



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Analisi dei dati di test beam del calorimetro di MuOnE

Relatore

Laureanda

Prof. Franco Simonetto

Gaia Brambilla

Anno Accademico 2022/2023

Sommario

Il momento magnetico del muone è una quantità di particolare interesse nella fisica. Le misure sperimentali effettuate fino ad oggi, infatti, non sono pienamente compatibili con le previsioni del modello standard; occorrono misure ad alta precisione per comprendere se la teoria finora sviluppata sia adeguata o meno. L'esperimento MuOnE si propone di fornire una stima della componente adronica del momento magnetico del muone con una precisione di 10^{-2} . Esso sarà misurato tramite studio dello scattering elastico tra muone ed elettrone; un fascio di muoni dalla beam-line M2 del CERN inciderà contro una serie di bersagli di berillio e le particelle risultanti saranno raccolte da un calorimetro elettromagnetico. Per raggiungere la precisione desiderata è necessaria un'accurata calibrazione e uno studio approfondito di tutti gli strumenti di misura.

Questo lavoro si concentra sul calorimetro elettromagnetico, e si propone di rilevare irregolarità nel suo comportamento e trovare delle possibili spiegazioni. Per fare ciò, si sono analizzati dati da fasci di elettroni e laser ad alta e bassa energia; i primi sono stati acquisiti nell'area nord del CERN a partire dal 31/5/23, i secondi nell'area ovest a partire dal 29/6/23.

Si sono riscontrati dei problemi nel cosiddetto *pedistallo* dei segnali ad alta energia, una grandezza legata al rumore di fondo dei dati. Esso non appare infatti costante nel tempo e presenta dei salti collegabili all'istante in cui ciascun cristallo del calorimetro viene bersagliato dal fascio di elettroni. La spiegazione più plausibile è legata al fatto che i fotodiodi del calorimetro hanno accoppiamento AC con il preamplificatore. Inoltre, si sono osservate delle irregolarità nelle energie rilevate durante gli eventi elettronici a bassa energia: l'energia rilasciata nei cristalli appare significativamente diversa da quella attesa. Si ipotizza che le costanti di calibrazione del calorimetro, calcolate con i dati ad alta energia, siano cambiate tra le due prese dati; si propone quindi una possibile correzione, basata sullo studio dei dati laser associati.

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Momento magnetico del muone	1
1.2	L'esperimento MuOnE	2
1.2.1	Apparato sperimentale	2
1.2.2	Calorimetro elettromagnetico	2
2	Analisi dati	5
2.1	Dati di test	5
2.2	Studio del piedistallo ad alte energie	6
2.2.1	Variazione del piedistallo nel tempo	6
2.2.2	Salto nei piedistalli	9
2.2.3	Ipotesi: accoppiamento AC	12
2.3	Irregolarità nell'energia di cluster	12
2.3.1	Ipotesi: cambiamento delle costanti di calibrazione	14
3	Conclusioni	17

Introduzione

1.1 Momento magnetico del muone

In meccanica classica è possibile definire per una particella la grandezza *momento di dipolo magnetico*:

$$\vec{\mu}_L = \frac{e}{2m} \vec{L}$$

dove e è la carica elettrica della particella, m la sua massa e \vec{L} il suo momento angolare orbitale. Questa grandezza è legata all'interazione della particella con un campo magnetico B secondo la legge:

$$\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B}$$

dove \vec{M} è il momento torcente.

Si può descrivere una grandezza analoga in meccanica quantistica con alcuni accorgimenti. Infatti, il momento angolare in meccanica quantistica è quantizzato come multiplo di \hbar , e viene introdotto il concetto di *spin* \vec{S} di una particella. Di conseguenza occorre tenere conto anche del momento di dipolo magnetico ad esso associato (*momento magnetico intrinseco*):

$$\vec{\mu}_S = g \frac{e}{2m} \vec{S}$$

Il fattore g (detto anche *momento magnetico adimensionale*) è particolarmente significativo. Secondo le equazioni di Dirac, infatti, per i fermioni carichi puntiformi esso dovrebbe essere esattamente uguale a 2. Tuttavia, per gli elettroni si è misurata nel 1948 una piccola discrepanza [1], che ha reso necessaria l'introduzione della teoria della QED:

$$g_e = 2 \cdot (1.001119 \pm 0.00005)$$

Anche per i muoni si misura un'irregolarità analoga; il valore misurato sperimentalmente [2] (momento magnetico anomalo) è:

$$a_\mu^{SP} = \frac{g_\mu - 2}{2} = 116592055(24) \cdot 10^{-11}$$

Dal punto di vista teorico [3], il valore di a_μ^{TH} può essere calcolato a partire da diverse componenti.

$$a_\mu^{TH} = a_\mu^{QED} + a_\mu^{EW} + a_\mu^{HAD} = 116591810(43) \cdot 10^{-11}$$

I primi due termini (contributo di QED ed elettrodebole) sono calcolabili con il metodo perturbativo, mentre il terzo, il contributo adronico, è più difficile da valutare poichè richiede tecniche più avanzate, ed è quindi la maggiore fonte di incertezza. In generale, tra valore teorico e sperimentalmente c'è uno scostamento¹ di 5.0σ [2]; di conseguenza non è chiaro se il momento magnetico anomalo del muone sia ben previsto dal modello standard o necessiti lo sviluppo di nuove teorie. Per comprenderlo è necessario effettuare nuove misure ad alta precisione.

¹Questo valore è probabilmente sovrastimato; si veda [2] per chiarimenti

1.2 L'esperimento MuOnE

L'esperimento MuOnE² ha come obiettivo la misura della componente adronica del momento magnetico del muone con una precisione di 10^{-2} . Per fare ciò, sfrutta lo scattering elastico tra muone ed elettrone, nello specifico tra un fascio di muoni ad alta energia e un bersaglio fisso di berillio. Il valore di a_{μ}^{HAD} può essere calcolato a partire dalla sezione d'urto differenziale in funzione della variabile di Mandelstam t .

1.2.1 Apparato sperimentale

L'esperimento utilizza il fascio di muoni a 150 GeV dalla beam-line M2 del CERN. Esso impatta contro 40 bersagli di berillio, di spessore 15 mm, distanti tra loro 1 m e dotati di sensori al silicio per il tracciamento. La presenza di più bersagli distanziati tra loro permette di ridurre la probabilità di urti multipli, e dati dai sensori permettono di ricavare gli angoli di scattering delle particelle, senza distinguere tra muoni ed elettroni.

Al termine delle postazioni di tracciamento, elettroni e muoni risultanti sono raccolti da un calorimetro elettromagnetico di tungstenato di piombo ($PbWO_4$), con fotodiodi a valanga al termine per la presa dati. Questo strumento permette di determinare in modo indipendente gli angoli di scattering, ma anche di identificare le particelle: gli elettroni creano uno sciame elettromagnetico e quindi rilasciano molta energia, mentre i muoni interagiscono molto poco.

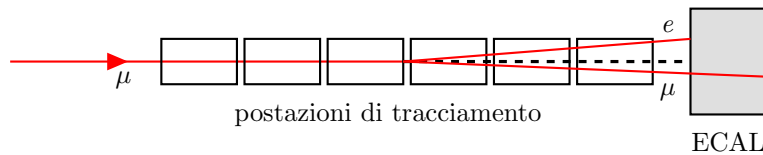


Figura 1.2.1: Schema dell'apparato sperimentale

1.2.2 Calorimetro elettromagnetico

Un calorimetro elettromagnetico è uno strumento composto da barre cristalline che sfrutta il fenomeno dello sciame elettromagnetico per misurare l'energia delle particelle incidenti (elettroni o fotoni). Essi interagiscono con il materiale generando una pioggia di particelle e rilasciando energia. All'estremità del cristallo, un fotomoltiplicatore raccoglie i fotoni prodotti, il cui numero è proporzionale all'energia rilasciata nel mezzo, e genera un segnale elettrico.

1.2.2.1 Nozioni di calorimetria

Il funzionamento di un calorimetro elettromagnetico è legato al fenomeno dello sciame elettromagnetico, che si compone di due meccanismi.

Il primo, la radiazione di frenamento (Bremsstrahlung), si verifica quando un elettrone interagisce con i nuclei di un mezzo materiale: esso perde energia attraverso l'emissione di fotoni, secondo la legge:

$$E(X) = E_0 \cdot e^{-X/\chi_0}$$

dove X è la distanza percorsa per la densità del mezzo, E_0 è l'energia iniziale della particella e χ_0 è la *lunghezza di radiazione*, un parametro dipendente dal mezzo materiale con cui l'elettrone interagisce. Per il tungstenato di piombo essa vale 7.39 g/cm^{-2} [5].

Il secondo fenomeno è la produzione di coppie: un fotone con energia sufficientemente alta produce una coppia particella-antiparticella (principalmente un elettrone e un positrone). Questo fenomeno richiede la presenza di un nucleo affinché il quadrimomento sia conservato, ed è un processo in soglia. Il fotone deve cioè avere energia almeno uguale a quella della coppia finale, quindi maggiore di 1 MeV, anche se il fenomeno diventa prevalente sopra i 10 MeV. Il tasso di disintegrazione N segue la legge:

$$N(X) = N_0 \cdot e^{-\frac{7}{9} \cdot \frac{X}{\chi_0}}$$

In uno sciame elettromagnetico prodotto da elettroni (o fotoni) ad alta energia, questi fenomeni si verificano in successione e creano un grande numero di nuove particelle: l'elettrone produce fotoni ad alta energia per bremsstrahlung, e questi producono delle coppie elettrone-positrone, che a loro volta producono fotoni per bremsstrahlung, e

²Per la descrizione dettagliata dell'esperimento e dell'apparato si rimanda a [4]

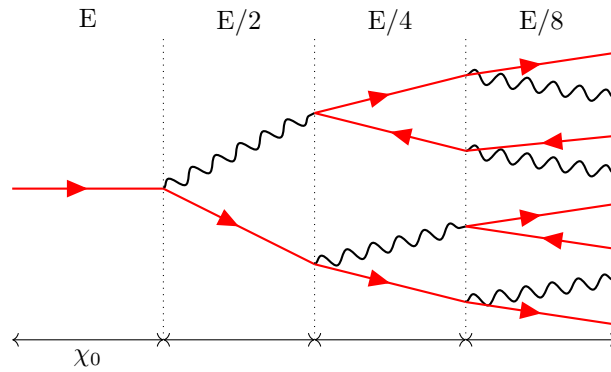


Figura 1.2.2: Schema di uno sciame elettromagnetico secondo l'approssimazione di Rossi

il ciclo si ripete finchè l'energia dei fotoni prodotti è minore dell'energia di soglia. Tuttavia, se l'energia dei fotoni è minore di 10 MeV, il fotone perderà energia principalmente per scattering Compton e ionizzazione, senza quindi creare nuove particelle.

Per studiare uno sciame, si introduce l'approssimazione di Rossi:

- si considera ciascuno dei due fenomeni come deterministico: ogni fotone crea una coppia dopo aver percorso una lunghezza $X = \chi_0$, e lo stesso vale per gli elettroni.
- al termine di ogni fenomeno, il numero delle particelle raddoppia e la loro energia viene dimezzata.
- si considera soltanto lo sviluppo longitudinale.
- lo sciame termina per $E < 10$ MeV.

In figura 1.2.2 si mostra uno schema dello sciame. Di conseguenza è possibile ricavare semplicemente una stima approssimativa della lunghezza in cui lo sciame si sviluppa, detta *lunghezza di assorbimento* L . Infatti se dopo aver percorso una distanza (moltiplicata per la densità) pari a $n\chi_0$, le particelle hanno energia $E_0/2^n$, si avrà:

$$L \approx \log_2 \left(\frac{E_0}{\varepsilon} \right) \chi_0$$

con ε energia di soglia (≈ 10 MeV).

Un calorimetro elettromagnetico, per essere efficace, dovrà quindi avere una lunghezza maggiore della lunghezza di assorbimento determinata in questo modo.

1.2.2.2 Risoluzione energetica

La risoluzione energetica di un calorimetro è costituita da 3 componenti:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \oplus C$$

dove \oplus indica la somma in quadratura. Il primo termine, il termine stocastico, deriva dalla fluttuazione del numero di particelle prodotte nello sciame; da considerazioni teoriche sulla statistica di Poisson, si può dedurre che tale termine scala come $E^{-1/2}$.

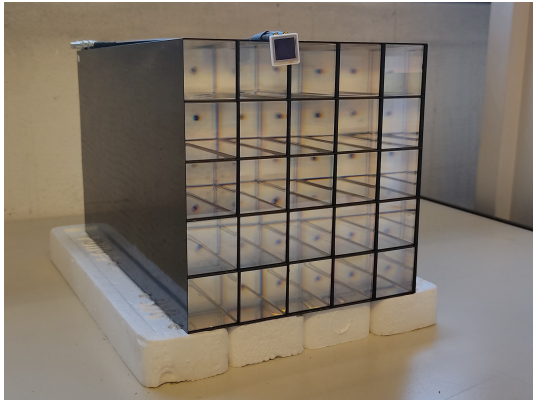
Il secondo termine è legato al rumore elettronico (termine di rumore), e quindi l'errore σ_E ad esso associato è costante al variare dell'energia.

Il terzo termine, detto termine costante, è associato a un errore σ_E che cresce linearmente con E . Esso è legato a errori di calibrazione, disomogeneità nei cristalli e altre irregolarità.

Utilizzando particolari accorgimenti di costruzione e calibrazione, questi errori possono essere ridotti. Inoltre è importante ricordare in che range di energia opererà il calorimetro: nel nostro caso, dato che le energie delle particelle incidenti sono alte, il termine più significativo sarà quello costante.

1.2.2.3 Descrizione del calorimetro di MuOnE

Il calorimetro di MuOnE (figura 1.2.3a) è costituito da 25 cristalli di $PbWO_4$, di dimensioni $2.4 \text{ cm} \times 2.4 \text{ cm} \times 22 \text{ cm}$, disposti in una struttura di fibra di carbonio e identificati come in figura 1.2.3b. I materiali utilizzati e



(a) Fotografia del calorimetro di MuOnE

1	2	3	4	5
6	7	8	9	10
11	12	13	14	15
16	17	18	19	20
21	22	23	24	25

(b) Schema del calorimetro di MuOnE

Figura 1.2.3: Il calorimetro di MuOnE

la struttura sono analoghi a quelli del calorimetro di CMS. Il tungstenato di piombo ha densità 8.300 g/cm^3 [5], quindi il calorimetro ha lunghezza pari a 24.7 volte la lunghezza di radiazione, e riesce a raccogliere efficacemente l'energia delle particelle incidenti, con una perdita di circa 1%.

Ogni cristallo è collegato a un fotodiiodo a valanga HAMAMATSU, inserito all'interno di un supporto di plastica. A loro volta i fotodiiodi sono collegati ad una front-end board che può leggere fino a 16 canali: sono quindi state utilizzate due FEB diverse.

Infine, ogni cristallo è dotato di un laser NPL45C con frequenza 50 kHz, potenza 2.9 mW ed energia 58 nJ per impulso, inserito nello stesso supporto del fotodiiodo.

Analisi dati

2.1 Dati di test

Per questo lavoro sono stati utilizzati dati da due sessioni: i dati ad *alta energia*, acquisiti nell'area nord del CERN tra il 31/5/23 e il 10/6/23, e i dati a *bassa energia*, acquisiti tra il 22/6/23 e il 29/6/23 nell'area ovest del CERN. Entrambi raccolgono due tipi di eventi:

- eventi elettronici: un fascio di elettroni collide contro uno specifico cristallo o gruppo di cristalli. Questo processo viene ripetuto per ciascuno di essi in successione in modo da mappare l'intera superficie del calorimetro. Si sono effettuate prese dati con elettroni a diverse energie, nello specifico a 50, 75, 100 e 150 GeV.
- eventi laser: i laser situati su ciascun cristallo si accendono contemporaneamente ed emettono fotoni ad alta energia. Questi dati hanno lo scopo di monitorare l'efficienza dell'elettronica di lettura.

Per gli eventi elettronici, si sono effettuate diverse prese dati per ogni energia variando la posizione di incidenza del fascio, illustrate in figura 2.1.1. Ci sono quindi:

- Dati *center*: i fasci elettronici incidono al centro di ciascun cristallo (Fig. A).
- Dati *top-bottom*: i fasci elettronici incidono sul lato superiore/inferiore in comune tra due cristalli (Fig. B).
- Dati *right-left*: i fasci elettronici incidono sul lato destro/sinistro in comune tra due cristalli (Fig. C).
- Dati *cross*: i fasci elettronici incidono sul vertice comune tra 4 cristalli (Fig. D).

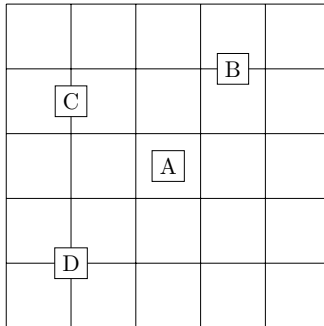


Figura 2.1.1: Posizioni di incidenza del fascio analizzate

Per l'analisi seguente ad alte energie, si sono utilizzati i dati elettronici di tipo *center* con energie 50, 75, 100 e 150 GeV, e i dati laser corrispondenti acquisiti durante le stesse sessioni. Per l'analisi a basse energie invece si sono usati i dati elettronici di tipo *center* con energie 1, 2, 5 e 6 GeV. Per ogni presa dati di eventi elettronici ad alte energie si sono acquisiti circa 2,500,000 eventi (circa 100,000 eventi in cui un particolare cristallo viene bersagliato); per i dati laser corrispondenti sono stati acquisiti circa 60,000 eventi. Infine, per i dati a basse energie si sono acquisiti tra 1,000,000 e 2,000,000 eventi totali.

Di seguito si mostrano due esempi di dati raccolti, uno per gli eventi elettronici e l'altro per quelli laser; essi rappresentano l'interazione di un pacchetto di elettroni (o di un impulso laser) con tutti i cristalli del calorimetro, e ciascun riquadro raffigura l'interazione con uno di essi. In ascissa è rappresentato il tempo, espresso in unità arbitrarie dipendenti dalla frequenza di campionamento; in ordinata è rappresentato il numero di conteggi, proporzionale all'energia rilasciata nel calorimetro. La frequenza di campionamento è 25 ns, e per ogni evento si sono acquisiti dati per 128 step temporali.

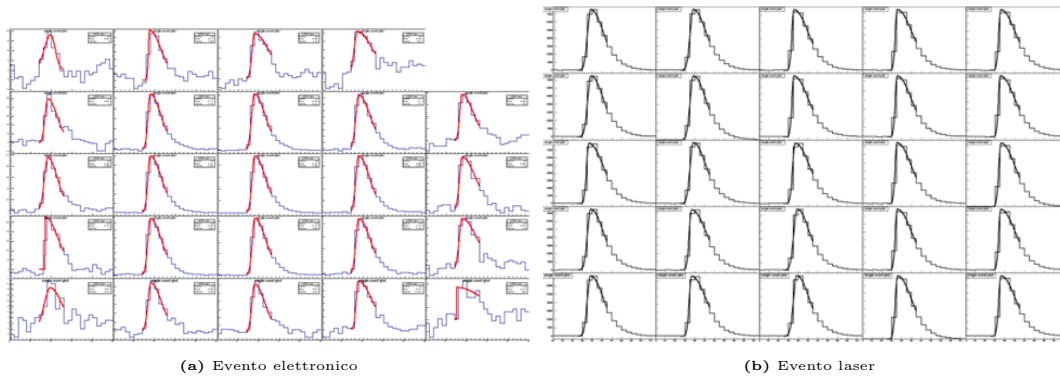


Figura 2.1.2: Esempi di dati raccolti ad alta energia

2.2 Studio del piedistallo ad alte energie

Dalla figura 2.1.2 si osserva che il picco in conteggi non avviene all'inizio del campionamento, ma dopo un certo tempo, che è stabilito dagli sperimentatori e approssimativamente uguale per ogni evento. Questo ci permette sia di osservare il picco senza tagli accidentali, che di studiare il rumore di fondo del sistema, dato dalle condizioni ambientali e dall'elettronica.

Prendiamo quindi per ciascun evento i valori di energia (in conteggi) corrispondenti alle prime 30 unità di tempo acquisite: dato che il fascio di elettroni (o il laser) non ha ancora interagito con il calorimetro, questa energia è collegata al rumore di fondo del sistema. Calcoliamo poi la media di questi 30 valori di energia: chiameremo questa grandezza il *piedistallo*. Per ogni evento otteniamo quindi un valore di piedistallo; per ogni presa dati ad alta energia, otterremo circa 2,500,000 valori.

2.2.1 Variazione del piedistallo nel tempo

Studiamo i piedistalli degli eventi elettronici ad alta energia; per facilitare la visualizzazione, lavoreremo con la media dei piedistalli effettuata su 10,000 eventi, ottenendo quindi un istogramma con circa 250 entrate per ogni cristallo.

Vogliamo verificare che il piedistallo sia costante nel tempo; per fare ciò effettuiamo un'interpolazione lineare dei dati del tipo $y = mx + q$ e verifichiamo che il coefficiente angolare m sia compatibile con 0. I risultati sono riportati nelle tabelle 2.2.1, 2.2.2, 2.2.3 e 2.2.4; sono inoltre riportati nei grafici 2.2.1, 2.2.2, 2.2.3 e 2.2.4.

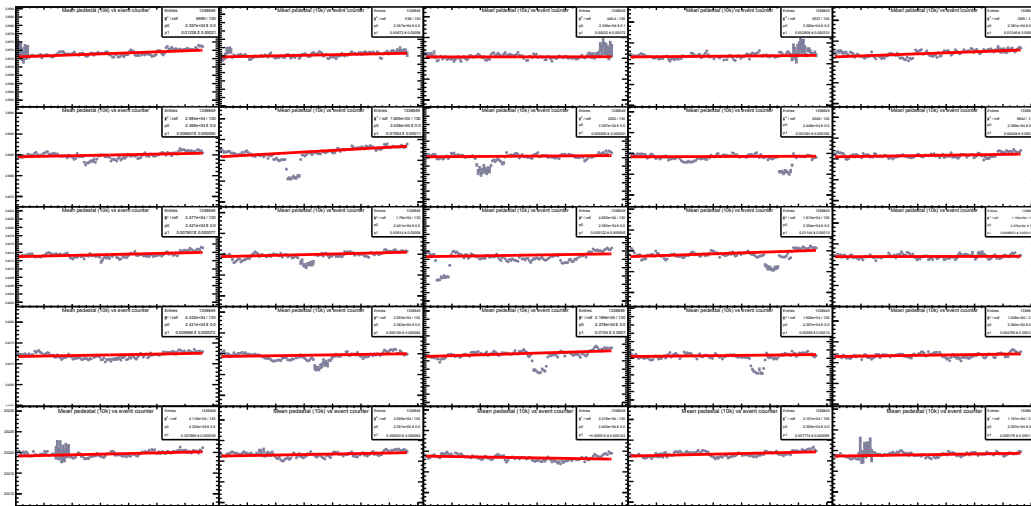


Figura 2.2.1: Piedistallo degli eventi elettronici a 50 GeV e retta interpolante

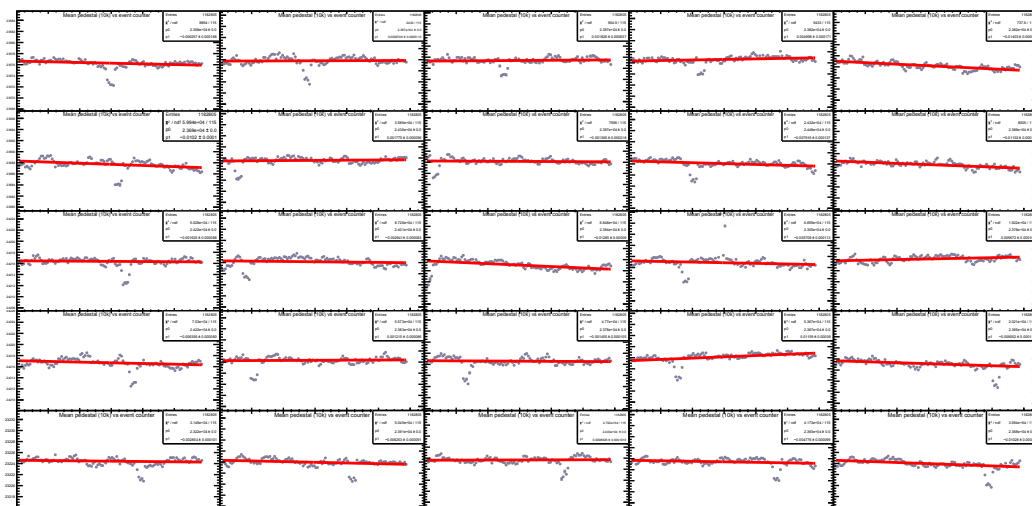


Figura 2.2.2: Piedistallo degli eventi elettronici a 75 GeV e retta interpolante

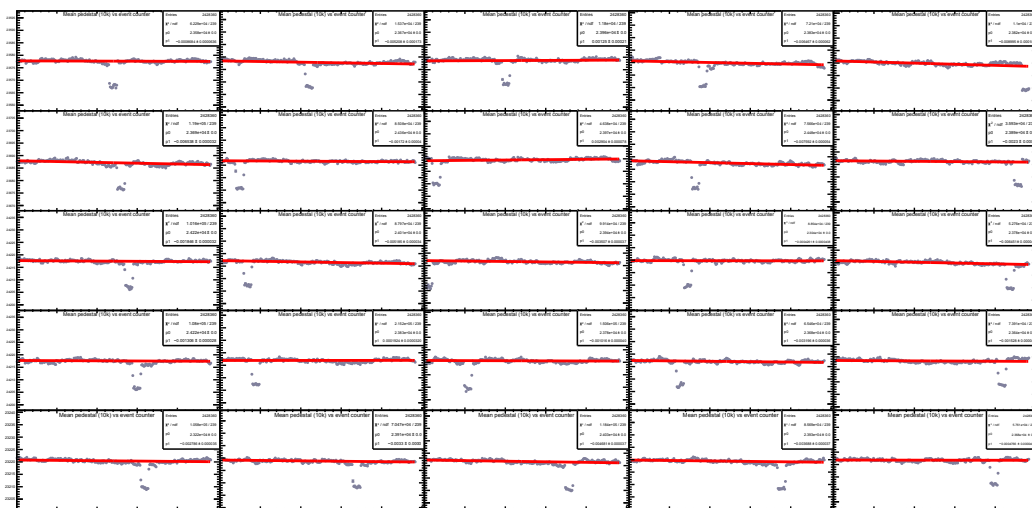


Figura 2.2.3: Piedistallo degli eventi elettronici a 100 GeV e retta interpolante

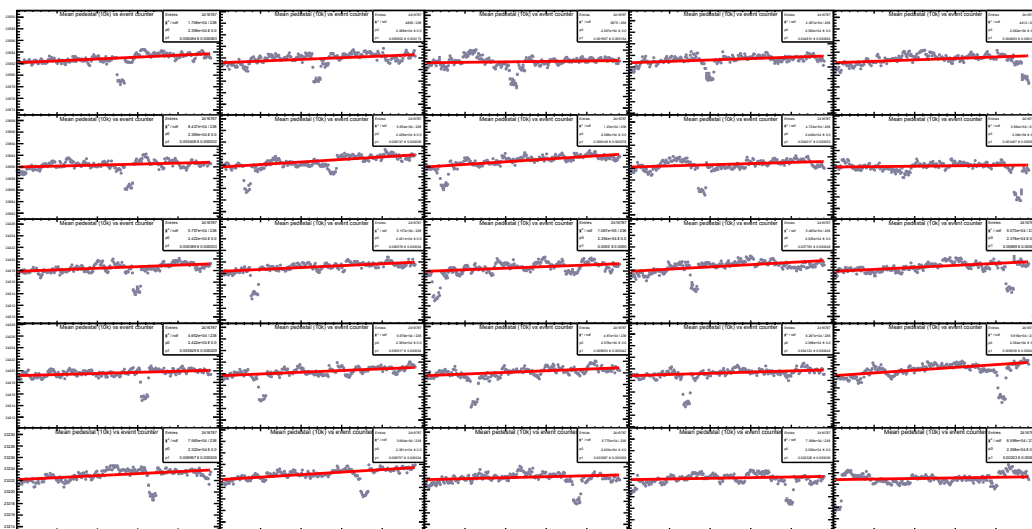


Figura 2.2.4: Piedistallo degli eventi elettronici a 150 GeV e retta interpolante

Tabella 2.2.1: Interpolazione del piedistallo degli eventi elettronici a 50 GeV

m (conteggi/unità di tempo)				
0.0123 ± 0.0002	0.0067 ± 0.0006	0.0003 ± 0.0007	0.0028 ± 0.0002	0.0125 ± 0.0006
0.00650 ± 0.00009	0.0192 ± 0.0001	0.0022 ± 0.0003	0.0011 ± 0.0002	0.0048 ± 0.0002
0.00780 ± 0.00008	0.00814 ± 0.00008	0.00512 ± 0.00009	0.0114 ± 0.0001	0.0007 ± 0.0001
0.00597 ± 0.00007	0.00511 ± 0.00008	0.0104 ± 0.0001	0.0036 ± 0.0001	0.0048 ± 0.0001
0.00787 ± 0.00009	0.00629 ± 0.00008	-0.0055 ± 0.0001	0.00777 ± 0.00009	0.0052 ± 0.0001

Tabella 2.2.2: Interpolazione del piedistallo degli eventi elettronici a 75 GeV

m (conteggi/unità di tempo)				
-0.0063 ± 0.0002	0.0010 ± 0.0005	0.0018 ± 0.0006	0.0050 ± 0.0002	-0.0140 ± 0.0005
-0.01020 ± 0.00009	0.0018 ± 0.0001	-0.0013 ± 0.0002	-0.0079 ± 0.0001	-0.0110 ± 0.0001
-0.00163 ± 0.00009	-0.00284 ± 0.00008	-0.01285 ± 0.00009	-0.0057 ± 0.0001	0.0057 ± 0.0001
-0.00636 ± 0.00008	0.00122 ± 0.00009	-0.0015 ± 0.0001	0.01159 ± 0.00009	-0.0091 ± 0.0001
-0.0029 ± 0.0001	-0.00625 ± 0.00009	0.0009 ± 0.0001	-0.0048 ± 0.0001	-0.0103 ± 0.0001

Tabella 2.2.3: Interpolazione del piedistallo degli eventi elettronici a 100 GeV

m (conteggi/unità di tempo)				
-0.00087 ± 0.00006	-0.0052 ± 0.0002	0.0013 ± 0.0002	-0.00647 ± 0.00006	-0.0090 ± 0.0002
-0.00654 ± 0.00003	-0.00172 ± 0.00004	0.00290 ± 0.00008	-0.00759 ± 0.00005	-0.00230 ± 0.00005
-0.00185 ± 0.00003	-0.00519 ± 0.00003	-0.00351 ± 0.00004	-0.00043 ± 0.00004	-0.00645 ± 0.00004
-0.00131 ± 0.00003	0.00019 ± 0.00003	-0.00102 ± 0.00004	-0.00320 ± 0.00004	-0.00153 ± 0.00004
-0.00279 ± 0.00004	-0.00330 ± 0.00003	-0.00468 ± 0.00004	-0.00369 ± 0.00004	-0.00048 ± 0.00004

Tabella 2.2.4: Interpolazione del piedistallo degli eventi elettronici a 150 GeV

m (conteggi/unità di tempo)				
0.00649 ± 0.00006	0.0058 ± 0.0002	0.0016 ± 0.0002	0.00481 ± 0.00006	0.0050 ± 0.0002
0.00341 ± 0.00003	0.00875 ± 0.00004	0.00915 ± 0.00008	0.00402 ± 0.00005	0.00147 ± 0.00006
0.00539 ± 0.00003	0.00658 ± 0.00003	0.00550 ± 0.00004	0.00776 ± 0.00005	0.00689 ± 0.00004
0.00383 ± 0.00003	0.00592 ± 0.00003	0.00565 ± 0.00004	0.00412 ± 0.00004	0.00954 ± 0.00004
0.00696 ± 0.00004	0.00874 ± 0.00003	0.00339 ± 0.00004	0.00233 ± 0.00004	0.00203 ± 0.00004

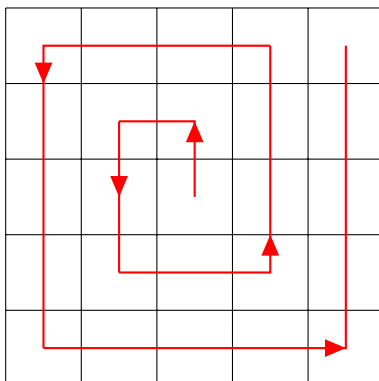
Osservazioni Si osserva che quasi tutti i valori trovati per il coefficiente angolare sono incompatibili con lo zero, fatto dovuto anche ai piccoli errori sui dati. I dati interpolati sono infatti medie effettuate su un numero molto elevato di dati. Nonostante non si osservi un segno sistematicamente positivo o negativo per tutti i cristalli a tutte le energie, si hanno comunque delle irregolarità: a 50 GeV tutti i coefficienti angolari sono positivi, a 150 GeV tutti negativi.

2.2.2 Salto nei piedistalli

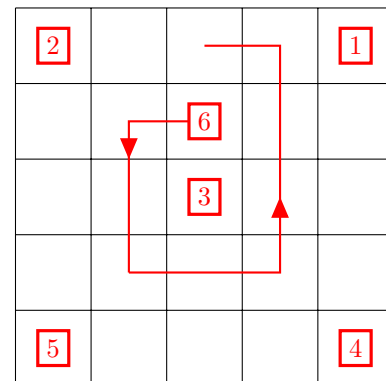
Dall'analisi delle figure 2.2.1, 2.2.2, 2.2.3 e 2.2.4 si osserva un comportamento peculiare: quasi tutti i piedistalli presentano un salto negativo, tutti in corrispondenza di tempi diversi. Per i fasci di elettroni a 50, 75 e 150 GeV questi scostamenti dalla media sono di circa 5 conteggi, mentre per i fasci a 100 GeV sono di circa 10 conteggi. Questo comportamento non appare casuale, ed è infatti collegato all'ordine in cui i dati sono stati presi, ricostruibile dai logbook degli sperimentatori. Tenendo a mente il fatto che la numerazione dei cristalli risulta "specchiata", quindi al cristallo in alto a destra è assegnato il numero 1, si possono ricavare le informazioni seguenti:

- Per i fasci di elettroni a 75 e 100 GeV, la presa dati segue l'ordine in figura 2.2.5a: parte dal cristallo numero 13 (centrale) e segue un andamento a spirale.
- Per il fascio di elettroni a 150 GeV, la presa dati comincia dal cristallo numero 25 (in basso a destra), poi si sposta al cristallo numero 13 e prosegue a spirale come in figura 2.2.5a.
- Per il fascio di elettroni a 50 GeV si sono verificati dei problemi, e quindi sono stati irraggiati soltanto alcuni cristalli, nell'ordine mostrato in figura 2.2.5b.

Queste informazioni si possono ricavare anche dai dati: infatti è possibile individuare a un determinato istante su quale cristallo è rilasciata più energia, e utilizzare questo dato per ricostruire l'ordine in cui i cristalli sono stati scansionati. Nella figura 2.2.6 sono riportati i risultati, che sono coerenti con quanto ricavato dai logbook. Si osserva

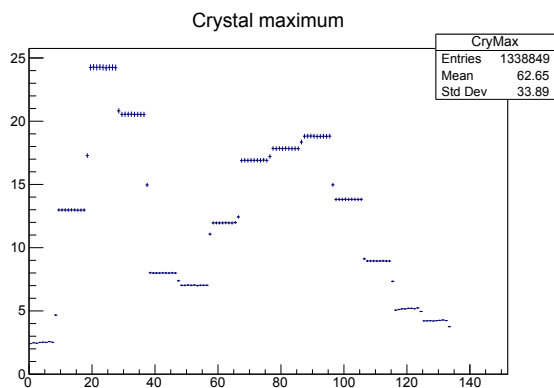


(a) Ordine di massima della presa dati

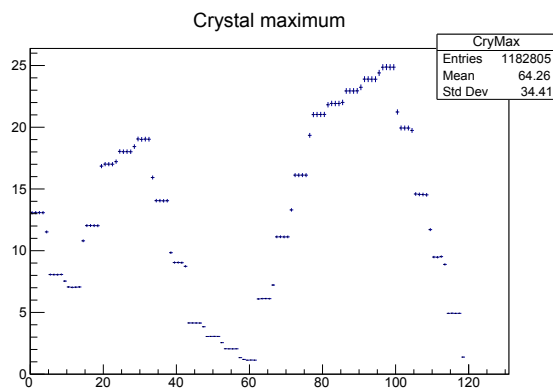


(b) Ordine della presa dati per il fascio a 50 GeV

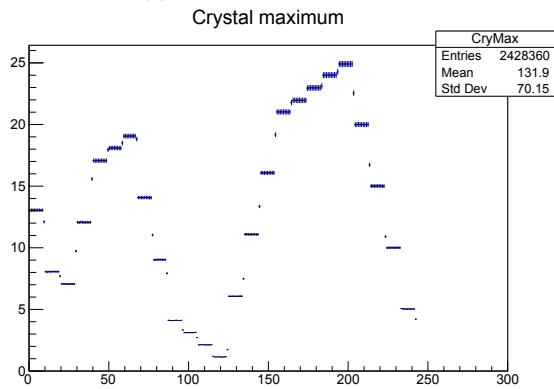
qualitativamente che i salti si succedono temporalmente nello stesso ordine in cui i cristalli sono stati scansionati. Per i fasci a 75, 100 e 150 GeV l'ordine dei salti è perfettamente sovrapponibile con quanto previsto. Per il fascio a



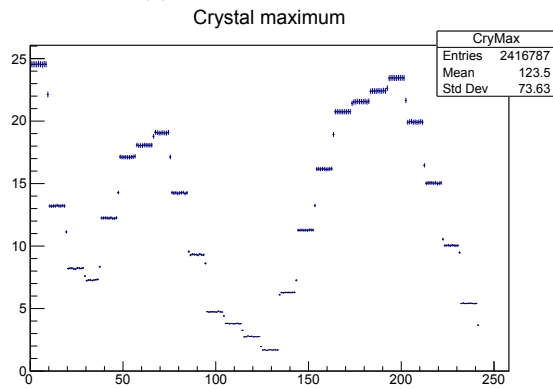
(a) Fascio elettronico a 50 GeV



(b) Fascio elettronico a 75 GeV



(c) Fascio elettronico a 100 GeV



(d) Fascio elettronico a 150 GeV

Figura 2.2.6: Ordine in cui i cristalli vengono scansionati

50 GeV invece la situazione è più complessa: infatti i 9 cristalli centrali hanno un comportamento coerente con gli altri fasci, mentre gli altri cristalli irraggiati presentano un comportamento più rumoroso e irregolare. Tuttavia, dati i problemi sorti durante la presa dati, è ragionevole trascurare questo problema e attribuirlo alla scarsa affidabilità di questo set.

2.2.2.1 Confronto con i dati laser

Per comprendere meglio la causa di queste irregolarità, confrontiamo i dati dei fasci elettronici con quelli degli impulsi laser corrispondenti. Procediamo analogamente a prima, facendo le medie su 240 eventi. Come esempio riportiamo gli eventi laser corrispondenti ai fasci elettronici a 150 GeV (figura 2.2.7). In generale, i piedistalli sono regolari, eccetto per i cristalli 2, 3 e 5 che appaiono piuttosto rumorosi a tutte le energie. Studiamo quindi il

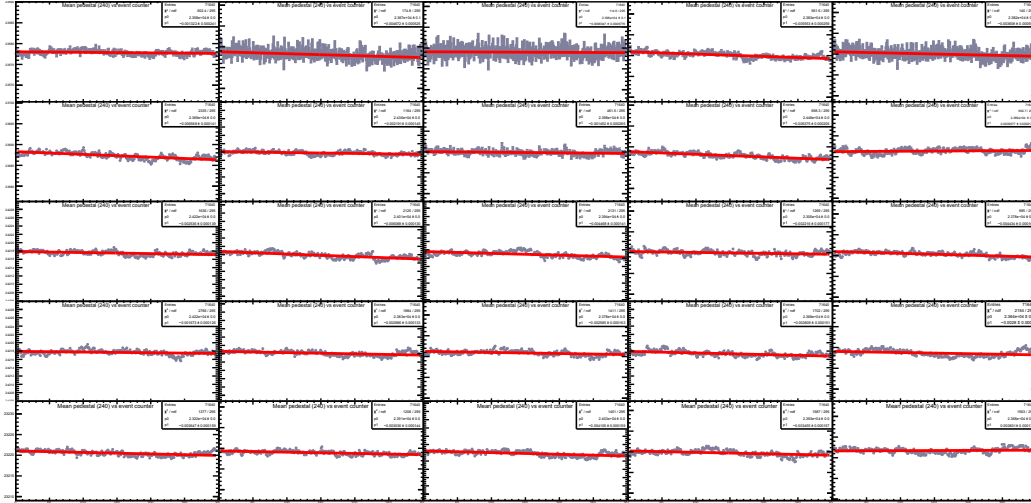


Figura 2.2.7: Esempio di piedistallo per eventi laser (corrispondente al fascio elettronico a 100 GeV)

rapporto tra i piedistalli degli eventi elettronici e laser. Come esempio è riportato il grafico relativo a 100 GeV, nella figura 2.2.8.

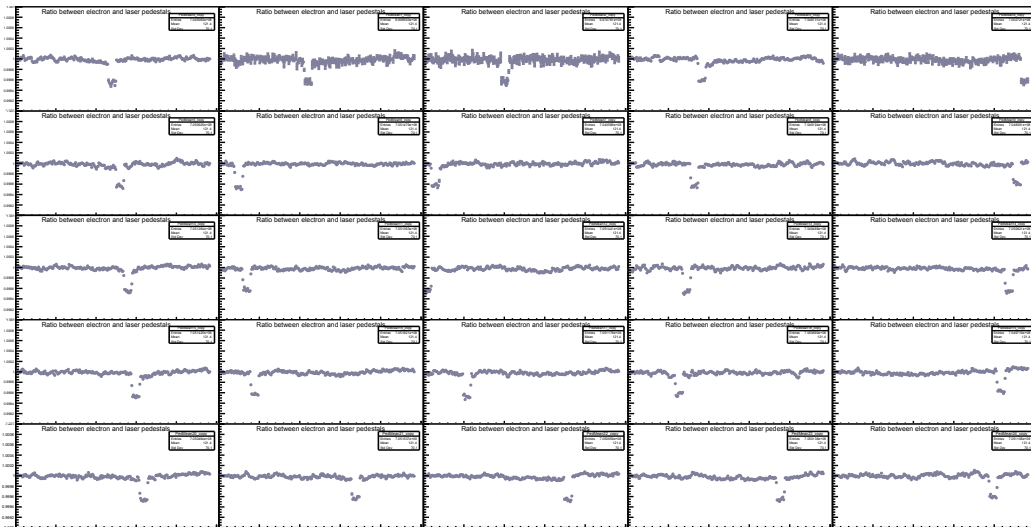


Figura 2.2.8: Rapporto tra piedistalli degli eventi elettronici a 100 GeV e laser

Osservazioni Si osserva un fenomeno peculiare: il rapporto tra piedistallo elettronico e laser è minore di 1 quando il cristallo è irraggiato ed è uguale a 1 altrimenti. Questo fatto è controintuitivo, dato che durante gli eventi laser i cristalli sono sempre irraggiati, e quindi ci aspetteremmo lo stesso piedistallo di quando sono irraggiati con elettroni.

2.2.3 Ipotesi: accoppiamento AC

Il fenomeno dei salti nei piedistalli è piuttosto significativo: la sua spiegazione non è banale e la sua presenza potrebbe essere collegata ad errori sistematici che potrebbero influenzare i dati raccolti e le conclusioni tratte dall'intero esperimento. L'ipotesi più convincente riguarda il tipo di accoppiamento del fotodiode al preamplificatore [6]. Esistono infatti due possibilità: accoppiamento AC e DC. L'accoppiamento AC trasmette un segnale con media nulla ed elimina eventuali offset; l'accoppiamento DC permette di osservare un segnale con un offset, tuttavia per visualizzare il segnale nella sua interezza occorre scansionare un intervallo di potenziali più ampio, e questo si traduce in una perdita di risoluzione. In figura 2.2.9 si mostra un esempio: i potenziali in ascissa sono diversi, ma sono quelli necessari per visualizzare il segnale nella sua interezza.

Per il calorimetro si è scelto di utilizzare l'accoppiamento AC, per semplificare il più possibile la successiva aggiunta di un bias e il collegamento con l'elettronica di lettura; ciò significa che i segnali hanno media nulla. Quando il fascio di elettroni è centrato su un cristallo libera più del 70% della propria energia su di esso, generando un segnale significativamente più intenso che negli altri cristalli; dato che la media complessiva del segnale deve essere nulla, il sistema deve "abbassare" il piedistallo.

Questa ipotesi è coerente con la presenza dei salti, ma non spiega affatto il rapporto dei piedistalli di eventi elettronici e di laser: anche i laser infatti sono eventi ad alta energia, e dovrebbero causare anch'essi un abbassamento nel piedistallo.

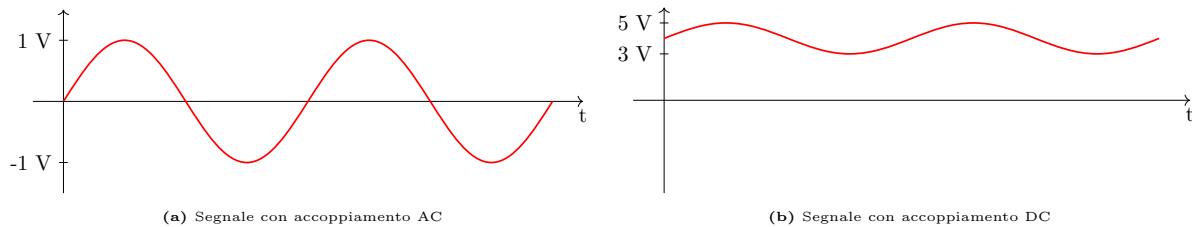


Figura 2.2.9: Differenze tra segnale in accoppiamento AC e DC

2.3 Irregolarità nell'energia di cluster

Per studiare in modo accurato l'energia rilasciata dai fasci elettronici nei cristalli, occorre definire un nuovo metodo operativo. Infatti, l'energia di un fascio elettronico non viene rilasciata soltanto nel cristallo che viene bersagliato, ma in misura minore anche in quelli adiacenti. Di conseguenza, per calcolare l'energia rilasciata occorrerà considerare anche il contributo di questi ultimi. Definiamo quindi il concetto di *cluster*: studieremo il contributo energetico di 9 cristalli, nello specifico quello bersagliato e gli 8 adiacenti, come mostrato in figura 2.3.1. Si possono individuare 9 cluster, centrati attorno ai 9 cristalli centrali. Scelto uno di essi, si individua il valore dell'energia rilasciata in ciascuno dei 9 cristalli, la si corregge per il fattore di calibrazione di ciascun cristallo (calcolato con i fasci ad alte energie in [7]) e si sommano i contributi: diamo a questa grandezza il nome di *energia di cluster*.

Idealmente, l'energia di cluster dovrebbe essere uguale all'energia del fascio di elettroni incidenti, salvo piccole oscillazioni. Tuttavia, per i fasci a bassa energia si osservano delle irregolarità, illustrate in figura 2.3.2. In ascissa

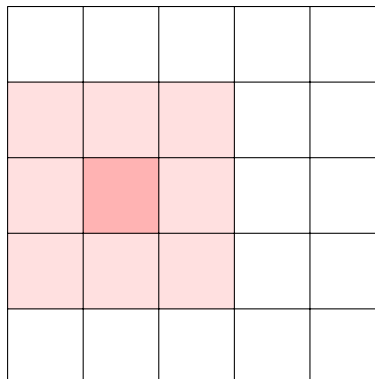


Figura 2.3.1: Esempio di cluster centrato sul cristallo numero 12

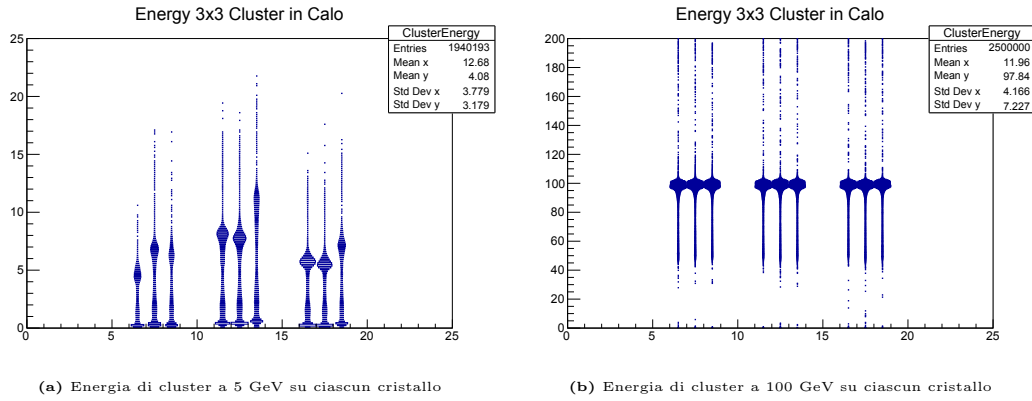


Figura 2.3.2: Esempi di energie di cluster per fasci elettronici a bassa ed alta energia

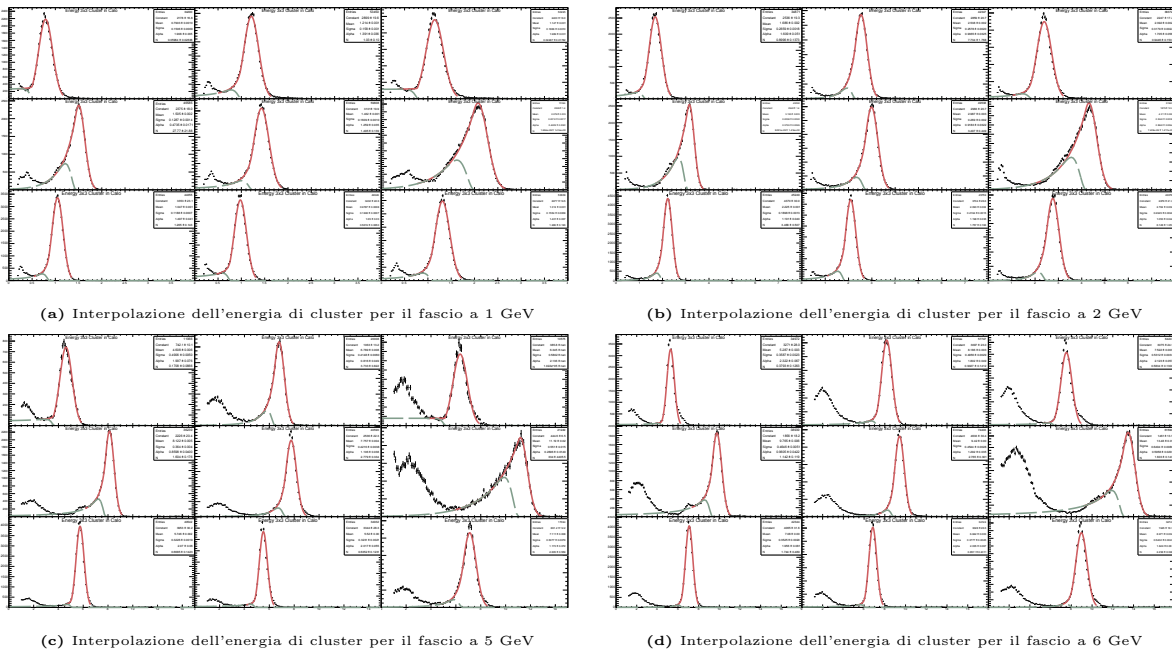


Figura 2.3.3: Interpolazione delle energie di cluster

è rappresentato il cristallo attorno a cui il cluster è centrato, in ordinata l'energia di cluster in GeV; ogni punto rappresenta un evento di fascio. Si osserva subito che a 100 GeV tutti i cristalli hanno un grande numero di eventi che rilasciano un'energia di 100 GeV, con variazioni relative molto piccole. A 5 GeV, invece, c'è molta più oscillazione: i cristalli raccolgono energie di cluster significativamente diverse tra loro, e significativamente diverse dal valore dichiarato (anche del doppio).

Per indagare ciò, si effettuano delle interpolazioni con una curva gaussiana delle energie di cluster su ogni cristallo. I risultati sono riportati nelle tabelle 2.3.4a, 2.3.4b, 2.3.4c e 2.3.4d, e nella figura 2.3.3.

Osservazioni Si conferma quanto già dedotto dai grafici: i picchi di energia sono significativamente diversi da quelli attesi. Inoltre si osservano dei comportamenti sistematici: ad esempio il cluster centrato attorno al cristallo 6 (in alto a sinistra nelle tabelle) ha sempre energia minore di quella attesa, mentre il numero 14 (centrale a sinistra) ha sempre energia molto maggiore. Si può ipotizzare quindi che le costanti di calibrazione dei cristalli siano cambiate.

μ (GeV)	0.7877 ± 0.0009	1.2018 ± 0.0009	1.142 ± 0.001	μ (GeV)	1.683 ± 0.002	2.499 ± 0.002	2.385 ± 0.002
σ/μ	0.20	0.15	0.18	σ/μ	0.16	0.12	0.14
μ (GeV)	1.429 ± 0.001	1.4143 ± 0.0009	1.935 ± 0.002	μ (GeV)	2.973 ± 0.003	2.932 ± 0.002	3.970 ± 0.004
σ/μ	0.13	0.13	0.15	σ/μ	0.11	0.11	0.14
μ (GeV)	1.0405 ± 0.0007	0.9745 ± 0.0007	1.3008 ± 0.0009	μ (GeV)	2.207 ± 0.001	2.071 ± 0.001	2.732 ± 0.002
σ/μ	0.12	0.14	0.13	σ/μ	0.09	0.12	0.11
(a) Energia di cluster per eventi elettronici a 1 GeV				(b) Energia di cluster per eventi elettronici a 2 GeV			
μ (GeV)	4.598 ± 0.005	6.674 ± 0.006	6.341 ± 0.008	μ (GeV)	5.302 ± 0.003	8.174 ± 0.003	7.532 ± 0.003
σ/μ	0.11	0.08	0.10	σ/μ	0.07	0.06	0.08
μ (GeV)	8.004 ± 0.004	7.707 ± 0.003	10.21 ± 0.02	μ (GeV)	9.626 ± 0.006	9.386 ± 0.002	13.03 ± 0.01
σ/μ	0.06	0.07	0.11	σ/μ	0.06	0.05	0.08
μ (GeV)	5.746 ± 0.002	5.523 ± 0.002	7.051 ± 0.006	μ (GeV)	7.079 ± 0.002	6.845 ± 0.003	8.970 ± 0.004
σ/μ	0.06	0.06	0.09	σ/μ	0.05	0.06	0.07
(c) Energia di cluster per eventi elettronici a 5 GeV				(d) Energia di cluster per eventi elettronici a 6 GeV			

Figura 2.3.4: Energia di cluster per i cristalli centrali

2.3.1 Ipotesi: cambiamento delle costanti di calibrazione

Per studiare meglio questo fenomeno, si calcolano i guadagni relativi e la variazione percentuale per l'energia di cluster per ciascuno dei gruppi di cristalli:

$$G_{cl} = \frac{E_{sp}}{E_{th}} \quad \Delta\% = \frac{E_{sp} - E_{th}}{E_{sp}}$$

dove E_{th} è l'energia dichiarata del fascio elettronico ed E_{sp} è l'energia di cluster rilevata sperimentalmente, pari alla media della gaussiana interpolante e a cui è associata come errore la deviazione standard della gaussiana. Si riportano i valori trovati nelle tabelle 2.3.1 2.3.2.

Tabella 2.3.1: Guadagni relativi calcolati con l'energia di cluster per ogni cristallo

Guadagni relativi G_{cl}											
1 GeV			2 GeV			5 GeV			6 GeV		
0.79	1.20	1.14	0.84	1.25	1.19	0.92	1.33	1.27	0.88	1.36	1.26
1.43	1.41	1.93	1.49	1.47	1.99	1.60	1.54	2.04	1.60	1.56	2.17
1.04	0.97	1.30	1.10	1.04	1.37	1.15	1.10	1.41	1.18	1.14	1.49

Come già osservato in precedenza, si può intuire un andamento sistematico dei guadagni relativi e delle variazioni percentuali. Per indagare meglio questo aspetto, si effettua un'interpolazione lineare di questo tipo: per ciascun cluster si prendono i 4 dati acquisiti con i fasci a diverse energie, e si pone in ascissa l'energia dichiarata del fascio elettronico E_{th} , in ordinata l'energia di cluster sperimentale E_{sp} . Ci aspettiamo che la retta interpolante $y = mx + q$ ottenuta abbia intercetta pari a 0 e coefficiente angolare pari a 1, nel caso di cristalli ben calibrati. Si riportano i risultati in tabella 2.3.3 e figura 2.3.5.

Osservazioni Le intercette sono tutte negative, ma ben compatibili con lo zero; questo conferma, con qualche riserva, che il comportamento dei cristalli continua ad essere regolare. Infatti le costanti di calibrazione sono ricavate a partire dal rapporto tra energia attesa e numero di conteggi rilevati; il loro cambiamento non può rendere le intercette significativamente diverse da zero.

Tabella 2.3.2: Variazione percentuale dell'energia di cluster rispetto all'energia attesa

Variazione percentuale $\Delta\%$											
1 GeV			2 GeV			5 GeV			6 GeV		
-0.27	0.17	0.12	-0.19	0.20	0.16	-0.09	0.25	0.21	-0.13	0.27	0.20
0.30	0.29	0.48	0.33	0.32	0.50	0.38	0.35	0.51	0.38	0.36	0.54
0.04	-0.03	0.23	0.09	0.03	0.27	0.13	0.09	0.29	0.15	0.12	0.33

Tabella 2.3.3: Risultati dell'interpolazione lineare tra energia dichiarata ed energia di cluster sperimentale

χ^2	0.11	0.09	0.03
q (GeV)	-0.1 ± 0.2	-0.2 ± 0.2	-0.2 ± 0.2
m	0.92 ± 0.07	1.38 ± 0.09	1.3 ± 0.1
χ^2	0.07	0.05	0.23
q (GeV)	-0.2 ± 0.2	-0.2 ± 0.2	-0.3 ± 0.4
m	1.64 ± 0.09	1.59 ± 0.09	2.2 ± 0.2
χ^2	0.09	0.14	0.28
q (GeV)	-0.2 ± 0.2	-0.2 ± 0.2	-0.2 ± 0.2
m	1.19 ± 0.06	1.16 ± 0.07	1.5 ± 0.1

Per i coefficienti angolari, invece, si ha che soltanto alcuni di essi sono compatibili con 1. Ciò ci porta a dedurre che le costanti di calibrazione siano cambiate. Tuttavia, possiamo osservare che i valori dei χ^2 sono molto piccoli. Per quanto un'interpolazione di soli 4 dati non sia completamente affidabile, possiamo affermare che i dati seguano piuttosto bene il modello lineare, e che l'ipotesi del cambio di costanti di calibrazione è valida.

2.3.1.1 Possibili correzioni

Il cambiamento delle costanti di calibrazione è un problema da non sottovalutare: infatti, come ricordato nel paragrafo 1.2.2.2, l'errore di calibrazione è il termine di errore più significativo per energie alte come quelle necessarie per l'esperimento MuOnE. Un possibile studio futuro potrebbe indagare questa irregolarità, e cercare di risolverla utilizzando i dati laser. Infatti, se le costanti di calibrazione cambiano, ciò vale anche per i dati laser; si potrebbe cercare di correggere le energie ottenute utilizzando il rapporto tra i dati laser della run di calibrazione e la run in esame:

$$E_{corr} = E \cdot \frac{E_{las, cal}}{E_{las}}$$

dove E_{corr} è l'energia corretta, E è l'energia misurata (già moltiplicata per la costante di calibrazione che è variata), E_{las} è l'energia dei fasci laser associati agli eventi che si stanno studiando e $E_{las, cal}$ è l'energia dei fasci laser associati agli eventi con cui si è calcolata la costante di calibrazione.

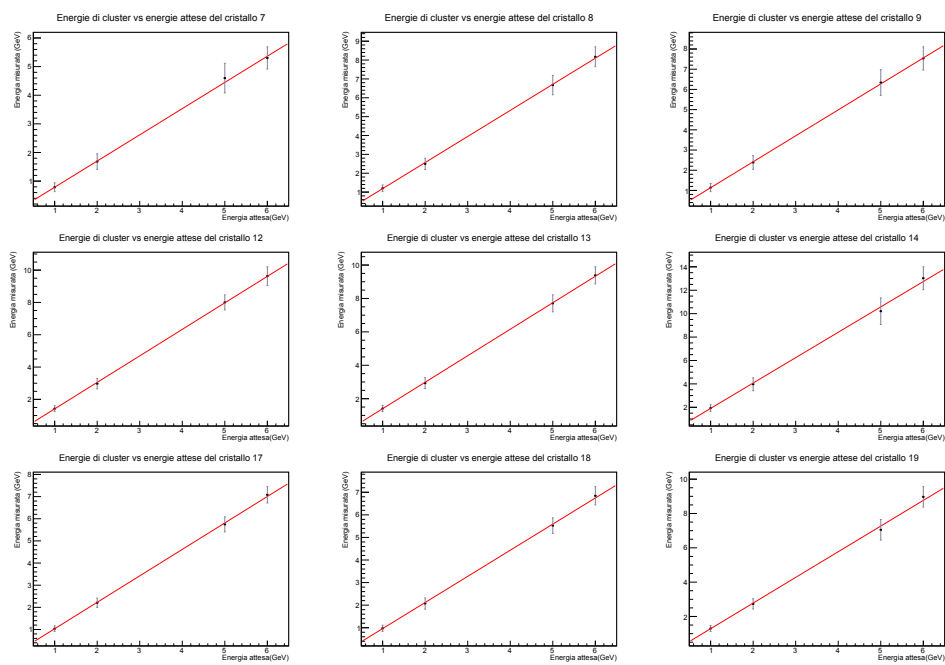


Figura 2.3.5: Interpolazione lineare per ogni cristallo dell'energia dichiarata contro energia di cluster sperimentale

Conclusioni

Si segnala la presenza di due irregolarità nei dati acquisiti: i salti nei piedistalli e le inattese energie di cluster per gli eventi elettronici a basse energie.

Per la prima, i salti nei piedistalli hanno una chiara correlazione con l'ordine con cui i cristalli sono stati bersagliati. Si ipotizza che ciò sia dovuto al tipo di accoppiamento tra fotodiodo e preamplificatore, anche se questa spiegazione non è completamente soddisfacente, dato il rapporto inatteso tra piedistalli di eventi elettronici e laser. Sarebbe opportuno quindi comprendere perchè ciò accade e se questa irregolarità ha qualche effetto negativo sui dati acquisiti. Inoltre, i piedistalli non sembrano essere costanti nel tempo.

Per la seconda si può affermare che le irregolarità nelle energie di cluster sono probabilmente dovute a un cambiamento delle costanti di calibrazione tra la presa dati del 31/5/23 e del 22/6/23. Si propone come studio ulteriore la correzione delle costanti di calibrazione utilizzando il rapporto tra i dati laser.

Bibliografia

- [1] P. Kusch e H. M. Foley. “The Magnetic Moment of the Electron”. In: *Phys. Rev.* 74 (3 ago. 1948), pp. 250–263. DOI: [10.1103/PhysRev.74.250](https://doi.org/10.1103/PhysRev.74.250). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.74.250>.
- [2] D. P. Aguillard et al. “Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.20 ppm”. In: *Phys. Rev. Lett.* 131 (16 ott. 2023), p. 161802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.131.161802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.161802). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.131.161802>.
- [3] T. Aoyama et al. “The anomalous magnetic moment of the muon in the Standard Model”. In: *Physics Reports* 887 (2020). The anomalous magnetic moment of the muon in the Standard Model, pp. 1–166. ISSN: 0370-1573. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.07.006>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157320302556>.
- [4] Sara Cesare. *Calorimetry for MUonE*. 2021. URL: <https://hdl.handle.net/20.500.12608/34647>.
- [5] R. L. Workman et al. “Review of Particle Physics”. In: *PTEP* 2022 (2022), p. 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097). URL: https://pdg.lbl.gov/2023/AtomicNuclearProperties/HTML/lead_tungstate.html.
- [6] Frederick Gray. “E-mail to MuOnE collaboration”.
- [7] Arianna Pajola. *Analisi dei dati di test beam del calorimetro di MuOnE*. 2022. URL: <https://hdl.handle.net/20.500.12608/53074>.