

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Tesi di Laurea
in
Fisica

**Identificazione di particelle
con il RICH di COMPASS
al Superprotosincrotrone del CERN**

Candidata:
Federica Sozzi

Relatore:
prof. Paolo Schiavon

Correlatrice:
dott.ssa Silvia Dalla Torre

Anno Accademico 2002-2003

a Isabella Capozzi Meoni

Indice

1	L'esperimento COMPASS e la diffusione profondamente anelastica	1
1.1	La diffusione profondamente anelastica	2
1.1.1	Fattori di forma del nucleone	2
1.1.2	Urto profondamente anelastico	3
1.1.3	Il modello a partoni	6
1.1.4	Regole di somma	9
1.1.5	Urto profondamente anelastico con leptone e nucleone polarizzati	12
1.1.6	Modello a partoni nel caso polarizzato	14
1.1.7	Regole di somma di Bjorken e di Ellis-Jaffe	14
1.2	Risultati sperimentali	15
1.3	Misura di $\frac{\Delta G}{G}$ in COMPASS	20
1.3.1	L'asimmetria longitudinale di spin	21
1.3.2	Il mesone D^0	22
2	L'apparato sperimentale in COMPASS	25
2.1	Rivelatori dello spettrometro COMPASS	25
2.1.1	Il fascio polarizzato	27
2.1.2	Il bersaglio	28
2.1.3	I rivelatori di traccia	29
2.1.4	I magneti	33
2.1.5	I calorimetri adronici	34
2.1.6	I filtri muonici	34
2.2	Principio di funzionamento dello spettrometro	34
2.2.1	Lo spettrometro a grandi angoli	35

2.2.2	Lo spettrometro a piccoli angoli	37
2.2.3	Il trigger	37
2.2.4	L'acquisizione dati	37
3	Il RICH di COMPASS	41
3.1	L'effetto Cherenkov	41
3.2	I contatori Cherenkov a soglia	44
3.3	La tecnica del RICH	45
3.3.1	Il numero di fotoni	46
3.3.2	La risoluzione	48
3.3.3	La discriminazione in massa	49
3.4	RICH-1	50
3.4.1	Il radiatore	51
3.4.2	Gli specchi	52
3.4.3	Le camere multifilo	53
4	La pattern recognition	59
4.1	I dati sperimentali	59
4.2	CORAL	60
4.3	RICHONE	61
4.3.1	La ricostruzione dell'anello	61
4.3.2	L'identificazione	63
4.3.3	Problemi dell'algoritmo di ricostruzione	66
4.4	I mDST	67
5	L'efficienza del RICH	71
5.1	La selezione delle sorgenti di taratura	72
5.1.1	Il metodo della massa invariante	72
5.1.2	Tagli comuni alle selezioni	73
5.1.3	Selezione del mesone K^0	74
5.1.4	Selezione del mesone ϕ	79
5.1.5	Selezione del barione Λ	82
5.1.6	Distribuzioni finali delle sorgenti	83
5.2	Significato dell'efficienza	85

5.3	Definizione di efficienza	88
5.4	Risultati sui dati del 2002	89
5.4.1	Errore sull'efficienza	90
5.4.2	Efficienza per π dal K^0	90
5.4.3	Efficienza per K dalla ϕ	92
5.4.4	Efficienza per p e π dalla Λ	93
5.4.5	Osservazioni sulle inefficienze	93
5.4.6	Risultati sui dati del 2003	97
6	Studi sull'efficienza del RICH	101
6.1	Influenza della purezza sull'efficienza	101
6.1.1	Correlazione purezza-efficienza	104
6.1.2	Il π -veto	109
6.1.3	Studio del fondo	110
6.2	Efficienza in funzione di alcuni parametri	114
6.2.1	Efficienza in funzione del momento	116
6.2.2	Efficienza in funzione dell'angolo polare	119
6.2.3	Efficienza in funzione del numero di fotoni	137
7	Il RICH nell'analisi di COMPASS	145
7.1	Selezione di ϕ e Λ con il RICH	145
7.2	La selezione della D^0	147
	Conclusioni	153
	Bibliografia	155
	Ringraziamenti	159

Capitolo 1

L'esperimento COMPASS e la diffusione profondamente anelastica

Il programma di ricerca dell'esperimento COMPASS, in atto all'SPS del CERN, comprende numerose misure su argomenti di fisica adronica. Come indicato dall'acronimo (COmmon MUon and Proton Apparatus for Structure and Spettroscopy), l'esperimento si articola in due principali filoni:

- studi sulla struttura dello spin del nucleone, tra cui:
 - misura della polarizzazione del gluone, $\frac{\Delta G}{G}$
 - misura delle funzioni di struttura di spin trasverso, $\Delta_T q$
- argomenti di spettroscopia adronica, in particolare:
 - ricerca di *glueballs*
 - studio di decadimenti leptonici e semileptonici di particelle charmate
 - ricerca di particelle doppiamente charmate

Nella prima parte del capitolo viene proposto un approccio storico allo studio della struttura dello spin del nucleone, con particolare enfasi al contributo anomalo dei gluoni; nella seconda parte viene descritta la misura di questo contributo nell'esperimento COMPASS.

1.1 La diffusione profondamente anelastica

La maggior parte delle informazioni sulla struttura dei nuclei e dei loro costituenti, i nucleoni, è stata ottenuta studiando l'urto di leptoni carichi su di essi. In particolare, l'urto profondamente anelastico, misurato per la prima volta a SLAC, ha permesso di sondare la struttura del nucleone, confermando nel 1972 l'ipotesi dell'esistenza di costituenti, detti partoni, subito identificati nei quark, ipotizzati da Gell-Mann e da Zweig otto anni prima per spiegare la spettroscopia adronica. Questo successo diede un grande impulso alle speculazioni di fisica teorica, nel cui contesto si svilupparono modelli che fornirono alcune previsioni; di conseguenza, molti esperimenti, a SLAC e al CERN di Ginevra, cercarono di verificare sperimentalmente queste previsioni. I risultati ottenuti furono molto spesso sorprendenti, e rivoluzionarono la visione del nucleone, portando nuovi impulsi allo sviluppo di teorie che dessero una spiegazione completa e consistente con i risultati sperimentali.

1.1.1 Fattori di forma del nucleone

Studiando la diffusione elastica di leptoni carichi su un bersaglio con una struttura, è possibile misurare la sua distribuzione di carica. Se ipotizziamo che il bersaglio abbia spin nullo, l'unica interazione tra esso e il leptone carico è quella elettrica; in ambito non relativistico, la distribuzione angolare dei leptoni diffusi è legata a quella relativa ad un bersaglio puntiforme da questa relazione[1]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{point} |F(q^2)|^2, \quad (1.1)$$

dove q^2 è il trimomento trasferito dal leptone al bersaglio, e $F(q^2)$ è il fattore di forma del bersaglio, che ne parametrizza la distribuzione elettrica. Per basse energie trasferite, la sezione d'urto per bersaglio puntiforme è la sezione d'urto di Mott, e il fattore di forma è direttamente riconducibile alla distribuzione di carica tramite una trasformazione di Fourier.

I primi esperimenti che hanno sondato la struttura interna del nucleone si sono avvalsi di questo approccio. Per studiare il nucleone, che ha spin 1/2, è necessario considerare anche l'interazione magnetica tra esso e il leptone incidente: avremo allora due funzioni di struttura, G_E e G_M , che descrivono rispettivamente la distribuzione elettrica e magnetica del nucleone.

La sezione d'urto dell'interazione leptone-nucleone è data dalla formula di Rosenbluth[1]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (1.2)$$

dove $\tau = \frac{Q^2}{4M^2c^2}$. A basse energie trasferite, il fattore di forma e la densità di carica sono legate dalla trasformata di Fourier; nel caso di collisione leptone-nucleone ad alte energie, non è possibile usare il limite non relativistico, e questa relazione viene a mancare. Inoltre, i fattori di forma non sono funzione del trimomento trasferito, ma della sua generalizzazione invariante, ovvero il quadrimomento trasferito, Q^2 .

Nel caso limite $Q^2 \rightarrow 0$, i fattori di forma che appaiono nella sezione d'urto di Rosenbluth descrivono le proprietà statiche dei nucleoni: G_E è la carica elettrica del nucleone, normalizzata alla carica elementare, G_M è il momento magnetico normalizzato al magnetone nucleare:

$$\begin{aligned} G_E^p(Q^2 = 0) &= 1 & G_E^n(Q^2 = 0) &= 0 \\ G_M^p(Q^2 = 0) &= 2.79 & G_M^n(Q^2 = 0) &= -1.91 \end{aligned}$$

L'andamento dei fattori di forma è stato determinato sperimentalmente, misurando la sezione d'urto a vari angoli, per valori di Q^2 fissato: se si esclude il fattore di forma elettrico per il neutrone, che è vicino a zero, gli altri tre fattori mostrano lo stesso andamento dipolare con Q^2 :

$$G(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71(\text{GeV}/c)^2}\right)^{-2}. \quad (1.3)$$

A causa di questo andamento, il contributo della sezione d'urto elastica a grandi Q^2 viene soppresso; infatti, la sezione d'urto Rosenbluth ha una dipendenza da Q^2 del tipo:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \sim \frac{1}{Q^8}, \quad (1.4)$$

poichè $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \sim 1/Q^4$ e $G(Q^2) \sim 1/Q^4$.

1.1.2 Urto profondamente anelastico

Ad alte energie trasferite dal leptone incidente al bersaglio è possibile studiare la struttura interna del nucleone in modo più dettagliato.

In reazioni ad alto Q^2 , il contributo elastico è soppresso dal termine $1/Q^8$, e il canale principale di interazione diventa quello anelastico. In particolare, il nucleone dello stato iniziale perde la sua identità durante la collisione e nello stato finale vengono creati risonanze, pioni, kaoni (in generale uno stato adronico con massa W).

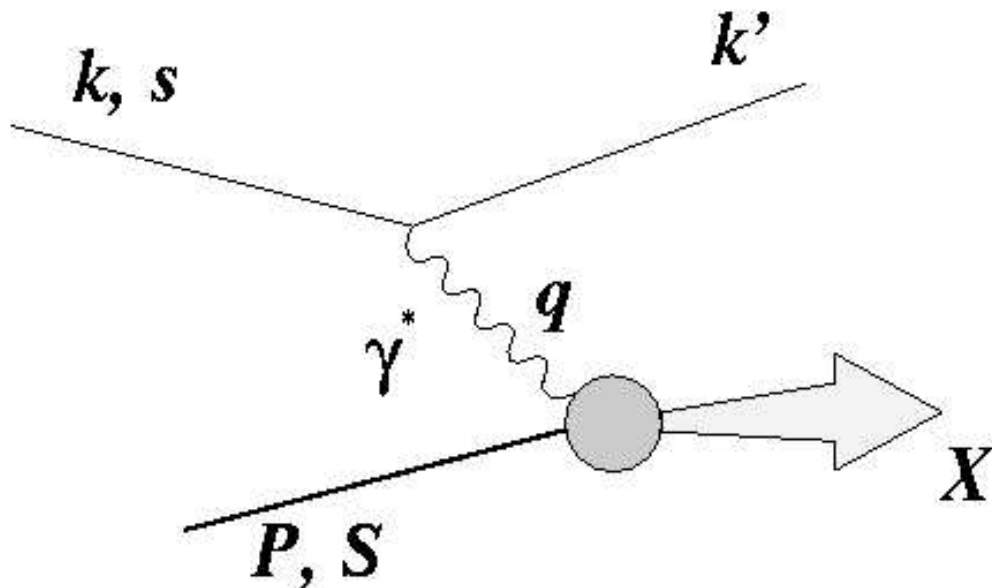


Figura 1.1: Cinematica di una diffusione profondamente anelastica: k e k' sono i quadrivettori del leptone incidente e diffuso, P il quadrivettore del nucleone iniziale e q quello del fotone scambiato, γ^* ; X è la massa dello stato adronico finale, indicata nel testo con W ; s ed S sono gli spin del leptone iniziale e del nucleone (il caso di DIS polarizzato è trattato più avanti).

Di solito, le reazioni anelastiche vengono studiate con approccio inclusivo: si prescinde dallo stato adronico generato, e si studia la reazione tramite l'energia iniziale e finale del leptone e il suo angolo di scattering. Da queste variabili è possibile ottenere informazioni sulla struttura del nucleone iniziale.

Introduciamo la massa invariante dello stato adronico, W , ricavata dal quadri-momento del fotone scambiato, q , e del nucleone iniziale, P (fig. 1.1):

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2, \quad (1.5)$$

dove M è la massa del nucleone iniziale, e ν è un invariante relativistico definito in questo modo:

$$\nu = \frac{Pq}{M}; \quad (1.6)$$

nel laboratorio ν coincide con l'energia trasferita dal leptone al nucleone: $\nu = E - E'$.

Notiamo che, nel caso elastico, ad una energia incidente E fissata, c'è solo un parametro libero; la sezione d'urto di Rosenbluth e i fattori di forma che vi compaiono dipendono solo da un parametro. Invece, nel caso anelastico, l'energia di eccitazione del nucleone aggiunge un ulteriore grado di libertà, e la sezione d'urto è funzione di due parametri indipendenti. Se descriviamo la dinamica del processo anelastico in termini di fattori di forma, si avrà che anche questi dipendono da due variabili; si ha allora una generalizzazione della sezione d'urto Rosenbluth, che diventa:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \cdot \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (1.7)$$

Introduciamo a questo punto una variabile che misura l'anelasticità dell'urto, la *variabile di scala di Bjorken*:

$$x := \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}. \quad (1.8)$$

La variabile di Bjorken è compresa tra zero e uno: $0 < x < 1$. Nel caso elastico, $x = 1$: infatti si trova facilmente il legame tra Q^2 e ν sostituendo nella 1.5 l'uguaglianza $W = M$:

$$2M\nu - Q^2 = 0; \quad (1.9)$$

nel caso anelastico invece $W > M$, per cui:

$$2M\nu - Q^2 > 0. \quad (1.10)$$

Si definisce urto profondamente anelastico (DIS, Deep Inelastic Scattering) un'interazione con $Q^2 \rightarrow \infty$ e $\nu \rightarrow \infty$ e valori di x finiti.

Dalla misura della sezione d'urto è possibile estrarre i fattori di forma; usualmente si sostituiscono ai termini W_1 e W_2 i fattori di forma adimensionali F_1 e F_2 :

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &= Mc^2 W_1(Q^2, \nu) \\ F_2(x, Q^2) &= \nu W_2(Q^2, \nu). \end{aligned} \quad (1.11)$$

Dai dati sperimentali, si vede che per valori fissi di x e alti valori di ν e Q^2 , le funzioni di struttura non dipendono o dipendono debolmente da Q^2 ; questa caratteristica è detta *invarianza di scala* (fig. 1.2), e viene indicata in questo modo:

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &\longrightarrow F_1(x) \\ F_2(x, Q^2) &\longrightarrow F_2(x). \end{aligned} \quad (1.12)$$

L'indipendenza dei fattori di forma dalla variabile Q^2 è tipica di urti su sorgenti puntiformi (basti pensare, nel caso elastico, alla trasformata di Fourier di un fattore di forma costante).

Poichè i nucleoni hanno una struttura, segue che devono essere costituiti da componenti puntiformi. Inoltre, dalla relazione di Callan-Gross:

$$2xF_1(x) = F_2(x), \quad (1.13)$$

verificata sperimentalmente (fig. 1.3), segue che la sezione d'urto anelastica ha lo stesso andamento della sezione d'urto Dirac, che descrive l'interazione tra un leptone e una particella carica puntiforme di spin 1/2:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Dirac} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left[1 + 2\tau \tan^2 \frac{\theta}{2}\right]. \quad (1.14)$$

L'implicazione di questa somiglianza è che i costituenti puntiformi del nucleone hanno spin 1/2.

1.1.3 Il modello a partoni

Dopo aver concluso che il nucleone contiene componenti puntiformi con spin 1/2, possiamo introdurre un modello che cerchi di descrivere le proprietà del nucleone tramite le caratteristiche di queste componenti.

Nel modello a partoni[2] (fig. 1.4), il nucleone è costituito da un certo numero di particelle senza struttura, i partoni; ognuno di essi porta una frazione x del momento e dell'energia del nucleone:

	<i>nucleone</i>	<i>partone</i>	
<i>energia</i>	E	xE	
<i>momento</i>	P	xP	
<i>massa</i>	M	xM	(1.15)

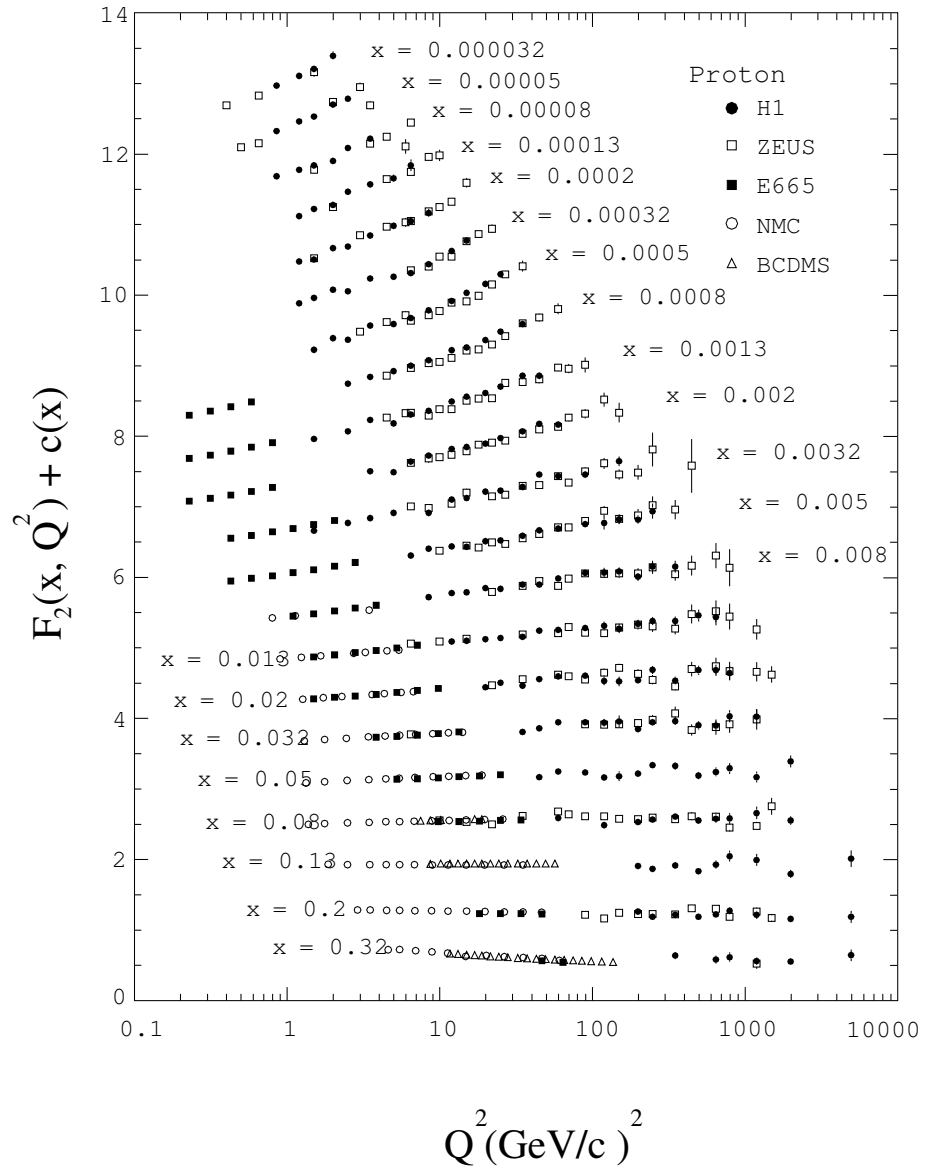


Figura 1.2: La funzione di struttura F_2 in funzione di Q^2 in intervalli di x . I risultati provengono da diversi esperimenti di SLAC e del CERN.

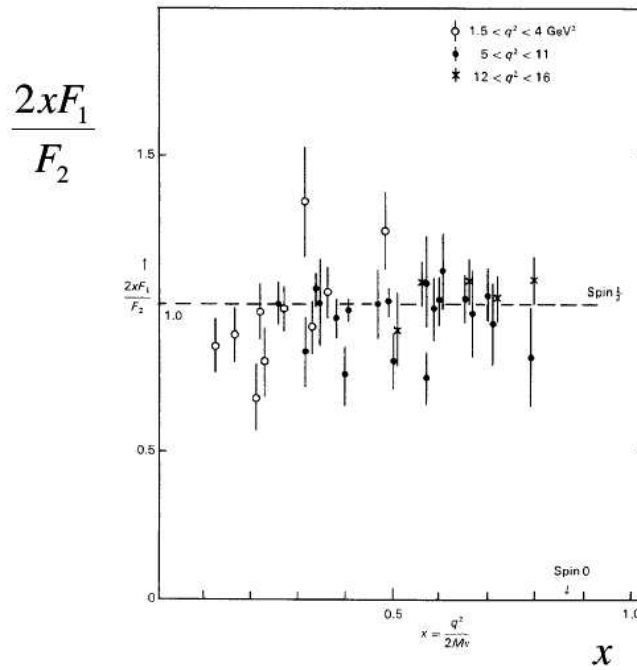


Figura 1.3: Conferma sperimentale della relazione di Callan Gross per diversi valori di Q^2 .

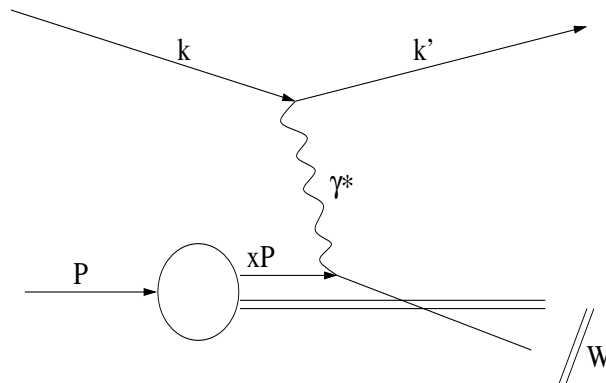


Figura 1.4: Cinematica di una reazione DIS descritta con il modello a partoni.

Se descriviamo il processo profondamente anelastico in un particolare sistema di riferimento, la sua interpretazione tramite il modello a partoni diventa molto intuitiva. In un sistema di riferimento che si muove ad alta velocità, possiamo trascurare le componenti trasverse del momento e le masse a riposo dei partoni; con questa approssimazione, si ha:

$$(xP + q)^2 = (xP)^2 - Q^2 + 2xPq = x^2M^2 = 0, \quad (1.16)$$

da cui, trascurando il termine $(xP)^2$, si ottiene:

$$x = \frac{Q^2}{2Pq}. \quad (1.17)$$

Quindi in questo sistema di riferimento x coincide con la variabile di Bjorken precedentemente definita: essa è interpretata come la frazione del quadrimomento del nucleone portato dal partone che ha assorbito il fotone di scambio. L'interazione leptone-nucleone può essere interpretata come la somma incoerente delle interazioni tra leptone e singoli partoni; questa approssimazione è valida finché la durata dell'assorbimento del fotone dal partone permette di considerare i partoni liberi, non interagenti tra di loro.

Alla luce di questa descrizione, è possibile dare una nuova interpretazione ai fattori di forma F_1 e F_2 del nucleone. Supponendo che ogni partone porti una frazione di carica e_i , e introducendo una funzione di probabilità $f_i(x)$, che descrive la distribuzione d'impulso dei partoni nel nucleone, possiamo scomporre F_2 (e F_1):

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x). \quad (1.18)$$

In questo modo i fattori di forma vengono interpretati in termini di probabilità di trovare un partone con frazione x di momento all'interno di essi.

1.1.4 Regole di somma

Finora abbiamo interpretato i partoni come entità astratte che costituiscono il nucleone; d'altra parte, nella descrizione del modello non relativistico a quark, il nucleone consiste di tre quark di valenza, che gli conferiscono le proprietà statiche (spin, sapore e carica), e di un mare di coppie quark-antiquark, continuamente prodotte e annichilate come particelle virtuali nel campo dell'interazione forte. Possiamo allora

identificare i partoni con i quark e gli antiquark e fare alcune considerazioni. Introducendo le distribuzioni di probabilità per i tre quark leggeri (u, d, s), è possibile scrivere in modo esplicito il fattore di forma F_2 per il protone:

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} F_2^{ep}(x) &= \left(\frac{2}{3}\right)^2 \cdot [u^p(x) + \bar{u}^p(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 \cdot [d^p(x) + \bar{d}^p(x)] + \\ &+ \left(\frac{1}{3}\right)^2 \cdot [s^p(x) + \bar{s}^p(x)], \end{aligned} \quad (1.19)$$

e per il neutrone:

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} F_2^{en}(x) &= \left(\frac{2}{3}\right)^2 \cdot [u^n(x) + \bar{u}^n(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 \cdot [d^n(x) + \bar{d}^n(x)] + \\ &+ \left(\frac{1}{3}\right)^2 \cdot [s^n(x) + \bar{s}^n(x)]. \end{aligned} \quad (1.20)$$

Poichè il neutrone e il protone sono membri di un doppietto di isospin, le distribuzioni dei quark che appaiono nella 1.19 e nella 1.20 sono legate tra di loro in questo modo:

$$\begin{aligned} u^p(x) &= d^n(x) = u(x), \\ d^p(x) &= u^n(x) = d(x), \\ s^p(x) &= s^n(x) = s(x). \end{aligned} \quad (1.21)$$

Definendo inoltre le distribuzioni dei quark di valenza:

$$\begin{aligned} u_v(x) &= u(x) - \bar{u}(x), \\ d_v(x) &= d(x) - \bar{d}(x), \\ s_v(x) &= s(x) - \bar{s}(x). \end{aligned} \quad (1.22)$$

si ottengono alcune regole di somma che descrivono i numeri quantici dei nucleoni:

$$\begin{aligned} \int_0^1 u_v(x) dx &= 2, \\ \int_0^1 d_v(x) dx &= 1, \\ \int_0^1 s_v(x) dx &= 0. \end{aligned} \quad (1.23)$$

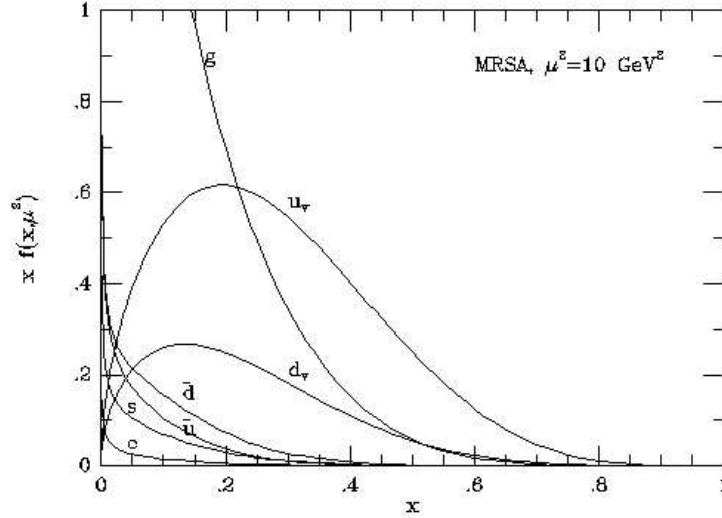


Figura 1.5: Parametrizzazione della distribuzione dei quark di valenza (indicate come u_v e d_v) e dei quark appartenenti al mare (\bar{u} , \bar{d} , c ed s).

La frazione del momento del nucleone portata dai quark si trova integrando su x il contributo di ogni sapore:

$$\int_0^1 F_2^{n,p}(x) dx. \quad (1.24)$$

Questa somma dovrebbe dare come risultato 1 se l'identificazione *partoni* \equiv *quark* + *antiquark* fosse corretta; il risultato sperimentale però è ~ 0.50 : questo significa che il 50% del momento e della massa del nucleone è portata da una componente neutra, che non sente le interazioni elettromagnetica e debole. Questa componente è identificata con i gluoni, i quanti del campo nucleare forte.

Parametrizzando i dati a largo Q^2 su $F_2^{ep}(x)$ e $F_2^{en}(x)$ in termini di distribuzione di quark di valenza e del mare, sono stati estratti singolarmente i contributi alle distribuzioni di quark totali del nucleone. Come si vede dalla fig. 1.5, per grandi valori di x ($x > 0.5$), la distribuzione dei quark totali coincide con quella dei quark di valenza, mentre per x piccoli, essa coincide con la distribuzione dei quark del mare. Questo andamento è legato alla *violazione dell'invarianza di scala*: misure ad alta precisione mostrano che F_2 ha una debole dipendenza da Q^2 , a valori piccoli di x . La violazione di scala è riconducibile, nell'ambito della QCD, al fatto che i quark possono emettere o assorbire gluoni e i gluoni, a loro volta, possono produrre

coppie quark-antiquark o emettere altri gluoni. Ne risulta che, al variare del potere risolutivo del fotone scambiato, varia l'immagine del nucleone che riusciamo a studiare: a grandi Q^2 il nucleone rivela la sua struttura dinamica, formata da un mare di quark e antiquark continuamente formati e assorbiti, mentre per valori minori di Q^2 si trova un'immagine statica del nucleone, formata dai soli quark di valenza.

1.1.5 Urto profondamente anelastico con leptone e nucleone polarizzati

Il processo profondamente anelastico descritto nei paragrafi precedenti è un mezzo che permette di misurare la densità di partoni con una certa frazione x di momento. Nel caso di leptone e nucleone polarizzati, è possibile raggiungere informazioni sulla polarizzazione dei partoni relativa a quella del nucleone.

Nel caso di DIS polarizzato, gli spin del leptone e del nucleone iniziali sono orientati lungo una precisa direzione. La notazione delle variabili cinematiche è la stessa di quella usata per il DIS non polarizzato; introduciamo inoltre lo spin del leptone negli stati iniziale e finale, s e s' , e lo spin del nucleone S .

Se consideriamo la sezione d'urto di questo processo sommata su tutte le possibili configurazioni di spin del nucleone nello stato finale e mediata su quelle iniziali, otteniamo la sezione d'urto del caso non polarizzato (eq. 1.7), ed i fattori di forma adimensionali F_1 ed F_2 , non dipendenti dallo spin. Se, invece, consideriamo la differenza tra le sezioni d'urto relative a orientazioni di spin opposte del nucleone iniziale, otteniamo un'espressione che dipende direttamente dalle polarizzazioni iniziali del leptone e del nucleone[3]:

$$\begin{aligned} & \sum_{s'} \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, -S; k', s') \right] = \\ & = \frac{d^2\sigma^{s,S}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{s,-S}}{d\Omega dE'} = \tag{1.25} \\ & = \frac{8m\alpha^2 E'}{q^4 E} \left\{ \left[(q \cdot S)(q \cdot s) + Q^2(s \cdot S) \right] M G_1 + Q^2 \left[(s \cdot S)(P \cdot q) - (q \cdot S)(P \cdot s) \right] \frac{G_2}{M} \right\}, \end{aligned}$$

dove i termini G_1 e G_2 sono i fattori di forma polarizzati. Come W_1 e W_2 , anche i fattori di forma G_1 e G_2 soddisfano l'invarianza di scala nel limite di Bjorken, ed è possibile definire due funzioni di struttura adimensionali che dipendono solo da x ,

g_1 e g_2 :

$$\begin{aligned}\frac{(P \cdot q)^2}{\nu} G_1(P \cdot q, Q^2) &\rightarrow g_1(x) \\ \nu(P \cdot q) G_2(P \cdot q, Q^2) &\rightarrow g_2(x)\end{aligned}\quad (1.26)$$

È utile riscrivere la sezione d'urto 1.25 nel caso particolare di leptoni polarizzati longitudinalmente, ovvero con spin parallelo (\rightarrow) o antiparallelo (\leftarrow) alla direzione di moto, e nucleoni a riposo con spin S parallelo (\Rightarrow) o antiparallelo (\Leftarrow) alla direzione del leptone incidente:

$$\frac{d^2\sigma_{\vec{\sigma}}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma_{\overleftarrow{\sigma}}}{d\Omega dE'} = -\frac{4\alpha^2 E'}{Q^2 E} \left[(E + E' \cos \theta) M G_1 - Q^2 G_2 \right]. \quad (1.27)$$

Gli effetti sulle osservabili dovuti allo spin sono piccoli, e devono essere determinati dalla misura della differenza tra sezioni d'urto, quantità che risente di piccoli cambiamenti nell'accettanza dello spettrometro. Questi effetti sistematici scompaiono se calcoliamo l'asimmetria:

$$A_{\parallel} = \frac{d\sigma_{\overleftarrow{\sigma}} - d\sigma_{\vec{\sigma}}}{d\sigma_{\overleftarrow{\sigma}} + d\sigma_{\vec{\sigma}}}, \quad (1.28)$$

dove $d\sigma \equiv \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}$, e il denominatore è due volte la sezione d'urto non polarizzata.

L'asimmetria A_{\parallel} può essere legata ad altre due asimmetrie, A_1 e A_2 , che sono le asimmetrie del processo di assorbimento del fotone virtuale:

$$A_{\parallel} = D \cdot (A_1 + \eta A_2); \quad (1.29)$$

con D ed η termini cinematici¹. Se lo scopo della misura è determinare la funzione $g_1(x)$, è lecito trascurare il termine $D\eta A_2$ nella 1.29 (poichè il fattore η è piccolo), e trovare:

$$g_1(x) = \frac{F_2(x) A_{\parallel}}{2x(1 + R(x)) D}, \quad (1.30)$$

dove F_2 è la funzione di struttura del caso non polarizzato.

¹ $D = \frac{E - \epsilon E'}{E(1 + \epsilon R)}$, $\eta = \frac{\epsilon \sqrt{Q^2}}{E - \epsilon E'}$, dove ϵ ed R sono: $\frac{1}{\epsilon} = 1 + 2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \tan^2 \frac{\theta}{2}$ e $R = \frac{F_2}{2xF_1} \left(1 + \frac{4M^2 x^2}{Q^2} \right) - 1$.

1.1.6 Modello a partoni nel caso polarizzato

Nella descrizione dell'urto profondamente anelastico polarizzato tramite il modello a partoni identificati con i quark, è possibile ottenere anche per g_1 e g_2 una scomposizione in termini dei contributi dei singoli sapori.

Introducendo le densità di probabilità dei quark con spin parallelo a quello del nucleone ($s = S$) o antiparallelo ($s = -S$):

$$n_q(x, S; S) \quad n_q(x, -S; S), \quad (1.31)$$

e definendo la loro differenza, Δq :

$$\Delta q(x, S) = n_q(x, S; S) - n_q(x, -S; S), \quad (1.32)$$

scomponiamo i fattori di forma:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x, S) \quad (1.33)$$

$$g_2(x) = 0 \quad (1.34)$$

Dalla 1.34 segue che g_2 non ha una semplice interpretazione in questo modello.

1.1.7 Regole di somma di Bjorken e di Ellis-Jaffe

Dalla 1.33, è possibile ricavare alcune regole di somma. Per il protone, trascurando il contributo dei quark pesanti, si ha:

$$g_1^p(x) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{4}{9} [\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)] + \frac{1}{9} [\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x)] + \frac{1}{9} [\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)] \right\}. \quad (1.35)$$

Introducendo una notazione imprecisa ma diffusa in letteratura:

$$\Delta q \equiv \int_0^1 (\Delta q(x) + \Delta \bar{q}(x)) dx, \quad (1.36)$$

ricaviamo il primo momento della funzione g_1 , $\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx$, per il protone[4]:

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{12} \underbrace{(\Delta u - \Delta d)}_{a_3} + \frac{1}{36} \underbrace{(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s)}_{\sqrt{3}a_8} + \frac{1}{9} \underbrace{(\Delta u + \Delta d + \Delta s)}_{a_0}. \quad (1.37)$$

Per la simmetria di isospin, si ottiene la stessa formula per il neutrone (con la sostituzione $u \leftrightarrow d$), con il coefficiente a_3 cambiato di segno:

$$\Gamma_1^{p,n} = \frac{1}{12} \left\{ \pm a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} a_8 + \frac{4}{3} a_0 \right\}. \quad (1.38)$$

I coefficienti a_3 e a_8 sono legati al decadimento debole degli iperoni dell'ottetto barionico di spin $1/2$, e i loro valori sono misurati sperimentalmente[5][6]; al contrario il termine a_0 non è ricavabile da dati sperimentali.

Dall'espressione 1.38, otteniamo la *regola di somma di Bjorken*:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6} a_3; \quad (1.39)$$

poichè si conosce il valore di a_3 , è possibile verificare questa regola. La regola di somma di Bjorken può essere ricavata anche prescindendo dal modello a partoni dei nucleoni ed è considerata fondamentale in QCD; la sua eventuale falsificazione avrebbe messo in crisi l'intero modello accreditato dell'interazione forte.

Per ottenere regole di somma separate per neutrone e protone, è necessario stimare il valore di a_0 . Ellis e Jaffe ipotizzarono che i quark s non fossero polarizzati, e legarono il valore di a_0 a quello di a_8 (se $\Delta s = 0$, dalla 1.37 si ottiene $a_0 = \sqrt{3} a_8$). La *regola di somma di Ellis-Jaffe* è quindi:

$$\Gamma_1^{p,n} = \frac{1}{12} a_3 \left\{ \pm 1 + \frac{5}{\sqrt{3}} \cdot \frac{a_8}{a_3} \right\}. \quad (1.40)$$

1.2 Risultati sperimentali

L'esperimento EMC (European Muon Collaboration) al CERN diede per la prima volta un valore al primo momento della funzione di struttura g_1^p (fig. 1.6). Le misure precedenti, effettuate a SLAC, non avevano esplorato la regione a piccoli valori di x , e quindi, in buona sostanza, non avevano permesso di determinare il primo momento di g_1^p . Il valore si ottiene dalla relazione 1.30, usando valori di F_2 e di R trovati da precedenti esperimenti di SLAC e NMC al CERN; il valore per Γ_1^p ottenuto per $Q^2 \sim 10 \text{ GeV}^2$ è:

$$\left(\Gamma_1^p \right)_{EMC} = 0.128 \pm 0.013 \pm 0.019; \quad (1.41)$$

questo valore è in disaccordo con la regola di somma di Ellis-Jaffe.

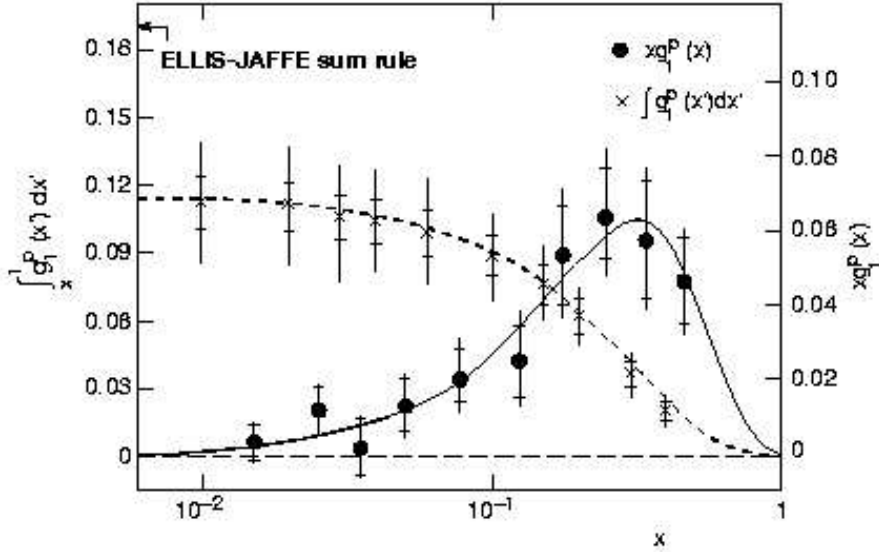


Figura 1.6: Misura della funzione di struttura g_1^p nell'esperimento EMC e curva corrispondente al suo integrale.

L'uso di un bersaglio di deuterio polarizzato nell'esperimento SMC (Spin Muon Collaboration) permise la misura del primo momento relativo al neutrone per $Q^2 \sim 10 \text{ GeV}^2$, e la prima verifica di consistenza della fondamentale regola di somma di Bjorken (fig. 1.7): infatti il risultato ottenuto,

$$\left(\Gamma_1^p - \Gamma_1^n \right)_{SMC} = 0.191 \pm 0.036, \quad (1.42)$$

è perfettamente consistente con la previsione teorica della regola di Bjorken:

$$\left(\Gamma_1^p - \Gamma_1^n \right)_{Bjorken} = 0.187 \pm 0.003. \quad (1.43)$$

Il valore di Γ_1^p misurato da SMC a $Q^2 \sim 10$ risultò consistente con la precedente misura di EMC (eq. 1.41):

$$\left(\Gamma_1^p \right)_{SMC} = 0.136 \pm 0.011 \pm 0.011; \quad (1.44)$$

entrambi i valori sono più piccoli (~ 3 deviazioni standard sommando gli errori in

quadratura) di quelli previsti dalla regola di somma di Ellis-Jaffe:

$$\left(\Gamma_1^p\right)_{EJ} = 0.188 \pm 0.004. \quad (1.45)$$

Dalle misure di SMC risultò la violazione della regola di Ellis-Jaffe anche per il neutrone (fig. 1.8).

I risultati di SMC sono stati successivamente confermati da misure a SLAC e a Hera (esperimento Hermes); la tabella 1.2 riporta tutti gli esperimenti che hanno misurato la funzione g_1 e l'intervallo cinematico coperto.

Esperimento	Intervallo in x	Intervallo in Q^2 (GeV ²)	Ref.
Protone			
E143(p)	0.027-0.749	1.17-9.52	[8]
HERMES(p)	0.028-0.660	1.13-7.46	[9]
E155(p)	0.015-0.750	1.22-34.72	[10]
SMC(p)	0.005-0.480	1.30-58.0	[11]
EMC(p)	0.015-0.466	3.50-29.5	[12]
Deuterio			
E143(d)	0.027-0.749	1.17-9.52	[8]
E155(d)	0.015-0.750	1.22-34.79	[13]
SMC(d)	0.005-0.479	1.30-54.8	[11]
Neutrone			
E142(n)	0.035-0.466	1.10-5.50	[14]
HERMES(n)	0.033-0.464	1.22-5.25	[15]
E154(n)	0.017-0.564	1.20-15.0	[16]/[17]

Tabella 1.1: Esperimenti che hanno misurato g_1 nella regione della diffusione profondamente anelastica e intervallo cinematico coperto[7].

Il valore di Γ_1^p può venir usato per ottenere il coefficiente a_0 tramite la 1.38. Nel modello a partoni, a_0 ha un'interpretazione fisica immediata: si ricordi il legame tra questo coefficiente e le distribuzioni dei quark di diversi sapori (eq. 1.37):

$$a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s, \quad (1.46)$$

che scritta in maniera estesa diventa:

$$\begin{aligned} a_0 &= \int_0^1 (\Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d} + \Delta s + \Delta \bar{s}) dx = \\ &= \int_0^1 \Delta \Sigma dx \equiv \Delta \Sigma. \end{aligned} \quad (1.47)$$

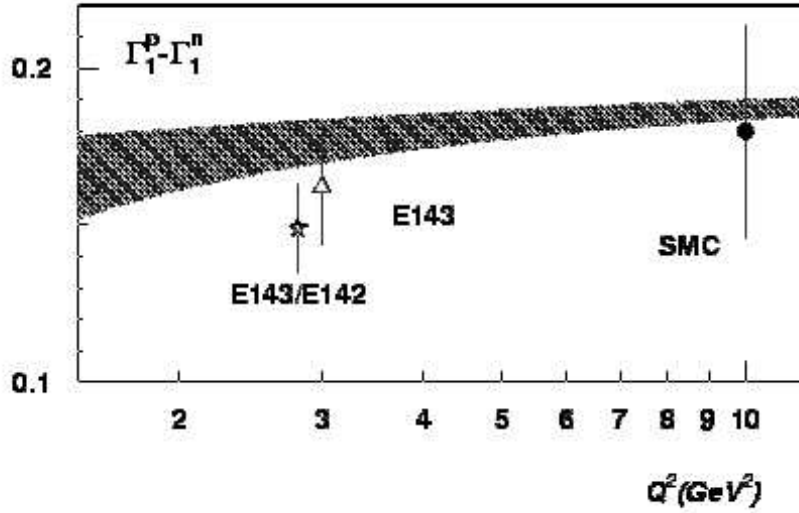


Figura 1.7: Verifica sperimentale della regola di somma di Bjorken da parte della collaborazione SMC e esperimenti di SLAC; la banda grigia rappresenta la previsione teorica.

Introducendo le funzioni $q^\pm(x)$, che rappresentano il numero di quark con frazione di momento x e componente di spin $\pm\frac{1}{2}$ lungo la direzione di moto del nucleone (direzione z), il contributo di un sapore alla componente dello spin in direzione z è:

$$\begin{aligned} S_z &= \int_0^1 dx \left\{ \left(\frac{1}{2} \right) q^+(x) + \left(-\frac{1}{2} \right) q^-(x) \right\} = \\ &= \frac{1}{2} \int_0^1 dx \Delta q(x), \end{aligned} \quad (1.48)$$

per cui il contributo allo spin da tutti i quark e gli antiquark è:

$$S_z^{quarks} = \frac{a_0}{2}; \quad (1.49)$$

poichè lo spin del nucleone è $1/2$, il valore atteso per a_0 è vicino a 1. Il risultato ottenuto da EMC e SMC invece è consistente con zero:

$$a_0 = 0.06 \pm 0.12 \pm 0.17; \quad (1.50)$$

la discrepanza tra valore teorico atteso e valore sperimentale fece nascere, già dopo la misura pionieristica di EMC, la cosiddetta *crisi dello spin nel modello a partoni*.

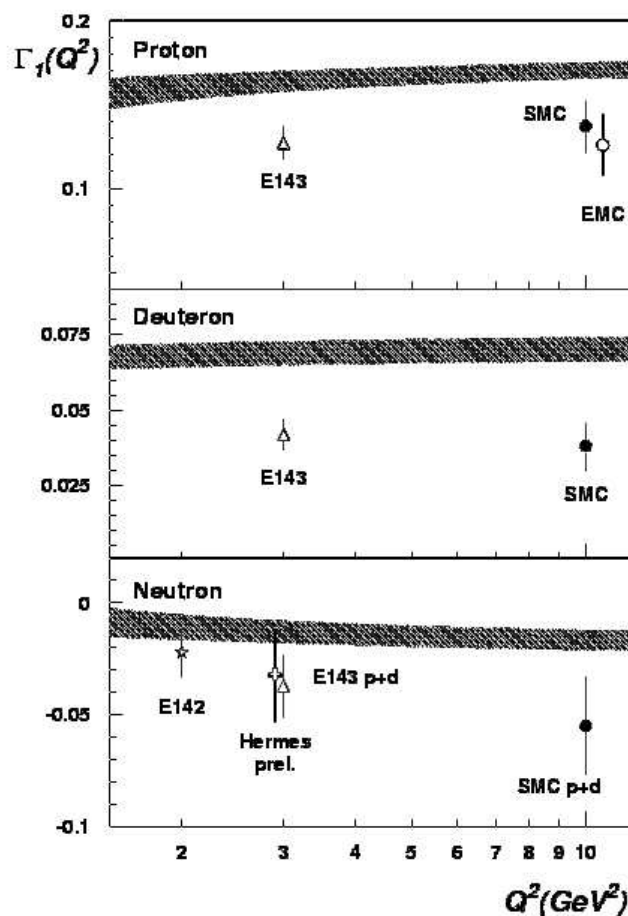


Figura 1.8: Misura della violazione della regola di somma di Ellis Jaffe da parte delle collaborazioni EMC e SMC e esperimenti di SLAC; le bande grigie rappresentano la previsione teorica.

Nel modello a partoni, il fatto che a_0 sia nullo implica che il contributo allo spin del nucleone dai quark e antiquark dei primi tre sapori è zero. Se si considera la possibilità che i gluoni siano polarizzati e che quindi ci sia un *contributo anomalo dei gluoni* allo spin del nucleone, l'interpretazione di questo risultato sperimentale cambia. Infatti l'anomalia ΔG (definita come il primo momento della distribuzione di polarizzazione del gluone: $\Delta G = \int_0^1 (n_g(x, S; S) - n_g(x, -S; S)) dx$) cambia il collegamento tra a_0 e $\Delta\Sigma$:

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma - 3 \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta G(Q^2). \quad (1.51)$$

Questa relazione implica che il piccolo valore di a_0 può essere dovuto alla cancellazione tra $\Delta\Sigma$ e il secondo termine, dipendente da Q^2 , risolvendo così la crisi dello spin. Poichè non esistono misure dirette di ΔG , questa interpretazione non è stata ancora verificata; l'esperimento COMPASS propone tra i suoi obiettivi la prima misura diretta di ΔG .

1.3 Misura di $\frac{\Delta G}{G}$ in COMPASS

Lo scopo di questa misura[18] è la chiarificazione del contributo dei gluoni allo spin del nucleone, per ottenere una miglior comprensione della sua struttura di spin. Il metodo di esplorazione di questa variabile si basa sulla misura dell'asimmetria longitudinale di spin in reazioni profondamente anelastiche leptone-nucleone con produzione semi-inclusiva di adroni charmati: il fascio di muoni polarizzati del CERN interagisce con i nucleoni contenuti in un bersaglio polarizzato.

L'energia del fascio di leptoni è alta (160 GeV), in modo da provocare reazioni profondamente anelastiche nel bersaglio, e avere produzione di adroni pesanti nello stato finale. Le reazioni di interesse per la misura sono quelle in cui sono prodotti adroni charmati; in termini di quark, si cercano le reazioni del tipo:

$$\mu N \rightarrow c\bar{c}X. \quad (1.52)$$

Nella produzione di quark pesanti, il processo dominante è la fusione fotone-gluone (PGF, *Photon Gluon Fusion*), descritta nel diagramma 1.9. Di conseguenza, la sezione d'urto della reazione 1.52 può essere scomposta in due fattori, la probabilità di emissione di un fotone dal muone e la sezione d'urto di interazione fotone-nucleone:

$$\frac{d^2\sigma^{\mu N \rightarrow c\bar{c}X}}{dQ^2 d\nu} = \Gamma(E; Q^2, \nu) \sigma^{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}X}(Q^2, \nu). \quad (1.53)$$

Il termine di probabilità di emissione può essere ottenuto dai dati sperimentali:

$$\Gamma(E; Q^2, \nu) = \frac{\alpha_e}{2\pi} \frac{2(1-y) + y^2 + Q^2/2E^2}{Q^2(Q^2 + \nu^2)^{1/2}}, \quad (1.54)$$

dove $y = \nu/E$; i valori di $\sigma^{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}X}(Q^2, \nu)$ sono invece noti da risultati di precedenti esperimenti.

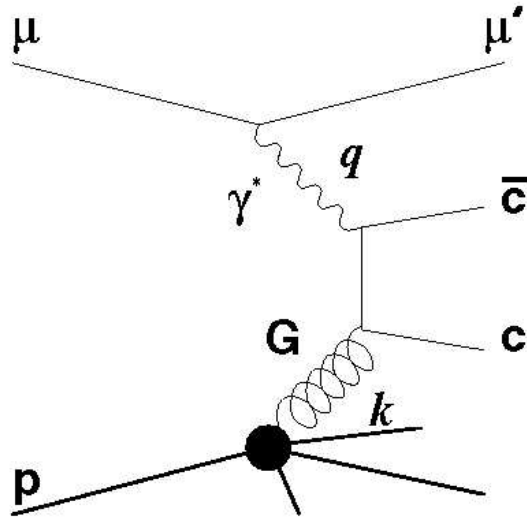


Figura 1.9: Rappresentazione della reazione di fusione fotone-gluone con produzione di una coppia di quark $c\bar{c}$.

1.3.1 L'asimmetria longitudinale di spin

La quantità che viene misurata direttamente in COMPASS è l'asimmetria di spin per produzione di charm, A^{exp} :

$$A^{exp} = \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}, \quad (1.55)$$

dove i termini $N_{c\bar{c}}$ indicano il numero di eventi con charm prodotti in due diverse configurazioni di spin: l'indice $\uparrow\downarrow$ si riferisce all'orientazione antiparallela degli spin del muone e dei nucleoni del bersaglio, mentre l'indice $\uparrow\uparrow$ si riferisce all'orientazione parallela.

L'asimmetria A^{exp} dipende in parte da parametri sperimentali e in parte dall'asimmetria fisica vera e propria, $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$:

$$A^{exp} = P_B \cdot P_T \cdot f \cdot D \cdot A_{\gamma N}^{c\bar{c}}; \quad (1.56)$$

i parametri P_B e P_T rappresentano la polarizzazione del fascio e del bersaglio, f è il fattore di diluizione del materiale del bersaglio, D è la depolarizzazione del fotone rispetto al muone (già introdotta nella formula 1.29).

L'asimmetria $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$ dipende dalla sezione d'urto di produzione di charm, e può essere espressa tramite una convoluzione della sezione d'urto elementare fotone-gluone con le distribuzioni dei gluoni, ΔG e G :

$$A_{\gamma N}^{c\bar{c}}(E, y) = \frac{\Delta\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}}{\sigma^{\gamma N \rightarrow c\bar{c}X}} = \frac{\int_{4m_c^2}^{2M_N E_y} \Delta\sigma(\hat{s}) \Delta G(\eta, \hat{s}) d\hat{s}}{\int_{4m_c^2}^{2M_N E_y} \sigma(\hat{s}) G(\eta, \hat{s}) d\hat{s}}, \quad (1.57)$$

dove η è la frazione di momento portata dal gluone, e $\hat{s} = (q + k)^2$ è la massa invariante del sistema fotone-gluone (fig. 1.9).

Quindi, la quantità che si misura è $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$:

$$A_{\gamma N}^{c\bar{c}} = \frac{1}{P_B \cdot P_T \cdot f \cdot D} \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}} \quad (1.58)$$

e da questa, si ricava successivamente la parametrizzazione delle quantità ΔG e G in base alla 1.57.

1.3.2 Il mesone D^0

Per valutare i termini $N_{c\bar{c}}$, è necessario identificare le reazioni in cui sono stati prodotti adroni charmati. Una strategia adottata consiste nella ricerca del mesone D^0 , perchè dovrebbero venir prodotti 1.23[18] mesoni D^0 e \bar{D}^0 per evento con produzione di charm:

$$\frac{N^{D^0} + N^{\bar{D}^0}}{N^{c\bar{c}}} = 1.23. \quad (1.59)$$

La selezione della D^0 consiste nell'identificazione dei suoi prodotti di decadimento nell'apparato sperimentale. Il decadimento:

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad (1.60)$$

è il canale preferenziale di ricerca in quanto è a due corpi, e porta quindi meno fondo combinatoriale al segnale; il fattore negativo di questo decadimento è il piccolo rapporto di diramazione, $\sim 4\%$, che abbassa la statistica.

La selezione di un campione pulito di D^0 è molto importante, in quanto la purezza del segnale influenza direttamente l'incertezza su $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$, che viene poi propagata su $\frac{\Delta G}{G}$:

P_T	0.80
P_B	0.50
f	0.50
D	0.66
$\frac{N^B}{N^S}$	3.9
N^S	66000

Tabella 1.2: Entità dei valori dei fattori che determinano $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$ (eq. 1.61); i valori di N_B e N_S sono calcolati per una presa dati di ~ 100 giorni.

$$\delta A_{\gamma N}^{c\bar{c}} = \frac{1}{P_T P_B f D} \frac{1}{\sqrt{N^S}} \sqrt{1 + \frac{N^B}{N^S}} \quad (1.61)$$

dove N^S è il numero di eventi del segnale e N^B il numero di quelli appartenenti al fondo. L'incertezza $\delta A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$ calcolata in fase di progettazione[18] in base ai valori aspettati (tabella 1.2) per le variabili che appaiono nella 1.61 è dell'ordine:

$$\delta A_{\gamma N}^{c\bar{c}} \sim 0.060; \quad (1.62)$$

che si traduce in un errore su $\frac{\Delta G}{G}$ dell'ordine:

$$\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right) \sim 0.14. \quad (1.63)$$

Una riduzione del rapporto fondo-segnale viene fatta introducendo opportuni tagli cinematici che caratterizzano il decadimento della D^0 , e identificando i suoi prodotti di decadimento tramite il RICH.

Nella parte conclusiva di questa tesi sono riportati i tagli applicati nella selezione "standard" della D^0 e un confronto del segnale prodotto da analisi con e senza l'utilizzo del RICH.

Capitolo 2

L'apparato sperimentale in COMPASS

In questo capitolo viene descritto l'apparato sperimentale di COMPASS, nella versione utilizzata per il programma di fisica con fascio di muoni nella presa dati del 2002.

Una prima parte è dedicata alle caratteristiche tecniche degli elementi costitutivi, in particolare vengono descritti i diversi tipi di rivelatori di traccia, fondamentali per l'identificazione delle particelle tramite il RICH; successivamente, viene illustrato il principio di funzionamento dell'apparato COMPASS, con maggior enfasi al primo spettrometro, dove è collocato il RICH, e al ruolo del RICH nell'esperimento. Il rivelatore RICH stesso verrà discusso nel capitolo successivo.

2.1 Rivelatori dello spettrometro COMPASS

L'apparato sperimentale di COMPASS (fig. 2.1) è stato ideato per poter ricostruire in modo accurato la cinematica di ogni evento, ovvero di ogni interazione dei muoni del fascio con i nucleoni del bersaglio. Per la ricostruzione di un evento, è necessario innanzitutto ricostruire la traiettoria e misurare il momento del muone incidente. È inoltre indispensabile una precisa rivelazione e identificazione delle particelle che attraversano l'apparato, per isolare gli eventi di interesse per le diverse misure di fisica. A questo scopo l'apparato sperimentale, dopo il bersaglio, include due spettrometri, uno dedicato a particelle emesse a grandi angoli (LAS, *Large Angle Spectrometer*), e l'altro a particelle ad angoli piccoli (SAS, *Small Angle*

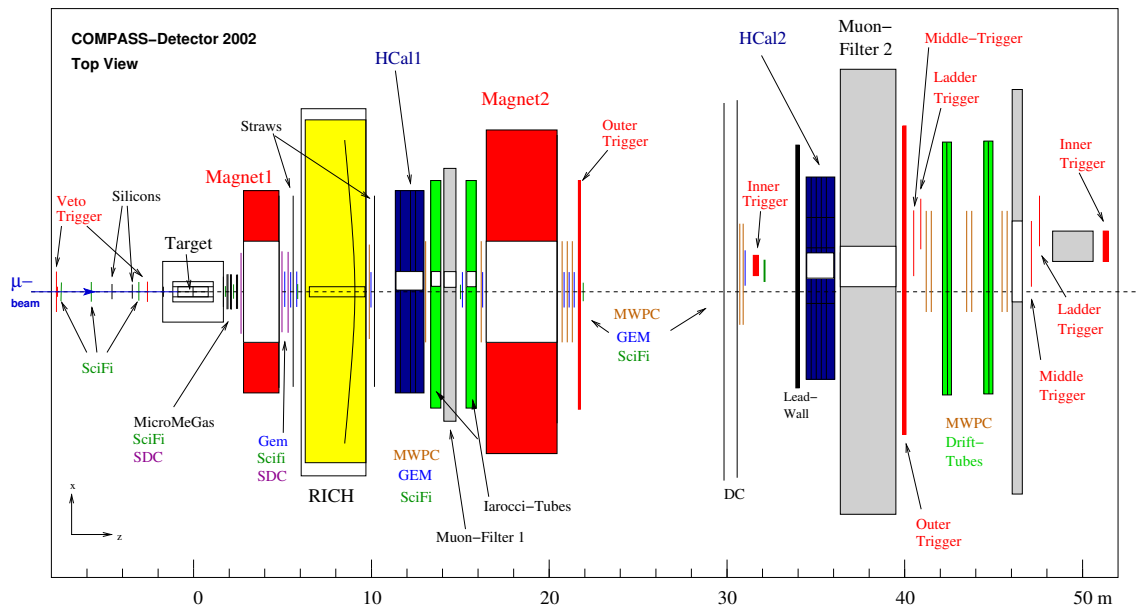


Figura 2.1: Lo spettrometro COMPASS durante la presa dati 2002; vista dall'alto.

Spectrometer). Nella concezione originaria, entrambi gli spettrometri sono dotati degli stessi elementi:

- tracciatori
- un magnete analizzatore
- un RICH
- un calorimetro adronico
- un calorimetro elettromagnetico
- un filtro muonico

Tutti gli elementi del LAS, a parte il calorimetro elettromagnetico, erano presenti durante la presa dati del 2002, mentre nel SAS mancavano il RICH, il calorimetro elettromagnetico, e alcuni tracciatori di grande area.

2.1.1 Il fascio polarizzato

Il fascio usato da COMPASS nel programma di fisica muonica è composto da μ^+ polarizzati di momento di 160 GeV/c. Il fascio primario usato per produrre i μ^+ è estratto dal SPS, ed è costituito da protoni aventi momento 400 GeV/c.

La generazione dei muoni avviene in un'area lunga ~ 600 m (Hadron Decay Section, fig. 2.2), a seguito del decadimento di pioni, e in misura minore di kaoni, prodotti nell'interazione del fascio primario con un bersaglio lungo alcuni metri; la selezione dei muoni è fatta tramite un assorbitore che ferma le altre particelle, meno penetranti. La polarizzazione longitudinale del fascio, indispensabile per le misure di asimmetria, è ottenuta naturalmente: l'elicità di un muone positivo nel sistema di riferimento del pione che lo ha prodotto è -1, dunque la polarizzazione dei muoni nel sistema del centro di massa è del 100 %. Nel sistema del laboratorio, il valore della polarizzazione dipende dall'energia iniziale del pione e dall'angolo di decadimento del muone: per il fascio di COMPASS la polarizzazione media longitudinale è dell'ordine di 80%.

Prima di entrare nella sala dell'esperimento, il fascio percorre ancora ~ 400 m: lungo questo percorso, un magnete curvante ne seleziona la carica e il momento, e alcuni magneti focalizzatori ne diminuiscono l'estensione spaziale (le dimensioni del fascio all'ingresso nel bersaglio sono $\sigma_x \times \sigma_y = 8 \times 8$ mm²). Resta comunque una divergenza angolare che caratterizza il fascio, $\sigma_{\theta_x} \times \sigma_{\theta_y} = 0.5 \times 1$ mrad². Un'altra caratteristica di un fascio di muoni così ottenuto è l'alone che si estende su grandi superfici trasversali (parecchi m²); esso è dovuto ai muoni non selezionati che proseguono la loro corsa essendo particelle estremamente penetranti.

Il fascio risultante è caratterizzato da un'alta intensità, corrispondente a $2 \cdot 10^8$ μ /spill; il ciclo utile è di 4.8 s/16.8 s, quindi il numero di muoni al secondo è $\sim 4 \cdot 10^7$ μ /s. Nella zona del bersaglio, l'*alone vicino*, a circa 10 cm dalla linea di fascio, ha una intensità per unità di superficie tre ordini di grandezza inferiore rispetto a quella massima, mentre l'*alone lontano* ha una intensità per unità di superficie cinque ordini di grandezza inferiore e si estende fino a qualche m dalla linea di fascio.

Prima che il fascio entri nella sala dell'esperimento, il suo momento è misurato da una stazione dedicata, la Beam Momentum Station (BMS, fig. 2.2); essa è formata da un magnete analizzatore che separa le particelle in base al loro momento, e da quattro odoscopi di contatori a scintillazione. La risoluzione temporale è ottima (\sim

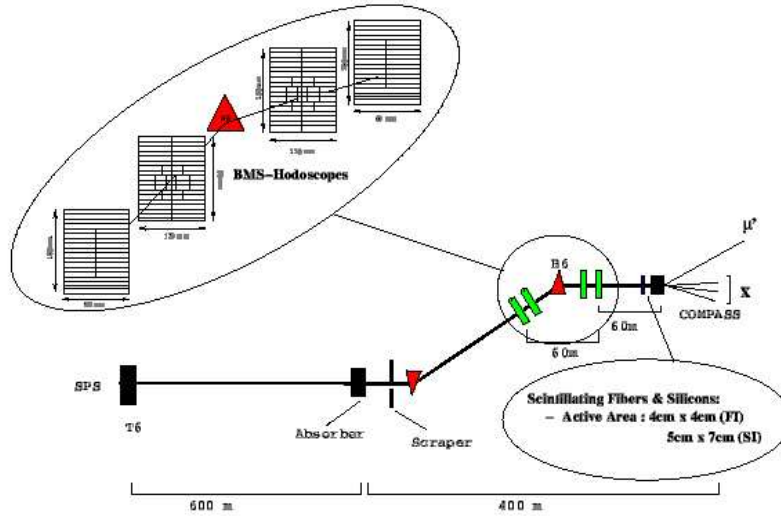


Figura 2.2: Percorso del fascio prima di entrare nell'esperimento; è visibile la collocazione della stazione BMS.

300 ps), in modo da fornire una misura del momento del fascio evento per evento.

2.1.2 Il bersaglio

Il materiale che costituisce il bersaglio, il ${}^6\text{LiD}$, è contenuto in due celle lunghe 60 cm (fig. 2.3). Il materiale scelto è caratterizzato da un alto fattore di diluizione, ovvero da una grande percentuale di nucleoni polarizzabili contenuti in esso; l'alto fattore di diluizione è un parametro essenziale per le misure di asimmetria dipendenti dall'orientazione relativa degli spin dei muoni del fascio e dei nucleoni contenuti nel bersaglio, infatti gli eventi in cui i muoni interagiscono con i nucleoni non polarizzati costituiscono fondo per le analisi. Considerando il ${}^6\text{Li}$ come uno stato legato[19] tra una particella α , un protone e un neutrone, i nucleoni polarizzabili del ${}^6\text{LiD}$ sono quattro (il neutrone, il protone e i due nucleoni del deuterio), in quanto la particella α ha spin nullo; il fattore di diluizione del ${}^6\text{Li}$ è dunque $f = \frac{4}{8} = 0.5$. Nelle future prese dati è previsto anche l'uso di un bersaglio di ammoniaca (NH_3); il fattore di diluizione di questo materiale è minore rispetto a quello del ${}^6\text{LiD}$, in quanto i nucleoni polarizzabili sono solo quelli dell'idrogeno, poichè l'azoto ha spin nullo: $f = \frac{3}{17} = 0.176$.

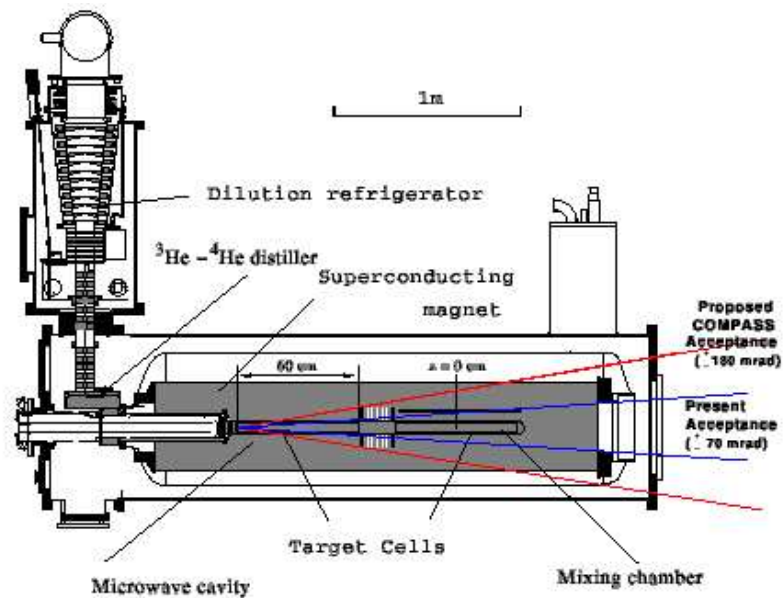


Figura 2.3: Il sistema criogenico e il supporto del bersaglio di COMPASS.

La polarizzazione nelle due celle del bersaglio è mantenuta opposta, per limitare errori sistematici, ed è raggiunta tramite la tecnica DNP (Dynamic Nuclear Polarization), basata sull'irradiazione del materiale del bersaglio con microonde, in un campo omogeneo (10^{-5}) di 2.5 T fornito da un solenoide superconduttore e ad una temperatura inferiore a 0.5 K. Una volta spente le microonde, la presenza del forte campo magnetico e l'ulteriore raffreddamento del bersaglio a $T \sim 50$ mK permettono di mantenere la polarizzazione ottenuta.

Nel futuro è previsto l'uso di un nuovo solenoide, attualmente in costruzione, che permetterà una maggiore accettazione angolare (~ 180 mrad, mentre l'attuale accettazione è di ~ 70 mrad).

La figura 2.4 mostra la polarizzazione misurata nelle due celle del bersaglio durante la presa dati dell'anno 2002.

2.1.3 I rivelatori di traccia

Per la rivelazione di particelle da piccolo a grande angolo, è necessario costruire una stazione con più tracciatori con caratteristiche diverse, mettendo in prossimità della zona morta di un tracciatore esteso un rivelatore dalle dimensioni più ridotte, in

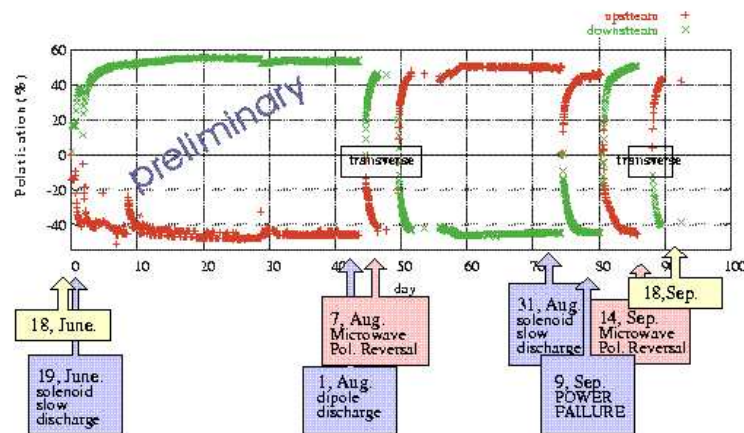


Figura 2.4: La polarizzazione misurata (preliminare) nelle due celle del bersaglio durante la presa dati 2002; la polarizzazione non può essere misurata in periodi con polarizzazione trasversa.

grado di sostenere flussi di particelle ad alta intensità. I vari tipi di rivelatori di traccia sono caratterizzati infatti dalle condizioni particolari in cui sono in grado di operare: i tracciatori che ricoprono superfici estese non possono, in generale, sostenere flussi intensi, e presentano quindi una zona morta attorno alla linea di fascio, dove il flusso di particelle è maggiore.

Una prima classificazione[20] dei rivelatori si può basare allora sulla grandezza della zona che ricoprono, e la distanza di questa dall'asse del fascio; in questo senso distinguiamo tra:

- **Tracciatori a piccolissimo angolo** (Very Small Angle Trackers, VSAT).

Questi rivelatori ricoprono un'area attorno alla linea di fascio di $\sim 5 \times 5 \text{ cm}^2$; la loro regione attiva è attraversata dal fascio stesso, sono destinati quindi a misurare la traiettoria del muone incidente e quella del muone diffuso. I VSAT sono caratterizzati dalla capacità di sopportare flussi intensi, da un'alta risoluzione temporale e da un'ottima risoluzione spaziale per poter misurare piccoli angoli di diffusione.

Nell'apparato si trovano due tipi di VSAT, gli odoscopi di fibre scintillanti (SciFi) e due rivelatori a microstrip di Silicio:

- le **fibre scintillanti** dell'apparato hanno diametri di 0.5 o 1 mm, corrispondenti a diverse risoluzioni spaziali: 130 o 250 μm ; le fibre sono sistemate in diversi strati sovrapposti, per ridurre le zone morte; diverse coordinate si misurano utilizzando piani di fibre scintillanti disposti con differente orientazione. Lo spessore di materiale scintillante che le particelle attraversano è di $\sim 3\text{-}3.5$ mm. La risoluzione temporale varia da 350 a 550 ps;
- i rivelatori a **microstrip di Silicio**, collocati prima e dopo il bersaglio, hanno la miglior risoluzione spaziale dello spettrometro, 14 μm ; la risoluzione temporale è dell'ordine di 3 ns; si misurano quattro coordinate corrispondenti a quattro diverse orientazioni delle strip.

- **Tracciatori a piccolo angolo** (Small Angle Trackers, SAT).

La regione che coprono è di $\sim 40 \times 40$ cm² attorno alla direzione del fascio, con una zona morta di $\sim 5 \times 5$ cm². Nell'apparato, oltre ai contatori a scintillazione delle quattro stazioni che formano la Beam Momentum Station, si trovano due tipi di SAT di nuova concezione, le MICROMEGAS (MICRO MESH Gaseous Structure) e le GEM (Gas Electron Multiplier): entrambi sono rivelatori a gas caratterizzati da buona risoluzione spaziale e temporale, in cui la zona di conversione e quella di moltiplicazione sono separate.

- Nelle **MICROMEGAS**, (fig. 2.5) tra il catodo e l'anodo (composto da microstrip) è collocato un foglio di micromesh. Quando una particella attraversa la regione di conversione tra catodo e micromesh, gli elettroni formati subiscono l'azione del debole campo della zona (1 KV/cm), e vengono attirati verso la zona di moltiplicazione. La cascata che forma il segnale viene generata quando gli elettroni attraversano il micromesh e passano nella regione tra esso e l'anodo, dove il campo elettrico è più intenso (40 KV/cm). La risoluzione spaziale è di 70 μm , quella temporale di 10 ns.
- Nelle **GEM**, (fig. 2.6) tra l'elettrodo e il foglio di microstrip che raccoglie il segnale, sono inseriti uno o più fogli perforati (nelle GEM di COMPASS ce ne sono tre) con altissima densità di buchi: circa $10^4/\text{cm}^2$, a distanza

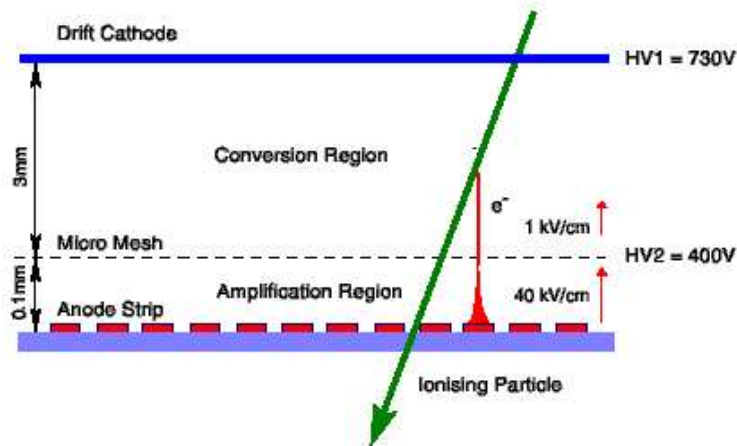


Figura 2.5: Schema del principio di funzionamento dei rivelatori MICROMEGA.

l'uno dall'altro di $\sim 100 - 200 \mu\text{m}$. Il foglio è fatto di un polimero, il kapton, ed è spesso $50 \mu\text{m}$; le sue due superfici sono ricoperte da strati metallici di $5 \mu\text{m}$, fra i quali è applicata una differenza di potenziale di 300-500 V. Si genera così un campo elettrico di $\sim 50 \text{KV/cm}$, che amplifica il segnale degli elettroni che passano nei buchi. La risoluzione spaziale è di $50 \mu\text{m}$, quella temporale di 12 ns.

- **Tracciatori a grande angolo** (Large Angle Trackers, LAT).

Le zone sensibili di questi rivelatori sono dell'ordine di qualche m^2 . Essi si dividono in camere a deriva (SDC, Saclay Drift Chamber) e *straw tube* nel primo spettrometro, e in camere proporzionali multifilo (MWPC, Multi Wire Proportional Chamber) e altre due camere a deriva di grandissime dimensioni (W4-5) nel secondo spettrometro.

- Le stazioni di *straw tube* consistono in sei insiemi di doppi strati di tubi di kapton alluminati disposti con tre orientazioni diverse, con diametro di 6 mm nella zona più interna, e di 10 mm in quella più esterna: la risoluzione spaziale varia da 200 a $300 \mu\text{m}$. I fili al loro interno hanno diametro di $20 \mu\text{m}$, e sono posti ad una differenza di potenziale di $\sim 2000 \text{V}$; il segnale è ottenuto dalla cascata che si genera dopo il passaggio di

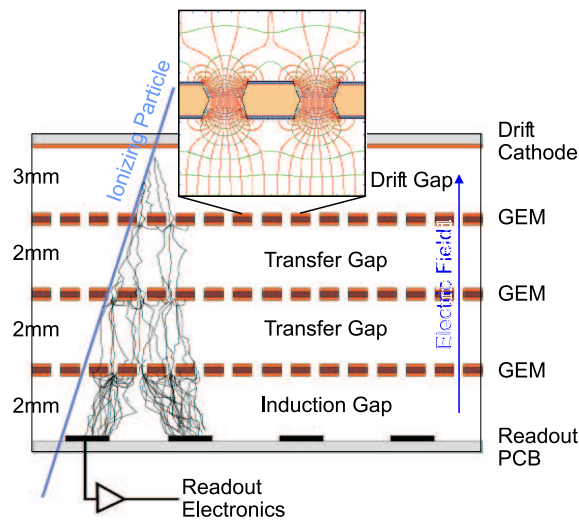


Figura 2.6: Schema del principio di funzionamento dei rivelatori GEM.

una particella ionizzante; il punto di impatto è ricostruito a partire dal tempo di deriva degli elettroni.

- Nell'apparato si trovano tre stazioni di **SDC**, ognuna in grado di misurare otto coordinate; il tempo di deriva massimo è di 70 ns, e la risoluzione spaziale di circa $170 \mu\text{m}$. Le altre due camere a deriva dello spettrometro, **W4-5**, si trovano tra il secondo magnete e il secondo filtro muonico; la loro risoluzione spaziale è di $\sim 500 \mu\text{m}$.
- Le **MWPC** sono collocate in undici stazioni, per un totale di trentaquattro piani; la distanza tra i fili anodici è di 2 mm, la risoluzione spaziale di $500 \mu\text{m}$.

2.1.4 I magneti

I magneti dei due spettrometri sono dotati di poteri deflettori diversi, adatti alle caratteristiche delle particelle che devono analizzare: il momento medio delle particelle a grande angolo, analizzate da SM1, è minore. Il potere deflettore di SM1 è 1 Tm, mentre quello di SM2 è 4 Tm; questo implica una maggiore precisione nella ricostruzione del momento misurato nel SAS rispetto a quello ottenuto nel LAS.

Le *figure di merito* dei due spettrometri nel caso in cui una traccia sia misurata

a monte e a valle dei rispettivi magneti si possono calcolare dalla formula:

$$\frac{\sigma_p}{p^2} = \frac{\sigma_\theta}{0.3(BL)} (\text{GeV}/c)^{-1}, \quad (2.1)$$

dove il parametro (BL) è il potere deflettore del magnete, e σ_θ è l'errore sulla deflessione della traccia. L'errore sulla direzione della traccia corrisponde a ~ 0.4 mrad per tracce rivelate solo nel LAS, e a ~ 0.08 mrad per quelle rivelate anche nel SAS (questi valori sono stati ottenuti[21] confrontando i parametri delle tracce generate con MC con quelle delle tracce ricostruite con l'algoritmo usato nell'analisi), quindi si trova:

$$\left(\frac{\sigma_p}{p^2}\right)_{LAS} \sim 2 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}, \quad (2.2)$$

$$\left(\frac{\sigma_p}{p^2}\right)_{SAS} \sim 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1}. \quad (2.3)$$

2.1.5 I calorimetri adronici

I calorimetri adronici presenti nell'apparato sono del tipo a campionatura con una struttura a sandwich: in HCAL1 strati di Fe con spessore di 25 mm si alternano a strati di 5 mm di scintillatore plastico, mentre in HCAL2 si trovano strati di 16 mm di Pb e di 4 mm di scintillatore plastico.

2.1.6 I filtri muonici

I filtri muonici (MW1 e MW2) sono composti da due stazioni di tracciatori a monte e a valle di un blocco di materiale assorbitore: 60 cm di Fe per MW1 e 2.4 m di cemento per MW2. Le stazioni di rivelatori ricoprono una grande superficie, di area $\sim 4 \times 2$ m². I tracciatori di MW1 sono tubi di Iarocci in alluminio, che operano in regime proporzionale; in MW2 si usano tubi a deriva di alluminio.

2.2 Principio di funzionamento dello spettrometro

Appena entrato nella sala dell'esperimento, prima di interagire con il bersaglio, il fascio di muoni viene rivelato da alcune stazioni di rivelatori di fibre scintillanti e due rivelatori a microstrip di Silicio, che hanno la funzione di misurare la traccia entrante nel bersaglio. Inoltre un odoscopio di scintillatori funge da "veto": esso

copre un'ampia regione attorno al fascio e intercetta i muoni del fascio disperso (alone) che non interagiranno con il bersaglio ma attraverseranno gli spettrometri, interferendo con la ricostruzione delle tracce appartenenti ad adroni, e, soprattutto, generando segnali di trigger spuri (si veda il par. 2.2.3).

Dopo questi rivelatori, si trova il bersaglio, circondato dal sistema criogenico e dal solenoide. I muoni del fascio interagiscono con i nucleoni contenuti nel ${}^6\text{LiD}$, e a seguito di questa reazione dal bersaglio escono particelle con diverso angolo polare, la cui rivelazione si avvale, come già detto, di due diversi spettrometri dedicati.

La collocazione del LAS è subito a valle del bersaglio, in quanto le tracce delle particelle emesse a grande angolo si allontanerebbero troppo dalla linea di fascio se rivelate ad una maggiore distanza dal bersaglio, mentre il SAS è posto immediatamente a valle del LAS, quando le tracce delle particelle emesse a piccolo angolo si sono allontanate a sufficienza dall'asse del fascio.

2.2.1 Lo spettrometro a grandi angoli

Lo spettrometro a grandi angoli (fig. 2.7) inizia a ~ 2 m di distanza dal centro del bersaglio; la sua accettazione angolare è di ± 180 mrad.

Il costituente principale è il magnete analizzatore, SM1, preceduto e seguito da numerose stazioni di rivelatori di diverso tipo (GEM, MICROMEGAS, SDC, *straw tube*). I tracciatori a monte e a valle di SM1 permettono la misura della deviazione angolare di una traccia, da cui si ricostruisce il momento della particella. La misura, quanto più possibile accurata, del momento, è essenziale per determinare la cinematica dell'evento, ed è indispensabile per l'identificazione della particella: usando la sola variabile misurata dal RICH, la velocità della particella, non sarebbe possibile infatti alcuna discriminazione in massa. L'identificazione dipende quindi anche dalla precisione con cui il momento è misurato, che a sua volta dipende dal potere deflettore del magnete e dalla risoluzione dei tracciatori. Nel capitolo successivo vedremo nei dettagli come la precisione sulla misura del momento influisca direttamente sull'errore associato alla massa della particella.

Subito dopo i tracciatori a valle del magnete, si trova il RICH-1, il cui ruolo è misurare la velocità delle particelle per permetterne l'identificazione. Il RICH adopera un metodo non distruttivo di rivelazione, al contrario dei calorimetri, in quanto le particelle lo attraversano quasi indisturbate (a parte effetti di diffusione

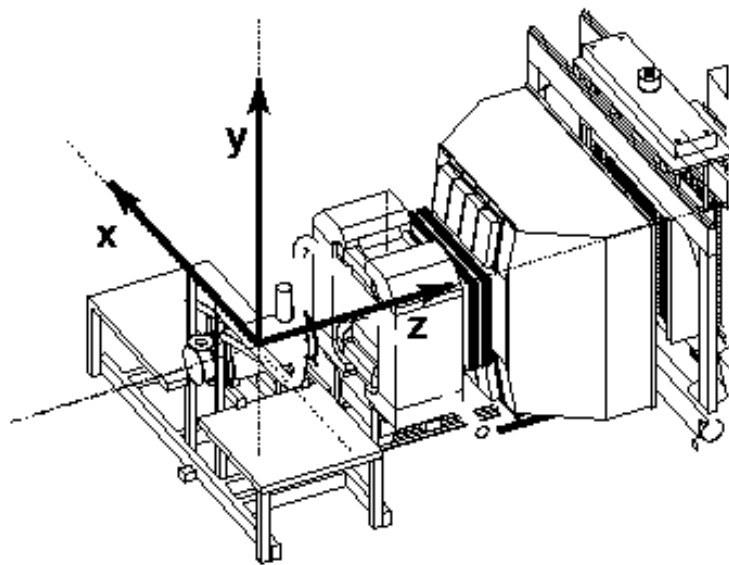


Figura 2.7: Visione assonometrica della zona del bersaglio e di parte del LAS, e definizione del sistema di riferimento usato in COMPASS.

multipla, per ridurre i quali si è cercato di diminuire quanto più possibile lo spessore del materiale attraversato), e continuano il loro percorso verso le ultime componenti dello spettrometro. A valle del RICH-1 si trovano ancora tracciatori, (MWPC) e poi il calorimetro adronico, HCAL1.

Anche il calorimetro adronico contribuisce all'identificazione delle particelle, in quanto dalla misura dell'energia, di nuovo accoppiata alla misura del momento, si può ricavare la massa dell'adrone considerata. L'identificazione fatta tramite RICH o HCAL è diversa: il RICH è in grado di rivelare adroni e leptoni carichi, mentre HCAL è sensibile anche ad adroni neutri. Lo scopo principale di HCAL è infatti la rivelazione di tutti gli adroni (per es. neutroni provenienti da decadimenti di barioni charmati); inoltre è utilizzato per il sistema di trigger.

Infine, l'ultimo elemento che serve all'identificazione di particelle nel LAS è il filtro di muoni, che si basa sull'alta penetrazione dei muoni rispetto alle altre particelle: a valle dell'assorbitore, rimangono solo i muoni, che vengono rivelati da tracciatori posti a valle del filtro, e le cui tracce sono associate a quelle misurate a monte dell'assorbitore.

2.2.2 Lo spettrometro a piccoli angoli

Il secondo spettrometro inizia subito dopo il primo, a ~ 15 m di distanza dal bersaglio, e si estende per circa 30 m, fino alla fine dell'apparato. Le componenti di questo spettrometro sono le stesse, si ripete la sequenza di elementi del primo spettrometro: una sostanziale differenza è dovuta alla mancanza del RICH-2, la cui realizzazione per completare lo spettrometro è prevista per la seconda fase dell'esperimento.

2.2.3 Il trigger

I filtri di muoni sono preceduti e seguiti da due stazioni di odoscopi di rivelatori a scintillazione che permettono di realizzare il trigger, cioè un segnale impiegato per distinguere gli eventi in cui è avvenuta effettivamente una reazione tra muoni del fascio e nucleoni del bersaglio, e con cui far eventualmente partire la registrazione dell'evento. I segnali provenienti dai contatori entrano in una coincidenza logica (fig. 2.8), che permette di cercare correlazioni tra le informazioni delle stazioni; in particolare si cercano le coincidenze dovute al passaggio del muone diffuso, caratterizzato da una traiettoria proveniente dal bersaglio. Gli eventi in cui la traccia del muone diffuso interseca il bersaglio sono accettati dal sistema di trigger. Per alcune misure, è richiesta la coincidenza di questo tipo di trigger con un deposito di energia nei calorimetri adronici, per evitare che il trigger sia dato da una falsa coincidenza dovuta all'alone del fascio.

Oltre ai rivelatori collocati a monte e a valle dei filtri di muoni, sono presenti nel LAS e nel SAS numerose stazioni di scintillatori dedicate alla funzione di trigger; questi odoscopi possono venir distinti in 4 tipi di trigger, che differiscono per la regione cinematica in y e in Q^2 che "coprono" (fig 2.9): *Inner e Ladder triggers*, associati a reazioni con basso Q^2 , *Middle trigger*, per medio Q^2 , e *Outer trigger*, per alto Q^2 .

Le diverse misure dell'esperimento COMPASS richiedono differenti tipi di trigger, a seconda della regione cinematica che le caratterizza.

2.2.4 L'acquisizione dati

Lo spettrometro COMPASS ha 191000 canali elettronici per registrare le informazioni dei rivelatori. Il flusso dei dati non è continuo, in quanto determinato dai

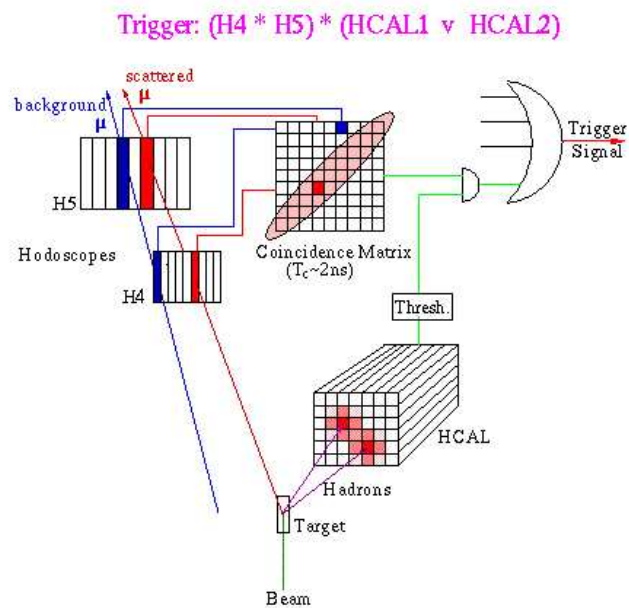


Figura 2.8: Schema del principio di funzionamento del trigger di COMPASS.

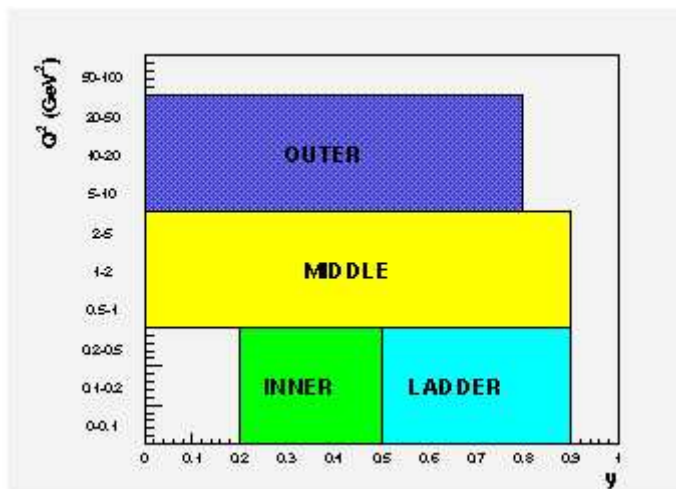


Figura 2.9: Regioni cinematiche in y e Q^2 coperte dai diversi tipi di trigger.

tempi che caratterizzano la struttura del fascio di muoni (paragrafo 2.1.1).

Dopo essere stati digitalizzati dall'elettronica di front-end, e dopo un primo stadio locale del sistema di acquisizione che permette la soppressione dell'informazione dei canali "vuoti", ovvero che non contengono informazioni rilevanti per l'evento, i dati vengono trasportati tramite fibre ottiche a PC dedicati chiamati *read-out buffer*[22], dove avviene un temporaneo immagazzinamento "on-line" dei dati durante il periodo tra due spill. In questo modo, in uscita dai *read-out buffer* si ottiene un flusso continuo di dati, che risulta ridotto di un fattore corrispondente alla frazione utile del fascio; il flusso medio di dati che si ottiene è ~ 35 MB/s. Dopo il temporaneo immagazzinamento nei *read-out buffer*, i dati vengono trasferiti ad altri PC, che hanno il compito di combinare insieme le informazioni relative ad uno stesso evento, ovvero di "costruire l'evento".

Infine, i dati vengono trasportati attraverso la rete locale verso il centro di calcolo del CERN dove vengono memorizzati temporaneamente su disco. Il compito di registrare i dati di ogni evento in campi contrassegnati da un indirizzo è affidato al *database management system* ORACLE. L'immagazzinamento definitivo dei dati su nastri magnetici è gestito da CASTOR (CERN Advanced STORage manager); in una tipica giornata di presa dati si raccolgono ~ 3 TB di dati, corrispondenti a 25 cassette da 120 GB l'una.

Capitolo 3

Il RICH di COMPASS

L'identificazione delle particelle cariche prodotte nel bersaglio è un requisito fondamentale per poter studiare gli argomenti di fisica del programma di COMPASS.

L'identificazione, ovvero la determinazione della massa di una particella, si basa, come accennato nel capitolo 2, sulla misura di due delle tre variabili velocità, momento ed energia, legate tra loro dalla relazione:

$$p = \gamma\beta mc. \tag{3.1}$$

In COMPASS, il momento è misurato tramite i magneti SM1 e SM2 (vedi cap. 2) accoppiati a rivelatori di posizione, mentre la determinazione della velocità è affidata ad un RICH (Ring Imaging CHerenkov), strumento scelto per la capacità di fornire ottime risoluzioni anche in eventi affollati e su ampi intervalli di momento e angolo polare.

In questo capitolo vengono descritti i parametri fondamentali su cui si basa il funzionamento di un RICH, e successivamente vengono illustrate le caratteristiche del RICH-1 utilizzato in COMPASS.

3.1 L'effetto Cherenkov

Il funzionamento di un rivelatore RICH è basato sull'effetto Cherenkov. L'effetto Cherenkov può essere spiegato facilmente in termini di teoria classica dell'elettromagnetismo: una particella carica che viaggia in un mezzo dielettrico trasparente polarizza gli atomi del materiale, che dopo un certo periodo si rilassano emettendo

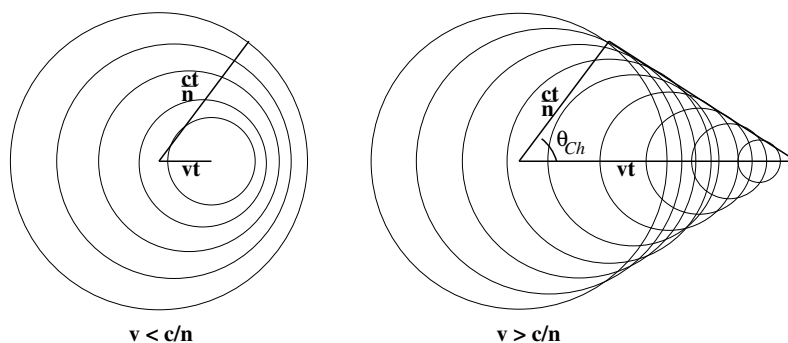


Figura 3.1: Una particella viaggia in un mezzo dielettrico con velocità inferiore alla velocità della luce nel mezzo (figura a sinistra), e gli impulsi elettromagnetici generati interferiscono distruttivamente; se la velocità della particella è maggiore di quella della luce nel mezzo (figura a destra), si ha un'emissione di radiazione all'*angolo di Cherenkov*.

radiazione elettromagnetica. Se la velocità della particella è inferiore alla velocità della luce nel mezzo, gli impulsi elettromagnetici interferiscono distruttivamente a causa della distribuzione simmetrica delle onde emesse; se, al contrario, la velocità della particella è maggiore di quella della luce nel mezzo:

$$v > \frac{c}{n} \quad (3.2)$$

ovvero

$$\beta = \frac{v}{c} > \frac{1}{n}, \quad (3.3)$$

si crea un fronte d'onda coerente lungo una precisa direzione rispetto alla traiettoria della particella, pertanto si ha un'emissione di radiazione ad un angolo fisso, detto *angolo di Cherenkov* (fig. 3.1).

Da questa semplice descrizione, emergono due aspetti fondamentali dell'effetto Cherenkov, di cui bisogna tener conto per il funzionamento di un rivelatore che si basi su questo principio: la radiazione è emessa solo da particelle cariche, e la loro velocità deve essere maggiore di una velocità minima, che chiameremo velocità di soglia, espressa dalla 3.3.

Dalla 3.3 è possibile ricavare anche l'impulso di soglia per una particella di massa m ; infatti, poichè:

$$\beta_{th} = \frac{p_{th}}{\sqrt{p_{th}^2 + m^2}} = \frac{1}{n}, \quad (3.4)$$

si ha:

$$p_{th} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (3.5)$$

Se il mezzo in cui avviene l'effetto Cherenkov è un gas, l'indice di rifrazione è $n - 1 \sim 10^{-3}$. Sostituendo questo valore nella 3.5, si vede che un π , un K o un p emettono luce Cherenkov se il loro momento soddisfa rispettivamente le condizioni:

$$\begin{cases} p_{th}^{\pi} > 3 \text{ GeV}/c \\ p_{th}^K > 11 \text{ GeV}/c \\ p_{th}^p > 21 \text{ GeV}/c. \end{cases}$$

Si ottengono valori di soglia molto minori se il mezzo scelto non è gassoso, ma solido o liquido ($n - 1 \gtrsim 10^{-1}$):

$$\begin{cases} p_{th}^{\pi} > 0.3 \text{ GeV}/c \\ p_{th}^K > 1.1 \text{ GeV}/c \\ p_{th}^p > 2 \text{ GeV}/c. \end{cases}$$

La scelta del materiale per la costruzione di un rivelatore che si basi sull'effetto Cherenkov dipende quindi dall'intervallo dei momenti delle particelle che si vuole studiare.

Un altro aspetto importante dell'effetto Cherenkov è la direzionalità della radiazione emessa dalle particelle cariche. Infatti l'angolo di emissione Cherenkov θ_{Ch} fra il fotone emesso e la traiettoria della particella, è legato alla velocità della particella e all'indice di rifrazione del mezzo dalla relazione:

$$\beta = \frac{1}{n \cos \theta_{Ch}}. \quad (3.6)$$

Le direzioni dei fotoni emessi da ogni punto della traiettoria formano dunque un cono di apertura θ_{Ch} . Misurando la direzione di emissione dei fotoni, e conoscendo l'indice di rifrazione del mezzo, si ricava tramite l'eq. 3.6 la velocità della particella, che diventa in questo modo una quantità misurata in modo indiretto. La 3.6 implica inoltre che l'angolo Cherenkov aumenta con la velocità della particella carica, ed assume il valore massimo, $\arccos 1/n$, quando $\beta \rightarrow 1$; la condizione di soglia si trova implicita nella presenza del coseno, che può assumere solo valori compresi tra 0 e 1.

Infine, lo spettro della radiazione emessa è essenziale per le applicazioni dell'effetto Cherenkov: viene irradiata energia nella regione del visibile, dell'UV e dei raggi X molli. L'energia irradiata per unità di frequenza è direttamente proporzionale alla frequenza (vedi par. 3.3.1), di conseguenza, la maggior parte dei fotoni emessi appartiene alla regione UV.

3.2 I contatori Cherenkov a soglia

Un primo possibile impiego della luce Cherenkov per l'identificazione di particelle si ha nei contatori Cherenkov a soglia. Essi sono formati da un mezzo dielettrico trasparente di indice di rifrazione n , e da un sistema di rivelatori di fotoni, usualmente fototubi, per la rivelazione della luce emessa da una particella che attraversa il dielettrico: se, al passaggio della particella, i fototubi non rivelano alcun segnale, significa che la velocità della particella è inferiore a $1/n$, al contrario, se nei fototubi c'è segnale, la velocità è maggiore di $1/n$.

Immaginiamo di avere un campione di particelle composto, per esempio, da π e da K : a parità di impulso, la loro velocità è diversa:

$$\beta_{\pi} > \beta_K. \quad (3.7)$$

Se l'indice di rifrazione del mezzo è tale che

$$\beta_{\pi} > \frac{1}{n} > \beta_K, \quad (3.8)$$

la luce Cherenkov è emessa nel rivelatore a soglia in seguito al passaggio di un π , e non di un K , ed è possibile distinguere le due particelle. In casi più complessi, per esempio se nel campione sono presenti anche protoni, si possono utilizzare due contatori Cherenkov a soglia, uno come quello appena descritto, e l'altro con un indice di rifrazione scelto in modo che i protoni in un certo intervallo di impulso siano sotto soglia, mentre non lo siano i K (e ovviamente i π):

$$\beta_{\pi} > \beta_K > \frac{1}{n} > \beta_p, \quad (3.9)$$

In questo modo, una coincidenza dei segnali provenienti dai due rivelatori corrisponde al passaggio di un pione, la mancanza di luce in entrambi corrisponde ad un protone, e infine l'anticoincidenza tra i due corrisponde ad un K .

3.3 La tecnica del RICH

Il principio che permette l'identificazione di particelle con i contatori a soglia è molto semplice ed intuitivo, ma in questi rivelatori viene sfruttato solo un aspetto dell'effetto Cherenkov, ovvero l'emissione dei fotoni da parte di particelle cariche sopra soglia; inoltre l'intervallo di momento in cui un contatore a soglia è in grado di operare è limitato, in quanto la discriminazione delle particelle è possibile solo nella regione cinematica di validità della 3.8 o della 3.9.

Una tecnica di identificazione più complessa permette di operare in un intervallo più ampio di valori dell'impulso della particella, prendendo in considerazione un altro aspetto importante dell'effetto Cherenkov, l'angolo rispetto alla traiettoria della particella che caratterizza l'emissione dei fotoni.

I RICH sono strumenti che misurano l'angolo di Cherenkov rivelando i fotoni emessi da una particella carica che attraversa il radiatore, ovvero il mezzo dielettrico in cui avviene l'effetto Cherenkov. A seconda del tipo di radiatore usato, i RICH si possono costruire con due schemi differenti.

- Come si vedrà nel prossimo paragrafo, il numero di fotoni prodotti per unità di cammino in un mezzo radiatore denso (solido o liquido), è grande. È dunque possibile usare radiatori sottili e realizzare un **RICH a fuoco di prossimità** (fig. 3.2). La geometria di questo tipo di RICH è molto compatta: il radiatore è spesso pochi cm, e tra il radiatore e il rivelatore di fotoni si trova un volume di gas inerte che permette al cono di luce di allargarsi, in modo che l'immagine anulare formata sul rivelatore permetta buona risoluzione della misura.
- Se il radiatore è un gas, la particella deve percorrere nel radiatore un cammino lungo perché si abbia produzione sufficiente di fotoni: in questo caso si realizza un **RICH a focalizzazione** (fig. 3.3). I fotoni emessi lungo la traiettoria devono essere focalizzati per dar luogo all'immagine circolare: essi sono riflessi da uno specchio sferico e focalizzati su un rivelatore situato nel piano focale dello specchio. L'immagine anulare risultante permette di risalire all'angolo di Cherenkov (fotoni paralleli vengono riflessi nello stesso punto).

Comune a entrambe le configurazioni è l'immagine che si forma: un anello, dal cui raggio, conoscendo la geometria del sistema, si estrae il valore dell'angolo Cherenkov.

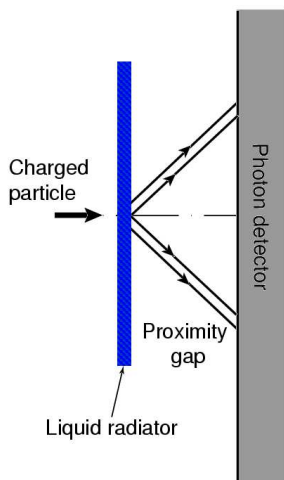


Figura 3.2: Schema di un RICH a fuoco di prossimità; la regione tra il liquido radiatore e il rivelatore per i fotoni, indicata nella figura come *proximity gap*, serve ad allargare il cono di fotoni Cherenkov.

3.3.1 Il numero di fotoni

Il numero di fotoni emessi per effetto Cherenkov è basso, circa 3 ordini di grandezza inferiore al numero ottenibile in un processo di scintillazione.

Lo spettro della radiazione Cherenkov emessa da una particella di carica Ze in un mezzo con indice di rifrazione n per unità di percorso e di frequenza è descritto dall'equazione di Frank e Tamm:

$$\frac{d^2E}{dLd\omega} = \frac{Z^2e^2\omega}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) \quad (3.10)$$

dove la dipendenza di n dalla frequenza della radiazione è dovuta all'aberrazione cromatica del mezzo.

Da questa espressione si ricava il numero di fotoni emessi dalla particella su un percorso di lunghezza L :

$$N = \frac{LZ^2\alpha}{c} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) d\omega \quad (3.11)$$

Il numero di fotoni va interpretato come valor medio di una distribuzione poissoniana, in quanto il processo di emissione è statistico.

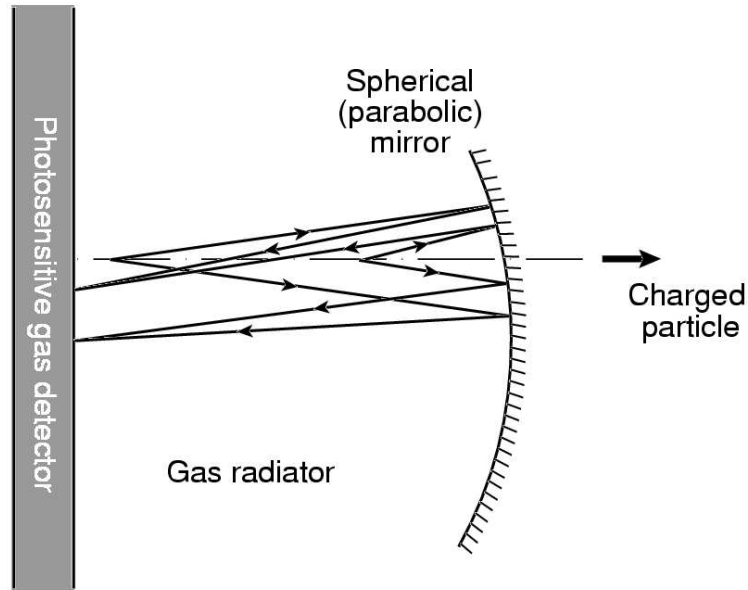


Figura 3.3: Schema di un RICH a focalizzazione: i fotoni Cherenkov colpiscono uno specchio sferico di lunghezza focale f , e vengono focalizzati su un rivelatore collocato nel piano focale dello specchio; la forma risultante sul rivelatore è un anello di raggio $r = f \tan \theta_{Ch}$.

Nello studio del funzionamento di un RICH è importante tener conto di tutti i fattori che influiscono sul numero di fotoni. Per stimare i fotoni rivelati effettivamente da un RICH è necessario considerare le cause che possono provocare perdite del segnale: la trasparenza T del radiatore ai fotoni, la riflettività R degli specchi (se presenti), l'efficienza quantica Q di conversione dei fotoni e l'efficienza ϵ di rivelazione del singolo elettrone da fotone convertito. Trascurando l'aberrazione cromatica del mezzo e introducendo questi parametri nella 3.11, si ottiene:

$$N = \frac{LZ^2\alpha}{\hbar c} \sin^2 \theta_{Ch} \int \epsilon Q T R dE \quad (3.12)$$

che è possibile scrivere in forma più compatta

$$N = Z^2 N_0 L \sin^2 \theta_{Ch} \quad (3.13)$$

introducendo la figura di merito N_0 , definita in questo modo:

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \int \epsilon Q T R dE. \quad (3.14)$$

Dalla 3.13 si deduce che un buon RICH è caratterizzato da una alta figura di merito. D'altra parte, dalla definizione di N_0 emerge la complessità della progettazione di un RICH: tutte e tre le componenti della struttura (radiatore, specchi e rivelatore di fotoni) influiscono in modo diretto sulla figura di merito; inoltre è da tener presente l'effetto globale di queste tre componenti, ovvero la loro compatibilità.

3.3.2 La risoluzione

La complessità della progettazione e della costruzione di un RICH è giustificata dalle ottime risoluzioni sulla velocità, ottenibili solo con questa tecnica.

La misura della velocità della particella permette l'identificazione di essa, ovvero la determinazione della sua massa:

$$m = p\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}. \quad (3.15)$$

La precisione sul valore della massa dipende quindi dall'errore sulla misura del momento, determinato indipendentemente, e dall'errore su β :

$$\left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_p}{p}\right)^2 + \gamma^4 \left(\frac{\sigma_\beta}{\beta}\right)^2; \quad (3.16)$$

la presenza del fattore γ^4 rende il contributo dovuto all'errore su β largamente predominante.

Poichè anche β è una quantità misurata in modo indiretto (eq. 3.6), possiamo ricondurre l'errore su di esso all'errore su n e su θ_{Ch} :

$$\left(\frac{\sigma_\beta}{\beta}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_n}{n}\right)^2 + (\tan \theta_{Ch} \cdot \sigma_{\theta_{Ch}})^2. \quad (3.17)$$

La quantità $\frac{\sigma_\beta}{\beta}$ è detta *costante caratteristica del RICH*, e i suoi valori tipici sono:

- $1 \div 5 \cdot 10^{-6}$ per radiatori gassosi
- $1 \div 5 \cdot 10^{-4}$ per radiatori liquidi e solidi

Alcuni fattori che influenzano la precisione su n sono la composizione del radiatore e i campi di pressione e temperatura nel radiatore nel caso di radiatore gassoso.

L'errore di misura sull'angolo di Cherenkov è influenzato da molte cause. In generale, poichè il valore di θ_{ch} si ricava da un anello di N fotoni, si distingue tra risoluzione sul singolo fotone e risoluzione sull'angolo di Cherenkov, determinato sulla base di tutti i fotoni rivelati, legate in questo modo:

$$\sigma_{\theta_{Ch}} = \frac{\sigma_{\theta}}{\sqrt{N}}. \quad (3.18)$$

Quindi maggiore è il numero di fotoni, migliore è la risoluzione su θ_{Ch} ; si ricordi che il numero di fotoni è direttamente proporzionale alla figura di merito del RICH.

La risoluzione sul singolo fotone è principalmente determinata da:

- la risoluzione spaziale del rivelatore di fotoni, che determina l'incertezza sul punto di impatto del fotone
- l'aberrazione cromatica del radiatore
- le aberrazioni sferiche del sistema ottico
- le imperfezioni della superficie riflettente
- i disallineamenti nella geometria del sistema
- l'errore sulla ricostruzione delle tracce delle particelle
- il rumore elettronico del rivelatore e il rumore fisico dovuto a fotoni emessi da altre particelle

È inoltre chiaro che la risoluzione dipende anche dal metodo di ricostruzione dell'anello adottato, ovvero dalla procedura di estrazione di θ_{Ch} dai valori delle posizioni dei fotoni sul rivelatore (la procedura di ricostruzione usata in COMPASS è descritta nel capitolo 4).

3.3.3 La discriminazione in massa

Le prestazioni di un rivelatore RICH si evidenziano analizzando il potere di discriminazione in massa.

Si consideri nuovamente la 3.16: se trascuriamo l'errore sul momento, possiamo mettere in relazione la separazione in massa per due particelle di massa m_1 e m_2 aventi stesso p con la risoluzione su β :

$$\left(\frac{\sigma_\beta}{\beta}\right) = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p^2}. \quad (3.19)$$

A parità di momento, le due particelle hanno valori differenti di β e θ_{Ch} : il RICH è in grado di distinguere tra le due ipotesi di massa se i picchi in θ_{Ch_1} e θ_{Ch_2} sono risolvibili.

Indichiamo la distanza tra i due θ_{Ch} come $n_\sigma \cdot \sigma_{\theta_{Ch}}$, dove n_σ è il numero di deviazioni standard ($\sigma_{\theta_{Ch}}$, eq. 3.18) che determina l'accuratezza della separazione.

Supponendo noto il valore $\sigma_{\theta_{Ch}}$, che è una caratteristica misurata dal RICH, è possibile calcolare il momento massimo in cui il RICH è in grado di ottenere una separazione di n_σ deviazioni standard: dalla 3.17, trascurando σ_n e usando la 3.18, si ottiene:

$$\left(\frac{\sigma_\beta}{\beta}\right) = \frac{\tan \theta_{Ch} n_\sigma \sigma_\theta}{\sqrt{N}} \quad (3.20)$$

che sostituita nella 3.19 dà:

$$p^2 = \frac{(m_1^2 - m_2^2)\sqrt{N}}{2n_\sigma \sigma_\theta \tan \theta_{Ch}}. \quad (3.21)$$

Da questa relazione possiamo calcolare approssimativamente il massimo valore di impulso in cui si ha una separazione di 3 deviazioni standard tra massa del pione e del kaone. Ad esempio, considerando i valori di progettazione per il RICH-1, $\sigma_\theta \sim 0.9$ mrad, $\tan \theta_{Ch} \sim 0.055$ (dal valore dell'indice di rifrazione del radiatore corrispondente ad un riempimento del 100%, $n=1.00153$) e $N \sim 30$, si ha:

$$p_{max}(n_\sigma = 3) \cong 58 \text{ GeV}/c. \quad (3.22)$$

3.4 RICH-1

Il RICH-1[23] (fig. 3.4) è un RICH con radiatore gassoso, per avere una buona discriminazione in massa ad alti momenti, possibile solo usando un radiatore a bassa densità. Il radiatore è esteso, e quindi il rivelatore dispone di un sistema di focalizzazione ottica.

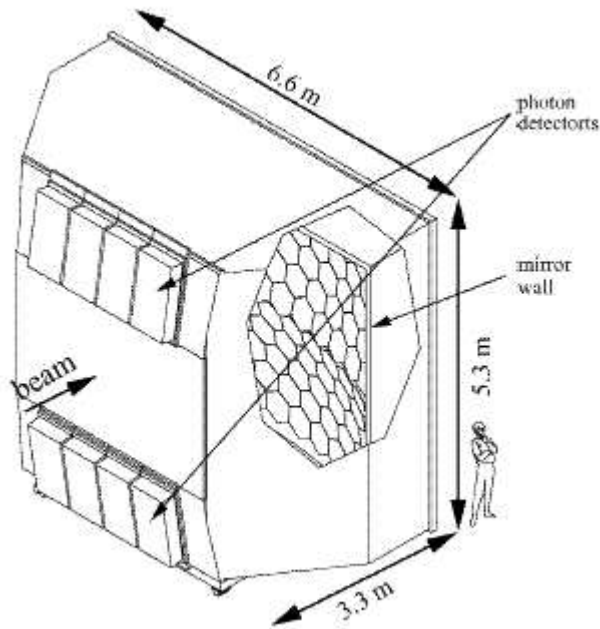


Figura 3.4: Visione d'insieme del RICH-1 di COMPASS.

Le componenti del RICH-1 sono state scelte per poter rivelare i fotoni appartenenti alla regione del lontano UV. Vista la grande accettazione angolare dello spettrometro, il RICH-1 ha dimensioni trasversali notevoli e quindi la superficie da instrumentare con fotorivelatori è estesa ($\sim 5.5 \text{ m}^2$). Si sono scelti perciò fotorivelatori di costo contenuto: camere proporzionali multifilo con fotocatodo a CsI che ha efficienza solo nel lontano UV.

3.4.1 Il radiatore

Il gas usato come radiatore[24], il C_4F_{10} , ha un indice di rifrazione nella regione UV, $n \sim 1.0015$, che consente l'identificazione nell'intervallo da soglia a circa $60 \text{ GeV}/c$; per impulsi maggiori è prevista l'aggiunta all'apparato di un RICH-2, dotato di un mezzo con indice di rifrazione minore. I valori degli impulsi di soglia relativi al C_4F_{10} , per π , K e p sono:

$$\left\{ \begin{array}{l} p_{th}^{\pi} > 2.5 \text{ GeV}/c \\ p_{th}^K > 9 \text{ GeV}/c \\ p_{th}^p > 17 \text{ GeV}/c. \end{array} \right.$$

Il ridotto numero medio di fotoni dovuto all'uso del gas (si veda la 3.13), è compensato dalla lunghezza del volume contenente il radiatore (~ 3 m, fig. 3.6), che permette di ottenere un numero sufficiente di fotoni rivelati per anello; il radiatore è contenuto in un serbatoio stagno, il *vessel*, le cui dimensioni trasversali (6.6×5.3 m²) sono determinate dalla grande accettazione angolare caratteristica del LAS (± 250 mrad $\times \pm 200$ mrad).

All'interno del *vessel* è presente un tubo di raggio 5 cm, posizionato sull'asse del fascio, riempito con elio; le sue pareti assorbono i fotoni emessi per effetto Cherenkov dai muoni del fascio, che costituirebbero un fondo proibitivo per la ricostruzione degli anelli associati alle particelle diffuse. La presenza dell'elio minimizza le interazioni all'interno del RICH.

La trasmissione dei fotoni è assicurata dalla alta trasparenza del radiatore alla radiazione UV; a questo scopo il livello di contaminazione di O₂ e vapor acqueo è mantenuto inferiore a 5 ppm tramite un sistema di circolazione e purificazione del gas, che ha anche lo scopo di evitare stratificazioni e di regolare la pressione del gas a quella atmosferica. Ciò è necessario per evitare differenza di pressione sulle due finestre del serbatoio presenti nella regione dell'accettazione dello spettrometro; una differenza di pressione imporrebbe pareti massicce anche in questa regione. La figura 3.5 mostra la trasmissione della luce UV attraverso uno spessore di ~ 1.8 m di gas a pressione atmosferica.

3.4.2 Gli specchi

Il sistema ottico di focalizzazione[25] del RICH-1 è basato su due superfici di specchi sferici con raggio di 6.6 m. I centri di curvatura delle due superfici si trovano sopra e sotto la linea di fascio (fig. 3.6), a distanza da esso di 1.6 m; in questo modo l'immagine viene focalizzata fuori dall'accettazione geometrica dello spettrometro, così il materiale dei fotorivelatori non si trova sulla traiettoria delle particelle di interesse. I fotorivelatori sono collocati in prossimità delle due superfici focali, che

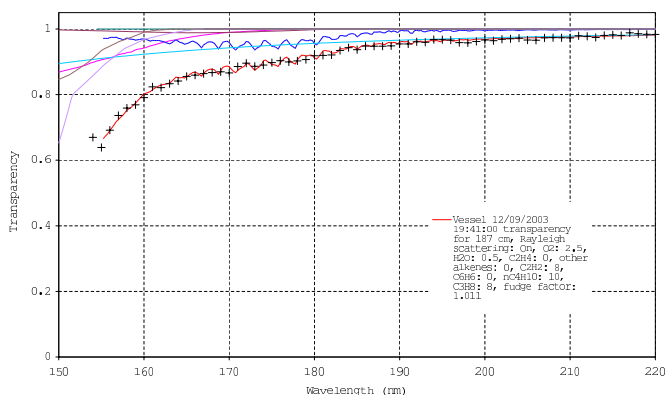


Figura 3.5: Trasmissione della luce UV attraverso ~ 1.8 m di gas a pressione atmosferica verso la lunghezza d'onda della luce.

hanno forma sferica; poichè le superfici dei fotorivelatori sono piane, l'immagine che si forma su di esse risente di un'aberrazione geometrica.

Ciascuna delle due superfici riflettenti è formata da 58 specchi sferici, di forma esagonale e pentagonale: questo consente di ricoprire una grande superficie totale (~ 21 m²) avendo nello stesso tempo specchi molto sottili, per limitare la perturbazione delle traiettorie delle particelle.

Ogni specchio è ottenuto depositando uno strato di materiale che riflette l'UV (~ 80 nm di Al) su vetro di spessore 7 mm. Un ulteriore deposito di MgF₂ (~ 30 nm) protegge lo strato di Al dal contatto con O₂ e vapor acqueo. La riflettività ottenuta in questo modo è $> 80\%$ per lunghezze d'onda della luce di 160-200 nm.

L'allineamento degli specchi è possibile in quanto essi sono montati su un supporto che permette di cambiare l'inclinazione di ogni singolo specchio con una precisione di ~ 0.2 mrad. La fotografia in fig. 3.7 mostra la parete di specchi durante la fase di allineamento.

3.4.3 Le camere multifilo

La rivelazione dei fotoni è affidata a 2 rivelatori, posti sulle due superfici focali degli specchi, sopra e sotto la linea di fascio; ognuno di essi ricopre una superficie di ~ 2.6 m², ed è formato da quattro camere a fili (MWPC). In queste camere uno dei

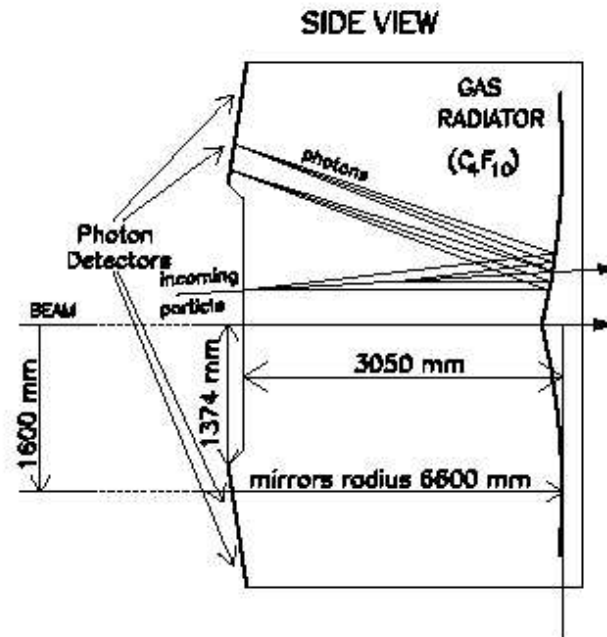


Figura 3.6: Vista laterale del RICH-1 di COMPASS; sono indicati i raggi di curvatura degli specchi sferici e la posizione dei rivelatori di fotoni rispetto alla linea di fascio.

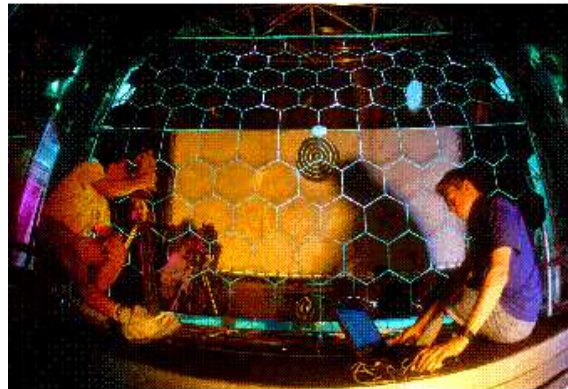


Figura 3.7: La parete degli specchi durante la fase di allineamento.

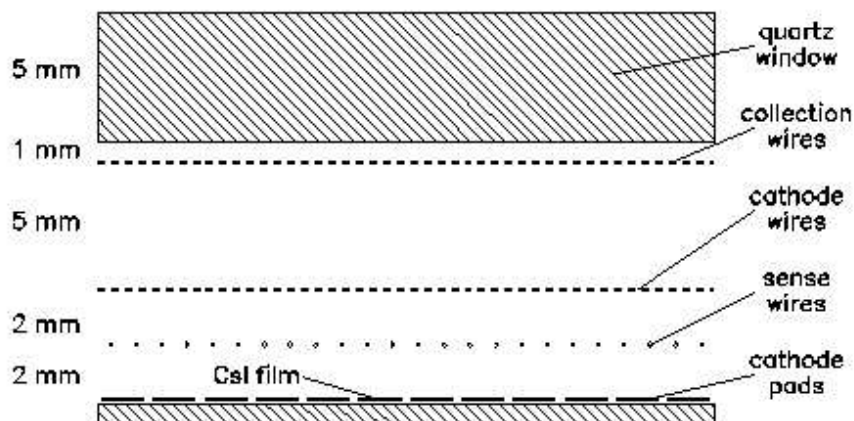


Figura 3.8: Schema di una camera multifilo del RICH-1.

due piani catodici è costituito da circuiti stampati la cui superficie è segmentata in “pad”.

Il gas con cui operano i rivelatori, il CH_4 , è caratterizzato da una buona trasparenza ai fotoni UV; il metano è separato dal C_4F_{10} da una finestra di quarzo, materiale trasparente ai fotoni per lunghezze d’onda >165 nm. Il gas nelle camere è a pressione atmosferica, in modo da non provocare differenze di pressione tra le pareti della finestra di quarzo.

I catodi segmentati di ogni camera consistono di 72×72 pads di 8×8 mm², dimensioni che determinano la risoluzione spaziale del rivelatore. L’altro catodo e l’anodo sono costituiti da fili (rispettivamente di diametro 100 e 20 μm , separati da un passo di 2 e 4 mm). La distanza tra anodo e catodo è di 2 mm. Lo schema geometrico dei rivelatori è dato in fig. 3.8, mentre le componenti di una camera sono visibili nella figura 3.9.

Lo scopo principale dei fotorivelatori è la conversione dei fotoni Cherenkov in un segnale elettrico. La grandezza che descrive la capacità di conversione del singolo fotone è l’efficienza quantica.

Il materiale fotoconvertitore del RICH-1 è un film di CsI di spessore di circa 500 nm, con cui è ricoperta la superficie del catodo segmentato. Lo ioduro di cesio è stato scelto in quanto è l’unico fotoconvertitore risultato stabile in atmosfera gassosa

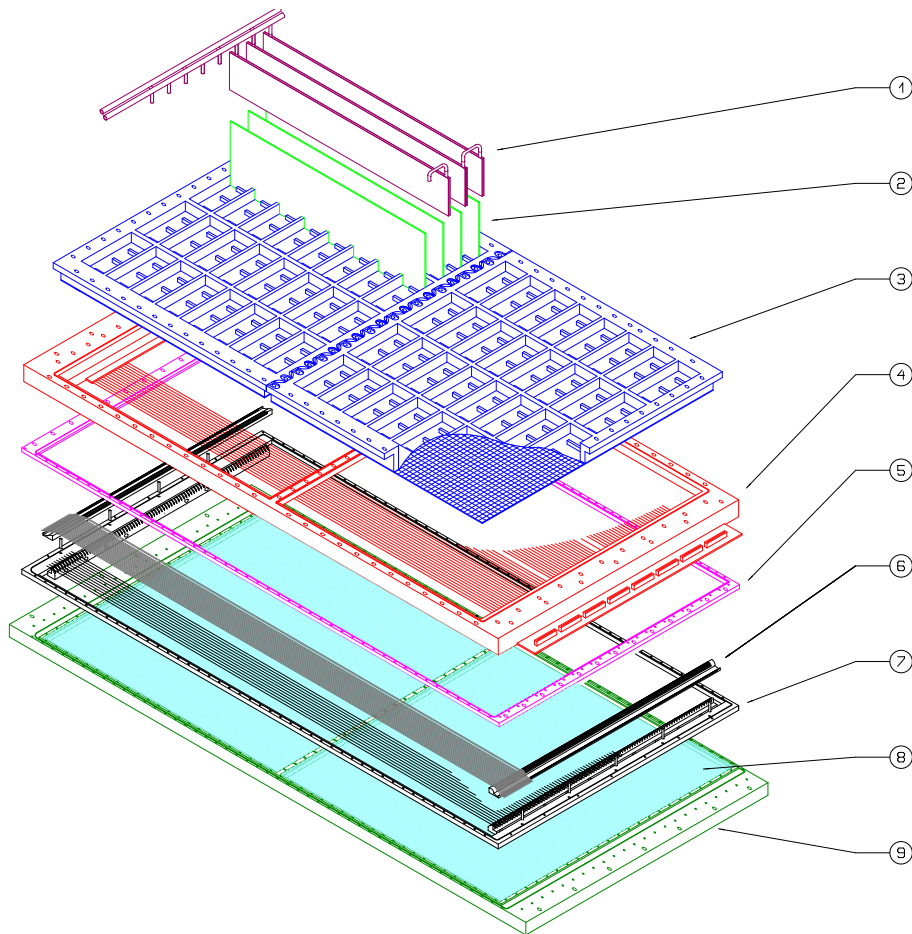


Figura 3.9: Componenti di una camera a fili del RICH-1: 1) circuito di raffreddamento, 2) schede di front end, 3) fotocatodi, 4) fili anodici, 5) quadro distanziatore, 6) fili catodici, 7) fili di griglia, 8) finestre di quarzo, 9) supporto di alluminio.

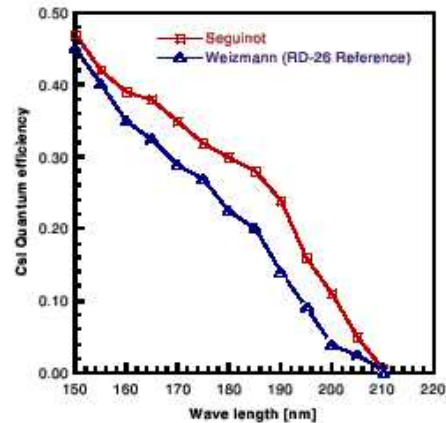


Figura 3.10: Misura dell'efficienza quantica del CsI nel vuoto in funzione della lunghezza d'onda del fotone (Seguinot e Breskin).

(in generale i fotoconvertitori operano nel vuoto, come nei fototubi). L'efficienza quantica per lo ioduro di cesio misurata nel vuoto è mostrata in fig. 3.10.

Il segnale generato nelle camere multifilo è prodotto, come detto, da un singolo fotone convertito. La distribuzione in ampiezza dei segnali è di tipo di Polya che, per valori medi modesti della moltiplicazione ($5 \cdot 10^4$ - 10^5), si riduce ad una distribuzione esponenziale. C'è pertanto una prevalenza di segnali di piccola ampiezza, confrontabile con quella dei segnali di rumore elettronico. Questi segnali sono rigettati e corrispondono a circa il 25-30% dei segnali generati dai fotoni convertiti.

L'enorme numero di pads dei catodi segmentati (82944) corrisponde ad un egual numero di canali elettronici in uscita, che costituiscono il $\sim 40\%$ del numero totale di canali elettronici dello spettrometro COMPASS. Il sistema di lettura è analogico e si registra l'ampiezza dei segnali raccolti dai pad. La gestione di circa 80000 canali è realizzata con un sistema dedicato con intelligenza distribuita, basato sulla scheda di lettura BORA[26].

Capitolo 4

La pattern recognition

Il conseguimento degli obiettivi del programma di ricerca dell'esperimento COMPASS richiede un grande numero di eventi fisici da analizzare; l'enorme quantità di dati da gestire implica la necessità di tecniche di gestione dati e programmazione efficienti e rapide.

In questo capitolo viene spiegata brevemente la struttura dei dati presi, e viene introdotto il programma di ricostruzione degli eventi in COMPASS: in particolare è fornita una descrizione del metodo di ricostruzione delle variabili del RICH ad opera di una classe del programma. La descrizione della ricostruzione degli anelli e del metodo di identificazione delle particelle servono da introduzione al lavoro svolto in questa tesi, in quanto viene spiegato il significato delle variabili a disposizione nei dati analizzati.

4.1 I dati sperimentali

La quantità di dati presi dipende dalla lunghezza di un evento ($30 \div 40$ KB), determinata dal numero di canali elettronici in uscita dai rivelatori e dalla loro percentuale di occupazione, e dalla frequenza del trigger (nella presa dati 2002 ~ 2 kHz): per accumulare la statistica necessaria, la presa dati dura ~ 100 giorni all'anno. Il flusso costante di dati in uscita dai *read-out buffer* nel 2002 è risultato in media ~ 35 MB/s (paragrafo 2.2.4), corrispondente ad un totale di ~ 300 TB di *raw data* accumulati nell'anno, cifra di gran lunga superiore alla quantità di dati di altri esperimenti in atto, comparabile solo alla quantità di dati dei futuri esperimenti ad LHC.

Per comodità, il periodo di presa dati 2002 è suddiviso in intervalli più piccoli

(di solito lunghi una o due settimane), che sono chiamati periodi. I periodi vengono indicati con sigle molto semplici: P1A, P1B, P1C, ..., P2A, P2B, ... etc, e sono a loro volta composti da unità più piccole, i “run”, considerati periodi di “stabilità” delle condizioni dell’apparato. Usualmente, i dati di un run sono presi durante 100 spill dell’acceleratore (~ 25 minuti), e contengono 1.5-2 milioni di eventi.

Non tutti i run di un periodo contengono dati di fisica, ci sono diversi run dedicati a test, calibrazioni, allineamenti; inoltre, alcuni run contengono dati non utilizzabili per l’analisi: il numero effettivo di run in un periodo è di 100-200.

I *raw data* non vengono utilizzati direttamente per le analisi di fisica, a causa della loro mole che richiederebbe tempi di processatura molto lunghi. I dati vengono processati fino alla ricostruzione delle particelle stabili, dei vertici e dell’informazione per l’identificazione con il RICH e salvati nei cosiddetti DST (Data Summary Tape) o mDST (mini DST, ovvero DST più piccoli), utilizzati per le analisi di fisica, e file speciali più grandi per studi strumentali.

Per la processatura dei *raw data* sono necessarie tutte le informazioni relative allo stato dell’apparato, come valori delle calibrazioni e degli allineamenti, informazioni registrate in un *database delle condizioni*, da cui sono lette al momento della processatura.

La processatura dei dati avviene nella *COMPASS Computing Farm*, al centro di calcolo del CERN, ad opera di 100 PC (per un totale di 200 CPU); il tempo dedicato alla processatura è notevole, per un singolo periodo sono necessari circa 15 giorni.

4.2 CORAL

Il programma di ricostruzione, CORAL (COmpass Reconstruction and AnaLysis), è scritto in C++, un linguaggio di programmazione orientata agli oggetti, che permette una facile implementazione di nuovi pezzi di codice. L’architettura di CORAL consiste in un “corpo centrale”, che garantisce le funzionalità di base fornendo le librerie necessarie per le operazioni fondamentali, e in classi specifiche per la ricostruzione degli eventi di fisica. Le librerie e le classi sono state sviluppate dalla collaborazione COMPASS.

Il database ORACLE gestisce la lettura dei *raw data* con CORAL, e organizza la scrittura dei dati in uscita in DST; per la produzione dei mDST l’uscita di CORAL

è invece strutturata su ROOT, un ambiente di programmazione C++ per la produzione di istogrammi e di strutture dati dette *root tree*, con informazioni condensate (pochi parametri per evento).

Ogni classe di CORAL è dedicata ad una specifica parte della ricostruzione, e l'ambiente incapsulato tipico della programmazione orientata agli oggetti permette di selezionare le classi che servono per un particolare tipo di analisi (per esempio MC o dati reali); le classi fondamentali sono quelle dedicate alla ricostruzione delle traiettorie, dei vertici, del fascio, alla ricostruzione delle informazioni del RICH o dei calorimetri, all'identificazione del μ diffuso.

4.3 RICHONE

La ricostruzione delle informazioni del RICH a partire dal segnale in uscita dai rivelatori è affidata alla classe RICHONE di CORAL; si distinguono due aspetti della ricostruzione, mantenuti volutamente separati:

- la **ricostruzione dell'anello**, associato ad una traiettoria misurata, e la determinazione dell'angolo di Cherenkov; per la ricostruzione, i parametri delle traiettorie delle particelle entranti nel RICH, in particolare le direzioni e i punti di impatto delle traiettorie sulle finestre di entrata e di uscita, devono essere misurate con buona precisione;
- l'**identificazione della massa m** della particella per la quale un anello è stato ricostruito; in questa fase è necessaria una buona misura del momento della particella e la conoscenza dell'indice di rifrazione.

4.3.1 La ricostruzione dell'anello

Il metodo di ricostruzione degli anelli in RICHONE è basato su un lavoro di Ypsilantis e Seguinot per la ricostruzione dell'angolo di emissione Cherenkov[27]. Per la procedura, si assumono note la geometria della traiettoria all'interno del RICH e le coordinate dei fotoni rivelati. Da queste informazioni vengono estratti i valori degli angoli polari di emissione associati ad ogni fotone, θ_{Ch} e φ ; segue la procedura di *pattern recognition*[28], ovvero la costruzione dell'anello e la determinazione dell'associato angolo di Cherenkov.

I *cluster*

Poichè i pads attivi sono distribuiti attorno al punto di impatto del fotone sui rivelatori, essi possono venir combinati in *clusters* per trovare la miglior corrispondenza con le coordinate del punto di impatto. La procedura consiste in una media pesata con l'ampiezza di impulso delle posizioni di ogni pad, tenendo in considerazione il fatto che i fili delle camere si trovano lungo la coordinata y , e di conseguenza il segnale è più sviluppato in quella direzione. Dopo aver trovato il pad con la massima ampiezza di impulso, i pad adiacenti in direzione x con ampiezza di impulso minore o uguale al 30% di quella massima e quelli lungo y fino al 60% sono combinati nel *cluster*.

Determinazione di θ_{Ch}

I fotoni Cherenkov vengono emessi uniformemente lungo il cammino di una particella nel radiatore del RICH, con lo stesso angolo di Cherenkov θ_{Ch} (a meno degli effetti cromatici), e a diversi valori dell'angolo azimutale attorno alla traiettoria, φ ; il sistema di focalizzazione del RICH è costruito in modo che tutti i fotoni paralleli (ovvero con stessi angoli φ e θ_{Ch}), emessi in diversi punti della traiettoria, sono focalizzati nello stesso punto del rivelatore (a meno dell'aberrazione sferica); i fotoni emessi ad angoli φ diversi, formano così un'immagine circolare sui fotorivelatori del RICH.

Poichè non è possibile risalire al punto di emissione dei fotoni lungo la traiettoria, si assume che tutti i fotoni siano stati emessi nel punto medio della traiettoria all'interno del RICH, ovvero si considera la media dei punti di emissione. In questo modo, tramite la conoscenza della traiettoria della particella si risale, tramite un procedimento che prende il nome di *trasformazione di Rough*[27], all'angolo di emissione del fotone. Un punto fondamentale di questa tecnica, su cui si basa il lavoro di Ypsilantis e Seguinot, è che la determinazione dell'angolo di Cherenkov avviene nel piano della particella, ovvero nel piano definito dalla traiettoria della particella e dalla "traiettoria riflessa" (questa retta è costruita geometricamente assumendo che la traiettoria della particella sia riflessa dagli specchi): per questo motivo è fondamentale conoscere con precisione i parametri della traiettoria, che influenzano direttamente il valore dell'angolo di Cherenkov.

La *pattern recognition*

La procedura di *pattern recognition* consiste nella selezione dei fotoni dell'evento emessi da una particella, ovvero nella ricostruzione dell'anello.

Per ogni traiettoria, sono calcolati gli angoli di emissione Cherenkov θ_{Ch} e φ di ogni fotone dell'evento, come se tutti i fotoni fossero emessi dalla particella considerata, nel punto medio della sua traiettoria. In un grafico che mostra la correlazione tra φ e θ_{Ch} , i fotoni appartenenti alla particella dovrebbero disporsi ad un valore costante di θ_{Ch} e a valori di φ distribuiti uniformemente tra 0 e 2π : la *pattern recognition* consiste nella ricerca di un picco nella proiezione sull'asse di θ_{Ch} della distribuzione (φ, θ_{Ch}) . Per trovare il picco, si considerano intervalli larghi $\sim \pm 3\sigma$ (dove σ è la risoluzione sul singolo fotone) nell'intervallo 0-70 mrad (si ricordi che l'angolo massimo è di ~ 55 mrad): per ogni intervallo si valutano i conteggi contenuti, e la posizione del picco corrisponde all'intervallo che ha il massimo valore di conteggi. I fotoni appartenenti al picco selezionato formano l'anello ricostruito: all'anello è associato un χ^2 valutato confrontando i valori di θ_{Ch} di ogni fotone con il valore della loro media, θ_{ring} , che è il valore dell'angolo di Cherenkov attribuito all'anello.

Un metodo alternativo per la determinazione dell'angolo di Cherenkov dell'anello consiste in un fit delle posizioni dei fotoni; il fit non è fatto direttamente sul piano dei rivelatori, ma sul piano di coordinate (φ, θ_{Ch}) , quindi anche in questo caso è necessaria la conoscenza della geometria della traiettoria per attuare la *trasformazione di Rough*.

La fig. 4.1 mostra i pad dei fotorivelatori del RICH-1 attivati in un evento, e la ricostruzione degli anelli Cherenkov associati a cinque tracce.

4.3.2 L'identificazione

L'identificazione[29][30], ovvero l'assegnazione di una massa m ad una particella, può essere fatta attraverso un metodo di χ^2 o di Likelihood; in entrambi i casi sono necessari i valori degli angoli di Cherenkov dei fotoni dell'anello, il momento misurato e l'indice di rifrazione del radiatore.

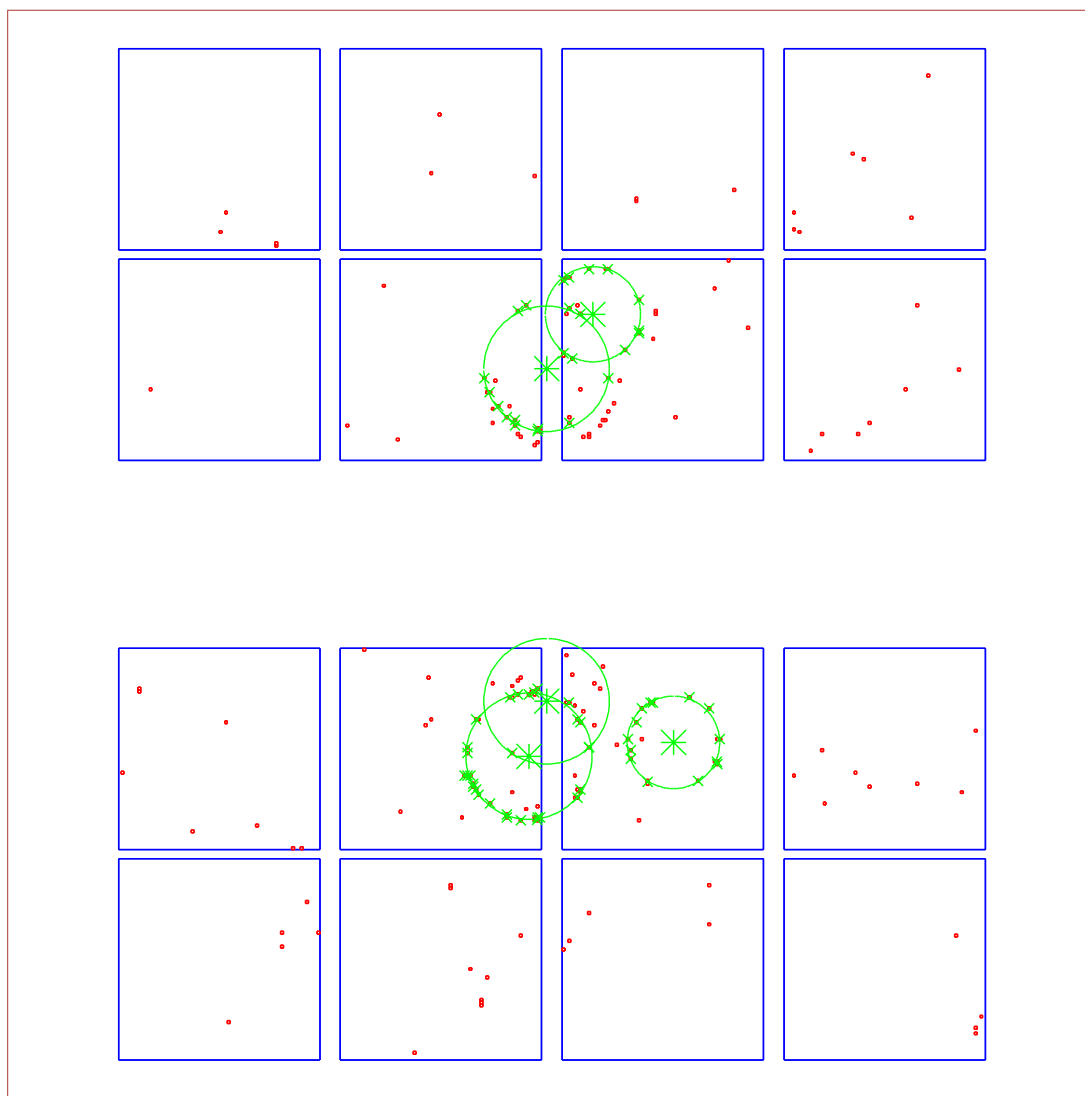


Figura 4.1: La figura mostra i pad dei fotorivelatori del RICH-1 attivati in un evento: sono visibili i punti di impatto di cinque tracce sulle camere (raffigurati da asterischi) e gli anelli ricostruiti associati ad essi (i fotoni che appartengono agli anelli sono indicati con crocette).

Metodo del χ^2

Per ogni ipotesi di identificazione di una particella (π , K e p), dal valore misurato del momento, viene calcolato il beta corrispondente: se il beta è al di sopra della soglia di emissione Cherenkov per l'ipotesi di massa in esame, si valuta l'angolo Cherenkov teorico, θ_{ip}^{th} , tramite β e l'indice di rifrazione.

Il χ^2 è la somma in quadratura delle differenze tra gli angoli di Cherenkov relativi ai fotoni dell'anello ricostruito e l'angolo di Cherenkov teorico:

$$\chi_{ip}^2 = \sum_{i=1}^{n \text{ fotoni}} \frac{(\theta_i - \theta_{ip}^{th})^2}{\sigma_{\theta_i}^2} \quad (4.1)$$

dove $\theta_{ip} = \theta_{\pi}$, θ_K o θ_p . Il termine σ_{θ_i} è la risoluzione sul singolo fotone, ed il suo andamento è descritto da una funzione del tipo $a_1 + a_2p + a_3p^2$, dove p è il momento e i parametri a_i sono ottenuti indipendentemente dai dati di taratura del RICH; il valore tipico della risoluzione sul singolo fotone varia nell'intervallo tra 1.2 e 2.5 mrad.

Ad ogni anello ricostruito sono associati i valori del χ^2 per tutte le ipotesi di massa per cui si ha emissione Cherenkov (β sopra soglia): l'identificazione della particella è fatta scegliendo l'ipotesi che fornisce il minor valore del χ^2 .

La figura 4.2 fornisce un'idea qualitativa della separazione in funzione del momento tra particelle identificate come π , K e p con il metodo del χ^2 .

Metodo del Likelihood

L'identificazione basata sul Likelihood ha bisogno di una corretta descrizione del segnale e del fondo contenuti nell'anello ricostruito. Il segnale è facilmente descrivibile con una gaussiana centrata al valore di θ_{ring} , mentre una parametrizzazione teorica del fondo è meno evidente; la descrizione del fondo è dunque presa dai dati sperimentali.

Il contributo di fondo elettronico, supponendo una distribuzione uniforme sulla superficie del rivelatore, può essere descritto con una funzione lineare nell'angolo di Cherenkov; approssimando anche le altre fonti di fondo ad una distribuzione uniforme, e introducendo un parametro ϵ , che rappresenta la probabilità per un fotone di appartenere al fondo, possiamo costruire la densità di probabilità per un fotone appartenente all'anello:

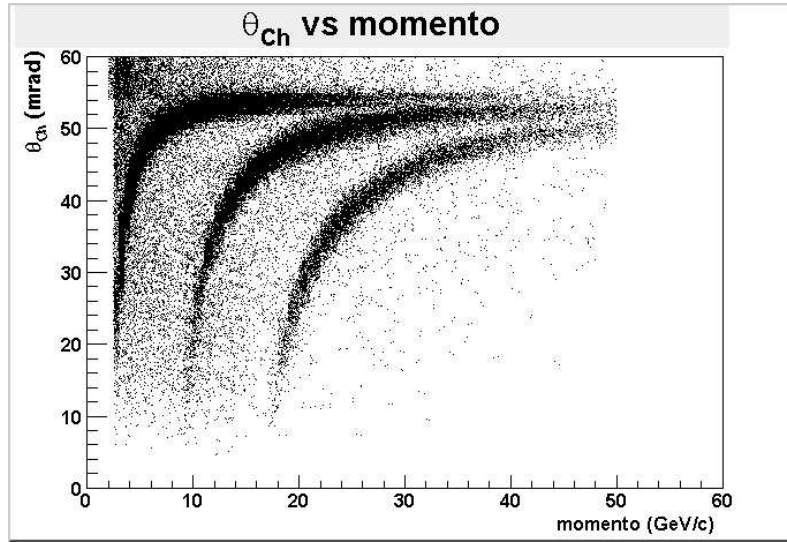


Figura 4.2: La figura mostra la correlazione tra angolo di Cherenkov associato ad una particella e il momento della stessa: le tre curve appartengono rispettivamente a particelle identificate con il metodo del χ^2 come π , K o p , nell'analisi su K_S^0 , ϕ e Λ (vedi cap. 5).

$$L = \prod_{i=1}^{n \text{ fotoni}} \left\{ (1 - \epsilon) \frac{\exp \frac{(\theta_i - \theta_{ip}^{th})^2}{2\sigma_{\theta_i}^2}}{\sigma_{\theta_i} \sqrt{2\pi}} + \epsilon \frac{2\theta_i}{\theta_{max}^2} \right\} \quad (4.2)$$

dove θ_{ip}^{th} è l'angolo teorico, e σ_{θ_i} è l'errore introdotto nel paragrafo precedente. Il parametro ϵ viene calcolato dai dati.

L'identificazione della particella è fatta dopo aver normalizzato il Likelihood di ogni ipotesi al numero di fotoni, $\sqrt[n]{L}$, e dopo aver costruito i rapporti con il Likelihood relativo all'ipotesi di solo fondo: il rapporto maggiore indica l'ipotesi di massa più probabile.

4.3.3 Problemi dell'algoritmo di ricostruzione

La ricostruzione degli anelli è un procedimento complesso, soggetto a numerose fonti di errore, esterne (precisione nella misura delle tracce e del momento) ed interne.

Il metodo di *pattern recognition* descritto sceglie l'anello formato dal numero maggiore di fotoni, perciò la presenza di fotoni di fondo sul rivelatore, dovuti ad

emissione Cherenkov da altre particelle e a rumore elettronico, influisce in maniera ingente sulla ricostruzione; inoltre fotoni del segnale possono venire persi a causa delle zone morte dovute alle intercapedini tra gli specchi e tra le camere oppure a causa del tubo all'interno del RICH, che assorbe i fotoni emessi dai muoni del fascio ma anche parte dei fotoni emessi dalle particelle con traiettorie a piccoli angoli polari.

Un aspetto molto importante è l'effetto di diseallineamento dei 116 specchi del RICH: attualmente si sta lavorando ad una procedura di correzione della dispersione dei punti dovuta al diseallineamento relativo degli specchi.

Le particelle sotto soglia Cherenkov costituiscono un altro problema della ricostruzione, in quanto, in questo metodo, per ogni traccia rivelata viene sempre trovato un anello: è chiaro che per le particelle sotto soglia i fotoni dell'anello appartengono al fondo, e l'angolo di Cherenkov associato è casuale. Per evitare ambiguità di ricostruzione, in RICHONE è stato introdotto un limite al numero minimo di fotoni appartenenti all'anello ricostruito, che devono essere almeno cinque.

Importante è pure la conoscenza dell'indice di rifrazione: il suo valore non è noto in quanto dipende dalla purezza e dalla concentrazione del radiatore, e dalla temperatura. Di conseguenza, il valore dell'indice di rifrazione viene ricavato dall'analisi dei dati: la stima deve essere quanto più possibile precisa, infatti, per mantenere la risoluzione su β necessaria, bisogna conoscere l'indice di rifrazione con risoluzione 10^{-5} . Nei dati 2002, il valore di n usato nella produzione dei mDST si è rivelato a posteriori impreciso; poichè il suo valore è usato per ricavare i χ^2 e i Likelihood, è stato necessario introdurre dei metodi di correzione su queste variabili.

4.4 I mDST

I dati analizzati in questa tesi sono mDST appartenenti a quattro periodi consecutivi della presa dati dell'anno 2002 (tab. 4.1), per un totale di ~ 600 mDST, corrispondenti a $\sim 10^9$ eventi (ogni mDST corrisponde ad un run, che contiene $1 \div 2 \cdot 10^6$ di eventi). Per ogni evento sono disponibili informazioni sulla tracce ricostruite, sui momenti rivelati, sulla popolazione di particelle, e blocchi di informazioni dedicate; sono inoltre disponibili i vertici primari e secondari di ogni evento, costruiti dalla classe del tracciamento.

La parte dedicata al RICH è costituita da quindici variabili (tab. 4.2); altre informazioni, come i punti di impatto dei fotoni sui rivelatori, non sono disponibili a questo livello, ma sono contenute solo nei *raw data*.

periodo	data (anno 2002)
P2D	14.08 - 21.08
P2E	21.08 - 30.08
P2F	30.08 - 3.09
P2G	3.09 - 11.09

Tabella 4.1: Periodi analizzati e date corrispondenti.

Gli algoritmi usati nell'analisi sono stati scritti in C++ nell'ambiente di programmazione **PHAST** (PHysics Analysis Software Tool). PHAST è un programma per l'analisi dei mDST; esso permette di scrivere algoritmi dedicati con la normale sintassi del C++, e fornisce classi con metodi già sviluppati nell'ambito della collaborazione COMPASS tramite i quali si accede alle informazioni contenute nei mDST sull'evento di fisica considerato. Il codice sviluppato per l'analisi va a definire il corpo di una funzione: dopo aver incluso le classi necessarie per l'analisi, si compila PHAST e si esegue la funzione passandole come argomento il mDST che si vuole analizzare: automaticamente, PHAST chiama la funzione per il primo evento contenuto nel mDST, esegue le operazioni richieste, e passa all'evento successivo. In uscita dalla funzione, si ottengono istogrammi e *root tree* in formato ROOT, su cui continuare eventualmente l'analisi.

Likelihood del fondo
Likelihood del pione
Likelihood del kaone
Likelihood del protone
Derivata del Likelihood del pione
Derivata del Likelihood del kaone
Derivata del Likelihood del protone
Angolo di Cherenkov che massimizza il Likelihood
θ_{ring} media degli angoli dei fotoni dell'anello
Numero di fotoni dell'anello
θ_{fit} angolo di Cherenkov dal <i>fit</i> sull'anello
χ^2 dell'anello
χ^2 del pione
χ^2 del kaone
χ^2 del protone

Tabella 4.2: Variabili del RICH disponibili nei mDST.

Capitolo 5

L'efficienza del RICH

Lo scopo principale del lavoro svolto nell'ambito di questa tesi è stato lo studio e la comprensione del funzionamento del RICH di COMPASS durante la presa dati 2002.

Un possibile modo per caratterizzare il funzionamento di un rivelatore è la stima della sua efficienza: poichè il RICH è un rivelatore che permette l'identificazione di particelle cariche, l'efficienza del RICH è la percentuale di particelle identificate correttamente.

Ipotizzando di avere in entrata un campione puro composto da un solo tipo di particelle (per fissare le idee supponiamo siano K), si può definire l'efficienza del RICH come il rapporto tra il numero di particelle identificate come K dal RICH e il numero totale di particelle del campione:

$$\epsilon_K = \frac{\text{particelle identificate come } K}{\text{particelle entranti nel RICH}}. \quad (5.1)$$

Il calcolo dell'efficienza si articola quindi in due fasi distinte: la prima consiste nella selezione del campione analizzato (ovvero la stima del denominatore dell'efficienza), mentre la seconda fase è il calcolo del numero di particelle del campione identificate correttamente dal RICH (stima del numeratore).

In questo capitolo descriviamo il metodo usato per calcolare l'efficienza del RICH e diamo le prime stime di questa grandezza. Nel capitolo successivo si tratta la definizione di efficienza in maniera più sistematica, presentando correzioni ai valori trovati e studi sulla dipendenza dell'efficienza da alcune variabili fisiche.

5.1 La selezione delle sorgenti di taratura

La prima necessità per calcolare l'efficienza del RICH è la selezione del campione in entrata. Per ricavare l'esatto valore dell'efficienza si dovrebbe avere un campione puro, composto solamente dalle particelle per cui si vuole calcolare l'efficienza (π , K o p). Poichè è proprio il RICH lo strumento che identifica le particelle, non abbiamo mezzi diretti per selezionare il campione: è possibile però selezionare un campione ricco di tipi specifici di particelle prodotte nelle interazioni, i cui prodotti di decadimento sono le particelle che utilizziamo nel nostro campione in entrata.

Per studiare π , K e p , abbiamo scelto questi decadimenti:

$$K_S^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^- \quad \text{sorgente di } \pi,$$

$$\phi \longrightarrow K^+ K^- \quad \text{sorgente di } K,$$

$$\Lambda \longrightarrow p \pi^- \quad \text{sorgente di } p \text{ ed eventualmente di } \pi^-;$$

le cui caratteristiche sono riassunte in tabella 5.1.

decadimento	vita media (s)	rapporto di diramazione
$K_S^0(497) \longrightarrow \pi^+ \pi^-$	$0.9 \cdot 10^{-10}$	68.6%
$\phi(1020) \longrightarrow K^+ K^-$	10^{-23}	49.2%
$\Lambda(1115) \longrightarrow p \pi^-$	$2.6 \cdot 10^{-10}$	63.9%

Tabella 5.1: Caratteristiche delle particelle e dei canali di decadimento utilizzati [5].

5.1.1 Il metodo della massa invariante

Le tre sorgenti di taratura, K_S^0 , ϕ e Λ , sono cercate tramite i loro prodotti di decadimento, rivelati nello spettrometro, e le caratteristiche dei decadimenti considerati, che determinano i tagli applicati alle selezioni. Una volta trovati gli eventi che soddisfano le condizioni imposte, si associa alle particelle che dovrebbero essere i prodotti di decadimento l'ipotesi di massa corrispondente (π per K_S^0 , K per ϕ , e p e π^- per Λ), e si calcola la loro massa invariante, ottenendo una distribuzione che mostra un picco in prossimità della massa della sorgente cercata. Si utilizzano poi solo gli eventi della regione del picco.

Il metodo della massa invariante ha lo svantaggio di introdurre inevitabilmente del “fondo” combinatoriale, in quanto in molti casi le particelle sono diverse da quelle d’ipotesi, e assegnando loro una massa “sbagliata” otteniamo un valore della massa invariante non predicibile.

Non è possibile distinguere, e quindi eliminare, il fondo che si trova sotto il segnale; si introduce allora una quantità, che chiameremo *purezza della sorgente*, che stima il segnale e il fondo contenuti nella regione di massa invariante scelta per le nostre analisi. La stima si basa sul *fit* del picco con una gaussiana e del fondo con una polinomiale di secondo grado; la purezza è il rapporto tra gli eventi del segnale e gli eventi totali nella regione del picco. Nelle nostre selezioni abbiamo scelto di massimizzare questo parametro, a volte a scapito della statistica, in previsione di un’analisi sull’efficienza, che risente direttamente delle contaminazioni nel campione considerato.

5.1.2 Tagli comuni alle selezioni

In tutte e tre le selezioni delle sorgenti di taratura abbiamo introdotto dei tagli comuni, non dettati dalle caratteristiche dei decadimenti, ma dalla necessità di imporre qualche condizione per il successivo calcolo dell’efficienza del RICH (quindi una selezione delle stesse sorgenti per altri scopi potrebbe prescindere da queste richieste).

Lo scopo di questi tagli è la selezione di eventi i cui prodotti di decadimento siano “rivelati bene” dall’apparato, in modo da ridurre l’influenza delle inefficienze di altre parti dell’apparato nel calcolo dell’efficienza del RICH; in questo senso si richiede che i prodotti di decadimento abbiano momento misurato.

Su questi eventi si applica poi un ulteriore filtro, richiedendo che almeno una delle due particelle provenienti dal decadimento sia accettata dal RICH. L’accettazione del RICH comprende due aspetti: *l’accettazione geometrica*, per cui la particella considerata deve entrare nella finestra a monte e raggiungere la parete di specchi, e *l’accettazione in momento*, per cui la particella deve avere momento maggiore del momento di soglia Cherenkov calcolato per l’ipotesi di massa considerata (π , K o p), e minore di 50 GeV/c. Il limite inferiore è imposto in quanto al di sotto della soglia Cherenkov la particella non emette fotoni e non può venir rivelata dal RICH,

mentre si è scelto il valore di 50 GeV/c come limite superiore al di sopra del quale il RICH non è più in grado di discriminare le particelle.

Le richieste di accettazione geometrica e in momento sono state introdotte per poter valutare l'efficienza del RICH nelle regioni in cui esso è in grado di operare: non avrebbe senso considerare particelle che non entrano nel RICH e vedere come sono identificate, come non avrebbe senso considerare impulsi a cui le particelle non emettono luce Cherenkov.

Per ottenere una selezione più accurata di eventi, abbiamo scartato quelli con più di un vertice primario; abbiamo inoltre aggiunto alla definizione di vertice primario usata in PHAST (un vertice è definito primario se ha una traccia entrante associata ad un muone del fascio), due ulteriori condizioni:

- la rilevazione del muone diffuso tra le particelle uscenti dal vertice
- l'appartenenza delle coordinate del vertice alla regione occupata dal bersaglio (fig. 5.1- per la definizione del sistema di riferimento in COMPASS si veda la fig. 2.7 nel capitolo dedicato all'apparato sperimentale) :

$$-100 \text{ cm} < z < -40 \text{ cm} \quad \text{oppure} \quad -30 \text{ cm} < z < 30 \text{ cm}$$

$$\text{e} \quad \sqrt{x^2 + y^2} < 1.4 \text{ cm}.$$

5.1.3 Selezione del mesone K^0

Il mesone K_S^0 , dove la lettera S significa *short*, decade in π^+ e π^- . Il K_S^0 percorre qualche cm e poi decade; infatti, sostituendo nella formula:

$$L = \gamma\beta c\tau = \frac{pc}{Mc^2}c\tau, \quad (5.2)$$

il valore medio della distribuzione in momento del K^0 e la sua massa, si ottiene:

$$L \sim \frac{10 \text{ GeV}}{0.497 \text{ GeV}} 3 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1} \cdot 0.9 \cdot 10^{-10} \text{ s} \sim 55 \text{ cm}. \quad (5.3)$$

Il primo passo per la selezione del K^0 è la ricerca di vertici secondari negli eventi contenuti nei dati. Poichè il mesone K^0 non ha carica, dopo essere stato prodotto, percorre qualche cm senza essere rivelato, e poi si manifesta tramite le particelle in

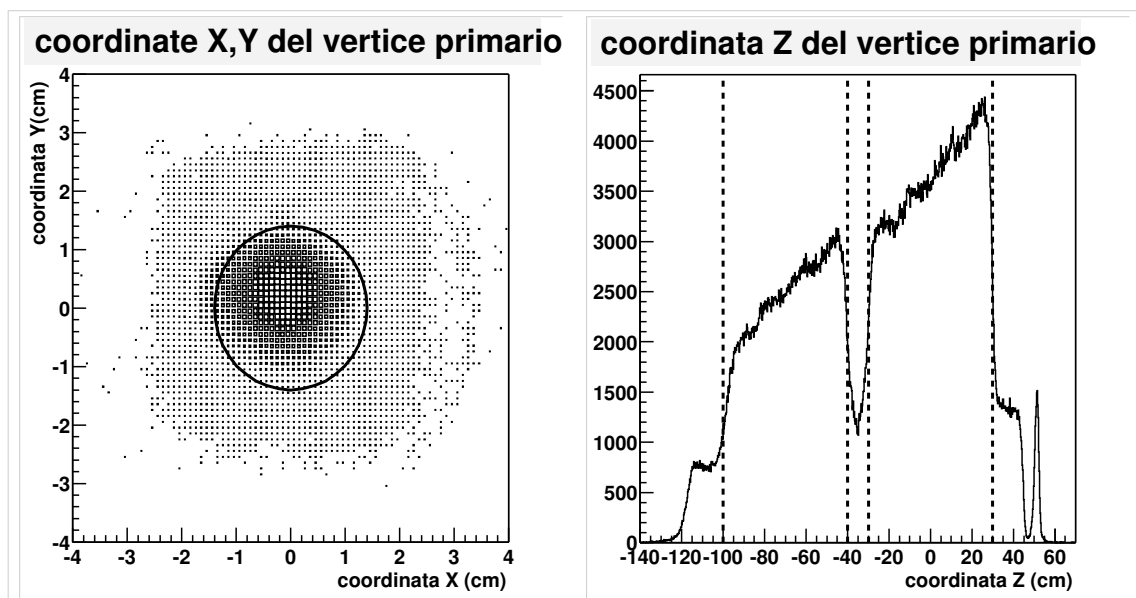


Figura 5.1: Distribuzione delle coordinate dei vertici primari; la circonferenza nella prima figura e le linee tratteggiate nella seconda rappresentano i tagli descritti nel testo.

cui è decaduto: poichè nel nostro caso i prodotti di decadimento sono π^+ e π^- , si selezionano gli eventi con vertici secondari senza traccia entrante e con due tracce uscenti di carica opposta.

Inoltre, per fare in modo che il vertice secondario non sia dovuto ad interazioni secondarie nel bersaglio, si impone che la sua coordinata z sia superiore a 50 cm; una conseguenza di questo taglio è che la distanza tra vertice primario e secondario è maggiore di 20 cm (fig. 5.2), poichè la fine del bersaglio si trova a $z = 30$ cm.

Assumendo per le due particelle uscenti dal secondario l'ipotesi di massa di pioni e calcolando la loro massa invariante, otteniamo uno spettro che mostra un picco alla massa del K^0 (si veda l'istogramma bianco della fig. 5.3).

Al fine di aumentare la purezza della sorgente K^0 , abbiamo approfondito l'analisi della selezione di questo mesone; i vari studi condotti hanno portato alla scelta di tre ulteriori tagli, di seguito descritti.

- **Taglio sulle tracce**

Questo taglio nasce dall'esigenza di eliminare dall'analisi gli eventi in cui le

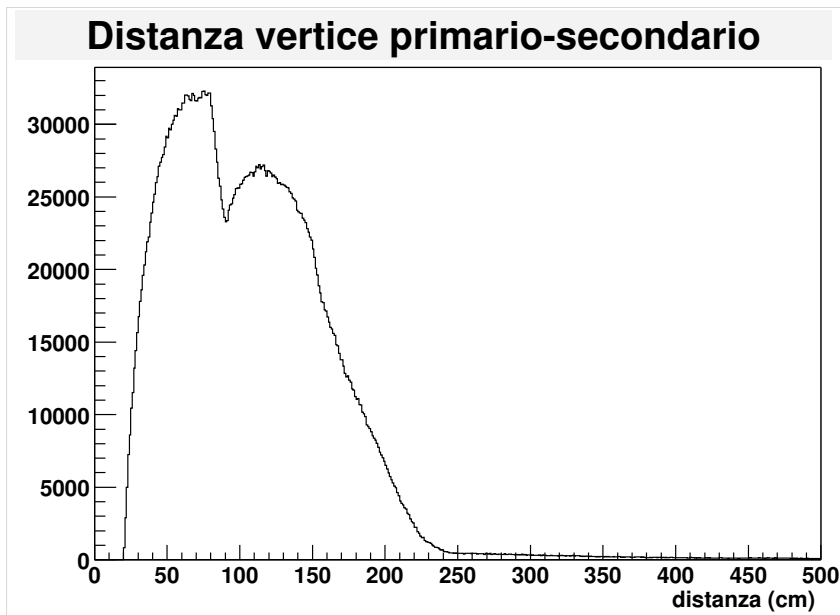


Figura 5.2: Distanza tra le coordinate z del vertice primario e del vertice secondario; si noti come la forma dell'istogramma rispecchi la distribuzione della coordinata z del vertice primario (fig. 5.1).

tracce considerate possono essere un artefatto della ricostruzione o possono esser state ricostruite con scarsa precisione: poichè nel programma di ricostruzione delle tracce non c'è un limite al numero di vertici a cui una traccia può appartenere, può succedere che una traccia appartenga contemporaneamente ai vertici primario e secondario. Poichè nel nostro programma abbiamo imposto che la distanza tra i vertici sia dell'ordine di decine di cm, gli eventi in cui una traccia appartiene a entrambi i vertici contengono un'ambiguità di ricostruzione, e per questo motivo abbiamo deciso di scartarli.

L'eliminazione di questi eventi dalla distribuzione della massa invariante, toglie visibilmente molto rumore: si veda a questo proposito l'istogramma in colore in figura 5.3.

- **Taglio sulla collinearità**

Questo taglio permette di eliminare dal segnale di taratura alcuni eventi con ricostruzione "ambigua". Il mesone K^0 , come già detto, è neutro, quindi la sua

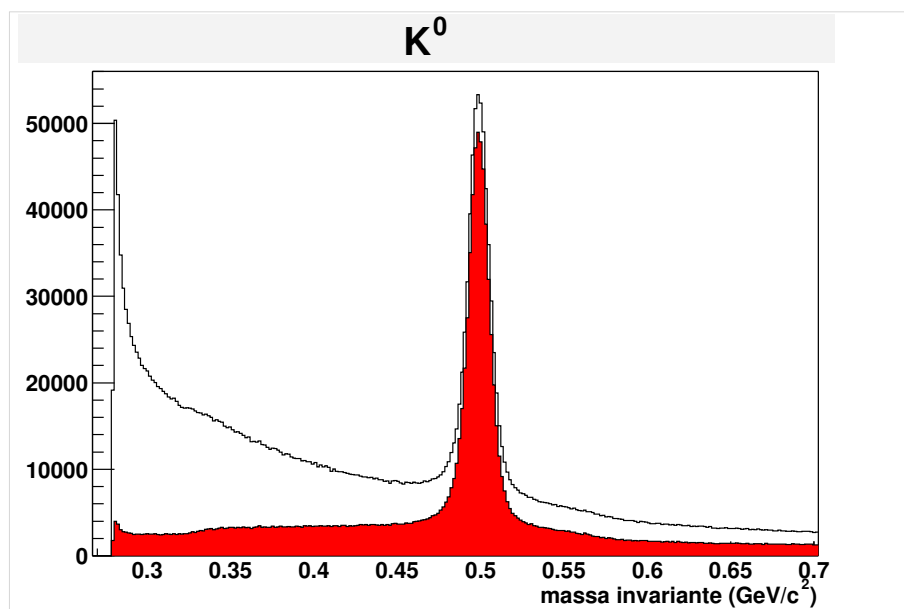


Figura 5.3: Distribuzione della massa invariante di π^+ e π^- , prima e dopo (istogramma in colore) il taglio sulle tracce; è visibile il picco corrispondente alla massa del K^0 .

traccia non viene rivelata direttamente dall'apparato; abbiamo a disposizione però le coordinate del vertice primario e secondario, che sono i punti estremi del percorso del mesone (punto di produzione e di decadimento). Inoltre, abbiamo anche i momenti delle due particelle cariche uscenti dal vertice secondario, per cui è possibile calcolare il loro momento risultante e confrontare la direzione del momento totale con la direzione che unisce i due vertici. Se l'angolo tra le due direzioni, $\theta_{collinearita'}$ (fig. 5.4), è troppo grande, l'evento è rigettato.

Il limite massimo che può assumere l'angolo (fig. 5.5), è stato scelto come:

$$\theta_{collinearita'} < 14 \text{ mrad.}$$

- **Taglio sulla distribuzione di Armenteros-Podolanski**

Infine, abbiamo studiato la distribuzione di Armenteros-Podolanski, che permette l'identificazione di particelle neutre che decadono in due tracce in un vertice secondario. Questo grafico mostra la correlazione tra il momento trasverso p_T della particella positiva uscente dal vertice secondario e la variabile

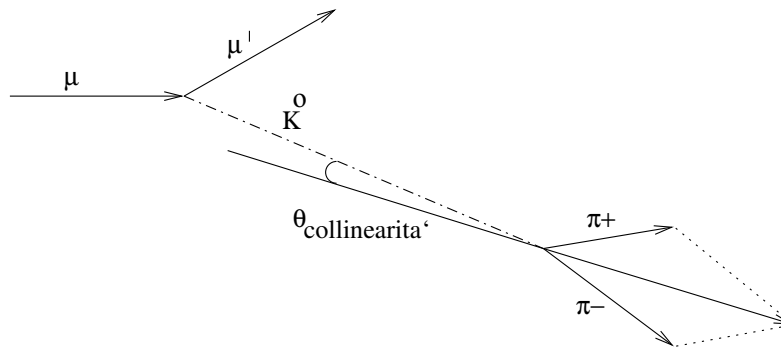


Figura 5.4: Definizione dell'angolo $\theta_{collinearita'}$.

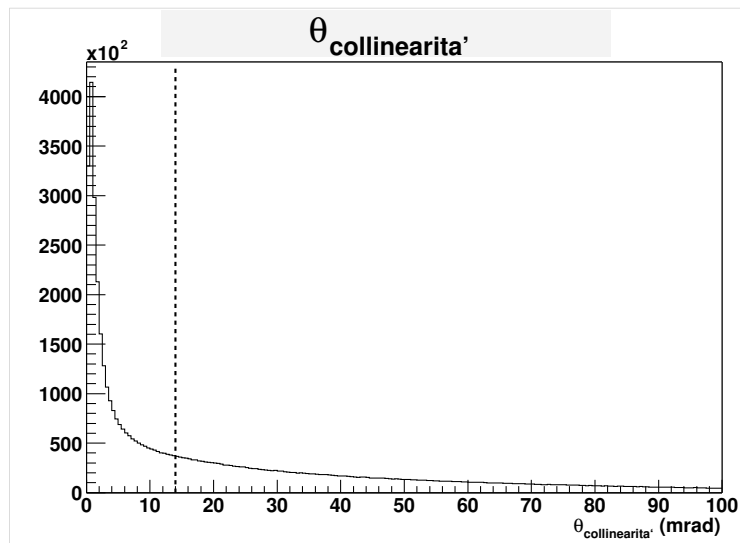


Figura 5.5: Distribuzione dell'angolo $\theta_{collinearita'}$; il taglio introdotto nell'analisi è rappresentato dalla linea tratteggiata.

α , definita in questo modo:

$$\alpha = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-}, \quad (5.4)$$

dove i termini p_L sono le componenti longitudinali del momento dei due prodotti di decadimento. La correlazione si manifesta in tre ellissi diverse, (fig. 5.6.a), che, nel nostro caso, dopo i tagli imposti precedentemente, si riferiscono a tre particelle: K^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$; è inoltre presente una riga a bassi p_T , relativa agli elettroni. Con opportuni tagli sulle variabili p_T e α , è possibile distinguere e isolare gli eventi relativi al K^0 ; in realtà i tagli sono stati scelti su una variante della distribuzione di Armenteros-Podolanski, che presenta il coseno dell'angolo θ^* nel sistema del CM tra particella positiva e direzione di volo del K^0 , al posto della variabile α . In questo nuovo grafico (fig. 5.6.b), l'ellisse rappresenta il K^0 , e le zone scure ai lati sono Λ e $\bar{\Lambda}$; il vantaggio di usare questa variante consiste nel poter tagliare meno segnale ottenendo una ugual purezza della sorgente. I tagli scelti sono:

$$|\cos \theta^*| < 0.8 \quad \text{e} \quad 0.02 \text{ GeV}/c < p_T < 0.24 \text{ GeV}/c.$$

L'effetto dei tagli sulla purezza della sorgente è riassunto nella tabella 5.2.

	purezza	segnale	fondo
taglio tracce	0.92	2254730	201535
collinearità	0.93	1405880	103048
Armenteros	0.94	601045	35617

Tabella 5.2: Valori della purezza, del segnale, e del fondo del segnale di taratura K^0 al variare dei tagli applicati; si noti la grande perdita di segnale.

5.1.4 Selezione del mesone ϕ

Il decadimento della ϕ in due kaoni di carica opposta è caratterizzato da una vita media estremamente breve ($\tau \sim 10^{-23}$ s), che non consente la distinzione tra vertice primario (dove la ϕ viene prodotta) e vertice secondario (dove la ϕ decade), poichè

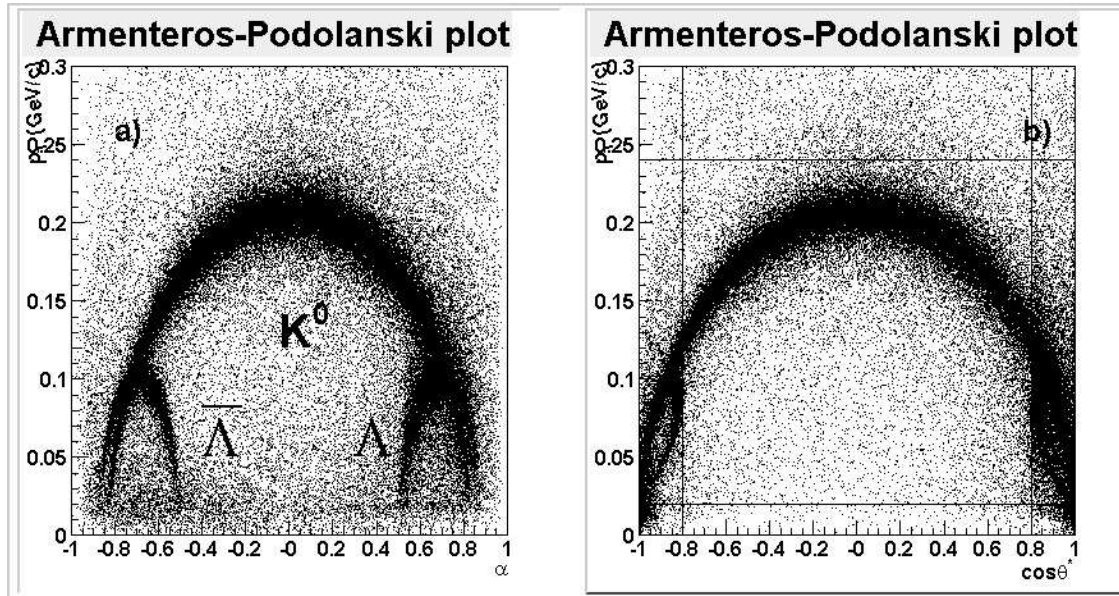


Figura 5.6: Distribuzione di Armenteros-Podolanski per la selezione del mesone K^0 ; nella figura b sono segnati i tagli scelti.

il tratto percorso prima di decadere è troppo corto:

$$L \sim \frac{30 \text{ GeV}}{1.020 \text{ GeV}} 3 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1} 10^{-23} \text{ s} \sim 10^{-13} \text{ cm}; \quad (5.5)$$

per questo motivo la selezione della ϕ si basa sulla ricerca di un vertice primario con tre particelle uscenti: il μ diffuso e i candidati K^+ e K^- .

Con queste richieste, si ottiene una distribuzione di massa invariante con un picco di segnale sopra tantissimo fondo (istogramma bianco di fig 5.7); abbiamo quindi introdotto un'ulteriore richiesta.

- **Taglio sull'inelasticità**

Poichè non è possibile la distinzione tra vertice primario e secondario, la produzione e il decadimento della ϕ vengono considerati un unico evento: nello stato iniziale abbiamo il muone del fascio e il protone del bersaglio, e nello stato finale il muone diffuso, e due kaoni di carica opposta; la massa mancante è il modulo del quadrivettore ottenuto sottraendo al quadrivettore dello stato

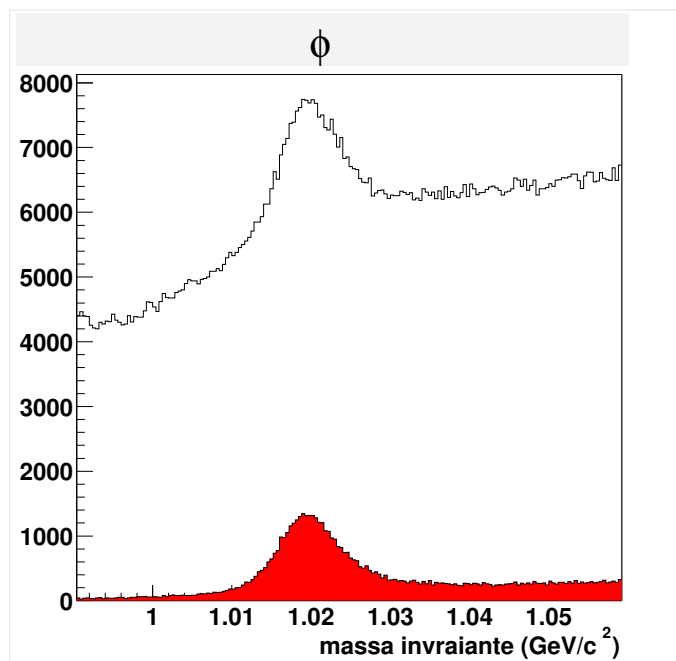


Figura 5.7: Distribuzione della massa invariante di K^+ e K^- prima e dopo (istogramma in colore) il taglio sull'inelasticità.

iniziale quello dello stato finale. L'inelasticità dell'urto è allora:

$$I = \frac{m_m^2 - m_p^2}{2m_p} \quad (5.6)$$

dove m_m è la massa mancante, e m_p la massa del protone.

Un taglio su questa variabile consente una notevole riduzione del fondo sotto il segnale di massa invariante, e corrisponde alla selezione di ϕ esclusive.

La distribuzione della variabile inelasticità si trova nella figura 5.8, e il taglio scelto è:

$$I < 2.5 \text{ GeV}/c^2.$$

Nell'istogramma colorato di fig. 5.7 riportiamo la distribuzione della massa invariante dopo (istogramma in colore) il taglio sull'inelasticità.

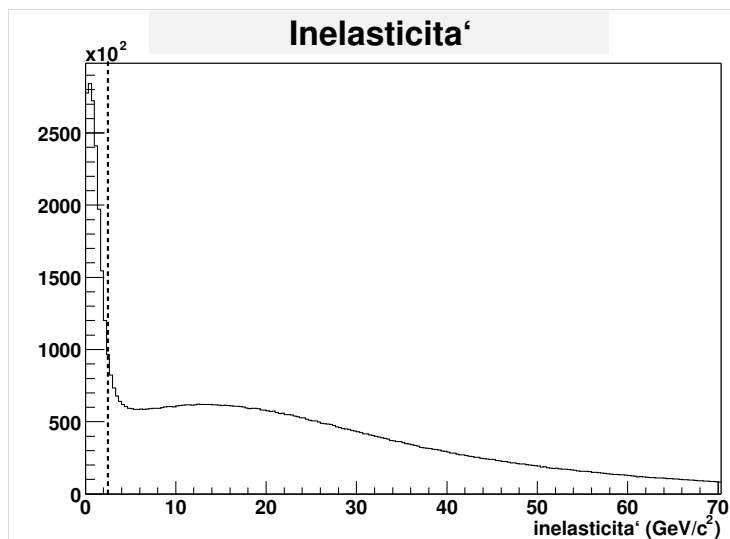


Figura 5.8: Distribuzione della variabile inelasticità; il taglio introdotto nell'analisi è rappresentato dalla linea tratteggiata.

5.1.5 Selezione del barione Λ

La selezione del barione Λ è per certi aspetti simile a quella descritta per il mesone K^0 . Anche in questo caso il tempo di decadimento è tale ($\tau \sim 10^{-10}$ s) da consentire al barione un percorso di qualche dm prima di decadere:

$$L \sim \frac{25 \text{ GeV}}{1.115 \text{ GeV}} 3 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1} 2.6 \cdot 10^{-10} \text{ s} \sim 174 \text{ cm}; \quad (5.7)$$

I prodotti di decadimento hanno carica opposta, e dunque si cercano vertici secondari senza traccia entrante (la Λ è neutra) e con due tracce uscenti di diversa carica. Inoltre si impone che la coordinata z del vertice secondario sia maggiore di 50 cm, per le stesse ragioni spiegate nel paragrafo dedicato al K^0 .

La massa invariante è calcolata dopo aver imposto l'ipotesi di massa di protone alla traccia positiva e di pione a quella negativa; anche in questo caso è stato necessario introdurre tagli simili a quelli usati nell'analisi del K^0 per aumentare la purezza della sorgente; in particolare, i tagli sulle tracce (fig. 5.9) e sulla collinearità sono gli stessi.

- **Taglio sulla distribuzione di Armenteros-Podolanski**

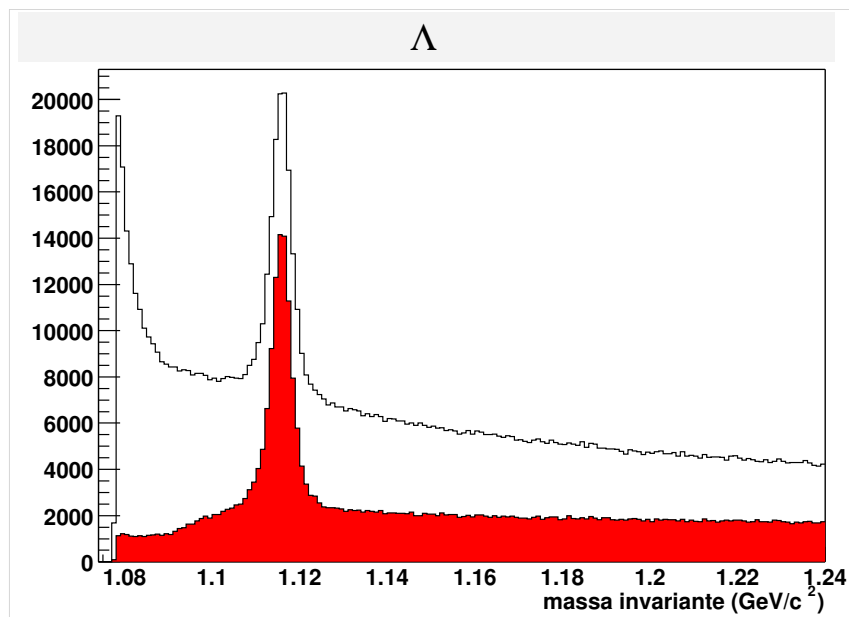


Figura 5.9: Distribuzione della massa invariante di p e π^- , prima e dopo il taglio sulle tracce; è visibile il picco corrispondente alla massa della Λ .

Il taglio sulla distribuzione dei Armenteros-Podolanski è ovviamente diverso, in quanto la regione da selezionare è quella corrispondente alla Λ .

Le due varianti della distribuzione di Armenteros-Podolanski sono riportati nella figura 5.10; i tagli scelti sono:

$$0.4 < \alpha < 0.7 \quad \text{e} \quad 0.025 \text{ GeV}/c < p_T < 0.12 \text{ GeV}/c.$$

I valori della purezza al variare dei tagli sono riportati nella tabella 5.3.

5.1.6 Distribuzioni finali delle sorgenti

Le distribuzioni finali delle sorgenti di taratura sono riportate in fig. 5.11, dove è anche indicato l'adattamento ad una gaussiana e ad una polinomiale di secondo grado per K^0 e Λ , e a due gaussiane e una polinomiale per la ϕ , a causa dell'asimmetria del fondo sotto di essa. La regione del segnale larga \pm due deviazioni standard,

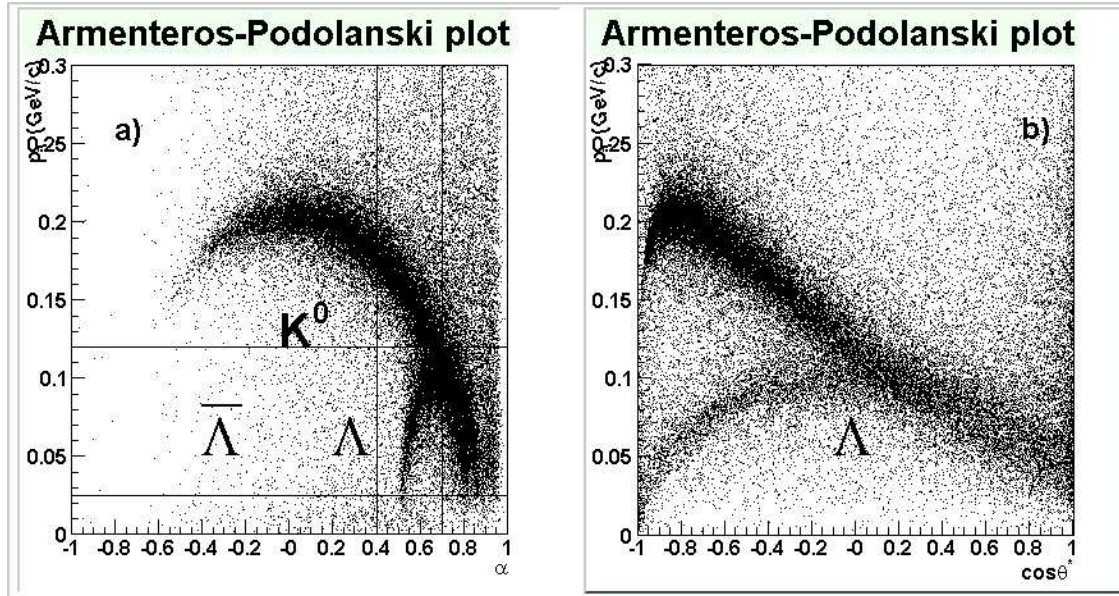


Figura 5.10: Distribuzione di Armenteros-Podolanski per la selezione del barione Λ .

	purezza	segnale	fondo
taglio tracce	0.74	36769	12852
collinearità	0.75	35980	12078
Armenteros	0.86	15180	2392

Tabella 5.3: Valori della purezza, del segnale, e del fondo del segnale di taratura Λ al variare dei tagli applicati.

	media (GeV/c ²)	dev. standard (GeV/c ²)	massa dal PDG (GeV/c ²)
K^0	0.4989	0.006	0.497672
ϕ	1.0201	0.004	1.019456
Λ	1.1159	0.002	1.115683

Tabella 5.4: Risultati dei *fit* applicati alle distribuzioni di massa invariante e valore della massa delle particelle dal *Particle Data Group 2002*[5].

che considereremo nella successiva analisi, è evidenziata. La media e la deviazione standard (nel caso della ϕ si è calcolata la media pesata tra le due gaussiane) sono riportate in tabella 5.4.

Infine, per completezza, la fig 5.12 mostra le distribuzioni del momento delle tre sorgenti.

5.2 Significato dell'efficienza

In questo paragrafo introduciamo alcune considerazioni per definire in modo più preciso l'efficienza del RICH.

Nel paragrafo precedente abbiamo accennato alla necessità di introdurre alcuni tagli sulle particelle del campione in modo da selezionare solo particelle adatte per questo esercizio: in particolare si richiede che esse abbiano momento misurato appartenente ad un intervallo opportuno. Quindi, per ogni particella del campione dovrebbe esserci anche il segnale corrispondente nel RICH: infatti in questo tipo di approccio si assume che la ricostruzione delle tracce e la misura del momento siano perfettamente affidabili, e si riconducono ad inefficienze del RICH i casi in cui non c'è segnale in esso. Poichè anche la misura delle tracce e del momento sono caratterizzati da una certa efficienza, ci possono essere dei casi in cui si considerano come inefficienze del RICH alcune inefficienze esterne ad esso: per esempio, se la ricostruzione della traccia è imprecisa, l'estrapolazione del centro dell'anello è affetta da errore, e influisce sull'efficienza di ricostruzione; oppure, se una particella è sotto soglia, e di conseguenza non ci può essere segnale nel RICH, l'errore con cui è misurato il momento può fornire un valore sopra soglia, e dunque si cercano fotoni associati alla particella.

L'efficienza del RICH dipende dal segnale di fotoni raccolto dalle camere, dal

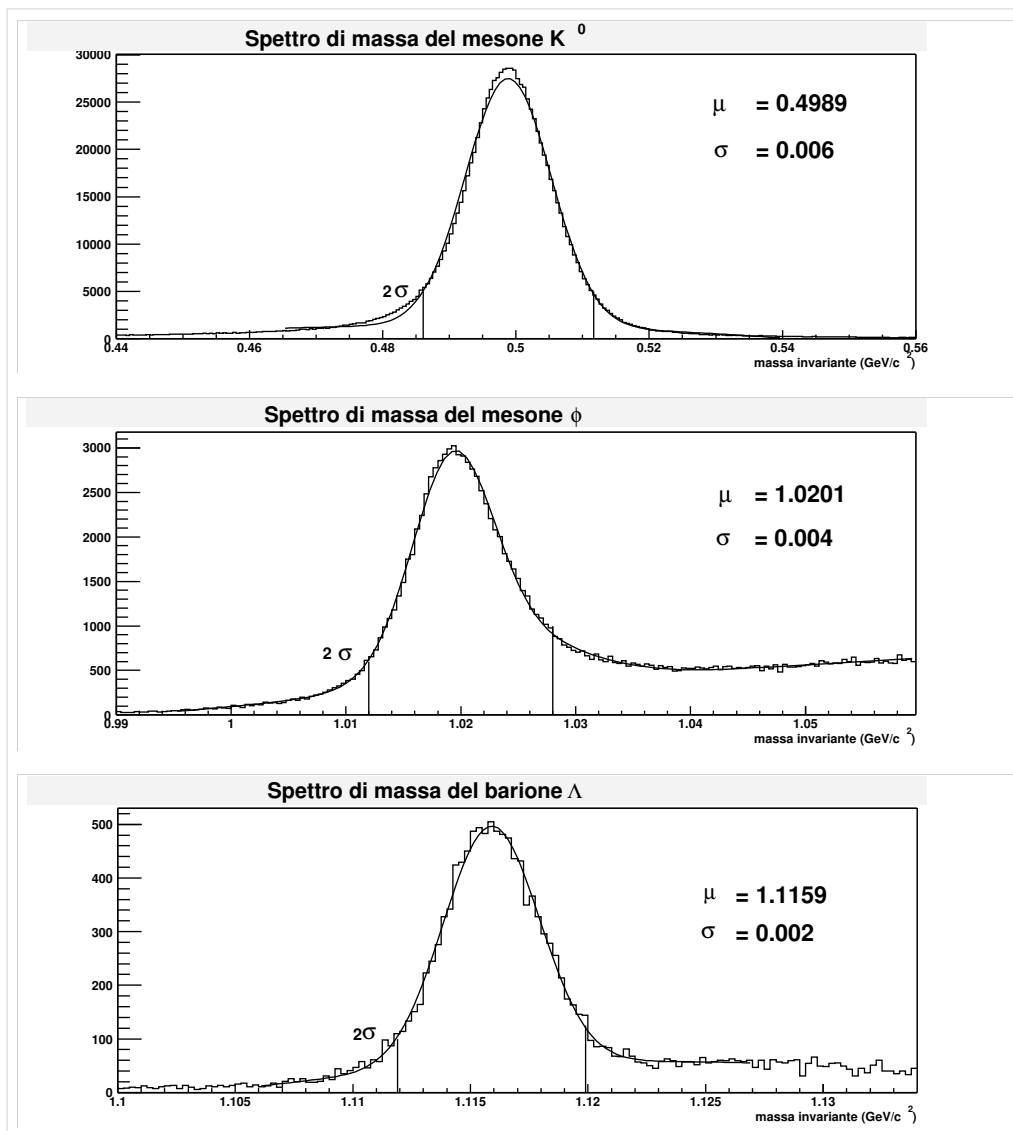


Figura 5.11: Distribuzioni finali delle sorgenti di taratura con un *fit*; la regione larga due deviazioni standard è indicata.

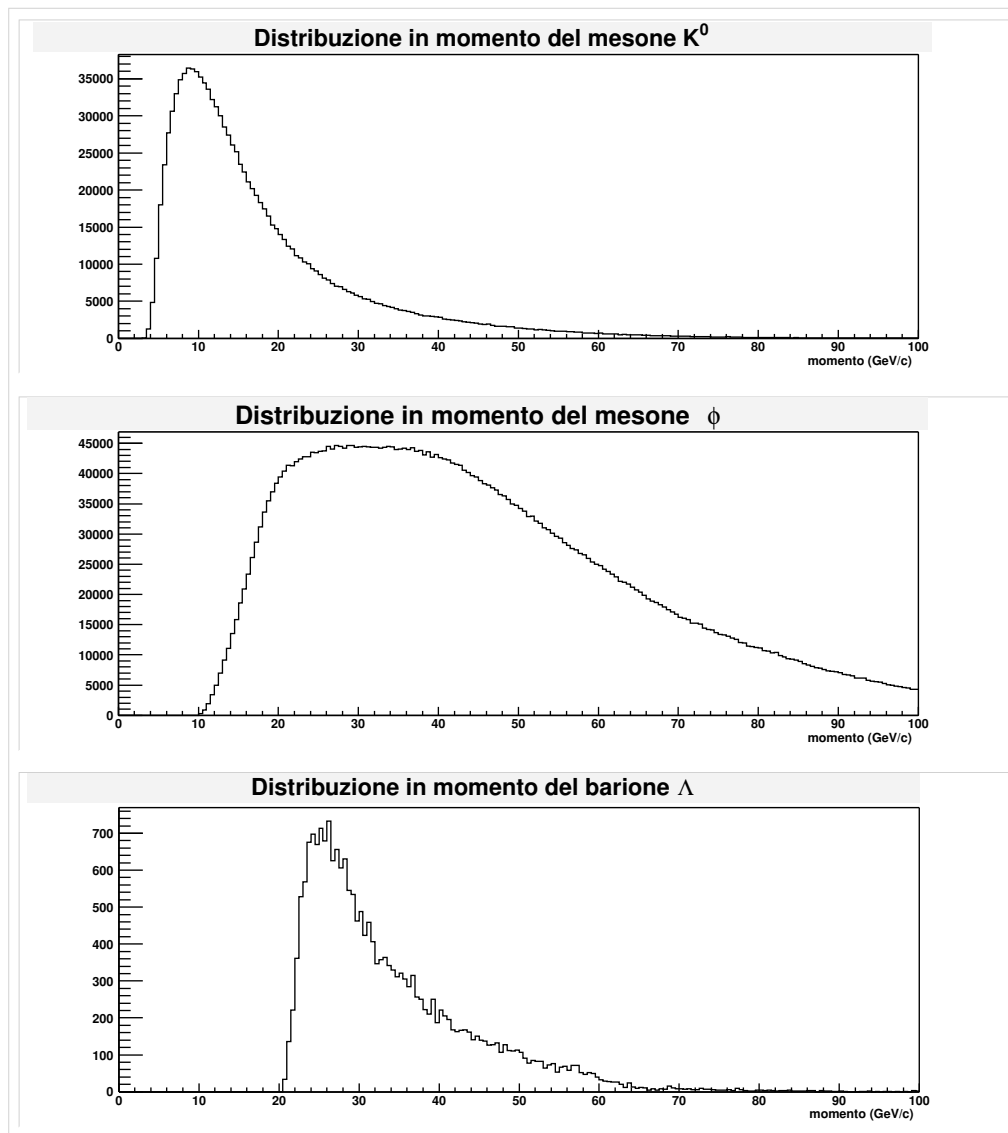


Figura 5.12: Distribuzioni in momento delle sorgenti di taratura.

metodo di ricostruzione degli anelli e infine dal metodo di identificazione: questo significa che il valore del parametro contiene l'efficienza intrinseca del rivelatore e l'efficienza del programma che fa l'identificazione. In particolare possiamo distinguere questi aspetti:

- **efficienza della geometria del sistema**, che comprende l'effetto delle zone morte;
- **efficienza degli elementi costitutivi del RICH**, in particolare i parametri che influiscono sulla figura di merito, come la riflettività degli specchi, la trasparenza del gas e l'efficienza delle camere per la rivelazione dei fotoelettroni e l'efficienza quantica di conversione dei fotoni;
- **efficienza della ricostruzione degli anelli**, che comprende l'efficienza del programma per la ricostruzione degli anelli;
- **efficienza del metodo di identificazione** (χ^2 o Likelihood);
- **efficienza dell'algoritmo che valuta l'efficienza**, dalla selezione del campione al calcolo vero e proprio dell'efficienza.

Poiché non è facile una distinzione fra i diversi contributi all'efficienza globale, una corretta interpretazione dei risultati presentati in questa tesi deve tenere conto di tutti gli aspetti che influiscono su di essa.

5.3 Definizione di efficienza

Dopo aver selezionato le particelle provenienti dalla regione di due deviazioni standard sotto il picco delle sorgenti, si valuta l'efficienza calcolando la percentuale del campione identificata correttamente dal RICH.

Per procedere all'identificazione è necessario introdurre alcuni accorgimenti: in qualche caso non è possibile identificare le particelle del campione perchè nei mDST non ci sono le informazioni del RICH relative alla particella che stiamo analizzando: senza di esso non abbiamo un valore per l'angolo di Cherenkov, e di conseguenza nemmeno per i χ^2 e i Likelihood, e dunque non è possibile identificare la particella. L'assenza delle informazioni può essere dovuta a diversi fattori: in particolare, il

programma CORAL, usato nella produzione dei mDST, non registra le informazioni del RICH per le particelle che hanno un anello ricostruito con meno di cinque fotoni.

Dopo aver verificato l'esistenza delle informazioni del RICH nei mDST, si studiano i valori dell'angolo di Cherenkov associati alla particella, per isolare le cattive ricostruzioni: in alcuni casi infatti il risultato della ricostruzione dell'anello dà un valore sbagliato dell'angolo di Cherenkov, in quanto il valore di θ_{Ch} trovato non appartiene all'intervallo di valori fisici che esso può assumere:

$$\frac{1}{n} < \cos \theta_{Ch} < 1; \quad (5.8)$$

per questi eventi, il β corrispondente assume un valore maggiore di uno, e il radicando nell'equazione che lega la massa al β diventa negativo: non è dunque possibile calcolare la massa della particella considerata.

Poichè, come già detto, si assume che le ricostruzioni delle tracce e del momento non siano inefficienti, si classificano questi casi come inefficienze del RICH.

L'algoritmo consiste in un ciclo su tutte le particelle entranti nel RICH: se una particella non soddisfa uno dei requisiti imposti, viene scartata, e l'evento è classificato come inefficiente. Al contrario, se la particella possiede le caratteristiche cercate, si procede alla sua identificazione, ovvero in base al metodo del χ^2 o del Likelihood si decide se è un π , un K o un p : se la particella è identificata in modo corretto, l'evento è considerato efficiente.

5.4 Risultati sui dati del 2002

In questo paragrafo si presentano i valori dell'efficienza del RICH calcolata sui campioni di particelle selezionati tramite il metodo della massa invariante; l'identificazione delle particelle è fatta con il metodo del χ^2 . Nelle pagine precedenti, abbiamo valutato i valori delle purezze delle sorgenti, che influiscono in modo diretto sulla purezza dei campioni. Per adesso trascuriamo questi valori, e per il calcolo dell'efficienza assumiamo che la purezza del campione sia uguale a uno. In questo modo, si rischia di sottostimare il valore vero dell'efficienza per K e p , in quanto è molto probabile che nei campioni siano presenti dei pioni; l'effetto dell'impurezza del campione sul calcolo dell'efficienza è argomento del prossimo capitolo.

5.4.1 Errore sull'efficienza

Per valutare l'errore sull'efficienza, abbiamo considerato l'identificazione del RICH come una situazione binomiale: la probabilità p che una particella del campione venga identificata correttamente è rappresentata dall'efficienza del RICH; la probabilità che una particella possa non venir identificata è allora $1 - p$.

Se scriviamo l'efficienza come

$$\epsilon = \frac{k}{N}, \quad (5.9)$$

dove N è la popolazione del campione e k è il numero di particelle identificate, otteniamo la deviazione standard binomiale su k :

$$\sigma_k^2 = Np(1 - p) = N\epsilon(1 - \epsilon). \quad (5.10)$$

Propagando l'errore sull'efficienza, otteniamo infine:

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{N}}. \quad (5.11)$$

5.4.2 Efficienza per π dal K^0

I risultati dell'efficienza per pioni dal K^0 e le popolazioni del campione sono riportati nella tabella 5.5; oltre al valore globale, si riportano anche i valori che si riferiscono a pioni separati in carica.

	Popolazione	Efficienza
π	1501602	0.6951 \pm 0.0004
π^+	751511	0.6535 \pm 0.0006
π^-	750091	0.7369 \pm 0.0005

Tabella 5.5: Efficienze e popolazioni dei campioni per π dal K^0 ; l'errore puramente statistico è molto piccolo.

La discrepanza tra i valori per particelle positive e negative è dovuta al mal-funzionamento di una camera dei rivelatori del RICH nel 2002: spiegheremo nel capitolo successivo come l'inefficienza della camera influisce sul valore dell'efficienza delle particelle positive a grande angolo.

Le distribuzioni in momento e angolo polare delle particelle del campione sono riportate in figura 5.13.

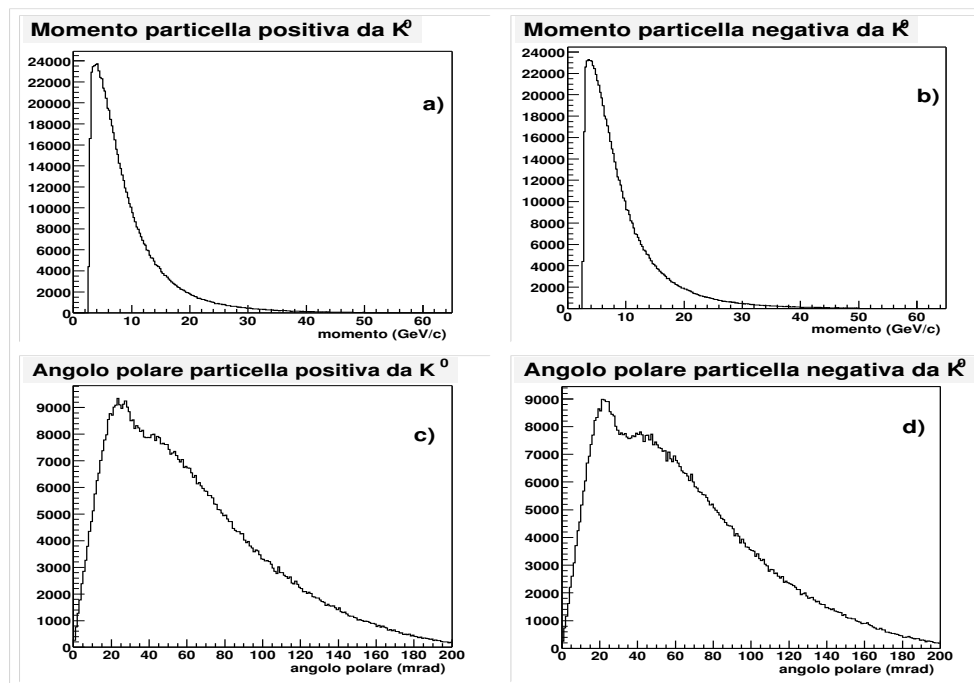


Figura 5.13: Distribuzioni in momento (fig. a e b) e angolo polare (fig. c e d) delle particelle provenienti dal decadimento della sorgente di taratura K^0 .

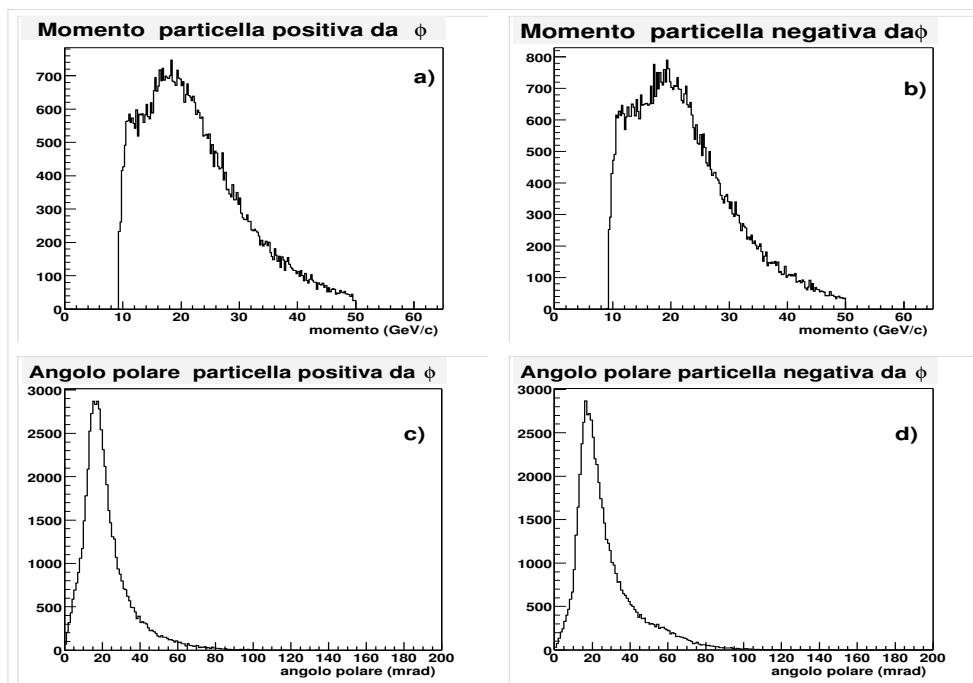


Figura 5.14: Distribuzioni in momento (fig. a e b) e angolo polare (fig. c e d) delle particelle provenienti dal decadimento della sorgente di taratura ϕ .

5.4.3 Efficienza per K dalla ϕ

La tabella 5.6 riassume i risultati dell'analisi su kaoni.

	Popolazione	Efficienza
K	123326	0.513 ± 0.001
K^+	59666	0.501 ± 0.002
K^-	63660	0.525 ± 0.002

Tabella 5.6: Efficienze e popolazioni dei campioni per K dalla ϕ .

Si noti che in questo caso, la differenza in efficienza per kaoni positivi e negativi è minore, e potrebbe spiegarsi in termini di statistica; questo perchè, come vedremo, l'effetto della camera inefficiente nel 2002 influisce sulle particelle che hanno grandi valori di angolo polare, e, come si vede dalla fig 5.14, i kaoni dalla ϕ sono caratterizzati da piccoli angoli polari.

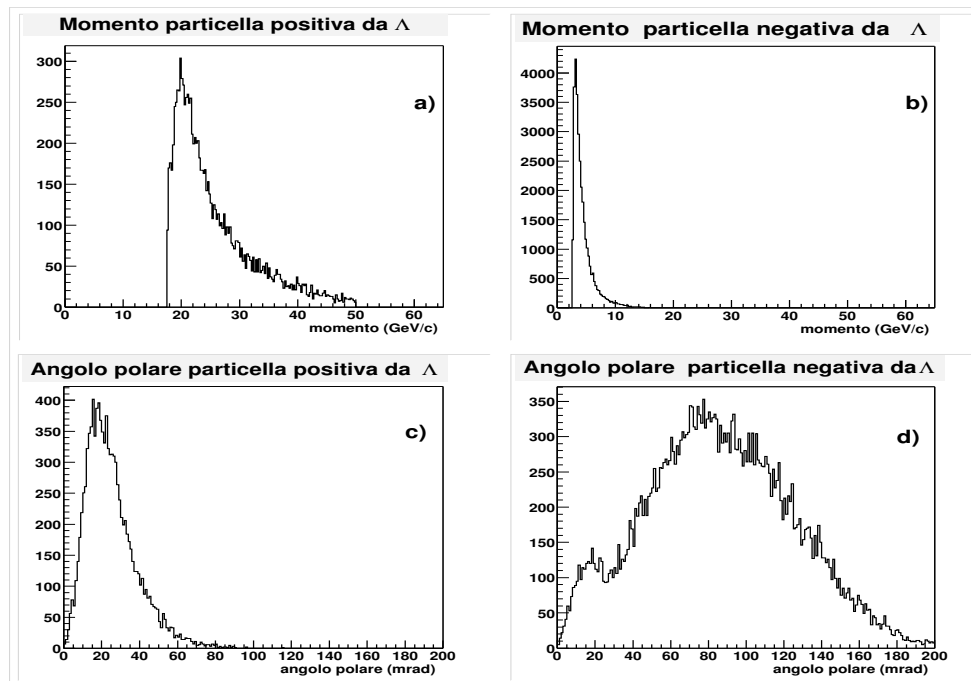


Figura 5.15: Distribuzioni in momento (fig. a e b) e angolo polare (fig. c e d) delle particelle provenienti dal decadimento della sorgente di taratura Λ .

5.4.4 Efficienza per p e π dalla Λ

La necessità di ottenere un campione più puro possibile di Λ ha come conseguenza una forte riduzione della statistica disponibile per l'analisi; inoltre, la richiesta del momento del protone sopra soglia, che per l'indice di rifrazione del RICH-1 è alta (~ 18 GeV/c), riduce ulteriormente il campione. Come i kaoni dalla ϕ , anche i protoni sono caratterizzati da piccoli angoli polari.

I π provenienti dalla Λ occupano uno spazio delle fasi diverso da quello dei π dal K^0 , in particolare il loro momento è ≤ 10 GeV/c; per questo motivo il valore dell'efficienza non è direttamente confrontabile con quello ottenuto per pioni dal K^0 .

La tabella 5.7 riporta i risultati dell'analisi su protoni e pioni.

5.4.5 Osservazioni sulle inefficienze

I valori ottenuti per le efficienze per π , K e p sono diversi tra loro; per capire la ragione di questa diversità, possiamo vedere come si distribuiscono le inefficienze tra

	Popolazione	Efficienza
p	10259	0.449 ± 0.005
π^-	31604	0.685 ± 0.003

Tabella 5.7: Efficienze e popolazioni dei campioni per p e π^- dalla Λ .

le categorie introdotte nel paragrafo 5.3.

Riportiamo quindi i valori sulle efficienze (trascurando in questo caso l'errore), e esplicitiamo i contributi all'inefficienza nella tabella 5.8.

	Efficienza	Assenza info RICH	$\theta_{Ch} > \theta_{Ch}^{max}$	Ident. sbagliata
π	0.70	0.12	0.12	0.06
K	0.51	0.05	0.17	0.27
p	0.45	0.07	0.19	0.28

Tabella 5.8: Efficienza e contributi alle inefficienze.

Identificazione sbagliata

La prima considerazione riguarda la differenza in efficienza tra π e K o p : il maggior valore ottenuto per i pioni è dovuto al fatto che solo il 6% è identificato in modo errato, mentre la percentuale di identificazioni sbagliate per kaoni e protoni è molto maggiore ($\sim 27\%$). Questa discrepanza è dovuta in parte alle contaminazioni dei campioni: è ragionevole assumere che il fondo presente nei campioni abbia la stessa popolazione delle particelle che attraversano l'apparato, e quindi sia costituito in gran parte da pioni; di conseguenza, nei campioni di K o p sono presenti π che vengono riconosciuti come tali e contribuiscono alle identificazioni classificate come sbagliate.

In generale, possiamo dire (anticipando quanto sarà discusso nel paragrafo 6.2.2) che la maggior efficienza di rivelazione dei pioni è legata alla diversa distribuzione in angolo polare (figure 5.13, 5.14 e 5.15): parte dei fotoni prodotti da particelle a piccolo angolo polare è intercettata dal tubo che scherma le particelle di fascio; inoltre, l'immagine si forma nella regione dove è presente il fondo fisico dovuto alle particelle dell'alone del fascio che sono caratterizzate da piccola divergenza.

Inoltre, minore è la massa della particella, più rapidamente cresce il numero medio di fotoni Cherenkov prodotti al variare del momento: la selezione di particelle a partire dal momento di soglia per l'effetto Cherenkov penalizza maggiormente il campione di particelle a massa maggiore in cui è presente una frazione più rilevante di casi in cui il numero di fotoni rivelati è estremamente piccolo.

Infine, i pioni, essendo più leggeri, hanno un valore medio di β maggiore rispetto a quello delle particelle più pesanti, ed emettono un numero medio di fotoni maggiore: quindi i loro anelli permettono una miglior ricostruzione dell'angolo di Cherenkov, e una buona discriminazione dalle altre particelle.

Cattiva ricostruzione dell'angolo di Cherenkov

I contributi a questa categoria di inefficienza sono simili per le tre particelle, ma si nota un leggero aumento della percentuale per le particelle più pesanti, che in parte può essere dovuta al minor numero medio di fotoni emessi.

L'angolo di Cherenkov è ricostruito male, e non è utilizzabile per la nostra analisi, se il suo valore è maggiore del limite fisico dato dall'inverso dell'indice di rifrazione. Gli angoli disponibili per l'analisi sono due, il θ_{fit} e il θ_{ring} ; come ci si aspetta, questi due valori sono correlati (fig. 5.16), e dunque l'uso di una o l'altra variabile non influenza i risultati dell'analisi. È lecito supporre che almeno una parte di queste cattive ricostruzioni sia dovuta alla risoluzione sulla misura dell'angolo di Cherenkov: in teoria le particelle con $\beta \rightarrow 1$ dovrebbero essere associate ad un valore dell'angolo determinato dal valore dell'indice di rifrazione; in pratica, a causa della risoluzione sperimentale, i valori dell'angolo di Cherenkov sono distribuiti attorno al valore teorico, e parte degli eventi finisce nella coda di valori maggiori del limite fisico. Non è possibile calcolare la massa di queste particelle, in quanto il radicando presente nell'equazione che lega la massa al momento e all'angolo di Cherenkov diventerebbe minore di zero. Anche l'identificazione tramite χ^2 o Likelihood di queste particelle è un problema, in quanto esse vengono identificate tutte come π : infatti, a parità di momento, l'angolo di Cherenkov calcolato associato all'ipotesi di pioni è maggiore di quelli associati alle ipotesi di massa più pesante, e dunque esso è più vicino al valore misurato dell'angolo di Cherenkov.

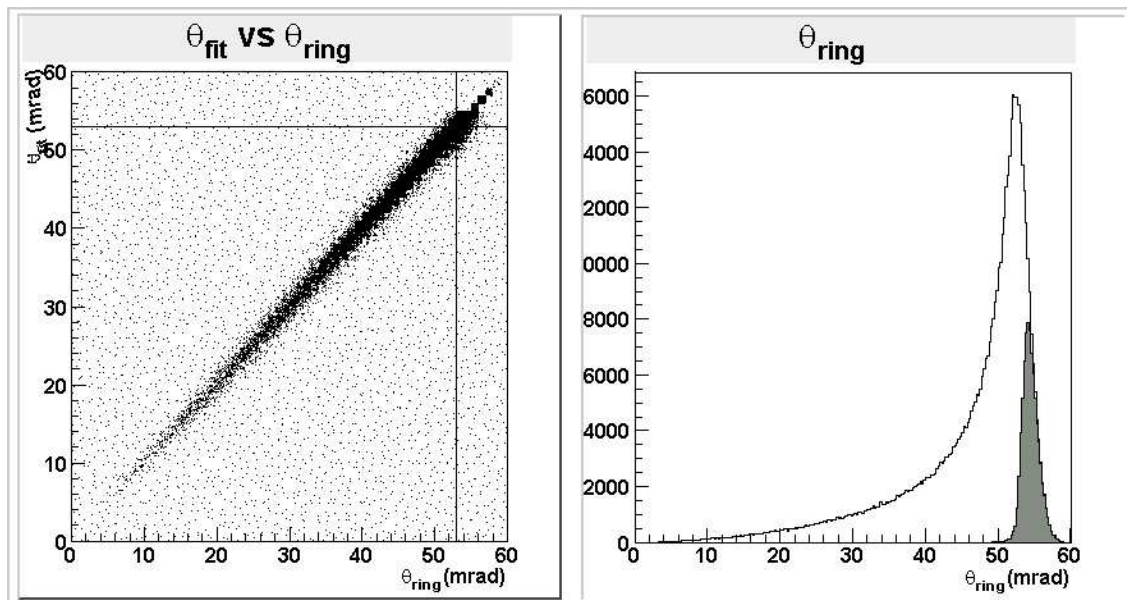


Figura 5.16: Correlazione tra θ_{ring} e θ_{fit} (le linee indicano il valore massimo che può assumere l'angolo di Cherenkov) e distribuzione di θ_{ring} , per particelle provenienti dal decadimento del K^0 , periodo P2G.

Assenza del segnale nel RICH

L'assenza del segnale nel RICH è dovuta alla mancanza di fotoni rivelati nelle camere: quindi questa inefficienza rappresenta in parte le perdite di segnale nel RICH, dovute per esempio all'assorbimento di fotoni dal mezzo radiatore, alla presenza di zone morte, o ad inefficienze delle camere. La percentuale di particelle senza informazioni del RICH è simile per K e p (rispettivamente 5% e 7%), mentre è maggiore per π (12%): questo può essere dovuto al malfunzionamento della camera, a cui abbiamo già accennato, che provoca la perdita di parte del segnale emesso dai π^+ .

Bisogna tener conto anche di un altro effetto che influenza questa categoria di eventi: abbiamo già visto che il programma di ricostruzione CORAL non registra le variabili del RICH se l'anello della particella è formato da quattro o meno fotoni. Il taglio dell'impulso delle particelle sopra soglia di emissione Cherenkov, corrisponde a considerare solo i casi in cui il numero medio di fotoni emessi sia maggiore di zero; quindi ci possono essere dei casi in cui alcune particelle emettono un numero di fotoni compreso tra uno e quattro, e il segnale viene rivelato dal RICH ma

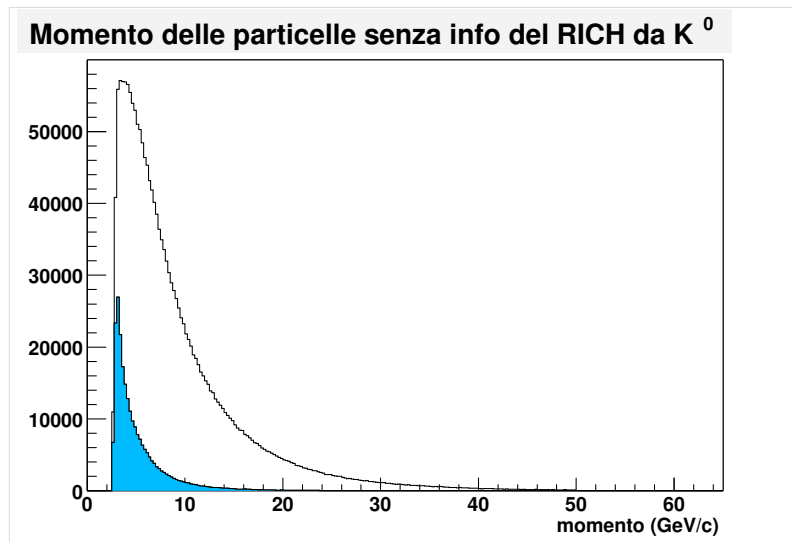


Figura 5.17: Distribuzione del momento delle particelle provenienti dal decadimento del K^0 , con sovrapposta, in colore, la distribuzione appartenente alle particelle senza informazioni del RICH nei mDST; i valori sono vicini alla soglia Cherenkov.

non viene registrato nei mDST. Questi casi non sono dovuti ad una inefficienza del RICH, ma ad una scelta fatta per eliminare dall'analisi i casi in cui possa sorgere un'ambiguità di ricostruzione dovuta al basso numero di fotoni appartenenti al segnale. Per definire più correttamente l'efficienza, si dovrebbe tener conto di questo effetto, considerando nell'analisi solo le particelle il cui momento corrisponda ad un numero medio di fotoni emessi uguale a cinque; alcuni esercizi su questo argomento si trovano nel capitolo successivo. A supporto di questa interpretazione abbiamo riportato in istogramma nelle fig. 5.17 e 5.18 lo spettro di momento per particelle senza informazioni del RICH dal K^0 e dalla ϕ , sovrapposto allo spettro totale: si nota che la maggior parte dei valori appartenenti alle particelle senza informazioni nei mDST sono molto vicini a soglia.

5.4.6 Risultati sui dati del 2003

Poichè, al momento della stesura della tesi, è iniziata la produzione dei mDST per i dati del 2003, abbiamo analizzato un periodo dei nuovi dati per confrontarli con quelli del 2002. Le date relative al periodo analizzato si trovano in tabella 5.4.6, i risultati per π , K e p nelle tabelle 5.10, assieme ai valori delle inefficienze.

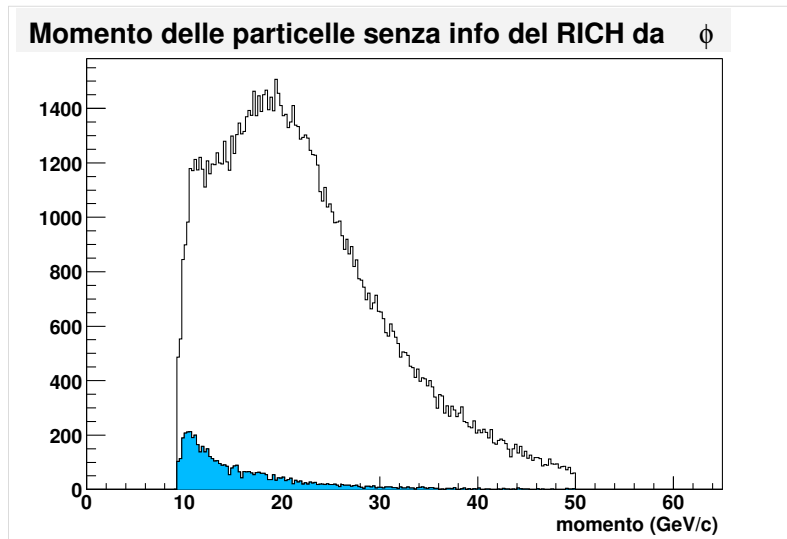


Figura 5.18: Distribuzione del momento delle particelle provenienti dal decadimento della ϕ , con sovrapposta, in colore, la distribuzione appartenente alle particelle senza informazioni del RICH nei mDST; i valori sono vicini alla soglia Cherenkov.

periodo	data (anno 2003)
P1G	20.08 - 26.08

Tabella 5.9: Periodo del 2003 analizzato.

	Efficienza	Assenza info RICH	$\theta_{Ch} > \theta_{Ch}^{max}$	Ident. sbagliata
π	0.82	0.04	0.08	0.05
K	0.56	0.01	0.15	0.27
p	0.45	0.01	0.19	0.33

Tabella 5.10: Efficienza e contributi alle inefficienze per dati 2003.

Da un confronto con i risultati sui dati del 2002 (tabella 5.8), si nota un consistente incremento sui valori delle efficienze per π e K (si raggiunge l'82% per i pioni, e non si assiste più alla discrepanza tra valori per π^+ e π^- , e il 56% per i kaoni), mentre per p il risultato è invariato.

Il guadagno in efficienza è dovuto per la maggior parte al minor numero di particelle senza informazioni del RICH nei mDST; in tutte e tre le analisi questo contributo all'inefficienza è diminuito, passando da 12% a 4% per π , da 5% a 1% per K e da 7% a 1% per p . Il motivo di questo miglioramento potrebbe essere dovuto al maggior numero di fotoni emessi e rivelati, causato da un miglior riempimento del *vessel* con il radiatore e dalla sostituzione della camera inefficiente. Per π e K si è abbassata anche la percentuale di particelle con un angolo di Cherenkov ricostruito male, mentre per i p la percentuale è la stessa per il 2002 e per il 2003. Infine, la percentuale dovuta ad un'erronea identificazione è cambiata solo per i protoni, portando ad un aumento di inefficienza che compensa il guadagno dovuto al maggior numero di protoni con informazioni del RICH.

Capitolo 6

Studi sull'efficienza del RICH

Nel capitolo precedente abbiamo dato una prima stima dell'efficienza del RICH per l'identificazione di π , K e p ; in questo capitolo diamo alcune correzioni sui valori presentati, calcolate stimando l'influenza della purezza del campione sul calcolo dell'efficienza; inoltre l'efficienza viene correlata con alcuni parametri delle particelle analizzate.

6.1 Influenza della purezza sull'efficienza

La presenza di fondo combinatoriale nelle distribuzioni di massa invariante con cui abbiamo selezionato le sorgenti di taratura suggerisce che possa esserci del fondo anche nei campioni di particelle che abbiamo analizzato (in questo discorso ci concentreremo in particolare sui campioni di K e p).

Nella figura 6.1 sono riportate le distribuzioni in massa relative all'analisi su K dalla ϕ : l'istogramma più esterno (istogramma a) appartiene alle particelle non ancora identificate (ovvero le particelle del campione con segnale nel RICH e angolo di Cherenkov minore o uguale al valore massimo, in quanto per le altre particelle, come già osservato, non è possibile calcolare la massa); l'istogramma più interno, in colore, appartiene invece alle particelle identificate come K dal RICH. Nell'istogramma si trovano anche le distribuzioni di massa delle particelle identificate come π o p dal RICH (istogrammi c e d): esse coprono regioni in prossimità delle rispettive masse, e dopo un taglio sul χ^2 corrispondente, presentano un picco più accentuato (fig. 6.2).

Lo spettro in massa delle particelle positive provenienti dal decadimento della Λ è raffigurato in fig. 6.3; anche in questo caso, l'istogramma più esterno (istogramma

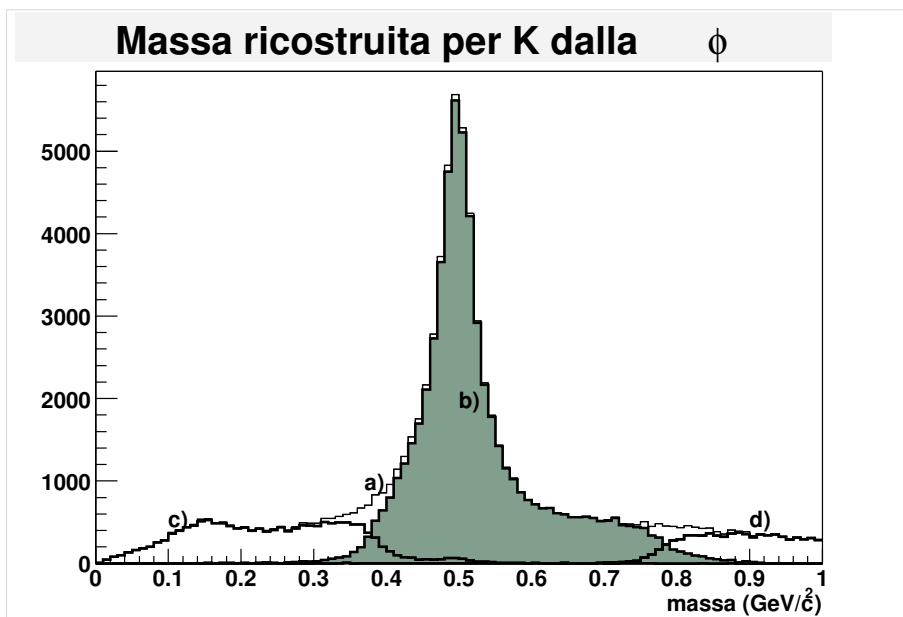


Figura 6.1: Distribuzione della massa ricostruita per particelle provenienti dal decadimento della ϕ (istogramma a), e per le particelle identificate come K (istogramma in colore, b), come π (curva a sinistra, c), come p (curva a destra, d).

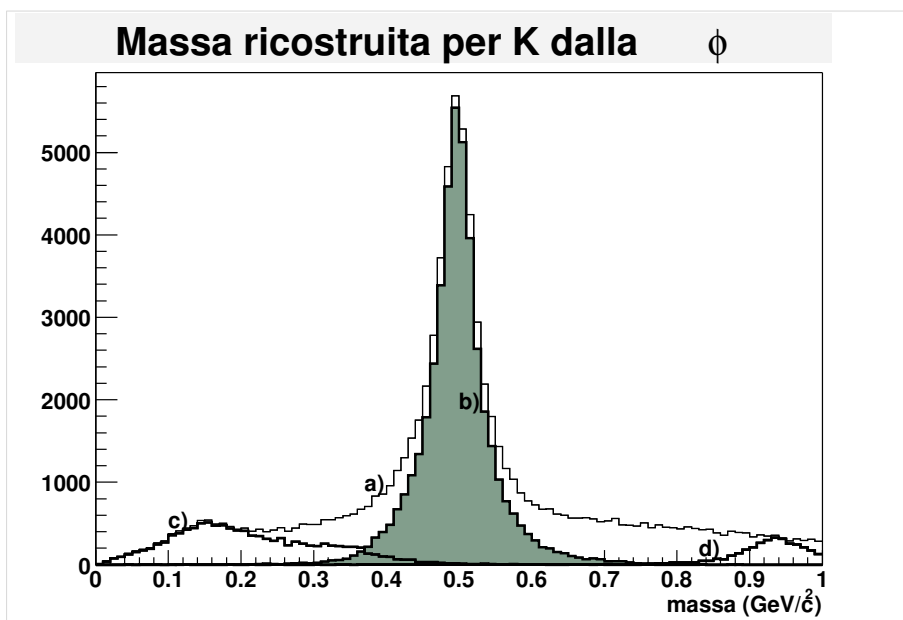


Figura 6.2: Medesime distribuzioni di fig. 6.1, con l'aggiunta di un taglio sul χ^2 ($\chi^2 < 5$) per l'identificazione delle particelle.

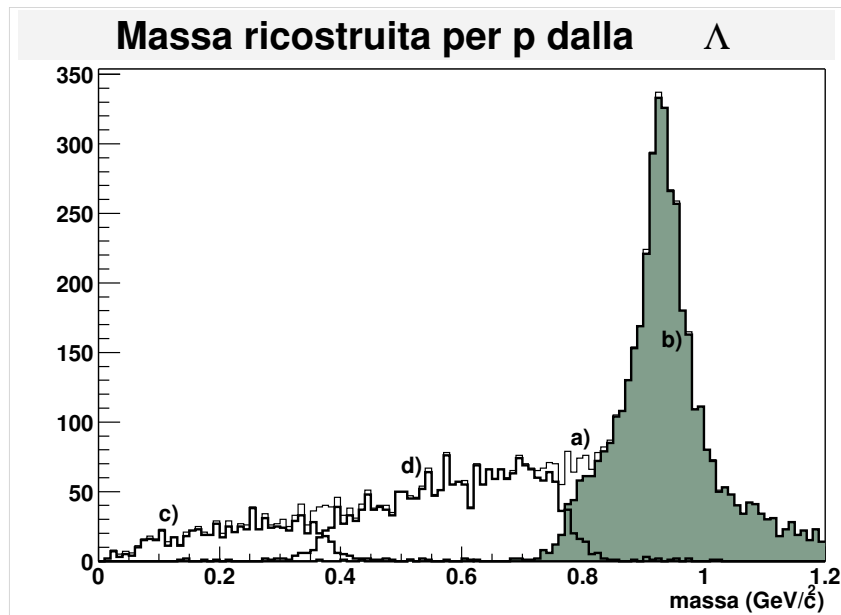


Figura 6.3: Distribuzione della massa ricostruita per particelle positive provenienti dal decadimento della Λ (istogramma a), e per le particelle identificate come p (istogramma in colore, b), come π (curva a sinistra, c), come K (curva in centro, d).

a) appartiene alle particelle prima dell'identificazione, mentre quello in colore, più interno, appartiene a quelle identificate come p dal RICH, ed è centrato sul valore della massa del protone. Le distribuzioni delle particelle identificate come K o π dal RICH sono le due curve rimanenti (istogrammi c e d), e anche in questo caso si trovano vicino al valore della massa delle relative particelle; lo spettro di massa con un taglio sul χ^2 si trova in fig. 6.4.

Il fatto che le distribuzioni delle particelle identificate come π e p nel campione di particelle dalla ϕ , e come π o K in quello dalla Λ , siano centrate sui valori delle masse corrispondenti permette di interpretare questi fondi come presenza di particelle diverse da quelle di ipotesi nei campioni selezionati.

Per quantificare l'effetto del fondo nei segnali di taratura, abbiamo studiato tre aspetti di questo problema: la correlazione tra purezza della sorgente ed efficienza, l'uso del χ^2 come mezzo per eliminare il fondo, e la composizione del fondo.

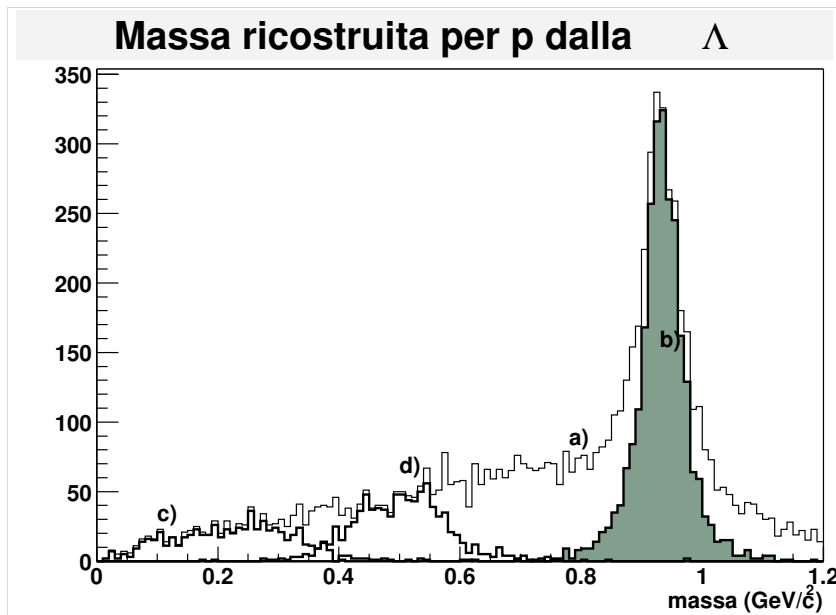


Figura 6.4: Medesime distribuzioni di fig. 6.3, con l'aggiunta di un taglio sul χ^2 ($\chi^2 < 5$) per l'identificazione delle particelle.

6.1.1 Correlazione purezza-efficienza

La purezza della sorgente è stata precedentemente definita come rapporto tra eventi del segnale delle sorgenti e eventi totali (segnale e fondo), stimati tramite dei *fit* sulle distribuzioni di massa invariante. Questa definizione implica che il valore della purezza della sorgente dipende dall'intervallo di massa invariante selezionato: ricordiamo che l'intervallo scelto nella nostra analisi ha ampiezza ± 2 deviazioni standard.

Abbiamo cercato di capire se la larghezza dell'intervallo selezionato, e il valore della purezza corrispondente, influiscono sui risultati trovati per l'efficienza: a questo scopo abbiamo calcolato l'efficienza per campioni di K e p provenienti dalle particelle contenute in intervalli di $\pm 1, 2, 3$ deviazioni standard nello spettro di massa, in funzione della purezza delle sorgenti.

Nelle figure 6.5 e 6.7 sono rappresentati i tre diversi intervalli considerati, rispettivamente per le distribuzioni di ϕ e di Λ ; i grafici 6.6 e 6.8 invece mostrano la correlazione tra efficienza e purezza della sorgente. La correlazione tra le due quantità considerate è lineare: nei riquadri di ciascuna figura si trovano i risultati

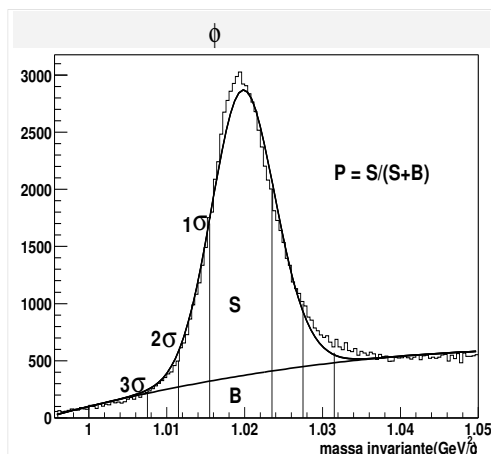


Figura 6.5: Intervalli di $\pm 1, 2, 3$ deviazioni standard della distribuzione di massa invariante della ϕ .

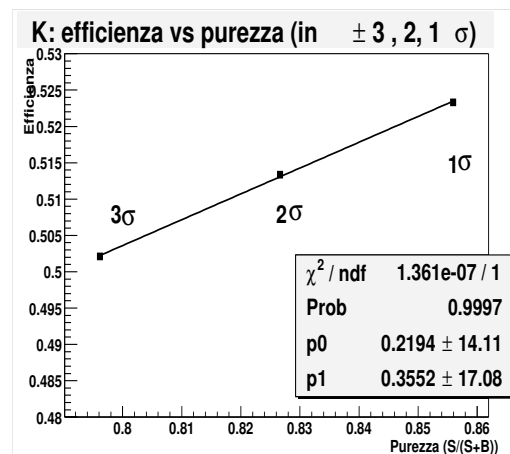


Figura 6.6: Correlazione tra efficienza per K e purezza della sorgente ϕ con un *fit* lineare.

K	3σ	2σ	1σ	estrapolazione
efficienza	0.502	0.513	0.523	0.532
purezza (ϕ)	0.796	0.827	0.856	0.879

Tabella 6.1: Efficienza per K entro intervalli di $\pm 3, 2, 1$ deviazioni standard della sorgente ϕ e rispettive purezze della sorgente. L'ultima colonna riporta il risultato dell'estrapolazione a purezza massima.

di un *fit* lineare, e la relativa probabilità del *fit*, che è poco distante da uno.

Quindi la purezza della sorgente influisce sul calcolo dell'efficienza; è possibile estrapolare il valore dell'efficienza corrispondente al valore di purezza massima, ottenuta come limite dalle entità di segnale e fondo calcolate in intervalli sempre più piccoli attorno al valore del picco. Nel caso dei K , l'efficienza assume un valore di $\sim 53\%$, mentre nel caso dei p l'efficienza diventa $\sim 45.4\%$; questi valori sono riportati nelle tabelle 6.1 e 6.2, assieme ai valori di purezza ed efficienza dei tre punti riportati nei grafici delle fig. 6.6 e 6.8.

Per completezza, abbiamo provato a fare lo stesso esercizio con i π . Le distribuzioni in massa ricostruita si trovano nella fig. 6.9: la differenza tra la curva delle particelle non identificate e quella relativa alle identificate come π è piccola, perchè la percentuale di identificati come K o p dal RICH (in realtà si considerano solo i

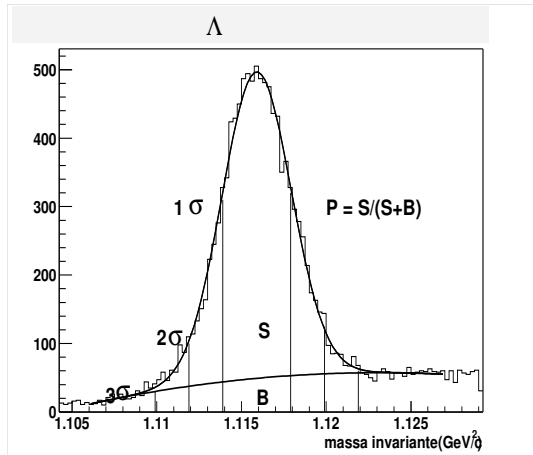


Figura 6.7: Intervalli di $\pm 1, 2, 3$ deviazioni standard della distribuzione di massa invariante della Λ .

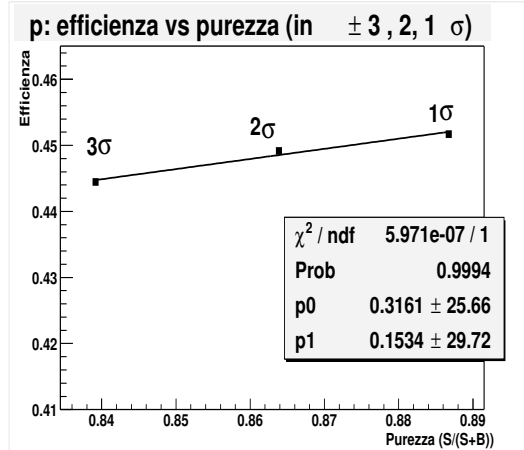


Figura 6.8: Correlazione tra efficienza per p e purezza della sorgente Λ con un *fit* lineare.

p	3σ	2σ	1σ	estrapolazione
efficienza	0.444	0.449	0.452	0.454
purezza (Λ)	0.839	0.864	0.887	0.902

Tabella 6.2: Efficienza per p entro intervalli di $\pm 3, 2, 1$ deviazioni standard della sorgente Λ e rispettive purezze della sorgente. L'ultima colonna riporta il risultato dell'estrapolazione a purezza massima.

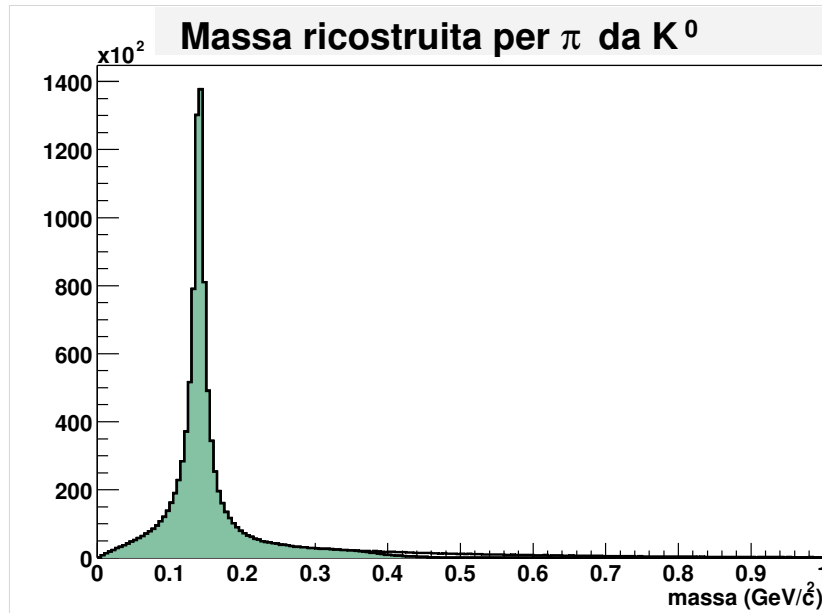


Figura 6.9: Distribuzione della massa ricostruita per particelle provenienti dal decadimento del K^0 , e per le particelle identificate come π (istogramma in colore). L'istogramma corrispondente alle particelle identificate come K è visibile nell'ingrandimento di fig. 6.10.

K perchè non ci sono identificati come p) è solo il 6% (par. 5.4.5): gli istogrammi della massa di queste particelle sono visibili nell'ingrandimento di fig. 6.10.

Se correliamo l'efficienza per π e la purezza della sorgente K^0 , troviamo il medesimo andamento lineare (fig. 6.12): il valore dell'estrapolazione a purezza massima è $\sim 70.3\%$. Riportiamo i dati nella tabella 6.3.

π	3σ	2σ	1σ	estrapolazione
efficienza	0.691	0.695	0.700	0.703
purezza (K^0)	0.918	0.932	0.944	0.953

Tabella 6.3: Efficienza per π entro intervalli di $\pm 3, 2, 1$ deviazioni standard della sorgente K^0 e rispettive purezze della sorgente. L'ultima colonna riporta il risultato dell'estrapolazione a purezza massima.

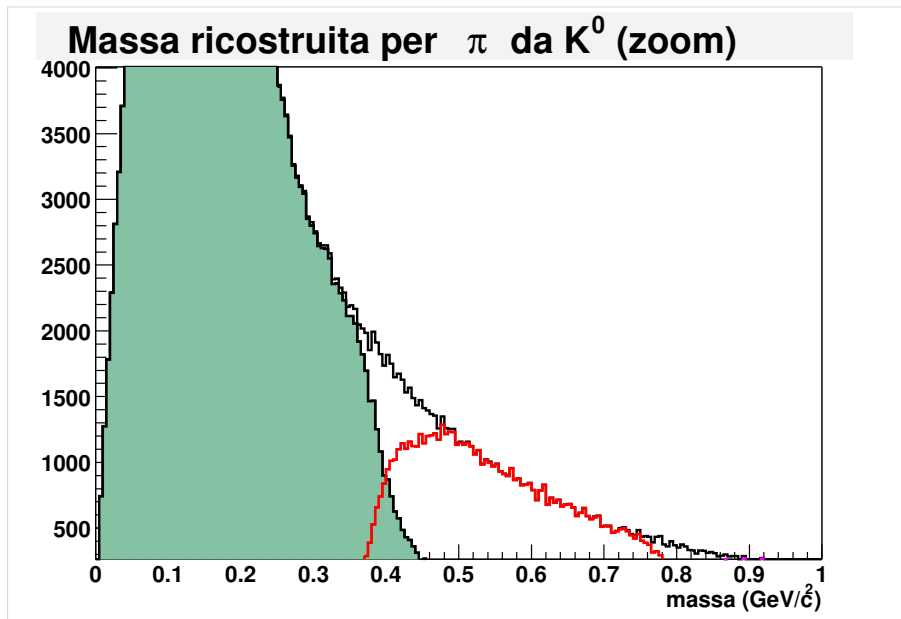


Figura 6.10: Ingrandimento della fig. 6.9: è visibile l'istogramma delle particelle identificate come K .

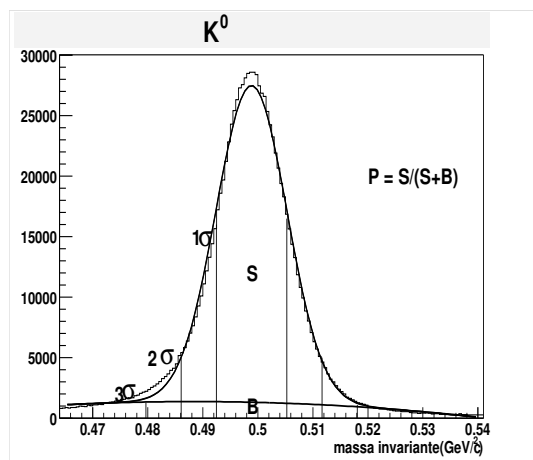


Figura 6.11: Intervalli di $\pm 1, 2, 3$ deviazioni standard della distribuzione di massa invariante del K^0 .

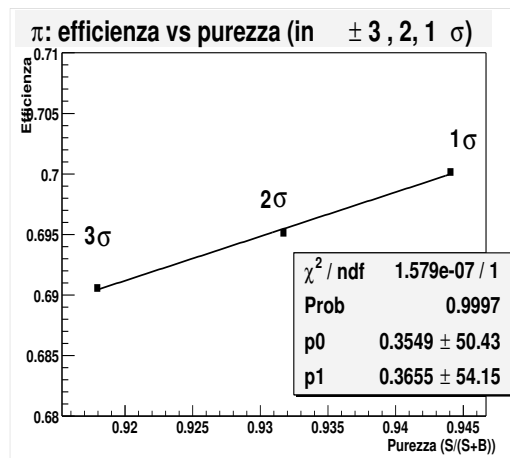


Figura 6.12: Correlazione tra efficienza per π e purezza della sorgente K^0 con un *fit* lineare.

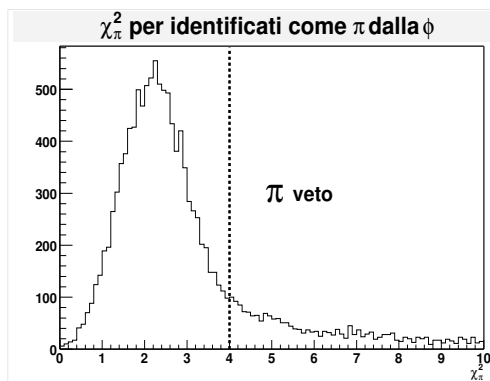


Figura 6.13: χ^2 delle particelle identificate come π nell'analisi dei K dalla ϕ ; la linea tratteggiata rappresenta il taglio corrispondente al π -veto.

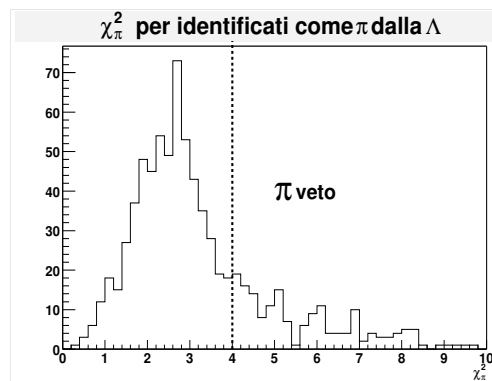


Figura 6.14: χ^2 delle particelle identificate come π nell'analisi dei p dalla Λ ; la linea tratteggiata rappresenta il taglio corrispondente al π -veto.

6.1.2 Il π -veto

Dopo aver consolidato l'ipotesi della presenza di fondo nei segnali di K e p , si vorrebbe eliminarlo quanto più possibile dall'analisi dell'efficienza.

Purtroppo, non è possibile eliminare il fondo a livello di selezione delle sorgenti di taratura, in quanto tramite un *fit* è possibile stimare il numero di particelle appartenenti al segnale e al fondo, ma non è possibile in alcun modo distinguere quali particelle appartengano all'una o all'altra componente.

Si ricordi che l'identificazione delle particelle dei campioni è fatta scegliendo quella con χ^2 minore, senza alcun taglio su questa variabile: se si assume che i π presenti nei campioni di K e p siano caratterizzati da un piccolo valore del χ^2 relativo all'ipotesi di massa del pione (χ_π^2), possiamo distinguere ed eliminare il fondo di π . La distribuzione del χ_π^2 è raffigurata nelle fig. 6.13 e 6.14, rispettivamente per l'analisi dei K dalla ϕ e dei p dalla Λ : in base alla nostra ipotesi, gli eventi a sinistra della linea tratteggiata sono considerati π appartenenti al fondo, e vengono eliminati dal campione. Il taglio scelto è, in entrambi i casi:

$$\chi_\pi^2 < 4.$$

Nelle figure 6.15 e 6.17 sono riportati gli spettri in massa dopo l'eliminazione dei π dal campione: come ci si aspettava, il picco presso la massa dei π è ridotto

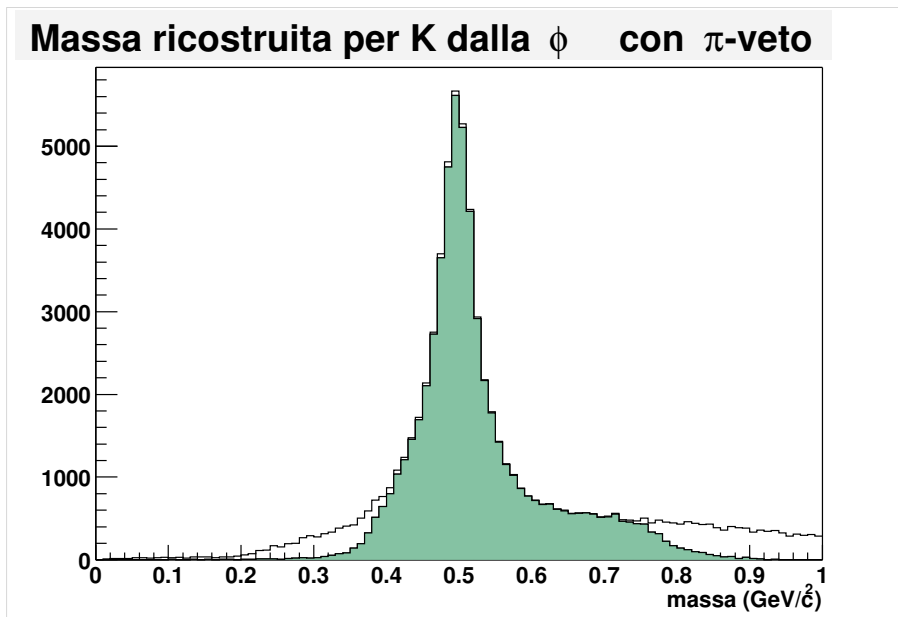


Figura 6.15: Distribuzione della massa ricostruita per particelle provenienti dal decadimento della ϕ , e per le particelle identificate come K (istogramma in colore), dopo l'eliminazione dei π tramite π -veto; si confronti con la distribuzione di fig. 6.1.

notevolmente; il valore delle efficienze per il nuovo campione è ovviamente maggiore di quello precedente, ed è riportato nella tabella 6.4.

Sul campione di protoni, è possibile introdurre anche un K -veto, poichè il fondo potrebbe essere formato anche da kaoni (mentre è poco probabile che ci siano molti protoni nel campione di K).

Il taglio fatto sulla distribuzione del χ_K^2 (fig. 6.16) è

$$\chi_K^2 < 4.5;$$

dopo questo taglio, il picco di K nella distribuzione di p è più basso (fig. 6.17), e il valore dell'efficienza aumenta (tab. 6.4).

6.1.3 Studio del fondo

Un altro metodo per stimare il numero di pioni presenti nel campione di K , che qui presentiamo solo qualitativamente, si basa sullo studio delle distribuzioni di massa ricostruita viste precedentemente.

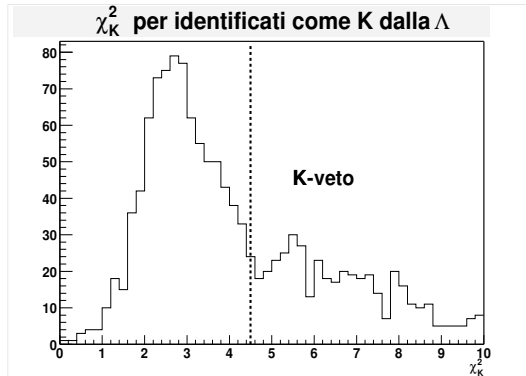


Figura 6.16: χ^2 delle particelle identificate come K nell'analisi dei p dalla Λ ; la linea tratteggiata rappresenta il taglio corrispondente al K -veto.

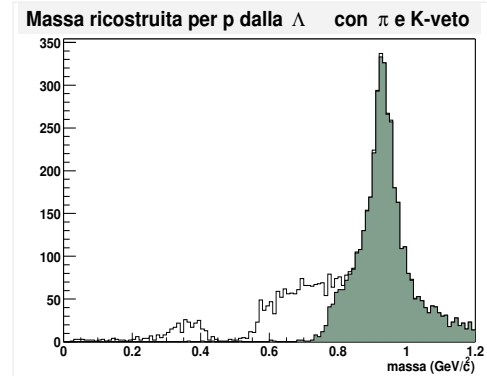


Figura 6.17: Distribuzione della massa ricostruita per particelle provenienti dal decadimento della Λ , e per le particelle identificate come p (istogramma in colore), dopo π -veto e K -veto; si confronti con la distribuzione di fig. 6.3.

	efficienza	aumento
π -veto sui K	0.564 ± 0.002	~ 0.05
π -veto sui p	0.476 ± 0.005	~ 0.03
K -veto sui p	0.488 ± 0.005	~ 0.04

Tabella 6.4: Efficienza per K dopo l'eliminazione del fondo dei pioni (π -veto), e sui p dopo l'eliminazione di pioni e kaoni (π e K -veto), e incremento rispetto ai valori precedenti (tabelle 5.6 e 5.7).

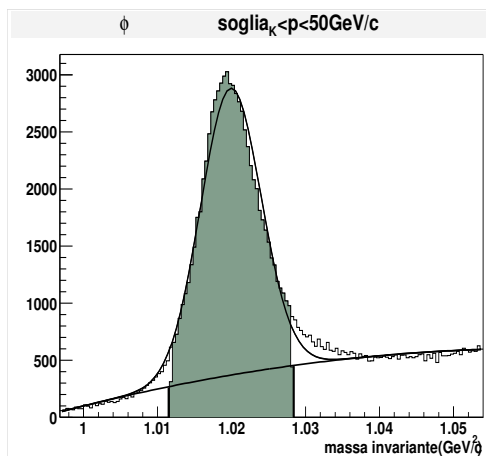


Figura 6.18: Distribuzione della massa invariante di K^+ e K^- con momento compreso tra il valore di soglia per i kaoni e $50 \text{ GeV}/c$; la regione di fondo sotto al picco è evidenziata.

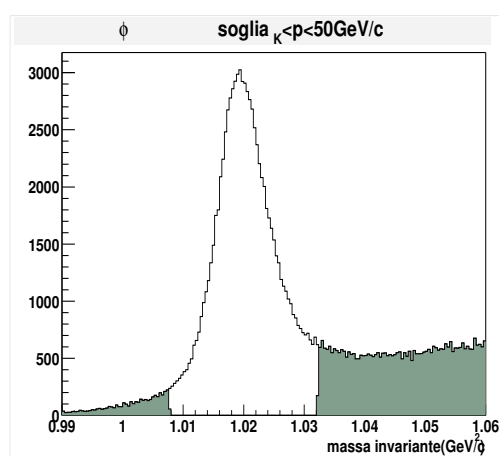


Figura 6.19: Distribuzione della massa invariante di K^+ e K^- con momento compreso tra il valore di soglia per i kaoni e $50 \text{ GeV}/c$; la regione esterna a tre deviazioni standard è evidenziata.

Nella distribuzione relativa alle particelle provenienti dal decadimento della ϕ , attorno al valore della massa del pione si nota la presenza di un picco: è possibile adattare questa zona ad una gaussiana e ad una polinomiale di secondo grado (fig. 6.20), e assumere che il numero di pioni presenti sia dato dalla differenza tra i conteggi sotto la curva totale e quelli sotto la polinomiale. Assumendo che i pioni provengano dal fondo sotto il segnale della ϕ , possiamo normalizzare il numero trovato tramite il *fit* al numero di particelle provenienti da questa regione (fig. 6.18), per trovare la percentuale di π appartenenti al fondo.

Abbiamo fatto lo stesso esercizio sulle particelle provenienti dalla regione di massa invariante distante più di tre deviazioni standard dal valore della massa della ϕ (fig. 6.19). Lo spettro di massa di queste particelle, con l'adattamento ad una gaussiana, è in fig. 6.21: si noti il diverso rapporto tra le popolazioni di π e K rispetto a quelle in figura 6.20. La normalizzazione in questo caso è stata fatta considerando la regione esterna al segnale composta da solo fondo.

Le frazioni di π provenienti dal fondo sotto la ϕ o dal fondo fuori da 3 deviazioni standard dovrebbero essere uguali, e infatti i due numeri trovati sono confrontabili: per la regione del picco la percentuale è $\sim 5\%$, mentre per la regione esterna il *fit* è meno significativo e dà $\sim 8\%$.

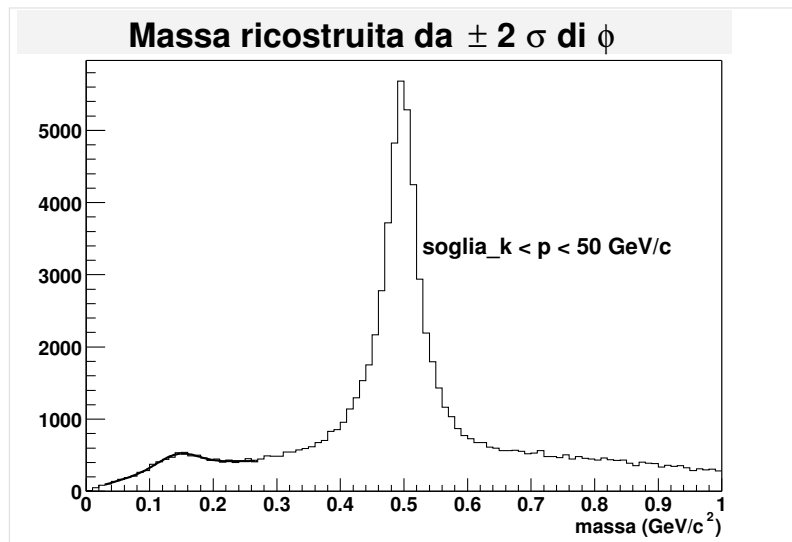


Figura 6.20: Distribuzione di massa ricostruita per particelle con momento compreso tra il valore di soglia per i kaoni e 50 GeV/c dalla regione del picco della ϕ , con un adattamento ad una gaussiana e ad una polinomiale di secondo grado nella zona della massa del pione.

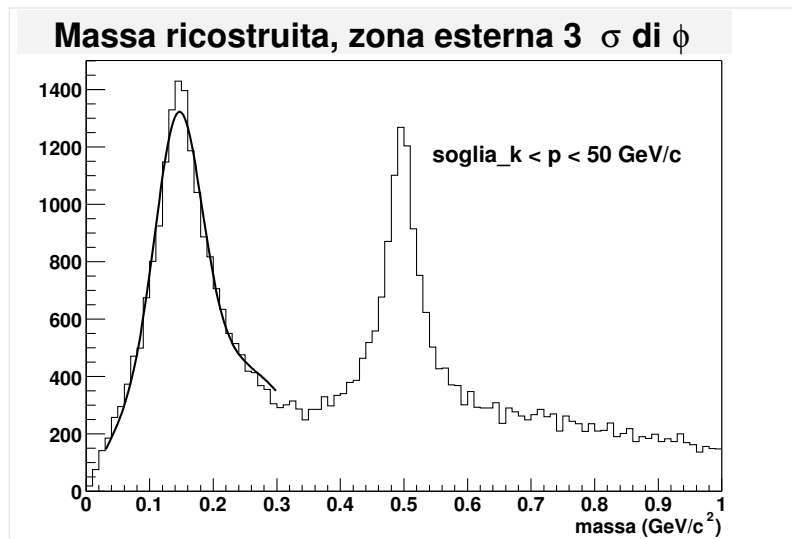


Figura 6.21: Distribuzione di massa ricostruita per particelle con momento compreso tra il valore di soglia per i kaoni e 50 GeV/c dalla regione esterna al picco della ϕ , con un adattamento ad una gaussiana e ad una polinomiale di secondo grado nella zona della massa del pione.

È dunque possibile sottrarre dal denominatore dell'efficienza il numero di pioni trovati nel campione di K , ottenendo così un incremento della stessa.

Con questo metodo è possibile fornire conteggi dei π del fondo, e stime dell'efficienza senza questo contributo, ma non è possibile distinguere i pioni ed eliminarli dall'analisi, come con il metodo del π -veto.

Questo tipo di studio si può applicare anche alle particelle con momento inferiore alla soglia di emissione Cherenkov. Per kaoni con momento compreso tra 3 GeV/c e il valore di soglia Cherenkov per K , gli anelli ricostruiti sono formati da fotoni appartenenti al fondo, in quanto sotto soglia essi non possono emettere fotoni, mentre per i pioni, che si trovano sopra la loro soglia, essi sono costituiti dai fotoni realmente emessi. Quindi i valori dell'angolo e della massa ricostruita associati ai pioni sono corretti, mentre quelli associati ai kaoni sono casuali: questo spiega la differente forma delle distribuzioni di fig. 6.24 e fig. 6.25, relative rispettivamente alla regione del picco della ϕ e alla regione esterna (fig. 6.22 e 6.23), in cui non è presente un picco alla massa del kaone, ma una distribuzione casuale nella regione al di sotto di 0.5 GeV/c². Il valore limite della distribuzione di massa è dovuto al limite cinematico imposto sul momento, ovvero $p < p_{th}^K \sim 10$ GeV/c; infatti

$$m = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_{Ch} - 1}, \quad (6.1)$$

e poichè l'angolo θ_{Ch} varia da zero a $1/n$, il valore della radice quadrata varia da zero a ~ 0.05 , e si ha così che il valor massimo assunto dalla massa è

$$m_{max} \sim 10 \cdot 0.05 \text{ GeV}/c^2 \sim 0.5 \text{ GeV}/c^2. \quad (6.2)$$

Anche per questo intervallo di momento considerato, il numero di pioni delle due distribuzioni, opportunamente normalizzato, dovrebbe essere lo stesso; risulta infatti 17.5% per la regione del picco e 19.5% per la regione esterna a tre deviazioni standard.

6.2 Efficienza in funzione di alcuni parametri

Al fine di caratterizzare meglio il funzionamento del RICH, si è cercato di capire la dipendenza dell'efficienza da vari parametri, quali il momento e l'angolo polare delle particelle.

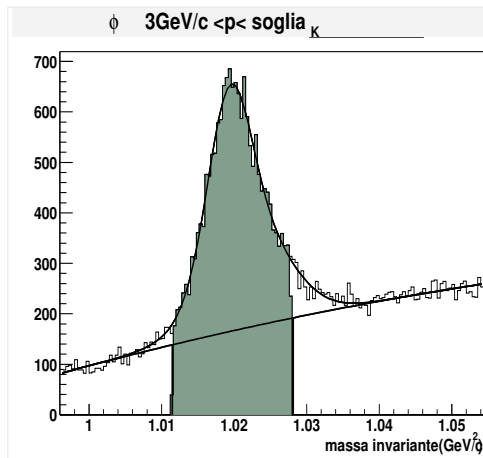


Figura 6.22: Distribuzione della massa invariante di K^+ e K^- con momento compreso tra 3 GeV/c e il valore di soglia per i kaoni; la regione di fondo sotto al picco è evidenziata.

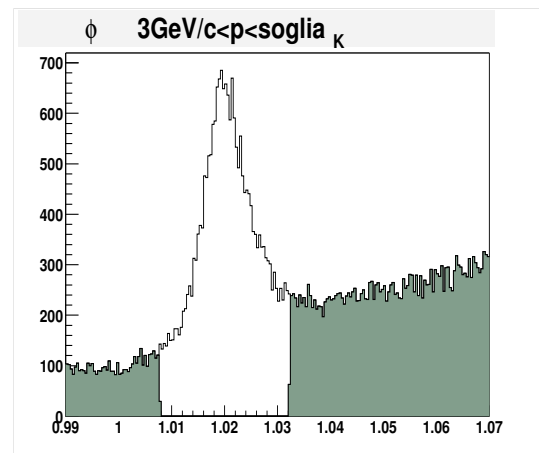


Figura 6.23: Distribuzione della massa invariante di K^+ e K^- con momento compreso tra 3 GeV/c e il valore di soglia per i kaoni; la regione esterna a tre deviazioni standard è evidenziata.

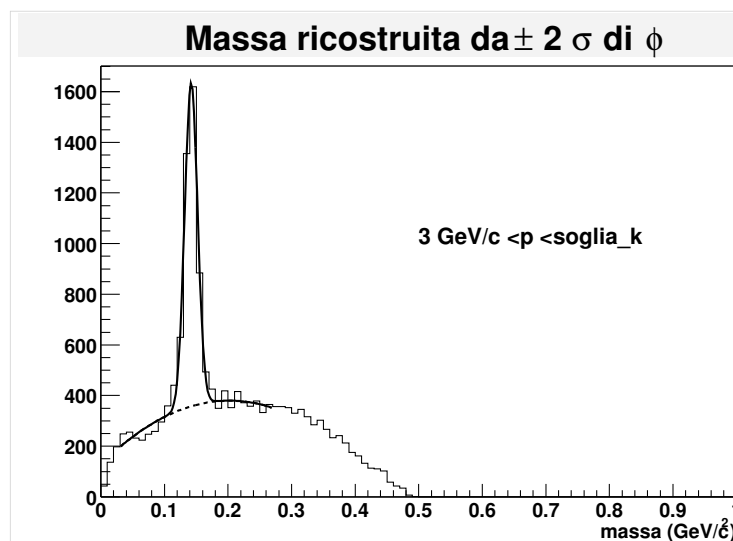


Figura 6.24: Distribuzione di massa ricostruita per particelle con momento compreso tra 3 GeV/c e il valore di soglia per i kaoni dalla regione del picco della ϕ , con un adattamento ad una gaussiana e ad una polinomiale di secondo grado nella zona della massa del pione.

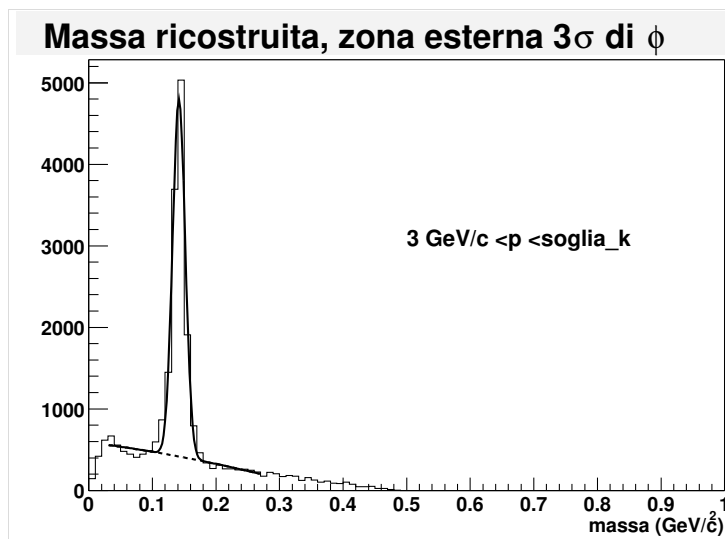


Figura 6.25: Distribuzione di massa ricostruita per particelle con momento compreso tra 3 GeV/c e il valore di soglia per i kaoni dalla regione esterna al picco della ϕ , con un adattamento ad una gaussiana e ad una polinomiale di secondo grado nella zona della massa del pione.

6.2.1 Efficienza in funzione del momento

Il momento delle particelle che attraversano il RICH è un parametro molto importante, in quanto esso determina il numero di fotoni emessi per effetto Cherenkov. Per valori di momento vicini alla soglia, il numero medio di fotoni emessi da una particella è basso, e dunque l'eventuale presenza di fotoni appartenenti al fondo, elettronico o fisico, influisce molto sulla risoluzione con cui è misurato l'angolo di Cherenkov. Al contrario, se il momento della particella è abbastanza lontano dal valore di soglia, il numero di fotoni emesso è alto, e la ricostruzione dell'anello è meno ambigua. Come prima considerazione, possiamo ipotizzare che l'efficienza del RICH risenta di questo fattore, e sia minore per momenti vicini a soglia, e cresca poi con l'aumentare del momento.

Per studiare la dipendenza dell'efficienza del RICH dal momento, abbiamo diviso gli intervalli considerati per le tre particelle (da soglia a 50 GeV/c) in cinque sottointervalli, e per ognuno di essi abbiamo valutato l'efficienza. Poiché i valori di soglia per π , K e p sono differenti, gli intervalli scelti non sono uguali nelle tre analisi.

Nelle fig. 6.26, 6.28 e 6.30 sono visibili, rispettivamente per π , K e p , le distri-

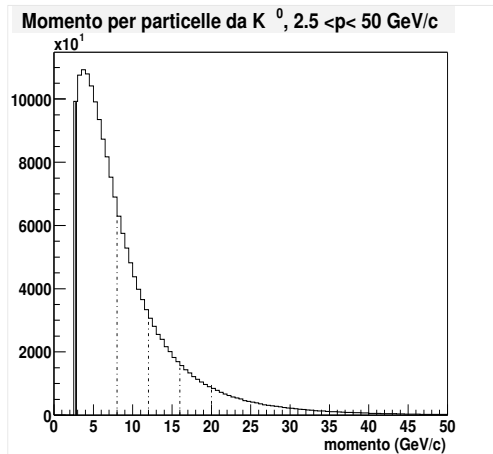


Figura 6.26: Momento delle particelle dal K^0 : la linea spessa indica il valore di soglia per i π , le linee tratteggiate i cinque intervalli scelti.



Figura 6.27: Valori dell'efficienza per pioni relativi ai cinque sottointervalli di momento indicati in fig. 6.26.

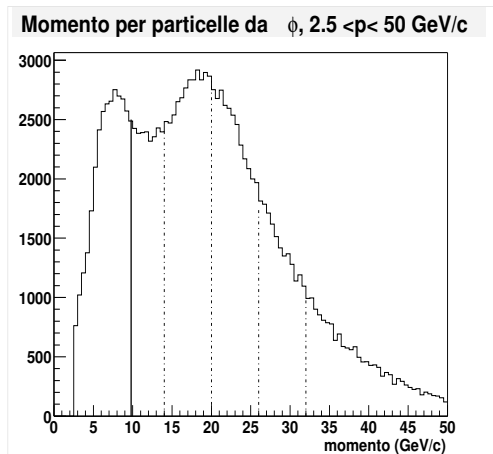


Figura 6.28: Momento delle particelle dalla ϕ : la linea spessa indica il valore di soglia per i K , le linee tratteggiate i cinque intervalli scelti.

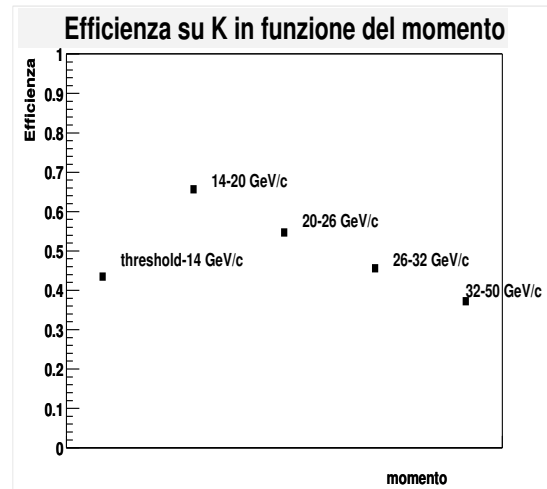


Figura 6.29: Valori dell'efficienza per kaoni relativi ai cinque sottointervalli di momento indicati in fig. 6.28.

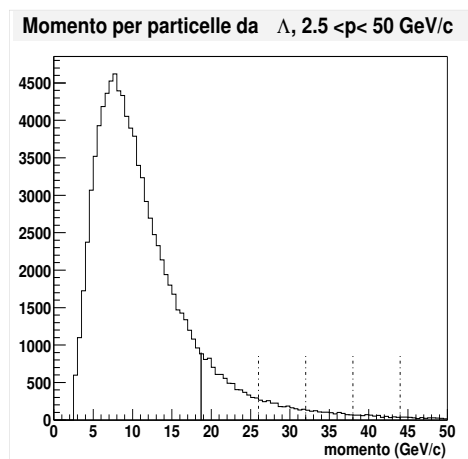


Figura 6.30: Momento delle particelle dalla Λ : la linea spessa indica il valore di soglia per i p , le linee tratteggiate i cinque intervalli scelti.

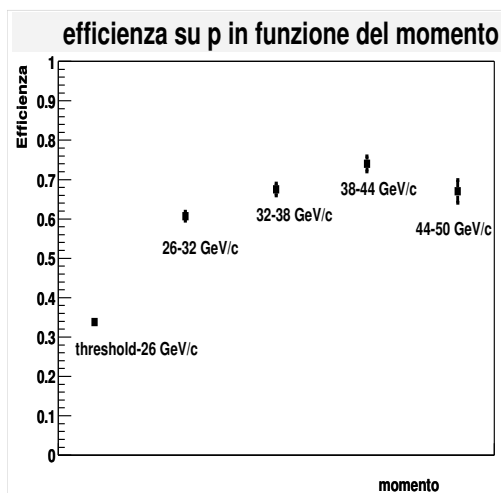


Figura 6.31: Valori dell'efficienza per protoni relativi ai cinque sottointervalli di momento indicati in fig. 6.30.

buzioni di momento, divise nei sottointervalli scelti; i valori dell'efficienza nei cinque intervalli si trovano nei grafici 6.27, 6.29 e 6.31. In tutte e tre le analisi, l'efficienza corrispondente al primo intervallo, ovvero a momenti vicini a soglia Cherenkov, è bassa, e poi cresce nell'intervallo successivo, come ci si aspettava. Mentre per i protoni la curva cresce anche nei successivi intervalli di momento, per pioni e kaoni l'efficienza si abbassa. Questo comportamento non è spiegabile in termini di numero medio di fotoni emessi, in quanto esso dovrebbe aumentare o almeno rimanere costante (se il livello di saturazione è già stato raggiunto). Una possibile interpretazione, che verrà ripresa successivamente, si basa sul fatto che particelle con alti valori di momento sono caratterizzate in media da piccoli valori di angolo polare, e dunque si trovano a poca distanza dalla linea di fascio, in una zona popolata massicciamente dai muoni dell'alone, dove la ricostruzione dell'anello può venir messa in difficoltà dall'enorme quantità di fotoni emessi da altre particelle e dalla presenza del tubo all'interno del RICH che assorbe fotoni del segnale.

Dopo aver studiato la dipendenza dell'efficienza in funzione del momento e commentato in particolare l'influenza del basso numero di fotoni emessi dalle particelle vicine a soglia, possiamo riprendere un'osservazione fatta nel capitolo precedente (paragrafo 5.4.5), a proposito delle particelle senza segnale nel RICH. Poichè le informazioni relative alle particelle a cui è associato un anello con meno di cinque

fotoni non vengono registrate nei mDST, avevamo accennato alla possibilità di definire l'efficienza in maniera più corretta, considerando solo particelle con momenti superiori al valore corrispondente all'emissione di cinque fotoni.

Per calcolare il valore di questo momento, è necessario considerare la dipendenza tra il numero medio di fotoni emessi e il beta della particella:

$$N = N_0 L \sin^2 \theta = N_0 L \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right); \quad (6.3)$$

tramite questa relazione, conoscendo il valore della figura di merito N_0 (includiamo, per comodità, la lunghezza del RICH nella definizione della figura di merito, che diventa quindi $N'_0 := N_0 L$), si ricava il β corrispondente a cinque fotoni emessi, e si calcola poi il momento per π , K e p .

Il valore della figura di merito non è noto, ma si può ottenerne una stima approssimata conoscendo il numero di fotoni emessi in funzione della variabile $\sin^2 \theta$. Il numero di fotoni emessi, calcolato con metodi non descritti in questa tesi[31], risulta essere ~ 15 a saturazione (valor medio di $\sin^2 \theta \sim 0.0023$), per cui si ottiene:

$$N'_0 \sim 6500.$$

Invertendo la 6.3 e sostituendo i valori necessari (l'indice di rifrazione usato è il valor medio del periodo P2E), si ottengono i momenti per le tre ipotesi di massa:

$$\left\{ \begin{array}{l} p_\pi \sim 3.3 \text{ GeV}/c \\ p_K \sim 11.8 \text{ GeV}/c \\ p_p \sim 22.3 \text{ GeV}/c. \end{array} \right.$$

Calcolando l'efficienza per le particelle che hanno momenti maggiori dei nuovi valori trovati (tab. 6.5), si ottiene, come ipotizzato, un lieve incremento dovuto alla diminuzione del numero di particelle senza segnale nel RICH.

6.2.2 Efficienza in funzione dell'angolo polare

Un'altra variabile in funzione della quale abbiamo studiato il comportamento del RICH è l'angolo polare delle particelle.

L'angolo polare delle particelle che attraversano lo spettrometro è correlato con la loro distanza dalla linea di fascio ad un certo valore di z , in quanto la maggior parte

	efficienza	aumento
π	0.7160 ± 0.004	~ 0.02
K	0.531 ± 0.001	~ 0.02
p	0.581 ± 0.006	~ 0.13

Tabella 6.5: Efficienza per π , K e p con momento maggiore di quello corrispondente all'emissione di cinque fotoni, e incremento rispetto ai valori precedenti.

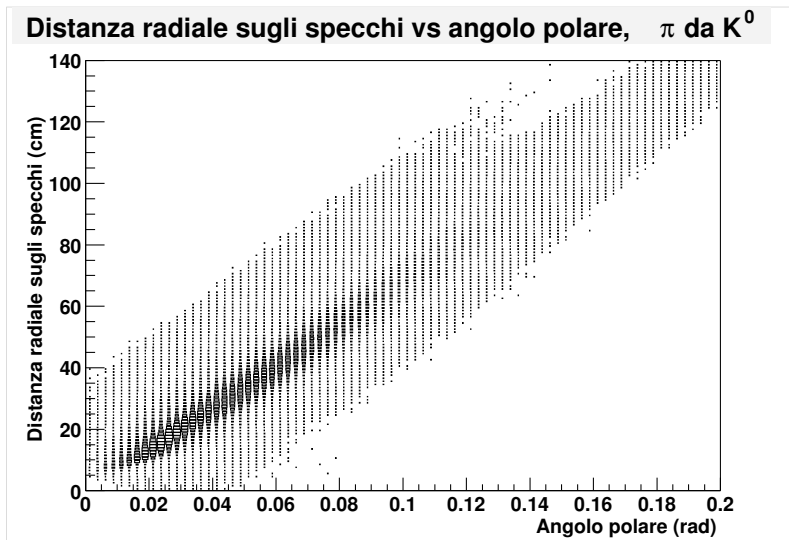


Figura 6.32: Correlazione tra l'angolo polare delle tracce e distanza dalla linea di fascio del punto di impatto delle tracce sugli specchi del RICH, per π dal decadimento del K^0 .

delle particelle viene prodotta nel bersaglio o nella zona immediatamente successiva. In fig. 6.32 è riportata, a titolo di esempio, la dipendenza tra angolo polare dei pioni dal K^0 e la loro distanza dalla linea di fascio, in corrispondenza della parete di specchi del RICH.

La diversa densità di particelle al variare della distanza dalla linea di fascio influisce sull'identificazione delle particelle con il RICH: l'identificazione di particelle a piccoli angoli è complicata dalla presenza di altre particelle vicine, soprattutto muoni appartenenti all'alone del fascio. I fotoni emessi da queste particelle costituiscono un fondo ineliminabile che disturba la procedura di ricostruzione dell'anello. Oltre alla presenza di numerosi fotoni di fondo, c'è anche il problema della perdita

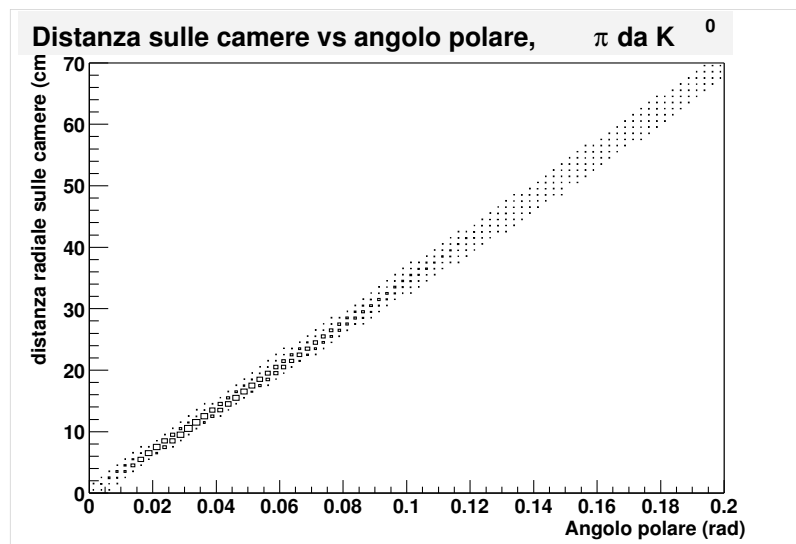


Figura 6.33: Correlazione tra l'angolo polare delle tracce e distanza del punto di impatto sulle camere del RICH delle traiettorie virtualmente riflesse dal punto corrispondente ad una traccia parallela al fascio, per π dal decadimento del K^0 .

di parte del segnale, in quanto i fotoni emessi da particelle vicine al tubo collocato all'interno del RICH possono venire assorbiti da esso.

Per studiare l'influenza di questi effetti sulla risposta del RICH, si può valutare l'efficienza in funzione di una delle due variabili: l'angolo polare delle particelle o la loro distanza dal fascio. Poichè l'angolo polare di una particella determina la posizione sul rivelatore del centro dell'anello, lo studio in funzione dell'angolo polare permette di risalire alla zona delle camere in cui i fotoni emessi dalla particella vengono raccolti. La dipendenza tra angolo polare delle tracce e distanza radiale del punto di impatto dal punto corrispondente alla riflessione di una particella parallela al fascio è mostrata in fig. 6.33.

Per il nostro studio, abbiamo diviso i campioni di π , K e p in sottoinsiemi in base al loro valore di angolo polare: i limiti degli intervalli sono stati scelti considerando sulla superficie delle camere del RICH sei zone anulari di raggio crescente, con centro nel punto di impatto della traccia riflessa virtuale di una traiettoria con angolo polare nullo. Nella fig 6.34 sono disegnati i due rivelatori del RICH con evidenziati i sedici catodi e il centro dell'anello prodotto da una traccia ad angolo polare nullo; i valori delle coordinate x e y indicati si riferiscono ai sistemi di riferimento dei rivelatori, le

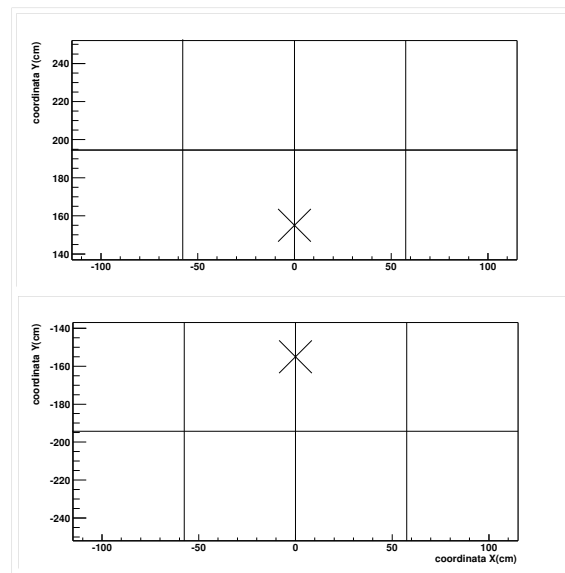


Figura 6.34: I due rivelatori del RICH nel sistema di coordinate dei rivelatori; sono evidenziati i sedici catodi e il centro dell'anello prodotto da una traccia ad angolo polare nullo.

cui origini si trovano nel centro dei due rivelatori, gli assi x sono paralleli all'asse x del laboratorio, e gli assi z sono perpendicolari alla superfici dei rivelatori. I valori dei raggi di ogni zona e i corrispondenti angoli polari delle tracce sono riportati nella tabella 6.6.

Analisi sui π dal K^0

In fig. 6.35 si trovano i punti di impatto delle traiettorie riflesse sulle camere del RICH, nelle sei zone considerate nell'analisi sui π dal K^0 : la popolazione in tutte le zone è abbondante. Le distribuzioni in momento delle particelle per le sei regioni si trovano in fig. 6.36: si noti come il valor medio del momento delle distribuzioni diminuisca con l'aumentare dell'angolo polare delle particelle.

L'andamento dell'efficienza per π^+ e π^- dal K^0 in funzione delle sei zone del rivelatore del RICH è mostrato in figura 6.37 e i valori sono riportati nella tabella 6.7; è evidente una differenza tra i valori valutati su particelle positive e negative, che cresce all'aumentare del raggio della zona considerata.

Questa differenza è stata attribuita alla già nota inefficienza di una camera del

	raggio (cm)	angolo polare (rad)
prima zona	0-10	0-0.03
seconda zona	10-20	0.03-0.06
terza zona	20-30	0.06-0.09
quarta zona	30-40	0.09-0.12
quinta zona	40-50	0.12-0.15
sesta zona	50-60	0.15-0.18

Tabella 6.6: Raggi delle zone anulari sui rivelatori del RICH e corrispondenti valori degli angoli polari delle tracce virtualmente riflesse nelle zone.

	Num. π^+	Num. π^-	Efficienza π^+	Efficienza π^-
prima zona	180540	174934	0.597 ± 0.002	0.596 ± 0.001
seconda zona	228903	219759	0.7411 ± 0.0009	0.7898 ± 0.0009
terza zona	160995	164254	0.7315 ± 0.001	0.8455 ± 0.0009
quarta zona	94052	98345	0.617 ± 0.002	0.799 ± 0.001
quinta zona	50533	53531	0.497 ± 0.002	0.731 ± 0.002
sesta zona	24478	26452	0.384 ± 0.003	0.55 ± 0.01

Tabella 6.7: Efficienze e popolazioni dei campioni per π dal K^0 nelle sei zone del rivelatore definite nel testo; si noti la differenza tra valori su particelle positive e negative.

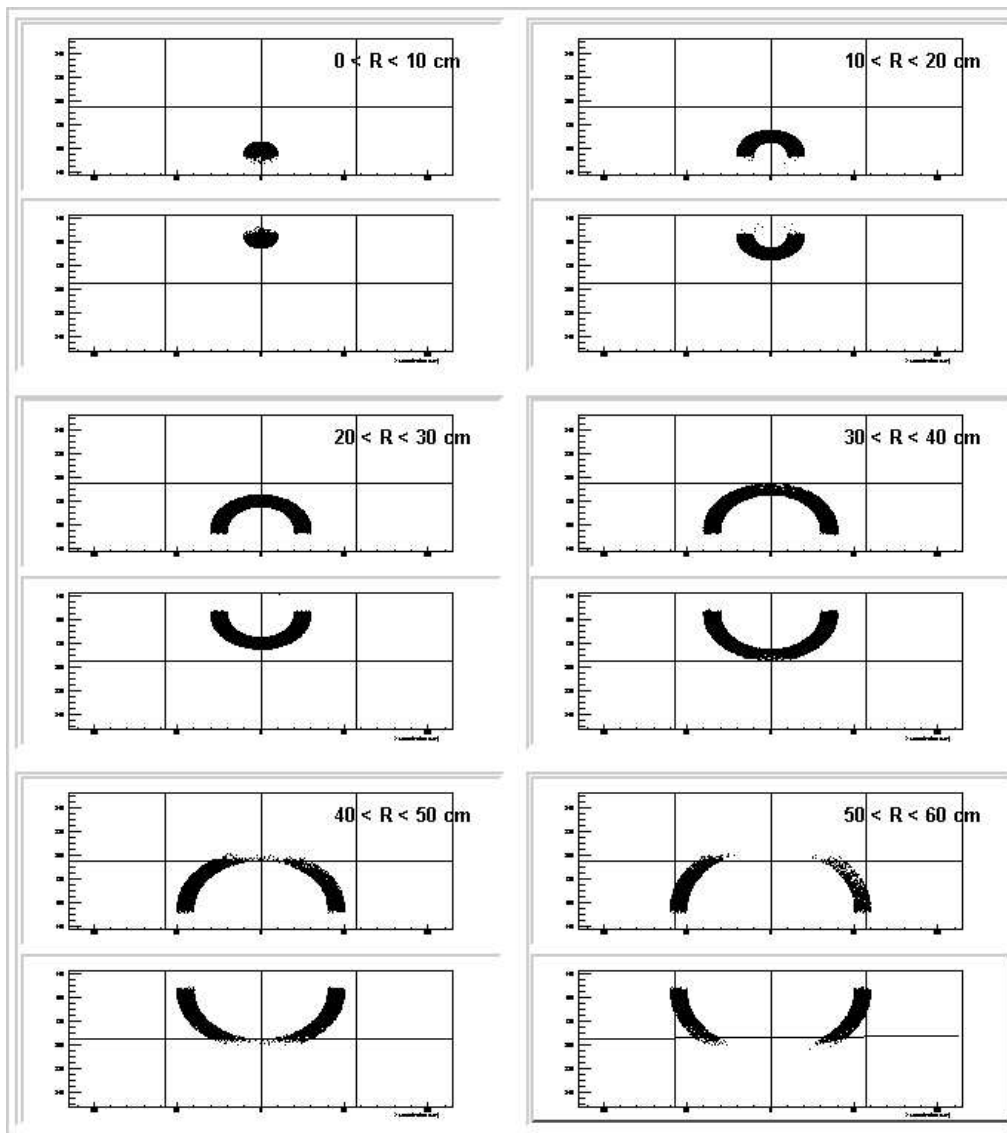


Figura 6.35: Posizione dei punti di impatto delle tracce riflesse virtualmente sui rivelatori del RICH per π dal K^0 , divise nelle sei zone anulari considerate nell'analisi.

RICH nel 2002, la PD6, collocata nella zona del rivelatore corrispondente a x e y positive (fig. 6.38). L'inefficienza della camera influisce maggiormente sulle particelle di carica positiva perchè queste vengono deviate dal magnete SM1 verso la regione del Jura (per la definizione si veda la fig. 6.38), mentre quelle negative vengono deviate verso il Saleve (si vedano le fig. 6.39 e 6.40). Nelle prime due zone, sia

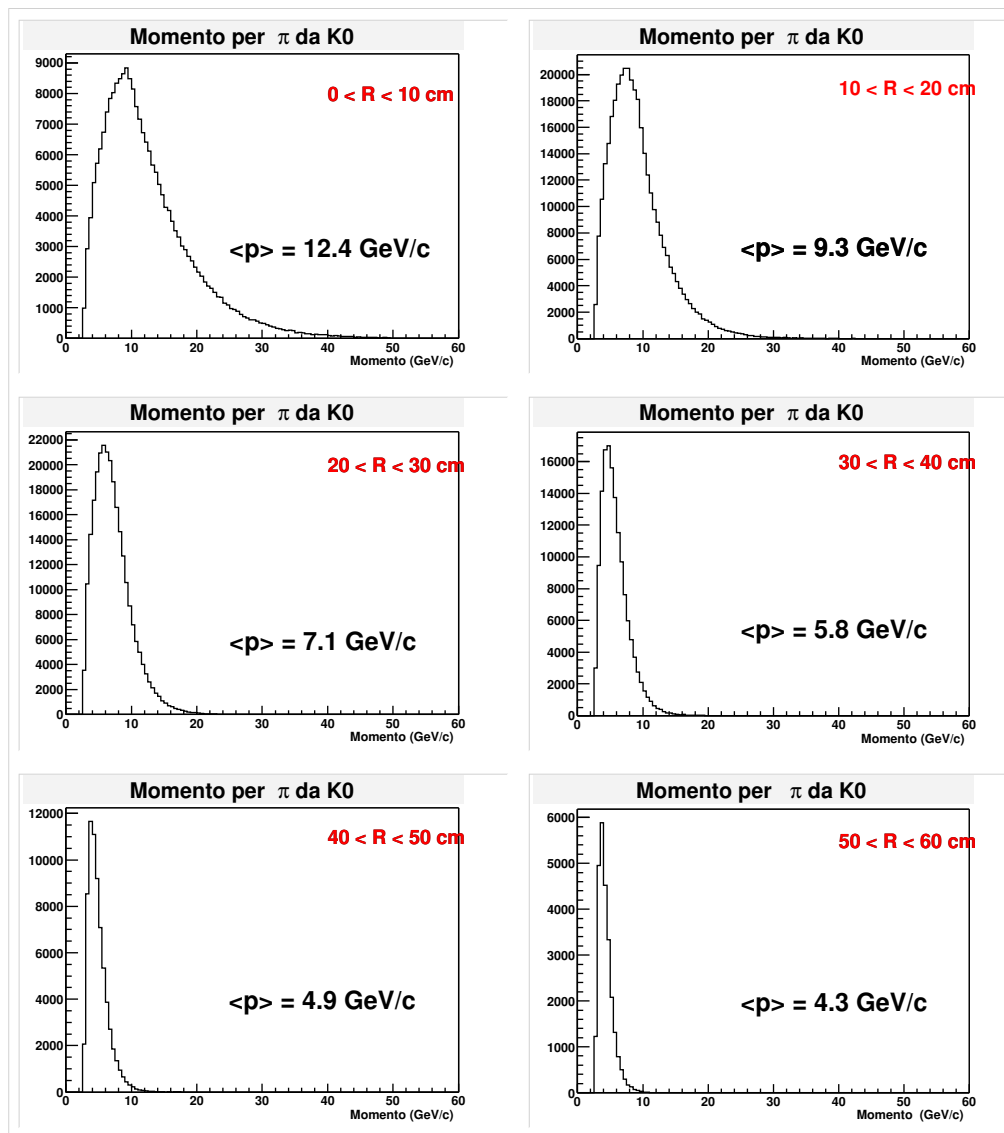


Figura 6.36: Distribuzione in momento delle tracce associate alle sei zone del rivelatore, per π dal K^0 ; si noti come il valor medio del momento diminuisca nelle zone più esterne, corrispondenti a grandi valori di angoli polari.

le particelle positive che quelle negative sono equamente distribuite sulle quattro regioni del rivelatore, e dunque l'effetto dell'inefficienza della PD6 è lo stesso per entrambe le cariche. Nelle ultime quattro zone, una consistente frazione dei punti di impatto delle particelle positive si trova sulla PD6: poichè il raggio massimo dell'a-

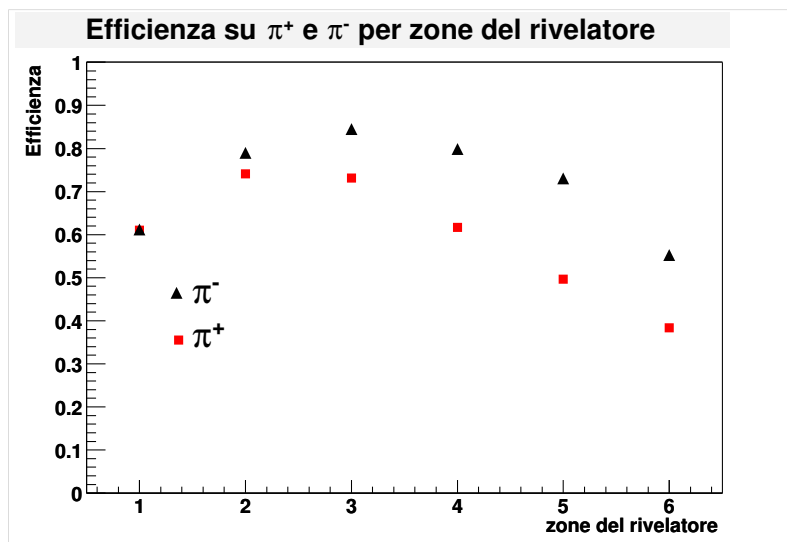


Figura 6.37: Valori dell'efficienza per π da K^0 relativi alle sei zone del rivelatore del RICH definite nel testo; si noti la differenza tra valori su π^+ e π^- .

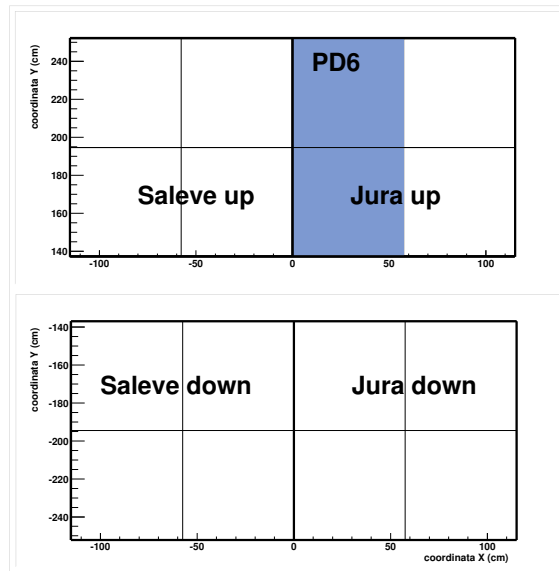


Figura 6.38: I due rivelatori del RICH nel sistema di coordinate del laboratorio; sono evidenziate le quattro zone e la camera inefficiente del 2002, la PD6. Le regioni corrispondenti a x positive vengono indicate comunemente con l'appellativo *Jura*, a causa della loro orientazione verso le montagne del Jura; la regione con x negative viene invece indicata con *Saleve*.

nello sui rivelatori è ~ 18 cm ($3.3 \text{ m} \cdot 55 \text{ mrad} \sim 18 \text{ cm}$), la maggior parte dei fotoni emessi da queste particelle è raccolta dalla camera PD6, e parte del segnale viene persa a causa della sua inefficienza. Le particelle negative invece non risentono di questo effetto in quanto sono deviate verso il lato opposto, e dunque i loro fotoni non vengono raccolti dalla PD6.

Per verificare la consistenza dell'influenza della PD6 sul calcolo dell'efficienza, abbiamo valutato l'efficienza del RICH per π per le quattro zone (Jura up e down, Saleve up e down) del rivelatore: ovvero, come prima, abbiamo considerato separatamente le tracce riflesse che intersecano i piani dei rivelatori nelle quattro regioni. I risultati sono riportati in tabella 6.8: alla regione Jura up è associato, come previsto, un valore di 54% invece del $\sim 75\%$ delle altre regioni; la perdita di segnale causata dalla PD6 è evidente anche nelle distribuzioni relative alle quattro zone del numero di fotoni per anello per le particelle identificate come π (fig. 6.41).

Se ricalcoliamo l'efficienza per π nelle sei zone del rivelatore, eliminando dall'analisi le particelle del campione il cui punto di impatto si trova nella regione del

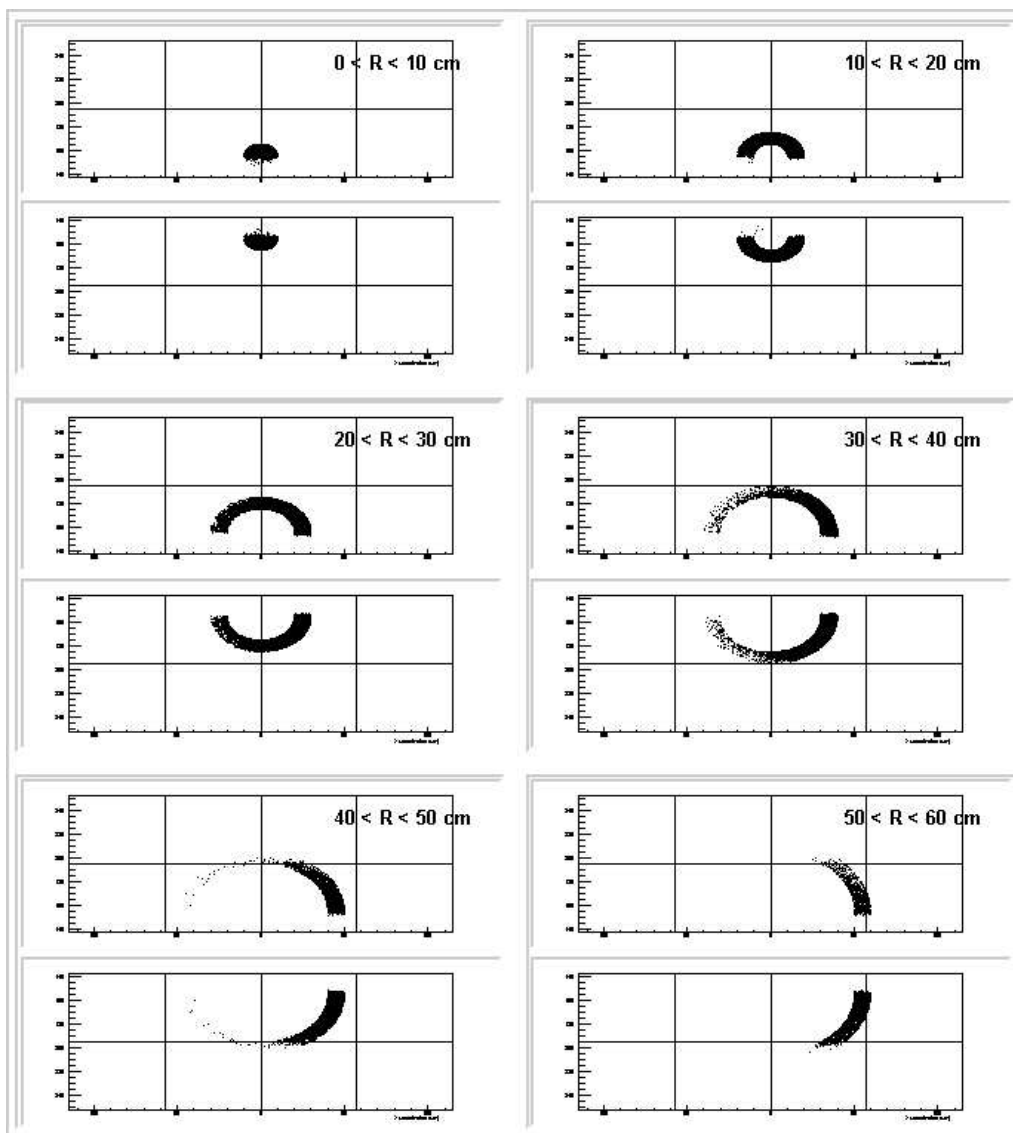


Figura 6.39: Posizione dei punti di impatto delle tracce riflesse virtualmente sui rivelatori del RICH per π^+ dal K^0 , divise nelle sei zone anulari considerate nell'analisi; si noti l'effetto del magnete SM1, che devia le particelle positive nella regione del Jura.

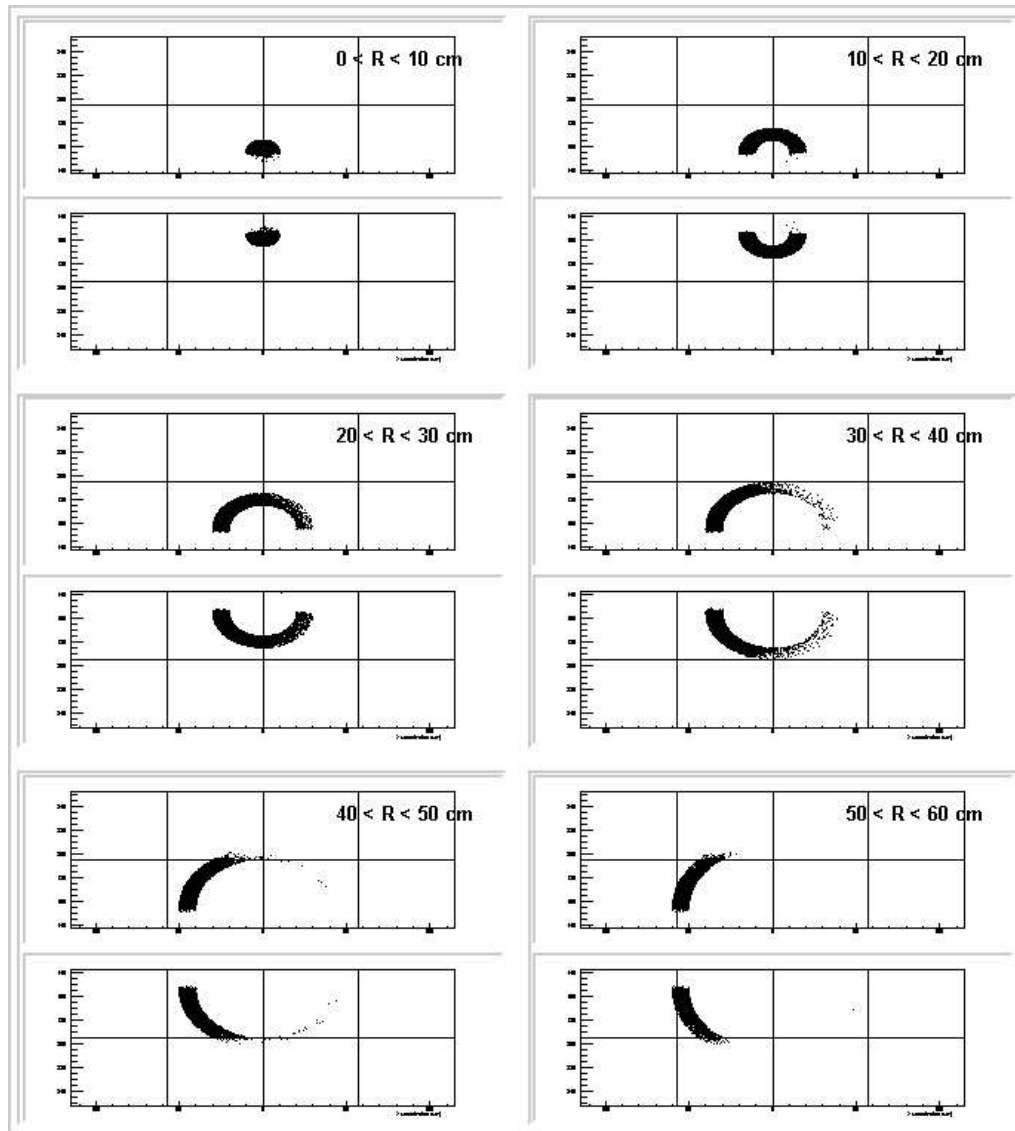


Figura 6.40: Posizione dei punti di impatto delle tracce riflesse virtualmente sui rivelatori del RICH per π^- dal K^0 , divise nelle sei zone anulari considerate nell'analisi; si noti l'effetto del magnete SM1, che devia le particelle negative nella regione del Saleve.

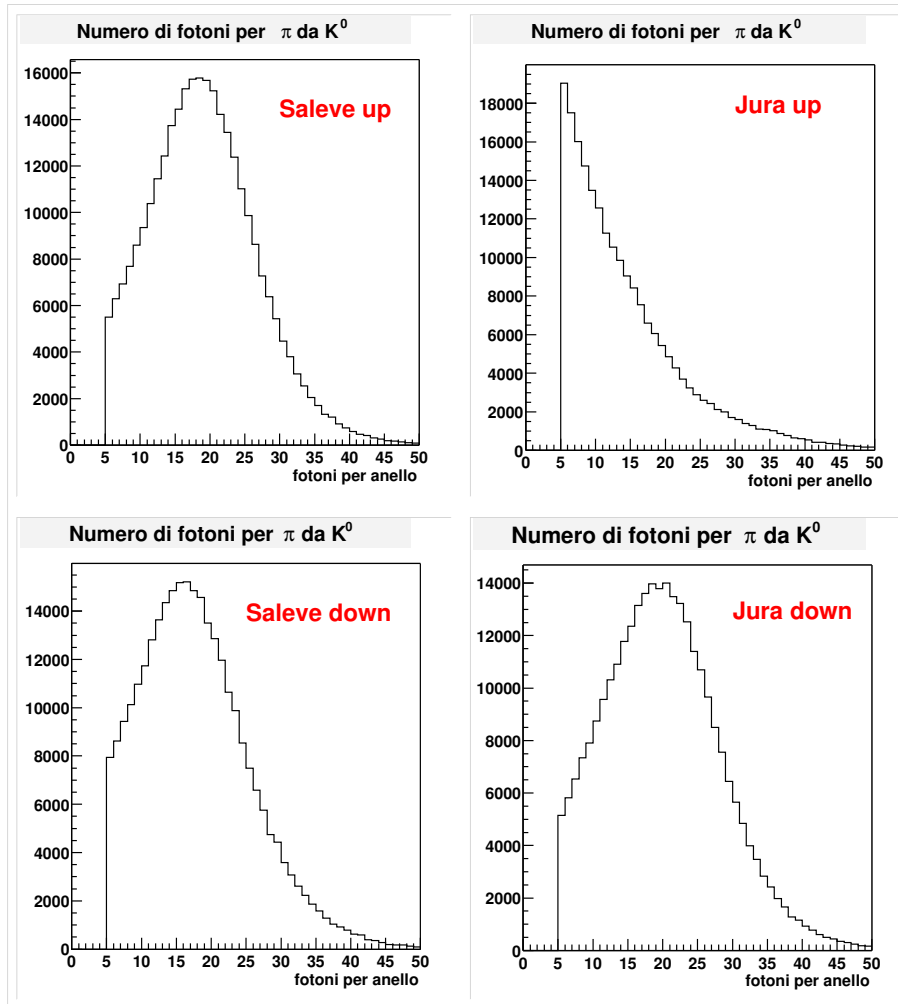


Figura 6.41: Numero di fotoni per anello per π da K^0 relativi alle quattro zone del rivelatore, Jura up e down, Saleve up e down; è visibile la perdita di segnale nella zona del Jura up, dovuta all'inefficienza della PD6.

	Numero π	Efficienza π
Saleve up	382411	0.7426 ± 0.0007
Jura up	377205	0.5355 ± 0.0008
Jura down	366510	0.7599 ± 0.0007
Saleve down	375476	0.7439 ± 0.0007

Tabella 6.8: Efficienze e popolazioni dei campioni per π dal K^0 nelle quattro regioni del rivelatore; si noti la minor efficienza per la zona Jura up, dovuta all'inefficienza della camera PD6.

	Num. π^+	Num. π^-	Efficienza π^+	Efficienza π^-
prima zona	119636	145034	0.620 ± 0.001	0.599 ± 0.001
seconda zona	131741	203678	0.816 ± 0.001	0.794 ± 0.001
terza zona	84007	159853	0.872 ± 0.001	0.851 ± 0.001
quarta zona	47363	97608	0.822 ± 0.002	0.801 ± 0.001
quinta zona	24801	53479	0.744 ± 0.003	0.731 ± 0.002
sesta zona	12190	26450	0.583 ± 0.004	0.552 ± 0.003

Tabella 6.9: Efficienze e popolazioni dei campioni per π dal K^0 nelle sei zone del rivelatore definite nel testo dopo l'eliminazione della zona del Jura up dall'analisi; si noti la perdita di statistica, maggiore nel campione di particelle positive, e l'accordo tra valori valutati su cariche opposte.

Jura up, si trova che, nei limiti delle fluttuazioni statistiche, la differenza tra i valori su pioni positivi e negativi scompare (fig. 6.42 e tabella 6.9), confermando così le nostre supposizioni.

Dopo aver tolto l'effetto dell'inefficienza della PD6, possiamo commentare l'andamento dell'efficienza mostrato in fig. 6.42: nelle prime tre zone si nota una crescita dell'efficienza, fino ad arrivare al valore massimo nel terzo intervallo; dopo aver raggiunto il massimo, l'efficienza decresce nuovamente, più dolcemente. I bassi valori di efficienza associati alle prime due regioni sono imputabili alla grande entità di fotoni appartenenti al fondo fisico, e alla parziale perdita di segnale causata dal tubo all'interno del RICH, come già commentato. Non appena la traccia è sufficientemente lontana dalla regione più interna, disturbata da questi effetti, l'efficienza si alza, raggiungendo un valore alto: $\sim 86\%$. L'ulteriore abbassamento di efficienza nelle regioni esterne non è causato dai fotoni di fondo, in quanto nelle zone esterne del rivelatore

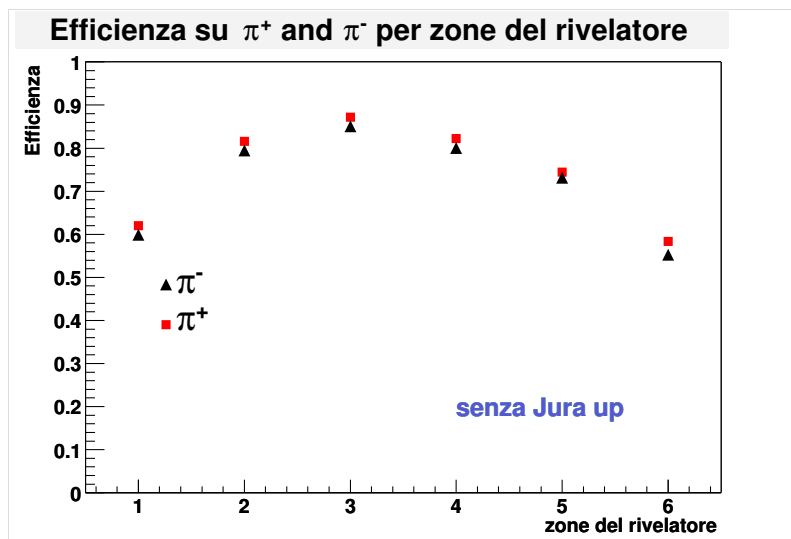


Figura 6.42: Valori dell'efficienza per π da K^0 relativi alle sei zone del rivelatore del RICH, escludendo la regione del Jura up dall'analisi; si noti l'ottimo accordo tra valori su π^+ e π^- .

il fondo fisico scompare, e rimane solo quello elettronico, la cui presenza in termini di *pads* occupati è minore del 2%. Il grande contributo all'inefficienza in queste zone è dato dalle particelle che non hanno informazioni del RICH nei mDST, poiché il momento medio delle particelle associate a questi intervalli è basso (fig. 6.36), e riduce il numero medio di fotoni emessi (istogrammi bianchi di fig. 6.45). Se applichiamo il taglio sul momento discusso nel paragrafo precedente, ovvero se analizziamo solo le particelle con momento maggiore del valore corrispondente all'emissione media di cinque fotoni, l'andamento nelle ultime zone cambia, e si nota una crescita dei valori (fig. 6.43). Questa tendenza è ancora più evidente considerando un taglio sul momento leggermente più restrittivo, corrispondente all'emissione media di otto fotoni (fig. 6.44); in fig. 6.45 è mostrata la differenza delle distribuzioni del numero di fotoni per anello senza e con taglio sul momento applicato: si noti come nelle ultime zone la forma delle distribuzioni per particelle con taglio in momento sia più simile ad una distribuzione poissoniana.

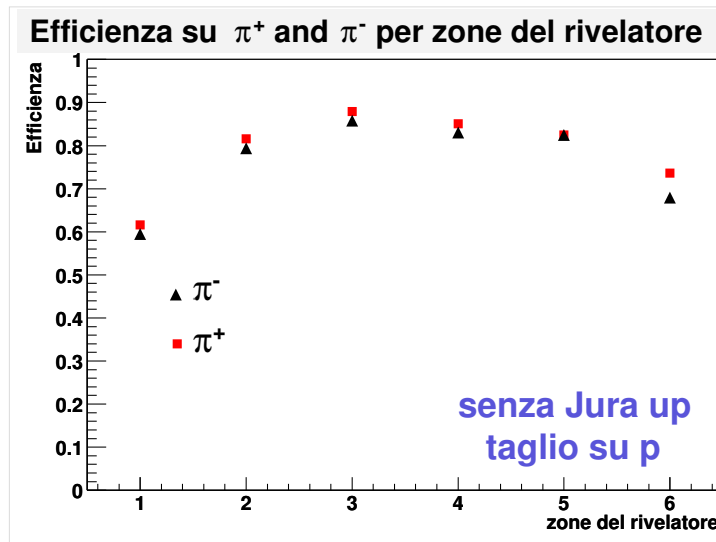


Figura 6.43: Valori dell'efficienza per π da K^0 relativi alle sei zone del rivelatore del RICH, escludendo la regione del Jura up dall'analisi e analizzando solo le particelle con momento superiore a quello corrispondente all'emissione media di 5 fotoni.

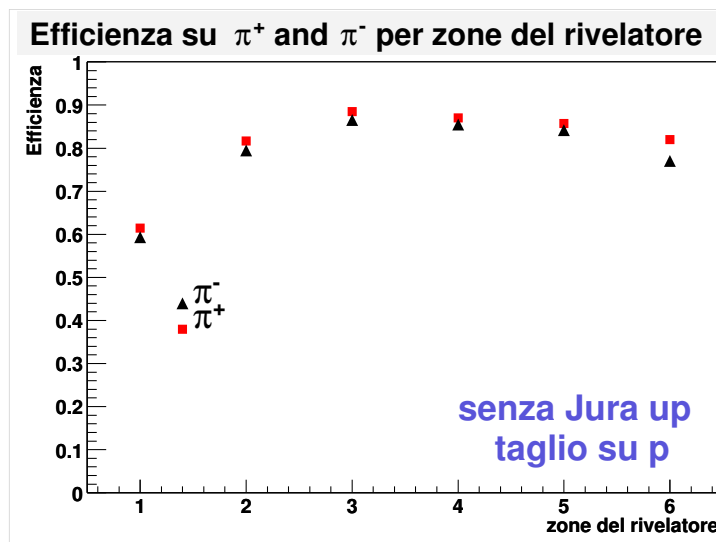


Figura 6.44: Valori dell'efficienza per π da K^0 relativi alle sei zone del rivelatore del RICH, escludendo la regione del Jura up dall'analisi e analizzando solo le particelle con momento superiore a quello corrispondente all'emissione media di 8 fotoni; si noti che i valori delle ultime zone formano un *plateau*.

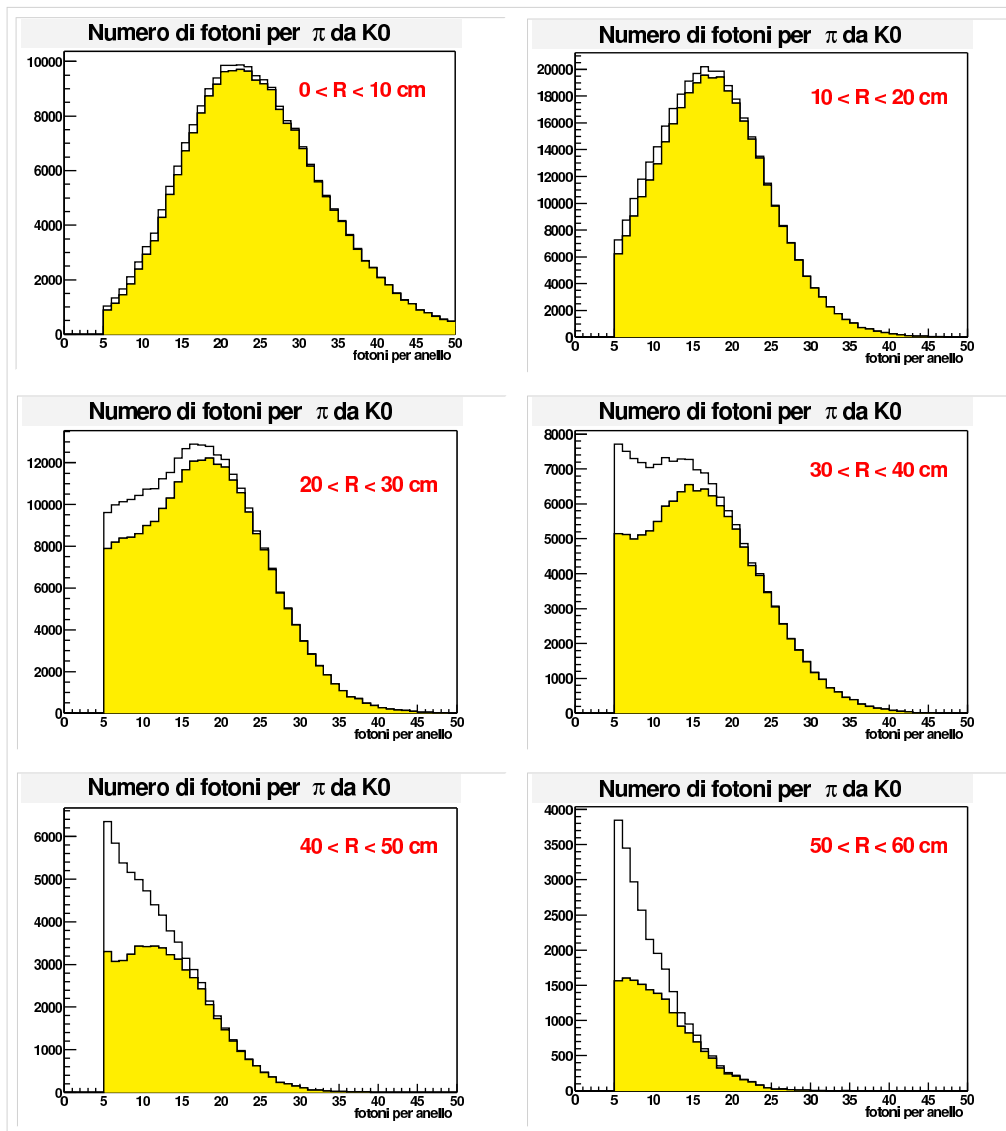


Figura 6.45: Distribuzioni del numero di fotoni per anello per π da K^0 nelle sei zone del rivelatore definite nel testo; le distribuzioni bianche appartengono a π sopra soglia, mentre quelle in colore sono ottenute dopo il taglio sul momento corrispondente all'emissione media di 8 fotoni. Si noti come il numero medio di fotoni per anello diminuisca nelle zone più esterne, a causa dei momenti più bassi che caratterizzano le particelle di queste zone; il taglio sul momento cambia la forma delle distribuzioni delle ultime zone, rendendole poissoniane.

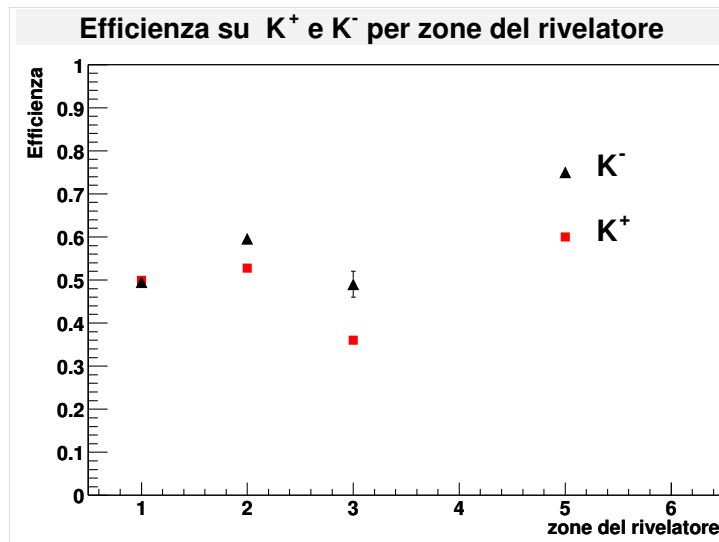


Figura 6.46: Valori dell'efficienza per K da ϕ relativi alle tre zone popolate del rivelatore del RICH.

	Num. K^+	Num. K^-	Efficienza K^+	Efficienza K^-
prima zona	47825	43836	0.499 ± 0.002	0.495 ± 0.002
seconda zona	10435	15900	0.528 ± 0.005	0.596 ± 0.004
terza zona	1278	3492	0.36 ± 0.01	0.49 ± 0.03

Tabella 6.10: Efficienze e popolazioni dei campioni per K dalla ϕ nelle tre zone del rivelatore definite nel testo; si noti la scarsa statistica disponibile nella terza zona.

Analisi sui K dalla ϕ

L'analisi sui kaoni è meno significativa di quella relativa ai pioni, in quanto la maggior parte della statistica (80%) si trova nella prima zona, e solo le prime tre zone sono popolate. Quindi è possibile solo un parziale confronto tra i risultati di quest'analisi con quelli della precedente.

L'andamento dell'efficienza nelle tre zone è mostrato in fig. 6.46, e i valori sono riportati in tabella 6.10: l'influenza dell'inefficienza della PD6 si inizia a notare nei valori delle efficienze della terza zona, ma non influisce sul risultato globale dell'efficienza (paragrafo 5.4.3), in quanto la statistica di questa zona è molto bassa. Le distribuzioni in momento sono riportate in fig. 6.47.

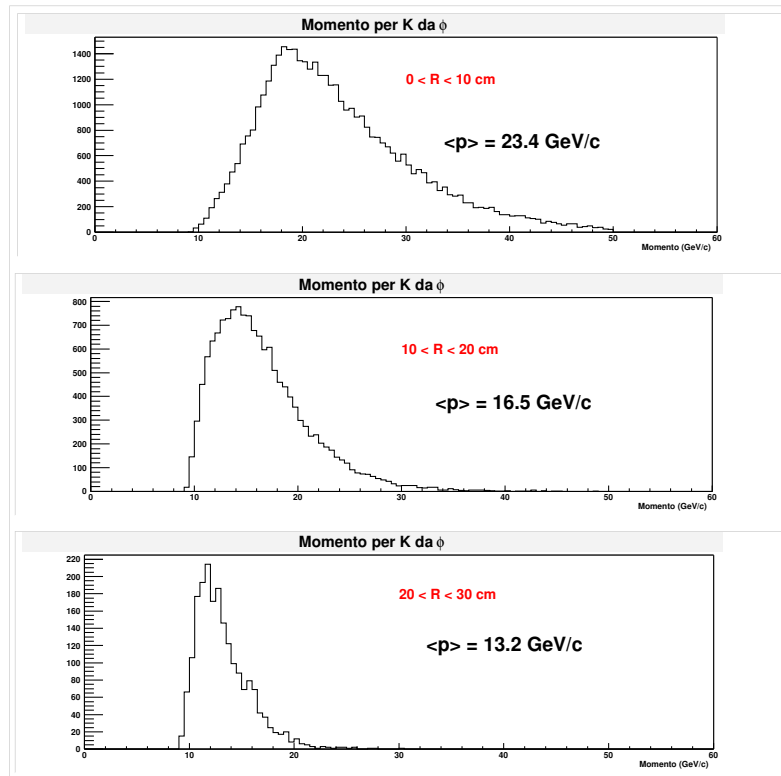


Figura 6.47: Distribuzioni in momento per K da ϕ relative alle tre zone popolate del rivelatore del RICH.

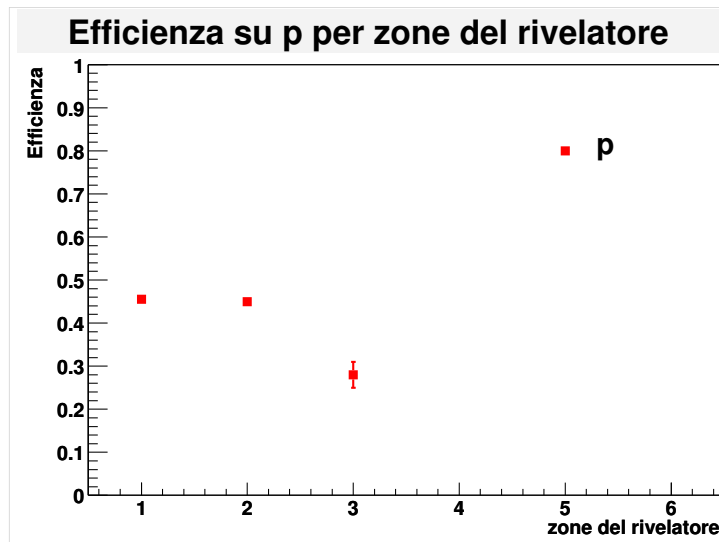


Figura 6.48: Valori dell'efficienza per p da Λ relativi alle tre zone popolate del rivelatore del RICH.

	Num. p	Efficienza p
prima zona	7029	0.455 ± 0.006
seconda zona	2966	0.45 ± 0.01
terza zona	251	0.28 ± 0.03

Tabella 6.11: Efficienze e popolazioni dei campioni per p dalla Λ nelle tre zone del rivelatore definite nel testo; si noti la poca statistica disponibile, soprattutto nella terza zona.

Analisi sui p dalla Λ

Anche i protoni dalla Λ sono concentrati a piccoli angoli polari, e le uniche zone popolate sono le prime tre. Le popolazioni di ogni zona e i valori delle rispettive efficienze si trovano nella tabella 6.11, e l'andamento dell'efficienza in fig. 6.48. Le distribuzioni in momento sono riportate in fig. 6.49.

6.2.3 Efficienza in funzione del numero di fotoni

L'analisi dell'efficienza per pioni in funzione dell'angolo polare ha distinto due effetti che contribuiscono all'inefficienza del RICH: per piccoli angoli polari la ricostruzione

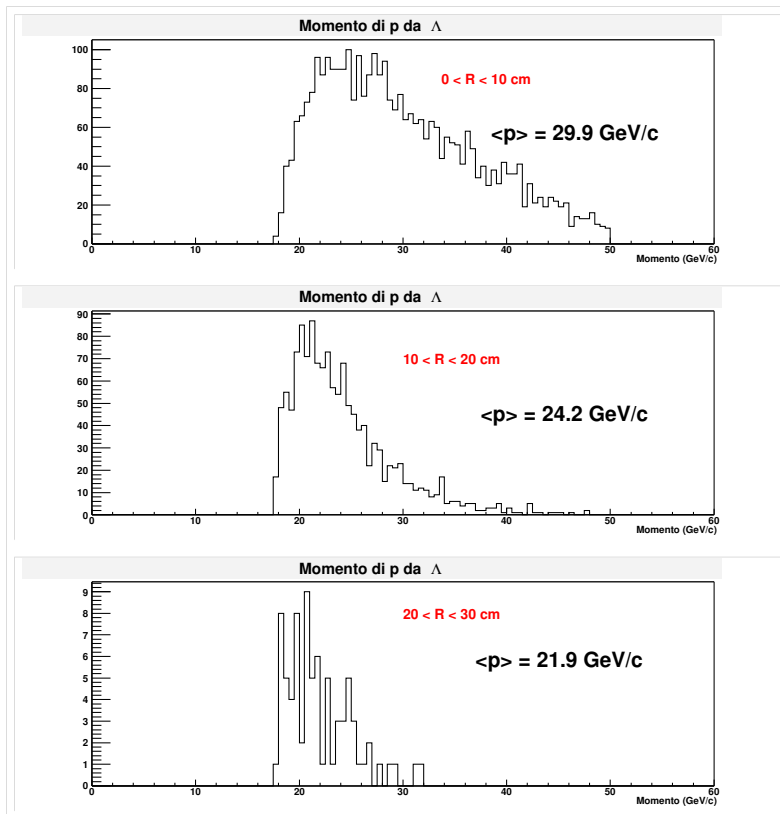


Figura 6.49: Distribuzioni in momento per p da Λ relative alle tre zone popolate del rivelatore del RICH.

è disturbata dalla presenza di fondo fisico, mentre per grandi angoli polari la presenza del fondo è tracciabile, e l'inefficienza è dovuta al basso numero medio di fotoni emessi. Introducendo un taglio sul momento, la curva dell'efficienza per grandi angoli polari si alza, e si inizia a vedere un *plateau*.

Per distinguere i due effetti, si può confrontare l'efficienza per diversi angoli polari a parità di fotoni emessi, definendo intervalli del numero di fotoni e calcolando per ogni intervallo l'efficienza nelle sei zone del rivelatore. Ovviamente non è possibile risalire al numero di fotoni emessi dalla particella, ma solo al numero di fotoni rivelati. Per definire gli intervalli bisogna avere a disposizione il numero di fotoni appartenenti all'anello ricostruito associato alla particella, quindi in questa analisi si possono considerare solo le particelle che hanno informazioni del RICH nei mDST. La definizione di efficienza su questo campione di particelle risulta dunque diversa da quella usata fino ad adesso, in quanto viene a mancare l'inefficienza dovuta alla mancanza di informazioni nei mDST; i risultati di questa sezione non sono dunque direttamente confrontabili con i precedenti.

Per avere una curva di riferimento, abbiamo calcolato l'efficienza in funzione del numero di fotoni senza distinguere le sei zone del rivelatore: gli intervalli scelti nell'analisi, le popolazioni di ogni intervallo e i valori delle efficienze si trovano nella tabella 6.12. I valori non sono distinti per pioni positivi e negativi, in quanto in questa analisi abbiamo tolto la regione del Jura up per svincolarci dall'inefficienza della PD6, e i valori su π^+ e π^- sono risultati confrontabili.

L'andamento dell'efficienza in funzione del numero di fotoni è mostrato in fig. 6.50; l'efficienza raggiunge il massimo per valori intermedi di numero di fotoni, e si abbassa leggermente in corrispondenza ad un numero di fotoni basso (l'angolo di Cherenkov è determinato con minor accuratezza) o molto alto (l'anello è probabilmente formato in prevalenza da fotoni di fondo).

Il punto a forma di stella nel grafico è una possibile alternativa all'efficienza del primo intervallo, calcolato includendo nell'analisi anche le particelle senza informazioni del RICH, al solo scopo di poter confrontare la curva con le altre curve di efficienza presenti in questa tesi. Il calcolo è stato fatto associando alle particelle che non hanno le variabili nei mDST un numero di fotoni nell'anello inferiore a cinque e ridefinendo il primo intervallo includendo le particelle senza informazioni del RICH nei mDST nell'intervallo $5 \leq N < 10$. In questo modo l'efficienza del primo

Numero di fotoni	Num. π	Efficienza π
$5 \leq N < 10$	149759	0.731 ± 0.001
$10 \leq N < 15$	211244	0.7935 ± 0.0009
$15 \leq N < 20$	246334	0.8392 ± 0.0008
$20 \leq N < 25$	207198	0.8486 ± 0.0008
$25 \leq N < 30$	125418	0.831 ± 0.001
$30 \leq N < 35$	60757	0.785 ± 0.002

Tabella 6.12: Efficienze e popolazioni dei campioni per π dal K^0 per sei intervalli del numero di fotoni appartenenti all'anello ricostruito.

intervallo si abbassa ($\sim 47\%$), perchè la percentuale di particelle senza informazioni del RICH viene contata come inefficienza.

In figura 6.51 si trovano sei grafici, uno per ogni zona del rivelatore, che mostrano l'andamento dell'efficienza in funzione del numero di fotoni. Le sei curve presentano lo stesso comportamento: l'efficienza ha il valore minore in corrispondenza di pochi fotoni rivelati, e poi cresce formando un *plateau*, come ci si aspetta in quanto la risoluzione sull'angolo di Cherenkov cresce con il numero di fotoni rivelati.

I valori assoluti delle sei curve sono invece diverse: nella zona più interna del rivelatore, tutti i valori sono inferiori al valore di 66%, mentre nelle altre zone i valori si alzano, fino ad arrivare all'ultima zona, dove le efficienze sono comprese tra 90% e 100%. Questo significa che, se fissiamo un intervallo del numero di fotoni e andiamo a vedere l'efficienza nelle sei zone del rivelatore, troviamo una curva crescente: l'aumento di efficienza è dovuto al poco fondo presente in queste zone.

Notiamo per inciso che l'abbassamento in corrispondenza di un alto numero di fotoni della curva efficienza-fotoni non distinta per zone di rivelatori (fig. 6.50) era dovuta al maggior contributo della zona centrale nella media pesata tra le sei zone.

La fig. 6.52 mostra le distribuzioni dei momenti e il loro valor medio per ogni punto di figura 6.51: le righe si riferiscono ai sei intervalli di angolo polare, mentre le colonne ad intervalli del numero di fotoni.

Mentre le distribuzioni dei momenti nelle prime quattro zone del rivelatore hanno code che superano il valore di soglia Cherenkov dei K , i momenti associati alle ultime due zone del rivelatore (le ultime due righe della 6.52) sono tutti inferiori al valore di soglia dei K (e dei p): una corretta interpretazione degli alti valori di efficienza

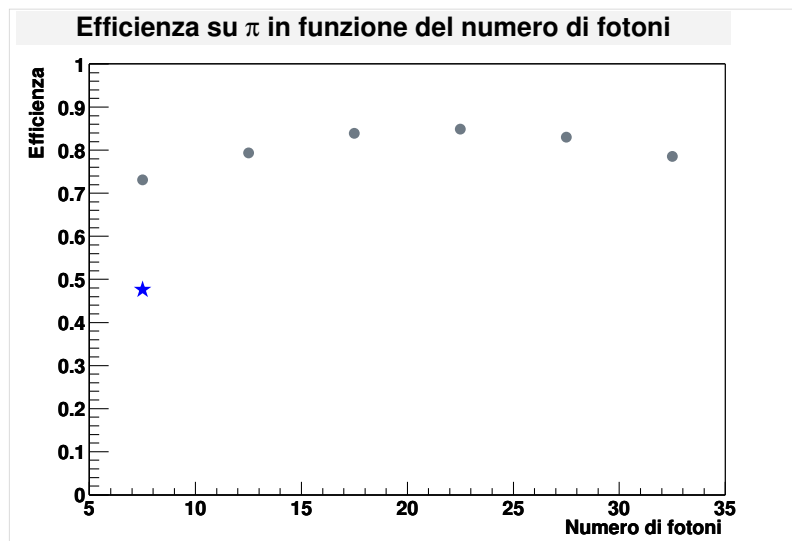


Figura 6.50: Efficienza per π da K^0 nei sei intervalli di numero di fotoni definiti nella tabella 6.12; la curva ha un andamento regolare, raggiunge il massimo nella zona centrale e si abbassa nelle zone esterne. Il punto a forma di stella è una possibile alternativa al punto del primo intervallo: è stato calcolato includendo le particelle senza informazioni del RICH nell'intervallo $5 \leq N < 10$; l'inefficienza dovuta alla mancanza di informazioni nei mDST è concentrata quindi in questo punto.

ottenuti in queste due zone (fino al 100%) deve tener conto del particolare campione di particelle analizzate, per le quali l'unica ipotesi di identificazione disponibile è quella di pioni. Anche togliendo dalle nostre considerazioni le ultime due zone, restano molto alti ($\sim 96\%$) i valori dell'efficienza calcolati per particelle con grandi angoli polari e con un anello ricostruito composto da un ragionevole numero di fotoni, a testimonianza del fatto che l'inefficienza del RICH non è "intrinseca", ma determinata dalle particolari condizioni di lavoro in cui esso opera.

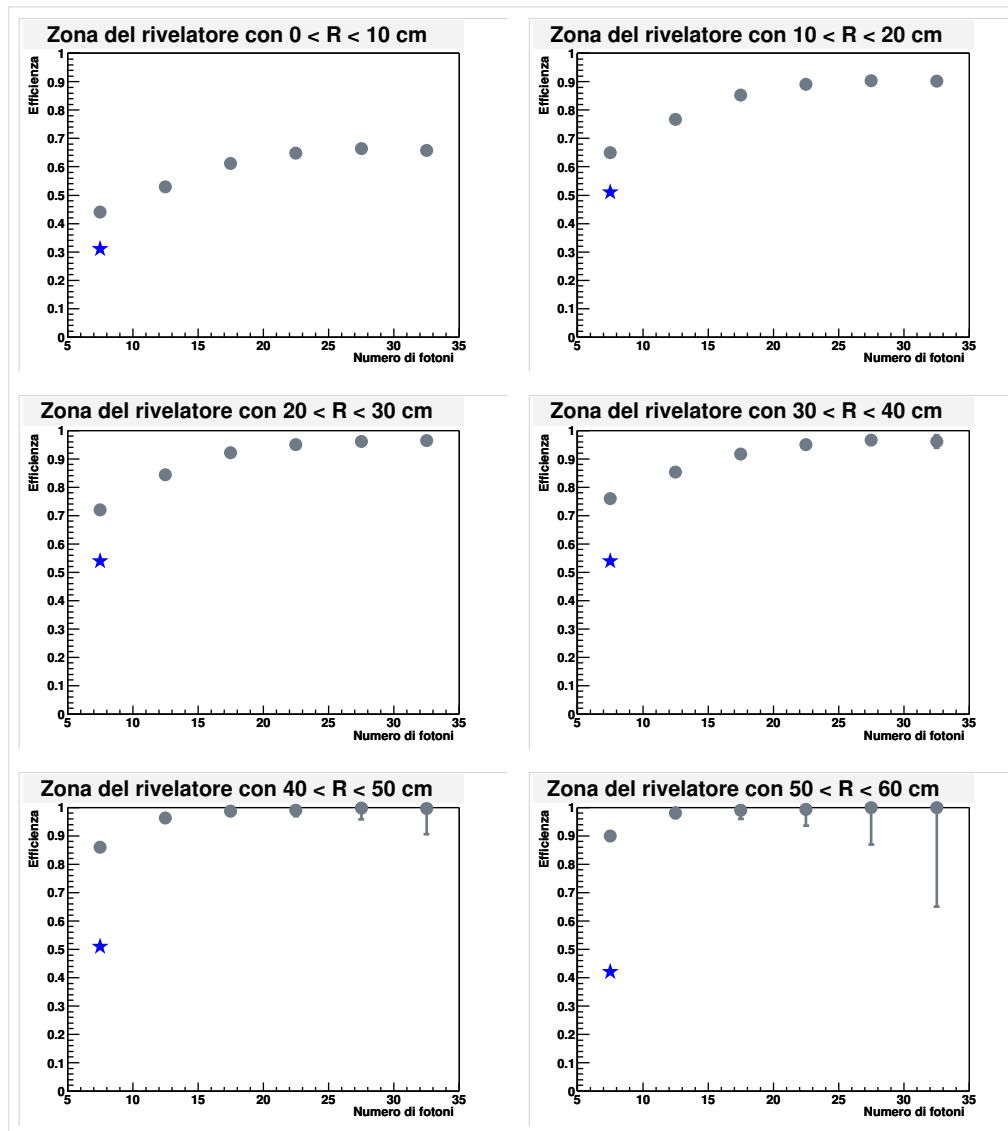


Figura 6.51: Efficienza su π da K^0 nei sei intervalli di numero di fotoni definiti nella tabella 6.12, per le sei zone del rivelatore definite precedentemente. Si noti come, per ogni zona, l'andamento della curva sia il medesimo: l'efficienza è bassa per pochi fotoni rivelati, e poi si alza formando un *plateau*. Si noti inoltre come i valori siano più alti nelle zone esterne del rivelatore. I punti a forma di stella hanno lo stesso significato di quello in fig. 6.50.

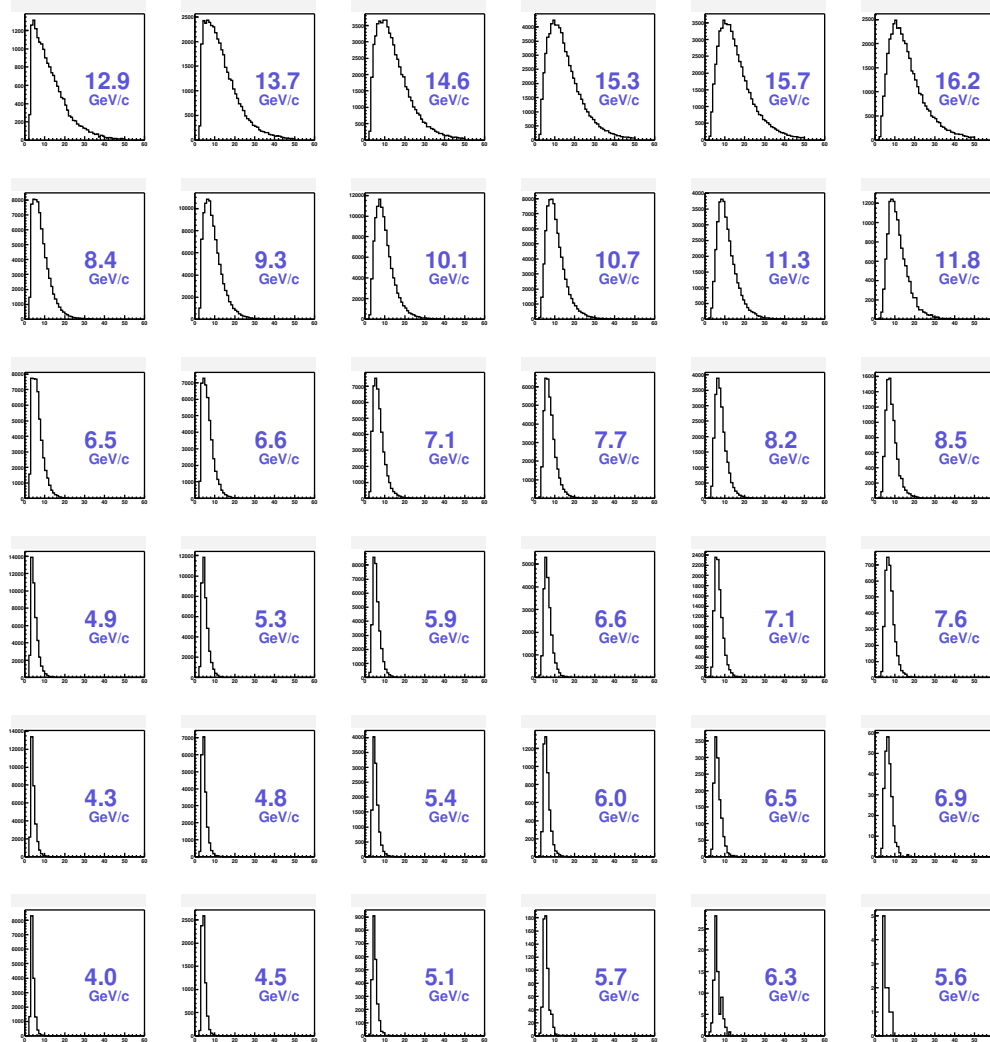


Figura 6.52: Distribuzione dei momenti per π da K^0 per i sei intervalli del numero di fotoni considerati (ogni colonna corrisponde ad un intervallo del numero di fotoni) e nelle sei zone del rivelatore (ogni riga corrisponde ad una zona); i numeri riportati accanto ad ogni grafico sono i valori medi delle distribuzioni.

Capitolo 7

Il RICH nell'analisi di COMPASS

Nel calcolo dedicato all'efficienza del RICH per π , K e p sono state selezionate le sorgenti di taratura K^0 , ϕ e Λ , con un buon rapporto segnale/fondo. I segnali sono stati ottenuti senza l'utilizzo del RICH per poter calcolare in seguito l'efficienza, ma la selezione migliora se si introduce l'identificazione dei loro prodotti di decadimento tramite RICH.

Il segnale dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 , indispensabile per la misura dell'asimmetria di spin longitudinale (cap. 1), è più difficile da ottenere rispetto ai segnali di K^0 , ϕ o Λ , in quanto la statistica del segnale è molto bassa: per ottenere un segnale utilizzabile nell'analisi è indispensabile usare il RICH per l'identificazione dei prodotti di decadimento della D^0 , infatti una selezione basata sui tagli canonici non è sufficiente ad ottenere un rapporto segnale/fondo accettabile.

In questo capitolo, quali esempi dell'impiego del RICH nell'analisi dei dati di COMPASS, vengono dapprima confrontate le distribuzioni di ϕ e Λ ottenute senza e con l'utilizzo del RICH nella selezione; successivamente, lo stesso confronto tra un'analisi con e senza RICH è applicato alla selezione delle particelle D^0 e \bar{D}^0 : si vedrà che il RICH gioca un ruolo essenziale per il programma di ricerca di COMPASS.

7.1 Selezione di ϕ e Λ con il RICH

Nel capitolo 5 abbiamo descritto la selezione del mesone ϕ ; nella figura 7.1 è riportata la distribuzione che abbiamo utilizzato per l'analisi assieme alle distribuzioni che si ottengono aggiungendo alle richieste della nostra selezione l'identificazione tramite RICH dei prodotti di decadimento. L'istogramma c della figura è ottenuto

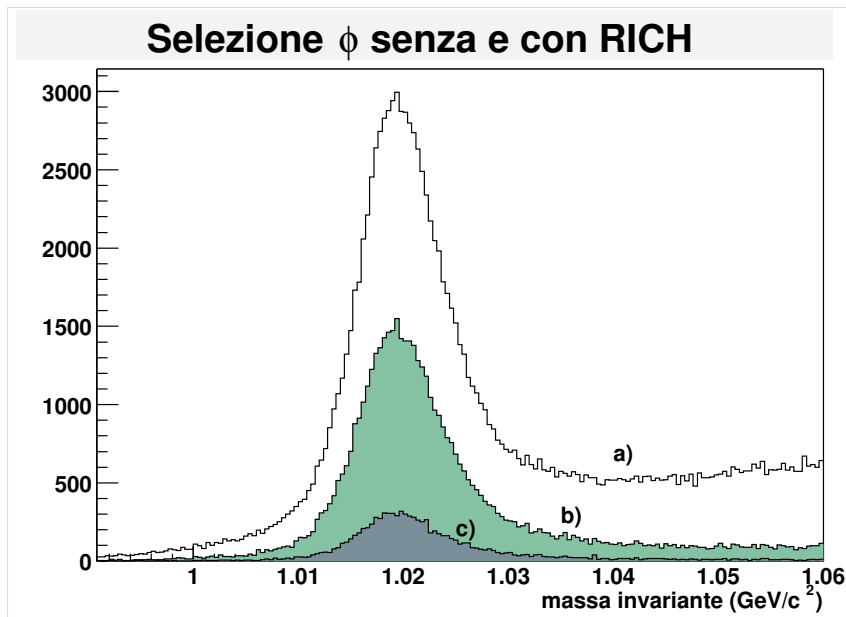


Figura 7.1: Distribuzione della massa per il mesone ϕ ; l'istogramma a è ottenuto con la selezione descritta nel capitolo 5, mentre gli istogrammi b e c sono il risultato dell'uso del RICH per l'identificazione dei kaoni prodotti nel decadimento della ϕ , richiedendo che almeno uno dei due kaoni sia identificato, istogramma b, e che entrambi lo siano, istogramma c.

richiedendo che entrambe le tracce uscenti dal vertice primario siano identificate come kaoni dal RICH; inoltre è imposto un taglio sul χ^2 ($\chi^2 < 5$). Questa è la richiesta più ovvia per selezionare la ϕ tramite il RICH, che permette di eliminare quasi tutto il fondo sotto il segnale, raggiungendo un rapporto segnale/fondo molto alto, di ~ 20 (tabella 7.1). Con questo taglio, inevitabilmente la statistica appartenente al segnale si abbassa, e per raggiungere un compromesso tra statistica del segnale e rapporto segnale/fondo si può scegliere un taglio alternativo, richiedendo che almeno una delle due tracce sia identificata correttamente dal RICH: in questo modo si ottiene l'istogramma b della figura 7.1, e il rapporto segnale/fondo si mantiene abbastanza alto, ~ 10 (tabella 7.1).

Nella figura 7.2 si trovano le distribuzioni relative al barione Λ : l'istogramma a è quello usato nell'analisi sull'efficienza, mentre gli istogrammi b e c sono ottenuti dopo l'identificazione tramite RICH. L'istogramma c è ottenuto richiedendo che entrambe le tracce siano identificate correttamente, ovvero che la traccia positiva

Z

ϕ	purezza	segnale/fondo	segnale
senza RICH	0.83	4.7	104370
uno dei K id. con RICH	0.90	9.8	56222
entrambi i K id. con RICH	0.95	19.3	11845

Tabella 7.1: Valori della purezza, del rapporto segnale/fondo e del segnale ϕ entro la regione di ± 2 deviazioni standard per le selezioni senza e con RICH (rispettivamente istogrammi a b e c di figura 7.1), valutati tramite un *fit* con una gaussiana e una polinomiale di secondo grado.

Λ	purezza	segnale/fondo	segnale
senza RICH	0.86	6.4	15180
p id. con RICH	0.91	9.5	7164
p e π id. con RICH	0.94	17.0	4137

Tabella 7.2: Valori della purezza, del rapporto segnale/fondo e del segnale Λ entro la regione di ± 2 deviazioni standard per le selezioni senza e con RICH (rispettivamente istogrammi a b e c di figura 7.2), valutati tramite un *fit* con una gaussiana e una polinomiale di secondo grado.

sia identificata come protone mentre quella negativa sia identificata come pione (con taglio $\chi^2 < 5$). Come nel caso della ϕ , il rapporto segnale/fondo è molto alto, ~ 17 (tabella 7.2). L'istogramma b è ottenuto con la richiesta che solo la traccia positiva uscente dal vertice secondario sia identificata come protone dal RICH, per ottenere maggior statistica appartenente al segnale (tabella 7.2).

7.2 La selezione della D^0

La selezione del mesone D^0 si basa sul calcolo della massa invariante dei suoi prodotti di decadimento, identificati nell'apparato sperimentale; il decadimento considerato è

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+, \quad (7.1)$$

che, essendo a due corpi, porta poco fondo combinatoriale nell'analisi; la vita media è $\tau \sim 0.4 \cdot 10^{-12}$ s e il rapporto di diramazione $\sim 4\%$ (tabella 7.3).

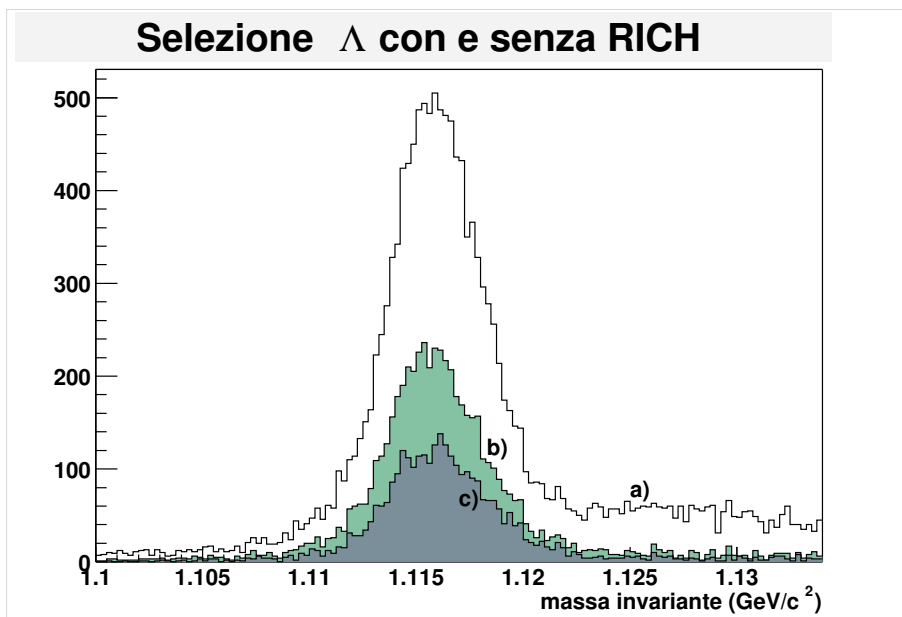


Figura 7.2: Distribuzione della massa per il barione Λ ; l'istogramma a è ottenuto con la selezione descritta nel capitolo 5, mentre gli istogrammi b e c sono il risultato dell'uso del RICH per l'identificazione dei prodotti del decadimento della Λ , richiedendo che il protone sia identificato, istogramma b, e che siano identificati sia il protone che il pione, istogramma c.

Il cammino medio percorso dalla D^0 è:

$$L \sim \frac{30 \text{ GeV}}{1.864 \text{ GeV}} 3 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1} \cdot 0.4 \cdot 10^{-12} \text{ s} \sim 0.2 \text{ cm}, \quad (7.2)$$

per cui non è possibile una distinzione tra il punto di produzione e il punto di decadimento; si cercano allora, come per la selezione della ϕ , i vertici primari degli eventi, le cui coordinate appartengono alla regione occupata del bersaglio e con il muone entrante e il muone diffuso. Nel caso di eventi con più vertici primari, si è analizzato quello con il maggior numero di particelle uscenti; a parità di particelle uscenti, il vertice con un χ^2 di ricostruzione minore. Con un metodo iterativo, abbiamo cercato le coppie di tracce uscenti dal primario con carica opposta, e abbiamo assegnato l'ipotesi di massa di pione alla traccia positiva, e quella di kaone alla traccia negativa: per ogni coppia, è stata calcolata la massa invariante.

Per rendere visibile il poco segnale della D^0 , si introducono alcuni tagli canonici, che si basano sulle caratteristiche del decadimento studiato. I prodotti di decadi-

mento hanno un grande valore di momento nel sistema di CM, 861 MeV/c, quindi le particelle emesse a grande angolo rispetto alla linea di volo della D^0 hanno grande momento trasverso. Invece frammentazioni “ordinarie” di altre particelle in K o π prediligono bassi valori di momento trasverso, per cui parte del fondo può essere eliminata rigettando decadimenti collineari. Il taglio scelto in base ad un compromesso tra poca perdita di segnale e una buona riduzione del fondo è:

$$|\cos(\theta_K^*)| < 0.85, \quad (7.3)$$

dove θ_K^* è l'angolo del kaone nel sistema del CM rispetto alla direzione di volo della D^0 .

Un ulteriore taglio che riduce la percentuale di fondo è sulla variabile $Z_D = \frac{E_D}{\nu}$, la frazione di energia del fotone virtuale (vedi diagramma della fusione fotone-gluone, fig. 1.9), portata dalla D^0 :

$$Z_D > 0.2. \quad (7.4)$$

La selezione della \bar{D}^0 segue lo stesso procedimento e gli stessi tagli adottati per la D^0 : cambia l'assegnamento dell'ipotesi di massa alle tracce uscenti dal primario, in quanto il decadimento cercato è:

$$\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-, \quad (7.5)$$

e dunque si assegna l'ipotesi di massa di kaone alla traccia positiva, e quella di pione alla traccia negativa.

Dopo aver applicato i tagli descritti, il segnale corrispondente ai mesoni D^0 e \bar{D}^0 è difficilmente visibile nella distribuzione di massa invariante; un'ulteriore riduzione del rapporto fondo/segnale si può ottenere selezionando gli eventi in cui i mesoni D^0 e \bar{D}^0 siano prodotti di un decadimento.

Nel caso della D^0 , si cerca la catena di decadimenti:

$$D^{*+} \rightarrow D^0\pi_S^+ \rightarrow (K^-\pi^+)\pi_S^+, \quad (7.6)$$

dove il pione prodotto dal decadimento della D^{*+} è un *soft pion*, ovvero un pione con momento inferiore a ~ 10 GeV/c; le caratteristiche del decadimento della D^{*+} sono riportate in tabella 7.3.

Il pione prodotto dal decadimento della D^{*+} ha basso momento in quanto lo spazio delle fasi disponibile è limitato dalla piccola differenza di massa tra D^{*+} e

decadimento	vita media (s)	rapporto di diramazione
$D^0(1864) \longrightarrow K^- \pi^+$	$0.4 \cdot 10^{-12}$	4%
$D^{*+}(2010) \longrightarrow D^0 \pi^+$	$\sim 10^{-23}$	67.7%

Tabella 7.3: Caratteristiche dei decadimenti dei mesoni D^0 e D^{*+} .

la somma delle masse della D^0 e del π . Nel ciclo iterativo sulle particelle uscenti dal primario, oltre alle due particelle candidate K^- e π^+ , si cerca un ulteriore pione positivo con momento inferiore a 10 GeV/c. Si calcola poi la massa invariante delle tre particelle, K^- , π^+ e π_S^+ , e si confronta questo valore con la massa invariante dei soli K^- e π^+ e la massa del pione:

$$\Delta M = m(K^- \pi^+ \pi_S^+) - m(K^- \pi^+) - m_\pi; \quad (7.7)$$

poichè la variabile ΔM dovrebbe valere ~ 6 MeV/c², si introduce un taglio attorno a questo valore:

$$0.0031 \text{GeV}/c^2 < \Delta M < 0.0091 \text{GeV}/c^2. \quad (7.8)$$

Nel caso della selezione della \bar{D}^0 , la catena di decadimenti è:

$$D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_S^- \rightarrow (K^+ \pi^-) \pi_S^-; \quad (7.9)$$

il taglio sulla differenza di massa è lo stesso applicato per la ricerca della D^0 .

Abbiamo selezionato le due particelle sugli stessi mDST usati per l'analisi dell'efficienza del RICH, applicando tutti i tagli descritti; le distribuzioni di massa invariante relative alle due analisi si trovano nelle figure 7.3 e 7.4, con un *fit* del fondo di tipo esponenziale: nonostante la selezione, i picchi sono poco visibili nelle distribuzioni di massa invariante, a testimonianza della difficoltà di una ricerca di questo tipo di segnale. Per questo motivo è indispensabile utilizzare il RICH per l'identificazione delle particelle nell'apparato. Infatti, richiedendo che il candidato kaone sia identificato come tale dal RICH, la situazione migliora vistosamente. Nelle fig. 7.5 e 7.6 si trovano le distribuzioni di massa dopo l'applicazione dei tagli descritti e dopo l'ulteriore richiesta che la traccia negativa nel caso della D^0 (positiva nel caso della \bar{D}^0) sia identificata come K dal RICH; l'identificazione è fatta richiedendo che il χ^2 associato all'ipotesi di massa di kaone sia il minore, e imponendo un taglio su di esso ($\chi^2 < 5$). La funzione usata per il *fit* è composta da un esponenziale per il fondo e da una gaussiana per il segnale.

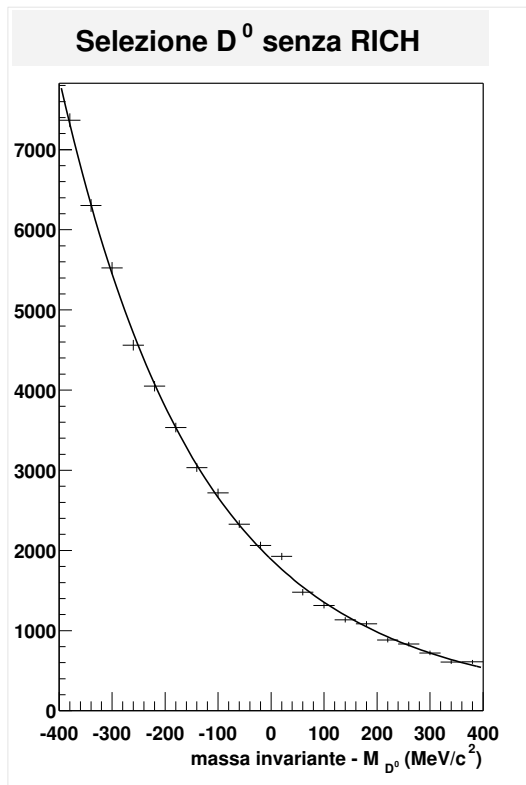


Figura 7.3: Distribuzione della differenza tra massa invariante di K^- e π^+ e massa della D^0 , dopo l'applicazione dei tagli descritti nel testo; il segnale è poco visibile.

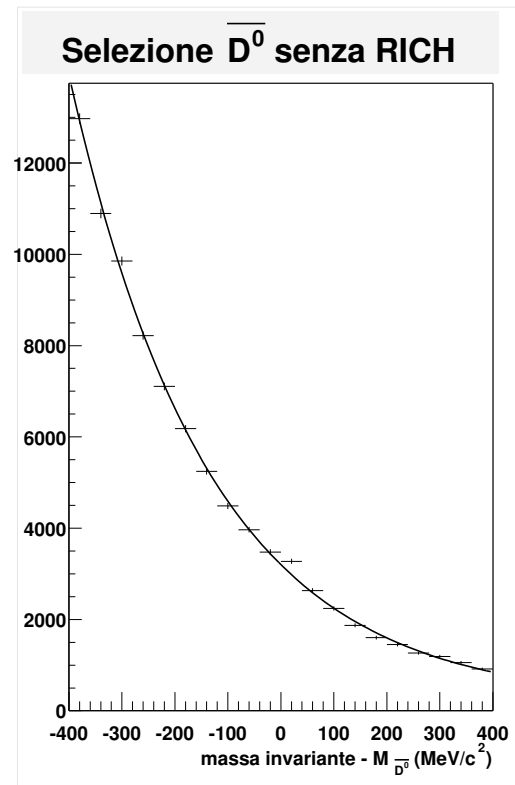


Figura 7.4: Distribuzione della differenza tra massa invariante di K^+ e π^- e massa della \bar{D}^0 , dopo l'applicazione dei tagli descritti nel testo; il segnale è poco visibile.

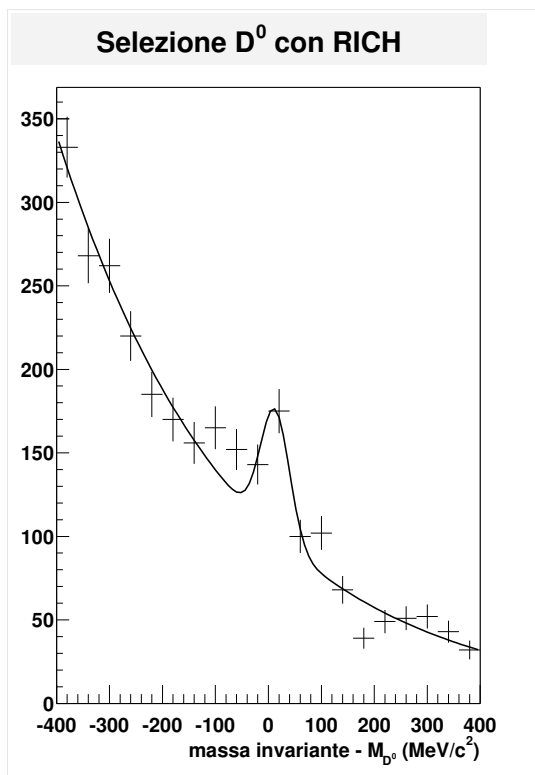


Figura 7.5: Distribuzione della differenza tra massa invariante di K^- e π^+ e massa della D^0 , dopo l'applicazione dei tagli descritti nel testo e l'identificazione tramite RICH della particella negativa come kaone ($\chi^2 < 5$); è visibile il segnale della D^0 .

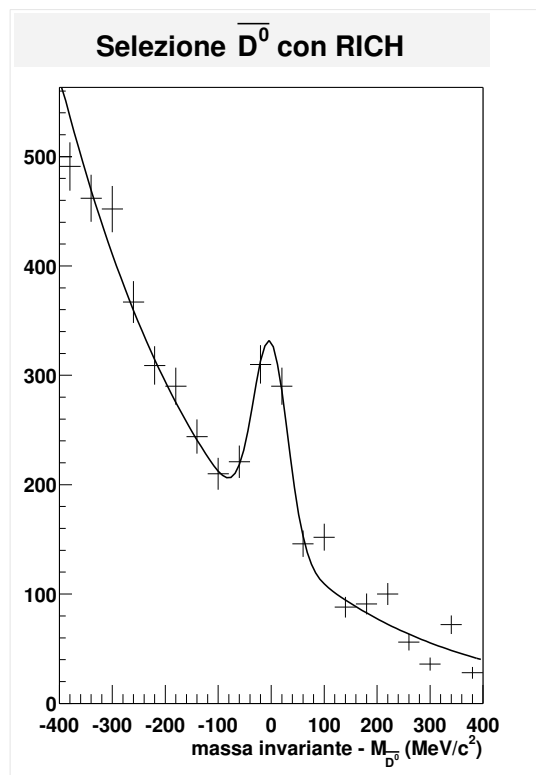


Figura 7.6: Distribuzione della differenza tra massa invariante di K^+ e π^- e massa della \bar{D}^0 , dopo l'applicazione dei tagli descritti nel testo e l'identificazione tramite RICH della particella positiva come kaone ($\chi^2 < 5$); è visibile il segnale della \bar{D}^0 .

Conclusioni

In questa tesi è stato studiato il comportamento del RICH-1 di COMPASS durante la presa dati del 2002 tramite una sua taratura con sorgenti fisiche. Abbiamo scelto come variabile di taratura l'efficienza, ovvero la frazione di particelle correttamente identificate, che ci ha permesso di studiare sia alcuni fattori di costruzione del RICH sia il metodo di ricostruzione adottato per l'identificazione.

I risultati ottenuti con la taratura tramite sorgenti fisiche (70% per π dal K^0 , 51% per K dalla ϕ e 45% per p dalla Λ) sono in accordo con le misure di efficienza diretta, non descritte in questa tesi, tenendo conto di alcune cause limitatrici che si hanno in condizioni di operatività. Lo studio della dipendenza dell'efficienza da alcuni parametri fisici delle particelle analizzate ha permesso di capire e distinguere diverse sorgenti di inefficienza del RICH. Lo studio in funzione dell'angolo polare ha messo in luce il problema dell'alone del fascio nella ricostruzione degli anelli e della perdita di fotoni, causata da zone morte e dal tubo all'interno del RICH, e ha mostrato come, svincolandosi da questi effetti, il valore dell'efficienza aumenta.

Nello studio in funzione del momento è stata mostrata la difficoltà nella rivelazione e nell'identificazione di particelle con momento vicino al valore di soglia Cherenkov, facendo vedere come l'efficienza cresce se si considerano nell'analisi particelle con momenti maggiori della soglia.

Il fondamentale problema del numero di fotoni emessi è stato analizzato calcolando la dipendenza della capacità di identificazione in funzione del numero di fotoni per anello ricostruito, confermando il miglioramento della risposta del RICH in corrispondenza di anelli con molti fotoni.

Bibliografia

- [1] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, “Particles and nuclei: an introduction to the physical concepts”, Berlin: Springer, 1995.
- [2] F. Halzen, A. D. Martin, “Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics”, New York, NY: Wiley, 1984.
- [3] M. Anselmino, A. Efremov, E. Leader, “The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering”, Phys. Rep. 261 (1995) 1-124.
- [4] G.K. Mallot, “The Spin Structure of the Nucleon from the SMC Experiments”, Tesi si abilitazione, 1996; disponibile sul web <http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/#theses>.
- [5] Particle Data Group, “Particle Physics booklet”, luglio 2002.
- [6] F.E. Close, R.G. Roberts, Phys. Lett. B316 (1993) 165.
- [7] Todd D. Averett, “Nucleon Spin Structure Functions g_1 and g_2 from Polarized Inclusive Scattering”, da “Spin 2002: 15th International Spin Physics Symposium and Workshop on Polarized electron Sources and Polarimeters”, AIP conference proceedings, volume 675.
- [8] K. Abe et al., E143, Phys. Rev. D58 (1998) 112003.
- [9] A. Airapetian et al, HERMES collaboration, Phys. Lett. B442 (1998) 484.
- [10] P.L. Anthony et al., E155, Phys. Lett. B493 (2000) 19.
- [11] B.Adeva et al., SMC collaboration, Phys. Rev. D58 (1998) 112001.
- [12] J. Ashman et al., EMC collaboration, Phys. Lett. B206 (1988) 364.

- [13] P.L. Anthony et al., E155, Phys. Lett. B463 (1999) 339.
- [14] P.L. Anthony et al., E142, Phys. Rev. D54 (1996) 6620.
- [15] K. Ackerstaff et al., HERMES collaboration, Phys. Lett. B404 (1997) 383.
- [16] K. Abe et al., E154, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 26.
- [17] K. Abe et al., E154, Phys. Lett. B405 (1997) 180.
- [18] The COMPASS Collaboration, "Common muon and proton apparatus for structure and spectroscopy", Proposal to the CERN SPSLC, CERN/SPSLC/96-14, SPSC/P 297, 1996.
- [19] N. W. Schellingerhout *et al.*, "Nucleon polarization in three-body models of polarized ${}^6\text{Li}$ ", Phys. Rev. C 48 (1993) 2714.
- [20] S. Dalla Torre, "THE COMPASS SPECTROMETER: STATUS AND PERFORMANCE", relazione a "Workshop on Future Physics at COMPASS", CERN, 26-27 settembre 2002.
- [21] Y. Bedfer, S.Gerassimov, A. Korzenev, R. Windmolders, "COMPASS's track reconstruction algorithm", (2004); nota interna di COMPASS.
- [22] L. Schmitt *et al.*, "The DAQ of the COMPASS experiment", IEEE Tran. Nucl. Sci. Proceedings of IEEE Realtime 2003 Conference.
- [23] E. Albrecht *et al.*, "Compass Rich-1," Nucl. Instrum. Meth. A **504**, 354 (2003).
- [24] E. Albrecht *et al.*, "The Radiator Gas And The Gas System Of Compass Rich-1," Nucl. Instrum. Meth. A **502**, 266 (2003).
- [25] E. Albrecht *et al.*, "The Mirror System Of Compass Rich-1," Nucl. Instrum. Meth. A **502**, 236 (2003).
- [26] G. Baum *et al.*, "The Compass Rich-1 Read-Out System," Nucl. Instrum. Meth. A **502**, 246 (2003).
- [27] T. Ypsilantis, J. Seguinot, Nucl. Instr. and Meth. A 343 (1994) 30.

- [28] P.Schiavon, "Pattern recognition for COMPASS RICH 1", (1999); nota interna di COMPASS.
- [29] P. Schiavon, "Particle identification in COMPASS RICH-1",(2000); nota interna di COMPASS.
- [30] P. Schiavon, "Particle identification in COMPASS RICH-1",(2001); nota interna di COMPASS.
- [31] E. Albrecht *et al.*, "First Performances Of Compass Rich-1", Nucl. Instrum. Meth. A **518**, 586 (2004).

Ringraziamenti

Il primo doveroso ringraziamento e' dedicato al relatore e alla correlatrice di questa tesi: ringrazio Paolo Schiavon e Silvia Dalla Torre per aver guidato e seguito attentamente tutti i passi del lavoro, e per i loro insegnamenti al di fuori dall'ambito scientifico.

Ringrazio le numerose persone che mi hanno aiutato a risolvere problemi di ordine tecnico-informatico: in particolare Vinicio Duic e Paolo Pagano, che hanno sopportato pazientemente le mie domande.

Grazie ai miei genitori, per avermi sempre supportato incondizionatamente in tutte le mie decisioni, giuste e sbagliate. Grazie a mio fratello Andrea, che ha sempre influito sulle mie scelte in modo decisivo. Grazie agli zii di Firenze per avermi fatti riscoprire le mie origini fiorentine.

Grazie a Silva e a Giulio, con i quali ho condiviso tutte le esperienze e le emozioni di questi anni, e grazie a tutti gli amici che mi sono stati vicini nel periodo dell'Università.