Indice

Indice delle Figure

Indice delle Tabelle

HERMES Internal Note **96-015**
March 1996

Costruzione del calorimetro a contatori di vetro al piombo dell'esperimento HERMES per la misura delle funzioni di struttura di spin dei nucleoni

Università degli Studi della Calabria

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Dottorato di Ricerca in Fisica (VIII ciclo)

$1992 \div 1995$

Tesi di Dottorato

di

Alessandra Fantoni

Premessa

HERMES (**HERA** **ME**asurement of the nucleon **S**pin) è un nuovo esperimento il cui scopo è quello di studiare in modo completo ed accurato la struttura dello spin del nucleone.

L'idea è di misurare la dipendenza dello spin del *Deep Inelastic Scattering* (DIS) da protone e neutrone usando il fascio di elettroni a 27.5 GeV polarizzato longitudinalmente tramite l'effetto Sokolov-Ternov. Per queste misure verranno utilizzati bersagli interni gassosi di H, D e ^{3}He polarizzati longitudinalmente e trasversalmente alla direzione del fascio.

L'esperimento si basa su tecnologie innovative:

- HERA è il primo anello di accumulazione con fascio di elettroni polarizzato longitudinalmente;

- i bersagli interni gassosi sono caratterizzati da una alta polarizzazione, alta densità ed infine sono estremamente puri. Inoltre permettono una rapida inversione del loro spin.

Queste caratteristiche rendono possibile una misura precisa, ossia con piccoli errori statistici e sistematici, delle funzioni di struttura di spin del nucleone.

La tesi è relativa al calorimetro elettromagnetico di vetri al piombo del rivelatore HERMES.

Viene presentata dapprima una introduzione con le motivazioni fisiche dell'esperimento HERMES e dei richiami alla cinematica del DIS, poi viene descritto l'apparato sperimentale, con le caratteristiche del rivelatore. I capitoli successivi sono relativi al calorimetro: partendo dalle motivazioni per le scelte effettuate sui singoli componenti, vengono descritte le misura delle proprietà ottiche e fisiche dei contatori i test eseguiti per determinare le caratteristiche del calorimetro, su fasci di test e sul fascio HERA. Viene riportata inoltre un'analisi dei dati raccolti sul bersaglio di ^{3}He relativi all'intero apparato, dimostrando così il corretto funzionamento del rivelatore HERMES dopo il primo anno di raccolta dati.

Capitolo 1

Motivazioni fisiche dell'esperimento

1.1 Introduzione

Gli esperimenti di diffusione profondamente anelastica leptone-nucleone, alla fine degli anni '60 ed agli inizi del '70, hanno giocato un ruolo fondamentale per la scoperta della struttura a partoni degli adroni e del successivo sviluppo della QCD (*Quantum Chromo-Dynamics*). La scoperta che i fattori di forma anelastici non decrescono nel limite di Bjorken di grande momento trasferito è stata spiegata in modo naturale come una conseguenza della diffusione su costituenti duri e puntiformi ed ha ricevuto un'elegante formulazione nella cornice di quello che si chiama *Naive Parton Model*. Il nucleone viene visto come un insieme di costituenti essenzialmente liberi, che si muovono in modo indipendente gli uni dagli altri.

Nonostante fosse tempo prima della scoperta della libertà asintotica dei quarks e del trionfo della QCD, la rappresentazione a partoni-quarks del nucleone divenne un importante strumento per molti lavoratori all'inizio di una nuova era. È da notare che la maggior parte di tale argomento è stata sviluppata intorno al 1971, all'interno del semplice modello a quark-partoni, della fisica del cono di luce delle correnti di quarks e dell'asintoticità di Regge ad alta energia.

Anche a distanza di 25 anni questi aspetti rimangono gli ingredienti principali dell'analisi teorica, con il solido fondamento della QCD, sia in regime perturbativo che come cornice per calcoli non perturbativi.

1.2 Struttura a quark del nucleone

I nucleoni sono costituiti da quarks e gluoni. Nel modello a quarks non relativistico, il nucleone risulta formato da 3 quarks di valenza di due tipi u (*up*) e d (*down*). Un protone, con una carica elettrica $+1$, è uno stato legato di uud, mentre un neutrone, privo di carica elettrica, è uno stato legato di udd; in entrambi il momento angolare orbitale dei quarks è nullo. I quarks costituenti sono dei "campi effettivi" che descrivono le proprietà della QCD a basse energie: la loro massa risulta essere pari circa 1/3 di quella del nucleone e la loro energia di legame è molto piccola. L'interazione tra i quarks costituenti tiene conto, in linea di principio, dell'esistenza di un "mare" di particelle virtuali, prodotte da brevi fluttuazioni quantiche, durante le quali un quark emette ed assorbe un gluone oppure un gluone si trasforma in una coppia quark-antiquark ($q\bar{q}$).

Oltre ai quarks di tipo u e d ci sono dei quarks più pesanti, che possono essere prodotti nelle collisioni di alta energia: s, c, b e t.

Nonostante sia una rappresentazione *naive*, il modello a quarks ha fornito fino ad ora una buona descrizione delle proprietà globali del nucleone, quali le masse ed i momenti magnetici. Il problema centrale è capire quanto esso possa descrivere la struttura interna del nucleone.

1.3 *Deep Inelastic Scattering*

Una delle sonde più importanti per conoscere la struttura interna del nucleone è la diffusione profondamente anelastica (*Deep Inelastic Scattering*, indicata con DIS) di leptoni di alta energia (elettroni, muoni o neutrini) da nucleoni [1]. A causa della debolezza delle interazioni di colore alle alte energie, il meccanismo di reazione effettivo coinvolge una diffusione dura su un singolo quark. Al più basso ordine della elettrodinamica quantistica (QED), il processo di diffusione viene descritto attraverso lo scambio di un fotone virtuale (*One Photon Exchange*, indicato con OPE), come mostrato nella fig. 1.1 con il diagramma di Feynman. Il potere risolutivo del fotone dipende dal suo impulso, tramite la relazione $p\lambda = h$: pertanto, se si vuole studiare la struttura interna del protone nel DIS, l'impulso del fotone scambiato deve essere maggiore di 1 GeV/c. A questi valori di impulso trasferito, il nucleone generalmente si rompe in un sistema a molte particelle. Negli esperimenti inclusivi di diffusione viene analizzato solo il leptone diffuso, mentre in quelli semi-inclusivi si osserva lo stato finale adronico in coincidenza con il leptone diffuso.

Trascurando la massa del leptone e indicando con M quella del nucleone, con k (k') il quadri-momento iniziale (finale) del leptone, con p (p') quello iniziale (finale) del nucleone e con $q = k - k'$ quello del fotone virtuale scambiato, gli invarianti di Lorentz vengono definiti come [2]:

$$s = (k + p)^2 \tag{1.1}$$

Figura 1.1: Diffusione completamente anelastica di un leptone da un nucleone al più basso ordine della QED. Le variabili sono descritte nel testo.

$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 > 0 \tag{1.2}$$

$$\nu = p \cdot q/M \tag{1.3}$$

$$W^2 = p'^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \tag{1.4}$$

Nel sistema di riferimento del laboratorio di un esperimento a bersaglio fisso, indicando con E ed E' rispettivamente le energie del leptone prima e dopo il processo di diffusione e con θ l'angolo di diffusione, gli invarianti di Lorentz diventano:

$$Q^2 \stackrel{lab}{=} 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \tag{1.5}$$

$$\nu \stackrel{lab}{=} E - E' \tag{1.6}$$

dove ν rappresenta l'energia del fotone virtuale trasferita al nucleone e Q^2 la massa invariante del fotone scambiato.

Il processo di diffusione risulta caratterizzato da due invarianti, Q^2 e ν o, in modo equivalente, da Q^2 e dalla variabile di Bjorken x, definita in seguito. Quando $Q^2 \to \infty$ e $\nu \to \infty$, il fotone virtuale interagisce con i costituenti puntiformi del nucleone. Sperimentalmente questo viene osservato dall'invarianza di scala prevista da Bjorken, per cui la sezione d'urto anelastica non dipende più da due variabli, ma dalla sola variabile adimensionale x, la frazione di impulso del protone portato dal partone elasticamente diffuso, nel sistema di riferimento di Breit. Dal momento che Q^2 definisce la risoluzione del processo di diffusione, l'indipendenza dalla variabile Q^2 viene interpretata come una struttura interna dei costituenti puntiforme, o comunque più piccola della risoluzione del processo.

Le variabili adimensionali di *scaling* x e y sono definite dalle seguenti relazioni:

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{1.7}$$

$$y \stackrel{lab}{=} \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E} \tag{1.8}$$

Nel caso di diffusione elastica per cui $W^2 = M^2$, dall'eq. (1.4) segue

$$Q^2 = 2M\nu \tag{1.9}$$

da cui si ricava x=1. In generale gli intervalli accessibili alle variabili di Bjorken sono:

$$0 < x \leq 1 \tag{1.10}$$

$$0 < y < \frac{1}{1 + xM/2E} < 1 \tag{1.11}$$

Nel caso di bersagli polarizzati trasversalmente entra in gioco un terzo grado di libertà, l'angolo Φ tra la direzione della polarizzazione del bersaglio ed il piano di diffusione del leptone, come mostrato in fig. 1.2, dove si è indicato con α l'angolo polare della direzione della polarizzazione del bersaglio rispetto a quella del fascio.

Nel caso di misure seminclusive, si deve prendere in considerazione anche un altro invariante di Lorentz e precisamente la variabile di *scaling* z, che lega l'energia E_h dell'adrone all'energia massima ν che questi potrebbe avere:

$$z = \frac{p \cdot p_h}{p \cdot q} \stackrel{lab}{=} \frac{E_h}{\nu} \tag{1.12}$$

$$0 < z < 1 \tag{1.13}$$

1.4 Sezione d'urto di DIS

La sezione d'urto differenziale di rivelazione di un leptone polarizzato nell'angolo solido $d\Omega$ e avente energia compresa tra E' e $E' + dE'$ nel sistema di laboratorio, si può scrivere in termini del tensore leptonico $L^{\mu\nu}$ e di quello adronico $W_{\mu\nu}$ [3]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4}\frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \tag{1.14}$$

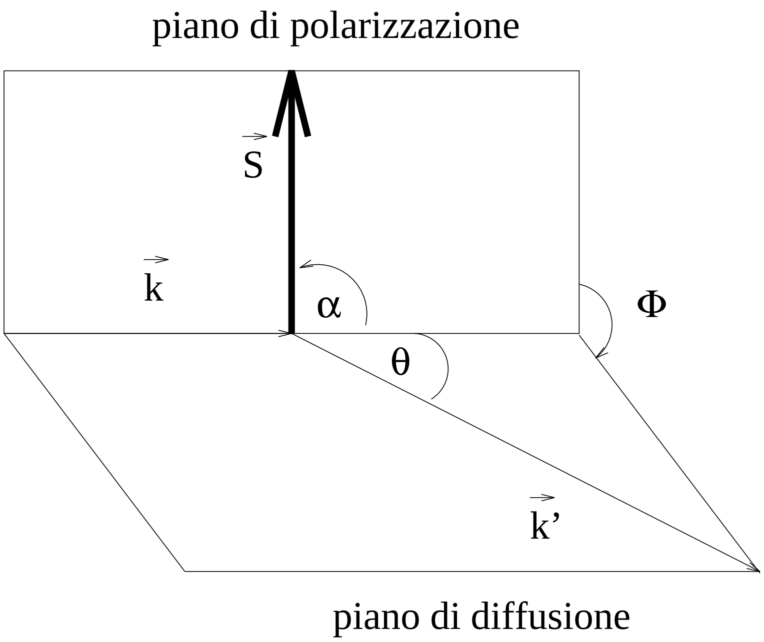

Figura 1.2: Definizione degli angoli tra il fascio incidente $\vec{k}$, l'elettrone diffuso $\vec{k'}$ e la direzione $\vec{S}$ della polarizzazione del bersaglio.

essendo $\alpha = 1/137.04$ la costante di struttura fine.

Il tensore leptonico può essere calcolato dagli spinori u attraverso le regole di Feynman:

$$L_{\mu\nu}(k,s;k',s') = [\bar{u}(k',s')\gamma_\mu u(k,s)]^*[\bar{u}(k',s')\gamma_\nu u(k,s)] \tag{1.15}$$

dove s e s' sono rispettivamente gli stati di spin iniziale e finale del leptone; $L_{\mu\nu}$ si può dividere in due parti, una simmetrica (S) ed una antisimmetrica (A) sotto lo scambio di μ, ν [4]:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}(k,s;k',s') = {} & L^{(S)}_{\mu\nu}(k,k') + iL^{(A)}_{\mu\nu}(k,s;k') \\ & + {L'_{\mu\nu}}^{(S)}(k,s;k',s') + i{L'_{\mu\nu}}^{(A)}(k;k',s') \end{aligned} \tag{1.16}$$

Nel caso di fasci e bersagli non polarizzati, sommando l'eq. (1.16) sugli stati s' e mediando sugli stati iniziali di s, si ottiene il tensore leptonico non polarizzato $2L^{(S)}_{\mu\nu}$. Eseguendo solo una somma sugli stati finali di spin s' si ottiene $2L^{(S)}_{\mu\nu} + 2iL^{(A)}_{\mu\nu}$.

Analogamente il tensore adronico $W_{\mu\nu}$ viene definito in termini di 4 funzioni di struttura come [5, 6, 7]:

$$W_{\mu\nu}(q;p,S) = W^{(S)}_{\mu\nu}(q;p) + iW^{(A)}_{\mu\nu}(q;p,S) \tag{1.17}$$

Complessivamente la sezione d'urto del processo di diffusione anelastica è data da:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4}\frac{E'}{E}\Big[L^{(S)}_{\mu\nu}\ W^{\mu\nu(S)} + L'^{\ (S)}_{\mu\nu}\ W^{\mu\nu(S)} \qquad (1.18)$$
$$-L^{(A)\mu\nu(A)}_{\mu\nu} - L'^{\ (A)}_{\mu\nu}\ W^{\mu\nu(A)}\Big]$$

essendo S il quadrivettore di polarizzazione del nucleone.

Ciascuno dei termini può essere studiato separatamente considerando sezioni d'urto o differenze di sezioni d'urto con una particolare polarizzazione iniziale e finale [8]. Ciascuno di essi è, in linea di principio, una quantità misurabile e risulta funzione di due funzioni di struttura W_1 e W_2 mediate sullo spin (termini contenenti $W^{\mu\nu(S)}$), oppure di due funzioni di struttura G_1 e G_2 dipendenti dallo spin (termini contenenti $W^{\mu\nu(A)}$).

Si può dunque esprimere la sezione d'urto come somma di due termini, la sezione d'urto non polarizzata e la sezione d'urto polarizzata [9].

La sezione d'urto non polarizzata è proporzionale a $L^{(S)}_{\mu\nu}\ W^{\mu\nu(S)}$:

$$\frac{d^2\sigma^{non\ pol.}}{d\Omega dE'}(k,p;k') = \frac{1}{4}\sum_{s,s',S}\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k,s,p;k',s')$$
$$= \frac{\alpha^2}{2Mq^4}\frac{E'}{E}2L^{(S)}_{\mu\nu}\ W^{\mu\nu(S)} \qquad (1.19)$$

mentre il contributo dipendente dallo spin alla sezione d'urto si può scrivere come la differenza tra le sezioni d'urto con spin opposto del bersaglio, ed è proporzionale a $L^{(A)}_{\mu\nu}\ W^{\mu\nu(A)}$:

$$\sum_{s'}\Big[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k,s,p,-S;k',s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k,s,p,S;k',s')\Big]$$
$$= \frac{\alpha^2}{2Mq^4}\frac{E'}{E}4L^{(A)}_{\mu\nu}\ W^{\mu\nu(A)} \qquad (1.20)$$

1.4.1 Sezione d'urto non polarizzata

Nel caso non polarizzato $L_{\mu\nu}$ è simmetrico, pertanto sopravvive solo la parte simmetrica di $W_{\mu\nu}$. Applicando le leggi di conservazione della QED, il tensore adronico, che riflette la struttura del nucleone, si riduce alla combinazione di due funzioni reali W_1 e W_2 che sono due variabili indipendenti di scala di Lorentz:

$$W^{\mu\nu} = W_1(Q^2,\nu)\Big(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\Big) + \frac{W_2(Q^2,\nu)}{M^2}\Big(p^\mu + \frac{p\cdot q}{q^2}q^\mu\Big)\Big(p^\nu + \frac{p\cdot q}{q^2}q^\nu\Big) \qquad (1.21)$$

Nel sistema del laboratorio la contrazione tra $L_{\mu\nu}$ e $W^{\mu\nu}$ fornisce:

$$L_{\mu\nu}\ W^{\mu\nu} = 4EE'\Big\{2\sin^2\frac{\theta}{2}W_1(Q^2,\nu) + \cos^2\frac{\theta}{2}W_2(Q^2,\nu)\Big\} \qquad (1.22)$$

Sostituendo l'eq. (1.22) nella (1.14) e usando la relazione $Q^2 = -q^2$, si ottiene:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\Big|_{lab} = \frac{\alpha^2 \cos^2\frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4\frac{\theta}{2}}\left\{W_2(Q^2,\nu) + 2W_1(Q^2,\nu)\tan^2\frac{\theta}{2}\right\} \tag{1.23}$$

Nel limite di Bjorken, o regime di DIS, in cui $Q^2, \nu \to \infty$, si ha:

$$\begin{aligned} MW_1(Q^2,\nu) &= F_1(Q^2,\nu) \to F_1(x) \\ \nu W_2(Q^2,\nu) &= F_2(Q^2,\nu) \to F_2(x) \end{aligned} \tag{1.24}$$

ossia le funzioni di struttura F_1 e F_2, che contengono le informazioni della struttura a quark del nucleone, diventano funzioni della sola variabile adimensionale x.

Il fatto che F_2, per valori fissati di x, risulti indipendente da Q^2 implica diffusione incoerente da quarks liberi. Integrando i dati sperimentali F_2^{en} e F_2^{ep} su tutti i valori di x si è trovato che i quarks portano solo il 50% dell'impulso del nucleone, con la deduzione che la quantità mancante deve essere portata dai partoni privi di carica, che nella QCD sono i gluoni. Nel *naive* QPM le funzioni di struttura scalano all'aumentare di Q^2. A causa dell'emissione di gluoni tuttavia si genera una nuvola di partoni che circondano i quarks: all'aumentare di Q^2 aumenta dunque la probabilità di interazione del fotone virtuale con un quark di basso impulso, ma diminuisce quella di interazione con un quark di alto impulso, provocando una violazione di *scaling*.

1.4.2 Sezione d'urto polarizzata

Nel caso polarizzato si deve tenere conto sia della parte simmetrica dei due tensori, che di quella antisimmetrica. La sezione d'urto si può esprimere, analogamente al caso non polarizzato, come espressione di due funzioni di struttura G_1 e G_2:

$$\sum_{s'}\left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k,s,p,S;k',s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k,s,p,-S;k',s')\right]$$

$$\equiv \frac{d^2\sigma^{s,S}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{s,-S}}{d\Omega dE'} = \tag{1.25}$$

$$\frac{8m\alpha^2 E'}{q^4 E}\left\{[(q\cdot S)(q\cdot s) + Q^2(s\cdot S)]MG_1 + Q^2[(s\cdot S)(p\cdot q) - (q\cdot S)(p\cdot s)]\frac{G_2}{M}\right\}$$

$$= -\frac{4\alpha^2}{Q^2}\frac{E}{E'}\left\{[E\cos\alpha + E'\cos\Theta]MG_1 + 2EE'[\cos\Theta - \cos\alpha]G_2\right\} \tag{1.26}$$

dove α è l'angolo polare della direzione di spin del nucleone, e Θ è l'angolo tra la direzione di uscita del leptone $\vec{k'}$ e $\vec{S}$ (fig. 1.2). Per nucleoni polarizzati lungo la direzione del leptone incidente ($\uparrow$) o opposta ad essa ($\downarrow$), si ha: $\alpha = 0$ e $\Theta = \theta$, per cui:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega dE'} = -\frac{4\alpha^2}{Q^2}\frac{E}{E'}\left[(E + E'\cos\theta)MG_1 - Q^2 G_2\right] \tag{1.27}$$

Nel caso in cui i nucleoni siano polarizzati trasversalmente alla direzione dello spin del leptone incidente, $\alpha = \pi/2$ e l'eq. (1.26) diventa:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\rightarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\leftarrow}}{d\Omega dE'} = -\frac{4\alpha^2}{Q^2}\frac{E}{E'}\sin\theta\cos\Phi(MG_1 + 2EG_2) \tag{1.28}$$

Le funzioni di struttura di spin nel limite di Bjorken diventano funzioni della sola variabile x, analogamente al caso non polarizzato:

$$\begin{aligned} M^2\nu G_1(Q^2,\nu) &= g_1(Q^2,\nu) \rightarrow g_1(x) \\ M\nu^2 G_2(Q^2,\nu) &= g_2(Q^2,\nu) \rightarrow g_2(x) \end{aligned} \tag{1.29}$$

1.5 Asimmetrie

Misure di differenze di sezioni d'urto con particolari configurazioni di spin del leptone e del nucleone forniscono delle informazioni sulle funzioni di struttura polarizzate G_1 e G_2 o sulle funzioni di *scaling* g_1 e g_2. Tuttavia, da una singola misura di differenza si ottengono delle informazioni su una combinazione di G_1 e G_2 e non sulle singole funzioni di struttura; pertanto nell'analisi dei dati finora estratti si è dovuti ricorrere a delle procedure di approssimazione.

1.5.1 Asimmetrie leptone - nucleone

Nel caso di polarizzazione longitudinale, la quantità sperimentalmente misurata è l'asimmetria longitudinale di spin, definita dalla seguente relazione:

$$A_{||} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} \tag{1.30}$$

dove σ è la quantità $d^2\sigma/(d\Omega dE')$ ed il denominatore è dato dal doppio della sezione d'urto non polarizzata.

Dalle eq. (1.23) e (1.27) si ottiene:

$$A_{||} = \frac{Q^2}{2EE'}\frac{(E + E'\cos\theta)MG_1 - Q^2G_2}{2W_1\sin^2(\theta/2) + W_2\cos^2(\theta/2)} \tag{1.31}$$

o, equivalentemente:

$$A_{||} = \frac{1-\epsilon}{(1+R\epsilon)F_1}\left[(E + E'\cos\theta)\frac{g_1}{\nu} - \frac{Q^2}{\nu}g_2\right] \tag{1.32}$$

essendo ϵ il grado di polarizzazione trasversa del fotone virtuale, definito da:

$$\epsilon = \left[1 + 2\left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]^{-1} = \frac{1-y}{1-y+y^2/2} \tag{1.33}$$

ed R il rapporto tra la sezione d'urto longitudinale σ_L e trasversa σ_T, legato alle funzioni di struttura tramite la relazione:

$$R(x, Q^2) \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{(1 + 4M^2x^2/Q^2)F_2 - 2xF_1}{2xF_1} \tag{1.34}$$

Nel caso di polarizzazione trasversa del nucleone, sperimentalmente si misura la quantità

$$A_\perp = \frac{\sigma^{\uparrow\rightarrow} - \sigma^{\uparrow\leftarrow}}{\sigma^{\uparrow\rightarrow} + \sigma^{\uparrow\leftarrow}} \tag{1.35}$$

e dalle eq. (1.23) e (1.28) si ottiene:

$$A_\perp = \frac{Q^2 \sin\theta(MG_1 + 2EG_2)}{2E[2W_1 \sin^2\theta/2 + W_2 \cos^2\theta/2]} \cos\Phi \tag{1.36}$$

o, equivalentemente:

$$A_\perp = \frac{(1-\epsilon)E' \sin\theta}{(1+R\epsilon)F_1} \left(\frac{g_1}{\nu} + \frac{2E}{\nu^2} g_2\right) \tag{1.37}$$

1.5.2 Asimmetrie fotone virtuale - nucleone

Dalle ampiezze di elicità del fotone si possono formare altre due asimmetrie, che prendono il nome di asimmetrie del fotone virtuale con il nucleone. Esse sono definite dalle seguenti relazioni:

$$A_1 = \frac{\sigma^T_{1/2} - \sigma^T_{3/2}}{\sigma^T_{1/2} + \sigma^T_{3/2}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \tag{1.38}$$

$$A_2 = \frac{\sigma^{TL}_{1/2}}{\sigma^T} = \frac{2\sigma^{TL}_{1/2}}{\sigma^T_{1/2} + \sigma^T_{3/2}} = \frac{\gamma(g_1 + g_2)}{F_1} \tag{1.39}$$

dove $\gamma^2 = Q^2/\nu^2$ e $\sigma^T_{1/2}$ e $\sigma^T_{3/2}$ sono le sezioni d'urto di assorbimento del fotone virtuale quando la proiezione del momento angolare totale del sistema fotone-nucleone lungo la direzione incidente del fotone vale 1/2 e 3/2, rispettivamente.

È da notare che su A_1 e A_2 ci sono dei limiti, rappresentati da [10]:

$$| A_1 | \leq 1 \qquad\qquad A_2 = \frac{\sigma^{TL}}{\sigma^T} \leq \sqrt{\frac{\sigma^L}{\sigma^T}} = \sqrt{R} \tag{1.40}$$

A_1 e A_2 possono essere espresse anche in termini delle asimmetrie misurate leptone-nucleone:

$$A_1 = \frac{A_{||}}{D(1+\zeta\eta)} - \frac{\eta A_\perp}{d(1+\zeta\eta)} \tag{1.41}$$

$$A_2 = \frac{\zeta A_{||}}{D(1+\zeta\eta)} + \frac{A_\perp}{d(1+\zeta\eta)} \tag{1.42}$$

dove i fattori cinematici D, d, η e ζ sono definiti dalle seguenti relazioni:

$$D = \frac{1 - E'\epsilon/E}{1 + \epsilon R} = \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1-y)(1+R)} \tag{1.43}$$

$$d = D\sqrt{\frac{2\epsilon}{1+\epsilon}} \tag{1.44}$$

$$\eta = \frac{\epsilon\sqrt{Q^2}}{E - E'\epsilon} = \frac{2\gamma(1-y)}{2-y} \tag{1.45}$$

$$\zeta = \eta\,\frac{1+\epsilon}{2\epsilon} \tag{1.46}$$

D rappresenta la depolarizzazione longitudinale del fotone virtuale rispetto al leptone e dipende dalla funzione R, determinata da un fit globale sui dati esistenti [11]. La conoscenza di R, insieme a quella di F_2 [12] permette la determinazione della funzione di struttura F_1.

Alternativamente si può scrivere:

$$A_{||} = D\,(A_1 + \eta A_2) \tag{1.47}$$

$$A_{\perp} = d\,(A_2 - \zeta A_1) \tag{1.48}$$

1.6 Interpretazione delle funzioni di struttura

Nel modello a partoni $R(x,Q^2) = 0$ e le funzioni di struttura $F_1(x,Q^2)$ e $F_2(x,Q^2)$ sono legate tra loro dalla relazione di Callan-Gross:

$$F_1(x,Q^2) = \frac{1+\gamma^2}{2x}F_2(x,Q^2) \tag{1.49}$$

Il processo di diffusione profondamente anelastica viene visto come la "superposizione" incoerente di diffusione elastica da partoni. Considerando la cinematica della diffusione elastica (eq. (1.9)) ed esprimendo il tensore adronico $W^{\mu\nu}$ in funzione dell'impulso portato dal partone, le funzioni di struttura, polarizzate e non, vengono espresse come:

$$F_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2\left(q_i^{\uparrow}(x) + q_i^{\downarrow}(x)\right) \tag{1.50}$$

$$F_2(x,Q^2) = x\sum_i e_i^2\left(q_i^{\uparrow}(x) + q_i^{\downarrow}(x)\right) \tag{1.51}$$

$$g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2\left(q_i^{\uparrow}(x) - q_i^{\downarrow}(x)\right) \tag{1.52}$$

$$g_2(x,Q^2) = 0 \tag{1.53}$$

dove e_i è la carica del quark di sapore i, $q_i^{\uparrow}(x)$ e $q_i^{\downarrow}(x)$ rappresentano la probabilità di trovare un quark di tipo i, con frazione di impulso x ed elicità rispettivamente nella stessa direzione od opposta a quella del nucleone.

In tali termini, si può dare un'interpretazione fisica dell'asimmetria A_1, dovuta alla conservazione di elicità. Infatti un fotone virtuale con proiezione di spin pari a ± 1 può essere assorbito solo dai quarks che hanno proiezione di spin $\pm 1/2$; pertanto in una collisione collineare tra il fotone ed il quark, lo spin del quark viene invertito [13]. L'asimmetria A_2 proviene invece dall'interferenza tra le polarizzazioni trasversa e longitudinale del fotone virtuale.

Nel modello a partoni di Feynman [14, 15] la funzione di struttura $g_1(x)$ rappresenta quindi una distribuzione pesata dei quarks nel nucleone, mentre g_2 non sembra avere una semplice interpretazione in tale modello.

L' espressione di F_2 delle eq. (1.51) può essere esplicitata per il protone e per il neutrone, tenendo in considerazione la loro struttura a quark:

$$F_2^p(x) = x\Big(\frac{4}{9}u(x) + \frac{1}{9}d(x) + \frac{1}{9}s(x) + \frac{4}{9}\bar{u}(x) + \frac{1}{9}\bar{d}(x) + \frac{1}{9}\bar{s}(x)\Big) \qquad (1.54)$$

$$F_2^n(x) = x\Big(\frac{1}{9}u(x) + \frac{4}{9}d(x) + \frac{1}{9}s(x) + \frac{1}{9}\bar{u}(x) + \frac{4}{9}\bar{d}(x) + \frac{1}{9}\bar{s}(x)\Big) \qquad (1.55)$$

dove si sono trascurati i contributi dovuti a quark più pesanti, che intervengono solo ad alto momento trasferito, e si è considerata la simmetria SU(2) di isospin per il neutrone; per quest'ultima considerazione si ha che $u(x)$ è la distribuzione del quark *up* nel protone e del quark *down* nel neutrone:

$$u(x) = u^p(x) = d^n(x) \qquad\qquad d(x) = d^p(x) = u^n(x) \qquad (1.56)$$

Si ha inoltre una diversa parametrizzazione che distingue tra le distribuzioni di valenza $q_v(x)$, che tengono conto dei numeri quantici del nucleone, e le distribuzioni del mare $q_s(x) = \bar{q}_s(x)$, che proviene dalla produzione di coppie quarks-antiquarks dovute alle fluttuazioni quantiche; in tal caso si ha:

$$F_2^p(x) = x\left(\frac{4}{9}[u_v(x) + u_s(x) + \bar{u}_s(x)] + \frac{1}{9}[d_v(x) + d_s(x) + \bar{d}_s(x) + s_s(x) + \bar{s}_s(x)]\right) \qquad (1.57)$$

In accordo con misure recenti [16], il mare di quark leggeri risulta non simmetrico:

$$u_s(x) \neq d_s(x) \qquad (1.58)$$

In modo analogo si possono calcolare nel QPM le funzioni di struttura polarizzate; per il protone, esse sono date da:

$$g_1^p(x) = \frac{1}{2}\Big(\frac{4}{9}\delta u(x) + \frac{1}{9}\delta d(x) + \frac{1}{9}\delta s(x) + \frac{4}{9}\delta\bar{u}(x) + \frac{1}{9}\delta\bar{d}(x) + \frac{1}{9}\delta\bar{s}(x)\Big) \quad (1.59)$$

avendo indicato con δq (con $q = u,\ d,\ s$) le distribuzioni di spin dei quarks, ossia la differenza tra il numero di quarks con stessa elicità del nucleone ($\uparrow$) e opposta ($\downarrow$):

$$\delta q_i = q_i^{\uparrow}(x) - q_i^{\downarrow}(x) \qquad (1.60)$$

La funzione di struttura $g_2(x)$ risulta essere nulla nel modello a partoni, in cui ogni partone porta una frazione x del quadrimomento del nucleone; in tale modello vengono trascurate le masse e gli impulsi intrinseci dei quarks all'interno del nucleone. Si possono avere dei valori non nulli di $g_2(x)$ permettendo ai quarks di avere un intrinseco moto di Fermi all'interno del nucleone [4, 3, 17]; nel sistema di riferimento di Breit, in cui l'impulso trasverso dei quarks risulta trascurabile rispetto a quello longitudinale, si ha:

$$g_2(x) = \frac{1}{2}\sum_i e_i^2 \left(\frac{m_i}{xM} - 1\right) \delta q(x) \tag{1.61}$$

avendo indicato con m_i la massa del quark. Trascurando l'impulso intrinseco $p_\perp$ dei quarks, si ha $m_i = xM$ e dunque si ritrova il precedente risultato $g_2(x) = 0$. L'introduzione di un momento intrinseco porta dunque ad un valore non nullo di $g_2(x)$, valore che risulta molto sensibile alla massa dei quarks, come risulta dall'eq. (1.61). Questo conduce a molti problemi in tutti i calcoli di $g_2(x) = 0$ nel modello a partoni [18].

Wandzura e Wilczek [19] hanno mostrato che nella QCD la funzione di struttura g_2 può essere decomposta in:

$$g_2(x, Q^2) = g_2^{WW}(x, Q^2) + \bar{g}_2(x, Q^2) \tag{1.62}$$

dove il termine g_2^{WW} è il contributo principale di scambio e risulta completamente determinato da $g_1(x, Q^2)$:

$$g_2^{WW}(x, Q^2) = -g_1(x, Q^2) + \int_x^1 g_1(y, Q^2)\frac{dy}{y} \tag{1.63}$$

Il termine $\bar{g}_2$ è un contributo di scambio a 3 corpi (*twist-3*), meglio comprensibile in una analisi OPE nell'ambito della QCD; tale termine è meno sensibile alla funzione di correlazione quark-gluone nel nucleone.

Nel modello di Regge, g_2 sotto certe condizioni soddisfa la regola di somma di Burkhardt [20, 18]:

$$\int_0^1 g_2(x, Q^2)dx = 0 \tag{1.64}$$

sulla quale ci sono ancora pareri contrastanti [21].

1.6.1 Struttura di spin del nucleone

Lo studio delle funzioni di struttura polarizzate del nucleone ha come scopo la conoscenza di come lo spin di quest'ultimo sia distribuito tra i suoi costituenti. Il nucleone è una particella di spin 1/2 ed i suoi costituenti sono i quark, di spin 1/2 ed i gluoni, di spin 1. Definendo $\Delta\Sigma$ la frazione di elicità del nucleone portata dai quarks e dagli antiquarks, ΔG l'elicità portata dai gluoni e $\langle L_z \rangle$ il contributo del momento angolare dovuto sia ai quarks che ai gluoni, la conservazione dello spin del nucleone può essere scritta come:

$$s_z^N = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Sigma + \Delta G + \langle L_z \rangle \tag{1.65}$$

avendo indicato con z la direzione lungo la quale viene proiettato lo spin del nucleone s^N e con $\Delta\Sigma$ la quantità:

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s \tag{1.66}$$

e Δq (con $q = u,\, d,\, s$) le distribuzioni di spin dei quarks δq integrati su tutto il valore di x.

Non esistono predizioni teoriche sulla dipendenza da x delle funzioni di struttura dipendenti dallo spin, analogamente a quanto avviene nella diffusione non polarizzata. Esistono tuttavia delle predizioni sui momenti, ossia sugli integrali delle funzioni di struttura polarizzate sulla variabile x. Nel QPM le funzioni di struttura sono legate alle distribuzioni degli impulsi dei quarks attraverso le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned}\Gamma_1^p &= \int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{2}\left[\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right] \\ \Gamma_1^n &= \int_0^1 g_1^n(x)dx = \frac{1}{2}\left[\frac{4}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta s\right]\end{aligned} \tag{1.67}$$

Le polarizzazioni dei quarks sono legate alle costanti universali del decadimento debole F e D del gruppo di simmetria SU(3) su cui si basa la QCD; F e D parametrizzano la costante di accoppiamento assiale g_i dei decadimenti semi-leptonici degli iperoni [22]. Nel corso degli ultimi anni ci sono stati diversi pareri sull'estrazione di tali costanti dai dati [23, 24, 25, 26, 27]; il problema aperto rimane la loro interpretazione nella rottura della simmetria SU(3) [28]. Si possono scrivere le seguenti relazioni [29]:

$$\begin{gathered}\Delta u - \Delta d = F + D = 1.2573 \pm 0.0028 \\ \Delta u + \Delta d - 2\Delta s = 3F - D = 0.58 \pm 0.03 \\ F/D = 0.575 \pm 0.016\end{gathered} \tag{1.68}$$

Nel modello a partoni si ha quindi:

$$\Gamma_1^{p,n} = \pm(F+D) + \frac{1}{36}(3F - D) + \frac{1}{9}\Delta\Sigma \tag{1.69}$$

Le eq. (1.67) e (1.68) forniscono 3 equazioni per le 3 incognite Δu, Δd e Δs; le misure delle funzioni di struttura polarizzate per il protone e per il neutrone permettono dunque di separare le distribuzioni di polarizzazione dei quarks.

La predizione del QPM risulta essere un'approssimazione; infatti le eq. (1.67) sono valide nel limite di Bjorken ($Q^2, \nu \to \infty$), ma gli esperimenti vengono eseguiti a valori finiti di Q^2, pertanto occorre tenere in considerazione delle correzioni radiative della QCD che dipendono dalla scala Q^2 a cui si sonda la struttura del nucleone. Indicando con C_{ns} le correzioni QCD dei non singoletti e con C_s quelle del singoletto, le espressioni per i momenti diventano:

$$\Gamma_1^p = \left(\frac{1}{12}a_3 + \frac{1}{36}a_8\right)C_{ns} + \frac{1}{9}a_0 C_s$$

$$\Gamma_1^n = \Big(-\frac{1}{12}a_3 + \frac{1}{36}a_8\Big) C_{ns} + \frac{1}{9}a_0 C_s \tag{1.70}$$

o, in termini delle costanti F, D:

$$\Gamma_1^{p,n} = C_{ns}(Q^2) = \Big[\pm (F+D) + \frac{1}{36}(3F-D)\Big] + C_s(Q^2)\Big[\frac{1}{9}\Delta\Sigma(Q^2)\Big] \tag{1.71}$$

Le costanti a_i sono le correnti vettore-assiale della matrice adronica dell'ottetto di sapore dei quark SU(3) e a_0 la corrente assiale del singoletto di sapore e sono definite da:

$$\begin{aligned} a_3 &= \Delta u - \Delta d \; (= F + D) \\ a_8 &= \Delta u + \Delta d - 2\Delta s \; (= 3F - D) \\ a_0 &= \Delta u + \Delta d + \Delta s \; (= \Delta\Sigma) \end{aligned} \tag{1.72}$$

Le correzioni QCD di non singoletto sono state calcolate all'ordine α_s^3 [30] ed è stata fatta una stima dei coefficienti per α_s^4 [31]; invece le correzioni QCD di singoletto sono state calcolate all'ordine α_s^2 [32] ed è stata fatta una stima per l'ordine α_s^3 [33]:

$$C_{ns} = 1 - \Big(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\Big) - 3.5833 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^2 - 20.2153 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^3 - O(130) \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^4 \tag{1.73}$$

$$C_s = 1 - 0.3333 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right) - 0.549 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^2 - O(2) \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^3 \tag{1.74}$$

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{9\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \left[1 - \frac{64}{81}\, \frac{\ln\left[\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right]}{\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}} + ...\right] \tag{1.75}$$

Nelle precedenti equazioni si è considerato il numero di sapore dei quarks pari a 3, appropriato per questi esperimenti; $\alpha_s(Q^2)$ è la costante di accoppiamento della QCD e Λ ($\sim$ 0.2 GeV) rappresenta la scala introdotta per la rinormalizzazione. Nel momento in cui $Q^2 \to \infty$, $\alpha_s \to 0$, che riflette la libertà asintotica dei quarks. Se $Q^2 \gg \Lambda^2$ per descrivere le interazioni in QCD si possono applicare tecniche perturbative. In aggiunta alla suddetta correzione, la QCD prevede anche una dipendenza "intrinseca" di a_0 da Q^2, dovuta alla dimensione anomala della corrente assiale di singoletto; infatti usando le costanti F, D e Γ_1^p o Γ_1^n si possono calcolare le singole polarizzazioni dei quarks:

$$\begin{aligned} \Delta\Sigma &= \frac{9}{C_s}\Big[\Gamma_1^{p,n} \pm \Big(\frac{F+D}{12} + \frac{3F-D}{36}\Big) C_{ns}\Big] \\ \Delta u &= \frac{\Delta\Sigma}{3} + \frac{3F-D}{6} + \frac{F+D}{2} \\ \Delta d &= \frac{\Delta\Sigma}{3} + \frac{3F-D}{6} - \frac{F+D}{2} \\ \Delta s &= \frac{\Delta\Sigma}{3} - \frac{3F-D}{3} \end{aligned} \tag{1.76}$$

Dalle precedenti espressioni si può notare che Δu, Δd e Δs possono avere un contributo dalla polarizzazione dei gluoni. Questo è dovuto appunto alla non conservazione della corrente assiale di singoletto [34, 35] e prende il nome di "anomalia assiale"; gli elementi di matrice di non singoletto non ricevono questo tipo di contributo, dal momento che l'accoppiamento tra i quarks ed i gluoni è indipendente dal sapore e pertanto si cancella. Questo significa che Δq (dove al solito q=u, d o s) può essere reinterpretato come:

$$\Delta q' = \Delta q_i - \frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta g \tag{1.77}$$

o, in generale:

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma - \frac{n_f \alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta g(Q^2) \tag{1.78}$$

dove n_f è il numero dei quarks presi in esame e Δg rappresenta la distribuzione di polarizzazione dei gluoni:

$$\Delta g(Q^2) = \int_0^1 \left[g^{\uparrow}(x) - g^{\downarrow}(x)\right] dx \tag{1.79}$$

Anche $\Delta g(Q^2)$ scala approssimativamente come $(\alpha_s)^{-1}$ quando $Q^2 \to \infty$, pertanto il termine $(\alpha_s/2\pi)\Delta g$ al primo ordine risulta indipendente da Q^2 [36]. Le correzioni QCD radiative sono delle dimensioni dell'intervallo di Q^2 degli esperimenti e sono strumentali per il confronto e la corretta interpretazione dei dati raccolti a differenti Q^2 [37, 38].

1.7 Le regole di somma

La distribuzione delle differenti funzioni di struttura permette di verificare i diversi modelli del nucleone; gli integrali delle funzioni di struttura risultano essere importanti in quanto consentono di controllare le assunzioni fondamentali sulla struttura di spin del nucleone.

1.7.1 Le regole di somma di Ellis-Jaffe

Ellis e Jaffe nel 1974 hanno derivato delle singole regole di somma per il protone e per il neutrone, basandosi sulla simmetria SU(3) e sull'assunzione che il mare strano risulti non polarizzato [39] e dunque il suo contributo allo spin del nucleone risulta trascurabile:

$$\Delta s \doteq 0 \tag{1.80}$$

Dalle eq. (1.67) e (1.68), con la condizione $\Delta s = 0$ (che implica $a_0 = a_8$) e senza tenere in considerazione le correzioni QCD, le regole di somma di Ellis-Jaffe sono espresse da:

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{18}(9F - D) = 0.185 \tag{1.81}$$

$$\Gamma_1^n = \int_0^1 g_1^n(x)dx = \frac{1}{18}(6F - 4D) = -0.024 \tag{1.82}$$

Le regole di somma di Ellis-Jaffe sono interessanti dal momento che coinvolgono $\Delta\Sigma$, il contributo di spin dei quarks allo spin del nucleone.

1.7.2 La regola di somma di Bjorken

La regola di somma di Bjorken [40] è una legge fondamentale, derivata dall'algebra corrente e che lega l'integrale della differenza tra le funzioni di struttura di spin del protone e del neutrone al rapporto tra la costante di accoppiamento vettore-assiale g_A e la costante di accoppiamento vettoriale g_V del decadimento β del neutrone:

$$\int_0^1 \Big(g_1^p(x) - g_1^n(x)\Big)dx = \frac{1}{6}\,\frac{g_A}{g_V} \tag{1.83}$$

La derivazione della regola di somma di Bjorken non necessita dell'assunzione che il mare strano non sia polarizzato, dal momento che tale contributo si elide quando si considera la differenza tra la funzione di struttura polarizzata del protone e quella del neutrone. L'espressione scritta non tiene conto delle correzioni QCD.

L'eq. (1.83) è ricavata nel limite di Bjorken ($Q^2, \nu \to \infty$); sostituendo le eq. (1.67) in essa si ricava:

$$\begin{aligned}\int_0^1 \Big(g_1^p(x) - g_1^n(x)\Big)dx &= \frac{1}{2}\left[\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s - \frac{1}{9}\Delta u - \frac{4}{9}\Delta d - \frac{1}{9}\Delta s\right] \\ &= \frac{1}{6}[\Delta u - \Delta d] \end{aligned} \tag{1.84}$$

ossia,

$$\frac{g_A}{g_V} = \Delta u - \Delta d \tag{1.85}$$

La stessa relazione si può trovare esprimendo il rapporto g_A/g_V come elemento di matrice dell'operatore vettore-assiale tra il protone ed il neutrone, usando l'operatore di abbassamento dell'isospin ed infine le relazioni che legano le distribuzioni di polarizzazione dei quarks agli elementi di matrice delle correnti assiali. Questo stabilisce dunque una relazione tra le funzioni di struttura di spin ed il rapporto g_A/g_V proveniente dal decadimento del neutrone.

Per valori finiti di Q^2, la regola di somma necessita delle correzioni QCD di non singoletto, descritte dall'eq. (1.70).

1.8 Come misurare g_1 e g_2

Per misurare la frazione di spin portata dai quarks, si deve misurare l'asimmetria della sezioni d'urto, ossia la differenza nelle probabilità che il leptone diffuso abbia lo spin parallelo o antiparallelo rispetto a quello incidente ($\approx 10^{-3}$).

La parte relativa alla polarizzazione fornisce un contributo piccolo alla sezione d'urto ed in generale è soppresso da un'incompleta polarizzazione del fascio o del bersaglio, per cui solitamente viene valutato dalla misura delle asimmetrie di sezioni d'urto in cui la parte non polarizzata si cancella.

La quantità misurabile sperimentalmente è data da:

$$A_{sper.} = f_t \, P_t \, P_b \, A \tag{1.86}$$

dove P_b è la polarizzazione del fascio, P_t quella del bersaglio e f_t rappresenta il fattore di diluzione del bersaglio, ossia la frazione di nucleoni polarizzati nel materiale che costituisce il bersaglio in esame. L'asimmetria A è quella di cui si è parlato nel par. 1.5, e precisamente $A_{||}$ nel caso di polarizzazione longitudinale e $A_\perp$ nel caso di polarizzazione trasversa del fascio:

$$A_{||} = D \, [A_1 + \eta A_2] \tag{1.87}$$

$$A_\perp = d \, [A_2 + \zeta A_1] \tag{1.88}$$

L'asimmetria A_2 è vincolata dal limite di positività $\mid A_2 \mid \leq \sqrt{R}$ e tale termine è piccolo, ma non trascurabile per valori finiti di Q^2. In tale approssimazione (usata dagli esperimenti di SLAC, EMC, SMC), si ha:

$$A_{||} \cong D A_1 \tag{1.89}$$

e conseguentemente la funzione di struttura g_1 può essere calcolata dalla asimmetria A_1 mediata su ogni intervallo x misurato tramite la relazione approssimata

$$g_1 \approx \frac{A_1(x) F_2(x, Q^2)}{2x[1 + R(x, Q^2)]} \tag{1.90}$$

Seguendo la stessa procedura per $A_\perp$, si ottiene che una misura di tale asimmetria fornisce un'informazione diretta sulla combinazione delle funzioni di struttura ed in particolare $g_2 + \nu/(2E) g_1$ [4]: in questo caso il coefficiente di g_1 non è trascurabile e per isolare g_2 si deve conoscere g_1, ottenuta dalla misura di $A_{||}$. Da queste considerazioni risulta l'importanza di un'analisi combinata usando $A_{||}$ e $A_\perp$ per estrarre le funzioni di struttura polarizzate e l'importanza di avere $f_t \approx 1$ e valori di P_b e P_t più grandi possibili.

Le funzioni di struttura di spin del protone possono essere misurate usando direttamente un bersaglio di idrogeno.

Diversa è la situazione per quelle relative al neutrone, non esistendo neutroni liberi. Esse possono essere estratte sperimentalmente con due metodi:

- usando bersagli di deuterio
- usando bersagli di ^{3}He

Il deuterio è un bersaglio di spin 1 e dunque ci sono 3 possibili orientazioni del vettore di spin rispetto all'asse di quantizzazione: $m_I = 0, \pm 1$.

Le asimmetrie misurate sono:

$$A_{\parallel}^{d} = \frac{3}{2}\,\frac{\sigma^{\uparrow\uparrow} - \sigma^{\uparrow\downarrow}}{\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow 0} + \sigma^{\uparrow\downarrow}} \qquad A_{\perp}^{d} = \frac{3}{2}\,\frac{\sigma^{\uparrow\rightarrow} - \sigma^{\uparrow\leftarrow}}{\sigma^{\uparrow\rightarrow} + \sigma^{\uparrow 0} + \sigma^{\uparrow\leftarrow}} \tag{1.91}$$

Se si assume che il deuterio sia semplicemente composto da un protone ed un neutrone nello stato S, la componente $m_I = 0$ fornisce il contributo:

$$\sigma^{\uparrow 0} = \frac{1}{2}\left(\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow\downarrow}\right) \tag{1.92}$$

e le asimmetrie risultano uguali a quelle di una particella di spin 1/2, come nelle eq. (1.30) e (1.35).

Non essendo possibile misurare la componente $m_I = 0$ negli esperimenti a SLAC ed al CERN, in essi gli effetti nucleari nel deuterio vengono tenuti in considerazione in un fattore di depolarizzazione globale, in accordo con la seguente equazione:

$$A_1^n = \frac{A_1^D}{1 - 1.5\omega_D}\;\frac{\sigma^D}{\sigma^D - \sigma^H} - A_1^H \frac{\sigma^H}{\sigma^D - \sigma^H} \tag{1.93}$$

dove $\omega_D \approx 0.05$ rappresenta la probabilità del deuterio di trovarsi in uno stato D. Con HERMES, le cui peculiarità sono descritte nel par. 1.10, si ha la possibilità di avere una determinazione non ambigua di $A_{\parallel}^{d}$: infatti il bersaglio può essere disposto separatamente in tutti i sottostati e pertanto la componente $m_I = 0$ può essere misurata direttamente.

Il bersaglio di ^{3}He può essere considerato come un buon bersaglio di neutroni: la funzione d'onda è principalmente nello stato S con due protoni aventi spin opposto per il principio di Pauli: pertanto la maggior parte dello spin risulta essere portata dal neutrone. A causa di una sovrapposizine delle funzioni d'onda [41, 42] la polarizzazione per il neutrone e per ciascuno dei protoni vale, rispettivamente:

$$P_n = (87 \pm 2)\% \qquad P_p = (-2.5 \pm 0.3)\% \tag{1.94}$$

Le correzioni nucleari per l'^{3}He sono maggiori di quelle del deuterio, ma sono conosciute con sufficiente precisione.

1.9 Rassegna dei dati sperimentali

Gli esperimenti di DIS si possono classificare in due periodi.

Le prime misure di asimmetria di spin da DIS sono state pubblicate più di 10 anni dopo la formulazione della regola di somma di Bjorken a SLAC, con l'esperimento E80 nel 1976 [43] e successivamente E130 [44] nel 1983; con quest'ultimo c'e' stata la prima valutazione della regola di somma sul protone:

$$\int_0^1 g_1^p(x)dx = 0.17 \pm 0.05$$

in accordo con le previsioni teoriche in cui si è assunto $\Delta s = 0$. Tali esperimenti erano però limitati dalla statistica e dalla cinematica: infatti il fascio di elettroni di energia relativamente bassa ha definito valori di Q^2 molto al di sotto di quello che è il regime asintotico, soprattutto per valori di $x < 0.1$. Subito dopo, la collaborazione EMC, con l'esperimento NA21 [45], utilizzando muoni polarizzati longitudinalmente di energia pari a 200 GeV, ha raggiunto valori di Q^2 molto più alti di quelli di SLAC e valori di x molto più bassi: da un'analisi combinata dei dati provenienti da entrambe le collaborazioni si è ottenuto il valore:

$$\int_0^1 g_1^p(x)dx = 0.126 \pm 0.018$$

da confrontare con quello teorico di 0.176 ± 0.006, basato sull'assunzione $\Delta s = 0$. Da esso si è estratto $\Delta\Sigma = 0.120 \pm 0.16$, e si è dedotto dunque che solo una parte dello spin del protone è attribuibile allo spin dei quarks; il valore ottenuto di $\Delta s = -0.190 \pm 0.056$ è una indicazione che una significante frazione dello spin del protone è portato dalle coppie strane di quark-antiquark.

Tali esperimenti hanno generato quella che è stata chiamata la "crisi dello spin", che ha dato origine ad una accesa diatriba sia da un punto di vista teorico che sperimentale, tuttora aperta [46, 47] (per una rassegna di articoli sulla struttura interna del nucleone, vedere [48]).

Dalla scoperta di EMC è nata una nuova generazione di esperimenti, che si possono distinguere per le diverse tecniche sperimentali:

- esperimento SMC al CERN, che ha utilizzato un fascio di muoni di alta energia e bersagli solidi criogenici [49];
- esperimenti E142, E143, E154, E155 a SLAC, con un fascio di elettroni, un bersaglio liquido di ^{3}He ed anche bersagli solidi criogenici [50];
- esperimento HERMES a DESY, caratterizzato da un fascio di elettroni polarizzato longitudinalmente dell'anello $e^- - p$ di HERA e bersagli interni gassosi di H, D e ^{3}He [51].

Per identificare e misurare i leptoni diffusi, gli esperimenti che hanno presentato dati fino ad ora (SMC, E142 e E143) hanno utilizzato dei spettrometri magnetici usati da diverse generazioni di esperimenti di DIS; solo lo spettrometro di HERMES è stato costruito appositamente. Le tecnologie usate per i bersagli polarizzati invece rappresentano molto lo stato dell'arte in questo campo.

Gli esperimenti con fasci di elettroni e muoni sono complementari nella loro ricerca fisica. Il vantaggio degli esperimenti a SLAC e DESY è dato dalla grande intensità di fascio ottenibile dagli acceleratori di elettroni, mentre la potenza degli esperimenti al CERN è data dall'alta energia di fascio, che assicura una migliore copertura cinematica, sia a grande Q^2 che nella regione di basso x, regione critica per verificare le regole di somma.

Le caratteristiche del fascio e del bersaglio utilizzati nei diversi esperimenti di nuova generazione di DIS sono riportate nella tabella 1.1.

Esperimento	Fascio	Anno	Energia fascio (GeV)	Bersaglio
SMC	μ^+	1992	100	C_4D_9OD
		1993	190	C_4D_9OH
		1994	190	C_4D_9OD
		1995	190	C_4D_9OD
		1996	190	NH_3
E142	e^-	1992	$19.4 \div 25.5$	^{3}He
E143	e^-	1993	29.1	NH_3, ND_3
E154	e^-	1995	50	^{3}He
E155	e^-	1996	50	^{3}He, ND_3
HERMES	e^+	1995	27.5	^{3}He

Tabella 1.1: Caratteristiche dei fasci e dei bersagli utilizzati nei nuovi esperimenti di DIS per lo studio delle funzioni di struttura polarizzate

1.9.1 Risultati ottenuti su g_1

Risultati sull'asimmetria A_1 e sulla funzione di struttura polarizzata del protone sono stati pubblicati da SMC [52, 53, 54] e da E143 [55, 56, 57]. Risultati sul neutrone sono stati presentati da E142 [58, 59], da SMC [52, 54, 60] e da E143 [61] attraverso la differenza tra i dati ottenuti con il deuterio e con il protone. Tutti i dati sembrano essere in accordo tra loro. Come confronto in fig. 1.3 è riportata l'asimmetria A_1^p misurata dai vari esperimenti: la figura contiene i dati delle misure di E80, E130, EMC, SMC e E143. Le bande al di sotto dei punti sperimentali indicano gli errori sistematici delle misure. Dalla figura si vede che tutti i dati sono compatibili entro gli errori; E143 risulta essere l'esperimento più preciso, mentre SMC ha raggiunto una regione a più basso valore di x, anche se con grandi errori statistici.

In fig. 1.4 sono riportati i dati relativi alla funzione di struttura polarizzata del protone misurati dagli esperimenti EMC, SMC e E143. Dalla figura si vede che g_1^p risulta positiva per tutti i valori di x. I dati sono mostrati al loro rispettivo valore medio di Q^2, che differisce per un fattore 5 tra SMC e E143, come risulta dalla tabella 1.2. Il buon accordo tra i dati conferma l'ipotesi, assunta durante l'analisi dei dati, dell'indipendenza di A_1 da Q^2. Sfortunatamente questa assunzione è in disaccordo con la QCD che predice un'evoluzione di g_1 diversa da quella di F_2 e dunque una dipendenza di A_1 da Q^2. L'evoluzione di g_1 in funzione di Q^2 dipende dalle densità di polarizzazione dei quarks e dei gluoni e non ci sono valori numerici dal momento che si conosce molto poco su essi. Inizialmente sono stati studiati modelli con $\Delta g \approx 5$ [62, 63] ispirati al contributo anomalo dei gluoni alla funzione di struttura g_1 [64]. Recentemente è stata fatta un'analisi dettagliata di g_1 basata sulla QCD [65], con la conclusione che i dati attuali non vincolano molto la distribuzione dei gluoni, ma portano comunque a pensare ad un valore più piccolo di Δg. Alla stessa conclusione si

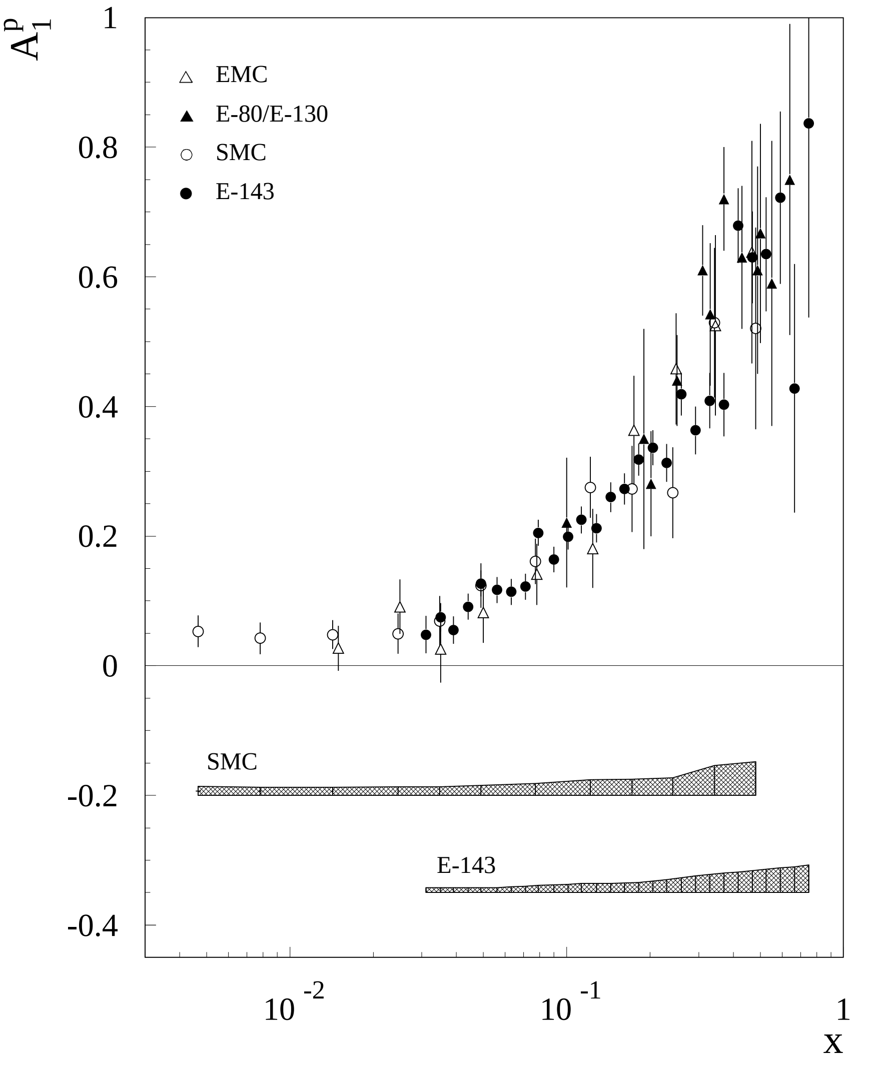

Figura 1.3: Dati esistenti sull'asimmetria $A_1^p(x) = g_1(x)/F_1(x)$. Le barre nella parte inferiore della figura rappresentano gli errori sistematici degli esperimenti. I nuovi dati di SMC e E143 confermano le misure di EMC che hanno portato alla "crisi dello spin".

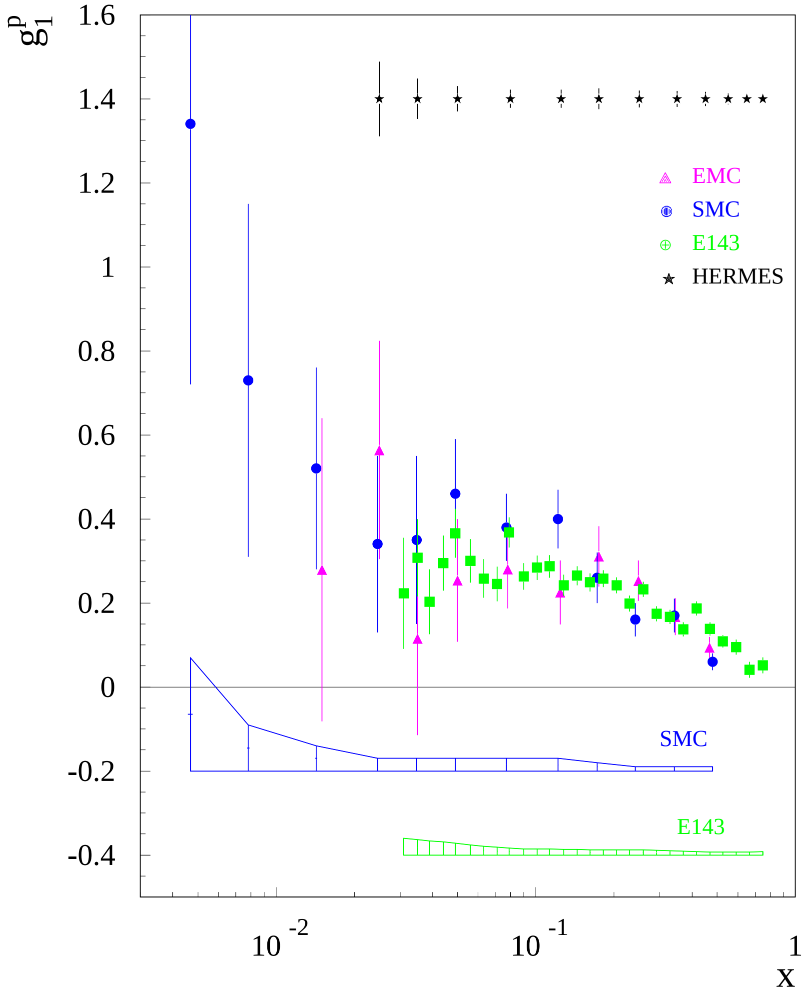

Figura 1.4: Dati esistenti sulla funzione di struttura di spin $g_1^p(x)$. La precisione dell'esperimento HERMES è indicata nelle barre di errore nella parte alta della figura e sono relativi ad un *run standard*.

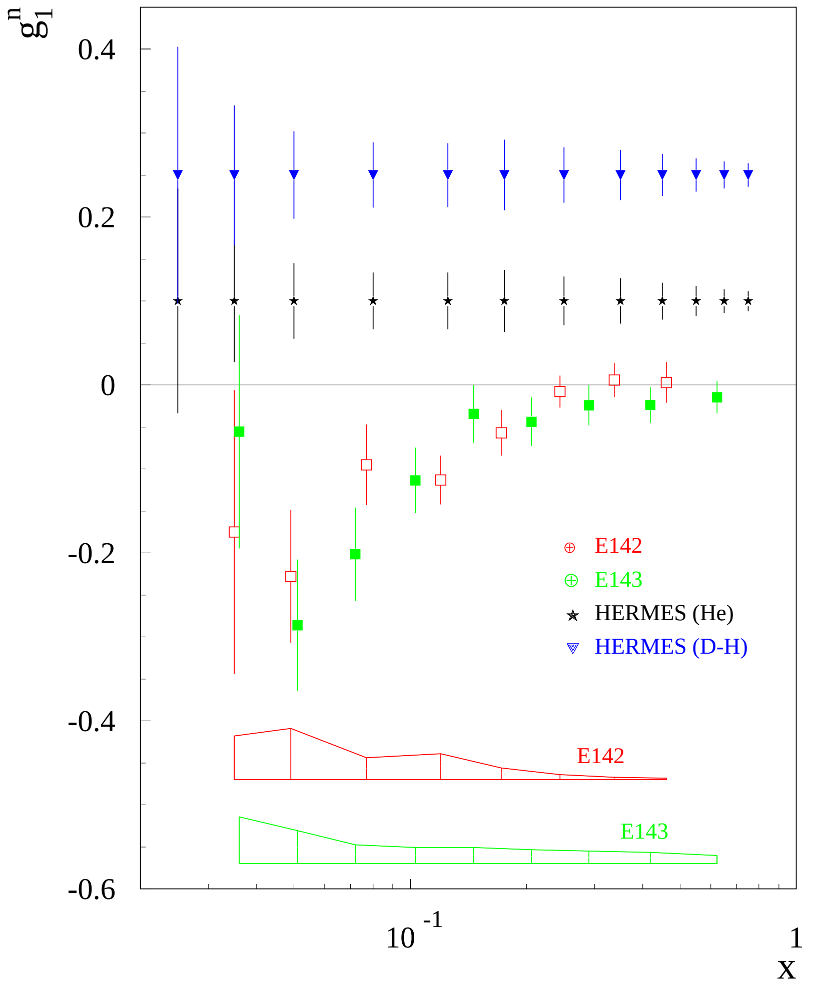

Figura 1.5: Dati esistenti sulla funzione di struttura di spin $g_1^n(x)$. La precisione dell'esperimento HERMES è indicata nelle barre di errore nella parte alta della figura e sono relativi ad un *run standard* per ciascuno dei bersagli utilizzati (^{3}He o $D-H$).

è pervenuti anche da un'analisi basata sulla determinazione delle distribuzioni dipendenti dallo spin dei partoni [66]. A causa di queste incertezze non si è introdotto nessun altro fattore nell'analisi di g_1 e pertanto sotto la semplice assunzione di scala dell'asimmetria A_1, la conversione da essa a g_1 richiede solo la parametrizzazione delle funzioni di struttura non polarizzate data da:

$$F_1(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2)}{2x[1 + R(x, Q^2)]} \tag{1.95}$$

con il risultato che la dipendenza di g_1 da Q^2 risulta contenuta nell'evoluzione di F_2 in Q^2; nel prossimo futuro si potranno prendere in considerazione la parametrizzazione di F_2 dalle misure di HERA o di E665.

Nella figura è riportata la precisione dell'esperimento HERMES per un *run standard* [91]. Commenti sulla precisione di tale esperimento si trovano nel par. 1.10.

Analogamente in fig. 1.5 è riportata la situazione sperimentale attuale sulla funzione di struttura polarizzata del neutrone e la precisione dell'esperimento HERMES.

1.9.2 Risultati ottenuti su g_2

La situazione sperimentale per g_2 è decisamente aperta: i primi dati, provenienti da E142 [58], indicano che $A_n^n(x)$ è limitata da $| A_n^n(x) | < 0.25$ ed i dati di SMC [67] indicano che A_2^p è piccolo se confrontato con il limite di positività $\sqrt{R}$: i dati disponibili sono solo 4 e gli errori sono molto grandi.

1.9.3 Valutazione di Γ_1

Per passare dalle funzioni di struttura al loro relativo momento, per poter verificare le regole di somma, si devono tenere in considerazione due fattori:

- la loro evoluzione per valori fissi di Q^2
- la loro estrapolazione ai valori limiti della variabli di Bjorken, x=0 e x=1.

L'evoluzione dei dati a un valore fisso di Q^2 richiede un'estrapolazione dei dati fuori dall'intervallo accessibile sperimentalmente: gli esperimenti a SLAC sono caratterizzati da un valore $\langle Q^2 \rangle = 2 \div 3$ GeV^2, mentre quelli al CERN da $\langle Q^2 \rangle = 10$ GeV^2, vicini al valore medio di Q^2 dei rispettivi dati. Per eseguire un'analisi combinata si deve però prendere in considerazione un altro valore di Q^2, quello più adatto è sembrato $\langle Q^2 \rangle = 5$ GeV^2. Anche qui le estrapolazioni sono fatte sotto l'ipotesi che A_1 sia indipendente da Q^2 e l'evoluzione in Q^2 è in F_2 e R.

L'estrapolazione a x=1 non risulta essere molto critica, dal momento che fornisce solo un piccolo contributo ed è vincolato dal limite A_1 <1.

Molto delicata è invece l'estrazione per piccoli valori di x, fonte di grandi discussioni e di notevole incertezze. SMC e E143 hanno usato in tale intervallo l'approssimazione prevista dalla teoria di Regge $g_1(x) \propto x^\alpha$, essendo $0 \leq \alpha \leq 0.5$ [68, 69]. Si è usata tuttavia una certa arbitrarietà nell'utilizzo di tale espressione, dal momento che la teoria di Regge non predice fino a quale valore di x l'approssimazione di g_1 risulti valida. Pur usando la stessa espressione approssimante, SMC ha assunto α=0 (ossia g_1 costante) ed ha eseguito un fit di questo modello con i primi due punti sperimentali ($x \leq$0.01); E143 ha usato lo stesso valore di α, mentre l'estrapolazione utilizzata da E142 è derivata dal comportamento di Regge di A_1^n anziché della funzione di struttura polarizzata, ossia $A_1^n \propto x^{\alpha'}$, con α'=1.2 [70].

L'indicazione della risalita di $g_1(x)$ a bassi x trovata da SMC ha fornito un altro spunto per lo studio del comportamento delle funzioni di struttura a bassi valori di x. Dalla letteratura si ha da una parte [71] chi attribuisce un contributo alla parte del singoletto di sapore di g_1^p dovuta allo scambio di due gluoni non perturbativi, che varia come $(2 \ln 1/x - 1)$ e che non influisce sulla regola di somma di Bjorken, essendo un'espressione di non singoletto di sapore; dall'altra [72] si sono considerati modelli diffrattivi per il comportamento a bassi x; inoltre la teoria QCD perturbativa predice una risalita più veloce di qualsiasi potenza di $\ln 1/x$ per piccoli x, ma non predice il segno di g_1^p, che dipende dalla distribuzione dei gluoni.

1.9.4 Verifica delle regole di somma di Ellis-Jaffe

In tabella 1.2 sono riportati i valori delle regole di somma di Ellis-Jaffe estratte dai dati sperimentali a disposizione, basandosi sull'eq. (1.81) e (1.82) per i momenti e sulle eq. (1.68) per la valutazione delle costanti F e D; in essa sono state applicate le correzioni QCD di [30, 32], assumendo un valore di $\alpha_s(m_Z^2) = 0.117 \pm 0.005$ [73] e tre quarks. Le predizioni di EMC e SMC si riferiscono a $\langle Q^2 \rangle \approx 10$ GeV^2, valore vicino alla soglia di produzione del quark c, pertanto gli errori "teorici" tengono conto dell'effetto dell'utilizzo di 4 quarks.

Si osserva un disaccordo tra i dati sperimentali e le previsioni teoriche sia per il protone che per il deuterio. Diversa sembra invece la situazione per il neutrone, in cui i dati di SLAC sembrano essere vicini alla predizione teorica. L'analisi combinata riportata deriva da un'evoluzione dei dati al valore comune $\langle Q^2 \rangle = 5$ GeV^2. Dalla tabella si vede che i nuovi dati di SLAC e SMC confermano la violazione della regola di somma di Ellis-Jaffe a livello di 2.5 σ.

1.9.5 Verifica della regola di somma di Bjorken

Dopo un'iniziale confusione sulla validità della regola di somma di Bjorken all'apparire dei primi dati sperimentali [74, 75] si è arrivati alla conclusione

Esperimento	Momento	Q^2	Misure	Predizioni
EMC	Γ_1^p	10.7	$.138 \pm .010 \pm .018$	$.170 \pm 0.005$
SMC	Γ_1^p	10	$.136 \pm .011 \pm .011$	$.170 \pm 0.005$
	Γ_1^d	10	$.034 \pm .009 \pm .006$	$.071 \pm 0.004$
	Γ_1^n	10	$-.063 \pm .024 \pm .013$	$-.017 \pm 0.004$
E142	Γ_1^n	2	$-.02 \pm .007 \pm .009$	$-.011 \pm 0.006$
E143	Γ_1^p	3	$.127 \pm .004 \pm .010$	$.164 \pm 0.006$
	Γ_1^d	3	$.042 \pm .003 \pm .004$	$.070 \pm 0.004$
	Γ_1^n	3	$-.037 \pm .008 \pm .011$	$-.013 \pm 0.005$
Combinata	Γ_1^p	5	$.125 \pm .009$	$.167 \pm 0.005$
	Γ_1^d	5	$.041 \pm .005$	$.070 \pm 0.004$
	Γ_1^n	5	$-.037 \pm .008$	$-.015 \pm 0.005$

Tabella 1.2: Verifica delle regole di somma di Ellis-Jaffe. Gli errori nelle previsioni teoriche sono dovuti principalmente all'incertezza nelle costanti α_s e F/D. Nei risultati sperimentali gli errori riportati sono rispettivamente quello statistico e quello sistematico. Il risultato di EMC include anche quelli di E80 e E130; i dati di SMC e E143 relativi al neutrone sono ottenuti da un'analisi combinata dei dati del deuterio e del protone.

Esperimento	Q^2	$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$	Predizione teor.
E143 ([56])	3	$.163 \pm .010 \pm .016$	$.177 \pm 0.005$
SMC ([54])	10	$.199 \pm .0038$	$.187 \pm 0.003$
Combinata	5	$.162 \pm .014$	$.182 \pm 0.005$

Tabella 1.3: Verifica della regola di somma di Bjorken.

che essa risulta confermata entro il 10 %, contrariamente alle regole di somma di Ellis-Jaffe.

I risultati ottenuti degli ultimi esperimenti sono riportati nella tabella 1.3

1.9.6 Contributo dello spin dei quarks allo spin del nucleone

Usando i risultati delle regole di somma di Ellis-Jaffe per il protone ed il neutrone, si può trovare la frazione di spin portato dai quarks u, d, e s nel nucleone in accordo con le eq. (1.72). Ricordando la decomposizione dello spin del nucleone espressa dall'eq. (1.65), il valore previsto di $\Delta\Sigma$ da Ellis-Jaffe risulta $\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d \cong 0.6$; in tabella 1.4 sono riportati i valori

Esperimento	Bersaglio	Q^2	$\Delta\Sigma$	Δs
EMC	p	10.7	$.27 \pm .16$	$-.10 \pm .05$
SMC	p	10	$.22 \pm .14$	$-.12 \pm .06$
	d	10	$.20 \pm .11$	$-.12 \pm .04$
E142	n	2	$.57 \pm .11$	$-.01 \pm .06$
E143	p	3	$.27 \pm .10$	$-.10 \pm .04$
	d	3	$.30 \pm .06$	$-.09 \pm .02$

Tabella 1.4: Risultati sperimentali del contributo totale ($\Delta\Sigma$) e strano (Δs) dei quarks allo spin del nucleone. I dati relativi a EMC includono anche quelli di E80 e E130

.

ottenuti sperimentalmente applicando le correzioni QCD al valore comune di $Q^2 = 5$ GeV^2. Ad eccezione di E142 tutti i dati arrivano alla conclusione di un piccolo contributo dei quarks allo spin del nucleone, $\Delta\Sigma \approx 0.2$ e di un piccolo ma significativo contributo dal mare di quarks strani, $\Delta s \approx -0.1$. In fig. 1.6 sono riportati i risultati sperimentali del contributo dei quarks allo spin del nucleone.

È da notare che i dati sono in accordo tra di loro solamente nel caso di alte correzioni QCD applicate, come mostrato nella fig. 1.7, dove è riportato il valore dello spin portato dai quarks $\Delta\Sigma$ in funzione dell'ordine della teoria perturbativa QCD.

1.10 Motivazioni fisiche dell'esperimento HERMES

Come già detto, dopo la scoperta della violazione della regola di somma di Ellis-Jaffe per il protone nel 1987, che ha portato alla "crisi dello spin" sono nati nuovi esperimenti per riprodurre la misura con una precisione migliore e per misurare le regole di somma sul neutrone. Sulla scia di queste idee è stato progettato l'esperimento HERMES.

HERMES si prefigge dunque la misura delle funzioni di struttura del nucleone attraverso la diffusione profondamente anelastica di elettroni polarizzati longitudinalmente di energia 27.5 GeV da protoni e neutroni polarizzati.

A tal fine HERMES utilizza due nuove tecniche:

- un fascio di elettroni polarizzato longitudinalmente in un anello di accumulazione;
- l'utilizzo di bersagli interni gassosi polarizzati.

Figura 1.6: Risultati sperimentali del contributo totale ($\Delta\Sigma$) e strano (Δs) dei quarks allo spin del nucleone a Q^2=5 GeV^2.

Figura 1.7: Contributo dei quarks allo spin del nucleone; i dati risultano in accordo solo per alte correzioni di QCD. Lo spin totale portato dai quarks risulta essere circa 1/3 dello spin totale del nucleone.

Come verrà descritto nel prossimo capitolo, la polarizzazione trasversa del fascio è ottenuta in modo naturale attraverso l'effetto Sokolov-Ternov, mentre per avere una polarizzazione longitudinale si sono utilizzati dei rotatori di spin: la polarizzazione media risulta essere $\geq$50%, raggiungibile in un tempo relativamente breve. La polarizzazione longitudinale del fascio è necessaria per la misura delle funzioni di struttura di spin.

L'utilizzo di bersagli gassosi rispetto agli altri esperimenti presenta il vantaggio che questi possono essere delle specie atomiche pure e pertanto possono raggiungere un alto grado di polarizzazione senza dover considerare la frazione di nuclei non polarizzati. Il fattore di diluzione f nell'esperimento HERMES vale infatti 1 per i bersagli di H,D e 0.33 per l'^{3}He. Tale fattore assume un ruolo importante nell'accuratezza statistica degli esperimenti, essendo l'asimmetria proporzionale ad esso, come risulta dall'eq. (1.86).

Questi bersagli permettono inoltre una rapida inversione dello spin e tale caratteristica risulta importante per quanto riguarda la precisione sistematica dell'esperimento: in tale condizione infatti, le variazioni dell'apparato e l'inversione dello spin risultano non correlati con la conseguenza che in prima approssimazione le inefficienze si elidono nel calcolo dell'asimmetria.

Le tecnologie innovative dell'esperimento HERMES rendono possibile dunque una misura precisa, ossia con piccoli errori statistici e sistematici, delle funzioni di struttura di spin del nucleone.

L'estrazione di $g_1^p(x)$ dal bersaglio di H verificherà i dati di E143: i due esperimenti si basano su tecnologie completamente diverse, pertanto si avrà un controllo incrociato dei risultati.

L'estrazione di $g_1^n(x)$ avverrà con due metodi differenti (come descritto nel par. 1.8 e riportato nella fig. 1.5), ossia dal confronto di D e H e dal bersaglio di ^{3}He: l'uso di diversi bersagli e assunzioni fisiche nella funzione di struttura del nucleone fornisce un'importante ridondanza nella misura di HERMES, fornendo due modi indipendenti per determinare la regola di somma di Bjorken.

Come visto, la situazione sperimentale per g_2 risulta decisamente aperta. Dalle considerazioni precedenti, HERMES sarà in grado di fornire dati precisi su tale funzione di struttura.

HERMES eseguirà dunque una misura accurata della dipendenza da x delle funzioni di struttura $g_1^{p,n}(x)$ e $g_2^{p,n}(x)$ nell'intervallo $0.02 \leq x \leq 0.8$ permettendo:

- un test stringente dei modelli dei nucleoni;
- una misura delle distribuzioni di spin dei quarks di valenza nel nucleone;
- un test della regola di somma di Bjorken (test QCD);
- un test della regola di somma di Ellis-Jaffe.

HERMES risulta inoltre superiore agli altri esperimenti di spin per le misure semi-inclusive: infatti E142 e E143 non hanno la possibilità di effettuare tali misure e SLAC è limitato su tale settore, anche se si ha la proposta di migliorare tale esperimento per la fisica di adroni polarizzati [76]. Da misure seminclusive HERMES prevede di decomporre il contributo allo spin del nucleone dello spin dei diversi quarks, studiando anche il contributo proveniente dai gluoni e dal momento angolare dei quarks, con buone speranze di riuscire a risolvere una grande parte del "puzzle" dello spin. Tale argomento non viene comunque trattato in questa tesi, pertanto si rimanda alle referenze [51, 91].

Capitolo 2

Descrizione dell'apparato sperimentale

2.1 L'anello di accumulazione HERA

HERA (*High Energy Ring Anlage*) è il più recente acceleratore al *Deutsches Elektronen-Synchrotron* (DESY) di Amburgo ed è il primo collider elettroni-protoni. Terminato nel Novembre 1990, è costituito da due anelli indipendenti collocati nello stesso tunnel e progettati per accumulare protoni ed elettroni rispettivamente di 820 e 35 GeV.

La macchina ha una circonferenza di 6337 m e risulta composta da 4 sezioni curve aventi un raggio di curvatura ρ_p di 588 m per i protoni e ρ_e di 608 m per gli elettroni, e da 4 sezioni dritte, ciascuna di lunghezza pari a 360 m, al centro delle quali si trovano le 4 regioni di interazione, in cui i due fasci collidono con un angolo di interazione nullo. In tabella 2.1 sono riportati i parametri di progetto della macchina ed in fig. 2.1 una schematizzazione dell'anello di accumulazione.

Elettroni di 500 MeV provenienti da un acceleratore lineare vengono iniettati in un piccolo anello di accumulazione, immagazzinati in un singolo pacchetto di 60 mA, iniettati in modo assiale in DESY II, accelerati a 7 GeV e trasferiti nell'anello modificato PETRA II ad una frequenza di 12.5Hz, fino ad ottenere 70 pacchetti (*bunches*) che vengono iniettati nell'anello principale HERA [77]: tale processo viene ripetuto altre 2 volte fino ad ottenere un riempimento di HERA con 210 pacchetti di elettroni separati da 96 ns, ognuno dei quali contenente $\approx\ 3.8 \cdot 10^{-10}\ e^-$ e di durata pari a 27 ps. Il tempo previsto di 15 min per l'immagazzinamento degli elettroni è dominato dal ciclo temporale di PETRA II.

Una schematizzazione dei preacceleratori è riportata in fig. 2.2.

Il principio di funzionamento del processo appena descritto è analogo nel

Figura 2.1: L'anello di accumulazione HERA.

Figura 2.2: Disposizione dei preacceleratori nell'anello di accumulazione HERA.

	anello p		anello e^-	unità
Energia nominale	820		35	GeV
Energia centro massa		314		GeV
Q^2_{max}		98.4		GeV
Luminosità		$1.5 \cdot 10^{31}$		cm^{2}s^{-1}
Tempo polarizzazione		25		min
Punti interazione		4		
Angolo interazione		0		
Spazio libero		$\pm$ 5.5		m
Circonferenza		6337		m
Raggio curvatura	588		608	m
Campo magnetico	4.65		0.165	T
Intervallo energetico	300-820		10-33	GeV
Corrente circolante	163		58	mA
Numero *bunches*		210		
Separazione temporale		96		ns
Funzioni β ($\beta_x;\beta_y$)	10;1.0		2;0.7	m
Dimensione fascio σ_x	0.29		0.26	mm
Dimensione fascio σ_y	0.07		0.07	mm
Dimensione fascio σ_z	11		0.8	cm
Perdita energia/giro	$1.4 \cdot 10^{-10}$		127	MeV
Frequenza RF	52.033/208.13		499.667	MHz
Tempo di *fill*	20		15	min
Tune shift Q_x	0.001		0.016	
Tune shift Q_y	0.00042		0.025	

Tabella 2.1: Parametri della macchina HERA.

caso dei positroni, per i quali si è riscontrata una maggiore vita media del fascio; infatti a causa dei processi di ionizzazione del gas residuo nell'anello, gli elettroni tendono a ricombinarsi con i suddetti ioni, positivi. Per tale motivo nel 1995 HERA ha lavorato con positroni, la cui energia massima è stata limitata a 27.5 GeV dalla potenza RF disponibile. Nella descrizione dell'esperimento verrà usato indistintamente il termine elettrone o positrone.

Come detto sopra, l'anello di accumulazione HERA ha 4 regioni di interazione per i fasci di elettroni e protoni: due di esse, la Nord e la Sud, sono occupate da due esperimenti, rispettivamente H1 e ZEUS, per misure di diffusione completamente anelastiche su protone a grande momento trasferito. Le altre due sale sono state modificate per altri due esperimenti a bersagli interni, che non necessitano della collisione dei due fasci. HERMES, approvato nel 1993, occupa la sala Est della macchina per lo studio delle funzioni di struttura del nucleone, attraverso la diffusione completamente anelastica di elettroni polarizzati su bersagli interni e gassosi di H, D e ^{3}He, polarizzati.

HERA B è stato approvato nel 1995 per lo studio della violazione CP nei mesoni B, prodotti nelle interazioni dei protoni di 820 GeV con un bersaglio interno a filo, posto nell'alone del fascio; l'installazione di tale esperimento è prevista per la chiusura invernale 1996-1997 della macchina.

L'esperimento HERMES si basa su tecnologie innovative:

- HERA è il primo anello di accumulazione con fascio di elettroni polarizzati longitudinalmente;
- i bersagli interni gassosi sono caratterizzati da un'alta polarizzazione, un'alta densità ed infine sono estremamente puri; inoltre permettono una rapida inversione del loro spin.

Prima di passare a descrivere il rivelatore dell'esperimento HERMES viene descritta la polarizzazione del fascio e il bersaglio.

2.2 Polarizzazione del fascio

Il fascio di HERA è caratterizzato da una polarizzazione trasversa, prodotta in modo naturale nell'anello. Inoltre HERA è il primo anello di accumulazione con elettroni di alta energia che ha ottenuto una polarizzazione longitudinale del fascio [78]. Fasci di elettroni polarizzati longitudinalmente sono delle sonde perfette in campi fondamentali della fisica di alte energie, quali l'investigazione della struttura di spin del nucleone (HERMES) e delle interazioni deboli con un fascio polarizzato (H1 e ZEUS).

2.2.1 Polarizzazione trasversa

Negli anelli di accumulazione gli elettroni sono polarizzati trasversalmente in modo naturale, per l'effetto Sokolov-Ternov [79]: infatti nelle sezioni curve dell'anello l'emissione di radiazione di sincrotrone nei magneti curvanti allinea lo spin dell'elettrone lungo la direzione verticale, antiparallela al campo magnetico. Nel caso di HERA con E=27.5 GeV questo processo porta una polarizzazione iniziale di $dP/dt\ |_0 = 2.5\%/\text{min}$. La polarizzazione cresce esponenzialmente secondo la relazione:

$$P(t) \;=\; P_\infty \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \tag{2.1}$$

dove

$$\frac{1}{\tau} \;=\; \frac{1}{\tau_P} + \frac{1}{\tau_D} \qquad\qquad P_\infty \;=\; P_{ST} \cdot \frac{\tau}{\tau_P} \tag{2.2}$$

essendo τ il tempo di polarizzazione, P_{ST} la polarizzazione Sokolov-Ternov, e P_∞ quella di equilibrio: il valore raggiungibile massimo è di 0.924 per una macchina ideale e piatta, mentre nel caso in cui si hanno dei rotatori di spin per avere una polarizzazione longitudinale, il valore massimo decresce a 0.894

[80]. Il tempo di salita della polarizzazione τ_P è una funzione del raggio di curvatura ρ_e e dell'energia della macchina: per E=27.5 GeV τ_P vale 37 min e deve essere corretto nel caso in cui i rotatori di spin siano accesi e provochino un campo magnetico non verticale. La causa principale degli effetti di depolarizzazione è l'emissione di radiazione di sincrotrone che eccita oscillazioni incoerenti nelle orbite delle particelle, provocando un campo magnetico non esattamente verticale e dunque una possibile rotazione degli assi di spin di una decina di milliradianti. Tali effetti possono essere trattati fenomenologicamente come un effettivo tempo di depolarizzazione τ_D che descrive le ulteriori transizioni di spin: il suo valore numerico dipende dall'orbita degli elettroni e nel caso di HERA varia da pochi minuti per una bassa polarizzazione a circa 2 ore [81]. Le macchine di alta energia sono abbastanza difficili da ottimizzare per la polarizzazione per il fatto che lo spin dell'elettrone precede $(1+a\gamma)$ volte per ogni rivoluzione nell'anello di accumulazione, come si vede confrontando l'equazione del moto dello spin (descritto dall'equazione di Thomas-Bargmann-Michel-Telegdi T-BMT [82])

$$\frac{d\vec{P}}{ds} = \frac{e\vec{P}}{m_e c\gamma} \times \left[(1+a\gamma)B_\perp + (1+a)B_{||}\right] \tag{2.3}$$

con la frequenza di rivoluzione della particella

$$\Omega_c = \frac{eB_\perp}{m_e c\gamma} \tag{2.4}$$

essendo γ il fattore di Lorentz, a l'anomalia giromagnetica dell'elettrone ($a = (g-2)/2 = 1.16 \cdot 10^{-3}$), $B_{||}$ e $B_\perp$ rispettivamente la componente del campo magnetico parallela e perpendicolare al moto della particella. Il prodotto $a\gamma$ prende il nome di sintonia di spin (*spin tune*) ν_s e per 27.5 GeV vale 62.5.

Diversi fattori di depolarizzazione si verificano quando ci sono delle perturbazioni che si trovano in risonanza con la precessione di spin [83]. La condizione di risonanza è espressa dalla formula:

$$\nu_s = n + n_x \cdot Q_x + n_y \cdot Q_y + n_s \cdot Q_s \tag{2.5}$$

dove $Q_{x,y}$ rappresentano i numeri di betatrone, Q_s quello di sincrotrone e n un numero intero e n_x, n_y, n_s dei numeri interi pari a 0, 1.

La diffusione di spin nei quadrupoli e le risonanze depolarizzanti rovinano la polarizzazione negli anelli di accumulazione di alta energia. Al fine di evitare tale danneggiamento si devono prendere degli accorgimenti quali:

- un accurato allineamento dei quadrupoli: i quadrupoli di HERA sono stati meccanicamente riallineati con una precisione migliore di 1 mm sull'intera circonferenza di 6.3 km;

- correzioni alle orbite chiuse: i programmi di ottimizzazione dell'orbita riducono la deviazione media dell'orbita chiusa dal centro dei quadrupoli meglio di $\Delta x_{RMS} \approx 0.8\ mm$ e $\Delta y_{RMS} \approx 0.9\ mm$ tramite le correzioni dei dipoli che precedono i quadrupoli;

- una speciale selezione dei numeri di betatrone e soprattutto di sincrotrone, e dell'energia di fascio [81].

Un effettivo miglioramento della polarizzazione si ha dall'ottimizzazione empirica della correzione armonica [84]. Essa è costituita da una combinazione di 8 *bumps* verticali chiusi dell'orbita in posizioni strategiche di HERA e permette di ridurre, per una data armonica, l'accoppiamento tra l'eccitazione stocastica del moto orizzontale dovuta alla radiazione di sincrotrone e il movimento di spin, governato da un moto verticale. L'accoppiamento non può essere completamente eliminato, ma è comunque sufficiente ridurre le componenti armoniche vicine al numero di spin, e precisamente quelle da 61 a 64 essendo ν_s=62.5.

2.2.2 Polarizzazione longitudinale

L'effetto Sokolov-Ternov produce una polarizzazione verticale negli archi di un anello di accumulazione di elettroni. Una richiesta fondamentale nella proposta dell'esperimento HERMES è un alto grado di polarizzazione longitudinale del fascio. Per poter avere lo spin longitudinale nelle regioni di interazione è stata installata una coppia di rotatori di spin di 90^0 che ruotano lo spin subito dopo la sezione curva nella direzione del fascio e lo riportano verticale al termine della sezione dritta.

Sono stati studiati diversi tipi di rotatori di spin, sia impiegando solamente campi magnetici trasversi [85] sia in combinazione con un forte solenoide superconduttore [86], ma l'unico tipo risultato accettabile è stato quello costituito da una coppia di mini rotatori [85, 87], caratterizzati da un piccolo integrale di campo ed una piccola escursione verticale del fascio. Nell'inverno 1993-94 sono stati dunque installati una coppia di mini rotatori per ruotare lo spin nella direzione longitudinale e riportarlo nella direzione verticale dopo la regione di interazione di HERMES (fig. 2.3).

I mini rotatori, progettati da Buon e Steffen [94], sono costituiti da dipoli magnetici orizzontali e verticali, come mostrato nella fig. 2.4: essi sono stati progettati per operare ad energie comprese tra i 27.5 e i 35 GeV, sono lunghi 56 m e producono un'escursione verticale minore di $\pm$22 cm (dove il doppio segno è dovuto all'inversione di elicità) e orizzontale di 19 cm nell'intervallo energetico accessibile; l'escursione trasversa del fascio è direttamente proporzionale alla lunghezza dei rotatori.

Il principio di funzionamento dei rotatori si basa sull'equazione Thomas-BMT per la quale deflessioni angolari orbitali vengono amplificate nei dipoli di un fattore 63.5: dal momento che le rotazioni di spin non commutano (comportamento non abeliano), i magneti curvanti orizzontali e verticali possono essere combinati in modo tale da avere effettivamente una direzione di spin ruotata di 90^0 e allo stesso tempo posizione del fascio e pendenza nella regione di interazione inalterate. La direzione dello spin nella regione di interazione può essere invertita tramite un controllo remoto dei magneti curvanti verticali.

Figura 2.3: Vista schematica dell'anello di accumulazione HERA dove sono evidenziate le posizioni dei rotatori di spin. Nella regione di interazione di HERMES (IP=Interaction Point) la polarizzazione è longitudinale.

Figura 2.4: Proiezione orizzontale di un rotatore di spin. H1-3 (V1-3) indicano i dipoli orizzontali (verticali) di bending, H3b e H3c sono due deboli dipoli aggiuntivi per ridurre il fondo nell'esperimento.

Come già accennato in precedenza in una macchina reale, ossia non perfettamente allineata, ci sono dei forti effetti di depolarizzazione che possono limitare la polarizzazione raggiungibile; questi effetti possono venire compensati con le correzioni armoniche spin-orbita [84, 88]. L'introduzione dei rotatori di spin introduce un'ulteriore e forte depolarizzazione, anche in un anello di accumulazione ideale, per il fatto che rovinano la "trasparenza" dello spin, precisamente l'emissione di quanti causa una diffusione dello spin e dunque una depolarizzazione del fascio di elettroni.

Sulla base di calcoli analitici e programmi di simulazione Monte Carlo è stato mostrato [83] che questi effetti possono essere in principio fortemente soppressi da una speciale modifica all'ottica, nota come accoppiamento di spin (*spin matching*). Al fine di minimizzare la depolarizzazione creata dai rotatori di spin dunque l'ottica del fascio è stata accoppiata orizzontalmente con lo spin all'interno dei rotatori e verticalmente all'esterno, inoltre non sono stati inseriti dei quadrupoli tra i dipoli di ciascun rotatore.

I rotatori sono entrati in funzione nel Maggio 1994 e la polarizzazione misurata è stata del 55 % [89]: dopo un aggiustamento dell'energia, la polarizzazione è arrivata vicino al 70 %, molto prossima a quella massima ottenuta in assenza di rotatori di spin [81].

In fig. 2.5 è riportata la polarizzazione in funzione del tempo misurata durante un *run*. La polarizzazione inizia a crescere dopo che si è raggiunta l'energia di 27.5 GeV: dalla figura si vede si è riusciti ad ottenere una polarizzazione prossima al 70%.

Il polarimetro con cui è stata misurata la polarizzazione si basa sulla dipendenza dallo spin della diffusione Compton di luce laser polarizzata circolarmente dal fascio di elettroni e sulla misura delle asimmetrie nelle distribuzioni dei fotoni diffusi all'indietro tramite un calorimetro, la cui asimmetria spaziale è dell'ordine di $\Delta y/P_e \approx 3\ \mu m/\%$. Esso è in grado di fornire informazioni sulla polarizzazione in tempo reale e con una precisione statistica e sistematica del %. Una descrizione dettagliata del polarimetro, situato nella sala Ovest di HERA, si trova in [84, 90, 91]. Per ridurre l'errore sistematico della misura di polarizzazione verrà installato un secondo polarimetro, longitudinale [80].

2.3 Bersaglio

Un elemento molto importante per un esperimento di precisione è costituito da un bersaglio puro con un alto grado di polarizzazione. A tale scopo HERMES utilizza bersagli interni gassosi polarizzati con una tecnica innovativa, quella delle celle di immagazzinamento, applicata per la prima volta nel 1980 in un fascio estratto [92]. Il principio di funzionamento di tale bersaglio è rappresentato nella fig. 2.6: gli atomi polarizzati del gas vengono iniettati da un lato in un cella di immagazzinamento a pareti sottili e a forma di T. La cella si comporta come un'impedenza per il gas polarizzato e aumenta così lo spessore del bersaglio di circa 2 ordini di grandezza rispetto a quello di un gas

Figura 2.5: Polarizzazione misurata durante un *run*.

Figura 2.6: Principio di funzionamento di un bersaglio a cella di immagazzinamento.

libero. Il fascio immagazzinato di elettroni passa parallelo attraverso il centro del tubo, senza interferire con le sue pareti. La probabilità di interazione del fascio con il bersaglio viene amplificato dall'alto numero di collisioni che gli atomi del gas fanno, prima di lasciare la cella attraverso una delle 3 aperture.

La cella di immagazzinamento di HERMES è un tubo ellittico di alluminio purissimo (99.995%) e di dimensioni $40 \times 3 \times 1$ cm^3, con uno spessore delle pareti inferiore a 100 μm. Quest'ultimo valore mantiene bassa la diffusione multipla e la perdita di energia delle particelle diffuse attraverso le pareti della cella.

Gli atomi del bersaglio sono polarizzati con due metodi differenti:

- l'uso di una sorgente di fascio atomico (ABS *Atomic Beam Source*) nel caso di H e D;
- il pompaggio ottico (LDS *Laser Driven Source*) nel caso dell' ^{3}He.

Nel caso di bersagli di Idrogeno e Deuterio gli atomi vengono generati dalla dissociazione di molecole a bassa frequenza tramite una scarica a RF e, passando attraverso un ugello, formano un fascio atomico di velocità termica; questo fascio si polarizza nell'attraversare un sistema di sestupoli magnetici. A seconda dello spin degli elettroni dell'atomo il fascio di particelle viene focalizzato o defocalizzato; al fine di avere un'efficiente separazione di stati di spin, viene applicato una campo magnetico permanente di 1.5 T che produce una separazione Stern-Gerlach in sottostati magnetici degli atomi di H o D. Inoltre vengono indotte delle transizioni RF tra gli stati iperfini degli atomi per selezionare stati diversi di polarizzazione nucleare e fornire una rapida inversione di spin.

Questa sorgente di fascio atomico è in grado dunque di fornire una alta polarizzazione ($\approx$ 90%), un flusso di alta intensità ($\approx 8 \cdot 10^{16}$ atomi/sec) e permette di invertire rapidamente il segno della polarizzazione senza alcuna modulazione dell'intensità o modifica della geometria del fascio.

Nel caso del bersaglio di ^{3}He gli atomi vengono polarizzati tramite il metodo del pompaggio ottico. Tramite una scarica elettrica una piccola frazione di atomi di ^{3}He ($\approx 10^{-6}$) viene convertita in uno stato metastabile ($2\,^3S_1$) in una cella di pompaggio: una luce laser polarizzata circolarmente di alta intensità incidendo su questi atomi metastabili provoca transizioni negli atomi e trasferisce momento angolare agli atomi metastabili che si polarizzano. La polarizzazione viene trasferita allo stato fondamentale attraverso lo scambio di metastabilità. La sorgente di ^{3}He è in grado di fornire intensità di flusso di $\approx 2 \cdot 10^{17}$ atomi/sec, con una polarizzazione del $50 \div 60$ %.

2.4 Disposizione del rivelatore nella sala sperimentale

L'esperimento HERMES è stato installato nella sala Est di HERA durante la chiusura invernale 1994-1995 della macchina. Originariamente tale sala era stata progettata per contenere un terzo esperimento di collisione e dunque la regione di interazione risultava simile a quella dei due esperimenti H1 e ZEUS. Per HERMES i due anelli di elettroni e di protoni sono stati separati: l'anello dei protoni si trova ora sullo stesso piano orizzontale, ma ad una distanza di 71.4 cm da quello degli elettroni.

La dimensione del rivelatore HERMES è stata dettata anche dalle dimensioni della sala, costruita antisimmetrica e con maggiore spazio nella zona relativa ai protoni, come per gli esperimenti di collisione.

L'intero esperimento è stato montato su una piattaforma in grado di scorrere sui dei binari: ad essa ne è collegata un'altra, separata dall'area di interazione da un muro di cemento, dove è stata montata l'elettronica dell'esperimento, in modo da poter accedere ai vari moduli durante la presa dati e minimizzare la lunghezza dei cavi.

Per allineare la piattaforma, che porta un peso di circa 400 tonnellate si usa un sistema idraulico che permette una precisione di una decina di mm. Il sistema, costituito dalle due piattaforme contenenti sia il rivelatore che l'elettronica, si può muovere in 3 posizioni:

- posizione di presa dati dell'esperimento;
- posizione in cui il rivelatore viene spostato vicino la schermatura di cemento in modo da permettere il passaggio del tram di HERA per eventuali lavori nel tunnel di HERA;
- posizione di parcheggio, in cui il rivelatore viene completamente estratto: per questa operazione si deve ovviamente smontare il muro di cemento che separa l'elettronica dall'apparato sperimentale.

2.5 Il rivelatore HERMES

Il rivelatore, mostrato nella fig. 2.7, è uno spettrometro standard. Esso è costituito principalmente da uno spettrometro magnetico, da rivelatori di traccia e da rivelatori per l'identificazione di particelle (PID *Particle IDentification*) ed è in grado di misurare l'elettrone diffuso e lo stato finale adronico in un ampio intervallo cinematico, con una buona risoluzione in angolo e impulso.

Di seguito vengono riportate le caratteristiche salienti dei singoli componenti che costituiscono il rivelatore; ulteriori informazioni possono essere trovate nelle referenze citate.

Lo spettrometro magnetico è un dipolo a forma di H con un integrale di campo di $\int B\,dl = 1.3$ Tm. Gli anelli contenenti i fasci di elettroni e di protoni passano attraverso il centro del magnete e sono schermate dal campo magnetico tramite una lamina d'acciaio.

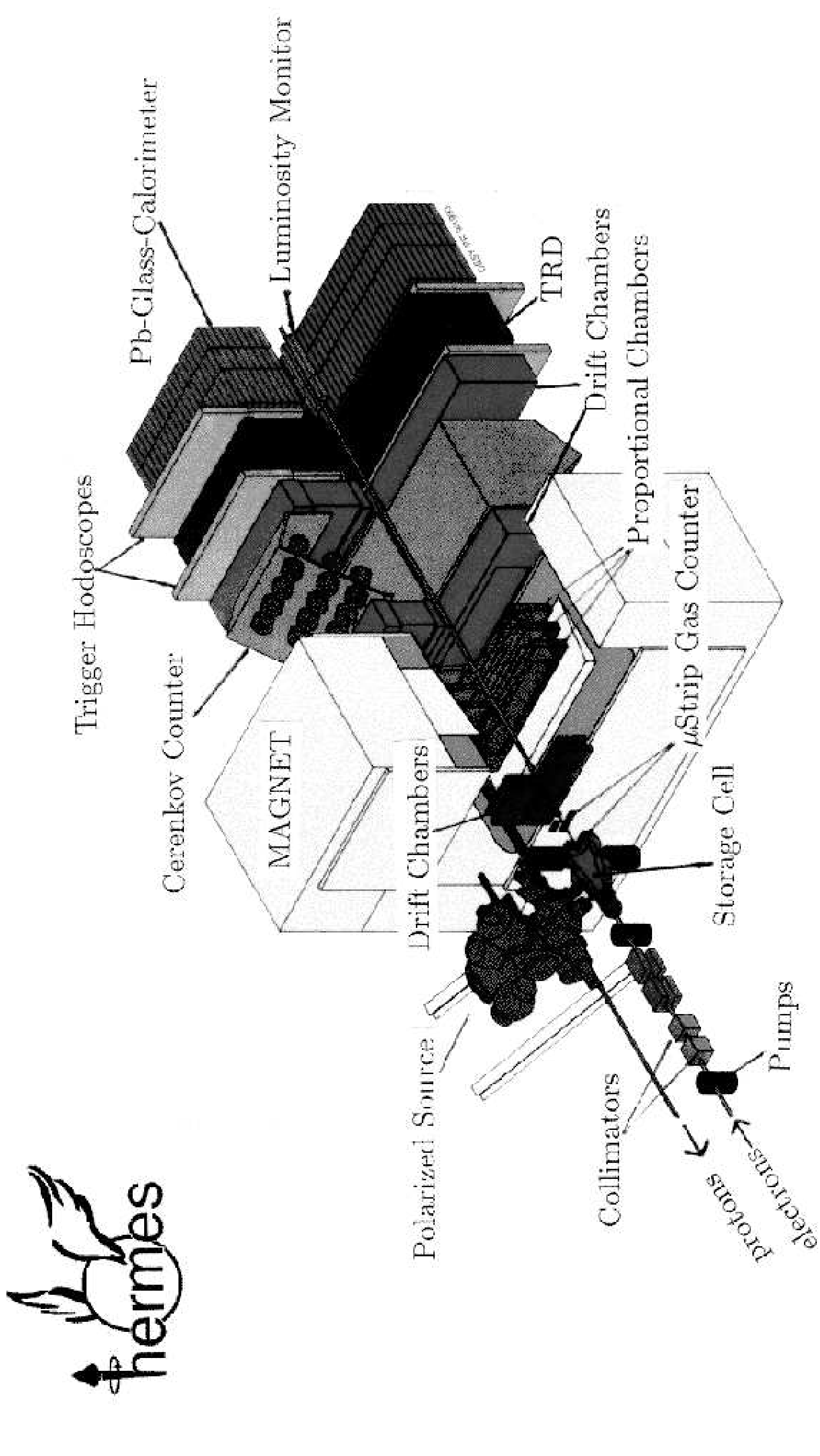

Figura 2.7: Vista schematica del rivelatore HERMES.

Prima del magnete un sistema di contatori a gas $\mu - strip$ e delle camere a deriva sono usate per misurare la posizione del vertice e l'angolo delle particelle diffuse; le camere a deriva poste dopo il magnete consentono di risalire all'impulso delle particelle mediantela determinazione della loro curvatura nel campo magnetico; nel magnete sono poste delle aggiuntive camere proporzionali che permettono la ricostruzione più accurata e semplice della traccia. La risoluzione dell'apparato non è limitata dalla risoluzione delle camere ma dalla diffusione multipla e dalla perdita di energia delle particelle nel bersaglio.

La seconda parte del rivelatore è costituita da un calorimetro elettromagnetico, formato da un presciamatore (11 mm di Piombo e 10 mm di scintillatore) ed un muro di contatori a vetro a Piombo, usato come trigger per la misura dell'energia degli elettroni e dei fotoni e per la separazione pione-elettrone (la soglia di 3.5 GeV è tale da eliminare gran parte del fondo di pioni). Un rivelatore a transizione di radiazione consente un'ulteriore riduzione dei pioni e un'identificazione non ambigua di elettroni o positroni da adroni. Un contatore Čerenkov a soglia permette invece la separazione dei segnali provenienti dai pioni da quelli dei kaoni e dei protoni, al fine di avere la possibilità di studi di fisica semi-inclusiva di pioni. Nel futuro è prevista la sostituzione di tale contatore con un RICH (*Ring Image CHerenkov*) per l'identificazione non ambigua di kaoni e protoni.

La luminosità viene controllata da un rivelatore di diffusione Möller (Bhabba) per misurare la diffusione degli e^- (e^+) del fascio dagli elettroni del bersaglio gassoso.

Il rivelatore HERMES ha una quasi piena accettanza all'interno dei limiti cinematici:

$$E_{fascio} = 27.5\ GeV \tag{2.6}$$

$$0.02 < x < 0.8 \tag{2.7}$$

$$Q^2 > 1\ (GeV/c)^2 \tag{2.8}$$

$$W > 2\ GeV \tag{2.9}$$

$$y < 0.85 \tag{2.10}$$

$$40\ mrad < \theta < 220\ mrad \tag{2.11}$$

dove Q^2 è il 4-momento trasferito, $x = Q^2/2M\nu$, $y = \nu/E$ le due variabili di Bjorken, W la massa invariante dello stato adronico finale, θ e E' rispettivamente l'angolo e l'energia dell'elettrone diffuso, ν l'energia trasferita al fotone virtuale. La richiesta di un Q^2 minimo di 1 (GeV/c)^2 rende possibile un'interpretazione dei dati in termini del modello QPM, mentre il taglio $W > 2$ GeV serve ad eliminare la regione delle risonanze (che potrà essere presa in esame in misure dedicate; il limite in y serve ad eliminare la regione di alte correzioni radiative e di fondo adronico di alta energia.

Il piano cinematico accessibile all'esperimento HERMES è riportato in fig. 2.8.

Figura 2.8: Piano cinematico dell'esperimento HERMES, considerando un'energia di fascio di 28 GeV.

2.5.1 Lo spettrometro magnetico

Il magnete di HERMES è costituito da un dipolo magnetico a forma di H, in grado di produrre un integrale di campo di $\int B\, dl = 1.3$ Tm. Per proteggere i fasci di elettroni e protoni dal forte campo magnetico, è stata introdotta una lamina di acciaio al centro del magnete e lungo il piano del fascio, come mostrato in fig. 2.9. Lo spazio all'interno del magnete delimitato da tale piano definisce un'accettanza verticale di 40 mrad $<\mid \theta_{vert} \mid <$140 mrad e orizzontale di $\mid \theta_{oriz} \mid <$170 mrad rispetto al punto di interazione, con un'aggiuntiva apertura angolare orizzontale di $\pm$ 100 mrad partendo dal centro del magnete per permettere un'ulteriore deflessione nel campo magnetico.

Figura 2.9: Schematizzazione del magnete di HERMES (vista di lato e di fronte) con al centro la lamina di acciaio di protezione per i fasci di elettroni e protoni.

Per il progetto del magnete sono stati utilizzati i programmi 3D, MAFIA e TOSCA [51], al fine di ottimizzare l'omogeneità e la potenza del magnete ed al tempo stesso minimizzarne la potenza utilizzata e le dimensioni, tenendo anche conto del poco spazio a disposizione per l'intero apparato ($\approx$ 8.5 m tra la cella del bersaglio ed il primo quadrupolo per gli elettroni): il magnete si trova nella regione spaziale sita tra 1800 mm e 3700 mm dal bersaglio, come si vede dalla fig. 2.10 dove è riportata una vista schematica dell'intero rivelatore e la distanza dei singoli componenti dal bersaglio.

Sono stati presi degli opportuni accorgimenti per minimizzare il campo residuo del magnete, che risulta di 20 G con un gradiente massimo $dB_y/dz =$ 220 mG/mm nel punto in cui si trova il bersaglio [25]: dal momento che tale valore risulta critico per il bersaglio di ^{3}He, in tale regione sono state introdotte delle bobine di compensazione.

2.5.2 Rivelatori di traccia

La posizione dei rivelatori di traccia è mostrata nella fig. 2.10. I contatori a microstrip VC1/2 e le camere a deriva poste prima del magnete *Front Chambers* FC1 e FC2 forniscono la ricostruzione del vertice al bersaglio, l'angolo di diffusione e la definizione della traccia nello spettrometro. Le camere proporzionali nel magnete *Magnet Chambers* MC1, MC2 e MC3 aiutano a risolvere le ambiguità di tracce multiple. Le camere a deriva dopo il magnete *Back Chambers* BC1/2 e BC3/4 forniscono le informazioni per la misura dell' impulso e l'identificazione delle celle del *Transition Radiation Detector* TRD che devono essere tenute in considerazione nell'analisi per l'identificazione degli elettroni.

In tabella 2.2 sono riportate le caratteristiche di tutti i rivelatori di traccia.

Rivelatore di vertice

Scopo principale delle camere di vertice è di definire l'angolo di scattering ed il vertice nel bersaglio con alta risoluzione, riuscendo a tollerare l'alto fondo (la cui frequenza è dell'ordine di alcuni MHz) che colpisce la zona in cui si trovano. Tale fattore ha richiesto l'uso di una alta granularità.

Le VC si basano su una nuova tecnologia, quella delle *MicroStrip Gas Counters* (MSGC), che rispetto alle normali camere a deriva presentano il vantaggio di un minor numero di celle a deriva, che operano in modo differente.

La ionizzazione viene creata quando una particella attraversa uno spessore di gas di 3 mm, ed entra in un campo elettrico di circa 5 kV/cm direttamente da un catodo planare e verso un substrato di vetro di 300 μm di spessore depositato su una sottile lamina di Alluminio. Quest'ultima è costituita da sottili strisce anodiche e catodiche (rispettivamente di 7 e 90 μm di spessore) tra le quali si applica una differenza di tensione di 600 V, che provoca una moltiplicazione a valanga in prossimità delle strisce catodiche.

Le VC sono costituite da due moduli separati e montati sullo stesso supporto per evitare instabilità. Ciascun modulo contiene 3 piani di MSGC con le orientazioni U, X, V (dove le orientazioni U e V sono ruotate di $\pm 30^0$ rispetto alla X), ognuno dei quali ha 1350 fili anodici verticali di 8 cm di lunghezza per un totale di 4050 canali disposti su 9 sezioni. Il secondo modulo si trova in una posizione tale da garantire l'accettanza angolare dell'esperimento: ciascun piano contiene 1900 fili per un totale di 5700 su 12 sezioni. Considerando che ciascun modulo si trova disposto in maniera simmetrica sopra e sotto il fascio, l'intero rivelatore VC risulta costituito da 19500 canali su 42 sezioni.

Figura 2.10: Vista schematica del rivelatore.

La combinazione dei 2 moduli in un unico contenitore permette un preciso allineamento dei piani. L'alto numero di MSGC con una spaziatura di 200 μm permette un alto numero di occupazione delle camere.

La risoluzione spaziale di ciascun modulo è di 45 μm, mentre quella angolare, data dalla combinazione dei 2 moduli, è inferiore a 200 μrad e si combina con l'incertezza dovuta allo scattering multiplo nella finestra del bersaglio.

Rispetto alle camere a deriva le MSGC presentano due svantaggi:

- la lunghezza di radiazione per modulo è relativamente alta (1.2 %) ed è dovuta principalmente al substrato di vetro di 300 μm;

- l'efficienza e la risoluzione del modulo dipendono dall'angolo della traccia incidente.

Camere a deriva

Le camere a deriva FC1, FC2, BC1/2, BC3/4 sono in una configurazione orizzontale convenzionale. Ciascuna camera è costituita da fili anodici e catodici disposti in modo alternato tra una coppia di fogli catodici posti a potenziale negativo, mentre i fili sensibili anodici si trovano al potenziale di terra.

Le camere sono costituite da moduli situati sopra e sotto il fascio degli elettroni e ciascuna risulta formata da 6 piani (doppietto di piani per le 3 orientazioni UU'XX'VV'). I fili sono verticali per i piani X e ruotati di $\pm 30^0$ rispetto a quelli verticali per i piani U,V. I piani X',U',V' sono sovrapposti ai loro corrispondenti per metà allo scopo di risolvere le ambiguità destra-sinistra.

Per motivi di sicurezza si utilizza all'interno delle camere una mistura gassosa non infiammabile di Ar (90 %), CO_2 (5 %), CF_4 (5 %) [95]; di tale gas è stata misurata la velocità di deriva in funzione del campo elettrico applicato, che risulta > 7 cm/μs per E=800 V/cm. Il tempo massimo di deriva è di 150 ns, compatibile con la separazione temporale dei pacchetti di elettroni di HERA pari a 96 ns.

Le camere FC1 e FC2 hanno lo scopo di fornire un'alta risoluzione spaziale prima dello spettrometro magnetico. Ciascuna camera è costituita da un modulo (sopra e sotto il fascio) avente 6 piani per un totale di 12 piani: la prima si trova a 153 cm dal bersaglio, mentre la seconda a 167 cm.

La dimensione di ciascuna cella è di circa 7 mm al fine di avere una buona granularità e massimizzare la tolleranza al fondo.

La lunghezza di radiazione è pari allo 0.2 %.

Le camere BC1/2 e BC3/4 hanno lo scopo di completare le misure di impulso e di identificare le celle TRD da includere nell'analisi per l'identificazione degli elettroni.

Come accennato nella descrizione delle camere a deriva, ciascuna risulta costituita da 6 piani di fili sensibili, di cui la seconda parte è sovrapposta per metà alla prima. La configurazione dello spettrometro richiede 2 differenti dimensioni delle BC, come risulta dalla tabella 2.2: infatti la dimensione di ciascuna cella è di 15 mm con 3072 canali per BC1/2 e 4608 per BC3/4 per un totale di 7680 canali di elettronica.

La lunghezza di radiazione è dello 0.26 % per modulo e la risoluzione per piano misurata risulta di 150 μm con un'efficienza media di (99.40 $\pm$ 0.05) % [34].

Camere proporzionali

Scopo delle camere MC1, MC2 e MC3 è di aiutare a risolvere le ambiguità di tracce multiple che attraversano il magnete. Esse sono poste all'interno del magnete, in modo simmetrico rispetto alla lamiera di acciaio. Le camere proporzionali sono costituite da 3 moduli, ciascuno di 3 piani (U,X,V) e poste nella metà posteriore della cavità del magnete per il fatto che in tale zona gran parte del fondo di particelle di bassa energia viene riflesso dal campo magnetico e dunque il numero di occupazione delle celle risulta minore di quello che si avrebbe se fossero poste nella zone centrale o anteriore del magnete. Dovendo operare in una regione a forte campo magnetico sono state utilizzate le camere proporzionali.

La distanza tra i fili è di 2 mm ed il numero complessivo di canali di elettroni-ca è di 11008, come risulta dalla tabella 2.2, dove sono riportate anche altre caratteristiche. Le aree sensibili delle 3 camere sono dettate dall'accettanza verticale (40$\div$140 mrad) e orizzontale ($\pm$170 mrad), tenendo conto della curvatura della traccia degli elettroni all'energia di soglia di 3.5 GeV.

Le camere hanno 2 condotti di entrata e di uscita del gas, la cui mistura è simile a quella delle camere a deriva.

La lunghezza di radiazione è dello 0.29 % per modulo e la risoluzione pari a $\pm$ 1 mm.

Per avere una buona ricostruzione delle tracce è necessario che tutte le camere siano ben allineate. Per controllare tutti i possibili movimenti dei rivelatori, causati ad esempio dall'espansione termica delle strutture di supporto, è stato installato un sistema ottico di controllo e verifica dell'allineamento basato sull'interferenza di fasci laser [91, 51].

2.5.3 Il calorimetro e gli odoscopi

Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico si trova ad una distanza di 7.2 m dal bersaglio, come si può vedere dalla fig. 2.10 ed è costituito da due muri di contatori di vetro al piombo, disposti in modo simmetrico sopra e sotto il fascio e separati da 48 cm. Ogni muro risulta formato da 420 contatori (disposti in 42 colonne e 10 righe) aventi ciascuno un'area di 9x9 cm^2 ed una lunghezza di 50 cm, corrispondente a circa 18 lunghezze di radiazione.

La funzione del calorimetro è quella di fornire un trigger per gli elettroni con energia sopra un certo valore di soglia (3.5 GeV), in modo da separare gli elettroni dai pioni, e di misurare l'energia degli elettroni diffusi e dei fotoni provenienti dal decadimento del π^0 o da processi radiativi.

Essendo l'argomento specifico della tesi la costruzione e messa a punto di questo rivelatore, quest aspetti verranno discussi in modo dettagliato nei capitoli seguenti.

Gli odoscopi

Gli odoscopi sono costituiti da due piani di contatori a scintillazione disposti prima del calorimetro e separati dal rivelatore a transizione di radiazione (fig. 2.10). La granularità degli scintillatori è stata scelta in modo tale da combinarsi con quella dell'intero calorimetro a vetri al piombo con cui formano il trigger di I livello. Ogni piano risulta costituito da 42 lastre di scintillatori plastici (*paddles*) di dimensioni $9.3 \times 91 \times 1$ cm^3 (per un totale di 168 canali). La granularità orizzontale degli scintillatori è stata scelta in modo tale da adattarsi con quella dell'intero calorimetro a vetri al piombo con cui formano il trigger di I livello. Ciascuno degli scintillatori copre una colonna del calorimetro ed è collegato tramite una guida di luce ad un fotomoltiplicatore di 2" di diametro (Hamamatsu) per essere letto dall'elettronica del trigger. Due *paddles* adiacenti si sovrappongono per 1.5 mm per evitare dei vuoti di accettanza. Un vista schematica di uno dei piani di contatori a scintillazione è riportato in fig. 2.11.

Questi piani forniscono una veloce identificazione delle particelle cariche e, insieme al calorimetro, una grossolana misura della posizione della traccia. Un'altra funzione importante dell'odoscopio è la capacità di discriminare i fotoni di alta energia dai pioni: lo spessore di 1 cm di scintillatore plastico del primo piano fornisce un miglioramento della reiezione dei pioni di 50 a 1; per migliorare ulteriormente tale separazione (sia durante la raccolta dati che nella fase di analisi degli stessi), il secondo piano dell'odoscopio è preceduto da uno spessore aggiuntivo di 11 mm di piombo, in modo da formare un presciamatore. Dal momento che il profilo dello sciame longitudinale degli elettroni e dei pioni risulta diverso, si può usare l'ampiezza del segnale del *preshower* confrontata con quella del calorimetro per poter aumentare la separazione elettrone pione di 4000:1 per il I livello di trigger (par. 2.5.4).

2.5.4 Il rivelatore a transizione di radiazione

Il rivelatore a transizione di radiazione TRD (*Transition Radiation Detector*) permette un'ulteriore separazione tra gli elettroni sopra la soglia di 3.5 GeV ($\gamma > 9000$) e il fondo adronico ($\gamma < 250$). La radiazione di transizione emessa è costituita da fotoni di energia compresa tra i 2 e i 15 KeV, emessi quando particelle cariche ultrarelativistiche ($\gamma > 1000$) attraversano un mezzo dielettrico [97].

Figura 2.11: Vista schematica di un piano dell'odoscopio. Le dimensioni riportate sono in cm.

Il TRD ha un'area sensibile di 325×72 cm^2 e si trova tra i due piani degli odoscopi H1 e H2, ad una distanza tra i 6.30 e 6.95 m dal bersaglio (fig. 2.10). Esso è costituito da 6 moduli consecutivi, ciascuno dei quali formato da un radiatore e seguito da una camera proporzionale per la rivelazione di raggi X: il radiatore consiste di una matrice dello spessore di 6.5 cm di fibre di propilene di 17$\div$20 μm di diametro orientate in modo casuale; il rivelatore invece è una camera a fili planare di 2.5 cm, caratterizzata da una risoluzione orizzontale di 0.5 cm per cella e contiene un gas ad alto Z, quale lo Xenon per un efficiente assorbimento di raggi X, che provoca degli agglomerati (*cluster*) di elettroni nel gas: la distribuzione di carica può essere usata come un riconoscimento per un elettrone.

La combinazione dei 6 moduli aumenta la separazione elettrone-pione di un fattore 100:1 all'energia di 5 GeV, come è risultato dai test eseguiti al CERN nel 1992 [51]. Gli elettroni δ e le correlazioni tra i differenti moduli limitano tale fattore di separazione. Lo spessore del TRD risulta di circa 0.05 X_0.

Nel secondo livello di trigger si può usare una soglia nella carica totale dei

6 moduli del TRD in combinazione con l'informazione sull'energia e sulla posizione orizzontale degli elettroni proveniente dal calorimetro a vetri al piombo, in modo da avere una soppressione *online* del fondo adronico.

2.5.5 I contatori Čerenkov

I contatori a soglia Čerenkov sono stati inseriti tra i due piani di camere a deriva BC1/2 e BC3/4 per l'identificazione degli adroni [18] Anch'essi seguono la geometria del rivelatore e pertanto risultano divisi in due blocchi, uno sopra e l'altro sotto il fascio. La radiazione Čerenkov viene dunque riflessa da un sistema di 2×20 specchi di dimensioni 31×20 cm^2 e vista dai fotomoltiplicatori di 5 " di diametro, posti fuori della regione del fascio. In totale il radiatore è lungo circa 1 m e lo spessore totale risulta di 3.5 % lunghezze di radiazione. Il gas utilizzato all'interno è tetrafluormetano alla pressione atmosferica, e rende possibile la separazione dei pioni dai kaoni e protoni nell'intervallo energetico compreso tra i 4.4 e 15.8 GeV e dei pioni e kaoni dai protoni in quello da 15.8 a 30 GeV. Essendo un rivelatore a soglia, cambiando il tipo di gas all'interno vengono cambiate le energie di soglia per la separazione.

Nello studio della componente di stranezza della struttura di spin del protone si ha un forte interesse ad avere una netta identificazione di pioni, kaoni e protoni, resa possibile dall'uso di un sistema RICH (*Ring Image CHerenkov* in sostituzione dei contatori a soglia appena descritti. Questa possibilità è stata presa in considerazione per il futuro e si sta ancora studiando un progetto dettagliato, visto lo spazio limitato a disposizione tra i due piani delle camere a deriva.

2.5.6 Il monitor di luminosità

Per la misura delle funzioni di struttura polarizzate del nucleone non è necessario avere alcun monitor di luminosità, dal momento che la polarizzazione del bersaglio viene invertita in brevi intervalli di tempo (dell'ordine dei sec.) e dunque si hanno piccole variazioni nell'intensità del fascio e del bersaglio che si cancellano nel calcolo delle asimmetrie. Tuttavia per conoscere le incertezze si-stematiche delle misure eseguite risulta importante sapere la luminosità; inoltre un monitor di luminosità diventa necessario se si vogliono misurare le funzioni di struttura assolute o per la produzione semi-inclusiva di adroni non polarizzati su H e D per investigare la rottura di simmetria di sapore dei quark leggeri del mare ($\bar{u} \neq \bar{d}$) o semplicemente per un controllo *on-line* delle caratteristiche dell'esperimento.

Il monitor di luminosità usato si basa sulla rivelazione della diffusione Möller o Bhabha dagli elettroni del bersaglio. Esso risulta costituito da due piccoli calorimetri posti a sinistra e destra dell'anello degli elettroni, subito dopo il calorimetro elettromagnetico. Ciascuno di essi è formato da 12 cristalli di ($NaBi(WO_4)_2$) di dimensioni 22 $\times$ 22 $\times$ 200 mm^3 (19.4 lunghezze di radiazione nella direzione longitudinale), altamente resistenti alle radiazioni. Come per il calorimetro, per evitare ulteriore danneggiamento da radiazione, i contatori vengono spostati orizzontalmente fuori fascio durante la fase di iniezione. Tali contatori si comportano come contatori Čerenkov, non risultano sensibili ai fondi di bassa energia e hanno un buona risoluzione temporale. Essi misurano la diffusione simmetrica degli elettroni con un accettanza angolare compresa tra i 4.5 e 8.2 mrad [99, 100]. L'energia degli elettroni diffusi rientra nell'intervallo tra 10 e 20 GeV per particelle diffuse all'interno dell'accettanza dell'intero rivelatore.

Il monitor di luminosità risulta inoltre necessario per la rivelazione degli elettroni diffusi a bassi angoli in alcuni processi fisici, ad esempio nei processi di produzione di risonanze o nella produzione di J/Ψ.

2.6 Il sistema di monitoraggio del guadagno GMS

Per il controllo del guadagno dei vari fotomoltiplicatori viene usato un sistema (*Gain Monitoring System*) costituito da un laser che, attraverso delle fibre di vetro, invia impulsi luminosi di 500 nm e diverse intensità ai fotomoltiplicatori del calorimetro, degli odoscopi, del monitor di luminosità e ad un fotodiodo di riferimento. Le differenti intensità vengono ottenute tramite la rotazione di una ruota con differenti filtri di attenuazione: la luce viene divisa in più parti ed inviata nelle fibre di vetro e i segnali dei fotomoltiplicatori vengono confrontati con quelli del fotodiodo di riferimento.

2.7 Il sistema di trigger

Il sistema di trigger deve selezionare gli eventi di interesse fisico, ossia eventi di DIS con elettroni (positroni) diffusi di energia superiore alla soglia di 3.5 GeV, ed ignorare il fondo.

Per l'esperimento HERMES sono previsti 3 livelli di trigger:

- il primo livello di trigger controlla la conversione dei segnali in tempo e ampiezza dei moduli dell'elettro-nica (TDC e ADC) e la lettura dell'elettronica veloce dal sistema di acquisizione dati entro un centinaio di ns;
- il secondo livello di trigger controlla la lettura del sistema di acquisizione dati tramite i computers *online* ed ha un tempo di processamento degli eventi di circa 100 μs;
- il terzo livello controlla la scrittura su nastro ed ha un tempo medio di processamento di circa 10 ms.

2.7.1 Il primo livello di trigger

Il primo livello di trigger è formato dai segnali provenienti da 4 rivelatori: i due piani di odoscopi H1 e H2, il rivelatore Čerenkov ed il calorimetro. Essendo necessaria un'efficienza di rivelazione del 100% il trigger adottato durante la misura è dato dalla coincidenza H1·H2·CAL. Il diagramma a blocchi del sistema di trigger è riportato in fig. 2.12 [51, 101]. Le combinazioni logiche che definiscono i tipi del trigger sono fatte nelle unità logiche programmabili (PLU).

Come già accennato, il calorimetro risulta costituito da due muri aventi una configurazione di 42×10 contatori: somme di segmenti vengono formate sommando i segnali analogici provenienti da 20 celle disposte in una configurazione 2×10, ossia in 2 colonne adiacenti; ciascun muro viene così ad avere 41 segmenti che si sovrappongono, come mostrato in fig. 2.13. Il trigger di primo livello fornisce un evento nel caso di coincidenza tripla H1·H2·CALO, ossia quando una delle due colonne-somma del calorimetro registra un'energia maggiore di 3.5 GeV e contemporaneamente si ha un segnale nell'odoscopio H1 entro un intervallo di tempo definito dal tempo che un pacchetto di elettroni impiega per attraversare tutto il rivelatore (definito dal clock di HERA), in coincidenza con un segnale nel *preshower* H2 sopra una certa soglia, in grado di determinare gli elettroni con alta efficienza.

La frequenza di trigger di eventi fisici nel caso di corrente circolante in HERA pari a circa 30 mA e densità del bersaglio di $1.2 \cdot 10^{15}$ nucleoni/cm^2 (pari a quella nominale del bersaglio di ^{3}He) risulta di circa 65 Hz, mentre il fondo tipico del primo livello di trigger è pari a 4.4 Hz sotto queste condizioni. Attualmente il rate risulta abbastanza basso da poter essere maneggiato direttamente dal sistema di acquisizione (DAQ).

2.7.2 Il secondo livello di trigger

Il secondo livello di trigger è stato predisposto per l'installazione, ma ancora non è stato utilizzato. Esso coinvolge il calorimetro ed il rivelatore a transizione di radiazione. Dal momento che la contaminazione adronica risulta maggiore a bassa energia, il secondo livello di trigger è stato progettato per accettare immediatamente tutti gli eventi che arrivano nel calorimetro a vetri al piombo con energia maggiore di 15 GeV ed esaminare il resto degli eventi nel TRD, tramite processori a segnale digitale (DSP). Viene usata una grossolana correlazione spaziale tra il calorimetro ed il TRD per la carica proveniente da una traccia singola: il TRD fornisce solo la coordinata orizzontale e pertanto i dati del calorimetro vengono sommati in colonne verticali per il secondo livello di trigger. Il DSP del calorimetro invia la posizione orizzontale di tutti i *clusters* (per la definizione vedere cap. 3) generati nel calorimetro al TRD e per ciascuno di essi viene calcolata una media troncata dei 6 moduli del TRD: se la somma corrisponde all'identificazione di un elettrone, allora viene generato il secondo livello di trigger. Tale tipo di trigger è in grado di ridurre falsi trigger

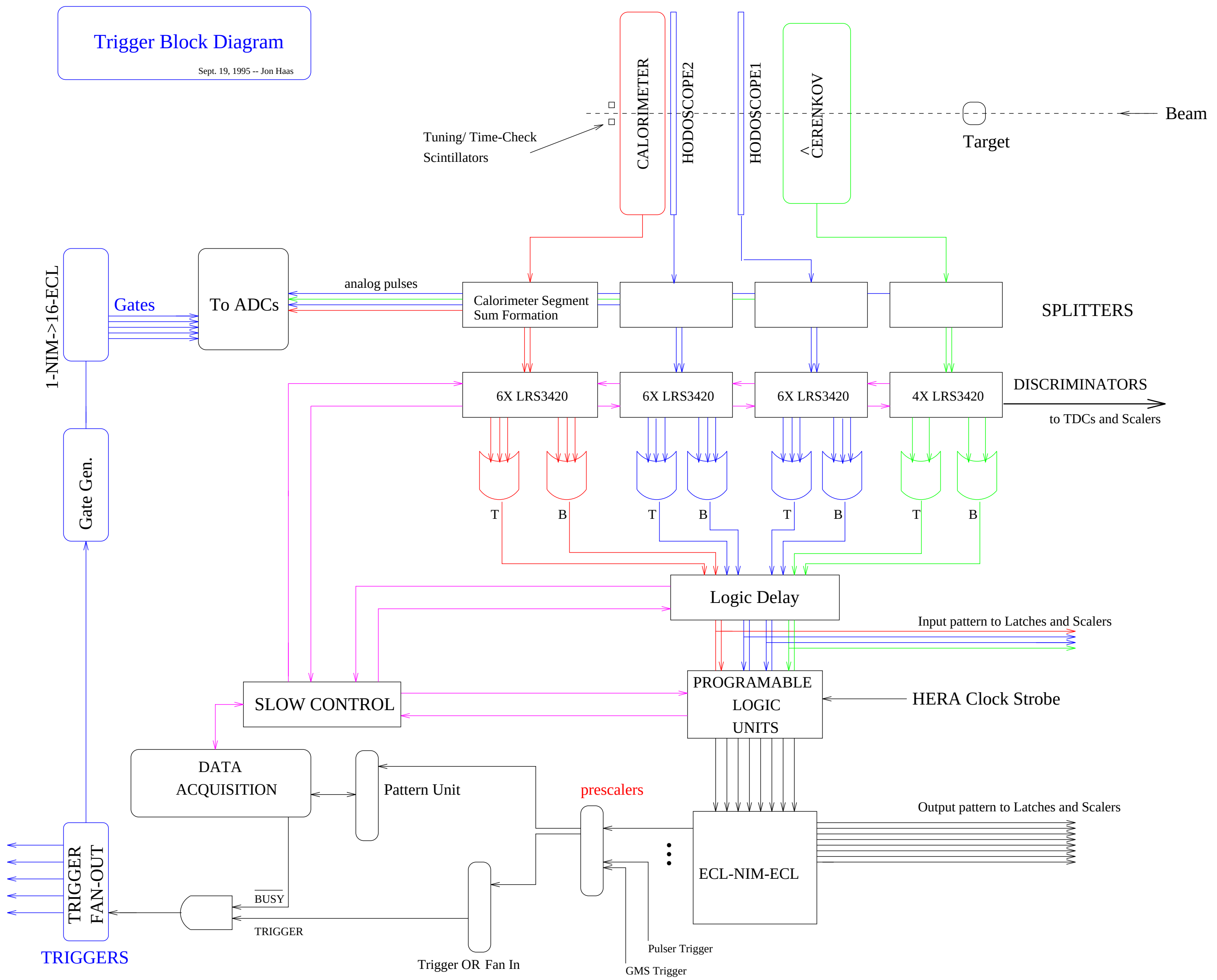

Figura 2.12: Diagramma a blocchi del I livello di trigger.

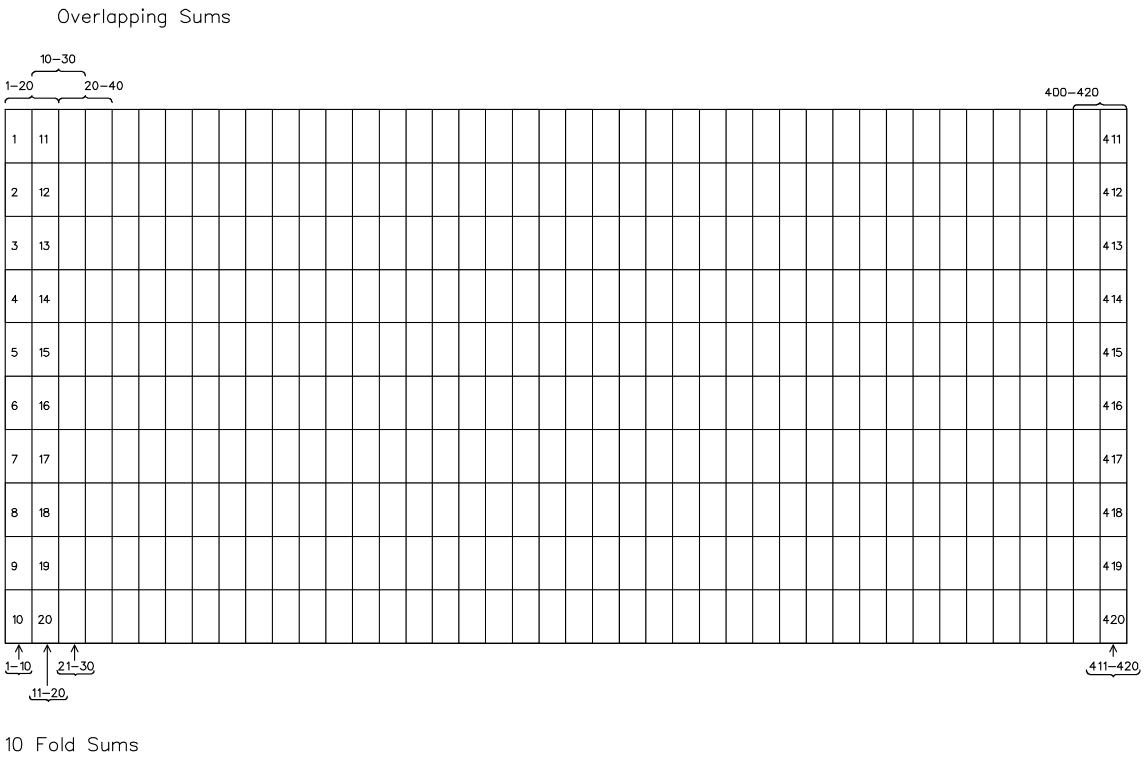

Figura 2.13: Somme segmentate del calorimetro (2 colonne adiacenti).

generati da adroni carichi.

Una seconda possibilità di adottare tale livello di trigger consiste nella correlazione spaziale del segnale nel calorimetro con quella proveniente dai 2 piani di odoscopi H1 e H2, in grado di eliminare falsi trigger generati ad esempio dalla coincidenza di un fotone di alta energia nel calorimetro con un adrone carico nel piano H1.

2.7.3 Il terzo livello di trigger

A causa del relativamente piccolo numero di falsi trigger non si ha la necessità di programmare i DSP, anche se il modo migliore e più sicuro è di programmare la suddetta logica nelle workstations *on-line*. L'introduzione del terzo livello di trigger, momentaneamente superflua, risulterà utile nel tempo, riducendo questo la quantità di dati da scrivere su nastro.

2.7.4 Altri tipi di trigger

Per ciascuna mezza parte dell'intero rivelatore vengono formati dei triggers in modo separato. Al fine di conoscere le efficienze di trigger *off-line* vengono scritti su nastro anche i cosiddetti trigger semplici ed un esempio è riportato nella tabella 2.3, insieme alla loro frequenza:

- le righe $1 \div 8$ (coincidenti con i trigger identificati con i numeri $17 \div 24$) rappresentano i trigger di tipo fisico;
- le righe $9 \div 14$ sono trigger di monitor e servono per verificare le caratteristiche del rivelatore ed il trigger;
- la riga 15 (trigger 29) è il trigger iniziato dal pacchetto di positroni di HERA;
- la riga 16 è relativa a 2 contatori a scintillazione per la messa a punto del fascio dopo l'iniezione;
- le righe $17 \div 24$ sono le frequenze dei discriminatori dei vari rivelatori: l'asimmetria tra i conteggi della parte alta e bassa dello spettrometro è dovuta alla differenza di schermatura tra le due parti;
- le righe $25 \div 30$ sono altri tipi di trigger non fisici che fanno partire l'acquisizione dati;
- il trigger generato è il numero totale di eventi provenienti da tutte le sorgenti (fisiche, di monitor, etc...) che richiedono la partenza dell'acquisizione dati, mentre il trigger accettato è il numero di trigger generati accettato dall'acquisizione dati: il rapporto tra i due è dunque un indice del tempo morto di acquisizione.

CAMERE A FILI	Vertice		Avanti		Magnete			Dietro	
Nome rivelatore	VC1	VC2	FC1	FC2	MC1	MC2	MC3	BC1/2	BC3/4
dist. bersaglio (mm)	750	1000	1530	1650	2725	3047	3369	3950	5700
active hor. (mm)	270	343	660	660	1080	1096	1244	1428	2880
active ver. (mm)	80	100	180	180	290	324	355	520	710
progetto cella	gas microstrip		deriva orizz.		MWPC			deriva orizz.	
dim. cella (mm)	0.200		7		2			15	
gap piani A-C (mm)	3		4		4			8	
materiale anodo	vetro 300 μm (Al)		W (Au)		W (Au)			W (Au)	
diam. filo anodico	7 μm		20 μm		25 μm			25 μm	
mat. filo potenziale	strip Al		Be-Cu (Au)					Be-Cu (Au)	
diam. filo potenziale	90 μm		50 μm					125 μm	
mat. catodo	Al (vetro)		Al+C (Mylar)		Be-Cu (fili)			Al+C (Mylar)	
spessore catodo	200 μm		25 μm		50 μm (0.5 mm pitch)			25 μm	
mistura gas	DME/CO_2		Ar/CO_2/CF_4		Ar/CO_2/CF_4			Ar/CO_2/CF_4	
percentuale gas	60/40		90/5/5		65/35/5			90/5/5	
angoli U,V	$\pm$ 30		$\pm$ 30		$\pm$ 30			$\pm$ 30	
risol./piano (σ)	45 μm		150 μm		1 mm			150 μm	
fili piano X	1350	1900	96	96	540	622	714	128	192
fili piani U,V	1350	1900	96	96	540	619	707	128	192
config. modulo	UXV		UU'XX'VV'		UXV			UU'XX'VV'	
lungh. rad./modulo	1.2 %		0.20 %		0.29 %			0.26 %	
numero moduli	1		1	1	1	1	1	2	2
canali/moduli	4050	5700	576	576	1620	1860	2128	768	1152
canali totali	19500		2304		11216			7680	

Tabella 2.2: Caratteristiche delle camere di traccia.

Tabella 2.3: Conteggi delle scale: la descrizione di ciascuna riga è riportata nel testo.

trigger	descrizione
09	ADC Pulser
12	Chamber Pulser
17	(H2B · H1B) + (H2T · H1T)
18	(H2B · H1B · CAB) + (H2T · H1T · CAT)
19	(H2B · CAB · $\overline{CHB}$) + (H2T · CAT · $\overline{CHT}$)
20	(H2B · CAB · $\overline{H1B}$) + (H2T · CAT · $\overline{H1T}$)
21	(H2B · H1B · CHB) + (H2T · H1T · CHT)
22	(CHB · H2B · CAB) + (CHT · H2T · CAT)
23	(CHB · H1B · CAB) + (CHT · H1T · CAT)
24	(H2B · H1B · CAB · CHB) + (H2T · H1T · CAT · CHT)
25	Tuning scint. (For timing check)
29	HERA clock
31	P-Veto
32	GMS

Tabella 2.4: I livello di trigger per l'acquisizione dati di HERMES.

Capitolo 3

Il calorimetro elettromagnetico dell'esperimento HERMES

3.1 Funzioni del calorimetro

Il calorimetro di HERMES è stato progettato e costruito per svolgere le seguenti funzioni:

- determinare in combinazione con il *preshower* (odoscopio) il *trigger* di I livello per gli elettroni diffusi, mediante la misura di energia depositata E $\geq$ 3.5 GeV, con soppressione di fondi di bassa energia;
- permettere una reiezione di pioni con un fattore maggiore di 10 per il primo livello di *trigger* e maggiore di 100 nell'analisi *off-line* in un intervallo di energia compreso tra i 4 e 10 GeV;
- fornire una misura di energia per gli elettroni diffusi e per i fotoni provenienti da processi radiativi o da decadimenti del π^0;
- garantire una risposta uniforme relativamente al punto di impatto e all'angolo di incidenza;
- fornire una grossolana misura di posizione per gli elettroni diffusi.
- avere un'alta resistenza alle radiazioni per garantire una risposta stabile nel tempo anche nell'ambiente altamente radioattivo della sala "anello" di HERA.

3.2 Descrizione del calorimetro

La soluzione scelta per soddisfare le suddette richieste consiste di 840 contatori a vetro al piombo F101 altamente resistenti alle radiazioni disposti in 2 muri uguali, posizionati uno sopra ed uno sotto il fascio, a 48 cm di distanza tra di loro. Per evitare il danneggiamento da radiazione durante la fase di iniezione di entrambi i fasci, i due muri vengono allontanati di altri 50 cm dalle camere da vuoto degli elettroni e dei protoni.

Ogni muro è costituito da 420 contatori, aventi ciascuno area 9×9 cm^2 ed lunghezza di 50 cm ($\approx 18\ X_0$), disposti in una matrice 42×10. Il peso totale del calorimetro è di 2×12.5 tonnellate.

Uno schema del calorimetro è mostrato in fig. 3.1.

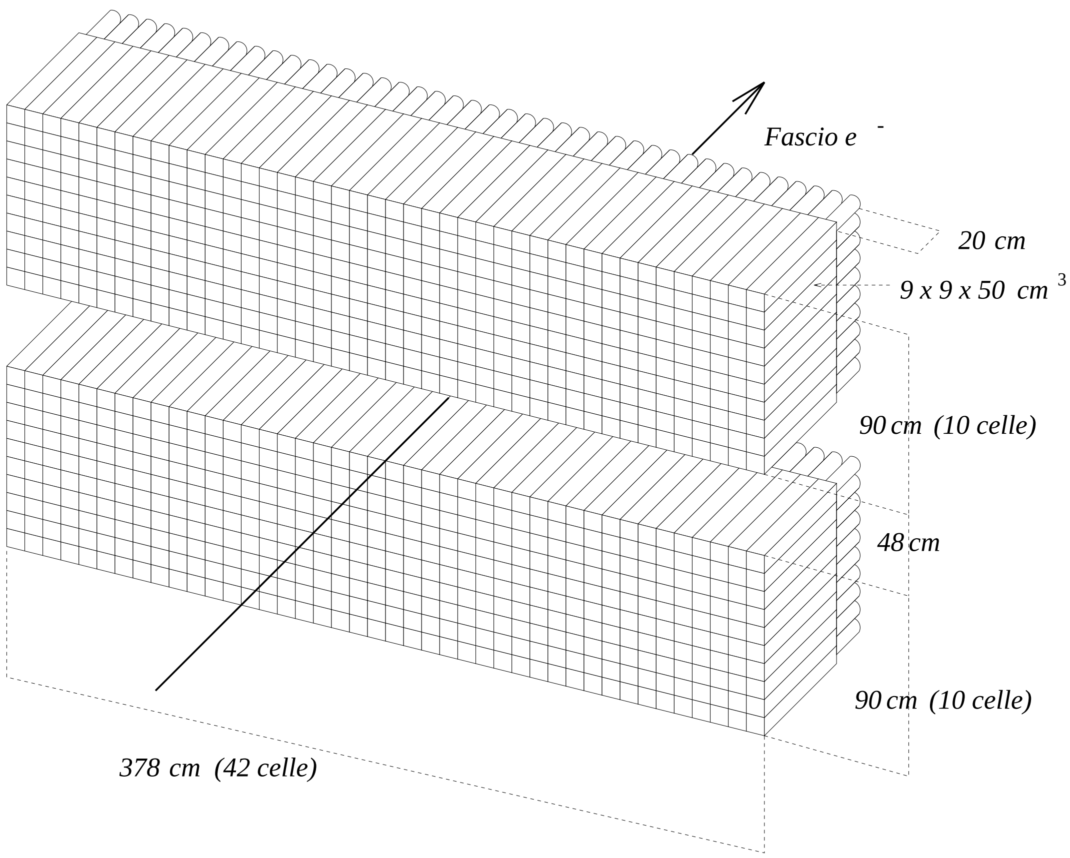

Figura 3.1: Vista isometrica del calorimetro elettromagnetico di HERMES. Le dimensioni riportate sono in cm.

La dimensione della cella è stata determinata dalla richiesta che almeno l'80 % dello sciame fosse contenuto in un singolo contatore per un'incidenza assiale di elettroni al centro del contatore, e che l'occupazione della cella sia maggiore di uno per la maggior parte dei *triggers*. Una descrizione più accurata della scelta delle dimensioni dei contatori, del tipo di vetro al piombo utilizzato e del fototubo scelto, viene data di seguito.

Ciascun contatore è costituito da un vetro al piombo F101 accoppiato ad un fototubo Philips XP3461.

Ogni singolo blocco di vetro al piombo è stato pulito e poi avvolto in un sottile foglio di mylar alluminato di 2 mils in modo da migliorare la riflessione della luce al suo interno e da un foglio di tedlar dello spessore di 5 mils per l'isolamento dalla luce. Una flangia di titanio, con un foro centrale di 7.5 cm, è stata incollata su ciascun blocco per sostenere il fotomoltiplicatore (PMT). La scelta del titanio è stata determinata dal valore del suo coefficiente di espansione termico che è molto vicino a quello del vetro F101. Il contatto ottico tra quest'ultimo ed il contatore è stato effettuato con una colla al silicone (SILGARD 184) di indice di rifrazione 1.41. Il fotomoltiplicatore è circondato per tutta la sua lunghezza da un cilindro di μ metal, per evitare influenze di campi magnetici, e da un tubo di alluminio connesso alla flangia, per l'isolamento dalla luce esterna. L'assemblaggio di un contatore è schematizzato in fig. 3.2.

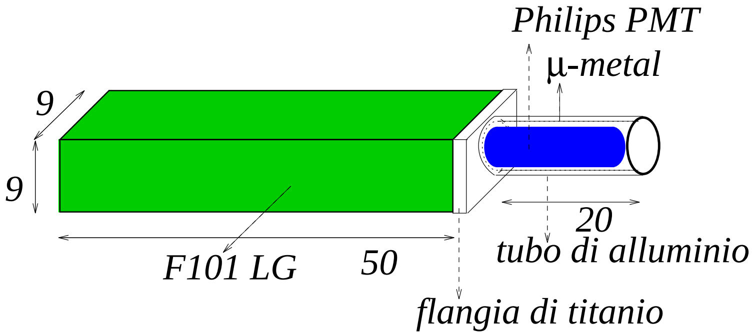

Figura 3.2: Assemblaggio di un contatore a vetro al piombo F101 del calorimetro (le dimensioni sono in cm)

3.3 La radiazione Čerenkov

Il principio di funzionamento dei contatori a vetro al piombo si basa sull'effetto Čerenkov.

Se una carica si muove con velocità βc in un mezzo di indice di rifrazione n, il suo campo elettrico si propaga con velocità c/n e se si verifica la condizione $\beta c > c/n$ ne risulta l'effetto Čerenkov, molto simile alla produzione di un'onda d'urto [97]. In fig. 3.3 è data la costruzione di Huyghens per le onde elettromagnetiche emesse dalla particella lungo il suo cammino. Al tempo $t = 0$ la particella si trova in O, un secondo più tardi si trova in P, avendo percorso un tratto $OP = \beta c$. Il fronte dell'onda elettromagnetica è sulla superficie del cono di apertura $sin^{-1}(1/n\beta)$, il che significa che i raggi luminosi corrispondenti formano un angolo $\theta = cos^{-1}(1/n\beta)$ con la traiettoria della particella.

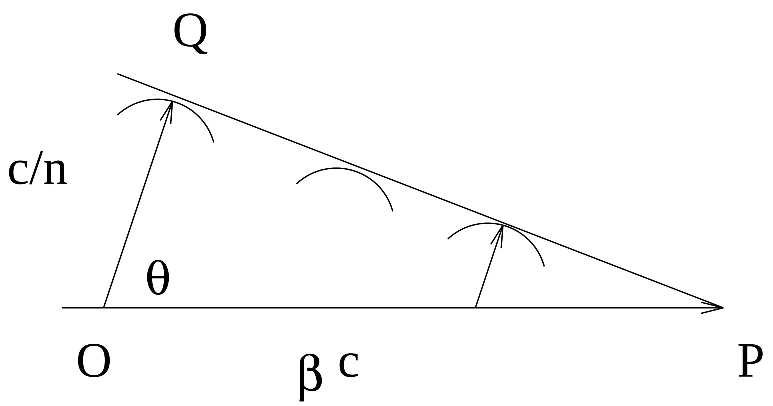

Figura 3.3: Costruzione di Huyghens per le onde elettromagnetiche emesse da una particella in moto. Origine della radiazione Čerenkov.

θ è l'angolo a cui si osserva la radiazione Čerenkov. Dalla sua espressione si possono ricavare le caratteristiche di tale radiazione [107]:

- per un mezzo di indice di rifrazione n si può determinare una velocità di soglia $\beta_{min} = 1/n$ sotto la quale non si ha l'emissione della radiazione Čerenkov;
- si ha un angolo massimo di emissione $\theta_{max} = cos^{-1}1/n$ nel limite relativistico estremo della velocità della particella $\beta = 1$;
- le frequenze della radiazione Čerenkov cadono principalmente nella regione di alte frequenze del visibile (blu) e dello spettro elettromagnetico del quasi-visibile, ma non si estendono alla regione dei raggi X, dove $n < 1$;
- la massa della particella non ha influenza sull'angolo di emissione della radiazione;
- l'angolo di emissione θ dipende dalle frequenze della radiazione Čerenkov, essendo n dipendente dalla lunghezza d'onda;
- l'angolo di emissione aumenta con l'aumentare della velocità β.

L'intensità della luce Čerenkov può essere calcolata in modo semiclassico [18]. Per il numero di quanti irraggiati per unità di lunghezza con frequenza compresa tra ν e $\nu + d\nu$ si ha:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{2\pi e^2}{\hbar c}\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)\frac{d\nu}{c} = \frac{2\pi e^2}{\hbar c} sin^2\theta \frac{d\nu}{c} \tag{3.1}$$

Nella regione spettrale compresa tra i 3000 e i 6000 Å vengono prodotti quindi circa 750 $sin^2\theta$ fotoni per centimetro. Lo spettro è continuo e la luce polarizzata, con il vettore elettrico giacente nella direzione PQ.

3.4 Scelta dei vetri al piombo

I vetri al piombo costituiscono un rivelatore quasi ideale per gli sciami elettromagnetici, essendo formati da un materiale ad elevato numero di protoni Z che assicura un rapido sviluppo della cascata provocata da un elettrone, un positrone o un fotone nel rivelatore. La trasparenza del vetro permette un campionamento quasi completo dell'energia depositata. Le particelle cariche relativistiche nella cascata elettromagnetica emettono radiazione Čerenkov, che viene trasmessa attraverso il vetro e raccolta nei fototubi. La lunghezza totale del cammino percorso dalla particella nello sciame è proporzionale all'energia della particella incidente e dunque la luce Čerenkov totale risulta proporzionale all'energia della particella che sciama.

I contatori a vetro al piombo (spesso indicati in seguito con LG da *Lead Glass*) usati nell'esperimento HERMES sono del tipo F101: le loro proprietà sono riportate in tabella 3.1. La scelta del vetro F101 è dovuta alla sua alta resistenza alle radiazioni. Misure di resistenza alle radiazioni di vetri al piombo F101 con raggi γ [103] e con adroni di alta energia [104] hanno mostrato che una dose accumulata di 2000 rad produce una degradazione della trasmissione minore dell'1% per unità di lunghezza di radiazione, mentre se si richiede una diminuzione della trasmissione minore di $1/e$ su un contatore di lunghezza 50 cm allora la dose accumulata tollerabile è di circa 10^4 o leggermente più alta. Da ciò ne consegue che, a seconda della dose e della lunghezza d'onda, l'F101 risulta $10 \div 50$ volte meno sensibile al danneggiamento da radiazione dei vetri SF2 [105], che sono generalmente usati. Questo è dovuto alla presenza di Cerio, di cui è arricchito l'F101. Come confronto in fig. 3.4 e fig. 3.5 sono riportati rispettivamente la trasmissione dei vetri al piombo F1 (equivalente russo del tipo SF2 europeo) e F101, che differisce dal tipo F1 soltanto per l'aggiunta di Cerio, al variare della lunghezza d'onda e per diverse dosi di radiazioni.

3.4.1 Caratteristiche dei vetri al piombo F101

I vetri al piombo usati sono stati prodotti nell'arco di 6 mesi dalla fabbrica russa Lytcarino [102] a lotti (*moulding*). Per ciascun lotto la ditta ha fornito le misure delle caratteristiche ottiche di un campione. Al fine di valutare

Figura 3.4: Spettro di trasmissione per un vetro al piombo F1 dello spessore di 1 cm per differenti dosi accumulate di raggi γ di ^{60}Co.

Figura 3.5: Spettro di trasmissione per un vetro al piombo F101 dello spessore di 1 cm per differenti dosi accumulate di raggi γ di ^{60}Co.

Tipo F101	
Composizione chimica (peso%):	
Pb_3O_4	51.23
SiO_2	41.53
K_2O	7.0
Ce	0.2
Lunghezza di radiazione (cm)	2.78
Densità (g/cm^3)	3.86
Energia critica (MeV)	17.97
Raggio di Molière (cm)	3.28
Indice di rifrazione	1.65
Coefficiente di espansione termica (C^{-1})	8.5×10^{-6}

Tabella 3.1: Composizione chimica e proprietà fisiche dei vetri al piombo F101

la dispersione delle caratteristiche ottiche dei contatori appartenenti a lotti di fabbricazione diversa, sono state effettuate delle verifiche sperimentali di controllo dei dati forniti dalla casa costruttrice. In particolare sono stati controllati l'indice di rifrazione, la trasmittanza ed il coefficiente di assorbimento per blocchi di dimensioni $30\times8.9\times8.9$ cm^3.

L'apparato utilizzato è riportato in fig. 3.6. Esso è costituito da un laser il cui fascio, riflesso da uno specchio di alluminio, passa attraverso un filtro attenuatore (*neutral density filter*) ed un diaframma, fino ad incidere sulla sezione trasversale del contatore.

L'indice di rifrazione è stato misurato per due diverse lunghezze d'onda, $\lambda = 633$ nm e $\lambda = 458$ nm (ottenute da due laser in continua, rispettivamente ad He-Ne e ad Argon), intorno a quella di lavoro pari a 500 nm. La misura è stata effettuata con tre differenti tecniche:

- misura dello spostamento del cammino ottico δ:

$$n \;=\; sin\; i \sqrt{1 + \frac{1}{\left(1 - \frac{\delta\sqrt{2}}{d}\right)^2}}$$

  dove si è indicato con i l'angolo di incidenza del fascio laser sul contatore (i =45^0), con d lo spessore di quest'ultimo (d=89 mm) e con δ lo spostamento del cammino ottico misurato (δ=3.4 mm), rappresentato nella fig. 3.7;

- misura dell'angolo Φ di Brewster, ossia dell'angolo di incidenza per cui l'onda riflessa è completamente polarizzata. Tale angolo è legato all'indice di rifrazione tramite la relazione:

$$n \;=\; tg\Phi$$

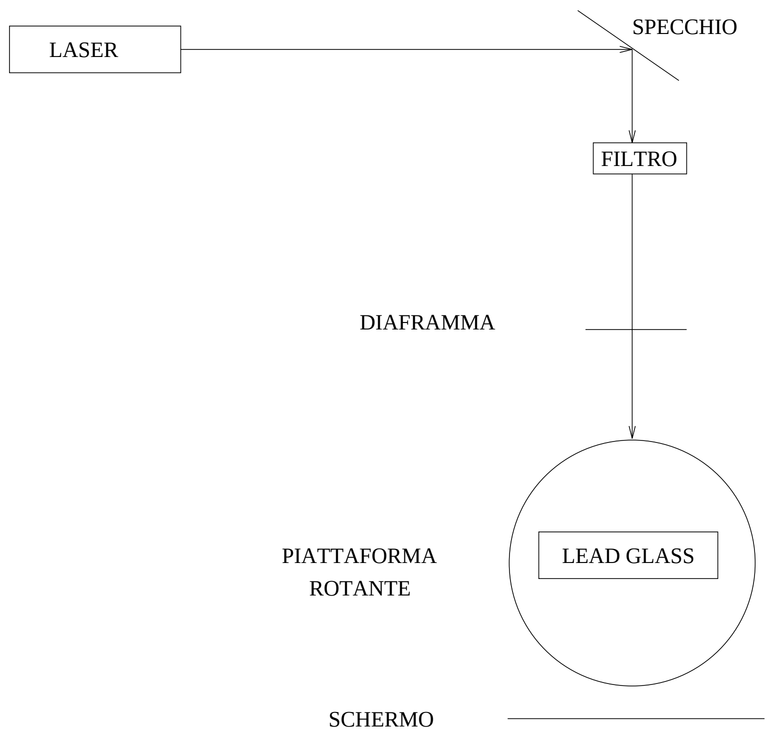

Figura 3.6: Apparato per la misura dell'indice di rifrazione, della trasmissione della luce e del coefficiente di assorbimento di un blocco F101 di 8.9 cm di lunghezza.

In questa situazione il raggio riflesso e quello rifratto sono tra loro perpendicolari: l'onda riflessa ha soltanto la componente del campo elettrico perpendicolare al piano di incidenza, ossia, come si osserva sperimentalmente, risulta polarizzata linearmente con piano dipolarizzazione coincidente col piano di incidenza;

- misura della potenza riflessa per incidenza "quasi" normale (angolo $\approx$ qualche grado). Infatti si ha:

$$I_R = I_0 \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2$$

dove con I_R si è indicata la potenza riflessa, con I_0 quella incidente (I_0=23 mW); da cui ponendo $n_2 \approx$1 segue:

$$n = \frac{1+\sqrt{R}}{1-\sqrt{R}}$$

essendo R il rapporto tra la potenza riflessa e quella incidente.

La media dei valori ottenuti dalle tre differenti misure ha fornito i seguenti risultati:

$$\bar{n} = 1.67 \pm 0.02 \qquad \lambda = 633\, nm$$

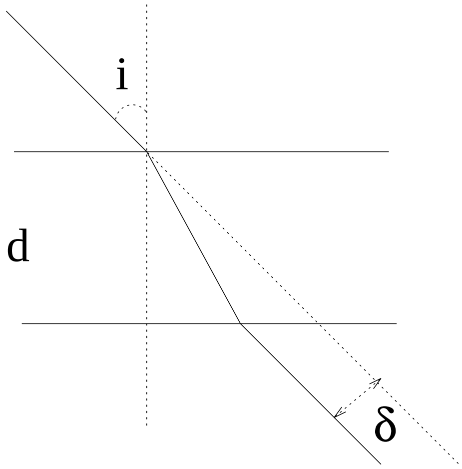

Figura 3.7: Visualizzazione grafica del cammino ottico δ.

$$\bar{n} \;=\; 1.66 \;\pm\; 0.02 \qquad \lambda \;=\; 458\, nm$$

in accordo, entro gli errori, con il valore fornito dalla casa costruttrice.

La trasmissione della luce è stata ricavata dalla misura del rapporto tra la potenza trasmessa dopo 8.9 cm di vetro al piombo e quella incidente.

I blocchi provenienti da diversi lotti hanno mostrato una curva di trasmissione della luce compresa tra le due riportate in fig. 3.8. Dal momento che le lunghezza d'onda di nostro interesse sono maggiori di 500 nm, si vede che la trasmissione della luce attraverso il vetro al piombo è praticamente totale e la distribuzione spettrale si combina molto bene con la risposta spettrale di fototubi multialkali *extended green*.

In fig. 3.9 è riportata la variazione della trasmittanza misurata dalla casa costruttrice alla lunghezza d'onda di 500 nm per differenti gruppi di vetri al piombo F101.

Il coefficiente di assorbimento è stato misurato dal rapporto tra la potenza incidente I_0 e quella trasmessa I sia dopo 8.9 cm di spessore che dopo 30 cm, essendo $I = I_0^{-\mu x}$. Alla lunghezza d'onda di 458 nm il valore trovato è risultato pari a μ=0.0035 cm^{-1}.

3.5 Scelta delle dimensioni dei contatori

La dimensione dei contatori e la definizione del *cluster* ottimale sono state stabilite in seguito ai risultati ottenuti in appositi test al CERN sui fasci PS T9 e SPS X3 e con un programma di simulazione Monte Carlo, basato su GEANT [106].

Per le misure al CERN sono stati assemblati blocchi di vetro al piombo aventi la stessa sezione (9×9 cm^2) ma lunghezza diversa (30, 40 e 50 cm);

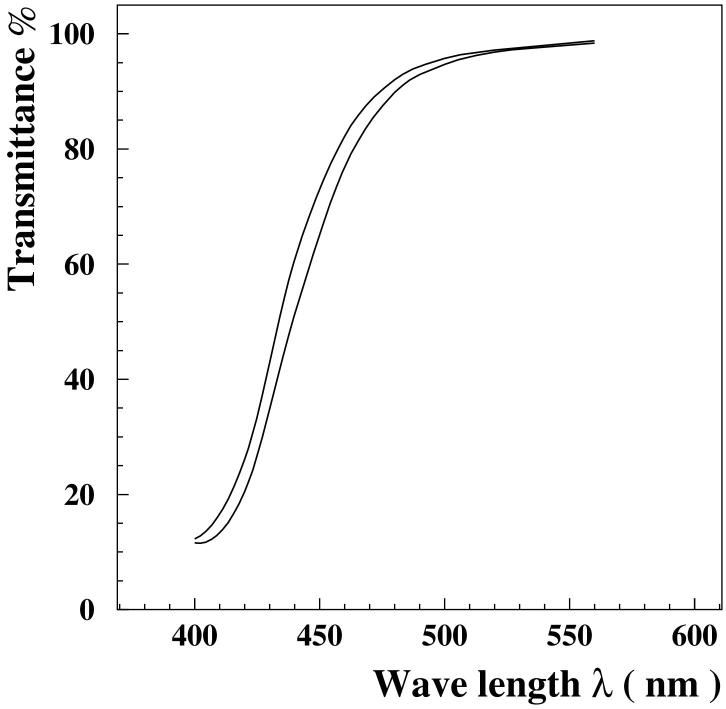

Figura 3.8: Curve di trasmissione della luce per blocchi F101 di 8.9 cm di spessore.

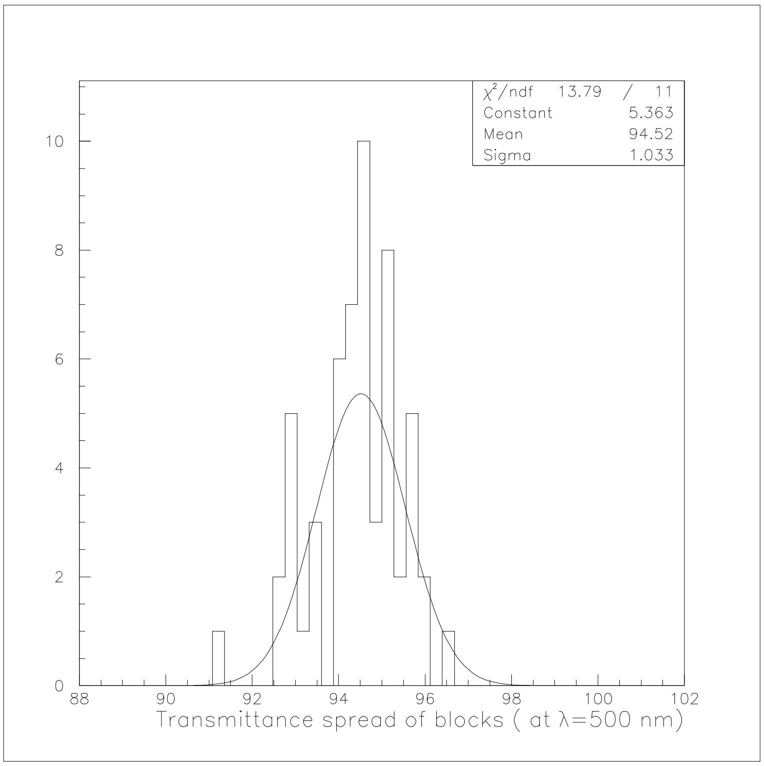

Figura 3.9: Distribuzione della trasmittanza della luce alla lunghezza d'onda di 500 nm per differenti lotti di fabbricazione.

Fasci di test	PS T9	SPS X3
particelle	e π	e
intensità (sec^{-1})	$10^5 \div 10^4$ $10^5 \div 10^4$	$10^3 \div 10^4$
$\triangle p/p$	$\mp 1.1\%$	∓ 1 %
P_{max} (GeV)	10	50
purezza	$\leq 10^{-4}$	-

Tabella 3.2: Parametri dei fasci PS T9 e SPS X3 del CERN

sono state studiate due possibilità di accoppiamento del vetro al piombo con il fotomoltiplicatore, precisamente con e senza guida di luce, ed è stato valutato l'effetto di un *preshower* nella definizione della lunghezza del contatore.

Le guide di luce prese in esame sono plastiche, di diametro 7.62 cm e lunghezza 7 cm, con una lunghezza d'onda di *cut-off* di 420 cm. Ciascun vetro è stato avvolto in un foglio di mylar alluminato in modo da avere una migliore riflessione della luce al suo interno e accoppiato ad un PMT Hamamatsu R1848-03 avente un diametro di 7.62 cm: il contatto ottico tra i fototubi e le guide di luce con i blocchi è stato eseguito con un grasso al silicone. Il fotomoltiplicatore inoltre è stato schermato da un cilindro di μ-metal in modo da evitare influenze del campo magnetico.

Le caratteristiche dei fasci usati al CERN sono riportate in tabella 3.2.

Sia i dati sperimentali che i risultati delle simulazioni con il programma GEANT hanno mostrato che la risoluzione in energia dei contatori non segue l'andamento $1/\sqrt{E}$ in nessuno dei due casi, indicando quindi che la perdita di energia dai lati del singolo blocco è il processo che determina la risoluzione. Pertanto al fine di avere un migliore contenimento dell'energia si è deciso di prendere in considerazione una matrice 3×3 (*cluster*).

Nel caso dei test in esame è stato utilizzato un *preshower* di piombo di 1.6 X_0 e 1 cm di scintillatore plastico, poiché esso migliora la reiezione dei pioni (l'effetto del *preshower* verrà meglio descritto nel paragrafo successivo).

In fig. 3.10 e in fig. 3.11 sono riportate rispettivamente la risoluzione energetica e la reiezione di un singolo contatore di 3 lunghezze diverse e nelle diverse configurazioni prese in esame. Tenendo in considerazione sia la risoluzione energetica che la reiezione, la lunghezza ottimale del contatore è risultata essere di 50 cm.

Per mancanza di tempo non è stato possibile verificare il miglioramento quantitativo della risoluzione nel caso di una una matrice di 3×3 contatori. Si è potuto invece verificare la costanza della risoluzione energetica di tale configurazione al variare dell'angolo θ di incidenza della particella sul blocco, come mostrato nella fig. 3.12, dove sono riportati i risultati sperimentali ottenuti con un fascio di elettroni di 6 GeV.

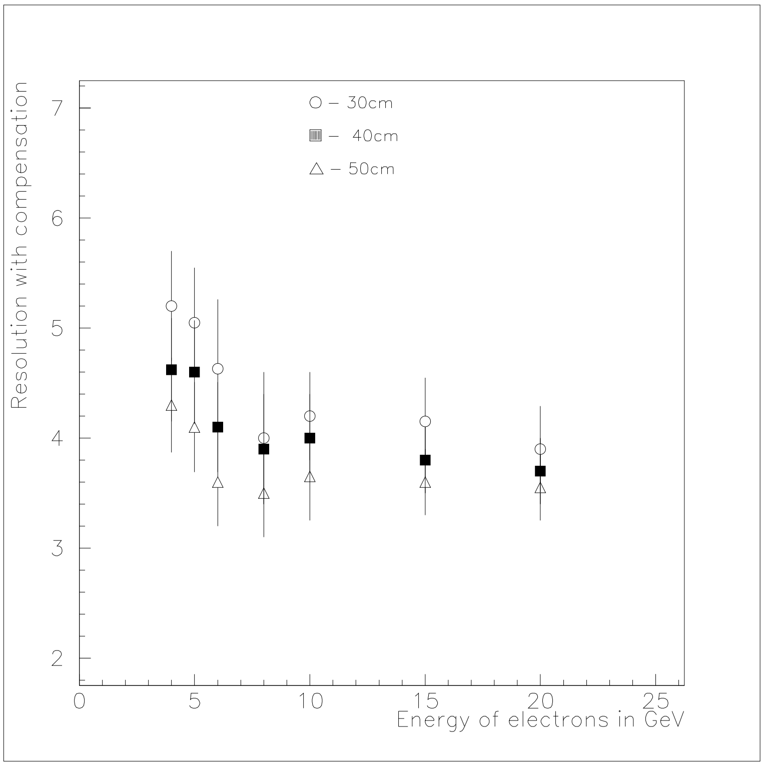

Figura 3.10: Risoluzione di un singolo contatore di vetro al piombo nel caso di 30, 40 e 50 cm di lunghezza. I punti sperimentali sono corretti per la compensazione dovuta al *preshower*.

3.6 Scelta delle dimensioni del *preshower*

Il miglioramento della reiezione adroni-elettroni si basa sulle seguenti considerazioni:

- il numero di fotoni Čerenkov prodotti in un radiatore è proporzionale all'inverso del quadrato della lunghezza d'onda;
- gli elettroni depositano la loro energia principalmente nella prima parte del vetro al piombo, dal momento che il loro sciame si sviluppa all'incirca in $3 \div 7$ lunghezze di radiazione; la componente di luce di corte lunghezze d'onda viene più assorbita dal blocco; dunque tale fattore contribuisce in modo significativo alla luce portata dagli elettroni, soprattutto per contatori di grande spessore;
- gli adroni emettono luce lungo tutto il loro cammino all'interno del blocco; quelli che interagiscono nella parte posteriore del contatore trasferiscono la maggior parte della loro energia allo sciame elettromagnetico, generando

Figura 3.11: Reiezione di pioni misurata per diverse configurazioni di vetro al piombo; LG indica la configurazione con guida di luce e PS indica quella con il *preshower*.

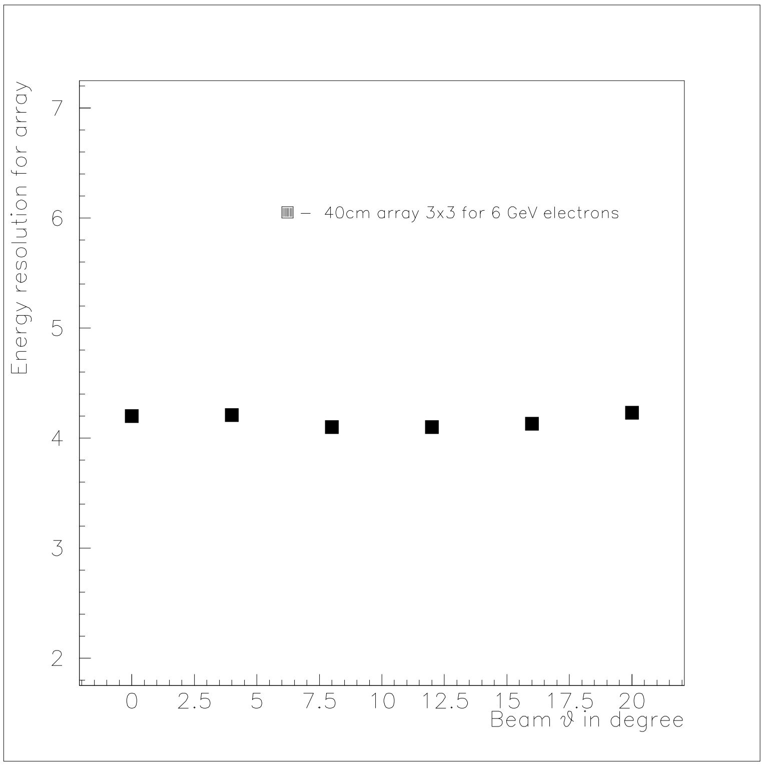

Figura 3.12: Risoluzione misurata di una matrice 3×3 di contatori a vetro a Piombo di 40 cm di lunghezza in funzione dell'angolo di incidenza delle particelle.

luce Čerenkov con grande quantità di corte lunghezze d'onda; l'eliminazione di queste ultime diminuisce seriamente la luce portata dagli adroni che interagiscono nella parte posteriore del blocco e che dunque hanno un'alta probabilità di essere scambiati per elettroni.

In fig. 3.11 la reiezione π/e misurata in un singolo contatore di vetro al piombo, in diverse configurazioni sperimentali. Dalla figura risulta che l'introduzione di una guida di luce tra vetro al piombo e fototubo non produce un sensibile miglioramento della reiezione π/e (valore $\approx 10^{-2}$); questa migliora con un *preshower* di 1.6 X_0 e 1 cm di scintillatore plastico davanti al contatore, passando a $\approx 10^{-3}$ per il blocco di 40 cm di lunghezza e a $\approx\ 2 \div 3 \cdot 10^{-4}$ per quello di 50 cm di lunghezza.

Le dimensioni del *preshower* sono state ottimizzate simulando con GEANT la risposta di una matrice 3×3 di vetri al piombo.

Nel caso di un bersaglio di ^{3}He e per una luminosità di $5 \cdot 10^{32}$ N/cm$^2 \cdot$ s il *rate* di pioni dopo il I livello di trigger definito dalla coincidenza H1·H2·CAL è di 220 Hz per una matrice di contatori 3×3, come risulta dalla fig. 3.13. Considerando un *preshower* di 2 lunghezze di radiazione di piombo e 1 cm di scintillatore plastico, il *rate* di pioni diminuisce di un fattore 4, passando da

220 a 60 Hz, come si vede dalla fig. 3.14, ottenendo così una reiezione *off-line* migliore di 10^{-3} per un'energia di elettroni incidente pari a 6 GeV.

Richiedendo un'efficienza di rivelazione degli elettroni maggiore del 95 % e guardando la reiezione π/e in funzione del canale del taglio dello scintillatore, si trova che la lunghezza ottimale del *preshower* risulta essere di 1.9 X_0, come mostrato in fig. 3.15.

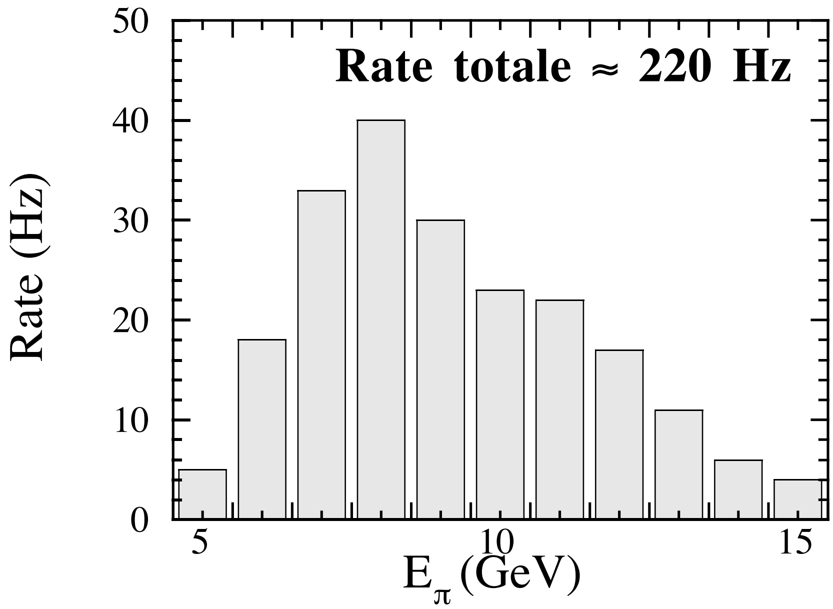

Figura 3.13: *Rate* di pioni che passano il I livello di trigger, nel caso di una matrice 3×3 di contatori F101.

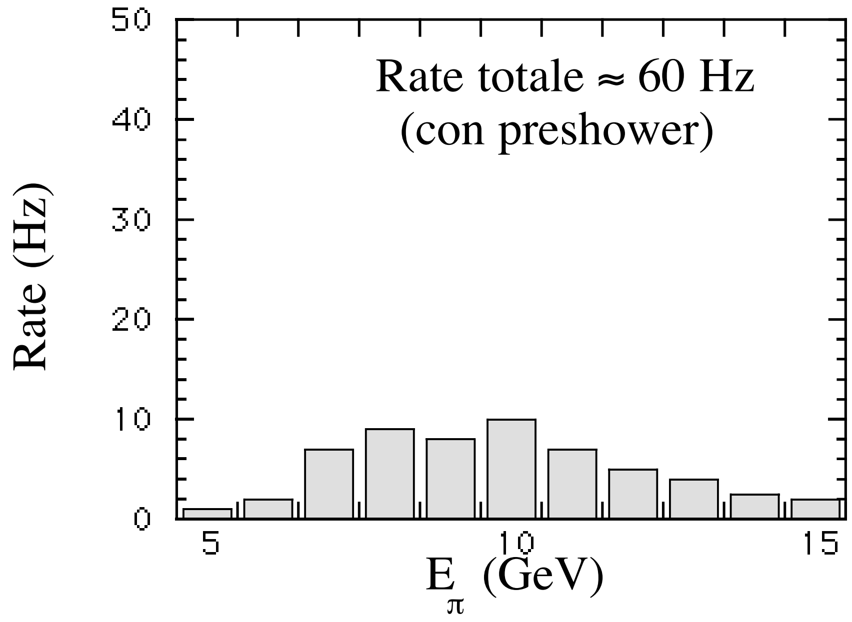

Figura 3.14: *Rate* di pioni che passano il I livello di trigger, nel caso di una matrice 3×3 di contatori F101 ed un *preshower* di 2 X_0 di piombo e 1 cm di scintillatore.

3.7 Scelta del fotomoltiplicatore

Al fine di selezionare il migliore fototubo tra i 4 diversi tipi di PMT presi in esame (Hamamatsu R1911, Bialkali D, Bialkali *extended green*, trialkali S20), si è calcolata tramite un programma di simulazione la reiezione π/e per diverse soglie sullo scintillatore ad una energia di 6 GeV e su un blocco di 50 cm di lunghezza: come si vede dalla tabella 3.3 e dalla fig. 3.16, il fototubo che risulta più adatto alle esigenze del calorimetro è il trialkali S20, che garantisce il migliore fattore di reiezione e la migliore risoluzione energetica.

In tabella 3.4 sono riportate le caratteristiche del PMT S20 Philips XP3461 scelto, caratterizzato da una struttura dei dinodi a focalizzazione lineare e da una buona linearità per un ampio intervallo dinamico, senza perdita di risoluzione energetica.

PMT	Risoluzione energetica ($\sigma(E)/E$)	Reiezione π/e
Hamamatsu R1911	3.7 %	$7 \cdot 10^{-4}$
Bialkali tipo D	4.5 %	$1.5 \cdot 10^{-3}$
Bialkali ext. green	3.7 %	$7 \cdot 10^{-4}$
Trialkali S20	3.4 %	$3 \cdot 10^{-4}$

Tabella 3.3: Risoluzione energetica e reiezione pione/elettrone per i 4 tipi di fototubi presi in considerazione. Il fototubo migliore risulta essere il Trialkali S20.

Philips XP3461	
Diametro catodico	70 mm
Catodo	semi-transparent head on
Indice di rifrazione del vetro PM	1.54
Multiplicatore	8 stadi a focalizz. lineare
Tensione massima di funzionamento	1800 V
Corrente media massima	200 μA dc
Tensione di lavoro	1200$\div$1800 V (guad. $\approx 10^6$)
Corrente oscura	< 50 nA
Deviazione linearità	$< 2\%$
Stabilità (variazione massima di guadagno in 10 h)	1%
Tempo di stabilità (in variazione di I)	1.0%
Tempo di risalita impulso di anodo	3 ns

Tabella 3.4: Caratteristiche del fotomoltiplicatore Philips XP3461.

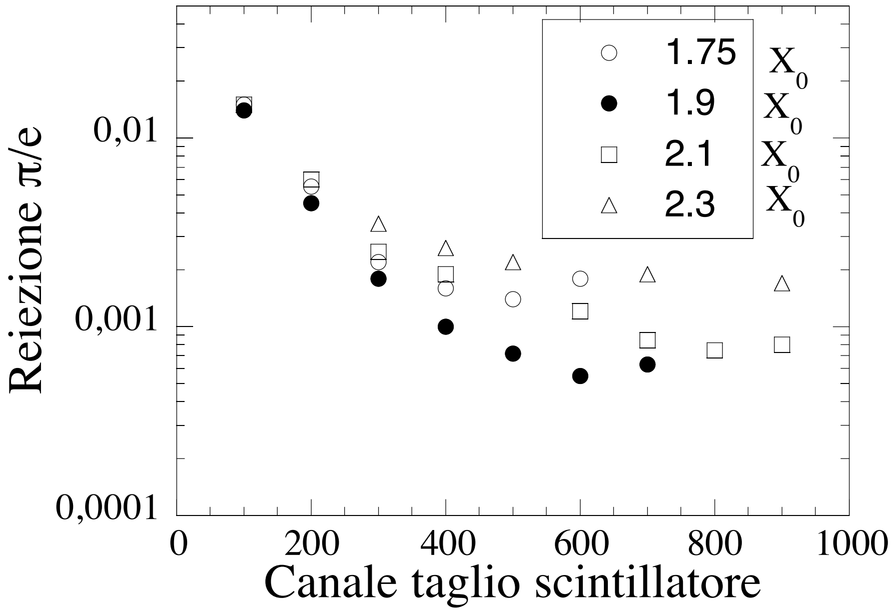

Figura 3.15: Reiezione π/e in funzione del canale del taglio dello scintillatore per 4 diverse lunghezze di radiazione del piombo costituente il *preshower*.

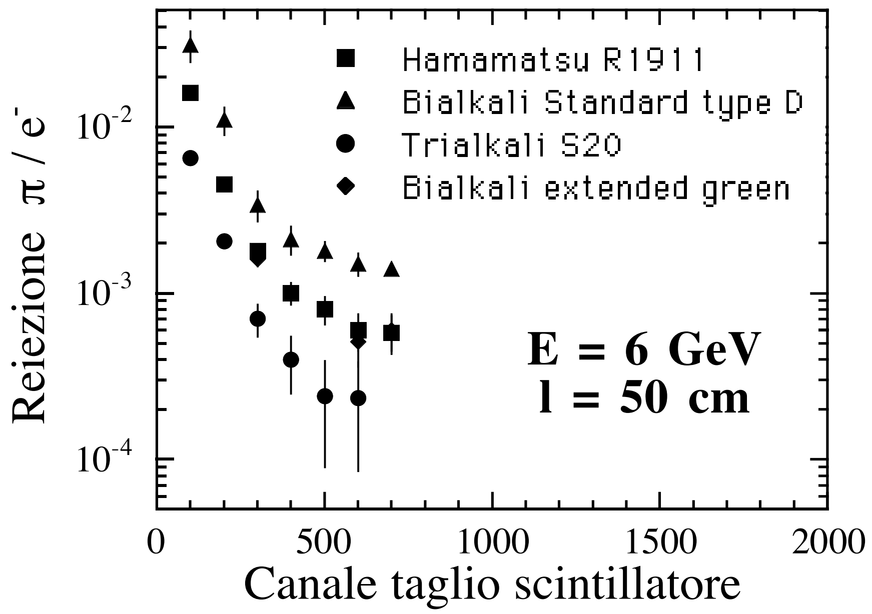

Figura 3.16: Reiezione π/e in funzione del canale del taglio dello scintillatore per 4 diversi tipi di fotomoltiplicatore.

Capitolo 4

Simulazione Monte Carlo del calorimetro di HERMES

4.1 Descrizione del programma di simulazione

Per lo studio delle caratteristiche del calorimetro è stato scritto un programma di simulazione Monte Carlo, usando la versione 3.16 di GEANT [106]. In tale programma si è tenuto conto delle caratteristiche fisiche ed ottiche dei vetri al piombo F101, dell'efficienza quantica del fototubo Philips XP3461 e degli indici di rifrazione del PMT e della colla usata per il contatto ottico tra il contatore ed il fotomoltiplicatore e sono stati tenuti in considerazione i seguenti processi:

- l'attenuazione dovuta alla trasmissione della luce nel vetro al piombo;
- le riflessioni dovute alla colla usata per il contatto ottico tra il fototubo e il vetro al piombo, le riflessioni nel fotomoltiplicatore e all'interno di ciascun contatore e quelle sul suddetto foglio di *mylar* di avvolgimento del contatore stesso.
- la parziale copertura della superficie del vetro al piombo da parte dei fotomoltiplicatori e l'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori stessi;

Una schematizzazione dei suddetti processi è riportata in fig. 4.1, dove i due rettangoli davanti al contatore rappresentano il *preshower* costituito da 1 cm di piombo e 1 cm di scintillatore plastico.

4.1.1 Attenuazione della luce

Il numero medio di fotoni Čerenkov prodotti in un radiatore è dato dalla

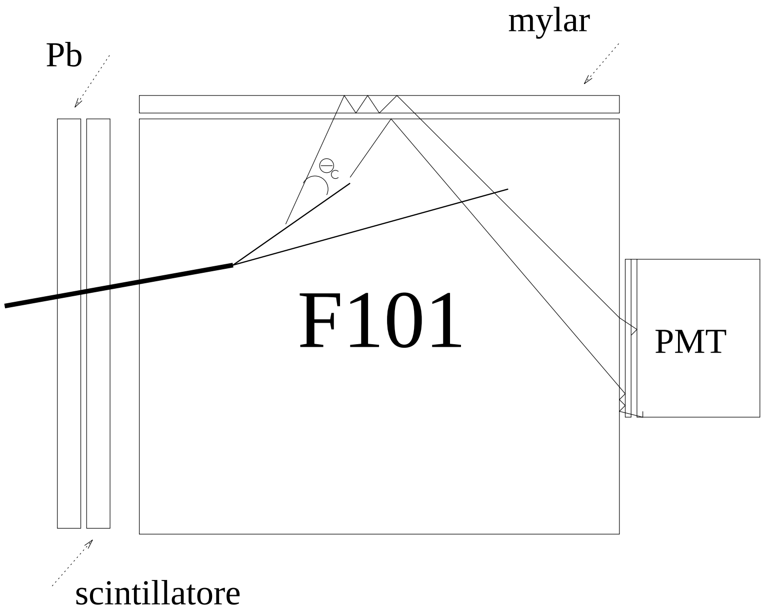

Figura 4.1: Schematizzazione del calorimetro di HERMES usata per il programma di simulazione.

seguente espressione [108]:

$$\frac{dN}{dx dP_\gamma} = \frac{e^2}{\hbar^2 c^2} \sin^2\theta_c \approx \frac{370}{[eV][cm]} \sin^2\theta_c \tag{4.1}$$

essendo x il cammino percorso, P_γ l'impulso del fotone e θ_c l'angolo Čerenkov che, per un materiale caratterizzato da un indice di rifrazione n e velocità della particella v, è definito da:

$$\cos\theta_c = \frac{1.}{\beta n} \tag{4.2}$$

La finestra di trasparenza del vetro al piombo e del fotomoltiplicatore è definita dai limiti $P_{min} = 1.77$ eV ($\lambda = 700$ nm) e $P_{max} = 3.5$ eV ($\lambda = 300$ nm). Se si trascura la dipendenza di n da P_γ, il numero totale di fotoelettroni nell'intervallo δx si ottiene eseguendo la convoluzione dello spettro Čerenkov (definito dall'eq. 4.1) sull'attenuazione della luce μ (P_γ) nei blocchi e sull'efficienza quantica del fotomoltiplicatore q (P_γ); il numero totale di fotoelettroni per intervallo δx risulta dunque dato da $N_x = N_c \sin^2\theta_c\ \delta x$, dove:

$$N_c \approx 370 \int_{P_{min}}^{P_{max}} e^{-\mu(P_\gamma)\,x}\ q(P_\gamma)\ dP_\gamma \tag{4.3}$$

Nella fig. 4.2 è riportato il numero di fotoelettroni calcolati per intervallo δx dopo il vetro al piombo ed il fotomoltiplicatore con il programma di simulazione.

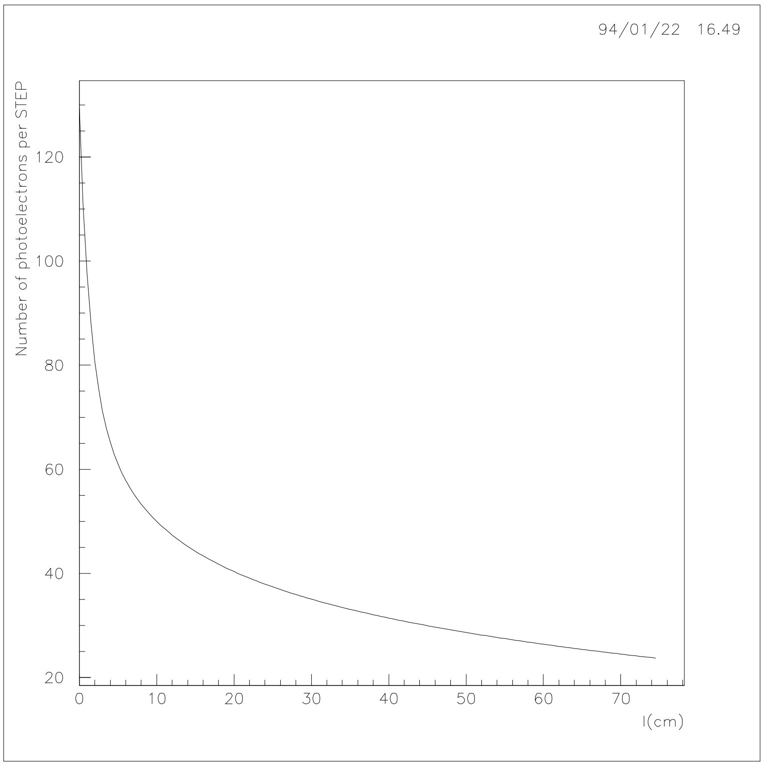

Figura 4.2: Numero di fotoelettroni per intervallo δl ottenuti dal programma di simulazione considerando l'attenuazione della luce nel vetro a piombo F101 e l'efficienza quantica del fotomoltiplicatore.

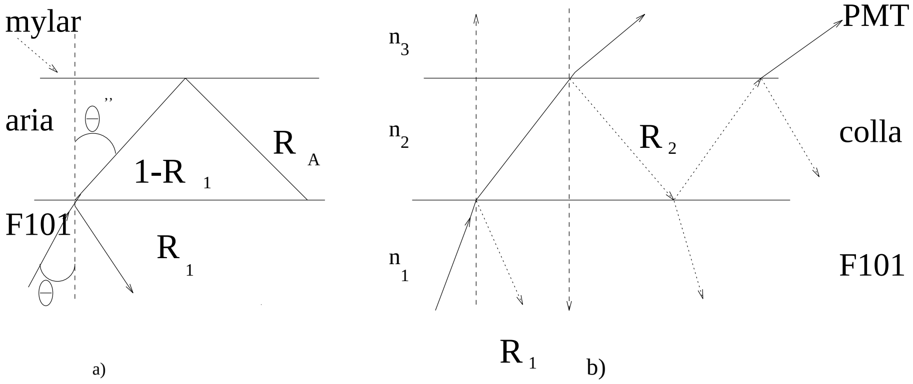

Figura 4.3: Riflessione della luce dovuta all'avvolgimento del contatore (a) e al contatto ottico F101-PMT (b).

4.1.2 Riflessione della luce

Quando si ha una sequenza di mezzi ottici, si hanno delle significative perdite di potenza a causa della riflessione della luce sulle interfacce; tali perdite prendono il nome di perdite di riflessione di Fresnel. La riflessione all'interfaccia dipende principalmente dalla polarizzazione del fascio incidente [109]. Per una polarizzazione di fotoni parallela al piano di incidenza, la riflettanza ρ_i è data dall'espressione

$$\rho_i = \left(\frac{E_i'}{E_i}\right)^2 = \frac{\tan^2(\theta - \theta'')}{\tan^2(\theta + \theta'')} \tag{4.4}$$

mentre nel caso di fotoni polarizzati perpendicolarmente al piano di incidenza si ha

$$\rho_s = \left(\frac{E_s'}{E_s}\right)^2 = \frac{\sin^2(\theta - \theta'')}{\sin^2(\theta + \theta'')} \tag{4.5}$$

avendo indicato con E_i e con E_s le componenti del vettore campo elettrico rispettivamente nel piano incidente ed in quello perpendicolare, con l'apice la componente riflessa e con θ e θ'' gli angoli di incidenza e di rifrazione.

Eseguendo il calcolo della riflettanza per incidenza normale si ottiene [111]:

$$\rho = \left(\frac{n_{12} - 1}{n_{12} + 1}\right)^2 \tag{4.6}$$

dove $n_{12} = n/n''$ è l'indice di rifrazione relativo, che si applica all'interfaccia.

Le stesse considerazioni si possono applicare nel caso dell'avvolgimento di *mylar* alluminato del vetro al piombo e nel caso del contatto ottico tra vetro e fototubo tramite la colla al silicone. In fig. 4.3 sono schematizzate le riflessioni dovute all'avvolgimento del contatore, ossia F101-aria-avvolgimento (a), e quelle dovute al contatto ottico tra il vetro al piombo e il fototubo, ossia F101-colla-PMT (b). Nel caso (a) la riflettanza totale è data da:

$$R_{tot} = R_1 + \frac{R_A(1 - R_1)^2}{(1 - R_1 R_A)} \tag{4.7}$$

e la trasmittanza totale nel caso (b) risulta:

$$T_{tot} = 1 - R_{tot} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{1 - R_1 R_2} \tag{4.8}$$

dove R_A è l'efficienza di riflessione dovuta all'avvolgimento e vale 0.9, R_1 è quella relativa al contatore F101 e R_2 è relativa alla colla del contatto ottico.

4.2 Risposta del calorimetro

Tutti i fattori sopra elencati sono stati tenuti in considerazione allo scopo di ottenere una simulazione realistica del calorimetro.

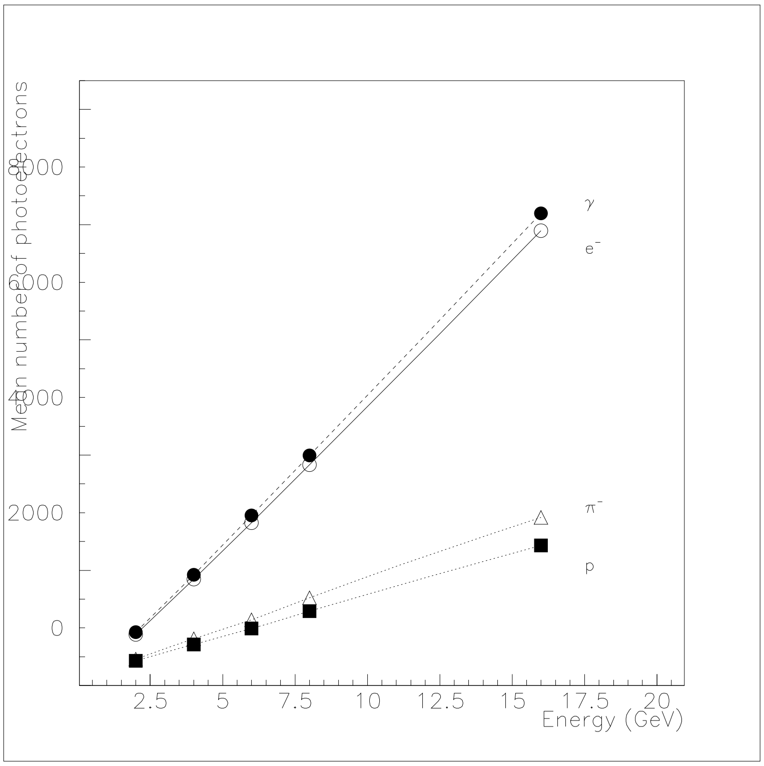

Figura 4.4: Numero di fotoelettroni generati da fotoni Čerenkov prodotti nel calorimetro da diverse particelle incidenti.

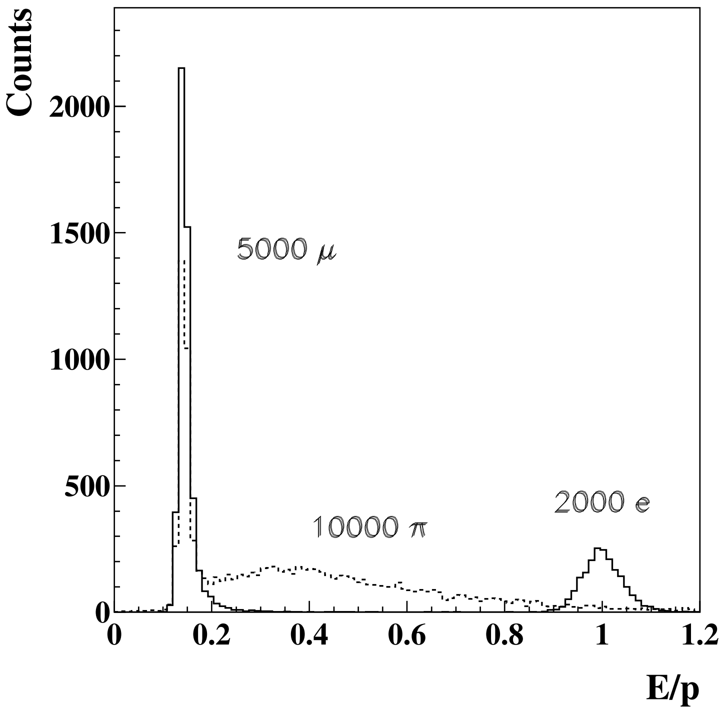

Figura 4.5: Distribuzione del rapporto tra l'energia depositata E nel calorimetro e l'impulso p per e, π e μ di impulso 5 GeV/c. I numeri a fianco dei picchi rappresentano il numero di eventi simulati delle rispettive particelle.

In fig. 4.4 è riportato il numero medio di fotoelettroni generati da fotoni Čerenkov prodotti nel calorimetro da diverse particelle incidenti, quali γ, e^-, π^- e p, mentre in fig. 4.5 è riportata la risposta del contatore F101 a diverse particelle di stesso impulso p in funzione del rapporto E/p, essendo E l'energia depositata nel vetro al piombo. Gli elettroni che depositano tutta la loro energia, generando uno sciame elettromagnetico nel blocco, risultano avere un picco vicino il valore 1; i pioni, che invece lasciano solo una frazione della loro energia all'interno del vetro al piombo, si presentano con un picco avente una coda dovuta allo sciame adronico, mentre i muoni perdono la loro energia tramite processi di ionizzazione e dunque si presentano con un picco che può essere utilizzato nella calibrazione per la determinazione del valore dell'energia persa da particelle al minimo di ionizzazione.

4.3 Studio dell'effetto del *preshower*

L'introduzione del *preshower* migliora sensibilmente la reiezione degli adroni, come mostrato in [110], dal momento che si riescono ad avere informazioni sullo sviluppo longitudinale dello sciame elettromagnetico. Gli adroni infatti interagiscono principalmente in collisioni nucleari, conseguentemente depositano un'energia minore nel rivelatore. Poiché la lunghezza di interazione di un adrone è molto più lunga di quella elettromagnetica, gli adroni generalmente percorrono un cammino più lungo nel rivelatore prima di iniziare una cascata adronica. In una piccola frazione dei casi un adrone può iniziare una cascata elettromagnetica attraverso le reazioni di scambio di carica:

$$\pi^- + p \to \pi^0 + n \to 2\gamma n \tag{4.9}$$

$$\pi^+ + n \to \pi^0 + p \to 2\gamma p \tag{4.10}$$

in cui pioni carichi si convertono in pioni neutri. Questi decadono in fotoni che iniziano nel contatore una cascata indistinguibile dallo sciame provocato da un elettrone.

La discriminazione si basa quindi sulla differenza nello sviluppo dello sciame, differenza che risulta più accentuata in materiali che hanno diverse lunghezze di radiazione X_0 e attenuazione λ. Con buona approssimazione si può scrivere:

$$\frac{\lambda(g/cm^2)}{X_0(g/cm^2)} \approx \frac{35A^{1/3}Z^2}{180A} \approx 0.12Z^{4/3} \tag{4.11}$$

da cui risulta che i materiali pesanti sono particolarmente adatti allo scopo. Infatti il *preshower*, che ha il primo spessore costituito da piombo, il cui numero di lunghezze di interazione per unità di X_0 è minore di quello del vetro al piombo, consente di rivelare lo sciame dopo un piccolo numero di X_0.

In fig. 4.6 sono riportate le efficienze di rivelazione del calorimetro e del *preshower* nella geometria scelta per elettroni e pioni. Mettendo le soglie al minimo del rapporto tra le efficienze per pioni e per elettroni (≈ 95 %) nel

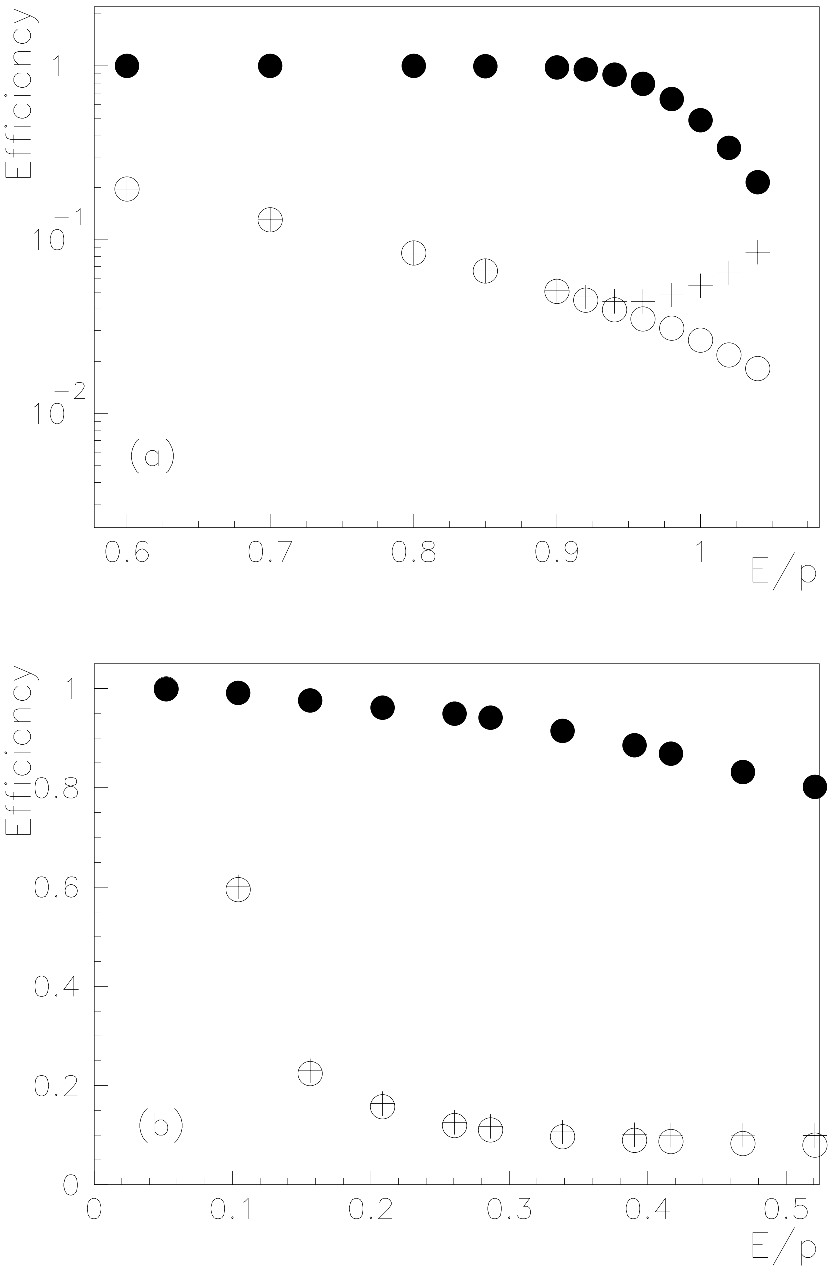

Figura 4.6: Efficienza di rivelazione per elettroni e pioni nel vetro a piombo (a) e tenendo conto del *preshower* (b) in funzione del taglio sul rapporto tra l'energia depositata e l'impulso. i cerchi pieni rappresentano l'efficienza di rivelazione per gli elettroni, quelli vuoti per i pioni e le croci il rapporto delle efficienze π/e.

vetro al piombo e al valore ≈ 98 % nel *preshower* si ottiene una reiezione degli adroni migliore di 10^{-3}, perdendo una percentuale di elettroni minore del 10 %.

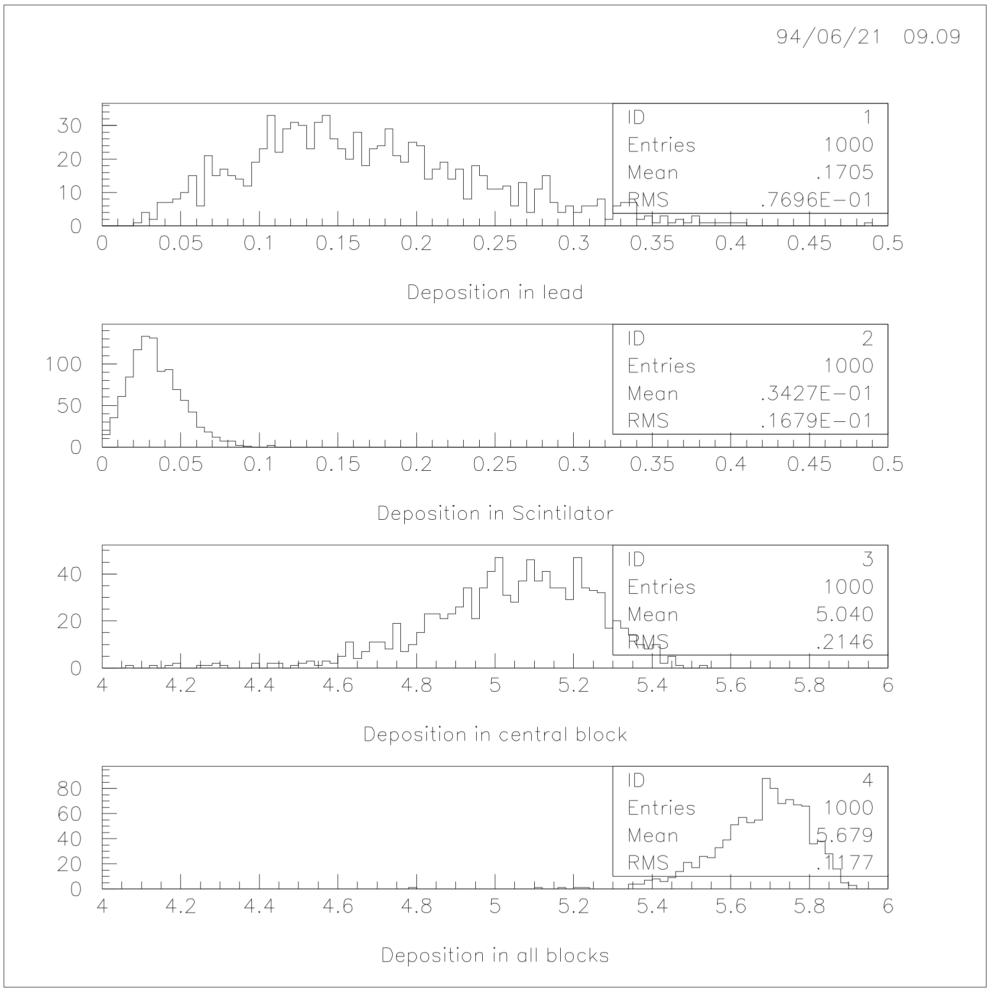

Figura 4.7: Energia depositata nelle singole parti del calorimetro: il fascio incidente è di 6 GeV di elettroni che incidono normalmente sulla faccia del contatore ed al centro.

In fig. 4.7 è riportata la distribuzione di energia depositata in ciascuna parte del calorimetro (ossia nel piombo e nello scintillatore che costituiscono il *preshower*, nel blocco centrale della matrice e nei 9 blocchi che costituiscono la matrice di 3×3 contatori), nel caso di elettroni di 6 GeV incidenti perpendicolarmente alla superficie e al centro del contatore. In tale caso nel *preshower* vengono rilasciati circa 170 MeV e la deposizione di energia è principalmente concentrata nel contatore centrale della matrice 3×3 ($5.040/5.679 \approx 90\%$). Tale effetto si può vedere meglio nella fig. 4.8, dove è mostrata l'energia depositata nel blocco centrale, in assenza del *preshower*: questo risulta contenere l'87.4 % dell'energia incidente e l'89 % di quella rilasciata nella matrice; da

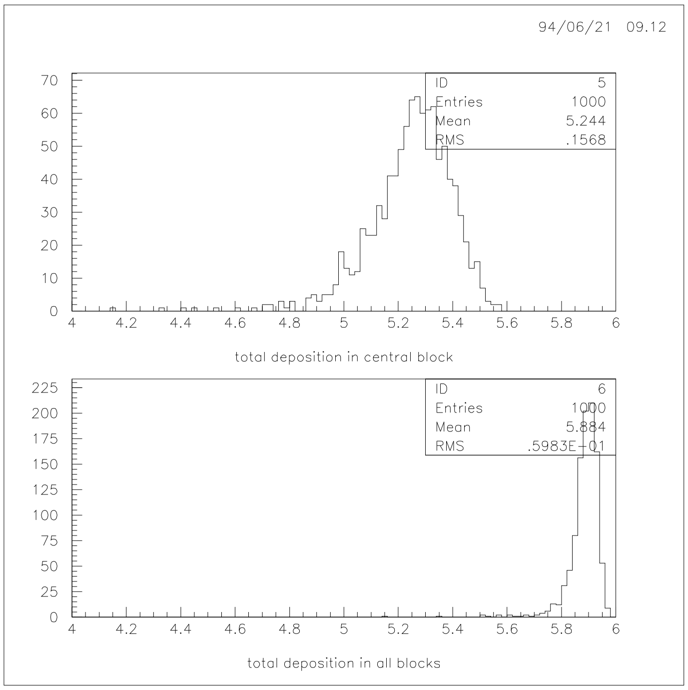

Figura 4.8: Energia depositata nel blocco centrale del calorimetro

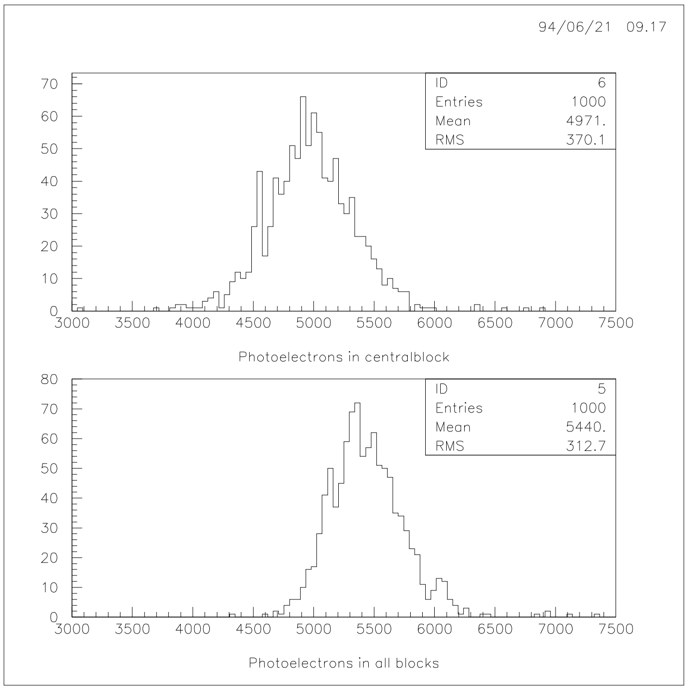

Figura 4.9: Distribuzione dei fotoelettroni nel calorimetro generati da elettroni di 6 GeV.

essa si ha una perdita pari a circa il 2 % a causa delle perdite longitudinali. In fig. 4.9 è mostrata la stessa informazione della figura precedente, ma relativa al numero di fotoelettroni registrati: come si vede, la risposta del calorimetro è più concentrata nel blocco centrale di quanto si ha usando l'energia depositata (91.4 % anziche' 89 %) per il fatto che la radiazione Čerenkov viene emessa solo da particelle relativistiche e queste sono maggiormente presenti nel blocco centrale.

Le perdite di energia nel *preshower* hanno l'inconveniente di ridurre il numero di fotoni Čerenkov e conseguentemente la risoluzione in energia del calorimetro risulta deteriorata. Un miglioramento della risoluzione si può ottenere introducendo una procedura di *compensazione* per la perdita di energia nel *preshower*, sfruttando la correlazione esistente tra il numero di fotoelettroni nel vetro al piombo e quelli nell'odoscopio, come risulta dalla fig. 4.10, dove è riportato il numero di fotoelettroni nel vetro al piombo in funzione di quelli nello scintillatore del *preshower* per elettroni incidenti di 6 GeV. In altri termini per calcolare la risoluzione eneergetica del calorimetro si deve tener conto dell'energia rilasciata nel *preshower*, che fa si che al contatore arrivi un'energia E' minore di quella del fascio E_0. Tenendo in considerazione tale fattore, si ottiene un miglioramento della risoluzione energetica a 6 GeV di un fattore $\approx$ 2, come risulta dalla fig. 4.11, dove è riportata la distribuzione dei fotoelettroni, equivalente al segnale registrato nell'ADC sperimentalmente, prima e dopo la procedura di compensazione, fornita dai parametri della retta.

4.4 Studio dei contatori periferici

Con il programma di simulazione sono stati studiati anche gli effetti di bordo, che si verificano quando il fascio incidente colpisce i contatori periferici del muro: in tal caso, non essendo il blocco completamente circondato da altri, una parte dello sciame elettromagnetico non viene rivelata.

In fig. 4.12 è riportata la correzione alle costanti di calibrazione in funzione della distanza dal bordo: dalla figura si vede che per una distanza $\geq$4 cm non c'è bisogno di apportare alcuna correzione, ma per distanze minori si ha un effetto importante già per particelle che entrano con un angolo $\theta = 2^0$.

La perdita di energia nelle matrici il cui contatore centrale è un contatore periferico risulta perciò sottostimata. In fig. 4.13 è riportata la risposta relativa del contatore periferico in funzione della distanza del punto di impatto della particella incidente dal bordo: come si vede, per distanze dal bordo di 1 cm si ha una perdita dello sciame del 20 %.

Un analogo problema si verifica per il fattore di reiezione adronica: considerando infatti un'efficienza di rivelazione degli elettroni del 95 %, ossia prendendo il picco degli elettroni entro 2 σ, la reiezione π/e aumenta al diminuire della distanza dal bordo, come è mostrato in fig. 4.14.

I blocchi periferici del calorimetro si comportano dunque in modo diverso da quelli centrali e vanno trattati in modo separato nel momento dell'analisi

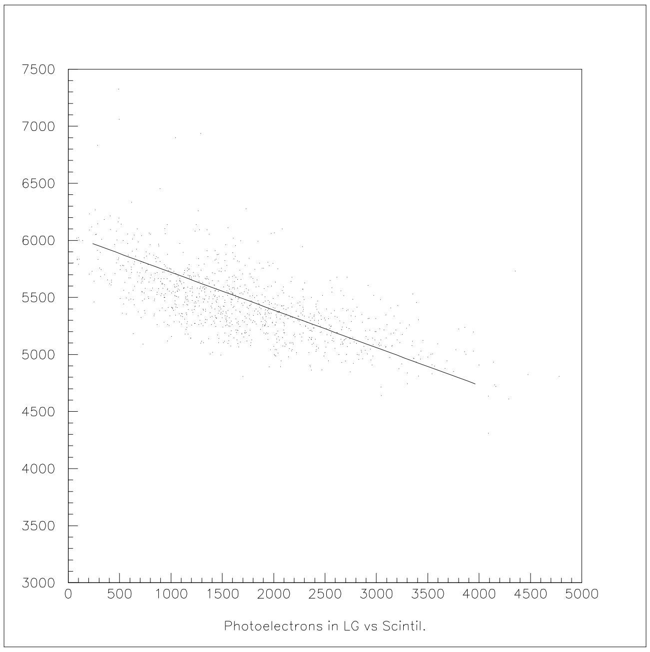

Figura 4.10: Distribuzione dei fotoelettroni nel vetro a piombo in funzione di quelli nello scintillatore per elettroni di 6 GeV. Risulta evidente la correlazione lineare ($y = ax + b$ con a=-0.33 e b=6250) tra il vetro al piombo ed il *preshower*.

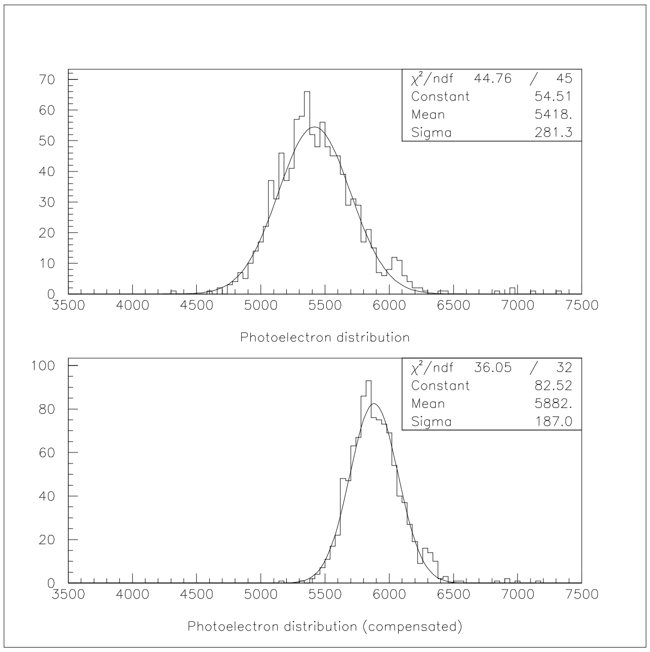

Figura 4.11: Distribuzione dei fotoelettroni nel calorimetro generati da elettroni di 6 GeV, con e senza compensazione. La risoluzione energetica σ/E passa dal 5.2% al 3.2%.

off-line dei dati.

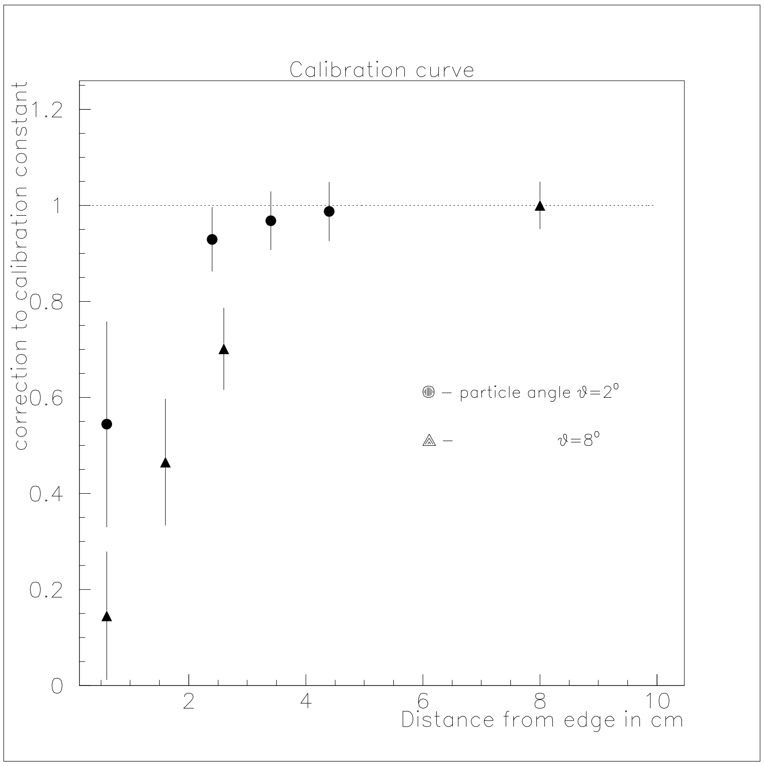

Figura 4.12: Risposta relativa del contatore di bordo in funzione distanza del punto di impatto della particella incidente dal bordo. I simboli sono relativi a due diversi angoli di incidenza della particella, come indicato nella figura.

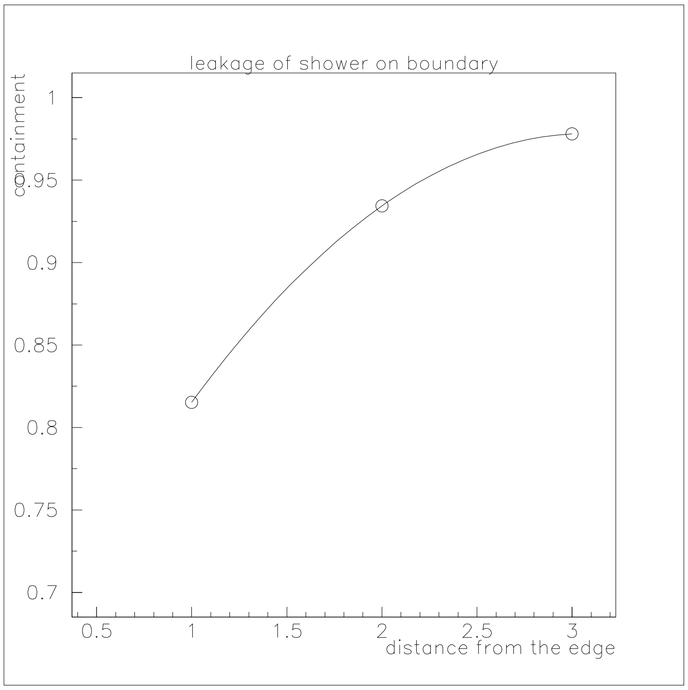

Figura 4.13: Risposta relativa del contatore laterale come funzione della distanza del punto di impatto della particella incidente dal bordo: come si vede, per distanze dal bordo di 1 cm si ha una perdita dello sciame del 20%.

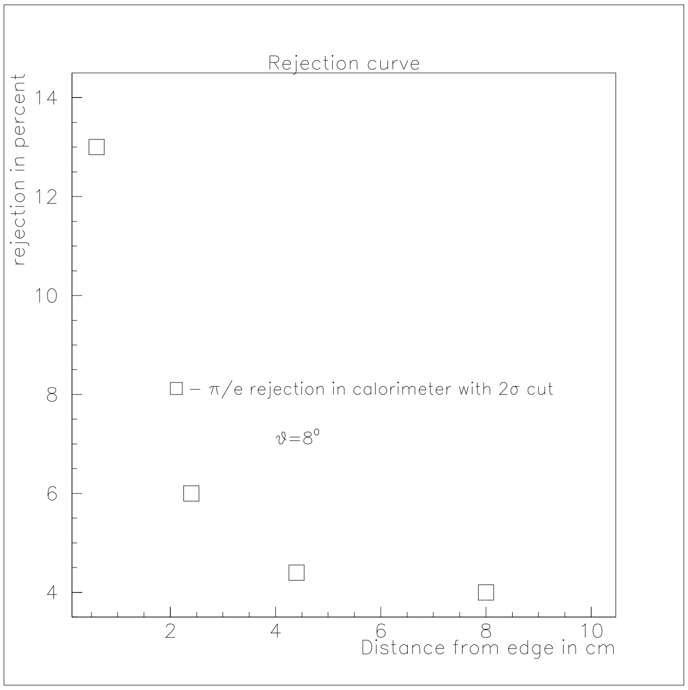

Figura 4.14: Reiezione π/e nei blocchi periferici in funzione del punto di impatto della particella incidente dal bordo.

Capitolo 5

Le caratteristiche del calorimetro

Parte A: Misure con i fasci di test

5.1 Equalizzazione degli 840 contatori

5.1.1 Descrizione dell'apparato e della procedura usata

Gli 840 contatori a vetro a Piombo costituenti il calorimetro di HERMES sono stati equalizzati a 3 GeV utilizzando il fascio di elettroni del *test beam 21* dell'anello DESY II. In fig. 5.1 è riportato lo schema dell'apparato sperimentale usato: con una fibra di Carbonio (CF), viene estratto un fascio γ di bremsstrahlung dal fascio di DESY II. Questo viene inviato su un convertitore di alluminio ($Conv$) in cui si producono elettroni e positroni. Gli elettroni così prodotti sono selezionati in energia dal dipolo magnetico $MR\,21$ e collimati dai due collimatori C1 e C2 (10×10 mm^2). Un secondo dipolo magnetico $MD\,21$ deflette il fascio sulla matrice di vetri al piombo. La coincidenza tra i contatori a scintillazione, disposti a croce in modo da definire una sezione di 1 cm^2 e 1 cm di spessore, in anticoincidenza con un contatore HC, avente un foro dal diametro di 4 mm al centro, fornisce il *trigger* di fascio. Prima dei vetri al piombo è stato inserito uno spessore di Piombo di 1.9 X_0 in modo da avere una configurazione simile a quella dell'esperimento, in cui il calorimetro è preceduto da un *preshower*. In questo caso lo scintillatore è simulato da F1 e F2.

I blocchi sono stati equalizzati a gruppi di matrici 6×7 contatori, che sono stati disposti su una piattaforma mobile in direzione orizzontale e verticale con

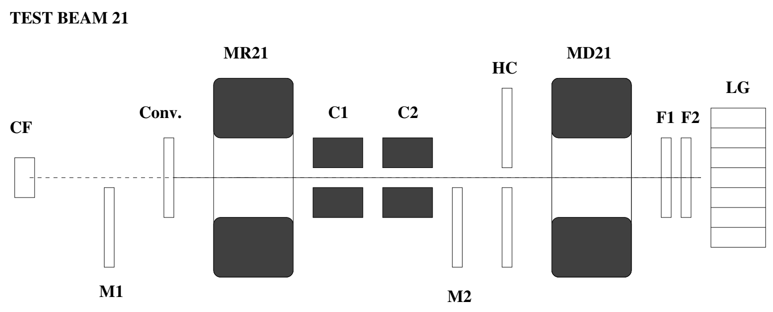

Figura 5.1: Schema dell'apparato sperimentale usato per l'equalizzazione a 3 GeV dei contatori del calorimetro; i simboli sono descritti nel testo.

comando remoto per permettere il centraggio di ciascun contatore sul fascio di test. Il movimento di tale supporto meccanico è stato controllato tramite un programma basato sul protocollo RS232 *master-slave*.

Per la procedura di equalizzazione è stata usata la stessa elettronica dell'esperimento, ossia dei moduli *splitters-adders* che forniscono un segnale del 45 % in uscita per l'ADC e del 37 % per i discriminatori, dei cavi di ritardo RG58 di 50 m e dei moduli ADC LeCroy 1881M a 12 bit e 8000 canali, con una sensibilità di 100 fC/canale. I contatori sono stati equalizzati a 3 GeV intorno al canale 600 dell'ADC in modo da sfruttare l'intero intervallo dinamico del modulo, tenendo così in considerazione la possibilità di lavorare anche ad energie di 30÷35 GeV.

Le condizioni tipiche del fascio di misura sono state le seguenti:

- intensità del fascio di elettroni 170 e^-/s;
- indeterminazione in impulso $\sigma_p/p = 4$ % per un'energia di fascio di 3 GeV.

I contatori F101 sono stati equalizzati variando in modo automatico con un programma la tensione di alimentazione dei fototubi Philips XP3461 fino a quando la carica misurata dall'ADC risultava essere di:

$$Q_0(pC) \;=\; 22.22\; E\; (GeV)$$

essendo E la probabile energia depositata nella cella; un modello di ricerca binaria è stato applicato in modo da trovare il valore della tensione del PMT. Nel momento in cui la carica misurata differiva dell'1 % dal valore Q_0 il programma registrava la tensione di alimentazione e permetteva la registrazione di 10000 eventi su nastro magnetico, in modo da poter avere una statistica sufficiente per una determinazione *off-line* dell'equalizzazione dei contatori o per eventuali correzioni. Il programma di movimento della piattaforma e quello di controllo e variazione della tensione hanno permesso una procedura di equalizzazione completamente automatica.

Tra i 42 contatori di vetro al piombo installati sulla piattaforma motorizzata, 40 sono stati cambiati di volta in volta per permettere l'equalizzazione degli 840 contatori, mentre 2 sono stati costantemente tenuti nella stessa posizione per un controllo di stabilità del dispositivo di misura nel corso dell'equalizzazione; questi 2 blocchi sono stati considerati come blocchi di riferimento, essendo connessi al GMS (*Gain Monitoring System*) come nella situazione finale dell'esperimento.

Uno schema dell'elettronica adottata durante l'equalizzazione dei contatori è riportata in fig. 5.2.

5.1.2 Analisi dei dati

I dati di equalizzazione sono stati estratti in tabelle di ADAMO [112], al fine di poter scegliere la procedura di analisi da applicare ai dati senza dover rileggere più volte i nastri.

I valori di tensione estratti dall'analisi *off-line* sono stati confrontati con quelli ottenuti *on-line* durante la misura. Sono state estratte anche le curve di guadagno di ciascun fotomoltiplicatore; in fig. 5.3 è riportata una tipica curva di guadagno: il valore della tensione di equalizzazione è stato ottenuto dopo 5 passi di ricerca binaria. In fig. 5.4 è riportata la distribuzione della costante di guadagno dei fototubi XP3461: come si vede, la distribuzione è ben descritta da una curva gaussiana centrata intorno al valore 5.9 in accordo con le caratteristiche fornite dalla casa e di risoluzione $\approx$ 2.5 %. Come già detto nel cap. 3 i fotomoltiplicatori XP3461 hanno una struttura dei dinodi a focalizzazione lineare e forniscono una buona linearità per un ampio intervallo dinamico senza perdita di risoluzione energetica.

Nelle tabelle di ADAMO in cui sono stati estratti i dati di equalizzazione sono stati inseriti i seguenti fattori:

- risposta dell'ADC per differenti valori di tensione ottenuti durante la ricerca binaria della tensione di equalizzazione; tale fattore ha permesso di ricavare per ciascun fotomoltiplicatore la propria curva di guadagno;
- valori dei piedistalli dell'ADC durante la procedura di equalizzazione;
- risposta dell'ADC dei blocchi adiacenti il blocco in esame e valori dei corrispondenti piedistalli;
- segnali provenienti dal GMS dei 2 contatori di riferimento.

Tutti questi fattori sono stati tenuti in considerazione nell'analisi *off-line* dei dati, che hanno permesso di scoprire alcuni casi di tensione di equalizzazione non corretta a causa di valori sbagliati dei piedistalli, posizione non perfettamente centrata del blocco in esame sul fascio, etc... Per apportare le correzioni necessarie sono state prese in esame le curve di guadagno ottenute durante la procedura di equalizzazione.

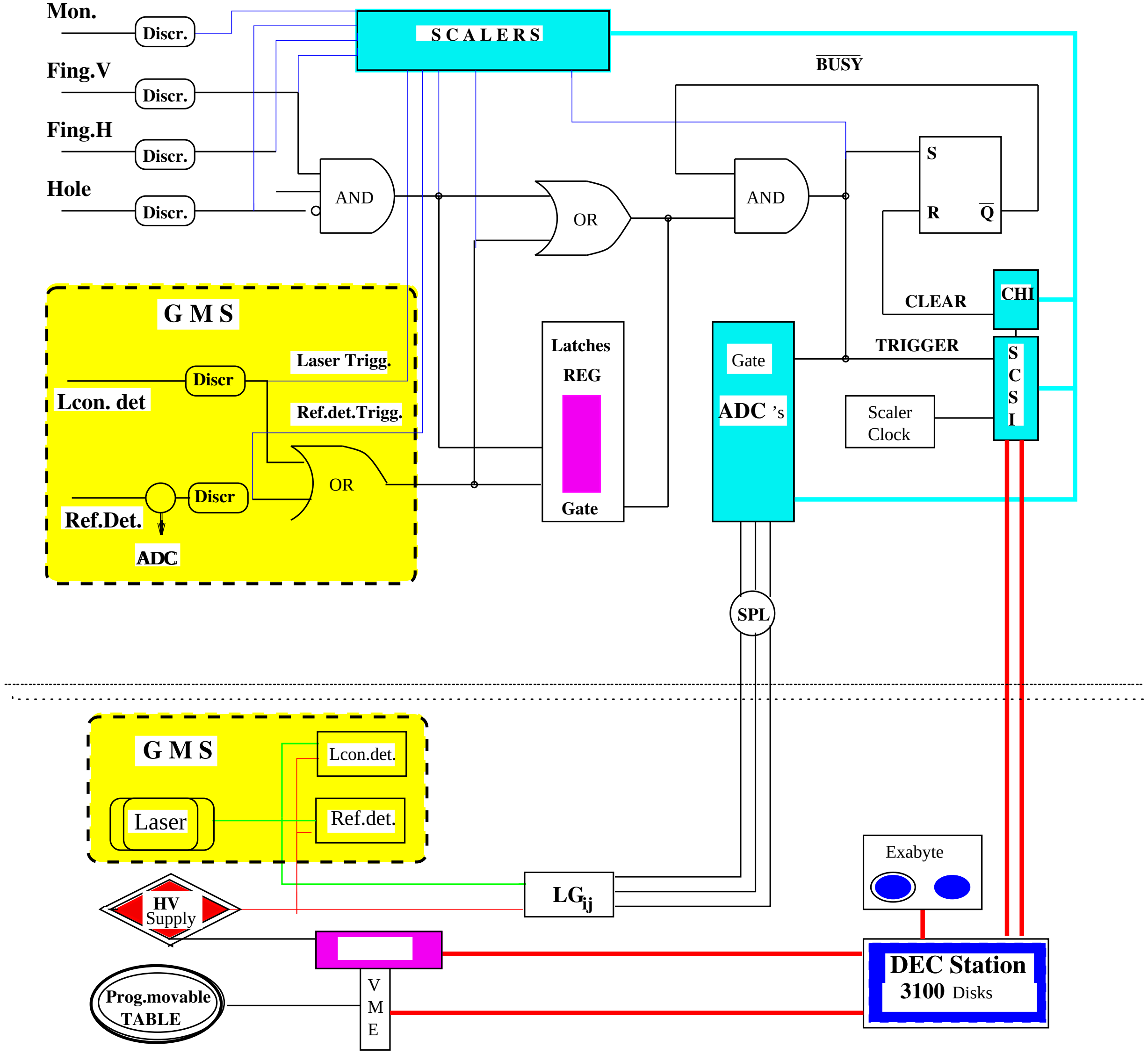

Figura 5.2: Schema dell'elettronica usata per la procedura di equalizzazione degli 840 contatori a vetro al Piombo.

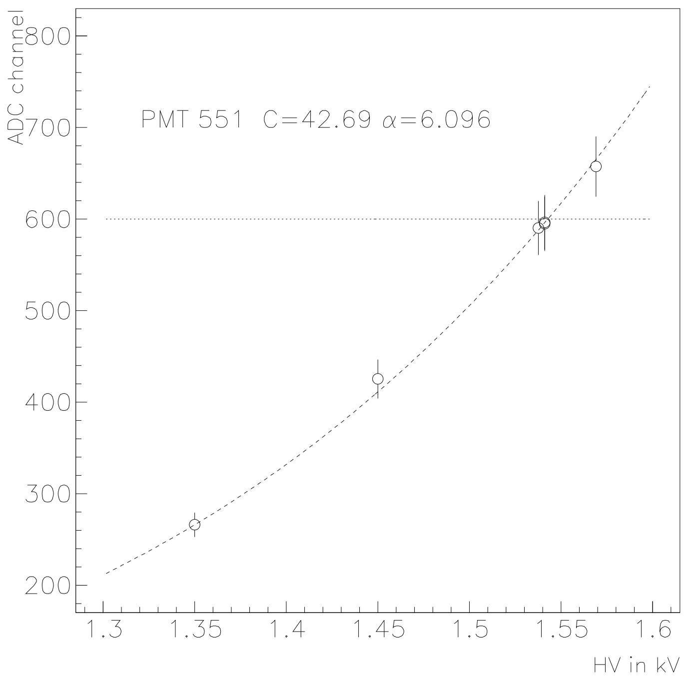

Figura 5.3: Tipica curva di guadagno per uno dei fotomoltiplicatori Philips XP3461 del calorimetro.

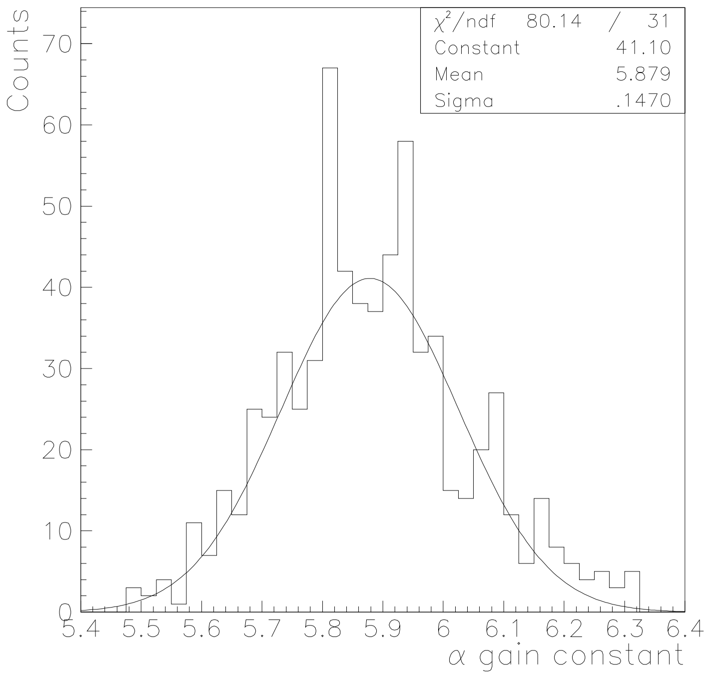

Figura 5.4: Distribuzione della costante di guadagno α dei fotomoltiplicatori Philips XP3461. Il valor medio corrisponde alle caratteristiche inviate dalla casa costruttrice.

Test beam	N 21	SPS X1
particelle	e	e π
intensità (sec^{-1})	10	$10^3 \div 10^2$ $10^4 \div 10^2$
$\triangle p/p$	$\mp 4\%$	∓ 0.3 %
P_{max} (GeV)	6	80
purezza		10^{-3}

Tabella 5.1: Parametri dei fasci di test N^0 21 di DESY e SPS X1 del CERN.

I risultati dell'equalizzazione degli 840 contatori a vetro al piombo sono riportati nelle fig. 5.5 e 5.6: rispettivamente sono mostrate le distribuzioni del valor medio dell'ADC dei contatori e delle deviazioni standard (σ) della distribuzione della risposta di ciascun blocco equalizzato a 3 GeV. Come si vede, i valori medi per i contatori F101 sono distribuiti tra il canale 580 e 620, ossia entro il ± 3 %, con una distribuzione gaussiana centrata intorno al valore 601.3 $\pm$ 5.5. Anche le deviazioni standard σ delle risposte degli 840 contatori sono distribuite secondo una gaussiana avente valore centrale pari a 61.7 ± 3.1 %.

In conclusione le risposte dei blocchi del calorimetro sono state equalizzate a 3 GeV entro ± 3 %.

5.2 Calibrazione in energia di una matrice di 3×3 contatori

Una matrice di 3×3 contatori è stata calibrata allo stesso fascio di equalizzazione nell'intervallo energetico 1-5 GeV e con il fascio SPSX1 del CERN da 5 a 30 GeV allo scopo di studiare la linearità dei contatori, la loro risoluzione energetica e la reiezione pioni/elettroni in funzione dell'energia.

Le caratteristiche dei due fasci utilizzati sono riportati in tabella 5.1. I dati provenienti dai due diversi fasci di test sono stati raccordati all'energia di 5 GeV.

5.2.1 Linearità della risposta dei contatori

In fig. 5.7 è riportata la risposta dei vetri al piombo nell'intervallo energetico $1 \div 30$ GeV.

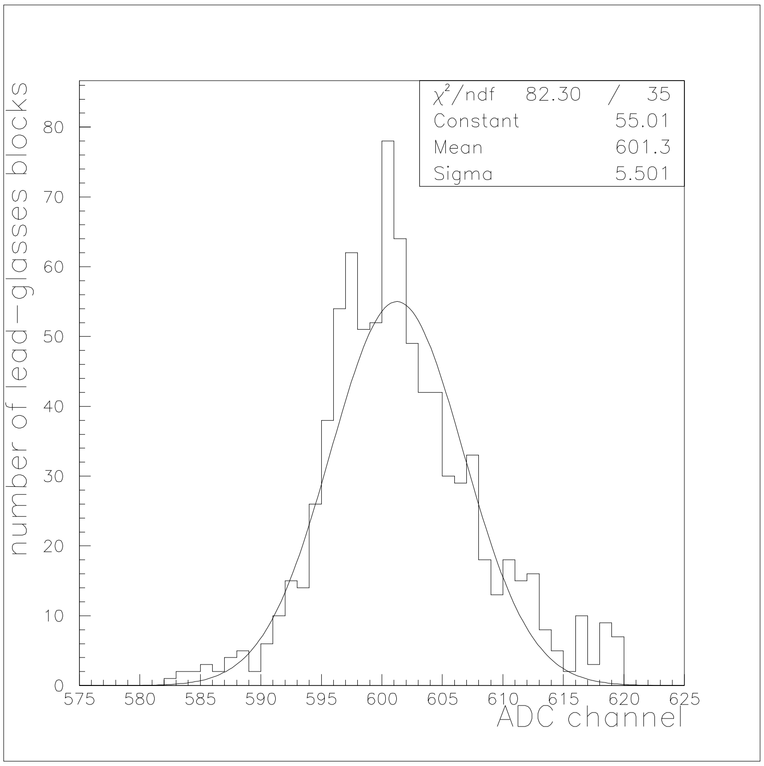

Figura 5.5: Distribuzione dei valori medi dell'ADC per gli 840 blocchi equalizzati a 3 GeV.

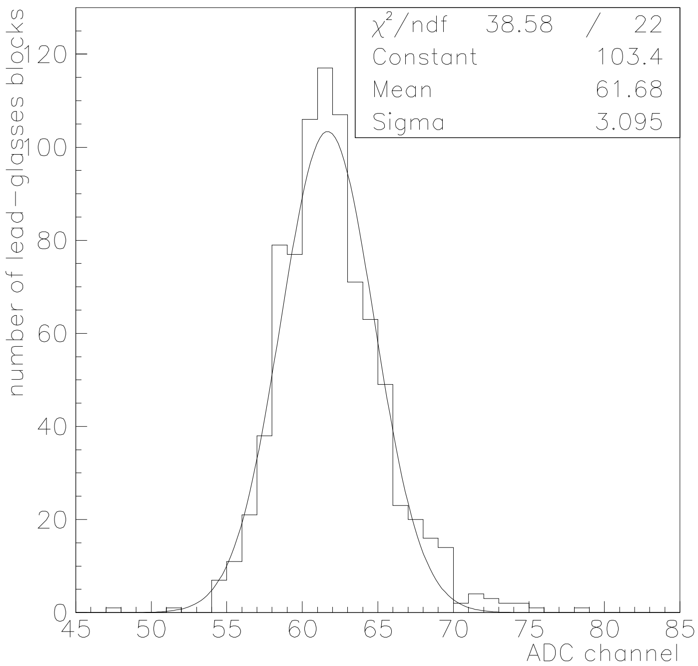

Figura 5.6: Distribuzione delle deviazioni standard della risposta dei vetri al Piombo per elettroni di 3 GeV.

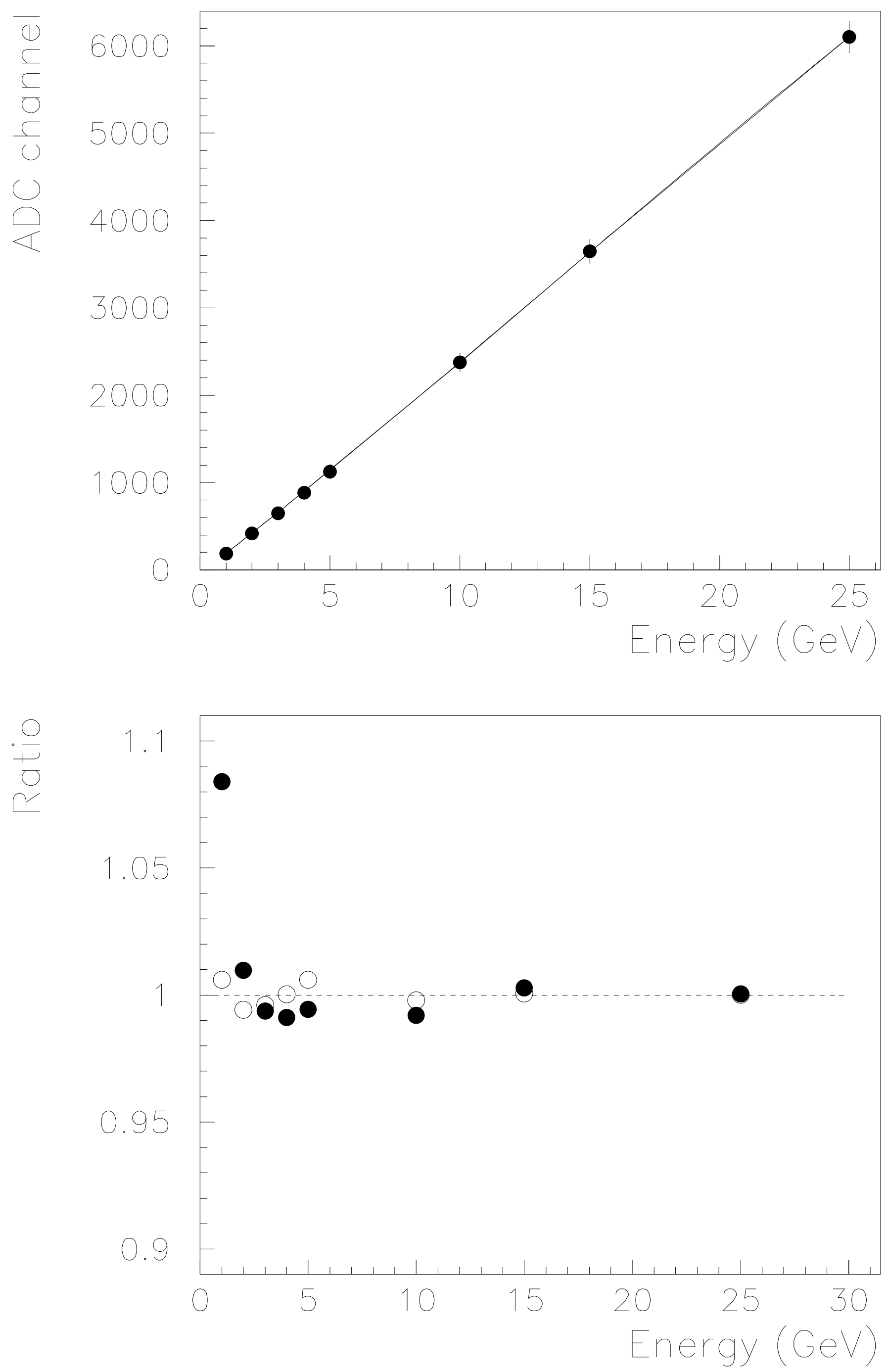

Figura 5.7: (a) Linearità della risposta dei vetri al piombo del calorimetro in funzione dell'energia incidente: la retta è il fit lineare dei dati; (b) rapporto tra i fit lineare (cerchi pieni) e cubico (cerchi vuoti) con i dati: la linea tratteggiata è solamente una guida per gli occhi. I valori dei parametri dei fit sono riportati nel testo.

Come mostrato nella parte superiore della figura i dati vengono descritti abbastanza bene da un andamento lineare (linearità migliore dell'1 %): tuttavia si ha un discostamento dalla funzione lineare soprattutto a basse energie, dove i punti sperimentali vengono meglio descritti da un dipendenza cubica a causa della presenza del *preshower* prima del calorimetro e della forte attenuazione della luce nel contatore. I fit lineare e cubico dei dati sono rispettivamente:

$$E \ = \ 0.31562 \ + \ 0.4047 \cdot 10^{-2} \ ADC$$

$$E \ = \ 0.19169 + 0.43086 \cdot 10^{-2} \ ADC - 0.102 \cdot 10^{-3} \ ADC^2 + 0.102 \cdot 10^{-6} \ ADC^3$$

Nella parte inferiore della figura sono riportati i rapporti tra i fit lineare e cubico e i dati stessi: come si vede i due fit sono equivalenti per energie maggiori di 5 GeV, mentre la differenza alle basse energie è non trascurabile.

5.2.2 Dipendenza spaziale ed angolare della risposta

Come già detto più sopra, quando una particella colpisce un contatore lo sciame prodotto interessa anche i contatori adiacenti: la divisione energetica nei blocchi adiacenti dipende dall'apertura laterale dello sciame, dal punto di impatto della particella e dall'angolo di incidenza. Al fine di effettuare una misura accurata dell'energia delle particelle che entrano nei blocchi del calorimetro si deve dunque anche tenere in considerazione la dipendenza della risposta del vetro a piombo dalla posizione di impatto. Durante l'equalizzazione è stata misurata a tale scopo la deposizione di energia in due contatori adiacenti in funzione del punto di impatto del fascio di elettroni di 3 GeV, nel caso si incidenza perpendicolare. Il risultato è riportato in fig. 5.8, dove la posizione 0 corrisponde al centro del blocco di sinistra (rappresentato con i quadrati pieni), mentre la 9 al centro del blocco di destra (rappresentato con i quadrati vuoti). Come si vede la somma degli impulsi dei due contatori (rappresentata dalle stelle nella figura) risulta costante entro il 2 %.

Inoltre per angoli di incidenza compresi nell'accettanza del rivelatore, ossia tra 2^0 e 9^0, la variazione della risposta del blocco centrale nella matrice 3×3 che costituisce il *cluster* di misura è risultato minore dell'1 %. Dalla misura di energia depositata nei blocchi adiacenti, quando un elettrone colpisce un blocco in posizione non centrale, si è potuto stimare l'estensione media laterale dello sciame. La perdita dello sciame nei blocchi adiacenti può essere usata per determinare il punto di impatto di una particella nel contatore, con una precisione più alta di quella aspettata dalle dimensioni laterali dei moduli. In fig. 5.9 è riportata la perdita di energia frazionaria in un blocco per elettroni che colpiscono in modo normale la superficie del contatore nel caso in cui sia presente ed assente il *preshower*; le curve riportate in figura sono ottenute dai dati di simulazione, ottenuti con il programma descritto nel precedente capitolo: come si vede si ha un ottimo accordo tra la simulazione e i dati sperimentali. In fig. 5.9 è riportata anche la perdita longitudinale di energia, prevista dalla simulazione, che, come ci si aspetta, aumenta all'aumentare dell'energia degli elettroni incidenti. Tuttavia nello stesso tempo il centro dello sciame sviluppato si sposta longitudinalmente verso il centro del blocco e dunque diminuisce il cammino dei fotoni Čerenkov per arrivare al fotomoltiplicatore e le perdite dovute all'attenuazione della luce nel blocco: questa compensazione degli effetti comporta che la risposta dei contatori sia descritta abbastanza bene da una retta anche ad alte energie, dove invece le perdite longitudinali sono maggiori.

5.2.3 Risoluzione energetica

In fig. 5.10 è riportata la risoluzione energetica misurata in funzione dell'energia degli elettroni incidenti nell'intervallo energetico $1 \div 30$ GeV. I punti mostrati sono ottenuti facendo un fit della distribuzione dell'impulso degli elettroni con una gaussiana, i cui parametri minimizzano il valore del χ^2; a tali punti sperimentali è stata applicata la procedura di compensazione, che tiene conto dell'energia depositata nel *preshower*, che produce una risposta non lineare alle basse energie. Per fare questa correzione è stata usata la correlazione esistente tra l'energia depositata nel *preshower* e quella depositata nel calorimetro, studiata già con il programma di simulazione (vedere capitolo MC).

La curva riportata in figura rappresenta un fit dei dati relativi alla compensazione con la seguente espressione analitica:

$$\sigma(E)/E \;=\; 5.14\;(\mp 1.1)/\sqrt{E} \;+\; 1.49\;(\mp 0.5)\;[\%]$$

5.3 Calibrazione con i raggi cosmici

È stato effettuato uno studio sulla possibilità di calibrare il calorimetro mediante i raggi cosmici. A tale scopo è stato utilizzato uno dei contatori del calorimetro (di dimensioni $9 \times 9 \times 50$ cm^3), con cui è stato costruito un telescopio a scintillatori per poter ricostruire la traccia dei muoni incidenti. Il dispositivo sperimentale utilizzato è mostrato nella fig. 5.11: S1 e S2 rappresentano due scintillatori di dimensioni 2×2 cm^2 e 9×9 cm^2, rispettivamente, posti ad una distanza di 90 cm e L è la lunghezza del blocco preso in esame. Il *trigger* per l'acquisizione dei dati è dato dalla coincidenza tripla degli scintillatori e del vetro al piombo. L'angolo massimo rivelabile per i muoni in tale configurazione è θ=6^0. La frequenza di eventi prevista sulla base della parametrizzazione di A. Dar [113], per il flusso di muoni cosmici di impulso maggiore di 1 GeV e all'angolo zenit θ=6^0, vale:

$$\frac{d^2 N_\mu}{dSdt} = 0.5 \cdot 10^{-3} cm^{-2} s^{-1}$$

essendo S la superficie attiva dello scintillatore.

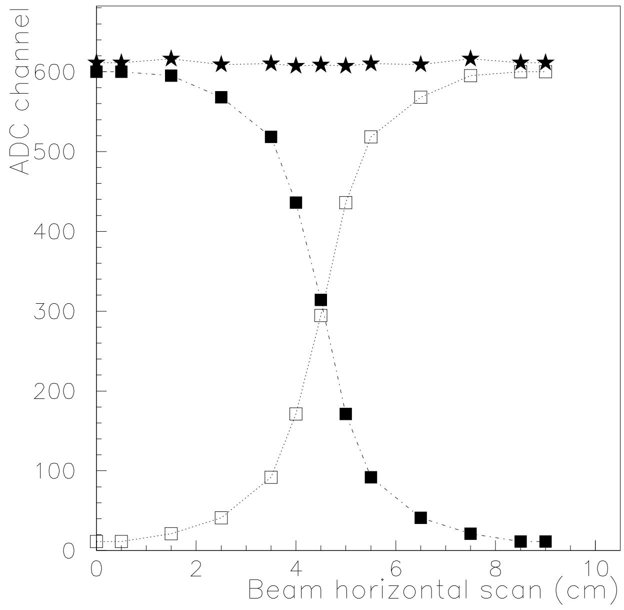

Figura 5.8: Deposizione di energia in 2 blocchi adiacenti. I quadrati pieni rappresentano il blocco di sinistra centrato intorno alla posizione 0, mentre quelli vuoti il contatore di destra, centrato intorno alla posizione 9; le stelle rappresentano la somma dei due impulsi.

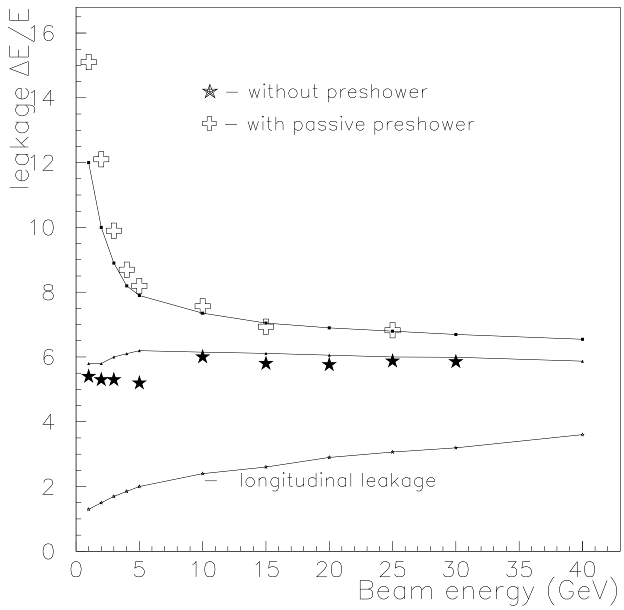

Figura 5.9: Perdite percentuali di energia dal blocco centrale nel caso di elettroni incidenti in modo normale sulla superficie del vetro a Piombo ed al centro di essa; le stelle rappresentano i dati senza il *preshower*, le croci i dati con un *preshower* passivo e le curve sono i risultati provenienti dal programma di simulazione descritto nel capitolo precedente.

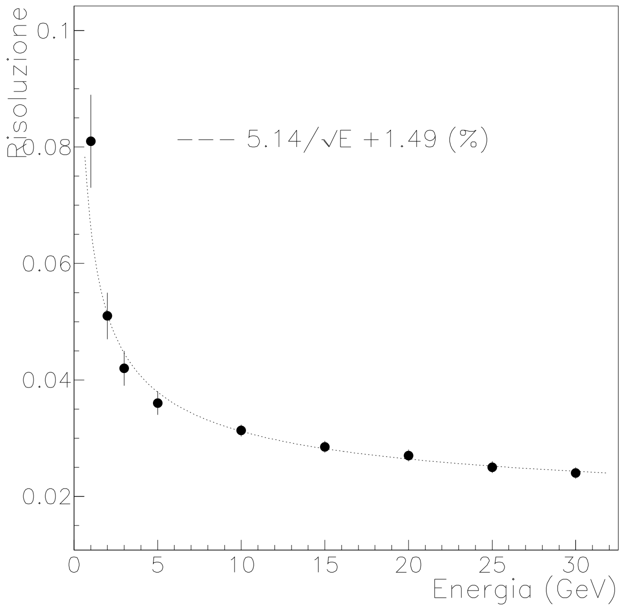

Figura 5.10: Risoluzione energetica $\sigma(E)/E$ in funzione dell' energia; i punti si riferiscono al caso relativo alla compensazione dell'energia depositata nel *preshower*. Gli errori riportati tengono conto sia della precisione statistica sia della risoluzione del fascio: è proprio quest'ultima a governare, nel caso di bassa energia.

Come mostrato nella fig. 5.12, la risposta del calorimetro ai raggi cosmici è compresa nell'intervallo 300 MeV÷20 GeV. In fig. 5.13 è riportata la distribuzione, fornita dal programma di simulazione descritto nel cap.4, dei fotoelettroni prodotti nel vetro al piombo da raggi cosmici: la distribuzione è stata mediata sulla superficie del blocco, sull'energia dei muoni e sulla loro distribuzione angolare. Il picco presente intorno ai 2000 fotoelettroni è dovuto alla frazione di particelle che hanno un angolo di incidenza relativamente piccolo ($\theta < 3^0$).

In fig. 5.14 è riportato lo spettro dei muoni acquisiti e rivelati nel calorimetro. Eseguendo un fit con una gaussiana dalla distribuzione si ottiene un valor medio pari a 185 $\pm$ 16.27: la risoluzione energetica risulta dunque del 9% e pertanto si può utilizzare tale spettro per un'eventuale calibrazione del calorimetro. Purtroppo l'esposizione dei contatori solamente ai muoni cosmici non permette di stabilire una scala assoluta. Questo risulta possibile calibrando almeno un contatore su un fascio di energia nota, per ottenere una corripondenza tra le risposte del calorimetro ai muoni ed agli elettroni e stabilire così una scala energetica. A questo scopo lo stesso contatore utilizzato nel telesco-

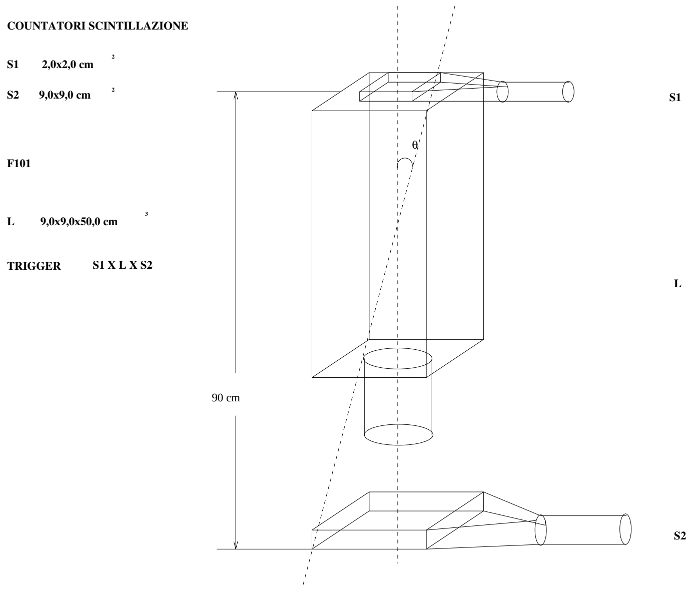

Figura 5.11: Telescopio di scintillatori costruito per ottenere la traccia dei muoni incidenti.

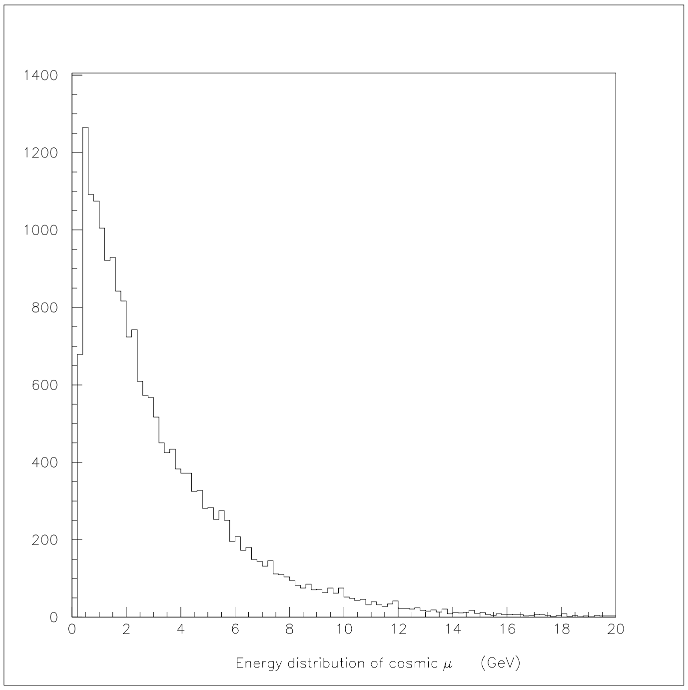

Figura 5.12: Spettro energetico dei muoni cosmici.

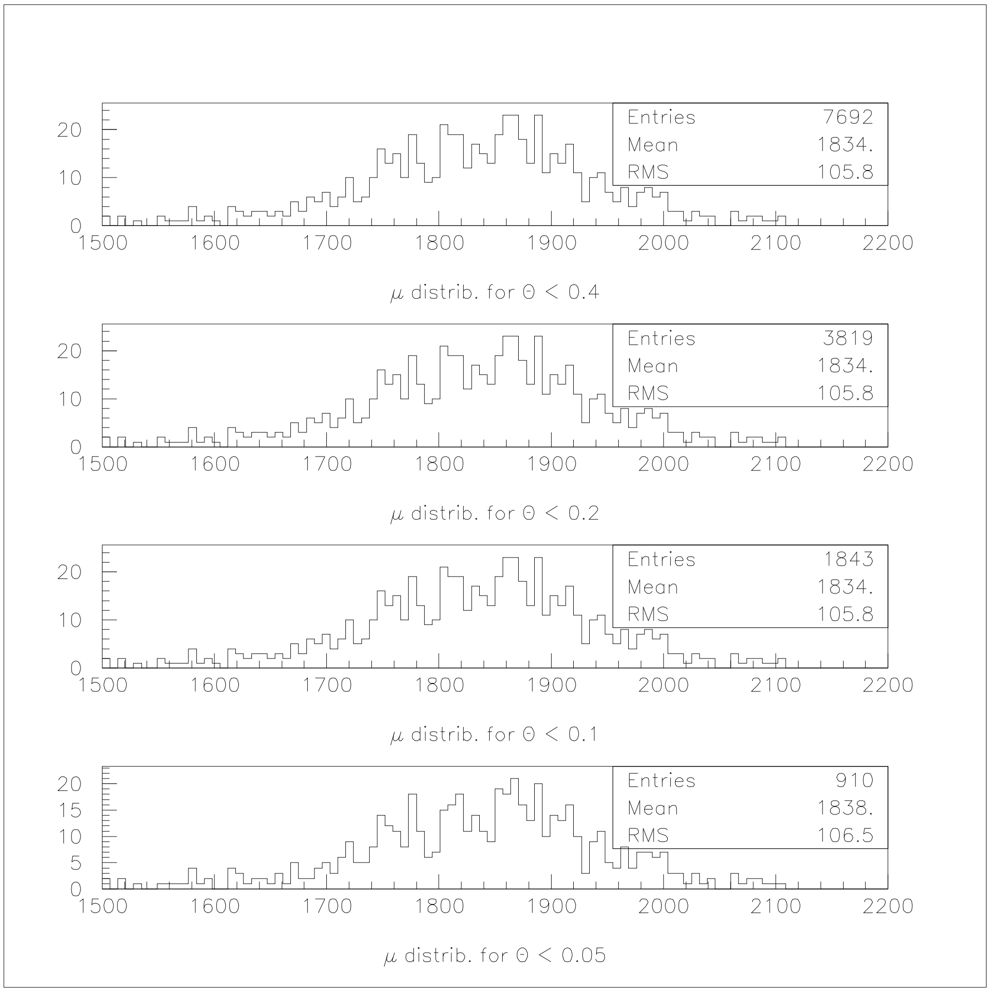

Figura 5.13: Distribuzione dei fotoelettroni generati nel calorimetro da muoni tramite il programma di simulazione.

pio di scintillatori di fig. 5.11 è stato calibrato sul fascio di test N^0 21 di DESY II. In fig. 5.15 è riportata la linearità di risposta: i dati sono ben descritti dalla retta $ADC = -154.9 + 678.3 \cdot E$. Considerando le diverse sensibilità dei due ADC utilizzati nelle 2 misure e l'attenuazione dei cavi utilizzati, si ricava che il picco registrato dai muoni equivale ad un picco di elettroni di 830 MeV. A conferma di tale evidenza sperimentale, in fig. 5.16 sono riportati gli spettri ottenuti con il programma di simulazione per elettroni di 830 MeV e per muoni cosmici: da essa si ricava che i due tipi di particelle a queste energie danno la stessa risposta nel contatore a vetro al piombo utilizzato e un accordo tra i dati sperimentali e simulati relativi ai muoni.

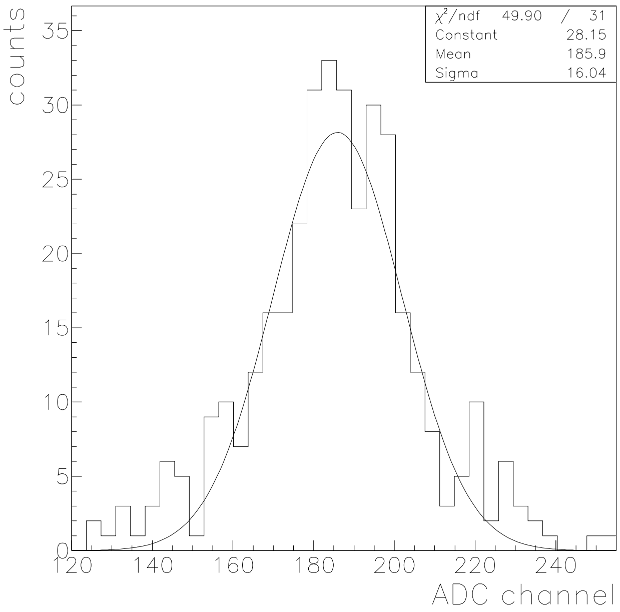

Figura 5.14: Distribuzione dell'energia depositata dai muoni nel vetro al piombo utilizzato per il telescopio di scintillatori.

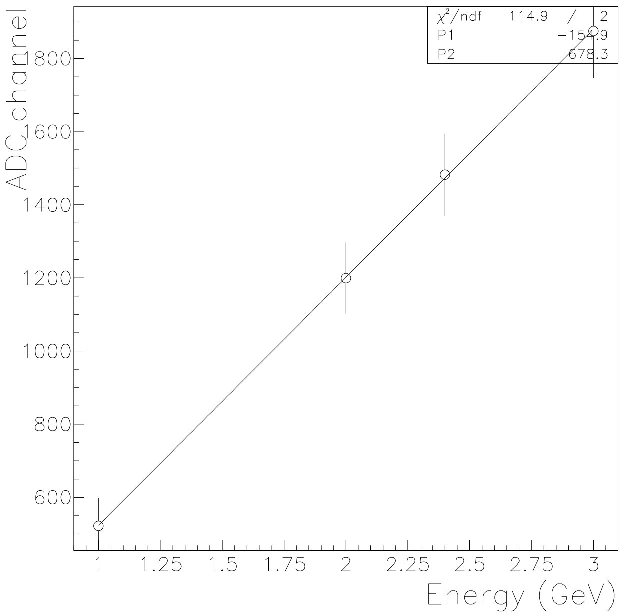

Figura 5.15: Linearità del contatore sul fascio di test di DESY II. Gli errori riportati sono le σ delle distribuzioni dei valori dei canali ADC registrati.

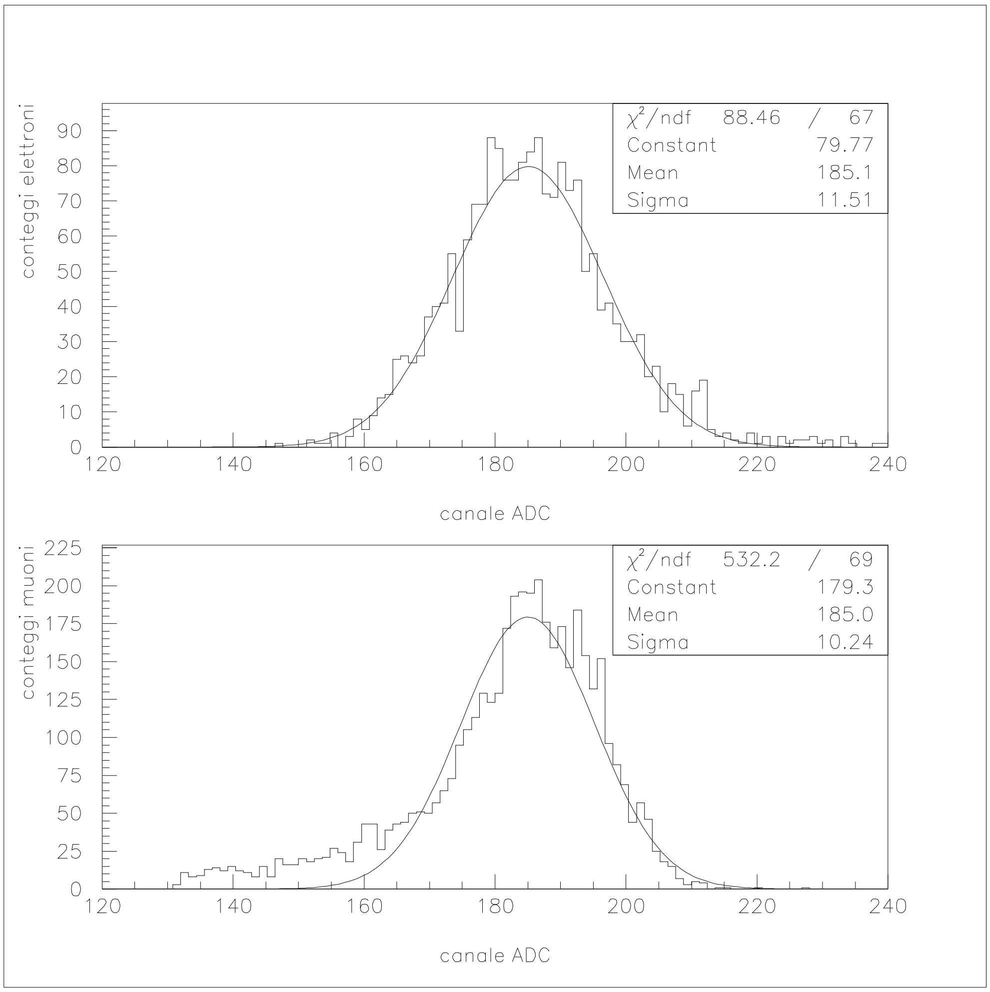

Figura 5.16: Confronto tra le distribuzioni ottenute con il programma di simulazione per elettroni di 830 MeV e per muoni cosmici: risulta confermata la stessa risposta nel vetro al piombo preso in esame ed anche la stessa risoluzione energetica trovata sperimentalmente nel caso di muoni incidenti.

Parte B: Misure con il fascio di HERA

Nel cap.3 sono state descritte le funzioni per le quali il calorimetro è stato progettato e costruito. Di seguito vengono riportate le caratteristiche estratte dall'analisi dei run a disposizione dopo il primo anno di presa dati dell'esperimento HERMES.

5.4 Messa a punto del calorimetro

Dopo aver effettuato un controllo sui singoli blocchi per verificarne il funzionamento e l'eventuale presa luce, i contatori sono stati installati nell'apposito supporto sulla piattaforma mobile.

L'intero apparato è stato disposto lungo la linea del fascio la prima settimana di Febbraio 1995 e la messa a punto è iniziata nel mese di Aprile con la ripresa del funzionamento di HERA.

Per controllare l'effettivo funzionamento dei contatori sul fascio di positroni, è stato utilizzato un programma di monitoraggio in grado di visualizzare lo stato operativo dei due muri del calorimetro: inoltre durante il processo di acquisizione dei dati il suddetto programma presentava su video in tempo reale la configurazione dei blocchi interessati dagli eventi di DIS utilizzando un codice a colori, proporzionale all'energia depositata dagli elettroni o dai fotoni nel calorimetro.

In fig. 5.17 e in fig. 5.18 sono riportati due differenti casi registrati durante la presa dati e relativi quindi al trigger 18 di acquisizione, dato dalla coincidenza H1 $\cdot$ H2 $\cdot$ CALO: nella prima figura si può vedere un evento di un elettrone rivelato nel muro inferiore e di un decadimento di un π^0 in due γ nel muro superiore, mentre nella seconda un evento di fondo, proveniente probabilmente dal fascio di protoni. Dalla fig. 5.17 risulta una conferma del contenimento dello sciame in un *cluster* massimo di 3×3 contatori.

5.4.1 Confronto tra l'energia del calorimetro e l'energia ricostruita

Il primo controllo dell'esattezza della calibrazione dei vetri al piombo, è stato effettuato confrontando l'energia depositata nel calorimetro (E) e quella ricostruita (P) utilizzando le informazioni fornite dalle camere a deriva poste prima e dopo il magnete.

Come descritto nel par. 3.2, i positroni rilasciano all'interno del vetro al piombo tutta la loro energia e pertanto il rapporto tra queste due quantità deve essere pari a 1. In fig. 5.19 è riportata la distribuzione dell'energia del calorimetro e dell'impulso in tutto il calorimetro e separatamente nei due muri

Figura 5.17: Visualizzazione di un evento di DIS rivelato nel calorimetro; nel muro superiore si notano i due *clusters* γ generati da un pione. I quadratini rappresentano i contatori del calorimetro.

Figura 5.18: Visualizzazione di un evento di fondo.

inferiore e superiore. Come si vede, l'accordo tra le due distribuzioni è molto buono.

La corrispondenza biunivoca tra i valori delle due energie è meglio evidenziata nella fig. 5.20 da cui risulta che i punti si addensano lungo la retta $E = P$.

Infine in fig. 5.21 sono riportate le distribuzioni del rapporto E/P ricavate rispettivamente per tutti gli 840 contatori e per i due muri del calorimetro: le distribuzioni sono centrate sul valore 0.98 con $\sigma \approx 0.68$.

5.5 Caratteristiche del calorimetro

5.5.1 Risoluzione energetica

In fig. 5.22 è riportata la risoluzione energetica estratta da una parte dei dati raccolti dal bersaglio di ^{3}He. I punti rappresentano i valori ottenuti facendo un fit delle distribuzioni E/P misurate a vari valori di P con una gaussiana, i cui parametri minimizzano il valore del χ^2; i dati sono descritti da una curva avente la seguente espressione analitica:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 2 + \frac{9.8}{\sqrt{E}}[\%] \tag{5.1}$$

Nella fig. 5.22 i dati riportati non sono stati corretti per l'energia persa nel *preshower* (compensazione) e si riferiscono alla risposta di tutti i contatori del calorimetro. Pertanto alla risoluzione energetica contribuisce anche un fattore dell'ordine del 3% dovuto alla loro equalizzazione.

5.5.2 Reiezione dei pioni

Come visto, una delle funzioni del calorimetro è quella di permettere una reiezione dei pioni con un fattore maggiore di 10 per il primo livello di *trigger* e maggiore di 100 nell'analisi *off-line*. I dati raccolti nel 1995 sono relativi ad una soglia del calorimetro di circa 55 mV, corrispondente ad un'energia di 3.5 GeV, in grado di tagliare gran parte dei fondi di bassa energia. Per poter conoscere il contributo del calorimetro alla reiezione degli adroni, sono stati raccolti dei dati con la soglia del calorimetro al minimo (5.5 mV), pari ad un'energia di 0.35 GeV.

In fig. 5.23 sono riportati i conteggi relativi ad adroni registrati nel calorimetro in funzione dell'impulso e in differenti condizioni sperimentali: i cerchi pieni rappresentano gli adroni che rilasciano nel calorimetro un'energia maggiore di 0.35 GeV, i cerchi vuoti sono relativi agli adroni sopra la soglia fissata nel calorimetro per il primo livello di *trigger* (pari a 3.5 GeV) e i quadrati pieni

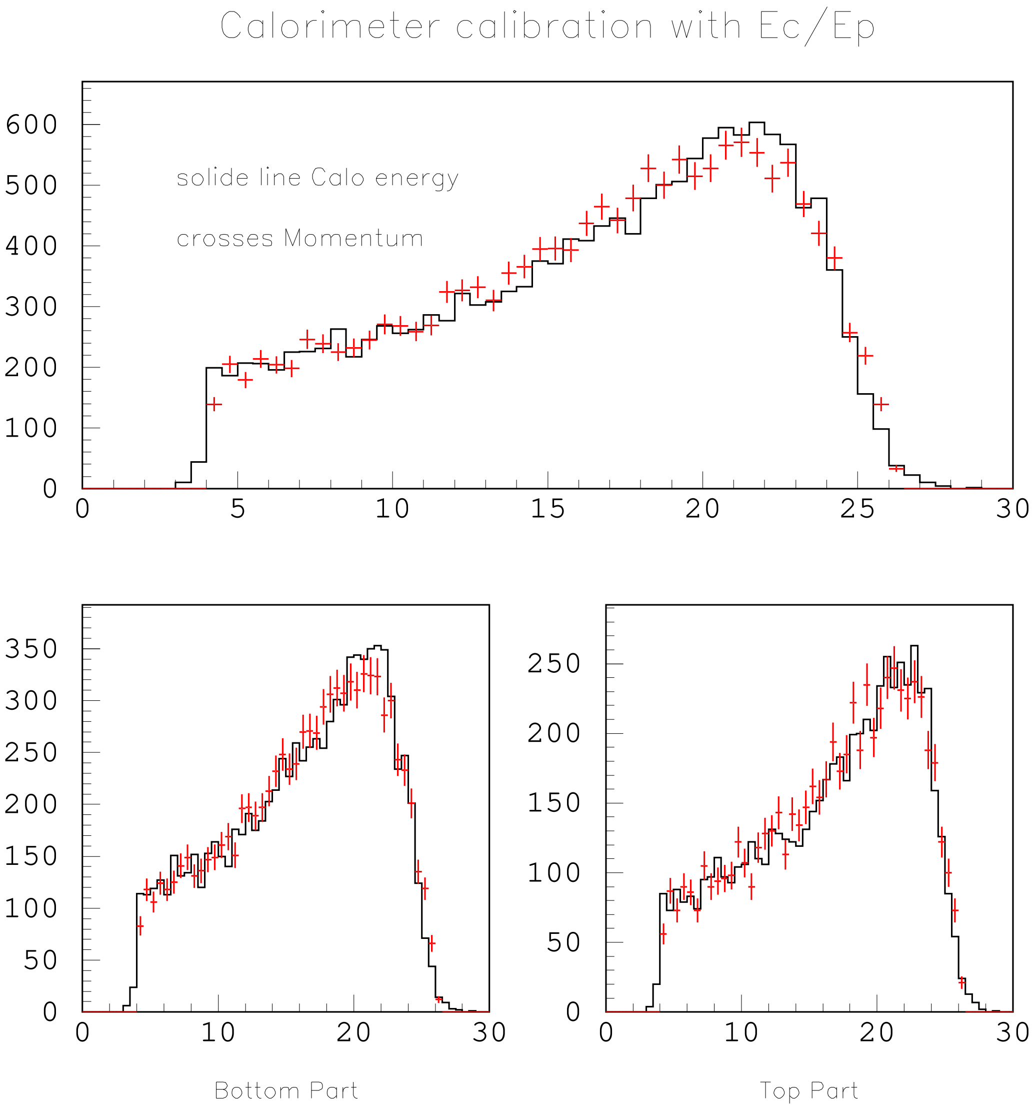

Figura 5.19: Confronto tra l'energia misurata nel calorimetro $E_C \equiv E$ e quella ricostruita attraverso il magnete $P \equiv E_p$.

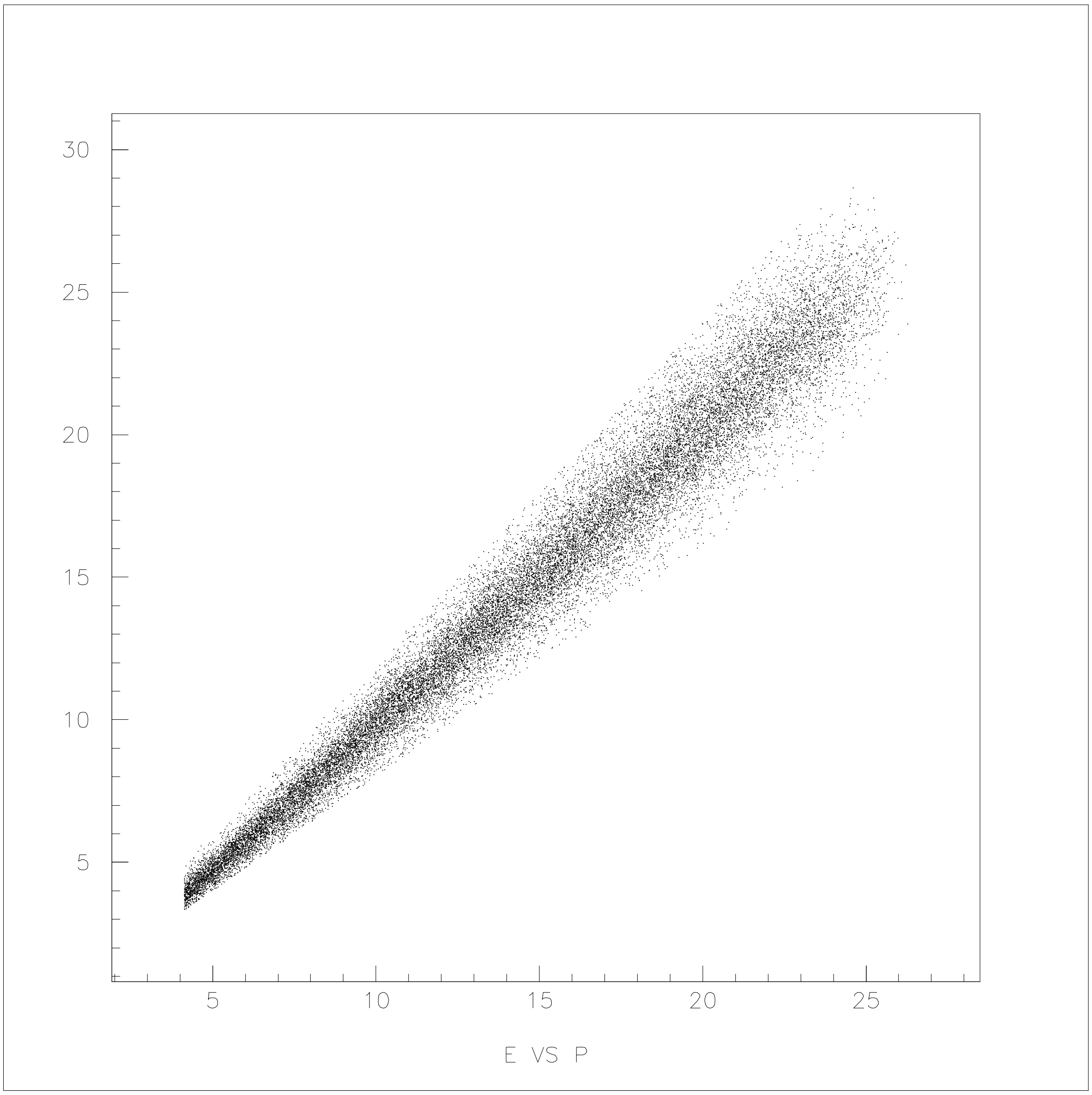

Figura 5.20: Andamento dell'energia del calorimetro in funzione dell'impulso.

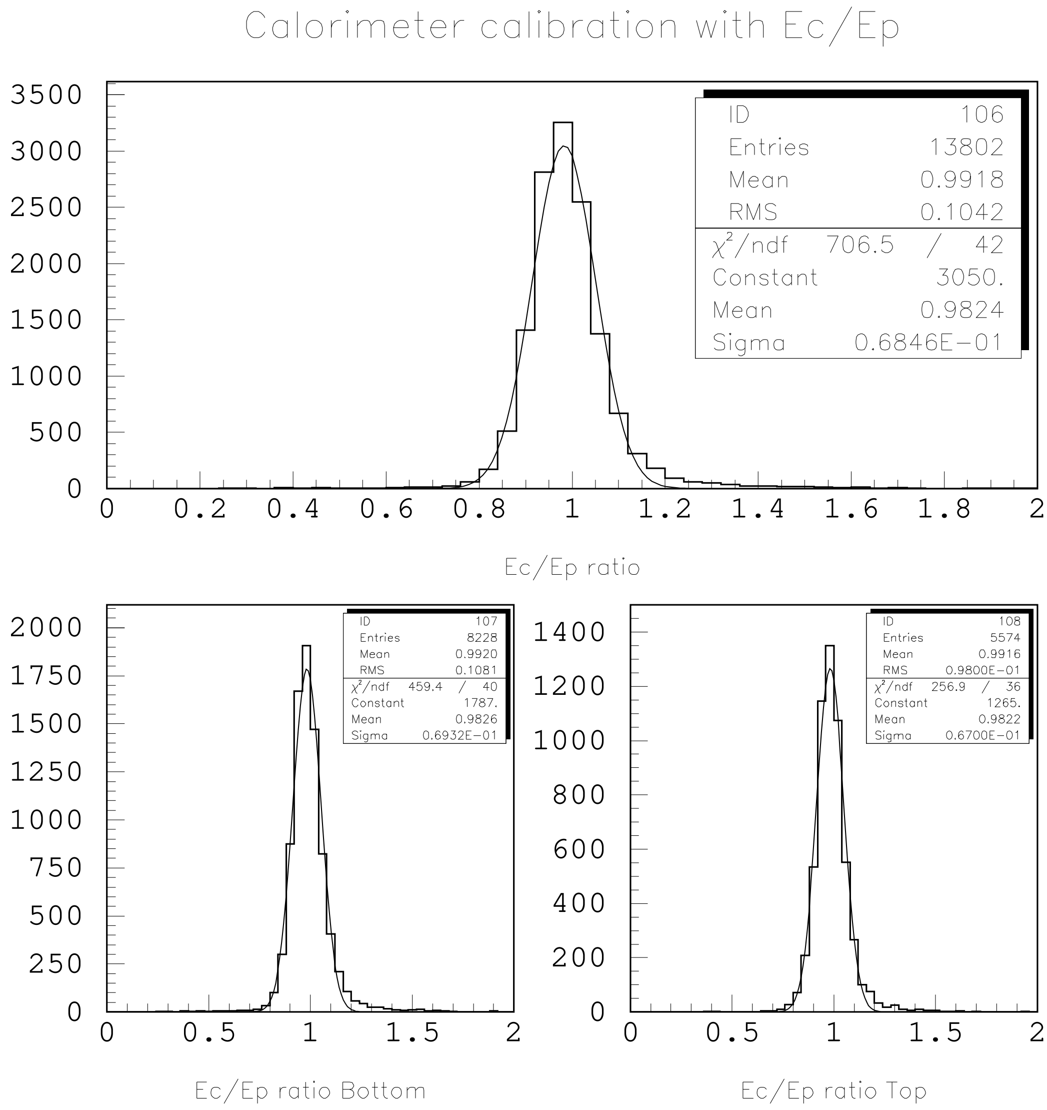

Figura 5.21: Distribuzioni del rapporto E/P per gli 840 contatori e per i due muri separati ($E_C \equiv E$, $P \equiv E_p$).

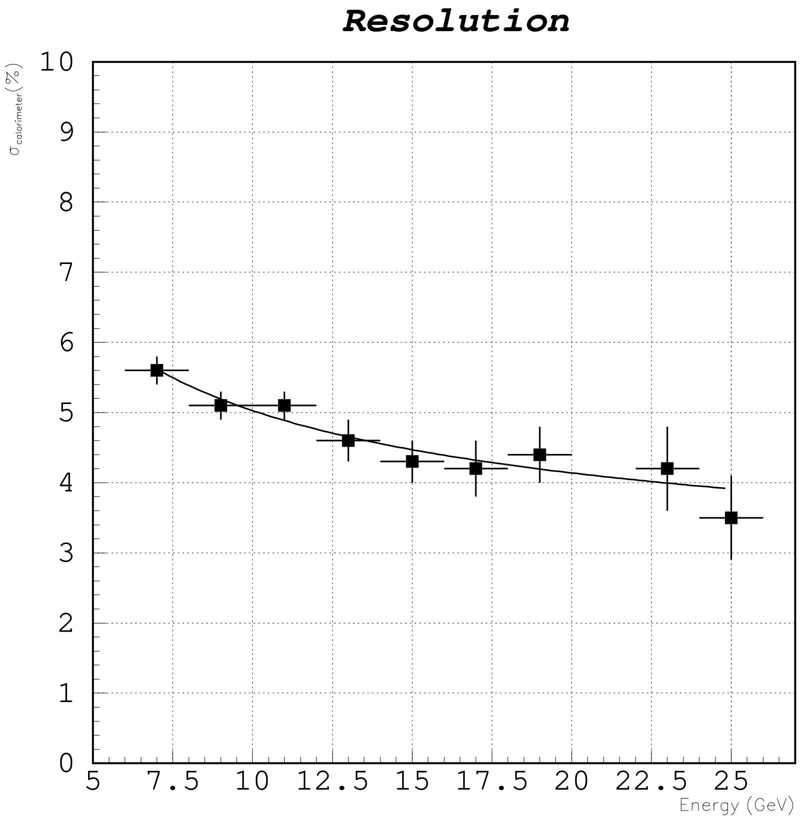

Figura 5.22: Risoluzione energetica del calorimetro estratta dai dati raccolti durante il 1995. La curva è un fit sui dati del tipo: $\frac{\sigma(E)}{E} = 2 + \frac{9.8}{\sqrt{E}}[\%]$.

corrispondono a quelli che rimangono dopo aver effettuato il taglio *standard* nell'analisi *off-line* per identificare un elettrone nel calorimetro. I conteggi sono relativi ad un intervallo in energia pari ad 1 GeV. Come si vede, la soglia *hardware* di 3.5 GeV diminuisce di un fattore circa 20 il conteggio degli adroni che vengono rivelati nel calorimetro, e questo risulta in perfetto accordo con quanto richiesto nelle specifiche di progetto. Dalla figura risulta inoltre che la richiesta che nel calorimetro gli elettroni vengano identificati imponendo che il rapporto tra l'energia depositata e l'impulso ricostruito coincida entro $\pm$ 20 % (ossia $0.8 < E_{calo}/P < 1.2$), riduce ulteriormente il contributo degli adroni (condizione *off-line*) per energie maggiori di 4.5 GeV (da un fattore $\approx$ 2 a 5 GeV a un fattore $\approx$ 10 a 8 GeV). In fig. 5.24 è riportata la frazione di eventi adronici che possono essere scambiati per elettroni nella condizione *off-line*: come si vede, la reiezione dei pioni risulta dell'ordine di $5{\cdot}10^{-2}$.

Come già detto nel par. 3.6, l'informazione fornita dal *preshower* permette di migliorare ulteriormente la reiezione degli adroni: dai dati analizzati, in cui si è scelta una soglia di 10 MeV per l'identificazione degli elettroni in tale rivelatore, risulta un'ulteriore reiezione di un fattore $\approx$ 2, rispetto alla situazione in cui gran parte degli eventi adronici sono stati eliminati dalla condizione *offline* posta sul calorimetro. Il valore complessivo della reiezione del rivelatore risulta dunque dell'ordine del %, in accordo con quanto richiesto. Naturalmente scegliendo delle condizioni più stringenti per l'identificazione degli elettroni nell'analisi, la reiezione può essere ulteriormente migliorata.

5.5.3 Determinazione della posizione

Un'altra delle funzioni del calorimetro, descritte nel cap.3, è di fornire una grossolana misura di posizione degli elettroni di DIS. In fig. 5.25, sono riportate le differenze tra le coordinate orizzontale e verticale delle tracce ricostruite sulla base delle informazioni fornite dalle camere a deriva e quelle rispettivamente fornite dal calorimetro. Queste ultime sono state calcolate effettuando la media delle coordinate dei contatori di una matrice 3×3 pesata per l'energia depositata nel corrispondente contatore. Dal fit gaussiano delle distribuzioni si ricava che la risoluzione della posizione del *cluster* è definita con una incertezza di ±1.3 cm, molto inferiore alla granularità di 9 cm del calorimetro.

5.5.4 Uniformità di risposta e stabilità temporale

Come già detto il calorimetro è costituito da vetri al piombo che hanno un'alta resistenza al danneggiamento da radiazioni in modo da fornire una risposta uniforme nel tempo. Per verificare l'uniformità della risposta dei singoli blocchi e la sua costanza nel tempo si è osservata la stabilità nel corso dell'anno di raccolta dati del rapporto E/P tra l'energia E depositata in ciascun blocco e quella P misurata con lo spettrometro magnetico.

In fig. 5.26 è mostrato il valor medio del rapporto E/P, mediato su circa 1500 run analizzati (1/3 dei run acquisiti nell'arco di 5 mesi di misure), per tutti gli 840 contatori (figura in alto: in essa le bande d'errore rappresentano la σ delle relative distribuzioni) numero del contatore e la distribuzione di tali valori medi (figura in basso): da quest'ultima figura si ricava che i contatori hanno una risposta uniforme entro $\pm2.8\%$, in accordo con quanto trovato in sede di equalizzazione (par. 5.1.2)

Dalla quantità E/P si possono ricavare anche delle informazioni per quanto riguarda la stabilità temporale dei contatori e dunque un limite superiore per un eventuale danneggiamento da radiazione. Nella fig. 5.27 è riportato l'andamento del valore medio del rapporto E/P (mediato per ogni run sugli 84 contatori posti sulle due righe adiacenti il fascio - sia nel muro superiore che in quello inferiore - e quindi più soggetti ad irraggiamento) in funzione del numero del run acquisito, ossia del tempo, e la distribuzione di tali valori medi (figura in basso), dalla quale si evince una stabilità nel tempo dei contatori entro $\pm$ 1.0%.

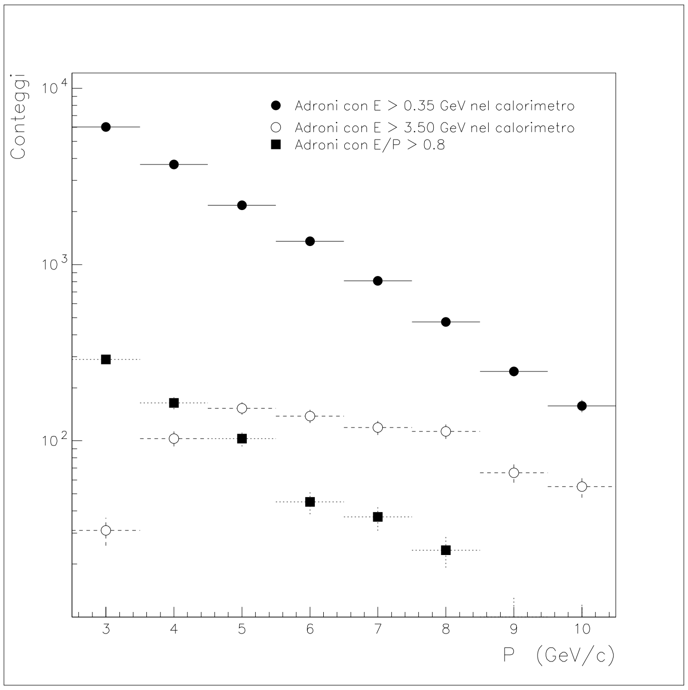

Figura 5.23: Distribuzione in impulso degli adroni in differenti condizioni: i simboli sono spiegati nel testo e descritti nella figura. Gli errori riportati sono dovuti alla statistica.

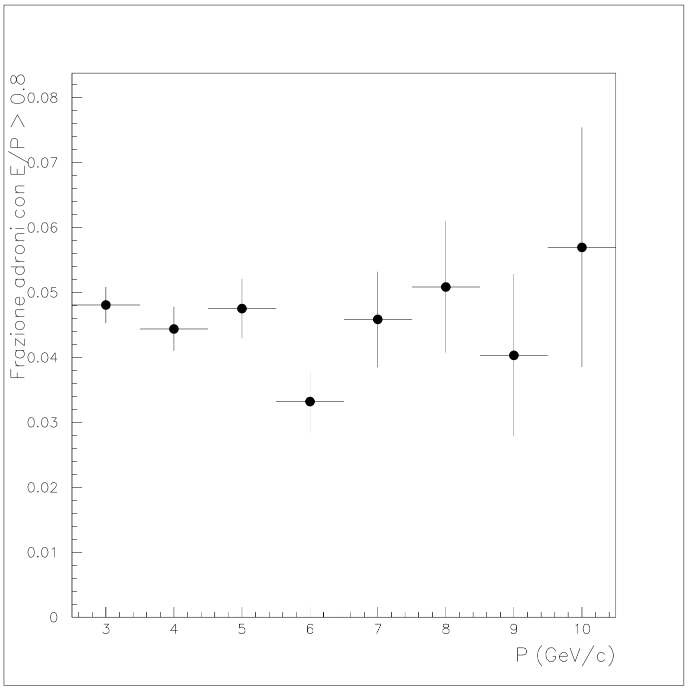

Figura 5.24: Reiezione dei pioni registrata nel calorimetro. Gli errori riportati sono dovuti alla statistica.

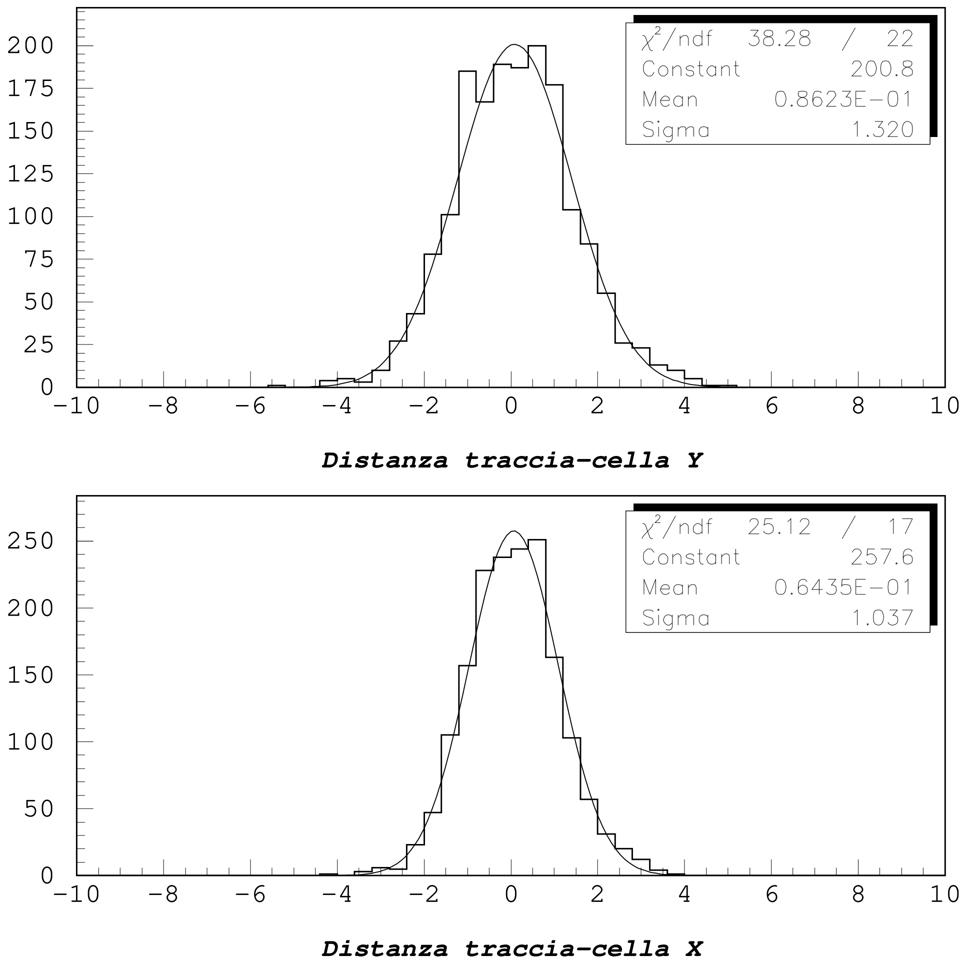

Figura 5.25: Il calorimetro permette una determinazione della posizione degli elettroni di 1.3 cm attraverso la correlazione con le tracce trovate nelle camere a deriva: la posizione del centro del *cluster* è ricostruita dall'energia relativa che si divide tra le celle adiacenti e l'accordo con la posizione della traccia estrapolata è entro 1.3 cm. La scala sull'asse delle ascisse è in cm.

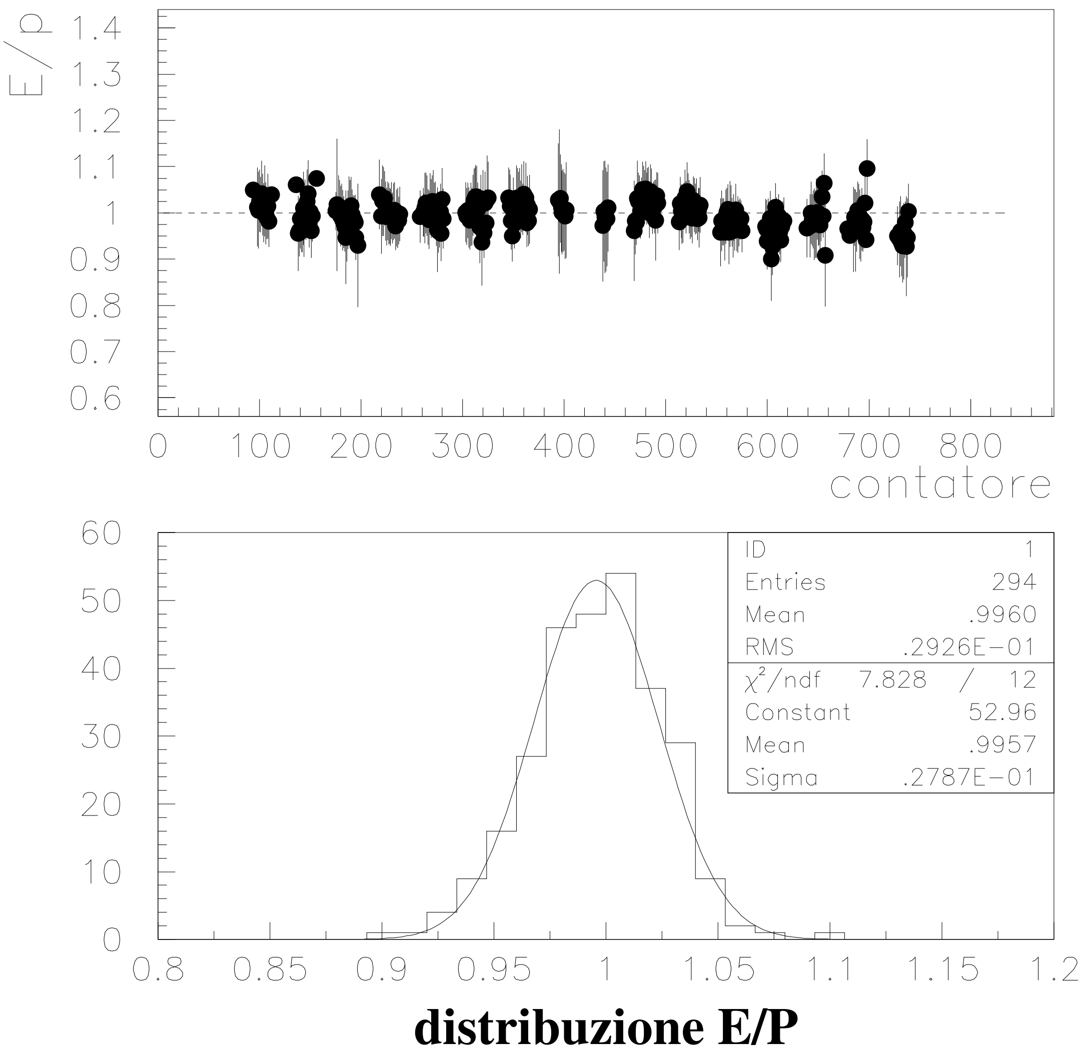

Figura 5.26: Andamento del rapporto E/P per ciascun blocco; l'errore è dato dalla sigma del fit gaussiano eseguito. Sotto è riportata la distribuzione della quantità E/P, dalla quale si estrae una uniformità di risposta dei contatori migliore del 3%.

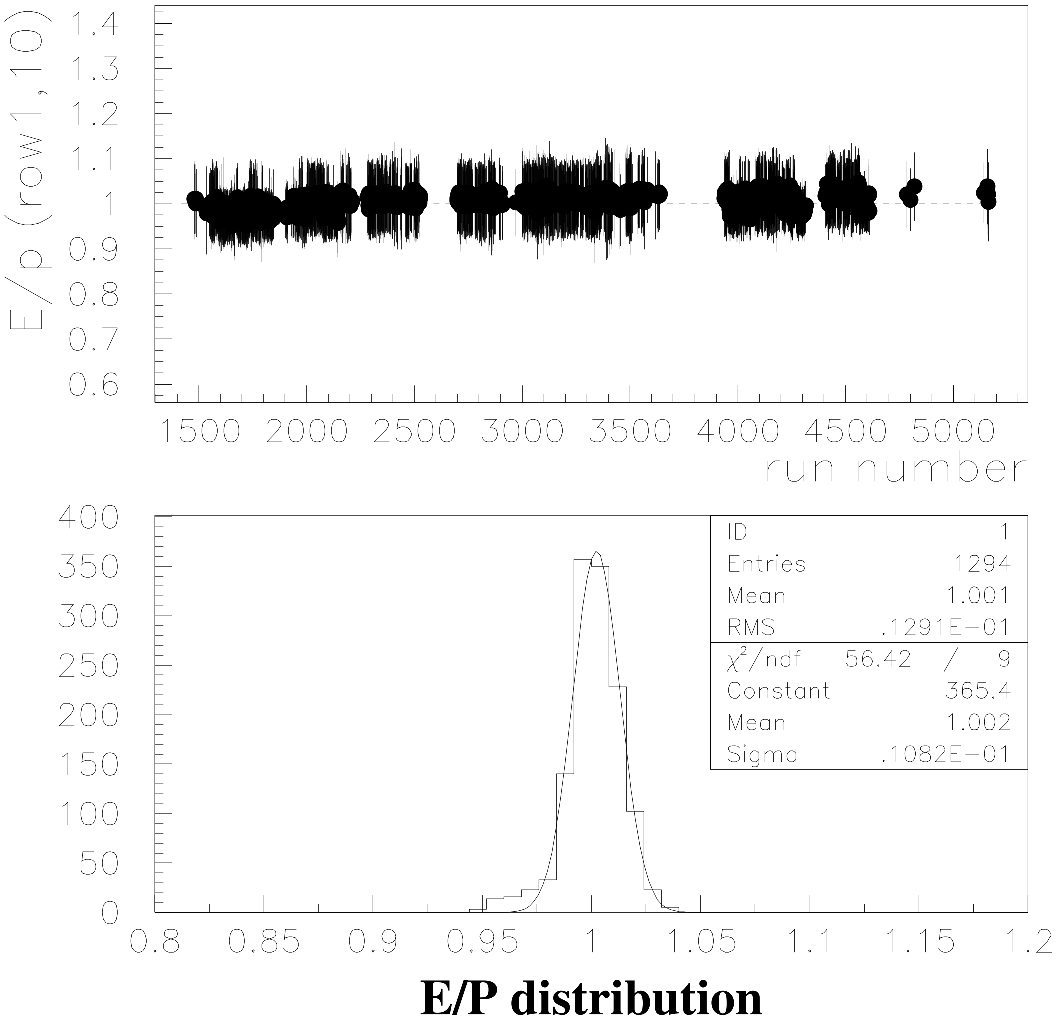

Figura 5.27: Andamento del rapporto E/P mediato per ogni run sui contatori posti sulle due righe adiacenti il fascio funzione del numero del run acquisito; l'errore è dato dalla sigma del fit gaussiano eseguito. Sotto è riportata la distribuzione della quantità E/P, dalla quale si estrae una stabilità temporale entro $\pm 1.0\%$.

5.5.5 Determinazione della massa del π^0

Dai dati raccolti sono stati selezionati gli eventi di π^0 per determinare la capacità del calorimetro di ricostruire la massa della particella. In fig. 5.28 è riportata la distribuzione della massa del π^0 ricostruita dal decadimento della particella in due fotoni, rivelabili nel calorimetro; la figura in alto si riferisce a π^0 i cui γ interessano tutto il calorimetro, mentre le figure in basso sono relative a fotoni di decadimento del pione neutro nei singoli muri. Il valore ottenuto di 134.9 è in buon accordo con quanto fornito dal *Particle Data Book* [73], a conferma di un corretto funzionamento del calorimetro. Anche la risoluzione del 9% è in accordo con la simulazione, come si può vedere dalla fig. 5.29.

I fattori che determinano la larghezza della distribuzione della massa del π^0 sono la risoluzione energetica dei blocchi, l'incertezza con cui si determina il centro di ognuno dei due *cluster* in cui si trovano i fotoni di decadimento e l'incertezza del punto di generazione del π^0, ossia:

$$\sigma_{M_{\pi^0}} = \left(\sigma_d{}^2 + \sigma_r{}^2 + \frac{\sigma_{e_1}{}^2}{2} + \frac{\sigma_{e_2}{}^2}{2}\right)^{1/2} \tag{5.2}$$

dove σ_d rappresenta la distanza tra i due *clusters*, σ_r quella tra il punto medio dei *clusters* ed il punto di decadimento del pione, σ_{e_1} e σ_{e_2} le risoluzioni energetiche dei due fotoni.

Il contributo alla risoluzione della massa del π^0 che proviene da σ_d a causa dell'incertezza con cui si ricava il centro del *cluster*: tale fattore risulta dell'ordine del 5%, essendo di circa 2 cm l'errore nella determinazione del *cluster* e circa 40 cm il valor medio della distanza tra i *cluster* dei fotoni, come evidenziato nella fig. 5.30, dove sono riportati i valori previsti dal programma di simulazione per le distanze tra i *clusters* al variare dell'energia del pione. Nell'intervallo di energia considerato, le energie dei fotoni di decadimento sono comprese tra i 2 e i 4 GeV; dalla fig. 5.10 risulta che la risoluzione energetica del calorimetro in tale regione è dell'ordine del 4$\div$5%; di tale ordine di grandezza risultano pertanto σ_{e_1} e σ_{e_2}. il contributo di σ_r risulta inferiore: l'unica incertezza risulta essere di $\pm$ 20 cm, che sono le dimensioni del bersaglio, da confrontare con la distanza di 735 cm data dalla distanza dal bersaglio al punto di sviluppo dello sciame elettromagnetico generato da un fotone nel vetro al piombo.

5.6 Considerazioni sulla possibilità di una calibrazione del calorimetro

5.6.1 Calibrazione mediante il rapporto E/P

Il rapporto tra l'energia E depositata nel calorimetro da una particella

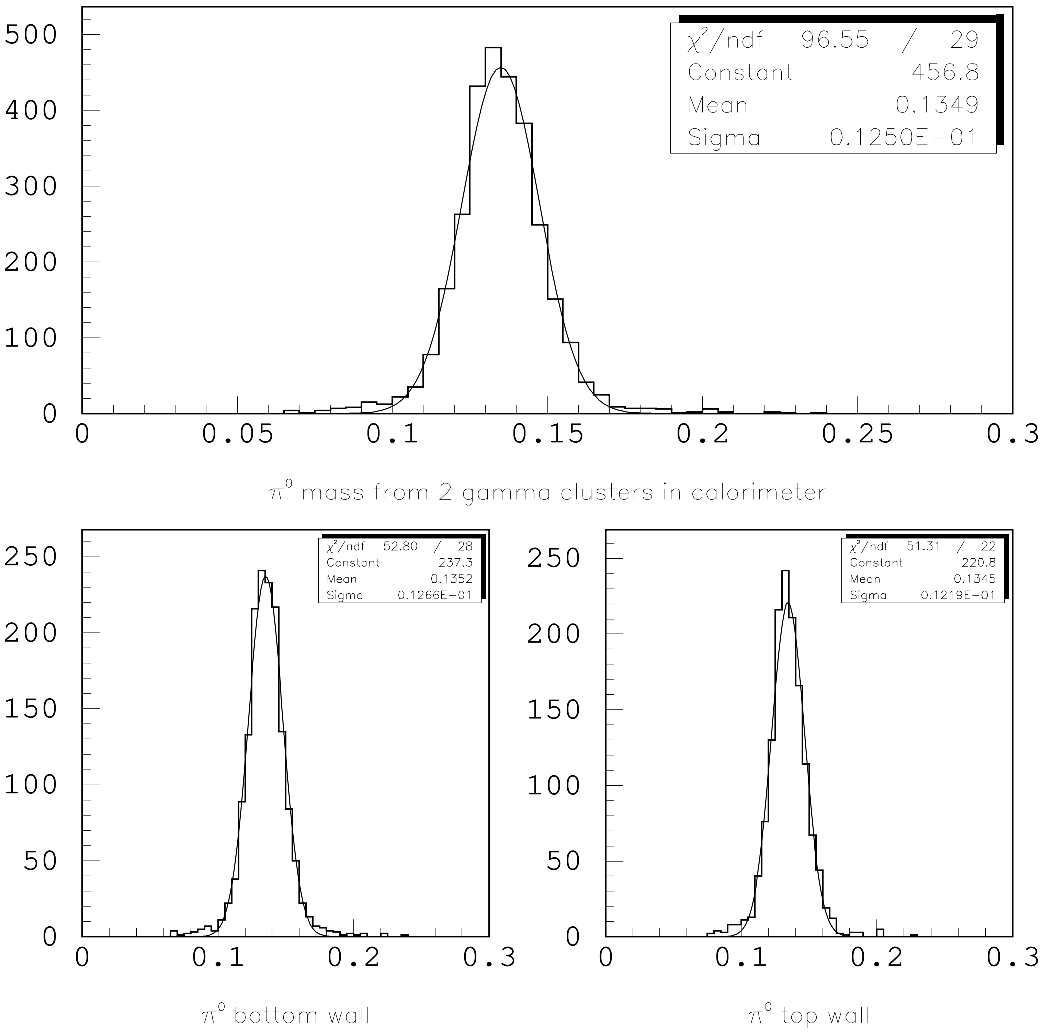

Figura 5.28: Massa del π^0 ricostruita dai dati sperimentali in tutto il calorimetro e nei due muri separati.

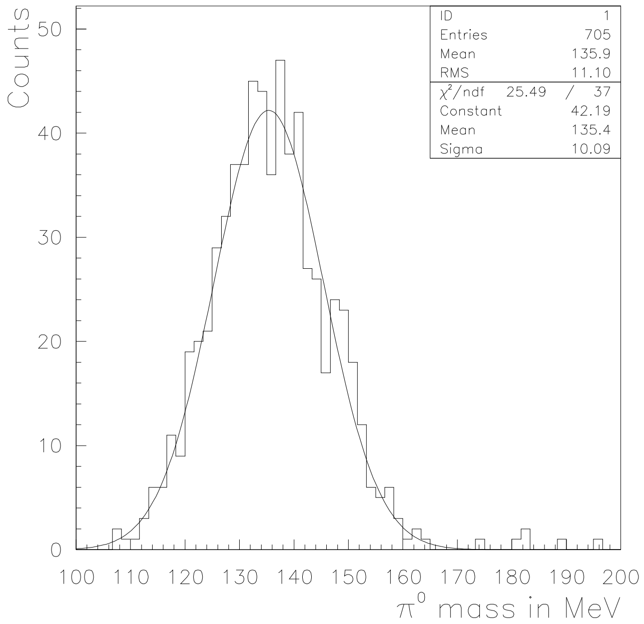

Figura 5.29: Distribuzione della massa del π^0 ricavata dal programma di simulazione; la risoluzione è pari al 7.5%.

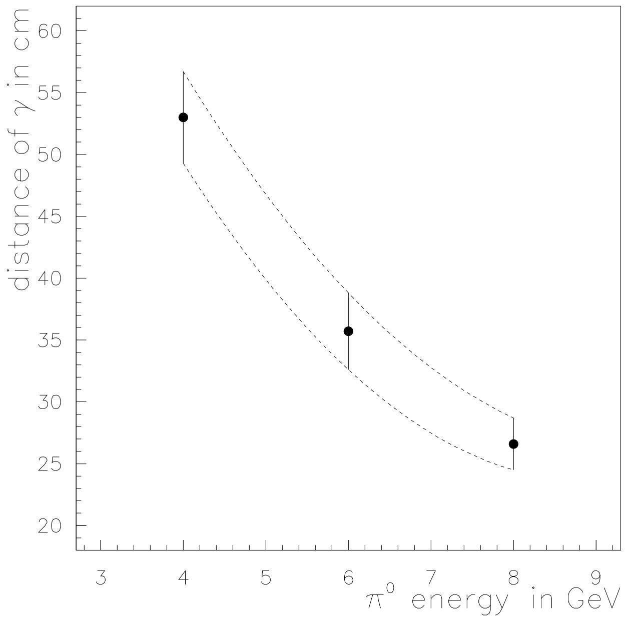

Figura 5.30: Distanza tra i *clusters* di fotoni in funzione dell'energia del π^0; l'area compresa tra le due curve tratteggiata delimita la regione dei valori previsti dalla simulazione.

e l'impulso P della stessa, ricostruito dalla traccia nel magnete permette di effettuare la calibrazione dei contatori di vetro al piombo.

La procedura è la seguente:

- si selezionano elettroni che incidono al centro di un blocco i di vetro al piombo (più precisamente entro una zona di 2×2 cm ^{2} al centro del contatore), in modo che il 90 % dell'energia depositata nel calorimetro sia depositata nel suddetto contatore;

- si costruisce la distribuzione del rapporto E/P e si aggiusta (se necessario) il valore α_i del coefficiente della curva di guadagno del blocco che permette la conversione in MeV della tensione registrata dall'ADC:

$$E_i \;=\; \alpha_i \, ADC_i \tag{5.3}$$

  dove E_i rappresenta l'energia in GeV del contatore e ADC_i il valore dell'ADC.

Come si è detto nel par. 4.3, uno sciame è interamente contenuto in un *cluster* di 3×3 contatori: nel metodo di calibrazione descritto sopra, si assume che soltanto il coefficiente $\alpha_i$del blocco centrale i non sia corretto, mentre possono essere variati anche i valori dei guadagni degli altri otto blocchi che fanno parte del *cluster*. Per tenere in considerazione tale opportunità occorre dunque adottare una procedura iterativa. Il processo termina quando i coefficienti convergono, ossia quando il coefficiente $(\alpha_i)_k$ della k-sima iterazione differisce da quello $(\alpha_i)_{k-1}$ di meno di un prefissato valore.

5.6.2 Calibrazione dalla ricostruzione della massa del π^0

Un altro controllo della calibrazione dei contatori del calorimetro si può effettuare utilizzando la ricostruzione della massa del π^0 e verificando che il valore ottenuto per essa sia corretto.

Anche per questa correzione, il procedimento da applicare è di tipo iterativo: infatti, selezionato un *cluster* i di 9 contatori ricostruisce la massa dei π^0 che hanno uno dei due γ di decadimento al centro del *cluster*: per ogni iterazione si ottiene il valore $a_i = (M_{\pi^0}^{sper} - M_{\pi^0})/M_{\pi^0}$, essendo M_{π^0} la massa del pione neutro riportata nel *Particle Data Group* e si corregge la costante di calibrazione delle celle in esame per il fattore $(1-a_i)$. Il processo viene continuato fino a quando non converge. Per ottenere una calibrazione dei contatori del calorimetro attraverso la ricostruzione della massa del π^0, occorrono circa 3-4 iterazioni.

In fig. 5.31 è riportata la differenza dei coefficienti di guadagno calcolati usando la procedura di calibrazione tramite il confronto tra l'energia del calorimetro E e l'impulso P ricostruito e tramite i π^0. Come si vede dalla figura, la differenza tra i coefficienti calcolati nei 2 diversi modi è dell'ordine di 10^{-4}, pertanto i due metodi risultano equivalenti e possono essere usati entrambi per un controllo nel tempo delle costanti di calibrazione del calorimetro. Per una eventuale ricalibrazione, in termini di tempo è più conveniente utilizzare il confronto con l'impulso ricostruito.

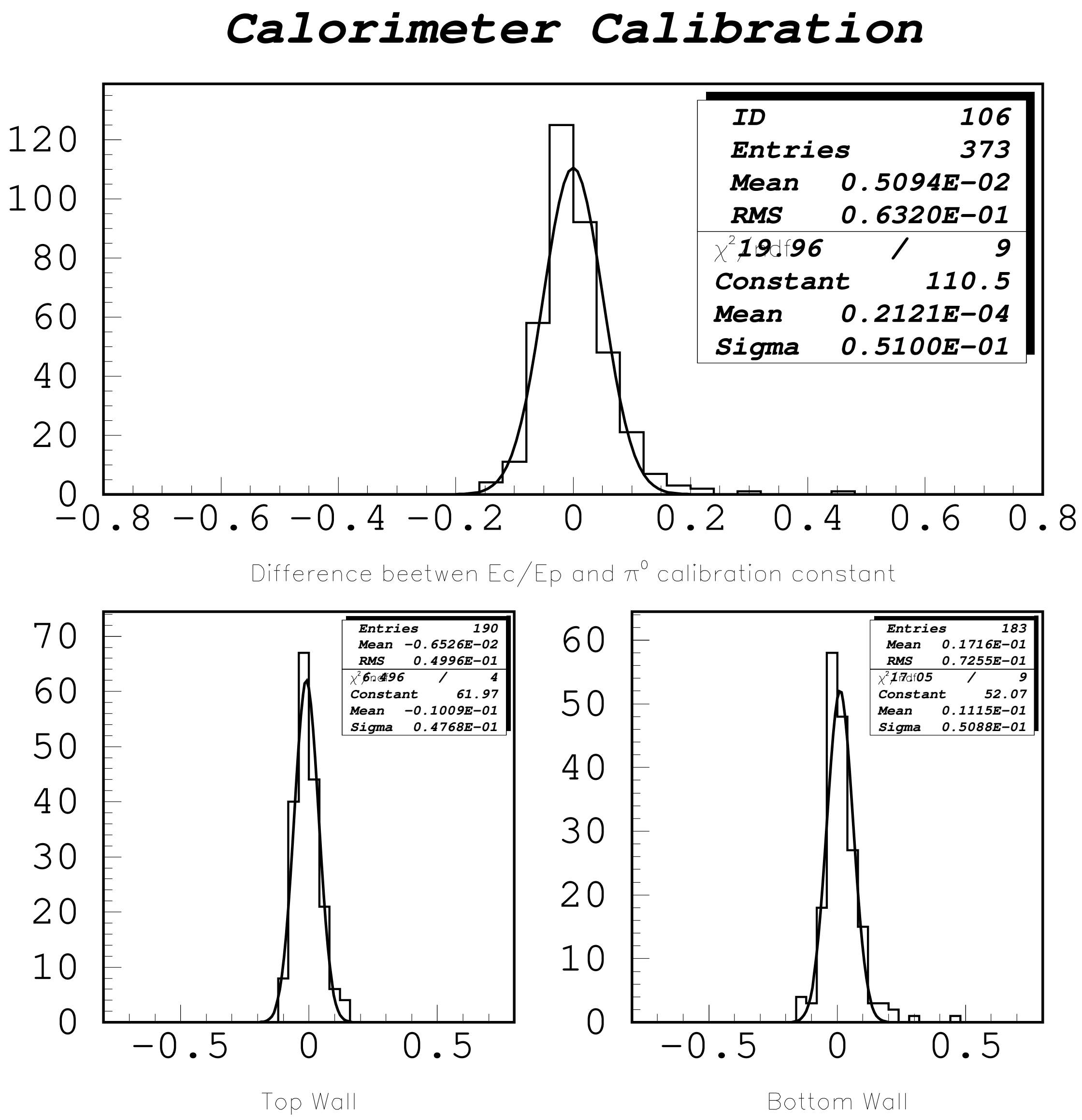

Figura 5.31: Differenza tra i coefficienti di guadagno dei singoli blocchi ottenuti tramite la calibrazione con i π^0 e tramite il rapporto E/P.

Capitolo 6

Primi risultati dell'esperimento HERMES

6.1 Situazione dell'analisi dell'esperimento

L'esperimento HERMES, installato durante la chiusura invernale 1994-1995 della macchina HERA, è entrato in funzione nella primavera del 1995 ed ha raccolto dati per tutto l'anno, mostrando un corretto funzionamento dell'apparato.

Nel corso del primo anno di misura si sono ottenuti circa 4 Milioni di eventi ricostruiti di DIS di positroni dal bersaglio di He^3 per la misura della funzione di struttura di spin del neutrone. La polarizzazione media del fascio è stata dell'ordine del 50% (fig. 2.5) come pure quella del bersaglio, come mostrato in fig. 6.1, dove risulta anche la rapidità di inversione dello spin effettuata ogni 10 minuti in un tempo molto rapido, dell'ordine dei secondi. La fase di analisi dei dati è ad uno stato abbastanza avanzato e si prevede di avere una versione preliminare dell'asimmetria del neutrone e dunque di g_1^n già nella prossima primavera. La collaborazione ha concordato di non presentare alcun risultato prima della conferenza di Moriond, che si terrà a Marzo, pertanto in questa tesi viene riportata soltanto una descrizione del programma di analisi utilizzato, e dei risultati ottenuti di corretto funzionamento dell'apparato.

6.2 Breve descrizione catena di analisi utilizzata

Per quanto riguarda il software, HERMES utilizza i linguaggi C, Fortran

Figura 6.1: Polarizzazione del bersaglio di He^3 registrata durante la fase di raccolta dati. Risulta evidente l'inversione dello spin del bersaglio ogni 10 minuti, in tempi molto rapidi.

77 e Tcl/Tk per i programmi e le librerie del CERN. Il sistema usato è UNIX, ma il software è indipendente dalla macchina ed è stato sviluppato tenendo conto di due principi:

- i programmi devono essere "data driven", ossia contenere gli algoritmi dove le informazioni siano registrate in *data base* in un modo facilmente comprensibile, affinché possano essere controllate ed eventualmente modificate da chiunque, non solo dal programmatore;

- tutti i programmi devono usare un unico sistema di dati: quello scelto per soddisfare le richieste, e per la compatibilità sia dei programmi in C che Fortran, è ADAMO [112]; in esso tutti i dati sono registrati in tabelle, definite usando un linguaggio di definizione dei dati (DDL *Data Definition Language*), attraverso il quale è anche possibile definire delle relazioni tra le righe delle tabelle. Inoltre ADAMO ha anche il grande vantaggio di avere un unico formato I/O, che contiene la definizione delle variabili nell'intestazione di ciascun file di dati, oltre alla definizione generale nel programma DDL: ciò rende possibile la lettura di alcune variabili senza conoscere il formato specifico dei dati nel file in cui si vanno a leggere.

L'uso di ADAMO permette un'analisi in modo interattivo: infatti, un programma chiamato HEP (*Hermes Event Processor*) [114], basato su PAW (*Physics Analysis Workstation*) [115] e TIP (*Table Interaction and Plotting*), permette di leggere le tabelle dei dati generate con ADAMO, e di accedere ad esse, ed eventualmente modificarle, tramite l'interpretatore FORTRAN COMIS [116], per poi farne dei grafici tramite PAW.

Il sistema di dati ADAMO è stato esteso tramite un pacchetto di nome DAD (*Distributed Adamo Data base*) [117], in grado di distribuire automaticamente i valori aggiornati delle variabili, usando sia le reti locali che il sistema Internet: ciò è dettato dalla necessità di mantenere delle informazioni che sono dipendenti dal tempo (quali l'allineamento del fascio e dei rivelatori, le costanti di calibrazione dei vari rivelatori, i valori di polarizzazione del fascio e del bersaglio, ...) e di tenere aggiornate e distribuire le informazioni anche ai gruppi esterni a DESY che fanno parte della collaborazione HERMES.

L'intera catena di analisi è stata costruita in modo tale da poter essere usata sia *on-line* che *off-line*. I dati allo stato grezzo vengono infatti sia scritti su nastro tramite dei *robots*, sia usati in parte per un'analisi immediata, allo sopo di un efficiente uso del fascio a disposizione; tale possibilità si è resa molto utile soprattutto nella fase iniziale di raccolta dati, per esaminare il corretto funzionamento delle singole parti del rivelatore.

Una volta scritti su nastro, i dati vengono dapprima decodificati e successivamente ricostruiti, per poi essere analizzati. Il programma di decodifica dei dati HDC (*Hermes Decoding Chain*) [118] è un programma generale, in grado di leggere il formato dei dati acquisiti e di usare delle tabelle di mappatura, in modo da assegnare i segnali dei canali hardware ai corrispondenti rivelatori nel primo passo e di applicare delle tabelle di calibrazione per convertire i canali dei moduli ADC o TDC rispettivamente in energia o posizioni relative. Dalle posizioni relative si passa a quelle assolute attraverso le tabelle di geometria e allineamento.

La ricostruzione degli eventi avviene tramite il programma HRC (*HERMES Reconstruction Chain*) [119], che converte le informazioni decodificate provenienti dai diversi moduli del rivelatore in quantità fisiche, quali tracce, energie, angoli, tipi di particelle e vertici. Come per il programma precedente, anche qui vengono utilizzati diversi "servers" di data base in modo da aggiornare le informazioni dei parametri dipendenti dal tempo e relativi alle geometrie, efficienze, calibrazioni ed allineamento dei singoli componenti del rivelatore.

I dati ricostruiti vengono poi analizzati, sia *online* che *offline*, tramite il programma HEP, che permette di filtrare gli eventi ed applicare dei tagli, oppure vengono create delle *ntuple*, in modo da lavorare con PAW.

In fig. 6.2 è riportato un evento di *Deep Inelastic Scattering* ricostruito con tale catena di analisi: sono evidenti tre tracce, tutte provenienti dallo stesso vertice.

Le tabelle di allineamento, efficienze e calibrazione possono essere usate anche per simulare la risposta dell'intero apparato e generare così processi fisici tramite il programma HMC (*Hermes Monte Carlo*) [120]; l'analisi di tali dati risulta dunque equivalente a quella dei dati reali.

Come riprova del corretto funzionamento del programma del rivelatore e del programma di analisi, in fig. 6.3 è riportata la distribuzione della proiezione lungo il fascio, ossia lungo l'asse z, del vertice delle tracce: dalla figura risulta una distribuzione di tipo triangolare e con base di 40 cm pari alle dimensioni della cella del bersaglio di He^3. In fig. 6.4 è invece riportata la distribuzione della proiezione del vertice delle tracce lungo i piani x, y, da cui si estrae una risoluzione pari a $\approx 90\ \mu$m: le dimensioni della cella del bersaglio lungo tali assi sono di 29.0×9.8 mm^2.

In fig. 6.5 è riportata la distribuzione degli eventi nel piano cinematico: come si vede, gli eventi sono maggiormente addensati nella zona a basso Q^2, a cui corrisponde un più alto valore della sezione d'urto di DIS. Gli eventi di DIS presi in considerazione nell'analisi soddisfano le seguenti condizioni cinematiche:

$$\nu < 24\ GeV$$

$$0.02 < x < 0.8$$

$$y < 0.85$$

$$Q^2 > 1\ (GeV/c)^2$$

$$W > 2\ GeV$$

$$40\ mrad < \theta < 220\ mrad$$

dove la condizione su ν è dovuta all'energia di fascio di 27.5 GeV ed alla soglia di 3.5 GeV sul calorimetro per l'eliminazione di fondi di bassa energia. I pochi

Figura 6.2: Vista dall'alto di un evento con 3 tracce ed un vertice comune.

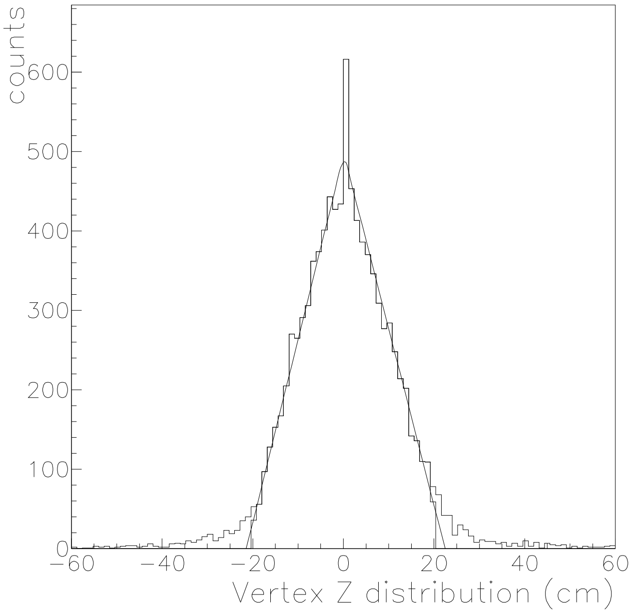

Figura 6.3: Proiezione lungo l'asse del fascio della distribuzione del vertice ricostruito al bersaglio.

Figura 6.4: Proiezione lungo gli assi x, y della distribuzione del vertice ricostruito al bersaglio.

Figura 6.5: Distribuzione di eventi di DIS provenienti dai dati raccolti; gli eventi di interesse per l'analisi sono quelli compresi nelle rette indicate.

eventi trovati fuori dall'accettanza cinematica mostrano l'affidabilità della ricostruzione delle tracce. Gli eventi con $Q^2 < 1$ GeV^2 verranno considerati in un'analisi dedicata.

Come riprova del corretto funzionamento del programma di analisi, in fig. 6.6 è riportata la distribuzione di eventi di π^0 richiedendo di avere elettroni di DIS, mentre nella fig. 6.7 è riportata l'estrazione della massa del π^0 da tali eventi. Nella fig. 6.6 si può intravedere il picco relativo alla massa della particella η^0. Il numero di eventi stimati di π^0 dai run acquisiti è dell'ordine di circa 10^5, quello di η^0 è di $\approx 10^{-3}$. Dalla produzione semi-inclusiva di π^0 si possono estrarre informazioni sulle distribuzioni di quarks non polarizzati u_v e d_v.

In fig. 6.8 è riportata la ricostruzione della massa della particella ρ^0 ottenuta da un'analisi di alcuni run di HERMES attraverso l'identificazione dei due pioni carichi, provenienti dal decadimento della particella $\rho^0 \to \pi^+ \, \pi^-$; la massa che si ottiene dal fit è di 766 MeV, contro i 769.9 del *Particle Data Book* [73]. Il picco della massa della ρ^0 risulta in parte contaminato dal K^0, la cui massa si può estrarre tramite l'identificazione dei due pioni carichi di decadimento. La relativa distribuzione è mostrata nella fig. 6.9, dove si trova il picco centrato intorno al valore 495 $\pm$ 6, da confrontare con la massa di 497 MeV riportata nel *Particle Data Book*: il picco alla massa del K^0 è dovuto principalmente ai K_S, dal momento che il contributo dovuto ai K_L^0 è soppresso per il piccolo valore del rapporto di decadimento della particella in due pioni e per la sua lunga vita media.

6.3 Identificazione delle particelle

L'identificazione delle particelle nell'esperimento HERMES consiste di vari passi:

- gli elettroni sono definiti dalle tracce viste nei rivelatori di traccia (par. 2.5.2) e da un segnale sopra un certa soglia nel *preshower* e nel calorimetro;
- i fotoni hanno dei *clusters* nel calorimetro, ma ad essi non si può assegnare alcuna traccia;
- gli adroni vengono identificati per mezzo delle tracce nei rivelatori di traccia e per il fatto che essi hanno un segnale nel *preshower*, nel calorimetro e nel contatore Čerenkov che risulta piccolo se confrontato con quello tipico di un elettrone;

Le varie soglie dei rivelatori sono state scelte dopo aver esaminato gli spettri registrati. In fig. 6.10 e 6.11 sono riportate rispettivamente le distribuzioni degli elettroni e dei pioni osservati nel *preshower*: da esse risulta che una soglia di 10 MeV è sufficiente per avere una buona discriminazione tra i pioni e gli elettroni in tale rivelatore.

L'identificazione degli elettroni può essere migliorata ponendo una condizione sull'energia depositata nel calorimetro. In fig. 6.12 è riportata appunto la distribuzione nel calorimetro dei pioni e degli elettroni, questi ultimi identificati dalla condizione che il rapporto tra l'energia da loro depositata nei vetri al piombo e l'impulso, ricostruito attraverso le informazioni del magnete, sia (1.0 $\pm$ 0.2).

Per un'identificazione grossolana di particelle, nella quale si considerano solo dei tagli sui rivelatori, le condizioni affinché una particella venga identificata come un elettrone sono le seguenti:

$$E_{presh} > 10 MeV$$

$$0.8 < \frac{E_{calo}}{P} < 1.2$$

$$E_{\check{C}er} > 200\ MeV$$

In fig. 6.13 è riportata la distribuzione degli elettroni rivelati nel contatore Čerenkov, sfruttando tali condizioni; si vede che il numero medio di fotoelettroni vale circa 3, come ci si aspetta per particelle aventi $\beta = 1$.

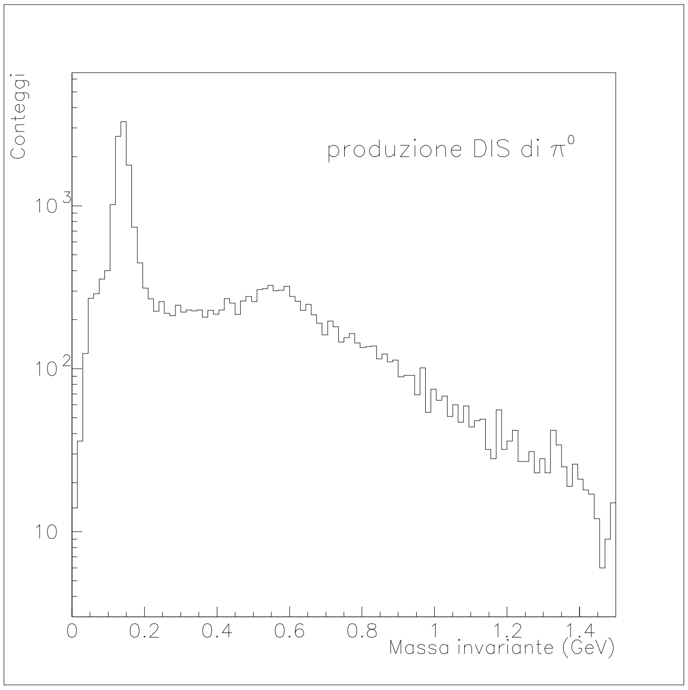

Figura 6.6: Eventi di π^0 provenienti da DIS. Nella regione intorno a 0.55 GeV si nota un picco non molto accentuato dovuto alla presenza della particella η^0.

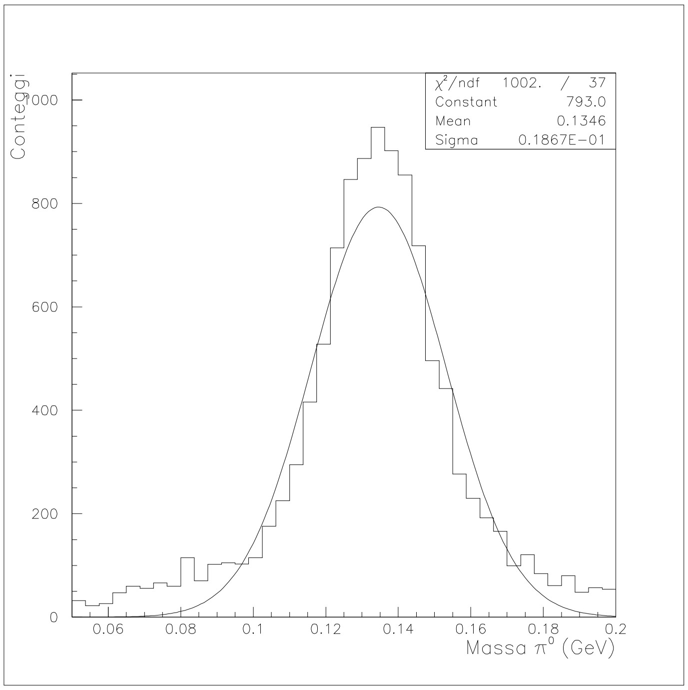

Figura 6.7: Massa del π^0 ricostruita da eventi di DIS.

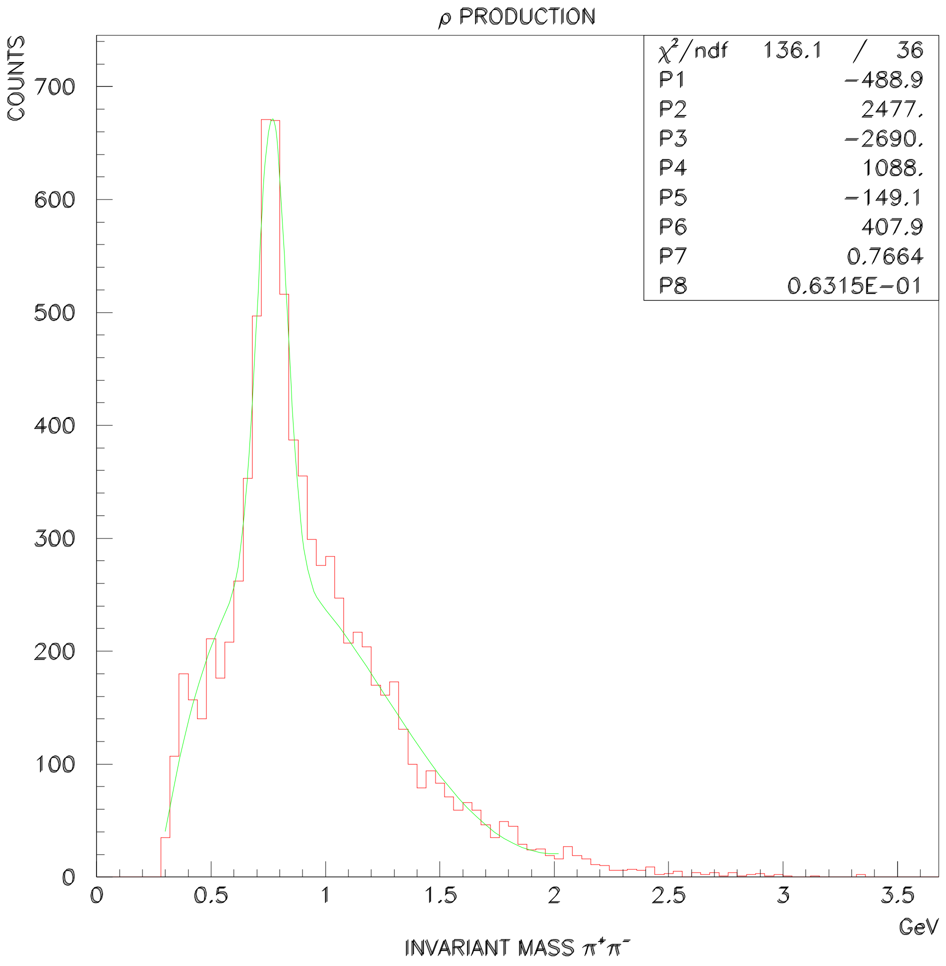

Figura 6.8: Ricostruzione della massa della ρ^0 attraverso la massa invariante $\pi^+\pi^-$. Il valore ottenuto di 766 MeV da un'analisi molto preliminare risulta confrontabile con quello del PDG.

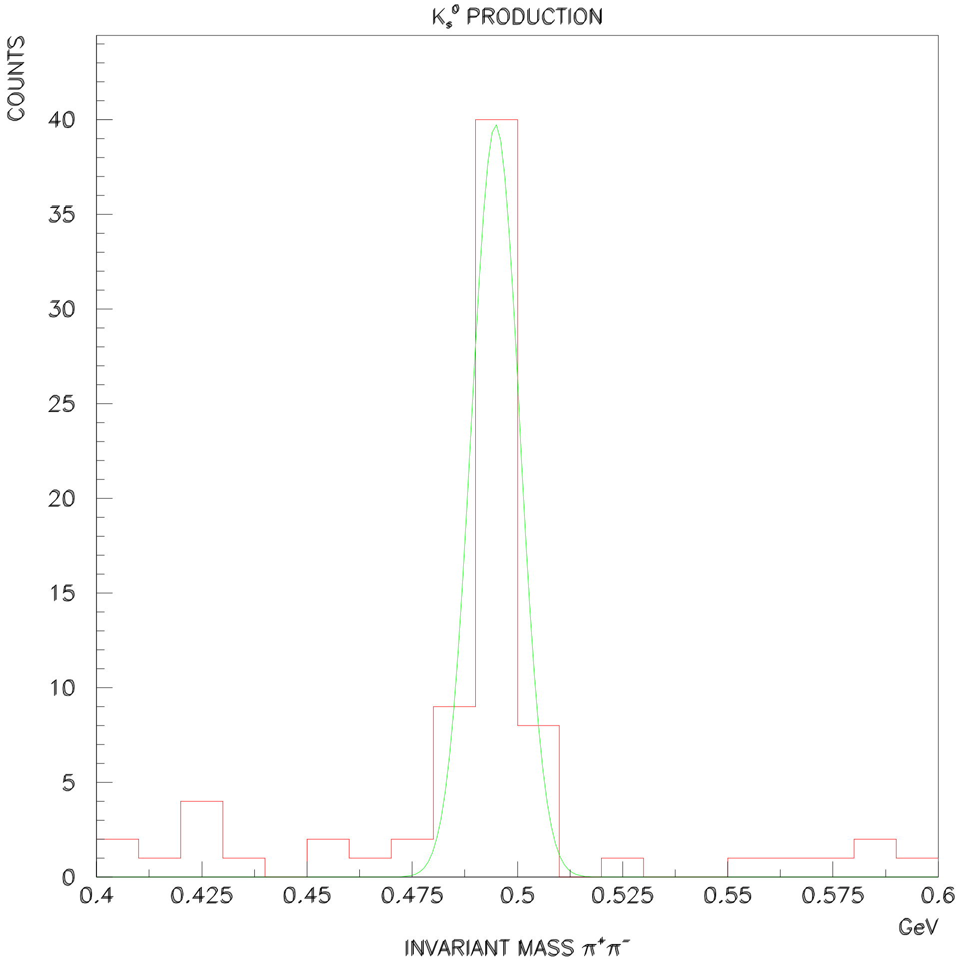

Figura 6.9: Ricostruzione della massa della K^0 attraverso la massa invariante $\pi^+\pi^-$.

In fig. 6.14 è riportata invece la distribuzione delle particelle rivelate nel TRD; la separazione tra i pioni e gli elettroni è stata eseguita grazie al suddetto processo di identificazione. L'utilizzo di tale rivelatore aiuta nella discriminazione tra le particelle, come risulta maggiormente evidente nelle fig. 6.15 e 6.16, dove sono mostrate le correlazioni esistenti tra le distribuzioni delle particelle rispettivamente nel *preshower* e nel calorimetro con quelle rivelate nel TRD; da esse risulta una chiara separazione dei pioni e degli elettroni.

Per un'identificazione di particelle più sofisticata, si considera un metodo [31] che assegna delle probabilità condizionate $P(R_d \mid p_i)$ a ciascuna traccia e a ciascun rivelatore. $P(R_d \mid p_i)$ rappresenta la probabilità che una particella di tipo p_i abbia una risposta R_d nel rivelatore d. Le probabilità condizionate devono essere estratte da misure di test o da simulazioni Monte Carlo. Note le probabilità a priori $P(p_i)$ di tutti i tipi di particelle, il teorema di Bayes permette di calcolare la probabilità che una certa traccia provenga da un certo tipo di particella secondo la seguente espressione:

$$P(p_i, \mid R_d) = \frac{P(R_d \mid p_i)P(p_i)}{\sum_{j=1}^{n} P(R_d \mid p_j)P(p_j)}$$

essendo $P(p_i, \mid R_d)$ la probabilità che per una data risposta R_d la particella sia del tipo p_i. La somma j è su tutti i tipi delle n particelle. La risposta dell'apparato corrisponde dunque al prodotto su tutti i rivelatori R_d:

$$P(p_i, \mid R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 \cdot ...) = \prod_d P(p_i, \mid R_d)$$

Nell'esperimento, i *rates* delle distribuzioni di particelle, ossia le probabilità a priori, dipendono dalla misura e pertanto non sono note prima. Di conseguenza l'ultima formula deve essere applicata in modo iterativo: partendo con la stessa probabilità per tuttui i tipi di particelle, il teorema di Bayes si applica per ottenere la successiva iterazione e così via, fino a quando il metodo converge alle reali probabilità delle particelle.

6.4 Conclusioni

L'insieme delle misure eseguite su fasci di test e sul fascio di positroni di HERA ha permesso di verificare il corretto funzionamento del calorimetro elettromagnetico di HERMES, oggetto di questa tesi, e di valutarne le caratteristiche, risultate perfettamente in accordo con le specifiche progettuali. Dai dati raccolti nel primo anno di misura si è riscontrato inoltre che l'esperimento HERMES è perfettamente operativo ed in grado di fornire risultati concreti.

Dall'analisi tuttora in corso si stima di avere una misura della funzione di struttura di spin del neutrone con una precisione confrontabile con quella di E142. Contemporaneamente si stanno analizzando anche eventi semi inclusivi; nel 1996 HERMES prevede di raccogliere dati su bersagli sia di idrogeno che di deuterio e di separare le distribuzioni di spin dei differenti quarks, con l'intento nel corso dei prossimi anni, di risolvere parte dei problemi rimasti aperti relativi alla struttura interna dello spin del nucleone.

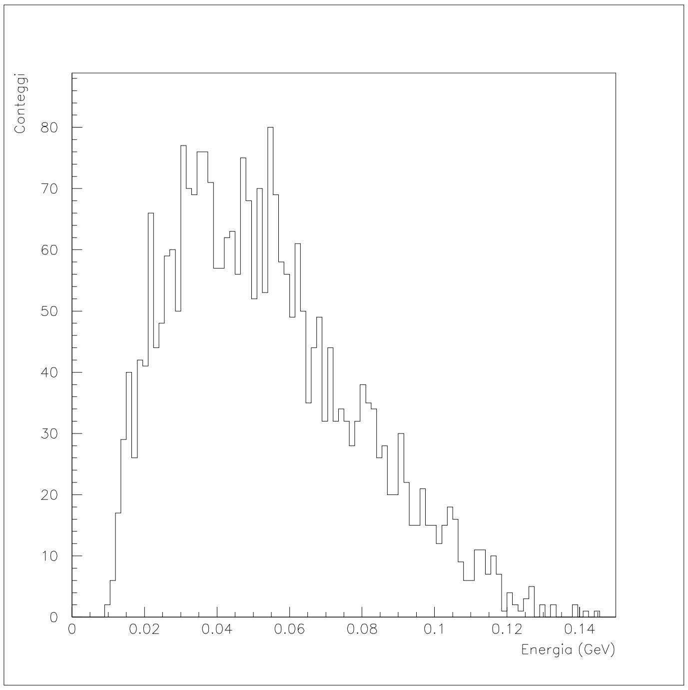

Figura 6.10: Distribuzione degli elettroni nel *preshower*, identificati tramite la soglia di 10 MeV.

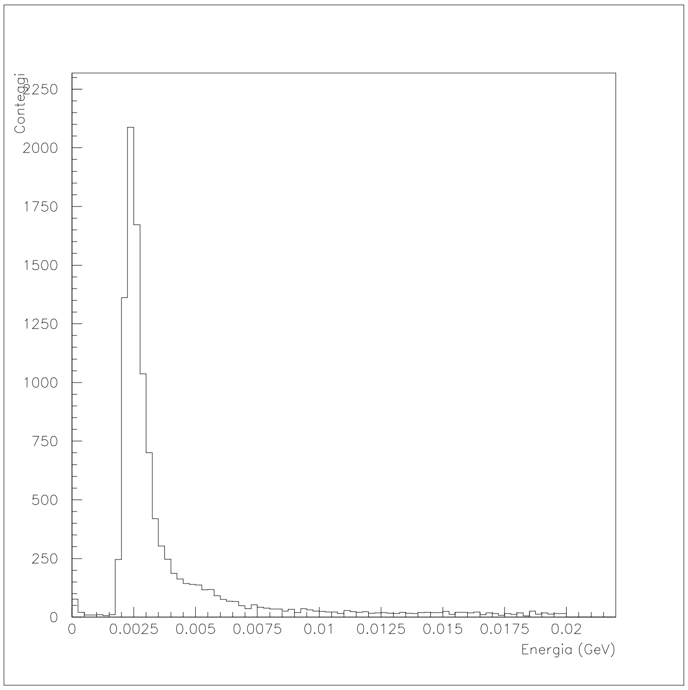

Figura 6.11: Distribuzione dei pioni nel *preshower*; la soglia di 10 MeV taglia la maggior parte di tali eventi.

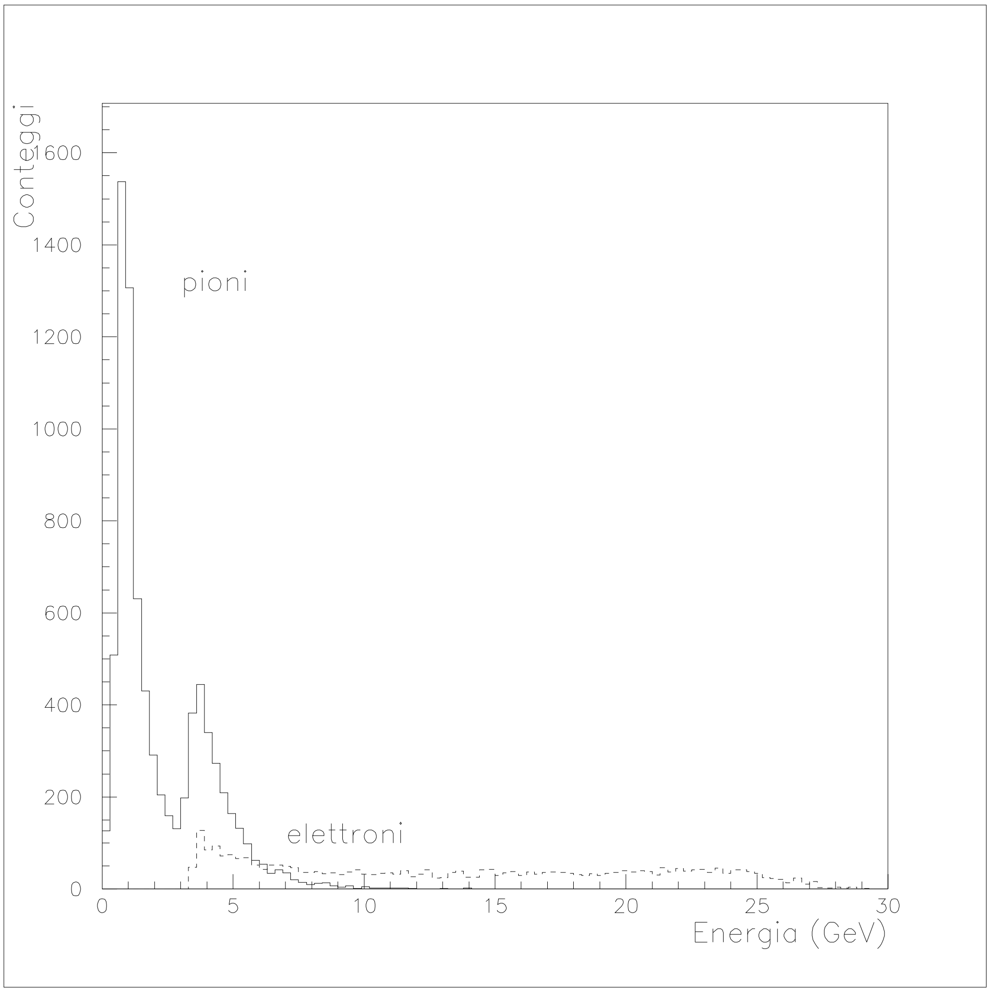

Figura 6.12: Distribuzione degli elettroni e dei pioni nel calorimetro. La condizione utilizzata per l'identificazione è nel rapporto E_{calo}/P.

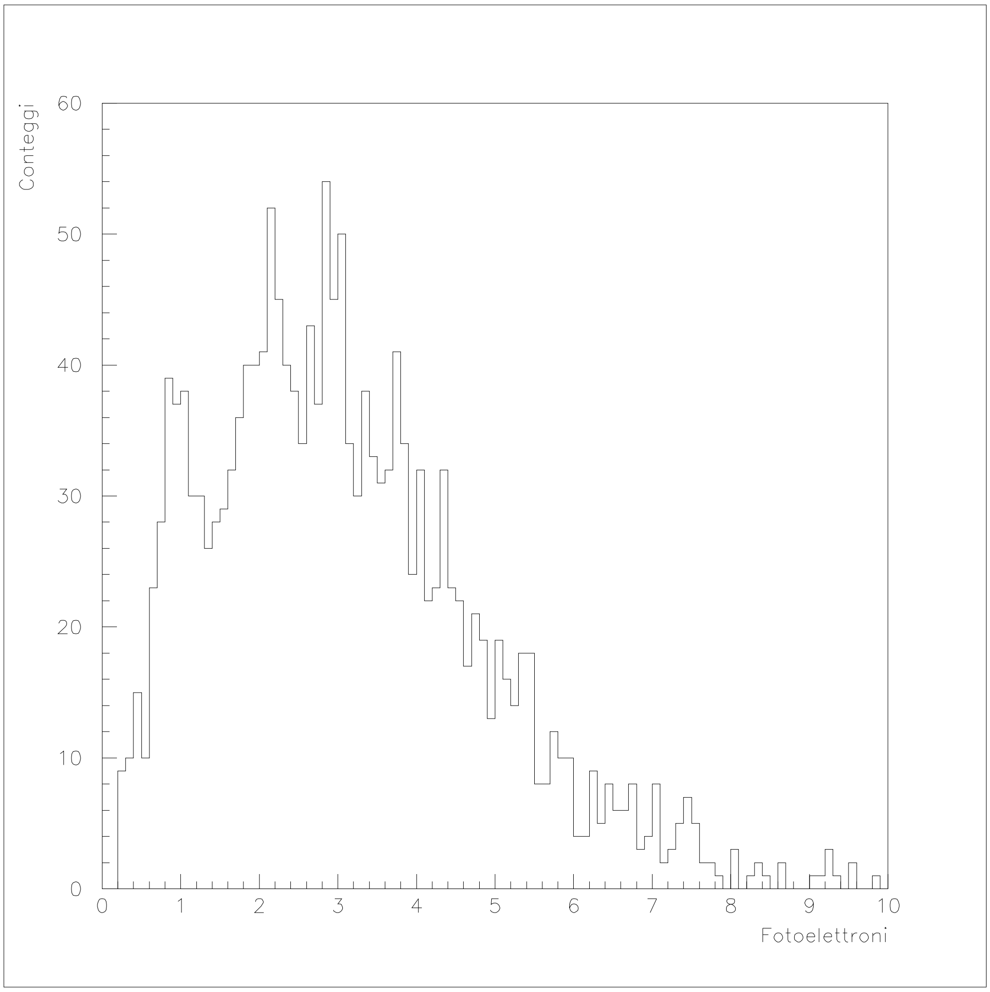

Figura 6.13: Distribuzione dei positroni nel rivelatore Čerenkov.

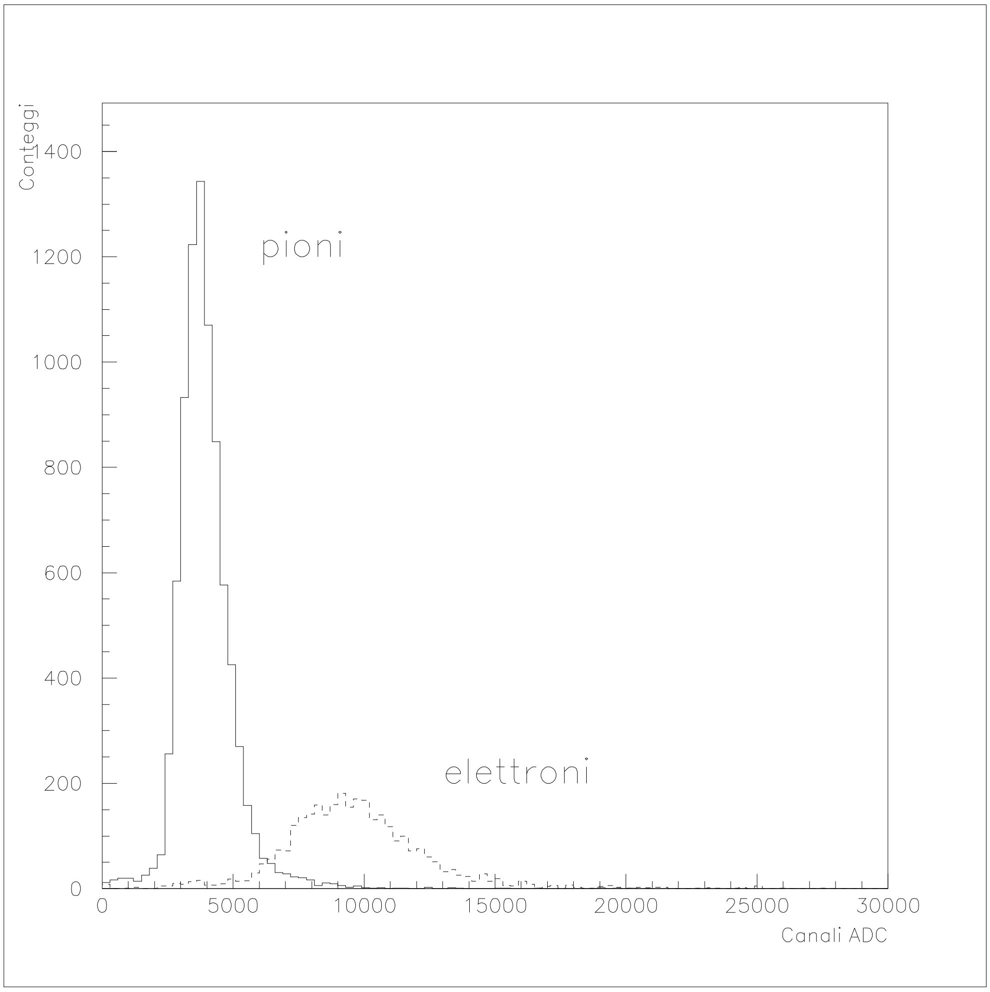

Figura 6.14: Distribuzione degli elettroni e dei pioni nel rivelatore a transizione di radiazione.

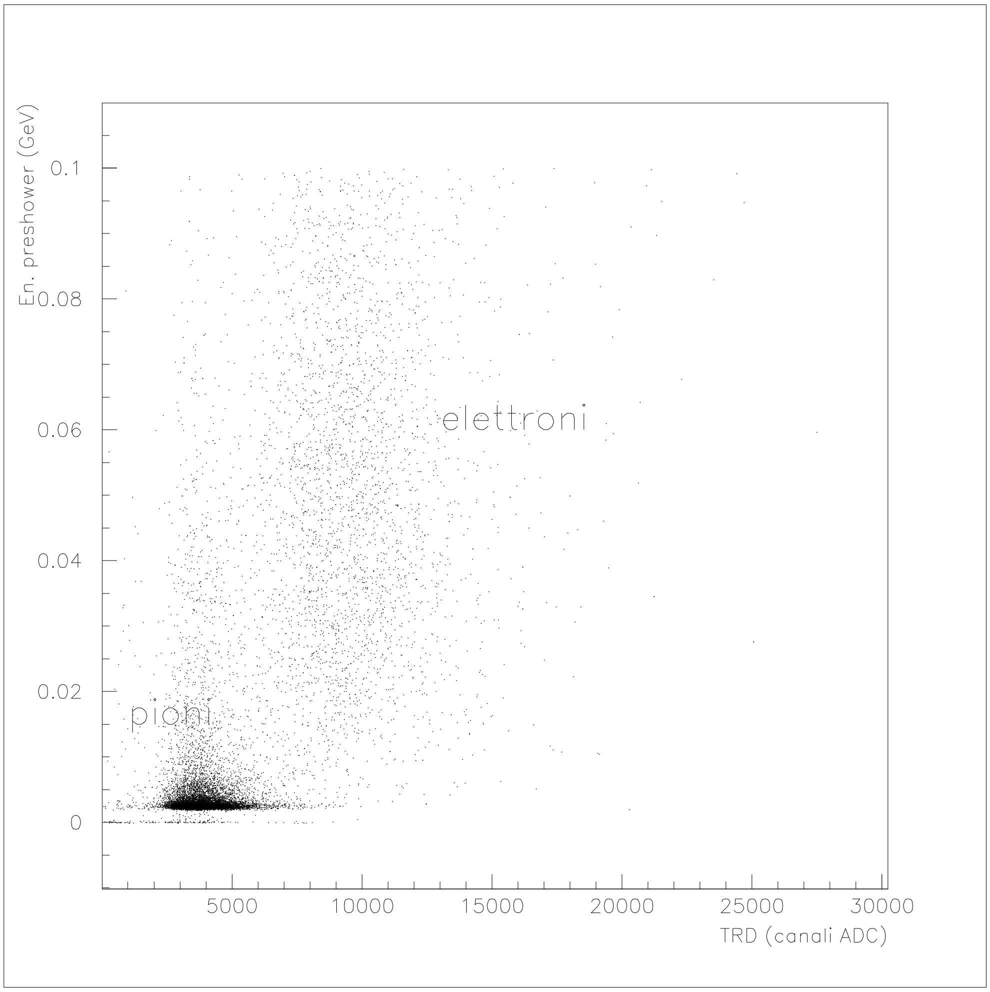

Figura 6.15: Distribuzione degli eventi nel *preshower* in funzione di quelli registrati nel TRD. L'utilizzo di tale rivelatore aiuta nella discriminazione tra pioni ed elettroni.

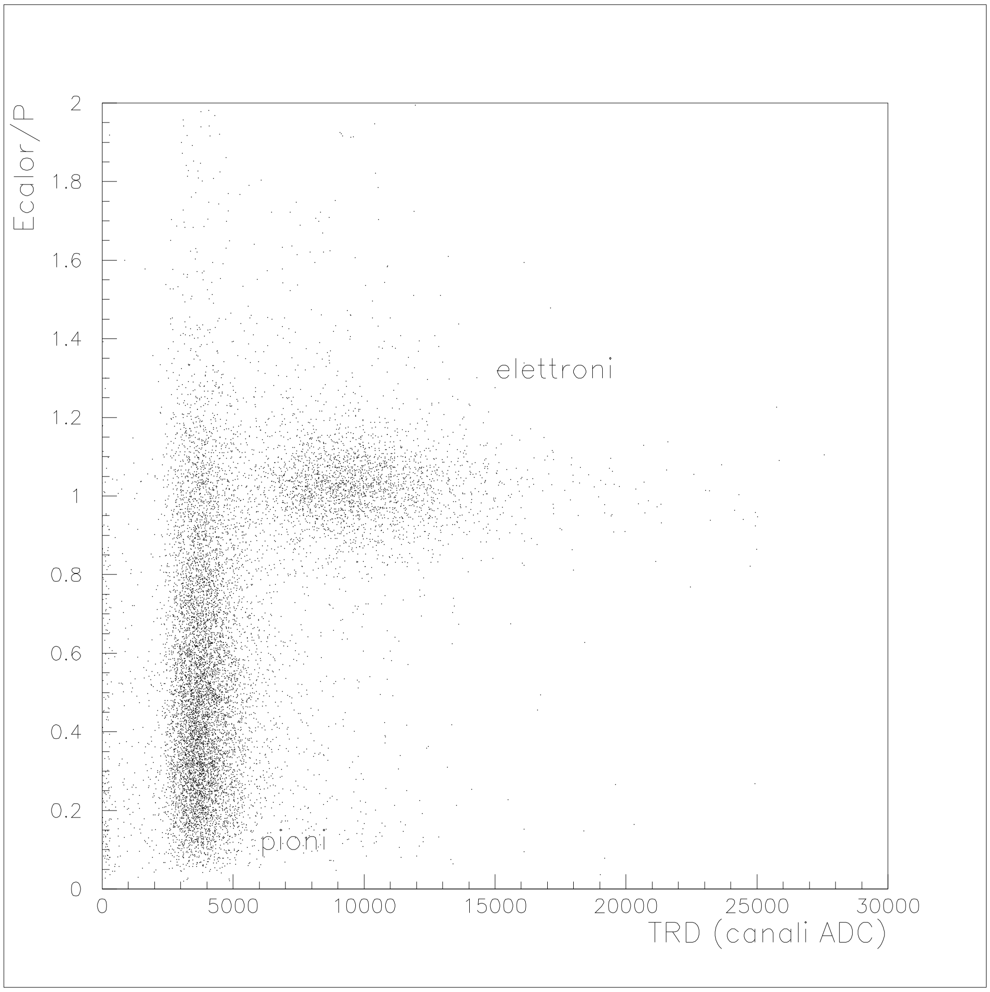

Figura 6.16: Distribuzione degli eventi nel calorimetro in funzione di quelli registrati nel TRD. La separazione tra pioni ed elettroni risulta chiara.

Bibliografia

[1] V.W. Hughes and J. Kuti *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33** (1983) 33

[2] R.G. Roberts, *The structure of the proton*, Cambridge University Press (1990)

[3] E. Leader and E. Predazzi, *An introduction to Gauge theories and the New Physics*, Cambridge University Press (1985)

[4] M. Anselmino, CERN-TH 7216/94

[5] S.D. Drell and J.D. Walecka, *Ann. Phys.* **28** (1964) 18

[6] C.Z. Carlsen and Wu-ki Tung, *Phys. Rev.* **D5** (1972) 721; J.S. Bell and R. Jackiw, *N.C.* 51A (1969) 47

[7] R.L. Heymann, *Nucl. Phys.* **B351** (1991) 579

[8] M. Anselmino, *Phys. Rev.* **D19** (1979) 2803

[9] B. Frois, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **vol. 34** (1995) 87

[10] M.G. Doncel and E. de Rafael, *Nuovo Cimento* **vol. 4A** N2 (1971) 363

[11] L.W. Whitlow et al., *Phys. Lett.* **B250** (1990) 193

[12] P. Amaudruz et al., *Phys. Lett.* **B295** (1992) 159; CERN-PPE/92-124 (1992); errata Oct.26 (1992) and Apr.19 (1993)

[13] F.E. Close, *An introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, London (1979)

[14] R.P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415

[15] R.P. Feynman, *Photon hadron interaction*, Benjamin, Reading, MA (1972)

[16] M. Arneodo et al., *Phys. Rev.* **D50** (1994) 1

[17] E. Leader and M. Anselmino, *Z. Phys.* **C41** (1988) 239

[18] R.L. Jaffe, *Comments Nucl. Phys.* **19** (1990) 239

[19] S. Wandzura and F. Wilczek, *Phys. Lett.* **B72** (1977) 195.

[20] H. Burkhardt-W.N. Cottingham, *Ann. Phys. (N.Y.)* **56** (1970) 453;

[21] G.Altarelli et al., *Phys. Lett.* **B334** (1994) 187.

[22] P.G. Ratcliffe, *Phys. Lett.* **B242** (1990) 271

[23] J. Donogue et al., *Phys. Rev.* **D35** (1987) 93

[24] H.J. Lipkin, *Phys. Lett.* **B214** (1988) 429

[25] M. Roos, *Phys. Lett.* **B246** (1990) 271

[26] B. Ehrnsperger and A. Schäfer, *Phys. Lett.* **B348** (1995) 619

[27] F.E. Close and R.G. Roberts, *Phys. Rev.* **C48** (1993) 968

[28] P.G. Ratcliffe, CERN HEP-PH/9509237 (Phys. Lett.)

[29] F.E. Close and R.G. Roberts, *Phys. Lett.* **B316** (1995) 165

[30] S.A. Larin and J.A.M. Vermaseren, *Phys. Lett.* **B259** (1991) 245

[31] A.L. Dataev and V. Starshemko, CERN-TH 7198/94, HEP-PH/9405294

[32] S.A. Larin, *Phys. Lett.* **B334** (1994) 192

[33] A.L. Kataev, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 5469

[34] J.S. Bell and R. Jackiw, *Nuovo Cimento* **A51** (1967) 47

[35] S.L. Adler, *Phys. Rev.* **177** (1969) 2426

[36] G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298

[37] J. Ellis and M. Karliner, *Phys. Lett.* **B313** (1993) 131

[38] J. Ellis and M. Karliner, *Phys. Lett.* **B341** (1995) 397

[39] J. Ellis, R.L. Jaffe, *Phys. Rev.* **D9** (1974) 1444; *Phys. Rev.* **D10** (1974) 1669

[40] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **148** (1966) 1457; *Phys. Rev.* **D1** (1970) 1367

[41] R.M. Woloshyn, *Nucl. Phys.* **A496** (1989) 749

[42] C. Ciofi degli Atti et al., *Phys. Rev.* **C48** (1993) R968

[43] M.J. Alguard et al., *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1261; **41** (1978) 70

[44] G. Baum et al., *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 115

[45] J. Ashman et al., *Phys. Lett.* **B206** (1988) 364; *Nucl. Phys.* **B328** (1989) 1

[46] R.L.Jaffe, *Phys. Today*, Sep. 95 (1995)

[47] S.D. Bass and W. Thomas, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **19** (1993) 925

[48] V. Hughes and C. Cavata, *Symposium on the internal spin structure of the nucleon* - Yale Univ. 1994, World Scientific (1995)

[49] SMC proposal, CERN/SPSC 88-47 (SPSC P242) (1988); CERN/SPSLC 94-13
(SPSC/P242/Add.1) (1994); CERN/SPSLC 95-28 (SPSC/P242/Add.2) (1995)

[50] SLAC Proposal E142 (1989); SLAC Proposal E143 (undated); SLAC Proposal E154 (1993); SLAC Proposal E155 (1993)

[51] HERMES Proposal, DESY PRC 90/01 (1990); HERMES Technical Design Report, DESY-PRC 93/06 (1993)

[52] B. Adeva et al., *Phys. Lett.* **B302** (1993) 533

[53] D. Adams et al., *Phys. Lett.* **B329** (1994) 399; *Phys. Lett.* **B339** (1994) 332

[54] D. Adams et al., CERN-PPE/95-97

[55] K. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 346

[56] K. Abe et al., SLAC-PUB/95-6734

[57] V. Breton, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **39B**, C(1995) 92

[58] P.L. Anthony et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 959

[59] Y. Roblin, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **39B**, C(1995) 95

[60] G. Baum, HEP-EX 9509007

[61] K. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **77** (1995) 25

[62] G. Altarelli and W.J. Stirling, *Particle World* **1** (1989) 40

[63] G. Altarelli et al., *Phys. Lett.* **B320** (1994) 152; *Phys. Lett.* **B325** (1994) 538

[64] G. Altarelli and G.G. Ross, *Phys. Lett.* **B212** (1988) 391;

[65] R.D. Ball et al., CERN-TH/95-31; HEP-PH 9502340

[66] T. Gehrmann and W. J.Stirling, *Z. Phys.* **C65** (1995) 461

[67] D. Adams et al., *Phys. Lett.* **B336** (1994) 119

[68] R.L. Heimann, *Nucl. Phys.* **B64** (1973) 429

[69] J. Ellis and M. Karliner, *Phys. Lett* **B213** (1988) 73

[70] A. Schäfer, *Phys. Lett* **B208** (1988) 175

[71] S.D. Bass and P.V. Landshoff, *Phys. Lett.* **B336** (1994) 537

[72] F.E. Close and R.G. Roberts, *Phys. Lett.* **B336** (1994) 257

[73] "The Particle Data Book", *Phys. Rev.* **D50** (1994) 1297

[74] R. Voss, *Proc. XVI Int. Symposium on Lepton-Photon Interaction*, Cornell University, Ithaca, N.Y., ed. P. Drell and D. Rubin (1993), 144

[75] E. Leader, *Comments Nucl. Part. Phys.* **21** $N^0$6 (1995) 323

[76] E. Nappi et al., *Semi-inclusive muon scattering from a polarised target* CERN/SPSLC 95-27 (1995)

[77] B.H. Wiik, "HERA status", *Physics at HERA* (Proc. of the workshop, oct. 91) (1991) vol. 1, pag.1

[78] D.P. Barber et al., DESY 94-171 (1994); *Phys. Lett.* **B343** (1995) 436

[79] A.A. Sokolov and I.M. Ternov, *Sov. Phys. Doklady* **8** (1994) 1203

[80] W. Lorenzon, *Proposal to DESY for a longitudinal electron polarimeter at HERA* DESY 95-023

[81] M. Dueren and K. Zapfe, DESY 94-238 (1994)

[82] V. Bargman et al., *Phys. Rev. Lett.* **2** (1959) 435

[83] D.P. Barber,*Proc. of 10^{th} Int. Symp. of High energy spin physics*, Nov. 1992, Nagaya, eds. T. Hasegawa et al. (Univ. Acad. Press, Tokio, 1993) 83

[84] D.P. Barber et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A338** (1994) 1

[85] K. Steffens, DESY-HERA 83/06 (1983)

[86] D.P. Barber et al., DESY 84-102 (1984)

[87] K. Steffens, DESY-HERA 83/09 (1983)

[88] R. Rossmanith and R. Schmidt, *Nucl. Instr. Meth.* **A236** (1985) 231

[89] D.P. Barber et al., DESY 94-171 (1994)

[90] D.P. Barber et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A329** (1993) 79

[91] M. Dueren, DESY-HERMES 95-02

[92] M.D. Barker et al., *Polarization phenomena in Nuclear Physics*, eds. G.G. Ohlsen et al., AIP, New York (1981) 931

[93] G. Roeper, *Diploma thesis*, DESY

[94] J. Buon and K. Steffen, *Nucl. Instr. Meth.* **A245** (1986) (248)

[95] J.M. Butler et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A290** (1990) 122

[96] S. Bernreuther et al., *Proc. of wire chamber conference*, (1995) Wien

[97] E. Segré, *Nuclei and Particles*, W.A. Benjamin Inc. (1964)

[98] H.E. Jackson et al., *Hadron Identification in HERMES*, ANL, PHY-6980-ME-92 (1992)

[99] M. Dueren, DESY-HERMES 5/90

[100] T. Benish, *Diploma thesis*, Erlangen

[101] *Trigger Reference Manual*, HERMES Collaboration (1995)

[102] Lytcarino factory of optical glasses, 140061 Lytcarino Moscow, Russia

[103] M.Kobayashi et al., *KEK internal report* **93-178**, (1993)

[104] A.V. Inyakin et al., *Nucl. Instr. Meth.* **215** (1983) 103

[105] M. Holder et al., *Nucl. Instr. Meth.* **108** (1973) 541

[106] R. Brun et al., CERN DD/EE/84-1, 1986 (Geant 3.16)

[107] Marmier-Sheldon, *Physics of nuclei and particles*, **vol. I**, (1969)

[108] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley and Sons, (1979)

[109] Williams *Optics: a short course for engineers and scientists*

[110] J. Appel et al., *Nucl. Instr. Meth.* **127** (1975) 495

[111] C. Mencuccini, V. Silvestrini, *Fisica 2: elettromagnetismo e ottica*, Liguori (1988)

[112] S.M. Fisher and P.Palazzi, *The ADAMO Data System*, CERN (1995)

[113] A. Dar, *Phys. Rev. Lett.* **vol 51**, n3 (1993), 227

[114] HERMES collaboration, *Hermes Event Processor manual*, version 2.1 (1995)

[115] *Physics Analysis Workstation*, ed. July 94, CERN Program Library entry Q121, CERN, Genf (1994)

[116] *Compilation and Interpretation System* Application Software Group - Computing and Networks Division, CERN, Genf (1994)

[117] W. Wander, *DAD-Distributed Adamo Database system at HERMES*, Proc. of CHEP '95, Rio de Janeiro, Sep. '95, to be published.

[118] A. Kisselev et al., *The HERMES Decoder*, HERMES Collaboration (1995)

[119] W. Wander, *Diploma Thesis*, Univ. Heidelberg (1992)

[120] M. Düren et al., *The HERMES Monte Carlo Program*, HERMES Collaboration (1995)

[121] G. D'Agostini, DESY 94-099 (1994)

Ringraziamenti

I ringraziamenti da fare sono davvero tanti.

Prima di tutto vorrei ringraziare l'Università degli studi della Calabria (soprattutto il prof. G. Susinno) e i Laboratori Nazionali di Frascati per avermi dato la possibilità di svolgere questa tesi presso il laboratorio DESY di Amburgo.

In particolare vorrei ringraziare Enzo De Sanctis per avermi seguito durante lo svolgimento del lavoro.

Un ringraziamento va fatto a tutti i ricercatori del gruppo HERMES dei LNF (Nicola Bianchi, Gian Paolo Capitani, Valeria Muccifora, Anna Rita Reolon e Patrizia Rossi) per i suggerimenti forniti nel corso dei vari problemi incontrati, ed in particolare ad Harout Avakian e Vartan Giourdjian per la loro grande disponibilità e per il loro aiuto nel corso di questi anni.

Vorrei ringraziare in modo speciale Raffaella Mozzetti e Maurizio Nupieri, non solo in qualità di colleghi di lavoro, ma anche di compagni, avendo trascorso un anno insieme ad Amburgo.

Un grazie anche ai tecnici (M. Albicocco, A. Orlandi, W. Pesci, A. Viticchié) per la collaborazione durante la fase di installazione del calorimetro, ed infine a tutto il *team* del *software* di DESY (W. Wander, K. Ackerstaff, H. Ihssen, M.A. Funk, M. Kolstein, B. Bray e co.) e a Michael Duren per la collaborazione durante la fase di analisi.

E soprattutto vorrei ringraziare mio marito, per essermi stato vicino dai primi studi universitari fino ad oggi .... nonostante la lontananza!

Un grazie a tutti.