

Università degli Studi di Firenze
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Tesi di laurea in Fisica
di
Saverio Braccini

Anno Accademico 1994/95

**STUDIO DELLE INTERAZIONI
FOTONE-FOTONE
CON IL RIVELATORE L3 AL LEP**

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00048363

Candidato: S. Braccini

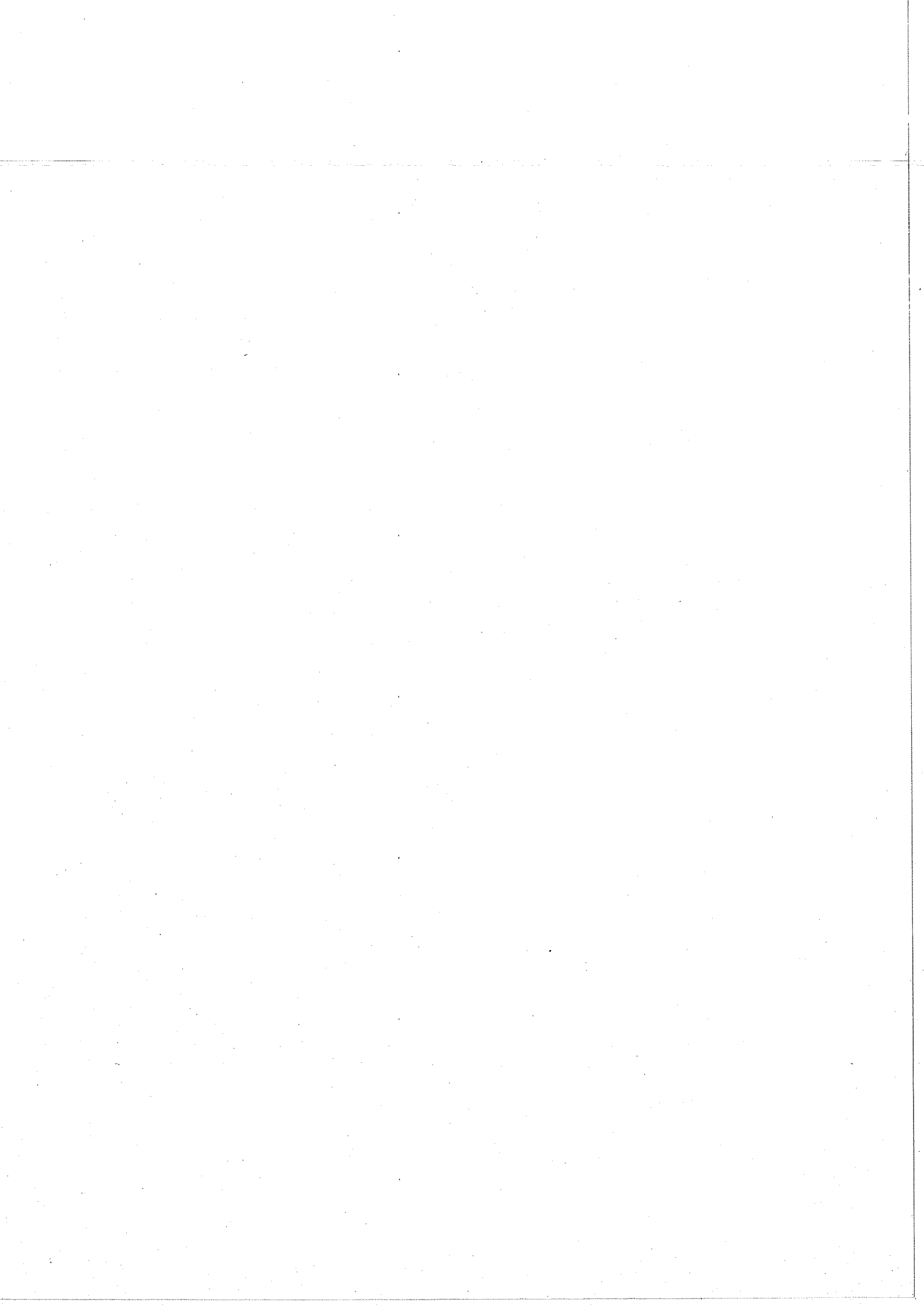
Relatore: Prof. B. Monteleoni

Correlatore: Prof. A.M. Cartacci

Controrelatore: Prof. D. Dominici

Firenze 5 Giugno 1995

2220963



Indice

1	La fisica delle interazioni fotone-fotone	1
1.1	Introduzione	1
1.2	Le interazioni fotone-fotone agli anelli di accumulazione e^+e^-	2
1.3	La cinematica del processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$	5
1.4	La sezione d'urto	8
1.5	Le risonanze mesoniche	10
1.6	I mesoni tensoriali	12
2	L'esperimento L3 al LEP	17
2.1	Il LEP	17
2.2	Il rivelatore L3	17
2.3	Il rivelatore centrale di tracce	20
2.3.1	Il rivelatore di microvertice	20
2.3.2	La TEC	21
2.3.3	Le camere Z	23
2.3.4	Le FTC	24
2.4	Il calorimetro elettromagnetico	24
2.5	Gli scintillatori	25
2.6	Il calorimetro adronico	25
2.7	Lo spettrometro per muoni	26
2.8	Il monitor di luminosità	26
2.9	Il sistema di trigger	27
2.9.1	Il trigger di primo livello	28
2.9.2	Il trigger di secondo livello	28
2.9.3	Il trigger di terzo livello	29

2.10	I programmi di ricostruzione e simulazione	29
3	La selezione degli eventi fotone-fotone	32
3.1	I criteri di selezione	32
3.2	Gli eventi a bassa energia con quattro tracce nel rivelatore centrale	34
4	La produzione inclusiva di K_S^0	40
4.1	Introduzione	40
4.2	I criteri di selezione dei K_S^0	40
4.3	Il segnale del K_S^0	43
4.4	La misura della vita media del K_S^0	45
4.5	La selezione dei pioni carichi	46
5	Lo stato finale $K_S^0 K_S^0$ nelle collisioni fotone-fotone	50
5.1	Introduzione	50
5.2	La selezione degli eventi con due K_S^0	50
5.3	Il problema della quinta traccia	55
5.4	Lo spettro di massa invariante $K_S^0 K_S^0$	57
6	Il mesone tensoriale $f_2'(1525)$	65
6.1	La simulazione di Monte Carlo	65
6.2	L'efficienza	69
6.2.1	L'efficienza di trigger	69
6.2.2	L'efficienza di selezione	71
6.2.3	L'efficienza totale	71
6.3	La luminosità	71
6.4	L'errore sistematico	72
6.5	La sezione d'urto	73
6.6	Misura della $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow K\bar{K})$	74
6.7	La distribuzione angolare	75
6.8	Il fit cinematico	78
6.9	La larghezza totale	81
6.10	L'angolo di "mixing" dei mesoni tensoriali	82

7	Conclusioni	85
7.1	Risultati precedenti sulla $f'_2(1525)$	85
7.1.1	Le precedenti analisi dello stato finale $K_S^0 K_S^0$ nelle collisioni fotone- fotone	85
7.1.2	Altre analisi	86
7.2	I risultati della presente analisi	86
	Appendice	92
	Il programma per la ricostruzione di vertici secondari	92
	Primi risultati con il rivelatore di microvertice	98

Introduzione

Gli anelli di accumulazione per elettroni e positroni sono attualmente lo strumento principale per lo studio delle interazioni fotone-fotone, denominate anche interazioni $\gamma - \gamma$. Con la costruzione dell'anello di accumulazione LEP, presso il centro internazionale di ricerca CERN di Ginevra, si sono rese disponibili energie più alte che nel passato, con le quali è possibile lo studio di una grande varietà di stati finali tra i quali le risonanze mesoniche rivestono un ruolo di primaria importanza. Attualmente comunque, la fisica $\gamma - \gamma$ al LEP è solo agli inizi in quanto la quasi totalità degli sforzi è stata concentrata sulla particella Z^0 per il cui studio questo acceleratore è stato costruito.

Nell'analisi sperimentale descritta nella presente tesi è stata studiata, per la prima volta al LEP, la reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-K_s^0K_s^0$ con lo scopo della ricerca di risonanze mesoniche che decadono in una coppia di K_s^0 .

L'interesse delle misure effettuabili con questo tipo di studio verte soprattutto sui mesoni tensoriali, con i quali è possibile una verifica del modello a quark nell'ambito della simmetria SU(3). Inoltre, molto importante è la misura della larghezza di decadimento in due fotoni per gli stati sperimentalmente osservati.

Nel primo capitolo è contenuta una breve introduzione di carattere prevalentemente teorico sulla fisica delle interazioni fotone-fotone e sui mesoni tensoriali. Nel secondo capitolo è descritto il rivelatore L3. In entrambi è fatto particolare riferimento agli aspetti collegati con l'analisi sperimentale da me effettuata.

Nel terzo capitolo sono descritti i criteri di selezione degli eventi prodotti dalle interazioni $\gamma - \gamma$ con quattro particelle cariche rivelate. Nel quarto capitolo è discussa la produzione di K_s^0 in modo inclusivo e nel quinto sono descritti i criteri di selezione degli eventi con una coppia di K_s^0 nello stato finale.

Il sesto capitolo è dedicato alle misure relative alla produzione del mesone tensoriale $f_2'(1525)$ nelle interazioni fotone-fotone.

Nel capitolo conclusivo sono presentati brevemente i risultati degli esperimenti precedenti ad L3 riguardo alla risonanza mesonica $f_2'(1525)$ assieme ad un sunto dei risultati da me ottenuti.

Due appendici completano il presente lavoro: la prima riguarda i programmi per la ricostruzione dei vertici secondari, la seconda contiene i primi risultati da me ottenuti uti-

lizzando il rivelatore di microvertice al silicio, recentemente installato presso l'esperimento L3.

I risultati esposti nella presente tesi sono stati presentati al "10th International Workshop on Photon-Photon Collisions" tenutosi a Sheffield nell'Aprile 1995 [1] e sono contenuti in una nota interna dell'esperimento L3 [2].

Capitolo 1

La fisica delle interazioni fotone-fotone

In questo capitolo saranno descritti i principi della fisica delle interazioni fotone-fotone e della formazione di risonanze mesoniche, argomento della analisi sperimentale da me svolta.

1.1 Introduzione

La teoria classica dell'elettromagnetismo non prevede che la luce possa interagire con se stessa. Le equazioni di Maxwell infatti sono lineari nei campi elettrico e magnetico le cui onde possono compenetrarsi senza interagire. Tutto questo è in perfetto accordo con ciò che si può osservare con la luce visibile: già nel 1690 Huygens aveva osservato che "i raggi luminosi si compenetrano senza modificazioni".

L'interazione della luce con se stessa è quindi un fenomeno puramente quantistico. Il principio di indeterminazione permette ai fotoni, quanti del campo elettromagnetico, di convertirsi in una coppia di particelle virtuali di carica opposta con cui un altro fotone può interagire. Perchè questo si possa realizzare con una probabilità non trascurabile, è necessario che l'energia del fotone sia almeno dell'ordine delle masse delle due particelle cariche create. Siccome la particella carica più leggera in natura è l'elettrone, l'interazione fotone-fotone risulta osservabile solo a partire da energie pari alla massa dell'elettrone.

Tramite il diagramma in figura 1.1(a), Euler e Kockel calcolarono nel 1935 la sezione d'urto elastica fotone-fotone ed ottennero un valore¹ di $\sigma = 129(W_{\gamma\gamma}/m_e)^6 \text{nb}$, ove $W_{\gamma\gamma}$

¹Qui, come nel seguito, sarà utilizzata la convenzione $c = 1$; pertanto i valori dell'impulso e della massa delle particelle saranno espressi in unità di energia.

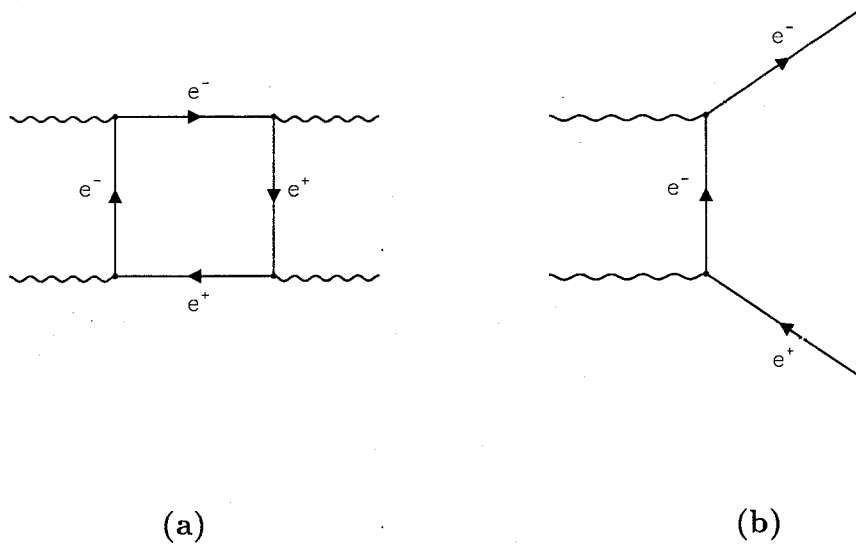


Figura 1.1: Diffusione elastica(a) ed inelastica(b) di due fotoni.

è l'energia del centro di massa dei due fotoni. Per la luce visibile si ottiene un valore di circa 10^{-30} nb, del tutto trascurabile da un punto di vista sperimentale. Con energie dell'ordine della massa dell'elettrone si raggiungono sezioni d'urto rivelabili sperimentalmente dell'ordine di 100nb e con energie superiori alla soglia di produzione di coppie elettrone-antielettrone si apre il canale inelastico mostrato in figura 1.1(b).

Le interazioni fotone-fotone sono quindi un fenomeno molto affascinante perchè sono diretta conferma delle idee rivoluzionarie di indeterminazione e virtualità che la meccanica quantistica ha introdotto nel panorama della fisica e permettono lo studio di particelle che, in origine, si sono formate dalla luce.

1.2 Le interazioni fotone-fotone agli anelli di accumulazione e^+e^-

Allo stato attuale non è possibile studiare direttamente le interazioni tra due fotoni reali in quanto non sono disponibili tecnologie in grado di produrre fasci di fotoni di intensità, collimazione ed energia tali da creare opportune condizioni sperimentali.

Lo studio delle interazioni fotone-fotone, denominate anche interazioni $\gamma - \gamma$, si può effettuare anche se uno od entrambi i fotoni sono virtuali.

Già nel 1924 Enrico Fermi aveva intuito la possibilità di utilizzare particelle cariche quali sorgenti di fotoni di alta energia. Una particella carica accelerata infatti irradia fotoni che,

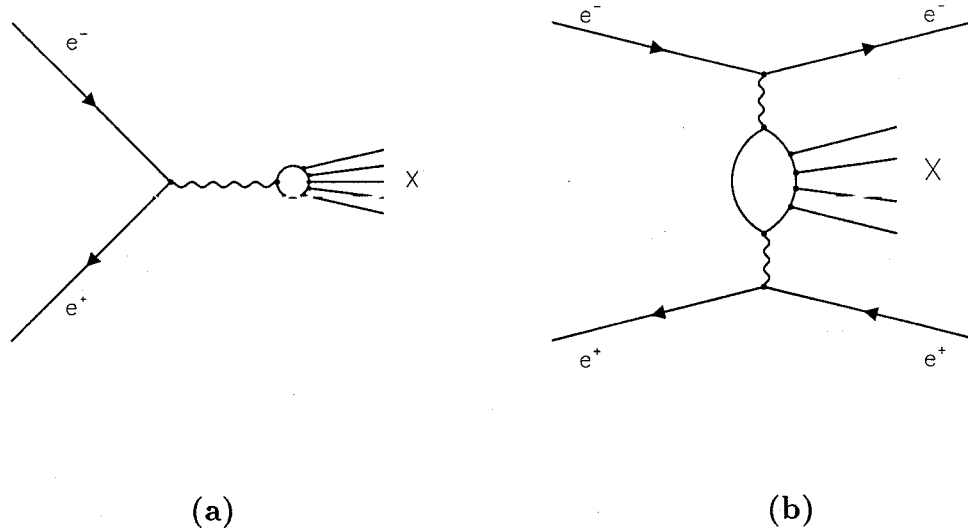


Figura 1.2: Lo stato finale X prodotto dall'annichilazione $e^+e^- \rightarrow X$ (a) e dal processo "a due fotoni" $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ (b).

secondo la teoria quantistica, possono interagire con quelli irradiati da un'altra in moto rispetto alla prima: è questo il principio di base utilizzato negli anelli di accumulazione ove fasci di elettroni e positroni vengono fatti circolare in senso opposto e, dopo una fase di accelerazione, vengono fatti collidere.

L'interazione può avvenire attraverso vari processi tra i quali il principale è quello di "annichilazione" illustrato in figura 1.2(a). A questo si affianca il processo a "due fotoni" che può essere interpretato come una collisione tra i due fotoni virtuali generati dalle due particelle dei fasci (figura 1.2(b)).

Le caratteristiche dei due processi sono diverse e spesso complementari. La sezione d'urto di annichilazione va come $\frac{\alpha^2}{E^2}$, ove $\alpha \simeq \frac{1}{137}$ è la costante di struttura fine ed E l'energia di uno dei fasci, mentre quella del processo "a due fotoni" va come $\alpha^4 \ln^2(\frac{E}{m_e})$. Sebbene il secondo processo sia di ordine superiore da un punto di vista elettrodinamico, la sua sezione d'urto aumenta con l'energia e diventa dominante a partire da circa 1 GeV. Con gli anelli di accumulazione è quindi possibile studiare sperimentalmente una notevole varietà di stati finali prodotti da interazioni $\gamma - \gamma$ ed è proprio con il loro avvento che

questo tipo di fisica ha ricevuto un notevole impulso.

La reazione

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X \quad (1.1)$$

può essere utilizzata sia per verificare la teoria elettrodinamica quantistica (QED) nel caso in cui lo stato finale X sia formato da una coppia leptone-antileptone, sia per verificare la teoria delle interazioni forti (QCD) nel caso in cui lo stato finale sia di tipo adronico. Particolarmente studiata è la formazione di risonanze mesoniche; dal momento che i fotoni si accoppiano alla carica elettrica, essi sono utilizzabili come “sonda” per indagare le simmetrie della loro struttura a quark. Le risonanze che si possono formare con il processo di annichilazione devono avere una massa invariante fissata pari all’energia del centro di massa dei due fasci. Nel caso invece del processo a due fotoni la massa invariante, pari a quella dei due γ , può assumere valori continui permettendo la formazione e lo studio di un notevole numero di risonanze.

La reazione (1.1) può essere idealmente suddivisa in due fasi: una prima fase, puramente elettrodinamica, in cui vengono emessi i due fotoni ed una seconda in cui questi ultimi interagiscono dando luogo allo stato finale X .

Nel caso in cui lo stato finale sia di tipo adronico la sua formazione può avvenire attraverso due processi principali (figura 1.3). Un fotone di alta energia può produrre una coppia quark-antiquark che, dopo aver interagito con l’altro fotone, si frammenta dando luogo alla produzione di adroni. Questo modello di interazione puntiforme è illustrato in figura 1.3(a) ed è dominante ad alto impulso trasferito. I due fotoni possono anche dare luogo entrambi a coppie quark-antiquark con vita media sufficiente per la formazione di risonanze mesoniche virtuali che hanno gli stessi numeri quantici del fotone ($\rho, \omega, \phi, \dots$). Il processo di interazione (figura 1.3(b)) può quindi essere visto come la collisione di due mesoni vettoriali. Questo modello è chiamato “Vector Meson Dominance” ed è dominante per bassi impulsi trasferiti.

La reazione tra i due fotoni può procedere anche mediante la produzione di uno stato risonante intermedio che successivamente decade in adroni.

Solo molto recentemente sono state proposte delle idee innovative per la costruzione di esperimenti per lo studio delle interazioni fotone-fotone tramite l’utilizzazione di fasci di elettroni e luce laser [3]. Gli anelli di accumulazione sono tuttora lo strumento base per questo tipo di fisica e continueranno ad esserlo soprattutto in vista delle maggiori energie

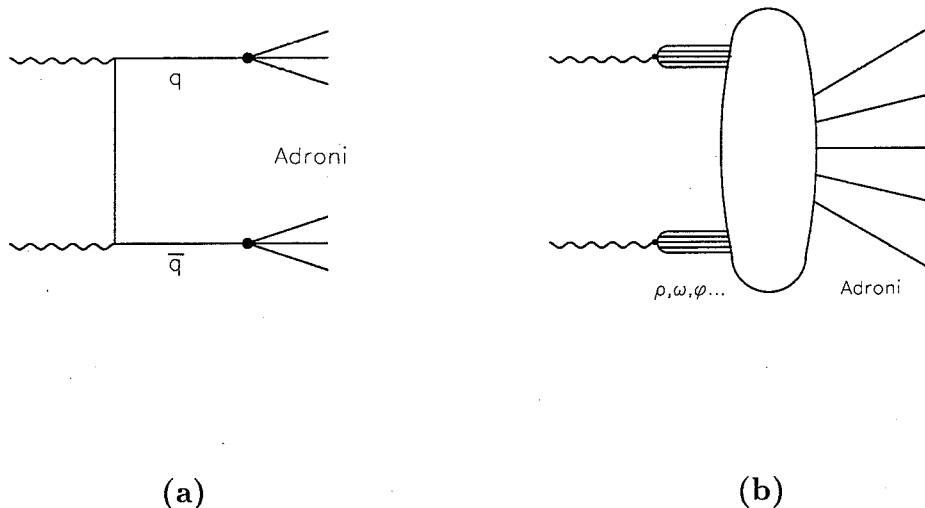


Figura 1.3: Il modello di interazione puntiforme (a) ed il modello VMD(b).

disponibili con la seconda fase dell'acceleratore LEP al CERN di Ginevra [4].

1.3 La cinematica del processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$

La cinematica della reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^-X$ è completamente determinata dai due quadrimpulsi dell'elettrone e del positrone uscenti, supposti noti i loro valori prima dell'interazione. Nell'ipotesi di fasci non polarizzati di energia E , la cinematica del processo è esprimibile tramite cinque variabili. Con riferimento alla figura 1.4, vengono utilizzate solitamente le seguenti quantità definite nel sistema di riferimento del laboratorio:

- le energie delle due particelle dei fasci uscenti E'_1 ed E'_2
- i loro angoli rispetto all'asse dei fasci θ_1 e θ_2
- l'angolo Φ tra i loro piani di diffusione.

Le energie e le energie normalizzate dei due fotoni sono quindi:

$$E_{\gamma 1} = E - E'_1 \quad , \quad E_{\gamma 2} = E - E'_2$$

$$\omega_1 = E_{\gamma 1}/E \quad , \quad \omega_2 = E_{\gamma 2}/E.$$

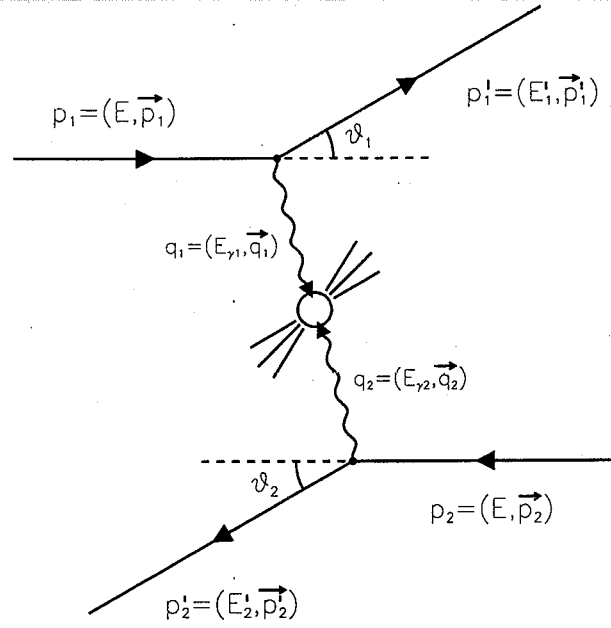


Figura 1.4: Cinematica della reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$.

La massa invariante dei singoli fotoni virtuali è data da

$$q_i^2 = (p_i - p_i')^2 = 2m_e^2 - 2EE_i' \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{m_e}{E}\right)^2} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_e}{E_i'}\right)^2} \cdot \cos\theta_i \right) \quad (1.2)$$

e risulta essere di tipo “spazio” (space-like).

Per $E > E_i' \gg m_e$ l'espressione diventa

$$q_i^2 \simeq -2EE_i'(1 - \cos\theta_i) \quad (1.3)$$

La massa invariante del sistema X, trascurando i termini dell'ordine m_e^2 , è data da

$$W_{\gamma\gamma}^2 = (q_1 + q_2)^2 \simeq 4E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - 2E_1'E_2' \cdot (1 - \cos\theta_1 \cdot \cos\theta_2 - \sin\theta_1 \cdot \sin\theta_2 \cdot \cos\Phi) \quad (1.4)$$

che per piccoli valori di q_i^2 diventa

$$W_{\gamma\gamma}^2 \simeq 4E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} \quad (1.5)$$

Il propagatore del fotone va come $\frac{1}{q^2}$ e fa sì che l'emissione dei fotoni virtuali avvenga prevalentemente per angoli θ_i molto piccoli dell'ordine di $\frac{m_e}{E}$. La cinematica del processo

a due fotoni è quindi caratterizzata dalla emissione da parte dell'elettrone e del positrone di due fotoni a basso angolo rispetto all'asse dei fasci. Le due particelle del fascio vengono diffuse anche esse a basso angolo conservando quasi tutta la loro energia.

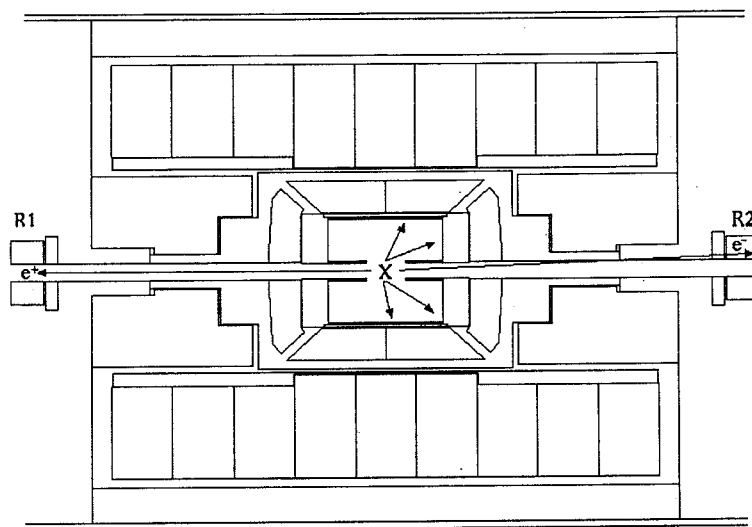


Figura 1.5: Il caso cinematico di “singola tag”: l'elettrone o il positrone uscente è rivelato da uno dei due rivelatori a basso angolo R1 ed R2.

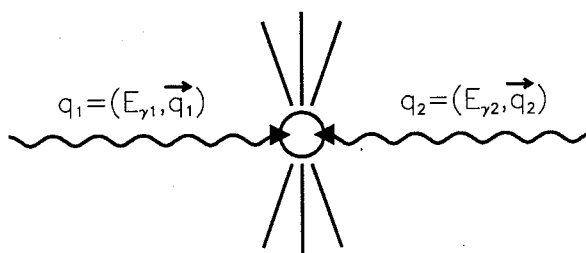


Figura 1.6: Collisione tra due fotoni quasi reali: indicando con z l'asse dei fasci si ha che $\vec{q}_i = (\simeq 0, \simeq 0, \simeq \pm E_{\gamma i})$.

Solitamente, negli esperimenti di fisica delle alte energie, sono utilizzati dei rivelatori posti a basso angolo rispetto alla direzione dei fasci come mostrato in figura 1.5. Talvolta uno dei due leptoni uscenti viene da essi rivelato: questo è il caso detto di “singola tag”.

Molto più raro è il caso di “doppia tag” in cui sia l’elettrone che il positrone uscenti vengono rivelati. La situazione cinematica largamente più frequente è quella denominata di “no tag” in cui nessuna delle due particelle primarie viene rivelata: l’elettrone ed il positrone vengono diffusi ad un angolo così basso da rimanere nel tubo a vuoto dell’anello di accumulazione ed il loro impulso nella direzione ortogonale ai fasci risulta quindi molto piccolo. In questo ultimo caso, il sistema X di massa invariante $W_{\gamma\gamma}$ risulta essere prodotto dalla interazione di due fotoni quasi reali ($q_i^2 \simeq 0$) ed il processo può essere globalmente considerato come una collisione di due fotoni collineari ai fasci (figura 1.6). L’energia dei due fotoni ha un andamento $\frac{1}{E_\gamma}$, tipica del processo di bremsstrahlung, pertanto la massa invariante $W_{\gamma\gamma}$ è generalmente molto inferiore a quella ottenibile col processo di annichilazione. La componente dell’impulso del sistema X ortogonale all’asse dei fasci è circa nulla mentre, non essendo uguali le energie dei due fotoni, la componente lungo tale direzione è diversa da zero.

1.4 La sezione d’urto

Dal diagramma a due fotoni in figura 1.2(b), tramite le regole dei diagrammi di Feynman, si ottiene l’elemento di matrice

$$\mathcal{M}_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = \frac{e^2}{q_1^2 q_2^2} \cdot \bar{u}(p'_1, s'_1) \gamma_\mu u(p_1, s_1) \cdot \bar{v}(p'_2, s'_2) \gamma_\nu v(p_2, s_2) \cdot M^{\mu\nu} \quad (1.6)$$

dove $u(p, s)$, $v(p, s)$ sono gli spinori di Dirac per l’elettrone ed il positrone, p il quadrimpulso ed s lo spin. I due vertici $ee\gamma$ sono completamente descritti dalla elettrodinamica quantistica (QED) mentre i vertici che coinvolgono X dipendono dallo stato finale considerato e danno luogo al termine $M^{\mu\nu}$. L’elemento di matrice \mathcal{M} può essere interpretato come il prodotto di tre termini: i primi due descrivono il flusso e la polarizzazione dei fotoni ed il terzo, $M^{\mu\nu}$, descrive l’interazione dei due γ e la formazione dello stato finale X.

La sezione d’urto dipende dallo stato finale X considerato e, tranne il caso in cui lo stato finale sia puramente leptonic, sono necessarie delle ipotesi fisiche di tipo fenomenologico per poter confrontare le previsioni teoriche con i risultati sperimentali [5] [6] [7] [8].

Nell’ipotesi cinematica di “no tag”, i due fotoni sono quasi reali ed hanno quindi solo polarizzazione trasversale. Poichè questa è la situazione fisica da me analizzata

sperimentalmente, mi limiterò a questo caso particolare. La sezione d'urto differenziale è esprimibile, sotto queste ipotesi, come

$$d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \frac{\alpha^2 \sqrt{(q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2}}{32\pi^4 E^2 q_1^2 q_2^2} \cdot \frac{d^3 p_1' d^3 p_2'}{E_1' E_2'} \cdot 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \cdot \sigma_{TT}(W_{\gamma\gamma}, q_1^2, q_2^2) \quad (1.7)$$

ove

$$2\rho_1^{++} = X^{-1}(2p_1 q_2 - q_1 q_2)^2 + 1 + \frac{4m_e^2}{q_1^2} \quad (1.8)$$

$$2\rho_2^{++} = X^{-1}(2p_2 q_1 - q_1 q_2)^2 + 1 + \frac{4m_e^2}{q_2^2} \quad (1.9)$$

$$X = (q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2 \quad (1.10)$$

e $\sigma_{TT}(W_{\gamma\gamma}, q_1^2, q_2^2)$ è la sezione d'urto per il processo $\gamma\gamma \rightarrow X$ nel caso di polarizzazione trasversale di entrambi i fotoni.

Il fattore $\rho_1^{++} \rho_2^{++}$ rappresenta il flusso dei fotoni: per analogia con il formalismo utilizzato per fasci di elettroni e positroni si introduce la "funzione di luminosità" definita come

$$\frac{d^5 L_{\gamma\gamma}^{TT}}{d\omega_1 d\omega_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\Phi} = \frac{\alpha^2}{16\pi^3} \cdot \frac{E_1' E_2'}{q_1^2 q_2^2} \cdot \sqrt{(q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2} \cdot 4 \cdot \rho_1^{++} \rho_2^{++} \quad (1.11)$$

di modo che la sezione d'urto differenziale si può scrivere come

$$\frac{d^5 \sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)}{d\omega_1 d\omega_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\Phi} = \frac{d^5 L_{\gamma\gamma}^{TT}}{d\omega_1 d\omega_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\Phi} \cdot \sigma_{TT}(W_{\gamma\gamma}, q_1^2, q_2^2) \quad (1.12)$$

Per ottenere una espressione analitica per la sezione d'urto totale sono necessarie ulteriori approssimazioni. Il confronto con i risultati sperimentali deve tuttavia essere effettuato con la formula (1.12) la cui integrazione viene eseguita mediante tecniche di Monte Carlo.

Il termine $\rho_1^{++} \rho_2^{++}$ contiene le variabili cinematiche dei due fotoni in maniera non separata. Tuttavia per $q_i^2 \rightarrow 0$ e $q_i^2 \ll W_{\gamma\gamma}^2$ la funzione di luminosità si può scrivere come il prodotto di due flussi determinati ciascuno solo dalla cinematica di un vertice $ee\gamma$. In queste ipotesi θ_i è dell'ordine $\frac{m_e}{E}$ e $W_{\gamma\gamma}^2 \simeq 4E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}$. Dopo una integrazione angolare si ottiene:

$$\frac{d^2 L_{\gamma\gamma}^{TT}}{d\omega_1 d\omega_2} = \frac{dN_\gamma(\omega_1)}{d\omega_1} \cdot \frac{dN_\gamma(\omega_2)}{d\omega_2} \quad (1.13)$$

Questa fattorizzazione è detta del "fotone equivalente" o di "Weizsacker-Williams". Prendendo solo il termine dominante nell'espressione di $\frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega}$ si ottiene [5]:

$$\frac{dN_\gamma(\omega)}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi\omega} \cdot [1 + (1 - \omega)^2] \cdot \ln \frac{E}{m_e} \quad (1.14)$$

Integrando la relazione (1.13) e tenendo conto della condizione $W_{\gamma\gamma}^2 \simeq 4E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}$ si ottiene la seguente espressione per la funzione di luminosità

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}^{TT}}{dW_{\gamma\gamma}} = \frac{4\alpha^2}{\pi^2 W_{\gamma\gamma}} \cdot \left(\ln \frac{E}{m_e}\right)^2 \cdot f\left(\frac{W_{\gamma\gamma}}{2E}\right) \quad (1.15)$$

dove

$$f(z) = (2 + z^2)^2 \cdot \ln \frac{1}{z} - (1 - z^2)(3 + z^2) \quad (1.16)$$

La formula (1.15) è detta “approssimazione di Low” [9] per la funzione di luminosità e sovrastima quest’ultima di circa il 20% ma ne riproduce correttamente l’andamento.

Nel caso della formazione di una risonanza R di massa m_R e spin J , la sezione d’urto totale del processo $\gamma\gamma \rightarrow R$ è data dalla funzione Breit-Wigner

$$\sigma_{TT}(\gamma\gamma \rightarrow R) = 8\pi \cdot (2J + 1) \cdot \frac{\Gamma \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}}{(W_{\gamma\gamma}^2 - m_R^2)^2 + \Gamma^2 m_R^2} \quad (1.17)$$

dove Γ è la larghezza totale e $\Gamma_{\gamma\gamma}$ la larghezza parziale di decadimento in due fotoni. Per una risonanza sufficientemente “stretta” la relazione (1.17) si può approssimare con una funzione “delta di Dirac”:

$$\sigma_{TT}(\gamma\gamma \rightarrow R) \simeq 8\pi^2 \cdot (2J + 1) \cdot \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R} \cdot \delta(W_{\gamma\gamma}^2 - m_R^2) \quad (1.18)$$

Utilizzando le relazioni (1.12), (1.15) e (1.18) si ottiene la seguente formula approssimata per la sezione d’urto nota come “formula di Low”

$$\sigma_{TT}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R) \simeq 16\alpha^2 \cdot \frac{(2J + 1)}{m_R^3} \cdot \left(\ln \frac{E}{m_e}\right)^2 \cdot f\left(\frac{m_R}{2E}\right) \cdot \Gamma_{\gamma\gamma} \quad (1.19)$$

E’ importante osservare che la relazione

$$\sigma_{TT}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R) = \mathcal{K} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma} \quad (1.20)$$

è valida in generale senza alcuna approssimazione sulla funzione di luminosità. Questo fatto permette di ricavare il valore di $\Gamma_{\gamma\gamma}$ dalla misura sperimentale di σ_{TT} .

1.5 Le risonanze mesoniche

Il modello a quark prevede l’esistenza di sei differenti tipi di quark che possono dare luogo a stati legati a tre quark, detti “barioni”, e stati legati quark-antiquark, detti “mesoni”. La teoria delle interazioni forti non esclude la possibilità della esistenza di stati diversi da

questi due, come stati legati di gluoni qq , le cosiddette “glueballs”, stati misti di quark e gluoni qqg o stati del tipo $qq\bar{q}$. Allo stato attuale comunque si ha evidenza sperimentale solo per mesoni e barioni [10].

Per quanto riguarda gli stati legati di gluoni, essendo questi ultimi elettricamente neutri, la loro larghezza parziale di decadimento in due fotoni è attesa essere molto piccola, tanto da non essere osservabili nelle interazioni fotone-fotone. Per questo motivo, risulta di fondamentale importanza la misura sperimentale della larghezza radiativa per gli stati osservati.

I mesoni di massa inferiore a circa 3 GeV possono essere descritti come combinazione dei tre quark più leggeri u (up), d (down) e s (strange) caratterizzati dai numeri quantici della tabella² 1.1. I quark u e d sono quasi degeneri in massa e formano un “doppietto” di spin isotopico; il quark s aggiunge un altro numero quantico: la “stranezza” [11].

Quark	Spin	Numero barionico	Carica elettrica	I_3	S
u	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	0
d	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	0
s	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	-1

Tabella 1.1: Numeri quantici dei tre quark più leggeri.

Per gli antiquark, il numero barionico, la carica elettrica, la terza componente dello spin isotopico e la stranezza cambiano di segno. Gli stati mesonici si ottengono da combinazioni quark-antiquark secondo il gruppo di simmetria SU(3): si hanno nove stati organizzati in una struttura simmetrica detta “nonetto”. Ciascun nonetto è caratterizzato da un valore fissato dei numeri quantici J^{PC} , ove J è il momento angolare totale del mesone, P l’autovalore dell’operatore di parità e C l’autovalore dell’operatore di coniugazione di carica. La natura di stato legato fermione-antifermione fa sì che

$$P = -(-1)^L$$

$$C = (-1)^{L+S}.$$

Un mesone formatosi in una interazione fotone-fotone deve essere compatibile con il suo stato iniziale: deve quindi essere neutro e deve avere $S=0$, $I_3=0$ e $C=+1$. Due

²La carica elettrica è espressa in unità della carica dell’elettrone. I_3 è l’autovalore delle terza componente dell’operatore di “spin isotopico” ed S la stranezza.

fotoni quasi reali permettono la formazione di mesoni scalari ($J=0$) o tensoriali ($J=2$) nell'autostato di elicità 0 oppure 2. E' possibile anche la produzione di risonanze con $J > 2$. Il processo a due fotoni offre numerosi vantaggi per lo studio di risonanze mesoniche: oltre ad uno stato iniziale semplice e calcolabile tramite la elettrodinamica quantistica, lo stato finale è caratterizzato dalla formazione di una singola risonanza i cui prodotti di decadimento danno luogo ad una bassa molteplicità di particelle da rivelare. Inoltre, si possono produrre risonanze di masse diverse mantenendo fissata l'energia dei fasci.

Dei nove stati di ogni nonetto solo i seguenti tre sono neutri:

$$\begin{aligned}
 S_1 &= \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) \\
 S_8 &= \sqrt{\frac{1}{6}} \cdot (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \\
 V_8 &= \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot (u\bar{u} - d\bar{d}).
 \end{aligned}
 \tag{1.21}$$

Ogni nonetto è inoltre suddiviso in un "singoletto" S_1 ed in un "ottetto", i cui membri neutri sono S_8 e V_8 . V_8 è caratterizzato da $I=1$ e $I_3=0$ ed è detto "isovettore"; S_1 ed S_8 sono detti "isoscalfari" essendo caratterizzati da $I=0$ e $I_3=0$. Secondo la simmetria $SU(3)$ possono esistere stati che sono combinazione lineare dei due isoscalfari S_1 ed S_8 : è questo il fenomeno di "mixing".

1.6 I mesoni tensoriali

Nella analisi sperimentale ho effettuato una ricerca di risonanze mesoniche che decadono in una coppia di K_S^0 secondo la reazione

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-R \rightarrow e^+e^-K_S^0K_S^0.
 \tag{1.22}$$

Lo stato finale $K_S^0 K_S^0$ impone ulteriori condizioni ai numeri quantici della risonanza R . Poichè i K_S^0 sono particelle di spin zero, $J=L$ per il sistema $K_S^0 K_S^0$. Trascurando effetti di violazione di CP, K_S^0 è una combinazione di K^0 e \bar{K}^0 [12] tale che $CP=+1$. Per la statistica di Bose $P=(-1)^L=+1$; pertanto deve essere

$$J^{PC} = (\text{pari})^{++}.$$

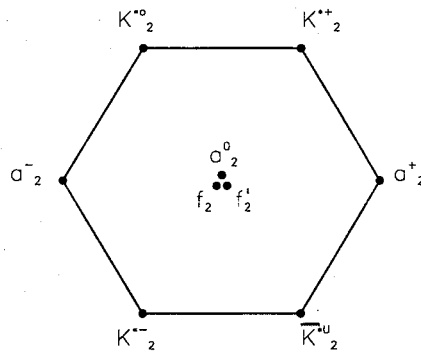


Figura 1.7: Il nonetto dei mesoni tensoriali.

Una risonanza R , affinché possa essere sperimentalmente osservata tramite la reazione (1.22), deve inoltre avere una sezione d'urto di produzione sufficientemente alta ed una elevata percentuale di decadimento in $K_S^0 K_S^0$.

Il nonetto dei mesoni tensoriali è caratterizzato dai numeri quantici $J^{PC}=2^{++}$, $N^{2S+1}L_J=1^3P_2$ ed è schematizzato in figura 1.7. I tre membri neutri, la $a_2(1320)$, la $f_2(1270)$ e la $f_2'(1525)$ hanno una larghezza parziale in $\gamma\gamma$ dell'ordine del keV ed una frazione di decadimento in $K\bar{K}$ che va dal 5% al 71% e sono quindi le risonanze mesoniche che si possono meglio analizzare nello stato finale $K\bar{K}$ prodotto da interazioni fotone-fotone. La composizione in quark di questi mesoni si ottiene dal "mixing" dei due stati isoscalari del nonetto

$$\begin{aligned} f_2' &= S_8 \cdot \cos\theta_M - S_1 \cdot \sin\theta_M \\ f_2 &= S_8 \cdot \sin\theta_M + S_1 \cdot \cos\theta_M \end{aligned} \quad (1.23)$$

dove θ_M è detto angolo di mixing. Per $\sin\theta_M = \frac{\sqrt{3}}{3}$, cioè per $\theta_M \simeq 35.3^\circ$, il mixing si dice "ideale" e corrisponde ai seguenti stati

$$\begin{aligned} a_2^0(1320) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (u\bar{u} - d\bar{d}) \\ f_2(1270) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (u\bar{u} + d\bar{d}) \\ f_2'(1525) &= -s\bar{s} \end{aligned} \quad (1.24)$$

usualmente adottati per descrivere i mesoni tensoriali [13]. In questa ipotesi la $f'_2(1525)$ è uno stato puro ss che, per la regola di Okubo-Zweig [12], decade prevalentemente in $K\bar{K}$.

Vista la piccola differenza in massa, la $a_2(1320)$ e la $f_2(1270)$ possono dare luogo a fenomeni di interferenza [14] [15]. La sezione d'urto totale per la produzione dei mesoni tensoriali in interazioni $\gamma - \gamma$ con stato finale $K\bar{K}$ può essere espressa come [5]

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}}(W_{\gamma\gamma}) &= \left(\frac{40\pi}{W_{\gamma\gamma}^2}\right) \left\{ [\Gamma(f_2 \rightarrow \gamma\gamma) \cdot B(f_2 \rightarrow K\bar{K})]^{1/2} \cdot BW(f_2) \right. \\ &\quad \pm [\Gamma(a_2 \rightarrow \gamma\gamma) \cdot B(a_2 \rightarrow K\bar{K})]^{1/2} \cdot BW(a_2) \\ &\quad \left. + [\Gamma(f'_2 \rightarrow \gamma\gamma) \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K})]^{1/2} \cdot BW(f'_2) \right\}^2 \end{aligned}$$

dove $BW(R) = m_R \sqrt{\Gamma} / [m_R^2 - W_{\gamma\gamma}^2 - im_R \Gamma]$ è l'ampiezza Breit-Wigner relativistica e $B(R \rightarrow K\bar{K})$ è la frazione di decadimento di R in $K\bar{K}$. Secondo la simmetria $SU(3)$ nel caso di mixing ideale, il segno "+" si applica allo stato finale K^+K^- ed il segno "-" allo stato finale $K^0\bar{K}^0$. Questo è dovuto al fatto che i K carichi contengono il quark u mentre quelli neutri il quark d e che nelle espressioni (1.24) la f_2 e la a_2 hanno segni concordi per il termine $u\bar{u}$ ma segni discordi per il termine $d\bar{d}$. Nello stato finale $K_S^0 K_S^0$ la f_2 e la a_2 interferiscono quindi distruttivamente e, secondo questo modello, solo la $f'_2(1525)$ risulta osservabile sperimentalmente. Per la conservazione dello spin isotopico, la frazione di decadimento in $K\bar{K}$ della f'_2 si suddivide al 50% in K carichi e al 50% in K neutri. La frazione in K neutri a sua volta si suddivide in parti uguali in $K_S^0 K_S^0$ ed in $K_L^0 K_L^0$.

Poichè il fotone si accoppia alla carica elettrica, la sezione d'urto della reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma \rightarrow e^+e^- R$ cambia a seconda della composizione in quark della risonanza prodotta: il processo a due fotoni può quindi essere utilizzato per determinare deviazioni rispetto allo stato di mixing ideale mediante la misura della larghezza parziale in $\gamma\gamma$ della $f'_2(1525)$. La costante di accoppiamento $g_{R\gamma\gamma}$ della risonanza R è data dalla relazione di proporzionalità [5]

$$g_{R\gamma\gamma} \sim \sum_q c_q e_q^2 \quad (1.25)$$

dove e_q è la carica del quark e c_q è il coefficiente del termine $q\bar{q}$ nella funzione d'onda di R . La larghezza di decadimento parziale in due fotoni è collegata a $g_{R\gamma\gamma}$ tramite la relazione [5] [16]

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(R) = C \cdot g_{R\gamma\gamma}^2 \cdot m_R^3 \quad (1.26)$$

ove C è una costante del nonetto ed m_R è la massa del mesone considerato. Dalla relazione (1.26) si ricava che

$$g_{a_2\gamma\gamma}^2 : g_{f_2\gamma\gamma}^2 : g_{f_2'\gamma\gamma}^2 = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2)}{m_{a_2}^3} : \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)}{m_{f_2}^3} : \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')}{m_{f_2'}^3} \quad (1.27)$$

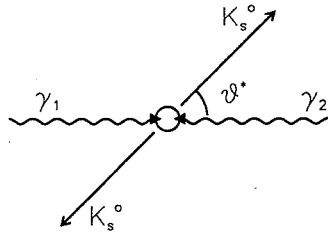
ed utilizzando le relazioni (1.25), (1.23) si ottiene

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2)}{m_{a_2}^3} : \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)}{m_{f_2}^3} : \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')}{m_{f_2'}^3} = 9 : 3 \cdot (\sin\theta_M + 2\sqrt{2} \cdot \cos\theta_M)^2 : 3 \cdot (\cos\theta_M - 2\sqrt{2} \cdot \sin\theta_M)^2$$

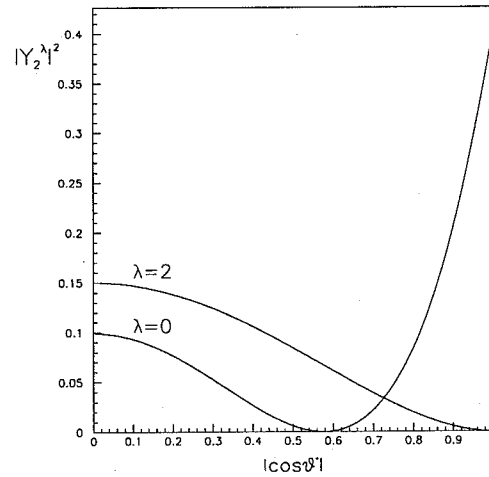
che nel caso di mixing ideale diventa

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2)}{m_{a_2}^3} : \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)}{m_{f_2}^3} : \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')}{m_{f_2'}^3} = 9 : 25 : 2.$$

Dalla misura delle larghezze parziali di decadimento in due fotoni si possono quindi ottenere informazioni sull'angolo di mixing dei mesoni tensoriali. Applicando alle masse dei mesoni tensoriali la formula di Gell-Mann-Okubo [12] si ottiene un valore per l'angolo di mixing $\theta_M \simeq 28^\circ$ che indica un piccolo scostamento rispetto al caso di mixing ideale.



(a)



(b)

Figura 1.8: Le distribuzioni angolari in funzione dell'angolo θ^* .

In una interazione $\gamma - \gamma$, essendo i due fotoni quasi reali, un mesone tensoriale può essere prodotto in uno stato di elicità 0 oppure 2. Varie previsioni teoriche [17] affermano che la produzione è largamente dominata da fotoni con elicità opposta che danno

quindi luogo a risonanze in stato di elicità 2. Questo fatto è molto importante da un punto di vista sperimentale; poichè i K_S^0 hanno spin zero, essi vengono emessi con una distribuzione angolare di tipo $|Y_2^\lambda(\cos\theta^*)|^2$ nel sistema di riferimento proprio della risonanza (figura 1.8(a)). La diversità delle due distribuzioni angolari in figura 1.8(b) fa sì che gli apparati sperimentali abbiano una diversa efficienza di rivelazione a seconda della elicità con cui la risonanza è prodotta.

Capitolo 2

L'esperimento L3 al LEP

In questo capitolo descriverò brevemente l'anello di accumulazione LEP ed il rivelatore L3 con particolare riferimento alle componenti da me usate nella analisi.

2.1 Il LEP

Entrato in funzione nel 1989 presso il Centro Europeo per la Ricerca Nucleare (CERN) di Ginevra, il Large Electron Positron Collider (LEP) [18] è attualmente il più grande anello di accumulazione e^+e^- del mondo. Con una circonferenza di 26.7 Km, il LEP fornisce fasci di elettroni e positroni di 45.6 GeV corrispondenti ad una energia del centro di massa pari a quella della particella Z^0 per la cui produzione e studio esso è stato costruito.

A partire dal 1996 l'energia dei fasci sarà circa raddoppiata per permettere la produzione di coppie di bosoni W^\pm .

In quattro zone di collisione dei fasci, poste simmetricamente nell'anello, sono collocati quattro esperimenti con rivelatori compositi e multifunzionali: L3, ALEPH, DELPHI ed OPAL (figura 2.1).

2.2 Il rivelatore L3

Come gli altri tre rivelatori di LEP, L3 è stato progettato per lo studio dei decadimenti della particella Z^0 e si distingue per la precisione nella misura di energia di fotoni, elettroni e muoni [19].

E' contenuto in tutte le sue parti entro un magnete ottagonale alto 16 m e lungo 14 m che produce un campo magnetico uniforme di 0.5 Tesla diretto lungo la direzione di moto degli elettroni. L3 è formato dai seguenti sottorivelatori:

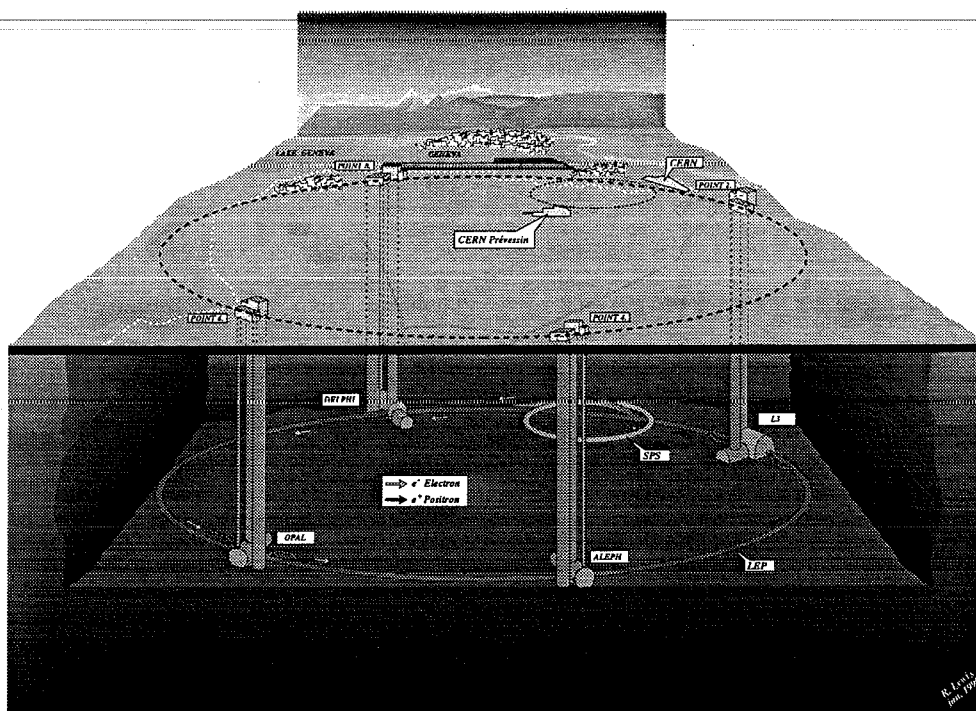


Figura 2.1: Vista prospettica dell'anello di accumulazione LEP con i quattro esperimenti.

- un rivelatore centrale di tracce
- un calorimetro elettromagnetico
- uno strato di scintillatori
- un calorimetro adronico
- uno spettrometro per muoni
- un monitor di luminosità.

Avendo voluto ottenere una elevata precisione nella misura dell'impulso dei muoni, è stato necessario costruire uno spettrometro muonico di grandi dimensioni: per questo motivo tutti gli altri sottorivelatori sono contenuti entro il grande tubo di supporto su cui lo spettrometro poggia.

Le particelle di bassa energia prodotte dalle interazioni fotone-fotone interessano esclusivamente le parti del rivelatore più interne: il rivelatore centrale di tracce ed il calorimetro

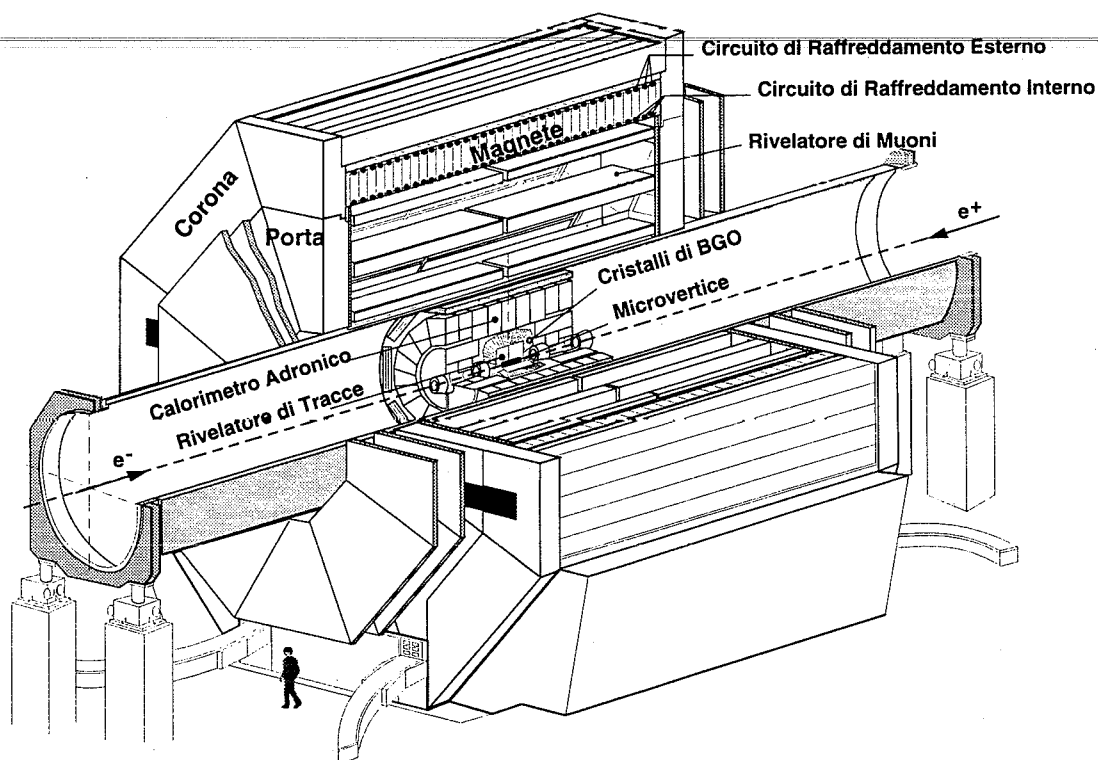


Figura 2.2: Vista prospettica dell'esperimento L3.

elettromagnetico. Per questo tipo di fisica L3 offre il vantaggio di non avere il magnete frapposto fra questi due sottorivelatori consentendo una elevata precisione ed una alta efficienza nella identificazione dei fotoni.

La geometria del rivelatore è di solito espressa in coordinate cilindriche con l'asse z coincidente con l'asse dei fasci, diretto come il campo magnetico e la direzione di moto degli elettroni. Talvolta è usato anche un sistema di riferimento cartesiano con la stessa convenzione per l'asse z e con l'asse x diretto verso il centro di LEP. Le quantità trasverse sono riferite al piano ortogonale all'asse z (figura 2.2).

2.3 Il rivelatore centrale di tracce

Il rivelatore centrale di tracce ha il compito di misurare impulso, carica e posizione delle particelle cariche prodotte, di determinare il punto di interazione primario elettrone-positrone, di individuare il punto di ingresso delle particelle cariche nel calorimetro elettromagnetico e di determinare i vertici secondari prodotti da decadimenti con vita media fino a 10^{-13} s. E' composto da varie parti:

- un rivelatore di microvertice al silicio (SMD)
- una camera a drift (TEC)
- due strati di camere proporzionali per la misura della coordinata z (Camere Z)
- delle camere a fili per la tracciatura a basso angolo (FTC).

2.3.1 Il rivelatore di microvertice

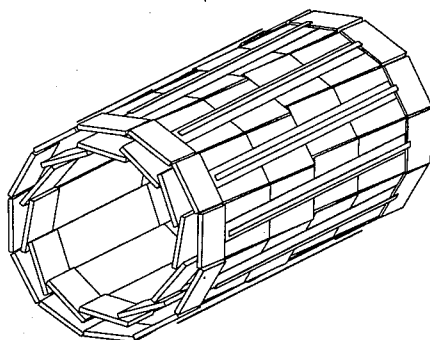


Figura 2.3: Il rivelatore di microvertice (SMD).

Il Silicon Microvertex Detector (SMD) ha lo scopo di misurare con alta precisione la posizione delle tracce nelle immediate vicinanze del vertice primario di interazione e di individuare vertici secondari molto vicini ad esso prodotti soprattutto da particelle con quark pesanti. E' un rivelatore costituito da due strati di "strips" di silicio a doppia faccia disposti a simmetria cilindrica rispetto all'asse dei fasci che permettono la misura della posizione di tracce cariche con una precisione di $7\mu\text{m}$ nel piano $r-\phi$ e di $14\mu\text{m}$ nel piano $r-z$. La copertura angolare è totale in ϕ ed è limitata in θ alla regione tra 21° e 159° .

Entrato in funzione nel 1994, le informazioni da esso raccolte non sono ancora disponibili per lo studio dei processi fisici e non è stato utilizzato nella presente analisi.

2.3.2 La TEC

La Time Expansion Chamber (TEC) è il rivelatore più utilizzato per lo studio delle interazioni fotone-fotone.

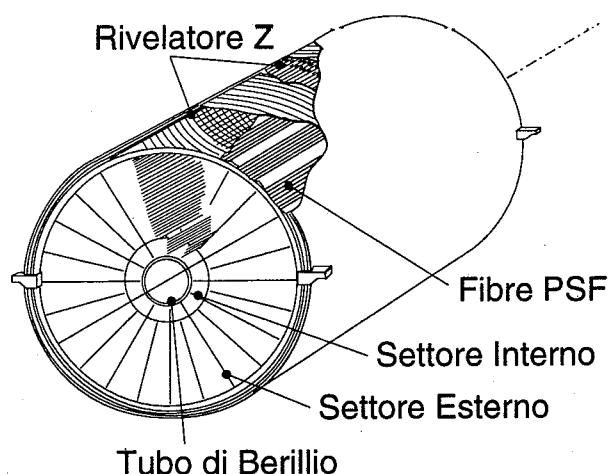


Figura 2.4: Vista prospettica della TEC.

E' costituita da due camere a drift concentriche (TEC interna ed esterna) che utilizzano lo stesso volume di gas e le stesse piastre alle estremità. La TEC ha un raggio interno di 90 mm, un raggio esterno di 457 mm ed una lunghezza di 970 mm. Il braccio di leva è di 37 cm.

Per ottenere una buona precisione sulla posizione e sull'impulso delle particelle cariche utilizzando il piccolo volume a disposizione, è stata necessaria la utilizzazione di una camera operante nel modo di "espansione temporale". Il principio di funzionamento è illustrato nella Figura 2.5. La zona di deriva della carica prodotta per ionizzazione dalla particella incidente è divisa in due zone caratterizzate da una diversa velocità di drift e separate da una griglia. Nella regione vicino al filo anodico un elevato campo elettrico permette la moltiplicazione in modo da avere un buon segnale in lettura, nell'altra regione la velocità di deriva è molto bassa (circa $6 \mu\text{m}/\text{ns}$) ed è tale da consentire la

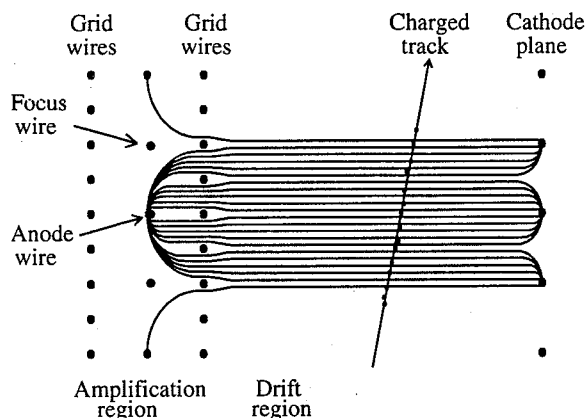


Figura 2.5: Schema del funzionamento di una camera a deriva in regime di espansione temporale.

misura del centro di gravità temporale delle particelle create per ionizzazione. E' grazie a quest'ultima proprietà che si possono raggiungere precisioni sul singolo filo di $56\mu\text{m}$ per la TEC interna e di $46\mu\text{m}$ per quella esterna da confrontare con i circa $125\mu\text{m}$ per una camera a deriva convenzionale. Nella regione di deriva il campo elettrico è di 1000 V/cm .

La TEC interna è composta da 12 settori ed ogni suo settore corrisponde a due di quella esterna. La posizione dei fili, disposti parallelamente alla direzione dei fasci, è illustrata nella Figura 2.6. Partendo dal centro di interazione si incontrano 62 fili anodici di cui 52 appartengono alla camera esterna. In corrispondenza di 14 anodi, denominati "anodi LR", vengono letti da entrambi i lati anche i segnali prodotti dagli ioni sui fili di griglia in modo da poter risolvere l'ambiguità destra-sinistra. Questa è dovuta al fatto che leggendo un segnale anodico non è possibile capire da quale parte il filo sia stato colpito. Questa ambiguità è poi risolta ulteriormente in sede di ricostruzione associando le tracce dei settori interni con quelli esterni sfruttando la asimmetria dovuta al numero doppio di settori della TEC esterna. Inoltre 11 anodi sono in grado di misurare la coordinata z grazie al metodo della divisione di carica con una risoluzione di circa 2 cm .

Complessivamente vi sono 1400 anodi fatti di fili di tungsteno di $20\mu\text{m}$ di diametro. La miscela di gas usata è composta da CO_2 per l'80% e da $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ per il 20% alla pressione di 1.2 bar. Siccome la velocità di deriva dipende dal campo elettrico E , dalla pressione

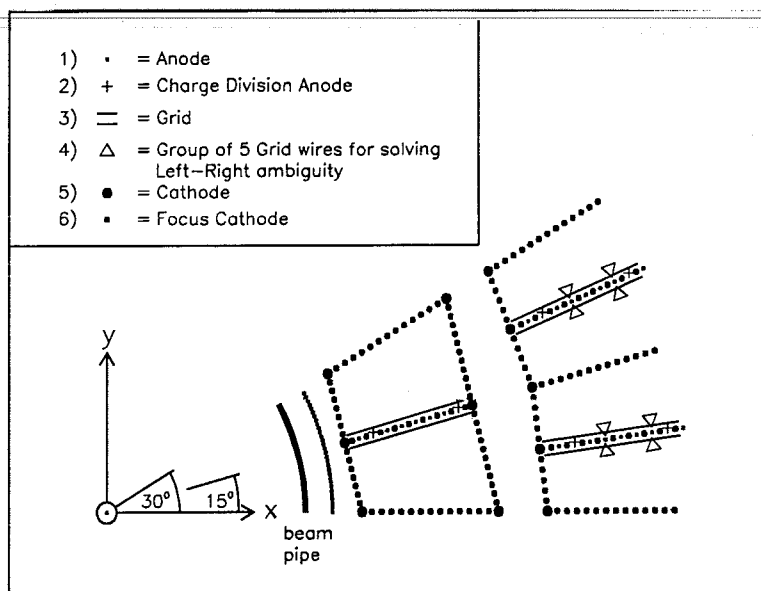


Figura 2.6: Schema di un settore della TEC.

p , dalla temperatura T e dalla frazione di isobutano f come $v_d \sim \frac{ETf}{p}$, queste quantità sono costantemente controllate da un sofisticato sistema di monitoraggio che le mantiene costanti nel tempo.

La risoluzione è di circa $1.7\%p_t \text{ GeV} + 3\%$ in impulso, di circa $100 \mu\text{m}$ sul DCA¹ e di circa 0.9 mrad sulla coordinata ϕ della traccia. Per tracce di bassa energia prodotte da interazioni fotone-fotone, essendo il p_t dell'ordine di 500 MeV , la precisione raggiunta è dunque di circa il 4% . La risoluzione con cui due tracce possono essere distinte è di $640 \mu\text{m}$. La copertura angolare è totale per l'angolo azimutale ϕ ed è limitata nell'angolo polare θ alla regione compresa fra 25° e 175° .

2.3.3 Le camere Z

Il rivelatore Z consiste di due strati di camere proporzionali cilindriche di lunghezza 1068 mm e di spessore totale 21.5 mm posti all'esterno della TEC. E' formato da 920 strip catodiche e consente una risoluzione in z di circa $320 \mu\text{m}$.

¹La Distance of Closest Approach (DCA) è la distanza minima nel piano trasverso tra una traccia ed il vertice primario di interazione.

2.3.4 Le FTC

Nelle regioni a basso angolo in corrispondenza delle due piastre di supporto dei fili della TEC sono poste le Forward Tracking Chambers (FTC). Sono composte di due piani di tubi a drift collocati ortogonalmente alla direzione dei fasci e disposti perpendicolarmente fra di loro. Hanno il compito di misurare posizione e direzione delle tracce passanti per dette piastre che, essendo spesse 4.5 cm, ne limitano la risoluzione a 200 μm .

2.4 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico è per la sua precisione una delle caratteristiche particolari di L3. Composto da 11000 cristalli di scintillatore BGO (ortogermanato di bismuto), ha il compito di misurare l'energia e la posizione di fotoni ed elettroni tra 100 MeV e 100 GeV.

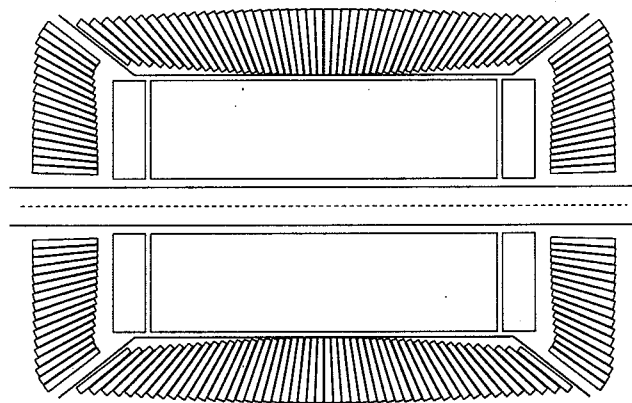


Figura 2.7: Vista laterale del calorimetro elettromagnetico.

I cristalli, lunghi 24 cm, hanno la forma di tronco di piramide di basi $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ e $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$. Sono letti da fotodiodi a causa della presenza del campo magnetico e puntano tutti verso la regione di interazione. La risoluzione energetica è circa 5% a 100 MeV e 1.4% oltre 2 GeV; la risoluzione spaziale è circa 2 mm a 45 GeV. Il calorimetro consiste di una parte centrale (il "barrel") che ha una copertura angolare di $42.3^\circ < \theta < 137.7^\circ$ e di due parti simmetriche (le "endcaps") con una copertura angolare di $12^\circ < \theta < 42^\circ$ e di

$138^\circ < \theta < 168^\circ$ rispettivamente. E' interessante notare che, alle energie delle interazioni $\gamma - \gamma$, la TEC ed il calorimetro elettromagnetico sono caratterizzati da una risoluzione energetica assai simile.

2.5 Gli scintillatori

Tra il calorimetro elettromagnetico e quello adronico si trova uno strato di scintillatori plastici che ha lo scopo di distinguere eventi $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ dai muoni cosmici tramite una misura di tempo di volo.

2.6 Il calorimetro adronico

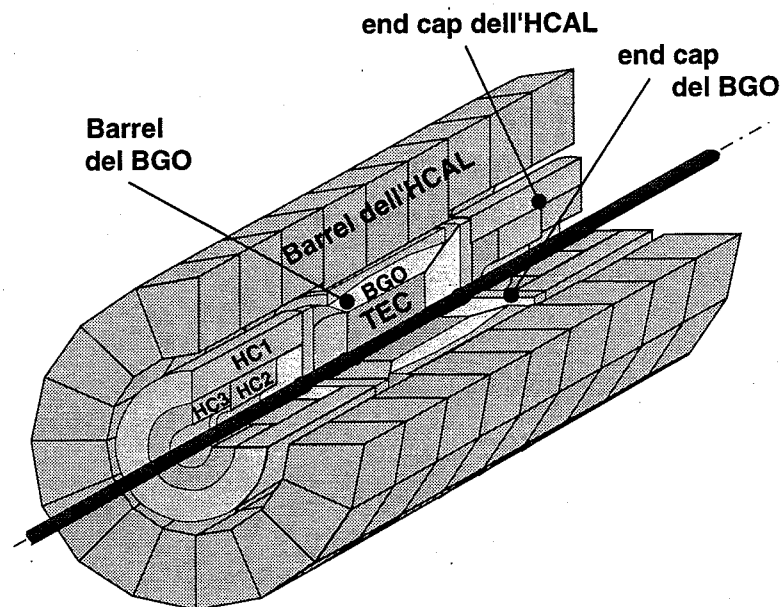


Figura 2.8: Vista prospettica del calorimetro adronico.

Il calorimetro adronico ha il compito di misurare l'energia degli adroni prodotti dai decadimenti della Z^0 arrestando completamente gli sciami da loro prodotti, permettendo così solo ai muoni di raggiungere lo spettrometro a loro dedicato. E' un calorimetro a

campionamento composto da moduli fatti di lastre di assorbitore di uranio impoverito intervallati con camere proporzionali.

Il calorimetro è organizzato in tre parti (Figura 2.8): una centrale “il barrel” con una copertura angolare tra 35 e 145 gradi e due “endcaps” che assicurano la copertura angolare nella regione avanti e indietro rispettivamente tra 5.5 e 35 gradi e tra 145 e 174.5 gradi. La risoluzione energetica è del $55\%/\sqrt{E(\text{GeV})}+5\%$.

Completa il calorimetro adronico il così detto “muon filter”, montato direttamente sulle pareti interne del tubo di supporto, che ha il compito di fermare le “code” degli sciami adronici. E' composto da lastre di assorbitore in ottone intervallate con camere proporzionali.

2.7 Lo spettrometro per muoni

Lo spettrometro per muoni è un'altra delle importanti caratteristiche di L3 ed ha il compito di misurare con elevata precisione l'impulso dei muoni di alta energia prodotti dal decadimento della Z^0 . Per questo scopo è necessario un grande braccio di leva con conseguente grande volume dello spettrometro. Composto da 8 ottanti indipendenti formati ciascuno da 5 camere di precisione disposte in tre strati come mostrato in figura 2.9, lo spettrometro ha una copertura angolare di $44^\circ < \theta < 136^\circ$ ed una risoluzione in p_t del 2% a 50 GeV.

In vista della seconda fase di LEP sono in costruzione delle “endcaps” per assicurare una maggiore copertura angolare.

2.8 Il monitor di luminosità

Il monitor di luminosità ha il compito di misurare la luminosità fornita da LEP contando le interazioni date dalla diffusione elastica $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ a piccolo angolo dette “interazioni Bhabha”. Consta di due parti simmetriche collocate a circa 2.5 m di distanza rispetto al vertice di interazione. Ciascuna ha forma cilindrica ed è composta da una matrice di cristalli di BGO. La copertura angolare è di $25 \text{ mrad} < \theta < 70 \text{ mrad}$ e simmetricamente a 180° . La risoluzione energetica è del 2% a 45 GeV.

Esso viene utilizzato nell'ambito dello studio delle interazioni fotone-fotone per misurare eventuali elettroni e positroni nelle condizioni cinematiche di “singola e doppia tag”.

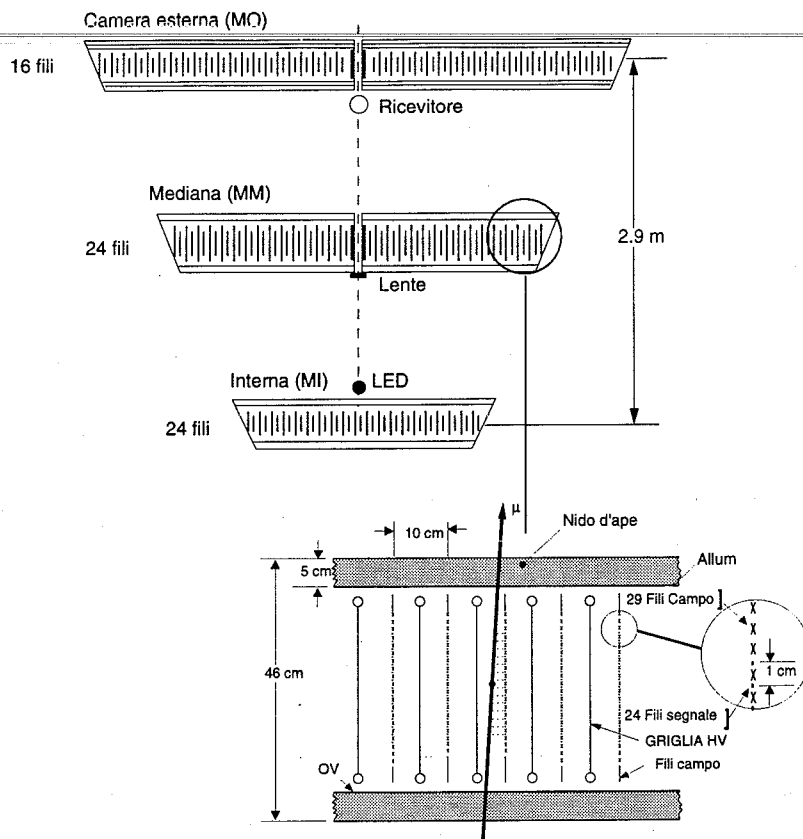


Figura 2.9: Schema di un ottante dello spettrometro per muoni.

Data la geometria del monitor di luminosità, l'impulso trasferito dal leptone di "tag" è compreso tra 1 ed 8 GeV.

2.9 Il sistema di trigger

Ogni $22\mu\text{s}$ avviene una intersezione tra i fasci di LEP: non sarebbe tecnicamente possibile nè utile, acquisire tutte le informazioni prodotte dal rivelatore. Il sistema di trigger serve a selezionare in tempo reale solo gli eventi che hanno interesse fisico riducendo la frequenza di acquisizione a qualche Hertz. E' stato ideato ed ottimizzato per riconoscere i decadimenti della Z^0 scartando gli eventi indesiderati prodotti oltre che dai muoni cosmici, dalle interazioni del fascio con il gas residuo nel tubo a vuoto, dalla radiazione di sincrotrone e dalle interazioni dell'alone del fascio con il tubo stesso. Gli eventi a bassa molteplicità prodotti dalle collisioni fotone-fotone sono caratterizzati dalla formazione di particelle di bassa energia che spesso si confondono con gli effetti di tali interazioni di

fondo. Per questo tipo di eventi l'apparato di trigger ha quindi un'efficienza inferiore. L'intero sistema è organizzato in tre livelli di crescente complessità posti in successione.

2.9.1 Il trigger di primo livello

Il trigger di primo livello è l'OR logico dei trigger dei vari sottorivelatori.

Gli eventi prodotti da collisioni fotone-fotone non hanno sufficiente energia per far scattare altri trigger oltre che quello della TEC. Descriverò quindi solo quest'ultimo.

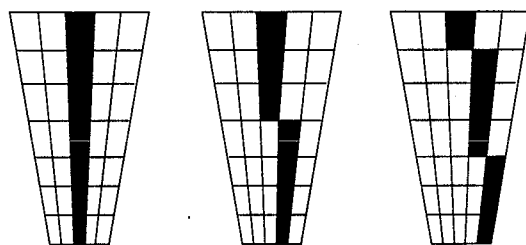


Figura 2.10: Esempi di tracce riconosciute dal primo livello di trigger.

Il trigger TEC di primo livello [20] deve rispondere ad esigenze di velocità ed efficienza. Dato che gli effetti dovuti alle interazioni del fascio con le pareti ed il gas residuo del tubo a vuoto decrescono rapidamente con la distanza dal vertice di interazione, le informazioni della TEC interna non vengono utilizzate. L'algoritmo cerca per prima cosa di individuare la presenza di tracce: per questo scopo sono utilizzati solo gli anodi LR e l'informazione di ogni settore della TEC esterna è organizzata in una matrice 5×7 che viene confrontata con delle possibili configurazioni caricate in memoria (Figura 2.10). Una volta individuate le tracce l'evento è accettato se ce ne sono almeno due formanti un angolo superiore a 139° nel piano trasverso.

2.9.2 Il trigger di secondo livello

Il trigger di secondo livello [21], grazie al maggior tempo a disposizione, ha la possibilità di correlare segnali provenienti da vari sottorivelatori in modo da eliminare quegli eventi che avevano superato il primo livello grazie al rumore dell'elettronica. Gli eventi che al primo livello avevano superato più di un trigger passano inalterati.

Gli eventi che superano solo il trigger della TEC al primo livello sono molto numerosi ma solo una piccola parte proviene da interazioni fotone-fotone. La maggioranza è data

da eventi di fondo la cui eliminazione è compito del secondo livello. Le interazioni fascio-parete o fascio-gas residuo sono caratterizzate dalla presenza di tracce a basso impulso che si muovono entro la TEC spesso con traiettorie a spirale. L'algoritmo cerca tracce con impulso trasverso minore di 70 MeV: la presenza di una di queste è sufficiente perchè l'evento venga scartato.

2.9.3 Il trigger di terzo livello

Il trigger di terzo livello [22], utilizzando dati completamente digitalizzati, effettua una prima globale ricostruzione degli eventi e li seleziona ulteriormente in base a vari algoritmi di correlazione. Agli eventi che al primo livello avevano superato solo il trigger della TEC è richiesto che almeno una traccia sia correlata con un deposito di energia nel calorimetro elettromagnetico di almeno 200 MeV oppure che due tracce siano correlate con depositi di almeno 50 MeV. Inoltre tali eventi devono possedere almeno una traccia con DCA minore di 10 mm affinché vengano accettati.

2.10 I programmi di ricostruzione e simulazione

I dati raccolti da un esperimento come L3 devono, per la loro quantità e la loro complessità, essere gestiti da una struttura generale nell'ambito della quale è possibile sviluppare le singole analisi dei processi fisici.

I dati provenienti dagli eventi accettati dal trigger di terzo livello vengono scritti su dei nastri, chiamati "raw data tapes", che vengono successivamente processati da un programma di ricostruzione (REL3). Quest'ultimo si occupa di analizzare tutti i singoli segnali digitalizzati provenienti da ogni sottorivelatore e, dopo una procedura di calibrazione, di calcolare le quantità fisiche ricavabili da tali segnali. In un secondo tempo il programma cerca di associare i segnali dei vari sottorivelatori in modo da individuare la presenza di particelle. Per quanto riguarda la TEC vengono prima individuati tutti i fili colpiti e viene assegnata una posizione spaziale ai rispettivi segnali. Sono poi individuati i gruppi di fili colpiti a causa del passaggio di una stessa particella ed i parametri relativi alla traiettoria vengono calcolati tramite una minimizzazione del χ^2 . Da quest'ultima sono poi ricavate le quantità fisiche come l'impulso trasverso e gli angoli polare ed azimutale.

E' importante sottolineare che non tutti gli eventi che hanno superato il trigger di

terzo livello sono accessibili per le analisi fisiche. Quando i "raw data tapes" vengono processati infatti, sono presi in considerazione solo quegli eventi ritenuti interessanti da almeno uno dei programmi di selezione dei gruppi di analisi di L3. La routine di selezione del gruppo di analisi della fisica delle interazioni fotone-fotone (AAGGSEL) è stata ideata per selezionare stati finali leptonici ed adronici. Vengono selezionati eventi con due o quattro tracce nella TEC con eventualmente la presenza di depositi energetici isolati nel calorimetro elettromagnetico o nel monitor di luminosità. Tracce con DCA maggiore di 10 mm non vengono considerate.

Ogni analisi fisica si basa quindi sul campione di dati formato dagli eventi ricostruiti che sono selezionati da almeno uno di tali programmi. Su questo campione poi, in base a criteri specifici, detti "tagli", ogni singola analisi procede alla selezione ed all'esame di un particolare sottoinsieme di eventi (figura 2.11).

Di fondamentale importanza è il programma di simulazione del rivelatore (SIL3). A partire dai quadrivettori energia-impulso delle particelle generate da programmi di simulazione di processi fisici, esso riproduce più fedelmente possibile la risposta dell'apparato in modo che ogni evento simulato possa essere ricostruito da REL3 come avviene per i dati.

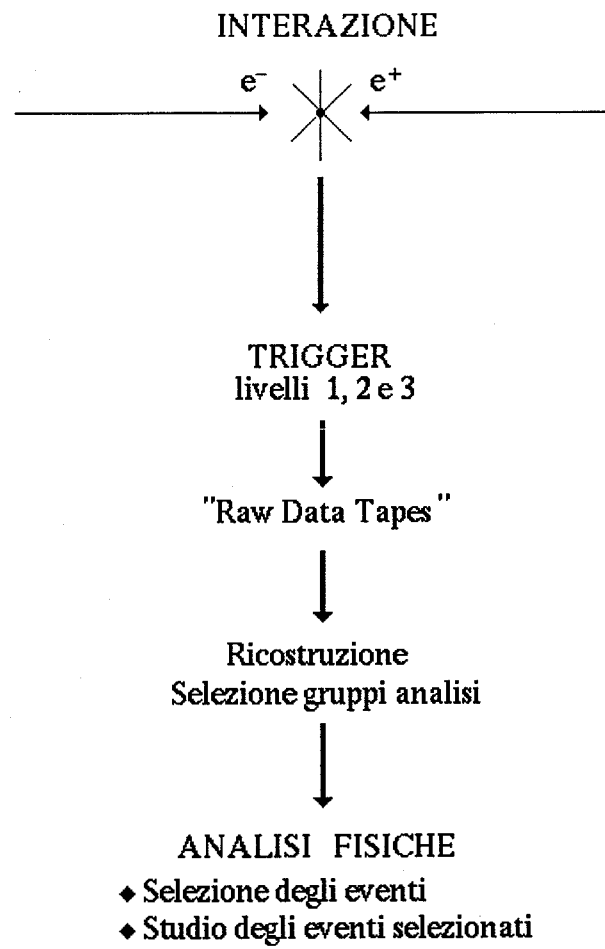


Figura 2.11: Schema delle varie fasi di una analisi fisica.

Capitolo 3

La selezione degli eventi fotone-fotone

In questo capitolo verranno descritti i criteri generali di selezione degli eventi prodotti dalle interazioni fotone-fotone con quattro particelle cariche rivelate dalla TEC di L3.

3.1 I criteri di selezione

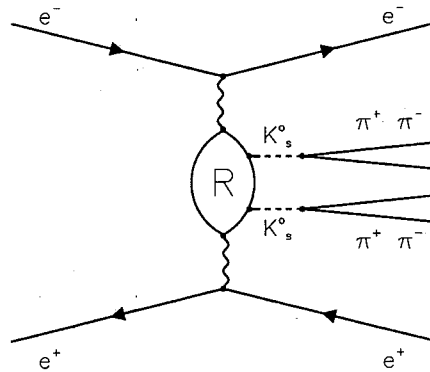


Figura 3.1: Diagramma della reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma \gamma \rightarrow e^+e^- K_s^0 K_s^0$

L'analisi sperimentale da me effettuata è stata rivolta alla ricerca di risonanze mesoniche che decadono in una coppia di K_s^0 secondo la reazione

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma \gamma \rightarrow e^+e^- R \rightarrow e^+e^- K_s^0 K_s^0$$

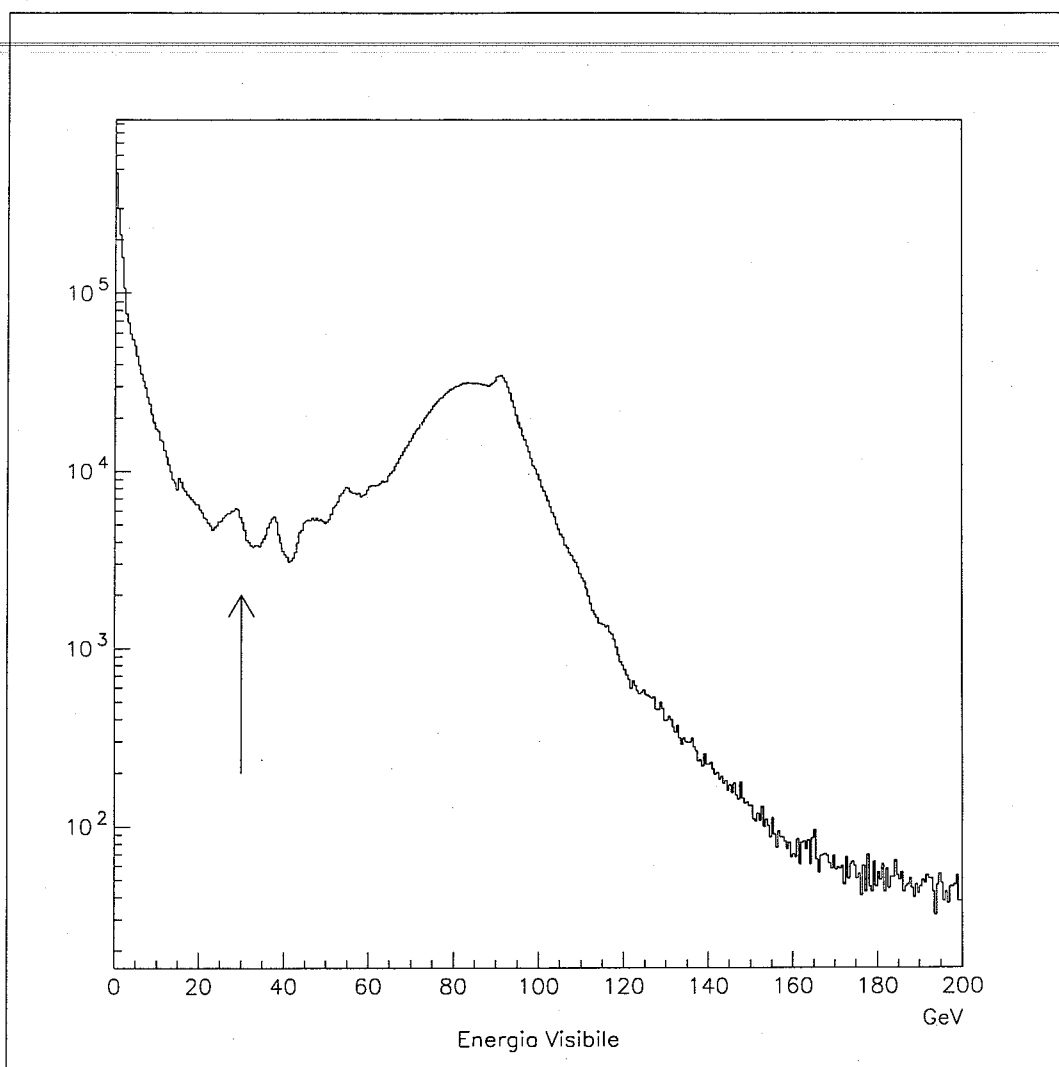


Figura 3.2: Andamento dell'energia visibile.

ove al fine della identificazione dei K_s^0 è stato utilizzato solo il decadimento in due pioni carichi $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, come è illustrato in figura 3.1.

Come è stato osservato nel primo capitolo, l'elettrone ed il positrone conservano, dopo l'interazione, quasi tutta la loro energia e vengono deflessi ad un piccolo angolo rispetto alla direzione dei fasci. Essi pertanto non possono essere rivelati dal rivelatore centrale di tracce ma possono solo eventualmente colpire uno od entrambi i monitor di luminosità. L'energia depositata nell'intero rivelatore, fatta eccezione per questi ultimi, è detta "energia visibile" e può essere utilizzata per discriminare gli eventi di tipo $\gamma - \gamma$ dagli eventi prodotti tramite il processo di annichilazione. Questi infatti sono caratterizzati da grossi

depositi energetici nei calorimetri che fanno sì che l'energia visibile sia, nella quasi totalità dei casi, dell'ordine dell'energia del centro di massa dei due fasci primari. Per gli eventi prodotti dal processo a due fotoni, l'energia visibile è dell'ordine della massa invariante dei due γ che, nel caso di LEP, corrisponde a qualche GeV. Per questo motivo ho richiesto che

- $E_{Visibile} < 30 GeV$.

L'andamento dell'energia visibile è riportato in figura 3.2 ove il picco a circa 90 GeV è dovuto ai decadimenti della particella Z^0 prodotta per annichilazione e la freccia è posta in corrispondenza della condizione da me imposta.

Inoltre, con riferimento alla figura 3.1, ho richiesto

- la presenza di quattro tracce nella TEC
- due con carica positiva e due con carica negativa.

Un K_S^0 è caratterizzato da una vita media pari a $0.89 \times 10^{-10} s$ e da una frazione di decadimento in pioni carichi del 68.6% e del 31.4% in pioni neutri. Un K_S^0 prodotto in interazioni $\gamma - \gamma$ ha una energia dell'ordine del GeV e conseguentemente una lunghezza di decadimento di circa 5cm che dà luogo ad un vertice secondario ben distinto dal vertice primario di interazione.

Data la ben più alta frazione di decadimento ed il fatto che il vertice secondario può essere ricostruito sperimentalmente solo nel caso $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, il decadimento in pioni carichi permette una più alta efficienza di rivelazione ed è stato quindi scelto per la presente analisi.

Una risonanza che decade in $K_S^0 K_S^0$ può ovviamente decadere anche in $K_L^0 K_L^0$. Questi ultimi però, avendo una vita media di $5.17 \times 10^{-8} s$, danno luogo, per energie dell'ordine del GeV, a distanze di decadimento di circa 30 m e non possono essere rivelati dal rivelatore L3.

3.2 Gli eventi a bassa energia con quattro tracce nel rivelatore centrale

Gli eventi che superano i criteri di selezione fino a qui esposti non sono tutti prodotti da interazioni fotone-fotone, essendo presenti nel campione eventi prodotti da interazioni

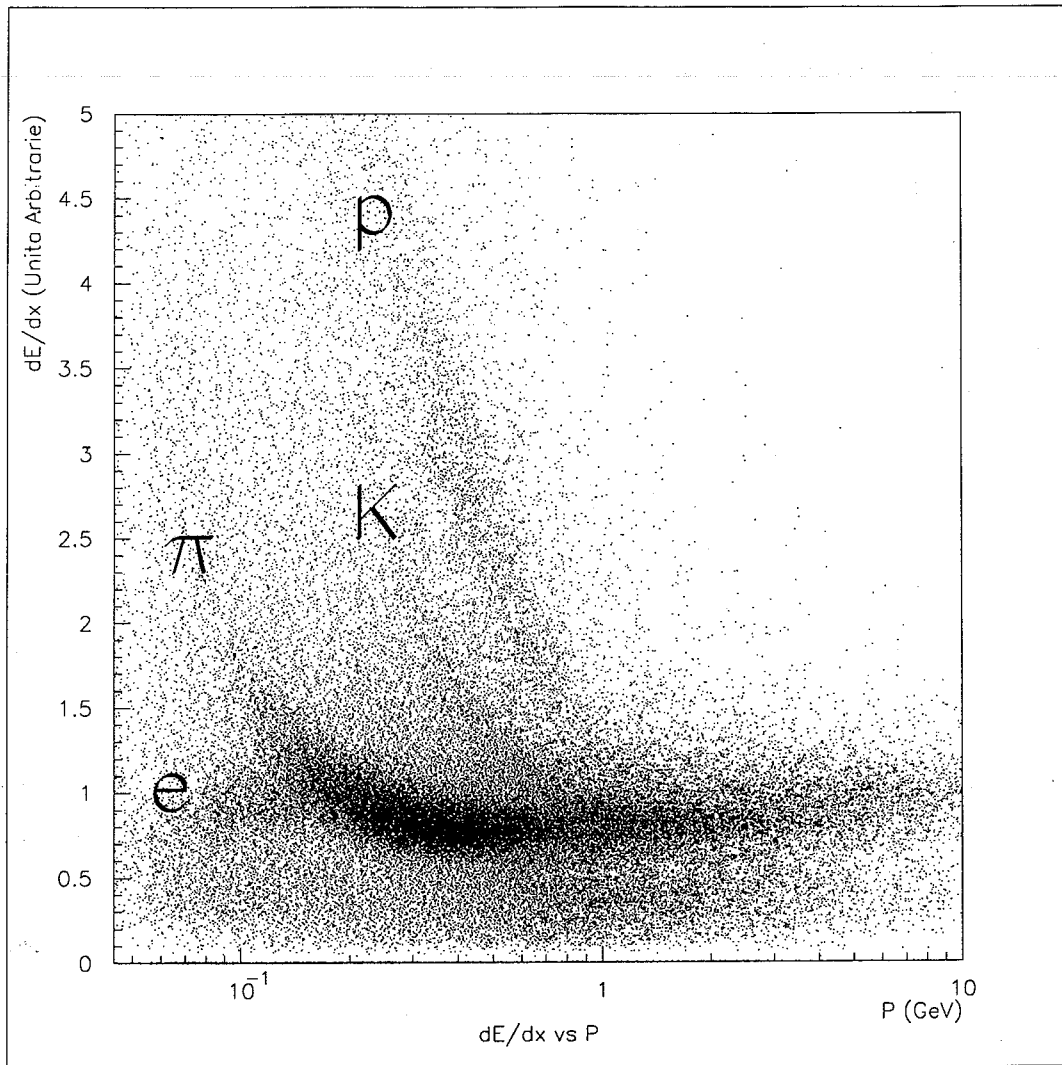


Figura 3.3: La perdita di energia per unità di lunghezza in funzione dell'impulso.

tra il fascio ed il gas residuo, tra il fascio e la parete del tubo a vuoto e da radiazione di sincrotrone non eliminati dal sistema di trigger.

Per individuare il tipo di particelle cariche che si trovano in eventi a quattro tracce con bassa energia visibile, molto utile risulta l'informazione data dalla perdita di energia per unità di lunghezza, indicata come $\frac{dE}{dx}$, misurata dalla TEC.

Secondo la formula di Bethe-Block [23], $\frac{dE}{dx}$ dipende, a parità di impulso e di carica elettrica, dalla massa della particella ed aumenta all'aumentare di quest'ultima. Per impulsi superiori al GeV, la differenza dei vari valori di $\frac{dE}{dx}$ risulta tuttavia non rilevabile sperimentalmente mentre, nel caso da me trattato di particelle di bassa energia, questa informazione può essere utilizzata per il riconoscimento delle particelle cariche.

In figura 3.3 è riportato l'andamento del $\frac{dE}{dx}$ in funzione dell'impulso per le tracce degli eventi che superano la selezione esposta nel precedente paragrafo. Come si può osservare, risulta ben visibile una fascia dovuta alla presenza di protoni che sono per la quasi totalità prodotti da interazioni fascio-gas e fascio-parete. Meno marcata è la fascia dei K carichi provenienti per lo più da interazioni fotone-fotone. Molto evidente è invece la banda dei pioni carichi che, data la loro massa, risulta indistinguibile da quella dei muoni. I pioni carichi costituiscono la maggioranza dei prodotti delle interazioni $\gamma - \gamma$ con quattro particelle cariche nello stato finale. Gli elettroni infine sono caratterizzati da una fascia orizzontale essendo il loro $\frac{dE}{dx}$ circa costante al variare dell'impulso e sono per lo più dovuti a fotoni di Bremsstrahlung che si convertono in coppie e^+e^- interagendo con il tubo a vuoto.

Con la TEC di L3 è effettuata, per ogni traccia, una misura dell'impulso trasverso e dell'angolo polare θ ; questo equivale a conoscere l'impulso \vec{p} di ogni particella carica rivelata mentre nessuna informazione è data sulla energia della particella carica che ha prodotto la traccia. E' necessario quindi formulare una ipotesi sulla sua massa, magari sulla base di altre informazioni, quali $\frac{dE}{dx}$ o decadimenti con vertici secondari.

Per avere un quadro qualitativo degli eventi sin qui selezionati, in figura 3.4 è riportata la massa invariante delle coppie di particelle con carica opposta supposte essere pioni carichi. Si nota la presenza di due segnali oltre ad un fondo dovuto a particelle che non sono pioni ed a coppie $\pi^+\pi^-$ non risonanti. Il primo segnale, abbastanza debole, è caratterizzato da un valore della massa invariante attorno ai 493 MeV ed è dovuto alla produzione di K_S^0 ; il secondo, ben più forte, si trova circa a 731 MeV ed è dovuto alla produzione di particelle ρ^0 che decadono per circa il 100% dei casi in coppie di pioni carichi. Ancora più interessante è la situazione in figura 3.5 ove la massa invariante di una coppia di particelle di carica opposta è riportata in funzione di quella dell'altra coppia. L'istogramma è riempito due volte per evento. Oltre ad un notevole fondo, in questo caso anche di tipo combinatorio, si può notare la presenza di un segnale dovuto alla produzione di coppie $\rho^0\rho^0$ e di un altro segnale più piccolo dovuto alla produzione di coppie $K_S^0 K_S^0$ in interazioni $\gamma - \gamma$.

La così alta produzione di coppie $\rho^0\rho^0$ in interazioni fotone-fotone, già studiata presso l'anello di accumulazione PETRA ad Amburgo e al LEP dall'esperimento DELPHI [24], non è ben compresa teoricamente ed ha portato ad ipotizzare l'esistenza di stati legati $qq\bar{q}\bar{q}$.

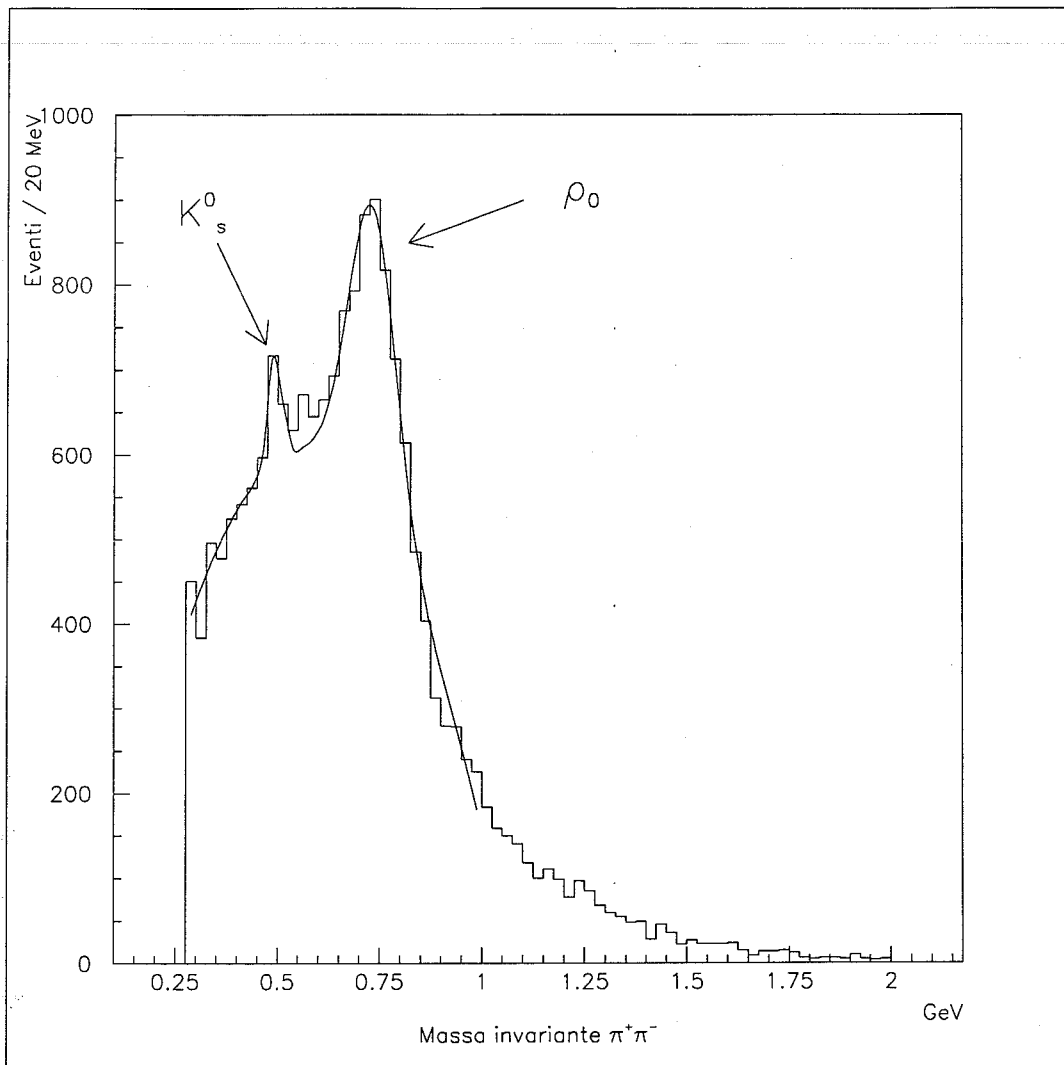


Figura 3.4: Massa invariante delle coppie di particelle di carica opposta.

Oltre agli eventi dovuti alla formazione di coppie $\rho^0\rho^0$, molto grande è anche la produzione di pioni tramite la reazione non risonante $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Contribuiscono poi agli eventi di bassa energia con quattro tracce cariche nel rivelatore centrale le reazioni $\gamma\gamma \rightarrow K_s^0 K^\mp \pi^\pm$, $\gamma\gamma \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ e la reazione $\gamma\gamma \rightarrow X$ ove solo quattro particelle cariche sono rivelate dalla TEC di L3. Inoltre vi sono eventi in cui, oltre alle quattro particelle cariche, si nota la presenza di depositi di energia nel calorimetro elettromagnetico non associabili alle tracce stesse: questi depositi sono spesso dovuti alla presenza di mesoni π^0 che sono decaduti in coppie di fotoni.

Al fine della analisi di una particolare reazione prodotta da interazioni fotone-fotone

è necessario effettuare una ulteriore selezione sulla base di criteri specifici, detti "tagli", che si differenziano a seconda del processo fisico in esame. I criteri da me sviluppati sono descritti nei prossimi capitoli e sono volti allo studio dello stato finale con due K_S^0 .

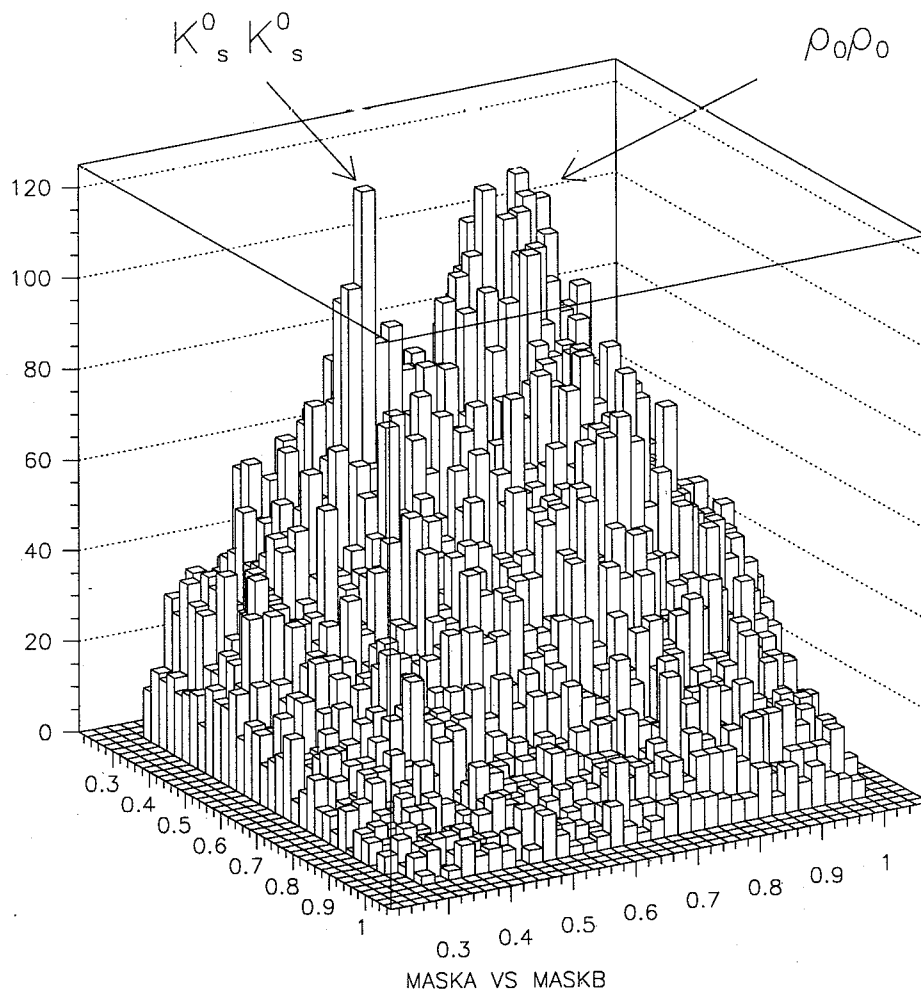


Figura 3.5: Massa invariante di una coppia di particelle in funzione della massa invariante dell'altra coppia.

Capitolo 4

La produzione inclusiva di K_S^0

In questo capitolo saranno descritti i criteri da me utilizzati per il riconoscimento dei K_S^0 e le misure effettuate con il segnale ottenuto.

4.1 Introduzione

Come è stato osservato nel precedente capitolo, il segnale dovuto alla produzione di K_S^0 è presente a livello di prima selezione anche se gli eventi di fondo sono nettamente dominanti e rendono impossibile qualsiasi misura di tipo fisico. A questo proposito è quindi necessario sviluppare dei criteri per isolare il segnale dovuto ai K_S^0 : per prima cosa ho quindi cercato di ottimizzare il segnale dovuto alla loro produzione “inclusiva” per poi affrontare in un secondo momento la ricerca di eventi con due di essi nello stato finale. Per produzione inclusiva intendo quindi la ricerca di quegli eventi in cui almeno un K_S^0 è rivelabile sperimentalmente; questo significa che vengono presi in esame tutti gli eventi provenienti dalla prima selezione senza preoccuparsi di quale reazione possa aver prodotto il K_S^0 . È importante sottolineare che contribuiscono alla produzione inclusiva anche quegli eventi in cui una o più particelle non vengono rivelate.

L'analisi dello stato finale con due K_S^0 , descritta nei prossimi capitoli, è invece di tipo “esclusivo” poiché volta alla individuazione ed allo studio di quegli eventi in cui sono prodotti esclusivamente due K_S^0 dalla interazione fotone-fotone.

4.2 I criteri di selezione dei K_S^0

Come osservato in precedenza, i K_S^0 hanno una vita media tale che, alle energie tipiche della fisica delle interazioni fotone-fotone al LEP, il loro vertice secondario risulta separato

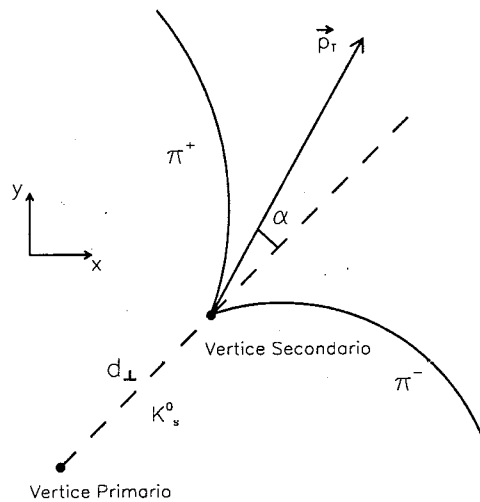


Figura 4.1: Schema del decadimento di un K_S^0 .

da quello primario di circa 5cm. La precisione della TEC di L3 consente la determinazione di tale vertice secondario. Questa proprietà distingue il K_S^0 da altre particelle instabili che decadono in due pioni carichi, come ad esempio la ρ^0 così abbondantemente presente nel campione di prima selezione; per la individuazione dei K_S^0 mi sono quindi basato sulla ricostruzione e sulle proprietà dei vertici secondari.

Il vertice primario di interazione è il punto in cui i due fasci di LEP vengono fatti collidere. La sua determinazione sperimentale viene fatta nel modo seguente. Il ciclo di riempimento, accelerazione e collisione di LEP dura dalle sei alle otto ore; durante questo periodo, detto "fill", la posizione del vertice primario si mantiene sensibilmente costante mentre può variare di qualche frazione di millimetro per "fill" diversi. Vengono quindi considerati per ogni "fill" quegli eventi in cui la particella Z^0 è decaduta in una coppia quark-antiquark dando poi luogo ad una alta molteplicità di tracce provenienti dal vertice primario che sono utilizzate dal programma ricostruzione per la determinazione di quest'ultimo.

In figura 4.1 è schematizzato il decadimento in due pioni carichi di un K_S^0 ove sono evidenziati il vertice secondario con le quantità fisiche da me utilizzate. Per la individuazione dei vertici secondari a partire dalle quantità fisiche di ciascuna traccia misurate dalla TEC di L3 è stato usato un programma per la ricerca di vertici secondari formati

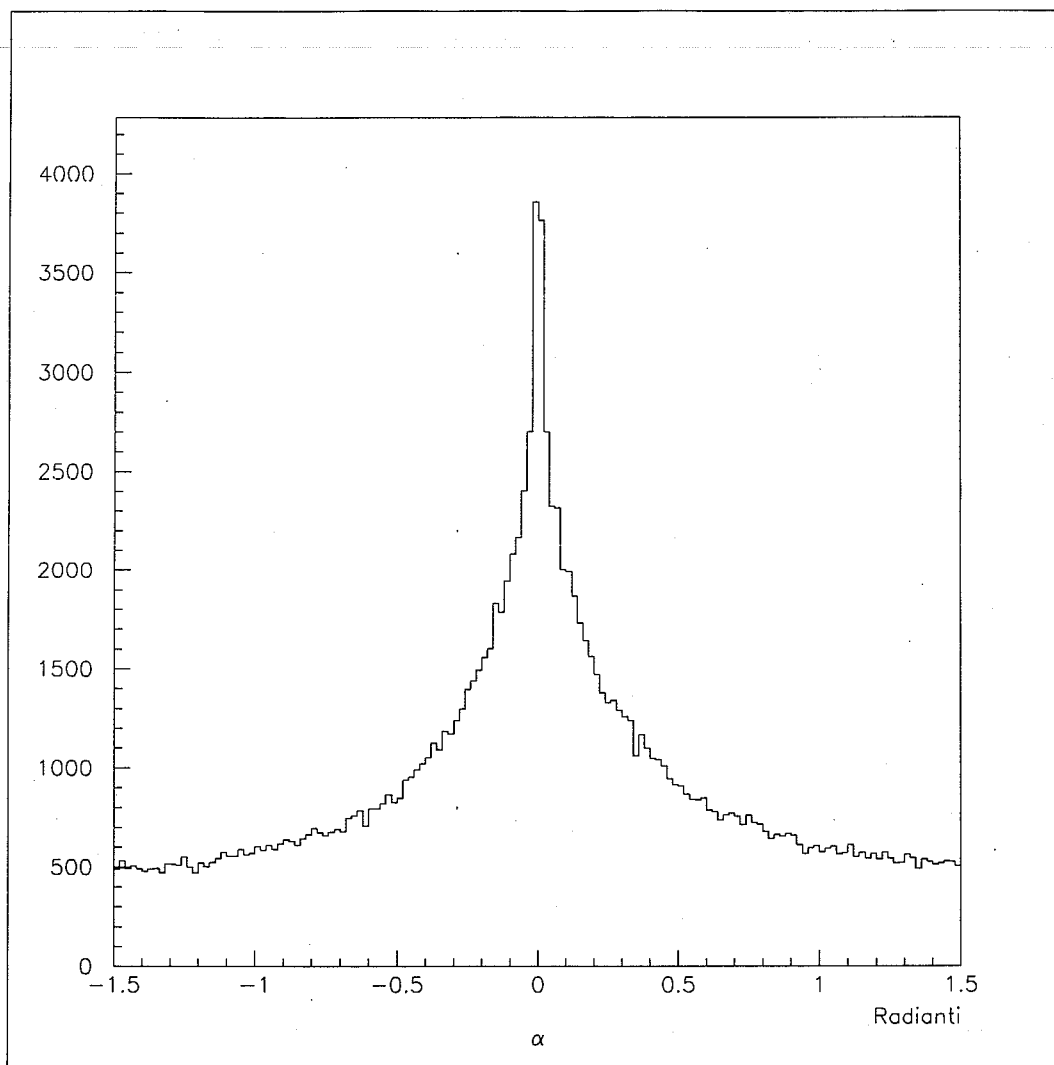


Figura 4.2: Distribuzione dell'angolo α .

da coppie di particelle di carica opposta (vedasi Appendice).

Sempre con riferimento alla figura 4.1, le condizioni che ho richiesto sono le seguenti:

- la distanza d_{\perp} percorsa dal K_S^0 nel piano $r - \phi$ deve essere maggiore di 3 mm in modo da ridurre fortemente il segnale dovuto a particelle provenienti dal vertice primario di interazione, in particolare quello delle coppie di pioni carichi prodotti dalle ρ^0
- l'angolo α (figura 4.2) tra la direzione di volo nel piano $r - \phi$ del candidato K_S^0 e la direzione dell'impulso trasverso totale delle due particelle uscenti dal vertice deve,

in valore assoluto, essere minore di 75 mrad; questa condizione è tesa a ridurre le intersezioni casuali di tracce non prodotte da decadimenti di particelle neutre

- la massa invariante delle due particelle di carica opposta, supposte avere la massa dell'elettrone, deve essere superiore a 150 MeV; questa condizione serve a ridurre il fondo derivante da coppie e^+e^- prodotte dalla conversione di fotoni di alta energia
- la distanza d_{\perp} deve inoltre essere compatibile con la vita media del K_S^0 : il tempo di decadimento t_m nel sistema di riferimento proprio del K_S^0 è dato da

$$t_m = \frac{M_{K_S^0}}{c} \cdot \frac{d_{\perp}}{p_T} \quad (4.1)$$

ove c è la velocità della luce; indicando con τ la vita media del K_S^0 , t_m corrisponde ad una probabilità integrata

$$P(t < t_m) = \int_0^{t_m} \frac{1}{\tau} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad (4.2)$$

che ho richiesto essere compresa tra il 15% ed il 98%; la prima condizione serve di nuovo ad eliminare intersezioni troppo vicine al vertice primario.

4.3 Il segnale del K_S^0

I criteri di selezione degli eventi $\gamma - \gamma$ esposti nel precedente capitolo ed i criteri per la ricerca inclusiva dei K_S^0 sono stati applicati ai dati raccolti dal rivelatore L3 negli anni dal 1991 al 1994, per una luminosità integrata di circa 114 pb^{-1} . Per tutti i vertici secondari selezionati tramite i tagli descritti al precedente paragrafo, è stata calcolata la massa invariante nell'ipotesi che le due particelle di carica opposta siano una coppia di pioni carichi. Il segnale che ho ottenuto è mostrato in figura 4.3: si può notare un picco molto ben definito attorno ad un valore della massa invariante di 494 MeV dovuto alla produzione inclusiva di K_S^0 . Il fondo, notevolmente ridotto, ha una forma regolare e non è più visibile il segnale dovuto alla produzione di ρ^0 a dimostrazione della efficacia dei criteri adottati. Il fondo residuo è dovuto a false intersezioni non eliminate, alla presenza di tracce mal ricostruite che possono dar luogo a falsi vertici secondari ed a veri vertici secondari prodotti da particelle con vita media dell'ordine di quella del K_S^0 . Per esempio la reazione $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} \rightarrow p\pi^-\bar{p}\pi^+$ dà luogo a vertici secondari anche se la sua sezione

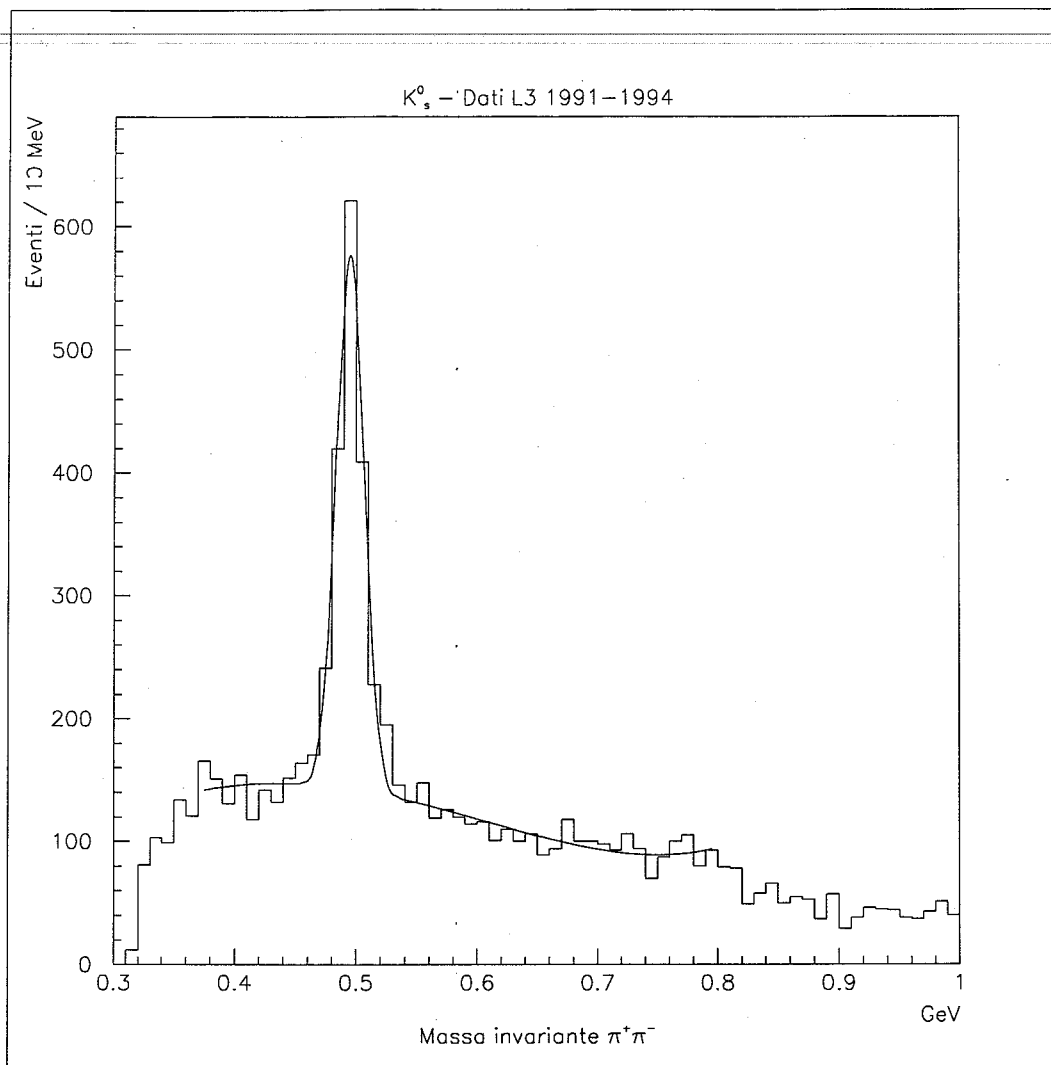


Figura 4.3: Il segnale del K_S^0 .

d'urto è stimata essere abbastanza piccola.

Ho poi generato degli eventi simulati di Monte Carlo con solo dei K_S^0 : lo spettro di massa invariante risultante è riportato in figura 4.4. Per i segnali ottenuti nei quattro anni di presa dati, per il campione totale e per la simulazione di Monte Carlo ho effettuato un fit di minimizzazione del χ^2 con una gaussiana ed un polinomio di terzo grado. I risultati sono riassunti nella tabella (4.1) insieme al valore riportato dal Particle Data Group per la massa del K_S^0 . Si può osservare che il segnale è stabile nei vari anni, sia come valore centrale della massa, sia come deviazione standard della gaussiana e che è consistente con la simulazione di Monte Carlo. Il valore della massa del K_S^0 riportato dal Particle

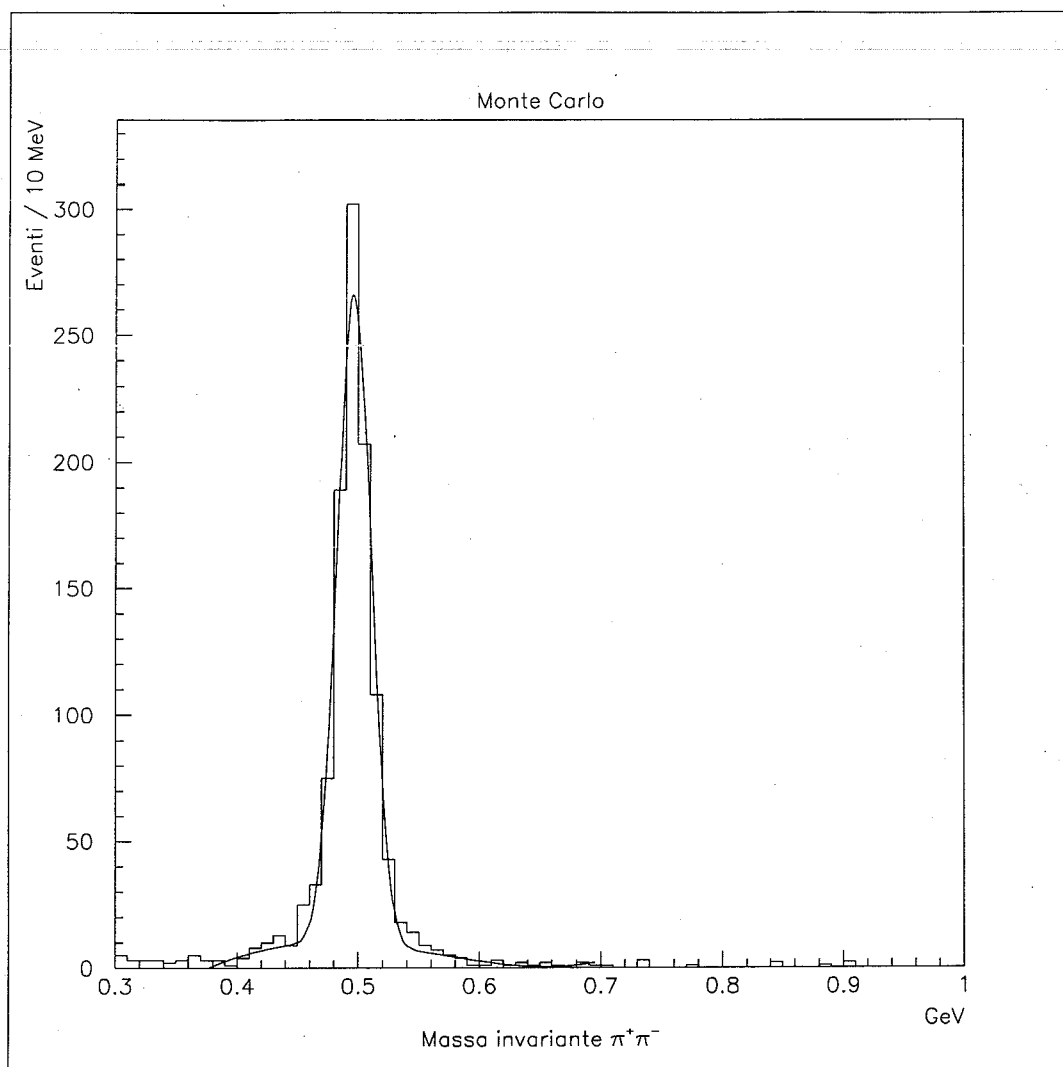


Figura 4.4: Il segnale del K_S^0 nel Monte Carlo.

Data Group differisce dal valore misurato sperimentalmente di circa 3 MeV per motivi di calibrazione dell'apparato sperimentalmente. La larghezza della gaussiana, unicamente dovuta alla risoluzione del rivelatore, migliora successivamente negli anni, indicando un miglioramento del funzionamento e delle procedure di calibrazione del rivelatore.

4.4 La misura della vita media del K_S^0

Escludendo il taglio riguardante la vita media del K_S^0 e considerando solamente i vertici secondari che danno luogo ad una massa invariante $\pi^+\pi^-$ entro ± 60 MeV, entro cioè circa

Anno	Massa (MeV)	Sigma (MeV)
1991	494.7 ± 1.3	11.2 ± 1.4
1992	496.1 ± 1.1	11.7 ± 1.3
1993	495.1 ± 1.0	9.9 ± 1.1
1994	494.2 ± 0.6	8.9 ± 0.6
Dati complessivi	494.2 ± 0.5	9.6 ± 0.6
Monte Carlo	495.2 ± 1.0	10.9 ± 1.0
PDG	497.672 ± 0.031	-

Tabella 4.1: Risultati del fit per il segnale del K_S^0 .

± 6 deviazioni standard rispetto alla massa del K_S^0 , ho effettuato una misura della vita media. Per ogni candidato è stata calcolata la quantità

$$c \cdot t_m = M_{K_S^0} \cdot \frac{d_{\perp}}{p_T} \quad (4.3)$$

la cui distribuzione è riportata in figura 4.5. Sulla distribuzione ho effettuato un fit di minimizzazione del χ^2 con una funzione esponenziale ottenendo un valore

$$c \cdot \tau = (26.7 \pm 1.3) \text{mm} \quad (4.4)$$

in accordo con il valore riportato dal Particle Data Group $c\tau = (26.76 \pm 0.036) \text{mm}$. Il risultato da me ottenuto corrisponde ad un valore della vita media $\tau = (0.89 \pm 0.04) \cdot 10^{-10} \text{s}$. I valori di $c \cdot t_m$ più piccoli di 5mm sono influenzati dagli effetti dei tagli e sono stati pertanto esclusi dal fit.

Questa misura è prova della efficacia della selezione dei K_S^0 ed è resa possibile dalla precisione della TEC nella misura dell'impulso trasverso e della posizione di tracce di bassa energia.

4.5 La selezione dei pioni carichi

Per le tracce appartenenti ai vertici secondari che hanno una massa invariante $\pi^+\pi^-$ entro $\pm 60 \text{ MeV}$ rispetto alla massa del K_S^0 , ho riportato in grafico la loro perdita di energia per unità di lunghezza $\frac{dE}{dx}$ in funzione del loro impulso. La figura 4.6 mostra come le tracce selezionate siano un campione di pioni notevolmente puro: le fasce dei protoni, dei K carichi e degli elettroni sono infatti pressochè eliminate.

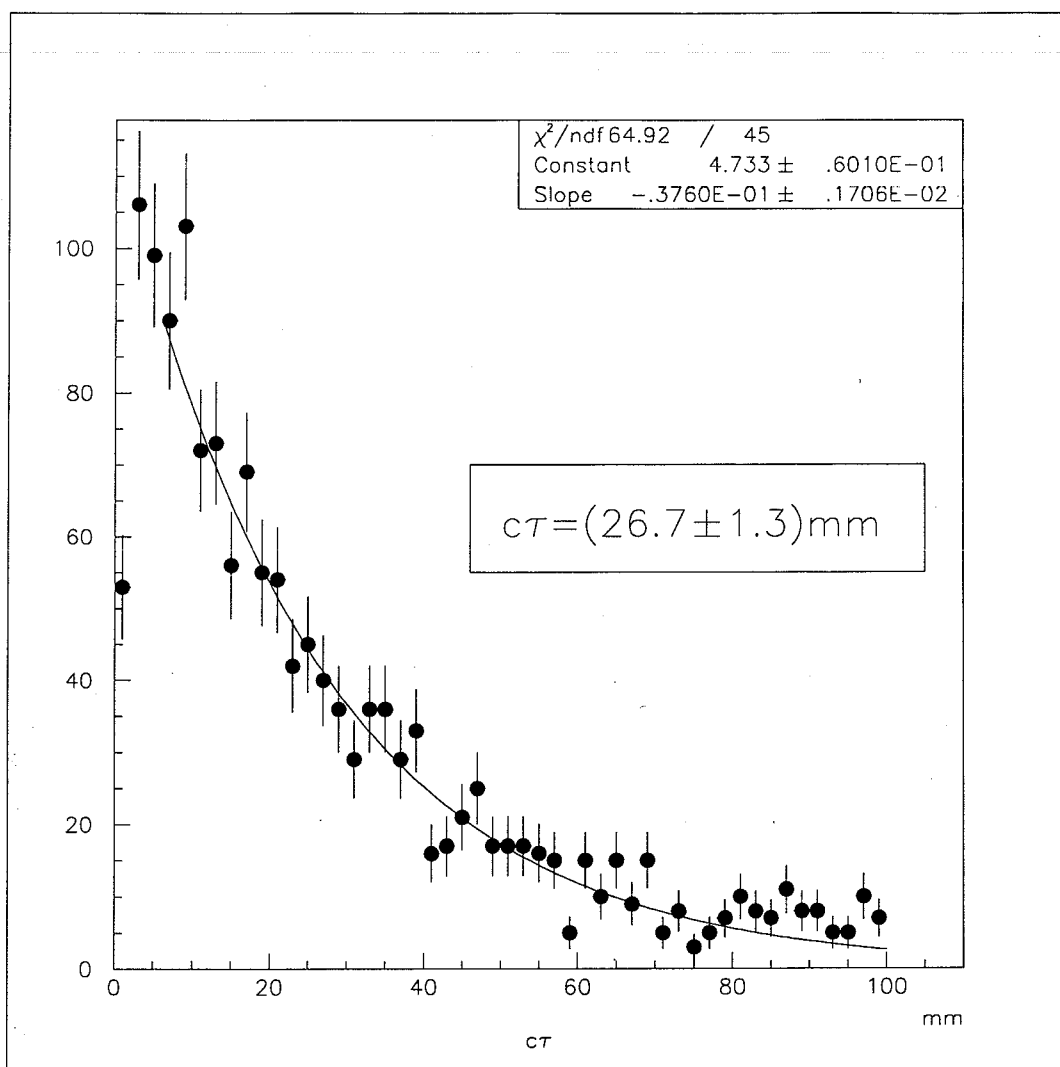


Figura 4.5: Misura della vita media del K_S^0 .

Lo stesso grafico per un egual numero di pioni carichi simulati con un programma di Monte Carlo è mostrato in figura 4.7. Il risultato della simulazione, da confrontare con l'andamento dei dati sperimentali in figura 4.6, mostra un notevole accordo tra dati e Monte Carlo: questo è di nuovo prova che i criteri di selezione conducono ad un campione di K_S^0 notevolmente puro.

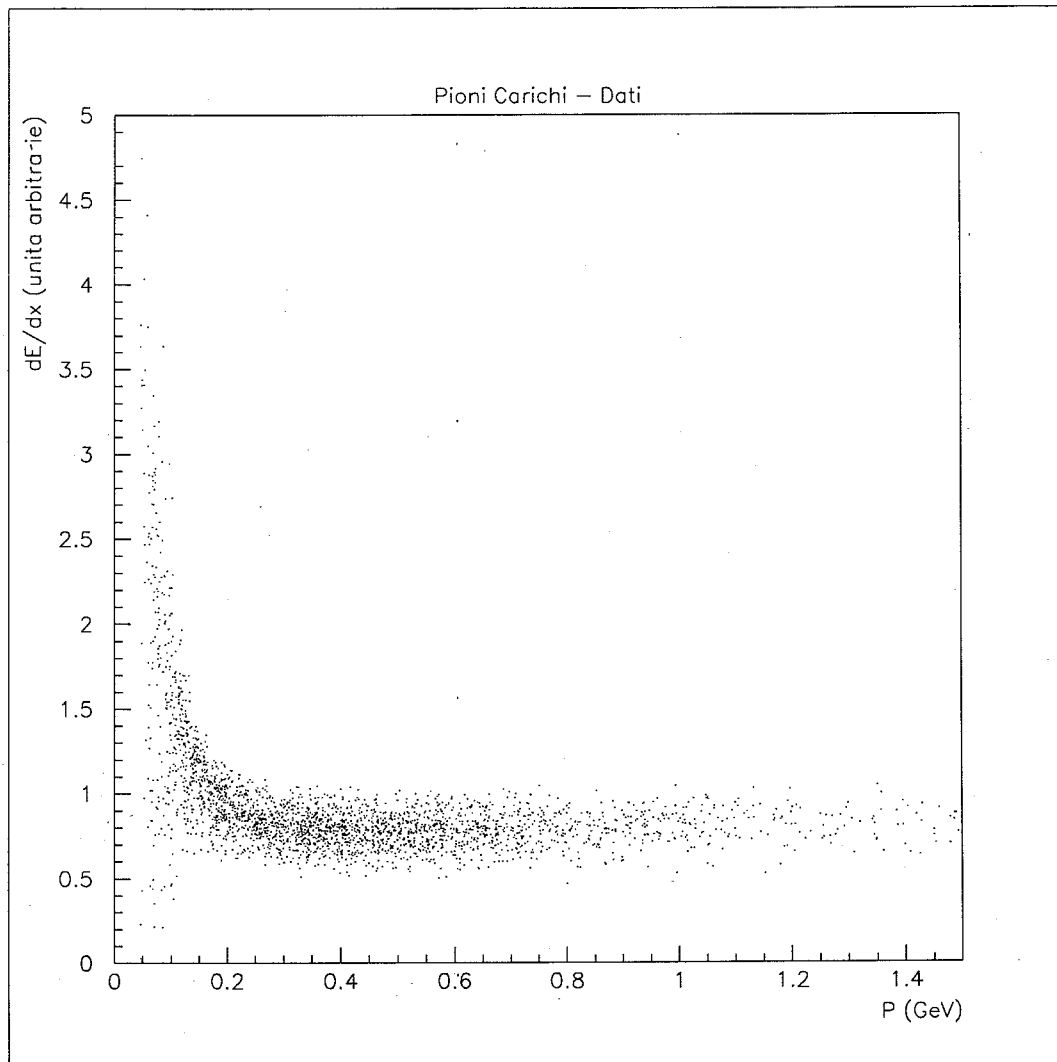


Figura 4.6: Il $\frac{dE}{dx}$ in funzione dell'impulso per le tracce appartenenti ai K_S^0 selezionati.

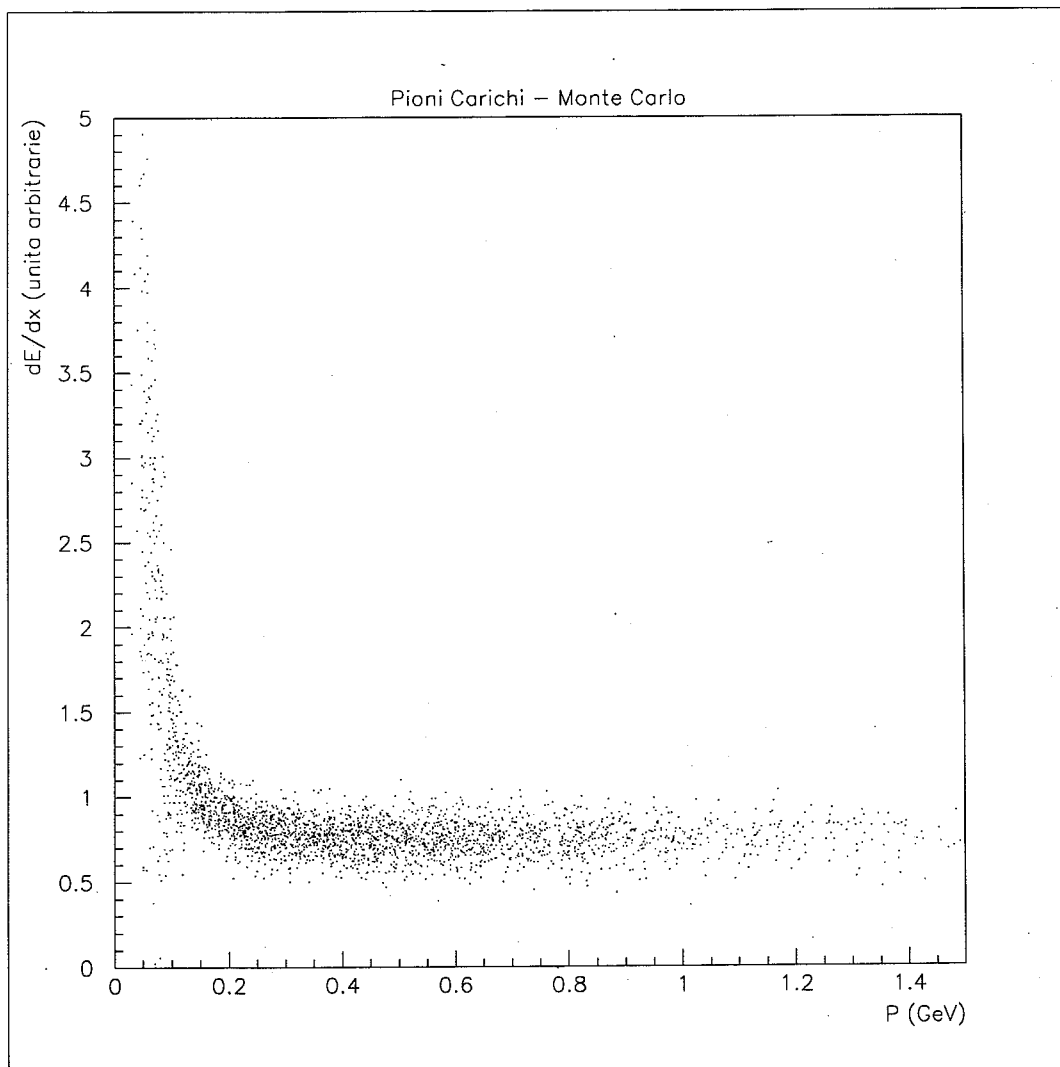


Figura 4.7: Il $\frac{dE}{dx}$ in funzione dell'impulso per pioni carichi in una simulazione di Monte Carlo.

Capitolo 5

Lo stato finale $K_S^0 K_S^0$ nelle collisioni fotone-fotone

In questo capitolo saranno esposti i criteri adottati per isolare gli eventi prodotti dalle interazioni fotone-fotone con due K_S^0 nello stato finale e sarà discusso lo spettro di massa invariante $K_S^0 K_S^0$ ottenuto.

5.1 Introduzione

Negli eventi in cui è presente almeno un K_S^0 , riconosciuto tramite i metodi esposti nel precedente capitolo, è interessante esaminare lo spettro di massa invariante delle altre due tracce che non provengono dal K_S^0 selezionato. Tale spettro è riportato in figura 5.1, ove anche in questo caso è stata assegnata alle tracce la massa dei pioni carichi: si nota la presenza di un picco in corrispondenza della massa del K_S^0 , segno evidente della presenza nel campione di dati di eventi con due K_S^0 . E' da notare che il segnale dovuto alla particella ρ^0 non risulta visibile sebbene non sia stata imposta alcuna condizione sulle altre due tracce. Nello spettro in figura 5.1 è presente un fondo dovuto soprattutto alla reazione $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\mp \pi^\pm$ che è caratterizzata da una sezione d'urto maggiore di quella della reazione $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$.

5.2 La selezione degli eventi con due K_S^0

Al fine di isolare eventi dovuti alla produzione esclusiva di coppie $K_S^0 K_S^0$ prodotte da interazioni fotone-fotone, ho adottato un insieme di criteri basati sulla topologia specifica di questo tipo di processo fisico tenendo conto più possibile dell'evento nella sua globalità.

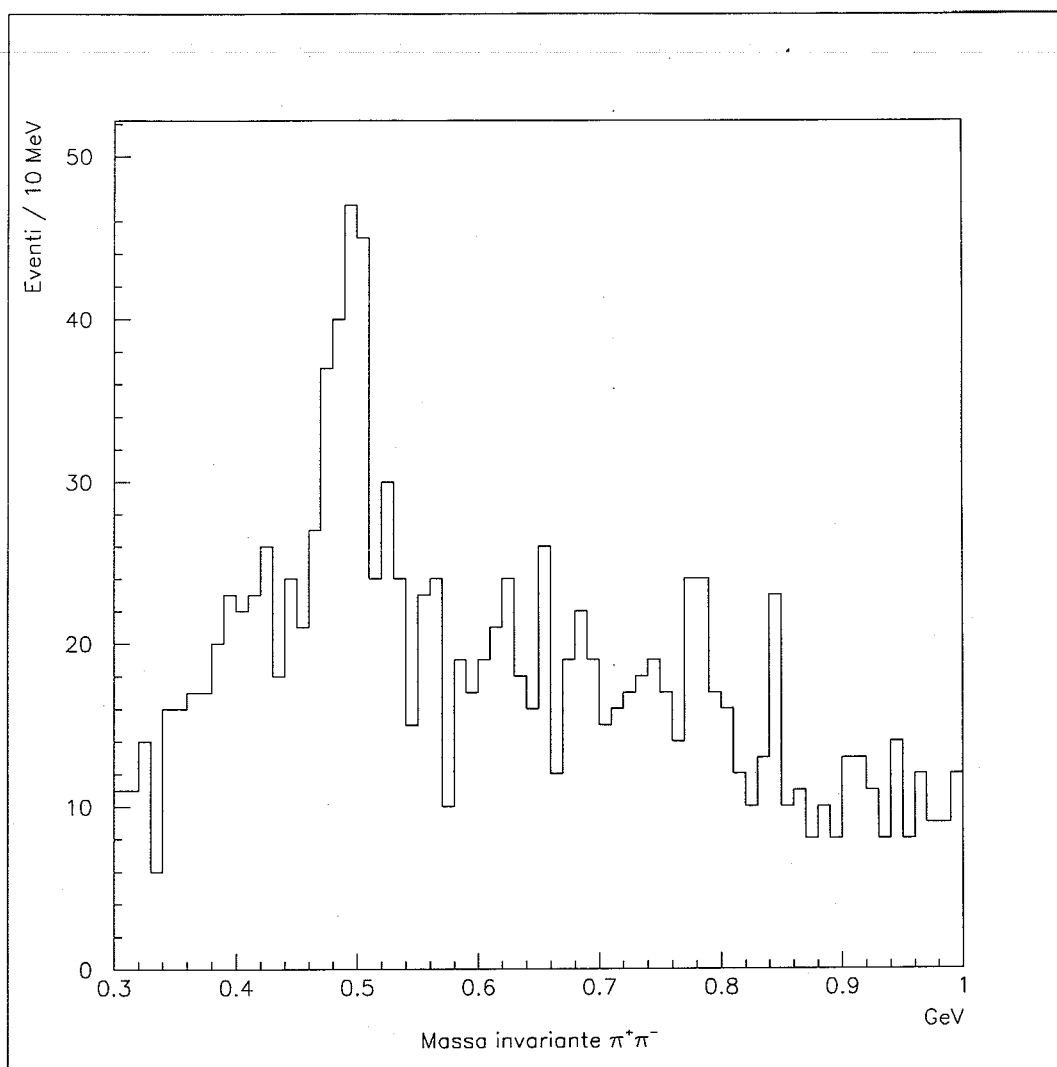


Figura 5.1: Massa invariante delle altre due tracce non appartenenti ad un K_S^0 .

Risulta infatti meno efficace la utilizzazione dei criteri esposti nel precedente capitolo applicandoli ai due K_S^0 separatamente.

Inoltre, mi sono limitato ad esaminare solo la condizione cinematica di “no tag” poichè molto più frequente da un punto di vista statistico e poichè permette una più alta efficienza di rivelazione. In figura 5.2 è riportato lo schema di un evento con due K_S^0 nello stato finale. Un evento di questo tipo possiede una coppia di vertici secondari: è questa la caratteristica principale da me sfruttata insieme alle caratteristiche cinematiche degli eventi $\gamma - \gamma$ nel caso di “no tag”.

Come è stato osservato nel primo capitolo, nel caso in cui tutte le particelle prodotte

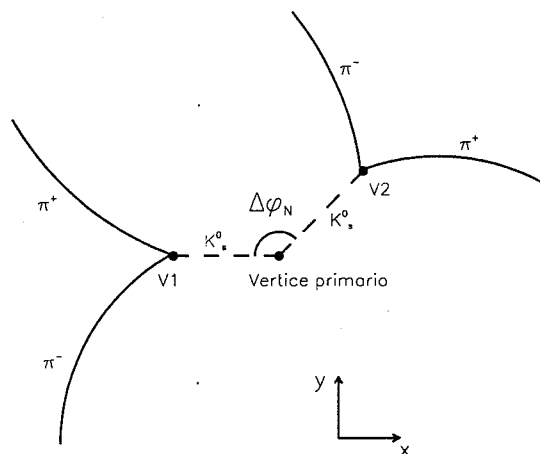


Figura 5.2: Schema di un evento con due K_S^0 nello stato finale.

dall'interazione fotone-fotone vengono rivelate, la somma totale degli impulsi misurati nel piano ortogonale ai fasci risulta essere prossima a zero in condizioni di “no tag”. Per questo motivo ho richiesto che

- $|\sum \vec{p}_T|^2 < 0.1 \text{ GeV}^2$

ove la somma è estesa agli impulsi trasversi delle quattro particelle rivelate dalla TEC di L3. La distribuzione di $|\sum \vec{p}_T|^2$ è riportata in figura 5.3 ove la freccia è posta in corrispondenza della condizione da me imposta. Questo taglio, oltre a selezionare la condizione cinematica di “no tag”, serve a ridurre fortemente quegli eventi $\gamma - \gamma$ in cui una o più particelle non vengono rivelate perchè, ad esempio, sono prodotte a basso angolo e si perdono nel tubo a vuoto di LEP. Inoltre viene ridotta la presenza di quegli eventi che contengono fotoni per lo più provenienti dal decadimento di mesoni π^0 .

Ho poi richiesto che

- la distanza d_{\perp} deve essere maggiore di 3 mm per almeno uno dei due candidati K_S^0 (figura 4.1)
- l'angolo α tra la direzione di volo nel piano $r - \varphi$ e la direzione dell'impulso trasverso totale delle due particelle uscenti dal vertice deve, in valore assoluto, essere minore

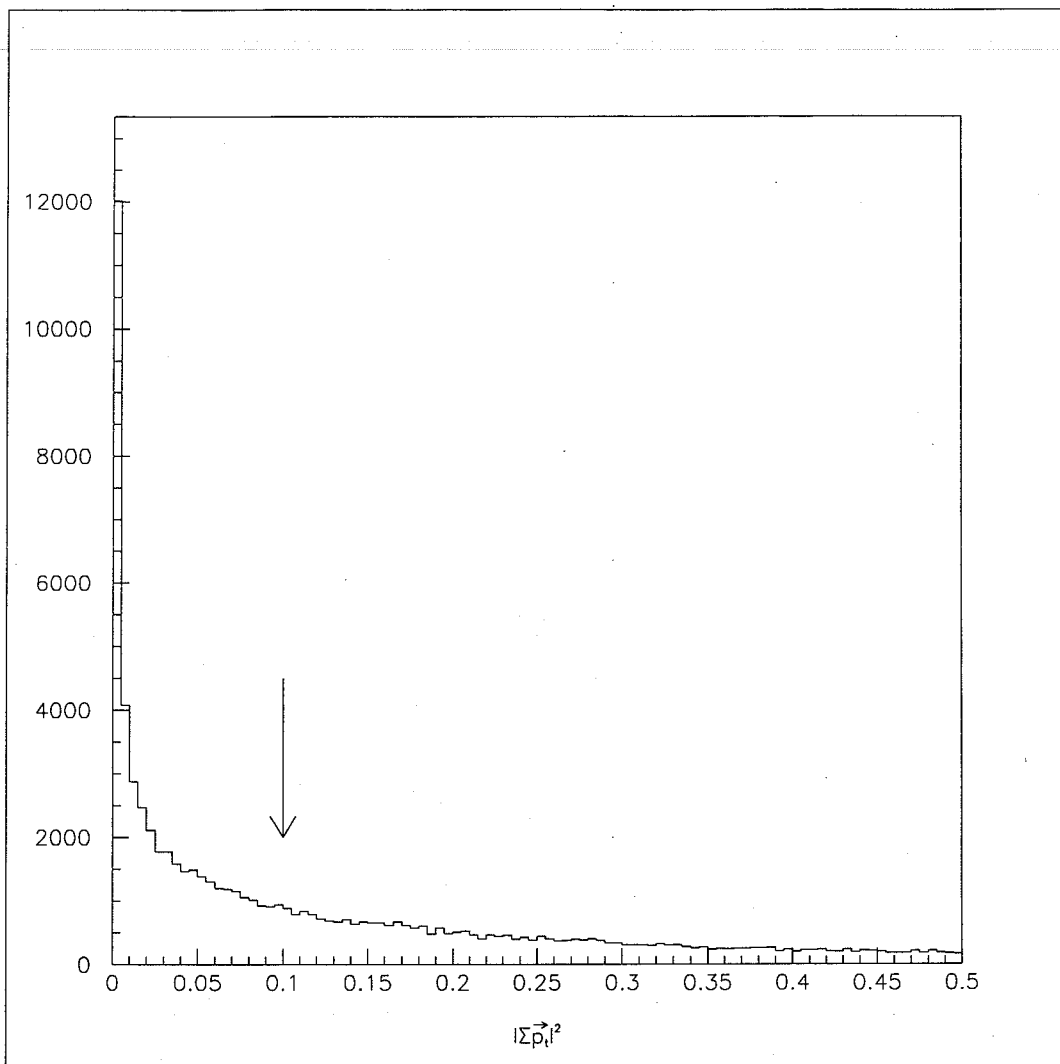


Figura 5.3: Distribuzione del quadrato dell'impulso trasverso totale.

di 0.6 rad per entrambi i candidati.

Gli eventi $\gamma - \gamma$ con due particelle nello finale, sono caratterizzati, nella condizione cinematica di “no tag”, dalla produzione di queste ultime ad un angolo di circa 180° nel piano trasverso. Questo è ovviamente il caso dei due K_S^0 : pertanto ho imposto che per l'angolo $\Delta\varphi_N$ (figura 5.2) valga la condizione

- $|\Delta\varphi_N - \pi| < 0.3\text{rad}$.

Inoltre, per eliminare eventi con fotoni che tuttavia superano i tagli finora descritti, ho messo a punto un programma per la ricerca di depositi isolati nel calorimetro elettro-

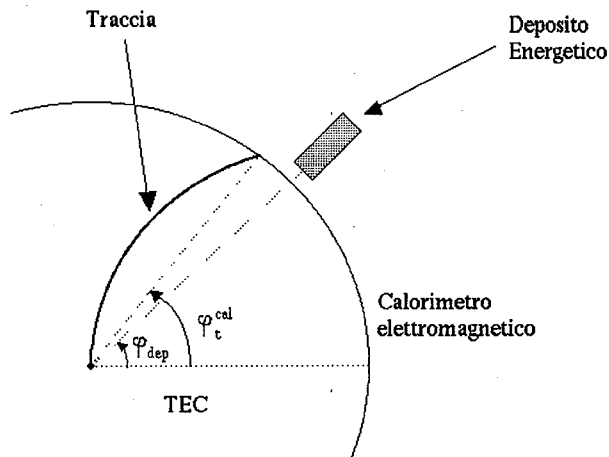


Figura 5.4: Schema del passaggio di una particella carica nella TEC e nel calorimetro elettromagnetico.

magnetico. Per prima cosa occorre assicurarsi che tali depositi non siano dovuti a particelle cariche, imponendo l'assenza di tracce nella TEC in corrispondenza con segnali nel calorimetro elettromagnetico. A questo proposito, con riferimento alla figura 5.4, ho richiesto che l'angolo φ_t^{cal} della traccia in corrispondenza del calorimetro elettromagnetico e l'angolo φ_{dep} del deposito energetico soddisfino la relazione

- $|\varphi_t^{cal} - \varphi_{dep}| < 200\text{mrad}$

affinchè il deposito si possa considerare dovuto al passaggio di una particella carica. E' molto importante sottolineare che il valore di 200 mrad è caratteristico degli eventi $\gamma - \gamma$; per lo studio di eventi di più alta energia dovuti al decadimento della particella Z^0 il valore usato è molto più piccolo. In figura 5.5 è mostrato un evento reale di un pione di circa 500 MeV di energia che, entrando nel calorimetro elettromagnetico, lascia un deposito abbastanza esteso e non uniforme. Per questo motivo è necessario un taglio angolare non inferiore a 200 mrad. Affinchè un deposito energetico sia considerato un fotone, oltre a non essere associato ad una traccia, deve soddisfare le seguenti condizioni:

- la sua energia deve essere superiore a 100 MeV

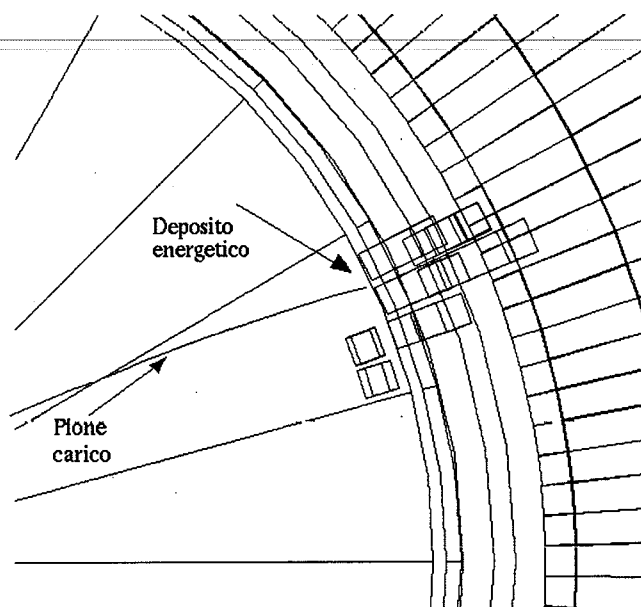


Figura 5.5: Deposito energetico di un pione carico nel calorimetro elettromagnetico.

- deve essere formato dal segnale di almeno due cristalli di BGO; queste due condizioni servono a ridurre il contributo dovuto al rumore dell'elettronica e dei cristalli stessi
- il rapporto tra l'energia depositata nel calorimetro adronico e quella depositata nel calorimetro elettromagnetico deve essere minore di 0.2; questa caratteristica è propria dei fotoni di bassa energia prodotti in interazioni gamma-gamma.

Ho considerato dovuti alla produzione esclusiva di due K_S^0 gli eventi che soddisfano tutte le condizioni fin qui descritte ed in cui

- entrambi i vertici secondari hanno masse invarianti $\pi^+\pi^-$ entro $\pm 25\text{MeV}$ dalla massa del K_S^0 .

Come osservato nel quarto capitolo, questa condizione corrisponde a considerare come K_S^0 i vertici secondari che danno luogo ad una massa invariante entro ± 2.5 deviazioni standard.

5.3 Il problema della quinta traccia

Eventi con quattro tracce, molto chiaramente riconoscibili mediante i segnali dei fili colpiti della TEC, sono talvolta classificati dal programma di ricostruzione di L3 come eventi a

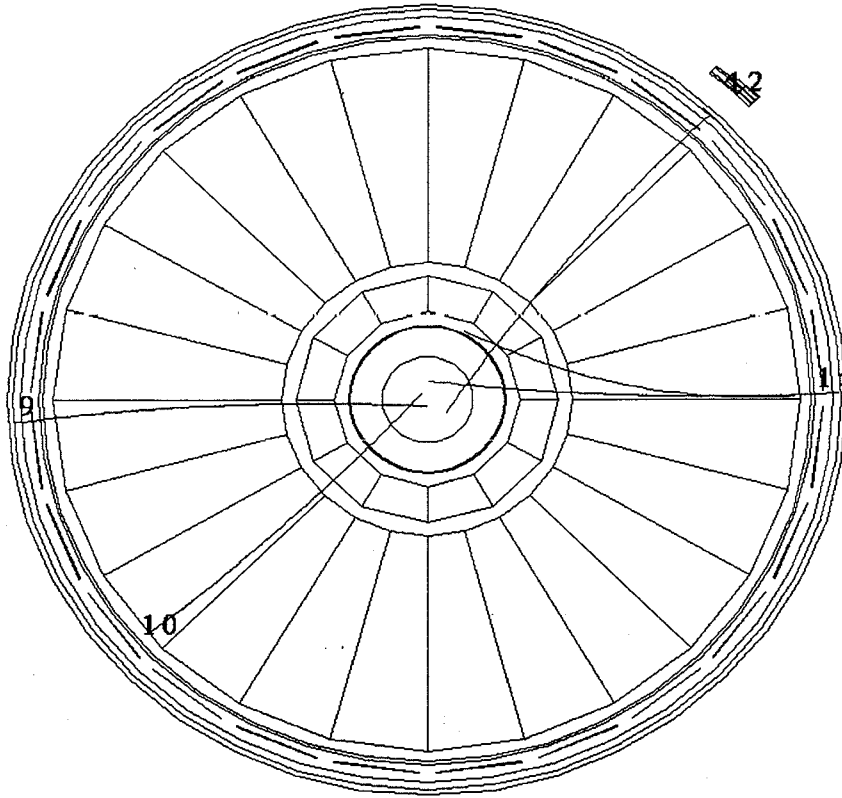


Figura 5.6: Evento con il problema della quinta traccia.

cinque tracce, in quanto viene ricostruita una traccia in più che corrisponde solo ad alcuni dei fili colpiti. Un evento di questo tipo è mostrato in figura 5.6. Questi eventi sono caratterizzati dalla presenza di due tracce che risultano molto simili esaminando le quantità cinematiche misurate ad esse relative. La ragione di questo effetto non è conosciuta. L'effetto non appare nella ricostruzione di tracce con DCA dell'ordine di 3 mm o minori e pare quindi imputabile al fatto che il programma di ricostruzione è stato ottimizzato per tracce con piccolo DCA. Gli eventi da me ricercati infatti sono caratterizzati, grazie alla presenza dei K_S^0 , da tracce con alto DCA, spesso superiori ai 10 mm.

Questo problema si presenta anche negli eventi di Monte Carlo che ho generato con due K_S^0 nello stato finale; questi eventi sono stati passati attraverso il programma di simulazione del rivelatore e ricostruiti esattamente come avviene per i dati (figura 5.7). Essendo questi eventi classificati come aventi cinque tracce, essi non superano la selezione esposta

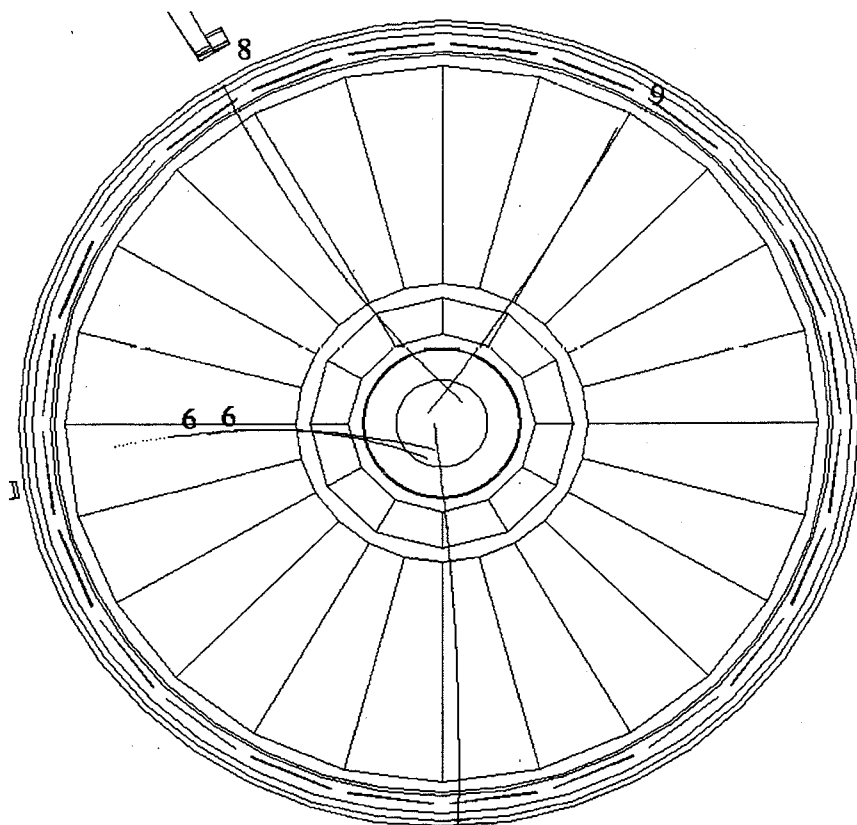


Figura 5.7: Il problema della quinta traccia nel Monte Carlo.

nel terzo capitolo. Pertanto, ho modificato la selezione in modo da considerarli ed ho poi applicato tutti i criteri di selezione esposti in questo capitolo alle quattro tracce rimanenti una volta esclusa la traccia in più.

5.4 Lo spettro di massa invariante $K_S^0 K_S^0$

Nel campione di dati raccolti dall'esperimento L3 negli anni dal 1991 al 1994, 62 eventi soddisfano le condizioni esposte fino a questo punto includendo quelli a cinque tracce che sono stati recuperati. Questi eventi sono stati controllati visualizzandoli ad uno ad uno e controllando le principali quantità fisiche misurate in modo da escludere possibili effetti spuri. Gli eventi classificati a cinque tracce sono stati esaminati più in dettaglio soprat-

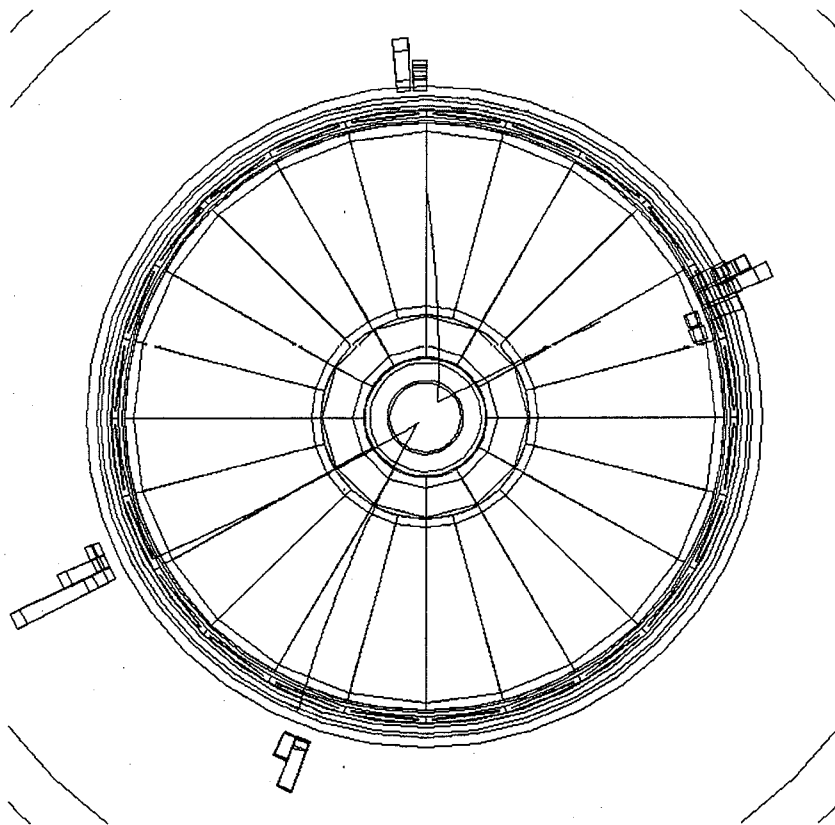


Figura 5.8: Evento con due K_S^0 (proiezione nel piano $r - \phi$).

tutto al fine di escludere la possibilità che la traccia in più fosse dovuta ad una particella carica e non ad un errore del programma di ricostruzione.

Uno degli eventi selezionati è mostrato nelle figure 5.8 e 5.9. Come si può osservare in figura 5.8, la proiezione nel piano trasverso evidenzia la presenza dei due vertici secondari. L'evento appare bilanciato in impulso, caratteristica fondamentale della condizione cinematica di "no tag". La figura 5.9 mostra invece come appare l'evento in un piano passante per l'asse dei fasci: oltre ai due vertici secondari è evidente lo sbilanciamento dell'impulso totale nella direzione dei fasci. Questa è una caratteristica degli eventi $\gamma - \gamma$, prodotti dall'interazione di due fotoni di energia diversa generati a loro volta da fasci di elettroni e positroni di eguale energia.

Ho inoltre controllato la assenza di depositi energetici nei monitor di luminosità, verificando così direttamente la condizione cinematica di "no tag" imposta dai tagli.

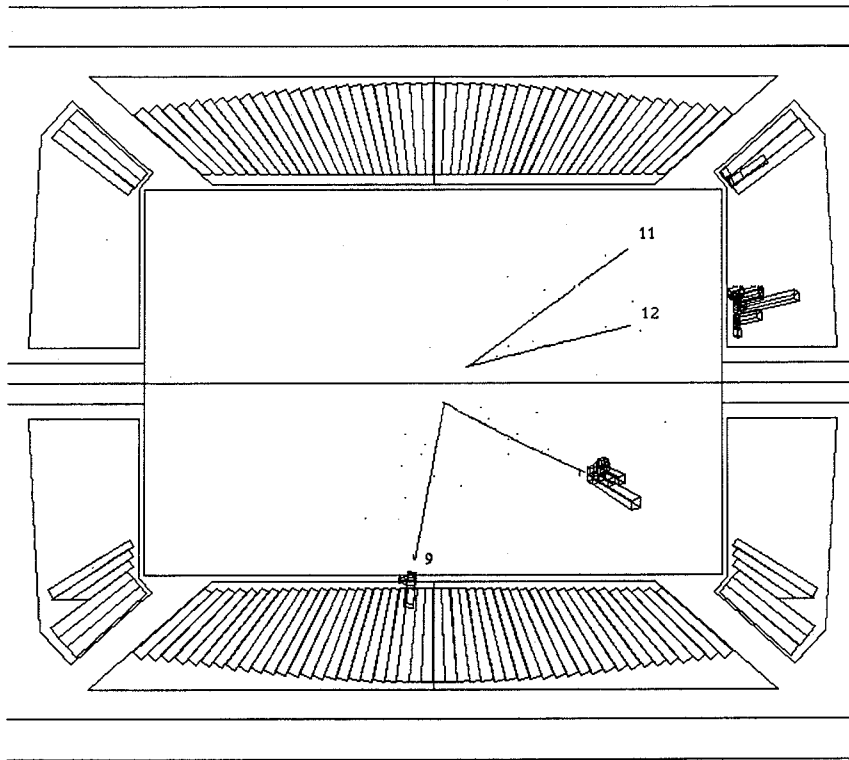


Figura 5.9: Evento con due K_S^0 (proiezione nel piano $x - z$).

Per i 62 eventi selezionati ho calcolato la massa invariante del sistema $K_S^0 K_S^0$ assegnando ad ogni candidato la massa del K_S^0 . Lo spettro ottenuto è riportato in figura 5.10. Si nota la presenza di 35 eventi nella regione di massa attorno a 1530 MeV formanti un picco dovuto alla produzione della risonanza mesonica $f_2'(1525)$ secondo la reazione

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-f_2'(1525) \rightarrow e^+e^-K_S^0K_S^0. \quad (5.1)$$

Questa risonanza è stata già osservata nelle interazioni fotone-fotone in esperimenti presso anelli di accumulazione precedenti alla costruzione di LEP, nello studio dei decadimenti della particella J/ψ ed in esperimenti a bersaglio fisso di tipo π^-p e K^-p . I risultati delle misure precedenti sono descritti brevemente nel capitolo conclusivo.

Inoltre, si nota la presenza di un secondo picco, di significanza statistica minore, attorno a 1800 MeV. In questa area di massa sono presenti 19 eventi.

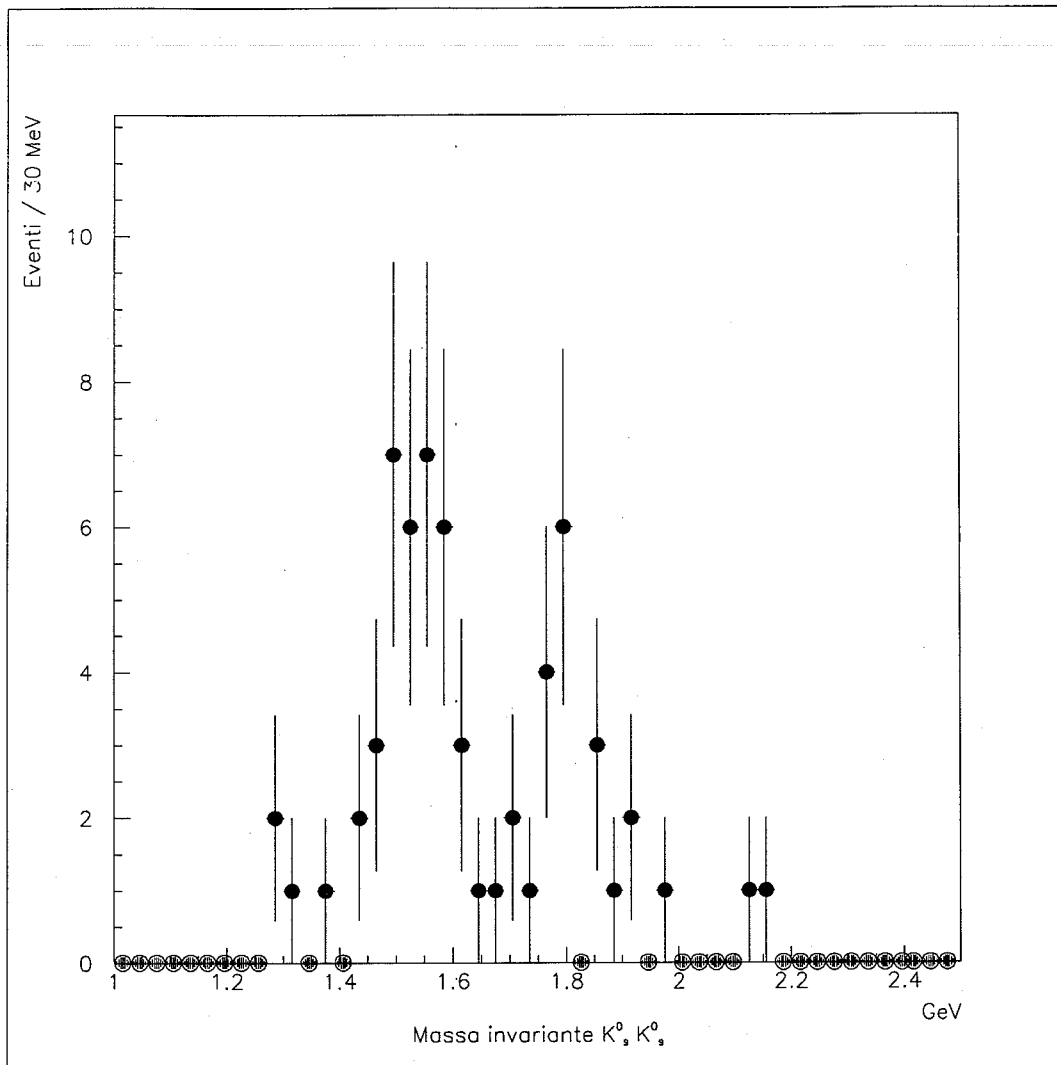


Figura 5.10: Spettro di massa invariante $K_S^0 K_S^0$.

Solamente tre eventi si collocano nella regione di massa delle risonanze $f_2(1270)$ ed $a_2(1320)$ a conferma della previsione teorica di interferenza distruttiva tra questi due mesoni tensoriali nello stato finale $K_S^0 K_S^0$ discussa nel primo capitolo.

Gli eventi di fondo che, oltre alla formazione di risonanze, possono essere presenti nel campione selezionato sono principalmente dovuti alle seguenti due cause:

- la presenza di eventi $\gamma - \gamma$ con due K_S^0 non risonanti
- la presenza di eventi non $K_S^0 K_S^0$ erroneamente identificati.

Il primo tipo di fondo è molto difficile da stimare non esistendo alcuna previsione teorica

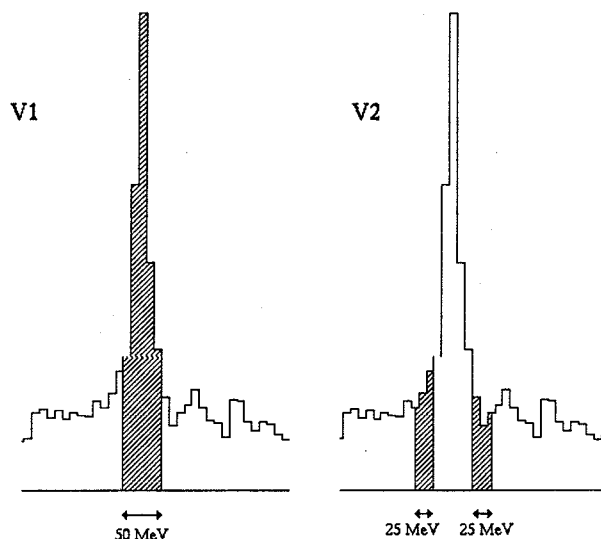


Figura 5.11: Il metodo delle "sidebands".

a riguardo.

Per quanto riguarda il secondo, ho effettuato uno studio con il così detto metodo delle "sidebands". Con riferimento alla figura 5.11, esso consiste nel calcolare la massa invariante totale quando uno dei due vertici possiede una massa entro $\pm 25 \text{ MeV}$ dalla massa del K_S^0 e quella dell'altro vertice cade in una delle due regioni di 25 MeV ai lati della zona considerata dalla analisi. Lo spettro così ottenuto è riportato in figura 5.12: si nota che gli eventi sono addensati nella regione a bassa massa lontano dalla zona dei due picchi. Solo tre eventi si trovano nella regione della $f_2'(1525)$ dando luogo ad un modesto fondo di 0.3 eventi ogni 30 MeV. Solo due eventi si trovano nella regione attorno a 1800 MeV. Dal momento che il metodo delle "sidebands" non tiene conto del canale non risonante, ho preferito effettuare un fit di massima verosimiglianza con due funzioni gaussiane ed un polinomio di secondo grado. Il risultato del fit è riportato in figura 5.13 e nella tabella 5.1.

Dal fit il secondo picco risulta formato da 11.4 eventi. La sua significanza statistica, calcolata come il rapporto tra il segnale osservato e le fluttuazioni del numero totale di eventi nella zona di massa attorno a 1800 MeV, risulta essere 2.6σ . Sebbene il picco sia abbastanza visibile su di un fondo di modesta entità, una maggior quantità di dati è necessaria per escludere la possibilità di una fluttuazione statistica. Uno studio specifico

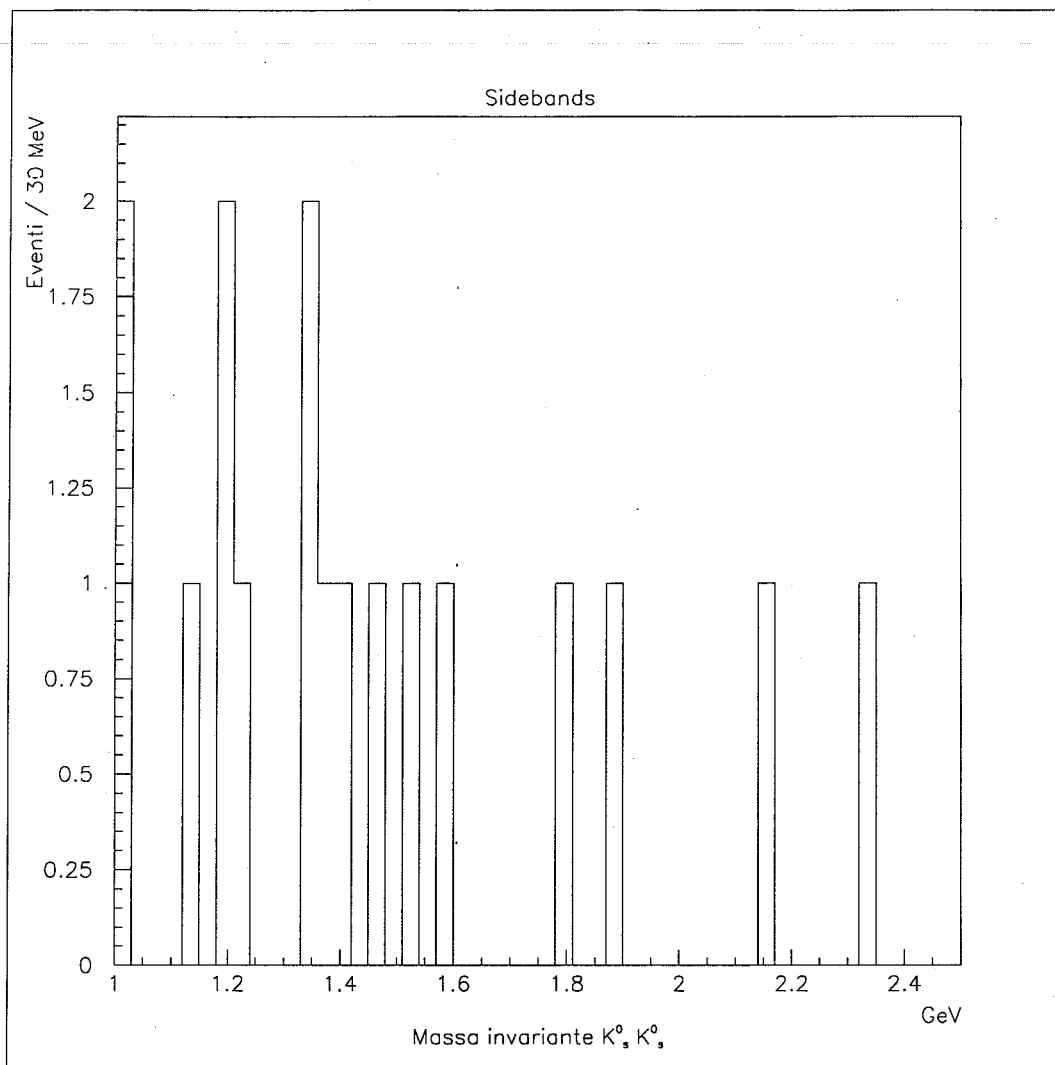


Figura 5.12: Massa invariante col metodo delle “sidebands”.

è inoltre necessario per escludere effetti spuri del rivelatore sebbene questi siano resi poco probabili dalla analisi effettuata sulla qualità dei dati.

Tuttavia, il picco potrebbe essere dovuto alla produzione di una risonanza appartenente ad un nonetto di tipo 0^{++} , 2^{++} , 4^{++} etc. Ad esempio potrebbe essere un ricorrenza radiativa del nonetto dei mesoni scalari 0^{++} o tensoriali 2^{++} , di cui fa parte la $f_2'(1525)$. In questo ultimo caso sarebbe classificabile come appartenente al nonetto 2^3P_2 che, secondo il modello a quark relativistico proposto da S. Godfrey e N. Isgur [25], dovrebbe possedere una massa attorno a 1800 MeV.

Inoltre, il Particle Data Group [26] riporta l'osservazione di uno stato attorno a 1800

MeV, la $f_2(1810)$, in una analisi di onde parziali in esperimenti a bersaglio fisso $\pi^\pm p$ [27].

Questo stato necessita di altre conferme sperimentali.

MINUIT Likelihood Fit to Plot

960&0

$K^0 K^0$ invariant mass

File: spect.his

Plot Area Total/Fit 62.000 / 62.000

Func Area Total/Fit 67.665 / 67.665

15-MAR-95 18:13

Fit Status 1

E.D.M. 1.456E-03

Likelihood = 35.5

$\chi^2 = 24.8$ for 50 - 10 d.o.f.,

C.L. = 97.1%

Errors	Parabolic	Minos	
Function 1: Gaussian (sigma)			
AREA 29.107	± 5.982	- 0.0000E+00	+ 0.0000E+00
MEAN 1.5363	$\pm 1.1172E-02$	- 0.0000E+00	+ 0.0000E+00
SIGMA 4.98362E-02	$\pm 8.8858E-03$	- 0.0000E+00	+ 0.0000E+00
Function 2: Polynomial of Order 2			
NORM -0.80842	$\pm 1.9710E-05$	- 0.0000E+00	+ 0.0000E+00
POLY01 3.1780	$\pm 2.9283E-05$	- 0.0000E+00	+ 0.0000E+00
POLY02 -1.5391	$\pm 1.5330E-05$	- 0.0000E+00	+ 0.0000E+00
OFFSET 0.71735	$\pm 1.2314E-05$	- 0.0000E+00	+ 0.0000E+00
Function 3: Gaussian (sigma)			
AREA 11.384	± 4.865	- 0.0000E+00	+ 0.0000E+00
MEAN 1.7884	$\pm 2.2147E-02$	- 0.0000E+00	+ 0.0000E+00
SIGMA 4.52775E-02	$\pm 2.7312E-02$	- 0.0000E+00	+ 0.0000E+00

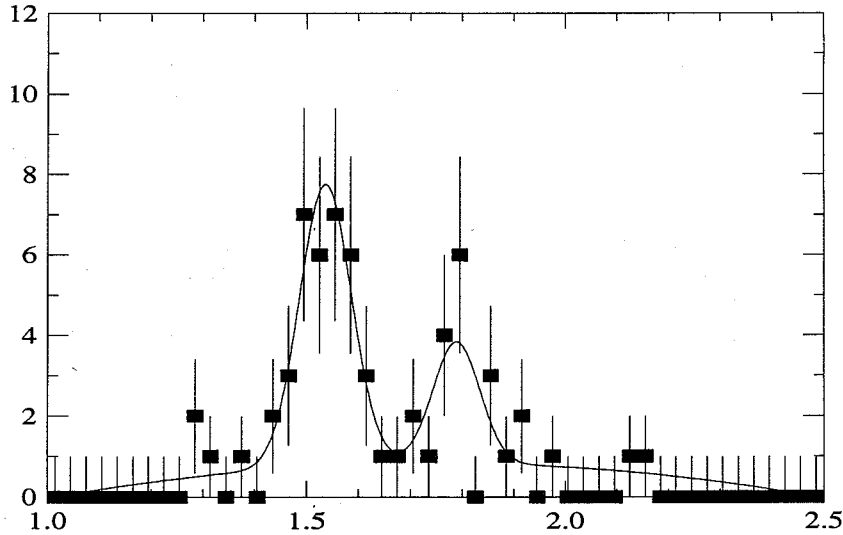


Figura 5.13: Il fit di massima verosimiglianza.

	Primo picco $f_2'(1525)$	Secondo picco
Massa (MeV)	1536 ± 11	1788 ± 22
Sigma (MeV)	50 ± 9	45 ± 27
Numero di eventi	29.10 ± 5.98	11.38 ± 4.86

Tabella 5.1: Risultato del fit di massima verosimiglianza.

Capitolo 6

Il mesone tensoriale $f'_2(1525)$

In questo capitolo sarà descritto lo studio del segnale dovuto alla produzione del mesone tensoriale $f'_2(1525)$ e sarà esposta l'analisi ad esso relativa.

6.1 La simulazione di Monte Carlo

Al fine dello studio del segnale dovuto alla produzione della risonanza mesonica tensoriale $f'_2(1525)$, ho generato 10000 eventi secondo la reazione

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^- f'_2(1525) \rightarrow e^+e^- K_s^0 K_s^0$$

tramite il programma di simulazione di Monte Carlo EGPC [28], sviluppato per lo studio delle interazioni fotone-fotone.

Per tutti gli eventi generati, sono stati simulati gli effetti del rivelatore tramite il programma SIL3. Successivamente, essi sono stati ricostruiti tramite il programma REL3 esattamente come avviene per i dati sperimentali.

Dei 10000 eventi, 4606 presentano un doppio decadimento $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

I parametri che ho utilizzato per la generazione degli eventi sono quelli riportati dal Particle Data Group [26] e sono mostrati nella tabella 6.1. Il programma di simulazione EGPC provvede anche al calcolo teorico della sezione d'urto tramite un algoritmo di integrazione di Monte Carlo. Come è stato osservato nel primo capitolo, l'uso di formule analitiche approssimate, del tipo di quella di Low, porta ad una elevata sovrastima della funzione di luminosità e conseguentemente della sezione d'urto. E' questo il motivo della necessità dell'uso del metodo Monte Carlo anche per la valutazione teorica della funzione di luminosità. Il valore ottenuto per la sezione d'urto del processo fisico da me simulato tramite

Massa (MeV)	1525
Larghezza totale (MeV)	76
$\Gamma_{\gamma\gamma}$ (keV)	0.0935
Spin	2

Tabella 6.1: Parametri della $f'_2(1525)$ utilizzati per la simulazione.

il programma EGPC è

$$\sigma_{Tot}(e^+e^- \rightarrow e^+e^- f'_2) = (56.57 \pm 0.49)\text{pb.}$$

Con questo valore si può calcolare, come osservato nel primo capitolo, il valore della costante \mathcal{K} , di fondamentale importanza per la misura della larghezza parziale in due fotoni della $f'_2(1525)$. Il valore di \mathcal{K} ottenuto è

$$\mathcal{K} = (605 \pm 5) \frac{\text{pb}}{\text{keV}}.$$

E' importante osservare che il programma EGPC simula risonanze con una distribuzione angolare che tiene conto solo dello spazio delle fasi. Tale distribuzione è perciò piatta in $\cos\theta^*$ e ϕ^* , ove θ^* e ϕ^* sono rispettivamente l'angolo polare ed azimutale nel sistema di riferimento proprio della risonanza con l'asse z parallelo all'asse dei fasci.

Una risonanza tensoriale come la $f'_2(1525)$, avendo uno spin pari a 2, può essere prodotta in interazioni fotone-fotone con uno stato di elicità zero oppure due. Come è stato osservato nel primo capitolo, la distribuzione angolare è diversa nei due casi che a loro volta differiscono dalla distribuzione corrispondente al solo spazio delle fasi. L'uso di una distribuzione piatta, di tipo "spazio delle fasi", può talvolta influenzare poco i risultati sperimentali mentre spesso può rivelarsi una approssimazione insufficiente. Per tenere conto degli effetti dovuti alla distribuzione angolare, ho applicato ad ogni evento una funzione "peso" per ogni ipotesi di distribuzione angolare, ossia di elicità. Nel calcolo della efficienza di rivelazione ogni evento peserà pertanto proporzionalmente al valore assunto da tale funzione. Le funzioni "peso" utilizzate sono le seguenti:

$$w = \left(\cos^2\theta^* - \frac{1}{3}\right)^2$$

per l'ipotesi di elicità zero e

$$w = \text{sen}^4\theta^*$$

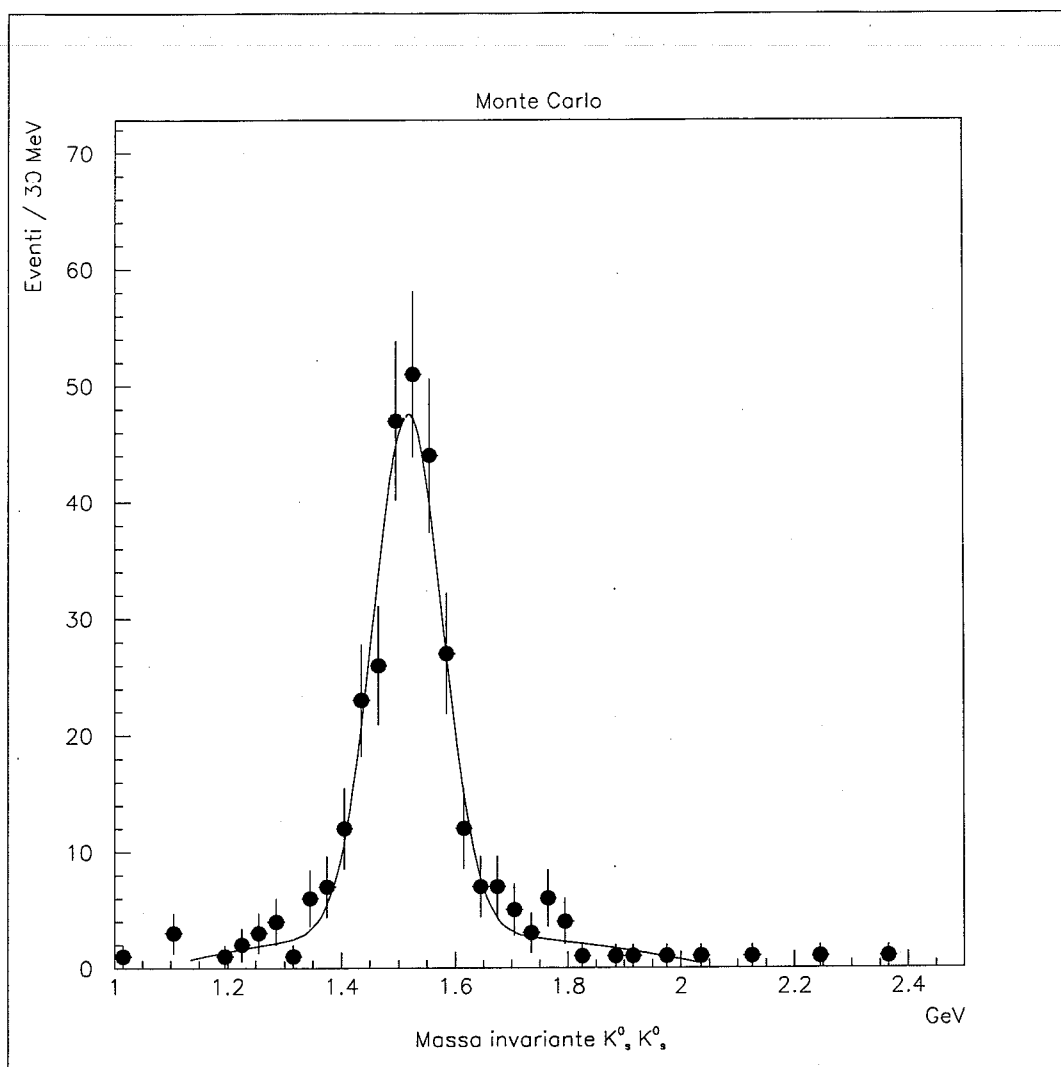


Figura 6.1: Il picco della f'_2 nel Monte Carlo.

per l'ipotesi di elicità due. Queste funzioni corrispondono, a parte una costante moltiplicativa, alle funzioni di distribuzione angolare descritte nel primo capitolo.

E' importante osservare che con questo metodo non è necessario generare, simulare e ricostruire gli eventi ogni volta a seconda dell'ipotesi di elicità, evitando così i problemi tecnici derivanti dal notevole tempo macchina richiesto dall'intera procedura.

Agli eventi di Monte Carlo ho poi applicato tutti i tagli della analisi esattamente come è stato fatto per i dati. Il picco della risonanza $f'_2(1525)$ nel Monte Carlo è mostrato in figura 6.1. In figura 6.2 è riportato lo spettro di massa invariante $K_S^0 K_S^0$ che ho ottenuto nei dati assieme al picco di Monte Carlo per la $f'_2(1525)$ ove la normalizzazione è fatta

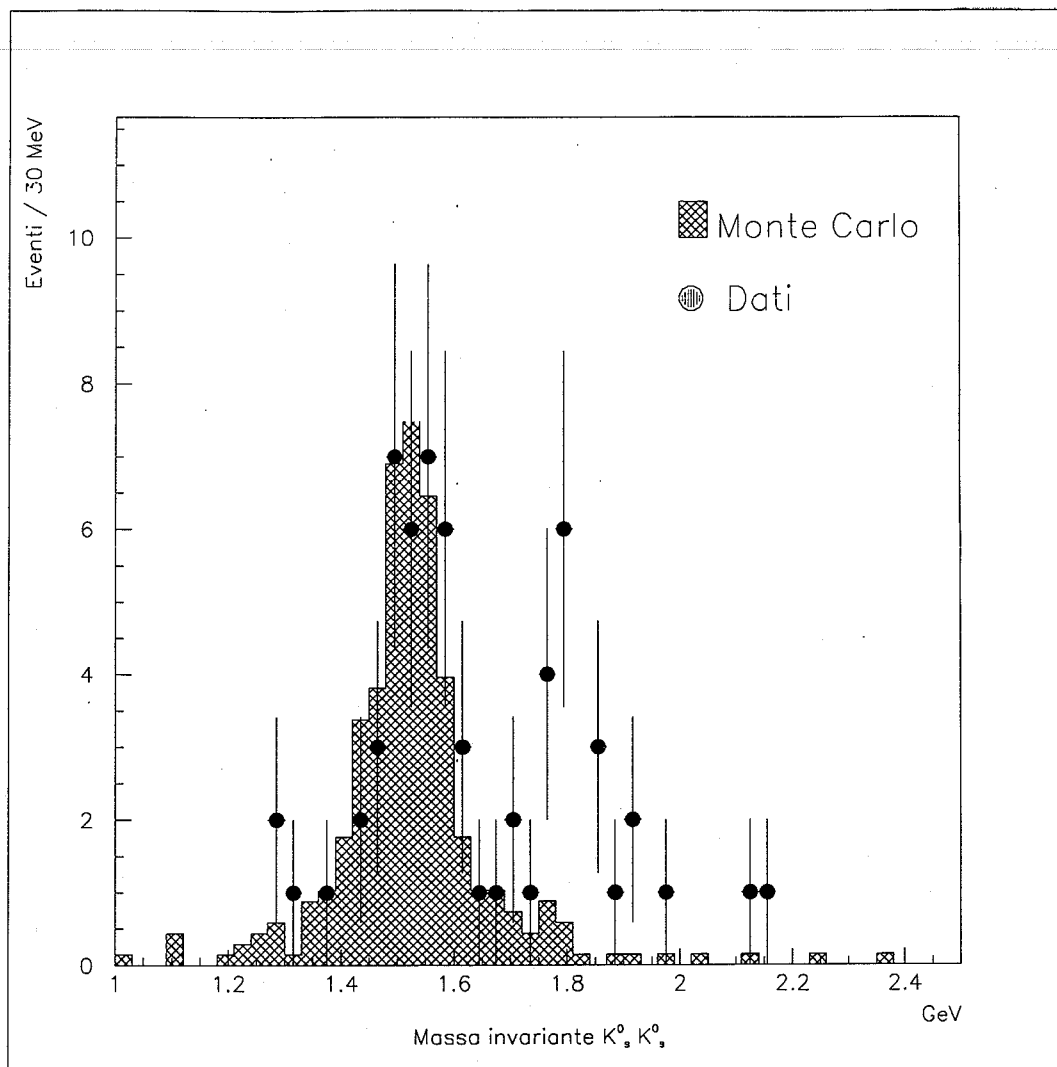


Figura 6.2: Lo spettro $K_S^0 K_S^0$ nei dati e la f_2' nel Monte Carlo.

allo stesso numero di eventi.

Per determinare il numero di eventi di Monte Carlo che superano i tagli imposti dalla analisi, ho eseguito un fit di massima verosimiglianza esattamente come per i dati. Il picco risulta formato da 240 ± 2 eventi, il valore centrale della massa risulta essere $(1525 \pm 5) \text{ MeV}$ con una deviazione standard di $(45 \pm 5) \text{ MeV}$.

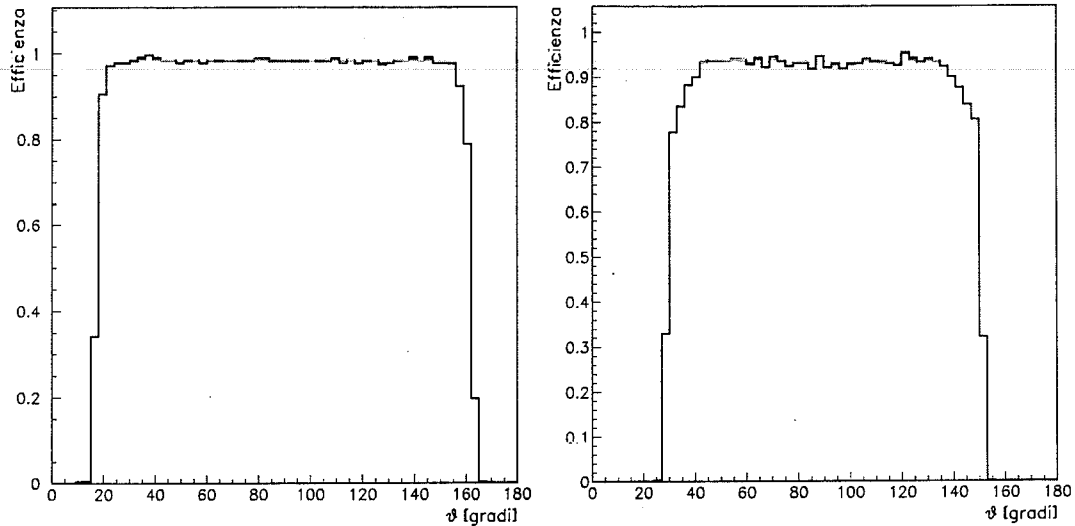


Figura 6.3: A sinistra l'efficienza della TEC ed a destra l'efficienza dell'algoritmo di trigger della TEC per le singole tracce in funzione dell'angolo θ .

6.2 L'efficienza

L'efficienza di rivelazione per la risonanza $f_2'(1525)$ è stata valutata mediante gli eventi di Monte Carlo. Come è già stato osservato, 4606 eventi presentano quattro pioni carichi nello stato finale ed è su questi eventi che deve essere calcolata l'efficienza. Una volta recuperati gli eventi a cinque tracce che presentano il problema evidenziato e discusso nel precedente capitolo, 1322 eventi hanno quattro tracce nel rivelatore centrale. Inoltre, come risulta dal fit, solo 240 di questi eventi superano i tagli imposti dalla analisi. Come noto dalla cinematica, le particelle prodotte da interazioni fotone-fotone sono emesse in gran parte a basso angolo θ e molto spesso non sono rivelate dalla TEC di L3. Inoltre, le tracce a basso angolo colpiscono un numero limitato di fili e non è quindi spesso possibile una precisa misura della loro posizione e del loro impulso.

6.2.1 L'efficienza di trigger

Agli eventi che superano i tagli della analisi, ho applicato un programma di simulazione di Monte Carlo del sistema di trigger TEC di L3 [29]. Alcuni di essi infatti non possiedono i requisiti per far acquisire l'evento da parte di tale sistema.

Il programma di simulazione si basa sullo studio degli eventi Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) per i quali, oltre al trigger TEC, altri sistemi di trigger contribuiscono ad una decisione

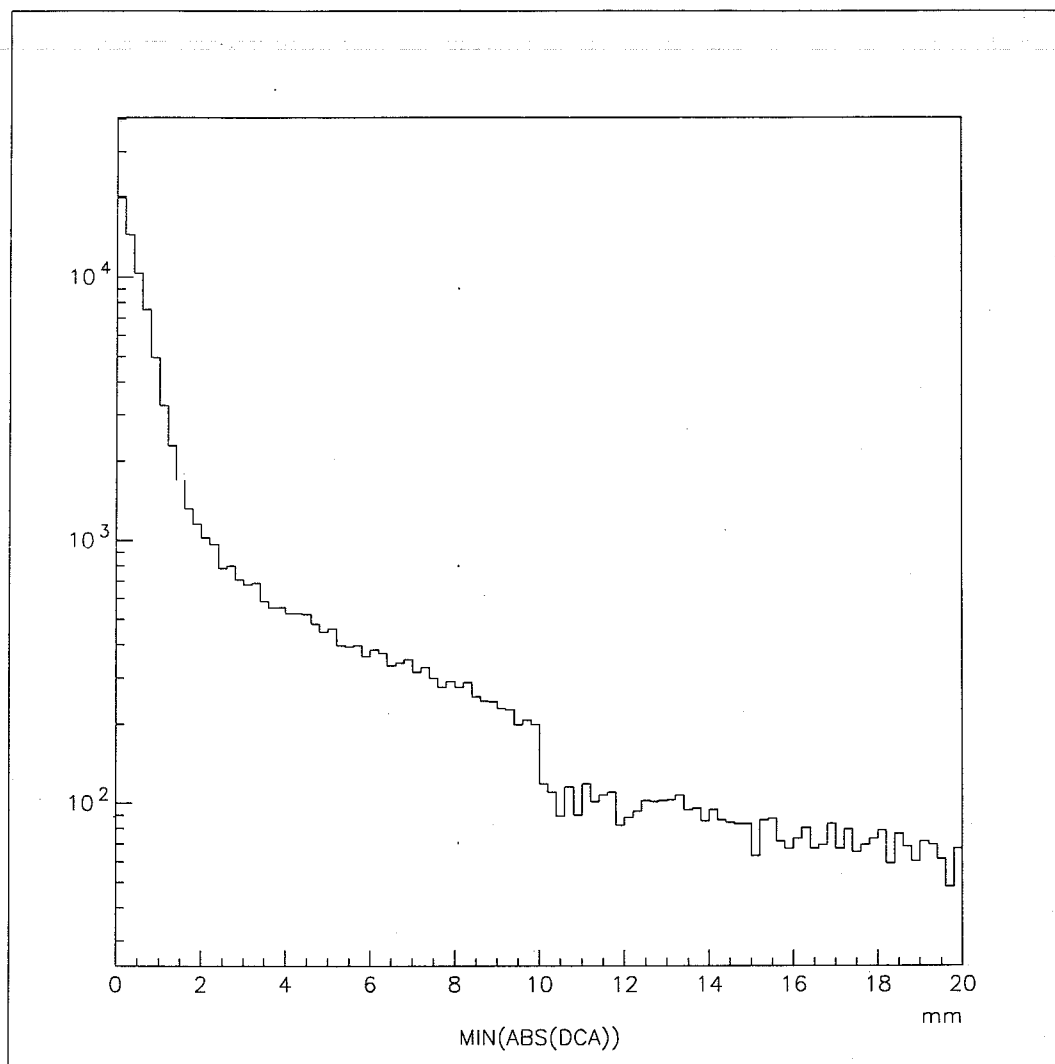


Figura 6.4: Il minimo della DCA.

positiva. E' quindi possibile ricavare l'efficienza del trigger TEC dalla presenza o meno della decisione positiva di quest'ultimo.

E' da notare che il programma di simulazione SIL3 non tiene conto delle inefficienze intrinseche della TEC. Con riferimento alla figura 6.3, il programma di simulazione del trigger TEC considera, traccia per traccia in funzione dell'angolo θ , prima una efficienza intrinseca della TEC e poi una efficienza dell'algorithmo di riconoscimento delle tracce esposto nel secondo capitolo. Alle tracce che vengono accettate dalla simulazione è poi imposto il taglio sulla acoplanarità.

L'efficienza di trigger per gli eventi da me generati risulta essere 82.9%.

6.2.2 L'efficienza di selezione

Come ho osservato nel secondo capitolo, non tutti gli eventi che vengono accettati dal sistema di trigger sono disponibili per le analisi, dovendo essi essere accettati da almeno uno dei programmi di selezione dei gruppi di analisi di L3. Ho pertanto valutato una efficienza di selezione, contando il numero di eventi accettati da almeno uno di questi ultimi: essa risulta essere 72.2%.

Questo valore necessita di alcuni commenti. Solitamente infatti, l'efficienza di analisi è prossima al 100%, essendo i programmi di selezione mirati ad accettare gli eventi reputati interessanti per le analisi fisiche. Il programma di selezione del gruppo di analisi della fisica delle interazioni fotone-fotone di L3, AAGGSEL, è stato sviluppato per stati finali a quattro tracce di tipo $\rho^0\rho^0$ e $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ non risonante. Per questo motivo il programma non considera le tracce che hanno un DCA maggiore di 10 mm. Questo si può rilevare direttamente dai dati sperimentali: in figura 6.4 è riportato in grafico il minimo del valore della DCA per gli eventi a quattro tracce di bassa energia ove risulta chiaro il taglio a 10 mm attuato da AAGGSEL.

6.2.3 L'efficienza totale

Spazio delle fasi	Elicità 0	Elicità 2
3.11%	1.94%	4.13%

Tabella 6.2: L'efficienza totale.

L'efficienza totale di rivelazione è comprensiva degli effetti dovuti alle condizioni imposte dalla analisi, dal sistema di trigger e dai programmi di selezione. Essa è stata calcolata per l'ipotesi di distribuzione angolare di tipo spazio delle fasi e, tenendo conto delle relative funzioni "peso", per le ipotesi di elicità zero e due. I valori ottenuti sono riportati nella tabella 6.2.

6.3 La luminosità

Per calcolare la luminosità totale ho escluso i periodi di presa dati in cui erano presenti problemi di funzionamento della TEC, del sistema di trigger della TEC e del sistema di

acquisizione dati della TEC. Le luminosità per i vari anni di presa dati sono riportate in figura 6.3. Il valore della luminosità totale che sarà utilizzato per il calcolo della sezione

Anno	\mathcal{L} (pb ⁻¹)
1991	12.447
1992	22.062
1993	32.310
1994	47.284
Totale	114.103

Tabella 6.3: La luminosità.

d'urto è

$$\mathcal{L} = 114.103 \text{ pb}^{-1}$$

6.4 L'errore sistematico

L'errore sistematico sulla efficienza è stato calcolato valutando gli effetti dovuti alle differenze tra dati sperimentali e Monte Carlo. Per quanto riguarda i tagli della analisi, ho calcolato la variazione del numero di eventi accettati, sia nei dati che nel Monte Carlo, modificando il valore di ogni singolo taglio. La discrepanza tra le due variazioni percentuali è stata assunta come errore sistematico. I singoli contributi sono riportati nella tabella 6.4 e danno luogo, sommando in quadratura, ad un contributo totale del 12.9%.

Taglio	Contributo
$ \sum \vec{p}_T ^2$	0.5%
$\max(d_{\perp 1}, d_{\perp 2}) > 3\text{mm}$	0.3%
Massa $\pi^+\pi^-$	9%
$ \alpha $	0.3%
$\Delta\phi_N$	6.5%
Esclusione dei fotoni	6.6%

Tabella 6.4: I contributi dei tagli della analisi all'errore sistematico.

I contributi maggiori sono dovuti alla massa invariante dei due K_S^0 , alla loro acoplanarità ed alla eliminazione dei fotoni. Il primo è soprattutto dovuto al fatto che la larghezza del

picco del K_S^0 è soggetta a variazioni nei vari anni di presa dati mentre per il Monte Carlo è stato utilizzato un unico valore. L'acoplanarità è fortemente dipendente dalla posizione del vertice primario: nel Monte Carlo quest'ultimo è semplicemente il centro geometrico del rivelatore mentre nei dati è il risultato di una misura fisica. Per quanto riguarda la presenza di fotoni, nei dati sono presenti eventi con mesoni π^0 assieme agli effetti spuri del calorimetro elettromagnetico mentre nel Monte Carlo, essendo stato simulato solo il segnale, non sono presenti fotoni. A questo proposito, è importante sottolineare che non è attualmente disponibile un programma per la simulazione degli eventi di fondo prodotti dalle interazioni fotone-fotone.

Come errore sistematico sulla efficienza di trigger ho considerato la fluttuazione statistica degli eventi che superano la simulazione: il contributo è dell'11%.

L'errore sistematico sulla efficienza di selezione è più difficile da valutare in quanto, oltre ad AAGGSEL, altri programmi di selezione contribuiscono al campione degli eventi accettati. Pertanto, essendo quello di AAGGSEL il contributo di gran lunga dominante, ho valutato come errore sistematico la differenza tra la frazione degli eventi accettati da AAGGSEL rispetto al totale nei dati e nel Monte Carlo. Il contributo totale all'errore sistematico è valutato essere del 16% e riflette il fatto che nessuno dei programmi di selezione è stato sviluppato per lo studio dello stato finale $K_S^0 K_S^0$ nelle interazioni fotone-fotone. I contributi all'errore sistematico dovuti alla luminosità ed alla preselezione sono trascurabili.

Sommando in quadratura, l'errore sistematico totale è stimato essere del 23% ed è circa pari all'errore statistico derivante dal segnale della $f_2'(1525)$.

6.5 La sezione d'urto

La sezione d'urto totale σ_T per la reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f_2'$ è stata calcolata mediante l'espressione

$$\sigma_T \cdot B \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon = N_{eventi}$$

dove \mathcal{L} è la luminosità totale, ϵ l'efficienza totale, B la frazione di decadimento nello stato finale considerato ed N_{eventi} è il numero di eventi che compongono il segnale.

N_{eventi} è stato valutato tramite il fit di massima verosimiglianza esposto nel precedente capitolo, mentre ϵ varia a seconda della ipotesi di elicità.

Tramite il segnale dello spettro $K_S^0 K_S^0$ è possibile valutare direttamente solo $\sigma_T \cdot B(f_2' \rightarrow K_S^0 K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-)$. Tenendo conto della frazione di decadimento del K_S^0 in $\pi^+ \pi^-$ e del fatto che, per la conservazione dell'isospin, $B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) = 4 \cdot B(f_2' \rightarrow K_S^0 K_S^0)$, è possibile misurare $\sigma_T \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K})$.

I valori ottenuti per la sezione d'urto sono riportati, per le varie ipotesi di distribuzione angolare, nella tabella 6.5 ove il primo errore è statistico ed il secondo è sistematico. Dai risul-

$\sigma_T \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K})$ (pb)		
Spazio delle fasi	Elicità 0	Elicità 2
$69.7 \pm 14.3 \pm 16.0$	$111.9 \pm 23.0 \pm 25.5$	$52.5 \pm 10.8 \pm 12.0$

Tabella 6.5: La sezione d'urto.

tati ottenuti si può osservare la discrepanza tra le due ipotesi di elicità e l'approssimazione di tipo spazio delle fasi. Quest'ultima risulta non applicabile al caso della risonanza $f_2'(1525)$ e non sarà più considerata in ciò che segue.

6.6 Misura della $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K})$

Dalla misura della sezione d'urto, con riferimento a quanto esposto nel primo capitolo, segue direttamente che il prodotto $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K})$ può essere valutato tramite la relazione

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) = \frac{\sigma \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K})}{\mathcal{K}}$$

ove \mathcal{K} è stato calcolato con il programma di simulazione EGPC. I valori ottenuti nelle due ipotesi di elicità sono riportati nella tabella 6.6 ove il primo errore è statistico ed il secondo è sistematico.

$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K})$ (keV)	
Elicità 0	Elicità 2
$0.185 \pm 0.038 \pm 0.042$	$0.087 \pm 0.018 \pm 0.020$

Tabella 6.6: La misura del prodotto $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K})$.

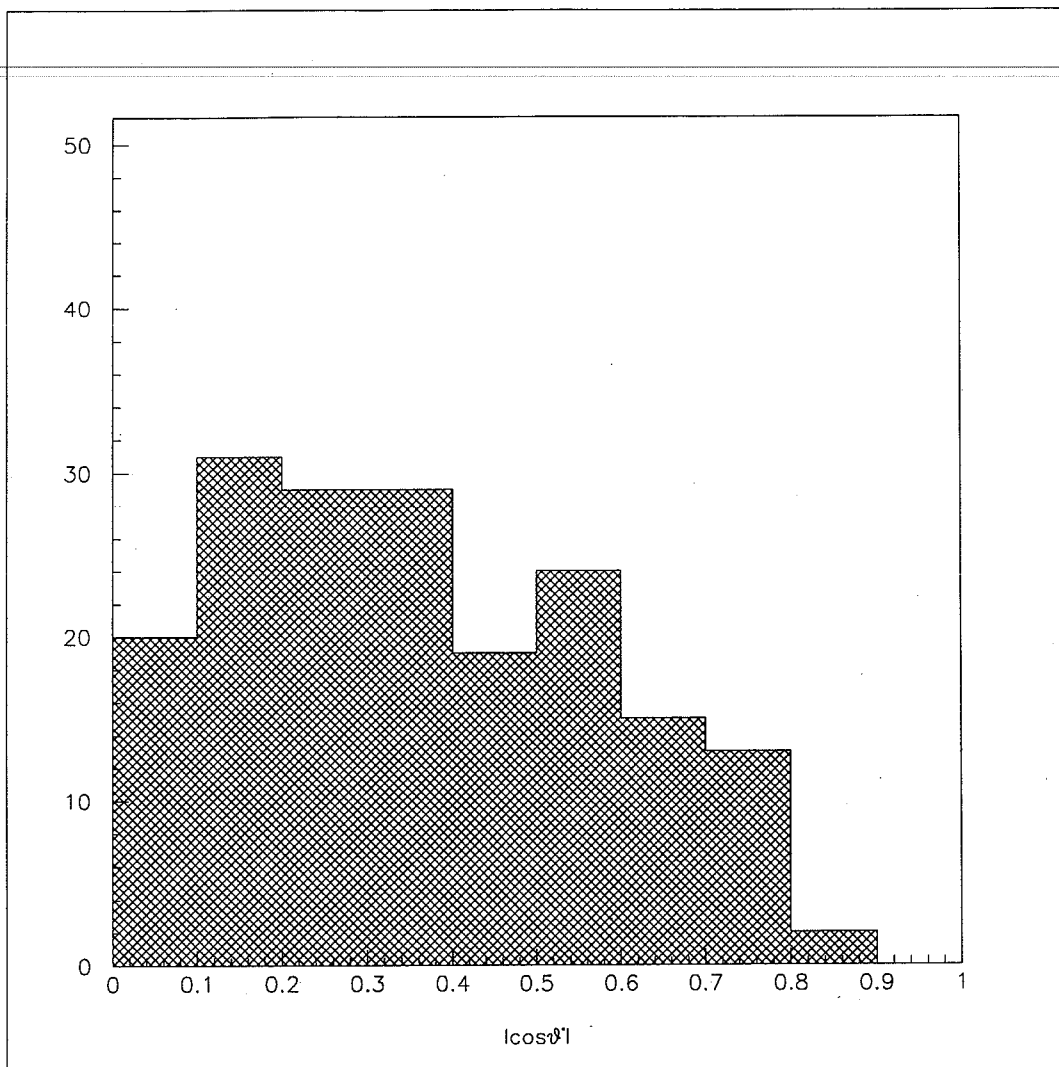


Figura 6.5: Distribuzione angolare sperimentale ottenuta da una distribuzione piatta in $\cos \theta^*$.

6.7 La distribuzione angolare

Per valutare se una delle due ipotesi di elicità possa essere favorita dai dati sperimentali, ho effettuato uno studio della distribuzione angolare dei due K_S^0 nel sistema di riferimento di riposo della $f_2'(1525)$. La distribuzione che si ottiene è influenzata, oltre che dallo stato di elicità in cui la risonanza è prodotta, anche dalla accettazione angolare del rivelatore, ossia dalla capacità di rivelare particelle ad angoli diversi. Per mettere in evidenza questo fatto, ho studiato gli effetti prodotti dal rivelatore sugli eventi di Monte Carlo generati nel caso della approssimazione con il solo spazio delle fasi che, come è

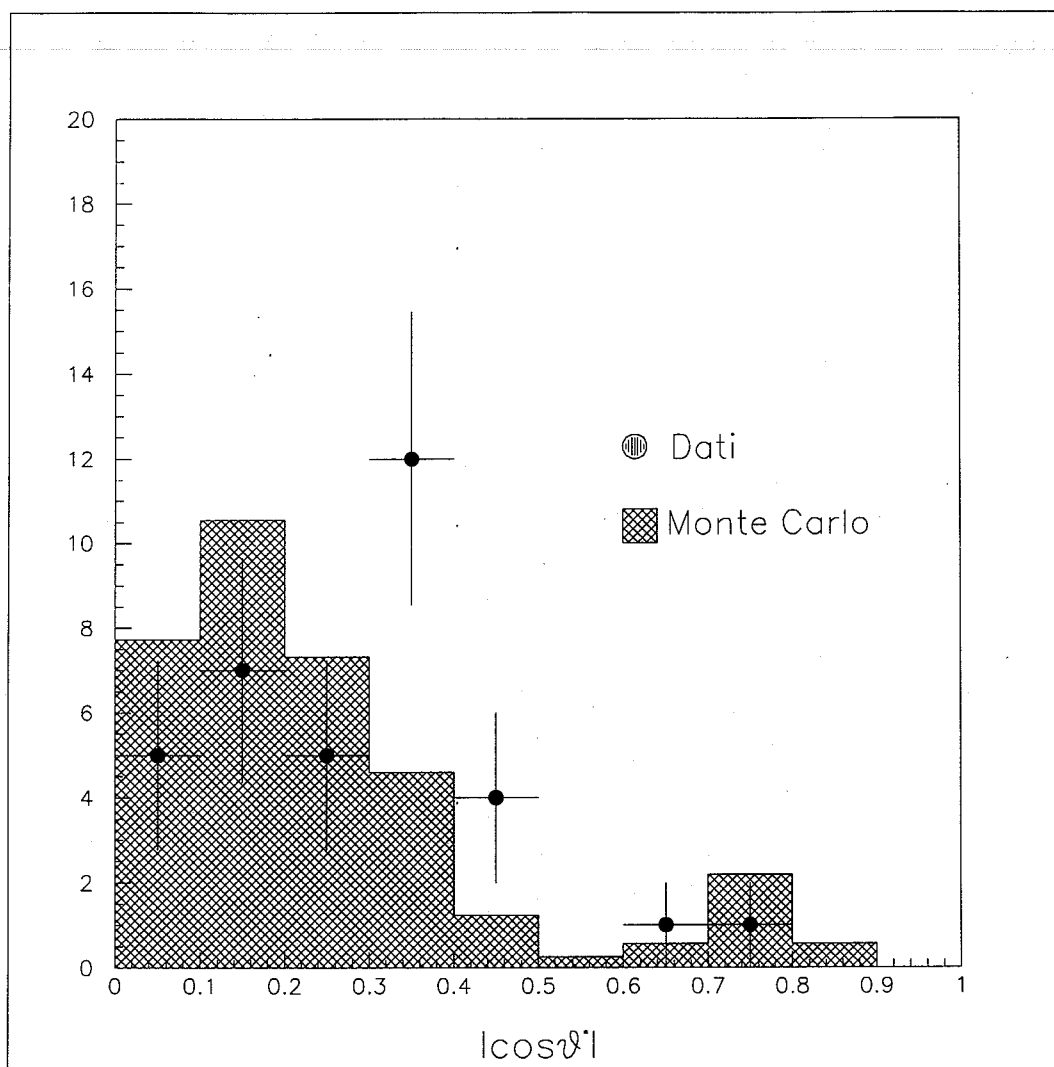


Figura 6.6: Distribuzioni angolari per dati e Monte Carlo nel caso di elicit  uguale a zero.

stato gi  osservato, possiedono una distribuzione angolare piatta in $\cos \theta^*$ ed in ϕ^* . Data la simmetria cilindrica di L3, la distribuzione risulta piatta in ϕ^* anche dopo aver simulato gli effetti del rivelatore. In figura 6.5   mostrata la distribuzione ottenuta per $\cos \theta^*$. Gli effetti del rivelatore risultano molto evidenti e si pu  osservare che la distribuzione diminuisce a mano a mano che i due K_S^0 sono emessi nella regione avanti-indietro; quando l'emissione avviene parallelamente all'asse dei fasci l'accettazione   circa nulla.

Con il metodo solito delle funzioni peso, ho costruito, nei due casi di elicit , le distribuzioni angolari che, includendo gli effetti del rivelatore, possono essere confrontate con i dati.

In figura 6.6   mostrata la distribuzione sperimentale ottenuta per i dati assieme alla

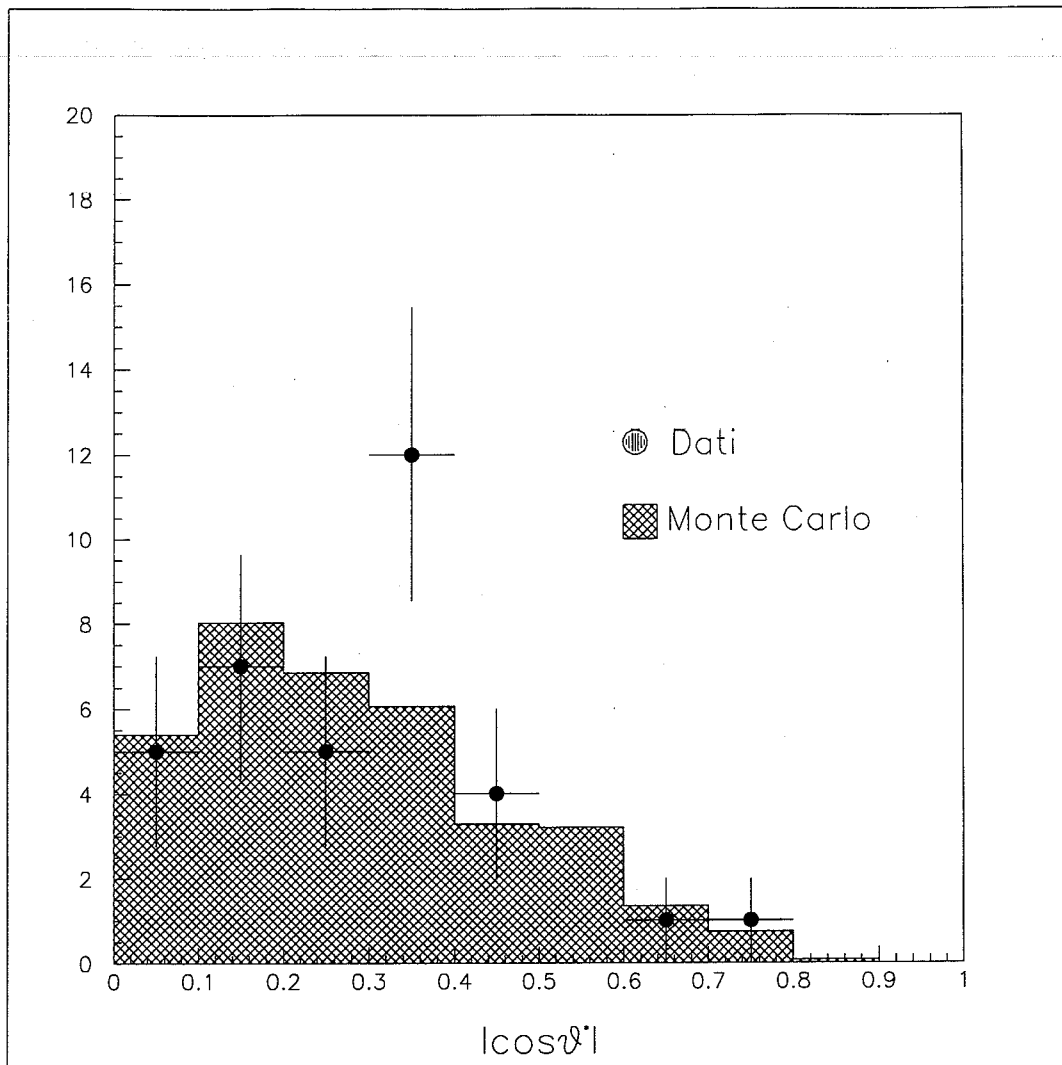


Figura 6.7: Distribuzioni angolari per dati e Monte Carlo nel caso di elicit  uguale a due.

simulazione di Monte Carlo nel caso di elicit  zero. In figura 6.7 i dati sperimentali sono confrontati con la simulazione nell'ipotesi di elicit  due. La normalizzazione   fatta allo stesso numero di eventi in entrambi i casi.

Per stabilire quale delle due distribuzioni di Monte Carlo si accorda meglio ai dati, ho effettuato un test statistico di χ^2 . Siccome nella regione $0.9 < \cos\theta^* < 1$ tutte le distribuzioni sono nulle ho escluso questa zona dal test. Utilizzando le altre nove zone e tenendo conto della normalizzazione,   possibile effettuare un test di χ^2 con otto gradi di libert 

secondo la formula

$$\chi^2 = \sum \frac{(N_{dati} - N_{mc})^2}{N_{mc}}$$

ove N_{dati} è il conteggio osservato sperimentalmente e N_{mc} è il valore atteso dalla simulazione. La somma si estende alle prime nove zone di $\cos\theta^*$ partendo da zero (figure 6.6 e 6.7). E' da notare che il numero degli eventi di Monte Carlo è un fattore dieci superiore al numero di $f_2'(1525)$ rivelate sperimentalmente, se non si tiene conto della normalizzazione.

Il risultato del test è riportato nella tabella 6.7 e mostra come i dati sperimentali siano

	χ^2	$P(\chi^2 > \chi_{Misurato}^2)$
Elicità 0	23.16	0.31%
Elicità 2	10.15	25.44%

Tabella 6.7: Il test χ^2 per le distribuzioni angolari.

consistenti con l'ipotesi di produzione della $f_2'(1525)$ nelle interazioni fotone-fotone in uno stato di pura elicità due. Questo è in accordo con le previsioni teoriche esposte nel primo capitolo.

6.8 Il fit cinematico

Le quantità fisiche che ho utilizzato per la ricostruzione della massa invariante del sistema $K_S^0 K_S^0$ sono il risultato di misure effettuate sulle singole tracce dovute al passaggio di particelle cariche nella TEC di L3. Non viene quindi tenuto conto in queste misure di eventuali correlazioni che possono sussistere come, ad esempio, il fatto che due tracce derivino dal decadimento della stessa particella. Per questo motivo due pioni carichi prodotti dal decadimento di un K_S^0 danno luogo ad una massa invariante che corrisponde a quella del K_S^0 solo entro gli errori sperimentali e la conservazione dell'energia e dell'impulso è verificata solo entro detti errori.

L'informazione relativa ad eventuali correlazioni può essere opportunamente sfruttata per migliorare la precisione delle misure sperimentali: è questo lo scopo del programma di fit cinematico.

Ad una misura sperimentale di una quantità fisica che ha come risultato x con errore σ corrisponde una probabilità di ottenere il valore ξ in una altra misura pari a

$$L(\xi) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\xi - x}{\sigma} \right)^2 \right]$$

ove $L(\xi)$ è detta funzione di "likelihood" o verosimiglianza. Nel caso di più variabili la funzione di verosimiglianza, con ovvio significato dei simboli, diventa

$$L(\vec{\xi}) = \frac{1}{N} \exp \left[-\frac{1}{2} (\vec{\xi} - \vec{x})^T C^{-1} (\vec{\xi} - \vec{x}) \right]$$

ove C è la matrice di varianza-covarianza ed N una costante di normalizzazione. La probabilità è massima, ossia la funzione di verosimiglianza è massima, se l'espressione

$$\chi^2(\vec{\xi}) = (\vec{\xi} - \vec{x})^T C^{-1} (\vec{\xi} - \vec{x})$$

è minima. In assenza di vincoli, ossia di correlazioni tra le varie variabili misurate, la minimizzazione ha luogo per $\vec{\xi} = \vec{x}$.

I vincoli possono essere in generale funzioni di quantità non misurate $\vec{\eta}$ e sono esprimibili come

$$\vec{V}(\vec{\xi}; \vec{\eta}) = 0.$$

Per minimizzare il χ^2 tenendo conto dei vincoli è utilizzabile il metodo dei moltiplicatori di Lagrange. Questo si fa minimizzando l'espressione

$$\chi^2(\vec{\xi}; \vec{\eta}; \vec{\lambda}) = (\vec{\xi} - \vec{x})^T C^{-1} (\vec{\xi} - \vec{x}) + 2\vec{\lambda} \cdot \vec{V}(\vec{\xi}; \vec{\eta}).$$

ove $\vec{\lambda}$ sono detti "moltiplicatori". Il problema può essere risolto con un algoritmo iterativo [30] che ben si adatta ad essere implementato in un programma per elaboratori elettronici. Il programma GRIND, da me utilizzato, è stato sviluppato originariamente per esperimenti con camere a bolle in cui queste procedure rivestivano un ruolo di primaria importanza.

Ad ogni K_S^0 , appartenente ad uno dei 62 eventi selezionati come stato finale K_S^0 , è stata applicata la procedura di minimizzazione del χ^2 precedentemente esposta imponendo come vincoli la conservazione dell'energia e dell'impulso secondo le relazioni

$$\begin{cases} \vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-} = \vec{p}_{K_S^0} \\ E_{\pi^+} + E_{\pi^-} = E_{K_S^0} \end{cases}$$

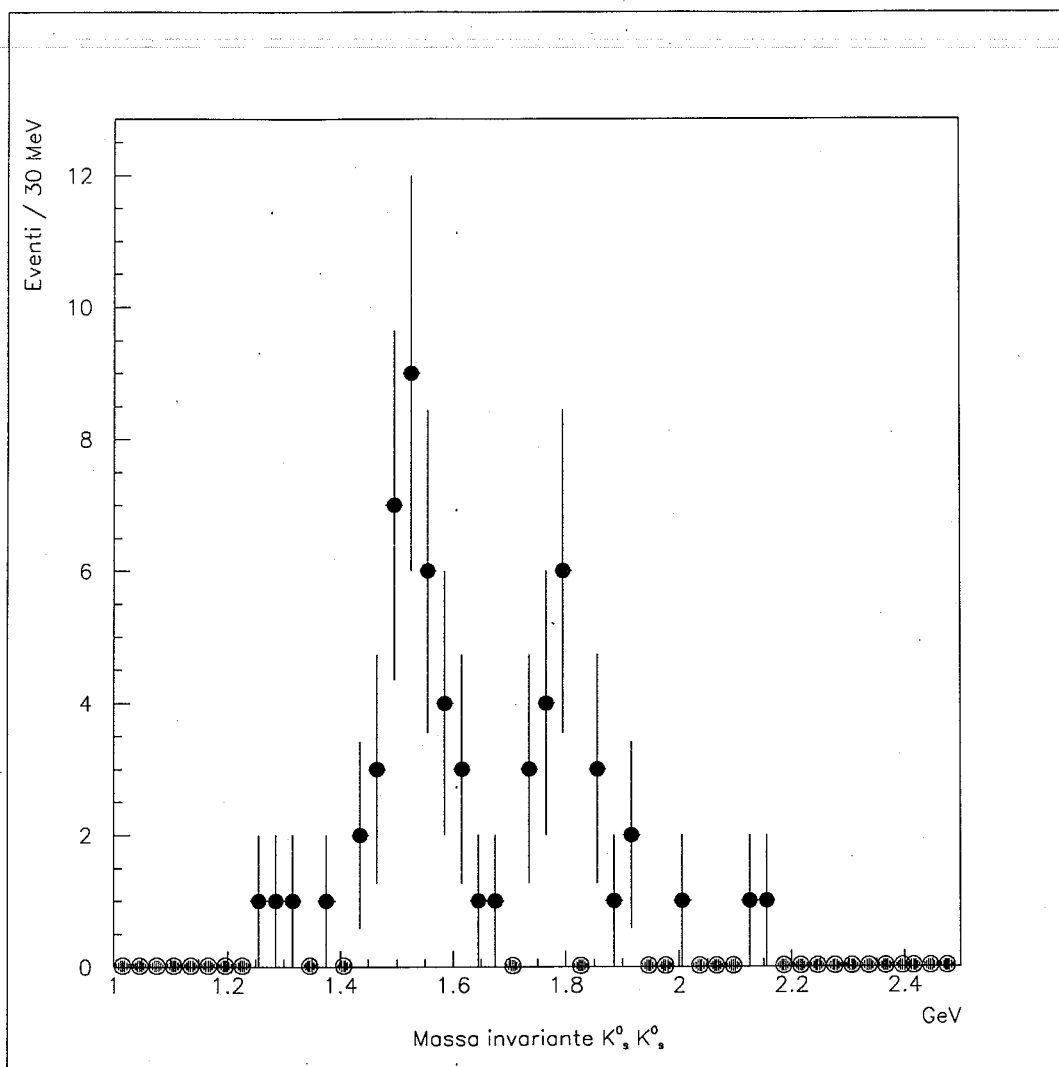


Figura 6.8: Lo spettro di massa invariante $K_S^0 K_S^0$ dopo il fit cinematico.

Inoltre, sono state imposte le masse dei pioni carichi e del K_S^0 . Poichè il programma per la ricostruzione dei vertici secondari fornisce la direzione tra vertice primario e secondario, l'unica quantità fisica non misurata è il modulo dell'impulso del K_S^0 . Essendo quattro i vincoli, il fit effettuato è di tipo 3-C ossia a tre condizioni effettive.

Una volta ultimata questa procedura per ogni K_S^0 , ho ricalcolato la massa invariante del sistema $K_S^0 K_S^0$ per tutti gli eventi. Lo spettro risultante è mostrato in figura 6.8. Si nota un miglioramento globale della risoluzione. Con il nuovo spettro ho effettuato un fit di massima verosimiglianza con due gaussiane ed un polinomio di secondo grado, esattamente come è stato fatto per lo spettro $K_S^0 K_S^0$ prima del fit cinematico. Il risultato

del fit è riassunto nella tabella 6.8. Il valore del χ^2 ottenuto è 24.1 per 40 gradi di libertà.

	Primo picco $f'_2(1525)$	Secondo picco
Massa (MeV)	1529 ± 5	1778 ± 34
Sigma (MeV)	42 ± 4	31 ± 10
Numero di eventi	29 ± 4	12 ± 2

Tabella 6.8: Risultati del fit di massima verosimiglianza dopo il fit cinematico.

Come si può osservare la risoluzione della $f'_2(1525)$ migliora passando da 50 MeV a 42 MeV. Il secondo picco attorno a 1800 MeV diventa più netto su di un fondo molto ridotto. La sua significanza, se calcolata con il metodo descritto in precedenza, passa da 2.6 a 2.8 deviazioni standard.

6.9 La larghezza totale

Una risonanza caratterizzata da una larghezza totale Γ ha una sezione d'urto che dipende dall'energia secondo la distribuzione di tipo Breit-Wigner

$$\sigma(E) = K \cdot \frac{\Gamma^2/4}{(E - M)^2 + \Gamma^2/4}$$

ove M è il valore centrale della massa e K una costante [12]. In accordo col principio di indeterminazione, maggiore è la vita media, più la risonanza è stretta. Da un punto di vista sperimentale, una risonanza molto stretta dà luogo ad uno spettro di forma gaussiana dovuto unicamente alla risoluzione del rivelatore. Una risonanza con larghezza non trascurabile invece dà luogo, come nel caso della $f'_2(1525)$, ad una distribuzione che è la convoluzione di una funzione di tipo Breit-Wigner con una funzione gaussiana la cui deviazione standard σ corrisponde alla risoluzione del rivelatore. Si ha cioè che

$$\sigma(E) = \int K \cdot \frac{\Gamma^2/4}{(\xi - M)^2 + \Gamma^2/4} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E-\xi)^2}{2\sigma^2}} d\xi.$$

Approssimando l'integrale con una sommatoria

$$\sigma(E) \simeq \sum_i K \cdot \frac{\Gamma^2/4}{(E_i - M)^2 + \Gamma^2/4} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E-E_i)^2}{2\sigma^2}} \cdot \Delta E_i$$

si ottiene una espressione analitica utilizzabile per effettuare un fit di minimo del χ^2 .

Per avere una stima della risoluzione del rivelatore, mi sono servito della simulazione di

Monte Carlo per la $f'_2(1525)$ in cui gli eventi erano stati generati con una larghezza totale di 76 MeV ed un valore centrale della massa di 1525 MeV. Prendendo $\Delta E_i = 1\text{MeV}$ e $\Gamma = 76\text{MeV}$, dal fit si ottiene un valore di

$$\sigma = (35.7 \pm 6.4) \text{ MeV}.$$

Inoltre si ottiene $\chi^2 = 20.5$ per 20 gradi di libertà. Ho poi verificato che il risultato del fit si mantiene stabile variando ΔE_i .

Con il valore della risoluzione del rivelatore così ottenuto, ho effettuato un fit analogo sullo spettro di massa invariante $K_S^0 \bar{K}_S^0$ ottenuto nei dati nella zona della $f'_2(1525)$, ove questa volta Γ è il parametro da determinare. Il valore della larghezza ottenuto è

$$\Gamma(f'_2) = (76 \pm 40) \text{ MeV}$$

in accordo con il valore riportato dal Particle data Group. Il valore del χ^2 è 2 per 10 gradi di libertà.

Il valore del χ^2 notevolmente minore del numero di gradi di libertà riflette direttamente la limitata statistica dello spettro $K_S^0 \bar{K}_S^0$. Inoltre, se nel fit fosse stato usato un diverso valore della risoluzione del rivelatore, si sarebbe ottenuto un χ^2 ugualmente accettabile entro un intervallo di valori di σ abbastanza ampio. Queste considerazioni danno motivazione del grande errore da cui è affetta questa misura.

6.10 L'angolo di "mixing" dei mesoni tensoriali

Utilizzando il risultato ottenuto dalla misura della $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2) \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K})$, è possibile stimare il valore dell'angolo di "mixing" dei mesoni tensoriali. Come osservato nel primo capitolo, per le larghezze parziali in due fotoni dei mesoni tensoriali $f_2(1270)$ ed $f'_2(1525)$ vale la relazione

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)}{\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)} = \frac{m_{f'_2(1525)}^3}{m_{f_2(1270)}^3} \cdot \frac{(\cos\theta_M - 2\sqrt{2}\sin\theta_M)^2}{(\sin\theta_M + 2\sqrt{2}\cos\theta_M)^2}$$

ove θ_M è l'angolo di "mixing". Utilizzando i seguenti valori riportati dal Particle Data Group

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma\gamma}(f_2) &= (2.4 \pm 0.3)\text{keV} \\ B(f'_2 \rightarrow K\bar{K}) &= (71.2 \pm 2)\% \end{aligned}$$

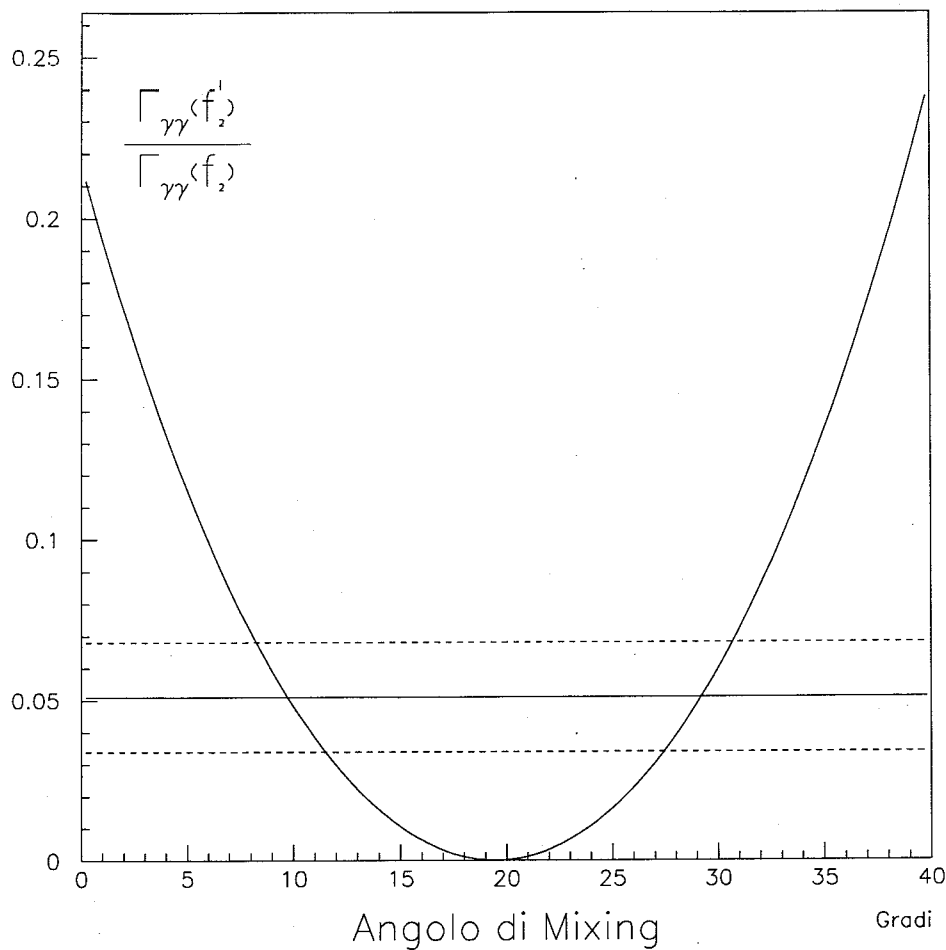


Figura 6.9: L'angolo di "mixing".

è possibile valutare il rapporto tra le larghezze parziali in due fotoni tramite la relazione

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)}{\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)} = \frac{[\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2) \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K})]_{misurato}}{[\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)]_{PDG} \cdot [B(f_2 \rightarrow K\bar{K})]_{PDG}}$$

In figura 6.9 è riportata la curva teorica dell'andamento del rapporto $\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)}{\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)}$ in funzione dell'angolo di "mixing" assieme alla misura sperimentale (linea continua) con la fascia corrispondente ad una deviazione standard (linee tratteggiate). Si ottiene un valore dell'angolo di "mixing" di

$$\theta_M = (29.1^{+1.4}_{-1.6})^\circ$$

in accordo con il valore che si ricava tramite la formula di Gell-Mann-Okubo [12] [5]

$\theta_M = 28^\circ \pm 3^\circ$. Il risultato ottenuto mette in luce una deviazione rispetto al caso di "mixing" ideale ($\theta_M \simeq 35^\circ$).

Capitolo 7

Conclusioni

In questo capitolo saranno descritti brevemente i risultati degli esperimenti precedenti ad L3 sullo stato finale $K_S^0 K_S^0$ e sul mesone tensoriale $f_2'(1525)$ [8] assieme ad un sunto di quelli da me ottenuti con l'analisi descritta nella presente tesi.

7.1 Risultati precedenti sulla $f_2'(1525)$

7.1.1 Le precedenti analisi dello stato finale $K_S^0 K_S^0$ nelle collisioni fotone-fotone

Lo stato finale $K_S^0 K_S^0$ nelle interazioni fotone-fotone è stato studiato da tre esperimenti con l'anello di accumulazione PETRA presso il centro di ricerca DESY ad Amburgo ad una energia dei fasci di 17.5 GeV.

La collaborazione TASSO [31] ha ottenuto un valore di $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')B(f_2' \rightarrow K\bar{K}) = 0.11 \pm 0.02 \pm 0.04$ keV per la larghezza radiativa della $f_2'(1525)$ con una luminosità integrata di 79pb^{-1} combinando i risultati delle analisi dello stato finale con due K carichi e con due K neutri. Lo spettro di massa invariante $K_S^0 K_S^0$ è mostrato in figura 7.1. In una pubblicazione successiva, la collaborazione TASSO [32] ha riportato un valore consistente con quello precedentemente ottenuto per la larghezza radiativa della $f_2'(1525)$ per una luminosità integrata di 83.3pb^{-1} . Lo spettro di massa invariante $K_S^0 K_S^0$ è mostrato in figura 7.2. E' da notare che in nessuna delle due analisi è stata fatta una ricostruzione dei vertici secondari.

La collaborazione PLUTO [33] ha misurato un valore della larghezza radiativa pari a $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')B(f_2' \rightarrow K\bar{K}) = 0.10^{+0.04}_{-0.03} {}^{+0.03}_{-0.02}$ keV con una luminosità integrata di 45pb^{-1} e con il solo canale $K_S^0 K_S^0$ (figura 7.3). Inoltre è stato fatto uno studio della distribuzione an-

golare con un risultato consistente con un puro contributo di elicità due. La distribuzione angolare è riportata in figura 7.4 ove la normalizzazione è fatta allo stesso numero di eventi.

La collaborazione CELLO [34] ha effettuato uno studio dello stato finale $K_S^0 K_S^0$ con una luminosità integrata di 86pb^{-1} . Dallo spettro di massa invariante riportato in figura 7.5 è stato ottenuto un valore di $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)\text{B}(f'_2 \rightarrow K\bar{K}) = 0.11^{+0.03}_{-0.02} \pm 0.02$ keV.

Lo stesso studio è stato effettuato anche presso l'anello di accumulazione PEP presso il centro di ricerca SLAC negli Stati Uniti dalla collaborazione TPC/TwoGamma [35]. Con lo spettro riportato in figura 7.6 è stato ottenuto un valore preliminare di $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)\text{B}(f'_2 \rightarrow K\bar{K}) = 0.10$ keV per una luminosità di 40pb^{-1} ad una energia dei fasci di 29 GeV.

Presso l'anello di accumulazione DORIS II ad Amburgo la collaborazione ARGUS [36] ha effettuato uno studio dello stato finale K^+K^- con una energia dei fasci tra 4.7 e 5.3 GeV e con una luminosità integrata di 281pb^{-1} . Lo spettro di massa invariante K^+K^- è riportato in figura 7.7 ove è interessante notare la presenza di un picco nella regione di massa della $f_2(1270)$ e della $a_2(1320)$, assente nello spettro $K_S^0 K_S^0$ per i motivi esposti nel primo capitolo. Per la larghezza radiativa $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)\text{B}(f'_2 \rightarrow K\bar{K})$ sono riportati due valori: il primo pari a $0.0314 \pm 0.0050 \pm 0.0077$ keV è ottenuto nell'ipotesi di fondo coerente, il secondo pari a $0.0673 \pm 0.0081 \pm 0.0151$ keV nell'ipotesi di fondo incoerente. Il primo risultato è preferito dagli autori ma, viceversa, è stato escluso dal Particle Data Group [26].

7.1.2 Altre analisi

Oltre che nello studio delle interazioni fotone-fotone, la $f'_2(1525)$ è stata osservata presso gli anelli di accumulazione nelle analisi dello spettro dei prodotti di decadimento della particella J/ψ [37] [38].

Inoltre, è stata osservata in esperimenti a bersaglio fisso con fasci di pioni e K carichi su protoni [39].

7.2 I risultati della presente analisi

Per mezzo del rivelatore L3 è stata effettuata, per la prima volta al LEP, una analisi dello stato finale $K_S^0 K_S^0$ prodotto da interazioni fotone-fotone. Nei dati raccolti

dall'esperimento negli anni dal 1991 al 1994, corrispondenti ad una luminosità integrata di 114pb^{-1} , sono stati individuati 62 eventi con due K_S^0 tramite criteri basati sulla ricostruzione di vertici secondari. Analizzando lo spettro di massa invariante $K_S^0 K_S^0$, si evidenzia la presenza di due picchi: il primo nella regione di massa attorno a 1525 MeV è dovuto alla produzione della risonanza mesonica tensoriale $f_2'(1525)$, il secondo, di significanza statistica minore, è collocato nella regione di massa attorno a 1800 MeV.

Solo tre eventi si trovano nella regione di massa corrispondente alle risonanze $f_2(1270)$ ed $a_2(1320)$ a conferma della previsione teorica della loro interferenza distruttiva nello stato finale $K_S^0 K_S^0$.

Il segnale della $f_2'(1525)$ è composto da 35 eventi con un fondo di 6 stimato con un fit di massima verosimiglianza. Lo studio della distribuzione angolare è consistente con un puro contributo di elicità due alla produzione per mezzo di interazioni fotone-fotone ed è in accordo con le previsioni teoriche. Nell'ipotesi di un puro contributo di elicità due, è stato misurato il prodotto della larghezza radiativa della $f_2'(1525)$ con la frazione di decadimento in $K\bar{K}$. Il valore ottenuto è $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')B(f_2' \rightarrow K\bar{K}) = 0.087 \pm 0.018 \pm 0.020$ keV ove il primo errore è di natura statistica ed il secondo di natura sistematica. Questo valore è in accordo con le misure effettuate da esperimenti precedenti. Per migliorare la risoluzione è stato effettuato un fit cinematico. E' stata stimata la larghezza totale della $f_2'(1525)$ ed è stato ottenuto un valore $\Gamma(f_2'(1525)) = 76 \pm 40\text{MeV}$. Dalla misura della $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')B(f_2' \rightarrow K\bar{K})$ è stato ricavato l'angolo di "mixing" θ_M dei mesoni tensoriali ottenendo un valore di $\theta_M = (29.1_{-1.6}^{+1.4})^\circ$ in accordo con la formula di Gell-Mann-Okubo. Questo risultato evidenzia un discostamento dal caso di mixing ideale.

La significanza statistica del secondo picco nella regione di massa attorno a 1800 MeV è troppo bassa per escludere la possibilità di una fluttuazione statistica. Sebbene un maggior numero di dati sia necessario per trarre una conclusione, potrebbe trattarsi del segnale dovuto alla produzione di una risonanza mesonica appartenente ad un nonetto di tipo 0^{++} o 2^{++} .

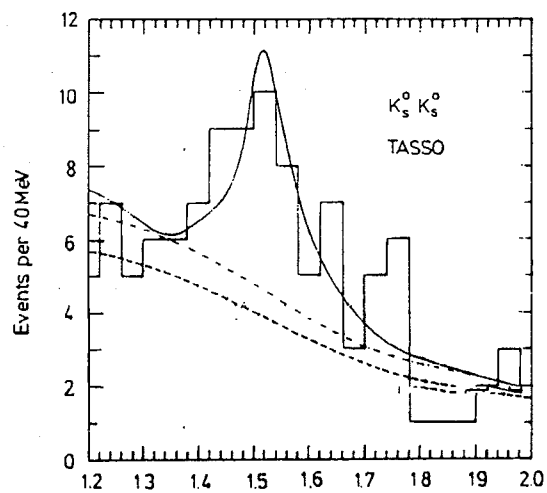


Figura 7.1: Lo spettro $K_S^0 K_S^0$ ottenuto dalla collaborazione TASSO.

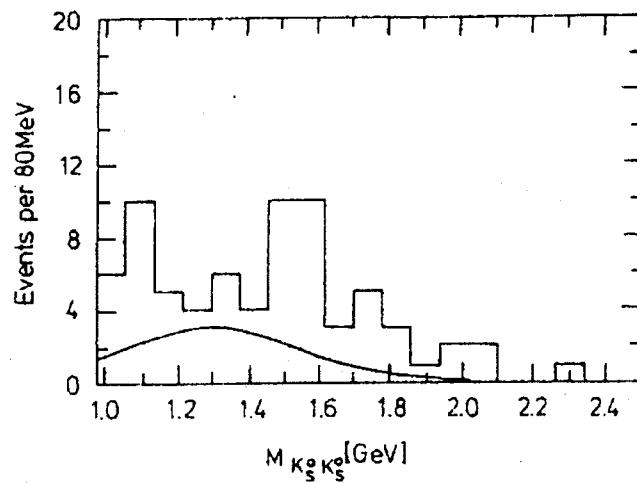


Figura 7.2: Lo spettro $K_S^0 K_S^0$ ottenuto dalla collaborazione TASSO in una successiva analisi.

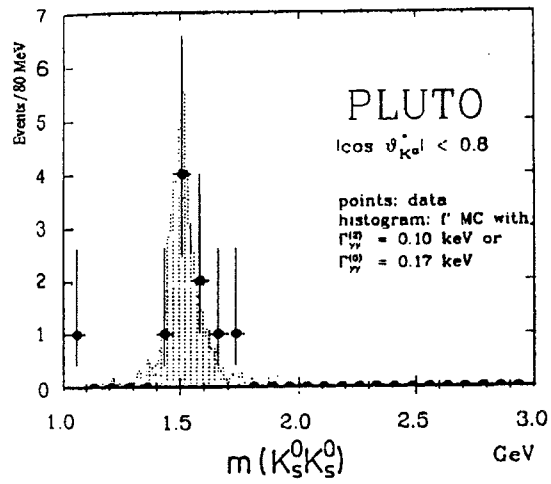


Figura 7.3: Lo spettro $K_S^0 K_S^0$ ottenuto dalla collaborazione PLUTO.

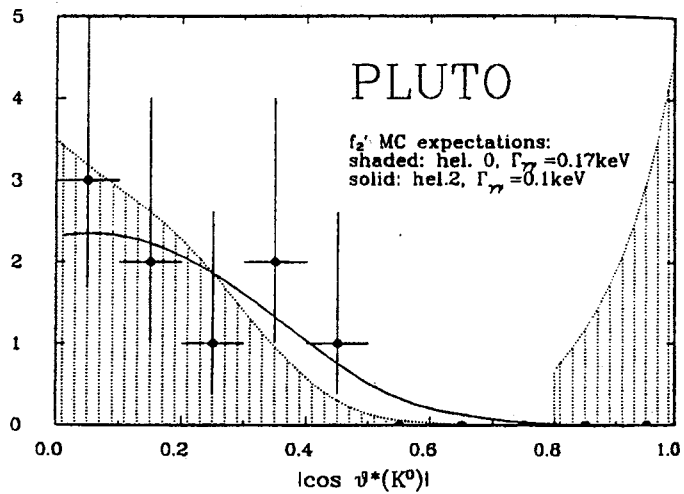


Figura 7.4: La distribuzione angolare riportata dalla collaborazione PLUTO.

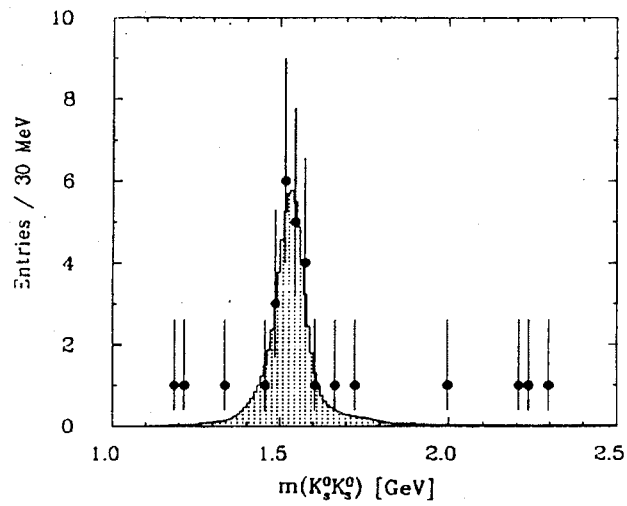


Figura 7.5: Lo spettro $K_S^0 K_S^0$ ottenuto dalla collaborazione CELLO.

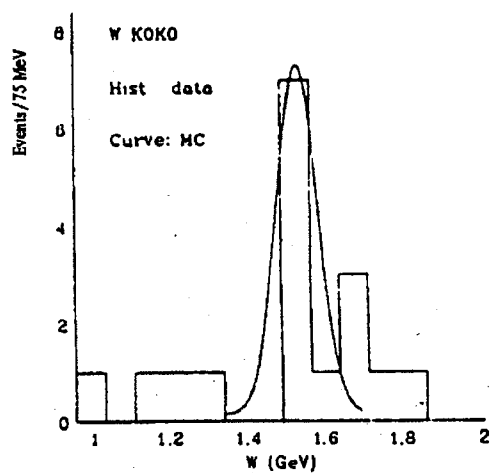


Figura 7.6: Lo spettro $K_S^0 K_S^0$ ottenuto dalla collaborazione TPC/TwoGamma.

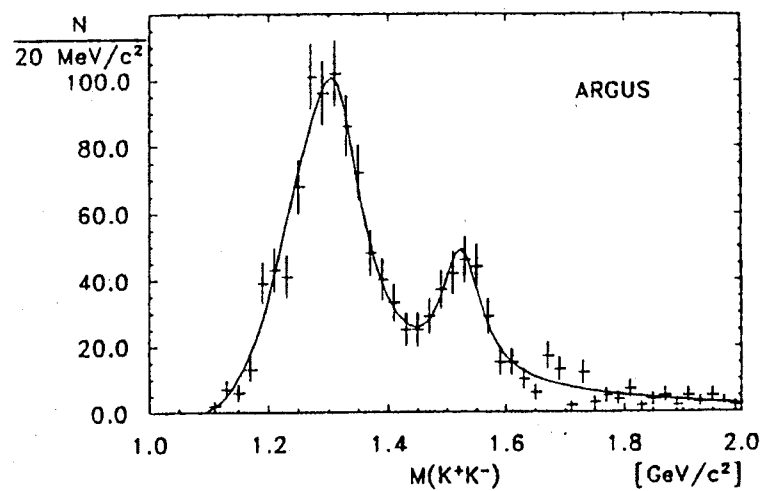


Figura 7.7: Lo spettro K^+K^- ottenuto dalla collaborazione ARGUS.

Appendice

Il programma per la ricostruzione di vertici secondari

Come è già stato osservato, la particella K_S^0 è caratterizzata da una vita media che dà luogo a distanze di decadimento dell'ordine di 5 cm per energie dell'ordine di un GeV. Il decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ può quindi essere sfruttato per ricostruire il vertice secondario tramite le tracce prodotte dai due pioni carichi nella TEC di L3.

Al momento in cui ho iniziato l'analisi esposta nella presente tesi, erano disponibili due diversi programmi per la ricostruzione dei vertici secondari:

- AVRT [40], programma ufficiale dell'esperimento L3
- VERTEX, programma sviluppato dal Dott. F. Becattini [41] dell'Università di Firenze.

Entrambi gli algoritmi sono stati ideati per la individuazione di vertici secondari negli eventi in cui la particella Z^0 decade in adroni. In questi eventi, caratterizzati da una alta molteplicità di tracce, i K_S^0 sono prodotti con energie dell'ordine di 10 GeV, dando luogo a situazioni cinematiche diverse da quelle prodotte dai processi di interazione fotone-fotone. Per questi motivi, i due programmi dovevano essere adattati al caso della ricostruzione di due soli K_S^0 di bassa energia. Purtroppo, non è stato possibile modificare il programma AVRT poichè questo è integrato all'interno del programma di ricostruzione REL3 e le informazioni da esso prodotte sono accessibili solo in lettura. Pertanto, ho modificato i criteri di selezione di base solamente del programma VERTEX, cercando di massimizzare il numero di vertici ricostruiti. Infatti, data la bassa molteplicità di tracce degli eventi da me analizzati, è possibile rimuovere i vertici non voluti ad un livello successivo.

Prima però di utilizzare il programma VERTEX così modificato, ho effettuato un confronto tra i risultati ottenuti mediante i due diversi programmi in una simulazione di Monte Carlo per la reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_2'(1525) \rightarrow e^+e^- K_S^0 K_S^0 \rightarrow e^+e^- \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

Sono stati considerati 1014 eventi di questo tipo, tutti con quattro tracce nella TEC di L3. I risultati del confronto sono riportati nella tabella 7.1. I valori delle risoluzioni in x, y

	VERTEX	AVRT
Numero di vertici secondari ricostruiti	2669	1827
Eventi con nessun vertice secondario	23	40
Eventi con un vertice secondario	66	158
Eventi con due vertici secondari	349	782
Eventi con tre vertici secondari	399	31
Eventi con quattro vertici secondari	177	3
Eventi con ≥ 2 vertici secondari	925	816
Risoluzione in X (mm)	0.85	0.85
Risoluzione in Y (mm)	0.92	0.88
Risoluzione in Z (mm)	12.97	18.05
Risoluzione nella massa del K_S^0 (MeV)	12	15

Tabella 7.1: Confronto tra i due programmi nel Monte Carlo.

e z sono stati calcolati mediante dei fit gaussiani sulle distribuzioni delle differenze delle coordinate dei vertici secondari ottenuti dai programmi di ricostruzione e quelle fornite dal generatore di Monte Carlo. La risoluzione sulla massa invariante del K_S^0 è data dal valore della deviazione standard ottenuta da un fit gaussiano sul picco di massa invariante $\pi^+\pi^-$. Si nota che il programma VERTEX, oltre a trovare un maggior numero di vertici secondari, possiede una migliore risoluzione in z e sulla massa del K_S^0 .

Per tutti i motivi esposti, il programma VERTEX è stato scelto per la analisi da me effettuata.

Nella tabella 7.2 è riportato il numero dei vertici secondari ricostruiti dai due programmi per un campione di eventi reali selezionati come $K_S^0 K_S^0$ con i metodi precedentemente esposti. Come si può osservare il programma AVRT possiede dei tagli di base che non si adattano agli eventi di bassa energia prodotti dalle interazioni fotone-fotone. Il fatto che il programma VERTEX trovi più dei due vertici richiesti non costituisce un problema, in quanto le intersezioni non fisiche vengono rimosse con i criteri della analisi precedentemente esposti.

L'algoritmo del programma VERTEX può essere riassunto nelle seguenti operazioni

	VERTEX	AVRT
Numero di vertici secondari ricostruiti	120	45
Eventi con nessun vertice secondario	-	8
Eventi con un vertice secondario	-	21
Eventi con due vertici secondari	13	12
Eventi con tre vertici secondari	18	-
Eventi con quattro vertici secondari	10	-
Eventi con ≥ 2 vertici secondari	41	12

Tabella 7.2: Confronto tra i due programmi in un campione di eventi $K_s^0 K_s^0$.

- ricerca di intersezioni tra tracce prodotte da particelle di carica opposta nel piano $r - \phi$
- risoluzione delle ambiguità delle intersezioni mediante la topologia dei fili colpiti e la collinearità tra l'impulso delle due particelle cariche e la direzione di volo della particella decaduta
- calcolo dell'angolo azimutale al vertice secondario per le due particelle cariche
- fit per la determinazione della coordinata θ per le due tracce, imponendo la conservazione dell'impulso ed una origine comune.

Mediante la ricostruzione dei vertici secondari è possibile mettere in evidenza le interazioni tra il fascio ed il tubo a vuoto di LEP e la produzione di coppie e^+e^- provenienti dalla conversione di fotoni in interazioni con il tubo stesso. In figura 7.8 è riportata la distanza di decadimento nel piano trasverso per i vertici secondari ricostruiti: si nota la presenza di un picco attorno a 54 mm, in corrispondenza della parete del tubo a vuoto. Effettuando un fit con una gaussiana ed un polinomio di terzo grado, il picco risulta collocato ad una distanza radiale di 53.95 mm ed è caratterizzato da una deviazione standard di 1.9 mm. E' interessante osservare la struttura del tubo a vuoto, riportando in grafico la posizione dei vertici secondari ricostruiti nel piano $r - \phi$ (Figura 7.9). In figura 7.10 sono riportati due spettri di massa invariante $\pi^+\pi^-$ relativi alla produzione inclusiva di K_s^0 in eventi a bassa energia con quattro tracce nella TEC, raccolti da L3 negli anni dal 1991 al 1993. Lo spettro in figura 7.10(a) è stato da me ottenuto senza la ricostruzione di vertici secondari, secondo un metodo già utilizzato nell'ambito della collaborazione L3 [42], richiedendo

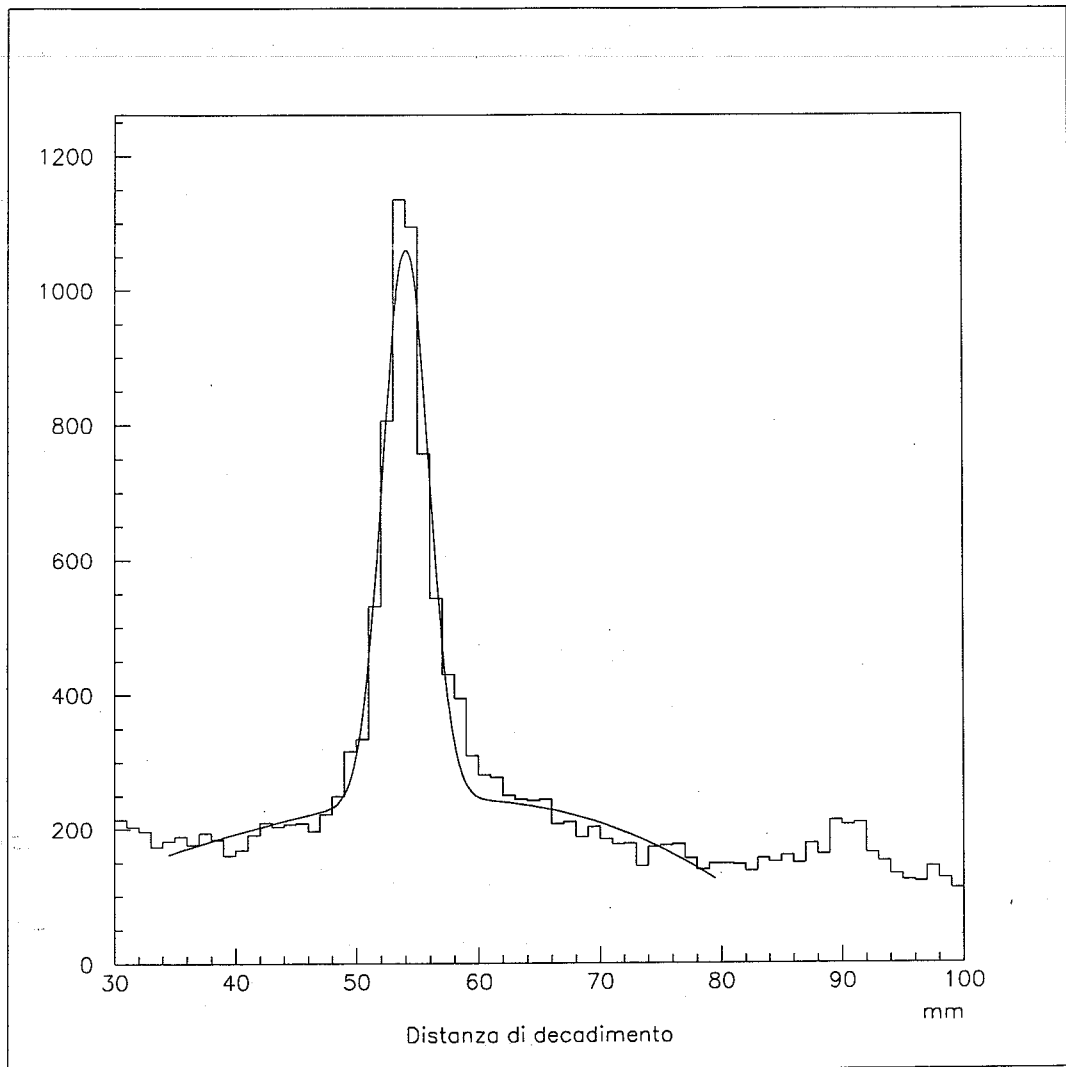


Figura 7.8: Distanza di decadimento per i vertici secondari ricostruiti.

che almeno una delle due tracce abbia una DCA maggiore di 5 mm. In figura 7.10(b) è riportato lo spettro ottenuto dallo stesso campione di dati mediante i criteri di selezione da me utilizzati nella analisi con la ricostruzione di vertici secondari. Si può osservare che il secondo metodo porta ad un notevole miglioramento della efficienza, della risoluzione e del rapporto segnale-fondo.

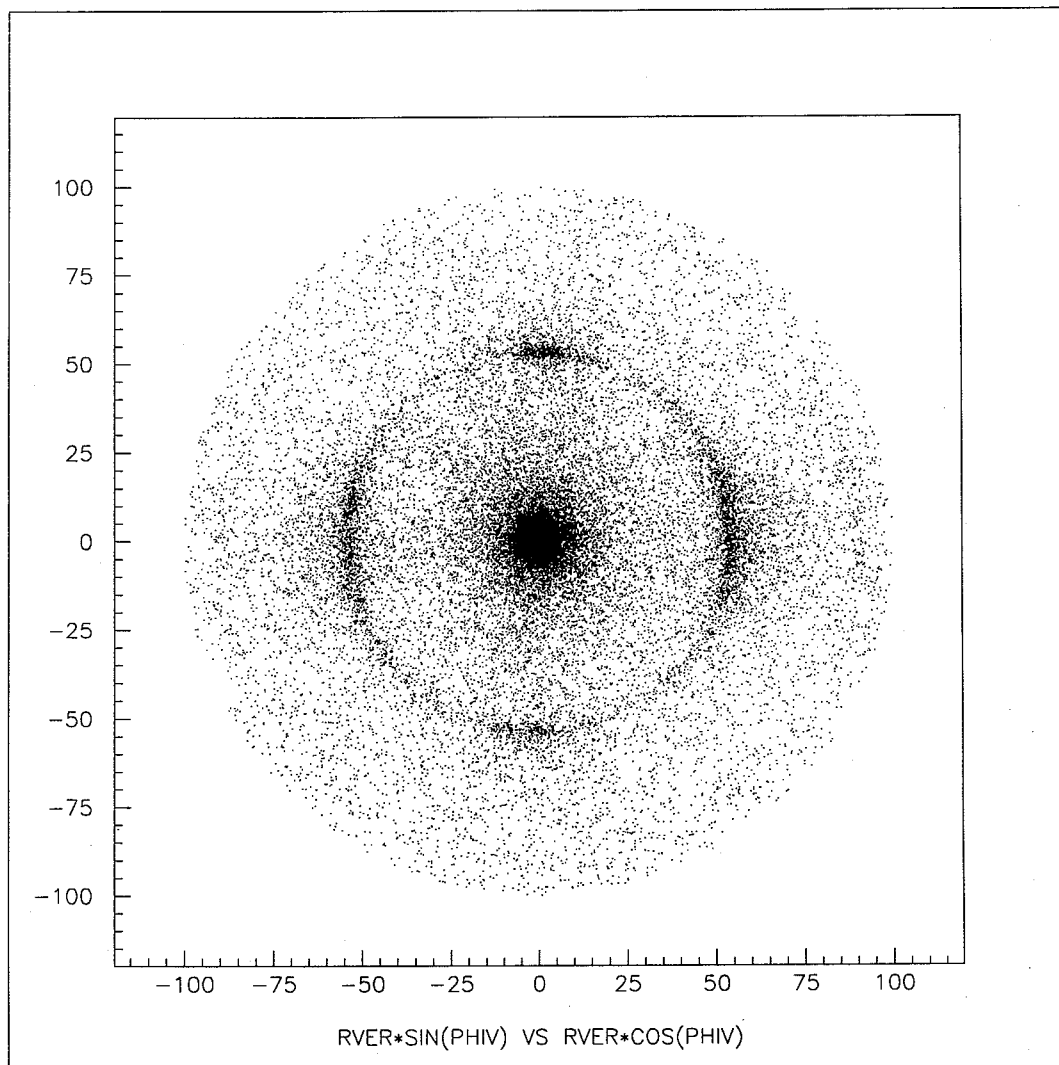
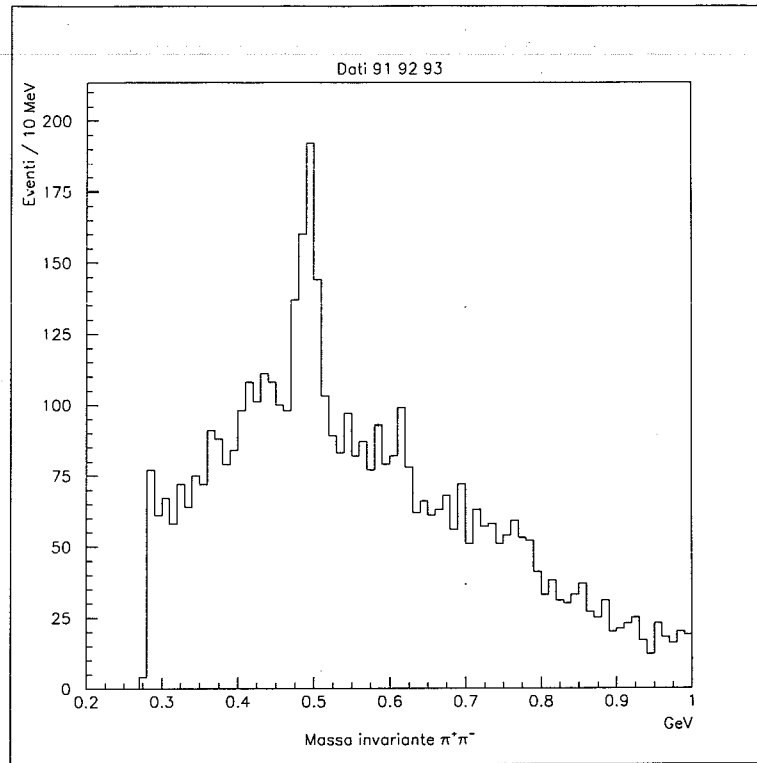
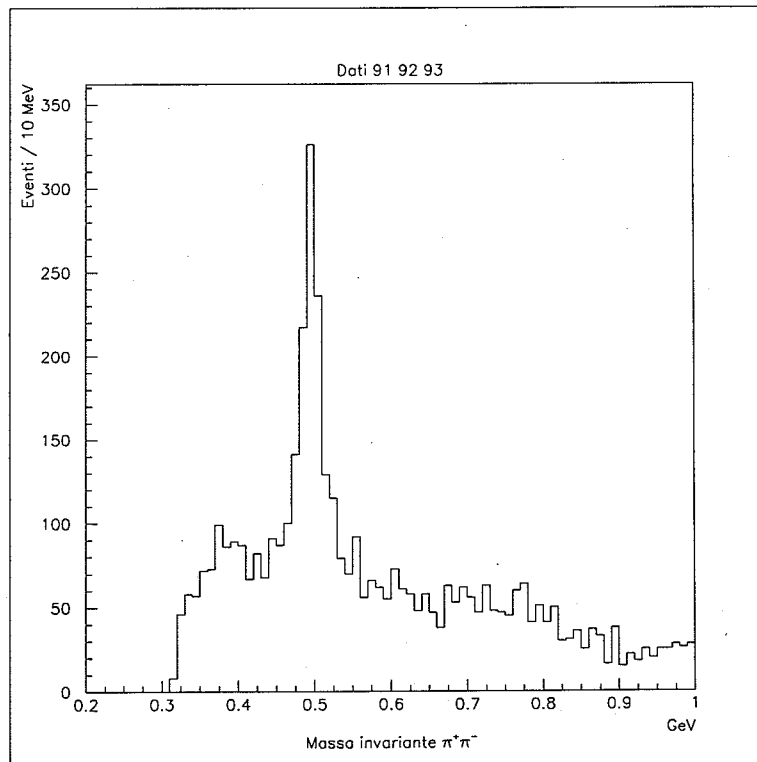


Figura 7.9: Posizione dei vertici secondari nel piano $r - \phi$.



(a)



(b)

Figura 7.10: Massa invariante $\pi^+\pi^-$ senza (a) e con (b) la ricostruzione dei vertici secondari.

Primi risultati con il rivelatore di microvertice

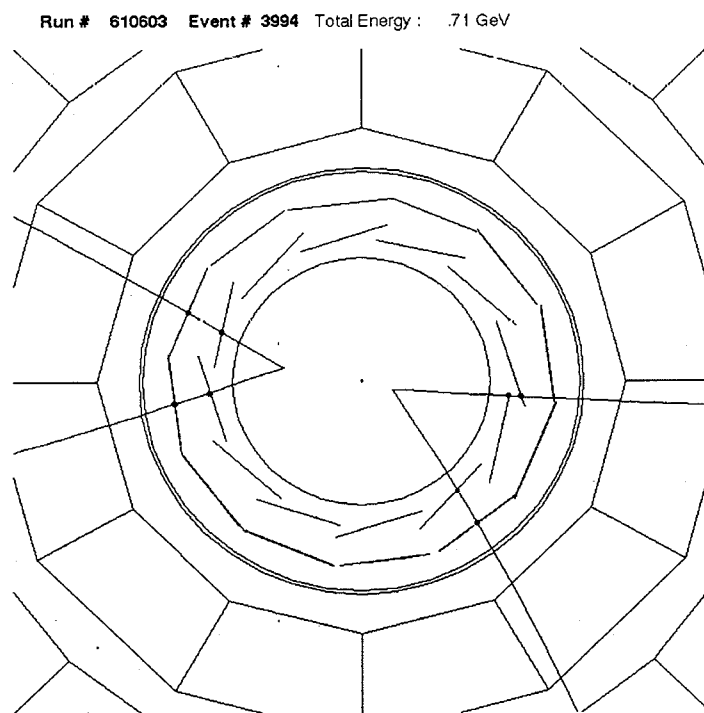


Figura 7.11: Uno degli eventi dello spettro $K_S^0 K_S^0$ in cui è presente il rivelatore di microvertice.

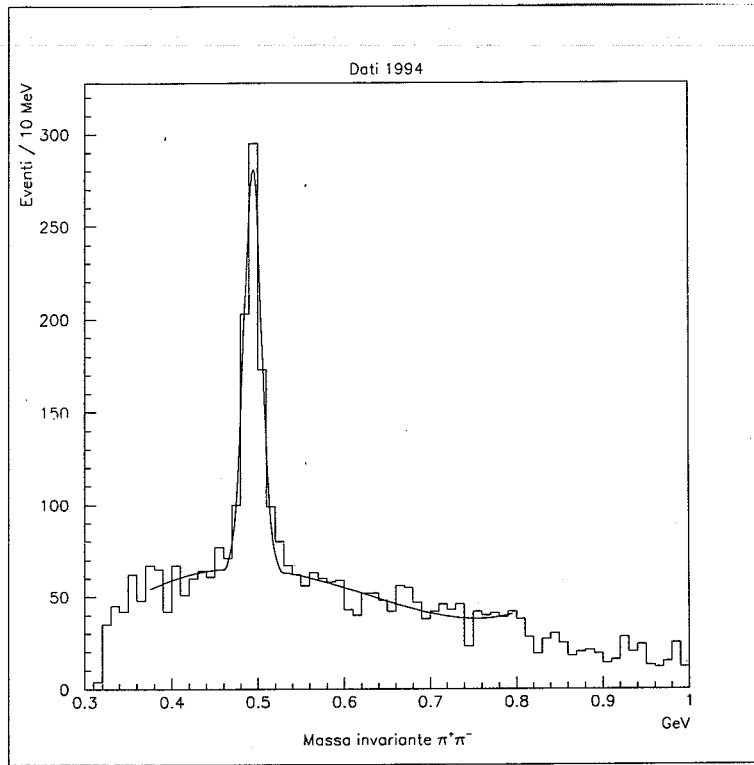
Come è stato osservato nel secondo capitolo il rivelatore di microvertice (SMD) di L3 è stato installato nel 1994 e le informazioni da esso raccolte sono state rese disponibili per le analisi fisiche solo durante la stesura della presente tesi. Pertanto sono presentati in questa appendice i primi risultati da me ottenuti con l'ausilio di queste informazioni. Come si può vedere in figura 7.11, la presenza del rivelatore di microvertice aumenta in modo molto notevole la precisione della ricostruzione dei vertici secondari sia per l'estrema precisione del rivelatore sia per la sua vicinanza al punto in cui è avvenuto il decadimento del K_S^0 . Il miglioramento, oltre che nel piano trasverso, è molto notevole nella direzione z ove si rendono disponibili per la ricostruzione punti molto vicini al vertice primario di interazione.

L'algoritmo per la ricostruzione dei vertici secondari non utilizza ancora direttamente le informazioni provenienti dal rivelatore di microvertice; tuttavia, le quantità fisiche relative alle tracce sono ottenute tramite nuove procedure di calibrazione in cui si è tenuto conto

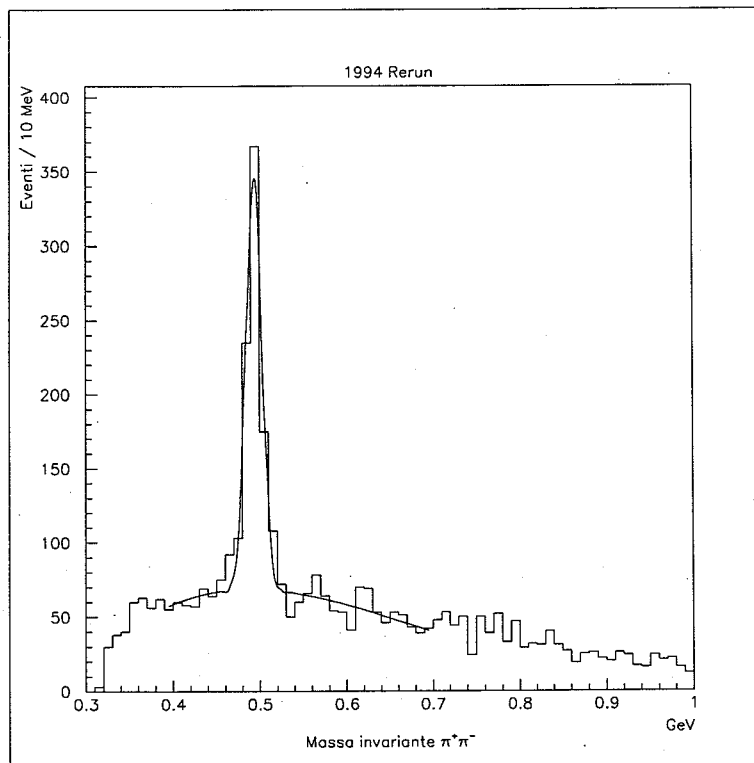
delle informazioni di SMD, migliorando così la precisione sulla determinazione dei vertici stessi.

In figura 7.12 sono riportati gli spettri di massa invariante $\pi^+\pi^-$ dovuti alla produzione inclusiva di K_S^0 nelle interazioni fotone-fotone ottenute con i criteri esposti nella presente tesi. Entrambi si riferiscono allo stesso campione di dati raccolti da L3 nel 1994. In figura 7.12(a) è riportato lo spettro ottenuto con le calibrazioni effettuate solo mediante la TEC. In figura 7.12(b) è mostrato lo spettro ottenuto dopo le calibrazioni effettuate utilizzando le informazioni della TEC e di SMD contemporaneamente. Il miglioramento è notevole sia da un punto di vista del rapporto segnale-fondo sia per quanto riguarda la risoluzione. Effettuando per entrambi gli spettri un fit con una gaussiana ed un polinomio di terzo grado la risoluzione migliora da un valore $\sigma = 8.9 \pm 0.6$ MeV ad un valore di $\sigma = 6.3 \pm 0.5$ MeV.

Questi risultati preliminari possono essere considerati una prima indicazione del miglioramento nella ricostruzione dei vertici secondari apportato dal rivelatore di microvertice di L3.



(a)



(b)

Figura 7.12: Il picco dovuto alla produzione inclusiva di K_S^0 senza (a) e con (b) SMD.

Ringraziamenti

Dopo un anno di lavoro, molte sono le persone da ringraziare e non è facile farlo, così, in una pagina.

Un ringraziamento particolare va alla Prof. M.N.Focacci-Kienzle dell'Università di Ginevra per le fruttuose discussioni, le costruttive critiche ed i preziosi consigli.

Desidero ringraziare il Prof. J.H.Field ed il Prof. A.Buijs e tutto il gruppo di analisi delle interazioni $\gamma - \gamma$ dell'esperimento L3.

Vorrei esprimere la mia gratitudine a tutti i membri della collaborazione L3, in particolare al gruppo di Firenze ed al Dott. F.Becattini, autore del programma per la ricostruzione dei vertici secondari.

Vorrei ricordare la Sig.ra Gabriella e la Sig.ra Guglielma dell'INFN di Firenze per la loro costante gentilezza.

Un pensiero va a tutti gli amici che, condividendo con me momenti più o meno felici, hanno reso indimenticabile la mia permanenza al CERN.

Un grosso grazie va ai miei genitori che, da veri "tifosi", mi hanno sempre incoraggiato durante tutto il corso dei miei studi.

Infine vorrei ricordare Maria Grazia che è riuscita nell'impresa di sopportarmi durante questo ultimo anno sofferto ma non privo di soddisfazioni.

Davvero, grazie a tutti !

Bibliografia

- [1] A.Buijs, Observation of the Formation of the Tensor Mesons $f'_2(1525)$ and χ_{c2} in Photon-Photon Collisions at LEP, 10th International Workshop on Photon-Photon Collisions Proceedings, Sheffield Aprile 1995, World Scientific.
- [2] S.Braccini, Study of the $K_s^0 K_s^0$ Final State in Two-Photon Collisions, L3 note 1737, Aprile 1995.
- [3] CERN Courier, Giugno 1994, p.24.
- [4] EFCA Workshop on LEP 200, Aachen (Germania), 25 Settembre - 1 Ottobre 1986, CERN 87-08.
- [5] H.Kolanoski, Two-Photon Physics at e^+e^- Storage Rings, Springer-Verlag, 1984.
- [6] C.Berger, W.Wagner, Phys. Rep. 146 (1987) 1.
- [7] H.Kolanoski, W.Zerwas, Two-Photon Physics, World Scientific, 1993.
- [8] D.Morgan, M.R.Pennington e M.R. Whalley, J.Phys.G: Nucl.Part.Phys. 20 (1994) A1-A147.
- [9] F.E.Low, Phys. Rev. 120 (1960) 582.
- [10] M.Burchell, A Review of Recent Activity in the Field of Light-Quark Meson Spectroscopy, CERN-PPE/92-158.
- [11] F.Halzen, A.D.Martin, Quarks and Leptons, John Wiley & Sons, 1984.
- [12] D.H.Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison Wesley, 1987.
- [13] L.Montanet, Rep. Prog. Phys. 46 (1983) 337.

- [14] H.J.Lipkin, Nucl. Phys. B7 (1968) 321; Procs. EPS Int. Conf. on High Energy Physics, Palermo 1975, p.609.
- [15] D.Faiman et al., Phys. Lett. 59B (1975) 269.
- [16] J.H.Field, Photon- Photon Collisions, L.P.N.H.E., Università di Parigi, 84-04.
- [17] G.Köpp et al., Nucl. Phys. B 70 (1974) 461; B.Schrempp-Otto et al., Phys. Lett. 36B (1971) 463; P.Grassbereger et al., Nucl. Phys. B106 (1976) 451.
- [18] S.Myers, The LEP Collider, from design to approval and commissioning, CERN 91-08.
- [19] B.Adeva et al., The Construction of the L3 experiment, Nucl.Instr.and Meth. A289 (1990) 35-102.
- [20] P.Béné et al., First-level charged particle trigger for the L3 detector, Nucl. Instr. and Meth. A306 (1991) 150.
- [21] Y.Bertsh et al., The Second Level Trigger of the L3 experiment, LAPP preprint, 1993.
- [22] C.Dionisi et al., The Third Level Trigger System of the L3 Experiment at LEP, CERN-PPE/93-114.
- [23] G.F.Knoll, Radiation detection and measurement, Wiley, 1989.
- [24] B.Muryn, The $\gamma\gamma$ resonance production at LEP (DELPHI Collab.), Workshop on Two-Photon Physics at LEP and Hera Proceedings, Lund, 26-28 Maggio 1994.
- [25] S.Godfrey and N.Isgur, Phys. Rev. D (1985) 189.
- [26] Particle Data Group, L.Montanet et al., Review of Particle Properties, Phys. Rev. D 50 (1994).
- [27] N.M.Cason et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1316; R.S.Longacre et al., Phys. Lett B 177 (1986) 223; D.Alde et al., Phys. Lett. B 201 (1988) 160; Nucl. Phys. B269 (1986) 485; B.Costa et al., Nucl. Phys. B175 (1980) 402.

- [28] F.L.Linde, Charm Production in Two-Photon Collisions, Tesi di Dottorato, Rijksuniversiteit Leiden, 1988.
- [29] B.Bertucci, Studio del processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ nell'esperimento L3 al LEP, Tesi di Dottorato, Università di Perugia, 1994.
- [30] A.G.Frodesen, O.Skjeggstad, Probability and Statistics in Particle Physics, Universitetsforlaget, 1979.
- [31] TASSO Collab., M.Althoff et al., Phys. Lett. 121B (1982) 216.
- [32] TASSO Collab., M.Althoff et al., Z. Phys. C 29 (1985) 189.
- [33] PLUTO Collab., C.Berger et al., Z. Phys. C 37 (1988) 329.
- [34] CELLO Collab., H.J.Behrend et al., Z. Phys. C 43 (1989) 91.
- [35] M.W.Van de Guchte, Observation of the decay $f' \rightarrow K_s^0 K_s^0$, Tesi di Dottorato, Robert J.Van de Graaf Laboratorium, Utrecht.
- [36] ARGUS Collab., H.Albrecht et al., Z. Phys. C 48 (1990) 183.
- [37] MARK III Collab., R.M. Baltrusatis et al., Phys. Rev. Lett. 2 (1986) 107.
- [38] DM2 Collab., J.E.Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 2238.
- [39] WA76 Collab., T.A.Armstrong et al., Z. Phys. C 51 (1991) 351.
- [40] J.C.Sens, Vertex Reconstruction in the Standard L3 Software, L3 note 810.
- [41] F.Becattini, Studio e Ottimizzazione delle Prestazioni del Rivelatore L3, Tesi di Laurea, Università di Firenze, 1991; L3 Collab., M.Acciarri et al., Phys. Lett. B 328 (1994) 223.
- [42] L3 Collab., O.Adriani et al., Phys. Lett. B 318 (1993) 575.

