengono usati per ottenere la parametrizzazione finale.

valore di $\chi^2$	10	20	30	40	50
tutte le tracce	$33 \pm 0.6$	$56 \pm 0.6$	$66 \pm 0.6$	$73 \pm 0.5$	$78 \pm 0.5$
$3.0 < p < 5.0$	$34 \pm 0.8$	$59 \pm 0.8$	$70 \pm 0.8$	$76 \pm 0.8$	$81 \pm 0.7$
$5.0 < p < 8.0$	$35 \pm 1.1$	$51 \pm 1.1$	$62 \pm 1.1$	$69 \pm 1.1$	$72 \pm 1.1$
$8.0 < p < 30.$	$31 \pm 1.1$	$51 \pm 1.2$	$62 \pm 1.1$	$69 \pm 1.1$	$72 \pm 1.0$
$0.0 < p_T^{out} < 0.5$	$29 \pm 0.8$	$51 \pm 0.9$	$61 \pm 0.9$	$70 \pm 0.8$	$74 \pm 0.7$
$0.5 < p_T^{out} < 1.0$	$39 \pm 1.2$	$63 \pm 1.1$	$76 \pm 1.0$	$82 \pm 0.9$	$87 \pm 0.8$
$1.0 < p_T^{out} < 4.0$	$43 \pm 1.3$	$66 \pm 1.2$	$75 \pm 1.1$	$84 \pm 1.0$	$87 \pm 0.9$

Tabella 4.4: Misura dell'efficienza, in funzione del taglio su  $\chi^2$ , di identificazione degli elettroni associati a uno sciame nell'HPC con energia maggiore di 1 GeV/c per un campione di dati reali.

In fig. 4.15, riportiamo i risultati ottenuti per  $X_{max}$  e  $L$  come funzioni di  $\text{Log}E_0$  e  $\text{Log}p$ : il fit è migliore nel caso di  $\text{Log}p$ , per cui si preferisce usare la dipendenza da questa quantità. Inoltre, per combinare in una singola variabile la sensibilità al carattere elettromagnetico del profilo longitudinale e all'accordo tra l'energia dello sciame e il momento della traccia, la variabile di  $\chi^2$  è calcolata utilizzando la 4.6 con  $p$  al posto di  $E_0$ .

Nella tab. 4.4, riportiamo per i dati reali la misura dell'efficienza di identificazione di un elettrone già associato a uno sciame nell'HPC con energia maggiore di 1 GeV, efficienza calcolata variando il taglio sul  $\chi^2$  nelle diverse regioni di momento  $p$  e momento trasverso  $p_T^{out}$  dell'elettrone (con  $p_T^{out}$  inteso rispetto all'asse del jet ottenuto sottraendo la traccia in considerazione). Nella tab. 4.5, elenchiamo i valori di probabilità, in funzione del taglio su  $\chi^2$ , di considerare come elettrone un adrone associato a uno sciame nell'HPC di energia maggiore di 1 GeV.

In fig. 4.16, rappresentiamo l'efficienza totale di ricostruzione per gli elettroni in funzione della probabilità di identificazione erronea degli adroni. Nella nostra analisi, si richiede  $\chi^2 < 20$  per una efficienza [46, 44]

$$\epsilon_e = (45 \pm 3)\%$$

e una probabilità di identificazione erronea di adroni

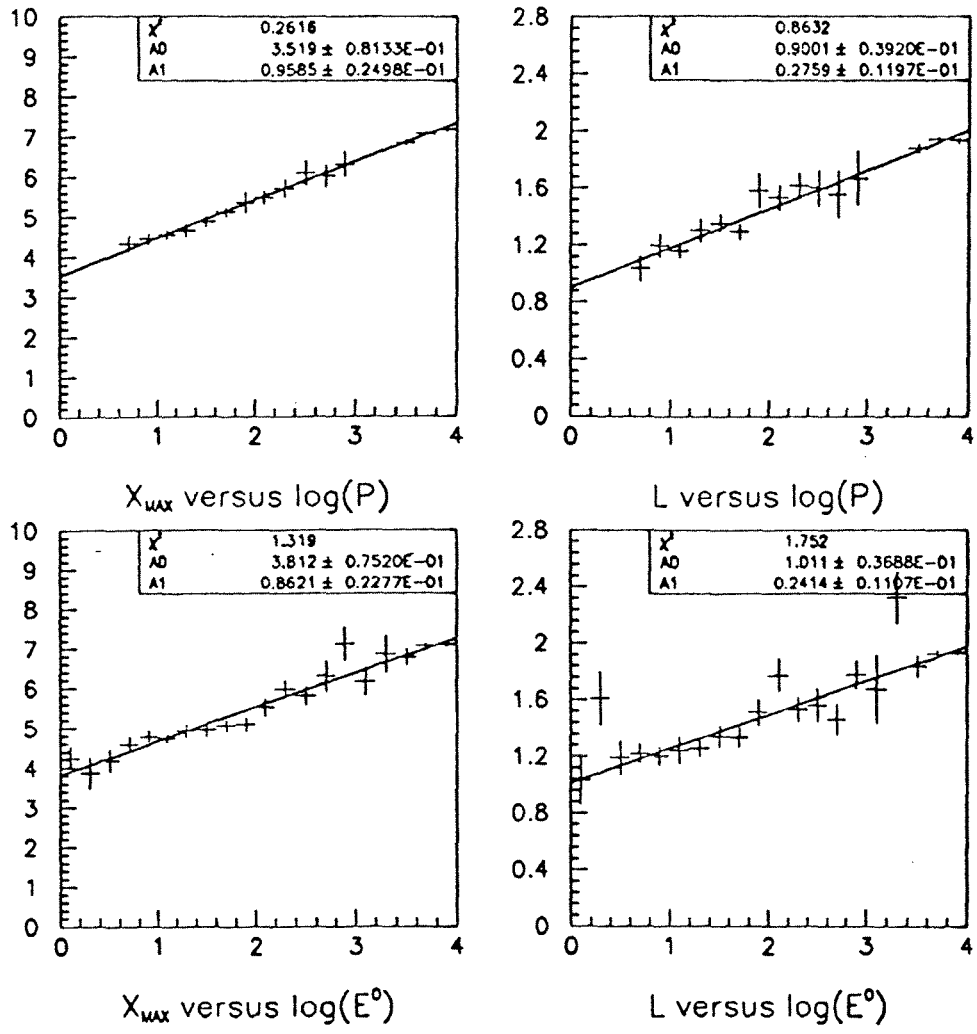


Figura 4.15: Massimo del deposito di energia  $X_{max}$  e fattore di scala  $L$  in funzione del logaritmo in base 10 del momento  $p$  e dell'energia dello sciame  $E_0$ . Il fit migliore si ottiene con  $\text{Log}p$ .

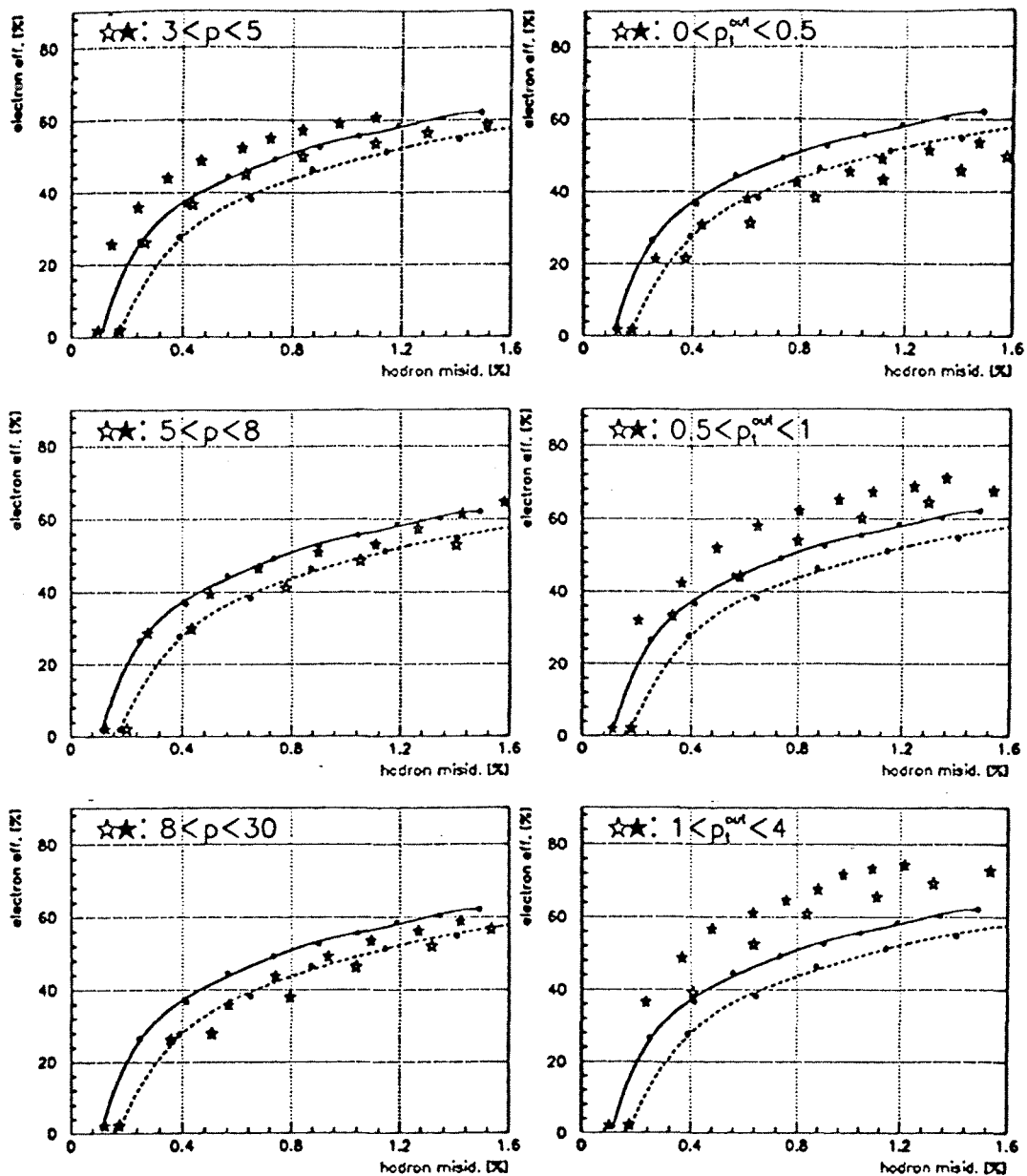


Figura 4.16: Efficienza di ricostruzione degli elettroni in funzione della probabilità di identificazione erranea di un adrone nelle diverse regioni di momento  $p$  e momento trasverso  $p_T^{out}$ . Gli identificatori bianchi rappresentano l'efficienza risultante da quella di associazione e dal taglio su  $\chi^2$ . Gli identificatori neri hanno in aggiunta anche il taglio sul valore di  $dE/dx$  (1.5 deviazioni standard dal valore di aspettazione per un elettrone con momento dato) che nella nostra analisi non è usato. Le "stelle" rappresentano i valori nei diversi bins di  $p$  e  $p_T^{out}$  per tagli successivi di  $\chi^2$  ( $\chi^2 = 5, 10, 15, 20, \dots$ ), mentre i pallini si trovano in corrispondenza dei valori medi di tutti i bins e le linee sono fit polinomiali a questi ultimi.

valore di $\chi^2$	10	20	30	40	50
tutte le tracce	$2.0 \pm 0.07$	$4.4 \pm 0.1$	$7.0 \pm 0.13$	$9.2 \pm 0.15$	$11.6 \pm 0.17$
$3.0 < p < 5.0$	$1.8 \pm 0.12$	$4.2 \pm 0.18$	$7.4 \pm 0.24$	$10.1 \pm 0.28$	$13.3 \pm 0.32$
$5.0 < p < 8.0$	$2.0 \pm 0.12$	$4.8 \pm 0.15$	$7.8 \pm 0.24$	$10.0 \pm 0.28$	$12.2 \pm 0.30$
$8.0 < p < 30.$	$1.9 \pm 0.11$	$3.8 \pm 0.15$	$5.9 \pm 0.19$	$7.4 \pm 0.22$	$9.2 \pm 0.24$
$0.0 < p_T^{out} < 0.5$	$2.1 \pm 0.11$	$4.8 \pm 0.16$	$7.8 \pm 0.21$	$10.1 \pm 0.24$	$13.0 \pm 0.27$
$0.5 < p_T^{out} < 1.0$	$1.7 \pm 0.11$	$4.0 \pm 0.17$	$6.5 \pm 0.22$	$8.8 \pm 0.25$	$10.9 \pm 0.28$
$1.0 < p_T^{out} < 4.0$	$1.7 \pm 0.14$	$3.5 \pm 0.20$	$5.5 \pm 0.25$	$7.1 \pm 0.28$	$8.8 \pm 0.31$

Tabella 4.5: Misura, in funzione del taglio su  $\chi^2$ , della probabilità di identificare erroneamente come elettroni adroni associati a uno sciame nell'HPC con energia maggiore di 1 GeV/c per un campione di dati reali.

$$\epsilon(had)_\mu = (0.9 \pm 0.04)\%$$

Il valore così basso dell'efficienza deriva principalmente dalla difficoltà nell'associare gli sciami alle tracce quando sono irradiati fotoni in maniera sostanziale. Il fatto si accentua ulteriormente a bassi momenti.

Nella nostra analisi, il numero di eventi adronici con un candidato elettrone è di 19641, di cui 15068 con almeno un  $V_0$  ricostruito.

#### 4.4 Criteri per la selezione delle coppie $\Lambda$ -leptone.

La selezione delle coppie  $\Lambda$ -leptone  $PB - PB$ , come definite nel capitolo II, è stata effettuata utilizzando 300k dati  $q\bar{q}$  prodotti tramite JETSET 7.3 senza simulazione di rivelatore. Nelle figure successive, riportiamo le distribuzioni, prima di qualsiasi tipo di selezione, delle variabili che consideriamo ottimali per riuscire a distinguere segnale e fondo:

- $p_l$ : momento del leptone; lo spettro presenta un picco a valori bassi per eventi di frammentazione, ed è comunque più "soffice" (cioè presenta un valore di aspettazione più basso) per i leptoni derivanti dai decadimenti di quarks  $c$  primari  $PC$  e  $c$  secondari  $SC$ , rispetto a quelli  $PB$ ;



categoria	$\Lambda^0 l^+$	$\Lambda^0 l^-$	totale	%
$PB - PB$	1094	57	1151	6.1
$PB - SC$	163	615	778	4.2
$PC - PC$	10	642	652	3.5
<i>fondo</i>	7973	8150	16123	86.2

Tabella 4.6: Numero di coppie  $\Lambda^0 l$  nelle diverse categorie prima di qualsiasi taglio. Il campione consiste di 300k adronici generati con JETSET 7.3 con parametro di oscillazione nullo e in assenza di rivelatore.

- $p_T^l$ : momento trasverso del leptone rispetto all'asse del jet di appartenenza; i leptoni  $PB$  hanno  $p_T^l$  alto a causa della massa del quark  $b$ , mentre lo spettro più soffice in assoluto riguarda ancora gli eventi di frammentazione;
- $p_\Lambda$ : momento del barione  $\Lambda^0$ ; lo spettro non presenta differenze per le categorie  $PB - PB$  e  $PB - SC$ , perchè in entrambe il barione  $\Lambda^0$  proviene dal decadimento primario di una particella contenente un quark  $b$ , mentre è più "duro" (cioè ha un valore di aspettazione più alto) per  $PC - PC$ , e più soffice per la frammentazione;
- $\theta_{\lambda-j_i}$ : angolo tra la direzione del barione  $\Lambda^0$  e quella dell'asse del jet a cui appartiene il leptone; solamente per gli eventi di frammentazione, la distribuzione non presenta un picco a  $180^\circ$ .

In tab. 4.6, riportiamo il numero di eventi per le quattro categorie per le correlazioni  $\Lambda^0 l^+$ ,  $\Lambda^0 l^-$  in assenza di oscillazione (il campione di dati prodotto infatti presenta il parametro di oscillazione uguale a 0): il segnale è solo il 6% del totale di coppie  $\Lambda^0 l$  prodotte nei decadimenti della  $Z^0$ , come del resto ci si aspetta dalle frazioni di decadimento misurate del quark  $b$  in  $\Lambda^0$  e leptone [47]. In realtà, nella categoria segnale ci sono anche coppie  $\Lambda^0 l^-$  sebbene in assenza di oscillazione: si tratta degli eventi che contengono sia una  $\Lambda^0$  che una  $\bar{\Lambda}^0$  nel decadimento dello stesso mesone  $B$  (in JETSET, la frazione di decadimento di  $B \rightarrow \Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 X$  è  $\simeq 10^{-3}$ ).

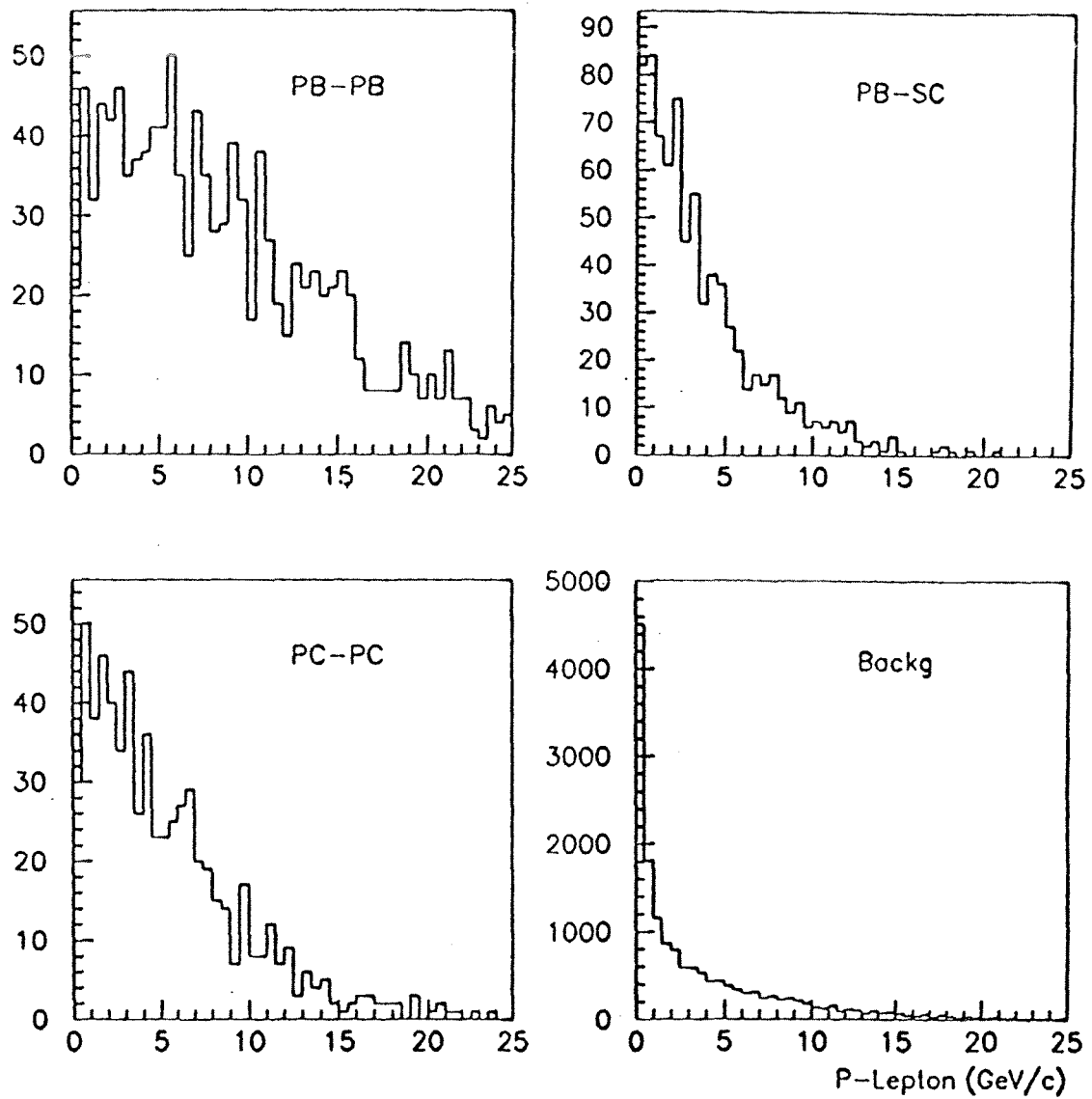


Figura 4.17: Rappresentazione del momento  $p_l$  dei leptoni delle diverse categorie: lo spettro è molto più soffice per gli eventi di fondo e per le categorie  $PB-SC$  e  $PC-PC$  rispetto ai leptoni della categoria di segnale  $PB-PB$ .

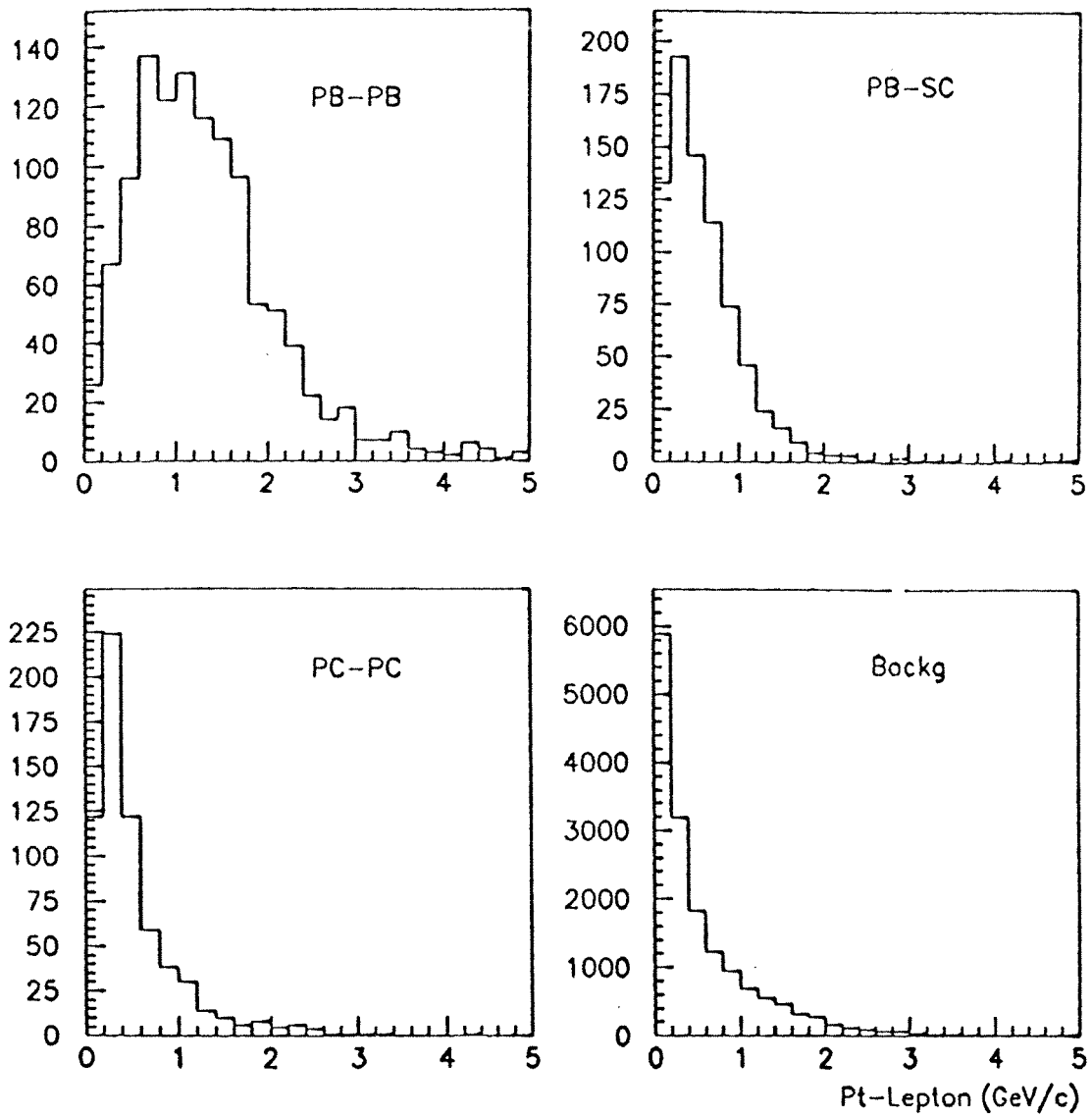


Figura 4.18: Rappresentazione del momento trasverso  $p_t^l$  dei leptoni delle diverse categorie, calcolato rispetto all'asse del jet di appartenenza. Anche per questa variabile, i leptoni della categoria  $PB - PB$  presentano lo spettro più "duro".

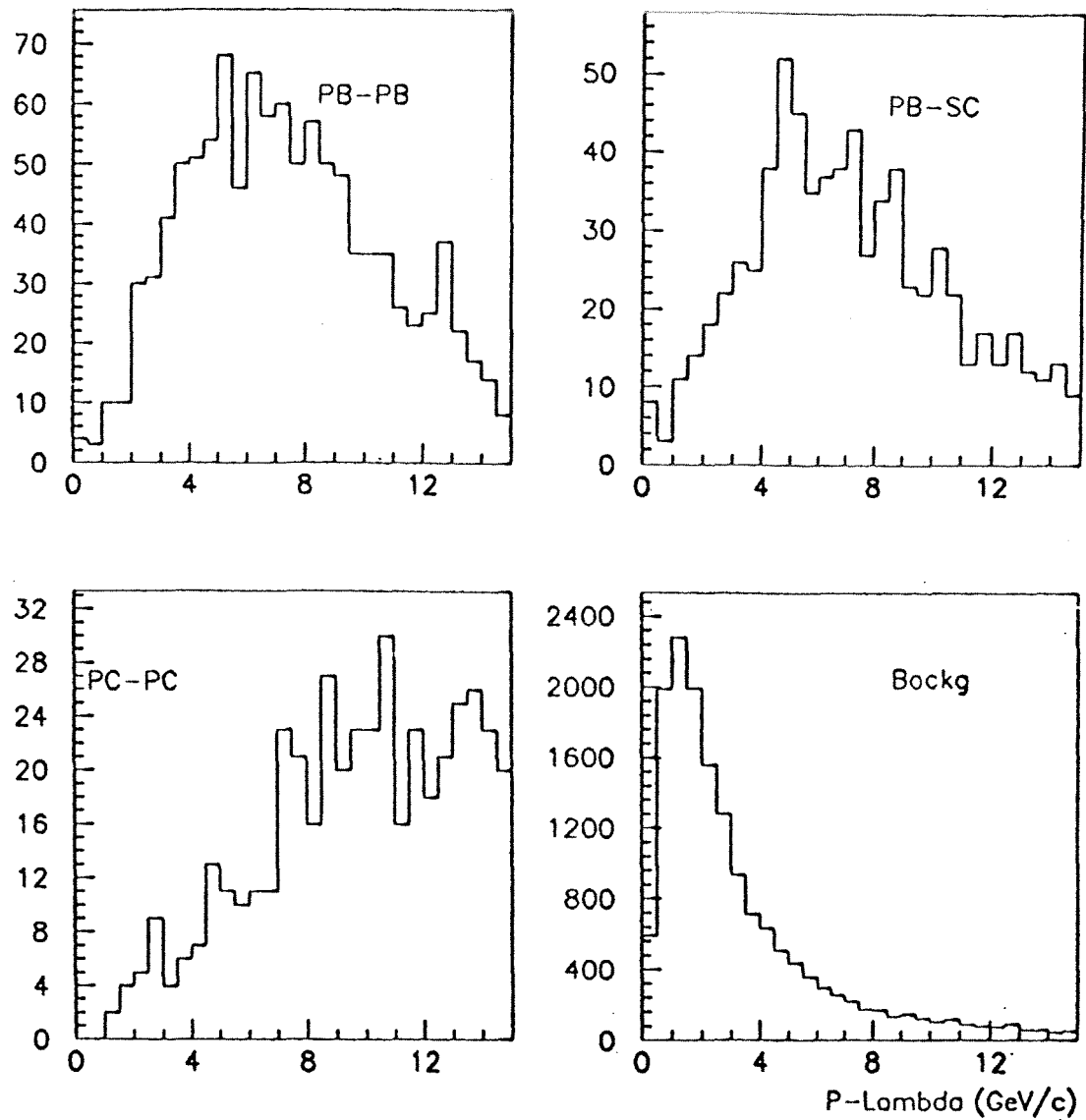


Figura 4.19: Rappresentazione del momento  $p_\Lambda$  dei barioni  $\Lambda^0$  delle diverse categorie: lo spettro degli eventi delle due categorie  $PB - PB$  e  $PB - SC$  sono analoghi in quanto le  $\Lambda^0$  provengono da particelle contenenti un quark  $b$ ; le  $\Lambda^0$  invece da decadimenti primari dei quarks  $c$  hanno uno spettro più duro.

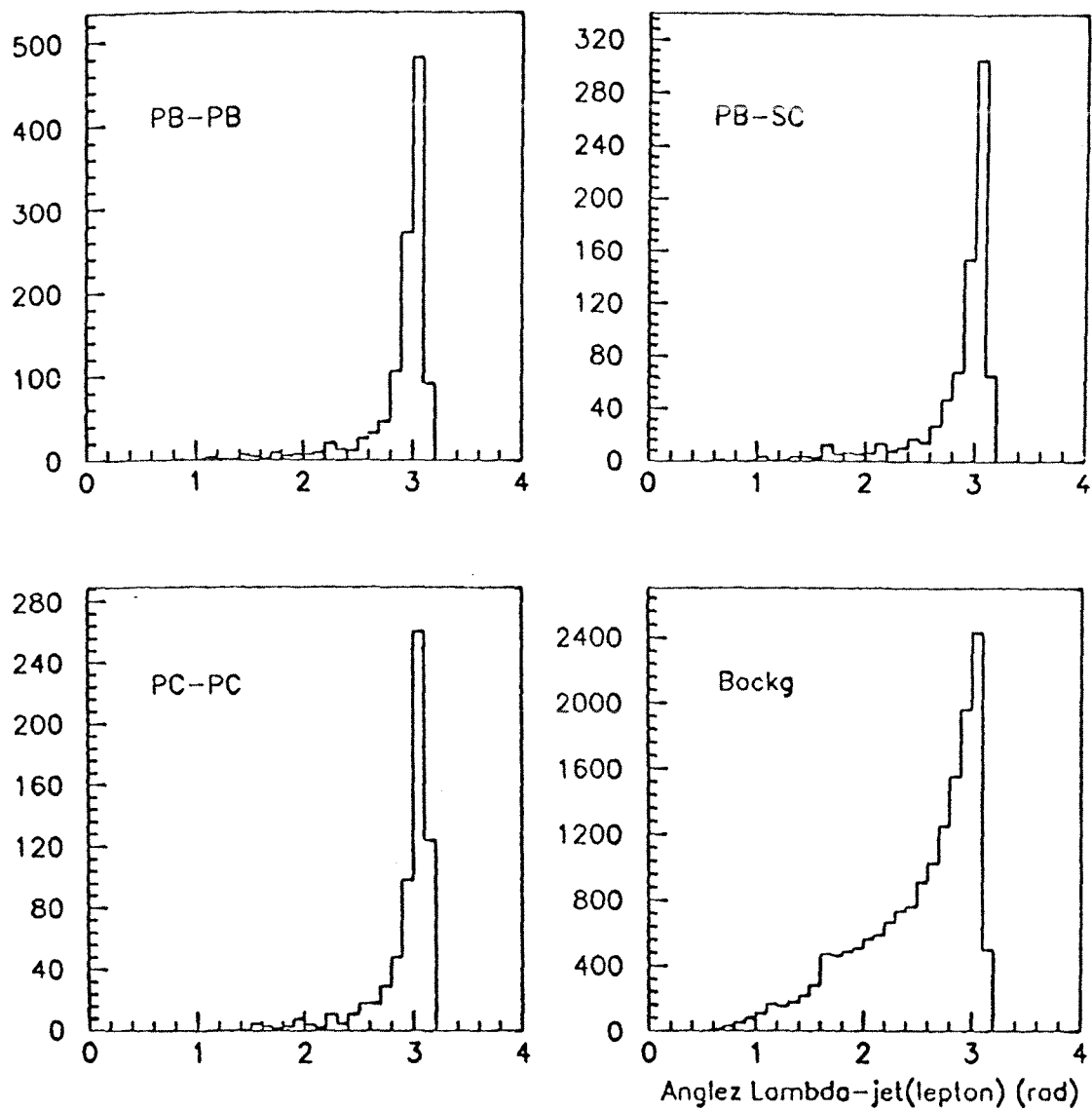


Figura 4.20: Rappresentazione dell'angolo tra il momento della  $\Lambda^0$  e l'asse del jet a cui appartiene il leptone, nelle diverse categorie: per gli eventi di frammentazione, lo spettro non presenta un picco a  $180^\circ$ .

categoria	$\Lambda^0 l^+$	$\Lambda^0 l^-$	totale	%
$PB - PB$	356	6	362	60.3
$PB - SC$	9	45	54	9.0
$PC - PC$	0	30	30	5.0
<i>fondo</i>	58	96	154	25.7

Tabella 4.7: Numero di coppie  $\Lambda^0 l$  nelle diverse categorie dopo i tagli, in assenza di oscillazione.

categoria	$\Lambda^0 l^+$	$\Lambda^0 l^-$	totale	%
$PB - PB$	287	75	362	60.3
$PB - SC$	14	40	54	9.0
$PC - PC$	0	30	30	5.0
<i>fondo</i>	58	96	154	25.7

Tabella 4.8: Numero di coppie  $\Lambda^0 l$  nelle diverse categorie dopo i tagli, con parametro di oscillazione  $\chi = 0.15$ .

Il set di tagli che ottimizza la purezza del segnale e il numero effettivo di eventi  $PB - PB$  rimanenti è dato da:

- $p_l \geq 5 \text{ GeV}/c$
- $p_T^l \geq 0.8 \text{ GeV}/c$
- $5.5 \leq p_\Lambda \leq 14 \text{ GeV}/c$
- $\theta_{\Lambda-j_l} \geq 2.8 \text{ rad}$

In tab. 4.7, riportiamo, sempre in assenza di oscillazione, il numero di eventi per ogni categoria dopo i tagli: il segnale ora è il 60% del numero totale di coppie  $\Lambda^0 l$ . In tab. 4.8, elenchiamo invece i risultati ottenuti scegliendo il parametro di oscillazione  $\chi = 0.15$ .

Dalle relazioni fornite nel capitolo II, dato un valore di  $\chi$ , è possibile calcolare la probabilità di oscillazione delle coppie  $\Lambda^0 l$  di tipo  $PB - PB$ ,  $PB - SC$ . In tab. 4.9, elenchiamo i risultati per le quantità  $R^-$ ,  $R^+$ ,  $\delta$  con  $\chi = 0$ ,  $\chi = 0.15$ .

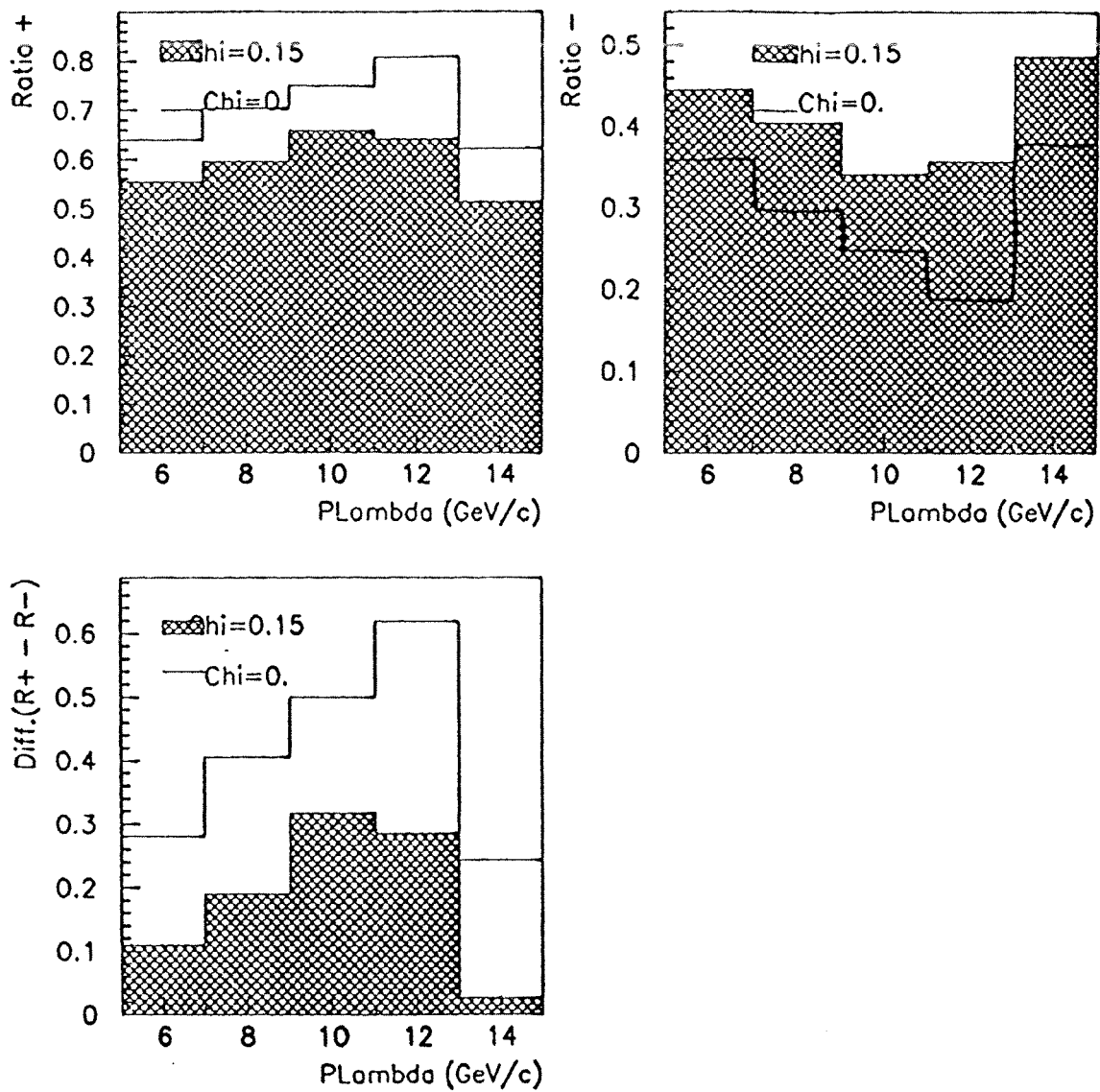


Figura 4.21: Rappresentazione delle quantità  $R^+$ ,  $R^-$ ,  $\delta$ , come definite nel capitolo II, in funzione del momento della  $\Lambda^0$  con parametro di oscillazione rispettivamente uguale a 0. e 0.15.

Osservabile	$\chi = 0$	$\chi = 0.15$
$R^-$	$0.29 \pm 0.019$	$0.40 \pm 0.02$
$R^+$	$0.71 \pm 0.019$	$0.60 \pm 0.02$
$\delta$	$0.40 \pm 0.038$	$0.20 \pm 0.04$

Tabella 4.9: Osservabili  $R^-$ ,  $R^+$ ,  $\delta$  con  $\chi = 0$ ,  $\chi = 0.15$ .



# Capitolo 5

## Risultati dell'analisi.

In questo capitolo, presentiamo i risultati dell'analisi. Il calcolo della purezza dei barioni  $\Lambda^0$  e dei leptoni, e del rapporto del fondo combinatoriale nelle coppie "like-sign" e "opposite-sign" ci permettono inoltre di illustrare anche quali sono i problemi fondamentali e gli attuali limiti dell'analisi intrapresa.

### 5.1 Purezza del campione di barioni $\Lambda^0$ .

Definiamo come purezza del campione di barioni  $\Lambda^0$  il rapporto tra il numero di  $\Lambda^0$  vere e il numero totale di combinatoriali nella regione di massa [1.108-1.128] GeV/ $c^2$ :

$$(5.1) \quad P = \frac{S}{S + R}$$

con  $S$  numero di  $\Lambda^0$  vere e  $R$  numero di  $V_0$  appartenenti al fondo combinatoriale. L'ottima concordanza tra le distribuzioni "dati reali" e "dati Montecarlo" ci permette di ricavare questa quantità dal campione di dati simulati. Per riscontro, si è provato a stimare il rapporto  $S/R$  direttamente dal campione di dati reali. La procedura seguita consiste nel valutare il valor medio del fondo nella regione di massa tramite il valore ottenuto con un fit nei bins adiacenti a tale regione: l'andamento del fondo ottenuto nello spettro di massa invariante è piatto, come riscontrato anche nello studio dei dati Montecarlo. I risultati ottenuti sono analoghi a quelli forniti dal metodo che possiamo chiamare "stima diretta

dal Montecarlo”, confermando ancora una volta l’accordo tra i due campioni di eventi a parità di condizioni.

La prima osservazione fondamentale consiste nel fatto che il valore del rapporto  $S/R$  ottenuto dopo il set di tagli descritti nel capitolo precedente, per la selezione dei barioni  $\Lambda^0$ , non è alterato dall’applicazione dei tagli necessari per l’identificazione delle coppie  $\Lambda^0/PB - PB$ . In fig. 5.1, riportiamo il rapporto  $S/R$  dopo ogni taglio, indicato con numerazione progressiva corrispondente a: 1) selezione per il campione di  $\Lambda^0$ , 2) richiesta della presenza simultanea di un leptone, 3) momento del leptone  $p_l \geq 5$  GeV/c, 4) momento trasverso del leptone  $p_T^l \geq 0.8$  GeV/c, 5) momento della  $\Lambda^0$  nella regione [5. 5,14] GeV/c, 6) angolo tra il momento della  $\Lambda^0$  e l’asse del jet del leptone  $\theta_{\Lambda-j_l} \geq 2.8$  rad.

Per ottenere il valore di  $S/R$  necessario per la stima della purezza, si è seguita una procedura analoga a quella per la stima dell’efficienza media illustrata nel capitolo IV: si è considerata infatti la media dei valori ottenuti pesata con i relativi errori. Si ottiene dunque:

$$(5.2) \quad \frac{S}{R} = 1.15 \pm 0.04$$

L’errore si rifletterà poi nella misura finale dell’osservabile  $R_t^-$  come errore sistematico. Dal punto di vista della purezza, questo equivale a dire:

$$(5.3) \quad P = 0.53 \pm 0.02$$

Il rapporto  $S/R$ , come vedremo nei prossimi paragrafi, riveste un’importanza fondamentale per la determinazione della sensibilità della nostra misura all’esistenza o meno dell’oscillazione dei mesoni  $B^0$ . La selezione dei barioni  $\Lambda^0$  non ha permesso il raggiungimento di un valore per  $S/R$  significativamente più alto, anche utilizzando tagli molto più duri di quelli elencati. Si è ritenuto opportuno allora isolare una sottoclasse di eventi da cui, vista la fisica dei processi di produzione dei barioni  $\Lambda^0$ , ci si aspetta una purezza molto alta. Il valore di  $c\tau$ , valore che indica il percorso medio di una  $\Lambda^0$  prima di decadere, è calcolato essere 7.89 cm: ricordando che il rivelatore di vertice in DELPHI è costituito

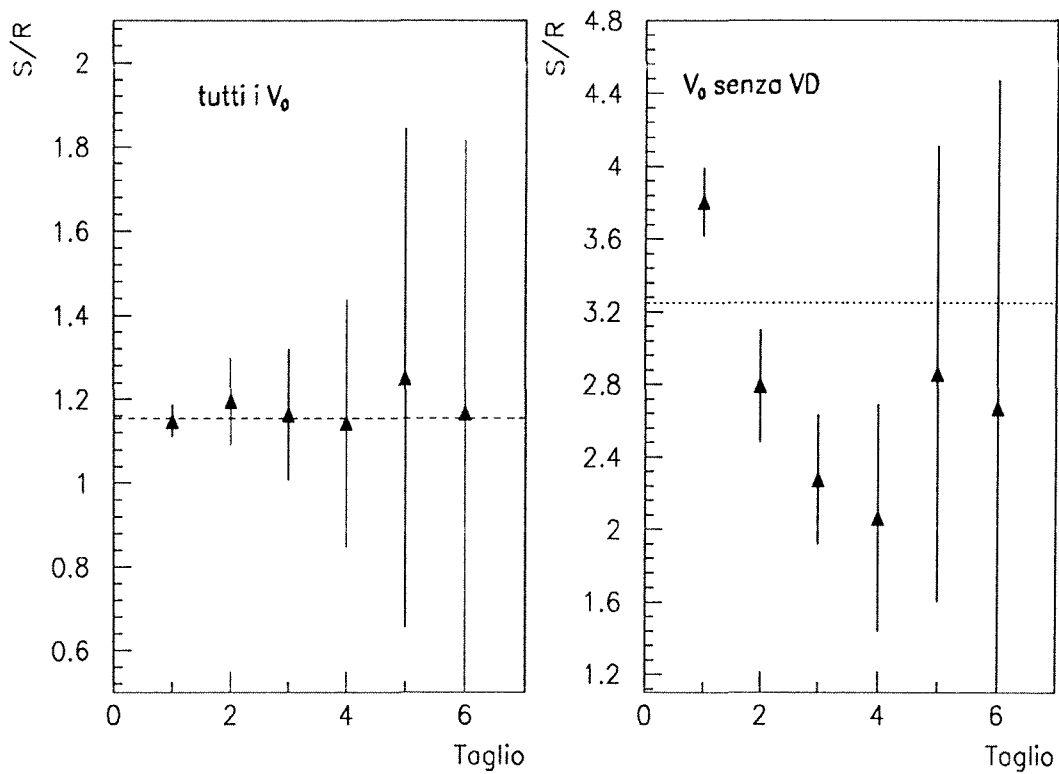


Figura 5.1: Variazione del rapporto  $S/R$  nella successione di tagli finale indicata con numerazione progressiva: 1) selezione per il campione di  $\Lambda^0$ , 2) richiesta della presenza simultanea di un leptone, 3) momento del leptone  $p_l \geq 5$  GeV/c, 4) momento trasverso del leptone  $p_T^l \geq 0.8$  GeV/c, 5) momento della  $\Lambda^0$  nella regione [5.5, 14] GeV/c, 6) angolo tra il momento della  $\Lambda^0$  e l'asse del jet del leptone  $\theta_{\Lambda-j_l} \geq 2.8$  rad. Il campione di eventi simulati usati contiene, nella figura a sinistra, tutti i vertici ricostruiti e solo quelli le cui tracce non hanno hits nel VD in quella a destra.

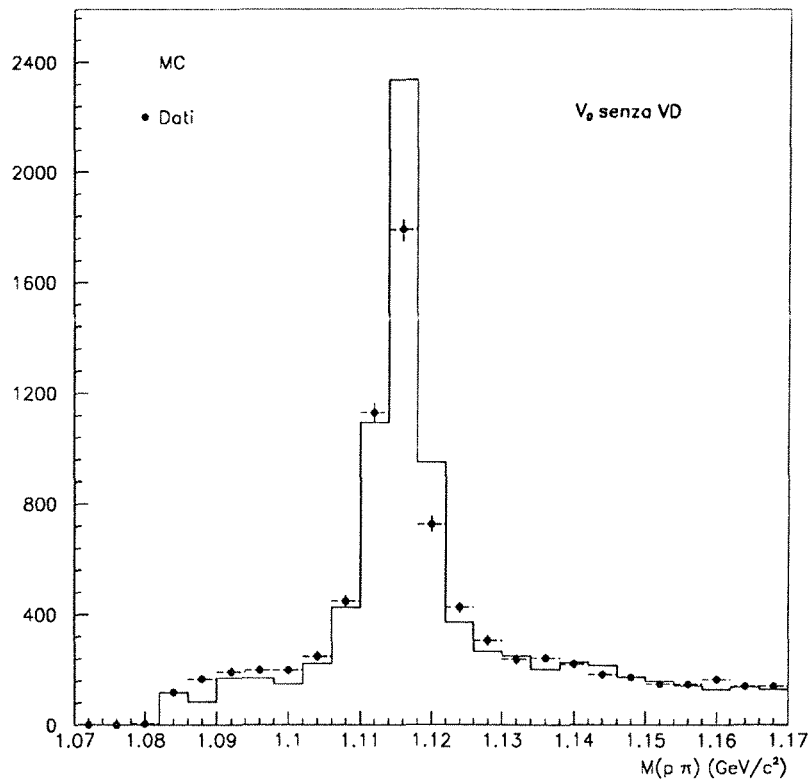


Figura 5.2: Spettro di massa invariante ( $p\pi$ ) per i vertici ricostruiti con tracce che non hanno hits nel rivelatore di vertice dopo la selezione sui barioni  $\Lambda^0$ : la concordanza dati reali e dati simulati è ancora una volta molto buona. Il fondo combinatoriale è notevolmente più basso di quello presente nello spettro di massa con tutti i vertici per cui il valore di purezza che si ottiene è molto buono. Questa sottoclasse di eventi verrà utilizzata per dimostrare l'importanza del rapporto  $S/R$  per la sensibilità della misura.

da tre strati di strips di silicio a 6, 9, 11 cm, ci aspettiamo di poter ricostruire un numero considerevole di  $\Lambda^0$ , che decadono  $p\pi$ , fuori dal rivelatore di vertice stesso. La nostra richiesta è quindi di avere un vertice ricostruito in cui entrambe le tracce non hanno hits nel VD. Dalla descrizione della fisica dei processi che prendiamo in considerazione fatta nel capitolo precedente, risulta chiaro che, essendo il VD il rivelatore più vicino al vertice primario, il numero di particelle le cui tracce hanno hits nel VD stesso, è grande: il fondo combinatoriale che ne deriva ha un peso determinante nel calcolo del rapporto  $S/R$ . Al contrario, per i vertici ricostruiti all'esterno del VD, ci si aspetta una purezza molto alta.

In fig. 5.1, riportiamo il rapporto  $S/R$  in funzione dei tagli in successione, per quanto concerne i vertici appena descritti: gli errori così alti sono dovuti alla mancanza di statistica (ricordiamo che il numero di eventi adronici Montecarlo a nostra disposizione è di  $\simeq 55k$  e qui stiamo considerando una sottoclasse).

Il valore finale che otteniamo è:

$$(5.4) \quad \left(\frac{S}{R}\right)_{\overline{VD}} = 3.25 \pm 0.14$$

dove con  $\overline{VD}$  intendiamo vertici ricostruiti con tracce senza hits nel VD. Per quanto riguarda la purezza:

$$(5.5) \quad P_{\overline{VD}} = 0.76 \pm 0.01$$

I risultati dell'analisi saranno presentati in entrambi i casi.

## 5.2 Purezza dei leptoni.

Nel capitolo precedente, abbiamo illustrato i tagli utilizzati per la selezione di muoni ed elettroni, con relative efficienze e probabilità di identificazione erronea di adroni. Anche in questo caso, possiamo definire una quantità analoga a quella calcolata per i barioni  $\Lambda^0$ : la purezza  $P$  data da

$$(5.6) \quad P = \frac{S}{S + R}$$

dove  $S$  è il numero di leptoni veri e  $R$  il numero di leptoni cosiddetti "fake", falsi, cioè degli adroni che il nostro algoritmo identifica come leptoni. I valori di purezza per elettroni e muoni sono stati ottenuti considerando il set di dati Montecarlo.

**Muoni.** In fig. 5.3, rappresentiamo la purezza per i muoni selezionati tramite tagli standard (descritti nel capitolo precedente) in funzione del momento del leptone stesso. Come abbiamo già menzionato riguardo ai barioni  $\Lambda^0$ , dal punto di vista dati simulati, il riconoscimento di un leptone come tale avviene tramite l'etichettatura, con il cosiddetto "link", della traccia generata che poi viene anche ricostruita. La purezza è stata valutata ipotizzando che l'inefficienza di assegnazione del link sia la stessa per i leptoni veri e per i leptoni fake. Va sottolineato il fatto che la purezza è praticamente costante in funzione del momento ed ha come valore asintotico  $0.75 \pm 0.02$ .

**Elettroni.** L'unico taglio usato per la selezione degli elettroni è quello sulla variabile di  $\chi^2$  definita nel capitolo precedente. In fig. 5.4, rappresentiamo la distribuzione di  $\chi^2$  per gli

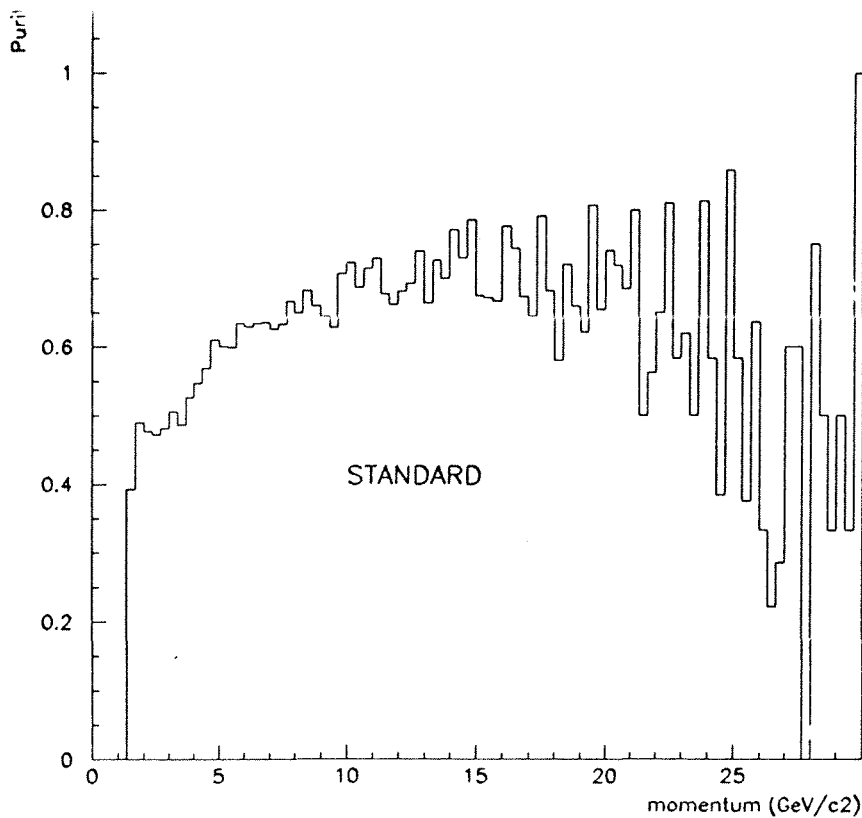


Figura 5.3: Purezza dei muoni in funzione del momento  $p$ . La purezza è praticamente invariante in funzione del momento e ha valore asintotico di 0.75. I muoni considerati sono quelli soggetti ai tagli standard descritti nel capitolo IV. Il calcolo della purezza, effettuato sul campione di dati simulati, presuppone la stessa inefficienza, nell'associazione del link alla traccia generata poi ricostruita, per gli elettroni reali e per quelli fake.

elettroni veri e gli elettroni fake. Fissato il taglio a 20, la purezza è stata rappresentata in funzione del momento trasverso  $p_t^{out}$  del leptone, calcolato rispetto all'asse del jet ottenuto sottraendo la traccia in considerazione. In fig. 5.5 possiamo constatare che anche in questo caso il valore asintotico della purezza può essere valutato  $0.75 \pm 0.01$ .

È d'obbligo ricordare che noi consideriamo il valore 0.75 utilizzato nelle osservazioni nei paragrafi successivi come limite inferiore per la purezza dei leptoni, in quanto è stata calcolata considerando tutti i leptoni ricostruiti in ciascun evento, mentre noi scegliamo il leptone con momento maggiore e imponiamo dei tagli in cascata sul momento e sul momento trasverso del leptone stesso.

### 5.3 Correlazioni $\Lambda$ -leptone: risultati finali.

Applicati tutti i criteri di selezione analizzati nel quarto capitolo, la situazione finale è descritta in fig 5.6 dove rappresentiamo lo spettro di massa invariante  $p\pi$  per le coppie

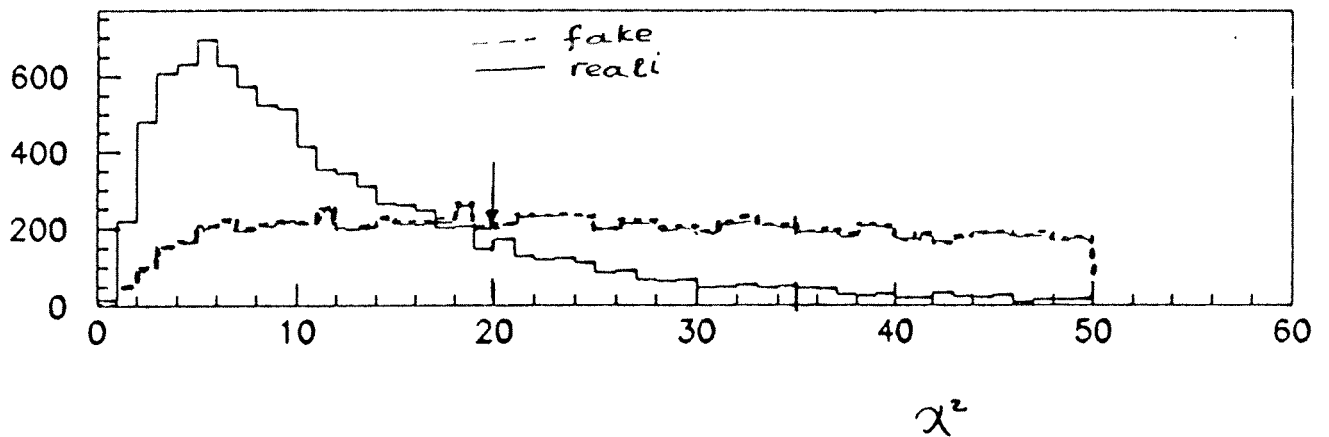


Figura 5.4: Distribuzione della variabile di  $\chi^2$  per gli elettroni veri e per quelli fake. Il taglio è stato posto a 20, per evitare la necessità di applicare un taglio sul valore della  $dE/dx$  dell'elettrone stesso. I valori di efficienza raggiunti sono già stati descritti nel capitolo precedente.

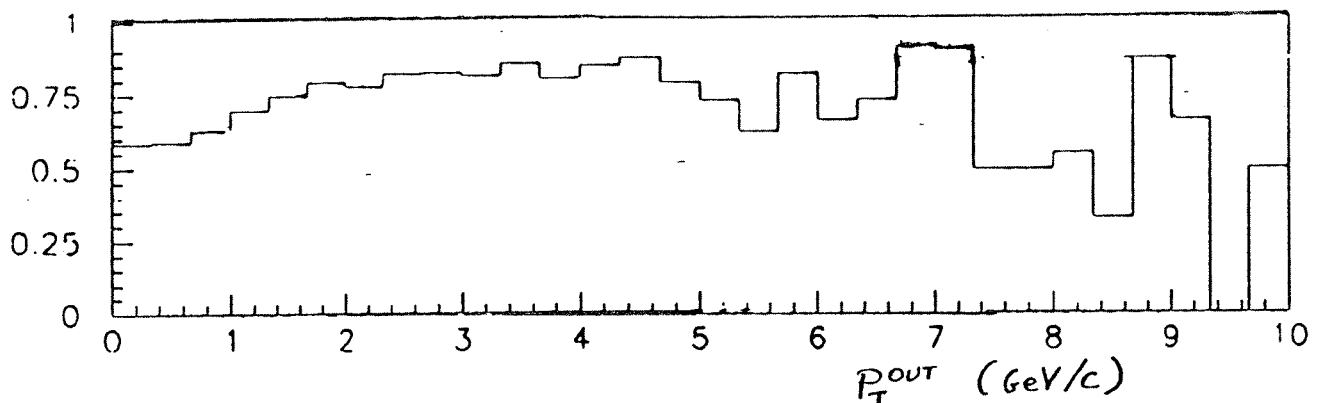


Figura 5.5: Rappresentazione della purezza degli elettroni in funzione del momento trasverso  $p_T^{out}$ : anche in questo caso si è considerato nei calcoli successivi il valore asintotico di 0.75.

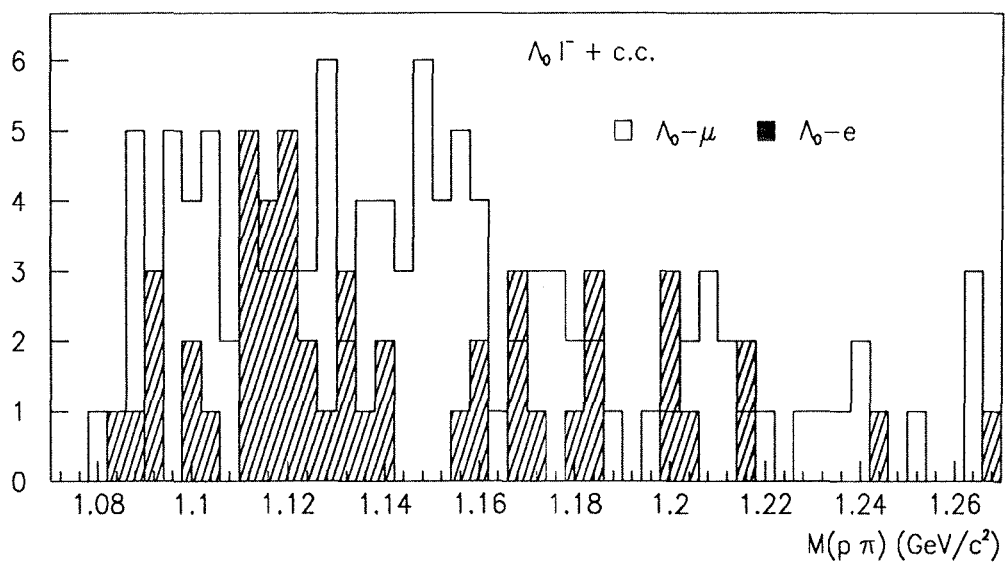
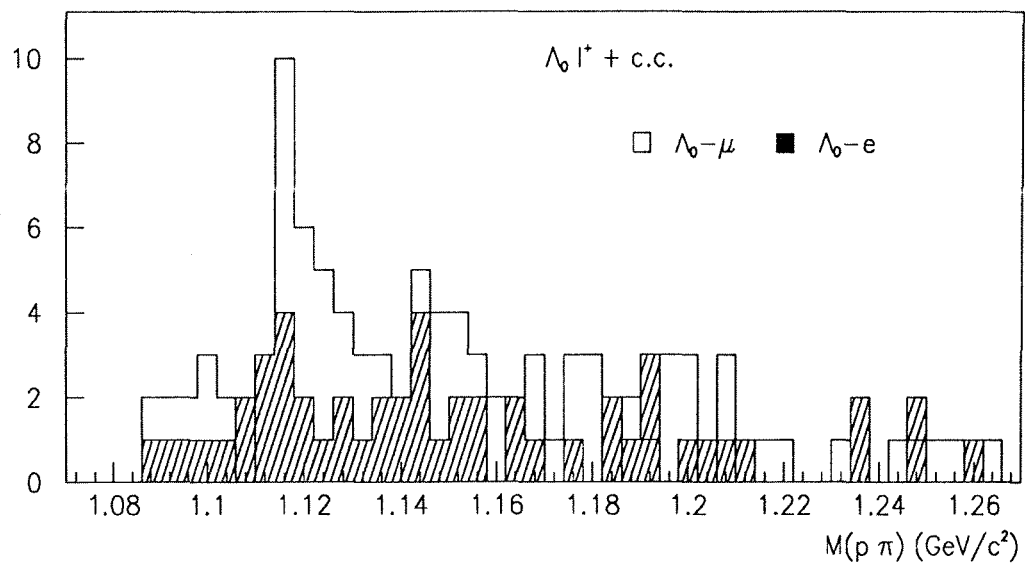


Figura 5.6: Spettro di massa invariante ( $p\pi$ ) per le coppie "like sign" e "opposite sign" nel campione finale di eventi. La parte chiara rappresenta le correlazioni tra un barione  $\Lambda^0$  e un leptone  $\mu$  mentre la parte ombreggiata riguarda le coppie  $\Lambda^0 - e$ .



	$\Lambda l^-$	$\Lambda l^+$
$e$	16	12
$\mu$	18	28
totale	34	40

Tabella 5.1: Coppie "like sign" e "opposite sign" nel campione finale di eventi.

	$\Lambda l^-$	$\Lambda l^+$
$e$	6	5
$\mu$	2	6
totale	8	11

Tabella 5.2: Coppie "like sign" e "opposite sign" nel campione finale di eventi con vertici ricostruiti con tracce che non hanno hits nel rivelatore di vertice.

pie rimanenti  $\Lambda^0 l^+$  e  $\Lambda^0 l^-$  e i rispettivi coniugati di carica. La parte chiara del grafico corrisponde alle coppie  $\Lambda^0 - \mu$ , mentre quella ombreggiata alle coppie  $\Lambda^0 - e$ . In tab. 5.1, riportiamo per le coppie "like sign" e "opposite sign" il numero di correlazioni tra un barione  $\Lambda^0$  e un muone e un barione  $\Lambda^0$  e un elettrone nella regione di massa [1.108-1.128] GeV/c<sup>2</sup>.

Nel capitolo II, abbiamo definito la quantità  $R_t^-$  che misuriamo tramite il nostro campione di dati finale e da cui ricaveremo il valore di  $R^-$  che ci permette una valutazione sul parametro di oscillazione  $\chi$ . Essendo  $R_t^-$  il rapporto tra il numero di coppie "opposite sign" e il numero totale di correlazioni ottenute, possiamo stimare:

$$(5.7) \quad R_t^- = 0.46 \pm 0.06(stat)$$

L'errore sulla quantità  $R_t^-$  è calcolato come:

$$(5.8) \quad \Delta(R_t^-) = \sqrt{\left(\frac{R_t^-(1-R_t^-)}{N_{tot}}\right)}$$

dove  $N_{tot}$  è il numero totale di coppie  $\Lambda l$  dopo la selezione.

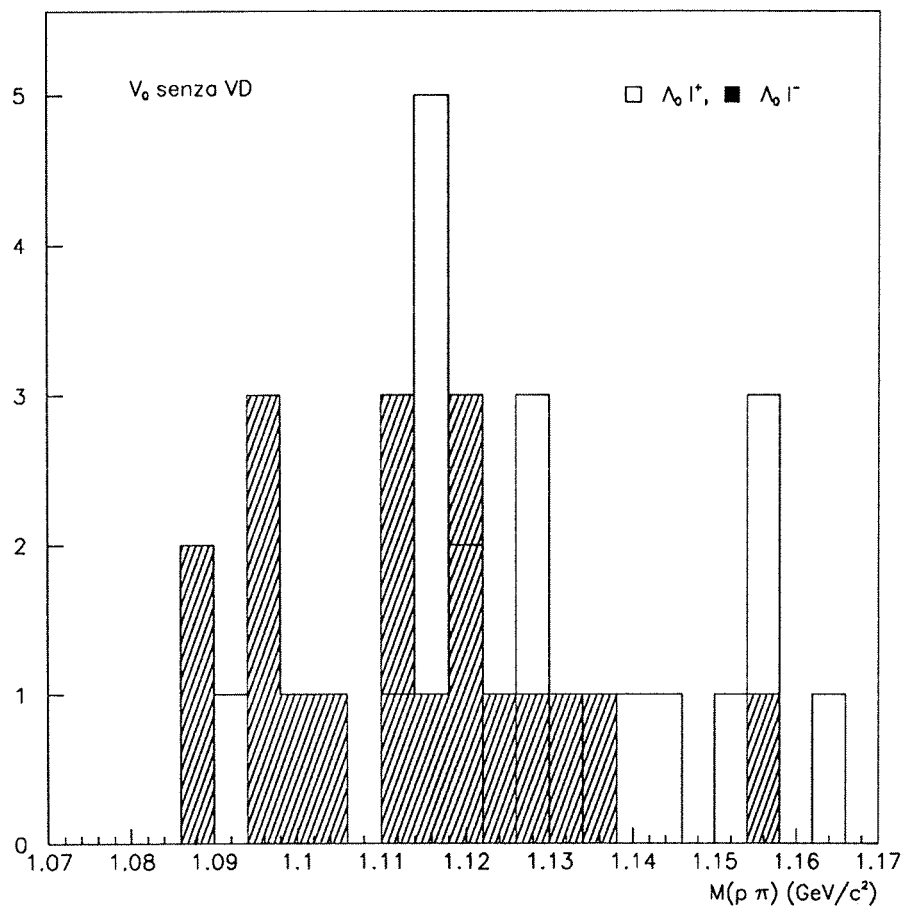


Figura 5.7: Spettro di massa invariante ( $p\pi$ ) per le coppie "like sign" e "opposite sign" nel campione di eventi con vertici ricostruiti con tracce che non hanno hits nel VD. La parte chiara rappresenta le correlazioni "like sign" mentre la parte ombreggiata quelle "opposite sign".

In maniera identica, possiamo procedere per la classe di vertici ricostruiti con tracce che non hanno hits nel rivelatore di vertice. In fig. 5.7, riportiamo la situazione finale con la parte chiara rappresentante le correlazioni  $\Lambda l^+$  e quella ombreggiata le coppie  $\Lambda l^-$ . La tab. 5.2 è equivalente alla tabella precedente per questo set di eventi. L'osservabile  $R_t^-$  è data quindi da:

$$(5.9) \quad R_t^- = 0.42 \pm 0.11(stat)$$

L'errore così elevato di questa seconda misura è evidentemente dovuto alla mancanza di statistica: solo 19 sono le coppie  $\Lambda l$  con il vertice  $\Lambda$  ricostruito all'esterno del VD. Nella prima misura invece, il problema rimane il fondo: gli spettri di massa invariante infatti mostrano una presenza ancora considerevole di fondo combinatoriale.

## 5.4 Rapporto "segnale-rumore".

Nel paragrafo precedente, abbiamo visto come i due problemi fondamentali per l'analisi siano la purezza dei barioni  $\Lambda^0$  e dei leptoni e la statistica.

Per quanto riguarda la statistica, l'unica possibilità è l'utilizzo degli ulteriori dati raccolti dall'apparato DELPHI nel 1992 per un totale di  $\sim 10^6$  eventi.

La purezza invece, merita un'attenzione particolare. Innanzitutto, definiamo il rapporto "segnale-rumore"  $S_b/B$  che inizialmente avevamo indicato con  $n$  (vedi eq. 2.32 in cap. II): nel secondo capitolo, abbiamo ampiamente sottolineato il fatto che per segnale intendiamo le coppie  $\Lambda l$  della categoria  $PB - PB$ , e per rumore le coppie  $\Lambda l$   $PB - SC, PC - PC$  e il fondo di frammentazione ( $\Lambda^0$  o leptone o entrambi da frammentazione). In realtà, nei dati reali,  $B$  presenta una componente in più rispetto a quella definita nel set di dati simulati "puri" (cioè generati da JETSET 7.3 in assenza di rivelatore); infatti:

$$(5.10) \quad B = B_t + B_f$$

con  $B_t$  il fondo  $PB - SC, PC - PC$ , "fondo frammentazione" e  $B_f$  il fondo dovuto ai

leptoni fake e ai barioni  $\Lambda^0$  fake, cioè ai  $V_0$  combinatoriali.  $B_f$  può essere scritto:

$$(5.11) \quad B_f = V_0 l + \Lambda^0 f_l + V_0 f_l$$

con  $V_0 l$  coppie di  $\Lambda^0$  fake e leptoni veri,  $\Lambda^0 f_l$   $\Lambda^0$  vere e leptoni fake,  $V_0 f_l$   $\Lambda^0$  fake e leptoni fake.

Il rapporto  $n_b = S_b/B$  si può quindi esprimere:

$$(5.12) \quad n_b = \frac{S_b}{B_t + B_f} = \frac{n_f n_t}{n_t + n_f}$$

con  $n_t = S_b/B_t$  e  $n_f = S_b/B_f$ . Come descritto nell'ultimo paragrafo del capitolo IV, il rapporto  $n_t$  è calcolabile sulla base dei dati simulati "puri" [35]:

$$(5.13) \quad n_t \simeq 0.6/0.4 = 1.5$$

Per quanto riguarda invece il rapporto  $n_f$ , due sono le variabili da considerare, identificabili con la purezza dei barioni  $\Lambda^0$  e quella dei leptoni, purezze che d'ora in poi indicheremo con  $\alpha_\Lambda$  e  $\alpha_l$ . Possiamo quindi dire che  $\alpha_\Lambda$  è la probabilità che il vertice sia una  $\Lambda^0$  vera e  $\alpha_l$  la probabilità che il leptone sia un leptone vero. Alcuni elementari passaggi di algebra portano a:

$$(5.14) \quad n_f = \frac{0.6 \cdot \alpha_\Lambda \cdot \alpha_l}{(1 - \alpha_\Lambda \cdot \alpha_l)}$$

Sostituendo nell'eq. 5.12:

$$(5.15) \quad n_b = \frac{0.9 \cdot \alpha_\Lambda \cdot \alpha_l}{1.5 - 0.9 \cdot \alpha_\Lambda \cdot \alpha_l}$$

In fig. 5.8, rappresentiamo  $n_b$  in funzione di  $\alpha_\Lambda$ , come ottenuto nell'equazione precedente, per diversi valori di  $\alpha_l$ : 0.75, 0.90, 1;  $\alpha_l = 1$  indica purezza leptonica del 100%, in altre parole il leptone ha probabilità nulla di essere fake. Nella situazione attuale, il limite inferiore per la purezza dei leptoni è 0.75 con  $\alpha_\Lambda = 0.53$  nel caso generale e  $\alpha_\Lambda = 0.76$  per i vertici senza VD:

$$(5.16) \quad \alpha_\Lambda = 0.53 \quad n_b = 0.31$$

$$(5.17) \quad \alpha_\Lambda = 0.76 \quad n_b = 0.52$$

come evidenziato in figura. Nella situazione attuale, anche ipotizzando il massimo della purezza per i barioni  $\Lambda^0$  non è possibile raggiungere un valore di  $n_b$  superiore a 0.82.

## 5.5 Calcolo del parametro di oscillazione $\chi$ .

Nel capitolo II, abbiamo visto come, in assenza di qualsiasi fonte di fondo, e cioè considerando solo eventi appartenenti alla categoria  $PB - PB$ , si possa misurare sperimentalmente la quantità  $R^-$ , data dal rapporto tra il numero di coppie "opposite sign" e il numero totale di correlazioni  $\Lambda l$ .  $R^-$  è legata al parametro di oscillazione  $\chi$  dalla relazione 2.30, che richiamiamo:

$$(5.18) \quad R^- = \frac{N_{\Lambda l^-}}{N_{tot}} = 2\chi(1 - \chi)\frac{f_{B\Lambda}}{f_\Lambda} + \chi f_b \frac{(f_{b\Lambda} - f_{B\Lambda})}{f_\Lambda}$$

Sostituendo per le frazioni di decadimento i valori riportati in cap. II, si ottiene:

$$(5.19) \quad R^- = 1.527\chi - 1.053\chi^2$$

In realtà, essendoci la presenza delle sorgenti di fondo ( $PB - SC, PC - PC$ , "fondo 4"), quello che sperimentalmente si può misurare è  $R_t^-$  (eq. 2.32), che presenta un fattore di diluizione; infatti:

$$(5.20) \quad R_t^- = \frac{R^-}{n_b + 1} \left( n_b + \frac{\alpha}{R^-} \right)$$

con  $n_b$  il rapporto segnale rumore di cui abbiamo parlato nel paragrafo precedente. Questa equazione è stata ricavata nel caso di coppie  $\Lambda l$  vere; la presenza di barioni  $\Lambda^0$  e leptoni fake rende necessario esprimere  $n_b$  come combinazione di  $n_t$  ed  $n_f$ , già definiti. Al posto dell'eq. 2.31 del secondo capitolo, quindi, abbiamo:

$$(5.21) \quad R_t^- = \frac{R^- S + (\alpha_1 B_t + \alpha_2 B_f)}{S + B}$$

con  $B = B_t + B_f$ ,  $\alpha_1$  frazione di coppie  $\Lambda l$  (e coniugati di carica) in  $B_t$  e  $\alpha_2$  frazione di coppie  $\Lambda l$  in  $B_f$ . La quantità  $\alpha_1$  è stata misurata dal campione di dati simulati "puri"

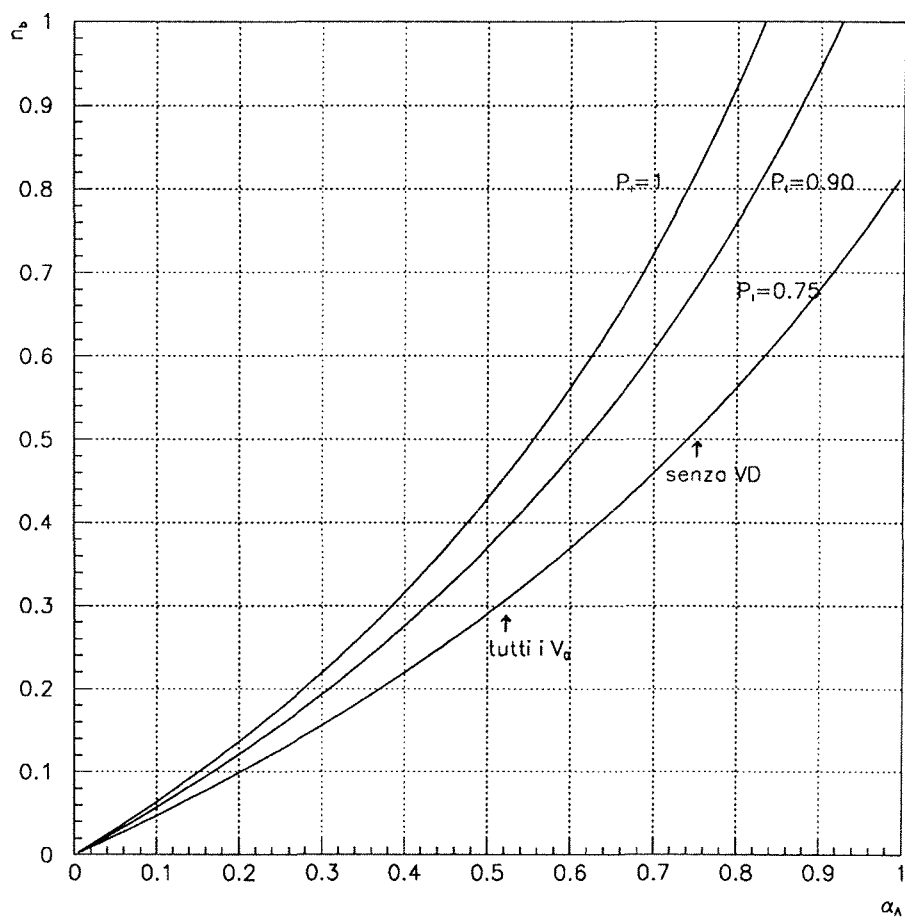


Figura 5.8: Rappresentazione del rapporto segnale-rumore in funzione della purezza dei barioni  $\Lambda^0$  e della probabilità per un leptone di essere fake. Le tre curve rappresentate corrispondono a  $\alpha_l = 0.75, 0.9, 1$ . I nostri risultati sono relativi alla purezza leptonica di 0.75 e  $\alpha_A = 0.53, 0.76$  a seconda del set considerato. Sottolineiamo come nella situazione attuale, il valore massimo raggiungibile per  $n_b$  è 0.82.

ed è stimata  $\alpha_1 = 0.72$ . Per  $\alpha_2$  invece, è stato utilizzato il campione di eventi simulati con rivelatore. Dall'osservazione della simmetria delle coppie "like" e "opposite sign" nel fondo  $B_f$ , si è stimato  $\alpha_2 = 0.5 \pm 0.05$ .  $R_t^-$  si può quindi riscrivere in funzione delle nuove quantità:

$$(5.22) \quad R_t^- = \frac{R^-}{n_f n_t + n_t + n_f} \cdot \left( n_f n_t + \frac{\alpha_1 n_f}{R^-} + \frac{\alpha_2 n_t}{R^-} \right)$$

Gli errori sulle quantità  $\alpha_1, \alpha_2, n_f, n_t$  sono dell'ordine dell'1%, errori che quindi trascureremo.

A questo punto possiamo estrarre dal valore di  $R_t^-$  che abbiamo misurato, il valore di  $R^-$  e metterlo in relazione con  $n_b$  per vedere come la sensibilità della nostra misura può migliorare in funzione di  $n_b$  stesso. L'eq. 5.22 può essere riscritta sostituendo i valori noti e risolta per  $R^-$ :

$$(5.23) \quad R^- = \left( R_t^- - 0.5 \cdot \frac{(1 + n_f)}{(1.7n_f + 1)} \right) \left( \frac{1.7n_f + 1}{n_f} \right)$$

Nel paragrafo 5.3, abbiamo visto che

$$(5.24) \quad R_t^- = 0.46 \pm 0.06(stat)$$

mentre  $n_f$  è calcolabile dall'eq. 5.14:

$$(5.25) \quad n_f = 0.40 \pm 0.02(sist)$$

Vediamo come il valore di  $n_f$  può falsare le nostre conclusioni sul valore di  $R^-$ . In fig. 5.9, rappresentiamo il valore di  $R^-$  in funzione di  $n_f$ , che è il rapporto segnale rumore migliorabile in futuro in quanto dipende dalla purezza dei dati reali. Il valore corrispondente alla linea centrale è il valore misurato di  $R_t^-$ . Per valori di  $n_f$  maggiori di 0.8,  $R^-$  cambia molto lentamente, dimostrando come non sia necessario raggiungere  $n_f$  molto alti per avere una misura sensibile. Le due righe attorno al valore centrale rappresentano il limite dovuto all'errore statistico sulla misura di  $R_t^-$ . Si vede come per  $n_f$  maggiori di 0.8, una variazione del parametro di oscillazione  $\chi = 0.15$  di  $\pm 0.05$  (che corrisponde a

una variazione in  $R^-$  di  $\pm 0.06$  come facilmente derivabile dall'eq. 5.19) è visibile solo se l'errore statistico è dell'ordine di 0.04, che corrisponde a un fattore 4 di statistica in più rispetto a quella attualmente a disposizione. Va sottolineato che l'errore su  $n_f$  che si riflette come errore sistematico sulla nostra misura, non ha un effetto significativo sul valore di  $R^-$ . Tutte le altre sorgenti di errore sistematico, quali le incertezze sulle frazioni di decadimento  $f_b, f_{B\Lambda}, f_\Lambda$  e sui rapporti  $n_t, \alpha_1, \alpha_2$ , sono stimate non avere un'influenza superiore al livello dell'1%. In figura, riportiamo anche la misura corrispondente al campione di dati con purezza maggiore: essendo il valore di  $n_f$  migliore, la misura si trova già nella zona di "plateau" del valore di  $R^-$ ; d'altro canto, essendo la statistica molto bassa, l'errore statistico è molto grande. Noto il valore di  $R^-$ , è possibile calcolare dall' eq. 5.19 il valore di  $\chi$ :

$$(5.26) \quad \chi = 0.13 \pm 0.25(stat) \pm 0.01(sist)$$

Il valore ottenuto per  $\chi$  è consistente con la misura fornita dal metodo dei dileptoni riportata nel capitolo II e ci permette di escludere la regione  $\chi > 0.4$  al 68% di livello di confidenza.



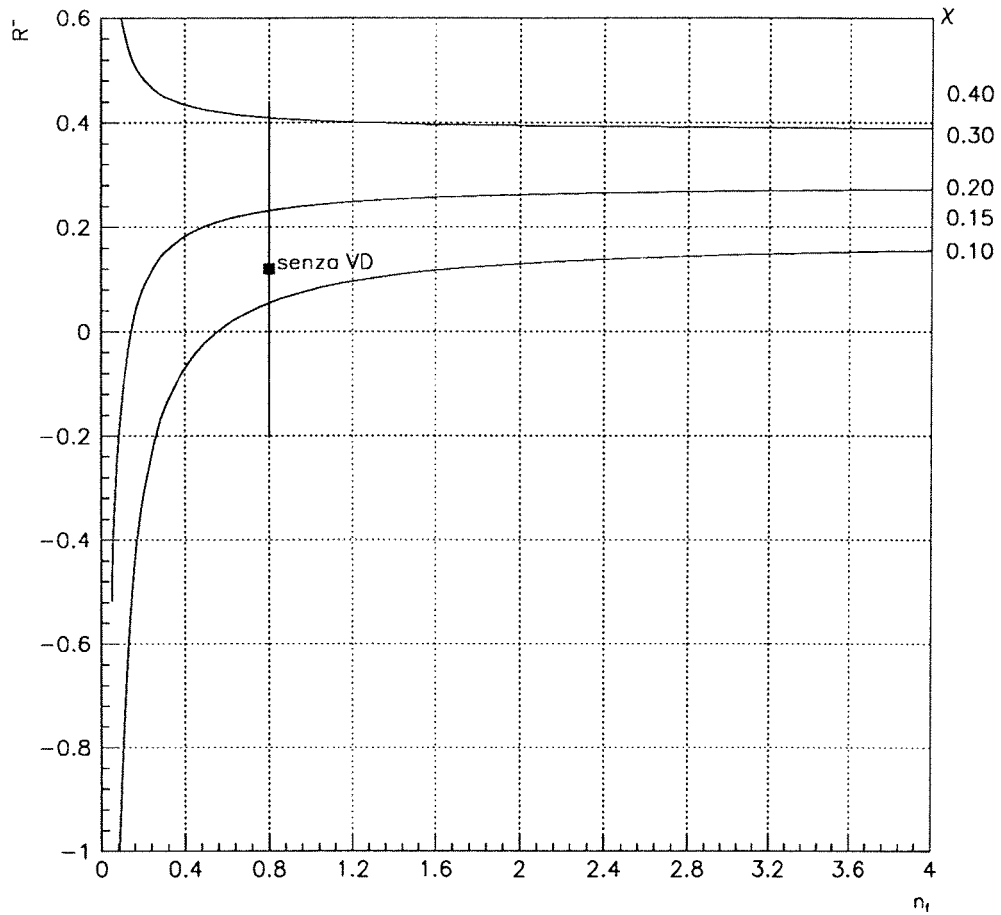


Figura 5.9: Rappresentazione dell'osservabile  $R_t^-$  in funzione del rapporto  $n_f = S_b/B_f$ . Il valore centrale corrisponde al valore misurato  $R_t^-$  e le due righe esterne all'errore statistico della misura di  $R_t^-$ . Sul lato destro abbiamo riportato i corrispondenti valori del parametro di oscillazione  $\chi$  per evidenziare la necessità di un errore statistico non superiore a 0.04 per osservare una variazione di  $\chi$  dell'ordine di 0.05 dal valore centrale di 0.15. Il quadrato nero rappresenta il valore della misura ottenuta con il campione ridotto di eventi senza VD, con la relativa barra di errore.

# Appendice A

Forniamo di seguito i valori dei parametri scelti per la simulazione Montecarlo con il processore di Lund JETSET 7.3 qualora differiscano dai valori standard, cosiddetti di default, assegnati dal processore stesso. La terminologia usata è illustrata in [12].

- $MSTJ(101) = 5$  indica che gli eventi sono generati utilizzando lo schema "parton shower";
- $MSTJ(11) = 3$  permette la scelta della funzione di frammentazione longitudinale, in questo caso diversa per quarks leggeri e pesanti;
- $PARJ(41) = 0.18$  e  $PARJ(42) = 0.34$  sono i valori dei parametri  $a$  e  $b$  per la funzione di frammentazione a stringa descritta nel capitolo I;
- $PARJ(55) = -.005$  e  $PARJ(54) = -.040$  sono i parametri che permettono la scelta della funzione di frammentazione rispettivamente per il quark  $b$  e il quark  $c$ ; i valori scelti sono relativi alla funzione di SLAC [19];
- $PARJ(21) = 0.37$  GeV corrisponde alla larghezza nelle distribuzioni gaussiane delle componenti  $p_x$  e  $p_y$  del momento trasverso dell'adrone;
- $PARJ(123) = 91.16$  GeV è la massa della  $Z$ ;
- $PARJ(124) = 2.53$  GeV è la larghezza relativa alla  $Z$ ;
- $PARJ(102) = 0.226$  è  $\sin^2\theta_W$ , cioè l'angolo di mescolamento debole della QED;

- $MSTU(42) = 1$  permette l'assunzione che tutte le particelle, tranne il fotone, abbiano la massa di un pione carico.

A

# Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. B22 (1961) 579;  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;  
A. Salam, *Elementary particle theory*, Almquist and Wiksell, Stockholm (1968).
- [2] S. L. Glashow, I. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [3] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531;  
M. Kobayashi, K. Maskawa, Progr. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [4] H. Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. 139 (1965) 1006;  
C. Bouchiat, I. Iliopoulos, Ph. Meyer, Phys. Lett. 138B (1972) 652.
- [5] G. Barbiellini, C. Santoni, Riv. Nuovo Cimento 9(2) (1986) 1.
- [6] A. Djouadi, J. H. Kühn, P. M. Zerwas, MPI-PAE /PTh /48/49;  
M. Dine, J. Sapirstein, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 668;  
K. G. Chetyrkin, A. L. Kataev, F. V. Tachov, Phys. Lett. 85B (1979) 277;  
W. Celmaster, R. J. Gausalves, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 560.
- [7] S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 2522.
- [8] N. Lockyer et al. (MarkII Coll.), Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1316.
- [9] M. Kobayashi, T. Maskawa, Progr. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [10] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531.
- [11] P. Abreu et al. (DELPHI Coll.), DELPHI 89-67 PROG 142 (1989).

- [12] T. Sjöstrand, *Pythia 5.6 and Jetset 7.3*, CERN-TH. 6488/92.
- [13] B. Van Ejik, *Eurodec User Manual*, DELPHI 89-39 PHYS 41 PROG 136 (1989);  
K. Bos, B. Van Ejik, DELPHI 89-50 PHYS 44 (1989).
- [14] *Z physics at LEP 1*, ed. G. Altarelli, R. Kleiss and C. Verzegnassi, CERN 89-08 (1989).
- [15] X. Artru, G. Mennessier, Nucl. Phys. B70 (1974) 93.
- [16] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rep. 97 (1983) 31.
- [17] A. Krzywicki, B. Petersson, Phys. Rev. D6 (1972) 924;  
J. Finkelstein, R. D. Peccei, Phys. Rev. D6 (1972) 2606;  
F. Niedermayer, Nucl. Phys. B79 (1974) 355;  
A. Casher, J. Kogut, L. Susskind, Phys. Rev. D10 (1974) 732.
- [18] R. D. Field, R. P. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1.
- [19] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P. Zerwas, Phys. rev. D27 (1983) 105.
- [20] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D17 (1978) 171;  
M. Suzuki, Phys. Lett. 71B (1977) 139.
- [21] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1945.
- [22] M. Aguilar-Benitez et al. (Part. Data Group), Phys. Lett. B239 (1990) 1.
- [23] M. Wirbel, B. Stech, M. Bauer, Z. Phys. C29 (1985) 637.
- [24] M. Aguilar-Benitez et al. (Part. Data Group), Phys. Rev. D45 (1992).
- [25] A. J. Buras, M. Jamin, P. H. Weisz, Nucl. Phys. B347 (1990) 491.
- [26] M. Danilov, Proceedings of the *International Lepton-Photon Symposium*, ed. S. Heger-  
gerty, K. Potter, E. Querchig (Geneva, 1991), to appear.

- [27] H. Schröder, DESY 91-139, e in *B decays* ed. S. Stone, World Scientific (1992).
- [28] P. J. Franzini, Phys. Rep. 173 (1989) 1.
- [29] A. Ali, D. London, DESY 92-075 UdeM-LPN-TH95 (1992).
- [30] C. Biino, S. Palestini, INFN/AE-90/03 (1990).
- [31] D. Decamp et al. (ALEPH Coll.) Phys. Lett. B258 (1991) 236;  
 P. Abreu et al. (DELPHI Coll.) CERN-PPE/92-203 (1992);  
 B. Adeva et al. (L3 Coll.) Phys. Lett. B252 (1991) 702;  
 P. D. Acton et al. (OPAL Coll.) CERN-PPE/91-212 (1991).
- [32] D. Decamp et al. (ALEPH Coll.) CERN-PPE/92-48 (1992);  
 H. De Boeck, P. M. Kluit, J. H. Köhne *A measurement of the  $B-\bar{B}$  mixing parameter using muons and the charge of the jet.* Draft 0 (1992).
- [33] P. Roudeau, Proceedings of the *International Lepton-Photon Symposium*, ed. S. Hegerthy, K. Potter, E. Querchig (Geneva, 1991), to appear;  
 J. Carter, Proceedings of the *International Lepton-Photon Symposium*, ed. S. Hegerthy, K. Potter, E. Querchig (Geneva, 1991), to appear.
- [34] C. Albajar et al. (UA1), Phys. Lett. B262 (1991) 171;  
 F. Abe et al. (CDF), Phys. Rev. Lett. 24 (1991) 3351.
- [35] M. Caccia, N. Demaria, E. Gross, Ch. Petridou, M. Prest INFN/AE-92/23 (1992).
- [36] S. Meyers, *The Lep Collider, from design to approval and commissioning*, CERN 91-08 (1991).
- [37] P. Aarnio et al. (DELPHI Coll.), *The DELPHI detector at Lep*, CERN-PPE 90-128 (1990).

- [38] M. Caccia, *The DELPHI Microvertex Detector*, DELPHI 92-157 PHYS 236 (1992);  
R. McNulty, *The alignment of the DELPHI Microvertex Detector*, DELPHI 92-40  
TRACK 60 (1992).
- [39] Y. Sacquin, *The Delphi TPC*, DELPHI 92-41 TRACK 70 (1992).
- [40] N. Crosland, G. Wilkinson, P. Kluit, *EMMASS, muon identification within DELPHI*,  
DELPHI 92-17 Phys. 157 (1992).
- [41] M. Calvi, C. Matteuzzi, *A study of the HPC Detector using 45 GeV Electrons*, DEL-  
PHI 92-28 CAL 87 (1992).
- [42] P. Abreu et al. (DELPHI Coll.), *Preliminary results from 1991 data on the  $Z^0$  reso-  
nance parameters and its electroweak couplings*, DELPHI 92-29 PHYS 164 (1992).
- [43] P. Abreu et al. (DELPHI Coll.), *Phys. Lett.* B276 (1992) 536.
- [44] P. Abreu et al. (DELPHI Coll.), CERN-PPE/92-79, submit. to *Zeits. Phys. C* (1992).
- [45] M. Aguilar-Benitez et al. (Part. Data Group), *Phys. Lett.* B239 (1990) III.15.
- [46] P. Bambade, P. Zalewski, *Electron identification in hadronic jets*, DELPHI 92-32  
PROG 183 (1992).
- [47] G. Crawford et al. (CLEO Coll.), *Phys. Rev.* D45 3 (1992) 752.