



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA “TOR VERGATA”
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in
FISICA

Caratterizzazione di un calorimetro omogeneo

Relazione sull'attività di tirocinio di
Flavio Archilli

Relatori

Prof.ssa Annalisa D'Angelo
Prof. Carlo Schaerf

Correlatori

Dott. Giovanni Mazzitelli
Dott. Bruno Buonomo

Anno Accademico 2003/2004

Introduzione

Lo scopo di questa tesina è la caratterizzazione di un calorimetro omogeneo attraverso la misura della linearità e della risoluzione del rivelatore. Per fare questo è stato utilizzato un fascio di elettroni da 500 MeV disponibile presso la Beam Test Facility dei Laboratori Nazionali di Frascati. Il rivelatore a disposizione è un calorimetro omogeneo, tipo FRG by Schott Glaswerke, a vetro al piombo drogato al cerio attivato al tallio.

Il primo capitolo riguarda l'apparato sperimentale utilizzato per l'esperimento: il calorimetro e la sua composizione, il materiale attivo e il fotomoltiplicatore, l'acceleratore lineare, LINAC, e la Beam Test Facility e l'elettronica di acquisizione.

Il secondo capitolo ha come oggetto lo studio delle caratteristiche del calorimetro: la sua linearità e al sua risoluzione.

Il terzo capitolo tratta, invece, del metodo con cui sono stati acquisiti i dati e la loro analisi attraverso la teoria.

Indice

Introduzione	i
1 Apparato sperimentale	1
1.1 Il Calorimetro	1
1.1.1 Cascata Elettromagnetica	2
1.1.2 Il meccanismo di scintillazione	5
1.1.3 Il fotomoltiplicatore	6
1.2 Acceleratore lineare: il LINAC	8
1.3 La Beam Test Facility	10
1.4 Elettronica di acquisizione	11
2 Le Caratteristiche del calorimetro	13
3 Acquisizione ed analisi dati	17
3.1 Il piedistallo	17
4 Conclusioni	27
Bibliografia	29

Capitolo 1

Apparato sperimentale

1.1 Il Calorimetro

Il calorimetro è un rivelatore adatto a determinare sperimentalmente l'energia della particella incidente. Possiamo distinguere due componenti principali: l'elemento sensibile alle particelle, che converte l'energia in fotoni di scintillazione, ed il fotomoltiplicatore, che converte il segnale luminoso in un segnale elettrico. A seconda di come è costituito il calorimetro, è possibile distinguere due tipologie:

- Omogeneo: Il materiale sensibile è attivo in tutta il suo volume.
- A Campionamento: in questo caso il materiale attivo viene alternato da materiale passivo. Generalmente sono costruiti a “sandwich” interponendo materiale pesante, per frenare le particelle, a materiale attivo, costituito da scintillatore solido o liquido. Il loro costo e le loro dimensioni sono contenuti rispetto ai calorimetri omogenei.

Nel nostro caso abbiamo utilizzato un calorimetro omogeneo a vetro al piombo drogato al cerio attivato al tallio per rivelare un fascio di elettroni energetici a multibunch. Il piombo presente permette di aumentare la densità media del materiale e di conseguenza di ridurre la lunghezza di radiazione X_0 , definita come la distanza alla quale l'energia di una particella è ridotta di un fattore $1/e$. La lunghezza di radiazione è tipicamente utilizzata come unità

per misurare la distanza attraversata da una particella all'interno della materia. Una buona approssimazione di tale grandezza è data da

$$X_0 = \frac{180A}{Z} \quad g/cm^2$$

Il processo fisico su cui si basa il funzionamento di un calorimetro per misurare sperimentalmente l'energia degli elettroni incidenti è quello della cascata elettromagnetica.

1.1.1 Cascata Elettromagnetica

Consideriamo un elettrone, di energia dell'ordine dei centinaia di MeV, incidente longitudinalmente sul vetro a piombo del nostro calorimetro. A queste energie interagirà con la materia perdendo la maggior parte della sua energia per effetto Bremsstrahlung. Il fotone emesso porterà con sé una frazione notevole di questa energia. Sappiamo che per fotoni con energia superiore i 100 MeV l'interazione più probabile è la produzione di coppie, che fornisce un elettrone ed un positrone energetici. In questo modo si ottiene da un singolo elettrone iniziale, una cascata elettromagnetica composta da molti fotoni ed elettroni. La descrizione matematica di tale processo è complessa, in quanto lo sviluppo della cascata è un processo statistico e non si può risolvere con una formulazione semplice. Si può comunque estrapolare una teoria utilizzando molte semplificazioni (Approssimazione 'A' di Rossi). Per prima cosa si considera unicamente il comportamento medio della cascata ed in secondo luogo si assume che gli angoli di emissione di elettroni, positroni e fotoni, ad alte energie, siano piccoli e, quindi, che la cascata si sviluppi principalmente in avanti. In genere lo sviluppo longitudinale e quello trasversale sono studiati separatamente.

Nel calcolo della cascata si fa uso delle seguenti semplificazioni: ad alte energie, se si utilizza la lunghezza di radiazione come unità di misura, le probabilità di dei processi di Bremsstrahlung e di produzione di coppie non dipendono esplicitamente da Z ; la perdita di energia in materiali

1.1. Il Calorimetro

con Z elevato è proporzionale a Z^2 ; le differenze tra le sezioni d'urto dei positroni e degli elettroni non sono considerate; l'effetto Compton e il processo di collisione sono trascurati ad alte energie.

Quando l'energia elettroni della cascata si riduce a valori inferiori ad un valore critico, la perdita di energia per collisione diventa predominante su quella radiativa e gli elettroni perdono energia in modo continuo.

Possiamo definire questa energia critica tramite la relazione

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad \text{per } E = E_c$$

Costruiamo ora il modello per ottenere una descrizione qualitativa della cascata. Supponiamo che un elettrone incida sul materiale con energia $E_0 \gg E_c$, dopo una lunghezza di radiazione osserveremo la produzione di un fotone per effetto Bremsstrahlung. Le due particelle, elettrone e fotone, hanno energia pari ad $E_0/2$. Dopo due lunghezze di radiazione, il fotone produrrà una coppia $e^+ e^-$ ed elettrone e positrone produrranno un altri fotoni per effetto Bremsstrahlung. Le particelle ora avranno energia $E_0/4$. Dopo t lunghezze di radiazione avremo $N(t) = 2^t$ particelle di energia media pari a

$$E(t) = \frac{E_0}{2^t}$$

Ora supponiamo che la cascata si arresti all'energia critica E_c definita come

$$E(t_{max}) = \frac{E_0}{2^{t_{max}}} = E_c$$

Dalla precedente relazione otteniamo il numero massimo di lunghezze di radiazione

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$$

Possiamo notare che la lunghezza di penetrazione dipende logicamente dall'energia iniziale.

Il numero massimo di particelle prodotte sarà:

$$N(t_{max}) = 2^{t_{max}} = e^{t_{max} \ln 2} \simeq \frac{E_0}{E_c}$$

Come possiamo osservare il numero di particelle prodotte nella cascata è proporzionale all'energia dell'elettrone incidente.

Con questo modello semplificato, abbiamo descritto lo sviluppo longitudinale di uno sciame elettromagnetico, ora invece osserviamone lo sviluppo trasversale. Questo è dovuto a vari effetti tra cui l'allontanamento dall'asse longitudinale nella formazione di una coppia elettrone e positrone, lo scattering multiplo di elettroni e la deviazione nell'emissione di fotoni per Bremsstrahlung. Anche in questo caso si utilizza una grandezza di scala che è il raggio di Moliere definito come

$$R_M = X_0 \frac{E_s}{E_c}$$

dove $E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} = 21,2 \text{ MeV}$ e E_c è l'energia critica. Anche se la cascata elettromagnetica si sviluppa diversamente per il tipo di materiale scelto, se si parametrizza il fenomeno con il raggio di Moliere e la lunghezza di radiazione, i risultati saranno confrontabili ed indipendenti dal materiale scelto. La cascata, qualitativamente, è costituita da una parte centrale densa e poche particelle che sono relativamente distanti da questa. Dunque potremmo dire che più del 95% della cascata è contenuta in un ipotetico cilindro con raggio $2R_M$. La conoscenza dello sviluppo longitudinale e trasversale ci permette di stabilire se un calorimetro è in grado di contenere interamente la cascata elettromagnetica generata da un fascio incidente a fissata energia.

Il nostro calorimetro è costituito da un vetro al piombo a faccia quadrata di lato 5 cm e profondo 40 cm , con una lunghezza di radiazione pari $X_0 = 2.07 \text{ cm}$, un raggio di Moliere $R_M = 2.4 \text{ cm}$ e densità $\rho = 4.6 \text{ g/cm}^3$, quindi è capace di contenere circa $20X_0$. Utilizzando un fascio di 405 MeV e allineando perfettamente il calorimetro, siamo sicuri che il contenimento nella direzione longitudinale è totale, mentre, avendo solamente un raggio di Moliere, a disposizione la componente trasversale della radiazione non è del tutto contenuta all'interno del calorimetro.

Raggiunta l'energia critica E_c , il processo di ionizzazione del materiale diviene il più probabile e quindi anche la produzione di fotoni per scintillazione è maggiormente efficiente.

1.1. Il Calorimetro

1.1.2 Il meccanismo di scintillazione

Il meccanismo di scintillazione nel vetro è dovuto al drogaggio ed al tipo di attivatore presente. Generalmente il segnale di uno scintillatore fornisce un'ampia varietà di informazioni. Sotto una soglia critica di energia, la maggior parte degli scintillatori ha una risposta lineare rispetto all'energia depositata. Inoltre il loro tempo di recupero è breve rispetto ad altri rivelatori. La linearità tra energia di eccitamento prodotta delle particelle della cascata e uscita in luce sarà un punto focale del nostro studio.

I materiali scintillanti presentano la proprietà nota come luminescenza: quando sono esposti ad una sorgente di energia, come può essere una radiazione, assorbono e riemettono questa sotto forma di luce visibile. Quando l'emissione avviene in un tempo minore di $10^{-8}s$ dall'assorbimento, il processo è chiamato fluorescenza, altrimenti se è ritardato, in quanto lo stato eccitato è metastabile, si parla di fosforescenza.

Le caratteristiche affinché lo scintillatore sia un buon rivelatore, sono: un'alta efficienza nella conversione dell'energia in radiazione, trasparenza rispetto alla radiazione di fluorescenza, spettro di emissione coerente con il range di risposta del fotomoltiplicatore e tempo di decadimento costante per limitare le fluttuazioni delle misure a parità di energia incidente.

I rivelatori a vetro hanno tempi di risposta dell'ordine di decine di nanosecondi, valore che si pone tra i rivelatori plastici e i cristalli inorganici, hanno però un'uscita in luce molto bassa. Nel nostro caso l'emissione in luce è pari al 25% di quella dell'antracene, quindi la perdita media di energia di una particella della cascata elettromagnetica è circa $240eV$ per fotone prodotto.

La luce emessa dal vetro al piombo è trasmessa al fotomoltiplicatore, dove viene convertita in un debole segnale di fotoelettroni successivamente amplificato da un sistema di elettromoltiplicazione. Naturalmente si fa in modo che l'accoppiamento tra l'elemento sensibile alla radiazione e il fotomoltiplicatore non influenzi i fotoni prodotti per scintillazione.

1.1.3 Il fotomoltiplicatore

Il fotomoltiplicatore trasforma i fotoni in un segnale elettrico sfruttando l'effetto fotoelettrico. È costituito da un catodo fatto di materiale fotosensibile, seguito da un sistema di focalizzazione e una catena moltiplicatrice, costituita da vari dinodi e da un anodo dal quale si estrae il segnale finale. Durante il suo utilizzo viene applicato un alto potenziale ai dinodi, in modo crescente, dal catodo all'anodo. Il fotone proveniente dallo scintillatore incide sul fotocatodo e viene emesso un elettrone per effetto fotoelettrico. L'elettrone, accelerato dalla differenza di potenziale, colpisce il primo dinodo trasferendo la sua energia e provocando l'emissione di elettroni secondari. Questi, a loro volta, sono accelerati verso il dinodo successivo che emette altri elettroni. Si genera una cascata raccolta infine dall'anodo, il quale fornisce una corrente che può essere amplificata e analizzata. Il fotomoltiplicatore è uno strumento lineare ed il segnale in uscita dall'anodo è una corrente proporzionale ai fotoni raccolti nell'unità di tempo. Per l'esperienza abbiamo utilizzato un fotomoltiplicatore Cern/Type 4238 alimentato a 700 V.

Per studiare le caratteristiche del nostro calorimetro, abbiamo utilizzato il fascio di elettroni a multibunch presente nella Beam Test Facility di Frascati ottenuto dall'acceleratore lineare di DAΦNE.

1.1. Il Calorimetro

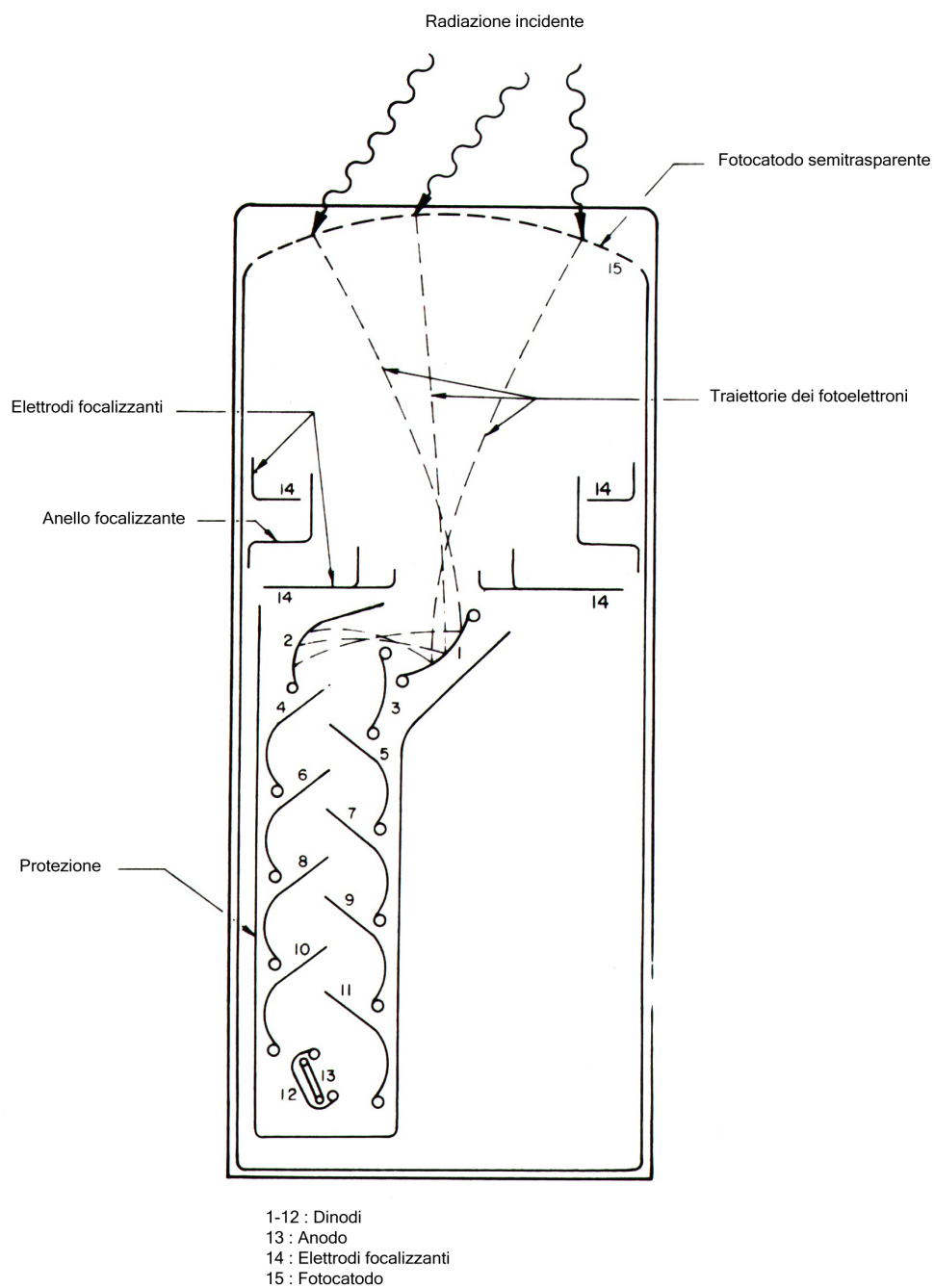


Figura 1.1: Schema di un fotomoltiplicatore

1.2 Acceleratore lineare: il LINAC

L'acceleratore lineare è un generatore di particelle ad alta energia, nel nostro caso di elettroni. L'apparato è costituito da un catodo, o anche chiamato “gun” (cannone), che immette elettroni nella linea, e da una serie di tubi di accelerazione disposti su di una retta lungo la quale avanzano le particelle. Il principio di funzionamento può essere associato a quello di un'altalena, cioè si

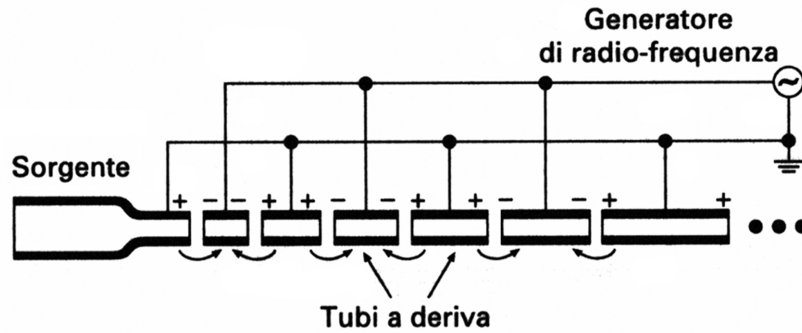


Figura 1.2: Schema di un acceleratore lineare

cerca di fornire la giusta spinta nel momento esatto, in modo da ottenere un'accelerazione positiva ad ogni colpo. Ogni coppia di tubi adiacenti è caratterizzata da una differenza di potenziale di valore opposto, in modo che le particelle, nel passaggio da un'elemento all'altro, vengano accelerate, mentre all'interno del tubo non sentano nessun campo. Un generatore ad alta frequenza cambia il segno del potenziale dei singoli elementi in modo sinusoidale, così da ottenere la giusta spinta, appunto come nell'altalena.

Poiché l'energia cinetica dovuta ad un campo di potenziale V è uguale a $E = eV$, dopo il

1.2. Acceleratore lineare: il LINAC

passaggio in n tubi, l'energia cinetica totale acquistata sarà pari a

$$E = neV$$

. Il fascio ottenuto, a causa della variazione del campo elettrico, non sarà continuo ma formato da tanti pacchetti o “bunch”. Come si vede nella figura 1.3, le particelle nella retrovia subiranno un'accelerazione maggiore dovuta al picco del potenziale elettrico, mentre quelle più avanzate subiranno un'accelerazione minore. Questo produce pacchetti compatti in fase con la frequenza dell'acceleratore.

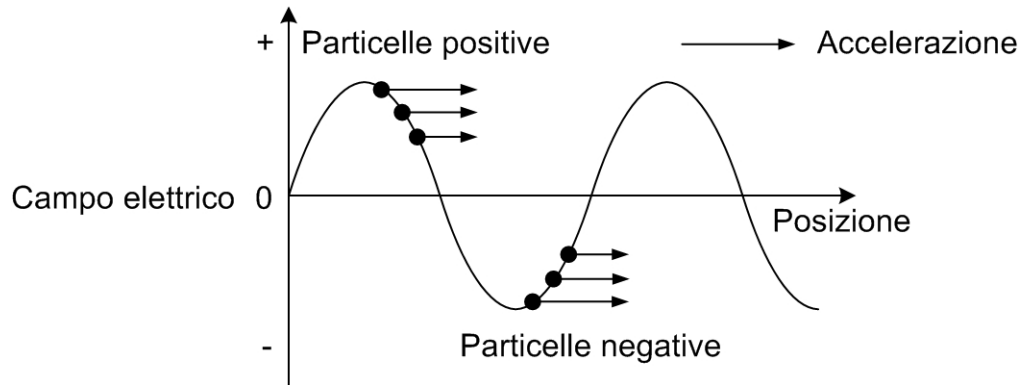


Figura 1.3: Impacchettamento del fascio

Essendo la frequenza del generatore ω fissata, occorre regolare la lunghezza L_i dei diversi tubi in proporzione alla velocità v_i delle particelle che li attraversano, affinché la permanenza all'interno dei tubi sia sempre la stessa. La relazione che deve essere verificata è

$$L_i = \frac{v_i \pi}{\omega}$$

. Nel caso di elettroni, la regolazione è importante solo sui primi stadi in quanto, essendo particelle leggere, raggiungono rapidamente una velocità relativistica. Nel LINAC di DAΦNE è presente anche un bersaglio dal quale si ottengono positroni per urto con elettroni. La targhetta è posizionata ad una certa distanza dalla sorgente di elettroni, dunque il percorso dei positroni è più breve e la loro energia al termine sarà minore di quella degli elettroni.

1.3 La Beam Test Facility

La BTF è una facility che si colloca in una zona adiacente all'acceleratore lineare e prima dell'anello di accumulazione di DAΦNE. La BTF è una linea ottimizzata per la produzione di un fascio di elettroni o positroni con una determinata molteplicità ed energia, utile per esperimenti su rivelatori e calibrazioni di apparati. Quando non bisogna immettere elettroni o positroni nell'anello di accumulazione, il fascio viene deviato, attraverso un dipolo magnetico, di 2,7ø dal LINAC all'interno del primo stadio della linea della BTF. Successivamente una targhetta di rame di 1,7X₀ intercetta il fascio, disperdendolo. Due dipoli magnetici, uno a 42,7ø ed uno 45ø, ed una coppia di slitte, selezionano l'energia e la molteplicità del fascio che arriva all'interno del laboratorio della facility. Le equazioni che regolano l'energia del fascio uscente e la corrente dei dipoli sono, per il primo dipolo

$$I_{dipole} = E_{beam} \frac{324.7}{510}$$

e per il secondo

$$I_{dipole} = E_{beam} \frac{346.28}{510}$$

. Sono presenti inoltre quadrupoli magnetici che consentono di focalizzare il fascio. Ogni magnete è regolabile dalla postazione di controllo e di lettura della BTF.

La frequenza con cui arrivano i bunch nella BTF è di 50 *Hz* ed ogni impulso ha una durata che varia da 1 a 10 *ns*. Riportiamo in tabella le specifiche generali della BTF.

Energy Range	25-750 MeV e^-/e^+
Max. Repetition Rate	50 Hz
Pulse Duration	1-10 ns
Current/Pulse	1 to 10 ¹⁰ particles
Allowed Current	10 ³ particles/second

Per il nostro esperimento abbiamo alimentato il primo dipolo con 258 *A* ed il secondo con 350 *A*, ottenendo così un fascio con energia media per elettrone di 405 *MeV*.

1.4 Elettronica di acquisizione

Il fotomoltiplicatore del calorimetro è connesso attraverso un cavo coassiale di impedenza di $50\ \Omega$ ad uno splitter resistivo adattato, costituito da 3 resistenze di $16,7\ \Omega$ disposte a stella. Una delle uscite è inviata a un oscilloscopio che si trova nella sala controllo della BTF e che permette di sincronizzare l'acquisizione, in relazione al picco del segnale in ingresso; la seconda uscita è connessa all'ADC del laboratorio. Un gate temporale, nel nostro caso di $200\ ns$ in sincrono con il sistema, permette di integrare la carica prodotta dal fotomoltiplicatore in coincidenza con il picco del segnale. Gli ADC (Analog to Digital Converter) di carica, o QDC, forniscono un numero di conteggi N , proporzionali alla carica elettrica totale Q del segnale dato dal fotomoltiplicatore. Il suo funzionamento si potrebbe riassumere nella carica-scarica di un condensatore su una resistenza. L'ADC non fa altro che digitalizzare la corrente data dalla scarica del condensatore d'ingresso. L'uscita del QDC è connessa direttamente con i computer presenti nella sala di

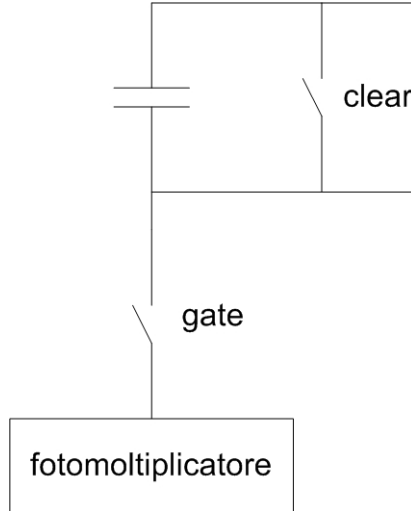


Figura 1.4: Schema riassuntivo del funzionamento dell'ADC

controllo.

Ogni strumento è controllato da un trigger di macchina che coordina i moduli elettronici

nella presa delle misure con l'arrivo dei bunch del fascio nella BTF.

Capitolo 2

Le Caratteristiche del calorimetro

Dalle ipotesi fatte per la costruzione del modello della cascata elettromagnetica, il numero di particelle prodotte è proporzionale all'energia con cui l'elettrone incide sul calorimetro. I fotoni prodotti per scintillazione, a loro volta, sono proporzionali al numero di particelle della cascata. Il fotomoltiplicatore è uno strumento lineare, che fornisce una corrente proporzionale al numero di elettroni emessi dal fotocatodo nell'unità di tempo, in seguito all'arrivo dei fotoni prodotti dal processo di scintillazione. Quindi la risposta del nostro calorimetro dovrà essere lineare rispetto l'energia della particella incidente. Non avendo la possibilità di estendere a molti ordini di grandezza l'energia del nostro fascio, applichiamo l'idea secondo cui due elettroni siano assimilabili ad un unico elettrone con energia doppia, e così via. Questa ipotesi è in accordo con la linearità tra numero di particelle prodotte nella cascata e l'energia della radiazione incidente, però non tiene conto che lo sviluppo della cascata in presenza di una particella ad energia doppia è più penetrante. Per studiare la linearità, disporremo su di un grafico la relazione tra l'energia incidente nota e il valore determinato sperimentalmente.

La risoluzione in energia di un calorimetro è determinata dalle fluttuazioni statistiche dovute allo sviluppo della cascata elettromagnetica, dalla trasparenza del materiale sensibile alla radiazione di fluorescenza, dall'efficienza del fotocatodo, dalla calibrazione e dall'apparato elettronico a cui è connesso il rivelatore. Generalmente la risoluzione è data in termini del rapporto tra

l'ampiezza della distribuzione dell'energia misurata ed il valor medio della misura stessa

$$R = \frac{\sigma}{E}$$

. I fenomeni che producono la cascata elettromagnetica sono di natura statistica ed inoltre sono governati dalla statistica data dalla convoluzione di statistiche di Poisson. Poichè la misura di energia con un calorimetro è proporzionale al numero di particelle prodotte, l'errore sull'energia risulterà

$$\sigma \approx \sqrt{E}$$

Il primo termine della risoluzione risulterà essere

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{fluct} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$$

.

Un altro contributo è dato dal rumore di fondo prodotto dalla strumentazione, che è indipendente dall'energia della radiazione incidente e che risulterà essere

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{instr} \propto \frac{1}{E}$$

Quest'ultimo per energie grandi diventa trascurabile ma limita le performance di un calorimetro a bassa energia.

L'ultimo contributo alla precisione dello strumento è dovuto ad errori di calibrazione, alla non linearità del fotomoltiplicatore e agli ADC. Tale contributo sarà

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{system} \propto cost$$

Per il nostro esperimento, assumiamo che la risoluzione sia data solo dalla somma del primo ed dell'ultimo contributo

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right) \approx \frac{A}{\sqrt{E}} + B$$

L'errore sulla risoluzione è facilmente ottenibile utilizzando la formula di propagazione

$$\Delta\left(\frac{\sigma}{E}\right) = \frac{\Delta\sigma}{E} + \frac{\sigma^2}{E^2}$$

Sfruttando l'idea già applicata per lo studio della linearità, riporteremo il grafico che mette in relazione l'energia nota del bunch di elettroni incidente con la risoluzione misurata.

Un altro importante fattore che bisogna considerare quando effettuiamo delle misure dello spettro di energia, è la funzione di risposta del rivelatore. Questa è determinata da come l'elettrone perde energia nel calorimetro. Essendo il segnale misurato dal QCD dovuto principalmente ad elettroni che perdono energia per collisione, lo spettro di fascio monoenergetico è un picco gaussiano.

Capitolo 3

Acquisizione ed analisi dati

L'obiettivo di questo esperimento è misurare la linearità e la risoluzione del nostro rivelatore. Per fare questo si misura l'energia dei bunch di elettroni provenienti dalla linea della BTF con il calorimetro. Questo viene posizionato di fronte all'uscita della linea utilizzando dei profilometri per ottenere un buon allineamento con il fascio. I profilometri non sono altro che 2 palette di 16 fibre scintillanti disposte una in orizzontale ed una in verticale. Queste, ad energie dell'ordine di 405 MeV , non influenzano il fascio ma permettono di analizzare la sua distribuzione trasversale.

Per l'analisi grafica si utilizza il programma PAW su macchina UNIX.

3.1 Il piedistallo

Prima di iniziare la presa dati utilizzando il fascio, si determina l'errore sistematico dovuto al rumore integrato dal QCD, anche chiamato piedistallo. A tal scopo si fa partire la presa dati utilizzando il trigger di macchina in assenza di fascio. Il piedistallo sarà successivamente sottratto dalle misure di energia dei bunch. Per calcolare il valore medio abbiamo utilizzato il fit con una distribuzione gaussiana. Il valore ottenuto per il piedistallo è $\Delta E_{sist} = 63 \pm 2\text{ counts}$

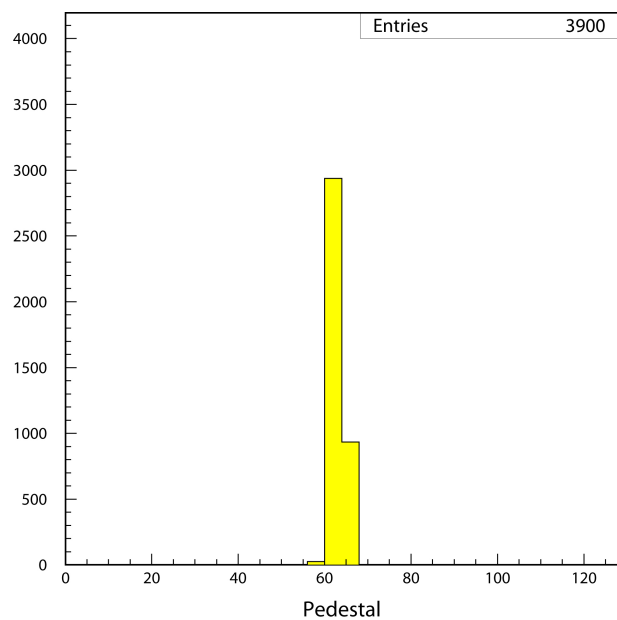


Figura 3.1: Piedistallo

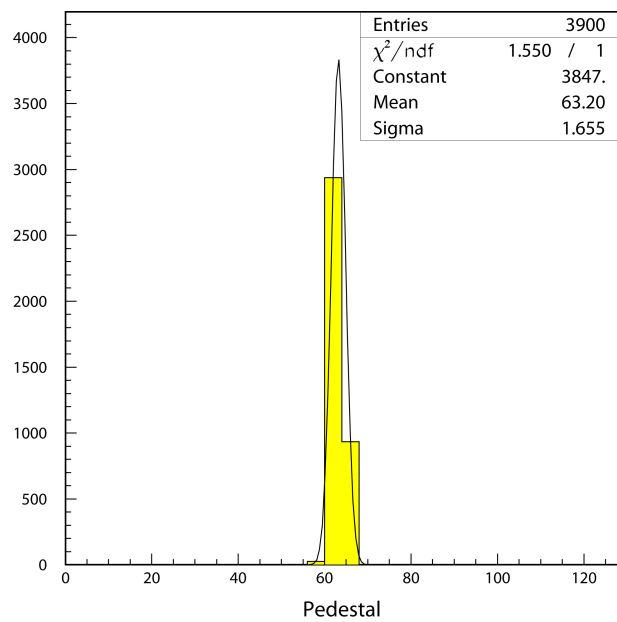


Figura 3.2: Piedistallo e best fit con gaussiana

3.1. Il piedistallo

I dati ottenuti per lo spettro di energia sono stati raggruppati in un sottomultiplo (256) dell'intervallo massimo di valori forniti del QDC, pari a 4096 (25fC/Count)

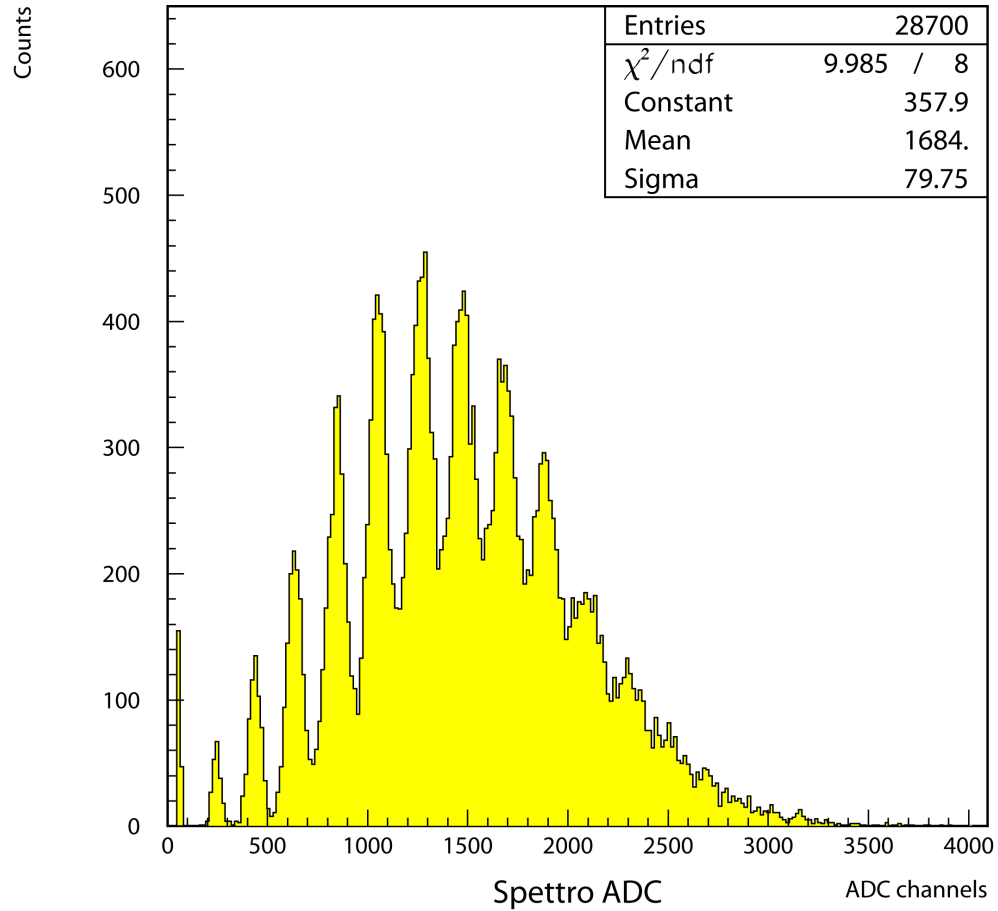


Figura 3.3: Distribuzione dei conteggi dell'ADC con binnaggio differente

Il primo picco (fig 3.3) è dovuto al rumore di fondo quando non viene rilevato nessun elettrone e quindi corrisponde con il piedistallo già misurato precedentemente. Il secondo picco corrisponde alla distribuzione di energia di un singolo elettrone, il terzo alla distribuzione di energia di due elettroni incidenti e così via.

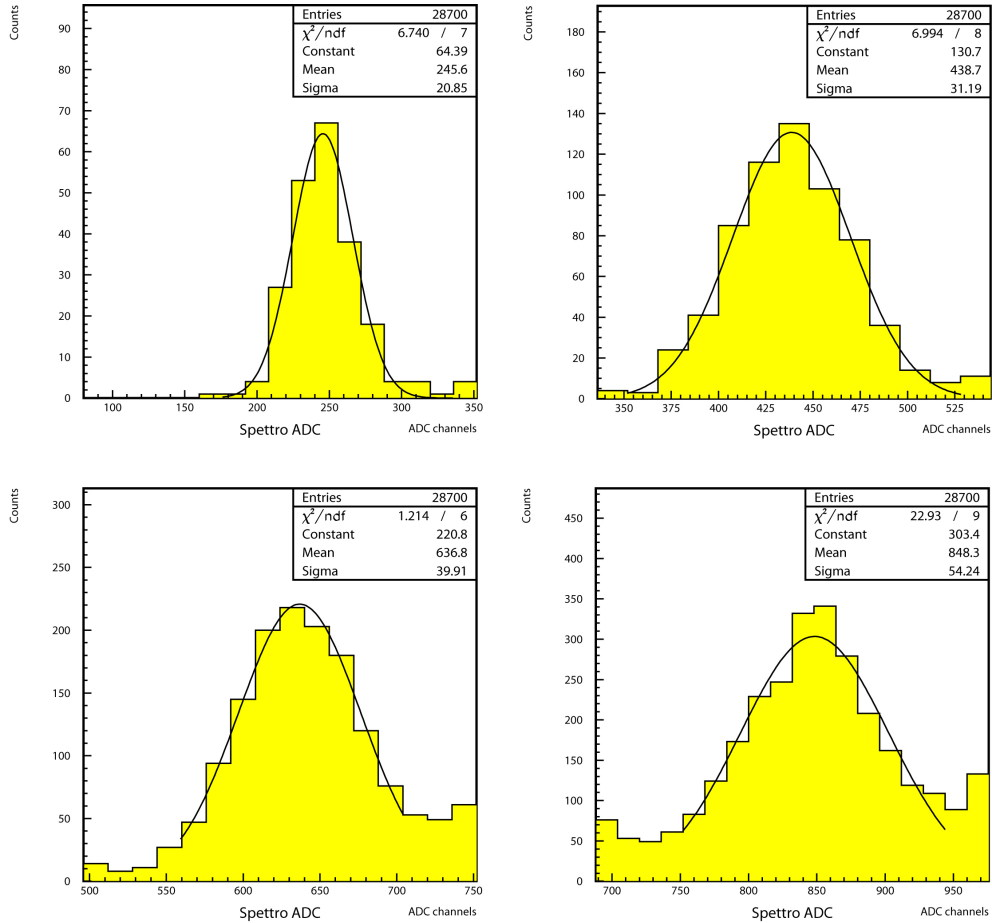


Figura 3.4: Distribuzione dei conteggi (partendo in alto a sinistra), per 1, 2, 3, 4 elettroni

Dalle misure effettuate e dall'analisi dei dati abbiamo estrapolato i valori medi dell'energia dei bunch di elettroni. A questi viene sottratto il piedistallo precedentemente determinato ottenendo la seguente tabella ed il grafico di linearità.

3.1. Il piedistallo

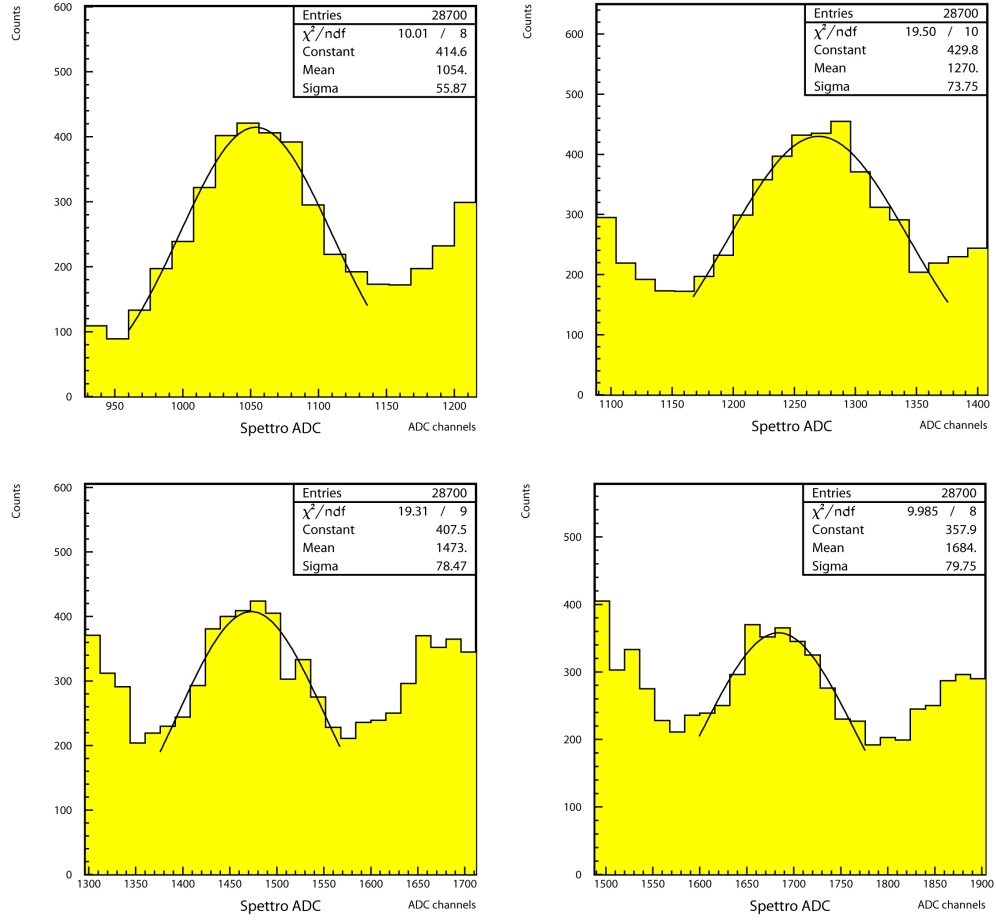


Figura 3.5: Distribuzione dei conteggi (partendo in alto a sinistra), per 5, 6, 7, 8 elettroni

Numero di elettroni	Energia nota E MeV	ΔE MeV	Conteggio ADC E_{mis}	σ	$\Delta\sigma$
1	405	4	183	20	1
2	810	8	376	31	1
3	1215	12	574	39	1
4	1620	16	785	54	2
5	2025	20	991	55	2
6	2430	25	1207	73	2
7	2840	30	1410	78	3
8	3240	30	1621	79	4

Linearity

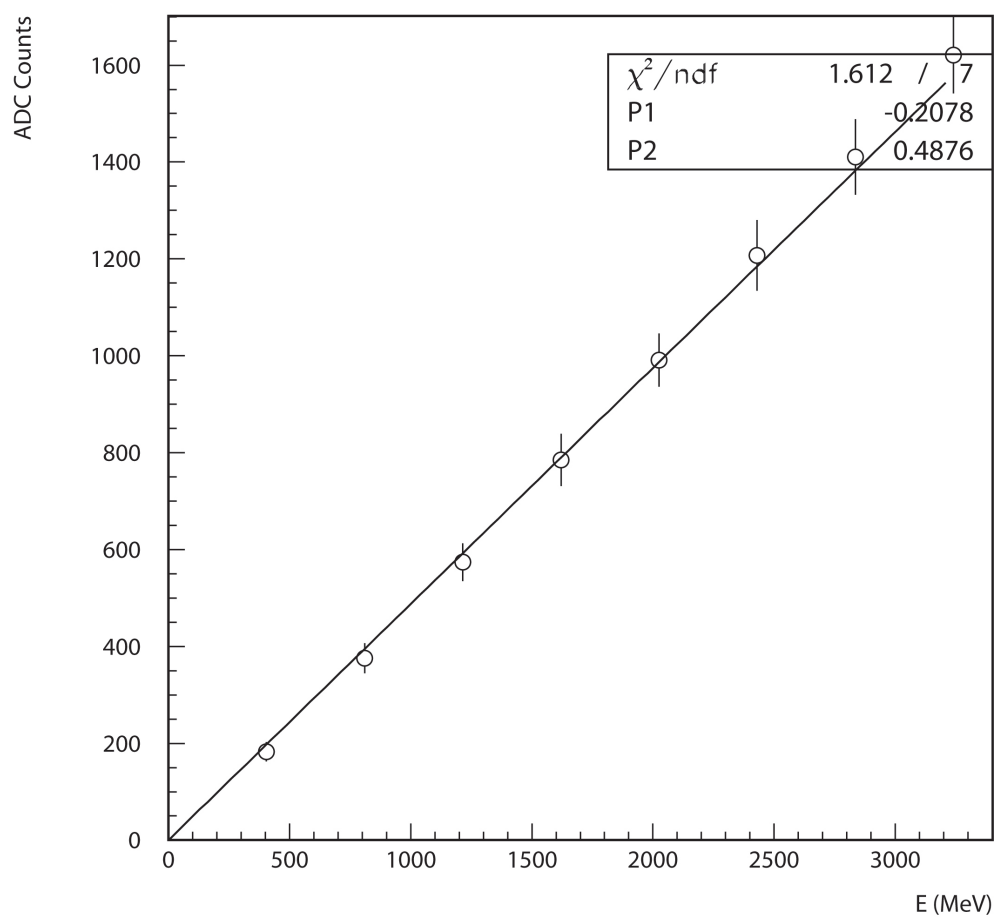


Figura 3.6: Linearità del calorimetro

3.1. Il piedistallo

Dal grafico possiamo ottenere la relazione

$$E(MeV) \approx 2.1 \cdot E_{mis} + 0.4$$

Estrapoliamo ora la tabella utile al grafico della risoluzione

Numero di elettroni	Risoluzione	Errore sulla risoluzione
1	0.081	0.005
2	0.068	0.003
3	0.063	0.002
4	0.059	0.002
5	0.052	0.002
6	0.055	0.002
7	0.054	0.002
8	0.048	0.002

Resolution

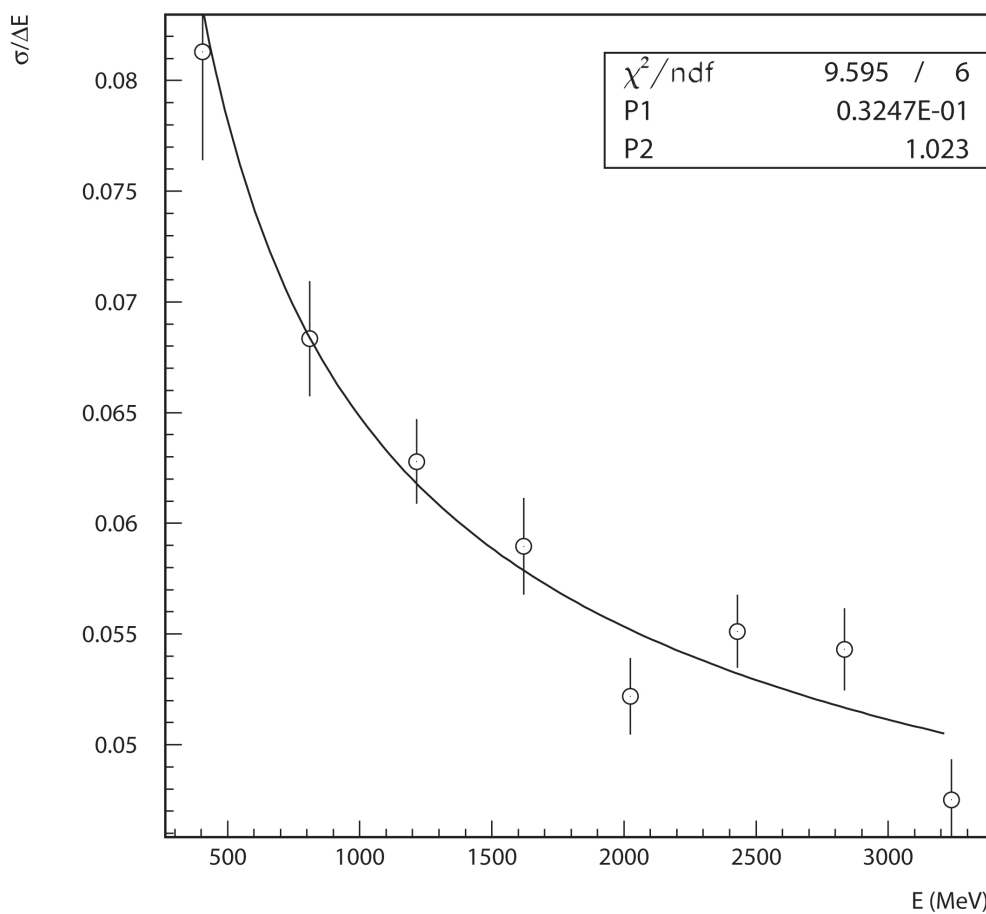


Figura 3.7: Risoluzione del calorimetro ottenuta con una funzione di fit del tipo $f_{fit}(E) = P1 + \frac{P2}{\sqrt{E}}$

3.1. Il piedistallo

Il fit viene eseguito utilizzando una funzione del tipo

$$f_{fit}(E) = P1 + \frac{P2}{\sqrt{E}}$$

Possiamo da qui stimare il contributo costante alla precisione

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{system} \approx 0.03$$

ed il contributo della fluttuazione statistica

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{fluct} \approx \frac{0.065}{\sqrt{E [GeV]}}$$

Capitolo 4

Conclusioni

Il nostro calorimetro omogeneo a vetro al piombo verifica perfettamente la relazione di linearità tra la misura effettuata e l'energia nota del fascio di elettroni. Per quanto riguarda la risoluzione possiamo ritenerci soddisfatti. Oltre ad avere un fit discreto dei punti sperimentali, la risoluzione risulta poco maggiore del 9%. Il risultato è ragionevole considerando la bassa statistica sugli eventi. I dati ottenuti confermano inoltre l'analisi teorica fatta sulla linearità del processo di sviluppo della cascata.

Nello spettro dell'energia, notiamo l'effetto dell'incidenza di bunch con multipli di elettroni dalla sovrapposizione di una distribuzione poissoniana con i picchi gaussiani. Questo limita le ipotesi fatte per realizzare le misure.

La misura del piedistallo è stata effettuata a diverse aperture di gate, dai 200 ai 400 ns. Essendo questa lineare con tale ampiezza e la sua risoluzione costante, si può dedurre che dipenda unicamente dal rumore di fondo presente negli ADC e non dal rumore del calorimetro che è statistico. Se quest'ultimo fosse presente la risoluzione peggiorerebbe con un gate crescente. Inoltre si può notare che il piedistallo calcolato utilizzando un trigger esterno e quello generato nelle misure con il fascio coincidono. Questo ci fa dedurre che è semplicemente un errore sistematico e può essere eliminato.

Bibliografia

- [1] William R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, 1994, (seconda edizione);
- [2] Richard C. Fernow, Introduction to experimental particle physics, Cambridge University Press, 1986;
- [3] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 1999, (terza edizione);
- [4] A.A.V.V., Physics Letters B - Review of Particle Physics, Elsevier, 2004;
- [5] Charles Kittel, Introduzione alla Fisica dello Stato Solido, Bollati Boringhieri, 2001, (terza edizione);