UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Caratterizzazione della risposta del dimostratore di ENUBET con raggi cosmici

Relatore
Prof. Andrea Longhin
Correlatore
Dr. Fabio Pupilli

Laureando
Alessandro Antonini

Anno Accademico 2023/2024

Indice

1 Abstract **1**

2 Il progetto ENUBET **1**
2.1 Target . . . 2
2.2 Beamline e focusing system . . . 2
2.3 Tunnel di decadimento . . . 3
2.4 Il dimostratore di ENUBET . . . 4

3 Simulazione **5**
3.1 I muoni nei raggi cosmici . . . 5
3.2 Simulazione dei muoni nei raggi cosmici . . . 7
3.3 Simulazione della geometria del dimostratore di ENUBET . . . 8
3.4 Simulazione della deposizione energetica . . . 9
3.5 Analisi dei dati sperimentali . . . 11
3.5.1 Sottrazione del Pedestal . . . 12
3.6 Calibrazione energetica . . . 13
3.6.1 Selezione del range per i fit sui dati sperimentali . . . 13
3.7 Risoluzione angolare . . . 19
3.8 Ricostruzione delle distribuzioni angolari . . . 19
3.8.1 Fit con proiezioni 2D . . . 20
3.8.2 Fit 3D tramite PCA . . . 23
3.9 Ricostruzione degli eventi nei dati . . . 26

4 Conclusioni **27**

1 Abstract

Il dimostratore di ENUBET consiste in un settore di un futuro detector che potrebbe essere utilizzato per il monitoraggio dei leptoni carichi prodotti in un tunnel di decadimento. Il rivelatore è un calorimetro a campionamento in Ferro-scintillatore letto da Silicon-Photomultipliers accoppiati a fibre a spostamento di lunghezza d'onda. E' composto da circa 1200 canali di lettura e si estende longitudinalmente per 1.65 m per una massa di 3.5 ton. Grazie all'elevato numero di canali e alla sua estensione è interessante verificare le distribuzioni angolari, spaziali e in energia dei segnali prodotti dai raggi cosmici studiandole nei dati e nella simulazione. Questo confronto sarà effettuato utilizzando una DAQ che, per la prima volta, consente di leggere tutti i canali del rivelatore insieme. Saranno studiate delle configurazioni in cui il trigger sarà generato mettendo in coincidenza un numero variabile di canali.

2 Il progetto ENUBET

I recenti sviluppi della fisica del neutrino richiedono un maggiore controllo della sezione d'urto e dei parametri legati alle sistematiche. La maggior parte dei dati ad oggi disponibili provengono da studi sulla sezione d'urto dei neutrini del μ in un range di energia (0.3-5 GeV). Gli studi relativi ai neutrini elettronici invece non dispongono di un gran numero di dati sperimentali, le stime sono estrapolate dai dati relativi ai ν_μ. Nonostante l'universalità delle interazioni deboli, questi dati risultano affetti da sistematiche legate ad effetti nucleari.

Ad oggi il miglior risultato ottenuto per la stima del flusso di neutrini è stato ottenuto dall'esperimento MINERνA, con un 3.3% per i ν_μ e un 4.7% per i ν_e. Tuttavia per produrre modelli e nuove teorie nell'ambito della fisica del neutrino è richiesta una precisione inferiore all'1% [1].

Per raggiungere tale obiettivo, il progetto ENUBET propone una nuova tecnica sperimentale utilizzando fasci di neutrini monitorati. Tali fasci nascono come un' evoluzione dei fasci di neutrini tagged; questi prevedono un tunnel di decadimento in cui rilevare i leptoni carichi prodotti in associazione ai neutrini nel decadimento di mesoni. Associando l'interazione del leptone con le pareti del tunnel a quella del neutrino nel detector dedicato, è possibile ricostruire l'energia, il sapore e il momento di ogni neutrino rilevato. Questa metodologia risente di alcune difficoltà nell'implementazione perchè richiede di identificare e distinguere un gran numero di particelle e quindi di un'ottima risoluzione 4D. Anche i fasci monitorati prevedono un tunnel di decadimento che in questo caso viene completamente ricoperto di detectors per la diagnostica del fascio; l'ottimizzazione del target e della beamline permette di aumentare il numero di pioni e kaoni all'ingresso del tunnel di decadimento oltre a eliminare eventuali particelle di background. ENUBET in particolare è concepito e ottimizzato per massimizzare la componente di neutrini elettronici nel fascio, il cui flusso è monitorato attraverso la misura dei positroni emessi nel decadimento K_{e3} ($K^+ \to e^+\pi^0\nu_e$). Il flusso di ν_μ prodotto dal decadimento di pioni e kaoni è desunto dalla misura dei corrispondenti muoni.

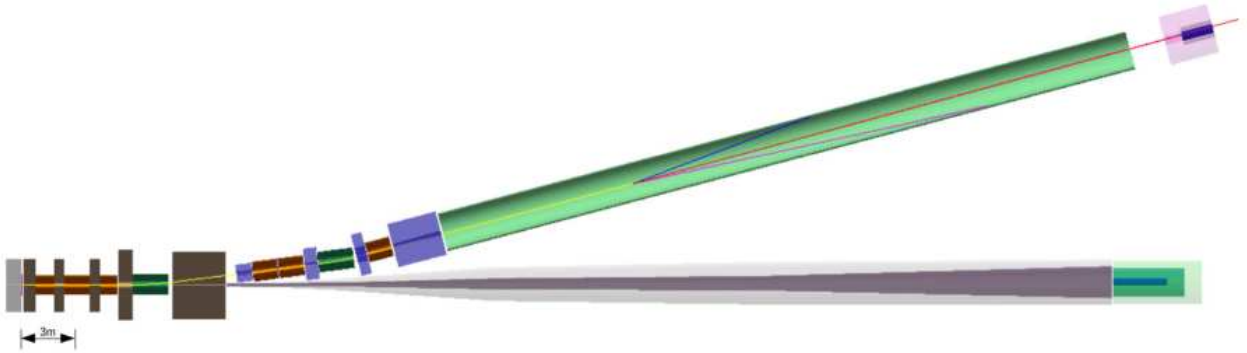

Figura 1: Schema di ENUBET. Fonte [1].

2.1 Target

Il primo elemento della linea di fascio di ENUBET è il target. Questo è costituito da un cilindro di grafite lungo 70 cm e raggio 3 cm. Il target è stato studiato in modo da massimizzare il numero di kaoni prodotti dall'interazione di protoni da 400 GeV su di esso, con momento adeguato (8.5 GeV/c) e con un angolo tale da poter entrare nel tunnel di decadimento ($\sim$20 mrad).

2.2 Beamline e focusing system

All'uscita del target i kaoni e i pioni prodotti incontrano una serie di quadrupoli e dipoli per focheggiare il fascio indirizzandolo verso il tunnel di decadimento e per selezionare particelle con un momento pari a 8.5 GeV/c $\pm$10%.

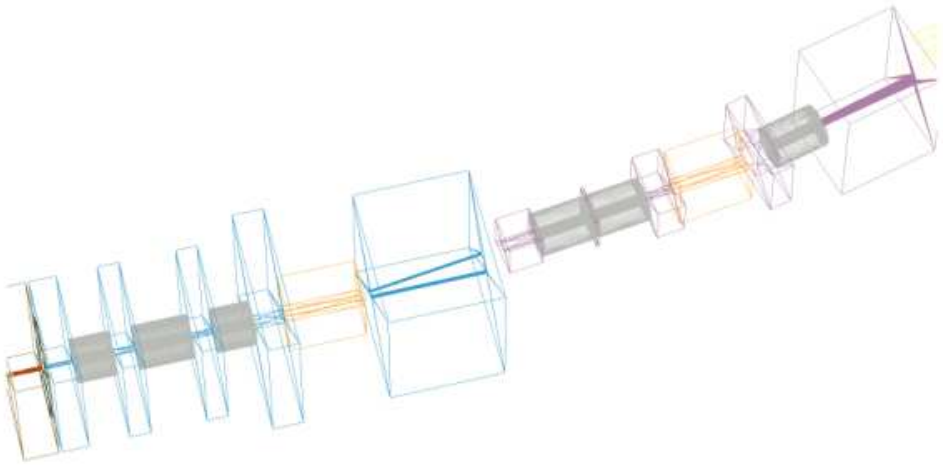

Figura 2: Schema della linea di fascio di ENUBET: in blu e viola gli elementi collimatori, in grigio i quadrupoli e in arancione i dipoli. Fonte [1].

La configurazione ottimale ed effettivamente utilizzata nel rivelatore è rappresentata in Fig. 2; l'architettura complessiva comprende cinque quadrupoli (grigio), dei collimatori in rame (blu), in Inermet180 (viola) e due dipoli (arancione) che forniscono un angolo di deflessione complessivo pari a 14.8 mrad. La lunghezza

complessiva della beamline è di 26.7 m. Questo design permette di massimizzare il numero di kaoni all'ingresso del tunnel di decadimento e dei conseguenti decadimenti, minimizzando al contempo il numero di decadimenti muonici all'interno del tunnel e limitando il numero di particelle di background sulle pareti del tunnel, dove è posta la strumentazione.

2.3 Tunnel di decadimento

Il tunnel di decadimento di ENUBET (Fig. 3) è costituito da un cilindro lungo 40 m con raggio interno $R_{in} \sim 97$ cm ed esterno $R_{out} \sim 150$ cm. Le pareti del tunnel sono coperte da tre strati composti da moduli calorimetrici (Lateral-readout Compact Module - LCM) posti tra i 100 e i 109 cm (layer 1,2,3). Il livello più interno (97 cm, layer 0) è composto da moduli photon veto (t_0). Il tutto è ricoperto da uno strato di 30 cm di polietilene borato per limitare i danni da irraggiamento ai fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) utilizzati per la lettura dei segnali e posti oltre esso.

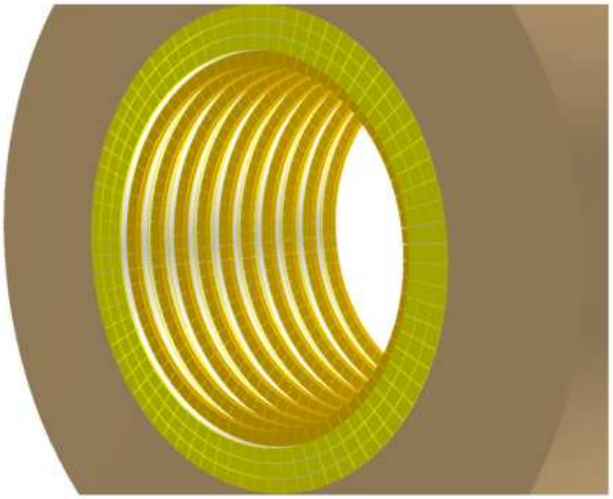

Figura 3: Schema del tunnel di decadimento di ENUBET: in arancione il photon veto (t_0-layer), in giallo i moduli calorimetrici e in marrone lo schermo di polietilene borato. Fonte [1].

I moduli calorimetrici, rappresentati in Fig. 4 hanno dimensione 3x3x11 cm^3 e coprono un angolo di circa 31 mrad. Sono composti da cinque lastre di ferro intervallate da mattonelle (tiles) di plastica scintillatrice (Eljen EJ-200). Il segnale prodotto nel singolo modulo, viene convogliato all'esterno tramite 10 fibre ottiche (Y11, Kuraray) incollate a gruppi di due sul retro di ogni mattonella. Le fibre ottiche partono dallo strato più interno del rivelatore ($R_{in} = 97$ cm), attraversano gli strati di moduli LCM, il polietilene borato, sono raccolte in un gruppo da 10 tramite un apposito supporto in plastica ed accoppiate a un SiPM di dimensione 4x4 mm^2.

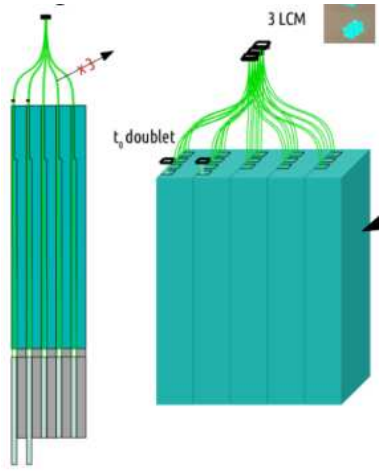

Figura 4: Moduli LCM con fibre ottiche

I moduli t_0 sono composti da una mattonella di plastica scintillatrice (Eljen EJ-200); come per i moduli calorimetrici, la luce di ciascun canale è trasportata da una coppia di fibre ottiche a un SiPM di dimensione 3x3 mm^2.

Mentre i moduli LCM sono utilizzati per rilevare la posizione e l'energia delle particelle prodotte nei decadimenti, i moduli t_0 sono utilizzati per stimare il tempo assoluto dell'impatto delle particelle con le pareti del tunnel di decadimento e sopprimere il fondo di fotoni prodotti da π^0.

Per maggiori dettagli sul rivelatore di ENUBET si veda [1].

2.4 Il dimostratore di ENUBET

La struttura del tunnel di decadimento sopra esposta è stata parzialmente realizzata con un dimostratore costruito nell'ambito del progetto ERC ENUBET (Università di Padova e INFN). Ad oggi è stata costruita solo una frazione del tunnel di decadimento, che comprende 7 moduli LCM in z e 25 in ϕ. I moduli in ϕ sono divisi in due sezioni da 13 e 12 moduli con uno spazio vuoto nel mezzo che copre un angolo di 31 mrad. Le Figg. 5, 6 mostrano il dimostratore e un suo schema utilizzato nelle simulazioni di Geant4.

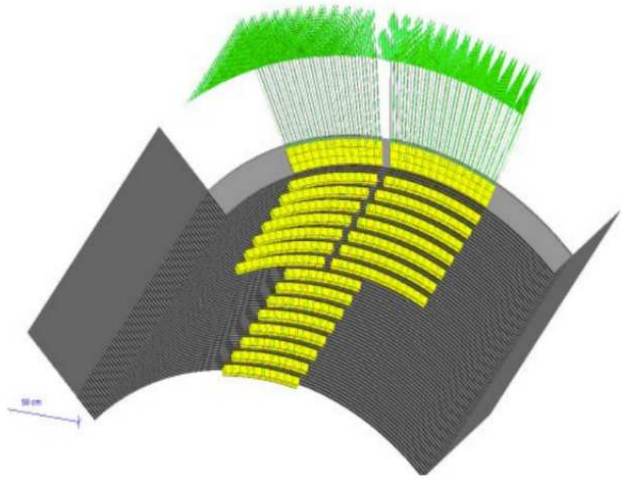

Figura 5: Schema del dimostratore realizzato con Geant4. Fonte [1].

Figura 6: Dimostratore di ENUBET. Fonte [1].

I dati sperimentali a cui si fa riferimento sono stati acquisiti il 29 luglio 2024 presso l'edificio LAE all'interno del Laboratori Nazionali INFN di Legnaro dalle 10.00 alle 15.44. Sono state effettuate due prese dati distinte poi riunite in un unico set al fine di aumentare la statistica. Per l'acquisizione dei dati è stato sfruttato un trigger interno che scattava nel caso venissero rilevati segnali sopra soglia in tre o più moduli.

3 Simulazione

3.1 I muoni nei raggi cosmici

I raggi cosmici sono particelle originate prevalentemente da sorgenti cosmiche come stelle di neutroni, pulsar, supernovae e nuclei galattici attivi. La loro energia spazia da pochi GeV fino a 10^8 TeV per i più energetici. I raggi cosmici sono composti principalmente da protoni e nuclei atomici. Quando queste particelle entrano nell'atmosfera interagiscono con le molecole di ossigeno e azoto perdendo energia attraverso processi adronici o

elettromagnetici generando pioni, kaoni, hyperioni e particelle charmed. Di particolare interesse per lo studio svolto in questa tesi sono i pioni e i kaoni che decadono in muoni secondo le relazioni:

- $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \qquad \pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$
- $K^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu \qquad K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$

I muoni prodotti da questi decadimenti offrono un utile campione di calibrazione per il dimostratore di ENUBET.

Il flusso di muoni sulla superficie terrestre è sostanzialmente indipendente dall'angolo azimutale ϕ, ma dipende fortemente da quello zenitale θ, definito come l'angolo tra il raggio incidente e la verticale al punto d'impatto. È possibile stimare il rapporto $D(\theta)$ tra la lunghezza delle tracce inclinate di un angolo θ e quelle verticali, usando la seguente costruzione geometrica:

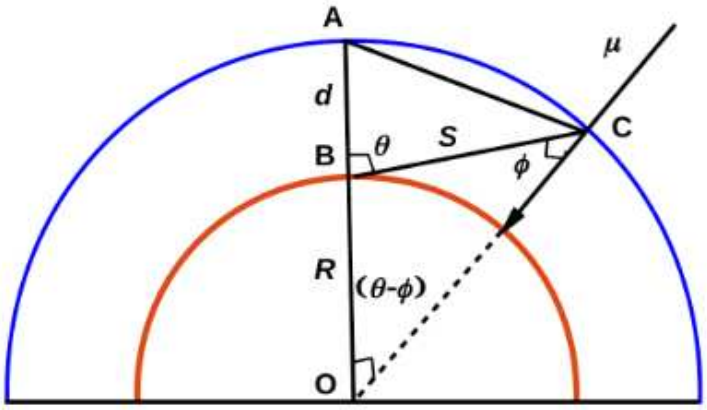

Figura 7: Costruzione geometrica per la stima di $D(\theta)$. Fonte: [5]

Dalla Fig. 7, sfruttando il teorema dei seni, si possono ottenere le seguenti relazioni:

$$\sin(\phi) = \frac{R}{R+d}\sin\theta \tag{1}$$

$$S = \frac{\sin(\theta-\phi)}{\sin\theta}(R+d) \tag{2}$$

Dal confronto fra queste due equazioni si può stimare D(θ):

$$D(\theta) = \frac{S}{d} = \sqrt{\frac{R^2}{d^2}\cos^2\theta + 2\frac{R}{d} + 1} - \frac{R}{d}\cos\theta \tag{3}$$

Considerando che lo spettro energetico dei muoni segue una legge del tipo E^{-n}, si può descrivere il flusso in funzione dell'energia come:

$$I(E, \theta = 0) = I_0 N (E_0 + E)^{-n} \tag{4}$$

Dove I_0 è il flusso integrato sull'energia a $\theta = 0$, N è una costante di normalizzazione ed E_0 è un parametro che descrive le interazioni tra le particelle e le molecole presenti nell'aria.

Calcolando il rapporto tra il flusso $\Phi(\theta)$ ad un angolo θ e a 0 si ottiene:

$$\frac{\Phi(\theta)}{\Phi(\theta=0)} = \frac{\int_0^\infty (E_0+E_\theta+E)^{-n}dE}{\int_0^\infty (E_0+E)^{-n}dE} = \left(\frac{E_0+E_\theta}{E_0}\right)^{-n+1} \tag{5}$$

Dal confronto tra le equazioni precedenti si ottiene che:

$$\Phi(\theta) = I_0 D(\theta)^{-n+1} \tag{6}$$

Nella simulazione effettuata viene trascurato l'effetto legato alla curvatura terrestre, limitandosi a guardare le tangenti nei punti A e B (Fig. 7). Considerando in prima approssimazione $\overline{AC} = \widehat{AC}$ si ottiene:

$$d = s\cos\theta \tag{7}$$

Dunque:

$$D(\theta) = \frac{S}{d} = \frac{1}{\cos\theta} \tag{8}$$

Da qui si ricava l'intensità:

$$\Phi(\theta) = I_0 \cos^{n-1}(\theta) \tag{9}$$

Dalle osservazioni sperimentali è noto che per i raggi cosmici primari $n \sim 2.7$; per semplificare i calcoli necessari alla simulazione delle tracce viene utilizzato $n = 3$, da cui si ottiene la distribuzione $\cos^2\theta$. Per maggiori dettagli si veda [5].

3.2 Simulazione dei muoni nei raggi cosmici

Per simulare la traccia lasciata dal muone viene generato un punto su un rettangolo situato ad un'altezza $Z = 112$ cm e di dimensioni $X \in [-10, 10]$ m e $Y \in [-10, 10]$ m. Dopo aver generato le coordinate del punto di applicazione P viene generato il versore N che caratterizza la retta. Per ottenere l'angolo ϕ si utilizza una distribuzione di probabilità uniforme tra 0 e 2π. Tenendo conto dell'equazione 9 l'angolo θ viene generato secondo una distribuzione $\cos^2\theta$. Per ottenere questa distribuzione viene generato un numero casuale β tra 0 e 1 e si calcola la probabilità cumulativa associata a $\cos^2\theta$:

$$\int_0^\theta \cos^2(\theta')d\theta' = \frac{\theta}{2} - \frac{\sin(2\theta)}{4} \tag{10}$$

Uguagliando questa funzione con β e invertendo la funzione rispetto a θ si ricava il valore cercato.

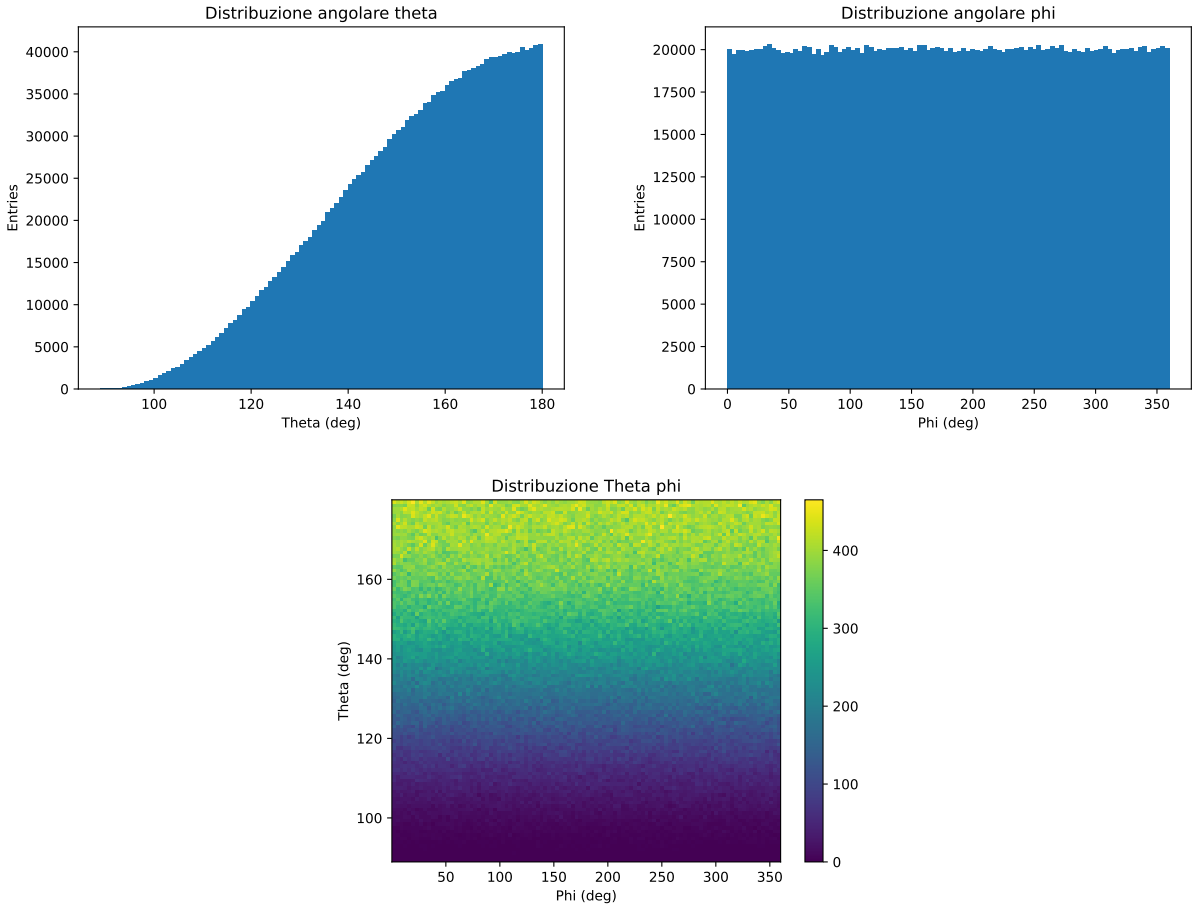

Figura 8: Distribuzioni angolari degli angoli θ e ϕ

Una volta definiti gli angoli θ e ϕ è possibile definire il versore N che rappresenta la traccia, ottenendo una retta parametrica con parametro λ:

$$\begin{cases} x = \cos(\phi)\sin(\theta)\lambda + P_0 \\ y = \sin(\theta)\sin(\phi)\lambda + P_1 \\ z = \cos(\theta)\lambda + P_2 \end{cases} \tag{11}$$

Questo procedimento viene iterato finché non si raggiunge il numero desiderato di tracce. Nel seguito il numero di tracce generate è stato fissato a $2 \cdot 10^6$.

3.3 Simulazione della geometria del dimostratore di ENUBET

Per simulare l'intersezione geometrica e l'energia depositata dai raggi cosmici con il dimostratore di ENUBET ho sviluppato un programma in C++ che permette di calcolare le intersezioni tra le tracce generate con i singoli moduli LCM e l'energia depositata negli stessi. Il programma considera singolarmente ogni tile (approssimata ad un parallelepipedo di dimensioni $3 \times 3 \times 0.7$ cm^3), e copre tutto il dimostratore mediante cicli sulle coordinate cilindriche r, φ, z.

Il processo ha inizio con la lettura di un file contenente i punti e i versori necessari a descrivere le singole tracce; successivamente viene fissata una terna di coordinate (r, φ, z) che rappresenta il centro di un singolo modulo. Al fine di semplificare il calcolo delle intersezioni viene cambiato il sistema di riferimento da quello solidale con il dimostratore a quello solidale con la singola tile tramite le equazioni:

$$\bar{P}' = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ 0 & \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_0 \\ p_1 \\ p_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -x \\ 0 \\ r \end{pmatrix} \tag{12}$$

$$\bar{N}' = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ 0 & \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_0 \\ n_1 \\ n_2 \end{pmatrix} \tag{13}$$

Dove la terna (x, α, r) rappresenta le coordinate del centro della singola tile. Uno schema della trasformazione è riportato in Fig. 9.

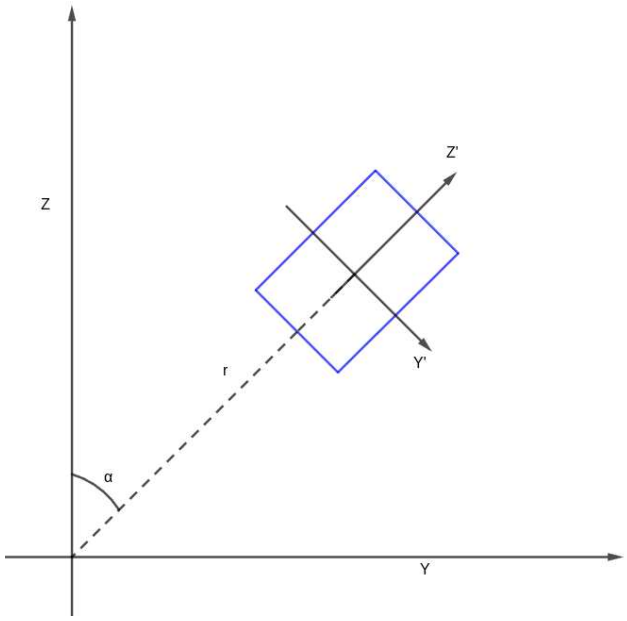

Figura 9: Schema sistemi di riferimento

Vengono quindi calcolate le coordinate dei versori e dei punti di applicazione delle varie rette nel sistema di riferimento solidale alla tile. Sono poi stati risolti sei sistemi lineari per individuare le intersezioni delle tracce con le facce della tile; tali intersezioni vengono utilizzate per calcolare la lunghezza della traccia all'interno della tile. Dopo aver calcolato le distanze percorse da tutte le particelle nelle tiles del modulo, queste vengono convertite in energia come descritto nella sezione 3.4 e sommate per calcolare l'energia complessiva depositata dalle particelle all'interno del modulo LCM. Al termine vengono letti tutti i risultati ottenuti al fine di ricostruire le tracce lasciate dalle singole particelle all'interno del dimostratore.

3.4 Simulazione della deposizione energetica

Una volta ottenuta la distanza percorsa delle particelle nei moduli si simula la deposizione energetica. Coerentemente con quanto riportato in [4] le fluttuazioni del valor medio sono state simulate attraverso

l'equazione di Bethe-Block, il valore più probabile per l'energia depositata Δ_p assieme alle costanti utilizzate sono riportate rispettivamente nell'equazione 14 e in tabella 1.

$$\Delta_p = \xi \left[ln\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + ln\frac{\xi}{I} + j - \beta - \delta(\beta\gamma) \right] \quad \text{con} \quad \xi = \frac{K}{2}\langle\frac{Z}{A}\rangle z^2 \frac{\rho x}{\beta^2} \tag{14}$$

Tabella 1: Costanti formula di Bethe-Block

K	$0.307075\,\mathrm{MeVmol}^{-1}\,\mathrm{cm}^{2}$
I	$64.70\,\mathrm{eV}$
β	0.994
$\langle\frac{Z}{A}\rangle$	$0.54141\,\mathrm{molg}^{-2}$
j	0.200
ρ	$1.023\,\mathrm{g/cm}^{-3}$

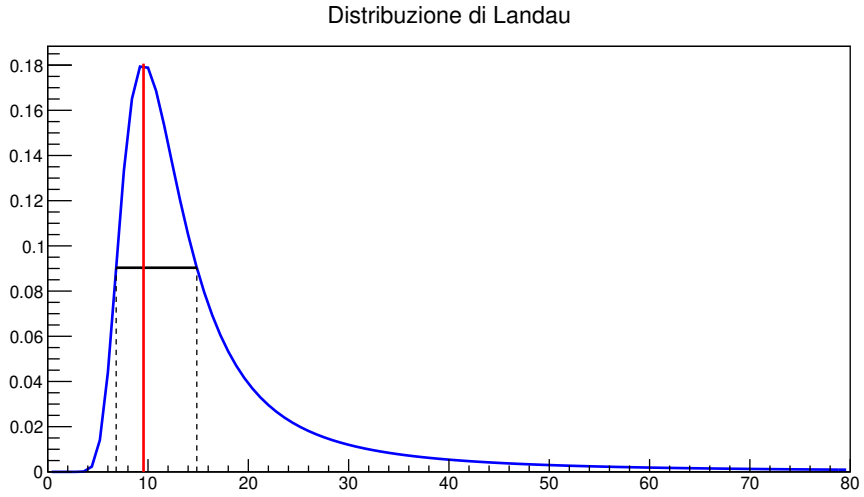

Figura 10: Esempio di distribuzione di Landau, la linea rossa indica la proiezione del *mpv* e quella nera il FWHM.

Essendo $\beta\gamma \sim 10$ nel calcolo è stato trascurato il fattore di correzione $\delta(\beta\gamma)$ che risulta rilevante per $\beta\gamma \sim 100$. Come riportato in [4] si assume $FWHM \sim \sigma$ per la stima dei parametri della distribuzione di Landau associata (Fig. 10) è stato assunto $\mu = \Delta_p$ e $\sigma = 4\xi$. Fissati questi parametri è stato estratto un numero casuale per ogni particella ottenuta secondo tale distribuzione. Questo valore descrive il deposito di energia di un muone all'interno di una tile.

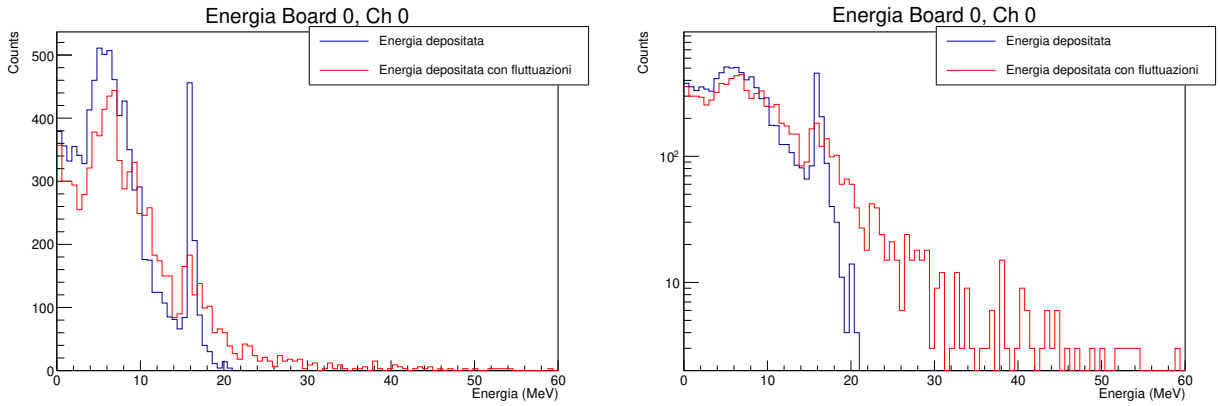

Figura 11: Esempio dei risultati della simulazione per il singolo canale, a sinistra con scala lineare, a destra con scala logaritmica

In Fig. 11 sono presenti due picchi dovuti al passaggio di un muone attraverso una o due tiles. Per attraversare un numero maggiore di tiles all'interno dello stesso modulo, la particella deve avere un angolo rispetto alla verticale di circa $\frac{\pi}{2}$, un valore poco probabile secondo la distribuzione $cos^2\theta$. Per visualizzare questi picchi è quindi necessario utilizzare una maggiore statistica rispetto a quella disponibile.

La Fig. 12 mostra il deposito di energia cumulata su tutti i moduli LCM.

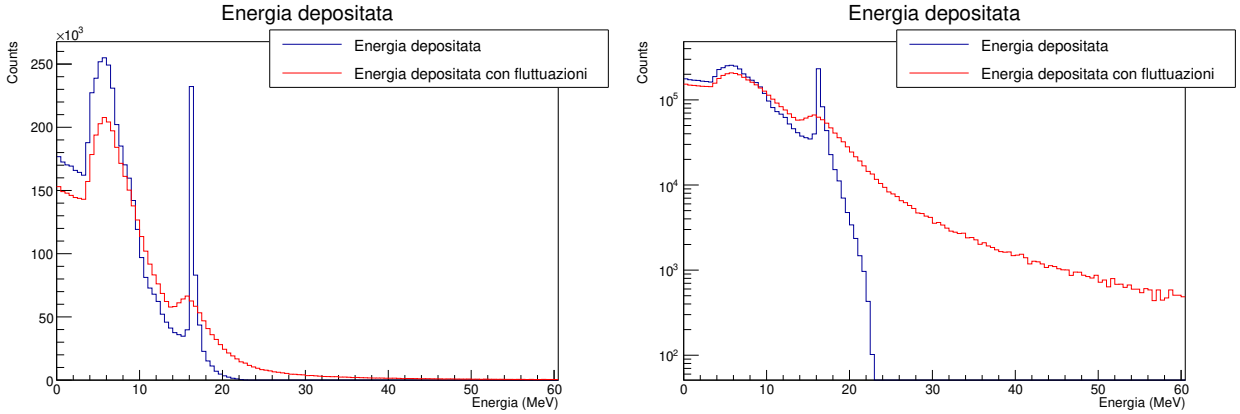

Figura 12: Deposito di energia su tutti i moduli LCM, a sinistra con scala lineare, a destra con scala logaritmica

Come si può osservare dalle Figg. 11 e 12 le fluttuazioni di energia fanno si che l'energia depositata possa raggiungere valori più elevati rispetto ai valori medi ottenuti con la formula di Bethe-Block.

3.5 Analisi dei dati sperimentali

Prima di procedere con la calibrazione energetica del dimostratore, è necessario svolgere alcune operazioni preliminari sui dati ad alta e a bassa amplificazione (rispettivamente LG e HG) al fine di equalizzare la risposta di ogni singolo modulo. A causa delle differenze nella risposta dell'elettronica è necessario correggere le differenze tra le posizioni del pedestal e il coefficiente di proporzionalità tra l'energia depositata e l'ampiezza del segnale.

3.5.1 Sottrazione del Pedestal

Per correggere la posizione del pedestal, ho realizzato un programma che leggendo i dati dei singoli canali produce un istogramma dell'ampiezza del segnale, trova il bin con il numero massimo di entrate $MaxBin_i$ e trasla tutti i dati di un valore pari all'ascissa del bin massimo. In questo modo si correggono gli errori dovuti alle diverse posizioni del pedestal, un esempio è riportato in Fig. 13.
Ho scelto di utilizzare questo metodo invece di un fit gaussiano vicino al picco della distribuzione, poiché il picco della distribuzione non sempre convergeva a valori corretti.

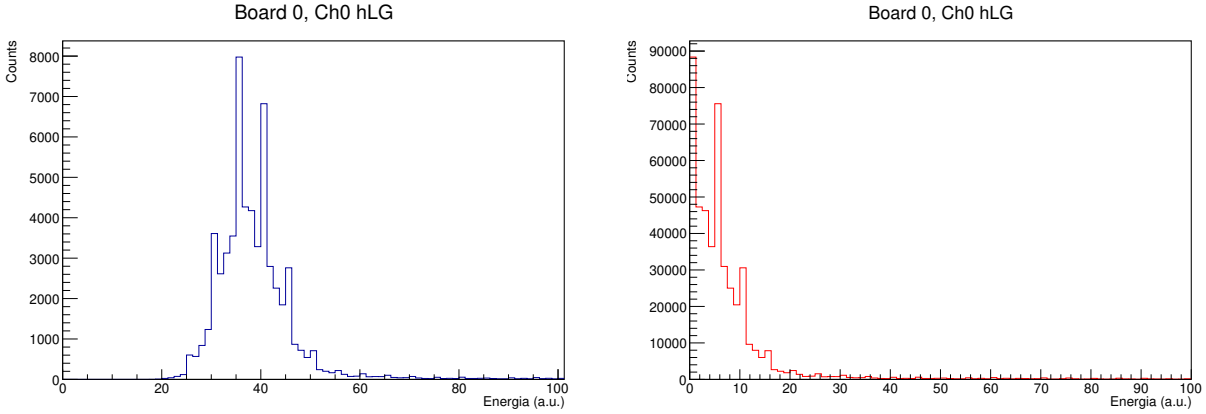

Figura 13: Distribuzione del pedestal prima (sinistra) e dopo la correzione (destra) per un canale di esempio.

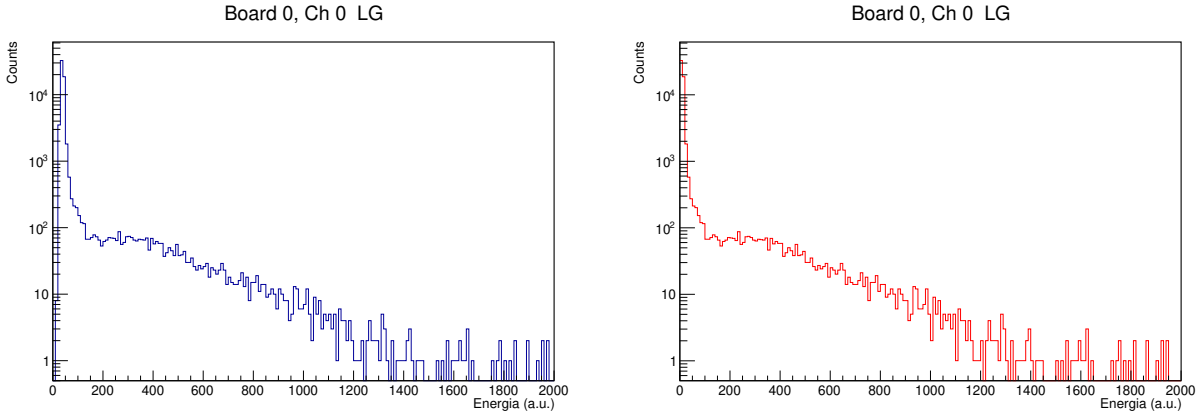

Figura 14: Distribuzione dell'altezza del segnale per un canale preso ad esempio, prima (sinistra) e dopo (destra) la sottrazione del pedestal.

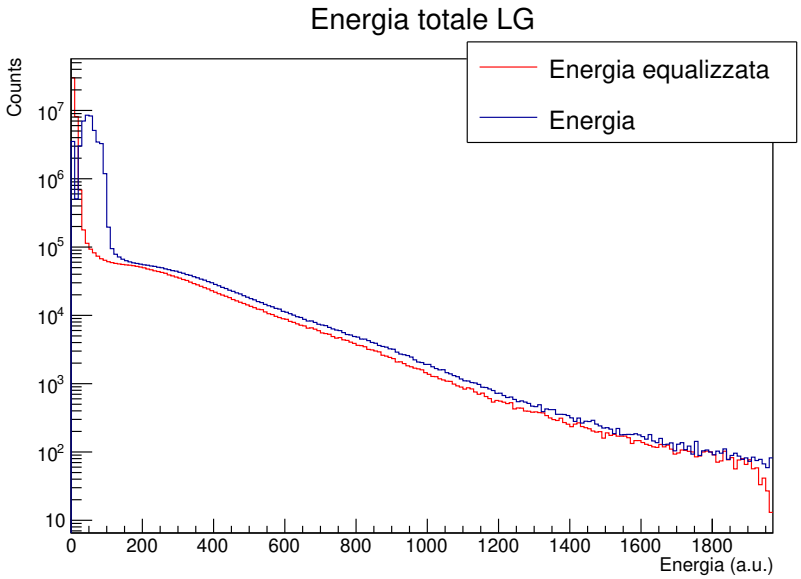

Figura 15: Effetto dell'equalizzazione sull'energia totale

In Fig. 14 si può osservare l'effetto della sottrazione del pedestal su un singolo canale. L'effetto che si ottiene sommando il segnale di tutti i canali dopo la sottrazione del pedestal è riportato in Fig. 15. Qui si può notare come la larghezza del picco della distribuzione nei dati non equalizzati (~ 150 a.u.) si riduce notevolmente dopo aver corretto la posizione del pedestal (~ 50 a.u).

3.6 Calibrazione energetica

Una volta ottenuti i risultati della simulazione e sottratto il pedestal, è possibile procedere con la calibrazione energetica del rivelatore. Per far ciò gli istogrammi relativi ai depositi di energia in ogni singolo modulo LCM sono stati interpolati con una distribuzione di Landau per identificare il picco corrispondente al passaggio di una particella in una singola tile. Effettuando questo fit sia per i dati simulati che per i dati sperimentali è possibile ricavare un fattore di calibrazione k_i per il canale i-esimo secondo $l_{sim,i} = k_i l_{sper,i}$ in cui l è il valore fittato per il massimo della Landau. Una volta ottenuti questi fattori è possibile calibrare la scala energetica di ogni singolo modulo LCM.

3.6.1 Selezione del range per i fit sui dati sperimentali

Il fit sui dati sperimentali è sensibile all'intervallo utilizzato, le fluttuazioni casuali nei dati fanno sì che il picco della distribuzione di Landau in alcuni casi possa sovrapporsi parzialmente al pedestal. Per individuare un range ottimale per l'interpolazione è stata sfruttata la seguente procedura. Come prima cosa è stato applicato 25 volte un algoritmo di smoothing all'istogramma ([2]), le riducendo le fluttuazioni statistiche dei conteggi del segnale. Una volta ottenuto un segnale sufficientemente liscio si calcola la derivata discreta sfruttando il metodo delle differenze finite. Ottenuta la derivata è possibile calcolare gli zeri di quest'ultima, ottenendo le posizioni dei massimi e dei minimi. Per il calcolo degli zeri è stato sfruttato un algoritmo che calcola il prodotto tra due punti consecutivi della derivata: se il risultato è minore di zero, viene calcolato il segmento tra i due punti. L'intersezione del segmento con l'asse x dà lo zero della derivata. Un esempio dell'effetto ottenuto con questa procedura viene riportato in Fig. 16. In Fig. 17 è riportato il risultato del fit ottenuto coi dati utilizzati in Fig. 16

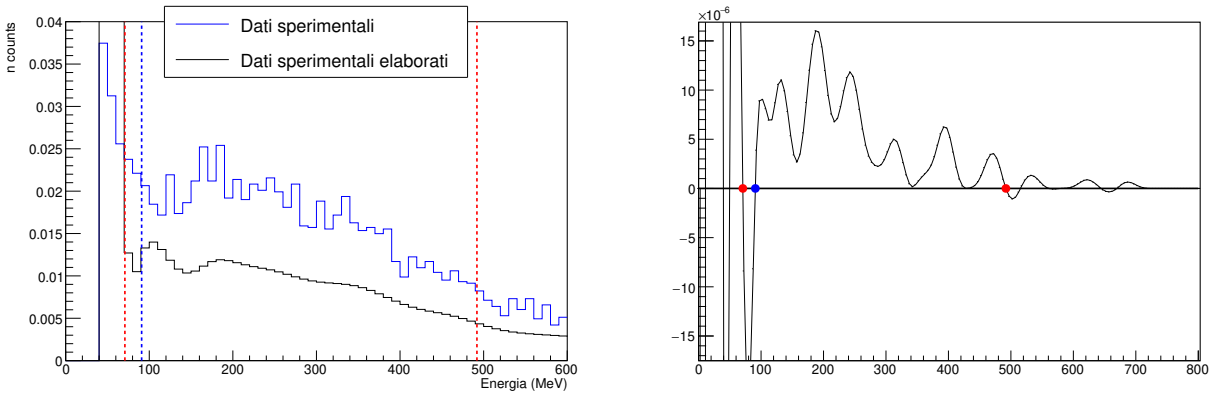

Figura 16: A sinistra: istogramma con smoothing (nero) ed istogramma originale (blu). Sulla destra: derivata dell'istogramma elaborato con i punti di massimo e minimo (rispettivamente rosso e blu) nel range $x \in [50 : 600]$.

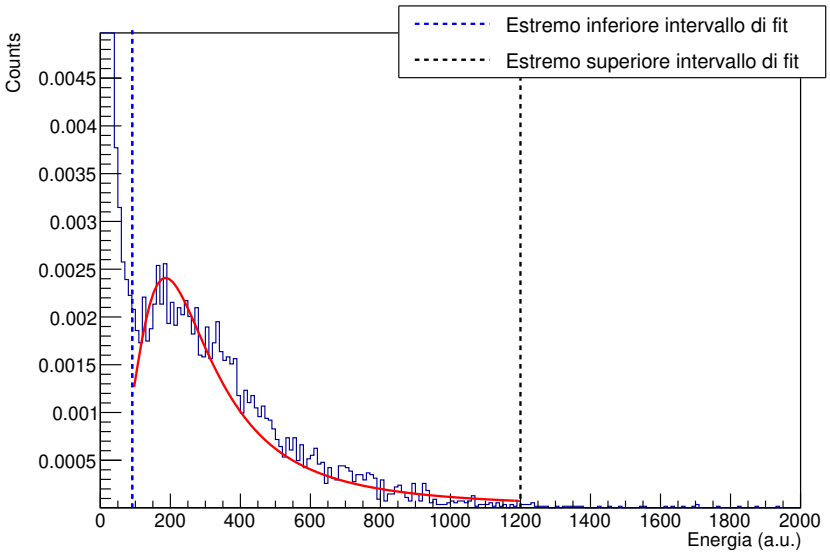

Figura 17: Esempio di fit con una funzione di Landau di uno spettro tipico. Il range del fit (linee verticali) e' stato determinato con l'algoritmo descritto.

Se vengono individuati due o più zeri, i primi due vengono mediati se la loro distanza è minore di una certa soglia (100 per LG, 500 per HG). Se è presente un solo minimo o più minimi a distanze maggiori, il primo viene utilizzato come estremo inferiore dell'intervallo di fit. Nel caso non siano presenti minimi si imposta il limite del range a 90 a.u. per LG e 1300 a.u. per HG. Questa procedura non viene ripetuta per l'estremo superiore dell'intervallo, in quanto è stato riscontrato che questo non influenza il risultato del fit. Il limite viene quindi fissato arbitrariamente a 1200 a.u. per hLG e 6000 a.u. per hHG. I valori dei parametri utilizzati in questa analisi sono ragionevoli sulla base dei dati analizzati, anche se il risultato andrebbe verificato in termini di stabilità rispetto alla variazione di questi parametri.

Le Figg. 18, 19, 20, 21 e 22 mostrano la posizione dei picchi nei vari strati del dimostratore sia per i dati generati che per quelli sperimentali a bassa amplificazione. Non si osserva una dipendenza dalla posizione

del modulo LCM all'interno del rivelatore, tuttavia si evidenzia una minore variabilità dei dati simulati rispetto ai dati sperimentali. Questo risultato appare ragionevole, in quanto la differenza tra le posizioni dei moduli consiste unicamente in una rotazione attorno ad un' asse orizzontale e due traslazioni lungo l'asse x e lungo r. Nel caso siano presenti effetti dovuti alla posizione, probabilmente sono molto inferiori all'errore statistico associato ai risultati di quest'analisi. Nelle Figg. 18,19,20 e 21, osservando i dati ottenuti dalla simulazione, si può osservare la presenza di un valore inatteso, presente su tutti i layers, attorno a $\phi \sim 0.1$ rad. Un tale comportamento risulta anomalo anche se attribuito ad un effetto connesso alla posizione dei moduli richiederebbe pertanto un ulteriore approfondimento.

Ho rappresentato in nero i moduli con fattore di calibrazione negativo. Si ottiene un fattore di calibrazione negativo quando il modulo ha una bassa risposta oppure un pedestal largo. In questi casi il fit non restituisce un valore della costante k_i appropriato.

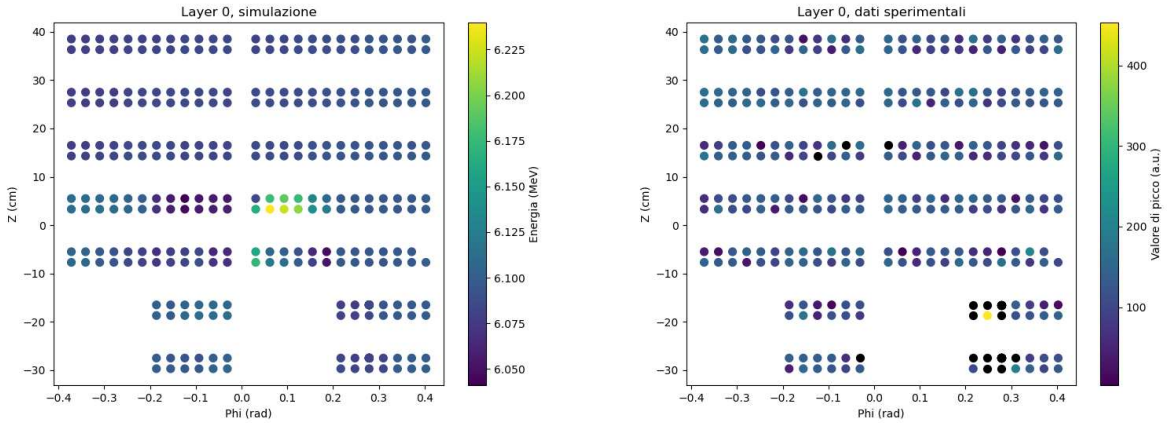

Figura 18: Posizione dei picchi della distribuzione di Landau al variare della posizione del modulo LCM in x e ϕ, Layer 0. La scala di colore rappresenta la posizione del picco della distribuzione di Landau.

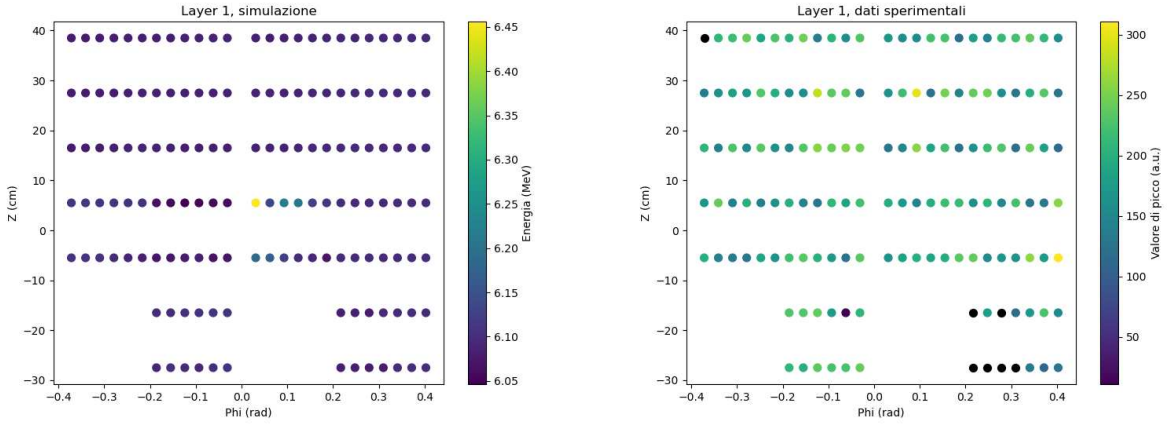

Figura 19: Posizione dei picchi della distribuzione di Landau al variare della posizione del modulo LCM in x e ϕ, Layer 1. La scala di colore rappresenta la posizione del picco della distribuzione di Landau.

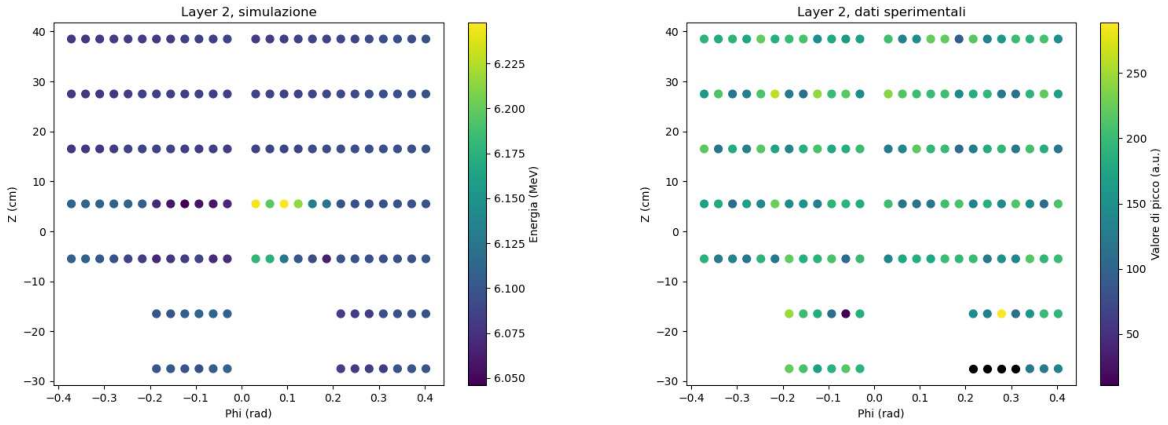

Figura 20: PPosizione dei picchi della distribuzione di Landau al variare della posizione del modulo LCM in x e ϕ, Layer 2. La scala di colore rappresenta la posizione del picco della distribuzione di Landau.

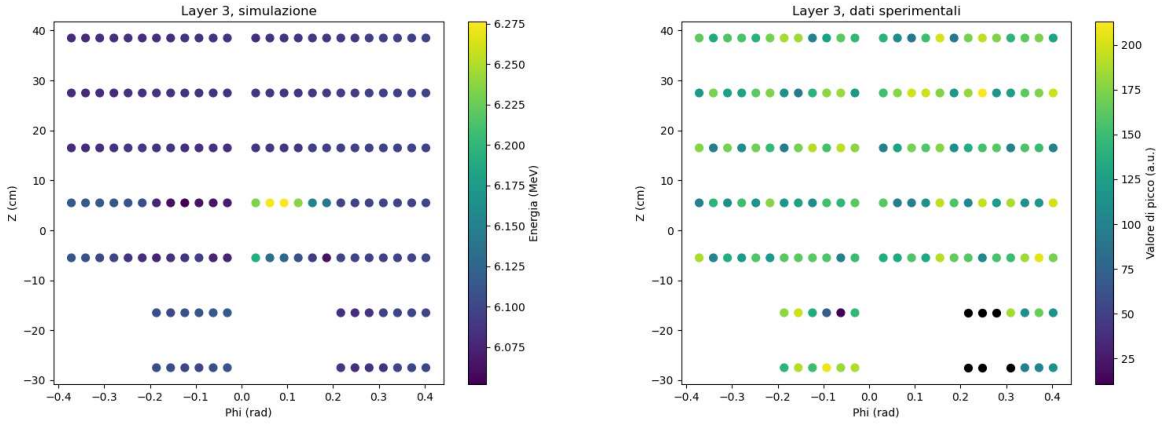

Figura 21: Posizione dei picchi della distribuzione di Landau al variare della posizione del modulo LCM in x e ϕ, Layer 3. La scala di colore rappresenta la posizione del picco della distribuzione di Landau.

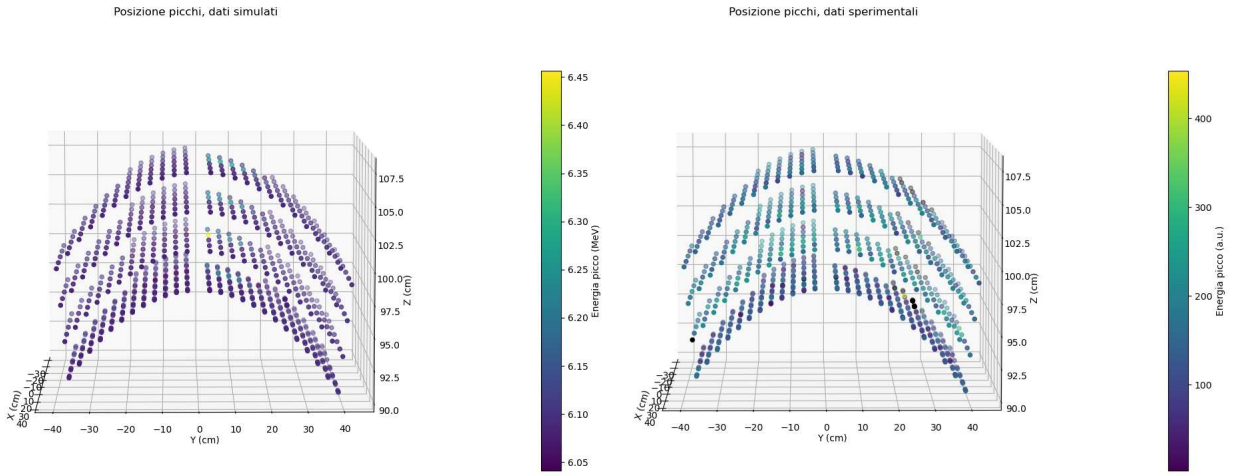

Figura 22: Posizione dei picchi nei vari moduli di ENUBET, vista frontale.

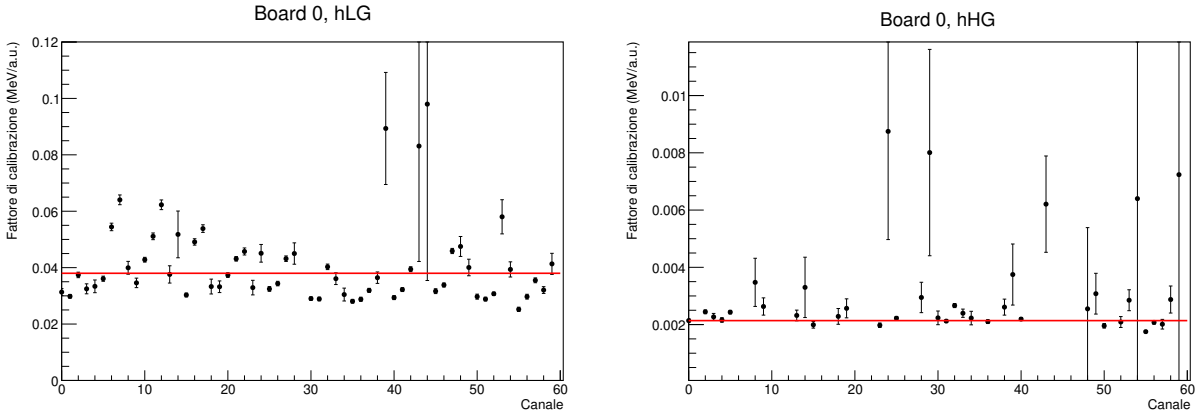

Figura 23: Fattori di calibrazione per ogni canale della board 0, in rosso il valore della media pesata. Sinistra hLG, destra hHG.

In Fig. 23 sono riportati i fattori di calibrazione per la board 0; si può osservare come alcuni valori abbiano un errore estremamente elevato; questo si verifica quando il massimo è sovrapposto al pedestal e per effettuare il fit si è stata sfruttata unicamente la coda della distribuzione. Può anche capitare che il massimo risulti schiacciato, impedendo di identificarlo con precisione. Tenendo conto di queste possibilità la costante k_i è stata stimata per ogni board con una media pesata sull'errore. I risultati sono riportati in tabella 2.

Board	k_{hLG} MeV/a.u	k_{hHG} MeV/a.u.
0	0.0343 ± 0.0001	0.00235 ± 0.00001
1	0.0344 ± 0.0001	0.00228 ± 0.00001
2	0.0300 ± 0.0001	0.00205 ± 0.00001
3	0.0370 ± 0.0002	0.00245 ± 0.00001
5	0.0357 ± 0.0001	0.00239 ± 0.00001
6	0.0321 ± 0.0001	0.00223 ± 0.00001
7	0.0317 ± 0.0001	0.00213 ± 0.00001
8	0.0326 ± 0.0001	0.00226 ± 0.00001
9	0.0337 ± 0.0001	0.00234 ± 0.00001
10	0.0343 ± 0.0001	0.00223 ± 0.00001
11	0.0351 ± 0.0001	0.00236 ± 0.00001
12	0.0344 ± 0.0001	0.00247 ± 0.00001

Tabella 2: Valori medi dei fattori di calibrazione per ogni board.

Non essendo stata rilevata alcuna correlazione evidente tra l'ascissa dei picchi e la posizione del modulo LCM all'interno del dimostratore, si suppone che le fluttuazioni dei valori siano dovute alle differenze tra i contatti ottici delle fibre WLS e i SiPM. Perciò viene riportato un valore di calibrazione finale per le due amplificazioni ottenuto da una media pesata sull'errore dei fattori di calibrazione per le singole boards.

	hLG	hHG
k MeV/a.u.	0.03363 ± 0.00004	0.002284 ± 0.000003

Tabella 3: Fattori di calibrazione finali.

In Fig. 24 sono riportati i valori di calibrazione tutti i canali del dimostratore.

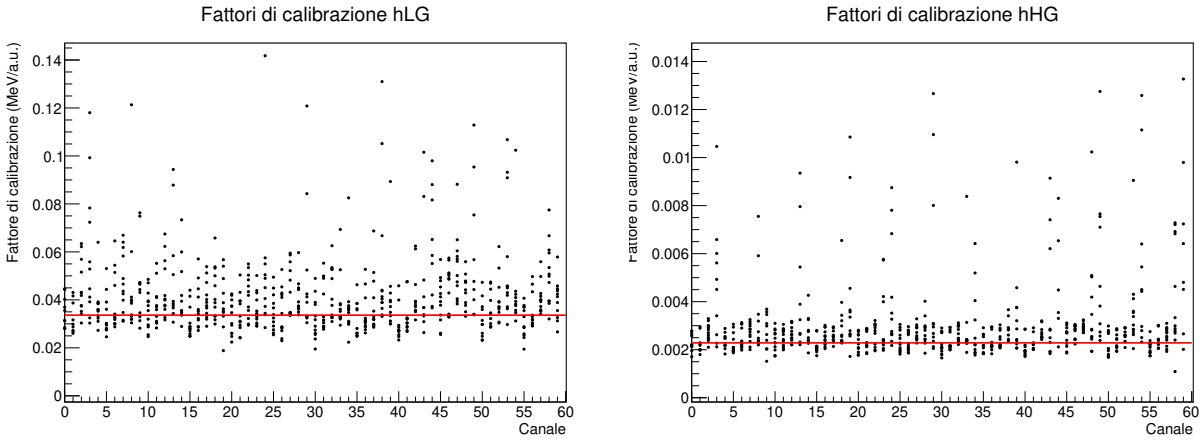

Figura 24: Fattori di calibrazione per ogni canale, in rosso il valore della media pesata finale. Sinistra hLG, destra hHG.

La distribuzione cumulata su tutti i canali calibrati per hLG è riportata in Fig. 25 e per hHG in Fig. 26.

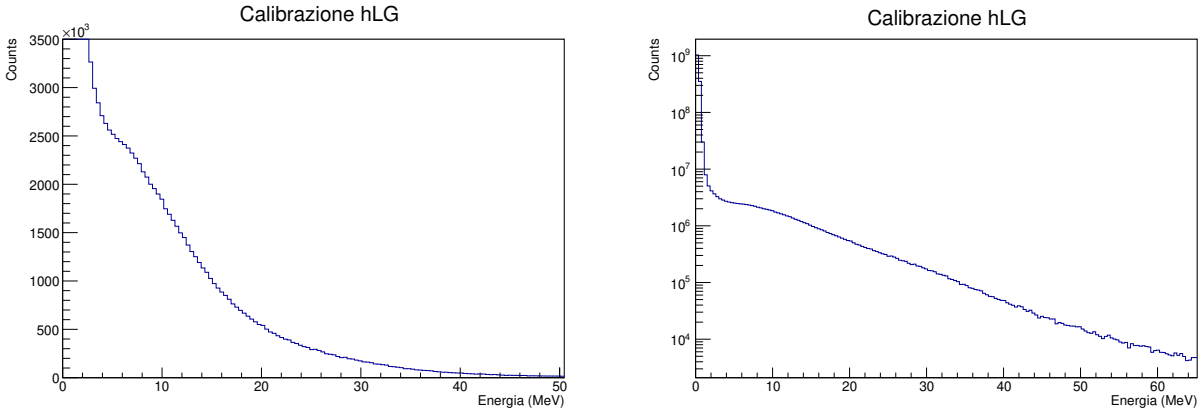

Figura 25: Calibrazione finale hLG. A sinistra in scala lineare, a destra in scala logaritmica.

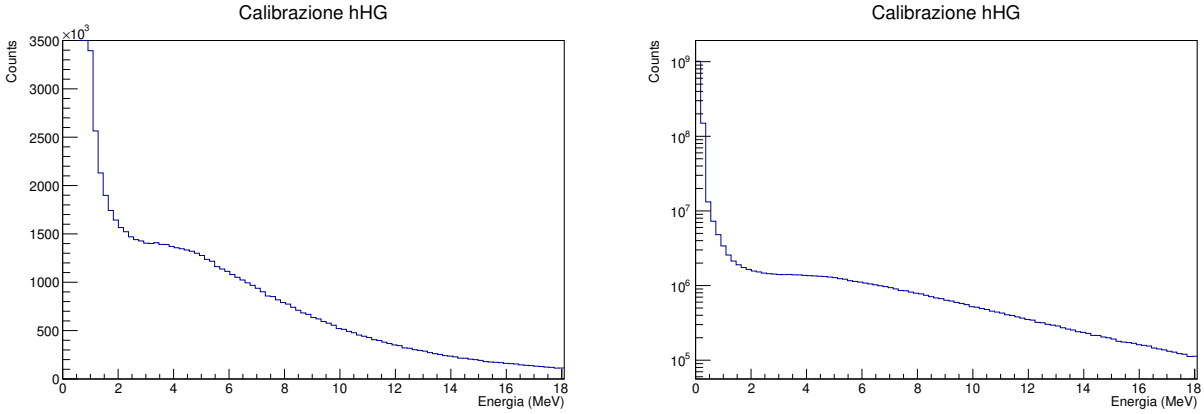

Figura 26: Calibrazione finale hHG. A sinistra in scala lineare, a destra in scala logaritmica.

In futuro si prevede di confrontare le costanti di calibrazione ottenute coi raggi cosmici in questa analisi con quelle ottenute utilizzando segnali da m.i.p. nei dati da fascio ottenuti durante le acquisizioni al CERN.

3.7 Risoluzione angolare

Per valutare le capacità di tracciamento del dimostratore per i raggi cosmici ho sviluppato degli algoritmi di tracking e, dal confronto delle variabili angolari ricostruite con quelle generate, è stata valutata la risoluzione del dimostratore. Sono anche state confrontate le distribuzioni angolari tra i dati sperimentali relativi a hLG e la simulazione.

3.8 Ricostruzione delle distribuzioni angolari

Per ricostruire le distribuzioni angolari ho utilizzato due differenti approcci: il primo prevede di proiettare i centri dei moduli attivi lungo i piani xy, zx, zy e di interpolare le rette ottenute da queste proiezioni. Il secondo approccio invece consiste in un fit 3D della retta passante per i centri attivi. In tutti i fit sono stati considerati solo gli eventi con almeno sei interazioni con un deposito di energia superiore ai 3.7 MeV, al fine di scartare eventi spuri.

3.8.1 Fit con proiezioni 2D

Per ottenere i fit lungo i piani ho sviluppato un programma in C++ che ricostruisce le traiettorie delle particelle partendo dai centri dei moduli LCM attivi. Una volta ottenuti i risultati dei fit è possibile ricavare il versore N da una coppia di coefficienti angolari (15) e calcolare gli angoli θ e ϕ (16).

$$\begin{cases} N_0 = -\frac{m_{zx}}{\sqrt{(1+m_{xy})^2 m_{zx}^2+1}} \\ N_1 = -\frac{m_{xy}m_{zx}}{\sqrt{(1+m_{xy})^2 m_{zx}^2+1}} \\ N_2 = -\frac{1}{\sqrt{(1+m_{xy})^2 m_{zx}^2+1}} \end{cases} \quad \begin{cases} N_0 = -\frac{m_{zy}}{\sqrt{(m_{zy}^2+1) m_{xy}+m_{zy}^2}} \\ N_1 = -\frac{m_{xy}m_{zy}}{\sqrt{(m_{zy}^2+1) m_{xy}+m_{zy}^2}} \\ N_2 = -\frac{m_{xy}}{\sqrt{(m_{zy}^2+1) m_{xy}+m_{zy}^2}} \end{cases} \quad \begin{cases} N_0 = -\frac{m_{zx}}{\sqrt{m_{zy}^2 m_{zx}^2+1}} \\ N_1 = -\frac{m_{zy}m_{zx}}{\sqrt{m_{zy}^2 m_{zx}^2+1}} \\ N_2 = -\frac{1}{\sqrt{m_{zy}^2 m_{zx}^2+1}} \end{cases} \tag{15}$$

$$\theta = \cos^{-1}(N_2) \quad \phi = m\pi + \tan^{-1}\left(\frac{N_1}{N_0}\right) \tag{16}$$

Con $m = 0, 1, 2$ a seconda del quadrante occupato dall'angolo ϕ.

Nelle Figg. 27 e 28 viene mostrato un confronto tra gli angoli ricostruiti tramite i fit e i gli angoli prodotti dal programma che genera le tracce (Sez. 3.2), mentre in Fig. 29 è riportato un confronto tra le distribuzioni angolari ottenute da diverse coppie di piani.

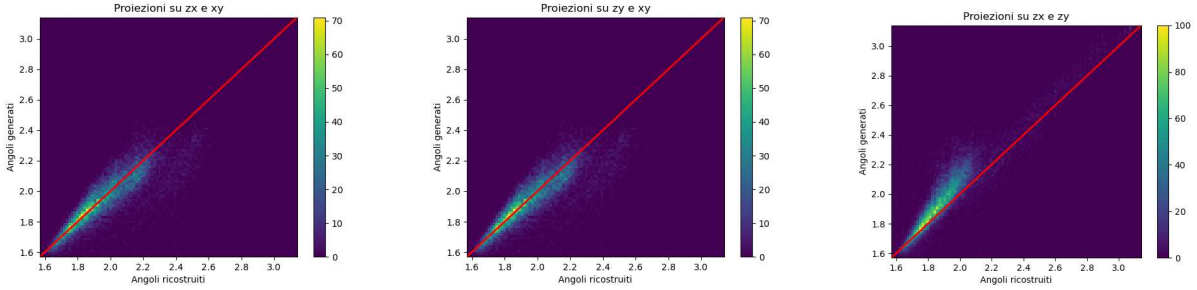

Figura 27: Correlazione tra θ ricostruiti con fit 2D e θ generati.

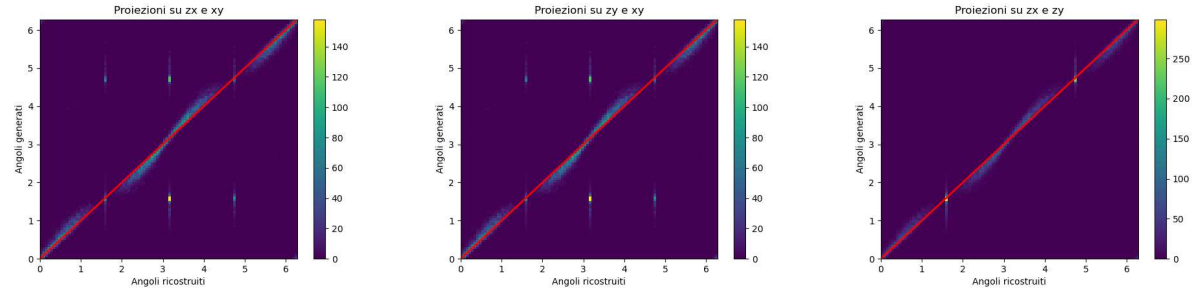

Figura 28: Correlazione tra ϕ ricostruiti con fit 2D e ϕ generati.

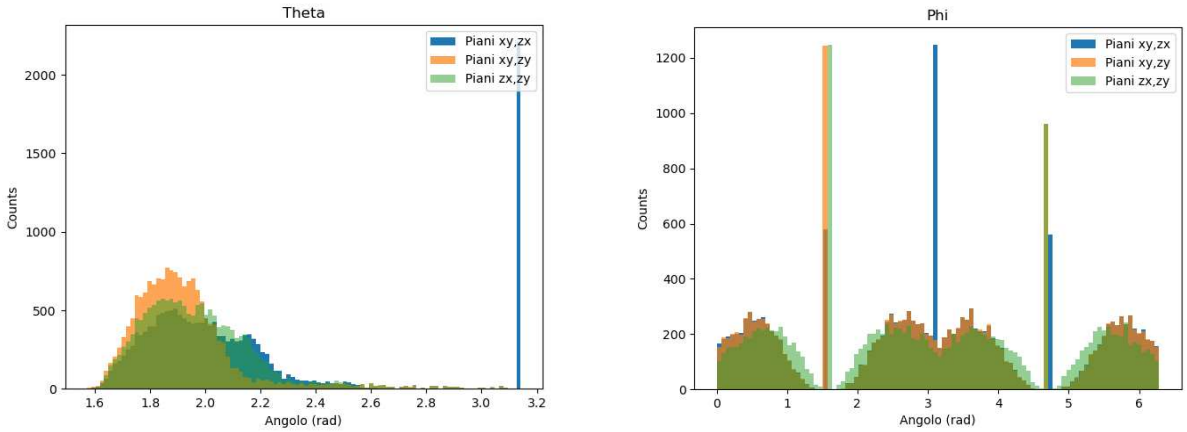

Figura 29: Confronto tra le distribuzioni angolari ottenute utilizzando proiezioni su diverse coppie di piani.

Nei primi due grafici della Fig. 28, è possibile osservare la presenza di picchi discreti su tutti i multipli di $\frac{\pi}{2}$. Infatti esistono dei casi in cui il fit non converge utilizzando le proiezioni sui piani zx, xy e zy, xy. Questo è dovuto al fatto che i centri con coordinate x, y uguali vengono identificati nello stesso punto del piano xy, questo riduce i punti a disposizione per il fit sul piano e porta alla divergenza del fit. In ultimo si osservano picchi discreti anche nei grafici di Fig. 29. In questo caso, oltre all'effetto discusso sopra, bisogna tenere conto della dimensione dei moduli LCM, questa non permette di distinguere con precisione le particelle che arrivano con angoli vicini multipli di $\frac{\pi}{2}$. Come si può notare dai grafici gli angoli θ differiscono a seconda dei piani utilizzati per la ricostruzione; questo effetto è dovuto alla risoluzione discreta dal rivelatore: data la sua forma cilindrica, utilizzando le proiezioni, non è possibile ricostruire in modo soddisfacente il versore N, che varia a seconda dei coefficienti angolari usati per la ricostruzione. In Fig. 30 sono riportati alcuni esempi di eventi ricostruiti con i fit 2D. Appare evidente la differenza tra le rette ricostruite con angoli ottenuti da diverse coppie di proiezioni.

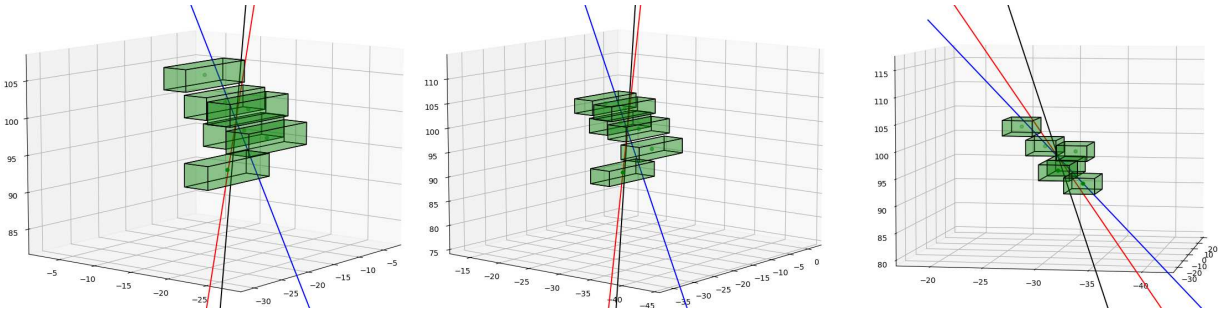

Figura 30: Rette ricostruite con angoli ricavati da diverse coppie di piani, in verde i moduli LCM.

Calcolando le differenze tra angoli generati e ricostruiti è possibile effettuare un fit gaussiano sull'istogramma, la risoluzione angolare è definita come la σ del fit gaussiano.

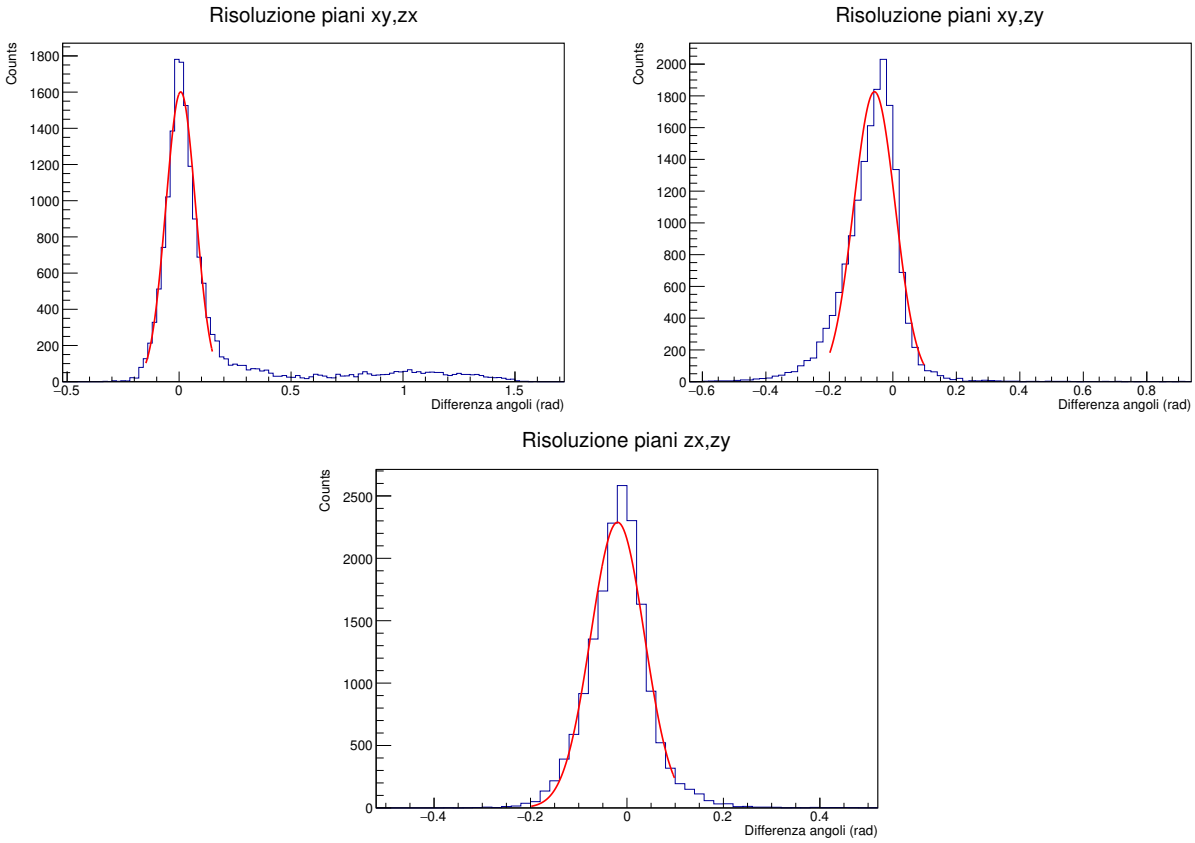

Figura 31: Risoluzione θ da fit 2D.

Piani	$zx\,xy$	$zy\,xy$	$zx\,zy$
χ^2/NDF	10.1	38.3	23.8
μ (rad)	0.0072 ± 0.0006	-0.0580 ± 0.0006	-0.0194 ± 0.0005
σ (rad)	0.0664 ± 0.0006	0.0655 ± 0.0005	0.0555 ± 0.0004

Tabella 4: Risultati fit θ.

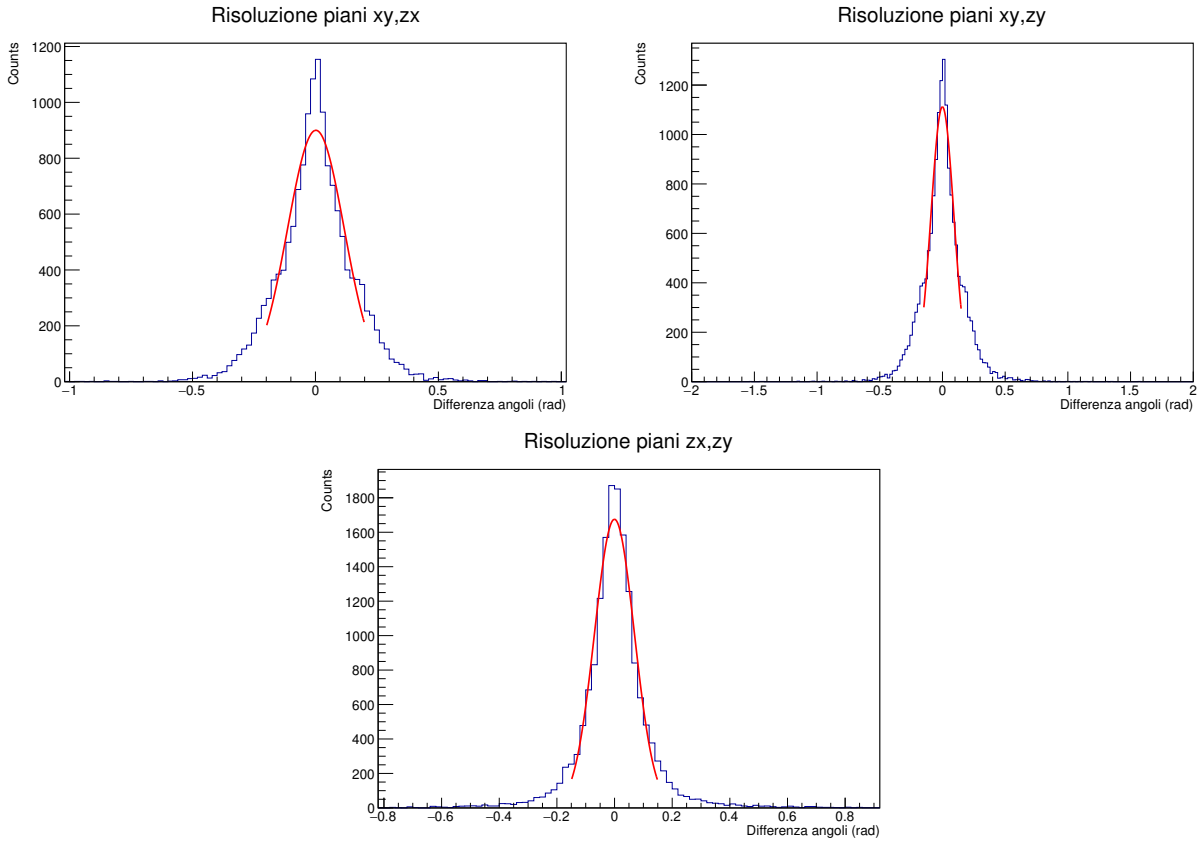

Figura 32: Risoluzione ϕ da fit 2D.

Piani	$zx\,xy$	$zy\,xy$	$zx\,zy$
χ^2/NDF	15.55	10.0	15.9
μ (rad)	0.002 ± 0.001	-0.001 ± 0.001	-0.0003 ± 0.0006
σ (rad)	0.117 ± 0.002	0.092 ± 0.001	0.0691 ± 0.0007

Tabella 5: Risultati fit ϕ.

Come si può osservare dalle Figg. 31 e 32 la risoluzione dell'angolo θ non sembra dipendere dalla proiezione considerata mentre si osserva una dipendenza più marcata sull'angolo ϕ.
Si osserva anche come le risoluzioni ottenute da fit effettuati su piani diversi non sono compatibili, né per θ né per ϕ. Il massimo della distribuzione μ è compatibile con zero, coerentemente alle aspettative. Si nota anche come l'approssimazione gaussiana funzioni abbastanza bene per la risoluzione in θ mentre in ϕ si ha una forma diversa con delle code più pronunciate. Gli errori riportati per tutti i fit sono quelli statistici e non considerano che il modello di fit è estremamente semplificato, come si può notare dai valori elevati del χ^2 normalizzato.

3.8.2 Fit 3D tramite PCA

Un approccio più funzionale risulta essere un fit 3D eseguito tramite la il metodo della PCA (Principal Component Analysis). Questo metodo permette di sfruttare tutta l'informazione a disposizione e dunque di

ottenere una precisione migliore nel calcolo della traiettoria della particella. Per ogni evento viene calcolato il punto medio delle coordinate $(\overline{x}, \overline{y}, \overline{z})$, ottenendo così il punto di applicazione della retta. Successivamente viene calcolata la matrice di covarianza C per ogni evento. Detto n il numero di punti, l'elemento di matrice C_{ij} è definito come:

$$C_{ij} = \frac{\sum_{k=0}^{n}(x_{i,k} - \overline{x}_i)(x_{j,k} - \overline{x}_j) - (\sum_{i=0}^{n}(x_{i,k} - \overline{x}_i)\sum_{j=0}^{n}(x_{j,k} - \overline{x}_j))^2}{n-1} \tag{17}$$

Con $i, j \in \{1, 2, 3\}$ e $x_1 = x$, $x_2 = y$ e $x_3 = z$.

Calcolando iterativamente l'autovettore associato all'autovalore maggiore della matrice C si ottiene l'autospazio parallelo alla retta di fit. Da queste informazioni è possibile risalire agli angoli θ e ϕ che caratterizzano la retta (16).
Per stimare l'autovalore è stato sfruttato il metodo delle potenze che risulta particolarmente vantaggioso in questo contesto, poiché ci si aspetta che l'autovalore più grande sia estremamente maggiore degli altri.

In Fig. 33 è mostrata la correlazione tra angoli generati e ricostruiti, la Fig. 34 mostra invece il confronto tra le distribuzioni angolari ottenute dalla simulazione e quelle ricostruite tramite PCA.

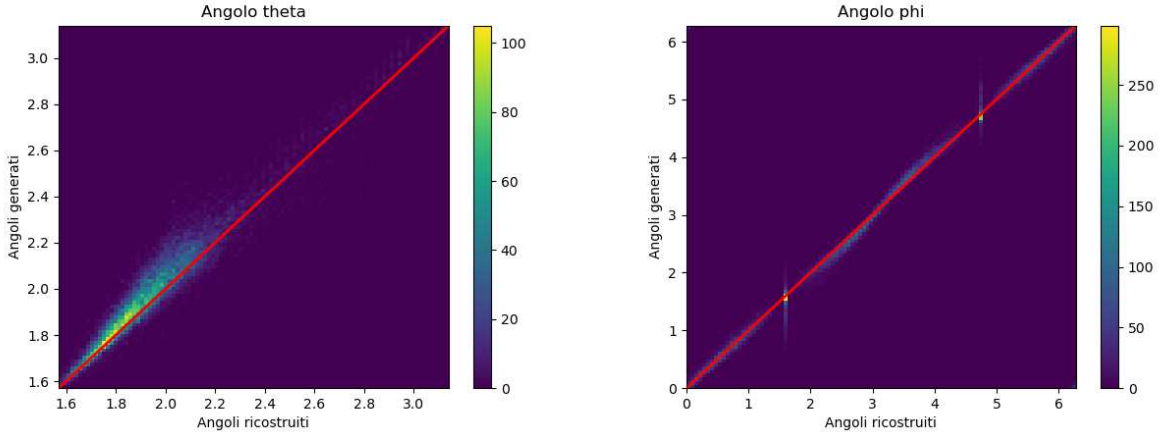

Figura 33: Istogrammi 2D PCA.

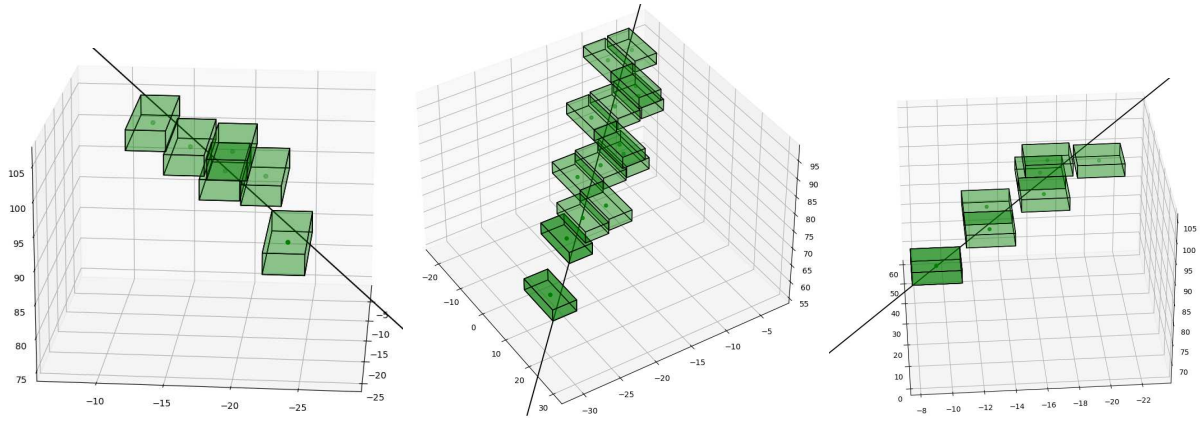

Figura 35: Ricostruzione di traiettorie da dati simulati tramite PCA. La retta nera rappresenta la traiettoria, in verde i moduli LCM

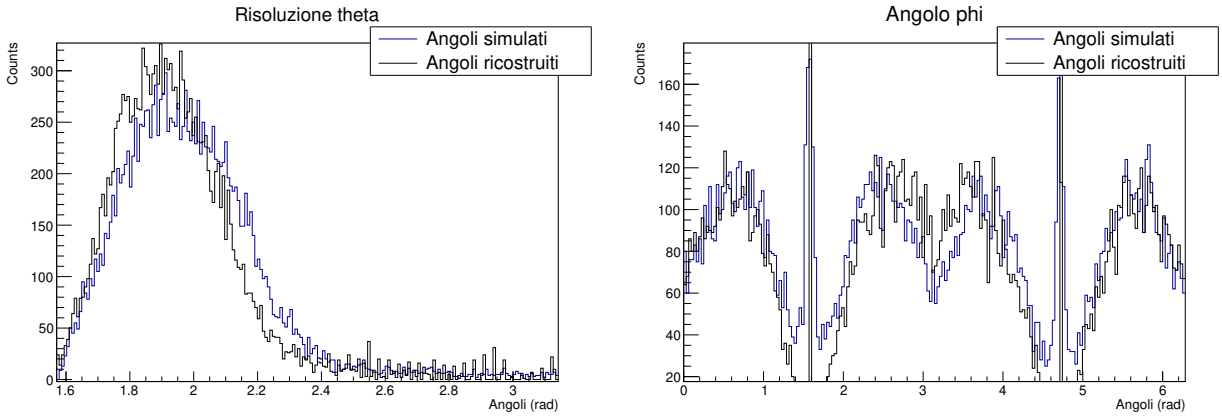

Figura 34: Confronto dati ricostruiti tramite PCA e dati simulati.

Come in Fig. 29, anche in Fig. 34 è possibile osservare l'effetto della risoluzione discreta del rivelatore per l'angolo ϕ. Inoltre è possibile osservare un offset sulla posizione dei picchi ricostruiti. Si può anche notare che non si osservano picchi discreti come in Fig 28. La ragione è che la tecnica della PCA riesce a tenere conto in modo soddisfacente della disposizione 3D dei moduli LCM. In Fig 35 sono riportati alcune traiettorie ricostruite utilizzando questo metodo.

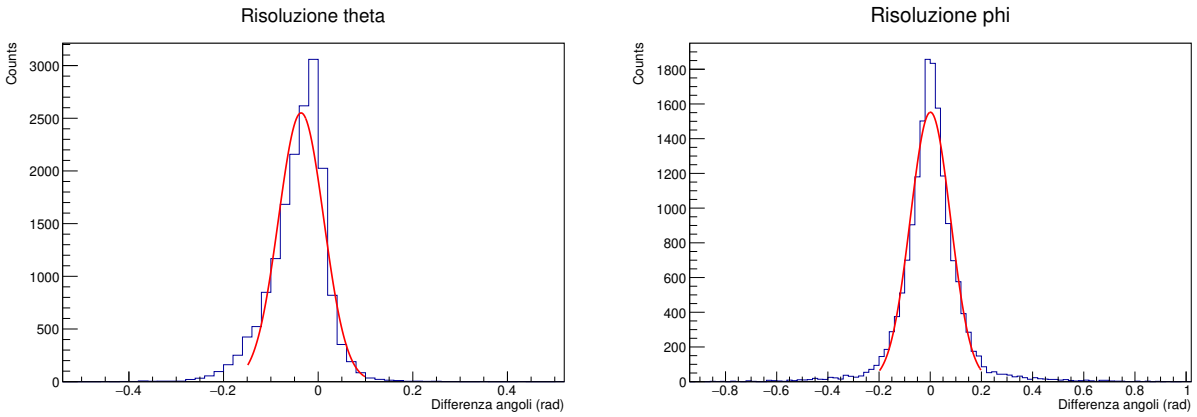

Figura 36: Risoluzione angolare θ e ϕ.

	θ	ϕ
χ^2/NDF	7.8	16.7
μ(rad)	-0.0361 ± 0.0004	0.0008 ± 0.0007
σ (rad)	0.0478 ± 0.0004	0.0787 ± 0.0006

Tabella 6: Valori fit risoluzione angolare

Si può dunque concludere che a prescindere dal metodo utilizzato si possono ricavare dei valori per la risoluzione angolare di θ e di ϕ. Tuttavia si ottiene un risultato migliore sfruttando il metodo della PCA, in quanto permette di sfruttare tutta l'informazione disponibile sulla posizione dei moduli. Inoltre dai risultati ottenuti tramite PCA si osservano dei valori maggiori per μ rispetto a quelli ottenuti dai fit 2D. I risultati finali per la risoluzione angolare sono dunque 0.0478 ± 0.0004 rad per l'angolo θ e 0.0787 ± 0.0006 rad per l'angolo ϕ.

3.9 Ricostruzione degli eventi nei dati

Nell'analisi precedente i dati dei singoli canali non erano organizzati per evento perché non si teneva conto dell'informazione temporale dei segnali. Facendo un clustering dei dati in base al timestamp è possibile associare tra loro i segnali prodotti dalla stessa traccia (event building). Per la divisione in eventi è stato usato un programma ([3]) che permette di ricostruire gli eventi sulla base del tempo associato dall'elettronica (schede FERS5202 della CAEN) al segnale ricostruito. La Fig. 37 mostra un esempio di ricostruzione tramite PCA di alcune tracce dai dati sperimentali hLG. I tagli applicati ai dati sono analoghi a quelli utilizzati in sezione 3.8.

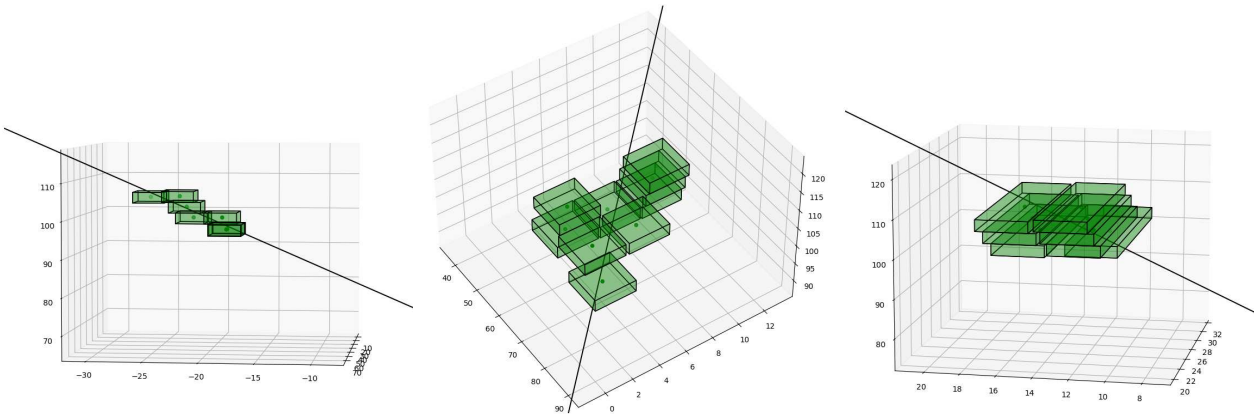

Figura 37: Ricostruzione di traiettorie da dati sperimentali tramite PCA. La retta nera rappresenta la traiettoria, in verde i moduli LCM

Una volta ottenuti i singoli eventi, i dati sono stati equalizzati e analizzati come riportato in Sez. 3.8.2.I risultati sono riportati in Fig. 38.

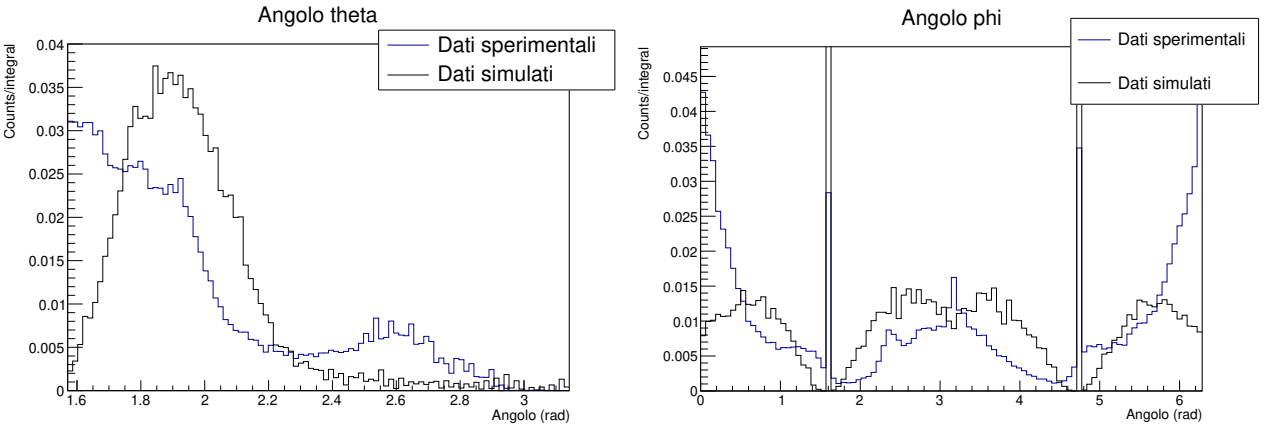

Figura 38: Confronto tra distribuzioni angolari ricostruite da dati sperimentali e dati simulati.

Si può osservare come la distribuzione per l'angolo ϕ dei dati sperimentali non sia perfettamente uniforme, infatti negli intorni di 0 e 2π si osservano più entrate rispetto a quelle attese da una distribuzione perfettamente uniforme come quella utilizzata dalla simulazione. Questo effetto non è imputabile alla geometria del rivelatore poiché eliminando i vincoli sulla lunghezza del numero di eventi si osserva che le disuniformità si ottengono unicamente negli intorni di $\frac{\pi}{2}$ e $\frac{3}{2}\pi$. Per la distribuzione di θ si osserva una netta deviazione rispetto alla distribuzione $\cos^2\theta$ assunta nella simulazione.

4 Conclusioni

In questa tesi ho studiato la ricostruzione di raggi cosmici nel dimostratore di ENUBET sia in termini di tracciamento (risoluzioni angolari) che di risposta energetica. Ho sviluppato dei programmi per predire la distribuzione energetica dei cosmici nel dimostratore tenendo conto della sua geometria e della distribuzione angolare dei cosmici. I risultati sono stati confrontati con i dati. Per fare questo ho sviluppato un algoritmo

per equalizzare la risposta dei canali nei dati. Per quanto concerne la calibrazione energetica ho effettuato un'equalizzazione preliminare del segnale per correggere gli spostamenti del pedestal e un'analisi dei range ottimali per il fit della distribuzione di Landau. I risultati ottenuti sono rispettivamente $k_{hLG} = 0.03363 \pm 0.00004$ MeV/a.u. e $k_{hHG} = 0.002284 \pm 0.000003$ MeV/a.u.. In futuro si prevede anche di effettuare un confronto tra le costanti di calibrazioni ottenute coi raggi cosmici e quelle ottenute dalle misure effettuate al CERN. I punti critici dell'analisi comprendono la stima dell'intervallo di fit, in quanto variazioni nella lunghezza dell'intervallo comportano oscillazioni non trascurabili nel valore delle costanti di calibrazione k_i, inoltre si osservano delle differenze dal confronto tra lo spettro in energia della simulazione e dei dati sperimentali. Questo non sembra influenzare particolarmente le stime in quanto sembra si tratti unicamente di un appiattimento del segnale legato ad effetti non simulati.
Per lo studio della risoluzione angolare ho effettuato un confronto tra due diversi metodi per la ricostruzione delle traiettorie delle particelle. Il risultato ottenuto mostra come sia preferibile utilizzare il metodo della PCA, in quanto permette di sfruttare tutta l'informazione sulla posizione dei moduli. Dalle analisi eseguite con questo metodo si ottiene che la risoluzione angolare in θ è di $2.74 \pm 0.02^\circ$, mentre per ϕ si ottiene $4.51 \pm 0.03^\circ$. Anche in questo caso si evidenziano delle forti differenze tra le previsioni della simulazione e i dati sperimentali, nonostante la buona compatibilità tra i dati generati e quelli ricostruiti, restano ancora da approfondire le ragioni che portano a queste discrepanze inattese.

Riferimenti bibliografici

[1] Bomben L. et al. Acerbi F. Angelis I. ≪Design and performance of the ENUBET monitored neutrino beam≫. In: *Eur. Phys. J. C 83, 964* (2023). DOI: https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-12116-3.

[2] ROOT Cern. *TH1::Smooth*. 2024. URL: https://root.cern.ch/doc/master/classTH1.html#a0d08651c37b622f4bcc0e1a0affefb33.

[3] Davide Marchesini. *ENUBET Project Repository*. 2024. URL: https://github.com/DavideMarchesini/ENUBET.

[4] S. Navas et al. ≪Review of particle physics≫. In: *Phys. Rev. D* 110.3 (2024), p. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001.

[5] Prashant Shukla e Sundaresh Sankrith. *Energy and angular distributions of atmospheric muons at the Earth*. 2018. arXiv: 1606.06907 [hep-ph]. URL: https://arxiv.org/abs/1606.06907.