

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

Studio Delle Performance In Eventi Simulati Di Un Calorimetro Dual-Readout

Relatore:
Prof. Iacopo Vivarelli

Presentata da:
Luca Tesei

Anno Accademico 2024/2025

Abstract

Questa tesi presenta lo studio delle performance di un calorimetro dual-readout per il rivelatore IDEA, uno degli esperimenti proposti per un futuro collider circolare elettrone-positrone. I dati presi in esame sono stati generati tramite una simulazione in Geant4, si sottolinea come grazie alla doppia lettura si riesca ad ottenere una precisione significativamente aumentata rispetto a simili rilevatori a lettura singola. Il calorimetro infatti, calibrato su eventi elettronici, può essere utilizzato per la misura della risposta adronica, in particolare dei pioni, ottenendo una risoluzione energetica di circa il 30%. È stata inoltre allenata una rete neurale per correggere tale risposta.

Indice

Introduzione	7
1 Collider	9
1.1 Large Hadron Collider	10
1.2 FCC-ee	11
1.2.1 Rivelatori	12
2 Interazione radiazione-materia	15
2.1 Bethe-Bloch	15
2.2 Radiazione bremsstrahlung	16
2.3 Sciami elettromagnetici	16
2.4 Sciami adronici	18
3 Calorimetria	21
3.1 Scintillatori	21
3.2 Cherenkov	21
3.3 Calorimetri elettromagnetici	23
3.4 Dual-readout per calorimetri adronici	24
3.5 Simulazione	24
4 Risultati in eventi elettronici	27
4.1 Calibrazione	28
4.1.1 Risoluzione energetica	30
4.2 Ricostruzione dello sciame	31
4.2.1 Distribuzione angolare del segnale nelle fibre	31
4.3 Correzione con rete neurale predittiva	35
5 Eventi adronici	39
5.1 Ricostruzione dello sciame	41
Conclusioni	43

Introduzione

La fisica delle particelle contemporanea ha raggiunto una straordinaria accuratezza sperimentale, culminata nella scoperta del bosone di Higgs e nella verifica del Modello Standard in un'ampia gamma di processi. Tuttavia, l'assenza di evidenze dirette di nuova fisica rende necessario progettare strumenti in grado di eseguire misure ancora più precise.

In questo contesto, la comunità scientifica sta sviluppando proposte per nuovi collider elettrone-positrone, come il Future Circular Collider (FCC-ee), che permetterebbero studi di precisione senza precedenti delle proprietà del bosone di Higgs e dei bosoni vettori elettrodeboli.

Per sfruttare appieno le potenzialità di tali macchine, i rivelatori dovranno garantire risoluzioni energetiche e spaziali molto elevate. Tra le soluzioni più promettenti si colloca il calorimetro a doppia lettura (dual-readout) del rivelatore IDEA (Innovative Detector for Electron-positron Accelerator). Questa tecnologia permette di misurare separatamente la componente Cherenkov, sensibile solo alla parte elettromagnetica dello sciame, e quella scintillante, sensibile all'intero deposito di energia, consentendo di correggere eventuale le fluttuazioni nella frazione elettromagnetica.

Il presente lavoro si inserisce nell'ambito degli studi di simulazione condotti per valutare le prestazioni di tale calorimetro. Utilizzando un campione di eventi simulati in GEANT4, sono state analizzate la risposta e la risoluzione del calorimetro per elettroni e pioni a diverse energie, confrontando i risultati con il modello teorico e applicando un metodo di correzione mediante rete neurale.

L'obiettivo è stato quello di verificare la linearità della risposta, stimare la risoluzione energetica e indagare l'efficacia delle tecniche di calibrazione e ricostruzione, al fine di contribuire al futuro sviluppo di un calorimetro dual-readout per il progetto IDEA.

Capitolo 1

Collider

Nella fisica delle particelle, le alte energie vengono raggiunte in esperimenti di collisione controllata. Nei collider, due fasci vengono accelerati in direzione opposta e fatti scontrare in un punto specifico: l'interaction point (IP). Ogni urto costituisce un evento. In queste collisioni si formano nuove particelle, convertendo l'energia dell'urto in massa secondo la relazione $E = mc^2$.

L'utilizzo di due fasci che collidono invece di uno singolo che impatta su un bersaglio fisso permette di raggiungere energie molto maggiori. L'energia del centro di massa infatti è data da $s = (p_1 + p_2)^2$ (invariante di Mandelstam), con p_1 e p_2 quadrittori impulso delle particelle. Si osserva che se entrambi i fasci hanno energia E e si muovono in verso opposto, trascurando le masse (approssimazione valida in quanto le energie raggiunte negli acceleratori sono molto maggiori rispetto alle masse delle particelle elementari) l'energia totale E_{CM} sarà $\sqrt{s} = 2E$. Considerando invece un solo fascio accelerato ad energia E che colpisce un bersaglio a riposo, l'energia del centro di massa sarà $\sqrt{s} = \sqrt{2Em + 2m^2} \approx \sqrt{2Em}$, dove m è la massa della particella bersaglio. Per replicare l'energia di centro di massa raggiunta in LHC (Large Hadron Collider), ovvero 13,6 TeV, con un fascio su un bersaglio fisso sarebbe necessaria un'energia dell'ordine di 10^5 TeV, infatti

$$2mE = s = (13,6 \text{ TeV})^2 \quad (1.1)$$

$$E \approx 10^5 \text{ TeV}.$$

I raggi cosmici producono particelle con queste energie, ma se ne misura 1 evento per km^2 all'anno, quindi non sono utilizzabili per studi in maniera consistente, non essendo facilmente riproducibili. Al contrario, un collider come LHC permette di generare fino a 6×10^8 collisioni al secondo.

I collider possono essere circolari oppure lineari. Nei primi le particelle vengono accelerate in una struttura ad anello, mantenendo la traiettoria circolare grazie a dei magneti. In questo modo i fasci sono riutilizzati più volte e producono quindi più eventi, permettendo così di raggiungere un'alta luminosità. La luminosità è una quantità fondamentale nella fisica dei collider, misura diretta della frequenza di collisione delle particelle, definita come il numero di eventi per unità di tempo su unità d'area. In una collisione solo una piccola frazione delle particelle interagisce; la maggior parte prosegue la traiettoria e può tornare all'IP dopo una rivoluzione completa. Un collider circolare può inoltre avere più di un IP. La forma circolare però ha un grande svantaggio, in quanto le particelle cariche in moto lungo una traiettoria curva emettono radiazione di sincrotrone, perdendo energia. Queste infatti sono soggette alla forza di Lorentz e quindi irradiano secondo la formula di Larmor relativistica:

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^2 a^2}{4\pi\epsilon_0 c^3} \gamma^4 \quad (1.2)$$

dove q è la carica della particella, a l'accelerazione, ϵ_0 la costante dielettrica del vuoto, c la velocità della luce nel vuoto e γ il fattore di Lorentz. Per una particella che si muove lungo una traiettoria circolare di raggio R con velocità v si ha che l'accelerazione è $a = \frac{v^2}{R}$, mentre l'energia persa è proporzionale a E^4 , m^{-4} e R^{-1} , con m massa della particella ed E l'energia del fascio. La perdita di energia per radiazione di sincrotrone è la fonte principale di perdita energetica per particelle leggere come gli elettroni. Per particelle più pesanti il problema è meno rilevante, l'energia massima è tuttavia limitata dall'intensità massima del campo magnetico utilizzato per curvare la traiettoria dei fasci. I collider lineari al contrario accelerano le particelle lungo una linea retta, eliminando il problema della radiazione di sincrotrone, così come però la possibilità di riciclare i fasci per un evento successivo.

Nella progettazione di un collider è quindi fondamentale, in base al tipo di particelle costituenti il fascio, selezionarne la forma più adeguata tenendo conto dei limiti energetici per particelle leggere, in modo da minimizzare il costo di realizzazione massimizzando l'energia raggiungibile nel centro di massa.

1.1 Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider (LHC) è attualmente il più grande acceleratore di particelle al mondo, con una circonferenza di circa 26,7 km, ed è in grado di raggiungere le energie più elevate mai ottenute in laboratorio, pari a $E \approx 7$ TeV per fascio, corrispondenti a una energia nel centro di massa di $\sqrt{s} \approx 14$ TeV. La figura 1.1 mostra la collocazione di LHC, evidenziandone l'estensione complessiva. Si tratta di un collider circolare di protoni situato presso il CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), che dal 2009 ha sostituito il precedente Large Electron-Positron Collider (LEP), operativo nello stesso tunnel. Ogni fascio dell'LHC è composto da 2808 pacchetti, ciascuno contenente circa 1.2×10^{11} protoni, che generano fino a 10^9 collisioni al secondo nei punti di interazione.

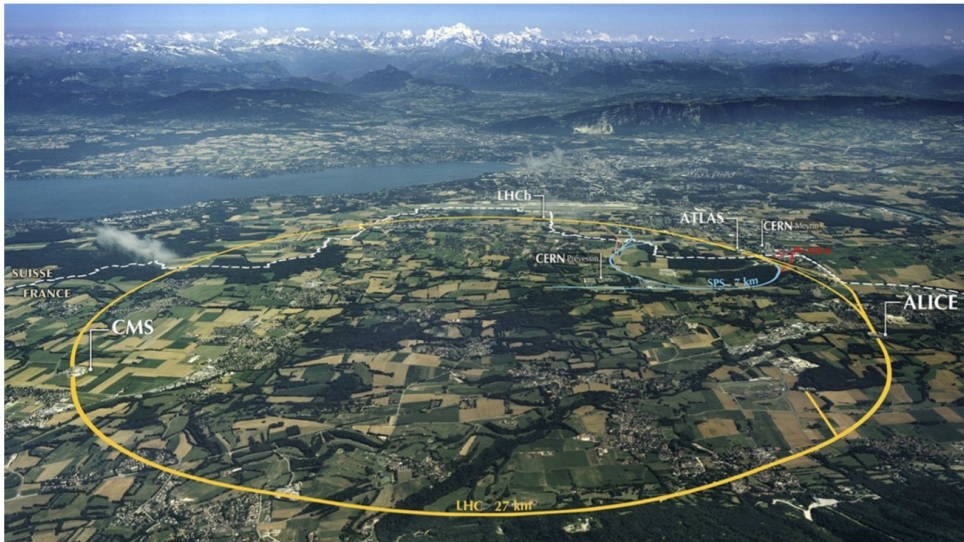


Figura 1.1: Schema del Large Hadron Collider (LHC) e dei suoi rivelatori principali.

LHC ospita 4 esperimenti principali: ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), un rivelatore con molteplici obiettivi, tra cui la scoperta e lo studio del bosone di Higgs (2012, insieme a CMS) [1], la misura della sua massa con precisione crescente, ottenendo recentemente valori combinati con incertezze inferiori al per mille (circa 0,09-0,11 GeV) e la ricerca di nuova fisica oltre il Modello Standard: supersimmetria (SUSY), materia oscura, particelle

esotiche; CMS (Compact Muon Solenoid) con gli stessi obiettivi di ATLAS (bosone di Higgs, ricerca di nuova fisica), particolarmente efficiente nella fisica dei fotoni e leptoni (grazie al calorimetro a cristalli di PbWO_4 ad altissima risoluzione energetica); ALICE (A Large Ion Collider Experiment), specializzato in ioni pesanti, per studiare il plasma di quark e gluoni (lo stato della materia subito dopo il Big Bang) tramite collisioni Pb-Pb a energie altissime per capire la QCD a densità di energia estreme; infine LHCb (Large Hadron Collider beauty) specializzato nello studio di quark pesanti, in particolare quark b (beauty o bottom), e del fenomeno della violazione di CP con obiettivo principale di comprendere l'asimmetria tra materia e antimateria attraverso misure di precisione nei decadimenti dei mesoni.

HL-LHC

Il progetto High-Luminosity (HL-LHC) rappresenta l'evoluzione naturale del Large Hadron Collider, con l'obiettivo di aumentare di un ordine di grandezza la luminosità integrata rispetto alle prestazioni originarie. Ciò consentirà di raccogliere dataset estremamente estesi, indispensabili per osservare processi rari con significatività statistica e per eseguire misure di altissima precisione sulle proprietà del bosone di Higgs, delle interazioni elettrodeboli, della fisica dei flavor e delle simmetrie fondamentali. Queste modifiche, concentrate nel Long Shutdown 3 (LS3), previsto a partire dal 2026, permetteranno l'avvio della fase operativa dell'HL-LHC dal 2030. Con una luminosità progressivamente crescente l'HL-LHC non solo sarà capace di consolidare le basi del Modello Standard, ma anche di esplorare in profondità scenari di nuova fisica, inclusi supersimmetria e particelle finora ipotetiche.

1.2 FCC-ee

La Strategia Europea per la Fisica delle Particelle ha identificato un futuro collider e^+e^- come la massima priorità per la prossima generazione di collider [2]. L'obiettivo è creare una "fabbrica di bosoni di Higgs", cioè un ambiente pulito e ben controllato dove produrre grandi quantità di bosoni di Higgs. Rispetto alle collisioni pp, gli urti e^+e^- non hanno eventi sottostanti da QCD e l'energia nel centro di massa è precisamente nota, il che rende possibili misure molto accurate. Inoltre i rivelatori in un collider leptonic sono esposti a radiazioni meno intense rispetto a quelli in un collider adronico, riducendo i danni da radiazione e migliorando la longevità dei rivelatori stessi.

Il Future Circular Collider - electron-positron (FCC-ee) è un progetto per un collider leptone-leptone, facente parte dell'iniziativa più ampia del Future Circular Collider (FCC). Il suo scopo è realizzare un acceleratore ad altissima luminosità in un anello di grande circonferenza (90,7 km) per studiare con grande precisione gli aspetti fondamentali del Modello Standard, e preparare l'infrastruttura per uno stadio successivo (proton-proton) con energia ancora più elevata. È un collider ad anello in cui i fasci di elettroni e positroni vengono accelerati in due tubi separati e fatti poi collidere in quattro punti di interazione, dove sono posizionati i rivelatori.

FCC-ee opererà in più modalità, con diverse energie di centro di massa per coprire: il picco del bosone Z (≈ 90 GeV), la soglia di produzione di coppie WW (≈ 160 GeV), la modalità ZH (≈ 240 GeV) per Higgs-strahlung, e la soglia per produzione $t\bar{t}$ (≈ 350 - 365 GeV). In tale contesto, FCC-ee consentirà misure delle costanti di accoppiamento del bosone di Higgs con precisione sotto al percento, studi di osservabili elettrodeboli con miglioramenti di un fattore 20-50 rispetto ai limiti attuali e determinazioni della massa e larghezza del top quark con accuratezze mai raggiunte. [3]

1.2.1 Rivelatori

Per raggiungere le precisioni richieste da FCC-ee, sono stati progettati 3 diversi rivelatori: "Innovative Detector for e^+e^- Accelerator" (IDEA), "CLIC-like Detector" (CLD) e "A Lepton-Lepton collider Experiment with Granular Read-Out" (ALLEGRO).

L'intento di questa tesi è di studiare il comportamento di una simulazione del calorimetro situato in IDEA.

IDEA IDEA è un rivelatore generico per il programma FCC-ee, che adotta tecnologie innovative nella drift chamber (camera a deriva), nel calorimetro e nel solenoid magnet (magnete solenoidale). Come si può vedere nella figura 1.2 il rivelatore è formato da diversi strati che hanno compiti diversi.

D'ora in poi si farà riferimento nel rivelatore alla direzione perpendicolare al fascio con "barrel region", mentre la direzione parallela al fascio è la "forward region".

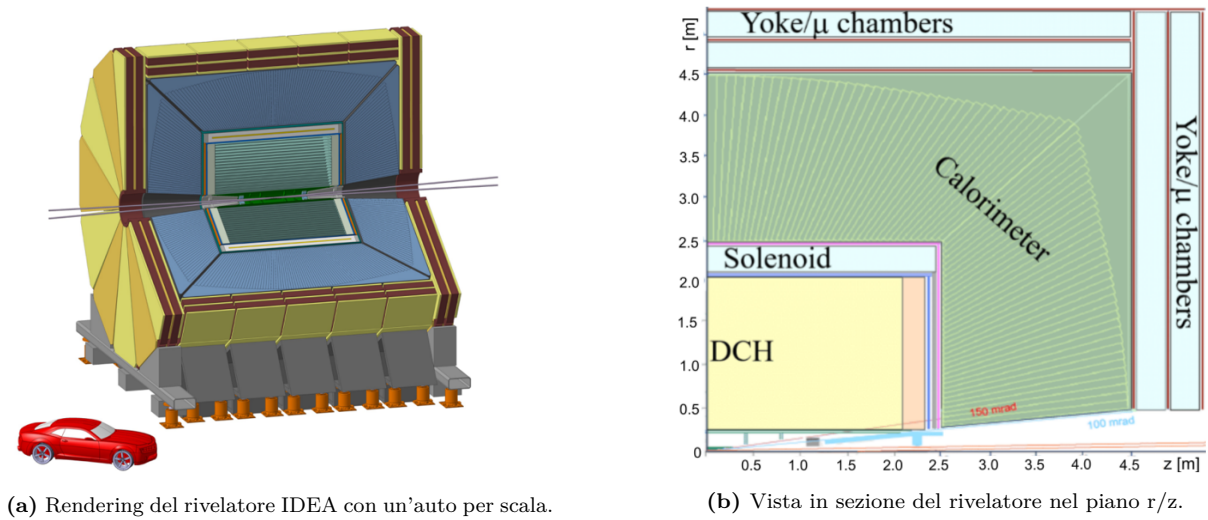


Figura 1.2: Grafiche del progetto di IDEA [4].

Vertex Detector Il vertex detector è il sistema posto più vicino al punto di interazione ed il suo scopo è quello di misurare con altissima precisione la posizione dei vertici primari di interazione (dove avviene l'interazione principale) e i vertici secondari (dove avvengono decadimenti di particelle instabili). È realizzato con sensori a pixel in silicio e comprende una parte "barrel" centrale e dischi di endcap.

Nella regione barrel il rivelatore si articola in tre stadi: interno, intermedio ed esterno. Il barrel interno è costituito da quattro strati concentrici, con il primo posto a un raggio di 13,7 mm attorno al beampipe mentre il quarto si trova a un raggio di 35,6 mm. I barrel intermedio ed esterno sono composti ciascuno da un solo strato, collocati rispettivamente a 13 cm e 31,5 cm, con pixel di dimensione $50 \times 150 \mu\text{m}^2$. [3]

Studi recenti mostrano che, grazie a queste scelte, il vertex detector può raggiungere una risoluzione spaziale dell'ordine di $5 \mu\text{m}$. [5]

Drift Chamber La drift chamber (DCH nella figura 1.2b) è una camera a fili cilindrica di lunghezza 400 cm, con raggi interno ed esterno rispettivamente di 35 cm e 200 cm. È riempita con una miscela gassosa composta da 90% Elio e 10% Isobutano.

La caratteristica principale è il bassissimo budget di materiale, pari all'1,6% della lunghezza di radiazione X_0 (ovvero la distanza media a cui la particella incidente possiede $1/e$ della sua energia iniziale) nella barrel region e al 5% nella forward region. Ottenuto

separando la struttura di contenimento del gas da quella di supporto dei fili. La camera consente l'identificazione delle particelle tramite la tecnica del *cluster counting* (dN_c/dx) [6]. Attorno ad essa è posizionato uno strato di sensori a strip di silicio, che migliora ulteriormente la risoluzione.

Solenoid Magnet Il solenoide magnetico del rivelatore IDEA è molto sottile (0,7% X_0 lungo la barrel region) e produce un campo di 2 Tesla. È importante che tutte le componenti poste prima del calorimetro abbiano uno spessore il più ridotto possibile per minimizzare le perdite di energia e massimizzare la risoluzione del calorimetro.

Il campo del solenoide ovviamente ha dei limiti in quanto non deve influenzare il fascio di particelle del collider in modo significativo.

Preshower Il preshower è un sottile strato che si trova tra le componenti centrali e il calorimetro. Il suo scopo è duplice: localizzare con precisione il punto di impatto di particelle cariche e fotoni migliorando la precisione del tracciamento e identificare i π^0 dal loro decadimento in due fotoni.

Esso consiste in un materiale assorbitore equivalente a circa 1 lunghezza di radiazione (X_0) seguito da un rivelatore sensibile micro-pattern. Il materiale assorbitore favorisce la conversione dei fotoni ed innesca una parziale shower iniziale. Grazie alla tecnologia utilizzata il preshower è in grado di localizzare l'impatto con risoluzioni spaziali dell'ordine di $\approx 100\mu m$.

Calorimetro Dual-Readout IDEA adotta un calorimetro a doppia lettura (dual-readout) per ottenere una risoluzione dell'energia adronica significativamente migliore rispetto ai calorimetri convenzionali. La tecnologia verrà spiegata in dettaglio nella sezione 3.4. La struttura del calorimetro si basa su torri proiettive con sezione di circa $2 \times 2 \text{ cm}^2$, orientate lungo la direzione radiale rispetto al punto d'interazione, all'interno delle quali si trovano fibre ottiche con un passo di circa 1.5-2 mm.

Muon System Il muon system (sistema a muoni) di IDEA è collocato all'interno della struttura di ritorno del flusso magnetico (iron yoke) e ha la funzione di identificare i muoni con alta efficienza e buona risoluzione spaziale, garantendo al contempo un'ampia copertura angolare. L'architettura prevede tre stazioni di rivelazione nella barrel region e più stazioni nella forward region, in modo da coprire quasi l'intero angolo solido attorno al punto di interazione.

Capitolo 2

Interazione radiazione-materia

L'interazione della radiazione con la materia costituisce il quadro fisico fondamentale per la progettazione e l'interpretazione delle prestazioni dei rivelatori di particelle; essa regola sia le perdite di energia delle singole particelle cariche in attraversamento, sia l'evoluzione delle cascate (showers) elettromagnetiche e adroniche che determinano la risposta calorimetrica. Nei rivelatori di alta energia, la corretta comprensione dei processi di ionizzazione ed eccitazione, nonché dei processi radiativi (in particolare la bremsstrahlung e la produzione di coppie), è essenziale per definire spessori (in lunghezze di radiazione X_0), risoluzioni energetiche, uniformità di risposta e strategie di calibrazione.

In generale si possono dividere le tipologie di interazione in due grandi categorie: interazioni ad alte energie, che portano alla produzione di nuove particelle formando uno sciame; e interazioni a basse energie, che comprendono la perdita di energia da parte di particelle cariche per ionizzazione ed eccitazione. Anche se sia la ionizzazione che la diseccitazione teoricamente producono nuove particelle (elettroni e fotoni), queste non sono abbastanza energetiche da contribuire allo sciame di particelle, ma sono utili in quanto la loro perdita di energia genera il segnale rivelato dal calorimetro.

2.1 Bethe-Bloch

La formula di Bethe-Bloch descrive la perdita di energia per ionizzazione ed eccitazione di una particella carica pesante tramite scattering in ambito relativistico con il materiale attraversato. La formula, valida nella regione in cui $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$, è:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \rho \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.1)$$

dove Z è il numero atomico e A è il numero di massa del materiale, z è la carica della particella incidente in unità di carica elementare, ρ è la densità, β e γ sono i fattori di Lorentz, m_e la massa dell'elettrone, c la velocità della luce, T_{max} è l'energia cinetica massima trasferibile a un elettrone in un singolo urto, I è il potenziale medio di ionizzazione del materiale, $\delta(\beta\gamma)$ è la correzione di densità del mezzo e K costante di proporzionalità è:

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$$

con N_A numero di Avogadro e r_e raggio classico dell'elettrone.

Da questa formula notiamo che la perdita di energia per ionizzazione dipende dalla massa m e dal momento p della particella attraverso β e γ , perciò graficando la perdita di energia in funzione di $\beta\gamma = \frac{p}{m}$ e normalizzando implicitamente per la densità (ottenendo $\langle dE/(\rho dx) \rangle$), perdiamo di fatto la dipendenza dal materiale attraversato, ottenendo una curva universale come in figura 2.1.

Questo comportamento permette l'identificazione delle particelle tramite la misura combinata di perdita d'energia e momento.

2.2 Radiazione bremsstrahlung

Particelle più leggere, come elettroni e positroni, raggiungono energie per cui la formula di Bethe-Bloch non è più valida, in quanto non è più possibile utilizzare l'approssimazione per cui la massa della particella incidente è molto maggiore a quella dell'elettrone. È comunque possibile ricavare una formula per la perdita di energia per ionizzazione, ma in questo regime energetico il meccanismo di radiazione è dominante. La perdita di energia dovuta ai due processi è comparabile nel punto di *Energia Critica* E_c , riportata in figura 2.1 ($E_{\mu c}$). Quando un elettrone viene deflesso dal campo elettrico di un nucleo carico positivamente, esso emette radiazione elettromagnetica (fotoni). Questo processo è chiamato bremsstrahlung (radiazione di frenamento), e può essere descritto in funzione della lunghezza di radiazione X_0 con:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = -\frac{E}{X_0} \quad (2.2)$$

dove X_0 è la distanza media dopo la quale l'elettrone ha perso $1/e$ della sua energia iniziale. Essa dipende dal numero atomico del materiale ed è fondamentale per la progettazione dei calorimetri elettromagnetici in quanto determina lo spessore necessario per assorbire completamente l'energia della particella incidente.

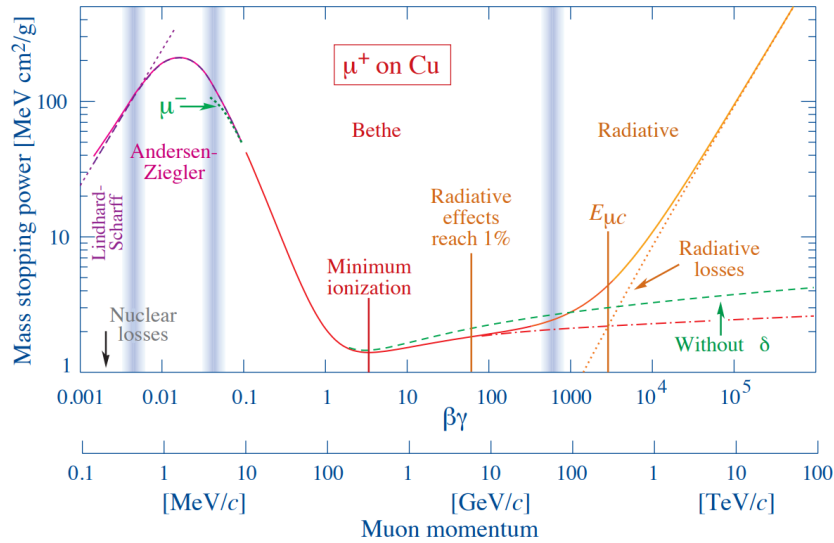


Figura 2.1: Andamento della perdita di energia per ionizzazione in funzione di $\beta\gamma$ per un μ^+ nel rame [7]. Come seconda scala sulle ascisse è riportato il momento della particella. Sono evidenziate alcune principali energie caratteristiche. Le bande verticali differenziano le diverse regioni in cui vengono usate diverse approssimazioni: la Bethe-Bloch è valida nella regione intermedia, mentre per $\beta\gamma \gtrsim 1000$ domina l'effetto radiativo.

2.3 Sciami elettromagnetici

Nel regime delle alte energie, le particelle incidenti possono generare sciame di particelle. In questa sezione si descrive la formazione di sciame elettromagnetici, che si sviluppano a partire da particelle che interagiscono esclusivamente tramite interazioni elettromagnetiche, ovvero elettroni, positroni e fotoni.

Elettroni e positroni ad alta energia emettono fotoni tramite il processo di bremsstrahlung, i fotoni a loro volta interagiscono con tre processi principali: effetto fotoelettrico, scattering Compton e produzione di coppie.

Effetto fotoelettrico L'effetto fotoelettrico è il processo per cui un fotone incidente viene completamente assorbito da un atomo causando l'emissione da parte di esso di uno dei suoi elettroni. L'energia del fotone E_γ per fare sì che questo avvenga e che non si abbiano eccessi di energia deve equivalere a quella di legame dell'elettrone nell'atomo E_{bin} . Questo processo è dominante per fotoni con energie inferiori a alcune decine di keV e la sua sezione d'urto σ_{pe} (di conseguenza la probabilità di interazione) è proporzionale a Z^5/E_γ^3 , dove Z è il numero atomico del materiale.

Scattering Compton Similmente all'effetto fotoelettrico, lo scattering Compton descrive un processo in cui un fotone interagisce con un elettrone espellendolo dall'atomo. In questo caso il fotone è abbastanza energetico da non venire completamente assorbito dall'atomo ($E_\gamma \gg E_{bin}$). Si producono quindi un elettrone libero e un fotone diffuso a energia minore.

Produzione di coppie La produzione di coppie è il processo dominante per fotoni ad alte energie ($E_\gamma \gtrsim 2m_e c^2$), con m_e massa dell'elettrone. In questo caso il fotone interagisce con il campo elettrico di un nucleo, producendo una coppia elettrone-positrone. Questo processo è fondamentale per la formazione degli sciami elettromagnetici, in quanto permette la moltiplicazione delle particelle.

La sezione d'urto di questi processi, quindi la probabilità che avvengano, è riportata in figura 2.2 in funzione dell'energia del fotone incidente per il carbonio ($Z = 6$). Si nota che a basse energie ($E_\gamma \lesssim 10$ keV) la sezione d'urto fotoelettrica σ_{pe} è dominante, mentre ad alte energie ($E_\gamma \gtrsim 100$ MeV) la produzione di coppie σ_{pair} è il processo principale. Nella regione intermedia domina lo scattering Compton $\sigma_{Compton}$.

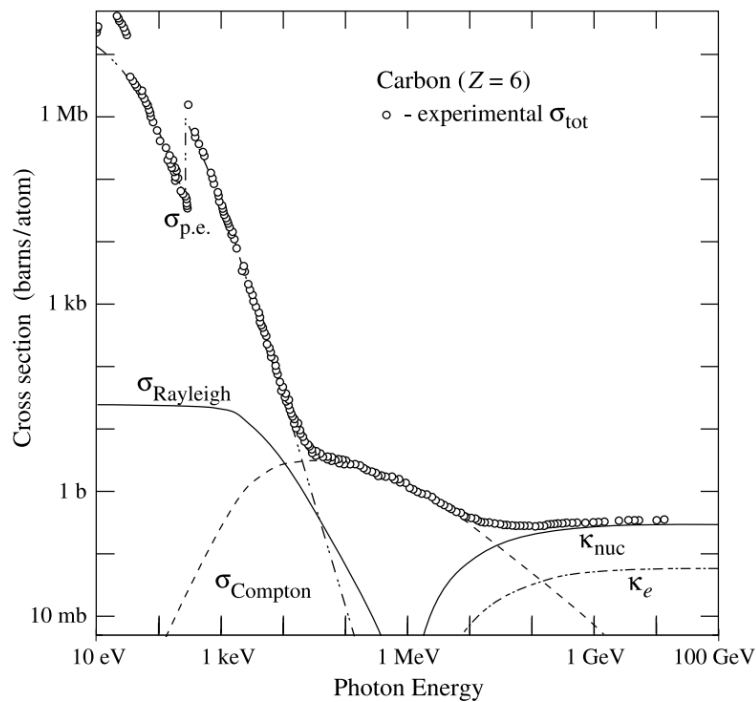


Figura 2.2: Sezioni d'urto per i principali processi di interazione dei fotoni con la materia in funzione dell'energia del fotone incidente per il carbonio ($Z = 6$) [7].

In un calorimetro elettromagnetico una particella elettromagnetica incidente (elettrone, positrone o fotone) ad alta energia innesca una cascata di particelle secondarie, che si sviluppa in profondità nel materiale assorbitore del calorimetro. Questo processo è rappresentato in figura 2.3 secondo il modello di Heitler [8], secondo cui ogni particella dello sciame interagisce dopo aver percorso una distanza pari a una lunghezza di radiazione X_0 producendone altre due con energia pari alla metà della particella madre. Elettroni e positroni producono fotoni tramite bremsstrahlung mentre i fotoni producono coppie di elettroni e positroni. In questo modo il numero di particelle nello sciame raddoppia ad ogni interazione fino a che le particelle non scendono sotto l'energia critica E_c , dove la perdita di energia per ionizzazione ed eccitazione diventa dominante rispetto alla radiazione.

Dopo ogni lunghezza di interazione il numero di particelle raddoppia, in seguito a t interazioni quindi il numero di particelle sarà pari a $N = 2^t$, e la loro energia sarà $E(t) = E_0/2^t$, con E_0 energia della particella incidente.

Lo studio del numero totale di radiazioni t_{max} , ovvero il punto in cui lo sciame raggiunge il numero massimo di particelle, e quindi della lunghezza fisica $X_{max} = t_{max}X_0$, è fondamentale per la progettazione dei calorimetri elettromagnetici, in quanto essi devono essere abbastanza spessi da assorbire completamente l'energia della particella incidente.

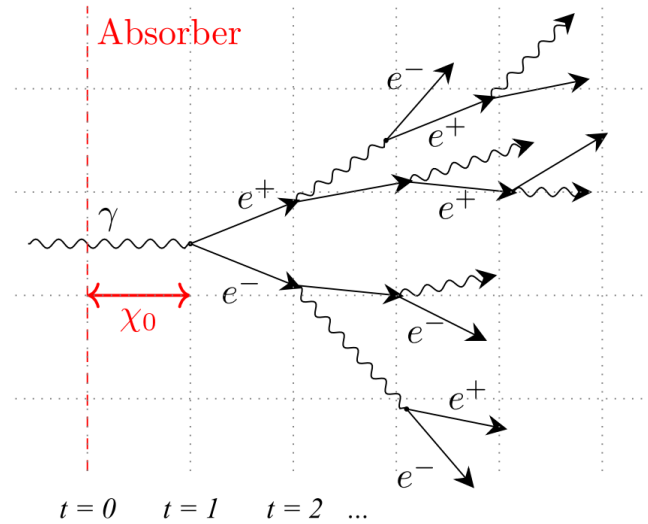


Figura 2.3: Modello di Heitler per la formazione di uno sciame elettromagnetico [5].

2.4 Sciami adronici

Gli adroni (come neutroni, protoni e pioni), oltre a perdere energia per ionizzazione ed eccitazione nel caso siano carichi, possono interagire tramite la forza nucleare forte con i nuclei del materiale attraversato. In questo modo vengono prodotte nuove particelle adroniche, che a loro volta possono interagire dando origine ad uno sciame adronico. Come illustrato in figura 2.4, secondo il modello di Heitler per gli sciami adronici [9], una particella adronica, ad esempio un neutrone, interagisce mediamente dopo aver percorso una lunghezza di interazione λ_I definita come:

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \rho \sigma_{inel}}$$

dove A è il numero di massa e ρ la densità del materiale, N_A il numero di Avogadro e σ_{inel} la sezione d'urto totale per interazioni nucleari.

Dopo ogni lunghezza di interazione possono essere generate nuove particelle adroniche (prevalentemente pioni, essendo gli adroni più leggeri) come protoni, neutroni o pioni π^+ , π^- e π^0 .

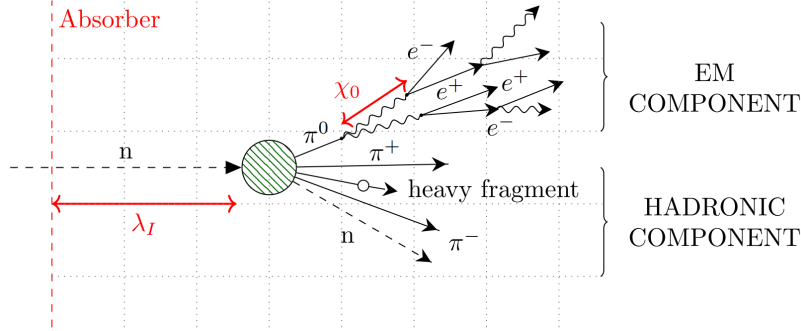


Figura 2.4: Modello di Heitler per la formazione di uno sciame adronico [9].

Il pione neutro π^0 decade quasi istantaneamente in due fotoni con un branching ratio del 98,8%, che a loro volta innescano uno sciame elettromagnetico con lunghezza caratteristica X_0 minore di λ_I . Non c'è modo, come visto in sezione 2.3, per una particella elettromagnetica di generarne una adronica dentro il suo sciame, quindi la formazione di un pione π^0 dà origine a un ramo esclusivamente elettromagnetico dello sciame. La totalità dello sciame adronico quindi comprenderà delle zone di sciamazione elettromagnetica, di dimensioni minori rispetto a quelle adroniche, lungo tutto il suo sviluppo.

Lo studio di uno sciame adronico è più complesso rispetto a quello elettromagnetico per via della vasta gamma di particelle che possono essere prodotte e della fluttuazione nel numero di esse. L'energia iniziale della particella incidente si suddivide nello sciame in tre grandi categorie: componente elettromagnetica, componente adronica ed energia invisibile, dove la componente adronica è data da adroni carichi che perdono energia per ionizzazione ed eccitazione.

Frazione elettromagnetica La frazione elettromagnetica f_{em} è la frazione di energia totale che si sviluppa come sciami elettronici. La valutazione di questa quantità è fondamentale per la comprensione della risposta calorimetrica, ma è molto difficile da prevedere. Essa infatti dipende da numerosi fattori, come la quantità di pioni π^0 prodotti, ma anche dalla loro posizione nello sciame (è diverso se vengono prodotti all'inizio o alla fine dello sciame).

Mediante la frazione elettromagnetica è data da:

$$\langle f_{em} \rangle = 1 - \left(\frac{E}{E_0} \right)^{k-1} \quad (2.3)$$

dove E_0 è l'energia di soglia per la produzione di pioni π^0 e k un parametro empirico (tipicamente compreso tra 0,82 e 0,87) che dipende dal tipo di particella incidente [10].

Vedremo in sezione 3.4 una tecnica per misurare questa quantità.

Energia invisibile L'energia invisibile è l'energia persa in processi che non producono segnali all'interno del calorimetro. Tra questi la perdita principale viene dalla rottura dei legami nucleari, ovvero mediamente 8 MeV per nucleone, che non può essere misurata

in alcun modo. In maniera minore contribuisce anche l'emissione di neutrini, che non interagiscono con il rivelatore, aumentando quindi l'energia invisibile.

Il fatto che esista questa componente di dispersione dell'energia rende i calorimetri adronici intrinsecamente non lineari rispetto all'energia della particella incidente. Detta e la risposta elettromagnetica del calorimetro e h quella adronica, si avrà, a causa dell'energia invisibile, che $h < e$, in quanto la componente adronica non è completamente rilevata.

Capitolo 3

Calorimetria

La calorimetria è una branca fondamentale della fisica delle alte energie che consente di misurare l'energia delle particelle prodotte in una collisione, attraverso l'analisi delle interazioni che esse subiscono all'interno di un materiale assorbitore. Ogni particella dello sciame interagisce con il materiale del calorimetro perdendo energia e generando un segnale proporzionale a tale perdita, che viene raccolto da un rivelatore.

Le tecniche utilizzate per la rivelazione della radiazione prodotta sono molteplici, in particolare il rivelatore IDEA monta un calorimetro dual-readout che si basa sulla doppia lettura di due canali di segnale: scintillazione e radiazione Cherenkov.

3.1 Scintillatori

Quando una particella carica attraversa un materiale scintillatore, essa deposita energia eccitando gli atomi o le molecole del mezzo. Il ritorno allo stato fondamentale avviene con l'emissione di fotoni nel visibile o nell'ultravioletto, la cui intensità è proporzionale all'energia depositata. In questo modo l'energia persa dalla particella all'interno di una fibra di materiali scintillante viene convertita in luce visibile o ultravioletta, che può essere raccolta, all'estremità della fibra, da SiPM (Silicon Photomultiplier) che la converte a sua volta in un impulso elettrico.

È importante in questo processo che il materiale sia completamente trasparente alla luce emessa, altrimenti si perderebbe l'informazione prima che raggiunga il fotomoltiplicatore. La transizione tra lo stato eccitato e quello fondamentale prende il nome di *fluorescenza* se avviene in tempi dell'ordine di nanosecondi, si parla invece di *fosforescenza* se avviene in tempi più lunghi (millisecondi). In calorimetri a scintillazione vengono utilizzati materiali che emettono luce esclusivamente per fluorescenza, sopprimendo al massimo il meccanismo di fosforescenza in quanto è impossibile ricostruire con precisione il segnale se la luce viene emessa in tempi troppo lunghi.

3.2 Cherenkov

Quando una particella carica attraversa un mezzo con velocità superiore alla velocità di fase della luce in quel mezzo ($c_n = c/n$, con n indice di rifrazione del mezzo) emette radiazione elettromagnetica per effetto Cherenkov.

Come è rappresentato in figura 3.1, gli atomi del mezzo, assunti sferici, vengono polarizzati dal campo della particella incidente in dipoli prendendo una forma ellittica. A seguito del passaggio della particella, gli atomi ritornano alla loro forma sferica emettendo

radiazione elettromagnetica. Nel caso in cui $v < c_n$, la distribuzione di atomi polarizzati è simmetrica, quindi la radiazione emessa si annulla.

Nel caso in cui $v \geq c_n$, la distribuzione di atomi polarizzati è fortemente asimmetrica. Viene quindi emessa radiazione elettromagnetica in un cono con angolo θ rispetto alla direzione della particella, come riportato in figura 3.2. L'angolo θ è dato da:

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (3.1)$$

dove $\beta = v/c$.

Dato che il coseno di una quantità è sempre minore o uguale a 1, possiamo definire una velocità soglia β_{th} :

$$\beta_{th} = \frac{1}{n} \quad (3.2)$$

al di sotto della quale non si ha emissione di radiazione Cherenkov.

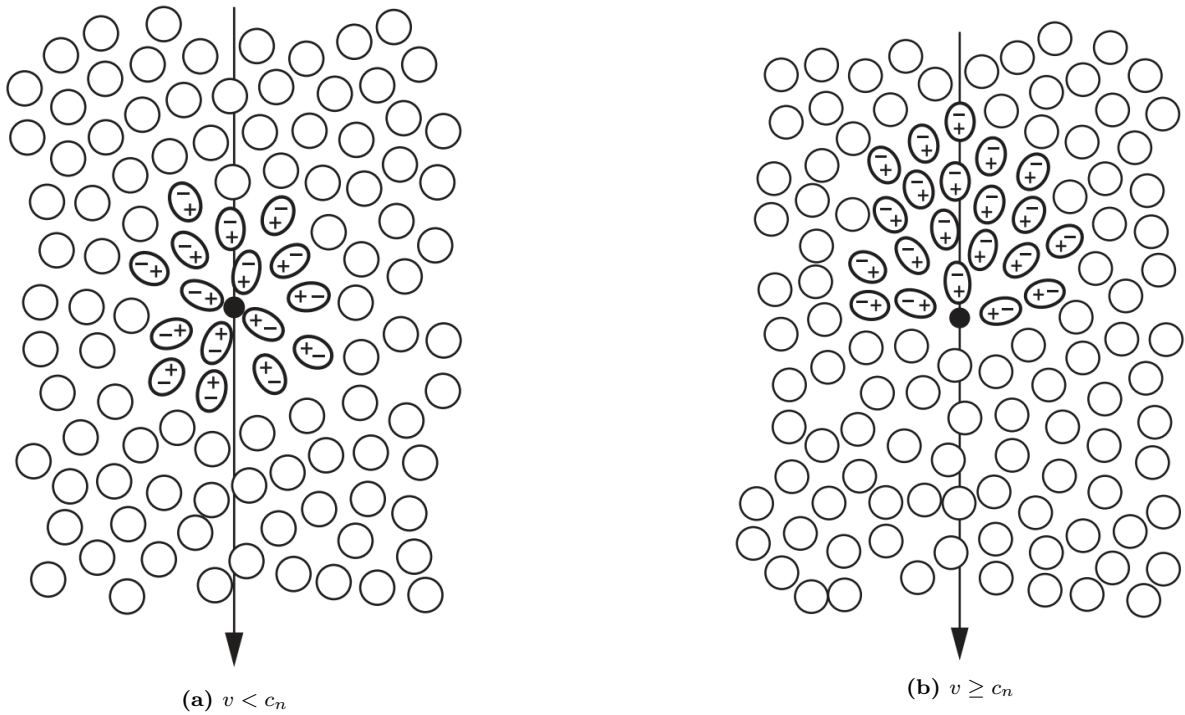


Figura 3.1: Rappresentazione del passaggio di una particella carica attraverso un mezzo, con velocità (a) inferiore e (b) superiore a quella della luce nel mezzo. Gli atomi del mezzo vengono polarizzati dal campo della particella incidente. [5]

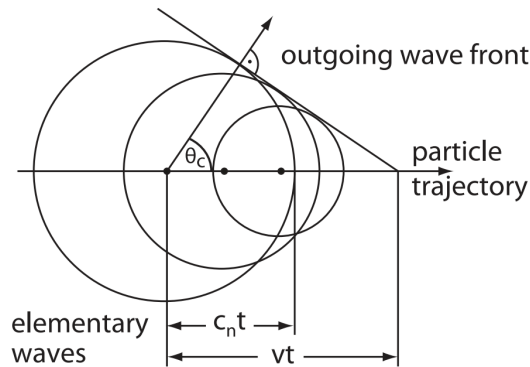


Figura 3.2: Emissione di radiazione Cherenkov in un cono con angolo θ rispetto alla direzione della particella incidente [5].

In applicazioni calorimetriche, la luce Cherenkov è utilizzata nella tecnica dual-readout. Tuttavia, il segnale Cherenkov è generalmente più debole rispetto a quello scintillante, e richiede materiali molto trasparenti, sensori ad alta sensibilità e strategie ottiche efficaci per minimizzare perdite e separare i due componenti in modo affidabile.

3.3 Calorimetri elettromagnetici

I calorimetri elettromagnetici, ma in generale tutti i calorimetri, possono essere classificati in due categorie: calorimetri omogenei e calorimetri a campionamento.

Come si può vedere in figura 3.3a, i calorimetri omogenei sono costituiti da un unico materiale che funge sia da mezzo passivo che da rivelatore attivo. In questo modo si massimizza la raccolta del segnale, ottenendo una risoluzione energetica ottimale.

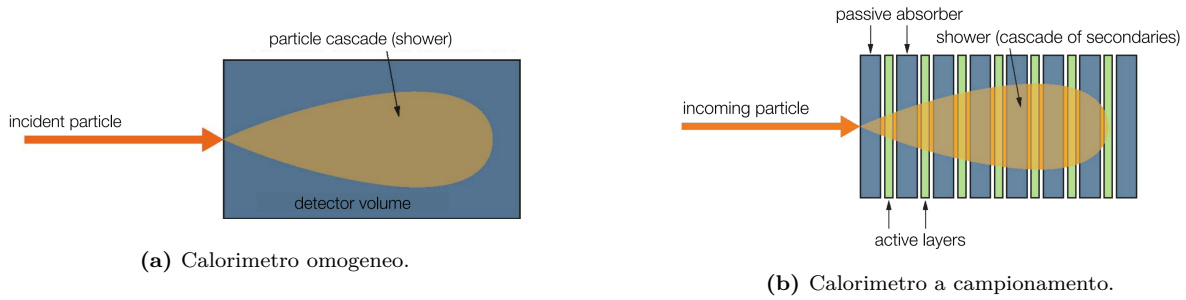


Figura 3.3: Tipologie di calorimetri elettromagnetici.

Al contrario, il rivelatore IDEA monta un calorimetro a campionamento, che come si può vedere in figura 3.3b è costituito da strati alternati di materiale passivo, che permette la sciamazione delle particelle, e materiale attivo rivelatore.

Un vantaggio di questa tipologia di calorimetro è la possibilità di utilizzare materiali molto più densi per la parte attiva (in quanto non devono anche permettere il passaggio del segnale) e quindi ridurre lo spessore totale del calorimetro, fondamentale per calorimetri adronici in quanto essi hanno una lunghezza caratteristica di radiazione λ_I maggiore.

I calorimetri a campionamento sono caratterizzati dalla *frazione di campionamento* f_S , che dipende dallo spessore degli strati attivi e passivi ed è definita come:

$$f_S = \frac{E_A}{E_A + E_P} \quad (3.3)$$

dove E_A è l'energia depositata nello strato attivo e E_P quella nello strato passivo.

Per sciame elettromagnetici le fluttuazioni nella frazione di campionamento sono principalmente dovute alla natura Poissoniana del fenomeno e scalano quindi come $1/\sqrt{E}$, dove E è l'energia della particella incidente, e dipendono principalmente dal numero atomico Z del materiale attivo. Per ridurre queste fluttuazioni si può scegliere un mezzo passivo con Z simile a quello attivo oppure aumentare il numero di strati presenti nel calorimetro. Sperimentalmente l'effetto di queste fluttuazioni sulla risoluzione dell'energia è dato da:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{samp}} = \frac{2.7\% \sqrt{d/f_{\text{samp}}}}{\sqrt{E}} \quad (3.4)$$

con d spessore degli strati attivi del calorimetro.

I calorimetri a campionamento sono i più utilizzati nella fisica delle alte energie anche grazie alla compattezza che può essere raggiunta in quanto gli sciame si sviluppano più velocemente in materiali esclusivamente passivi e questo garantisce anche un minore costo materiale.

3.4 Dual-readout per calorimetri adronici

Come detto in sezione 2.4, la risposta adronica di un calorimetro è intrinsecamente non lineare. Nel rivelatore IDEA si è scelto di utilizzare una tecnica che permette di misurare f_{em} evento per evento, ovvero il dual-readout (doppia lettura).

La doppia lettura consiste nell'utilizzo di due canali indipendenti per la misura dell'energia rilasciata all'interno del calorimetro, ovvero scintillatori e Cherenkov. Di fatto quindi, il calorimetro presenta due differenti tipologie di fibre con due diversi mezzi attivi.

Viene sfruttato il fatto che questi due meccanismi sono attivati da particelle diverse del fascio (la frazione di scintillazione S è prodotta da tutte le particelle cariche, mentre quella Cherenkov C quasi esclusivamente da elettroni/positroni relativistici e quindi dai rami elettromagnetici) ed hanno quindi un diverso rapporto di risposta e/h .

I due canali di lettura vanno calibrati. Questo è effettuato con eventi elettromagnetici in quanto hanno risposta lineare, eguagliando i valori misurati all'energia vera di emissione della particella:

$$\langle S \rangle = \langle C \rangle = E_{true}. \quad (3.5)$$

Negli eventi adronici la risposta del calorimetro sarà divisa tra frazione elettromagnetica e adronica, quindi si avrà:

$$\begin{aligned} S &= E \left[f_{em} + \frac{1}{(e/h)_S} (1 - f_{em}) \right] \\ C &= E \left[f_{em} + \frac{1}{(e/h)_C} (1 - f_{em}) \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

dove $(e/h)_S$ e $(e/h)_C$ sono i rapporti tra risposta elettromagnetica e adronica per i due canali di lettura.

Dall'equazione 3.6 possiamo ricavare l'equazione di dual readout:

$$E = \frac{S - \chi C}{1 - \chi} \quad (3.7)$$

dove

$$\chi = \frac{1 - (e/h)_S}{1 - (e/h)_C}. \quad (3.8)$$

χ è una costante del calorimetro che può essere misurata sperimentalmente.

Utilizzando questa tecnica è possibile correggere evento per evento la risposta adronica del calorimetro, migliorando significativamente la risoluzione energetica e la linearità della risposta. Ci si aspetta che tramite l'utilizzo di un calorimetro dual-readout si raggiunga una risoluzione energetica di $\sigma_E/E \sim 30\%/\sqrt{E}$ per particelle singole e $\sim 38\%/\sqrt{E}$ per jet [5].

3.5 Simulazione

La caratterizzazione del calorimetro dual-readout dell'esperimento IDEA è stata condotta mediante una simulazione completa implementata nel framework DD4hep, che integra in un unico ambiente la descrizione geometrica del rivelatore, la simulazione fisica delle interazioni con Geant4, la digitizzazione dei segnali e le successive fasi di ricostruzione [11]. Il calorimetro è costituito da una regione centrale (barrel) e da due endcap, ciascuno suddiviso in torri proiettive orientate verso il punto di interazione. Ogni torre copre un intervallo definito in angolo polare e azimutale ($\Delta\theta$, $\Delta\phi$) e presenta una struttura interna priva di segmentazione longitudinale. Al suo interno sono disposte, in direzione assiale,

fibre ottiche scintillanti e Cherenkov, inserite in sottili tubi capillari metallici secondo una configurazione a "bucatini".

Nel modello implementato in DD4hep, ciascuna fibra è trattata come un canale indipendente. A ogni volume geometrico è assegnato un identificatore univoco (volID a 64 bit), che permette di risalire con precisione alla torre e alla fibra associate a ciascun hit registrato nella simulazione. Le interazioni delle particelle e la generazione della luce Cherenkov e di scintillazione sono simulate in Geant4, che riproduce i processi fisici di produzione, propagazione e attenuazione dei fotoni all'interno del materiale attivo. I segnali simulati vengono poi integrati e "digitizzati", ovvero convertiti in quantità proporzionali al numero di fotoni raccolti per ciascun canale ottico. In questo modo, l'energia rilasciata in ciascuna fibra viene opportunamente pesata per tenere conto dell'efficienza di trasmissione e rivelazione dei fotoni di scintillazione e Cherenkov, riproducendo fedelmente le condizioni sperimentali di un calorimetro reale.

I dati utilizzati per le analisi presentate in questo lavoro sono stati generati nell'ambito della simulazione sviluppata da Andreas Leon Loeschke Centeno, descritta nella tesi [5].

Nel pratico sono stati generati 10000 eventi per sei livelli di energia della particella incidente (5, 10, 20, 40, 80 e 120 GeV) per elettroni ed adroni (pioni). È stato inoltre prodotto un dataset esteso di 500000 eventi elettronici, con energie comprese tra 3 e 123 GeV, utilizzato per l'allenamento della rete neurale predittiva descritta nella sezione 4.3.

Capitolo 4

Risultati in eventi elettronici

L'analisi degli eventi elettronici rappresenta un passaggio fondamentale nello studio della risposta del calorimetro dual-readout, poiché consente di valutare le prestazioni del rivelatore in condizioni controllate e di definire i parametri di calibrazione necessari per un utilizzo accurato in scenari più complessi. In questo capitolo vengono presentati i risultati ottenuti dall'analisi dei dati simulati relativi a fasci di elettroni incidenti sul calorimetro, con l'obiettivo di caratterizzarne la linearità, la risoluzione energetica e la distribuzione spaziale del segnale.

La prima parte del capitolo è dedicata al processo di calibrazione dei due canali di lettura, scintillante e Cherenkov, tramite eventi puramente elettromagnetici, la cui risposta è attesa essere lineare con l'energia incidente. Successivamente viene valutata la risoluzione energetica del calorimetro e la sua dipendenza dall'energia, confrontando i due canali e discutendo i principali contributi stocastici e sistematici.

Segue poi un'analisi dettagliata della ricostruzione dello sciame elettromagnetico, condotta mediante lo studio della distribuzione angolare del segnale nelle fibre, della posizione del baricentro e della forma dello sciame stesso. Queste osservazioni consentono di verificare la coerenza geometrica del rivelatore e di comprendere il comportamento spaziale dell'energia depositata.

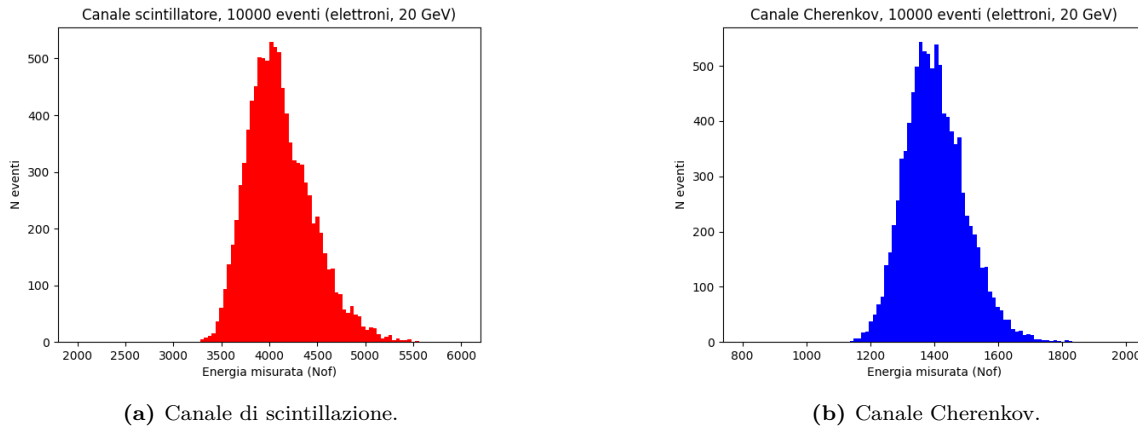
Infine, viene introdotto un approccio innovativo basato su una rete neurale predittiva, addestrata su un ampio dataset simulato, con lo scopo di migliorare la risoluzione energetica del calorimetro. I risultati ottenuti mostrano un incremento significativo della precisione nella ricostruzione dell'energia incidente, evidenziando le potenzialità dell'integrazione tra tecniche di calorimetria tradizionale e metodi di apprendimento automatico.

4.1 Calibrazione

Come spiegato in sezione 3.4, prima di utilizzare in maniera efficace il calorimetro, è necessario calibrare i due canali di lettura (scintillazione e Cherenkov) utilizzando eventi elettronici in quanto essi generano una risposta lineare.

Per ogni evento il programma di simulazione restituisce due valori, uno per ogni canale di lettura, che rappresentano il numero di fotoelettroni prodotti nei SiPM posti alle estremità delle fibre. La calibrazione consiste nel trovare i fattori di scala k_S e k_C che permettono di convertire questi dati da Nof (numero di fotoelettroni) a energia (in GeV) della particella usufruendo del fatto che si conosce l'energia iniziale della particella a priori. Per fare ciò sono stati generati 10000 eventi per ognuno dei 6 livelli di energia iniziale utilizzata (5, 10, 20, 40, 80, 120 GeV).

Il numero di fotoelettroni misurati nei due diversi canali, per eventi a 20 GeV è riportato nell'istogramma di figura 4.1.



(a) Canale di scintillazione.

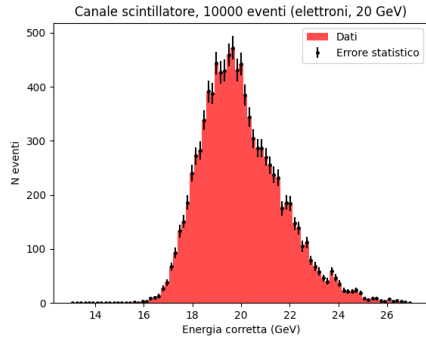
(b) Canale Cherenkov.

Figura 4.1: Numero di fotoelettroni misurati nei due canali per eventi a 20 GeV.

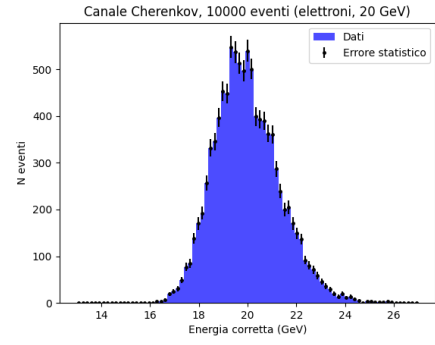
Dagli istogrammi si osserva chiaramente che il segnale Cherenkov risulta significativamente più debole rispetto a quello di scintillazione. Tale comportamento è coerente con le aspettative teoriche, in accordo a quanto descritto nella sezione 3.2. Dividendo il valore medio del numero di fotoelettroni misurati per l'energia reale della particella incidente, si ottiene il numero di fotoelettroni prodotti per unità di energia, ovvero il fattore di scala desiderato. Per i due canali di lettura si ricavano pertanto:

$$k_S = 205,4521 \frac{\text{Nof}}{\text{GeV}} \quad k_C = 70,21469 \frac{\text{Nof}}{\text{GeV}},$$

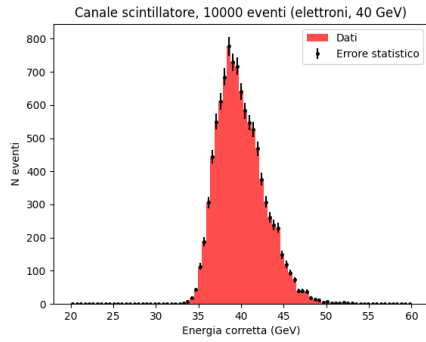
fattori di scala che rappresentano il numero di fotoelettroni prodotti per GeV, i quali ci permettono di riscalfare le distribuzioni ottenute centrando i picchi al valore vero dell'energia, come in figura 4.2.



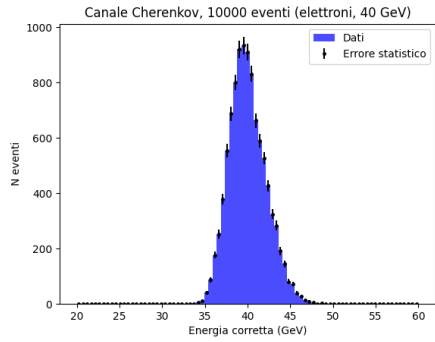
(a) 20 GeV, canale S.



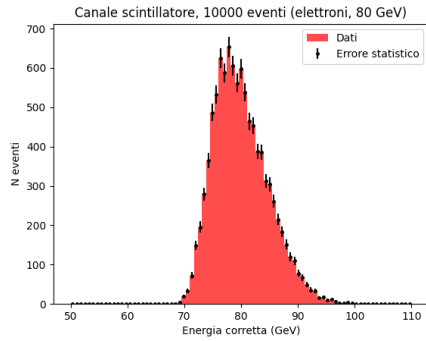
(b) 20 GeV, canale C.



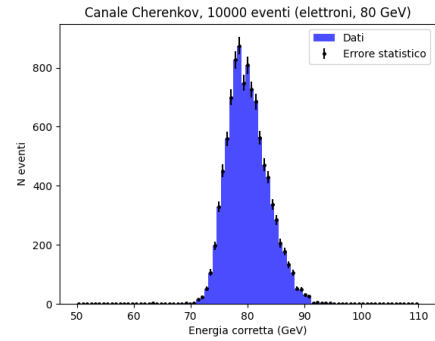
(c) 40 GeV, canale S.



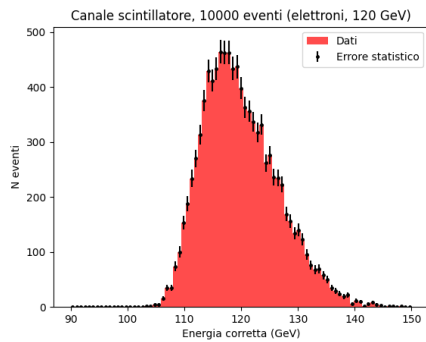
(d) 40 GeV, canale C.



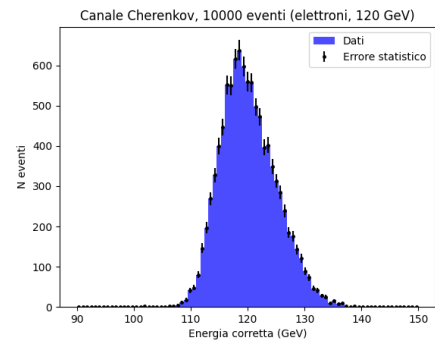
(e) 80 GeV, canale S.



(f) 80 GeV, canale C.



(g) 120 GeV, canale S.



(h) 120 GeV, canale C.

Figura 4.2: Energia misurata nei due canali per eventi a 20, 40, 80 e 120 GeV. I valori in numero di fotoelettroni sono stati riscali utilizzando i fattori di scala trovati in precedenza. Sono inoltre riportate le deviazioni standard che rappresentano l'errore statistico nelle misure.

Facendo una media aritmetica delle misure nei due canali, si ottiene la stima dell'energia della particella incidente, che viene riportata in figura 4.3. In questo modo è quindi possibile

ricavare l'energia iniziale di una particella entrante nel calorimetro a partire dai segnali misurati dalle fibre.

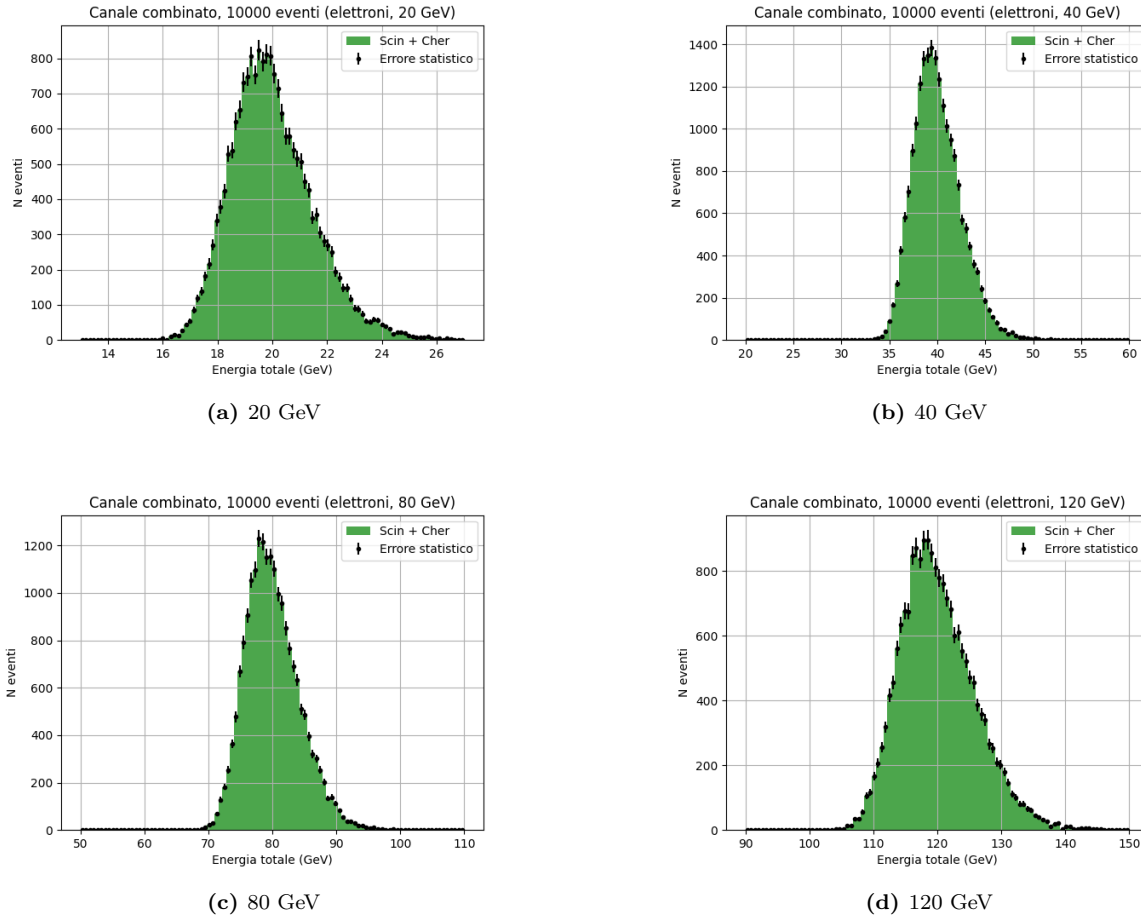


Figura 4.3: Energia ottenuta mediando i due canali (Cherenkov e scintillante) per eventi a 20, 40, 80 e 120 GeV. I valori sono stati riscalati utilizzando i fattori di scala trovati in precedenza, sono inoltre riportate le deviazioni standard, rappresentative dell'errore statistico nelle misure.

4.1.1 Risoluzione energetica

Si valuta ora la risoluzione energetica del calorimetro, definita come deviazione standard della misura diviso il valore medio, in funzione dell'energia della particella incidente. I risultati sono riportati nel plot in figura 4.4.

In generale, in un calorimetro, la risoluzione energetica può essere espressa come la somma in quadratura:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (4.1)$$

dove il primo termine a è il termine stocastico, dipende dalle fluttuazioni poissoniane nei meccanismi di interazione delle particelle ed è quindi $\sim \sqrt{N} \sim \sqrt{E}$. Il secondo, b è il termine di rumore elettronico, il quale non varia rispetto all'energia dell'evento, mentre il terzo è il termine costante che rappresenta gli errori sistematici.

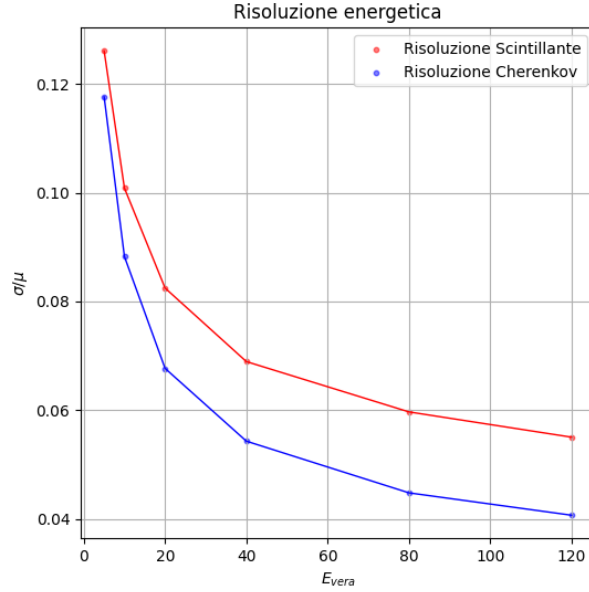


Figura 4.4: Risoluzione energetica del calorimetro in funzione dell'energia della particella incidente (espressa in GeV), calcolata come deviazione standard della misura diviso il valore medio.

Dalla figura 4.4 si osserva che la risoluzione energetica del calorimetro diminuisce all'aumentare dell'energia della particella incidente, come atteso per un comportamento dominato dal termine stocastico. A energie più elevate, infatti, il numero di particelle secondarie prodotte nello sciame elettromagnetico cresce, riducendo l'impatto relativo delle fluttuazioni statistiche e migliorando la precisione della misura.

Si nota inoltre che la curva corrispondente al segnale Cherenkov si colloca al di sotto di quella dello scintillatore, indicando una risoluzione migliore. Questo risultato è coerente con il fatto che la radiazione Cherenkov è generata unicamente dalle particelle relativistiche dello sciame e risulta quindi meno influenzata dal rumore elettronico o da effetti di non linearità nella risposta del materiale. Il segnale scintillante, invece, risente maggiormente di tali variazioni, risultando in una dispersione più ampia.

4.2 Ricostruzione dello sciame

4.2.1 Distribuzione angolare del segnale nelle fibre

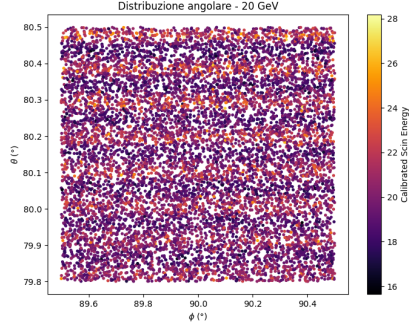
Vista la struttura del calorimetro, costituito da fibre disposte in maniera alternata, è chiaro che la risposta dei singoli canali sarà diversa a seconda dell'angolo iniziale di volo della particella incidente.

Nei grafici in figura 4.5, è riportata l'energia misurata dai due canali in relazione alla direzione di volo (espressa in θ e ϕ) della particella incidente. In essi è possibile notare delle bande orizzontali di diversi colori che si alternano tra loro. Esse indicano che l'energia misurata dal calorimetro da un singolo canale è minore in alcuni punti e maggiore in altri. Ciò risulta evidente poiché, se la particella incidente è diretta verso una fibra appartenente a un determinato canale, essa tenderà a depositare la maggior parte della propria energia in prossimità della stessa.

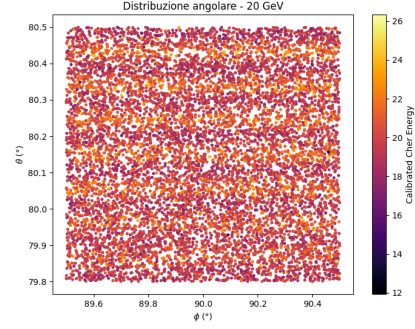
Più precisamente uno sciame elettromagnetico deposita il 90% della sua energia all'interno di un cilindro di raggio ρ_M attorno all'asse di volo della particella incidente, dove ρ_M è il raggio di Molière, definito come:

$$\rho_M = E_s \frac{X_0}{E_c} \quad (4.2)$$

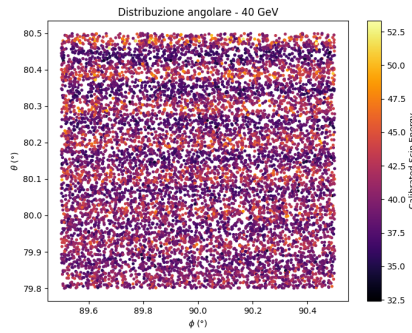
con $E_s \approx 21,2$ MeV è l'energia di scala, X_0 lunghezza di radiazione del materiale e E_c energia critica[12].



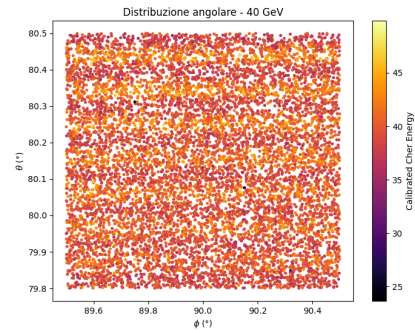
(a) 20 GeV, canale S.



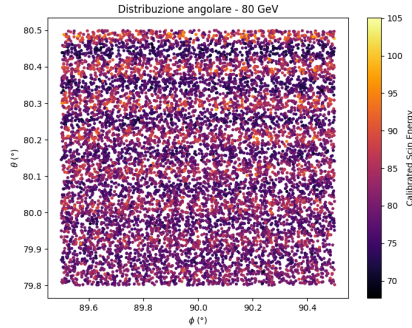
(b) 20 GeV, canale C.



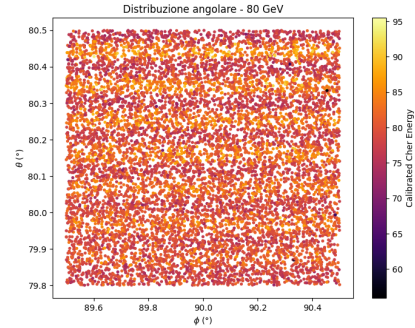
(c) 40 GeV, canale S.



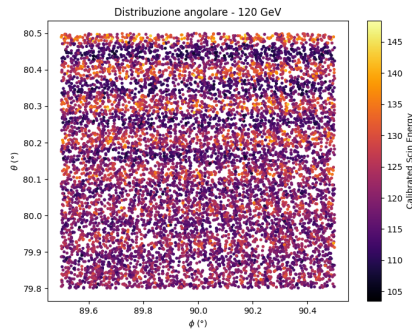
(d) 40 GeV, canale C.



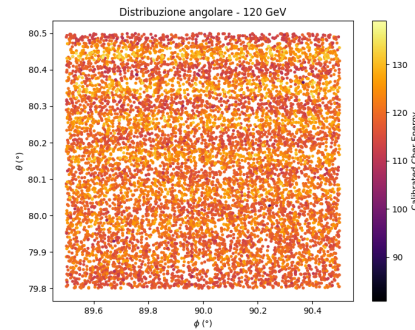
(e) 80 GeV, canale S.



(f) 80 GeV, canale C.



(g) 120 GeV, canale S.



(h) 120 GeV, canale C.

Figura 4.5: Grafici che riportano l'energia misurata dalle fibre scintillanti (a sinistra) e Cherenkov (a destra) in funzione degli angoli θ e ϕ di volo della particella incidente, per energie di 20, 40, 80 e 120 GeV. Sugli assi verticali e orizzontali troviamo rispettivamente le direzioni angolari iniziali della particella incidente θ e ϕ , mentre il colore rappresenta l'energia (in GeV) misurata dal calorimetro per l'evento considerato.

Ulteriore verifica di questa proprietà è stata effettuata tramite la ricostruzione della forma dello sciame graficando le fibre che hanno misurato un segnale in funzione di θ e ϕ , come in figura 4.6. In questo caso θ e ϕ rappresentano la posizione angolare del retro della fibra.

Si considera solo un evento. Nel grafico sono colorate le fibre che vengono "accese" e quindi trasportano energia. Il colore è più chiaro quanti più fotoelettroni vengono prodotti nella fibra.

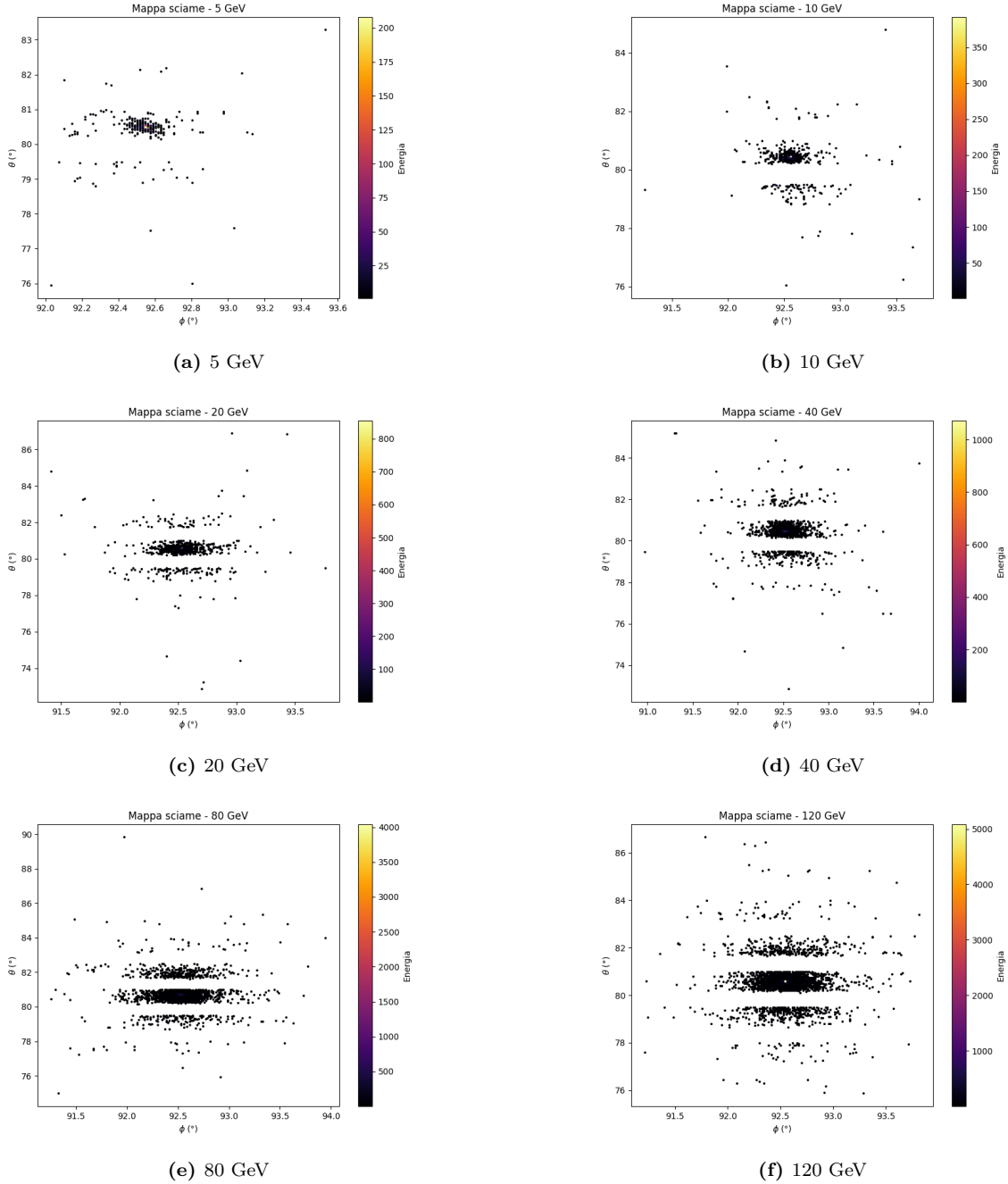


Figura 4.6: Ricostruzione della forma dello sciame graficando le fibre "attivate" ovvero che hanno misurato un segnale in uno specifico evento per energie di 5, 10, 20, 40, 80 e 120 GeV. Sugli assi verticali e orizzontali si trovano rispettivamente le posizioni angolari θ e ϕ delle fibre nel retro del calorimetro. Il colore rappresenta l'energia misurata dalla fibra in numero di fotoelettroni.

Le fibre che trasportano più energia (quindi quelle più colorate) sono quelle più vicine all'asse di volo della particella incidente. Si noti che al crescere dell'energia della particella

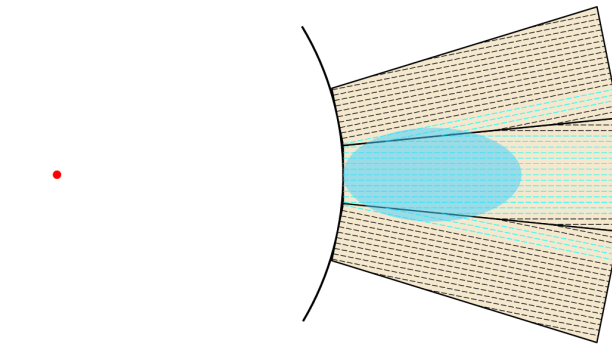


Figura 4.7: Schema del calorimetro utilizzato nella simulazione, le torri del calorimetro, contenenti le fibre scintillanti e Cherenkov, sono disposte in maniera inclinata tra di loro. In questo modo lo sciame generato (in blu) può non raggiungere alcune fibre che si trovano solo in profondità nel calorimetro, provocando le bande bianche di figura 4.6. [5]

incidente, anche il numero di particelle secondarie prodotte nello sciame elettromagnetico cresce, aumentando di conseguenza il numero di fibre attivate.

La ricostruzione dello sciame effettuata in questa maniera è perfettamente compatibile con la struttura del calorimetro utilizzato, schematizzato in figura 4.7 da cui vediamo che le bande bianche presenti nelle ricostruzioni di figura 4.6 sono dovute al fatto che lo sciame generato può non raggiungere alcune fibre che si trovano solo in profondità nel calorimetro, di conseguenza queste non si attivano. [5].

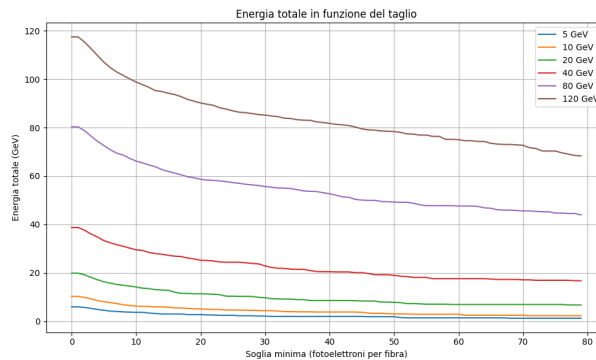
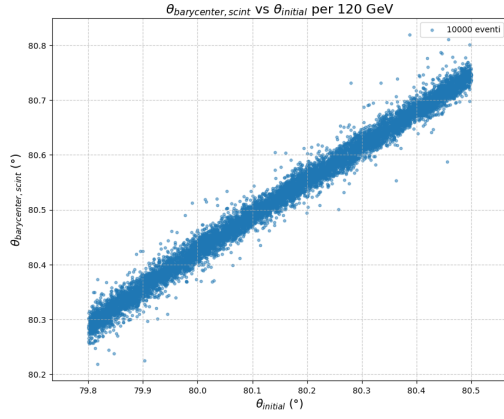


Figura 4.8: Energia totale misurata (in GeV) in funzione della soglia minima di fotoelettroni in una fibra. Tutte le fibre che producono un numero di fotoelettroni inferiore alla soglia vengono tagliate.

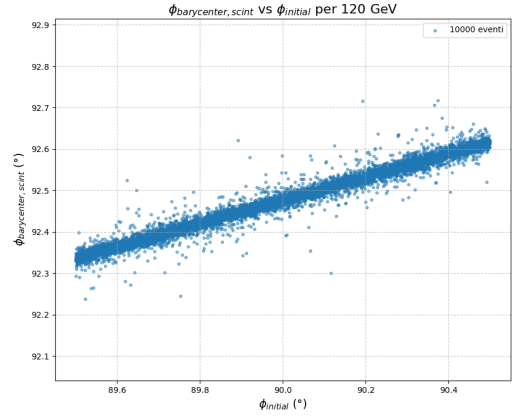
Ulteriore prova del fatto che la maggior parte dell'energia è depositata in solo una piccola parte del calorimetro è stata ricercata applicando una soglia all'energia misurata dalle fibre. È stato selezionato un numero minimo di fotoelettroni che una fibra deve aver prodotto per poter essere presa in esame, ed È stata nuovamente calcolata l'energia totale dello sciame. In questo modo vediamo in figura 4.8 come considerando solo fibre che hanno prodotto almeno 80 fotoelettroni, si ha comunque che l'energia totale misurata è circa il 50 % di quella vera, dimostrando che la maggiore componente è data da poche fibre che trasportano un forte segnale.

Correlazione tra direzione di volo e baricentro dello sciame

La direzione di volo della particella iniziale e la forma dello sciame sono necessariamente correlate. Un'ulteriore verifica di ciò è stata effettuata calcolando il baricentro dello sciame e confrontandolo con la direzione di volo iniziale. Il baricentro dello sciame è definito come media pesata delle posizioni angolari delle fibre, dove il peso è dato dall'energia misurata dalla fibra stessa.



(a) Confronto tra θ del baricentro dello sciame e θ della particella incidente.



(b) Confronto tra ϕ del baricentro dello sciame e ϕ della particella incidente.

Figura 4.9: Confronto tra la posizione angolare del baricentro dello sciame e la direzione di volo della particella incidente per il canale scintillante all'energia di 120 GeV. Si nota una correlazione tra le due grandezze, confermando la correttezza della ricostruzione dello sciame.

I risultati sono riportati in figura 4.9, dove si nota una correlazione tra la posizione angolare del baricentro dello sciame e la direzione di volo della particella.

La relazione non è perfettamente lineare, infatti è presente un bias tra i valori di $\theta_{iniziale}$ e $\theta_{baricentro}$ e di $\phi_{iniziale}$ e $\phi_{baricentro}$ dovuto al fatto che la posizione angolare della fibra è legata al retro del calorimetro.

4.3 Correzione con rete neurale predittiva

Per migliorare ulteriormente la risoluzione energetica del calorimetro, è stata allenata una rete neurale predittiva con 7 nodi di input e 2 layer nascosti da 16 nodi ciascuno utilizzando il pacchetto *scikit learn*.

Per fare ciò è stato necessario generare un dataset di training composto da 500000 eventi elettronici, con energia della particella incidente variabile tra 3 e 123 GeV, dal quale sono stati estratti i seguenti 7 parametri per ogni evento:

- Energia misurata nel canale di scintillazione;
- Energia misurata nel canale Cherenkov;
- Fattore R_{max} (per il canale di scintillazione);
- Fattore R_{max}^{Cher} (per il canale Cherenkov);
- Posizione angolare θ del baricentro dello sciame;
- Raggio angolare (in θ e ϕ) della circonferenza centrata nel baricentro dello sciame contenente il 67% dell'energia totale misurata;
- Numero di fibre attivate.

I due fattori R_{max} e R_{max}^{Cher} sono definiti come

$$R_{max} = \frac{E_{max}^S}{E_{tot}^S} \quad R_{max}^{Cher} = \frac{E_{max}^C}{E_{tot}^C}, \quad (4.3)$$

dove E_{max}^S e E_{max}^C rappresentano rispettivamente l'energia massima depositata in una singola fibra scintillante e Cherenkov nell'evento considerato, mentre E_{tot}^S ed E_{tot}^C sono

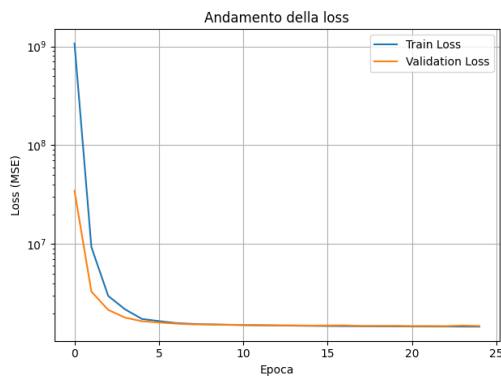
le energie totali misurate nei due canali di lettura. Questi parametri sono utilizzati nello studio del test beam nel prototipo del calorimetro per correggere effetti dovuti alla geometria del rivelatore [13].

Valutazione del dataset Prima di utilizzare il dataset per l'allenamento della rete neurale, si è verificato che la generazione avesse un comportamento aleatorio e che non ci fossero bias. Per fare ciò si è utilizzata una *five fold validation*: il dataset è stato suddiviso in cinque sottoinsiemi e sono state allenate cinque reti neurali diverse, ognuna con quattro sottoinsiemi per il training e uno per il test in modo che venissero testati tutti i cinque sottoinsiemi. Dai risultati ottenuti riportati in tabella 4.1, in particolare è importante l'errore quadratico medio (anche chiamato *loss*), si nota che, comunque suddiviso il dataset, esso si comporta in maniera coerente, confermando la bontà della generazione.

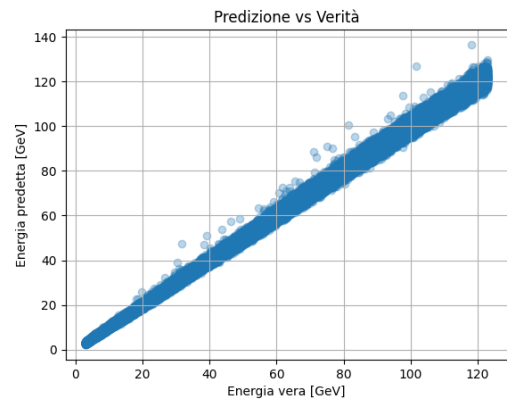
Fold	MSE (in MeV)	MAE (in MeV)	MAPE
1	1534864	926,0273	1,92%
2	1582127	941,0976	1,92%
3	1571907	934,3834	1,95%
4	1537052	926,4393	1,98%
5	1560326	932,7574	1,98%

Tabella 4.1: Risultati della five fold validation, dove MSE (Mean Square Error), chiamato anche loss, è l'errore quadratico medio, MAE (Mean Absolute Error) è l'errore medio in valore assoluto e MAPE (Mean Absolute Percentage Error) è l'errore percentuale medio delle predizioni. Si nota che i sottoinsiemi del dataset si comportano in maniera simile tra di loro, confermando la bontà del dataset generato.

Training La rete è stata allenata sul dataset da 500000 eventi finchè non si è raggiunta la convergenza, ovvero quando l'errore sul dataset di test non migliorava più di una soglia percentuale prefissata. Questo veniva raggiunto dopo circa 24 epoche di training, come si nota dal grafico di figura 4.10a, in cui l'errore percentuale è inferiore al 2%. È stata posta particolare attenzione alla scelta del numero ottimale di epoche per evitare problemi di overfitting e underfitting. Nel primo caso, la rete risulterebbe eccessivamente specializzata sul dataset di addestramento, perdendo capacità di generalizzazione: la loss sul campione di validazione aumenterebbe, mentre quella del training resterebbe molto bassa. Nel secondo caso, invece, un addestramento insufficiente comporterebbe una loss complessivamente elevata e prestazioni non affidabili nella previsione dei dati.



(a) Andamento della loss del set di training e del set di validazione in funzione delle epoche.



(b) Energie predette dalla rete in funzione dell'energia vera della particella incidente.

Figura 4.10: Risultati del training della rete neurale.

A seguito dell'allenamento la rete è stata utilizzata per migliorare la risoluzione energetica nei dati già studiati per la calibrazione nella sezione 4.1. La rete cioè, per ogni evento, riceve in input i 7 parametri estratti e restituisce in output l'energia predetta della particella incidente, permettendo di ricostruire gli istogrammi di figura 4.11

Si nota che tali istogrammi sono significativamente più piccati rispetto a quelli di figura 4.3, ad esclusione di 4.11a. Questo è dovuto al fatto che la rete è stata allenata su un dataset con energia minima di 3 GeV, molto vicina ai 5 GeV degli eventi di test, e quindi la rete non può essere molto precisa nella predizione di questi dati. Problema che invece si presenta in maniera molto più attenuata all'energia di 120 GeV nonostante il massimo del range di training sia 123 GeV, in quanto intrinsecamente la risoluzione del calorimetro è migliore ad alte energie.

Il miglioramento della risoluzione energetica del calorimetro dovuto alla rete neurale predittiva è ben visibile nel plot di figura 4.12. Essa infatti, escluso il primo punto, ovvero la risoluzione a 5 GeV dovuta alla limitatezza dei dati di training, è minore della risoluzione sui dati non migliorati dalla rete di qualche percento.[14]

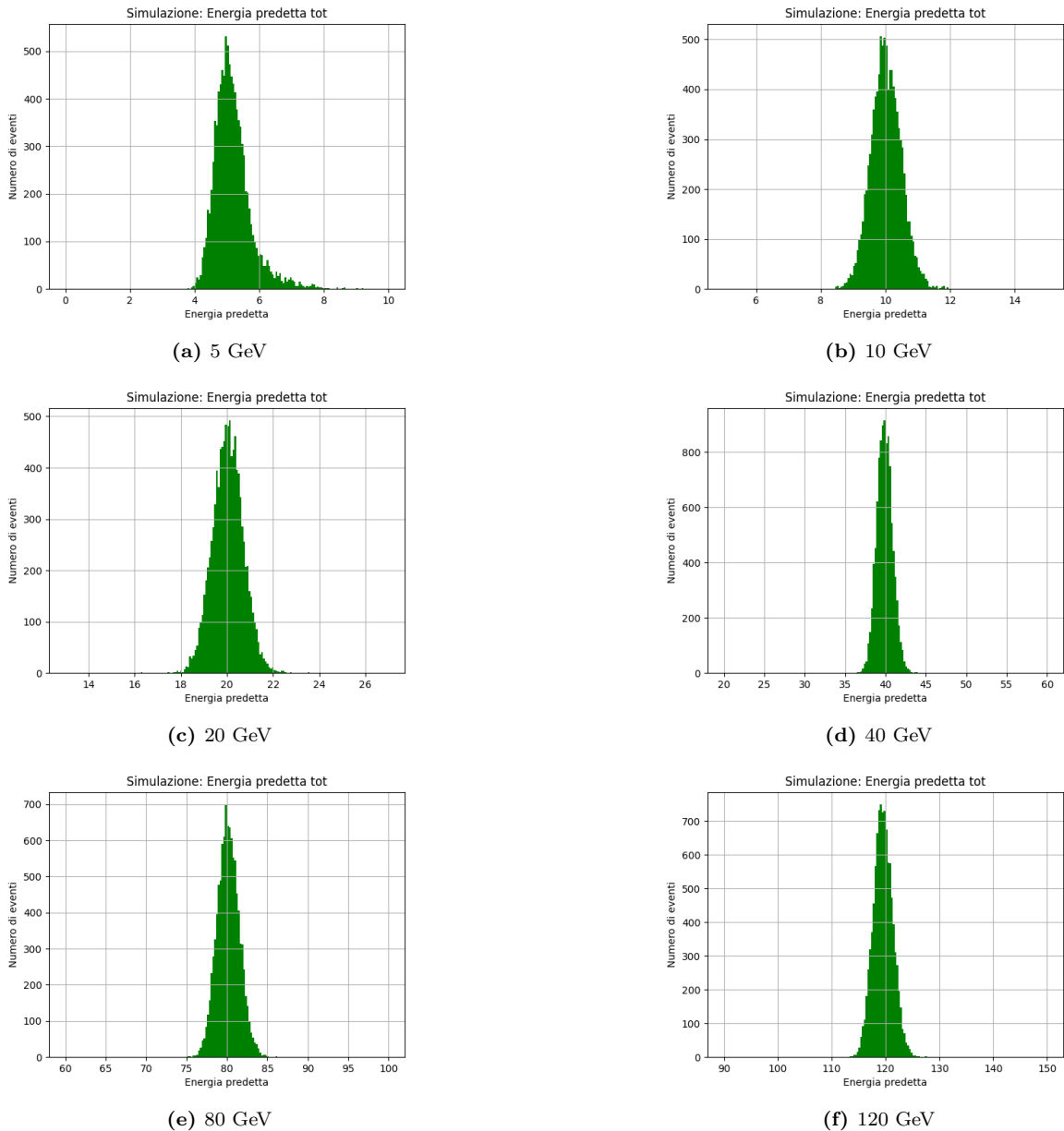


Figura 4.11: Energia predetta (in GeV) dalla rete neurale per eventi a 5, 10, 20, 40, 80 e 120 GeV.

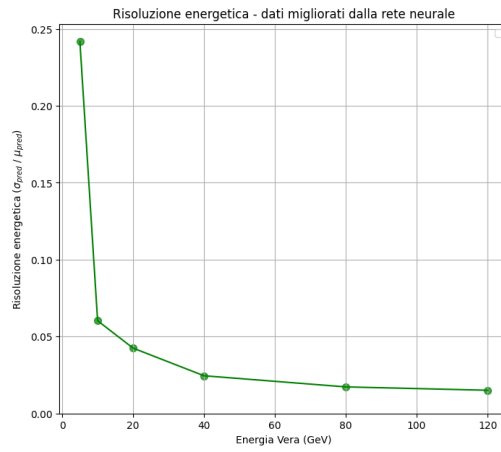


Figura 4.12: Plot della risoluzione energetica del calorimetro in funzione dell'energia della particella incidente (in GeV), calcolata come deviazione standard dell'energia predetta diviso il valore medio.

Capitolo 5

Eventi adronici

Si presentano adesso i risultati ottenuti per eventi adronici.

Sono stati simulati 10000 eventi adronici (pioni π^-) per le energie 5, 10, 20, 40, 80, 120 GeV. Per eventi di questo tipo il calorimetro ha una risposta non lineare, è stata quindi utilizzata la formula di dual-readout (eq. 3.7) per combinare i dati dei due canali di lettura nella maniera spiegata in sezione 3.4. Sperimentalmente è stato ottenuto il parametro $\chi = 0,37$ per il modello di calorimetro utilizzato [5].

Mantenendo le costanti di calibrazione già trovate per eventi elettronici, ovvero

$$k_S = 205,4521 \frac{\text{Nof}}{\text{GeV}} \quad k_C = 70,21469 \frac{\text{Nof}}{\text{GeV}}$$

è possibile usare la formula di dual-readout per ottenere le energie corrette degli eventi, sono riportati due esempi (ad energia 20 e 40 GeV) in figura 5.1.

Alle energie calcolate in questo modo è stato applicato un fit gaussiano dal quale vengono estratte media e deviazione standard utilizzate per calcolare la risoluzione energetica ($\frac{\sigma}{\mu}$).

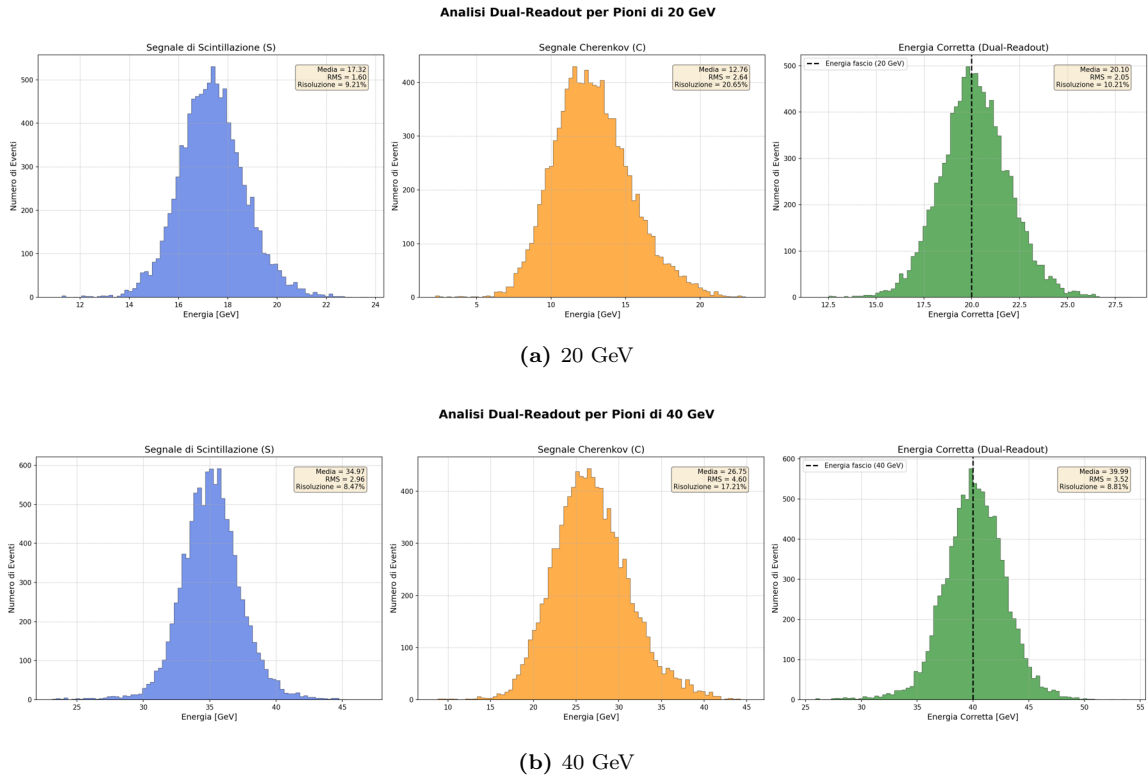


Figura 5.1: Energie nei canali Cherenkov e scintillante per eventi adronici, esse sono combinate per trovare l'energia totale con la formula di dual-readout.

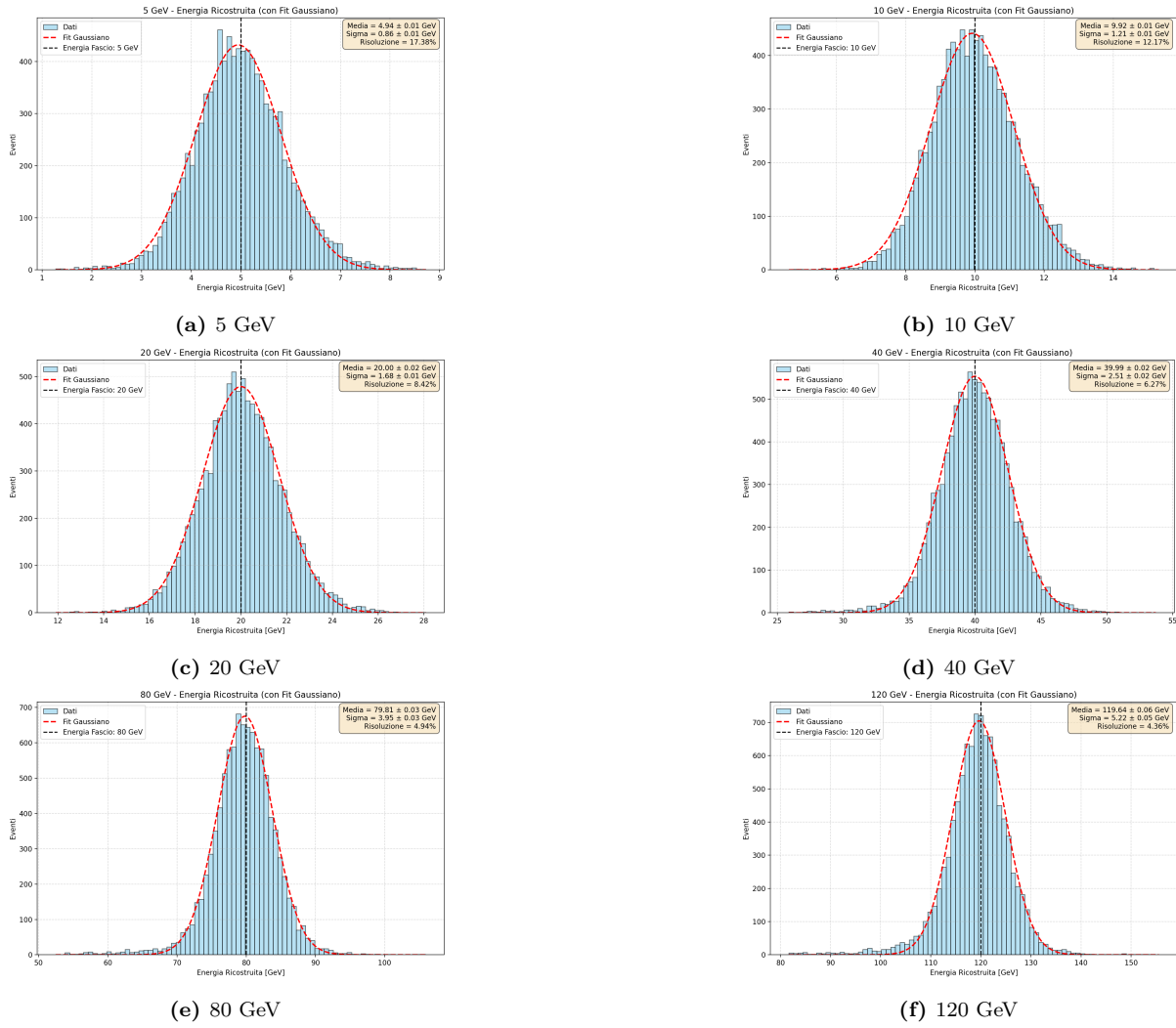


Figura 5.2: Grafici che riportano l'energia misurata dalle fibre scintillanti (a sinistra) e Cherenkov (a destra) in funzione degli angoli θ e ϕ di volo della particella incidente, per energie di 20, 40, 80 e 120 GeV.

In figura 5.2 è riportata la distribuzione dell'energia ricostruita tramite la formula del dual readout, ottenuta combinando in modo opportuno i segnali dei due canali di lettura, scintillante e Cherenkov. Alla distribuzione è stato applicato un fit gaussiano, da cui si è ricavata la risoluzione energetica del calorimetro, definita come il rapporto tra la deviazione standard e il valore medio della misura, σ/E .

Come mostrato nel plot di figura 5.3, la risoluzione energetica diminuisce all'aumentare dell'energia della particella incidente, come previsto per un comportamento dominato dal termine stocastico. I dati sperimentali sono stati interpolati sia mediante una relazione lineare sia tramite una somma in quadratura, secondo la forma generale che descrive la risoluzione energetica di un calorimetro:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c, \quad (5.1)$$

dove a rappresenta il *termine stocastico*, legato alle fluttuazioni statistiche nei processi di produzione dei segnali di scintillazione e Cherenkov, mentre c è il *termine costante*, che tiene conto di contributi sistematici.

Il *termine di rumore elettronico*, tipicamente indicato come b/E , è stato trascurato poiché il dataset analizzato proviene da simulazioni Monte Carlo e non da misure sperimentali reali: in tali condizioni non è presente rumore, inoltre esso risulta rilevante solo

alle basse energie, mentre nel range analizzato (5–120 GeV) il suo contributo è trascurabile rispetto al termine stocastico dominante.

Dal fit con somma in quadratura si ottengono i seguenti valori dei parametri:

$$a = (36,8 \pm 0,2) \% \sqrt{\text{GeV}}, \quad c = (2,67 \pm 0,06) \%.$$

Mentre il fit lineare fornisce come valori:

$$a = (34,4 \pm 0,3) \% \sqrt{\text{GeV}}, \quad c = (1,05 \pm 0,05) \%.$$

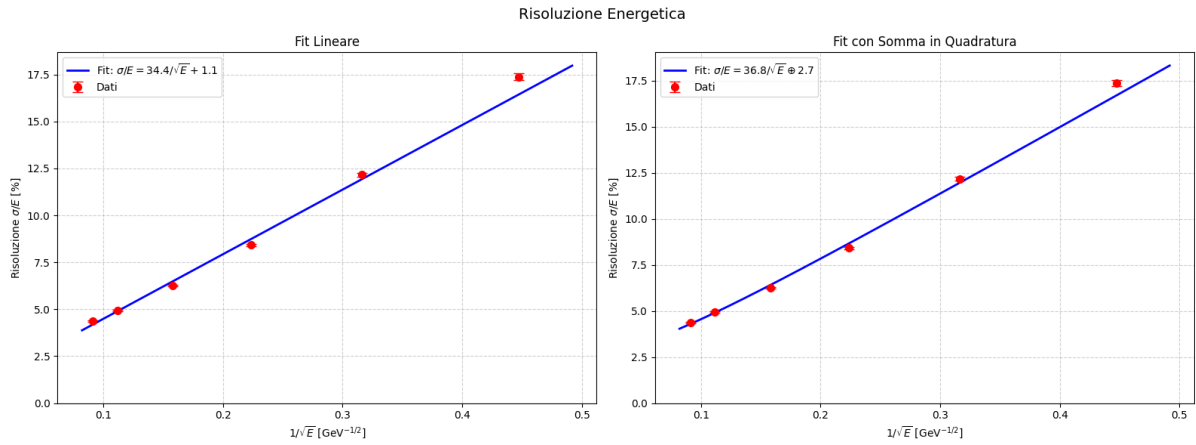


Figura 5.3: Risoluzione energetica del calorimetro in eventi adronici tramite la ricostruzione dual-readout.

5.1 Ricostruzione dello sciame

Utilizzando i dati delle singole fibre, sia scintillanti che Cherenkov, è possibile ricostruire la forma dello sciame adronico generato all'interno del calorimetro. Come mostrato in figura 5.4, gli sciame adronici tendono a svilupparsi su distanze angolari significativamente maggiori rispetto agli sciame elettronici, che risultano invece più confinati e regolari.

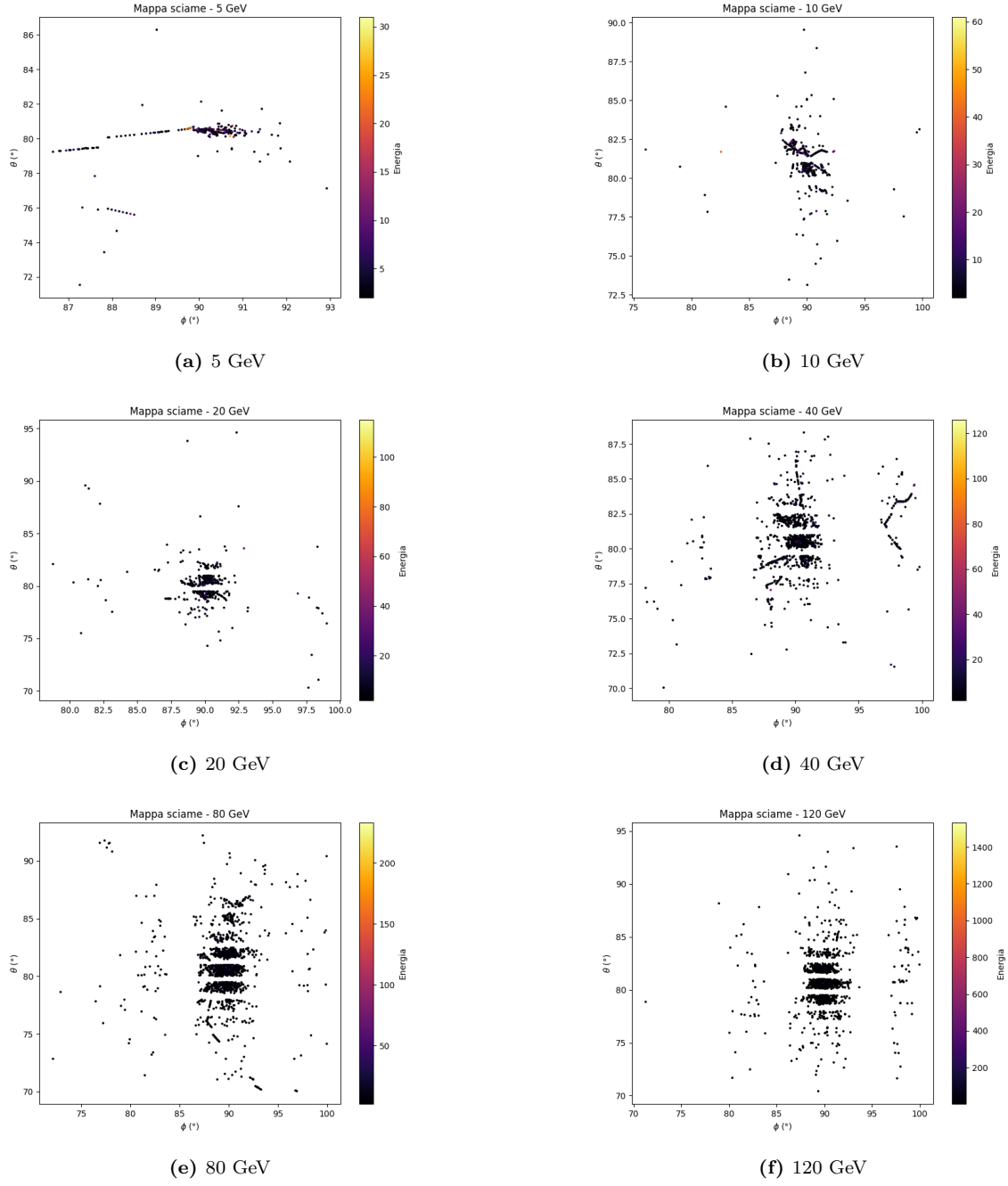


Figura 5.4: Ricostruzione della forma dello sciame quando la particella incidente è un pione, per energie di 20, 40, 80 e 120 GeV.

Conclusioni

In questo lavoro è stata studiata la risposta di un calorimetro a doppia lettura (dual-readout), concepito per il rivelatore IDEA del future circular collider (FCC-ee). L'analisi, basata su dati di simulazione prodotti in GEANT4, ha permesso di valutare le prestazioni del rivelatore in termini di linearità, risoluzione energetica e capacità di ricostruzione per eventi elettromagnetici e adronici.

Nel caso degli eventi elettronici, il calorimetro è stato calibrato trovando i due fattori di scala k_S e k_C che corrispondono al numero di fotoelettroni prodotti per unità di energia (in GeV) della particella incidente. Le distribuzioni ottenute presentano una chiara linearità sull'intero intervallo energetico considerato (da 5 a 120 GeV), confermando la stabilità della risposta e l'efficacia della calibrazione. La risoluzione energetica, definita come rapporto σ_E/μ , mostra un andamento compatibile con la dipendenza statistica $a/\sqrt{E}$, con un termine costante trascurabile. Essa vale circa 5-6% quando l'energia $E = 80$ GeV.

È stato inoltre implementato un metodo di correzione basato su rete neurale artificiale per gli eventi elettronici, addestrata sui principali parametri geometrici e di segnale dello sciame. Tale approccio ha consentito di migliorare ulteriormente la risoluzione energetica elettronica raggiungendo valori di circa 2-3% quando $E = 80$ GeV.

Per quanto riguarda gli eventi adronici, sono stati simulati fasci di pioni π^- alle energie di 5, 10, 20, 40, 80 e 120 GeV. Come atteso, la risposta del calorimetro risulta non lineare, applicando però la formula di correzione dual-readout, che combina le energie ricavate dai segnali di scintillazione S e Cherenkov C , è stato possibile ridurre sensibilmente tale non linearità e migliorare la risoluzione.

In particolare il fit lineare sui valori di risoluzione energetica $\sigma/E = a/\sqrt{E} + c$ restituisce parametri $a = (34,4 \pm 0,3)\%\sqrt{\text{GeV}}$ e $c = (1,05 \pm 0,05)\%$.

Il fit quadratico tramite l'equazione $\sigma/E = a/\sqrt{E} \oplus c$ invece restituisce i parametri $a = (36,8 \pm 0,2)\%\sqrt{\text{GeV}}$ e $c = (2,67 \pm 0,06)\%$.

Nel complesso, i risultati ottenuti dimostrano come, grazie alla possibilità di discriminare le componenti elettromagnetiche e non elettromagnetiche dell'interazione, la tecnologia dual-readout rappresenti una soluzione promettente per la misura precisa dell'energia di sciami adronici.

Bibliografia

- [1] The CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):30–61, September 2012. ISSN 03702693. doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. URL <http://arxiv.org/abs/1207.7235>. arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [2] 2020 Update of the European Strategy for Particle Physics (Brochure). Technical report, Geneva, 2020. URL <https://cds.cern.ch/record/2721370>.
- [3] The IDEA Study Group. The IDEA detector concept for FCC-ee, March 2025. URL <http://arxiv.org/abs/2502.21223>. arXiv:2502.21223 [physics] version: 4.
- [4] Gabriella Gaudio. The IDEA detector concept for FCCee. *PoS*, ICHEP2022:337, 2022. doi: 10.22323/1.414.0337.
- [5] Andreas Leon Loeschcke Centeno. *Performance studies of a dual-readout calorimeter for the IDEA detector and development of a test beam on-line monitoring tool*. thesis, University of Sussex, May 2025. URL https://sussex.figshare.com/articles/thesis/Performance_studies_of_a_dual-readout_calorimeter_for_the_IDEA_detector_and_development_of_a_test_beam_online_monitoring_tool/28845896/1.
- [6] C Caputo et al. Particle identification with the cluster counting technique for the IDEA drift chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1048: 167969, March 2023. ISSN 01689002. doi: 10.1016/j.nima.2022.167969. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S016890022201261X>.
- [7] Particle Data Group et al. Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8):083C01, August 2022. ISSN 2050-3911. doi: 10.1093/ptep/ptac097. URL <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>. _eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2022/8/083C01/49175539/ptac097.pdf>.
- [8] W. Heitler. *The quantum theory of radiation*, volume 5 of *International Series of Monographs on Physics*. Oxford University Press, Oxford, 1936.
- [9] Yasmine Israeli. *Energy Reconstruction in Highly Granular Calorimeters for Future Electron-Positron Colliders*. PhD thesis, Technische Universität München, 2019. URL <https://mediatum.ub.tum.de/1459326>.
- [10] Richard Wigmans. *Calorimetry: Energy Measurement in Particle Physics*. Oxford University Press, September 2017. ISBN 978-0-19-878635-1. doi: 10.1093/oso/9780198786351.001.0001. URL <https://doi.org/10.1093/oso/9780198786351.001.0001>.

- [11] Markus Frank, Frank Gaede, Marko Petric, and Andre Sailer. Aidasoft/dd4hep, October 2018. URL <https://doi.org/10.5281/zenodo.592244>. webpage: <http://dd4hep.cern.ch/>.
- [12] C. W. Fabjan and D. Fournier. Calorimetry. In Christian W. Fabjan and Herwig Schopper, editors, *Particle Physics Reference Library: Volume 2: Detectors for Particles and Radiation*, pages 201–280. Springer International Publishing, Cham, 2020. ISBN 978-3-030-35318-6. doi: 10.1007/978-3-030-35318-6_6. URL https://doi.org/10.1007/978-3-030-35318-6_6.
- [13] N. Ampilogov et al. Exposing a fibre-based dual-readout calorimeter to a positron beam, 2023. URL <https://arxiv.org/abs/2305.09649>.
- [14] Ian Goodfellow, Yoshua Bengio, and Aaron Courville. *Deep Learning*. MIT Press, 2016. <http://www.deeplearningbook.org>.