



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea

Analisi dei dati di test-beam del calorimetro di MuOnE

Relatore

prof. Franco Simonetto

Laureando

Giacomo Tonelli

Anno Accademico 2021/2022

Sommario

Si descrive l'analisi dei dati raccolti nel test beam di Luglio con il calorimetro al tungstenato di piombo dell'esperimento MuOnE

Indice

Indice	i
1 Introduzione	1
2 Test beam luglio 2022	2
2.1 Setup sperimentale	2
2.2 Dati analizzati	6
3 Analisi dati : studio del rumore coerente e tentativo di correzione	7
3.1 Rumore coerente: definizione e correzione apportata	7
3.2 Rumore del singolo canale: stima di C_i	8
3.3 Stima dei coefficienti di correlazione lineare	9
3.4 Rumore collettivo: C_N	12
3.5 Risultati finali	13
4 Analisi dati: sistema laser e calibrazione	15
4.1 Studio degli eventi Laser	16
4.2 Studio degli eventi B	19
4.3 Valutazione dell'impiego del sistema laser in fase di calibrazione	21
4.4 Verifica della linearità	22
5 Conclusioni	23
Bibliografia	24

Capitolo 1

Introduzione

Il momento magnetico del muone nel corso degli ultimi decenni è stato misurato con una precisione superiore a una parte per miliardo [1]. Il confronto tra misure sperimentali e predizioni teoriche costituisce una verifica stringente del Modello Standard, teoria formulata a cavallo tra gli anni '60 e '70 che propone una descrizione completa delle interazioni fondamentali (esclusa l'interazione gravitazionale) e delle particelle associate. Il Modello Standard ha alle spalle una pletora di conferme sperimentali, fatta eccezione per il momento magnetico del muone: ad oggi si riscontra una discrepanza pari a 4.2σ tra modello teorico e risultati sperimentali, ma bisogna tenere in considerazione che le previsioni teoriche sono limitate dalla conoscenza del contributo adronico della polarizzazione del vuoto (LOH).[1]

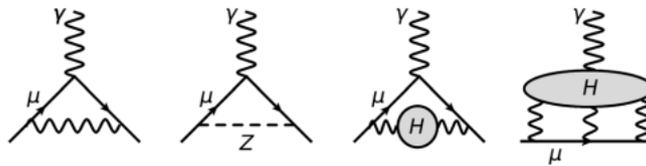


Figura 1.1: Diagrammi di Feynmann rappresentativi dei contributi al momento magnetico anomalo del muone. A partire da sinistra: contributo QED al primo ordine, contributo debole, contributi LOH e Hlbl.

L'esperimento MuonE ha come obiettivo ricostruire con estrema precisione la forma della sezione d'urto differenziale dello scattering elastico $\mu - e$, la quale permetterebbe di stimare il contributo LOH al momento magnetico anomalo del muone.

L'apparato sperimentale si articola in 3 sezioni principali: una camera di decadimento lunga 600 m, l'M2 beam line, che produce un fascio polarizzato di muoni a 150 GeV, un bersaglio di berillio spesso 3 cm dove ha sede il processo di scattering $\mu - e$ e un sistema di particle-tracking/identification, costituito da due rivelatori al silicio posti a distanza di 1 m e un calorimetro elettromagnetico.

Questa tesi propone uno studio del rumore elettronico del calorimetro elettromagnetico (ECAL), un tentativo di correzione a posteriori della sua componente coerente e una prima stima delle costanti di calibrazione dell' ECAL, basandosi sui campioni di misure effettuate durante il test-beam di luglio 2022.

Capitolo 2

Test beam luglio 2022

Viene riportata una breve descrizione dell'apparato sperimentale utilizzato durante il test beam di luglio 2022.

2.1 Setup sperimentale

2.1.1 Calorimetro elettromagnetico: caratteristiche generali

Il calorimetro è costituito da un reticolo di 25 cristalli di tungstenato di piombo ($PbWO_4$), materiale trasparente e molto denso che permette di ridurre le dimensioni del calorimetro, e allo stesso tempo consente una misura dell'energia delle particelle incidenti, in termini di radiazione luminosa prodotta durante lo sciame elettromagnetico.

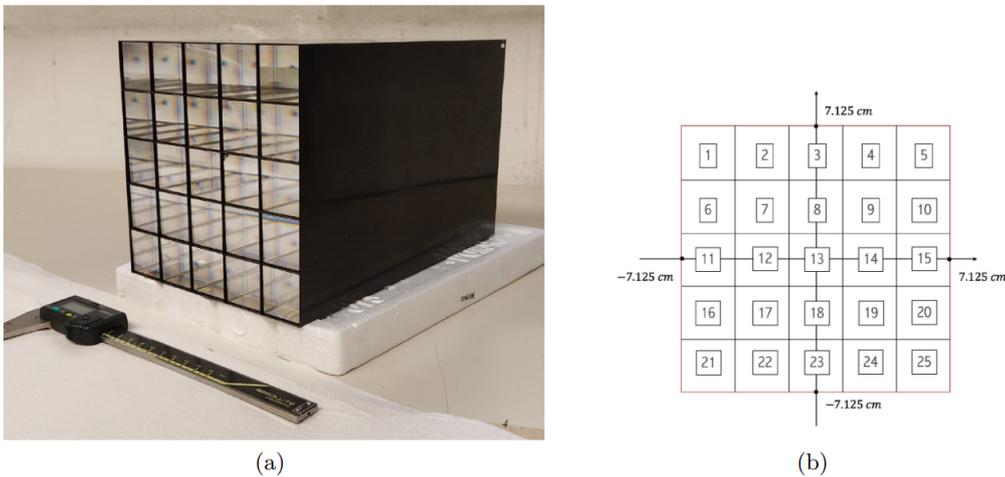


Figura 2.1: (a) Fotografia del calorimetro e (b) rappresentazione schematica della disposizione spaziale dei cristalli (il numero identificativo del cristallo tornerà utile in fase di analisi). L'area trasversale di ciascun cristallo è pari a $2.85 \times 2.85 cm^2$. [3]

La risoluzione energetica del calorimetro in questione, rapportata all'energia E della particella incidente è pari a [4]

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_n}{E} \oplus c \quad (2.1)$$

dove $a \simeq 2.7\%$ rappresenta il termine stocastico, c tiene conto di errori di calibrazione e non uniformità dei cristalli e σ_n quantifica il contributo dato dal rumore dell'elettronica di acquisizione; lo studio di σ_n costituirà la prima parte dell'analisi dati. Ogni sistema cristallo+fotodiodo converte l'energia di una particella carica, rilasciata per sciami elettromagnetico, in segnali elettrici di intensità a priori diversa dagli altri: cristalli inorganici, come il $PbWO_4$, presentano non uniformità strutturali che influenzano la quantità di radiazione prodotta durante l'assorbimento di particelle cariche. L'efficienza del calorimetro, impiegato nella ricostruzione energetica di MuOnE, dipende strettamente dalla determinazione delle costanti di calibrazione di ciascun cristallo installato.

Calorimetro elettromagnetico: modello teorico

Durante il test beam di luglio sono stati utilizzati fasci di particelle con energia cinetica compresa tra 0.1 GeV e 16 GeV. Quando una particella carica interagisce con gli atomi del calorimetro si crea una cascata di interazioni, che va a dare origine ad uno sciame elettromagnetico

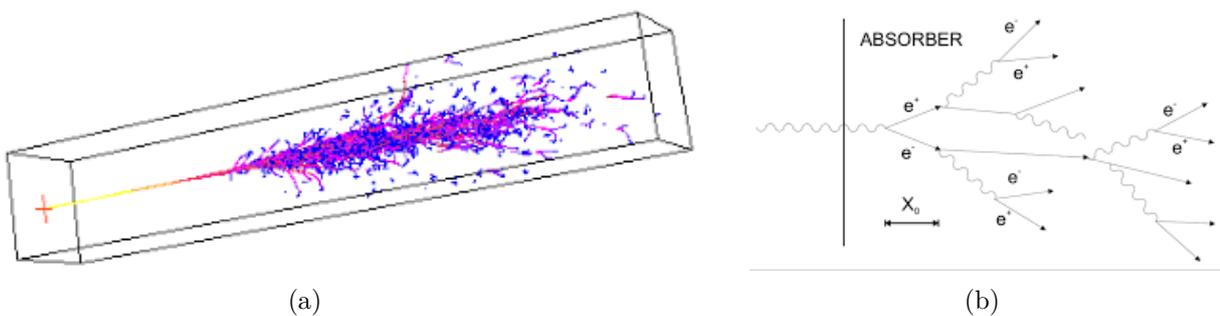


Figura 2.2: (Sinistra): simulazione di un elettrone a 8 GeV assorbito da un calorimetro. (Destra): rappresentazione schematica di uno sciame elettromagnetico

L'interazione tra fotoni e materia segue tre meccanismi principali: effetto fotoelettrico, scattering Compton e produzione di coppie; come si può notare dal grafico affianco, per energie superiori a 1 GeV l'interazione dominante tra fotoni e materia è la produzione di coppie e^-e^+ . [2] L'energia di soglia della produzione di coppie è data dalla somma della massa a riposo dei prodotti, quindi $E_{\gamma,min} = 2 * m_e = 1.022 MeV$. La produzione di coppie elettrone positrone da parte di un fotone è possibile solo in presenza di un nucleo atomico, il quale subisce un piccolo rinculo e permette la conservazione del momento e dell'energia.

Per quanto riguarda l'interazione tra particelle cariche leggere e materia, il processo dominante ad energie dell'ordine del GeV è l'emissione di radiazione di frenamento (Bremsstrahlung): una particella di carica q e velocità β subisce una

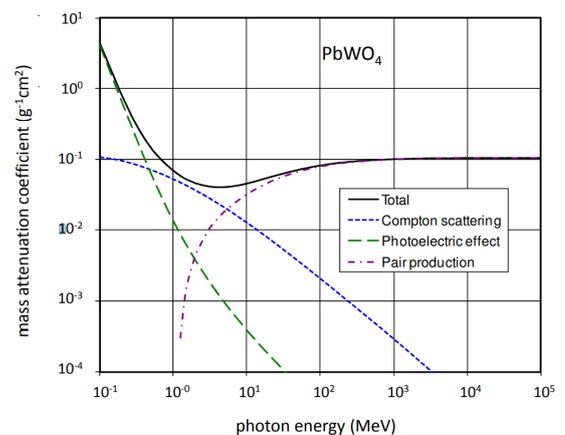


Figura 2.3: Coefficiente di attenuazione lineare di $PbWO_4$ in funzione di E_γ

decelerazione $\dot{\beta}$ indotta un nucleo atomico e irradia potenza pari a

$$P_{bremss} = \frac{q^2 \gamma^4}{6\pi\epsilon_0 c} (\dot{\beta}^2 + \frac{(\beta \cdot \dot{\beta})^2}{1 - \beta^2}) \quad (2.2)$$

Data la proporzionalità con γ^4 , tra due particelle cariche con la stessa energia e diversa massa, quella più pesante dissipa meno energia per radiazione Bremsstrahlung; risulta ad esempio che i muoni sono particelle molto più penetranti degli elettroni.

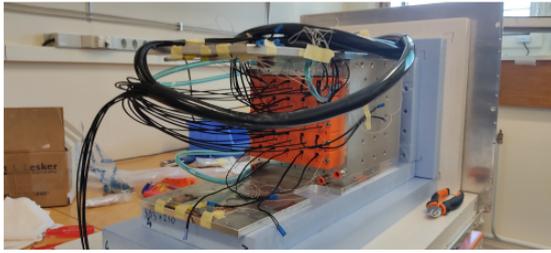


Figura 2.4: (Sinistra): rappresentazione schematica della produzione di coppie. (Destra): rappresentazione schematica dell'emissione bremsstrahlung.

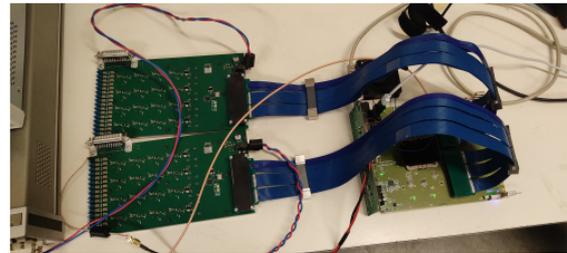
Lo sciame elettromagnetico che ha luogo all'interno del calorimetro è quindi principalmente costituito da produzione di coppie elettrone-positrone e emissione di radiazione Bremsstrahlung, tra di loro concatenati. Il processo a cascata termina nel momento in cui l'energia delle particelle presenti è minore dell'energia di soglia ϵ : nel momento in cui $E_p < \epsilon$ l'interazione con il calorimetro è dovuta principalmente a fenomeni di ionizzazione ed assorbimento, i quali non producono nuove particelle. Tipicamente $\epsilon \simeq 7MeV$ per cristalli a base di piombo. [4] E' un processo di natura stocastica, quindi risulta particolarmente difficile fornire una descrizione completa dello sciame elettromagnetico; generalmente si fa ricorso alla famosa "approssimazione B" di Rossi[6]: (1)tutti gli elettroni perdono una quantità di energia fissa, percorsa una distanza tipica χ_0 ; (2)i fenomeni di produzione di coppie sono trattati con approssimazioni di alte energie E_γ . Tale approssimazione permette di descrivere lo sciame elettromagnetico in termini di due grandezze: χ_0 , detto lunghezza di radiazione, definito in modo tale che la particella energetica incidente trasporti mediamente $\frac{1}{e}$ dell'energia iniziale dopo aver percorso una distanza $x = \frac{9}{7}\chi_0$ all'interno del materiale, e $R_M \simeq 0.0265\chi_0(Z + 1.2)$, detto raggio di Molière, che definisce assieme a χ_0 un cilindro contenente il 90% dello sciame. Per un calorimetro di tungstenato di piombo si hanno i seguenti valori: $\chi_0 = 0.89cm$ e $R_M = 2.19cm$. Il numero medio di particelle costituenti lo sciame elettromagnetico prodotto è approssimativamente pari a E_0/ϵ . [5] [4]

2.1.2 Elettronica di lettura

Ogni cristallo del calorimetro era situato all'interno di una scatola di fibra di carbonio e collegato ad un singolo fotodiodo (HAMAMATSU APD), per consentire una lettura rapida e garantire un rapporto segnale-rumore alto: in generale, l'elaborazione dei segnali che ha come tramite radiazione luminosa, piuttosto che carica di ionizzazione prodotta, ha un contributo del rumore più basso.[4] I 25 canali di lettura sono poi spartiti tra due Front-End-Board (FEB), 13 per la prima e 12 per la seconda.



(a)



(b)

Figura 2.5: (Sinistra): fotografia dei 25 cristalli collegati ai corrispettivi APD. (Destra): fotografia delle due FEB utilizzate per la lettura degli impulsi provenienti dai 25 APD.[3]

Ai fini dell'analisi del rumore è importante anche sottolineare l'ordinamento dei vari cristalli in relazione ai canali di lettura presenti sulle due FEB:

1 2	2 1	3 30	4 31	5 32
6 4	7 3	8 27	9 28	10 29
11 7	12 6	13 5	14 25	15 26
16 10	17 9	18 8	19 23	20 24
21 13	22 12	23 11	24 21	25 22

Figura 2.6: Il numero riportato sopra indica l'ordinamento spaziale dei cristalli, quello sotto fa riferimento al numero del canale FEB a cui ciascuno è collegato

2.1.3 T09 beam line

I pacchetti di particelle cariche dirette verso il calorimetro di MuOnE sono costituiti da adroni ed elettroni prodotti durante l'impatto tra un bersaglio (posto nella zona Nord del CERN) e il fascio di protoni prodotti nella zona est del CERN, accelerati dal PS booster a energie dell'ordine dei 26GeV : i prodotti di queste collisioni, che costituiscono la T09 beam line, hanno energie comprese tra 0.1 GeV e 16 GeV.

2.1.4 Sistema laser per la calibrazione energetica

Il sistema laser NPL45C viene impiegato per trasmettere impulsi di energia pari a 58nJ/pulse attraverso tutti i cristalli del calorimetro, per mezzo di cavi in fibra montati a fianco all'ingresso APD; in parallelo alle misure di test compiute per particelle cariche incidenti, furono raccolti campioni dati anche per eventi di assorbimento laser, interposti tra due eventi particella (1-2 per minuto). Il sistema laser assume una funzionalità di controllo delle costanti di calibrazione

α del calorimetro: la stabilità nel tempo di α dipende dalla temperatura e da effetti di usura dei cristalli, quindi durante ogni test è necessario effettuare un rapido check delle costanti prima di procedere con la presa dati.

2.2 Dati analizzati

Notazione: *d'ora in avanti il pedice L farà riferimento ad eventi riguardanti l'assorbimento di impulsi laser, il pedice B farà riferimento ad eventi relativi a particelle cariche (T09 beam line).*

Sono stati effettuati 8 test da 20 mila eventi (L e B) ciascuno, con fasci di energia pari a:

- 4 GeV: 2 test
- 5 GeV: 2 test
- 6 GeV: 4 test

La temperatura del laboratorio durante tutti i test era mantenuta a circa $20^{\circ}C$; il voltaggio di tutti i fotodiodi è stato impostato a $V_b = 405$, in modo tale da incrementare il rapporto segnale rumore rispetto ai test passati. Nella presentazione dei risultati, i test saranno indicati con una dicitura del tipo $Energia.n_{test}$ (4.1 , 6.3 ecc.).

Per ogni evento, ciascun canale FEB (se collegato ad un cristallo) restituisce 125 impulsi successivi, calibrati in modo tale che il picco di segnale sia più o meno centrato nell'asse t; tutti i canali sono sincronizzati, permettendo un confronto di segnali in coincidenza.

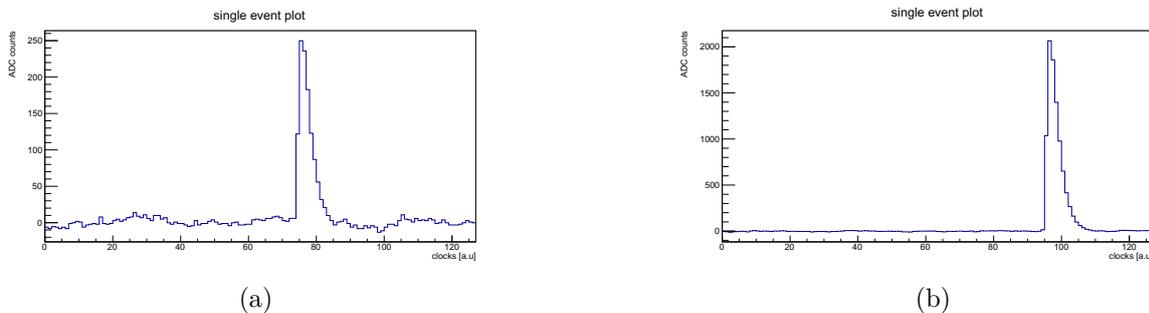


Figura 2.7: (Sinistra): plot esempio di un evento B . (Destra): plot esempio di un esempio L.

Quando si parla di eventi L, bisogna considerare che ciascun canale registra un segnale, con ampiezza non necessariamente uguale, analogo al grafico (b) in Figura 2.7.

Lo studio del rumore si basa sui dati corrispondenti ai primi 60 "bin" dell'asse temporale di ciascun evento, dove non sono attesi segnali: tale scelta è volta ad eliminare l'effetto che un evento potrebbe avere sul rumore di fondo, che vuole essere studiato solo nella sua componente elettronica.

Capitolo 3

Analisi dati : studio del rumore coerente e tentativo di correzione

3.1 Rumore coerente: definizione e correzione apportata

Il rumore elettronico C_i per singolo canale, è costituito da due componenti assunte indipendenti

- una intrinseca del canale i , $C_{in,i}$
- una coerente, condivisa tra tutti i canali appartenenti alla stessa FEB, $C_{c,i}$

tali che

$$C_i^2 = C_{in,i}^2 + C_{c,i}^2 \quad (3.1)$$

Il valore del contributo coerente scala linearmente con il numero N di canali considerati; nell'ipotesi di N contributi $C_{in,i}$ indipendenti, è possibile anche definire il rumore collettivo degli N canali, C_N sempre a due termini indipendenti. Valgono quindi le seguenti relazioni

$$C_N^2 = C_{in,N}^2 + C_{c,N}^2 \quad , \quad C_{in,N}^2 = \sum_i C_{in,i}^2 \simeq N \cdot C_{in,1}^2 \quad , \quad C_{c,N} = N \cdot C_{c,1} \quad (3.2)$$

che permettono di ridefinire il rumore complessivo degli N canali

$$C_N = C_{in,1} \sqrt{N} \left[1 + N \left(\frac{C_{c,1}}{C_{in,1}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.3)$$

Il parametro che determina il contributo del rumore coerente rispetto al rumore intrinseco è definito dal rapporto

$$k_i = \left(\frac{C_{c,i}}{C_{in,i}} \right)^2 \quad (3.4)$$

Nel caso ideale di canali FEB indipendenti, il contributo del rumore coerente è per definizione 0, quindi ci si aspetterebbe ogni k_i uguale a 0.

Definendo la quantità $R_{N,i}$, calcolabile a partire dai dati raccolti, come

$$R_{N,i} = \frac{C_N}{\sqrt{N} C_i} = \left[1 + \frac{k_i N}{1 + k_i} \right]^{1/2} \quad (3.5)$$

è possibile stimare tutti i valori di k_i , e valutare il rumore coerente per ciascuna FEB.

Studi precedenti hanno dimostrato che la componente coerente del rumore elettrico è significativa, soprattutto per quanto riguarda la FEB2 [3]. Il tentativo di correzione compiuto ha come primo obiettivo la stima di tutti i coefficienti di correlazione lineare $\rho_{i,j}$ tra i segnali (variabile aleatoria S) relativi a due canali i e j, appartenenti alla stessa FEB

$$\rho_{i,j} = \frac{\mathbb{E}[S_i S_j] - \mathbb{E}[S_i]\mathbb{E}[S_j]}{\sigma_{S_i}\sigma_{S_j}} \quad (3.6)$$

Questo insieme di coefficienti permette di definire una nuova variabile S'

$$S'_i = S_i - \frac{1}{N} \sum_{j \neq i} \rho_{i,j} S_j \quad (3.7)$$

dove i segnali considerati nel calcolo di S' sono presi in coincidenza temporale. La variabile S' dovrebbe rappresentare il rumore elettrico di un canale FEB, che vede rimossa la sua componente coerente. Da un'analisi in parallelo dei campioni S e S', ci si aspetta una variazione percentuale significativa dei valori di k. A scanso di equivoci, si farà riferimento al set **completo** di segnali $S_{i,m,k}$ originali con S, mentre S' riguarda il set di segnali "corretti", ottenuti dalla definizione (3.7). Qualsiasi quantità derivata dal set S' sarà caratterizzata dalla presenza dell'apice.

L'analisi statistica, così come i risultati presentati, è svolta separatamente per le due FEB; vengono anche distinti i risultati relativi a eventi B e L. Ad ogni modo, ci si aspetta che il comportamento del rumore elettrico abbia le stesse caratteristiche per eventi B e L. Come linea guida per le prossime sezioni, vengono riportati in parallelo i risultati intermedi relativi al primo test a 4 GeV. Per facilitare la lettura, e non rendere la presentazione ridondante, vengono omissi i grafici relativi agli altri test, in quanto caratterizzati dallo stesso andamento qualitativo.

3.2 Rumore del singolo canale: stima di C_i

Legenda pedici: Dato un segnale $S_{i,m,k}$ il pedice i indica il canale FEB, m è il numero dell'evento (L o B) e k indica il bin temporale. Per ogni evento, k è compreso tra 0 e 60. Il primo test a 4 GeV è costituito da $M_L = 2226$ eventi L e $M_B = 17032$ eventi B.

Preso un canale i , per ogni evento m , si stima la deviazione standard campionaria $\sigma_{i,m}$ a partire dal campione $[S_{i,m,k}]_{0 < k < 60}$; vengono rappresentati i risultati per ogni evento in un istogramma e si effettua un fit gaussiano: la media di questa distribuzione rappresenta il valore del rumore per singolo canale

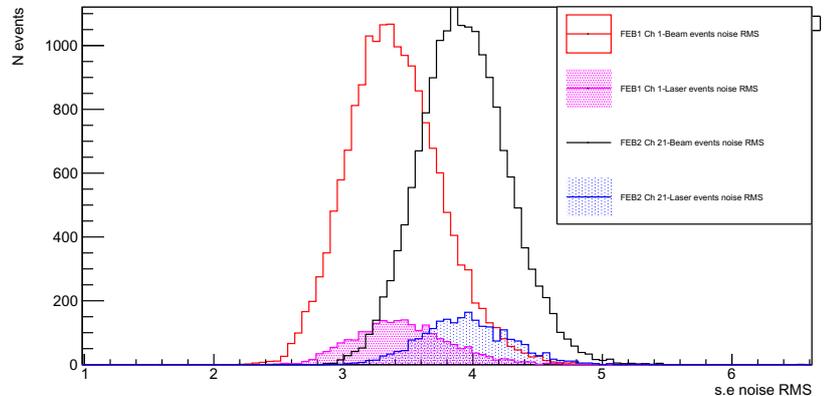


Figura 3.1: Confronto grafico tra le distribuzioni di $\sigma_{i,m}$ di un singolo canale FEB,

, $\sigma_i = C_i$. In Figura 3.1 le due distribuzioni $\sigma_{i,m}$ relative alla FEB2 presentano valori medi superiori rispetto alla FEB1. L'andamento dei valori medi C_i per ogni canale è riportato in Figura 3.3.

3.3 Stima dei coefficienti di correlazione lineare

Dati due canali appartenenti alla stessa FEB, si vuole dare una stima del coefficiente $\rho_{i,j}$ (con $i \neq j$). La distribuzione di $S_{i,m,k}$ viene elaborata dal software di acquisizione il modo tale che il valore di aspettazione $\mathbb{E}[S_{i,m}]$ sia pari a zero. Ciò riduce le quantità necessarie alla stima di $\rho_{i,j}$ a $\mathbb{E}[S_{i,m}S_{j,m}]$.

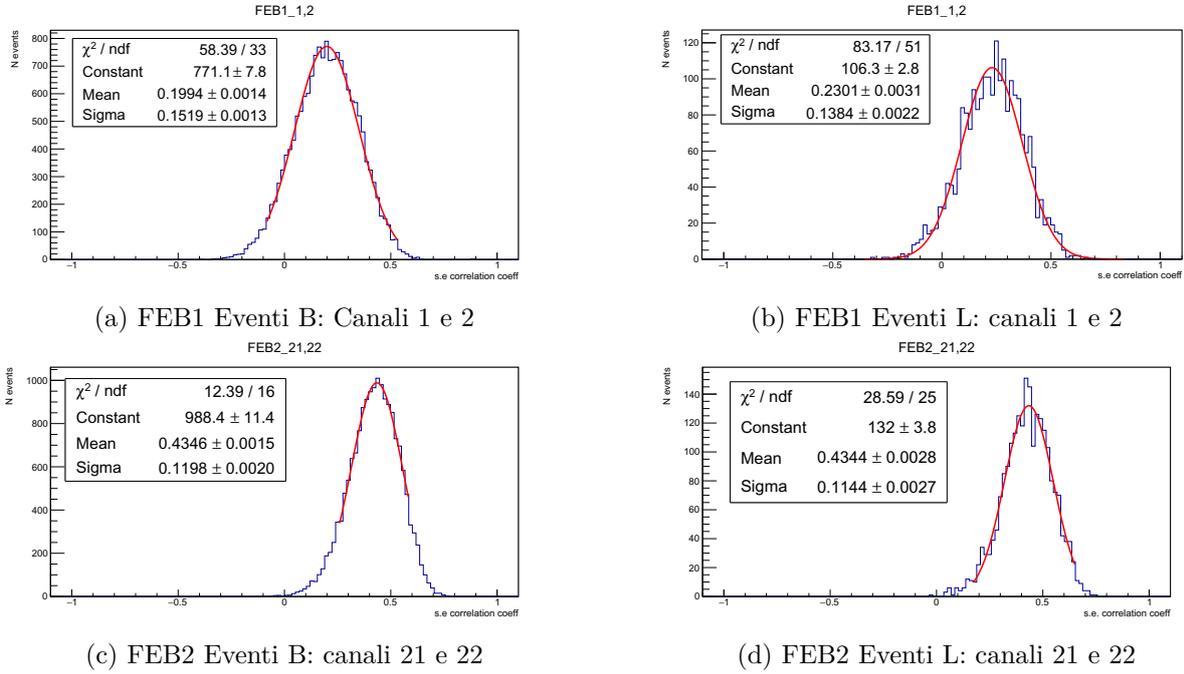


Figura 3.2: Istogrammi $\rho_{i,j}^{(m)}$, a titolo d'esempio

	$\bar{\rho}$	ρ_{max}
FEB1	B	$\rho_{8,12} = 0.529$
	L	$\rho_{8,12} = 0.507$
FEB2	B	$\rho_{25,26} = 0.556$
	L	$\rho_{25,26} = 0.546$

Tabella 3.1: Valori medi e massimi di $(\rho_{i,j}) \forall i, j$

Per ogni evento m , si calcola il valore medio del prodotto tra i 60 segnali $S_{i,m,k}$ e $S_{j,m,k}$ (in coincidenza), e lo si divide per il prodotto $\sigma_{i,m} \cdot \sigma_{j,m}$. Il set di coefficienti $\rho_{i,j}^{(m)}$ viene rappresentato in un istogramma, che mostra un andamento simil-gaussiano. Risultato non sorprendente, visto che alla luce delle ipotesi preposte (distribuzioni normali del rumore) vale il teorema del limite centrale; nel caso in questione il numero di test ripetuti sulla variabile aleatoria $\rho_{i,j}^{(m)}$ è dell'ordine di 10^3 , e di conseguenza si procede con l'estrapolare una stima del coefficiente $\rho_{i,j}$ per mezzo di un fit gaussiano degli istogrammi:

$$\rho_{i,j} = \overline{\rho_{i,j}^{(m)}}_{fit}$$

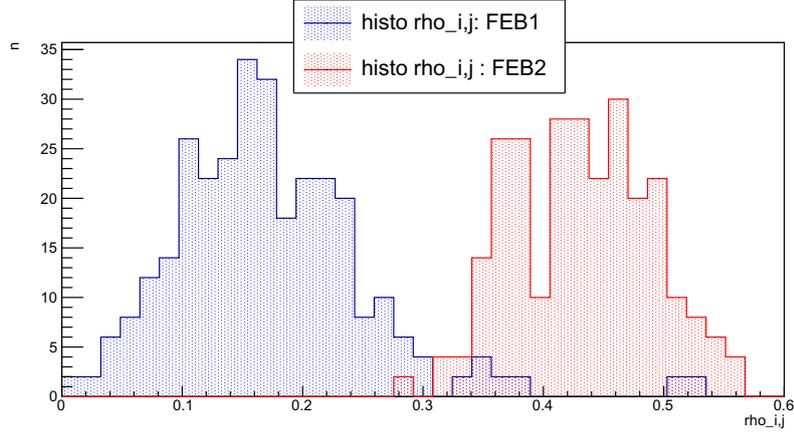


Figura 3.3: I due istogrammi rappresentano l'insieme dei valori $\rho_{i,j}$ relativi alle due FEB. I risultati per eventi B e L non vengono distinti, dal momento che interessa principalmente confrontare le due FEB. E' evidente un accoppiamento maggiore tra canali appartenenti alla FEB2.

Confronto tra S e S' in termini di C_i

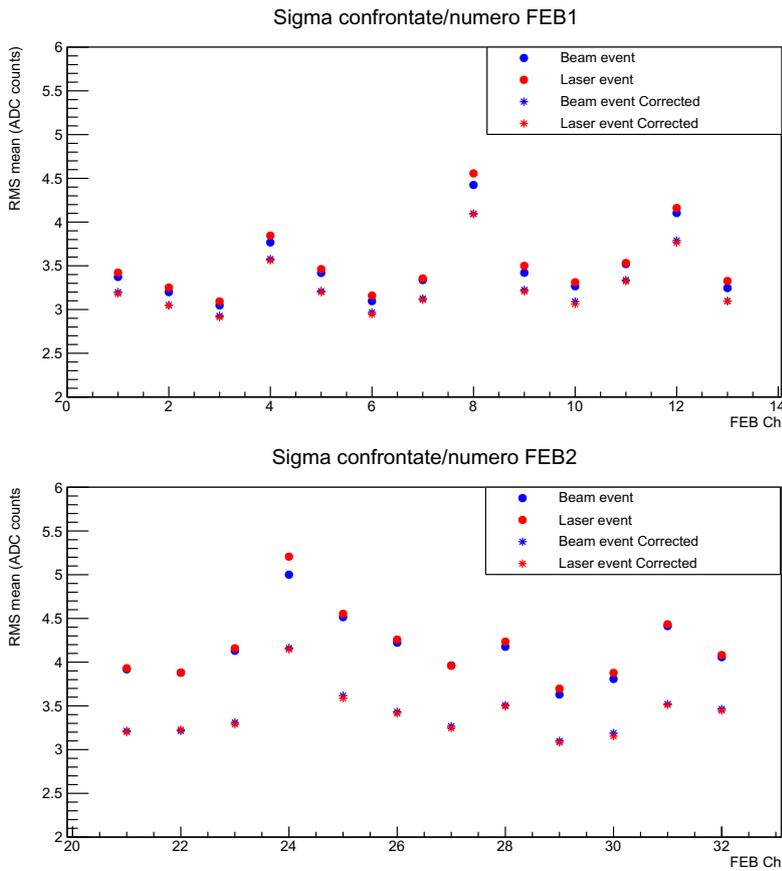


Figura 3.4: Confronto grafico tra i valori stimati di C_i , pre e post correzione.

I risultati della sezione precedente indicano una correlazione lineare tra i canali FEB non indifferente. I grafici in Figura 3.4 rappresentano il rumore di singolo canale, pre e post correzione. L'andamento qualitativo di C_i è preservato e si registra una diminuzione significativa e sistematica dei valori: la FEB1 presenta mediamente un $\Delta C_i = C_i - C'_i \simeq 0.2ADCcounts$, mentre per la FEB2 $\Delta C_i \simeq 0.8ADCcounts$; è inoltre necessario appuntare che non emergono differenze sostanziali tra rumore relativo a eventi L e B.

La ragione del forte accoppiamento tra i canali della FEB2 al momento non è compresa, serviranno pertanto ulteriori approfondimenti.

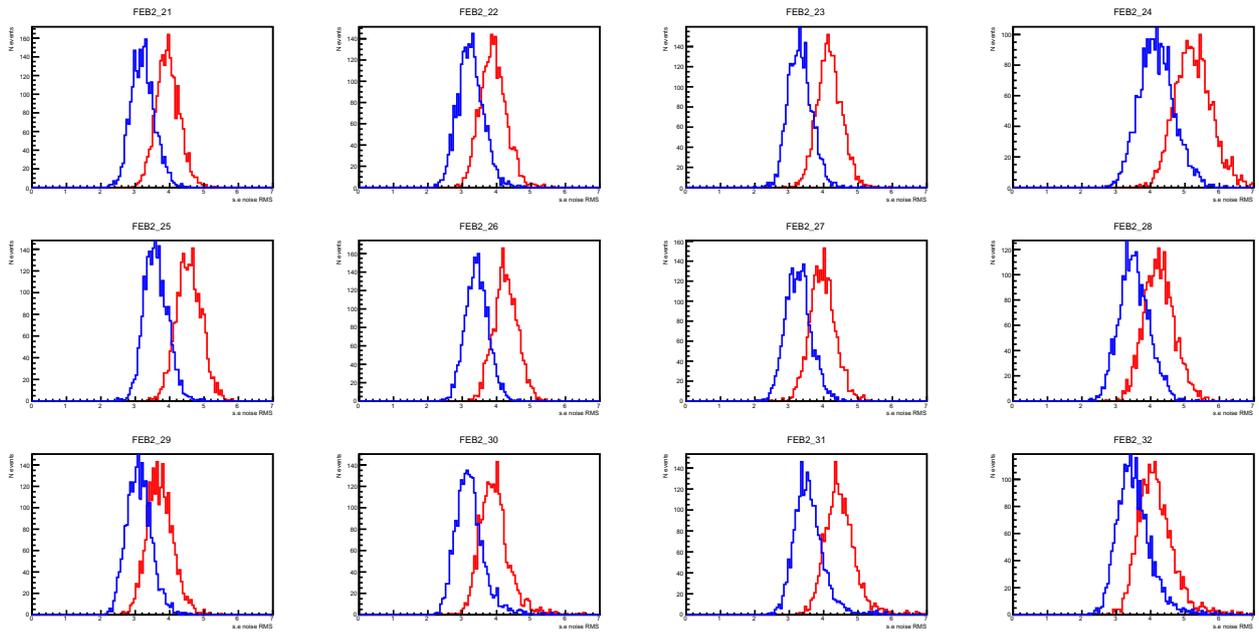


Figura 3.5: FEB2 Eventi L: istogrammi $\sigma_{i,m}$ pre (rosso) e post (blu) correzione

3.4 Rumore collettivo: C_N

Si passa allo studio della componente coerente del rumore. Come visto nella sezione 3.1, una stima di C_N e C_i permette di risalire, per definizione, ai valori di k_i cercati. Il contributo C_N richiede più step per essere calcolato ma, da come si potrà notare a fine sezione, contiene informazioni molto interessanti, soprattutto quando si confrontano i risultati per S e S'.

In (3.1) è evidenziato che il rumore collettivo degli N canali ha le stesse caratteristiche del rumore di singolo canale, quindi per stimare C_N si può seguire la stessa procedura adottata in 3.2, andando però a considerare come set dati l'insieme dei "segnali"

$$S_{N,m,k} = \sum_{i=1}^N S_{i,m,k} \quad (3.8)$$

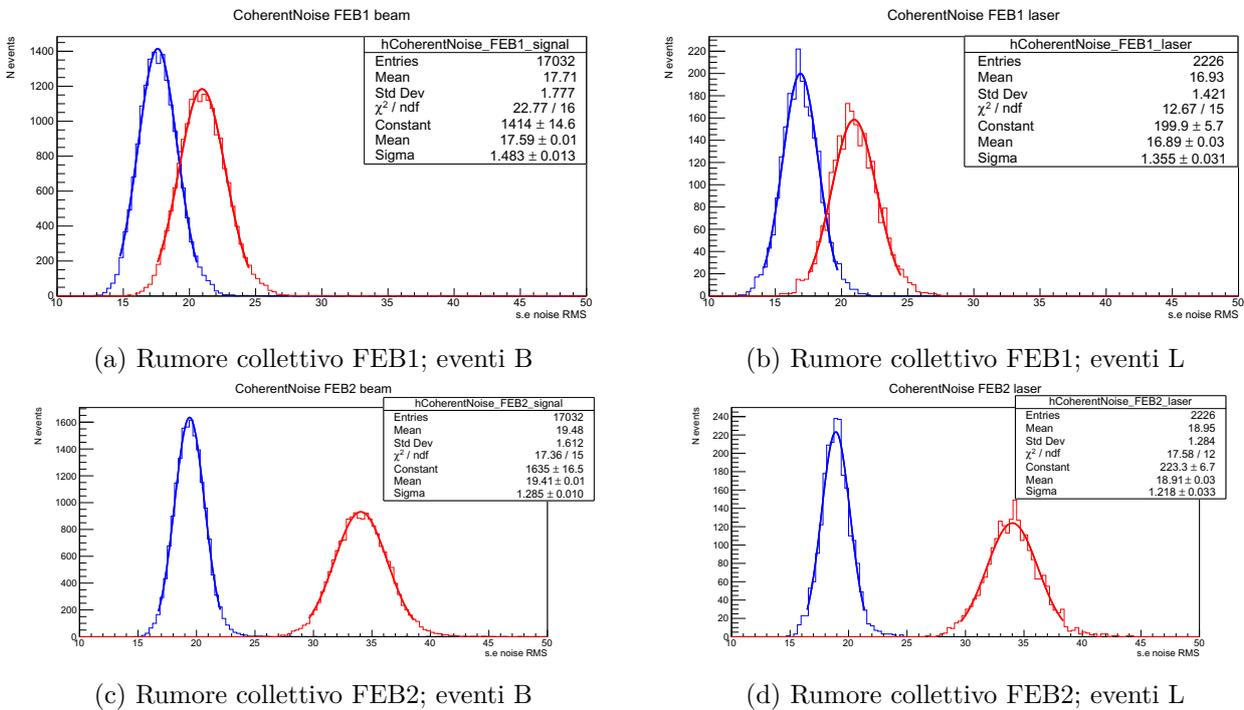


Figura 3.6: Gli istogrammi in rosso corrispondono ai dati S, quelli in blu a S'

Si riscontra una riduzione significativa del rumore collettivo, soprattutto per la FEB2. Il risultato della correzione (3.7) è da ritenersi quindi più che positivo. Resta da sottolineare che solo una stima dei coefficienti K e K' per ciascun canale FEB permette effettivamente di confrontare il contributo coerente del rumore elettrico con quello intrinseco, e di questo ci si occuperà nella prossima sezione.

In Tabella 3.2 si riportano i valori medi delle distribuzioni RMS in Figura 3.6.

	C_N [ADC]	C'_N [ADC]
FEB1	B	20.96
	L	16.89
FEB2	B	34.05
	L	18.91

Tabella 3.2

3.5 Risultati finali

In questa sezione vengono presentati tutti risultati fondamentali , in modo da fornire un quadro completo e sintetico.

A partire dalle definizioni di $R_{N,i}$ e K_i riportate in 3.1, e propagando le incertezze statistiche su C_i e C_N (restituite dai fit calcolati nelle sezioni precedenti) si va studiare l'andamento di K_i e la variazione percentuale $\Delta K = (K - K')/K\%$.

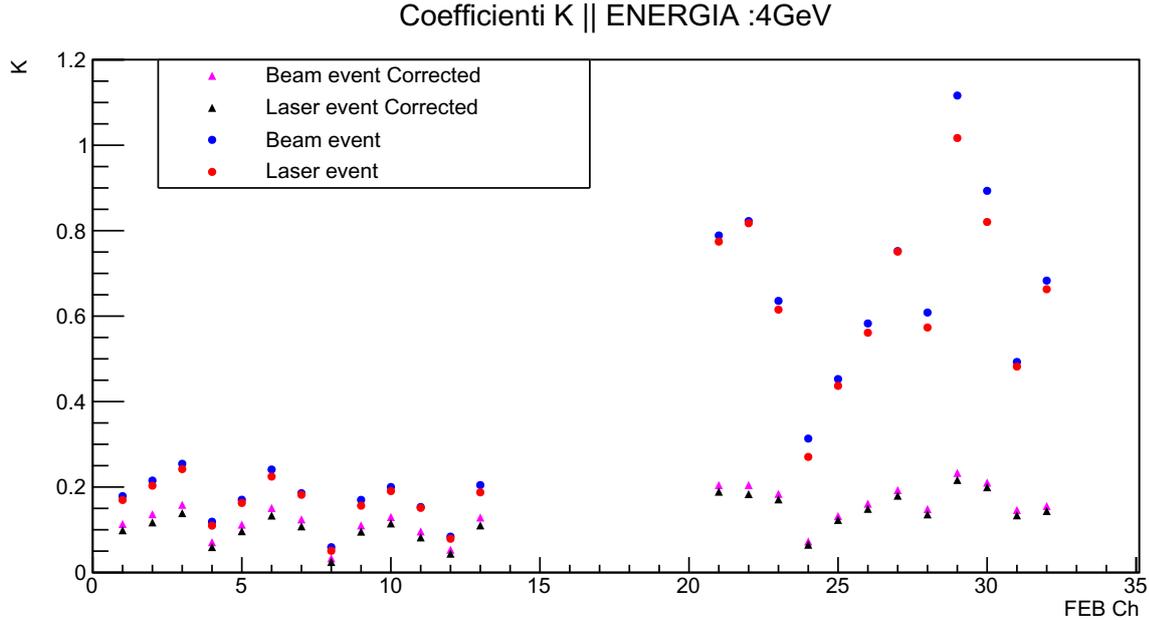


Figura 3.7: Grafico dei campioni K e K' per entrambe le FEB.

La correzione dei segnali comporta una riduzione importante dei valori K; le due FEB presentano distribuzioni di K' molto simili, sia in termini di valore medio che di dispersione. Si tratta di un risultato assolutamente positivo, che però rappresenta solo l'inizio di una correzione completa del rumore coerente.

Energia	n_{test}	$\Delta K_B\%$ FEB1	$\Delta K_L\%$ FEB1	$\Delta K_B\%$ FEB2	$\Delta K_L\%$ FEB2
4 GeV	1	36.5	41.9	74.2	75.7
4 GeV	2	40.0	41.9	75.5	76.2
5 GeV	1	38.5	43.7	72.5	73.6
5 GeV	2	38.7	44.0	73.3	74.9
6 GeV	1	35.5	40.9	73.8	75.1
6 GeV	2	36.0	40.5	74.2	75.4
6 GeV	3	36.1	41.3	72.5	73.5
6 GeV	4	37.1	41.8	72.7	73.9

Tabella 3.3: Variazione percentuale del valore medio di K (su tutti i canali appartenenti alla stessa FEB).

Test	FEB	\bar{K}	$\overline{C}_i[ADC]$	$\overline{C}_{in,i}[ADC]$	$\overline{C}_{c,i}[ADC]$
4.1	1	0.167	3.51	3.26	1.33
	2	0.663	4.17	3.28	2.67
4.2	1	0.169	3.53	3.28	1.35
	2	0.679	4.19	3.29	2.79
5.1	1	0.182	3.55	3.28	1.40
	2	0.604	4.08	3.27	2.54
5.2	1	0.182	3.56	3.28	1.40
	2	0.625	4.11	3.27	2.59
6.1	1	0.160	3.50	3.27	1.31
	2	0.641	4.15	3.28	2.63
6.2	1	0.163	3.51	3.27	1.32
	2	0.652	4.16	3.29	2.65
6.3	1	0.164	3.51	3.27	1.33
	2	0.606	4.07	3.27	2.54
6.4	1	0.170	3.52	3.27	1.35
	2	0.610	4.08	3.27	2.56
Test	FEB	\bar{K}'	$\overline{C}'_i[ADC]$	$\overline{C}'_{in,i}[ADC]$	$\overline{C}'_{c,i}[ADC]$
4.1	1	0.102	3.28	3.14	1.00
	2	0.164	3.41	3.21	1.30
4.2	1	0.103	3.29	3.15	1.01
	2	0.164	3.42	3.22	1.31
5.1	1	0.107	3.30	3.16	1.03
	2	0.163	3.40	3.20	1.29
5.2	1	0.107	3.31	3.16	1.03
	2	0.162	3.40	3.20	1.29
6.1	1	0.099	3.27	3.14	0.99
	2	0.164	3.41	3.21	1.30
6.2	1	0.101	3.28	3.14	1.00
	2	0.164	3.42	3.22	1.31
6.3	1	0.101	3.28	3.14	1.00
	2	0.164	3.39	3.20	1.29
6.4	1	0.103	3.29	3.15	1.01
	2	0.163	3.39	3.20	1.29

Tabella 3.4: In tabella sono riportati i valori medi (su gli N canali FEB) dei contributi al rumore di singolo canale. Le stime presentate discendono dalle definizioni date in 3. , sulla base dei campioni di dati S e S'. Dal momento che non si riscontrano differenze significative tra risultati relativi a eventi B e L, i valori medi sono calcolati tenendo conto di entrambi.

L'analisi dati appena illustrata ha quindi dimostrato che

- il contributo elettronico alla risoluzione del calorimetro (rif. equazione 2.1) non dipende, almeno per quanto riguarda le energie considerate, da E: a meno di oscillazioni dell'ordine dell'1%, i valori medi di C_i , $C_{i,in}$ e $C_{i,c}$ risultano costanti durante gli 8 test
- la componente coerente del rumore è rilevante a livello di risoluzione del calorimetro, ma può essere ridotta in modo significativo apportando delle correzioni a posteriori di natura prettamente statistica (si veda Tabella 3.2 e 3.3)
- persiste un contributo coerente del rumore(valori di k strettamente maggiori di 0) anche dopo il tentativo di correzione: è stata effettuata una rimozione al primo ordine della correlazione statistica tra canali FEB, ma non è possibile affermare a priori che termini di ordine superiori siano trascurabili, potrebbero addirittura rappresentare la componente dominante della correlazione.

Capitolo 4

Analisi dati: sistema laser e calibrazione

Premesse

Tenendo in considerazione la rappresentazione di un segnale ADC (Figura 2.7), l'integrale I dei segnali prodotti è direttamente proporzionale al numero di fotoni rivelati. Il numero di fotoni prodotti durante lo sciame elettromagnetico è a sua volta proporzionale al numero di particelle presenti nello sciame, E/ϵ . [4]

$$E = \sum_{i=1}^{25} \alpha_i \cdot I_i \quad (4.1)$$

Si noti tuttavia che a basse energie lo sciame è contenuto per più del 95% all'interno di un solo cristallo, per cui, noto il punto di impatto della particella si scrive

$$E = \alpha_i \cdot I_i \quad (4.2)$$

dove i indica cristallo in cui si riscontra la massima deposizione di energia.

La determinazione delle costanti di calibrazione α_i si articola in due parti: valutazione della ampiezza media dei segnali elettrici raccolti per ogni cristallo in funzione di E_0 e stima delle costanti per regressione lineare.

Dal momento che per un cristallo al tungstenato di piombo l'80% della luce rilevata viene emessa nei primi 15 ns, per ogni energia [4], è possibile asserire una relazione di proporzionalità diretta tra integrale di segnale I e ampiezza massima

$$I_i = cost \cdot A_{max,i} \quad (4.3)$$

Tutto ciò è valido nell'ipotesi che i segnali seguano lo stesso andamento $S(t)$. Il sistema laser impiegato in fase di test dovrebbe avere una stabilità tale da poter essere impiegato come riferimento assoluto per il calcolo delle costanti di calibrazione. Dal momento che

$$\frac{E_B}{E_L} = \frac{\alpha \cdot I_B}{\alpha \cdot I_L} = \frac{A_B}{A_L} \quad (4.4)$$

ci si aspetta che il rapporto $\frac{A_B}{A_L}$ non dipenda dal cristallo considerato (a meno di fluttuazioni dovute alle incertezze delle energie, $\frac{\Delta E}{E} \simeq 3\%$), se la luce del laser viene distribuita in maniera uniforme.

Questo tipo di studio richiede un riferimento alla disposizione geometrica dei cristalli. Se nella prima parte di analisi l'indice fondamentale era riferito canale FEB, in questo caso rappresenterà il numero del cristallo, secondo la disposizione in Figura 2.6. Si continuerà ad utilizzare la notazione B/L per distinguere le tipologie di eventi studiati. Sempre per questioni di chiarezza espositiva, le sezioni 4.1 e 4.2 riportano i risultati relativi al primo test beam a 4 GeV.

4.1 Studio degli eventi Laser

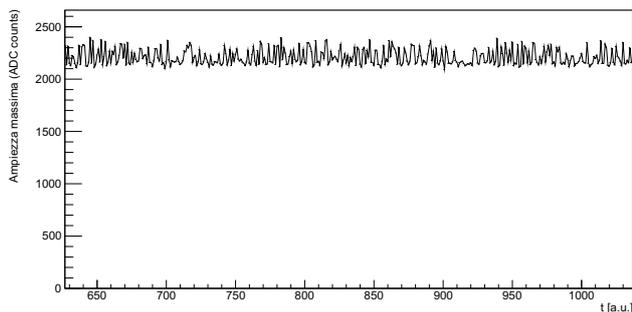


Figura 4.1: Sezione del grafico $A_L(t)$ per il cristallo 3, a titolo esemplificativo. Per gli altri cristalli si ottiene lo stesso andamento, con valori medi differenti

Una fit (gaussiana+parabola) permette di separare i due andamenti e risalire comunque ad una stima di $\bar{A}_{L,i}$. I risultati dei 25 fit sono riportati nelle pagine successive

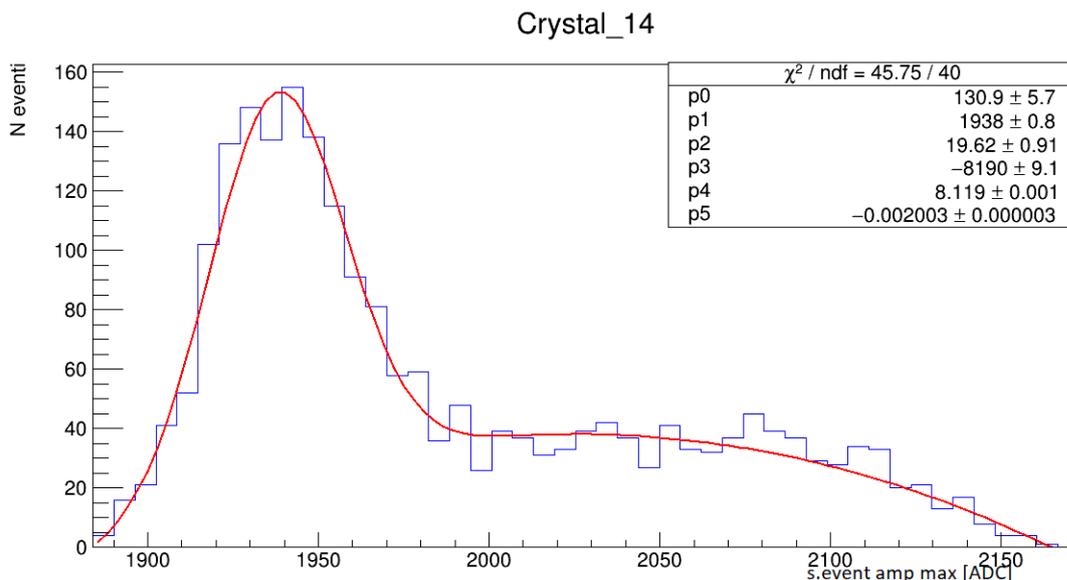


Figura 4.2: ESEMPIO FIT: i parametri p0,p1,p2 fanno riferimento alla parte gaussiana. In particolare p1 rappresenta il valore medio cercato.

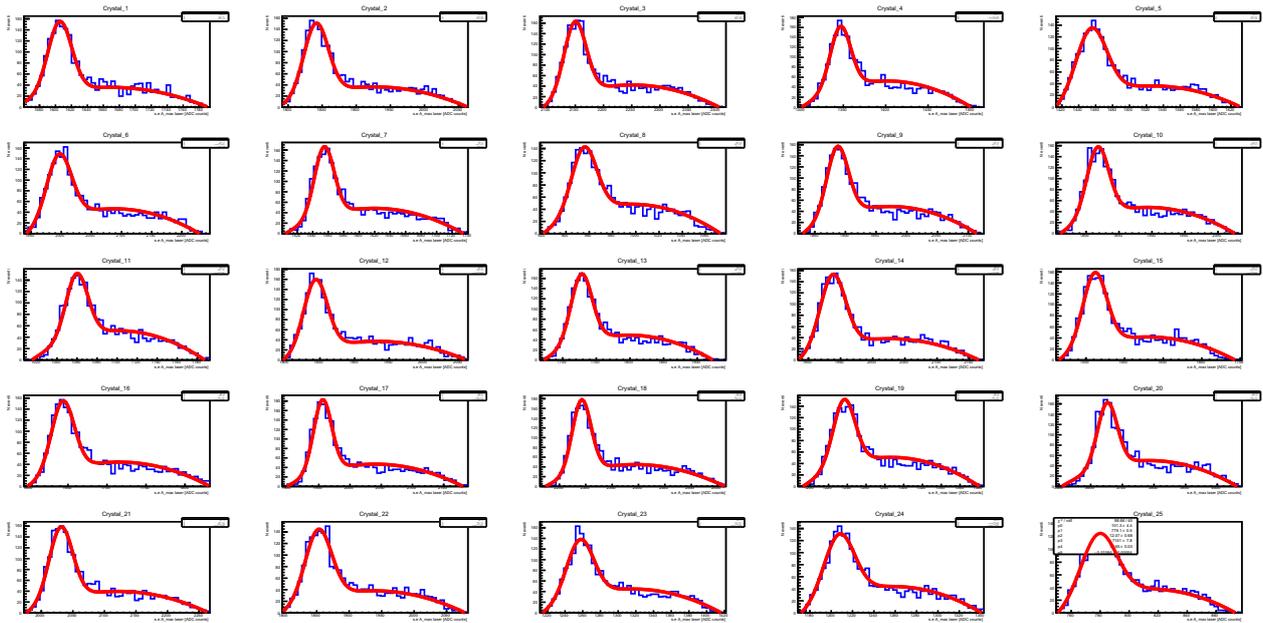


Figura 4.3: FIT per ogni cristallo

Ampezze massime medie/n cristallo

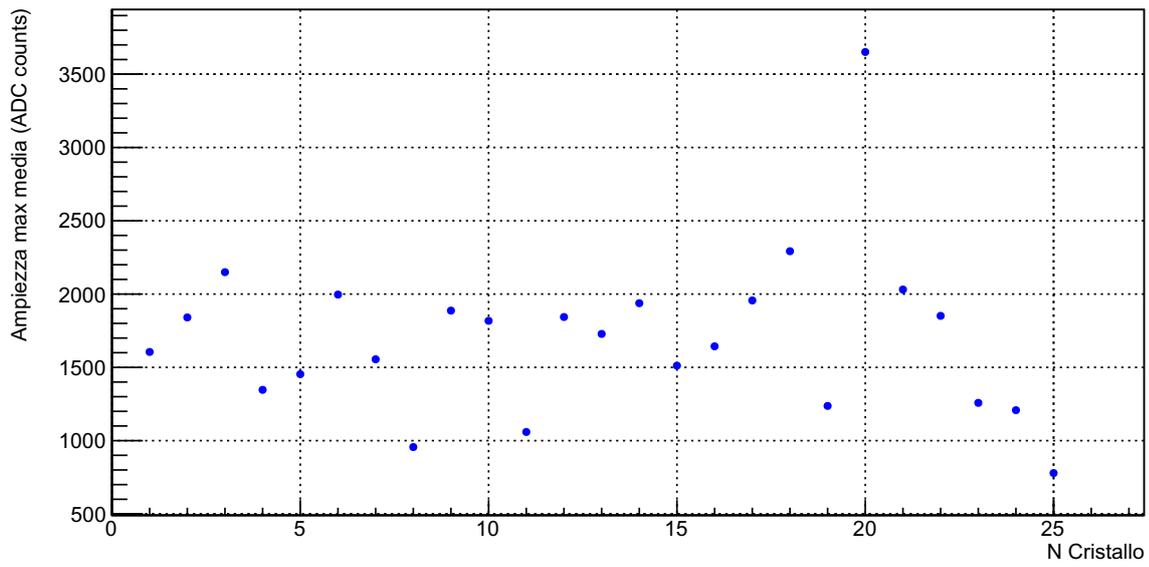


Figura 4.4: Grafico dei valori $\overline{A_{L,i}}$ stimati

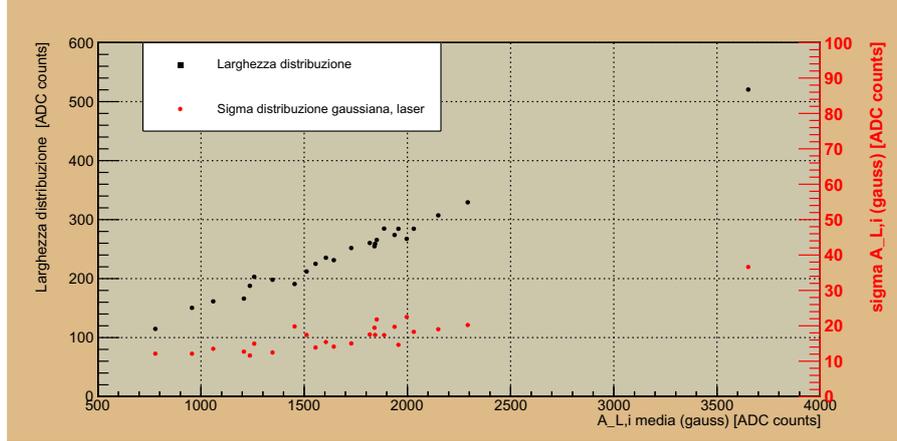


Figura 4.5: Analisi complementare: sono rappresentate le larghezze, in termini di ADC counts, delle distribuzioni $A_{L,i}$ nei 25 cristalli che costituiscono il calorimetro. E' evidente una correlazione lineare forte tra le grandezze rappresentate, ma questo di fatto non è allarmante. Non è invece ben chiaro perchè i due set di punti abbiano pendenze significativamente diverse, dal momento che ci si aspetterebbe ogni distribuzione $A_{L,i}$ caratterizzata dallo stesso rapporto $\sigma_{A_L}[ADC]/L_{distribuzione}[ADC]$.

Si pensava che gli impulsi laser avessero una notevole omogeneità, ma evidentemente questo non è il caso(Figura 4.2): la distribuzione anomala delle ampiezze massime non è spiegabile con gli strumenti a disposizione, e non sono presenti pattern nell'andamento "temporale" (Figura 4.1)dai quali trarre eventualmente informazioni ulteriori.

Ogni cristallo sembra rispondere diversamente agli impulsi laser a bassa energia (Figura 4.4): i risultati riportati in seguito porteranno a stabilire che la dispersione elevata dei valori $\overline{A_{L,i}}$ non è spiegabile in termini di calibrazione dei cristalli.

Il sistema laser NPL45C sembra non raggiungere il livello di prestazione richiesto, ed è cruciale approfondire gli aspetti anomali illustrati nel corso degli studi futuri.

N_{cr}	$\overline{A_L}[ADC]$	$\sigma_{\overline{A}}[ADC]$
1	1605.4	0.7
2	1841.1	0.8
3	2149.6	0.8
4	1346.6	0.6
5	1455.0	0.7
6	1996.5	0.9
7	1554.8	0.7
8	955.6	0.6
9	1887.1	0.9
10	1817.9	0.8
11	1059.8	0.6
12	1843.6	0.7
13	1728.0	0.8
14	1937.9	0.8
15	1511.6	0.7
16	1643.4	0.7
17	1956.1	0.7
18	2292.2	0.9
19	1236.6	0.6
20	3652.4	1
21	2031.0	0.8
22	1852.7	0.9
23	1256.9	0.7
24	1207.5	0.6
25	779.1	0.5

Tabella 4.1: Risultati dei 25 fit presenti in Figura 4.3

4.2 Studio degli eventi B

L'analisi delle ampiezze massime B richiede un'osservazione preliminare: durante gli eventi B era possibile focalizzare il fascio di particelle cariche su una zona del calorimetro. Nulla garantisce che lo sciame elettromagnetico prodotto resti confinato in un solo cristallo: se ad esempio un elettrone incide ai margini di un cristallo, lo sciame elettromagnetico viene spartito con quello adiacente e il segnale su entrambi i cristalli risulta dimezzato rispetto a quanto ci si aspetterebbe. Dal momento che il raggio di Moliere caratteristico è confrontabile con la sezione trasversale dei cristalli, questo effetto di spartizione dello sciame è particolarmente significativo. In maniera del tutto analoga allo studio degli eventi L, si estrapolano informazioni a partire dalle distribuzioni $A_{B,i}$

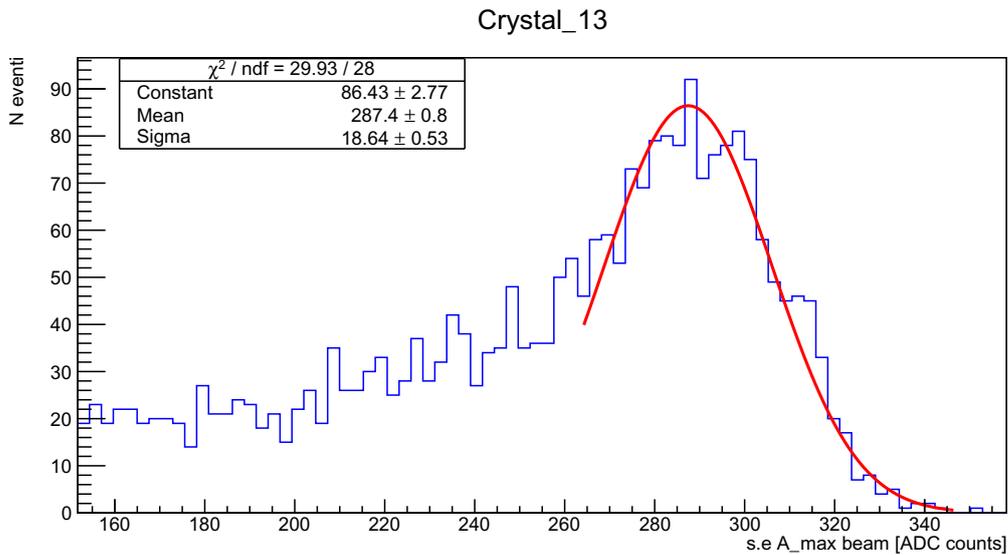


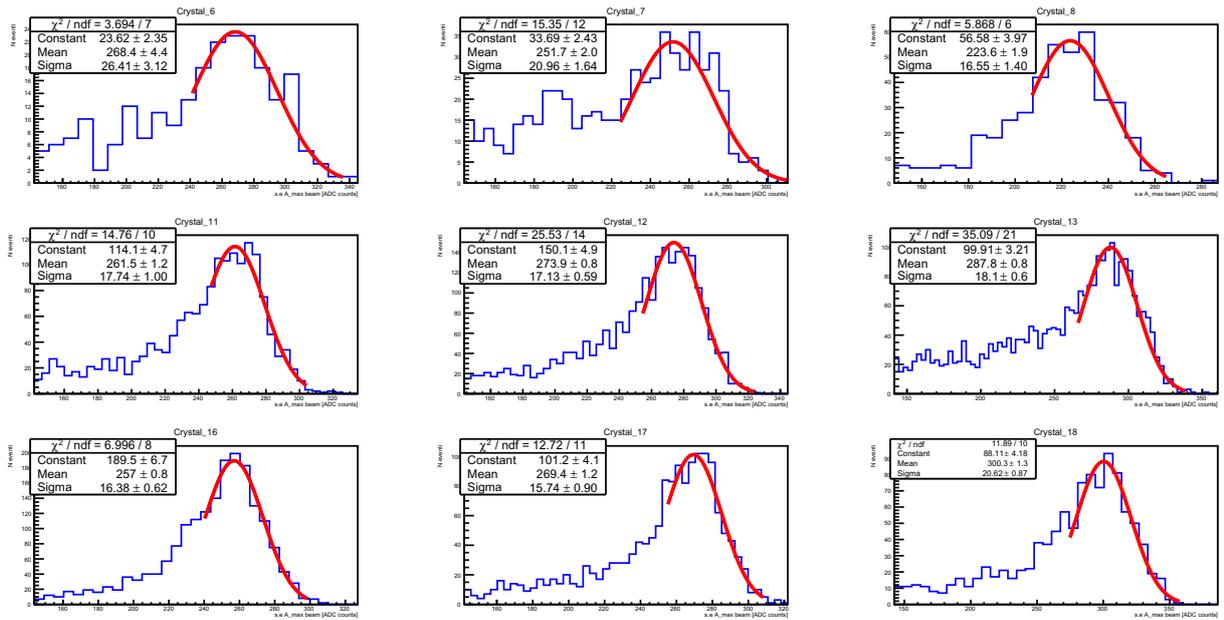
Figura 4.6: Esempio fit gaussiano asimmetrico calcolato

N_{cr}	$\overline{A_B}$ [ADC]	$\sigma_{\overline{A}}$ [ADC]
6	268.4	4.4
7	251.7	1.9
8	223.6	1.9
11	261.5	1.2
12	273.9	0.8
13	287.8	0.8
16	257.0	0.8
17	269.4	1.2
18	300.3	1.3

Tabella 4.2: Risultati per i cristalli analizzati

per il cristallo 6 ($n_{ev,6} = 354$) il picco gaussiano è a malapena distinguibile dal resto della distribuzione

L'andamento riportato in Figura 4.5 è coerente con il modello di dispersione dello sciame tra cristalli: il picco a destra corrisponde ad eventi B il cui sciame elettromagnetico si sviluppa all'interno di un solo cristallo, mentre la coda presente ad ampiezze inferiori rappresenta eventi che solo parzialmente si sviluppano al suo interno. Per determinare $\overline{A_{B,i}}$ basta quindi calcolare un fit gaussiano dei bin situati a destra del picco della distribuzione. Il fascio di particelle era focalizzato sui cristalli riportati in tabella 4.1. I restanti sono stati colpiti un numero di volte tale da non permettere una stima opportuna di $\overline{A_B}$, per cui è richiesto un numero minimo di eventi pari a 300 per procedere con l'analisi. Come si può vedere in Figura 4.6,



Ampiezze massime beam

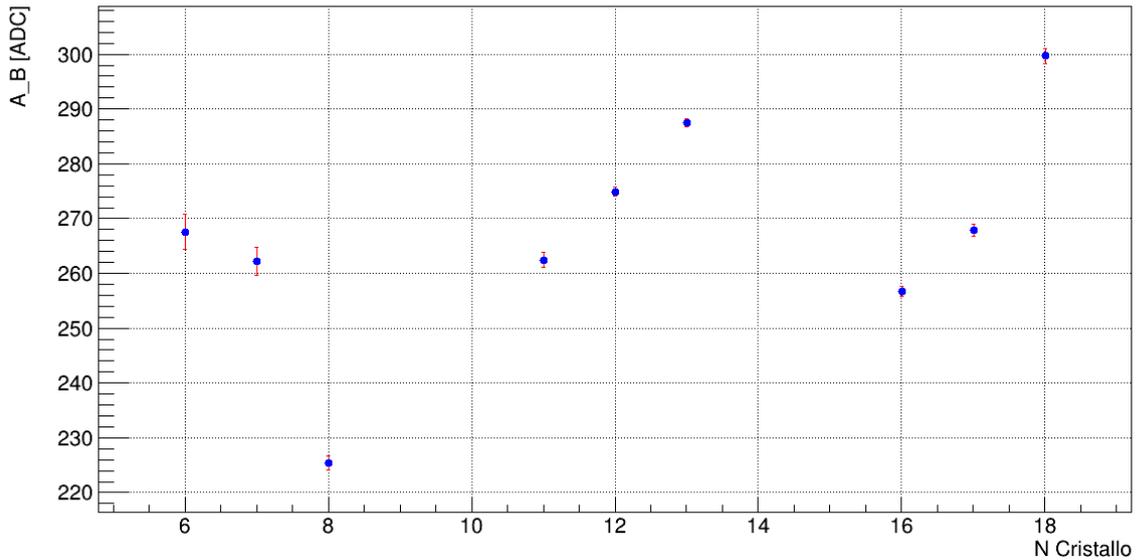
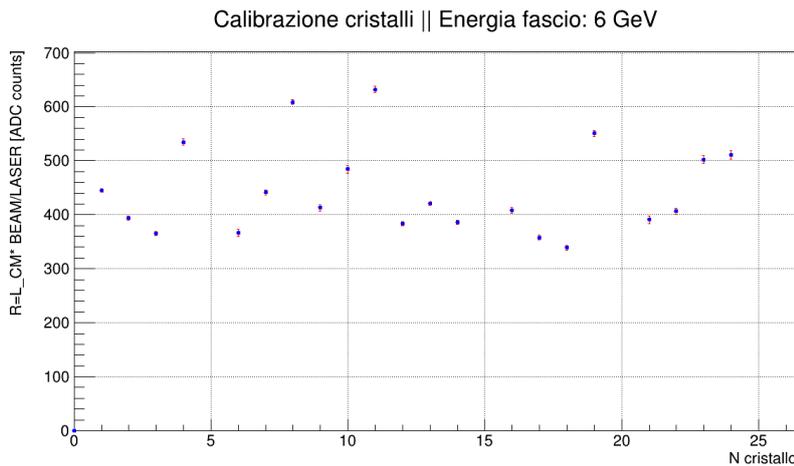
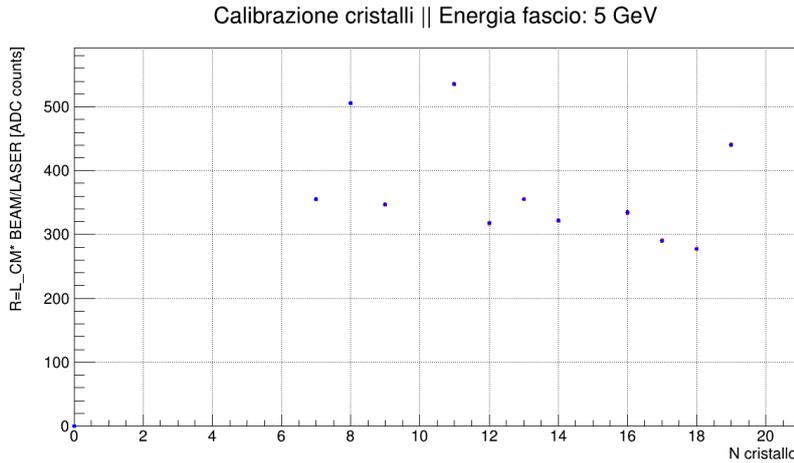
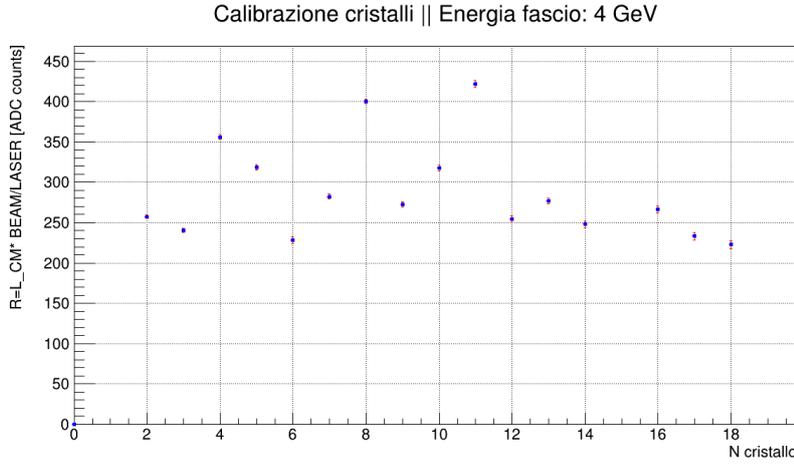


Figura 4.7: Fit gaussiano asimmetrico, calcolato per tutti i cristalli considerati. Viene anche rappresentato l'andamento di $\bar{A}_{B,i}$ in funzione dell'indice del cristallo

Purtroppo il numero esiguo di test a disposizione non permette un'analisi sistematica per tutti i 25 cristalli: ciascun set dati relativo agli 8 test beam effettuati è focalizzato su una sezione limitata del calorimetro; pur combinando i risultati finali relativi a test beam svolti alla stessa energia non si ha un ricoprimento completo del calorimetro. Vengono presentati i risultati dell'analisi allo scopo di evidenziare eventuali problematiche e fornire un'idea della relazione tra le costanti di calibrazione α_i .

4.3 Valutazione dell'impiego del sistema laser in fase di calibrazione



L'equazione 4.3 prevede che il rapporto A_B/A_L sia lo stesso per tutti i cristalli. In questa sezione si fa ricorso alla quantità

$$R_i = L_{CM} \cdot \frac{\overline{A_{B,i}}}{\overline{A_{L,i}}}$$

(dove $L_{CM} = \frac{1}{25} \sum_i \overline{A_{L,i}}$) il cui andamento è comunque indicativo della efficacia del laser in fase di calibrazione, ma ha il vantaggio di essere confrontabile con le altre grandezze oggetto di analisi.

Per ogni energia, vengono combinati i risultati relativi ai diversi test beam e si riportano graficamente le stime di R_i in funzione del indice cristallo. Dai grafici qui riportati si può concludere senza ombra di dubbio che il modello atteso non è verificato dai dati e che, tenendo in considerazione i risultati della sezione 4.1, l'impiego del sistema laser nell'esperimento MuOnE non può prescindere da approfondimenti riguardo la sua stabilità ed efficacia.

4.4 Verifica della linearità

La relazione (4.1) stabilisce il principio alla base della calorimetria, e permette di trarre conclusioni circa la natura e l'energia delle particelle cariche rivelate. Con i dati a disposizione è possibile verificare la linearità della risposta per un numero di cristalli, all'interno di un range energetico piuttosto piccolo (da 4 a 6 GeV); anche in questo caso si sottolinea la necessità di condurre test più estesi in termini di energia. Ad ogni modo l'analisi qui presentata fornisce un test di consistenza dei risultati ottenuti in 4.2, e offre un riferimento circa i valori delle costanti di calibrazione α_i .

N_{crist}	X [ADC/GeV]	σ_X [ADC/GeV]	χ^2/ndf
7	65.4	0.3	19 / 2
8	56.5	0.3	1.5 / 2
9	76.3	0.3	3.2 / 2
11	66.4	0.3	2.0 / 2
12	70.0	0.3	0.34 / 2
13	71.1	0.3	9.4 / 2
14	72.4	0.3	12 / 2
16	64.7	0.3	2.2 / 2
17	67.3	0.3	6.6 / 2
18	75.1	0.3	3.2 / 2

Tabella 4.3

Il parametro stimato dai fit lineari è definito in relazione ad α e alla costante di proporzionalità tra carica integrata e ampiezza del segnale (Equazione 4.2)

$$X = \frac{1}{cost \cdot \alpha} \quad (4.5)$$

Per la maggior parte dei cristalli risulta verificata la linearità; le eccezioni (cristalli 6,7,13,14) potrebbero essere dovute al numero esiguo di eventi utilizzati nel calcolo di $\overline{A_{B,i}}$, dal momento che l'accuratezza del fit gaussiano cresce con il numero di misure

(rif. sezione 4.2). Una stima approssimata della costante di proporzionalità $cost$ è ricavabile direttamente dal grafico in Figura 2.7 ($cost \simeq 4.6$), consentendo una valutazione delle costanti di calibrazione.

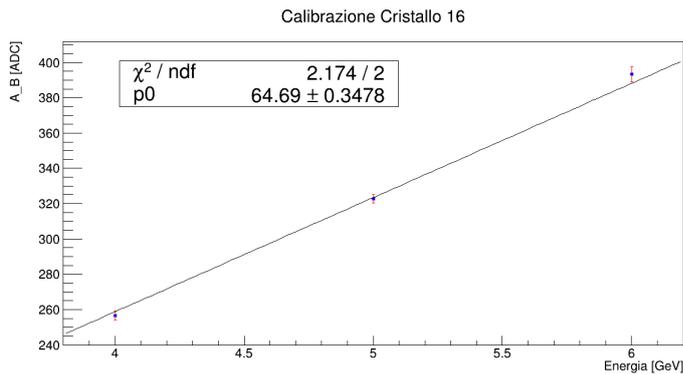


Figura 4.8: Esempio fit lineare calcolato per la stima di X

N_{cris}	α	σ_α
7	3.08	0.01
8	3.57	0.01
9	2.64	0.01
11	3.04	0.01
12	2.92	0.01
13	2.83	0.01
14	2.78	0.01
16	3.12	0.02
17	2.99	0.01
18	2.68	0.01

Tabella 4.4: Costanti di calibrazione espresse in MeV/ADC

Capitolo 5

Conclusioni

I risultati dell'analisi svolta dimostrano che grazie ad uno studio di natura prettamente statistica del rumore elettrico è possibile ridurre a posteriori la sua componente coerente di un fattore notevole. Si ritiene che l'approccio analitico descritto in questa tesi possa essere implementato con facilità nel corso dei test successivi dell'esperimento MuOnE, con lo scopo di incrementare il rapporto segnale rumore. Studi futuri potrebbero raffinare il tipo di analisi adottato e tentare di spiegare il forte accoppiamento tra i canali della FEB2.

Nel corso della seconda parte di analisi è stata evidenziata una risposta del calorimetro agli impulsi Laser non in accordo con le previsioni, per quanto riguarda stabilità e dispersione statistica delle ampiezze dei segnali; lo studio del rapporto tra segnali B e L ha dimostrato che l'impiego del sistema laser nella calibrazione dei cristalli non è attualmente possibile e che sono necessari studi approfonditi riguardo le sue prestazioni. I risultati relativi ai test effettuati con particelle cariche (T09 beam line) sembrano verificare le relazioni di linearità previste, e offrono una prima stima delle costanti di calibrazione di alcuni cristalli. Con un numero maggiore di test beam sarà possibile fornire una descrizione completa e più accurata delle costanti di calibrazione del calorimetro.

Bibliografia

- [1] B. Abi et al. “Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm”. In: *Phys. Rev. Lett.* 126 (14 apr. 2021), p. 141801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.141801. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.141801>.
- [2] CERN. *Electromagnetic Calorimetry*. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Main/ElecMagCalorimetry/Figure1New.pdf>.
- [3] Sara Cesare. “Calorimetry for MUonE”. Tesi di Laurea Magistrale. Università degli Studi di Padova, 2021/2022.
- [4] Christian W. Fabjan e Fabiola Gianotti. “Calorimetry for particle physics”. In: *Rev. Mod. Phys.* 75 (4 ott. 2003), pp. 1243–1286. DOI: 10.1103/RevModPhys.75.1243. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.75.1243>.
- [5] Particle Data Group. *Atomic and nuclear properties of materials*. URL: https://pdg.lbl.gov/2009/AtomicNuclearProperties/HTML_PAGES/301.html.
- [6] Amaldi Ugo. “Fluctuations in Calorimetry measurements”. In: *Physics Scripta* 23 (1981). URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0031-8949/23/4A/012>.