

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studio delle capacità di Particle Identification del
dimostratore di ENUBET con dati da test su fascio

Relatore

Prof. Andrea Longhin

Correlatore

Dr. Fabio Pupilli

Laureanda

Emma Vianello

Anno Accademico 2023/2024

Indice

1	La fisica di ENUBET	3
1.1	ENUBET nel contesto della fisica del neutrino	3
1.2	Fasci di neutrini monitorati	4
2	Lo strumento: il dimostratore di ENUBET	5
2.1	Il dimostratore di ENUBET	5
2.2	Test beam al CERN - Agosto 2023	7
3	Particle Identification con il Dimostratore di ENUBET	9
3.1	Rivelatori Cherenkov	11
3.2	Tracciatori al silicio	13
3.2.1	Definizione della posizione del rivelatore con i dati	14
3.3	Event display di singoli eventi nel calorimetro	14
3.4	Definizione delle variabili di discriminazione	15
3.4.1	Energia totale rilasciata	15
3.4.2	Numero di canali sopra soglia	16
3.4.3	Numero di piani in z con almeno un canale sopra soglia	16
3.4.4	Risposta del rivelatore ad elettroni a diverse energie	17
3.4.5	Risposta per gli elettroni al variare dell'angolo di incidenza	19
3.4.6	Confronto tra elettroni ed adroni	20
3.4.7	Confronto dei run di calibrazione a 10 GeV (adroni e muoni)	21
4	Sintesi dei risultati e prospettive	25

Sommario

L'esperimento ENUBET si prefigge di promuovere un nuovo approccio per produrre fasci di neutrino con una precisione mai raggiunta finora. Questo nuovo metodo consiste nel misurare i leptoni carichi associati ai neutrini nel momento del decadimento dei mesoni instabili da cui derivano, sfruttando in particolare i decadimenti semi-leptonici dei mesoni K . In questo modo ci si emancipa dalla necessità di affidarsi a simulazioni, che sono molto complesse e con grosse incertezze sistematiche. Il progetto ha portato a sviluppare un grosso prototipo di rivelatore per dimostrare la fattibilità di questa idea. Si tratta di un oggetto di 3.5 tonnellate che riproduce una frazione di 90 gradi di un "tunnel di decadimento" instrumentato.

Questa tesi prevede un lavoro di analisi dei dati raccolti all'acceleratore PS del CERN ad Agosto 2023, durante il quale questo nuovo rivelatore è stato esposto a fasci di elettroni, muoni e pioni da 0.5 GeV a 10 GeV. Si esegue quindi uno studio delle capacità di Particle Identification del rivelatore, introducendo tre nuove variabili per valutarne la risposta e confrontando i dati raccolti in diverse configurazioni del setup e del fascio incidente.

Capitolo 1

La fisica di ENUBET

1.1 ENUBET nel contesto della fisica del neutrino

I neutrini sono delle particelle che raccolgono un grande interesse nell'attuale panorama della ricerca in Fisica. Sono di grande rilevanza per capire come estendere il Modello Standard delle particelle. La loro massa, inferiore fino a sei ordini di grandezza rispetto a quella del leptone più leggero, fa per esempio pensare che esistano delle particelle molto massive ancora non osservate che potrebbero essere responsabili di questo comportamento.

In particolare, nell'ambito della fisica delle oscillazioni di neutrino con fasci artificiali su long-baseline, vi sono due principali esperimenti attualmente in costruzione, DUNE negli Stati Uniti e Hyper-Kamiokande (HK) in Giappone, il cui obiettivo è studiare la violazione di CP leptonica, ovvero la differenza tra le oscillazioni di sapore dei neutrini muonici in neutrini elettronici $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e lo stesso processo che coinvolge le rispettive antiparticelle $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Osservare differenze tra questi due processi è fondamentale per comprendere la prevalenza della materia sull'antimateria, che potrebbe dunque essere dovuta al comportamento dei neutrini primordiali [2].

Per questi esperimenti l'errore sistematico legato alla conoscenza della sezione d'urto dei neutrini alla scala dei GeV, dovuto ad incertezze sul flusso di neutrini e sull'energia dello stato iniziale, che solitamente è del 5 – 10%, costituisce una seria limitazione. È dunque necessario portare avanti esperimenti complementari a DUNE e HK che permettano di ottenere flussi di neutrini e misure della loro sezione d'urto a queste energie più precise.

L'esperimento ENUBET (Enhanced NeUtrino BEam with kaon Tagging) si pone l'obiettivo di ottenere un fascio monitorato di neutrini, con un'incertezza sul flusso inferiore all'1%, mai raggiunta dagli esperimenti precedenti. In un fascio monitorato di neutrini il tunnel di decadimento è completamente equipaggiato da rivelatori e la produzione di neutrini è monitorata a livello di particella singola, sfruttando la possibilità di osservare i leptoni associati al decadimento semi-leptonico dei kaoni positivi

$$\begin{aligned} K_{e3}^+ &\rightarrow e^+ \nu_e \pi^0 \\ K_{\mu 3}^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \pi^0 \\ K_{\mu 2}^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \end{aligned}$$

I detector di ENUBET sono in grado di rivelare i leptoni, elettroni e muoni, da cui ricavare informazioni sul flusso e sul sapore dei neutrini prodotti dai decadimenti.

1.2 Fasci di neutrini monitorati

I leptoni carichi provenienti dal decadimento dei kaoni vengono prodotti alle energie di interesse con angoli tipici dell'ordine di 100 mrad e rivelati dai detector posti attorno al tunnel di decadimento, ottenendo così un fascio controllato di neutrini.

Un altro decadimento che dà uno stato finale con un leptone e che costituisce un segnale è il decadimento dei pioni positivi in antimuone e neutrino $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, tuttavia pochi pioni danno muoni dentro al tunnel. In tal caso gli antimuoni sono prodotti con un angolo molto minore rispetto ai leptoni prodotti dai decadimenti dei kaoni per l'elevata differenza di massa tra i kaoni e i pioni.¹ Inoltre, lo spettro di energia depositata dei neutrini prodotti nel decadimento dei π^+ si concentra a energie minori rispetto a quello dei K^+ .

Il fondo è dato dai decadimenti dei kaoni in stati finali con pioni in cui si scambia un pione per un elettrone o un muone, come ad esempio i decadimenti in tre pioni $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ e $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$.

La Figura 1.1 mostra lo schema di un fascio di neutrini monitorato sviluppato dalla collaborazione ENUBET. A sinistra, un fascio di protoni di 400 GeV colpisce un bersaglio di grafite. Successivamente, si trovano tre quadrupoli, posti circa a 3 m, e un collimatore, che hanno lo scopo di collimare il fascio. Segue poi un selezionatore di particelle costituito da due dipoli, che separa kaoni K^+ e pioni π^+ a $8,5 \text{ GeV} \pm 10\%$, da adroni a vita più breve, come i K_s , protoni del fascio primario che non interagiscono con il bersaglio e altre particelle, tra cui neutrini, prodotti da processi di decadimento.

Le particelle di più alta energia si propagano nella direzione in avanti e vengono assorbite da un bersaglio, *proton dump*, mentre il fascio selezionato viene collimato ulteriormente, attraverso quadrupoli e un collimatore e entra nella regione di decadimento (in *verde chiaro* in figura).

Qui, il fascio di K^+ selezionati, parallelo al tunnel di decadimento, decade in $K^+ \rightarrow e^+ \nu_e \pi^0$ e $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \pi^0$, dove i leptoni carichi vengono prodotti con un angolo sufficientemente grande da intercettare le pareti e rivelati da detector posti attorno al tunnel, mentre i neutrini proseguono nella medesima direzione dei kaoni, senza essere deviati, ottenendo così un fascio controllato di neutrini.

Gli adroni che non decadono nella regione indicata vengono assorbiti da un bersaglio opportunamente ottimizzato (*hadron dump*).

La lunghezza ottimale del tunnel di decadimento è di $\sim 40 \text{ m}$, tale che i kaoni decadano all'interno del tunnel.

Il detector di neutrini, che potrebbe essere un rivelatore ad Argon Liquido con una massa dell'ordine di 500 t (non presente nella figura), è posto a 50 m dalla fine del tunnel di decadimento.

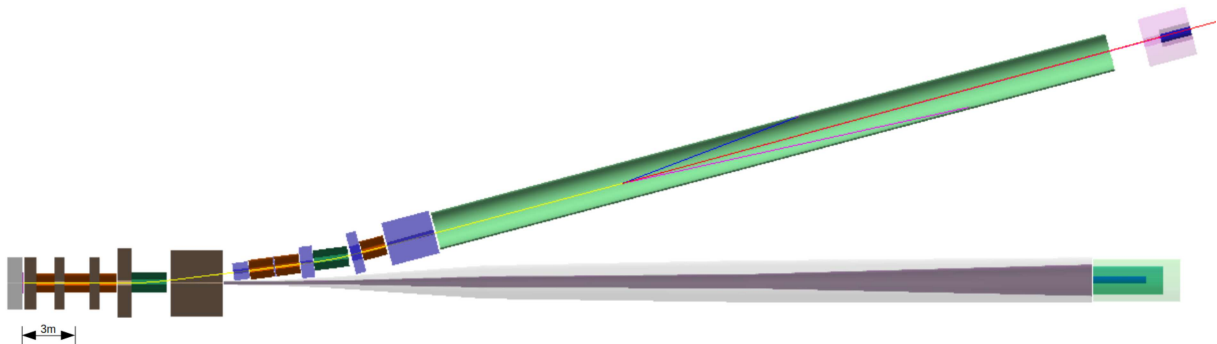


Figura 1.1: Schema del fascio monitorato proposto da ENUBET (da sinistra a destra) [1]: il proton target, tre quadrupoli e collimatore (per collimare il fascio), due dipoli per selezionare le particelle, altri quadrupoli e collimatore. Segue poi il tunnel di decadimento (*in verde chiaro*), al termine del quale si trova l'*hadron dump*. La traccia gialla rappresenta un K^+ che decade in un e^+ e π^0 (*in blu e magenta*) e in un ν_e (*in rosso*).

¹Le masse dei kaoni e dei pioni carichi sono rispettivamente 493 MeV e 139 MeV.

Capitolo 2

Lo strumento: il dimostratore di ENUBET

2.1 Il dimostratore di ENUBET

Il Dimostratore di ENUBET costituisce un esempio di detector per la rilevazione dei leptoni carichi e degli adroni nel tunnel di decadimento. Esso rappresenta un prototipo realistico di come potrebbe essere realizzato il programma di ENUBET con un rivelatore cost-effective e in linea con le specifiche (buona particle-identification, resistenza alla radiazione e resistenza ad alte rates).

Il Dimostratore (Fig. 2.1) ha una lunghezza di 1.65 m e costituisce una porzione di 90° di uno strumento a simmetria cilindrica, che nella versione ultima dovrà coprire una regione azimutale completa (2π), minimizzando le regioni morte. Il detector si sviluppa radialmente tra 97 e 150 cm.

Il detector poggia su quattro gambe estensibili e l'angolo di inclinazione può essere variato fino a 200 mrad, mentre la posizione orizzontale può variare di circa 1 m attraverso movimentazione su rotaia.



Figura 2.1: Il Dimostratore di ENUBET.

Il Dimostratore è composto da un calorimetro a campionamento, per il riconoscimento delle particelle - e^+ , μ^+ e π^+ - e la misura della loro energia, e da un tracciatore leggero composto da coppie di scintillatori plastici, nella regione a basso r , che costituiscono il t_0 layer (*Integrated photon layer*), che permette di distinguere i positroni dagli sciami elettromagnetici generati dai pioni neutri e di misurare con precisione il tempo in cui queste incidono sul calorimetro.

Il calorimetro è suddiviso in moduli (LCM - *Lateral-readout Compact Module*), realizzati con lastre di ferro di area $3 \times 3 \text{ cm}^2$ e spessore 1.5 cm e intervallati a scintillatori in plastica con la stessa superficie, ma di spessore inferiore, 0.7 cm. Ogni modulo copre un angolo di 31 mrad, dunque vi sono 200 LCM

a z fissato,¹ che costituiscono un singolo arco. Il dimostratore si compone di 75 archi.

Il calorimetro si estende per 11 cm lungo la coordinata radiale. La regione tra 11 e 41 cm è invece occupata da un assorbitore per neutroni in polietilene borato al 5% che protegge i foto-rivelatori.

Ogni modulo del calorimetro corrisponde a $4.3 X_0$ (lunghezze di interazione elettromagnetica) e 0.45λ (lunghezza di interazione adronica). Gli scintillatori sono rivestiti da pittura bianca all'ossido di Titanio (TiO_2), per evitare la dispersione della luce emessa nello scintillatore.

La luce emessa dagli scintillatori, ultravioletta, viene raccolta da fibre WLS (*Wavelength Shifting*)², con indice di rifrazione confrontabile con quello degli scintillatori, che convertono la luce ultravioletta ($\lambda \sim 440 \text{ nm}$) in luce visibile nel verde. I fotoni con direzioni opportune vengono intrappolati nella fibra e continuano a propagarsi per riflessione totale fino a raggiungere il sensore.

Le fibre sono raccolte dai concentratori³ in mazzetti, in particolare ogni concentratore ha 3 gruppi da 10 fibre, disposti in un'area di $3 \times 11 \text{ cm}^2$, che arrivano ai tre sensori SiPM più grandi, e 2 gruppi da 2 fibre, collegate ai sensori più piccoli, in un'area di $5 \times 3 \text{ cm}^2$.

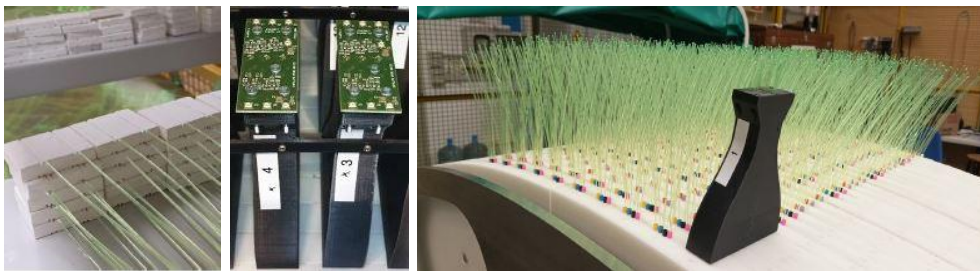


Figura 2.2: A sinistra, scintillatori dipinti di bianco collegati a due coppie di fibre WLS. Al centro, front-end boards, poste sul fondo di ogni concentratore, su cui sono posizionati i 5 SiPM. A destra un concentratore che raccoglie le fibre WLS in uscita dagli scintillatori.

Ogni modulo del calorimetro è collegato ad una scheda di acquisizione (*front-end board*), che si trova sul fondo di ogni concentratore e corrisponde a 5 canali di lettura. La scheda di lettura ospita 5 fotomoltiplicatori al silicio (SiPM⁴), di cui tre collegati ai gruppi di 10 fibre, di dimensione $4 \times 4 \text{ mm}^2$, e due collegati alla coppia da due fibre di dimensione $3 \times 3 \text{ mm}^2$.

I SiPM funzionano con una griglia di giunzioni *pn* inverse, con una regione di svuotamento che contiene celle di $50 \mu\text{m}^2$, che registrano un segnale all'arrivo del fotone. L'andamento dell'ampiezza dei segnali digitalizzati atteso è lineare finché il $N_{\text{fotoni}} \ll N_{\text{celle}}$. A partire da circa 5 GeV si cominciano a registrare piccole deviazioni dalla linearità.

Il numero di concentratori, per il test di Agosto 2023, è stato di 255: $8 \times 10 + 7 \times 25$ (z - ϕ). Il numero di canali di lettura per il calorimetro è quindi di $255 \times 3 = 755$, mentre per i t_0 -layers è di $255 \times 2 = 510$, dunque in totale vi sono 1275 canali di acquisizione.

I segnali passano dalle front-end boards alle schede di interfaccia, che ospitano le schede di lettura, attraverso cavi coassiali⁵. I segnali dei SiPM sono letti da 20 schede di lettura a 64 canali (FERS⁶) e l'ampiezza e il tempo dei segnali viene trasmesso al sistema di acquisizione (DAQ)⁷ attraverso dei cavi Gbit ethernet (Fig. 2.3).

¹Il sistema di riferimento è in coordinate cilindriche: l'asse z coincide con l'asse del cilindro, ϕ è la coordinata azimutale e r la coordinata radiale.

²WLS fibers Y-11 double clad 1 mm diameter from Kuraray (JP)

³Vista la complessa geometria, i concentratori sono stati realizzati in stampa 3D usando con filamenti di PLA.

⁴Hamamatsu models S14160-3050HS ($3 \times 3 \text{ mm}^2$) e S14160-4050HS ($4 \times 4 \text{ mm}^2$).

⁵Micro-coassiali da 50 cm di lunghezza della ditta HIROSE.

⁶Readout boards by CAEN (FERS, A5202) basate sul chip WeeROC CitiROC-1A ASICs.

⁷Software è JANUS di CAEN.

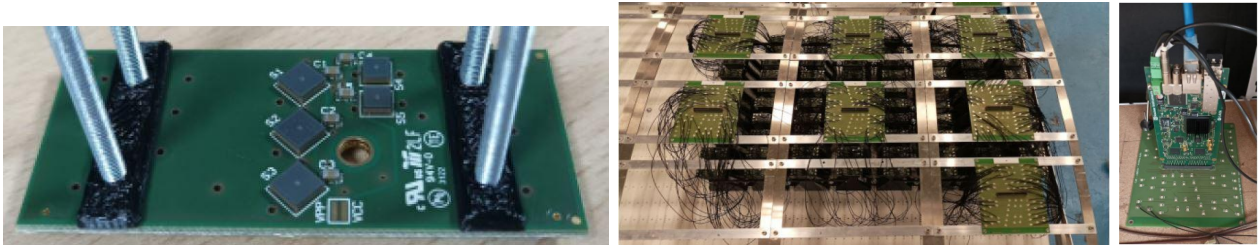


Figura 2.3: A sinistra front-end board e fotomoltiplicatori al silicio $4 \times 4 \text{ mm}^2$ e $3 \times 3 \text{ mm}^2$. Al centro le schede di interconnessione su cui arrivano i microcoassiali Hirose e a destra la scheda FERS montata sulla scheda di interfaccia.

Alla base di ogni arco del calorimetro, e in particolare di ogni modulo LCM, si trova una coppia di scintillatori, analoghi a quelli già descritti, necessari per distinguere le particelle cariche dai pioni neutri π^0 : poiché sono posizionati sotto ad ogni modulo LCM, indicano anche l'istante in cui le particelle cariche incidono sul detector (t_0 -layer). Questi scintillatori sono collegati alle fibre WLS raccolte a due a due nei concentratori e ai due sensori SiPM presenti in ogni scheda di dimensione $3 \times 3 \text{ mm}^2$.

2.2 Test beam al CERN - Agosto 2023

Il test di Agosto 2023 è stato condotto al CERN presso l'area T9 della East-Hall che ospita i fasci estratti dall'acceleratore PS, con fasci di elettroni, muoni e adroni con energia da 0.5 a 10 GeV.

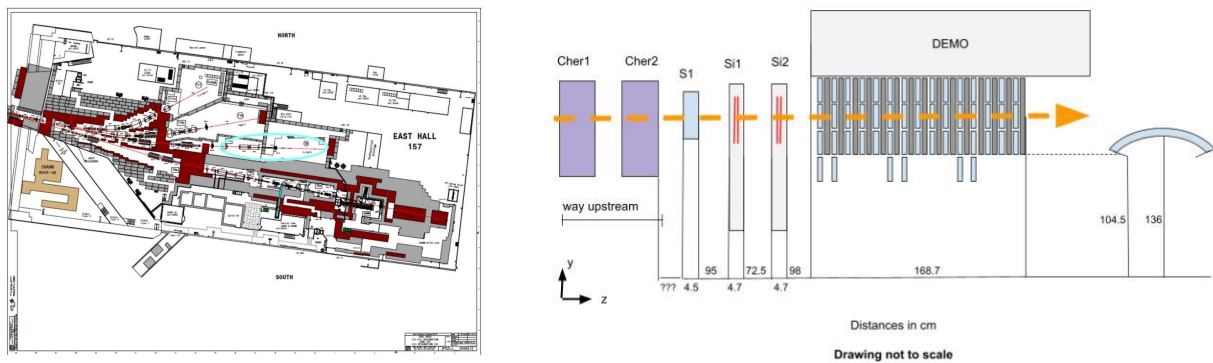


Figura 2.4: A sinistra, una mappa dell'area est del CERN [4], dove l'ellisse azzurra evidenzia l'area T9 e i rivelatori Cherenkov. A destra uno schema delle posizioni relative dei vari elementi durante l'esposizione ai fasci del dimostratore [5].

In Figura 2.4 è possibile vedere il set up dell'area sperimentale. Nella figura di sinistra, il fascio in uscita dall'acceleratore PS colpisce un bersaglio. I secondari passano attraverso una serie di quadrupoli, che lo collimano, e di dipoli che lo piegano, separando i fasci di particelle in base all'energia. La postazione T9 fornisce fasci di particelle con energia da 1 a 15 GeV. Prima di arrivare al Dimostratore, il fascio di particelle passa attraverso i seguenti rivelatori:

- **contatori Cherenkov a gas:** i due rivelatori Cherenkov hanno una lunghezza rispettivamente pari a 5 m e 2.5 m, e un gas a pressione variabile (tipicamente CO_2). Il cono di luce Cherenkov viene raccolto su uno specchio a 45 gradi e letto da un fotomoltiplicatore (PMT).
- **scintillatore di trigger:** scintillatore organico plastico di superficie $10 \times 10 \text{ cm}^2$ e spessore di 4.5 cm. È letto da un PMT. Il burst di protoni dal PS dura circa 600 ms (estrazione "lenta").
- **tracciatori al silicio:** due tracciatori al silicio, con area attiva di $9.29 \times 9.29 \text{ cm}^2$, posti a distanza di 72.5 cm l'uno dall'altro. Sono composti ciascuno da due piani di micro-strip di silicio di $30 \mu\text{m}$ perpendicolari tra loro, che permettono di ricostruire la traiettoria della particella, con precisione di $O(10 - 100) \mu\text{m}$ [3], e l'angolo di inclinazione del fascio (sfruttando la conoscenza delle posizione relativa delle due stazioni).

Nello schema a destra in Figura 2.4, che è tratto dal logbook del test beam di Agosto 2023 [5], sono riportate le distanze, non in scala, tra gli elementi appena descritti. La distanza tra il trigger scintillatore e il primo tracciatore al silicio è di 95 cm, mentre tra i due tracciatori è 72.5 cm. Il calorimetro è posto a 98 cm dal secondo tracciatore al silicio. Le coordinate del calorimetro devono poi essere traslate in base alla posizione del fascio che incide sul calorimetro.

Capitolo 3

Particle Identification con il Dimostratore di ENUBET

Per studiare la capacità di Particle Identification del Dimostratore di ENUBET si confrontano dati raccolti inviando fasci di elettroni, adroni e muoni, a diverse energie, tra 0.5 GeV e 10 GeV, posti in diverse configurazioni. In particolare, è possibile variare l'altezza e la posizione del fascio di particelle incidente e l'altezza e l'inclinazione del calorimetro. L'inclinazione permette di simulare le condizioni operative del calorimetro che si avranno nell'esperimento finale, in cui i prodotti di decadimento di pioni e kaoni impattano il calorimetro ad un certo angolo.

Durante la presa dati il calorimetro ha lavorato in due configurazioni ("left" e "right"), corrispondenti al fatto che in un caso veniva letta una metà o l'altra del calorimetro, utilizzando rispettivamente 9 o 8 schede di lettura FERS. Questo è stato necessario durante la presa dati per alcune difficoltà riscontrate nel sincronizzare i dati di tutte le schede necessarie per leggere contemporaneamente il detector. Questo schema di lettura non ha conseguenze negative in pratica, poiché le dimensioni del fascio sono molto piccole rispetto al calorimetro, per cui anche metà rivelatore contiene perfettamente i prodotti di interazione del fascio. Le risposte della parte destra e della parte sinistra del calorimetro verranno studiate separatamente.

Va notato che generalmente il fascio che si riesce ad ottenere al CERN-PS è sempre e comunque un fascio misto, ovvero con frazioni variabili di pioni, muoni, elettroni (o positroni), protoni e kaoni di una certa carica.

Le impostazioni che l'utente può selezionare dalla control room permettono di scegliere, selezionando dei set di valori per le correnti dei magneti e le posizioni dei collimatori, alcune configurazioni in cui la particella desiderata risulta la componente predominante.

Questo funziona particolarmente bene per gli elettroni, per cui si riesce ad raggiungere purezze particolarmente elevate. Si impostano in magneti nella parte più upstream della linea in modo da eliminare i carichi e produrre coppie e^+e^- facendo convertire i fotoni su un bersaglio ad alto Z e si seleziona in carica. Per altre configurazioni ci si aspetta sempre una certa contaminazione. I setting cosiddetti "adronici" sono dominati dai pioni, ma contaminati significativamente anche da muoni ed elettroni.

Per questo motivo risulta particolarmente interessante usare i rivelatori Cherenkov e il dimostratore stesso per comprendere la composizione del fascio incidente e per isolare dei campioni puri di particelle.

Nel seguito si analizzeranno dei data-set costituiti da particelle a 10 GeV, che sono state utilizzate per equalizzare la risposta dei vari canali dello strumento. Il segnale rilasciato da particelle al minimo di ionizzazione è infatti una sorta di candela standard che permette di confrontare e uniformare la risposta dei segnali. In un primo run si è utilizzato un fascio misto di pioni e muoni ("adroni"), mentre successivamente si è adottata una configurazione più efficiente in termini di contenuto di muoni, utilizzando un filtro che lasciava passare solo queste particelle. Si andranno poi a caratterizzare le

differenze tra queste due configurazioni utilizzando la risposta del dimostratore.

La composizione del fascio dipende inoltre fortemente dall'energia del fascio. Per questo motivo si confronteranno fasci con gli stessi setting a energie diverse (3 e 5 GeV/c).

I file di dati selezionati per l'analisi ("run") sono raccolti nella Tabella 3.1, dove sono indicati composizione ed energia del fascio incidente E_{beam} in GeV, inclinazione e altezza del calorimetro, rispettivamente θ_{calo} e h_{calo} , e altezza e posizione del fascio incidente h_{beam} e x_{beam} .

Elettroni a varie energie (parte left)

		E_{beam}	θ_{calo}	h_{calo}	h_{beam}	x_{beam}
run1676+1680	e	5 GeV	0 mrad	0.5 cm	4 cm	24 cm
run1682		4 GeV				
run1684		3 GeV				
run1686		2 GeV				
run1690+1694		1 GeV				
run1692		0.5 GeV				

Elettroni a 5 GeV (parte right).

		E_{beam}	θ_{calo}	h_{calo}	h_{beam}	x_{beam}
run1585	e	5 GeV	0 mrad	0 cm	4 cm	-19 cm
run1609			100 mrad		12 cm	
run1629			200 mrad		12 cm	

Run di calibrazione a 10 GeV

		Conf	θ_{calo}	h_{calo}	h_{beam}	x_{beam}
run1473	had	Right	0 mrad	0 cm	0 cm	-22 cm
run1656	μ	Left			4 cm	28 cm
run1558	had	Right	0 mrad	7.8 cm	4 cm	-31 cm
run1570	μ					-34 cm

Run di adroni a bassa energia (parte left).

		E_{beam}	θ_{calo}	h_{calo}	h_{beam}	x_{beam}
run1696	had	3 GeV	0 mrad	0 cm	4 cm	24 cm
run1668		5 GeV		4 cm		22 cm

Tabella 3.1: File di dati utilizzati e relative configurazioni.

Nella prima sezione si studierà la risposta dei rivelatori Cherenkov quando attraversati dal fascio incidente, che permettono di ottenere una prima selezione sui dati relativi alle particelle. Si utilizzeranno poi i dati raccolti dai tracciatori al silicio per ottenere la proiezione del fascio incidente sul calorimetro e selezionare solo i dati relativi a particelle che effettivamente incidono sull'arco del calorimetro.

Le sezioni successive saranno dedicate allo studio della risposta del calorimetro analizzando le distribuzioni di alcune variabili significative e confrontandole tra loro per fasci di elettroni a diverse energie, introducendo in un secondo momento l'effetto dell'inclinazione del dimostratore.

Le variabili individuate sono:

- l'energia totale depositata;
- il numero dei canali con un'energia depositata sopra un determinata soglia;
- il numero di piani accesi lungo z , l'asse del calorimetro.

I run utilizzati sono fasci di elettroni (*parte left*) con energie da 0.5 a 5 GeV, mentre nella seconda parte si considerano invece fasci di elettroni a energia fissata, pari a 5 GeV, che incidono sulla parte destra del calorimetro inclinato a 0, 100 e 200 mrad.

Nell'ultima parte si studierà la risposta del calorimetro a fasci di particelle diverse. Prima si confronteranno le distribuzioni delle variabili sopra elencate ottenute da fasci di elettroni a 3 GeV e 5 GeV con quelle date da adroni alla stessa energia e nella stessa configurazione (con calorimetro non inclinato), con lo scopo di valutare se le variabili individuate permettano di distinguere le diverse particelle. Infine, come introdotto sopra, verrà dedicata un'ultima sezione a fasci di adroni e muoni a 10 GeV.

3.1 Rivelatori Cherenkov

Il fascio di particelle, in uscita dalla postazione T9 dell'area est del CERN, passa attraverso due rivelatori Cherenkov.

L'effetto Cherenkov si verifica quando una particella carica attraversa un mezzo, in questo caso il gas contenuto nel rivelatore, a velocità v maggiore di quella di propagazione della luce nel mezzo $c' = \frac{c}{n}$, con $n = n(P)$ indice di rifrazione del mezzo, che dipende dalla pressione del gas. Si ricava dunque una condizione di soglia per cui si osserva tale effetto: da considerazioni geometriche, segue che

$$\cos \theta = \frac{c' \Delta t}{v \Delta t} = \frac{c}{vn} = \frac{1}{\beta n} < 1 \Rightarrow \beta > \frac{1}{n(P)} \quad (3.1)$$

ricordando che $\beta = \frac{v}{c}$ e che dipende dalla massa m della particella secondo la relazione

$$\beta(m) = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}}$$

si ottiene una relazione che dipende dalla massa, dall'energia del fascio incidente e dalla pressione del gas contenuto nel rivelatore. Cambiando la pressione si riesce quindi a mettersi in condizione di avere meno emissione Cherenkov da parte di una particella ad un certo β . A parità di momento, particelle con masse diverse hanno un β diverso, da cui segue la possibilità di distinguerle.

Utilizzando una coppia di rivelatori è quindi possibile selezionare le particelle. La pressione del gas all'interno dei rivelatori, che può variare fino a qualche atmosfera, è scelta in base all'energia selezionata del fascio ed è tale per cui il primo Cherenkov è in grado di rilevare elettroni e muoni, mentre il secondo solo elettroni. Nella seguente tabella si riportano i valori di soglia della pressione che permettono di vedere effetto Cherenkov anche per i muoni.

E_{beam} [GeV]	5	4	3	2	1	0.5
$\mu_{threshold}$ [bar]	0.496	0.775	1.378	3.1	12.4	49

Tabella 3.2: Pressione di soglia Cherenkov per i muoni [5].

I dati registrati da ogni rivelatore Cherenkov sono il massimo dell'ampiezza del segnale digitalizzato e il relativo tempo del massimo. Questi segnali sono in realtà acquisiti con un digitizer per cui si ha accesso alla forma completa del segnale. Nell'analisi si utilizzano l'ampiezza e il tempo, che sono estratti attraverso un semplice algoritmo di peak-finding. Eliminando il rumore di fondo e i valori saturati e confrontando queste variabili, è possibile avere una prima idea sulla composizione del fascio di particelle e selezionare i dati relativi alle particelle di interesse.

Nei grafici si riporta un esempio della risposta dei Cherenkov per un run di elettroni a 5 GeV e un esempio per un "run di adroni" alla stessa energia. Viene mostrata la risposta dei due Cherenkov, singolarmente nel plot di sinistra e centro e uno rispetto all'altro, nel plot di destra.

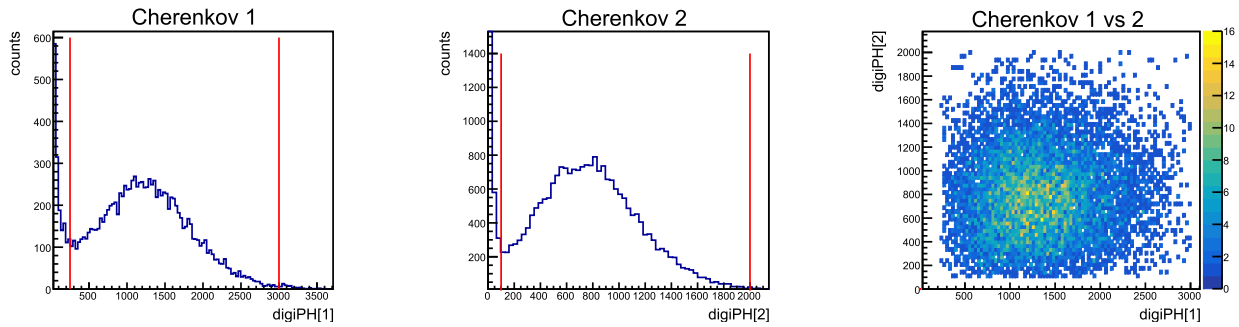


Figura 3.1: Risposta dei contatori Cherenkov per elettroni a 5 GeV (Run 1676 e 1680).

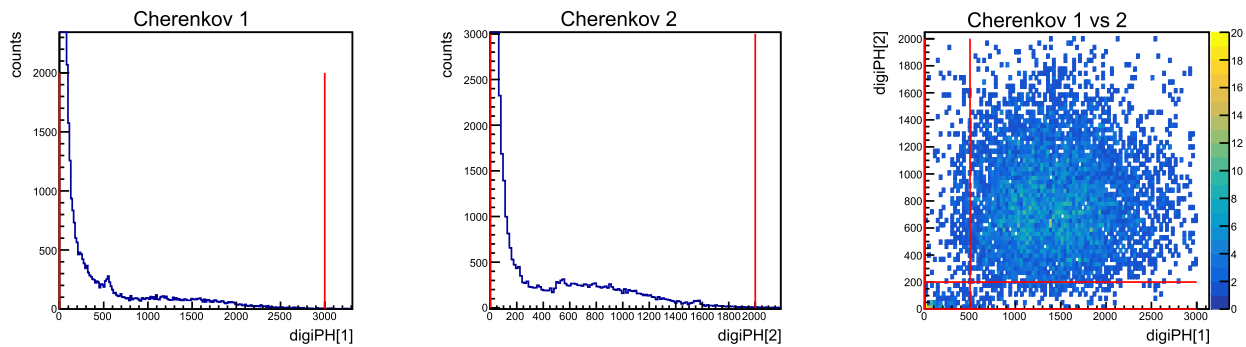


Figura 3.2: Risposta dei contatori Cherenkov per adroni a 5 GeV (Run 1668).

Dai grafici a sinistra nelle Figure 3.1 e 3.2, gli istogrammi relativi ai segnali Cherenkov, si osserva come è possibile fare una prima selezione sui dati scegliendo solo i dati attorno al picco per gli elettroni (a 1200 conteggi per il Cherenkov 1 e 700 conteggi per il 2) e vicino allo zero per i muoni e gli adroni che sono sotto soglia Cherenkov. È possibile tagliare i dati relativi agli elettroni in modo più rigoroso, ad esempio, eseguendo un fit gaussiano sul picco e scartando i dati oltre il margine dei 3σ . Questo tuttavia non risulta fondamentale in quanto il fondo è molto basso, dunque il taglio è evidente anche senza eseguire un fit, come dimostra il grafico bidimensionale che confronta i segnali dei due Cherenkov e mostra chiaramente la distribuzione degli elettroni.

Ponendo i segnali registrati dai due Cherenkov in un istogramma bidimensionale - grafico a destra nelle Figure 3.1 e 3.2 - si osserva la distribuzione attesa, ovvero gli elettroni vengono rivelati da entrambi i Cherenkov, mentre le particelle più pesanti da nessuno dei due. Tuttavia dall'istogramma bidimensionale relativo agli adroni è evidente come la composizione del fascio incidente sia in realtà costituita per la maggior parte da elettroni e che sia quindi necessario effettuare un'ulteriore selezione (linee rosse riportate nel grafico a destra) per eliminare la forte contaminazione da elettroni (alti valori della risposta dei Cherenkov). Questa ipotesi è supportata anche dalle distribuzioni dell'energia depositata, descritte nella prossima sezione. Infatti, la distribuzione in energia che si ottiene senza selezionare gli adroni è quasi sovrapponibile a quella ottenuta a partire dagli elettroni alla stessa energia, in disaccordo con quanto atteso, ovvero che l'energia depositata dagli adroni sia inferiore a quella degli sciami adronici.

Un'ulteriore selezione sui dati si ottiene riportando in un istogramma bidimensionale il tempo del picco del segnale del PMT all'interno della finestra temporale di acquisizione e l'ampiezza del segnale rivelato, per verificare che i dati selezionati dai segnali coincidano con il tempo dell'estrazione dei protoni. Come esempio si riportano tali grafici per il run di elettroni - il risultato è analogo per gli adroni - e si includono anche gli istogrammi del tempo di acquisizione per i singoli rivelatori.

Come si vede i dati si concentrano in una stretta finestra temporale. Mostrare i dati senza alcun taglio sull'ampiezza del segnale avrebbe portato ad avere molti eventi anche fuori di questa finestra. In generale nel seguito si richiede che questa condizione venga soddisfatta per ridurre il rumore.

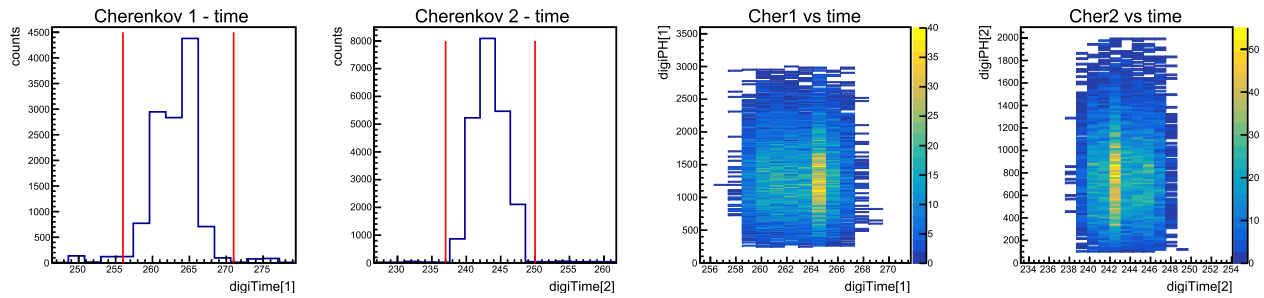


Figura 3.3: Tempo di acquisizione Cherenkov (*a sinistra*) e confronto con segnali Cherenkov (*a destra*) per elettroni a 5 GeV (Run 1676 e 1680).

La risposta dei Cherenkov a fasci di muoni verrà discussa nella sezione dedicata ai fasci di muoni e adroni a 10 GeV (3.4.7), in quanto a questa energia si osserva una variazione nella risposta dei rivelatori.

3.2 Tracciatori al silicio

I tracciatori al silicio registrano le coordinate in cui incidono le particelle del fascio incidente, (x_1, y_1) per il primo tracciatore e (x_2, y_2) per il secondo. Le coordinate in y registrate sono invertite e vanno dunque corrette secondo la relazione $y'_i = 0.0242 \cdot 384 - y_i$, con $i = 1, 2$.

I grafici a sinistra in Figura 3.4 e 3.5 mostrano il fascio incidente sulla superficie dei tracciatori per un run di elettroni e un run di adroni left a 5 GeV. Negli assi sono indicate le posizioni in cm. Da sinistra a destra si riportano la distribuzione dei punti d'impatto delle tracce sul piano 1 (upstream), il 2 (downstream) e l'estrapolazione della traccia in corrispondenza del piano del dimostratore più upstream. Si nota come il profilo quadrato legato alla geometria dei tracciatori si allarghi. Su queste coordinate proiettate si effettua un taglio fiduciale mostrato nei plot più a destra. Si può immediatamente vedere come nella configurazione “elettroni” il profilo del fascio sia più largo che nella configurazione “adroni”. Si nota anche una correlazione tra le due coordinate (più accentuata per gli elettroni) legata alla dinamica di propagazione nei magneti.

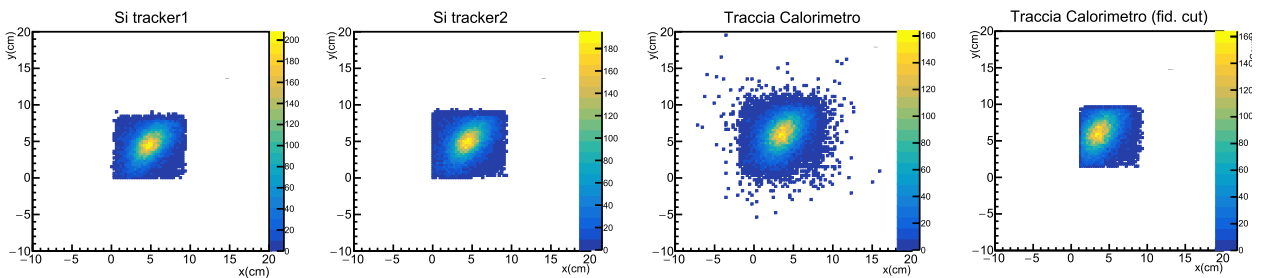


Figura 3.4: Tracciatori al silicio e proiezione della traccia sul calorimetro per elettroni a 5 GeV (Run 1676+1680).

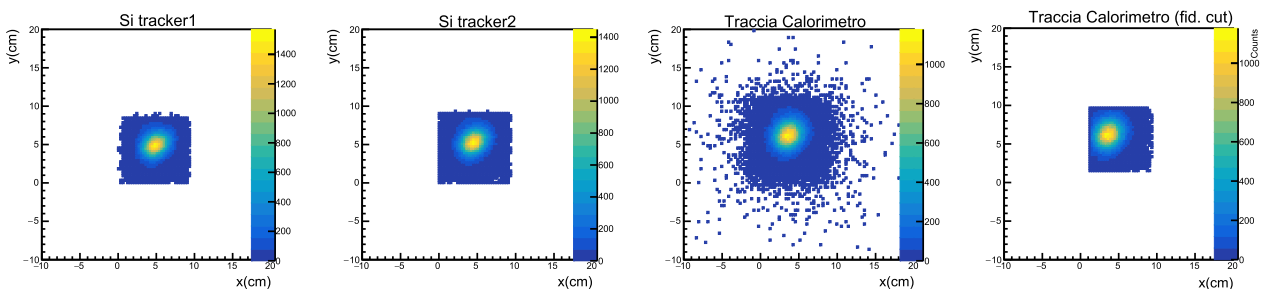


Figura 3.5: Tracciatori al silicio e proiezione della traccia sul calorimetro per adroni a 5 GeV (Run 1668).

3.2.1 Definizione della posizione del rivelatore con i dati

Il grafico che segue è ottenuto utilizzando un run di muoni e pioni a 10 GeV. Il grafico sopra rappresenta una mappa delle particelle che colpiscono il calorimetro, mentre la seconda si ottiene a partire dalla mappa delle particelle rivelate dai canali e dividendo per la prima. Il secondo grafico è quindi una mappa dell'efficienza del rivelatore.

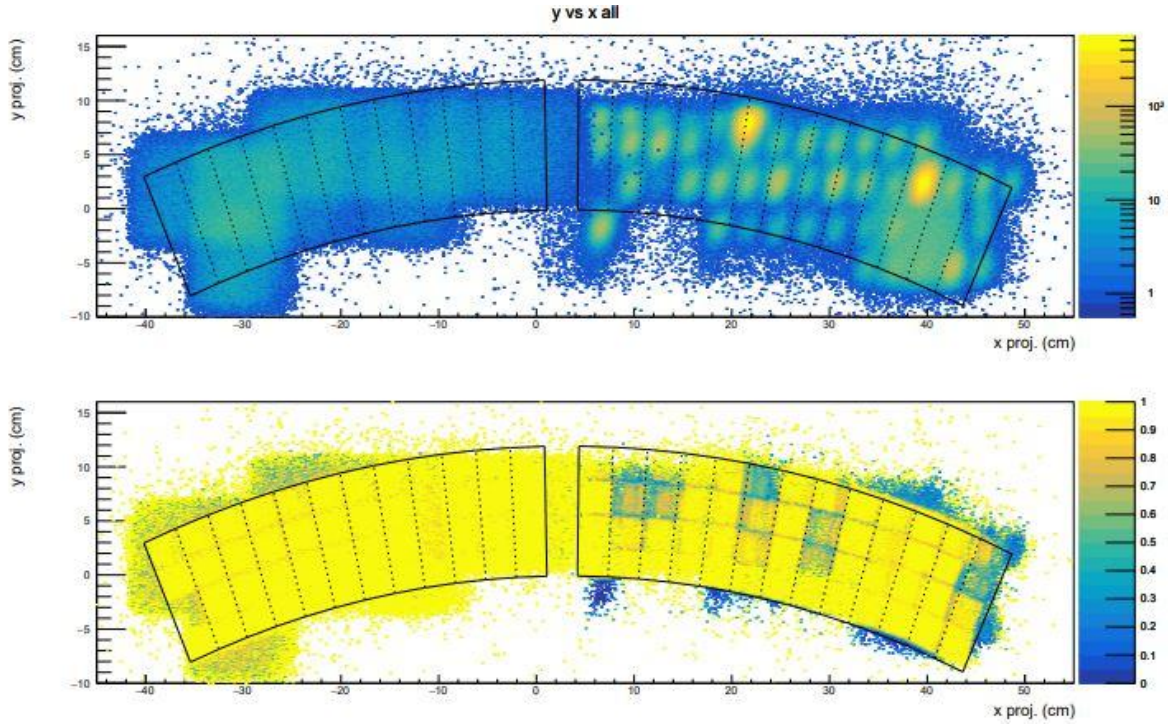


Figura 3.6: Mappa dell'efficienza del calorimetro.

Questa procedura permette di “fotografare” la posizione di ciascuna singola tile di scintillatore e studiare possibili disomogenità nella risposta. Le linee continue e tratteggiate indicano la posizione del rivelatore così come può essere ricostruita dalle mappe di efficienza. Questa procedura permette di definire con grande precisione delle regioni fiduciali. Si chiede che la particella incidente impatti in una parte interna del rivelatore in modo da minimizzare gli effetti di non contenimento dell'energia depositata. In questa analisi per questioni di tempo si segue una procedura semplificata selezionando un quadrato nel piano delle coordinate proiettate come mostrato nei grafici a destra delle Fig. 3.4 e 3.5, senza andare a correlare nel dettaglio la posizione relativa tra la regione selezionata ed il calorimetro.

L'ultimo grafico mostra la proiezione tagliata secondo un fiduciale, ovvero un valore *fid_cut* scelto ad ogni run, attorno ai dei valori di riferimento *meanX* e *meanY*. Il codice utilizzato quindi scarta i dati che non appartengono agli intervalli $[\text{meanX} - \text{fid_cut}, \text{meanX} + \text{fid_cut}]$ lungo l'asse *x* e $[\text{meanY} - \text{fid_cut}, \text{meanY} + \text{fid_cut}]$ lungo *y*. Nei run in figura il valore del taglio fiduciale è pari a 4.

3.3 Event display di singoli eventi nel calorimetro

Quando il fascio di particelle arriva sul calorimetro e in particolare alle lastre di ferro, dà origine a una serie di processi a cascata, che portano alla formazione di diverse particelle e alla perdita di energia, che viene dunque depositata nel calorimetro. In particolare, elettroni e adroni portano rispettivamente a uno sciame elettromagnetico e adronico, mentre i muoni a queste energie sono molto penetranti perchè perdono energia solo per ionizzazione (dE/dx). Dai grafici nelle figure che seguono è possibile apprezzare, attraverso un display degli eventi, il diverso comportamento di un pione (interazione adronica, Fig. 3.7) ed un muone (traccia penetrante, Fig. 3.7) entrambi ad un'energia di 10 GeV.

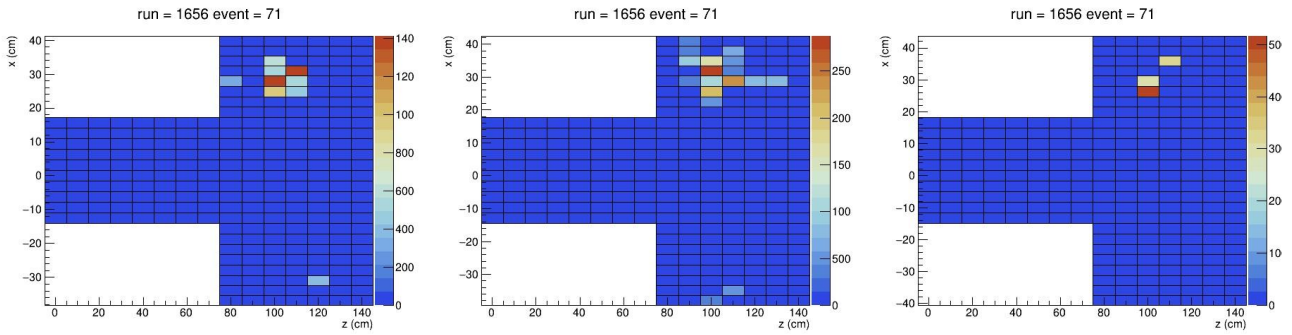


Figura 3.7: Interazione di un pione a 10 GeV nel calorimetro. I tre grafici si riferiscono a diversi layer radiali, mentre sull'asse delle ascisse e delle ordinate si trovano le coordinate z e la ϕ rispettivamente (dal run 1656).

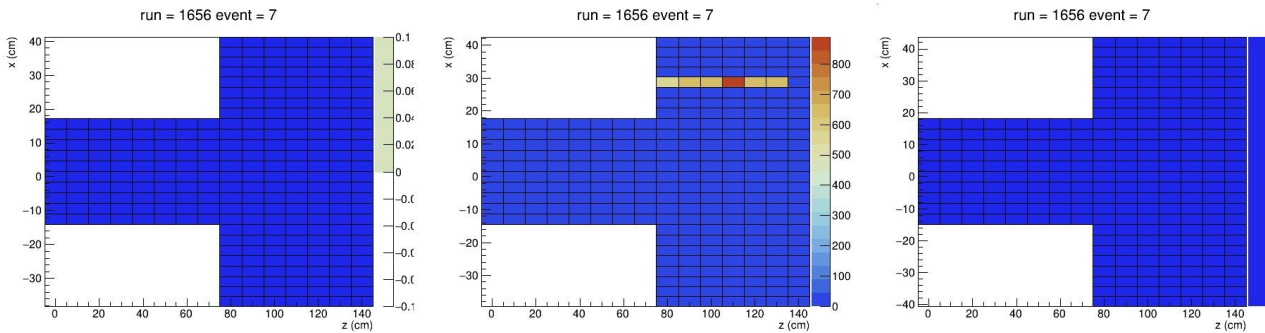


Figura 3.8: Traccia di un muone a 10 GeV nel calorimetro (dal run 1656).

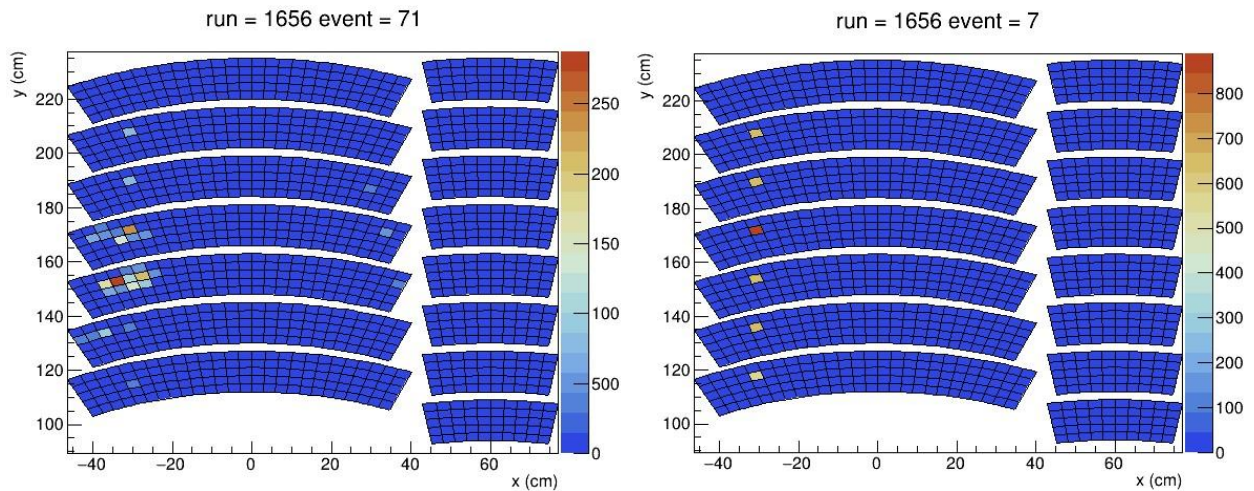


Figura 3.9: Display di un pione carico (*a sinistra*) e un muone (*a destra*) a 10 GeV con il calorimetro nella vista frontale $\sim (\phi, r)$.

L'analisi del display degli eventi supporta la scelta delle tre variabili di discriminazione che vengono ora presentate.

3.4 Definizione delle variabili di discriminazione

3.4.1 Energia totale rilasciata

I prodotti degli sciami, fotoni e particelle cariche, arrivano agli scintillatori, posti dietro ad ogni modulo LCM, che emettono fotoni nell'ultravioletto. I fotoni vengono raccolti dalle fibre WLS e trasmessi ai fotomoltiplicatori al silicio, che in tal caso inviano un segnale, proporzionale al numero di fotoni, che viene digitalizzato e letto attraverso l'elettronica del dimostratore.

La spettro dell'energia depositata si ottiene sommando i segnali letti dall'elettronica FERS, in modalità low-gain, che è più adatta a segnali grandi,¹ e pesando ogni contributo per un fattore di peso che dipende dall'equalizzazione dei canali. Attraverso la calibrazione e l'equalizzazione si determina il peso di ogni canale, uniformando così la risposta del calorimetro. In questa analisi si utilizzano i risultati della calibrazione in cui i pesi sono stati determinati normalizzando rispetto alla media dei picchi di tutti i canali.²

Dunque, si indicano con dE_{eq} , $dE_{eq} = \frac{dE}{weight}$, i contributi all'energia depositata equalizzata di una singola particella del fascio incidente letti dai singoli canali. L'energia totale depositata dalla particella è data dalla somma dei singoli contributi, $sum = \Sigma dE_{eq}$. Calcolando l'energia totale depositata per ogni evento, si ottiene lo spettro dell'energia riportata nel relativo istogramma.

3.4.2 Numero di canali sopra soglia

Una delle variabili da utilizzare è data dal conteggio dei canali con una risposta significativa. È stata stabilita una soglia di 476 ADC count (low-gain) corrispondente al 70% del valore del picco della distribuzione di Landau di una particella al minimo di ionizzazione dopo l'equalizzazione.

Riportando in un istogramma i singoli dE_{eq} , dunque i contributi FERS equalizzati, di tutti i canali (*in blu*) e dei soli elementi sopra la soglia (*in rosso*), in scala logaritmica, per un run di muoni a 10 GeV, dove il picco è dato dalle particelle che non interagiscono (mip - particelle al minimo di ionizzazione).

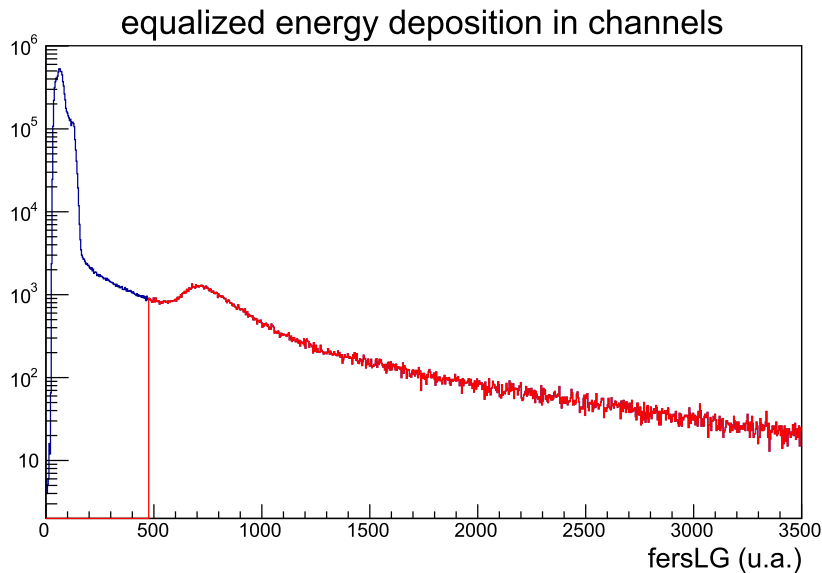


Figura 3.10: Istogramma dell'energia equalizzata depositata nei canali (*in blu*) e contributi sopra soglia (*in rosso*) per un run di muoni a 10 GeV (run1570).

3.4.3 Numero di piani in z con almeno un canale sopra soglia

Un'altra variabile significativa per discutere le capacità di Particle Identification del calorimetro è data dal numero di piani in z che la particella riesce ad attraversare/attivare. Si contano quindi il numero di piani z con almeno un rilascio di energia sopra la soglia già definita.

¹I dati letti nelle due modalità, low-gain e high-gain, hanno un rapporto costante. Tuttavia, la prima è più adatta a segnali grandi, mentre la seconda viene utilizzata per segnali minori.

²Un'alternativa è data dalla normalizzazione rispetto a un canale specifico. Dopo un confronto tra gli istogrammi dei contributi FERS ottenuti usando i diversi metodi di calibrazione, si è osservato che non vi sono differenze rilevanti e si è deciso di utilizzare i pesi ottenuti con il primo metodo.

Nelle seguenti sezioni si discute la capacità di Particle Identification del rivelatore, utilizzando le variabili appena descritte, per elettroni a diverse energie, diverse inclinazioni e infine confrontando la risposta degli elettroni con altre particelle. Per ogni run si valutano le distribuzioni dell'energia depositata, dei canali sopra soglia e dei piani in z al variare dei tagli sui dati dai Cherenkov e dai tracciatori al silicio. Si confrontano poi queste distribuzioni in istogrammi bidimensionali per individuare la diversa risposta del calorimetro a diversi fasci di particelle, con energia e configurazioni variabili, e valutare la capacità di PID del dimostratore di ENUBET.

3.4.4 Risposta del rivelatore ad elettroni a diverse energie

I primi dati analizzati sono fasci di elettroni che incidono sulla parte sinistra del calorimetro, a configurazione fissata, ottenuti variandone l'energia.

I dati relativi agli elettroni vengono selezionati per ogni energia dai rivelatori Cherenkov come descritto per il run a 5 GeV nella sezione 3.1. Si osserva che variare il taglio sugli istogrammi ottenuti dai Cherenkov porta ad ottenere distribuzioni in energia più simmetriche ed elimina alcune code nelle distribuzioni. Pertanto, dopo aver variato il taglio sui Cherenkov e valutato come cambiano di conseguenza i risultati successivi, si decide di tagliare con una selezione abbastanza stretta attorno al picco.

E_{beam}	0.5 GeV	1 GeV	2 GeV	3 GeV	4 GeV	5 GeV
Cher1	[1500, 7000]	[500, 5000]	[1500, 7500]	[500, 5500]	[200, 4500]	[250, 3000]
Cher2	[3500, 10000]	[4000, 10000]	[3500, 10000]	[1000, 5500]	[400, 4000]	[100, 2000]
Time1	[256, 271]	[256, 269]	[257, 269]	[258, 271]	[257, 271]	[256, 271]
Time2	[235, 250]	[238, 250]	[238, 250]	[237, 250]	[236, 249]	[237, 250]

Tabella 3.3: Intervalli selezionati sulle distribuzioni dei Cherenkov per lo scan di elettroni left.

Si riporta, per i dati a 3 GeV come esempio, uno scatter-plot del segnale nei contatori Cherenkov e dell'energia ricostruita nel calorimetro. I dati mostrano come queste due variabili siano sostanzialmente scorrelate. Entrambe sono delle gaussiane piuttosto simmetriche, sintomo del fatto che il campione è molto puro in elettroni.

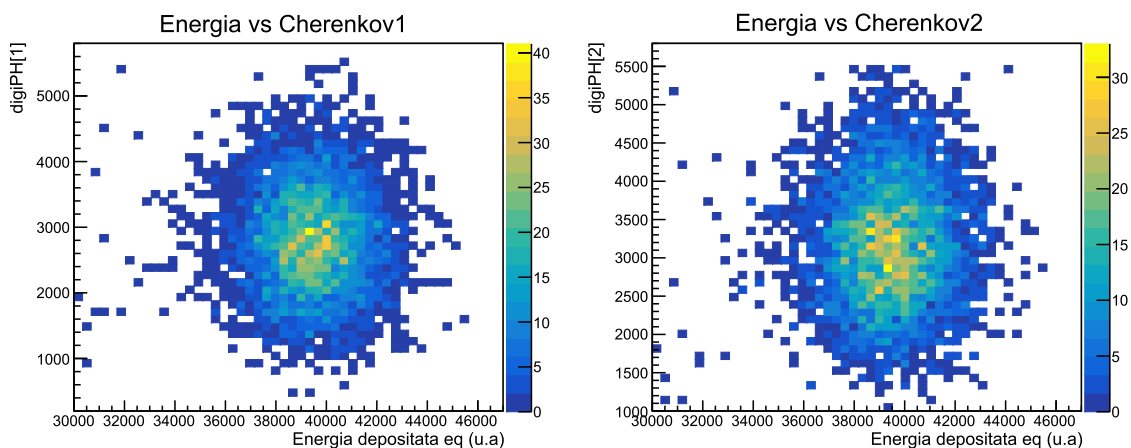


Figura 3.11: Ampiezza dei segnali Cherenkov vs energia depositata equalizzata nel calorimetro per il Cherenkov 1 (a sinistra) e 2 (a destra) con elettroni di 3 GeV.

Si riportano in Figura 3.12 gli istogrammi relativi all'energia depositata, ai canali sopra soglia e ai piani in z per ognuno dei run analizzati. Le prime due variabili, lo spettro dell'energia e i canali sopra soglia, aumentano all'aumentare dell'energia del fascio incidente, come atteso. Inoltre, anche la distribuzione dei piani in z si sposta verso destra, dunque gli elettroni ad energia più elevata attraversano il calorimetro per una maggiore lunghezza.

Nella sezione 3.2 si è discussa la scelta di un valore di riferimento per selezionare la porzione di fascio incidente sul calorimetro che, come per l'analisi sui dati raccolti dai Cherenkov, viene applicato a tutta l'analisi successiva. Variando il fiduciale, in particolare tagliando ulteriormente per ottenere un taglio simmetrico attorno al centro del fascio incidente, si osserva che l'asimmetria della distribuzione a sinistra, ovvero la spalla visibile soprattutto per gli elettroni a più bassa energia, 0.5, 1 e, anche se meno evidente, 2 GeV, scompare, lasciando una distribuzione simmetrica, simile a quella a più alte energie. Lo stesso effetto si vede anche per i canali sopra soglia e i piani in z ad energie più basse. Inoltre, un taglio fiduciale più stretto influisce anche sulla larghezza del picco, che diminuisce perchè lo sciame elettromagnetico è meglio contenuto nel rivelatore.

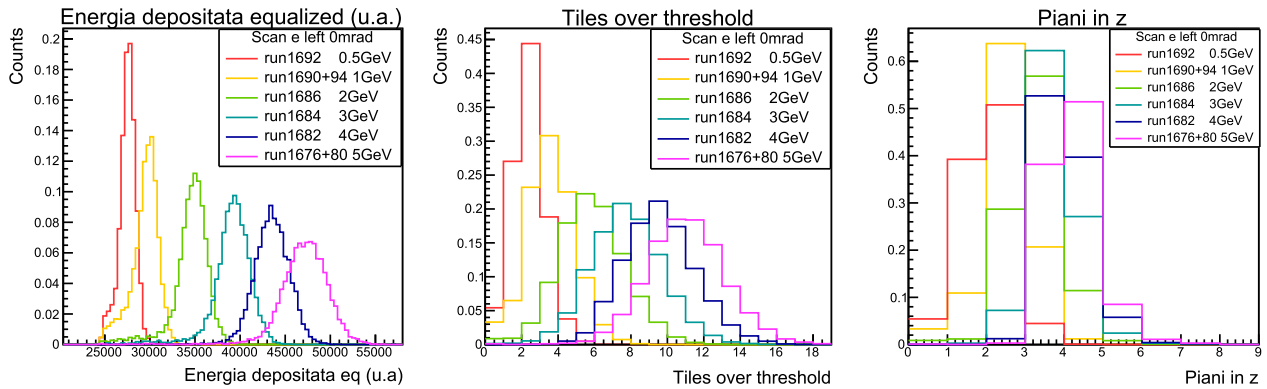


Figura 3.12: Energia depositata, canali sopra soglia e piani in z per fasci di elettroni da 0.5 a 5 GeV.

Confrontando le variabili appena riportate a due a due in istogrammi bidimensionali (Fig. 3.13 sopra), si osserva che i dati relativi alle tre variabili permettono di individuare delle distribuzioni, che si spostano al variare dell'energia del fascio incidente (Fig. 3.13 sotto).

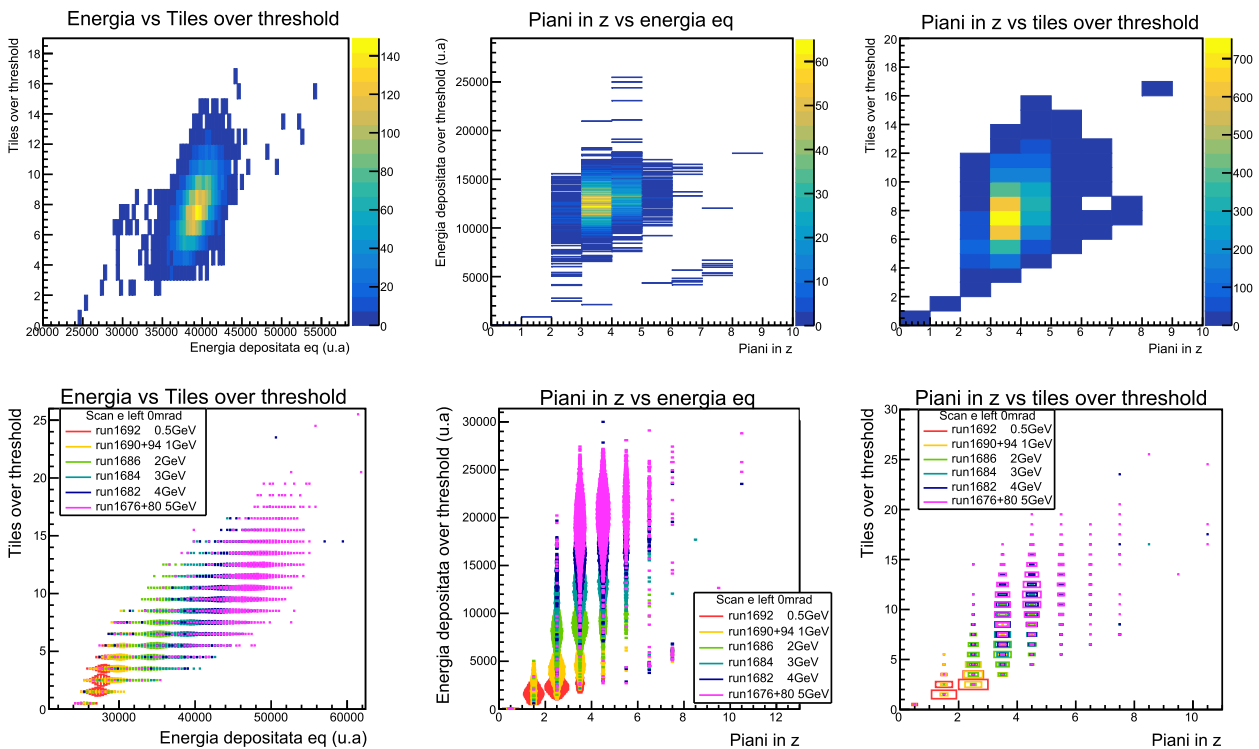


Figura 3.13: Istogrammi bidimensionali con energia depositata, canali sopra soglia e piani in z per il run a 3 GeV (sopra) e per tutti i run di elettroni (sotto).

È interessante notare che tutte le variabili abbiano una correlazione generalmente positiva ma non

molto forte, tranne forse che per l'energia depositata e il numero di canali sopra soglia. Questo è indice del fatto che ciascuna porta delle informazioni in larga misura indipendenti e utili per la classificazione.

3.4.5 Risposta per gli elettroni al variare dell'angolo di incidenza

In questa sezione si analizza l'effetto dell'inclinazione del calorimetro. Nei grafici che seguono si riportano i risultati ottenuti inclinando il calorimetro di 100 e 200 mrad rispetto alla posizione orizzontale per un fascio di elettroni a 5 GeV che incide sulla parte destra del calorimetro. Le distribuzioni relative ai dati acquisiti con il calorimetro posto a 200 mrad (*in viola*) si sovrappongono a quelle ottenute per il calorimetro non inclinato (*in rosso*), mentre quella a 100 mrad (*in azzurro*) risulta spostata ad energie minori.

In questo caso non è stato possibile, a differenza del caso precedente, tagliare la proiezione della traccia sul calorimetro in modo simmetrico, dunque nelle distribuzioni rimangono dei dati a sinistra, che ad ogni modo non influenzano la discussione e possono essere trascurate.

L'interpretazione dei risultati in questo caso non è immediata perchè sarebbe necessario uno studio più sistematico della selezione del volume fiduciale che ha un effetto molto più significativo per i run inclinati. Questo sarà oggetto di studi successivi che si avvarranno anche del supporto della simulazione Monte Carlo con GEANT4 in modo da riprodurre fedelmente la geometria dell'illuminazione del detector.

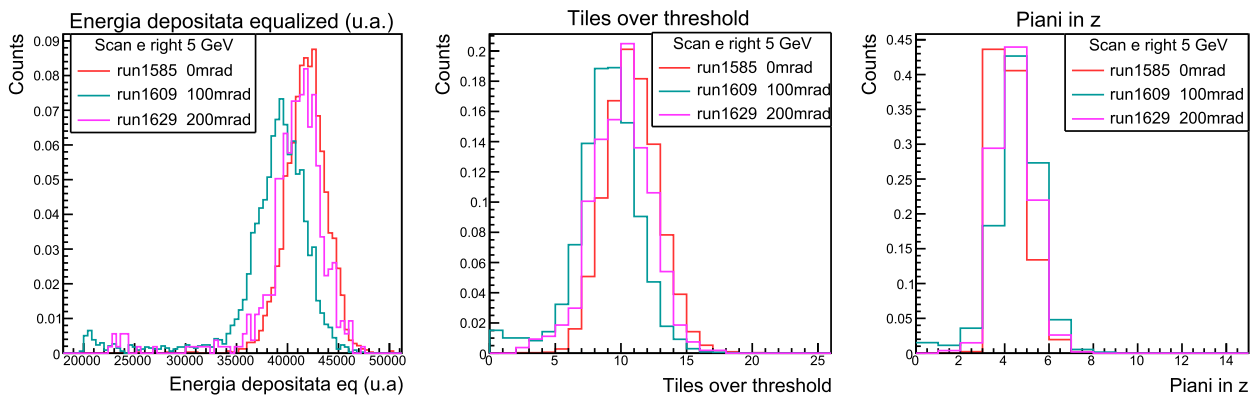


Figura 3.14: Energia depositata, canali sopra soglia e piani in z per elettroni a 5 GeV e calorimetro a 0, 100 e 200 mrad.

Anche dagli istogrammi bidimensionali emerge che i dati a 200 mrad sono in accordo con le distribuzioni di riferimento, cioè a 0 mrad, mentre quella a 100 mrad si discosta da questo andamento.

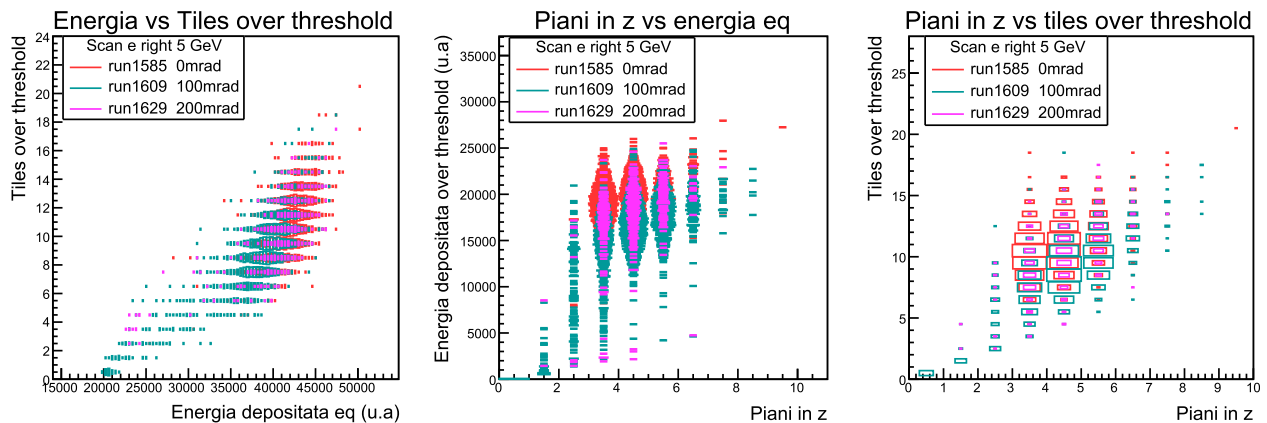


Figura 3.15: Istogrammi bidimensionali per elettroni a 5 GeV e calorimetro a 0, 100 e 200 mrad.

3.4.6 Confronto tra elettroni ed adroni

Si confrontano ora i run di elettroni a 3 e 5 GeV analizzati nella sezione 3.4.4 con due run di adroni, run 1696 e 1668, alla stessa energia, con lo scopo di valutare la capacità del calorimetro di distinguere tra queste particelle, a parità di energia del fascio incidente e di configurazione del dimostratore.

Tagliando sui segnali Cherenkov in modo da eliminare la componente di elettroni presenti nel run “adronico”, come descritto nella sezione 3.1 per il run1668, si ottengono distribuzioni di energia con picchi a valori significativamente inferiori rispetto a quelle relative al run di elettroni, come atteso (Fig. 3.16 a sinistra). Gli sciami adronici infatti sono meno contenuti e presentano rilasci di energia non visibili nel calorimetro a differenza degli elettroni che hanno sciami più compatti e in cui la frazione di energia visibile è più alta. Inoltre il fascio adronico contiene una certa frazione di particelle al minimo di ionizzazione (muoni).

Le distribuzioni unidimensionali dei canali sopra soglia e dei piani in z , non permettono invece di distinguere tra adroni ed elettroni perché gli istogrammi ottenuti a 3 e 5 GeV mostrano un andamento diverso. Queste variabili sono molto potenti nella separazione quando correlate con l’energia depositata: nei rispettivi istogrammi bidimensionali adroni ed elettroni risultano molto ben distinguibili (Fig. 3.17).

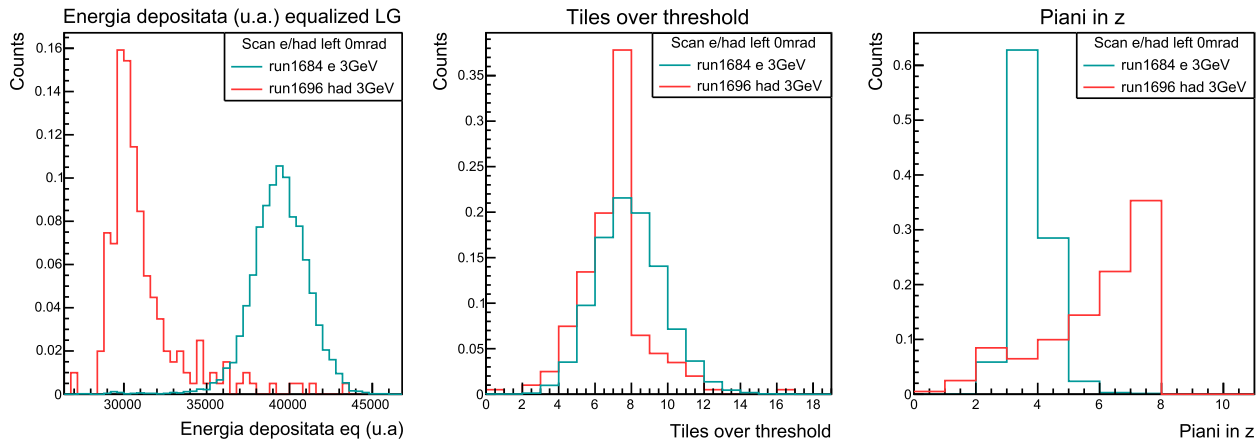


Figura 3.16: Istogrammi per run di elettroni e run di adroni a 3 GeV.

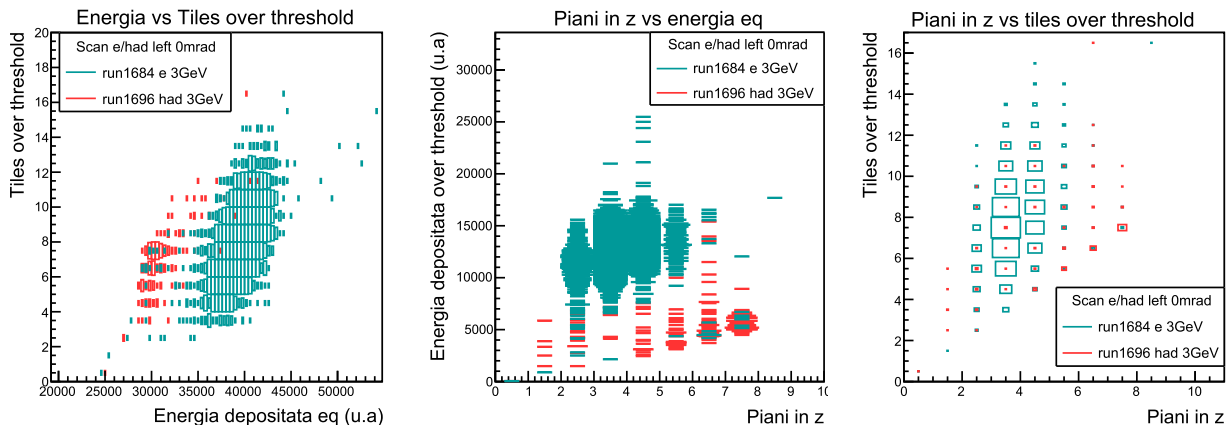


Figura 3.17: Istogrammi bidimensionali per run di elettroni e run di adroni a 3 GeV.

Lo stesso esercizio è stato ripetuto anche per i run adronici e di elettroni a energie più alte (5 GeV), come si può vedere nelle Figure 3.18 e 3.19. Come si può notare, in questo caso la separazione è meno evidente che a 3 GeV. Questo è molto probabilmente dovuto al fatto che a 5 GeV prevale la componente di pioni carichi, mentre a 3 GeV il fascio comprende anche molti muoni che sono più facili

da separare dagli elettroni. Come si vede dai plot di correlazione, anche in questo caso combinando le tre variabili si riuscirebbe a ottenere un ottimo livello di separazione dei due campioni.

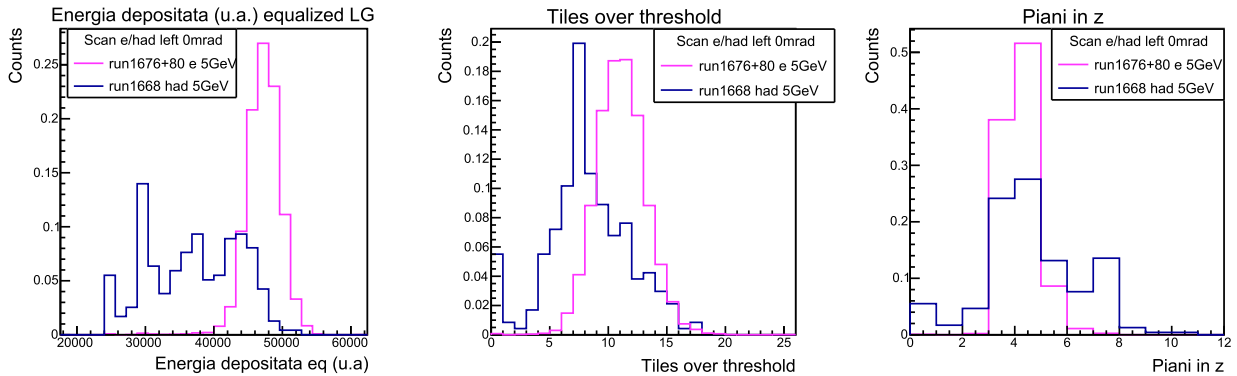


Figura 3.18: Istogrammi per run di elettroni e run di adroni a 5 GeV.

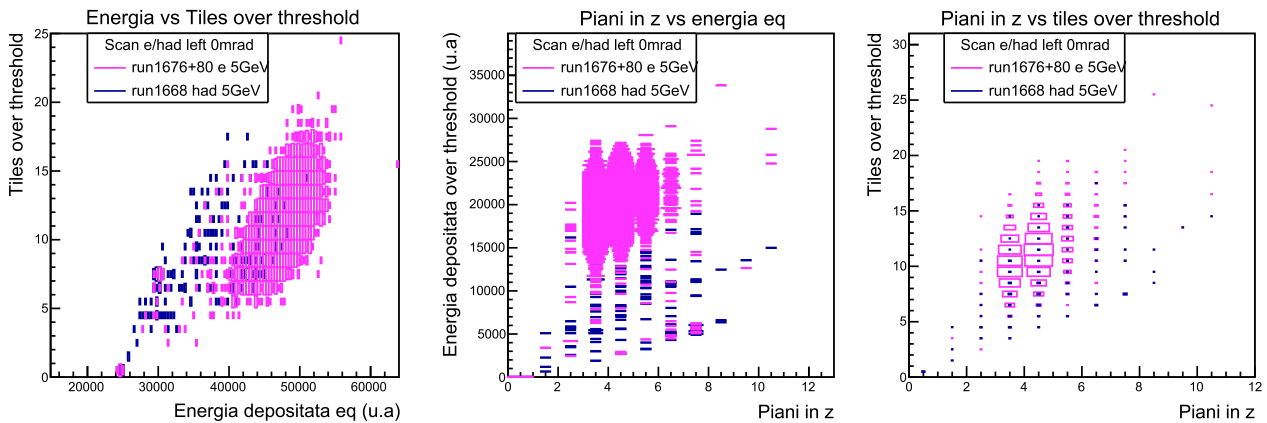


Figura 3.19: Istogrammi bidimensionali per run di elettroni e run di adroni 5 GeV.

3.4.7 Confronto dei run di calibrazione a 10 GeV (adroni e muoni)

Si studiano ora due run a 10 GeV, per muoni e adroni, nello specifico, rispettivamente i run 1570 e 1558 (parte right del calorimetro).³

Per analizzare i run a 10 GeV si discutono nuovamente le distribuzioni osservate nei contatori Cherenkov, poiché a questa energia si osservano delle differenze rispetto ai run fino ai 5 GeV.

Il tempo di acquisizione dei dati per gli adroni mostra un andamento uniforme e, a differenza dei run a minori energie, non mostra alcun picco, dunque non possibile effettuare alcun taglio. Per i muoni invece si osserva lo stesso comportamento, ma è comunque possibile tagliare il tempo di acquisizione sul primo Cherenkov. Si ricorda infatti che la pressione del gas nei rivelatori è impostata in modo che i muoni siano rilevati solo dal primo Cherenkov.⁴

³Non sono stati raccolti run di elettroni a 10 GeV, perché il fascio non è molto popolato a queste energie e perché gli elettroni interessanti per ENUBET, quelli dai K , popolano energie molto più basse. I run a 10 GeV sono stati raccolti con lo scopo di avere dei campioni di alta statistica di particelle al minimo per l'equalizzazione dei canali.

⁴Dall'istogramma dell'energia depositata equalizzata ottenuto senza tagliare sul primo Cherenkov, si osserva che i dati eliminati potrebbero essere ricondotti a pioni che interagiscono nel calorimetro.

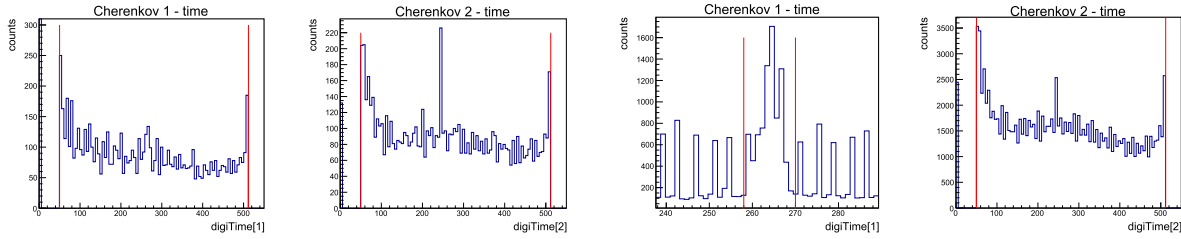


Figura 3.20: Tempo di acquisizione dei segnali Cherenkov 10 GeV per adroni (*a sinistra*) e muoni (*a destra*).

Inoltre si decide di non tagliare nemmeno sul valore dell'ampiezza dei segnali registrati nei Cherenkov, in quanto i grafici bidimensionali che confrontano energia rilasciata nel calorimetro e segnali Cherenkov, in questo caso mostrano che l'energia depositata è data anche dai segnali Cherenkov in saturazione, che prima erano stati esclusi.⁵

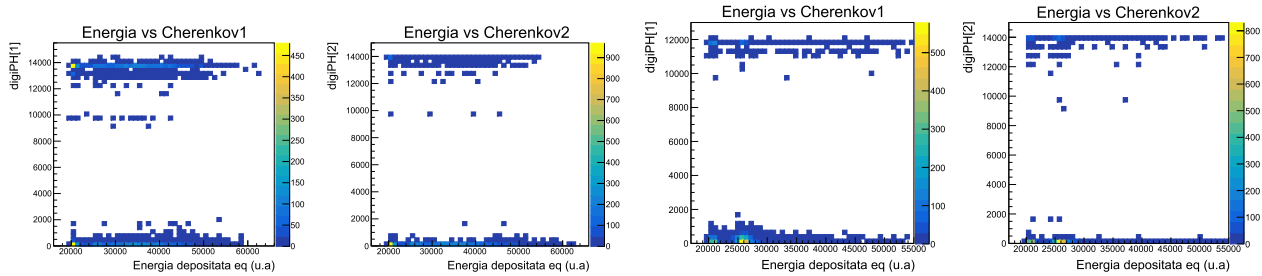


Figura 3.21: Energia depositata equalizzata dei segnali Cherenkov a 10 GeV per adroni (*a sinistra*) e muoni (*a destra*).

In seguito ad ulteriori approfondimenti si è capito che il comportamento anomalo dei Cherenkov per questi run è dovuto alla presenza di segnali di rumore che causano saturazione e deteriorano le performance dell'algoritmo che analizza le forme d'onda digitalizzate alla ricerca del picco. I dati sono stati riprocessati, ma l'analisi qui proposta mantiene la sua validità.

Nelle figure successive si riportano dunque le distribuzioni delle variabili analizzate. Il picco stretto più a sinistra presente nei tre istogrammi è dovuto al rumore elettronico (pedistallo). Dagli istogrammi unidimensionali adroni e muoni risultano avere distribuzioni molto diverse. I muoni, che interagiscono come m.i.p. nel calorimetro, hanno uno spettro di energia depositata con media e larghezza della distribuzione molto minore rispetto a quella degli adroni. Gli adroni d'altra parte, mostrano un picco ad energie confrontabili con quelle dei muoni, che è dato da pioni e muoni che non interagiscono con il calorimetro (m.i.p.), e un picco più largo a energie più elevate, dato dai pioni che interagiscono.

Anche le distribuzioni delle altre variabili rispettano questo andamento. I pioni infatti interagiscono con il calorimetro e la loro distribuzione dei canali sopra soglia e dei piani in z è molto larga. D'altra parte, la distribuzione dei piani in z dei muoni è asimmetrica, con un picco spostato a destra, in accordo con quanto visto in Fig. 3.9 (event display), dove si vede che i muoni a questa energia penetrano nel calorimetro fino ad attraversarlo completamente. Il valore di piani in z satura a 7 perchè per questo specifico run il numero di piani in z è 7 invece che 15 (beam spot in una regione di ϕ non centrale).

⁵A conferma di questo si sottolinea che, provando comunque ad eliminare gli eventi che saturano i Cherenkov, diminuisce la statistica, ma non si modifica lo spettro di energia, né la distribuzione delle altre variabili, canali sopra soglia e piani in z .

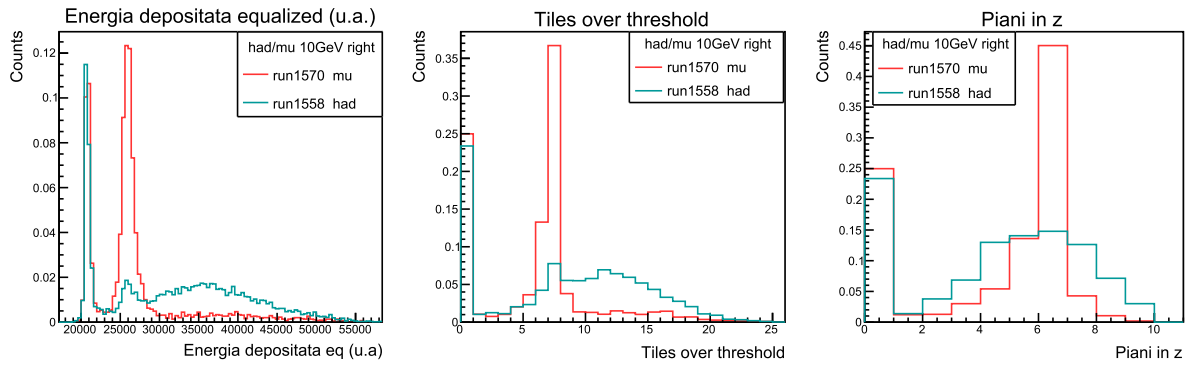


Figura 3.22: Istogrammi energia depositata, canali sopra soglia e piani in z per adroni (Run 1558) e muoni (Run 1570) a 10 GeV.

Anche in questo caso si riportano le distribuzioni che mostrano le correlazioni tra le tre variabili considerate in Fig. 3.23.

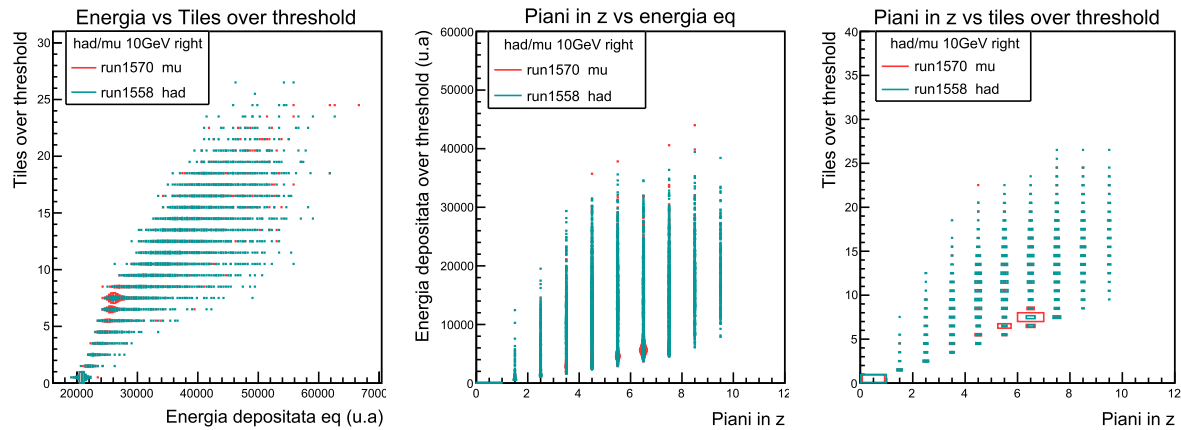


Figura 3.23: Istogrammi bidimensionali energia depositata, canali sopra soglia e piani in z per adroni (Run 1558) e muoni (Run 1570) a 10 GeV.

Studio della composizione del fascio in muoni e pioni a 10 GeV

A partire dallo spettro dell'energia depositata da muoni e pioni (grafico a sinistra in Figura 3.22), si ricava una stima della composizione del fascio di particelle per ogni configurazione.

Dai grafici Cherenkov del tempo di acquisizione e dallo spettro dell'energia si è riscontrato che il run di muoni contiene sia muoni che pioni interagenti (quest'ultimi per la maggior parte eliminati dal taglio sul tempo del primo Cherenkov). Inoltre, è probabile che nel picco dei muoni sia presente anche una piccola componente di pioni non interagenti. Anche il run di adroni alla stessa energia mostra due picchi, il primo dovuto a particelle non interagenti, pioni e muoni, mentre il secondo a pioni che interagiscono. In questa stima, per ogni run, si assume che i pioni non interagenti siano trascurabili, in quanto il calorimetro ha dimensioni tali per cui ci si aspetta che la maggior parte dei pioni interagisca. Si assume quindi che il picco a energia minore sia un picco di muoni, mentre il picco più largo sia di pioni. A partire da questa ipotesi, si stimano la frazione di muoni e pioni presenti in ogni run.

Per stimare la frazione di particelle presenti nel fascio si esegue un fit gaussiano attorno ai picchi e se ne calcolano gli integrali per stimare il numero di particelle che costituisce ogni picco e da cui ricavare la frazione di muoni e pioni in ogni run.

Il modello del fit per ogni run è quindi dato dalla somma di due gaussiane (una per ogni picco).

$$y_{fit} = A_1 \exp \left\{ \frac{-(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2} \right\} + A_2 \exp \left\{ \frac{-(x - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2} \right\}$$

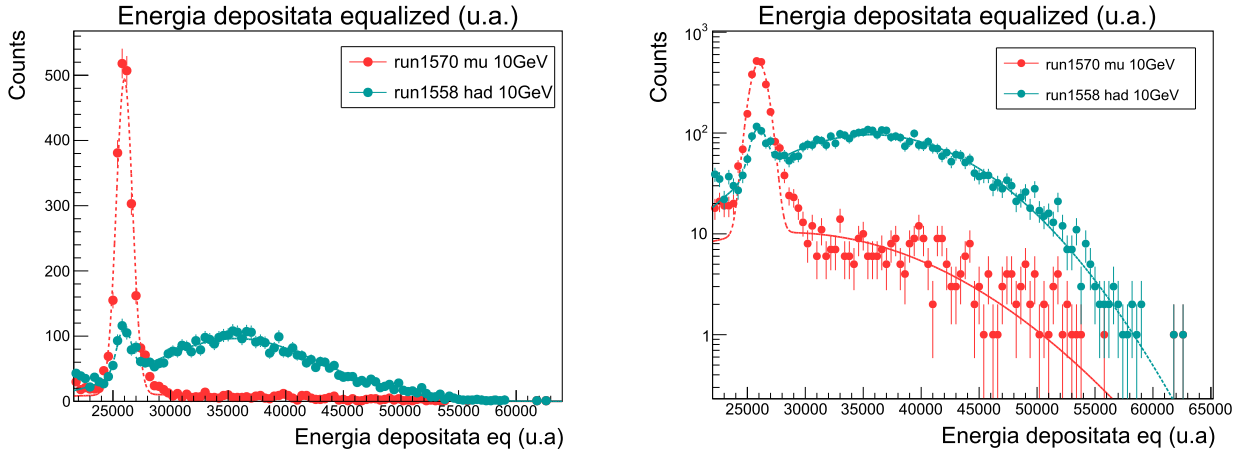


Figura 3.24: Fit bi-gaussiano su energia depositata equalizzata per run di muoni e pioni a 10 GeV, in scala logaritmica a destra.

	A_1	$\mu_1 [u.a.]$	$\sigma_1 [u.a.]$	A_2	$\mu_2 [u.a.]$	$\sigma_2 [u.a.]$
run 1570	480 ± 20	25990 ± 20	710 ± 20	10.3 ± 0.7	28400 ± 700	10200 ± 700
run 1558	71 ± 7	25950 ± 70	640 ± 70	96 ± 2	35700 ± 100	7490 ± 90

Tabella 3.4: Risultati dei fit sugli spettri dell'energia equalizzata dei run 1570 e run 1558.

L'integrale della gaussiana è calcolato analiticamente secondo la relazione $I_i = A_i \sigma_i \sqrt{2\pi}$, con $i = 1, 2$, che indica l'indice del picco, dunque $i = 1$ indica i muoni e $i = 2$ i pioni. L'incertezza è stimata propagando gli errori sui parametri del fit. La frazione di muoni e pioni in ogni run è quindi calcolata come⁶

$$f_i = \frac{I_i}{I_1 + I_2}$$

I risultati numerici di quanto appena presentato sono riportati nella seguente tabella

	I_μ	I_π	f_μ	f_π
run 1570	$(8.6 \pm 0.3) \cdot 10^5$	$(2.6 \pm 0.3) \cdot 10^5$	0.77 ± 0.04	0.23 ± 0.03
run 1558	$(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^5$	$(18.1 \pm 0.4) \cdot 10^5$	0.060 ± 0.009	0.94 ± 0.02

Tabella 3.5: Composizione dei run1570 e run1558 in muoni e pioni.

Con questo metodo si trova quindi che il run di pioni (run 1558) è costituito principalmente da pioni, come atteso, con solo una piccola componente di muoni del $(6.0 \pm 0.9)\%$.

È più interessante invece analizzare il run 1570, run di "muoni", poiché i pioni che interagiscono, che non vengono eliminati dal taglio sui Cherenkov, sono pari a $(23 \pm 3)\%$. Come anticipato il fascio di "muoni" viene ottenuto inserendo nel fascio un filtro di metallo spesso per bloccare tutte le particelle ad eccezione dei muoni. Il fatto che si osservi comunque una componente di pioni è probabilmente spiegato con la presenza di secondari prodotti da interazioni di protoni nella parte più downstream del filtro. Va notato che parte del segnale che qui è stato attribuito ai pioni a 10 GeV potrebbe inoltre almeno parzialmente essere imputato anche a una componente di protoni residua.

⁶La stima dell'incertezza viene calcolata anche in questo caso propagando le incertezze sugli integrali. Si trascurano le correlazioni tra i parametri del fit.

Capitolo 4

Sintesi dei risultati e prospettive

In questa tesi ho studiato la capacità del dimostratore di ENUBET di distinguere le diverse particelle che compongono il fascio PS-T9 al CERN su cui il rivelatore è stato testato nell'Agosto del 2023. Ho individuato tre variabili che, sfruttando le differenze nel pattern di deposizione di energia di muoni, pioni ed elettroni, permettono di differenziare tra queste ipotesi di particella. Questo aspetto è molto importante perchè il compito della regione di decadimento strumentata è proprio quello di ricostruire la composizione del fascio adronico, andando in particolare a identificare i leptoni associati ai decadimenti dei mesoni K carichi che producono neutrini elettronici e muonici.

Le variabili che ho identificato sono:

- **Energia depositata:** lo spettro dell'energia depositata sul calorimetro dipende dalla natura della particella incidente, in quanto varia il modo in cui quest'ultima interagisce con i moduli del calorimetro. Dall'analisi è emerso che questa variabile è fondamentale sia per distinguere particelle diverse del fascio incidente, come è stato dimostrato dalle sezioni 3.4.6 e 3.4.7, che sono dedicate alla risposta del calorimetro a fasci di particelle diverse alla stessa energia, che per distinguere particelle identiche che incidono sul calorimetro ad energie diverse.
- **Canali sopra soglia:** il numero di canali sopra soglia identifica quanti di questi sono interessati da un deposito energetico significativo, dunque è atteso che vi sia correlazione tra questa variabile e l'energia depositata. L'analisi dei set di dati in esame ha mostrato infatti la presenza di correlazione tra queste due variabili. Il numero di canali sopra soglia, come l'energia depositata, varia dunque in base alla composizione del fascio incidente.
- **Piani in z :** i piani in z dipendono anche in questo caso dall'interazione tra le particelle e il calorimetro. In particolare, elettroni e muoni hanno mostrato una distribuzione più stretta, mentre i pioni distribuzioni molto larghe, come quella ottenuta dal run a 10 GeV.

Ho analizzato diverse configurazioni sperimentali corrispondenti a diversi data-set acquisiti durante il test beam:

- **Scan di elettroni a diverse energie:** questo set di dati permette di studiare la risposta del calorimetro a fasci di particelle ad energia diversa e di verificare se le variabili individuate permettano di distinguerli. Da quanto analizzato nella sezione 3.4.4, le variabili si comportano come atteso, dunque l'energia depositata, i canali sopra soglia e i piani in z aumentano con l'energia del fascio di elettroni che incide sul calorimetro. Questo risultato comporta che anche negli istogrammi bidimensionali si sono potute individuare distribuzioni che differenziano la risposta del dimostratore a fasci di energia diversa.
- **Effetto dell'angolo incidente sulle variabili di discriminazione:** prendendo come riferimento un run di elettroni a 5 GeV, si osserva che lo spettro dell'energia e la distribuzione dei canali sopra soglia non varia con l'angolo di inclinazione del dimostratore, mentre per i piani in z , il picco dell'istogramma nel data-set utilizzato è spostato di un'unità, ma le distribuzioni non si discostano in modo significativo. Anche gli istogrammi bidimensionali delle tre variabili hanno mostrato che al variare dell'inclinazione non vi sono grandi differenze nella risposta del

calorimetro. Pertanto, è possibile concludere che l'inclinazione per energie di qualche GeV e angoli fino ad almeno 200 mrad non degrada significativamente la ricostruzione del calorimetro. Tuttavia, per poter trarre ulteriori conclusioni sarebbe necessario approfondire l'analisi definendo più precisamente il volume fiduciale e confrontandosi con la simulazione.

- **Elettroni e adroni a energia fissata:** nonostante i pochi eventi presenti nei run di adroni - poiché dall'analisi dei rivelatori Cherenkov è risultato che i fasci a queste energie, 3 e 5 GeV, erano costituiti principalmente da elettroni - è stato possibile confrontare i run. È stato riscontrato che l'energia depositata risulta essere un'ottima variabile per distinguere fasci di particelle diverse e che questa variabile confrontata con i canali sopra soglia e i piani in z permette di individuare nel piano distribuzioni ben distinte per adroni ed elettroni.
- **Composizione in termini di muoni e pioni dei run a 10 GeV usati per la calibrazione del rivelatore:** ho utilizzato un fit bi-gaussiano per misurare la frazione di particelle al minimo di ionizzazione in entrambe le configurazioni. I risultati ottenuti hanno mostrato che la frazione mip nel run di adroni corrisponde ad una piccola parte, il $(6.0 \pm 0.9) \%$, dunque la maggior parte delle particelle sono pioni che interagiscono, come atteso. D'altra parte, nel run di muoni, dove ci si aspetta una maggiore presenza di mip, dal momento che i muoni non interagiscono con il calorimetro, è stato riscontrato che vi è una componente significativa di pioni, $(23 \pm 3)\%$, che può essere legata a reinterazioni dei protoni di 10 GeV nel beam stopper.
- **Corrispondenza tra le variabili osservate e la topologia dell'evento.** Sono state studiate tramite l'uso di un event display, valutando il modo in cui le particelle depositano energia nel calorimetro.

In prospettiva questa analisi potrebbe essere ulteriormente estesa in due direzioni. La prima consiste nel combinare le variabili che ho individuato per creare una singola variabile (un classificatore) che abbia una discriminazione ottima tra le varie ipotesi. In secondo luogo si potrebbe fare un confronto tra i dati e la simulazione GEANT4 del rivelatore per capire il livello di accuratezza del Monte Carlo e la comprensione del rivelatore.

Bibliografia

- [1] F.Acerbi, I. Angelis, L. Bomben, et al., Design and performance of the ENUBET monitored neutrino beam, *Eur. Phys. J. C*, 83(10):964, 2023, <https://arxiv.org/pdf/2308.09402.pdf>
- [2] ENUBET webpage, aboutENUBET <https://www.pd.infn.it/eng/enubet/about-enubet/>
- [3] F.Acerbi, I. Angelis, L. Bomben, et al., NP06/ENUBET annual report 2023 for the SPSC, 2023
- [4] Cern East Area Documentation <https://sba.web.cern.ch/sba/beamsandareas/east/east.htm>
- [5] Logbook del test beam di Agosto 2023