



A.D. 1308

unipg

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI
DI PERUGIA

Dipartimento di Fisica e Geologia

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studio dell'impatto sul tracciamento, della misura temporale nel Plastic Scintillator Detector dell'esperimento HERD

Candidato
Claudio Brugnoni

Relatore
Dott. Matteo Duranti

Correlatore
Dott. Nicola Mori

Anno Accademico 2021-2022

Indice

1 Fisica dei Raggi Cosmici	4
1.1 Raggi Cosmic	4
1.1.1 Composizione dei raggi cosmici	4
1.2 Spettro dei raggi cosmici primari	6
1.3 Rivelazione dei raggi cosmici	7
1.3.1 Rivelazione diretta: spettroscopia magnetica	8
1.3.2 Rivelazione diretta: calorimetria	9
1.4 Rivelatori in funzione	16
1.4.1 AMS-02	16
1.4.2 DAMPE	18
1.4.3 Approccio calorimetrico vs approccio spettrometrico	19
2 L'esperimento HERD	21
2.1 Obiettivi scientifici	21
2.2 Struttura del rivelatore	26
2.2.1 Sistema di riferimento	30
2.2.2 CALOrimeter	30
2.2.3 FIber Tracker	31
2.2.4 Plastic Scintillator Detector	32
2.2.5 Silicon Charge Detector	33
2.2.6 TRD	34
3 Stato dell'arte HerdSoftware e tracciamento	35
3.1 HerdSoftware	35
3.1.1 Simulazione GGS	36
3.1.2 EventAnalysis	36
3.1.3 HerdSoftware	37
3.2 Il tracciamento	38
3.2.1 Digitzzazione dei dati simulati e trigger	38
3.2.2 Asse del calorimetro	38
3.2.3 Clusterizzazione e tracciamento	39
3.3 Problemi del backscattering e del leakage	39
3.3.1 Ottante d'ingresso	40
3.3.2 Proposta della misura di tempo	40
4 Impatto della misura temporale sul tracciamento	43
4.1 Acquisizione temporale nel Plastic Scintillator Detector	43
4.1.1 Modellizzazione	44
4.2 Distribuzione temporale dei segnali	44
4.3 Determinazione del lato di ingresso	45
4.4 Efficienza di tracciamento	45

4.4.1	Utilizzo del timing per la selezione delle hit	48
4.5	Qualità di tracciamento	49
4.5.1	Risoluzione angolare	49
4.5.2	Risoluzione spaziale SCD	53
4.6	Valutazione delle dimensioni delle tiles del PSD	55
A	Tabelle	59
A.1	Efficienza ricostruzione lato d'ingresso	59
A.2	Efficienza ricostruzione tile d'ingresso	60
A.3	Efficienza di tracciamento 2D	61
A.4	Efficienza di tracciamento 3D	62
A.5	Risoluzione angolare	63
A.6	Risoluzione spaziale traccia SCD	64
A.7	Risoluzione spaziale PSD	65

Introduzione

L'atmosfera terrestre è costantemente irradiata da particelle cariche di alta energia che la raggiungono da ogni direzione. Queste particelle, che provengono principalmente dalla nostra stessa galassia, sono dette raggi cosmici (CR). La componente carica si compone di protoni e altri nuclei, elettroni, positroni e tracce di altra antimateria. Lo spettro energetico segue una legge di potenza decrescente che va dalla frazione del GeV fino a 10^{20} eV e oltre.

Lo studio dei raggi cosmici ha permesso in passato, prima dell'impiego degli acceleratori, di scoprire molte delle particelle subatomiche oggi note. Ancora oggi permette di osservare eventi molto più energetici di quelli che è possibile ricreare in laboratorio con le tecnologie moderne, e ci dà quindi la possibilità di sondare i limiti del modello standard. La loro natura, inoltre, fa sì che siano un ponte diretto tra il mondo microscopico delle interazione fondamentali e le scale stellari e galattiche a cui avvengono i loro meccanismi di accelerazione e propagazione. Il loro studio permette perciò anche di estendere anche la nostra conoscenza della galassia e dei fenomeni che la popolano.

Da terra non è possibile osservare direttamente i raggi cosmici dato che attraversando l'atmosfera le particelle vengono degradate in una cascata (chiamata in gergo *shower* o *sciame*) di particelle secondarie. La componente ad alta energia può essere studiata rivelando queste shower a terra, utilizzando l'atmosfera come un calorimetro. La misura a terra, per quanto consenta di indagare lo spettro dei CR fino alle energie più alte, è affetta da grandi incertezze sistematiche e non consente una misura a livello di singola particella. Questo tipo di misura, quindi, non è in grado di effettuare studi di composizione molto accurati e di conseguenza molte misure di specie rare (nuclei meno abbondanti, elettroni e tutta l'antimateria) sono essenzialmente impossibili.

La rivelazione diretta (i.e. particella per particella) dei CR, invece, rende possibile la misura spettrale di ogni singola componente dei CR, ma la massima energia a cui la misura si può estendere è determinata, in prima istanza, dalla statistica raggiungibile date le dimensioni del rivelatore e il tempo totale di presa dati. Questo tipo di misura deve essere condotta in alta atmosfera o su satelliti orbitanti, proprio per evitare l'interazione delle particelle *primarie* con l'atmosfera e quindi la loro disintegrazione: questo implica che i rivelatori impiegati siano limitati dalle necessità logistiche, tecniche ed economiche di un esperimento nello spazio o su pallone aerostatico.

La rivelazione diretta, e in particolare la misura energetica, può essere effettuata sfruttando principalmente due metodologie: la spettroscopia magnetica o la calorimetria.

La prima si basa sulla misura del raggio di curvatura in un campo magnetico noto. Se associata a una misura di carica questa permette di ricavare l'impulso della particella. All'aumentare dell'energia dovremmo però avere spettrometri sempre più grandi, risoluzioni spaziali sempre più raffinate o campi magnetici sempre più intensi. Per questo anche il più avanzato spettrometro magnetico attivo nella rivelazione dei CR (AMS-02) fornisce misure affette da incertezze molto grandi per Rigidità ($R = p/q$) superiori a qualche TV.

La calorimetria sfrutta invece dei calorimetri per indurre i CR a generare degli sciami di particelle secondarie che depositino la loro energia in un materiale scintillante per poterne ricostruire l'energia totale. Lo sviluppo longitudinale di uno sciame aumenta, seppur logaritmicamente, con l'energia e perciò, dovendo mantenere le dimensioni limitate dei rivelatore, perciò comunque la rivelazione diretta calorimetrica è limitata a qualche decina di TeV. Al contrario della

spettrometria, però, fin tanto che lo sciame è contenuto all'interno del calorimetro (i.e l'energia depositata è una frazione alta di quella totale), la misura energetica è affetta da sistematiche contenute (2%-3% per particelle elettromagnetiche anche ad energie molto alte e per le quali il fattore limitante è tipicamente la statistica, 30%-40% per le specie nucleari).

La collaborazione HERD si propone di realizzare uno strumento per la rivelazione diretta dei raggi cosmici che estenderà il range energetico delle misure spettrali, delle componenti dei CR misurabili per via calorimetrica, di almeno un ordine di grandezza oltre le energie attualmente raggiunte. Lo strumento dovrebbe entrare in funzione sulla stazione spaziale Tiangong3 nel 2027. La struttura proposta prevede un calorimetro centrale cubico (anche se geometrie più ottimizzate in termini di peso stanno venendo studiate) omogeneo, isotropo e altamente segmentato per permettere la ricostruzione dello sviluppo spaziale degli sciami da qualunque direzione di incidenza. Cinque delle sei facce del calorimetro sarebbero coperte da una serie di strumenti per la rivelazione delle tracce, la misura della carica e la discriminazione dei fotoni. In particolare un tracciatore a fibre scintillanti (FIT), un rivelatore di carica a scintillatori plastici (PSD) e un modulo di rivelatori a silicio che permette di tracciare particelle e misurare la carica con elevata confidenza (SCD). Un rivelatore di radiazione di transizione (TRD) permette di cross-calibrare i dati del calorimetro, direttamente in volo e con energie non raggiungibili con i test su fascio. La caratteristica più innovativa di HERD riguarda la profondità del calorimetro ($55 X_0$ o $3 \lambda_I$) e la sua ampia accettanza (fattore di proporzionalità fra flusso e numero di conteggi misurati, essenzialmente data dalla convoluzione dell'area di rilevazione con il campo di vista) data dai rivelatori esterni che coprono più di metà dell'intero angolo solido. Queste caratteristiche permettono di ottenere delle buone risoluzioni energetiche, fino ad energie dell'ordine delle decine di TeV per elettroni e fotoni e anche fino al PeV per i nuclei, potendo anche contare su una statistica elevata nonostante la bassa frequenza di eventi alle più alte energie.

Un problema aperto con l'attuale processo di tracking previsto per HERD riguarda la presenza di forward leaking associato a backsplash (produzione di particelle secondarie, all'interno del calorimetro, in direzione opposta a quella di propagazione del CR primario) nella rivelazione degli eventi adronici e in quelli elettromagnetici ad energie elevate. Quando dal calorimetro sfuggono quantità paragonabili di particelle secondarie in avanti e indietro rispetto al moto del CR primario, si genera ambiguità nella ricostruzione dell'evento. In particolare non è possibile identificare con elevata sicurezza il lato di ingresso della particella e di conseguenza aumenta anche l'incertezza sulla ricostruzione della direzione di arrivo. Lo scopo di questo lavoro di tesi sta proprio nello studiare la validità di una possibile soluzione a questo problema.

La soluzione proposta, investigata in questo lavoro di tesi, riguarda l'implementazione di un sistema di misura temporale da realizzare all'interno del PSD. Sfruttando gli scintillatori plastici, che hanno tempi caratteristici di risposta ai depositi molto rapidi, è infatti possibile ottenere risoluzioni temporali estremamente accurate (decine o poche centinaia di ps). Misurando il tempo di passaggio delle particelle nel rivelatore si può facilmente identificare il singolo elemento sensibile (*tile*, di qualche decina di cm^2) da dove è passato il CR primario e quindi il lato di ingresso associato all'evento. L'informazione legata alla tile può inoltre ottimizzare il processo di tracciamento imponendo un vincolo sulla regione spaziale in cui cercare le hit di segnale nel tracciatore rispetto al rumore generato dal backsplash.

I risultati ottenuti dallo studio mostrano che la possibilità di effettuare questa misura permetterebbe di migliorare sensibilmente le prestazioni dello strumento, sia in termine di efficienza di tracciamento che in termini di qualità delle tracce ricostruite. Permetterebbe infatti di migliorare sia la risoluzione angolare con cui viene ricostruita la direzione di arrivo delle particelle, che la risoluzione spaziale con cui viene individuata la posizione della particella nel tracciatore, riducendo sensibilmente l'associazione di hit spurie durante l'identificazione di quelle dovute al primario (*track finding*). Quest'ultima caratteristica è importante per avere delle misure di carica accurate.

Nel corso del primo capitolo verrà presentata una panoramica sulla fisica dei raggi cosmici e

sulle tecniche utilizzate per la loro misura.

Nel secondo verrà presentato l'esperimento HERD, sia in termini dei suoi sotto-rivelatori che delle prospettive di misura. Verrà inoltre discusso brevemente lo state dell'arte dei rivelatori attualmente operanti nello spazio per la misura diretta dei CR.

Nel terzo capitulo verrà descritto brevemente il software ufficiale della collaborazione HERD e gli strumenti software e le produzioni di dati simulati (MonteCarlo) utilizzati per gli studi effettuati per questo lavoro di tesi.

Nel quarto capitolo verranno presentati i risultati ottenuti in questo lavoro di tesi e verrà discusso del loro impatto sul rivelatore in via di definizione.

Capitolo 1

Fisica dei Raggi Cosmici

In questo capitolo saranno introdotti i concetti generali sui raggi cosmici.

Sarà descritta la composizione, cioè le specie particellari che li popolano e le loro abbondanze relative, e lo spettro energetico che riusciamo a misurare a Terra. Saranno poi descritti alcuni dei modelli proposti per spiegarne l'origine e la propagazione nella galassia e infine alcuni dei problemi aperti nello studio dei raggi cosmici.

Verranno descritte brevemente anche le tecniche utilizzate per la loro rivelazione.

1.1 Raggi Cosmici

I raggi cosmici sono particelle altamente energetiche che si muovono nella galassia fino a raggiungere la Terra. Come descritto in Sec.1.2 e mostrato in Fig.1.1 il loro spettro, cioè il flusso (numero di particelle per unità di area, tempo e angolo solido) differenziale in Energia, è ben approssimabile con una legge di potenza che si estende per oltre 20 ordini di grandezza in Energia e oltre 30 in intensità. Sono composti principalmente da nuclei ionizzati (98%), in particolare protoni per l'86%, particelle alfa per l'11% e nuclei più pesanti per l'1%. Elettroni, fotoni, neutrini e antimateria popolano il restante 2% [1].

Rivestono un'importanza del tutto unica in quanto rappresentano un ponte tra campi della fisica apparentemente molto lontani: il mondo microscopico delle interazioni fondamentali tra particelle elementari ($\sim 10^{-15}$ m) e le enormi scale dei processi astrofisici ($> 10^{22}$ m). In passato, prima dell'avvento degli acceleratori, lo studio dei raggi cosmici fu fondamentale per la scoperta e lo studio dell'antimateria e di molte delle particelle oggi note, come muoni, pioni e kaoni. Ancora oggi lo studio dei raggi cosmici permette di avere accesso ad eventi estremi di altissima energia che non sono ancora riproducibili in laboratorio e che perciò permettono di sondare i limiti del modello standard.

Sebbene non sia ancora del tutto chiaro quali processi accelerino i raggi cosmici, è evidente che la quasi totalità arriva da fuori il sistema solare, ma dall'interno della galassia. Le relativamente poche particelle che hanno origine solare sono caratterizzate da una correlazione temporale con gli eventi violenti del Sole e perciò da un'elevata variabilità. Al contrario la maggior parte dei raggi cosmici mostra un'anticorrelazione con l'attività solare. Questo perché vengono schermati con maggiore efficienza durante i periodi in cui il vento solare si espande in modo più intenso. I raggi cosmici ad energia più alta ($> 10^{18}$ eV) hanno raggio di Larmor più grande del diametro della galassia. Questi sono perciò molto probabilmente di origine extragalattica.

1.1.1 Composizione dei raggi cosmici

La figura 1.2 mette a confronto le abbondanze relative degli elementi nei raggi cosmici (linea scura) con le abbondanze degli nel sistema solare (linea chiara). Entrambi gli andamenti mostrano il

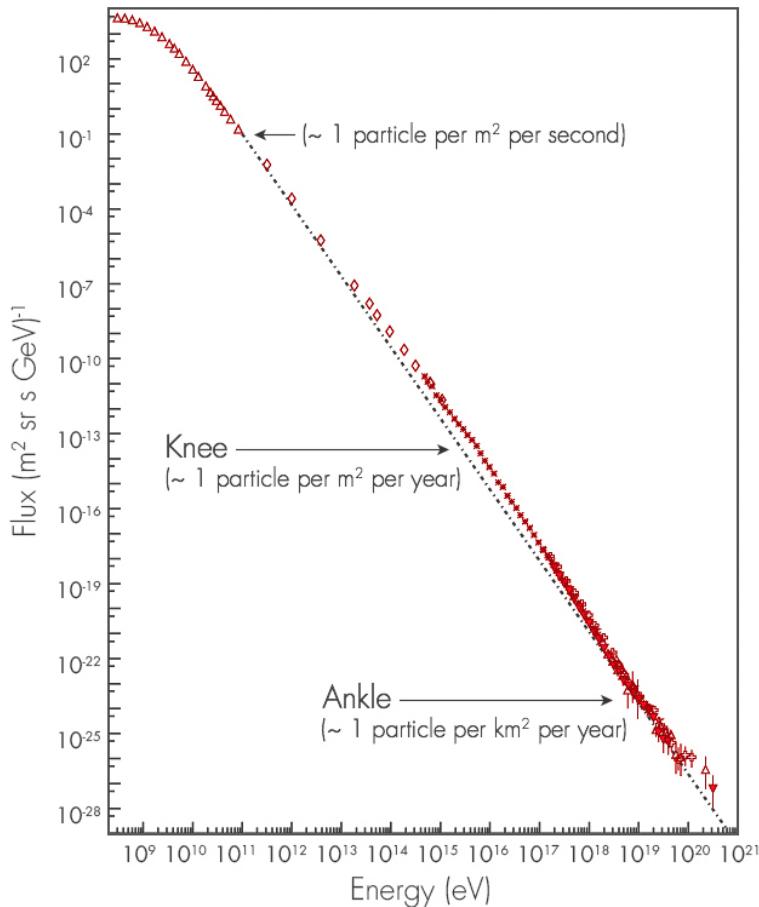


Figura 1.1: Il grafico rappresenta lo spettro combinato dei raggi cosmici in scala doppio logaritmica. Eccezion fatta per la regione a energie più basse che subisce una forte modulazione da parte dell'attività solare, tutto l'andamento può essere ben modellizzato con leggi di potenza fino alle energie di 10^{20} eV.

cosiddetto effetto pari-dispari, cioè i nuclei con Z pari appaiono consistentemente più abbondanti dei nuclei con Z dispari. Questo è dovuto alla natura delle forze di legame nucleari che li rendono più stabili. Confrontando però le abbondanze relative delle singole specie nucleari nei raggi cosmici e nel sistema solare, si nota immediatamente che le abbondanze (relative a quella del carbonio, usato come normalizzazione) di azoto, ossigeno, ferro e di molti nuclei pari (Ne, Mg, ...) sono molto simili; dato che questi nuclei sono quelli che sono maggiormente prodotti dalla nucleosintesi nelle stelle, ciò suggerisce che molte delle specie nucleari dei raggi cosmici debbano essere di origine stellare. Tuttavia appaiono evidenti due differenze importanti negli andamenti:

- i nuclei con $Z > 1$ sono molto più abbondanti rispetto ai protoni nei raggi cosmici che nel sistema solare. Questo fenomeno non è ancora stato spiegato in modo esaustivo, ma potrebbe essere legato al fatto che l'idrogeno è relativamente difficile da ionizzare per essere iniettato nel processo di accelerazione, oppure potrebbe riflettere una differenza nella composizione della materia alle sorgenti [2].
- la seconda differenza è invece più semplice da spiegare ed è uno strumento importante per comprendere la propagazione e il confinamento dei raggi cosmici. I due gruppi di elementi Li, Be, B ($Z = 3, 4, 5$) e Sc, Ti, V, Cr, Mn ($Z = 21 \div 25$) sono molti ordini di grandezza più abbondanti nella radiazione cosmica che nella materia del sistema solare. Questi elementi sono essenzialmente assentati come prodotto della nucleosintesi stellare dato che mostrano barriere coulombiane relativamente basse e vengono perciò consumati molto

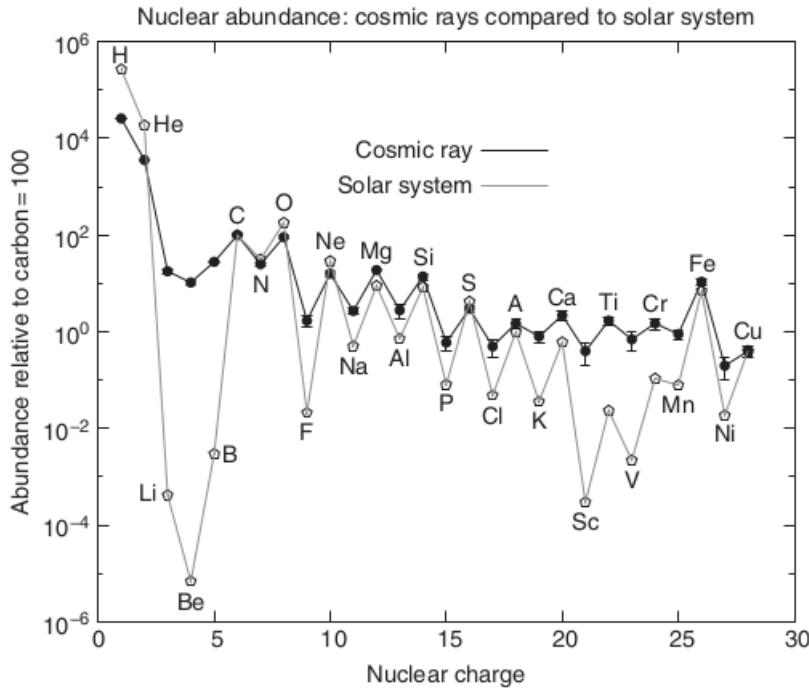


Figura 1.2: Le due serie di dati nel grafico rappresentano l'abbondanza di ciascun elemento nei raggi cosmici (linea scura) e nel sistema solare (linea chiara). Per ciascuna popolazione l'abbondanza è calcolata relativamente a un centesimo di quella del carbonio.

velocemente per produrre nuclei più pesanti. Sono però presenti nella radiazione cosmica come prodotto della spallazione di altri nuclei, in particolare di carbonio e ossigeno e del ferro rispettivamente, con il mezzo interstellare (ISM). Dalla conoscenza delle sezioni d'urto di spallazione si può prevedere quanta materia è stata attraversata dai raggi cosmici tra la produzione e l'osservazione. Per la maggior parte dei raggi cosmici la quantità di materia attraversata è dell'ordine di $X = 5 \text{ g/cm}^2$. La densità ρ_N nel disco della galassia è di circa 1 protone ogni cm^3 , perciò lo spessore di materiale corrisponde a una distanza

$$l = X/(m_p \rho_N) = 3 \cdot 10^{24} \text{ cm} \simeq 1000 \text{ kpc}$$

Dato che parte della propagazione potrebbe avvenire nell'alone galattico, che è meno denso, questo rappresenta un limite inferiore alla distanza media. In ogni caso $l \gg d \simeq 0.1 \text{ kpc}$, cioè la metà dello spessore del disco galattico. Perciò il confinamento dei raggi cosmici è un processo diffusivo in cui le particelle vagano a lungo prima di riuscire a sfuggire nello spazio intergalattico.

1.2 Spettro dei raggi cosmici primari

La figura 1.3 dà una vista globale dello spettro energetico e della composizione dei raggi cosmici galattici e extragalattici. Le energie osservate coprono un intervallo energetico enorme che va da meno di 1 GeV a più di 10^{20} eV: dodici ordini di grandezza. In questo range il flusso differenziale (o spettro) misurato, $\Phi(E)$, inteso come particelle incidenti per unità di tempo, superficie, angolo solido e energia, decresce rapidamente estendendosi per più di 30 ordini di grandezza.

Al di sopra di poche decine di GeV gli effetti della modulazione solare possono essere trascurati e lo spettro totale dei CR può essere descritto da una legge di potenza

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

dove dN rappresenta la densità di particelle con energia compresa tra E e $E + dE$. Come si può notare dalla figura 1.1 l'indice spettrale γ assume valori leggermente diversi a diverse energie. All'energia di circa 10^{15} eV si osserva il cosiddetto ginocchio. A questa energia lo spettro diventa leggermente più ripido (*softening*) con il passaggio dell'indice spettrale da $\gamma \sim 2.7$ a $\gamma \sim 3.1$. Ad energie più elevate, si osservano altre due rotture: un secondo ginocchio a circa 10^{17} eV e la cosiddetta caviglia a 10^{18} eV. In corrispondenza della caviglia l'indice spettrale diminuisce (*hardening*) tornando a $\gamma \sim 2.7$. L'andamento è mantenuto fino all'energia di $2 \cdot 10^{19}$ eV, energia alla quale si osserva un rapido precipitare dello spettro.

La precisa origine di queste strutture non è del tutto chiara, ma va associata a contributi di diverse sorgenti che iniettano CR a diverse energie e alla dipendenza dall'energia dei processi di propagazione.

I resti di supernova (SNR) sono stati identificati come i siti di accelerazione della gran parte dei CR carichi fino alla caviglia. Dopo essere stati iniettati questi viaggiano milioni di anni attraverso la galassia confinati dal campo magnetico galattico e continuamente diffusi dalle sue irregolarità a formare un moto casuale in tutto il disco. Dato che la dinamica dell'accelerazione e del confinamento dipende principalmente dalla rigidità delle particelle, e non direttamente dall'energia, un taglio sulle rigidità comune a tutte le specie di CR risulterà in multipli tagli sull'energia nello spettro complessivo. I ginocchi sembrano emergere proprio da questi meccanismi di sovrapposizione degli spettri di nuclei diversi. Sotto questa ipotesi ci si aspetta di osservare un aumento dell'abbondanza relativa dei nuclei più pesanti a energie più alte.

Avvicinandosi alla caviglia i CR di origine extra galattica diventano dominanti. Questi sono prodotti da siti di accelerazione diversi come nuclei galattici attivi (AGN). Ad energie superiori a $5 \cdot 10^{19}$ eV i protoni iniziano a perdere molta energia interagendo con i fotoni della radiazione cosmica di fondo attraverso collisioni inelastiche del tipo

$$\gamma + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$$

$$\gamma + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$$

Questi processi pongono un limite massimo sull'energia dei CR osservati. Un cut-off nello spettro a circa 10^{20} eV è perciò aspettato. Questo meccanismo è detto Greisen-Zatsepin-Kuzmin cut-off.

1.3 Rivelazione dei raggi cosmici

Per studiare i CR in tutto il loro range energetico è necessario sfruttare tecniche sperimentali molto diverse in diversi intervalli energetici. La rivelazione diretta dei CR primari, ad esempio, può essere condotta solo per energie fino a qualche TeV, per le componenti più rare, come gli elettroni, o centinaia di TeV per i protoni e nuclei più abbondanti. Per prevenire le interazioni distruttive con l'atmosfera è necessario porre i rivelatori in palloni aerostatici che possano raggiungere la stratosfera o su satelliti in orbita. I limiti di massa, volume e potenza elettrica assorbita per questi esperimenti nello spazio fanno sì che si possa osservare solo fenomeni con flussi piuttosto intensi e quindi con energie non troppo alte.

Ad energie più alte l'unica via percorribile dal punto di vista sperimentale è la rivelazione indiretta da terra. Nell'attraversare l'atmosfera i CR ad alta energia interagiscono con gli atomi dell'aria in una lunga serie di urti anelastici che portano a generare una intensa cascata di particelle secondarie. Questo sciamone relativistico si propaga verso terra in modo pressoché uniforme. Le tecniche di rivelazione a terra si basano proprio sulla misura simultanea di una moltitudine di segnali provenienti da una direzione comune. Propagandosi verso terra lo sciamone tende ad allargarsi e per questo è necessario coprire enormi superfici con matrici di rivelatori altamente sincronizzati. Mentre la maggior parte delle particelle secondarie decade o viene assorbito i muoni riescono a raggiungere terra. Questo perché posseggono una vita media piuttosto lunga, non

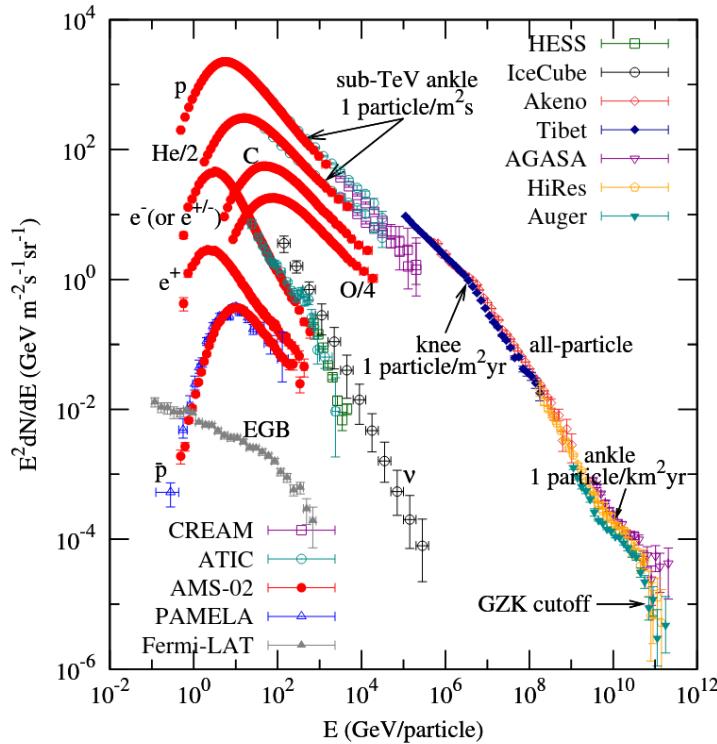


Figura 1.3: Il grafico riporta in modo dettagliato gli spettri misurati da vari esperimenti per le varie specie di particelle trovate nei CR galattici ed extragalattici. Il flusso è moltiplicato per E^2 per ridurre la pendenza dei grafici e facilitarne la visualizzazione.

interagiscono adronicamente con l'aria e non irridiano quanto gli elettroni. Proprio per questo esperimenti come Auger possono studiare i CR di altissima energia rivelando sciami di muoni. Un'altra tecnica sfrutta la radiazione Cherenkov prodotta dalle particelle ultra-relativistiche che attraversano l'atmosfera per rivelare CR di alta energia. Nelle misure indirette la specie e l'energia della particella primaria possono essere ricostruite dalle caratteristiche dello sciame, ma con elevate incertezze.

1.3.1 Rivelazione diretta: spettroscopia magnetica

Il raggio di curvatura per una particella di carica Z in un campo magnetico di intensità B è $r_L = R/B$, dove $R = pc/Ze$ è la rigidità magnetica della particella. Se la particella è un nucleo con numero di massa A allora il suo momento totale p si può scrivere in funzione del momento per nucleone $p = A \times p_N$. Misurando la curvatura del nucleo in un campo noto e la sua carica, si può allora determinare il prodotto della sua massa e del suo momento per nucleone. Se il nucleo è completamente ionizzato, la misura della carica permette di identificare l'elemento. Se in più si conosce la velocità (o equivalentemente il fattore di Lorentz) è possibile determinare anche l'isotopo. La *Maximum Detectable Rigidity* (MDR), cioè il valore di R per la quale si ha un errore del 100%, di uno spettrometro è determinata dall'intensità del campo B , dall'estensione spaziale L del campo magnetico e dalla risoluzione spaziale del sistema tracciante. Dall'equazione della forza di Lorentz, l'impulso trasverso trasferito a una particella energetica con $\beta \simeq 1$ in un tempo δt è

$$\delta_p \simeq ZeB\delta t = ZeBL/c \quad (1.2)$$

Perciò

$$\frac{\delta p}{p} \simeq \frac{\delta x}{L} \simeq \frac{ZeBL}{pc} \quad (1.3)$$

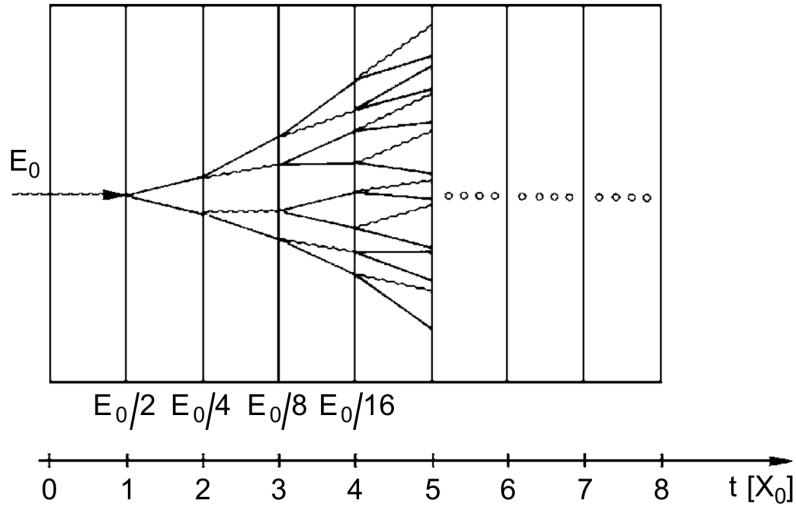


Figura 1.4: Rappresentazione schematica del modello di Heitler per i sciami elettromagnetici. Dopo esattamente una lunghezza di radiazione, ogni particella dello sciame irradia o converte raddoppiando la popolazione totale dello sciame. Figura da [2].

dove $\delta x = ZeBL^2/pc$ è la deviazione della traiettoria da una linea retta.

Perciò l' MDR è

$$R_{max} = \frac{p_{max}c}{Ze} = \frac{BL^2}{\delta x_{min}} \quad (1.4)$$

Numericamente, per $B = 10$ kG ($= 1$ T), $L = 1$ m e $\delta x_{min} = 1$ mm, $R_{max} = 300$ GV. Più precisamente, $\delta x_{min}/L^2$ è l'incertezza con cui la curvatura ($1/r_L$) viene determinata, che dipende dal numero di punti misurati lungo la traiettoria e dall'incertezza di ogni misura.

La massima energia alla quale è possibile misurare il flusso di una specie di CR è limitata anche dalla statistica delle misura, e quindi in ultima sostanza dall'“esposizione” del rivelatore, cioè dal prodotto di accettanza, A (tipicamente misurata in m^2 sr)¹ e tempo di operatività (tipicamente misurata in s).

1.3.2 Rivelazione diretta: calorimetria

In alternativa agli spettrometri magnetici, l'energia dei raggi cosmici può essere misurata tramite calorimetri. I metodi calorimetrici consistono nel totale assorbimento dell'energia di una particella in un volume di materiale che permette la misura dell'energia depositata. Fotoni altamente energetici, elettroni e adroni interagiscono con la materia producendo particelle secondarie che danno vita a uno sviluppo a cascata. Ciascuna di queste particelle secondarie cedono energia al materiale fino a consumare completamente l'energia della particella iniziale. Per la fisica delle alte energie si utilizzano materiali scintillanti per convertire l'energia depositata in luce che può essere facilmente acquisita.

In base alla natura della particella primaria si possono generare sciami di carattere elettromagnetico o adronico, le cui caratteristiche peculiari ne definiscono i limiti di misura ma forniscono anche un metodo sperimentale per distinguere le particelle che li hanno generati.

Sciami elettromagnetici

Per energie dell'ordine del MeV fotoni che attraversano la materia interagiscono principalmente attraverso effetto fotoelettrico ed effetto Compton. Le particelle cariche invece perdono energia

¹come detto nell'Introduzione, l'accettanza è il fattore moltiplicativo che lega l'intensità del flusso e il numero di particelle rivelate ed è, sostanzialmente, la convoluzione dell'area sensibile di rivelazione e del campo di vista

ionizzando e eccitando il materiale attraversato. Per energie maggiori di 100 MeV invece elettroni (e positroni) perdono energia quasi esclusivamente tramite *bremsstrahlung*, mentre i fotoni producendo coppie elettrone-positrone. Questi ultimi processi sono quelli che permettono lo sviluppo del processo a cascata che dà vita allo sciamone, mentre i primi sono quelli che portano al totale assorbimento delle particelle secondarie che hanno perso sufficiente energia.

La *bremsstrahlung*, o radiazione di frenamento, è il processo per cui un elettrone energetico, urtando con un nucleo, viene decelerato ed emette di conseguenza un fotone. L'energia irradiata tramite questo processo da un elettrone di energia E può essere descritta tramite una formula approssimata

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{E}{X_0}, \quad X_0 \simeq \frac{1}{\rho[\text{g/cm}^3]} \cdot \frac{716.4 \cdot A[\text{g/mol}]}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \text{cm} \quad (1.5)$$

X_0 è detta lunghezza di radiazione e rappresenta la lunghezza dopo cui l'elettrone perde in media una frazione $1/e$ della sua energia, ρ , Z e A sono rispettivamente la densità, il numero atomico e la massa atomica del mezzo attraversato.

Attraversando un materiale, un fotone con energia maggiore di due volte la massa dell'elettrone può interagire con il campo elettromagnetico del materiale producendo una coppia $e^+ - e^-$. Considerando un fascio di N fotoni, la riduzione media del loro numero per unità di spessore attraversato a causa del processo di produzione di coppie è data dalla seguente formula:

$$\frac{dN}{dx} = -\frac{N}{\lambda} \quad (1.6)$$

λ e X_0 sono legati dalla relazione $\lambda = \frac{9}{7}X_0$. X_0 è perciò una lunghezza caratteristica sia del processo di bremmstrahlung che della produzione di coppie e per questo è presa come riferimento nello studio degli sciami elettromagnetici.

In particolare è utile definire la distanza normalizzata rispetto alla lunghezza di radiazione $t = x/X_0$, per descrivere lo sviluppo longitudinale di uno sciamone elettromagnetico.

Il modello di Heitler permette di descrivere con un approccio semplificato lo sviluppo di uno sciamone elettromagnetico. Il modello si basa su tre ipotesi: elettroni e positroni perdono energia solo tramite *bremsstrahlung*, mentre i fotoni solo tramite produzione di coppie; dopo ogni X_0 , ogni fotone produce una coppia $e^+ - e^-$ ed ogni elettrone (o positrone) emetta un fotone per *bremsstrahlung*; l'energia della particella che interagisce viene equipartita tra le particelle in uscita dal vertice di interazione. In figura 1.4 è riportato uno schema dello sviluppo.

In questo modello, il numero di particelle e la loro energia in funzione della profondità sono:

$$N(t) = 2^t \quad (1.7)$$

e di conseguenza

$$E(t) = E_0 \cdot 2^{-t} = E_0/N(t) \quad (1.8)$$

che lega l'energia ad una certa profondità nel calorimetro con la profondità stessa e con il numero di particelle. Quando l'energia delle particelle prodotte raggiunge un valore inferiore a quella cosiddetta energia critica E_c il processo a cascata si ferma. Per questi valori di energia *bremsstrahlung* e produzione di coppia diventano minoritari rispetto a ionizzazione ed eccitazione per elettroni e positroni, e scattering Compton ed effetto fotoelettrico per fotoni. Questa condizione corrisponde al massimo sviluppo dello sciamone (quando il numero di particelle è massimo). Per il modello di Heitler a questo punto ogni particella ha un'energia pari all'energia critica per cui, sostituendo $E(t) = E_c$ nell'Eq.1.8, si ottiene che il massimo si verifica a una profondità di:

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln(2)} \propto \ln(E_0) \quad (1.9)$$

e presenta un numero di particelle pari a:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (1.10)$$

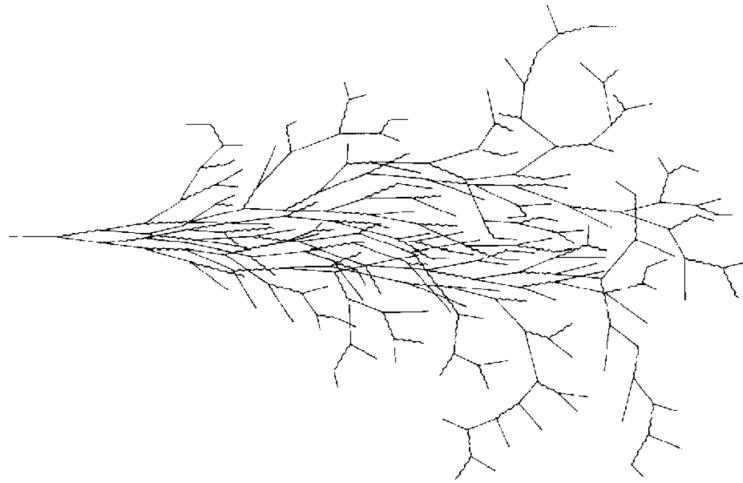


Figura 1.5: Rappresentazione realistica di uno sciamo elettromagnetico. Rispetto al modello semplificato di Heitler le particelle secondarie vengono emesse dopo distanze stocastiche, la ripartizione dell'energia non è sempre paritaria e le particelle diffondono lateralmente a causa dello scattering multiplo coulombiano. Figura da [2].

Dopo aver raggiunto il punto di massimo sviluppo, il numero di particelle diminuisce: elettroni e positroni depositano energia per ionizzazione ed eccitazione, i fotoni sono assorbiti per effetto fotoelettrico e perdono energia per scattering Compton. In generale le particelle che compongono lo sciamo si arrestano entro pochi X_0 dal punto di massimo sviluppo. Per quanto semplice, questo modello riproduce gli andamenti osservati di due importanti caratteristiche degli sciami elettromagnetici:

- la proporzionalità tra il numero di particelle che compongono lo sciamo al massimo sviluppo e l'energia della particella iniziale ($N_{max} \propto E_0$);
- la proporzionalità tra la profondità di massimo sviluppo dello sciamo e il logaritmo dell'energia della particella iniziale ($t_{max} \propto \ln(E_0)$).

Una migliore descrizione dello sviluppo longitudinale dello sciamo è data dalla seguente formula fenomenologica basata su simulazioni Monte Carlo:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(b t)^{a-1} e^{-b t}}{\Gamma(a)} \quad (1.11)$$

dove E_0 è l'energia della particella incidente che genera lo sciamo, a e b sono parametri del modello che dipendono dal materiale incidente, $\Gamma(a)$ è la funzione Γ di Eulero. In questa approssimazione il massimo sviluppo dello sciamo si verifica a una profondità:

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) + C \quad (1.12)$$

con C costante che assume due valori diversi a seconda che lo sciamo sia indotto da un fotone o da un elettrone/positrone. In figura 1.5 è illustrato in modo schematico lo sviluppo longitudinale e laterale di uno sciamo elettromagnetico, mentre in figura 1.6 sono riportati i profili longitudinali di perdita di energia per uno sciamo indotto da un elettrone di 10 GeV in piombo, ferro e alluminio. Come si nota c'è una dipendenza dal materiale assorbitore nonostante la profondità sia espressa in termini di X_0 , questa dipendenza è dovuta ai diversi valori di E_c . Per quanto riguarda lo sviluppo laterale dello sciamo [2], la distribuzione angolare delle particelle prodotte per bremsstrahlung e creazione di coppie è molto stretta (l'ordine di grandezza degli angoli è dato

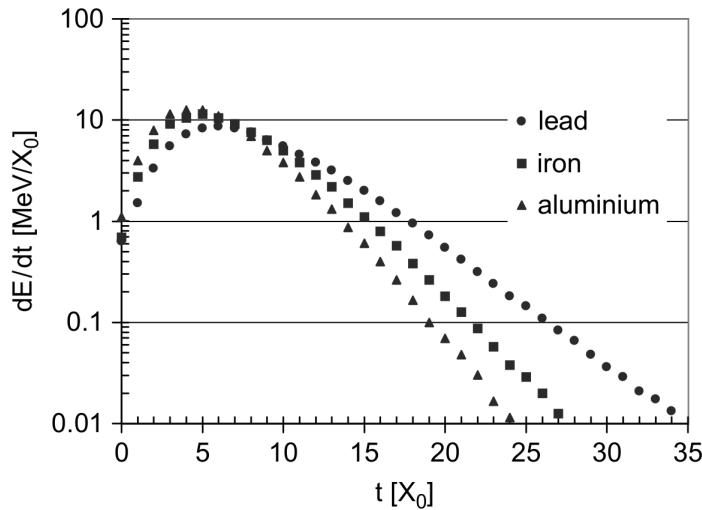


Figura 1.6: Sviluppo longitudinale, in unità di X_0 per un elettrone di 10 GeV in tre diversi materiali: Piombo, Ferro e Alluminio. Figura da [2].

da $m_e c^2 / E_\gamma$), quindi il fenomeno dominante è il multiple scattering a cui queste vanno incontro via via mentre avanzano nel mezzo. Nella teoria di Molière sul multiple scattering, lo sviluppo laterale dello sciame è caratterizzato dal raggio di Molière definito come:

$$R_M = \frac{21[\text{MeV}]}{E_c} X_0[\text{cm}] \cdot \rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] \quad (1.13)$$

Circa il 95% dell'energia dello sciame è rilasciata in un cilindro con un raggio pari a due volte il raggio di Molière, quasi indipendentemente dall'energia del primario. In figura 1.7 è riportato lo sviluppo longitudinale e laterale di uno sciame generato da un elettrone di 6 GeV in piombo.

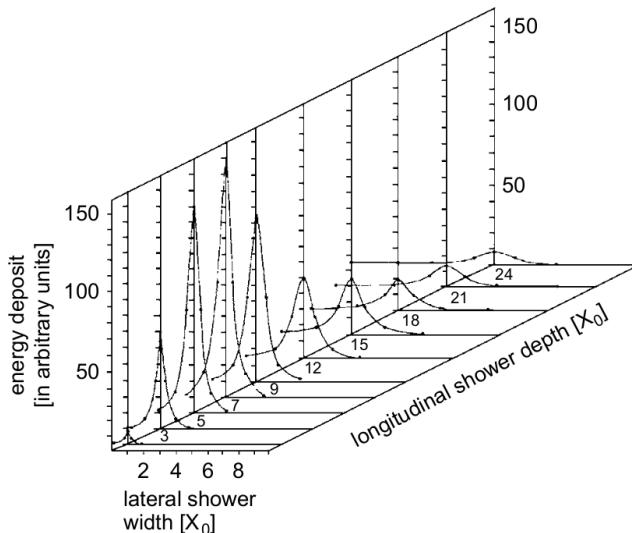


Figura 1.7: Il grafico rappresenta il deposito energetico di uno sciame elettromagnetico a diverse profondità e rispetto all'allargamento laterale. I dati si riferiscono a un elettrone con energia 6 GeV incidente in del piombo. Figura da [2].

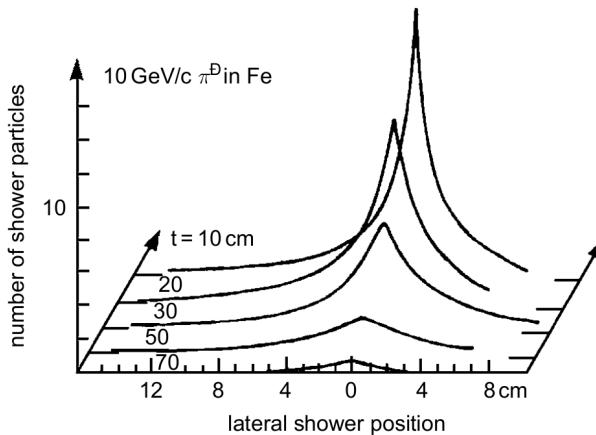


Figura 1.8: Sviluppo laterale e longitudinale di uno sciame adronico iniziato da un π^0 di 10 GeV/c in Fe. Figura da [2].

Sciame adronici

Gli sciami adronici sono generati da adroni di alta energia che incidono in un mezzo e, interagendo con i nuclei che lo compongono, generano particelle secondarie che a loro volta ne possono generare altre innescando un meccanismo a catena. Le interazioni adroniche inelastiche che generano questo genere di sciami portano principalmente alla produzione di pioni, sia neutri che carichi, e con minor frequenza anche di nucleoni, kaoni e altri adroni. Se negli sciami elettromagnetici lo sviluppo longitudinale era caratterizzato dalla lunghezza di radiazione X_0 , negli sciami adronici la lunghezza caratteristica è il libero cammino medio di interazione nucleare inelastica, o lunghezza di interazione, λ_I , definito da:

$$\frac{dN}{dx} = -\frac{N}{\lambda_I}, \quad \lambda_I = \frac{A}{N_A \rho \sigma_{inel}} \quad (1.14)$$

dove A e ρ sono rispettivamente il numero di massa dei nuclei e la densità del mezzo attraversato, σ_{inel} la sezione d'urto di interazione nucleare inelastica tra l'adrone incidente e un nucleo del mezzo, N_A il numero di Avogadro. Per energie maggiori di qualche GeV σ_{inel} dipende poco dall'energia e dalla specie di particella, per questo l'espressione per λ_I si può approssimare a:

$$\lambda_I \simeq 35 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} A^{1/3} \quad (1.15)$$

In figura 1.8 è riportato lo sviluppo laterale e longitudinale per uno sciame indotto da un pion di impulso 10 GeV/c in ferro.

Come nel caso degli sciami elettromagnetici, anche negli sciami adronici la profondità di massimo sviluppo dello sciame aumenta logaritmicamente con l'energia della particella iniziale. Lo sviluppo longitudinale è generalmente espresso in funzione della lunghezza di contenimento, definita come la lunghezza dello sciame che contiene il 95% dell'energia dello sciame. Sperimentalmente si trova che una possibile parametrizzazione di questa quantità, per sciami adronici che si sviluppano in ferro, è data da:

$$L(95\%) = \left[9.4 \cdot \ln \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right) + 39 \right] \text{cm} \quad (1.16)$$

Scalando l'equazione per le λ_I dei diversi materiali si può ottenere una stima della lunghezza di contenimento per il materiale desiderato. Lo sviluppo laterale di uno sciame adronico è legato al grande impulso trasverso (circa 0.35 GeV/c in media) conferito ai secondari prodotti ad ogni vertice di interazione adronica. In questo caso non esiste una teoria semplice come quella di Molière

Materiale	X_0	λ_I	R_M
Tungsteno	0.35 cm	9.95 cm	0.93 cm
Silicio	9.37 cm	46.52 cm	4.94 cm
LYSO	1.14 cm	20.9 cm	2.1 cm
BGO	1.12 cm	22.8 cm	2.26 cm

Tabella 1.1: Confronto della lunghezza di radiazione, X_0 , di quella di interazione, λ_I e del raggio di Molière per alcuni materiali tipicamente utilizzati nella costruzione di calorimetri (elettromagnetici).

per il multiple scattering, ma è possibile parametrizzare lo sviluppo laterale in maniera analoga a quello longitudinale definendo un raggio di contenimento. In generale, lo sviluppo laterale di uno sciamo adronico dipende dall'energia ed è proporzionale a λ_I . Una parametrizzazione più accurata dello sviluppo longitudinale di uno sciamo adronico deve tenere conto, oltre alla componente puramente adronica dello sciamo, di un contributo elettromagnetico elettromagnetica indotto dal decadimento dei π^0 in fotoni.

Tipicamente, nei materiali usati nei calorimetri, λ_I è molto più grande di X_0 , come si vede in Tab.1.1 dove sono riportati i valori di alcune grandezze caratteristiche di sciami elettromagnetici e adronici per alcuni materiali. Questo comporta che, nello stesso materiale, lo sviluppo longitudinale di uno sciamo adronico sia molto più grande rispetto a quello di uno sciamo elettromagnetico.

La stessa cosa vale anche per il contenimento laterale, in cui si deve confrontare λ_I per gli sciami adronici con due volte il raggio di Molière per quelli elettromagnetici (si ricorda che negli sciami elettromagnetici circa il 95% dell'energia dello sciamo viene rilasciata in un cilindro di raggio 2 R_M).

Solo una frazione dell'energia dello sciamo adronico è depositata nel calorimetro tramite perdite per ionizzazione, mentre circa il 30 ÷ 40% è persa e non può essere rivelata, da cui il nome di *energia invisibile*. L'energia invisibile è dovuta a vari contributi: l'impiego di una parte dell'energia degli adroni per la rottura di legami nucleari; particelle neutre stabili o di lunga vita che fuoriescono dal calorimetro senza interagire (neutroni, neutrini, K_0); muoni prodotti dal decadimento di π e K , che fuoriescono dal calorimetro rilasciando solo una frazione molto piccola della loro energia. La frazione di energia invisibile è fortemente variabile da evento a evento, cosa che limita fortemente la risoluzione energetica. Della grande quantità di pioni generati in uno sciamo adronico, circa un terzo sono pioni neutri (π^0), che decadono in due fotoni con un branching ratio di circa il 98.8% in tempi caratteristici di 10^{-16} s [1]. I fotoni così generati possono dare origine a sciami elettromagnetici. Se l'adrone che induce lo sciamo ha un'energia E_0 , si è osservato sperimentalmente che la frazione di energia rilasciata nella formazione di sciami elettromagnetici è in media data da:

$$f_{em} = 1 - \left(\frac{E_0}{E_h} \right)^{k-1} \quad (1.17)$$

dove E_h e k ($k \simeq 0.8 \div 0.85$) sono due parametri, con E_h che ha una forte dipendenza dal materiale in cui si sviluppa lo sciamo (per esempio $E_h \simeq 0.7$ GeV per il ferro e $E_h \simeq 1.3$ GeV per il piombo). Tuttavia la produzione di π^0 è soggetta a forti fluttuazioni per la natura stessa delle interazioni adroniche. Anche la frazione di energia elettromagnetica, quindi, è fortemente variabile da evento a evento, cosa che, unita alla diversa risposta del calorimetro alla componente elettromagnetica e a quella adronica, limita fortemente la risoluzione energetica. Uno schema dello sviluppo longitudinale e laterale di uno sciamo adronico è illustrato in Fig.1.9.

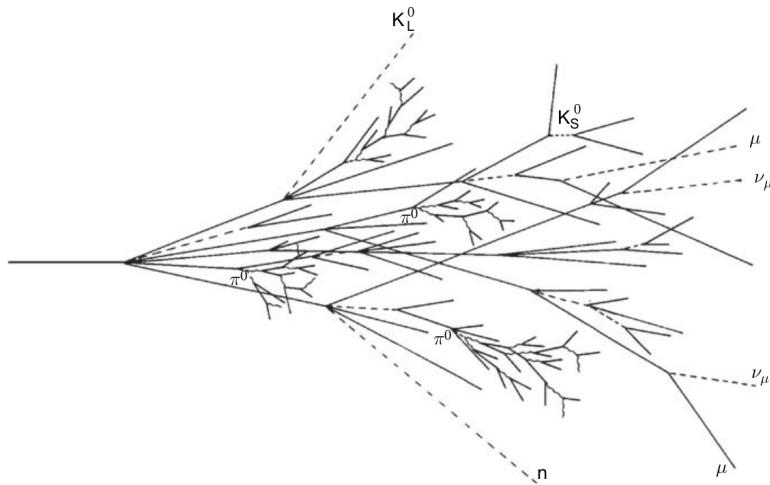


Figura 1.9: Schema dello sviluppo di uno sciame adronico. Rispetto allo sciame elettromagnetico le interazioni sono meno frequenti e le particelle prodotte, π , K , n , diffondono in alone più ampio. Figura da [2].

Discriminazione calorimetrica fra adroni e particelle elettromagnetiche

Le differenze negli sviluppi degli sciami adronici e di quelli elettromagnetici sono molto marcate e sono evidenze sperimentali sia in rivelatori calorimetrici compatti, sia nell'atmosfera, come mostrato in Fig.1.10. Se nella realizzazione di un calorimetro si fa in modo di segmentare (i.e. suddividere il materiale sensibile), sia longitudinalmente che lateralmente, in molti elementi

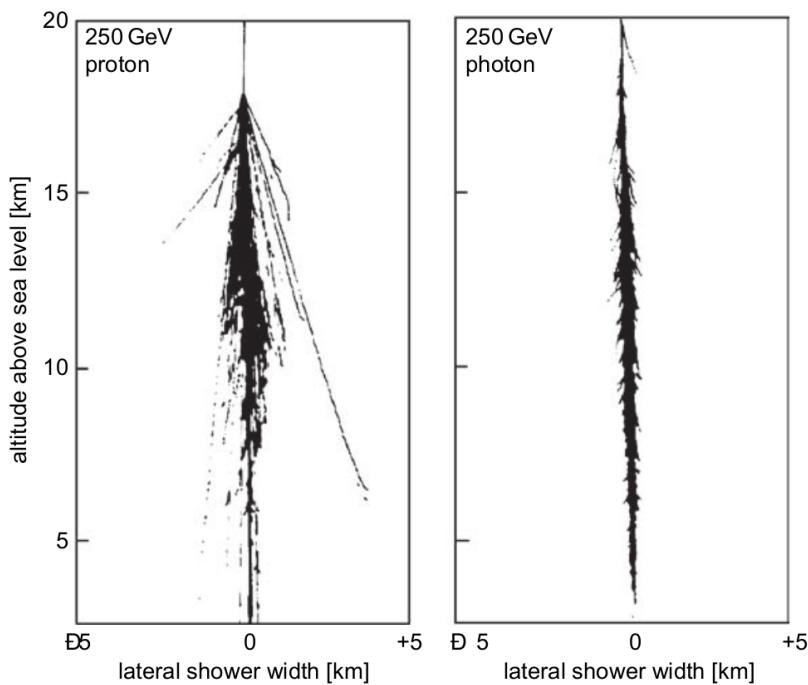


Figura 1.10: Rappresentazione di uno sciame elettromagnetico (da fotone, destra) e adronico (da protone, sinistra) a confronto. Entrambe le particelle, con energia 250 GeV, incidono sull'atmosfera. La differenza più evidente sta nella distanza dopo cui si ha la prima interazione (per il protone almeno 2 km più tardi) e nel contenimento laterale dello sciame. Figura da [2].

di piccola dimensione, è possibile avere una ricostruzione tridimensionale dello sviluppo dello sciame (*imaging*). Lo studio topologico dello sviluppo, infatti, si è rivelato essere lo strumento più potente per discriminare adroni e particelle elettromagnetiche (elettroni, positroni e fotoni) alle energie più alte.

Leakage

Le caratteristiche finora descritte fanno sì che nella realizzazione di un calorimetro adronico sia molto più difficile contenere completamente i prodotti delle interazioni. Per i materiali comunemente usati nella costruzione di calorimetri avere un livello di contenimento elevato significa dover predisporre una profondità dell'ordine di alcuni metri. Realizzare un calorimetro di questo tipo significa avere pesi importanti (esperimenti di fisica delle particelle hanno utilizzato anche materiali ultra-pesanti come l'Uranio per la realizzazione di calorimetri adronici) e questo diventa proibitivo nel caso di esperimenti da operare su pallone aerostatico o nello spazio.

Questo implica che nella pratica ci sarà sempre un'importante frazione delle particelle secondarie prodotte che andranno a fuoriuscire dal calorimetro. Questo fenomeno è detto leakage e può avere sia componenti a valle del calorimetro (*forward leakage*) che ai lati (*lateral leakage*), che a monte (*backward leakage*). Quest'ultimo è anche detto *backsplash* o *backscattering*.

Seppur meno intenso questo fenomeno è presente anche per sciami elettromagnetici, specialmente nei casi di particelle molto energetiche.

Se il calorimetro è affiancato da altri rivelatori le fuoriuscite di particelle secondarie andranno a generare segnali rumore ogni volta che viene innescato uno sciame. Proprio l'effetto del back-scattering e del leakage sul tracciamento dell'esperimento HERD è stato l'oggetto dello studio per questo lavoro di Tesi.

1.4 Rivelatori in funzione

In questa sezione verranno riportati due esempi di esperimenti che conducono rivelazione diretta di CR nello spazio. Il primo esempio, AMS-02, sfrutta come rivelatore centrale uno spettrometro magnetico, mentre il secondo esempio DAMPE sfrutta un calorimetro elettromagnetico. Verranno descritte le caratteristiche principali e le soluzioni sperimentalistiche adottate da ciascuno per la rivelazione e ne verranno infine affrontate le differenze.

1.4.1 AMS-02

L'esperimento AMS-02 è il più avanzato esempio di rivelazione diretta dei CR tramite spettroscopia magnetica mai realizzato. Il rivelatore è installato, dal 16 Maggio 2011 a bordo della Stazione Spaziale Internazionale. Dal 19 Maggio dello stesso anno raccoglie dati ininterrottamente ed è previsto essere operativo fino al 2028-2030.

Il suo rivelatore consiste appunto di un sofisticato spettrometro magnetico progettato per realizzare misure di precisione nella rivelazione dei CR carichi in un ampio spettro di energie. I componenti principali del rivelatore sono illustrati nella figura 1.11. Un magnete superconduttore genera il campo magnetico da 0.14 T necessario a curvare le particelle, mentre un tracciatore realizzato da rivelatori a microstrip al silicio (Tracker) ne traccia la traiettoria. Un sistema di scintillatori (TOF) è utilizzato per misurare il tempo di volo (*Time of Flight*) e quindi la velocità delle particelle.

Altre informazioni sulla cinematica delle particelle incidenti sono fornite da un rivelatore di radiazione di transizione (TRD), un RICH (Ring Imaging Cherenkov counter) e un calorimetro elettromagnetico (ECAL) nella parte più a valle del detector. L'area attorno al campo magnetico è circondata da contatori anticoincidenza (ACC) per applicare un voto sulle tracce contaminate da particelle incidenti lateralmente.

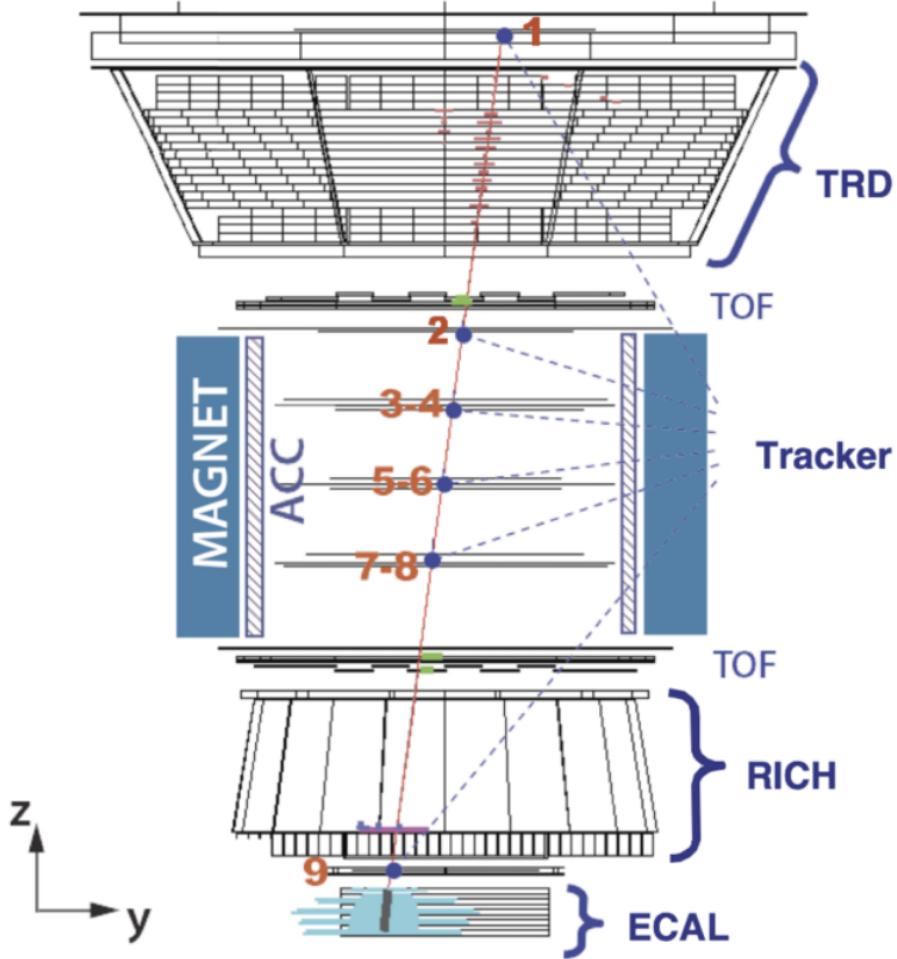


Figura 1.11: Schema della struttura di AMS-02. La rappresentazione grafica mostra in realtà un vero *event display* di un elettrone al TeV raccolto una volta installato il rivelatore a bordo della Stazione Spaziale Internazionale, ISS.

I molti rivelatori che compongono l'apparato permettono di effettuare misurazioni ridondanti delle varie caratteristiche della particella incidente e garantire un'elevata potere di discriminazione tra specie diverse. Ad esempio un elettrone può essere identificato combinando la misura del fattore di Lorentz nel TRD con le misure del carica nel Tracker, TOF e RICH, con la misura di rigidità nello spettrometro, con la velocità data dal TOF, con quella data dal RICH e infine la forma dello sciame osservato nel calorimetro. Inoltre il verso della curvatura nel campo magnetico permette di ricostruire il segno della carica elettrica e quindi distinguere particelle da antiparticelle.

Queste caratteristiche gli garantiscono un forte potere di discriminazione.

Il rivelatore ha un fattore geometrico efficace pari a circa $0.5 \text{ m}^2 \text{ sr}$ per protoni e nuclei (per cui non è richiesto l'utilizzo di ECAL e TRD) e fino alle rigidità in cui è possibile utilizzare solamente i piani di tracciamento interni al volume del magnete (il cosiddetto *Inner Tracker*). Ad energie/rigidità via via più alte diventano necessari i due piani esterni ($L1$ e $L9$) fino alla configurazione *Full Span* in cui si utilizza tutto il braccio di leva tracciante. Per gli elettroni e per i positroni, in cui anche alle energie in cui non è necessario avere il Full Span, è comunque necessario poter discriminare i protoni tramite l'utilizzo di ECAL e TRD e quindi l'accettanza efficace scende sotto i $0.1 \text{ m}^2 \text{ sr}$ [3].

Il tracciatore di AMS-02 raggiunge risoluzioni spaziali di circa $5 \div 10 \mu\text{m}$ in una direzione (ortogonale al campo magnetico) e $13 \div 20 \mu\text{m}$ nell'altra (parallela). Questa configurazione gli conferisce una massima rigidità misurabile pari a circa 2.0 TV per i protoni e 3.7 TV per il Ferro. Si noti che le rigidità misurate sono solitamente più basse della MDR, dato che il limite corrisponde a una misura con incertezza relativa del 100%.

Le prestazioni raggiunte da AMS-02 sono quelle più estreme mai raggiunte tramite rivelazione diretta di CR con spettrometri magnetici. Tramite questa tecnica non è perciò al momento possibile studiare CR con rigidità superiori al TV.

1.4.2 DAMPE

L'esperimento DAMPE sfrutta invece un'approccio calorimetrico per la rivelazione diretta dei CR. Il rivelatore, operativo a bordo di un satellite cinese, è stato lanciato in orbita il 17 Dicembre del 2015. Dopo il lancio e il successo dell'entrata in orbita è stato ribattezzato Wukong.

L'apparato strumentale dell'esperimento si compone di quattro sotto-rivelatori raffigurati in figura 1.12. Dall'alto verso il basso le componenti sono: Un rivelatore basato su scintillatori plasti ci (PSD, *Plastic Scintillator Detector*), un tracciatore-convertisore realizzato in silicio e tungsteno (STK, *Silicon-Tungsten tracKer-converter*), un calorimetro elettromagnetico (chiamato BGO) e un rivelatore di neutroni (NUD, *NeUtron Detector*).

Il PSD permette di vetare le particelle cariche per la rivelazione dei fotoni γ e fornisce un'ottima misura di carica per le misure delle specie nucleari.

L'STK svolge contemporaneamente due funzioni: permette di effettuare misure di carica e della traiettoria delle particelle cariche grazie ai layer di rivelatori a microstrip di silicio; inoltre permette di ricostruire le direzioni dei fotoni aumentando la probabilità di convertire in coppie e^+e^- e successivamente tracciando le due particelle prodotte.

Il calorimetro in BGO (germanato di bismuto) è il cuore del rivelatore. Presenta una segmentazione in barre alternate nella direzione x e y per campionare lo sviluppo longitudinale e laterale dello sciame e poterne ricostruire la struttura topologica. Ha una profondità totale di 31 lunghezze di radiazione e permette di misurare l'energia delle particelle incidenti, fornendo

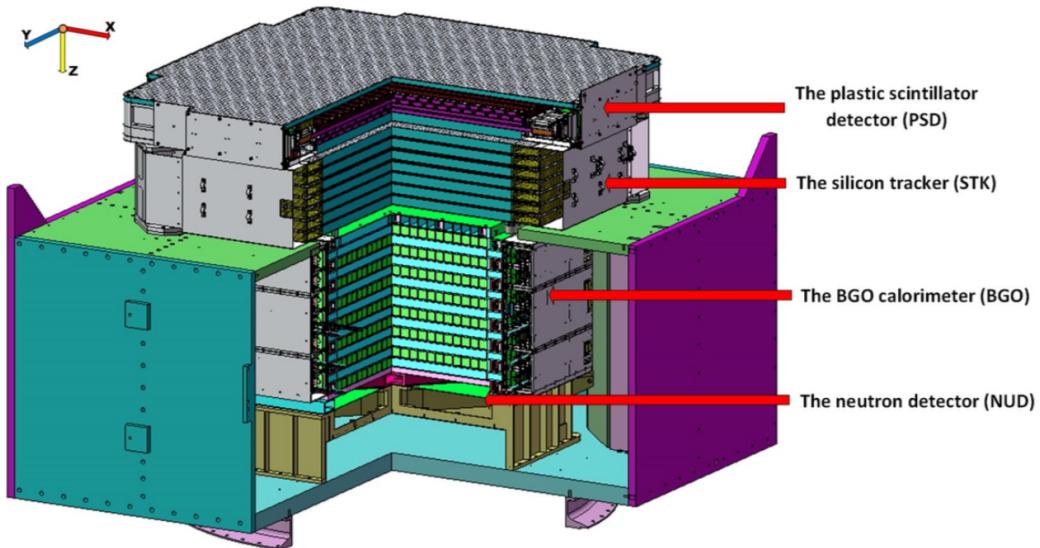


Figura 1.12: Illustrazione della struttura del rivelatore DAMPE.

allo stesso tempo un buon potere di discriminazione tra elettroni e adroni grazie alle differenze spaziali degli sciami.

Il NUD rivela i neutroni emessi durante il passaggio di unadrone nel BGO per fornire un secondo criterio indipendente per discriminare elettroni e adroni.

DAMPE è in grado di rivelare fotoni γ e e^\pm da 5 GeV fino a circa 10 TeV, mentre protoni e nuclei da 50 GeV a 100 TeV.

I limiti inferiori dipendono da scelte di progettazione del trigger (principalmente la necessità di limitare il *rate* di acquisizioni e quindi la banda di trasmissione verso terra necessaria), mentre ad alte energie la poca statistica accessibile rende le incertezze sempre più importanti.

Per gli elettroni (per i quali è più facile contenere lo sciamo e non è necessario effettuari richiesti di *pathlength* minima molto severi, l'accettanza geometrica di DAMPE è di circa $0.3 \text{ m}^2 \text{ sr}$, 3 volte quella di AMS-02, anche avendo un peso ed un volume totale notevolmente inferiore. Per i protoni ed i nuclei il valore dell'accettanza efficace è di circa $0.2 \text{ m}^2 \text{ sr}$ ed in realtà dipende molto dal tipo di particella (i.e. dalla probabilità di frammentare nei materiali del rivelatore) e dalla severità delle richieste di contenimento dello sciamo. Il limite alle energie rilevabili dipende dalla profondità del calorimetro ovvero dalla sua capacità di contenere lo sciamo generato dalla particella incidente. DAMPE riesce a contenere il 90% dello sciamo elettromagnetico di elettroni e fotoni con energie fino ad alcuni TeV e questo è anche disegnato per combaciare con la massima energia statisticamente accessibile con qualche anno (ipoteticamente 5, già attualmente superati) di missione.

1.4.3 Approccio calorimetrico vs approccio spettrometrico

Nel caso del design di AMS-02, la misura di energia/momento è possibile, in tutta l'accettanza del rivelatore, solo con lo spettrometro. Il calorimetro non è sufficientemente grande da coprire tutto il campo di vista e quindi è presente solo per una frazione degli eventi. Nel caso di DAMPE, come anche di altri esperimenti puramente calorimetrici (Fermi-LAT, CALET) tutti i sotto rivelatori sono pensati per coprire al massimo l'accettanza del calorimetro e quindi tutti gli eventi utili per le analisi dati hanno una misura calorimetrica.

Avere la stima dell'energia/momento di tipo calorimetro è particolarmente utile ad alte energie in quanto la risoluzione in momento di uno spettrometro

$$\frac{\sigma_p}{p} \propto p \quad (1.18)$$

peggiora all'aumentare del momento. Questo è dovuto alla diminuzione della curvatura, proporzionale al momento stesso. Quella di un calorimetro, invece è

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (1.19)$$

cioè sostanzialmente determinata dalle fluttuazioni statistiche del numero di particelle presenti (e rivelate) nello sciamo. La risoluzione perciò migliora all'aumentare dell'energia della particella incidente. In chiaro contrasto al caso degli spettrometri magnetici in cui la risoluzione sul momento è direttamente proporzionale al momento stesso. Chiaramente questo è vero fin tanto che gli eventi generano sciami ben contenuti nel calorimetro, cioè a patto che il calorimetro abbia una profondità adeguata all'energia che si vuole raggiungere.

Inoltre la risoluzione di uno spettrometro scala con il braccio di leva dello spettrometro stesso² e quindi tipicamente la lunghezza del rivelatore è molto più grande della larghezza (o del raggio). Un calorimetro, invece, riesce ad essere molto più compatto e quindi accettare eventi da un campo di vista molto più ampio.

²In via generale $\frac{\sigma_p}{p} \propto 1/(lL)$ con L lunghezza del percorso delle particelle nel campo magnetico e l braccio di leva del sistema tracciante, che può anche essere più esteso del volume del magnete

L'apparato proposto per l'esperimento HERD, oggetto del lavoro di Tesi e presentato nel prossimo capitolo, è un rivelatore calorimetrico, ispirato alla struttura di DAMPE, seppur con innovazioni in grado di aumentare di un fattore $5 \div 10$ l'accettanza a parità di peso e volume totali.

Capitolo 2

L'esperimento HERD

In questo capitolo andremo a descrivere l'esperimento HERD, High Energy Radiation Detector. In particolare verranno dapprima introdotte le generalità dell'esperimento e della Collaborazione Internazionale per poi passare a descriverne nel dettaglio gli obiettivi scientifici e l'apparato sperimentale sfruttato dall'esperimento.

HERD è un esperimento per la rivelazione diretta dei raggi cosmici nello spazio che si prevede entrerà in funzione sulla stazione spaziale cinese Tiangong3 dal 2027 (in Fig.2.1 è possibile vedere di come sarà installato l'apparato sulla stazione spaziale). L'esperimento nasce da una collaborazione internazionale, guidata dall'Institute of High Energy Physics (IHEP) e dall'Accademia delle Scienze Cinese (CAS) di Pechino. Importanti contributi alla collaborazione arrivano inoltre da diversi istituti di ricerca nel mondo. L'Italia è coinvolta nel progetto sia attraverso l'Agenzia Spaziale Italiana (ASI) che l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). Il proposito dell'esperimento, che è ancora in fase di sviluppo, è quello di effettuare misurazioni dirette di raggi cosmici ad energie ancora mai raggiunte dai rivelatori nello spazio. Le energie che si prefiggono di raggiungere sono dell'ordine del PeV per protoni e nuclei di elio, le centinaia di TeV per nucleone per i nuclei più pesanti e meno abbondanti, le decine di TeV per elettroni (e positroni) e fotoni γ . La strategia di HERD per raggiungere tali energie (più di un ordine di grandezza oltre gli attuali limiti sperimentali) è quella di sfruttare una geometria innovativa basata sull'uso di un calorimetro isotropo, finemente segmentato e con una elevata profondità, combinato con un sistema di tracciamento concentrico che permette di accettare particelle incidenti da oltre metà dell'intero angolo solido di vista.

2.1 Obiettivi scientifici

Tra i principali obiettivi scientifici che HERD si aspetta di raggiungere troviamo:

- la misurazione del flusso di protoni e nuclei di elio fino alle energie del ginocchio tramite rivelazione diretta. Questo permetterà di delineare per la prima volta il flusso delle singole specie e forse spiegare l'origine di tale struttura;
- la misurazione dell'anisotropia e del flusso totale di elettroni e positroni fino a decine di TeV, per validare o meno i modelli che ne spiegano l'eccesso ad alte energie e cercare evidenze di decadimento/annichilazione di particelle esotiche;
- l'estensione a più alte energie della misura dell'abbondanza relativa tra Boro e Carbonio per meglio comprendere i meccanismi di propagazione dei raggi cosmici;
- l'estensione dello studio dell'hardening (attorno alle centinaia di GeV) negli spettri dei nuclei a più alte energie;

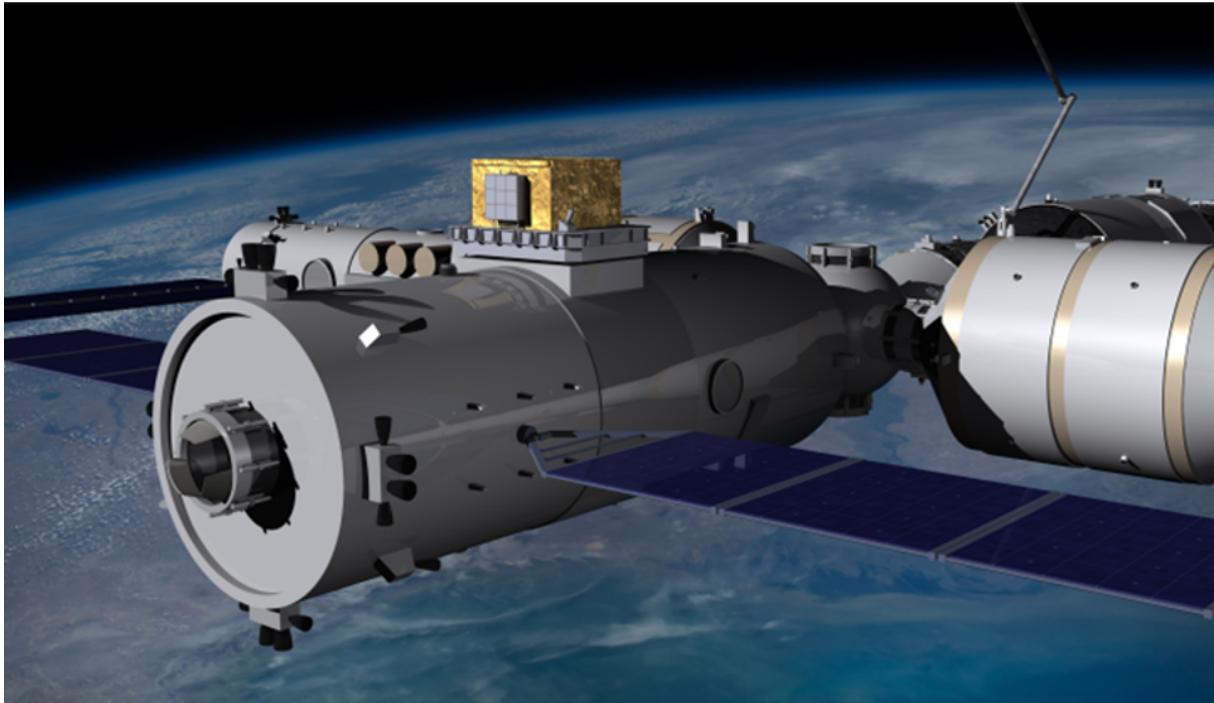


Figura 2.1: Rendering grafico della Stazione Spaziale cinese Tiangong3 con installato l'apparato previsto per l'esperimento HERD.

- la rivelazione di fotoni di alta energia per la ricerca di nuove sorgenti ignote, lo studio delle sorgenti galattiche di natura incerta, della radiazione diffusa di fondo e per la ricerca di evidenze indirette di particelle esotiche.

Protoni e nuclei

HERD andrà a studiare separatamente lo spettro dei protoni e dei nuclei di elio cosmici fino alla zona del ginocchio. Si prevede che sarà possibile evidenziare le differenze tra i ginocchi delle due componenti così da rivelare la dipendenza del ginocchio dalla carica del nucleo e permettere di validare o falsificare i modelli attualmente proposti per spiegarne la struttura. Attualmente la misura diretta è stata effettuata solo fino alle decine di TeV/n [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11]. I grafici in figura 2.2 riportano le previsioni delle misure di HERD per il flusso di protoni e per quello di elio dopo cinque anni di presa dati, avendo assunto come teoria sull'origine del ginocchio quella relativa al limite energetico superiore proprio della maggior parte delle sorgenti galattiche di raggi cosmici.

HERD sarà in grado di estendere le misure delle abbondanze di Boro e Carbonio fino a qualche TeV per nucleone. Lo studio del rapporto tra queste due abbondanze è cruciale nella comprensione dei meccanismi di propagazione dei raggi cosmici. Ad ora il rapporto è stato misurato fino 2.6 TV solo dall'esperimento AMS-02 [12, 6, 13], con importanti incertezze alle più alte energie. Altri esperimenti hanno finora effettuato solamente la misura del flusso di Carbonio, più abbondante e quindi statisticamente più accessibile e non affetto da fondi importanti di altre specie [14, 15, 16]. Il contributo di HERD permetterà sia di effettuare una misura più precisa che di estendere la conoscenza del rapporto ad energie ancora più alte.

Estendendo le misure sullo spettro dei nuclei, HERD permetterà lo studio dell'hardening degli spettri dei vari elementi con maggiore precisione. L'hardening dello spettro è una leggera variazione nell'indice spettrale (da 2.8 a 2.6 per i protoni) che è stato osservato in varie specie nucleari. L'hardening avviene a una rigidità di qualche centinaio di GV e si pensa sia connesso ai meccanismi di propagazione.

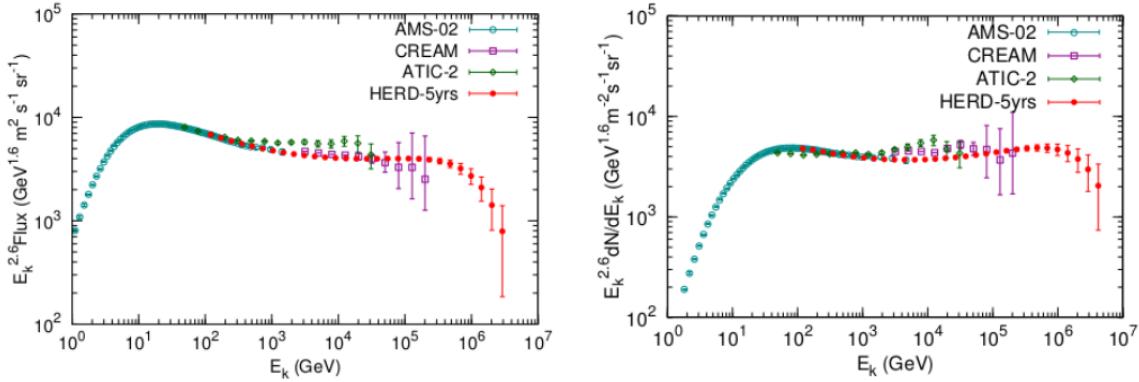


Figura 2.2: Simulazione della misura del flusso di protoni (sinistra) e nuclei di He (destra) con cinque anni di presa dati. Le curve spettrali simulate sono un'estrapolazione, senza particolare significato fisico, in grado di raccordare le misure effettuate a terra oltre il ginocchio con quelle dirette nella zona del TeV e delle decine di TeV. Dalla simulazione è possibile apprezzare il tipo di errori statistici possibili grazie all'elevata accettanza del rivelatore.

Le osservazione dell'esperimento potrebbe inoltre contribuire a far luce sul problema dell'abbondanza del Litio. C'è infatti disaccordo sull'origine del litio cosmico. Mentre la principale sorgente di litio dovrebbe essere la spallazione nucleare tra raggi cosmici primari (Carbonio e Ossigeno) e mezzo interstellare, ci sono evidenze che esistano delle sorgenti primarie di Litio associabili a supernovae di tipo Ia. I dati odierni (quella di AMS [13] è sostanzialmente l'unica misura non affetta da sistematiche che non permettono studi fenomenologici di precisione e oltre il centinaio di GeV) e non permettono però di validare o escludere l'ipotesi.

Elettroni+positroni

L'osservazione degli spettri di elettroni e positroni ha rivelato un chiaro eccesso ad energie maggiori di alcune decine di GeV [18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26]. Questi eccessi vanno associati

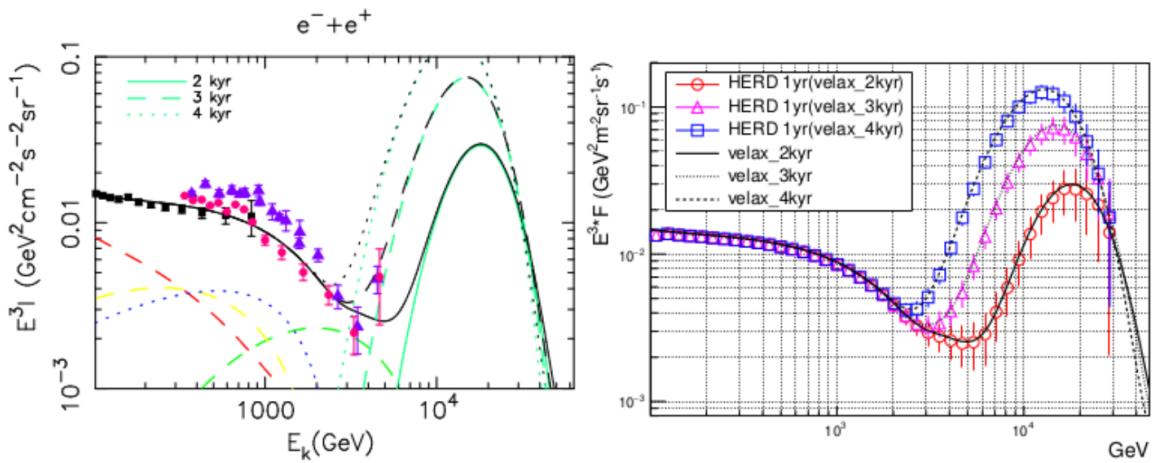


Figura 2.3: Possibili *feature* spettrali nel flusso di elettroni+positroni sopra la scala del TeV. L'origine dell'eccesso è da sorgenti vicine (Vela X) con sovraimposte le misure correnti e le previsioni simulate per HERD. Le 3 curve sono per differenti tempi di rilascio degli $e^+ - e^-$ (i.e. età della pulsar) [17].

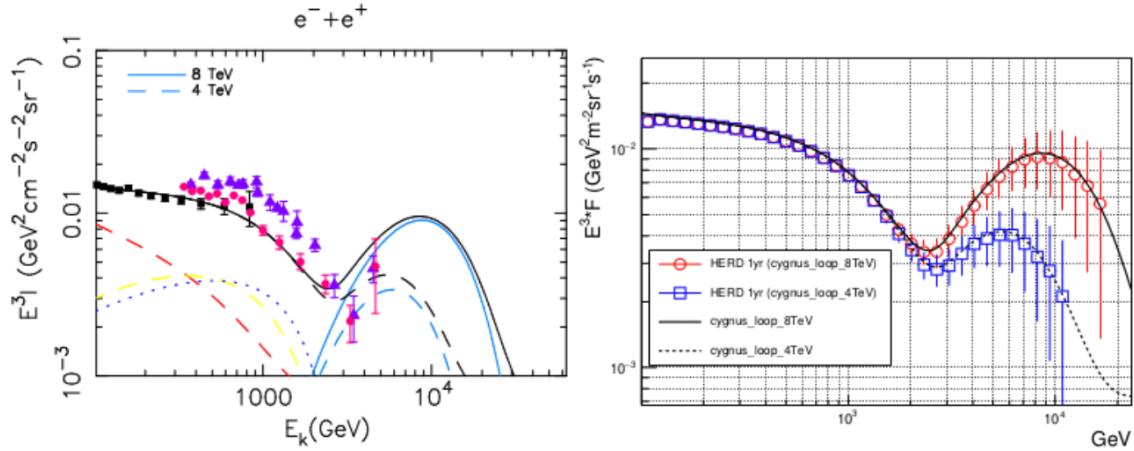


Figura 2.4: Possibili *feature* spettrali nel flusso di elettroni+positroni sopra la scala del TeV. L'origine dell'eccesso è da sorgenti vicine (Cygnus loop), con sovraimposte le misure correnti e le previsioni simulate per HERD. Le 2 curve sono per differenti energie di cut-off per lo spettro di e^+e^- [17].

a sorgenti locali, quali potrebbero essere supernova remnants o pulsar wind nebulae. In figura 2.3 è riportata una possibile struttura dello spettro di elettroni + positroni sopra il TeV che ci aspetteremmo di osservare se la pulsar Vela X accelerasse questi leptoni ad alte energie (sono presenti tre curve teoriche, ognuna per una diversa età della pulsar). È inoltre riportata una stima della misura attesa, cioè di quali sarebbero i punti sperimentali ottenuti da HERD nei tre diversi casi, da cui si evince l'elevato grado di informazione ottenibile da queste misure.

Gli stessi tipi di grafici sono riportati in Fig.2.4 con la supernova Cygnus loop come sorgente, per due diversi cut-off in energia della sorgente. Per l'identificazione di queste sorgenti locali non basta osservare la presenza di strutture nel flusso compatibili con quelle teorizzate, ma deve anche essere osservato un certo grado di anisotropia nella direzione di arrivo di elettroni e positroni. Infatti, essendo sorgenti locali (a meno di qualche kpc di distanza dalla Terra), il campo magnetico galattico non riuscirebbe a rendere isotrope le direzioni di arrivo delle particelle.

Tra le varie ipotesi sull'origine di positroni ed elettroni di alta energia, suggerita come spiegazione possibile dell'eccesso di positroni misurato da PAMELA [27], Fermi-LAT [28] e AMS-02 [22, 23, 26, 24], vi è anche quella dell'annichilazione di coppie particella-antiparticella di materia oscura in coppie e^+e^- . Anche in questo caso vari modelli suggeriscono che si dovrebbe riscontrare una traccia di questo meccanismo in una misura precisa del flusso di elettroni + positroni ad alte energie. Un ulteriore indizio di un contributo di materia oscura al flusso di elettroni+positroni ad alta energia viene dalla misura della loro anisotropia, dato che in questo caso, al contrario che per la presenza di sorgenti astrofisiche locali, non ci si aspetta di osservare anisotropia, vista la distribuzione uniforme di materia oscura che si ipotizza intorno al Sistema Solare.

Raggi γ

HERD sarà in grado di rivelare raggi γ con energie tra le decine di GeV e le decine di TeV, con un ampio campo di vista e una buona risoluzione angolare. Riuscirà a campionare una vasta regione di cielo grazie all'elevato campo di vista (*Field of View*, FoV), rendendo possibile la ricerca di nuove sorgenti di alta energia, l'identificazione di sorgenti galattiche di fotoni di natura ancora ignota, l'individuazione di siti galattici dove avviene l'accelerazione di raggi cosmici (nei siti acceleranti particelle cariche si osserva un'emissione di raggi γ), un campionamento approfondito della luminosità diffusa galattica ed extragalattica e la ricerca di possibili segnali indiretti di Materia Oscura (*Dark Matter*, DM).

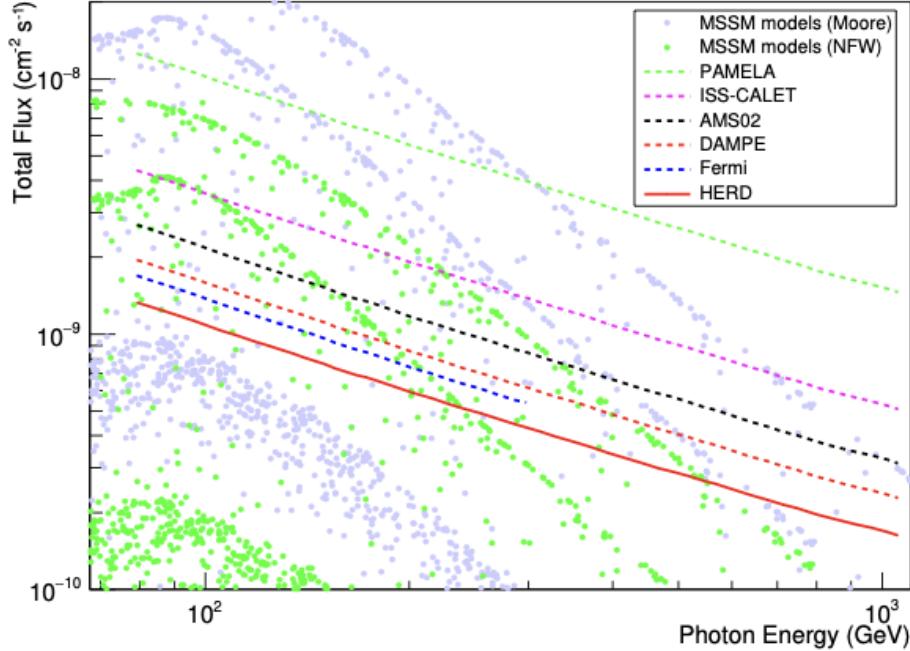


Figura 2.5: Sensitività a linee spettrali nei fotoni γ per diversi esperimenti, fra cui quella prevista per HERD. I punti nello sfondo sono predizioni teoriche, per la DM, nel framework del Minimal Supersymmetric Standard Model [17].

L'elevata risoluzione energetica, infatti e l'alta accettanza renderanno particolarmente interessanti le misure volte alla ricerca di linee spettrali nel fondo diffuso. Se l'annichilazione di particelle di Materia Oscura è aspettata creare un eccesso, in un intervallo energetico esteso, nelle specie cosmiche cariche rate (i.e. positroni e anti-protoni), nei fotoni c'è largo consenso sul fatto che questo eccesso

- debba essere una singola linea spettrale o comunque interessare una regione energetica molto limitata. Questo è dovuto, nel modello cosmologico standard Λ CDM in cui la DM è prevista essere non relativistica (*cold*), al vincolo cinematico di avere solo la massa delle due particelle di DM come energia disponibile da convertire in energia della coppia di fotoni creata. Essendo a due corpi in uscita e essendo le due particelle uguali e senza massa, i due fotoni si spartiscono l'energia alla pari. I due fotoni, inoltre, non subiscono perdite di energia dalla sorgente fino alla rivelazione, come invece avviene per una coppia elettrone-positrone;
- il “picco” risultante come eccesso rispetto al fondo diffuso sarebbe particolarmente evidente proprio in quanto concentrato in un range energetico molto ristretto. Anche assumendo una equiprobabilità nella possibilità, per l'annichilazione, di risultare in una coppia di fotoni o in una elettrone-positrone, il primo caso risulterebbe vantaggioso sperimentalmente in quanto il numero di eventi “in eccesso” rivelabili sarebbe doppio rispetto al secondo, in cui è vantaggioso solo nel canale dei positroni che in quello, con fondo naturale molto più abbondante, degli elettroni. Anche assumendo uno stesso numero di eventi in eccesso (i.e. trascurando il fattore 2 appena discusso), nel primo caso questi sarebbe concentrati in un range energetico molto stretto, mentre nel secondo in uno allargato da tutte le perdite energetiche subite dalle particelle durante la loro propagazione nella galassia.

La non evidenza di linee spettrali nei dati, di altissima statistica di Fermi-LAT [29], infatti, potrebbe essere dovuto alla limitata risoluzione energetica dell'apparato. Una risoluzione energetica limitata risulterebbe, infatti, in una diluizione del “picco” in una regione molto più larga

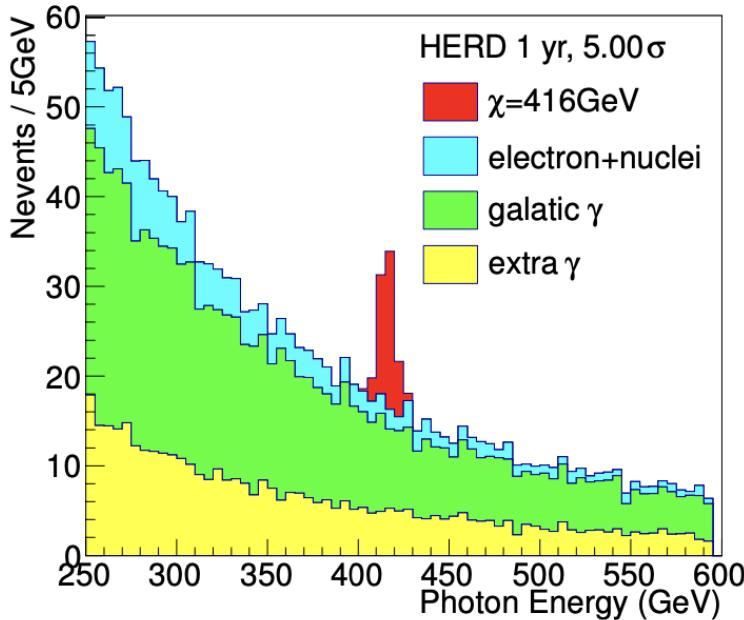


Figura 2.6: Esempio della risoluzione con cui HERD rivelerebbe fotoni da un’ipotetica annichilazione di particelle di DM con massa di 416 GeV. I fotoni dell’annichilazione sono impilati con quelli dei fondi naturali e con gli eventi di fondo strumentale provenienti da altre specie [17].

e quindi, in ultima sostanza, in un eccesso meno evidente.

La sensitività e la risoluzione di un eventuale eccesso, da parte di HERD, sono mostrate in Figg.2.5 e 2.6.

2.2 Struttura del rivelatore

Lo schema in figura 2.7 illustra la struttura dei sottorivelatori che andranno a comporre l’apparato HERD. Lo strumento è formato dalle seguenti componenti:

- un calorimetro (CALO, CALOrimeter) omogeneo e finemente segmentato (in maniera isotropa, i.e. qualsiasi sia la direzione di arrivo del raggio cosmico, la segmentazione è sia in direzione longitudinale che laterale rispetto al moto della particella) capace di campionare con precisione lo sviluppo tridimensionale dello sciame generato da una particella incidente;
- una matrice di tracciatori a fibre scintillanti (FIT, FIber Tracker);
- una matrice di scintillatori plastici (PSD, Plastic Scintillator Detector);
- una matrice di rivelatori di carica al silicio (SCD, Silicon Charge Detector);
- un rivelatore di radiazione di transizione (TRD, Transition Radiation Detector).

Il CALO costituisce il cuore del rivelatore ed è circondato su cinque facce da FIT, PSD e SCD, rispettivamente dall’interno verso l’esterno, per un peso stimato complessivo dell’apparato di circa 4 tonnellate. Ogni sezione del FIT [30] è costituito da 16 piani di fibre scintillanti perpendicolari l’uno all’altro e letti da matrici di SiPM (Silicon PhotoMultiplier). La sua funzione è quella di ricostruire la traccia, misurando i punti di impatto in x e y in ogni piano, delle particelle che li attraversano. Il FIT ha il vantaggio di essere leggero ed economico, il che permette di inserire più piani traccianti rispetto a quelli che sarebbero realizzabili con una massa equivalente di silicio. La risoluzione spaziale che si stima di raggiungere per il tracciatore è di circa $65 \mu\text{m}$.

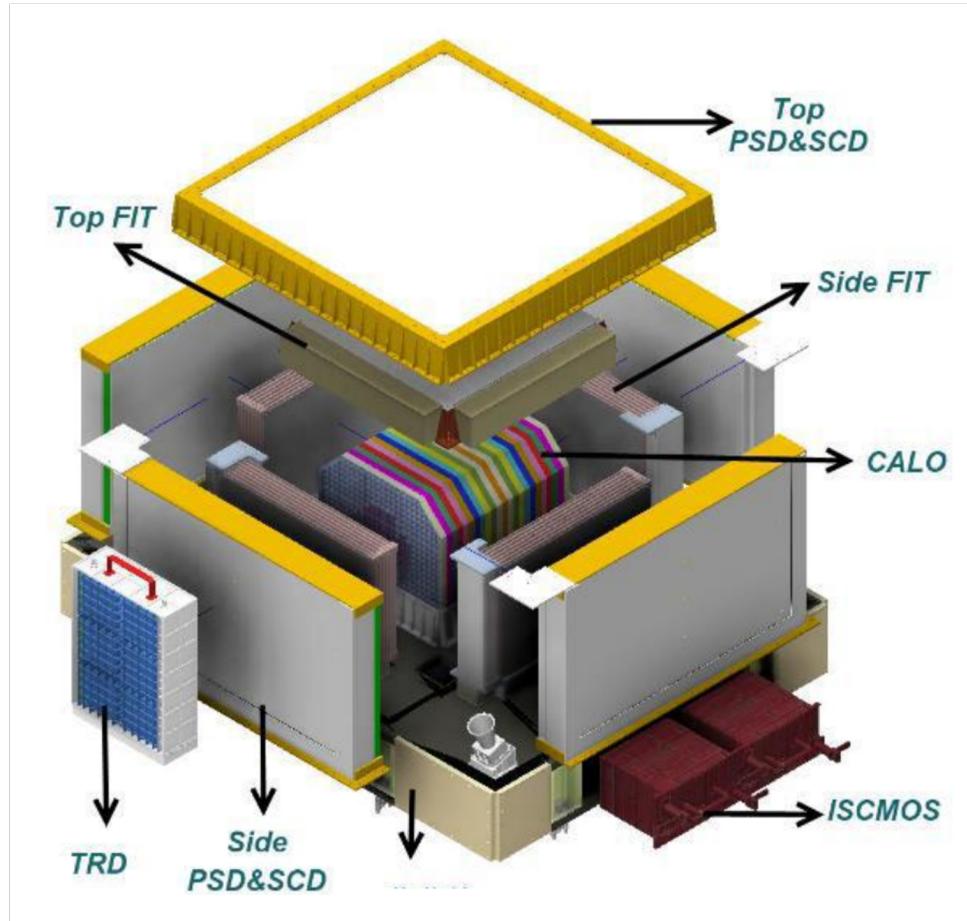


Figura 2.7: Esploso della struttura del rivelatore previsto per l'esperimento HERD. Tutti i componenti sono indicati e posti in modo da illustrarne la disposizione nel rivelatore.

Ogni sezione del PSD è costituita da due layer di scintillatori plastici [31], la cui luce di scintillazione viene letta tramite dei SiPM. Il PSD è necessario per identificare i fotoni, agendo da vetro per le particelle cariche, e consente, inoltre, di misurare la carica delle particelle incidenti fino a $Z = 26$.

Ogni sezione dell'SCD [30] è costituito da 4 doppi piani. Ogni doppio piano è costituito da due strati, ognuno di circa $1.5 \text{ m} \times 1.5 \text{ m}$, di rivelatori a microstrisce al silicio, disposti ortogonalmente tra loro. La funzione del SCD è quella di misurare la carica delle particelle incidenti fino a $Z = 26$. Combinando l'informazione ottenuta da PSD e SCD, è possibile ricostruire la carica con un'ottima risoluzione dell'ordine di 0.1 c.u. (*charge units*). Un'ulteriore funzione di SCD è quella di ricostruire la traccia della particella, con una risoluzione spaziale, sulla singola misura, migliore di $40 \mu\text{m}$. L'SCD è il rivelatore più esterno, perché è in grado di fornire l'informazione più precisa sulla carica e la direzione di arrivo, quindi è importante non avere altro materiale che possa deviare o frammentare la particella prima di esso.

Il TRD è un rivelatore di luce di transizione, installato su una faccia laterale dell'apparato, all'esterno del rivelatore al silicio. Esso ha un'area $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ e verrà impiegato in volo per avere un'informazione indipendente sull'energia, al fine di calibrare la risposta del calorimetro a sciami adronici indotti da protoni nell'intervallo energetico $1 \div 10 \text{ TeV}$, energie non raggiungibili a nessuna beam test facility.

L'esperimento sarà in grado di rivelare e misurare i raggi cosmici che incidono su 5 delle sue 6 facce, ovvero su tutte le sue facce tranne quella rivolta verso la stazione spaziale, su cui sarà posizionata la meccanica di supporto, l'elettronica dell'esperimento e che comunque non sarebbe utilizzabile data la presenza della stazione stessa. Questa è la principale innovazione dell'apparato

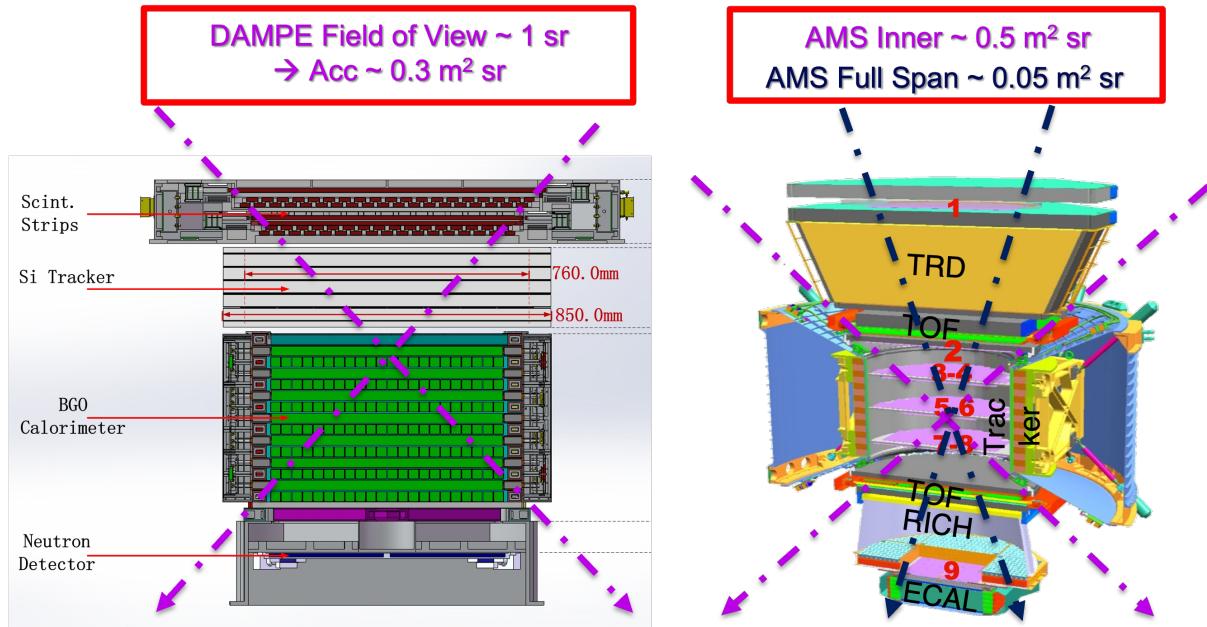


Figura 2.8: Disegno schematico delle accettanze e dei campi di vista degli esperimenti DAMPE e AMS-02. Appare evidente come il fattore limitante l'accettanza sia il campo di vista e in particolare l'essere sensibili solo a particelle provenienti da una sola faccia.

previsto per HERD, rispetto alla corrente generazione di apparati operanti nello spazio. Se prendiamo come esempio due dei rivelatori, descritti in Sec.1.4 e attualmente operanti nello spazio, che rappresentano lo stato dell'arte per i rivelatori calorimetrici (DAMPE, il rivelatore con il calorimetro più profondo) e per quelli spettrometrici (AMS-02, lo spettrometro magnetico con la maggiore accettanza e più completo in termini di sottorivelatori), è facile intuire come la loro accettanza sia limitata dal campo di vista, sostanzialmente solo frontale. Questo è schematizzato in Fig.2.8

Per quanto istruire 5 facce del rivelatore ponga delle problematiche dal punto di vista ingegneristico, soprattutto per evitare di avere zone angolari non coperte da rivelatori in quanto occupate da strutture portanti, in realtà questo non collide con il modo di funzionamento dei rivelatori stessi e non rappresenta una complessità insormontabile. Dove però la struttura scelta per HERD riesce a fare la differenza è la geometria del CALO: tipicamente, infatti, i calorimetri, segmentati, pensati per gli esperimenti nello spazio (Fermi-LAT [32], AMS [33], CALET [34], DAMPE [35]), hanno una struttura odoscopica: la segmentazione è in piani alterni x e y (definendo z come asse principale del rivelatore e le altre due, ortogonali, a formare una terna cartesiana) di barre scintillanti o materiale passivo inframezzato da fibre scintillanti. Avendo particelle incidenti in un angolo di vista fiduciale abbastanza limitato, la suddivisione in piani è necessaria per la ricostruzione dello sviluppo longitudinale dello sciame, mentre la segmentazione del singolo piano serve per lo sviluppo laterale. L'arrangiamento odoscopico garantisce una misura, segmentata, sia nella vista $z-x$, che in quella $z-y$, cioè in ultima istanza una descrizione tridimensionale dello sviluppo dello sciame. Questa geometria non funzionerebbe, però, per una particella incidente circa parallelamente, ad esempio all'asse x (o comunque ad una direzione ortogonale all'asse z): in questo caso parte dello sviluppo dello sciame verrebbe misurato solo lateralmente e parte solo longitudinalmente.

La geometria scelta per il calorimetro di HERD, invece, garantisce una segmentazione completa indipendentemente dalla direzione di arrivo della particella. Questo viene ottenuto passando da una struttura fatta di piani, segmentati ciascuno in una sola direzione, ad una geometria fatta di cubetti. questo è mostrato in Fig.2.9. La geometria è stata ideata e testata nell'ambito

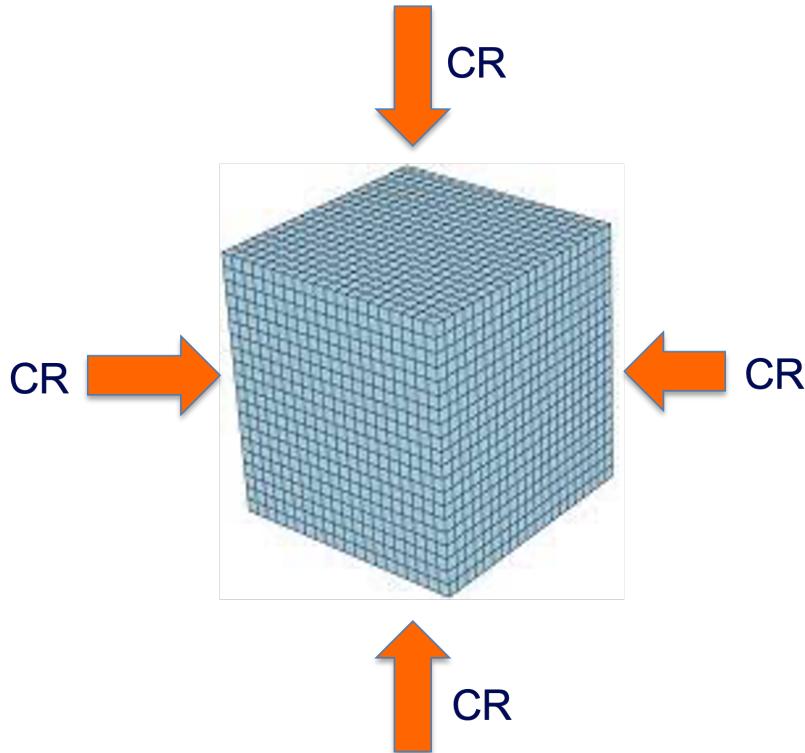


Figura 2.9: Rappresentazione schematica dell'approccio “CaloCube” alla calorimetria per esperimenti spaziali. Questa geometria permette una misura segmentata sia longitudinalmente che lateralmente rispetto allo sviluppo dello sciamme, indipendentemente dalla direzione di arrivo. Idealmente un apparato con questo tipo di calorimetro può avere un campo di vista sull'intero angolo solido (i.e. 4π).

dell'iniziativa di *R&D CaloCube* [36], dell'INFN ed è alla base di tutte le proposte per la nuova generazione di rivelatori di CR nello spazio (AMS-100 [37], ALADInO [38]).

Ciò rende l'accettanza efficace di HERD molto più grande di quelli raggiunti finora da esperimenti diretti: di circa $3 \text{ m}^2 \text{ sr}$ per elettroni e di $2 \text{ m}^2 \text{ sr}$ per protoni (avendo già tenuto conto della richiesta di avere una lunghezza di attraversamento del calorimetro tale da rendere possibile il contenimento dello sciamme adronico). Ciò, unito alla buona risoluzione ottenuta grazie ad un calorimetro profondo e omogeneo, consentirà di estendere le misure dirette di flusso e anisotropia di almeno un ordine di grandezza in energia, rispetto alle energie finora raggiunte dagli altri esperimenti con misura diretta.

L'esperimento HERD sarà installato sull'Experiment Module I della stazione spaziale cinese (CSS, Chinese Space Station) Tiangong3 nel 2027. La stazione spaziale sarà in orbita a circa 400 km di quota, con un'inclinazione di circa 42° . Il piano dell'orbita si muoverà verso est con un periodo di circa 60 giorni. Il rivelatore punterà in direzione dello Zenith, con un campo di vista di $\pm 70^\circ$, evitando interferenze con antenne o pannelli solari della stazione spaziale.

In figura 2.1 è riportata un'illustrazione del rivelatore HERD sulla stazione spaziale cinese. Grazie al movimento della stazione l'esperimento potrà campionare una vasta regione di spazio ed eseguire una misura approfondita di anisotropia dei raggi cosmici. Si stima che HERD avrà un tempo di attività maggiore di dieci anni.

Una lista delle prestazioni previste per il rivelatore HERD è presentata in Tab.2.1.

Item	Value	Key detector
Energy range (e)	10 GeV - 100 TeV	CALO
Energy range (γ)	0.5 GeV - 100 TeV	CALO
Energy range (nuclei)	30 GeV - 3 PeV	CALO
Angular resolution (e/γ)	0.1 deg @ 10 GeV	FIT, SCD
Charge measurement (nuclei)	0.1 - 0.15 c.u.	SCD, PSD
Energy resolution (e)	1-1.5% @ 200 GeV	CALO
Energy resolution (nuclei)	20-30% @ 100 GeV - PeV	CALO
e/p separation	$\sim 10^{-6}$	CALO
Effective acceptance (e)	$> 3 \text{ m}^2 \text{ sr}$ @ 200 GeV	all
Effective acceptance (p)	$> 2 \text{ m}^2 \text{ sr}$ @ 100 GeV	all
Field of view	$\sim 6 \text{ sr}$	all
Weight	$\sim 4 \text{ ton}$	
Power consumption	$\sim 1500 \text{ W}$	

Tabella 2.1: Figure di merito principali previste per l'apparato HERD [17].

2.2.1 Sistema di riferimento

Il sistema di riferimento in HERD è basato su una terna cartesiana destrorsa. L'origine è posta al centro della superficie superiore del CALO e l'asse z punta verso lo zenith. I lati del rivelatore sono identificati in base alla loro posizione lungo il rispettivo asse trasverso. Ad esempio il lato attraversato dall'asse x con coordinate positive è denominato $Xpos$; allo stesso modo sono denominati $Xneg$, $Ypos$, $Yneg$. Il lato $Zpos$ è semplicemente detto TOP invece che $Zpos$ dato che non ci sono detector sul lato $Zneg$.

2.2.2 CALOrimeter

Il CALO è il rivelatore principale di HERD. Consiste in un calorimetro omogeneo, isotropo, segmentato nelle 3 dimensioni che accetta particelle proveniente da qualunque direzione. Nella

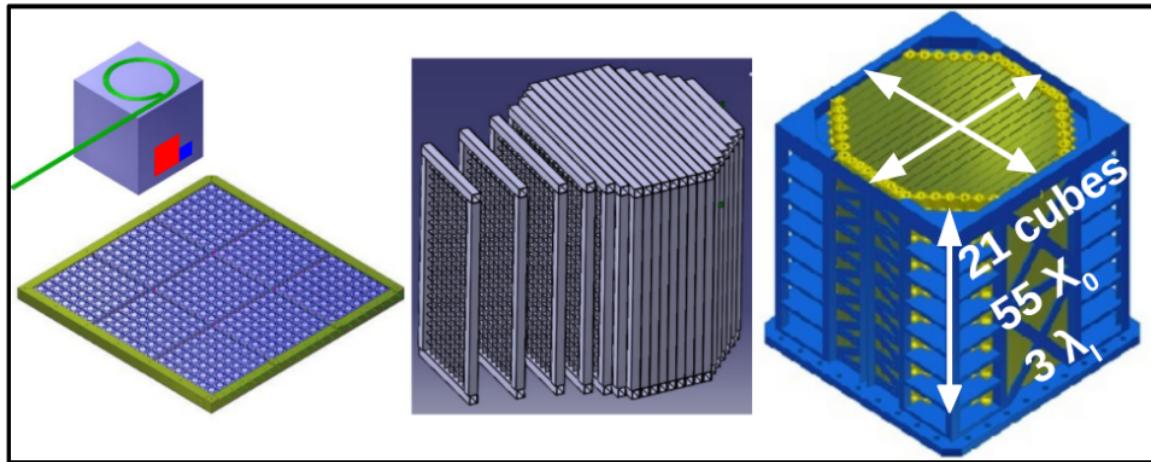


Figura 2.10: Struttura a forma di prisma ottagonale pensata per il CALO di HERD in una delle versioni proposte. Nella figura sono anche mostrati, a sinistra, un singolo piano di cubetti e un singolo cubetto in cui si possono apprezzare la fibra WLS (in verde) e il fotodiodo (in rosso). Al centro la sistemazione dei vari piani a formare il prisma ottagonale. A destra il calorimetro nella sua struttura meccanica esterna di supporto.

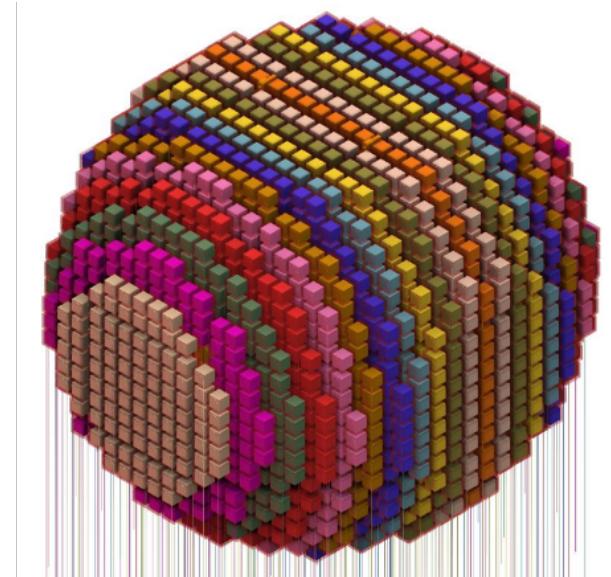


Figura 2.11: Struttura a forma sferica pensata per il CALO di HERD in una delle versioni proposte. Questo arrangiamento dei cubi di LYSO è attualmente considerato come *baseline* di disegno. I differenti colori identificano i differenti piani meccanici con cui il calorimetro verrà assemblato.

forma attualmente proposta si compone di 7500 cubi di scintillatore LYSO, ciascuno con lato 3 cm, corrispondenti a 2.6 lunghezze di radiazione X_0 e 1.4 raggi di Molière. La struttura esterna che sorregge è ancora oggetto di ottimizzazione: a parità di numero di cubi e quindi di peso, si cerca di aumentare l'accettanza del rivelatore. Una proposta, mostrata in Fig.2.10, è pensata per mantenere i cubi in una disposizione che approssima un prisma ottagonale con le basi parallele al lato TOP. Una seconda proposta, mostrata in Fig.2.11, prevede che i cubi siano disposti in modo da approssimare una sfera, così da massimizzare l'isotropia.

La profondità totale di CALO per particelle che lo attraversano verticalmente passando dal centro è di circa $55 X_0$ o 3 lunghezze di interazione (λ_I).

La scintillazione di ogni cristallo viene acquisita da due sistemi di read-out indipendenti: il primo consiste in WaveLength Shifting fibers (WLS) accoppiati a un sensore IsCMOS (Intensified scientific CMOS) [39], l'altro è fatto di fotodiodi (PD) connessi ad un chip di front-end dedicata detta HIDRA [40]. Questo design, a doppio read-out, permette di realizzare calibrazioni incrociate delle misure di luce di scintillazione. Questo sistema, insieme al TRD garantisce di ridurre le incertezze nelle misure calorimetriche permettendo continue ricalibrazioni. Sia WLS che PD permettono di realizzare sistemi di trigger indipendenti e veloci per ridurre le inefficienze [31].

Per aumentare il fattore geometrico del rivelatore, a parità di peso, è stata svolta una serie di studi tramite simulazione Monte Carlo per comprendere l'effetto dell'inserzione, fra un cristallo e l'altro, di un *gap* occupato in parte dalla struttura meccanica dei cassetti/piani di supporto dei singoli cubetti ed in parte vuoto. L'effetto netto, a parità di peso, è quello di aumentare il volume del rivelatore. Chiaramente se il gap fosse eccessivo ci sarebbe un degradamento delle prestazioni del rivelatore, principalmente la risoluzione energetica e si potrebbero dei percorsi in cui particelle provenienti da specifici angoli e posizioni potrebbero infilarsi senza interagire con il materiale del calorimetro.

2.2.3 Fiber Tracker

Il tracciatore più interno, detto Fiber Tracker (FIT), è stato progettato per permettere di ricostruire le traiettorie e il valore assoluto della carica dei CR carichi e allo stesso tempo favorire la

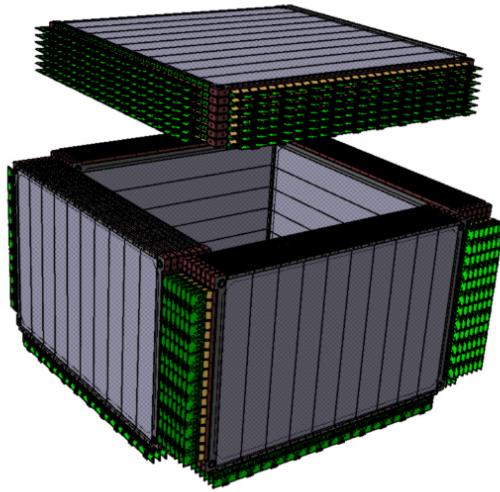


Figura 2.12: Esplosivo della geometria del FIber Tracker, FIT, dell'esperimento HERD. All'interno della struttura verrà ospitato il calorimetro, mentre all'esterno PSD ed SCD.

conversione dei raggi γ a bassa energia e tracciarne le coppie $e^+ - e^-$ prodotte.

Secondo l'attuale progetto, il FIT consiste di 5 settori traccianti, ciascuno composto da 7 piani per 7 misure indipendenti della posizione di una particella carica incidente. Ogni piano tracciante consiste in 2 strati di cui ciascuno permette la misura di una coordinata spaziale ortogonale all'altra. I piani traccianti del settore TOP sono composti di 10 moduli FIT per la misura di x e y , mentre i piani dei settori laterali hanno 6 moduli in direzione x e 10 in direzione y . La struttura proposta è mostrata in Fig.2.12. Un modulo comprende una matrice di fibre scintillanti e 3 array di fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) per acquisire la luce di scintillazione. Un prototipo di modulo FIT realizzato con fibre da 77 cm e un array di SiPM è stato testato con un fascio di protoni da 400 GeV presso il CERN ottenendo una risoluzione spaziale di 45 μm e un'efficienza di rivelazione del 99.6%. Testando il prototipo su un fascio di ioni creati dalla collisione di un fascio di piombo su berillio a 150 A GeV si è ottenuta una risoluzione di carica migliore di 0.15 c.u. [31].

2.2.4 Plastic Scintillator Detector

Il PSD di HERD verrà utilizzato come sistema di anti-coincidenza per discriminare i fotoni dalle particelle cariche e allo stesso tempo fornirà una misura della carica per nuclei con Z fino a 26. Visti i recenti sviluppi tecnologici, i segnali degli scintillatori organici verranno acquisiti da SiPM invece dei classici tubi fotomoltiplicatori. Questo permetterà risposta ai segnali estremamente rapida, ottima sensibilità anche a bassi light yield, basso consumo di potenza e una buona affidabilità. Queste caratteristiche rendono i SiPM estremamente pratici e versatili per le applicazioni spaziali. Per il materiale scintillante si considerano scintillatori a bassa densità, ma buona resistenza alla radiazione che siano però economici e disponibili per la produzione di massa. Le richieste principali sono alta efficienza di rivelazione, intervallo dinamico ampio e una buona risoluzione in energia [31].

Sono due i formati attualmente proposti e sotto studio per gli scintillatori. Uno prevede lunghe barre di scintillatore, mentre l'altro delle tile quadrate o rettangolari più piccole. Entrambe le configurazioni presentano vantaggi e svantaggi. La configurazione a barre permette l'installazione di un minor numero di canali di acquisizione, mentre la configurazione a tile minimizza gli effetti di rumore dovuti al backscattering, che è stato il principale obiettivo di studio di questo

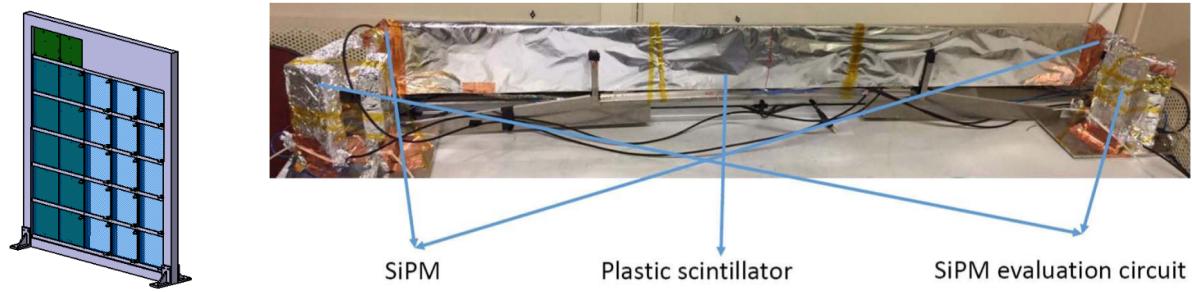


Figura 2.13: Disegno meccanico del prototipo utilizzato per testare i rivelatori del PSD nella configurazione a tile (sinistra). Foto di un prototipo utilizzato per testare i rivelatori del PSD nella configurazione a barre (destra).

lavoro di Tesi e che verrà descritto in dettaglio nel Cap.4. Le due possibili configurazioni dei rivelatori sono visibili in Fig.2.13.

2.2.5 Silicon Charge Detector

L'SCD è il primo rivelatore incontrato dalle particelle incidenti su HERD. E' posto al di sopra del PSD ed è progettato per effettuare precise misure della carica dei CR. La scelta di un rivelatore di carica al silicio posto al livello più esterno assicura il minimo livello di interazione per la particella primaria all'interno dei materiali dell'apparato, minimizzando la probabilità che i nuclei frammentino. Questo è necessario per ridurre gli errori sistematici sul flusso misurato.

Nel progetto attuale l'SCD è costituito da 5 unità di rivelatori sottili. Uno, quello sul lato TOP, è un quadrato $1.6 \times 1.6 \text{ m}^2$, mentre gli altri, sulle facce laterali, $1.4 \times 0.9 \text{ m}^2$. Ciascuna unità, come mostrato in Fig.2.14 contiene 8 strati di rivelatori a microstrip di silicio da $300 \mu\text{m}$ di spessore, montati alternandosi su direzioni ortogonali in una struttura in alluminio a nido d'ape (*honeycomb*) e fibra di carbonio per minimizzare la densità. La superficie attiva globale copre $\sim 60 \text{ m}^2$.

La risoluzione di carica è stata studiata tramite simulazioni Monte Carlo con protoni, nuclei di He, C, O, Si, con energie da 10 GeV a 1 TeV. La risoluzione complessiva ottenuta dagli 8

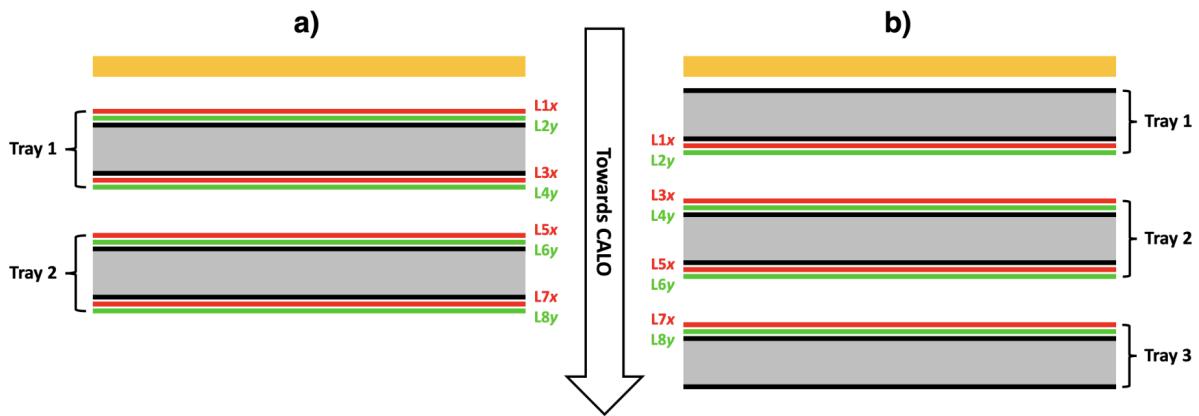


Figura 2.14: Due possibili configurazioni proposte per l'SCD di HERD. Strati di silicio con strip orientate lungo x (rosso) e y (verde) sono montate sulle strutture di supporto di honeycomb di Alluminio (girigio) e fibra di Carbonio (nero). Le dimensioni tipiche delle distanze fra i vari "cassetti" è di circa 4 cm. In giallo lo schermo più esterno per la luce, i micrometeoriti e le particelle di bassissima energia.

strati è inferiore a 0.3 unità di carica per tutti i campioni. Test su fascio saranno condotti alla beam line SPS del CERN per ottenere valori sperimentalmente direttamente dai prototipi. Si andrà a studiare anche fattori geometrici che possono essere ottimizzati, come la distanza dal PSD, il pitch dei rivelatori, per minimizzare le contaminazioni dal backsplash del calorimetro. Oltre alla misura di carica SCD permette di estendere le misure di posizione del FIT per ricostruire le tracce 3D [31].

2.2.6 TRD

Per protoni con energie dell'ordine del TeV, solo pochi eventi hanno sciami completamente contenuti nel calorimetro, inoltre negli sciami adronici c'è sempre una componente invisibile che non può essere assorbita. L'energia dei protoni energetici non può perciò essere misurata direttamente, ma deve essere estrapolata dallo studio dello sciame. La calibrazione a terra dei calorimetri per lo spazio però può arrivare al massimo ai 400 GeV con l'SPS del CERN. Questo significa che per gli eventi più energetici bisogna basarci sulle calibrazioni a più basse energie o affidarci completamente alle simulazioni.

Un rivelatore di radiazione di transizione (TRD) può essere usato per calibrare gli eventi con energie che vanno oltre quelle raggiungibili a terra, nel range in cui la radiazione di transizione viene generata, ma non è ancora in saturazione (e in realtà questo è tipicamente regolabile nella progettazione e operazione del rivelatore).

L'energia della radiazione di transizione (TR) è proporzionale al fattore di Lorentz, γ , della particella incidente. Nel disegno preliminare del TRD per HERD, i fotoni irradiati vengono generati per $\gamma > 10^3$, ma saturano attorno a 10^4 . Per i protoni questa regione coincide con le energie $1 \div 10$ TeV. Rilevando i fotoni emessi per TR si può ricavare l'energia della particella dal suo fattore di Lorentz [31].

Il rivelatore verrà installato solamente in una delle 4 facce laterali dell'apparato, di cui coprirà soltanto una porzione. Solamente parte degli eventi, e, alle più alte energie, solo per le specie più abbondanti (protoni ed Elio), avranno l'informazione del TRD. Questo campione sarà comunque un campione importantissimo per cross-calibrare CALO e TRD e per abbassare moltissimo le sistematiche sulla misura energetica del CALO.

Capitolo 3

Stato dell'arte HerdSoftware e tracciamento

In questo capitolo verrà descritto l'attuale stato di avanzamento della collaborazione HERD nello sviluppo del software relativo all'esperimento. In particolare ne verranno descritti la struttura e gli elementi caratteristici principali, con particolare attenzione agli strumenti che sono stati utilizzati durante questo lavoro di tesi.

Ci si concentrerà infine sulla strategia con la quale viene affrontato il tracciamento e si arriverà quindi ad evidenziarne i limiti per quanto riguarda il cosiddetto problema del backscattering.

3.1 HerdSoftware

La progettazione della struttura dell'esperimento HERD e lo sviluppo dei suoi componenti hardware è ancora in corso. Ad oggi non esiste un design definitivo per l'esperimento, tuttavia è già stato sviluppato dalla collaborazione un avanzato framework software che permette di effettuare simulazioni Monte Carlo, ricostruzione eventi e analisi dati per l'esperimento.

Il framework è costruito in modo da avere una struttura modulare nella quale una qualsiasi procedura di analisi è suddivisa in algoritmi indipendenti l'uno dall'altro. I singoli algoritmi vengono eseguiti in modo sequenziale sui dati, secondo una sequenza impostabile dall'utente che codifica così il particolare tipo di elaborazione dati da effettuare. Questo approccio semplifica il lavoro collaborativo sul software. Permette infatti di aggiungere algoritmi personali a quelli forniti dalla collaborazione senza dover mettere mano al codice degli algoritmi ufficiali, e di riutilizzare un dato algoritmo in diverse procedure che ne richiedano l'utilizzo senza doverlo reimplementare o copiare. Si minimizza così la possibilità di interferire con il corretto funzionamento degli strumenti di ricostruzione e analisi già testati e diffusi ufficialmente, e di duplicare codice senza necessità.

Il framework software della collaborazione si chiama HerdSoftware, e si basa su altri due frameworks di utilizzo generale:

- GGS, il framework che permette di configurare i parametri della simulazione MonteCarlo ed esportare i dati utili
- EventAnalysis, lo strumento che assembla ed esegue le sequenze di algoritmi di ricostruzione eventi e analisi dati

HerdSoftware implementa gli elementi della simulazione Monte Carlo e gli algoritmi di analisi dati specifici per HERD utilizzando le interfacce e le librerie generiche (cioè utilizzabili per qualunque esperimento o rivelatore) fornite da GGS ed EventAnalysis.

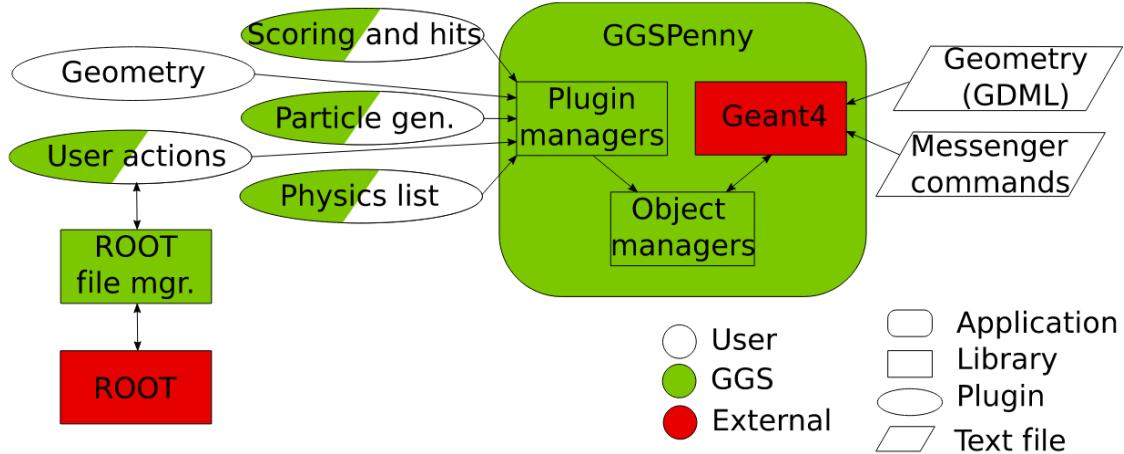


Figura 3.1: Diagramma dell'architettura del software GGS.

3.1.1 Simulazione GGS

GGS[41] (Generic Geant4 Simulation) è un framework software che permette di realizzare simulazioni Monte Carlo sfruttando le librerie di Geant4[42], ma attraverso un'interfaccia semplificata e specifica per piccoli e medi esperimenti di fisica delle particelle. Fornisce delle implementazioni di uso generale di alcune delle classi che tipicamente devono essere implementate da un utente che voglia realizzare una simulazione Geant4 di un apparato, come il generatore di particelle, la registrazione e salvataggio su file dei depositi di energia nel rivelatore ecc. Si riduce così alla sola definizione della geometria dello strumento il lavoro strettamente necessario per implementare una simulazione Monte Carlo; il framework consente comunque all'utente di aggiungere implementazioni personalizzate per i vari componenti tramite un sistema di plugin, in modo da consentirne l'utilizzo anche per applicazioni non coperte dalle implementazioni generiche.

La figura 3.1 descrive in modo schematico l'architettura del software GGS e il modo in cui i suoi componenti si interfacciano con le librerie esterne e con i file di configurazione.

3.1.2 EventAnalysis

EventAnalysis [43] è il software che definisce le regole dell'implementazione degli algoritmi di elaborazione dati ed esegue sequenze di algoritmi opportunamente configurate per effettuare analisi degli eventi. È realizzato nel linguaggio di programmazione C++ e consiste in generale di un insieme di classi base che definiscono l'interfaccia di un algoritmo e di altri componenti coinvolti nell'analisi dati, oltre a un eseguibile che assembla ed esegue le sequenze e un sistema di configurazione che consente all'utente di definire gli algoritmi che compongono la sequenza e di configurarli opportunamente. In figura 3.2 è riportata una rappresentazione grafica delle entità modellizzate da EventAnalysis mediante codice C++ e delle loro relazioni. L'entità centrale attorno alla quale si sviluppa il flusso di elaborazione dati è il data store: questo è un contenitore di oggetti chiamati data objects i quali implementano il modello di dati dell'esperimento, ad esempio mediante classi che rappresentano una hit, un cluster, una traccia ecc. Un data store può contenere un numero arbitrario di data objects di qualunque classe, ed è possibile utilizzare più data stores per creare diversi insiemi di data objects ove ciò fosse utile. Gli algoritmi possiedono delle referenze ai data stores, e per ogni evento possono recuperare da questi i data objects da elaborare e inserire in questi i data objects di output. Ogni algoritmo può quindi usare come input i data objects di output degli algoritmi precedenti, producendo a sua volta data objects che potranno essere usati dagli algoritmi seguenti. L'input iniziale per la sequenza

di algoritmi viene prodotto dai data providers, che possono interfacciarsi con files, databases ecc. dai quali leggere le informazioni con cui costruire i data objects iniziali. Similmente, i persistence services scrivono su un mezzo di persistenza (files, databases ecc.) gli oggetti da salvare alla fine dell'elaborazione del singolo evento e anche alla fine di tutti gli eventi.

Questa semplice struttura separa chiaramente le varie operazioni tipiche di un'elaborazione dati basata su eventi, assegnando ogni compito a una ben precisa classe C++ che può quindi essere implementata separatamente dalle altre, facilitando lo sviluppo concorrente del codice e l'aggiunta di nuovi elementi di analisi (algoritmi, data objects ecc.).

EventAnalysis fornisce un persistence service standard basato su Root [44]: questo è in grado di salvare su un file Root ogni tipo e numero di data objects, fornendo quindi un formato di output in grado di adattarsi a ogni esigenza. I file così salvati possono essere usati come input di una nuova sequenza di elaborazione usando il data provider basato su Root fornito anch'esso da EventAnalysis, che legge il formato prodotto dal persistence service ed estrae dal file Root i data objects da inserire nei data stores.

Un software di esperimento basato su EventAnalysis deve quindi implementare i data objects che definiscono il data model del proprio esperimento, eventuali data provider e persistence services per i propri formati dati di input e output qualora quelli standard non fossero adeguati, e gli algoritmi specifici per il proprio caso di studio come classi C++ derivate dalla classe algoritmo di base fornita da EventAnalysis e compilate in librerie plugin, oltre a produrre dei file di configurazione che definiscono la sequenza di algoritmi da eseguire. È possibile utilizzare più librerie di algoritmi contemporaneamente, in modo da consentire ad esempio l'utilizzo di algoritmi ufficiali della collaborazione e di algoritmi sviluppati dal singolo utente, secondo la sequenza definita dal file di configurazione.

3.1.3 HerdSoftware

Mentre GGS e EventAnalysis sono strumenti di utilità generale, HerdSoftware raccoglie tutti gli strumenti specifici per l'esperimento HERD.

Nelle librerie di HerdSoftware sono state implementate in forma parametrizzata le diverse geometrie Monte Carlo proposte per l'esperimento HERD, comprensive di tutti i rivelatori proposti, usando le classi di Geant4. Definire ed eseguire un'intera simulazione consiste quindi nel fornire a GGS la libreria della geometria di HERD e un insieme di file di configurazione, o datacard, nei quali vengono specificate le caratteristiche cinematiche delle particelle primarie, i parametri della geometria, i volumi attivi e le strutture di dati da salvare su file. HerdSoftware fornisce versioni di riferimento di queste datacard che possono essere usate per effettuare simulazioni in

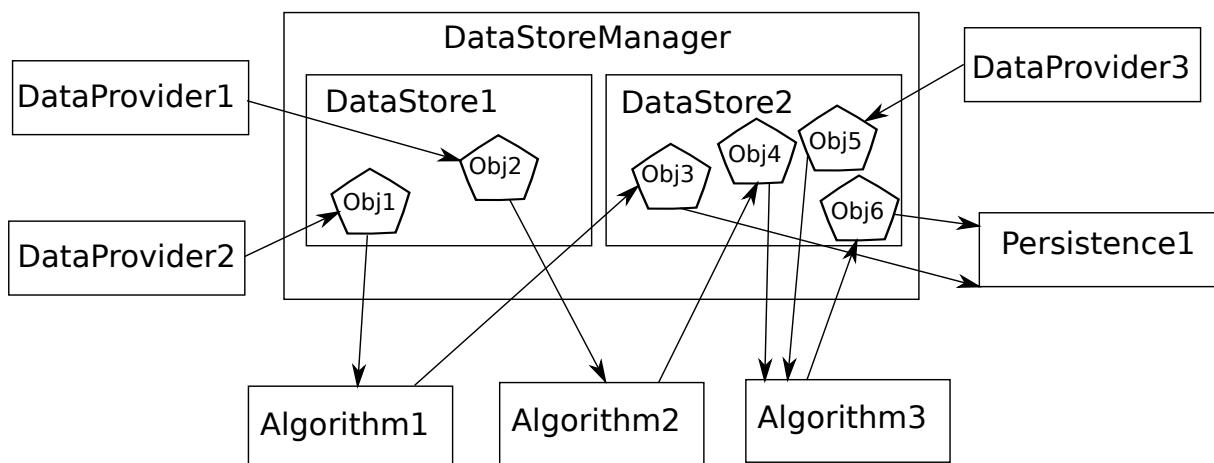


Figura 3.2: Entità modellizzate da Eventanalysis.

configurazioni standard o come base per simulazioni personalizzate.

In HerdSoftware si trovano anche le implementazioni dei data objects che definiscono il data model di HERD e degli algoritmi per una serie di casistiche di ricostruzione ed analisi dati, dalla digitizzazione dei dati grezzi prodotti dalla simulazione alla ricostruzione delle tracce e al trigger offline, che costituisco gli algoritmi ufficiali della collaborazione. Per tutti gli stadi dell'elaborazione dati HerdSoftware usa come persistence service il servizio standard basato su Root fornito da EventAnalysis e il data provider standard, quest'ultimo tranne per lo stadio di digitizzazione per il quale un data provider apposito per leggere come input i file di output di GGS è stato implementato in HerdSoftware. Come per la simulazione, vengono fornite versioni di riferimento dei file di configurazione per la ricostruzione e analisi dei dati.

3.2 Il tracciamento

Il processo di tracciamento degli eventi è ancora in corso di ottimizzazione, ma sono già disponibili gli strumenti principali per poter intraprendere una ricostruzione completa degli eventi. Il processo si sviluppa attraverso una serie di fasi successive, ciascuna implementata attraverso uno specifico algoritmo.

In questa sezione ne verranno descritti i passaggi più importanti per illustrare le strategie alla base ed evidenziarne i limiti attualmente non risolti.

3.2.1 Digitizzazione dei dati simulati e trigger

Il processo viene applicato ai dati simulati solo dopo una prima fase di digitizzazione che elabora i dati provenienti dalla simulazione Monte Carlo per aggiungervi gli effetti strumentali e renderli così il più simili possibile a quelli ipoteticamente misurati dal rivelatore reale. Questa fase si può considerare rozzamente come l'inverso della calibrazione dei dati acquisiti da un rivelatore reale: consiste nel convertire i valori di output della simulazione nelle unità tipiche dell'output del sistema elettronico di acquisizione dati reale (tipicamente canali ADC) e nell'aggiungere i valori del piedistallo e del rumore. I dati così prodotti sono formalmente identici a quelli del rivelatore reale, e vengono immediatamente selezionati applicando un algoritmo che implementa il criterio di trigger dell'esperimento, per eliminare subito quegli eventi che non verrebbero acquisiti. L'elaborazione successiva è formalmente identica a quella che si effettuerebbe su dati reali, e include in particolare la calibrazione dei dati digitizzati secondo i parametri di calibrazione dei vari sottosistemi di acquisizione misurati in test di laboratorio o con fasci di particelle di test.

Per il tracciamento vengono sfruttati dati da quasi ogni componente dell'esperimento, in particolare c'è bisogno dei segnali dei due tracciatori, SCD e FIT, e delle misure di deposito energetico nei cristalli del calorimetro.

3.2.2 Asse del calorimetro

Il calorimetro di HERD con la sua struttura segmentata permette di ricostruire la struttura spaziale 3D dello sciame generato dalle particelle incidenti. Pesando opportunamente le posizioni dei depositi con l'energia rilasciata, un algoritmo sfrutta l'analisi delle componenti principali (PCA) per individuare la direzione in cui si sviluppa lo sciame. Il verso del moto è ricavato valutando il profilo dello sviluppo longitudinale dello sciame.

La direzione trovata è la prima grossolana stima della direzione di moto della particella incidente. Nel caso di particelle molto energetiche, in particolare per protoni e altri nuclei che interagiscono adronicamente, una importante parte dello sciame potrebbe non essere contenuta nel calorimetro. Questa eventualità ne tronca la forma e può produrre una errata identificazione del verso. In questi casi un algoritmo basato sull'analisi del leakage permette di correggere il verso.

3.2.3 Clusterizzazione e tracciamento

Per avere una ricostruzione precisa della direzione di incidenza è necessario ricorrere al sistema tracciante basato su FIT ed SCD. La presenza di leakage e backscattering può però rendere estremamente difficoltosa l'identificazione traccia primaria. Tutte le particelle secondarie prodotte nello sciamone generano infatti nei tracciatori hits spurie indistinguibili da quelle della particella primaria, in quantità tali da rendere errata o addirittura impossibile la ricostruzione. Per questo viene effettuata una rimozione delle hits giudicate più lontane dalla vera traiettoria. A questo livello l'unico criterio per avere informazioni sul moto della particella è l'asse del calorimetro appena ricavato. Le hits che vengono escluse sono quelle più lontane di una certa distanza massima dall'asse principale. Dalla figura 3.3 si può vedere l'effetto della rimozione per un evento di esempio e intuire facilmente l'impatto sulla ricostruzione della traccia.

Le hits rimanenti vengono prima raggruppate in cluster. La clusterizzazione avviene definendo una soglia detta di seme e una detta di prossimità, inferiore a quella di seme. Si procede poi a esaminare le hit su ogni piano di un sistema tracciante: quando si identifica una hit con rilascio superiore alla soglia di seme la si aggrega con le hit prime vicine superiori alla soglia di vicinanza. Per ogni hit aggregata al seme si controlla la vicina sul lato opposto al seme, e se risulta anch'essa superiore alla soglia di vicinanza la si aggrega, ripetendo il processo finché si trova su entrambi i lati una hit sotto soglia. L'aggregato di hit forma un cluster, la cui posizione viene stimata calcolandone il centro di gravità.

Le posizioni dei cluster vengono poi utilizzate da un successivo algoritmo che sfrutta la trasformata di Hough per identificare insiemi di clusters allineati sui diversi piani del sistema tracciante che costituiscono i candidati traccia ricostruiti. In particolare l'algoritmo opera in modo indipendente sulle tre viste del rivelatore e ricava per ciascuna, quando possibile, una collezione di tracce 2D. Le tracce ricostruite vengono ordinate in base alla loro distanza dalla proiezione dell'asse del calorimetro sulla vista in oggetto così definita: si individuano le intersezioni di asse e traccia su un set di piani di riferimento, e si definisce la somma delle distanze delle intersezioni su ogni piano come distanza tra asse e traccia. La traccia 2D più vicina alla proiezione dell'asse del calorimetro secondo questo criterio è considerata come la proiezione della traccia della particella primaria su quella vista.

Se per un evento è stato possibile ricavare una traccia 2D della particella su almeno due viste allora queste vengono combinate insieme a formare una traccia 3D.

3.3 Problemi del backscattering e del leakage

Come è stato anticipato nella sezione precedente, per gli eventi legati a particelle molto energetiche, in particolare particelle che interagiscono adronicamente con il calorimetro, ci si aspetta di osservare una significativa quantità di particelle secondarie che sfuggono al calorimetro senza essere assorbite. Queste in generale saranno emesse sia in avanti, generando segnali spuri negli eventuali tracciatori a valle del punto di ingresso nel calorimetro, sia indietro. Questo secondo caso, detto backscattering, fa sì che le hit generate dalla particella primaria siano circondate da una popolazione di hit spurie. Questo fenomeno degrada su molti fronti la capacità del rivelatore HERD di ricostruire l'evento.

Il problema più immediato è il degradarsi della capacità di puntamento. La direzione ottenuta dal calorimetro è solo una stima grossolana della direzione di incidenza, senza la capacità dei tracciatori di misurare con precisione i punti di passaggio delle particelle peggiorano le prestazioni di studi che necessitano di un'accurata conoscenza della direzione della particella primaria come la separazione di elettroni e protoni basata sull'analisi topologica degli sciami nel calorimetro o la anisotropia dei raggi cosmici.

Va inoltre considerato che per eventi con una nuvola di hit dovuta al backscattering sui tracciatori a monte del calorimetro e una nuvola a valle dovuta al forward leakage è difficile eliminare

efficacemente le hit spurie prima di applicare la trasformata di Hough. Usando il criterio di selezione basato sulla distanza dall'asse del calorimetro sopra descritto si selezionano infatti sia hit sul tracciatore di ingresso sia sul tracciatore di uscita: queste ultime sono completamente spurie per quanto riguarda il tracciamento e ne peggiorano di conseguenza le prestazioni. Per un tracciamento efficiente e accurato è quindi necessario eliminare tutte le hit nel tracciatore di uscita identificando correttamente il lato di ingresso della particella o equivalentemente il suo verso di propagazione.

Si menziona infine un ulteriore problema, estremamente importante per le prestazioni generali del rivelatore ma che non è oggetto di questo lavoro, che riguarda la capacità di SCD e PSD di valutare la carica elettrica delle particelle incidenti. Se infatti non è possibile associare con certezza le giuste hit alla particella primaria non sarà possibile studiarne in modo accurato l'energia depositata e perciò la carica elettrica. Lo stesso problema può presentarsi anche quando particelle di backscattering attraversano lo stesso elemento sensibile attraversato dalla particella primaria, modificando il rilascio energetico misurato.

3.3.1 Ottante d'ingresso

Per ricostruire il verso della traiettoria della particella è necessario identificare la regione da cui proviene. All'interno del processo di tracciamento si utilizza perciò il concetto di ottante di ingresso. Un ottante è ciascuna delle 8 regioni di uno spazio cartesiano che si possono individuare tagliando lo spazio con i piani principali (xy , xz , yz). Ciascun ottante viene identificato dai segni dei 3 assi coordinati che permettono di descriverne i punti. Il primo ottante, ad esempio, caratterizzato da solo coordinate positive può indicarsi con ($Xpos$, $Ypos$, $Zpos$), l'ottante con x e z positive e y negativa con ($Xpos$, $Yneg$, $Zpos$) e così via.

La determinazione dell'ottante d'ingresso dai soli dati del calorimetro può essere effettuata studiando la forma dello sciame. Questo approccio però, come è stato anticipato precedentemente mostra dei limiti ad alte energie dovuti al leakage. Oltre una certa soglia energetica è necessario applicare una correzione, che consiste nel ribaltare il verso ricostruito dal calorimetro quando l'analisi dello sciame in prossimità dei bordi del calorimetro mostra rilasci molto alti sui bordi e quindi leakage.

La figura 3.4 mostra l'efficienza con la quale il lato di ingresso della particella viene ricostruito al variare dell'energia. Le due linee rappresentano il metodo di ricostruzione di base e il metodo con la correzione per il leakage intenso. Lo studio è stato svolto simulando un flusso isotropo di protoni. Appare evidente come a basse energie il metodo di base è quello più adatto a tracciare gli eventi, mentre ad alte la tendenza si inverte. Entrambi i metodi raggiungono, nel range energetico studiato, un'efficienza massima inferiore al 95%.

3.3.2 Proposta della misura di tempo

L'oggetto di questo lavoro di tesi consiste nel valutare l'efficacia di una possibile soluzione alternativa al problema del leakage.

L'idea proposta è quella di installare all'interno dell'esperimento hardware dedicato alla misurazione del tempo di arrivo dei segnali a livello del PSD. Gli scintillatori plastici sono caratterizzati da risposte temporali estremamente veloci, si parla di tempi di decadimento medi minori di 2 ns. Questo permette perciò di effettuare misure temporali con risoluzioni dell'ordine delle centinaia di ps. Identificare la tile dove c'è stato il primo deposito permette di individuare con elevata confidenza la regione da cui è provenuta la particella primaria, rimuovere l'ambiguità sul verso del moto e identificare i tracciatori a monte e a valle del calorimetro. Inoltre, sebbene la dimensione estesa dei cristalli scintillanti del PSD non permetta di misurare in modo preci-

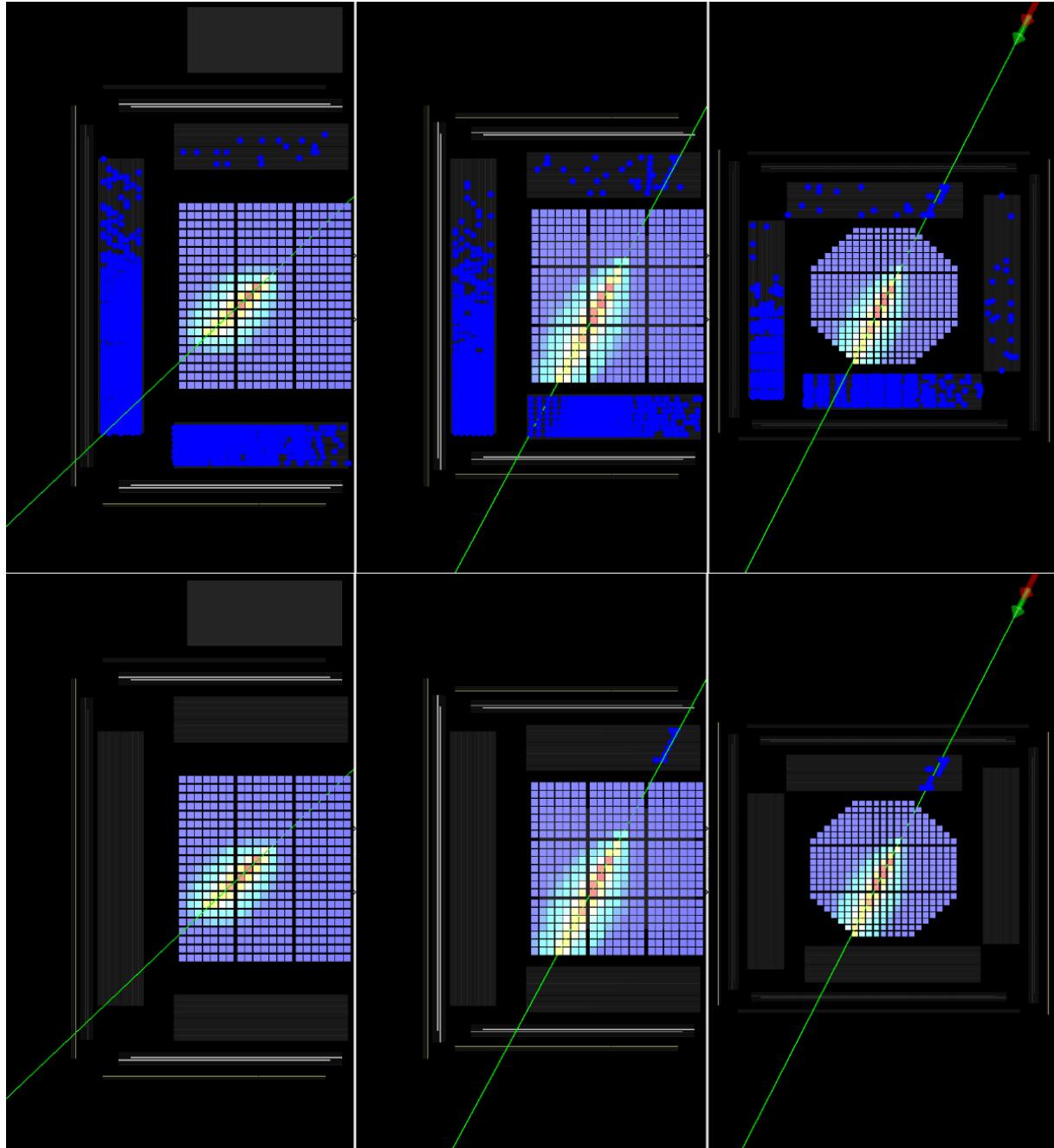


Figura 3.3: Le immagini riportano due event display relativi a un protone di energia 10 TeV incidente su HERD. Le tre colonne in cui è divisa l'immagine rappresentano le tre viste del rivelatore ($x-z$, $y-z$ e $x-y$). I quadretti centrali rappresentano una proiezione del calorimetro. I pallini blu ai lati sono i cluster registrati nel FIT. Il set di immagini in alto rappresentano l'evento come viene acquisito, mentre il set in basso è lo stesso evento dopo la fase di selezione delle hit e dei cluster per il tracciamento. L'aver identificato il corretto ottante d'ingresso permette di escludere tutte le hit secondarie dovute al leakage. La geometria del calorimetro è una di quelle presentata in Sec.2.2.2, ed in particolare non quella attualmente scelta come *baseline* per l'apparato. Nel corso del lavoro di Tesi sono state, infatti, testate anche diverse geometrie dell'apparato.

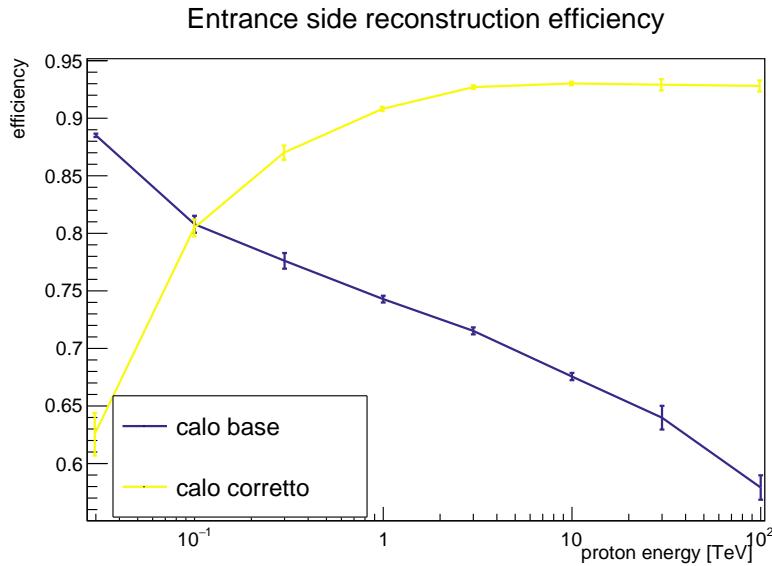


Figura 3.4: Il grafico riporta a confronto l'efficienza con cui i due metodi considerati riescono ad identificare il lato di ingresso della particella primaria al variare dell'energia della particella stessa. In blu sono riportati i valori ottenuti per il metodo di base, mentre in giallo i valori ottenuti dopo l'applicazione della correzione del verso.

so la posizione del passaggio del primario, l'informazione sulla tile di passaggio può comunque contribuire all'ottimizzazione del processo di tracciamento.

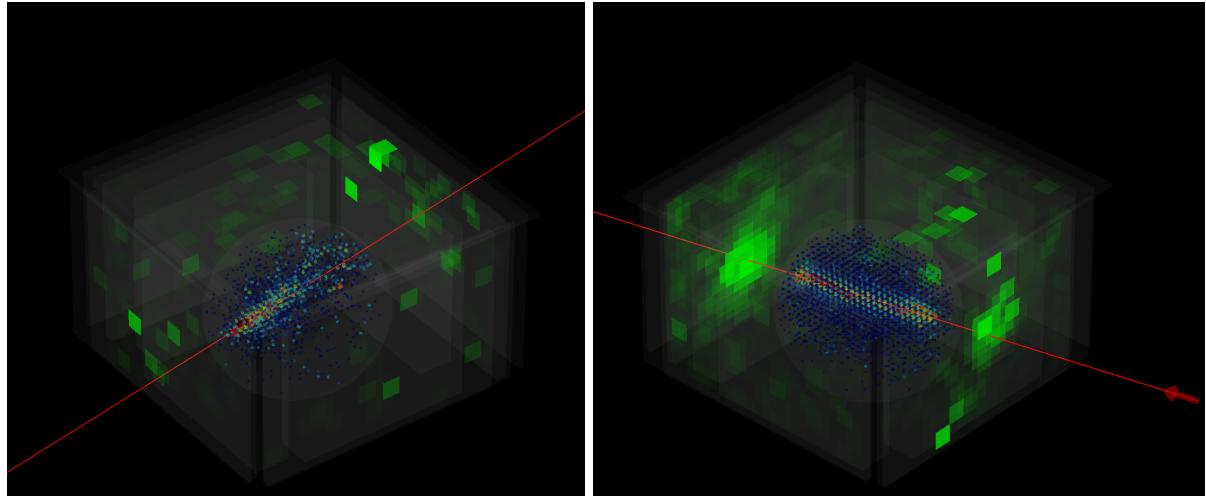


Figura 3.5: Le immagini raffigurano due eventi generati da un protone di energia 100 GeV (sinistra) e 1 TeV (destra) nell'attraversare il rivelatore HERD. La linea rossa è la traiettoria della particella primaria fornita dalla verità Monte Carlo. In verde sono riportate le hits nelle tiles del PSD, l'intensità della colorazione rappresenta l'intensità del deposito energetico nel cristallo. I cubetti contenuti della forma quasi-sferica centrale rappresentano i depositi energetici nei segmenti del calorimetro. Entrambi gli esempi evidenziano come la concomitanza di leakage a valle e monte del calorimetro e perciò la simmetria dell'evento, faccia sì che il verso di sviluppo dell'evento sia difficilmente ricostruibile.

Capitolo 4

Impatto della misura temporale sul tracciamento

In questo capitolo verrà illustrato nel dettaglio come la misura temporale è stata implementata all'interno del software di simulazione e ricostruzione per valutare una possibile soluzione al problema del leakage illustrato alla fine del capitolo precedente. Saranno messe a confronto l'efficienza e la qualità del tracciamento ottenute per diversi valori di energia della particella primaria e risoluzione temporale. Queste saranno rapportate alle prestazioni raggiungibili con i metodi attualmente disponibili che sfruttano solo la topologia dello sciame generato nel CALO. Lo studio è stato effettuato considerando protoni generati da una sorgente isotropa con 8 diverse energie, da 30 GeV a 100 TeV.

4.1 Acquisizione temporale nel Plastic Scintillator Detector

Per ottenere una misura temporale rapida e affidabile, è stato considerato ottimale sfruttare il Plastic Scintillator Detector. Gli scintillatori plastici permettono infatti di reagire ai depositi energetici da particelle cariche con segnali estremamente veloci. Tempi di salita caratteristici sono dell'ordine dei 0.5 ns, con tempi di diseccitamento di circa 1.5 ns [45]. Sfruttando scintillatori con queste caratteristiche è stato possibile raggiungere risoluzioni dell'ordine di alcune decine di ps [46].

Le prestazioni di risoluzione temporale raggiungibili dipendono dalla dimensione degli scintillatori utilizzati e dal posizionamento dei SiPM utilizzati per rivelare la luce di scintillazione. Attualmente i dettagli della configurazione geometrica e del sistema di lettura del PSD sono in fase di definizione e ottimizzazione. Una proposta è quella della configurazione a tile, cioè elementi quadrati di superficie $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ e spessore 0.5 cm. Un'alternativa è quella della struttura a barre, parallelepipedi di forma allungata che coprono in lunghezza un intero lato del piano di rivelazione, arrivando a lunghezze prossime ai 2 m sul lato superiore del rivelatore.

Anche le fibre scintillanti del FIT potrebbero essere impiegate per il timing ottenendo buone risoluzioni temporali [47]. Tuttavia effettuando la misura di tempo su un detector più esterno si massimizza il tempo che intercorre tra il passaggio del primario e l'arrivo delle prime di particelle di backscattering, rilassando al massimo il requisito di risoluzione temporale per discriminare i due segnali. Ipotizziamo infatti che la particella primaria incidente si muova alla velocità della luce con direzione perpendicolare a una faccia del rivelatore e che al primo contatto con il CALO emetta una particella di backscattering in direzione perfettamente opposta e con velocità della luce. Questo caso limite può essere usato per determinare il tempo minimo intercorrente tra segnale primario e il segnale di backscattering, che risulta essere $\Delta t = 2c\Delta x$, dove Δx è la distanza tra il rivelatore che effettua la misura di tempo e la superficie del CALO. Nella geometria

attualmente considerata la distanza tra superficie del calorimetro e PSD è di circa 50 cm. Questo significa che tra il segnale di arrivo del primario e il primo segnale di backscattering ci aspettiamo un ritardo $\Delta t > 3.3$ ns. Questo valore sarebbe minore considerando la distanza tra FIT e CALO, che è minore di quella tra PSD e CALO, e richiederebbe quindi prestazioni più spinte.

Un altro aspetto da considerare nella scelta del detector per fare le misure di tempo è il consumo della circuiteria elettronica preposta alla misura dei tempi, che scala proporzionalmente al numero di canali in tal modo istrumentati. Si evince subito quindi che la misura dei tempi fatta col FIT richiede un consumo energetico molto più elevato rispetto al PSD, data la maggior segmentazione del rivelatore e il conseguente maggior numero di canali di lettura.

L'ultimo aspetto da considerare è l'ermeticità dei rivelatori. Il PSD ha il compito fondamentale di fornire un voto per le particelle cariche ed identificare in tal modo i fotoni; deve essere pertanto il più ermetico possibile onde evitare che una particella carica che attraversa lo strumento senza attraversare il PSD venga erroneamente ricostruita come un fotone. Questa ermeticità consente di poter misurare i tempi di arrivo di particelle cariche provenienti da circa tutto il cielo, incluse le direzioni dalle quali arrivano particelle che colpiscono solo i piani inferiori del FIT, quelli più vicini al CALO e dunque più difficoltosi per la misura temporale ma comunque utilizzabili per il tracciamento.

Per questi motivi la soluzione di misura dei tempi attualmente allo studio all'interno della collaborazione si basa sul PSD, ed è stata adottata anche per questo lavoro.

4.1.1 Modellizzazione

In mancanza di specifiche ben definite riguardo all'elettronica di misura dei tempi, che è attualmente in fase di prototipazione e test in diverse configurazioni, si è scelto un approccio semplificato alla modellizzazione.

La simulazione Monte Carlo è stata configurata per produrre in output per ogni evento una lista di particelle che attraversano ogni tile del PSD; per ogni particella vengono registrati il tempo dell'impatto e il deposito di energia. L'algoritmo di digitizzazione della misura dei tempi è il seguente: per ogni tile del PSD viene individuato il tempo di impatto della prima particella che attraversa la tile e che deposita nella tile una quantità di energia oltre una certa soglia (assunta pari a 0.45 MeV, cioè circa 1/2 MIP in 0.5 cm di scintillatore plastico). A questo valore viene applicata una correzione casuale distribuita secondo una distribuzione gaussiana con media nulla e deviazione standard impostabile. Questo approccio assume che tutte le possibili sorgenti di errore del caso reale siano condensabili in un errore di tipo gaussiano da applicare ex-post al tempo di arrivo della prima particella sopra soglia. Sebbene questa sia una semplificazione piuttosto significativa essa permette di simulare in modo semplice ma efficace diverse risoluzioni temporali che potremmo ottenere dal sistema di timing semplicemente variando la deviazione standard della gaussiana utilizzata, ed è stata quindi adottata per questo studio.

Le risoluzioni che sono state usate sono 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0 ns. A meno di inefficienze nella rivelazione, questi dovrebbero permettere di separare i segnali temporali della particella primaria dal fondo con una efficienza soddisfacente, dato che, come visto sopra, il minimo ritardo aspettato è pari a 3.3 ns. è inoltre da rimarcare il fatto che allo stato dell'arte queste risoluzioni sono da considerarsi come facilmente ottenibili, e quindi possono essere assunte come realistiche per questo studio.

4.2 Distribuzione temporale dei segnali

In figura 4.1 sono riportate le misure di tempo per le diverse tiles relativamente alla tile con il tempo misurato più basso. Il picco a 0 è costituito dalle tiles con la misura di tempo più bassa per ogni eventi, che per costruzione si raggruppano in 0 su questo istogramma. Il picco a 6 ns

che parte poco dopo i 3 ns corrisponde alla distanza temporale attesa per i segnali temporali da backscattering e leakage rispetto a quello del primario. Questi segnali sono quindi quelli delle tiles investite da backscattering e leakage per quegli eventi dove il tempo misurato più basso corrisponde effettivamente a quello del primario.

Il picco più basso a 2 ns va invece associato a casi in cui la misura di tempo più bassa non corrisponde al tempo di passaggio del primario. In questo caso il primo segnale rivelato è quello di backscattering o leakage, e quindi la distanza tra questo e gli altri segnali temporali è minore rispetto al caso precedente. Tra le casistiche che potrebbero popolare questa regione vanno considerati, oltre alle fluttuazioni statistiche, gli eventi in cui il protone primario entra nel calorimetro dal basso (z negativa) e genera quindi uno sciame senza aver attraversato prima il PSD e dunque aver generato un segnale temporale. In altri casi il protone potrebbe attraversare il PSD senza depositare sufficiente energia per superare la soglia della digitizzazione (ad esempio colpendo solo una estremità). Dato che il PSD nella configurazione attuale non è perfettamente ermetico alcune particelle potrebbero sfuggirgli anche passando negli spazi tra un settore e l'altro.

Per tutti gli eventi appartenenti a questa sottopopolazione il timing non potrà dare un corretto contributo al miglioramento del tracciamento. Ci si attende tuttavia che nel caso reale questa popolazione sia di entità minore rispetto a quella riportata in figura. Il rivelatore finale avrà un PSD con una ermeticità migliore, e il numero di eventi che attraversano lo strumento dal basso verso l'alto sarà molto minore di quelli simulati assumendo un flusso isotropo, grazie all'orbita bassa e allo scudo offerto dalla Terra.

4.3 Determinazione del lato di ingresso

Per ogni evento si può associare il primo segnale proveniente dal PSD all'impatto della particella primaria. Questo ci permette di identificare la regione da cui è arrivata la particella. I grafici in figura 4.2 mostrano in modo evidente come la misura temporale con risoluzioni adeguate permetta di identificare sia il lato che l'esatta tile di ingresso della particella nella quasi totalità dei casi. In particolare per risoluzioni temporali minori di 1 ns l'efficienza è oltre il 98% anche ad alte energie. Per le risoluzioni meno spinte (2 e 3 ns) e confrontabili con il tempo di attesa dei segnali di backscattering l'efficienza diminuisce drasticamente come atteso.

Utilizzando come metodo di puntamento solo l'asse del calorimetro non si riesce invece a fare di meglio del 95% né a basse né ad alte energie. La correzione per gli eventi ad alto leakage, sebbene migliori sostanzialmente le prestazioni ricavate dalla PCA ad alte energie, non riesce comunque a raggiungere i livelli di efficienza ottenuti con un timing con risoluzione < 1 ns, verosimilmente a causa di inefficienze nell'analisi del leakage e quindi della correzione.

4.4 Efficienza di tracciamento

L'identificazione della tile di ingresso permette di ricostruire l'ottante di arrivo e quindi di eliminare tutte le hits sui tracciatori non compresi nell'ottante, inclusi quelli a valle del calorimetro, e di poter quindi applicare il tracciamento mediante trasformata di Hough alle sole hits clusterizzate a monte del calorimetro e in prossimità dell'asse del calorimetro. L'efficienza di tracciamento bidimensionale per una data vista è definita come la frazione di eventi con una traccia ricostruita rispetto all'insieme degli eventi tracciabili. Questi ultimi vengono identificati come quegli eventi nei quali la traccia vera della particella incidente data dalla verità Monte Carlo interseca almeno 4 piani di tracciatore sulla vista in esame; sono cioè eventi nei quali il primario è in grado di produrre abbastanza hit per essere tracciato dall'algoritmo di Hough, che è stato configurato appunto per tracciare solo eventi con almeno un cluster su almeno 4 piani. Per quanto riguarda il tracciamento tridimensionale l'efficienza viene definita come la frazione di eventi con almeno

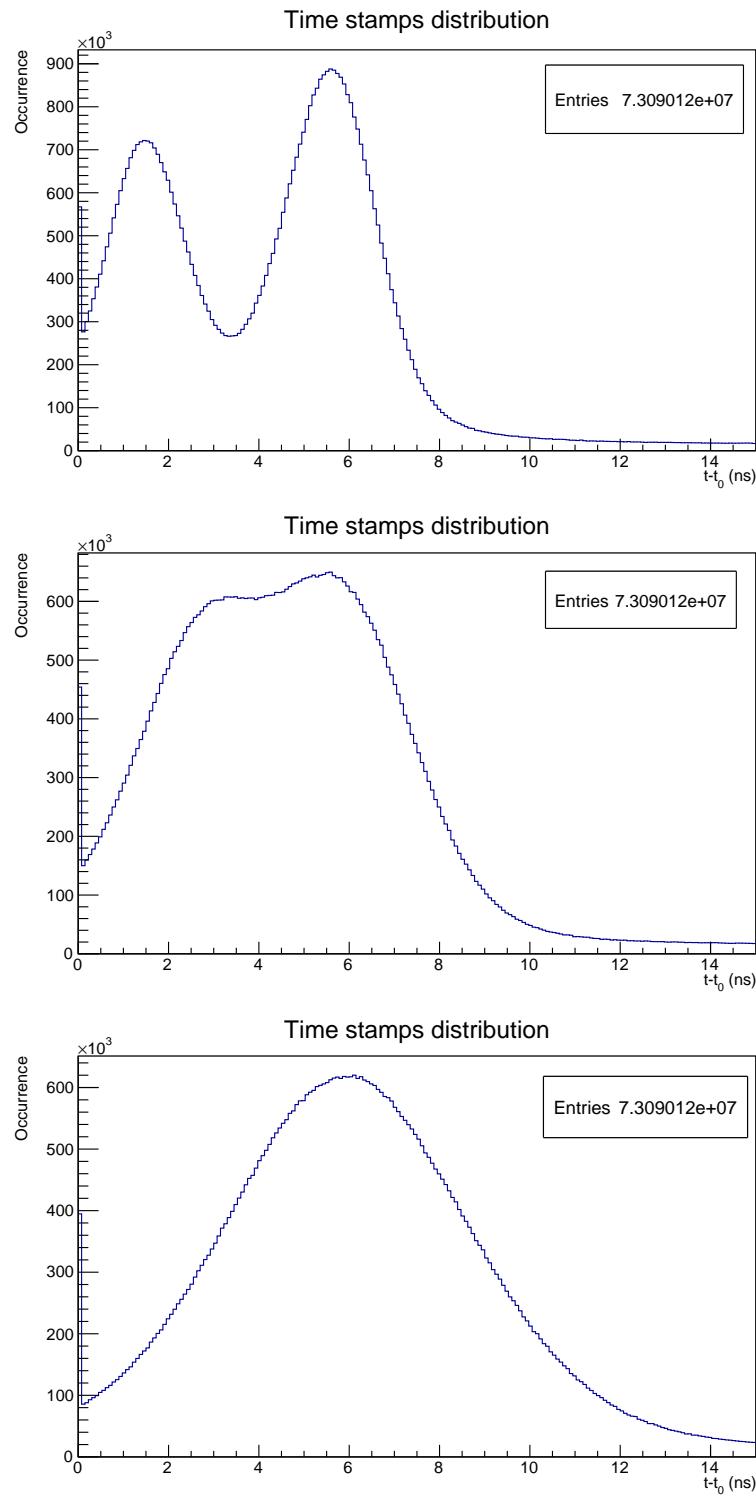


Figura 4.1: Distribuzione delle distanze temporali misurate rispetto al primo segnale per tre diverse risoluzioni temporali. Il grafico in alto riporta la distribuzione ottenuta con $\delta t=0.5 \text{ ns}$, il grafico centrale per $\delta t=1.0 \text{ ns}$, mentre il grafico in basso per $\delta t=2.0 \text{ ns}$. All'aumentare dell'incertezza sulla misura temporale le sotto distribuzioni tendono a sovrapporsi fino a coincidere. I dati sono relativi a protoni con energia 1 TeV generati in modo isotropo.

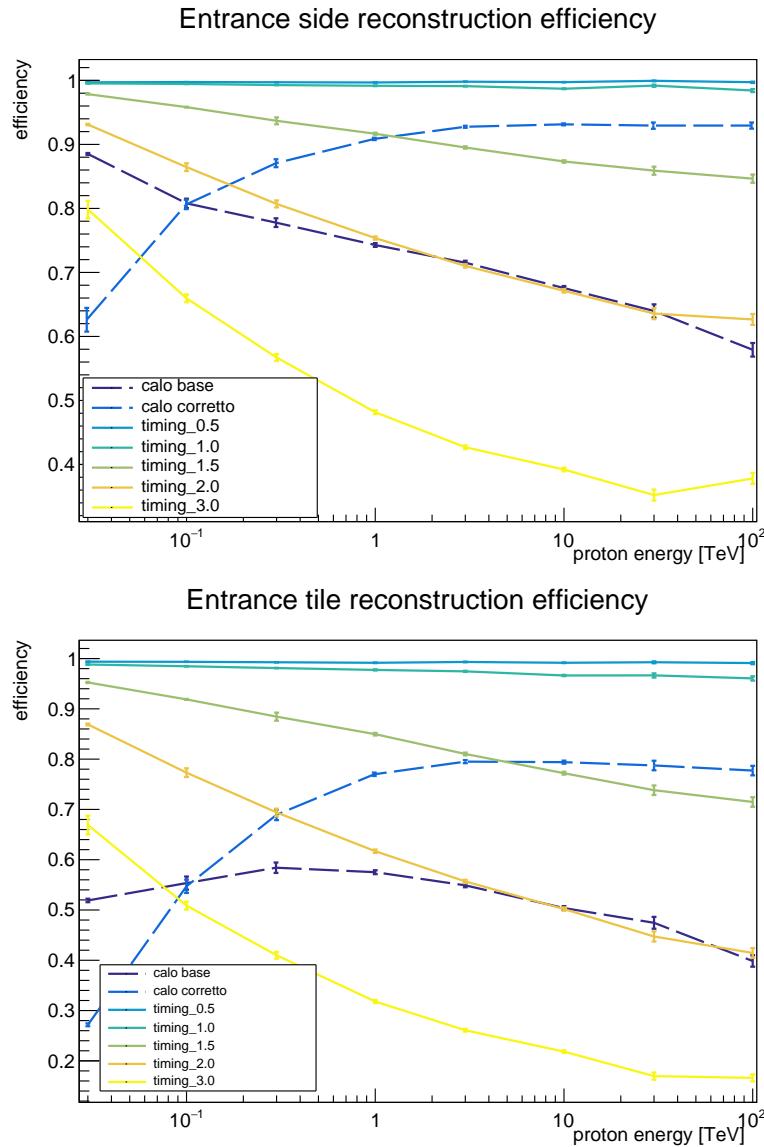


Figura 4.2: I grafici riportano la frazione di eventi in cui viene ricostruito correttamente il lato di ingresso (in alto) e la tile di ingresso (in basso) al variare dell'energia per i diversi metodi di ricostruzione dell'ottante di ingresso. Il metodo del timing (linee continue) viene presentato per ogni valore della risoluzione. Per i metodi topologici (linee tratteggiate) è stato riportato sia l'andamento del metodo base che di quello corretto.

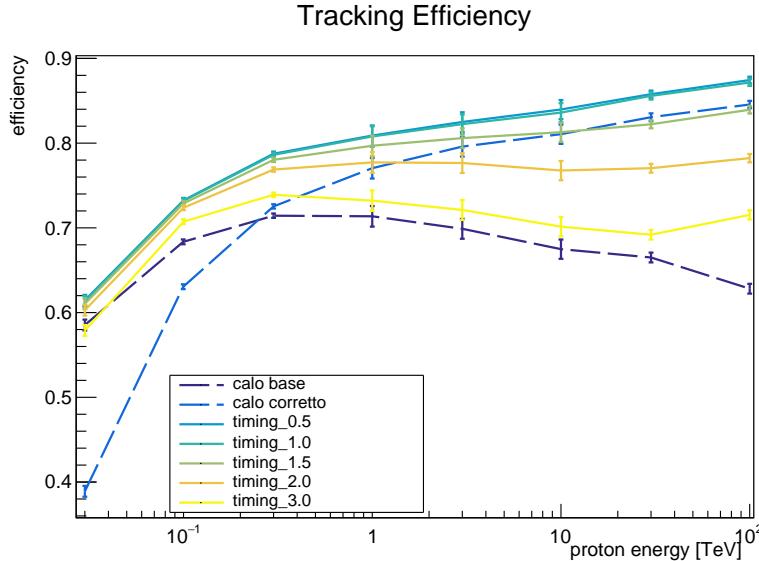


Figura 4.3: Efficienza di tracciamento bidimensionale sulle tre viste aggregate del rivelatore ottenuta con i diversi metodi di ricostruzione dell’ottante di ingresso al variare dell’energia. Linee continue per i metodi con timing, linee tratteggiate per i metodi topologici.

una traccia ricostruita su due viste rispetto all’insieme di eventi tracciabili su due viste. Il grafico in figura 4.3 mostra l’efficienza di ricostruzione di tracce bidimensionali descritta in 3.2.3 per i vari metodi di ricostruzione dell’ottante di ingresso, mentre la figura 4.4 riporta gli stessi andamenti per l’efficienza di tracciamento tridimensionale. Alle energie più basse (<300 GeV) sia il metodo di puntamento calorimetrico base che quello corretto sono consistentemente meno efficienti o al più confrontabili con il puntamento ottenuto usando la misura temporale, per ciascuna delle risoluzioni considerate. A energie più alte i metodi con timing meno preciso ($\delta t \geq 2$ ns) diventano meno efficienti del puntamento calorimetrico corretto, ma rimanendo comunque migliori di quello di base.

Le barre di errore nel grafico sono state valutate ricavando un intervallo di confidenza al 68% tramite il metodo Feldman-Cousins[48].

Solo a basse energie si osserva un peggioramento dell’efficienza di tracciamento considerevole. Tuttavia la consistenza degli andamenti tra metodi diversi lascia pensare che questo sia un limite dell’algoritmo di tracciamento che non dipende perciò dalla strategia di identificazione dell’ottante di ingresso della particella.

4.4.1 Utilizzo del timing per la selezione delle hit

Nella metodologia considerata finora l’informazione della misura temporale è utilizzata solo per ricostruire l’ottante d’ingresso ed eliminare tutte le hit sui tracciatori dell’ottante opposto. La distanza dall’asse principale del deposito nel calorimetro è usata poi per selezionare le hit candidate per la ricostruzione della traccia.

Tuttavia l’aver identificato la tile da cui è passata la particella primaria permette di avere un’informazione più precisa sulla regione di spazio che è stata attraversata. Questa informazione potrebbe perciò permettere di migliorare le prestazioni con cui viene ricostruito l’asse dello sciamo, in particolare nei casi in cui lo sviluppo dello sciamo è particolarmente irregolare o troncato dalla vicinanza al bordo.

È stata quindi studiata l’efficienza che si ottiene calcolando come asse principale la retta pas-

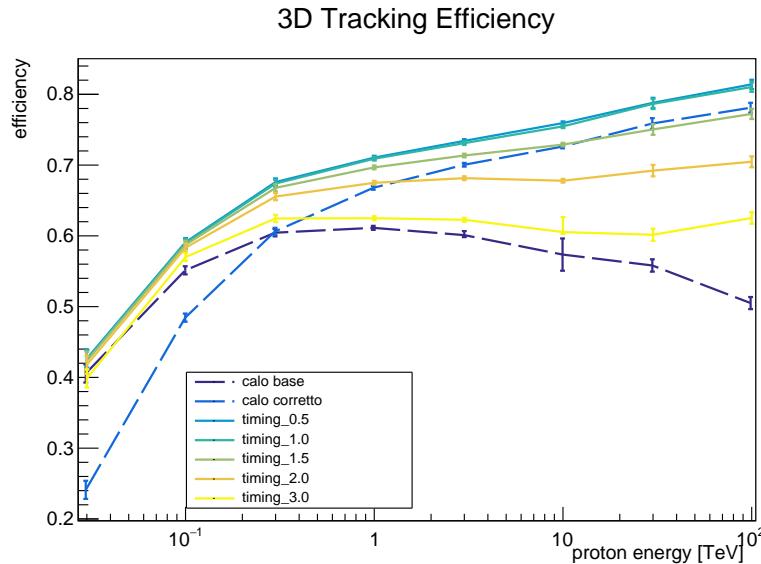


Figura 4.4: Efficienza di tracciamento tridimensionale ottenuta per i diversi metodi di ricostruzione dell'ottante di ingresso al variare dell'energia. Linee continue per i metodi con timing, linee tratteggiate per i metodi topologici.

sante tra il centro della tile di ingresso e il baricentro del deposito nel calorimetro; questo asse è stato utilizzato per selezionare le hit da tenere in considerazione per il tracciamento. Come si può vedere dalla figura 4.6 le efficienze ottenute risultano ancora migliori di quelle precedentemente ricavate. L'informazione della tile sembra effettivamente migliorare il modo con cui viene ricostruito il passaggio della particella nelle situazioni in cui il deposito nel calorimetro non è in grado di puntare correttamente la direzione del moto. È interessante evidenziare come a basse energie non si vede il notevole calo che caratterizzava tutti gli altri metodi.

Tuttavia va evidenziato che eventi nei quali lo sciame è poco contenuto o è contenuto in modo molto periferico, anche se tracciati con questo metodo, presenteranno verosimilmente una misura di energia poco accurata dovuta al forte leakage, e quindi andranno in ogni caso scartati.

4.5 Qualità di tracciamento

Un'efficienza di tracciamento elevata non è in sé un indicatore dell'accuratezza con cui il rivelatore riesce a ricostruire l'evento. L'efficienza infatti, in termini grossolani, si limita a contare per quanti eventi l'algoritmo è riuscito a identificare un set di clusters allineati su piani diversi del tracciatore. Questi clusters però potrebbero essere del tutto spuri e la ricostruzione perciò arbitrariamente sbagliata. È necessario quindi prendere in considerazione altri parametri per valutare la qualità delle tracce ricostruite.

4.5.1 Risoluzione angolare

Un primo parametro da tenere in considerazione è l'accuratezza con cui vengono ricostruite le direzioni di arrivo delle particelle incidenti. Questa è stata quantificata misurando la distanza angolare tra la traccia ricostruita e quella vera fornita dalla verità Monte Carlo. Per ogni traccia 2D ricostruita è stata valutata la distanza angolare dalla direzione aspettata, cioè la proiezione sulla vista specifica della direzione in cui si muoveva la particella originale secondo la verità Monte Carlo.

La figura 4.7 riporta a mo di esempio la distribuzione di queste distanze angolari nel caso par-

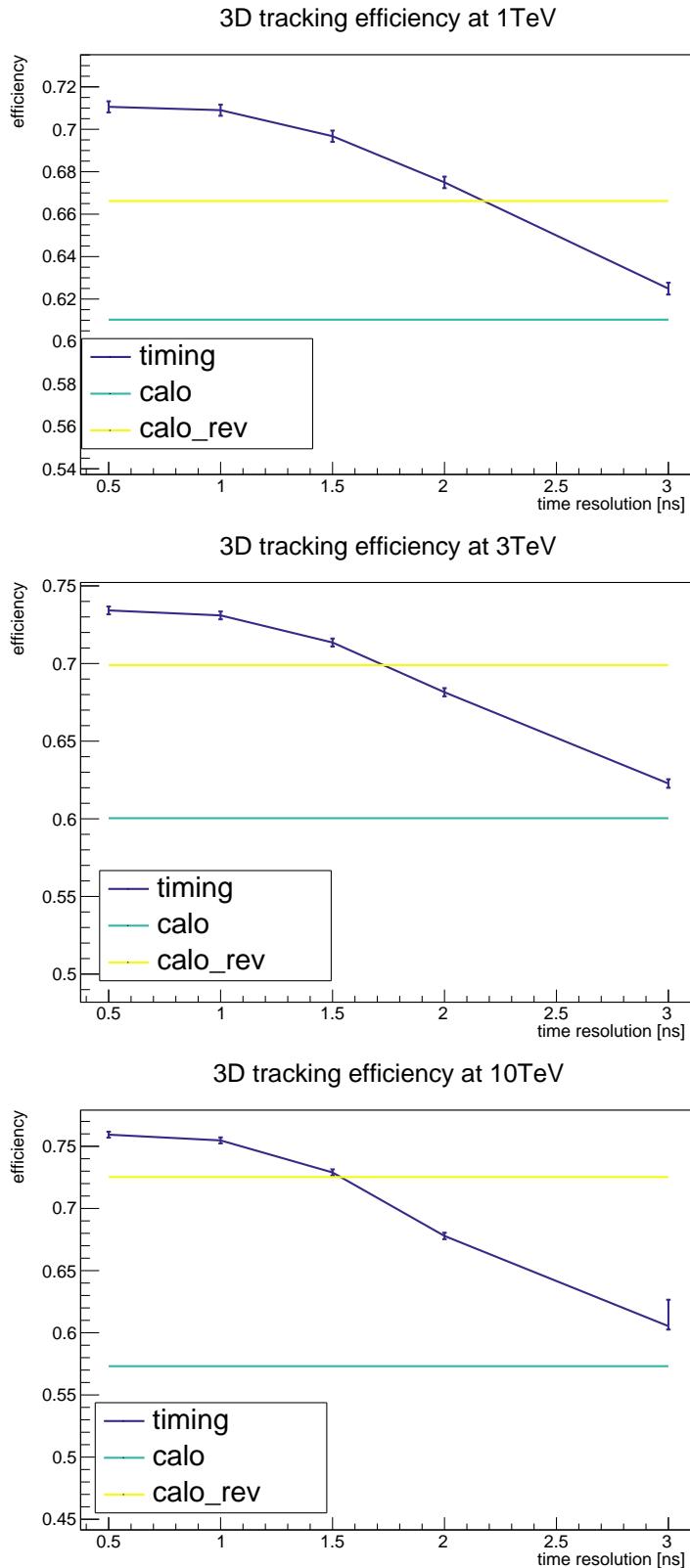


Figura 4.5: I grafici riportano un confronto dell'efficienza di tracciamento tridimensionale ottenuta al variare della risoluzione temporale, per protoni da 1 TeV (in alto), 3 TeV (al centro) e 10 TeV (in basso). Per queste energie una risoluzione di 1.5 ns è sempre sufficiente per ottenere efficienze maggiori di quelle ottenute per i metodi topologici.

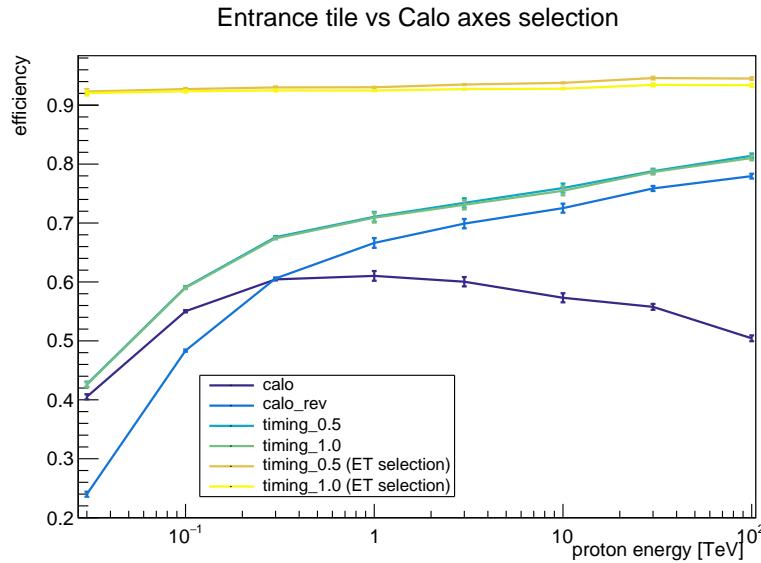


Figura 4.6: Il grafico riporta a confronto le efficienze di tracciamento 3D ottenute dai metodi puramente topologici (in blu e azzurro), dai metodi di ricostruzione dell'ottante tramite misura temporale, ma selezione delle hit solo rispetto alla distanza dall'asse del calorimetro (verde) e con selezione delle hit rispetto all'asse Entrance Tile - baricentro del deposito (giallo e arancione, indicate come ET selection nella legenda).

ticolare di protoni con energia 1 TeV, con ottante ricostruito tramite timing da 0.5 ns. Queste distribuzioni sono state utilizzate per valutare una risoluzione angolare 2D. In particolare è stata considerata come risoluzione la semi ampiezza dell'intervallo simmetrico centrato in zero che contiene il 68% delle tracce.

L'incertezza su questo valore di risoluzione, come riportata in figura, è stata valutata dal punto di vista statistico tramite un bootstrap dei dati. Questo metodo consiste nella generazione di una popolazione di nuove distribuzioni come quella ottenuta dai dati senza dover condurre nuove simulazioni. Ciascuna delle nuove distribuzioni viene generata campionando casualmente dalla distribuzione originale, come se questa fossa la distribuzione intrinseca al fenomeno studiato. In particolare sono generate 100000 nuove distribuzioni effettuando per ciascuna 100000 campionamenti casuali dalla distribuzione originale. A questo punto è stata ricavata da ciascuna distribuzione una risoluzione valutandone l'intervallo di confidenza al 68%. Media e deviazione standard della statistica così generata sono state usate per stimare risoluzione e incertezza statistica sulla risoluzione.

Mettendo a confronto le risoluzioni ottenute per ogni metodo alle diverse energie si nota un chiaro andamento comune. L'errore è di circa 0.03 deg fino a 1 TeV, dopodiché inizia ad aumentare. È interessante evidenziare come, a differenza di altri indicatori, per la risoluzione angolare il metodo basato sull'asse del calorimetro corretto risulta leggermente migliore dei metodi con misura temporale per energia ≥ 300 GeV. Questo risultato evidenzia come, sebbene il metodo topologico sia meno efficiente nell'ottenere delle tracce, mostra una maggiore purezza nelle tracce ottenute. Gli eventi per cui il calorimetro riesce a puntare delle hit nei tracciatori sono infatti solo eventi poco patologici, in cui cioè il moto della particella è facilmente descritto da tutti i rivelatori.

La figura 4.9 riporta invece un confronto tra le risoluzioni angolari ottenute per le diverse energie tramite metodi puramente topologici (blu e azzurro), metodo con ottante d'ingresso ricostruito tramite timing e selezione dei cluster rispetto all'asse principale del CALO (verde) e metodo che utilizza il timing per l'ottante di ingresso e tile d'ingresso per selezionare i cluster. Con

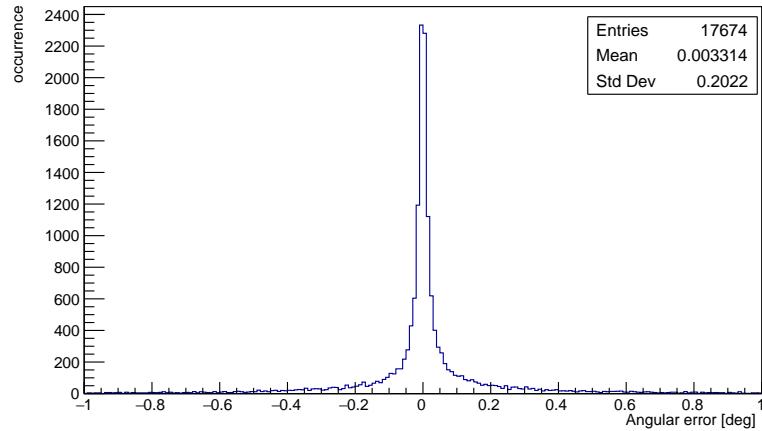


Figura 4.7: Distribuzione degli scarti angolari tra direzione vera ottenuta dall'unità Monte Carlo e direzione ricostruita con il metodo di identificazione dell'ottante tramite timing. In particolare è riportato il caso di protone da 1 TeV e la misura temporale è fatta con risoluzione 0.5 ns.

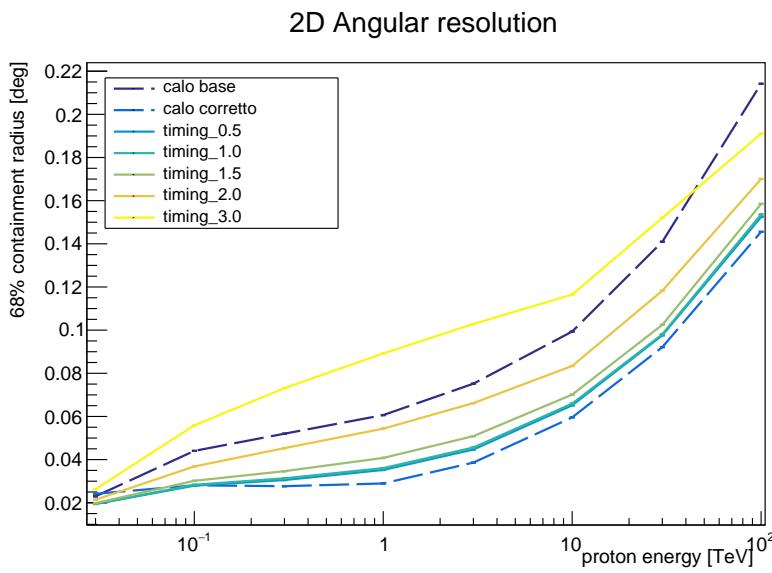


Figura 4.8: I grafici riportano l'andamento della risoluzione angolare ottenuta a diverse energie con i vari metodi considerati. Le linee continue indicano le risoluzioni trovate utilizzando il timing, mentre le linee tratteggiate i metodi puramente topologici.

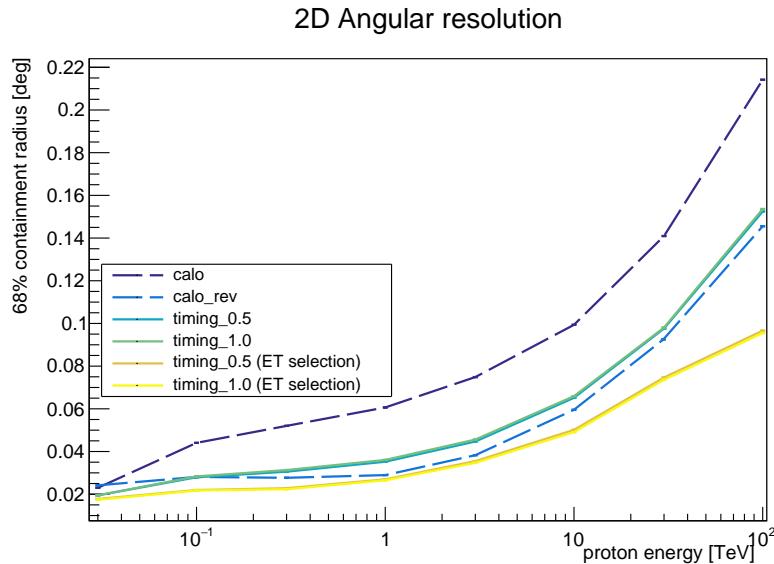


Figura 4.9: I grafici riportano l’andamento della risoluzione angolare ricavata al variare dell’energia. Le linee tratteggiate riportano i valori ottenuti dai metodi topologici, le linee continue i valori ottenuti utilizzando la misura temporale. In particolare in verde/celeste l’andamento con la selezione rispetto all’asse del deposito, mentre in giallo/arancio con selezione rispetto alla tile di ingresso

quest’ultimo metodo si ottengono, per tutte le energie considerate, delle risoluzioni angolari ancora migliori di quelle ricavate tramite metodo topologico corretto. Si evince perciò che questa soluzione per la selezione dei cluster, non solo permette di migliorare l’efficienza, ma anche la qualità del puntamento.

4.5.2 Risoluzione spaziale SCD

Altro parametro importante per valutare la qualità della ricostruzione è l’errore commesso nel ricostruire la posizione nel SCD. Questa caratteristica ha un rilievo particolare perché una buona risoluzione spaziale nel SCD è necessaria a garantire delle buone ricostruzioni di carica. L’SCD infatti oltre ad operare come tracciatore permette di misurare il modulo della carica elettrica delle particelle incidenti. Se però, nel ricostruire la traccia, all’evento viene associato un cluster sbagliato anche la misura della carica viene potenzialmente fallata.

Inoltre ricostruire con elevata accuratezza la posizione di passaggio della particella permette di valutare con maggiore precisione anche l’estensione laterale degli sciami, garantendo la massima precisione nella discriminazione degli sciami adronici ed elettromagnetici.

Nel grafico in figura 4.10 è riportata la distribuzione delle distanze tra posizione vera e posizione ricostruita in corrispondenza di ogni piano dell’SCD calcolata proiettando traccia ricostruita e traiettoria vera su ciascun piano.

Anche in questo caso la risoluzione è stata valutata come semi ampiezza dell’intervallo di confidenza al 68% e l’incertezza statistica è stata valutata tramite bootstrap dei dati.

La figura 4.11 riporta a confronto l’andamento della risoluzione per le diverse energie e i diversi metodi di ricostruzione.

Nella figura 4.12 vengono aggiunti al confronto le risoluzioni ottenute dal metodo di selezione che sfrutta la tile di ingresso ottenuta tramite misura del timing. Il metodo topologico corretto si conferma quello che garantisce la maggior qualità tra i metodi che svolgono la selezione dei cluster in base alla distanza dall’asse del calorimetro. Tuttavia anche in questo caso l’informazione della tile di ingresso permette di migliorare la risoluzione spaziale ulteriormente.

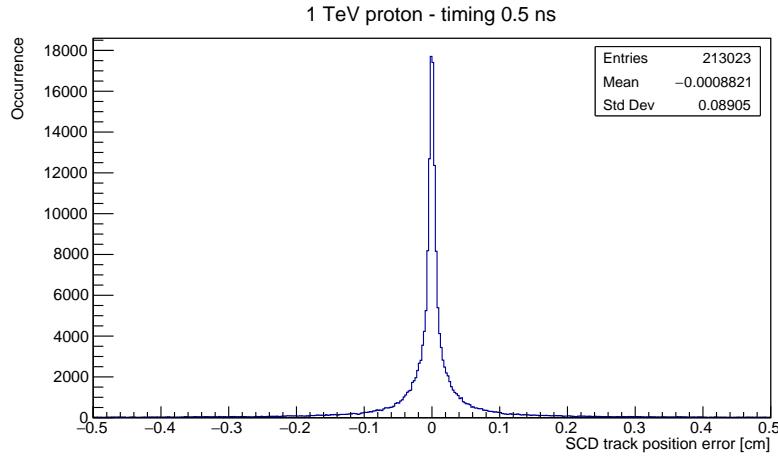


Figura 4.10: Distribuzione delle distanze tra vero punto di passaggio della particella primaria ottenuta dalla verità Monte Carlo e posizione ricostruita dal tracking su ciascun piano dell'SCD. Il tracciamento è realizzato identificando l'ottante di ingresso tramite timing. In particolare è riportato il caso di protone da 1 TeV e la misura temporale è fatta con risoluzione 0.5 ns.

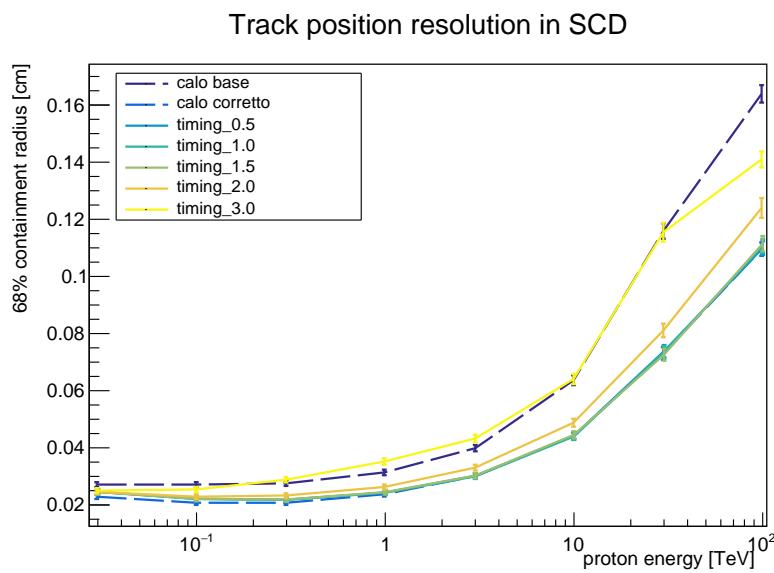


Figura 4.11: I grafici riportano l'andamento della risoluzione spaziale ottenuta per l'SCD a diverse energie con i vari metodi considerati. Le linee continue indicano le risoluzioni trovate utilizzando il timing, mentre le linee tratteggiate i metodi puramente topologici.

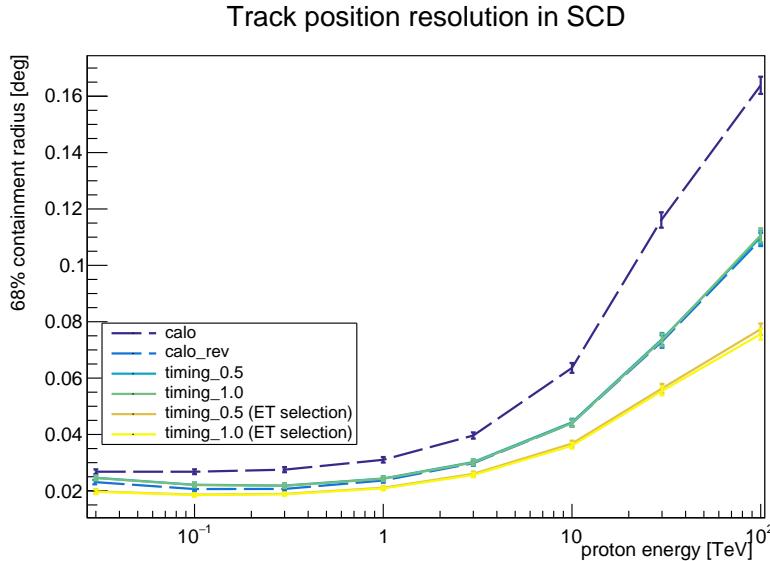


Figura 4.12: I grafici riportano l'andamento della risoluzione spaziale sui piani dell'SCD al variare dell'energia. Le linee tratteggiate riportano i valori ottenuti dai metodi topologici, le linee continue i valori ottenuti utilizzando la misura temporale. In particolare in verde/celeste l'andamento con la selezione rispetto all'asse del deposito, mentre in giallo/arancio con selezione rispetto alla tile di ingresso

La risoluzione spaziale considerata è solo quella bidimensionale dato che la posizione nell'SCD viene misurata in modo indipendente rispetto a ciascuna coordinata del piano.

4.6 Valutazione delle dimensioni delle tiles del PSD

La capacità della misura temporale di migliorare il puntamento individuando la tile di ingresso è chiaramente limitata dalle dimensioni della tile stessa. Più sono grandi gli scintillatori utilizzati e più sarà grossolana la ricostruzione della direzione del moto che se ne fa. Eventualmente con cristalli sufficientemente grandi la ricostruzione che traccia l'asse tile-baricentro diventerà molto peggiore di quella che usa dell'asse principale dello sciame. Per quantificare questa relazione andiamo a confrontare le dimensioni delle tiles con la risoluzione spaziale offerta dall'asse dello sciame al livello del PSD.

Le tiles utilizzate per lo studio hanno sezione quadrata con lato 10 cm. Per una particella che attraversa una certa tile, in un punto qualsiasi, la posizione di passaggio verrà sempre fissata al centro della tile. Alla misura fornita dalla tile è perciò associata una distribuzione di probabilità della vera posizione uniforme sulla superficie della tile. Per valutare la risoluzione ottenuta da questa misura consideriamo perciò il raggio che dal centro permette di contenere il 68% dei possibili punti di passaggio. Per una tile con superficie 100 cm^2 il raggio δx_T sarà

$$\delta x_T = \sqrt{\frac{68 \text{ cm}^2}{\pi}} = 4.65 \text{ cm} \quad (4.1)$$

Questa va confrontata con le risoluzioni fornite dall'asse del deposito nel calorimetro. In questo caso la risoluzione è valutata sulla distribuzione degli scarti angolari 3D rispetto alla direzione vera della particella primaria. Per avere grandezze confrontabili la risoluzione δx_c sarà anche in questo caso il raggio che contiene il 68% degli eventi ricostruiti. La figura 4.13 riporta l'andamento delle risoluzioni al variare dell'energia. Mentre δx_T chiaramente dipende solo dalla geometria

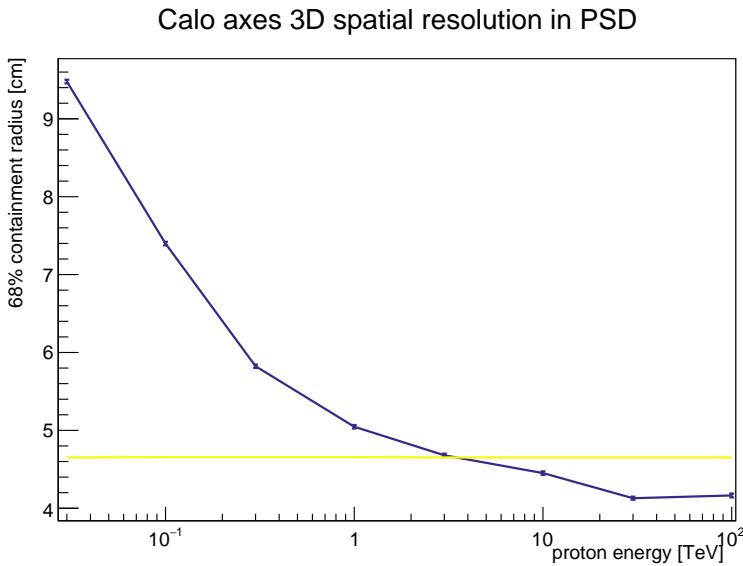


Figura 4.13: Risoluzione spaziale 3D ottenuta dal puntamento del deposito energetico nel calorimetro sul PSD (linea blu), a confronto con la risoluzione fornita dalla granularità del PSD (in giallo).

del PSD, δx_c migliora all'aumentare dell'energia della particella primaria.

Il grafico mette in evidenza come, con la geometria considerata, l'informazione della tile di ingresso permette di costringere la direzione di arrivo della particella in modo più preciso di quanto riesce a fare la forma dello sciamo nel calorimetro fino ad energie dell'ordine di qualche TeV, consentendo una eliminazione più accurata delle hit sui tracciatori lontane dalla vera traiettoria della particella primaria e dunque migliorando in generale le prestazioni del tracciamento come effettivamente osservato nei paragrafi precedenti. Per tiles di dimensioni maggiori il limite di validità di questo risultato si sposterà verso energie più basse.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato affrontato un problema aperto legato al processo di tracciamento degli eventi all'interno del detector dell'esperimento HERD. Il problema riguarda l'identificazione del verso di propagazione di una particella rivelata nei casi in cui lo sciamone non sia ben contenuto nel calorimetro e il livello i leaking, sia forward che backward sia elevato. In questi casi, soprattutto eventi adronici, i metodi attualmente utilizzati che sfruttano la topologia del deposito risultano poco efficienti.

L'approccio al problema all'interno del lavoro di tesi ha seguito il seguente sviluppo:

- studio e comprensione del funzionamento di HERD dei suoi rivelatori e tecniche di ricostruzione degli eventi;
- studio del software della collaborazione e familiarizzazione con gli strumenti di simulazione, ricostruzione e analisi;
- simulazione di eventi in diverse condizioni;
- ricostruzione e analisi dei dati tramite algoritmi della collaborazione e nuovi algoritmi sviluppati appositamente per il lavoro di tesi finalizzati allo studio delle attuali prestazioni di tracciamento;
- integrazione di nuove soluzioni nella fase di digitizzazione e ricostruzione per valutare soluzioni al problema e studio delle nuove prestazioni;
- analisi dei risultati nel contesto dei possibili sviluppi per l'esperimento HERD.

La soluzione proposta e studiata in questo lavoro di tesi riguarda la possibilità di integrare dell'hardware dedicato alla misura temporale ad alta precisione a livello del PSD. Gli scintillatori plastici sono impiegati da decenni negli esperimenti per effettuare misure temporali di precisione. I tempi di scintillazione caratteristici di questi materiali permettono infatti di raggiungere precisioni al livello delle decine di ps. Per questo studio di tesi tuttavia sono state valutate delle prestazioni ben più conservative e quindi sperimentalmente più accessibili, in particolare si sono considerate risoluzioni temporali che vanno da 500 ps a 3 ns. La geometria dell'esperimento fa sì che il minimo tempo di attesa tra un segnale della particella primaria nel PSD e il segnale generato da una qualsiasi particella secondaria proveniente dal calorimetro sia strettamente maggiore di 3.3 ns. Le prestazioni considerate dovrebbero risultare quindi sufficienti ad osservare un buon potere di reiezione dei secondari.

Gli studi sono stati effettuati considerando protoni generati in direzioni isotrope con energie che variano da 30 GeV a 100 TeV. L'informazione della misura temporale è stata utilizzata per individuare la tile di ingresso della particella, in quanto tile che ha registrato il primo deposito, e di conseguenza l'ottante di ingresso.

Per risoluzioni inferiori a 1.5 ns la misura temporale riesce ad identificare la tile e il lato di provenienza della particella con efficienza sempre maggiore dei metodi che sfruttano invece la topologia dello sciamone per puntarne l'origine, sia a basse che ad alte energie. Questo andamento è

mantenuto nell'efficienza di tracciamento, cioè nella frazione di eventi in cui si riesce ad ottenere una traccia rispetto a quelli in cui la particella ha attraversato un numero sufficiente di piani tracciati. I metodi topologici al massimo egualano, e per alte energie superano leggermente, le prestazioni ottenute con risoluzione 1.5 ns. Per le risoluzioni minori si ottiene sempre una migliore efficienza.

La qualità delle tracce ricostruite tuttavia non è sempre migliore di quelle ottenute dal puntamento topologico. Sia per quanto riguarda la risoluzione angolare che la risoluzione spaziale, infatti, il metodo topologico corretto restituisce delle tracce leggermente più precise per energie maggiori o uguali a 300 GeV. Le tracce che sono state recuperate identificando correttamente l'ottante di ingresso sono in effetti tracce il cui sciame non permetteva un corretto puntamento e sono perciò plausibilmente di peggior qualità. L'estensione a questo tipo di tracce sebbene abbia aumentato l'efficienza ha in parte peggiorato la purezza delle ricostruzioni.

Oltre alla determinazione dell'ottante di ingresso la misura temporale e l'identificazione della tile di ingresso sono state sfruttate per cercare di migliorare la qualità delle tracce. In particolare l'asse principale del deposito che era utilizzato per selezionare i cluster da tracciare è stato sostituito dall'asse passante tra il centro della tile di ingresso il centro di gravità del deposito. Questa accortezza ha permesso di aumentare significativamente le efficienze di ricostruzione ottenute nei migliori casi precedenti. Anche la qualità delle tracce, misurata in risoluzione angolare e spaziale nell'SCD ne è risultata leggermente migliorata a tutte le energie.

Questa evidenza è supportata dal confronto tra la risoluzione spaziale fornita dall'asse del deposito sul piano del PSD e quella derivante dalla granularità del PSD stesso. Con le dimensioni attuali delle tile ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) infatti si ottiene una risoluzione che è quasi sempre migliore di quella fornita dal puntamento del CALO. Solo alle energie più alte la risoluzione è leggermente migliore (circa 5 mm di differenza su più di 4 cm). Questo risultato evidenzia come sfruttare l'informazione della tile di ingresso permette di migliorare la qualità delle tracce solo finché non si utilizzano tile di dimensioni troppo grandi. Ad esempio per eventi da 10 TeV la dimensione $10 \times 10 \text{ cm}^2$ è già una dimensione limite.

Va tenuto in conto tuttavia come utilizzare la topologia del deposito per ricostruire l'evento ci dà una buona confidenza che il deposito sia bene contenuto nel calorimetro e che il suo sviluppo possa essere studiato correttamente. Tra gli eventi recuperati sfruttando la tile di ingresso al contrario potrebbero esserci molti eventi di cui non è possibile effettuare una buona misura ricostruzione dell'energia o per cui non si possa nemmeno discriminare tra la natura di elettrone o protone. Nell'applicare questo genere di tecnica si dovrà perciò andare ad effettuare delle successive selezioni per scartare gli eventi non studiabili.

Lo studio condotto ha dimostrato perciò come anche con risoluzioni temporali non estremamente sofisticate rispetto allo stato dell'arte sia possibile migliorare in modo significativo le prestazioni di tracciamento del rivelatore HERD sia dal punto di vista dell'efficienza che della qualità.

Ulteriori studi sono necessari per confermare la tesi anche in diverse geometrie tra quelle proposte e con digitizzazioni della misura temporale più realistiche rispetto a quella considerata.

Appendice A

Tabelle

In questa appendice vengono riportati valori tabulati di tutti i grafici mostrati nel capitolo 4.

A.1 Efficienza ricostruzione lato d'ingresso

Efficienza lato ingresso	30GeV	100GeV	300GeV	1TeV
calo	0.885 ± 0.001	0.808 ± 0.007	0.776 ± 0.007	0.743 ± 0.003
calo corretto	0.625 ± 0.019	0.805 ± 0.007	0.869 ± 0.006	0.908 ± 0.002
timing 0.5	0.997 ± 0.0002	0.997 ± 0.0001	0.997 ± 0.0001	0.997 ± 0.0003
timing 1.0	0.995 ± 0.0003	0.994 ± 0.0002	0.993 ± 0.0002	0.992 ± 0.001
timing 1.5	0.979 ± 0.001	0.958 ± 0.001	0.937 ± 0.005	0.917 ± 0.002
timing 2.0	0.931 ± 0.001	0.865 ± 0.006	0.807 ± 0.005	0.754 ± 0.003
timing 3.0	0.798 ± 0.014	0.660 ± 0.006	0.567 ± 0.005	0.482 ± 0.003

Tabella A.1: Valori dell'efficienza di ricostruzione del lato di ingresso ottenuti al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.2

Efficienza lato ingresso	3TeV	10TeV	30TeV	100TeV
calo	0.715 ± 0.003	0.676 ± 0.003	0.640 ± 0.010	0.579 ± 0.01
calo corretto	0.926 ± 0.002	0.930 ± 0.002	0.929 ± 0.005	0.928 ± 0.005
timing 0.5	0.998 ± 0.0003	0.997 ± 0.0003	0.999 ± 0.001	0.997 ± 0.001
timing 1.0	0.991 ± 0.001	0.987 ± 0.001	0.992 ± 0.002	0.984 ± 0.002
timing 1.5	0.895 ± 0.002	0.873 ± 0.002	0.859 ± 0.006	0.847 ± 0.006
timing 2.0	0.710 ± 0.003	0.671 ± 0.003	0.636 ± 0.009	0.627 ± 0.009
timing 3.0	0.427 ± 0.003	0.392 ± 0.003	0.352 ± 0.009	0.378 ± 0.009

Tabella A.2: Valori dell'efficienza di ricostruzione del lato di ingresso ottenuti al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.2.

A.2 Efficienza ricostruzione tile d'ingresso

Efficienza tile ingresso	30GeV	100GeV	300GeV	1TeV
calo	0.519 ± 0.003	0.554 ± 0.013	0.582 ± 0.010	0.575 ± 0.004
calo corretto	0.272 ± 0.003	0.547 ± 0.013	0.689 ± 0.011	0.767 ± 0.003
timing 0.5	0.994 ± 0.0004	0.994 ± 0.0003	0.993 ± 0.0003	0.992 ± 0.001
timing 1.0	0.988 ± 0.001	0.985 ± 0.0004	0.981 ± 0.0005	0.977 ± 0.001
timing 1.5	0.952 ± 0.001	0.919 ± 0.001	0.885 ± 0.008	0.850 ± 0.003
timing 2.0	0.869 ± 0.002	0.773 ± 0.009	0.694 ± 0.008	0.617 ± 0.003
timing 3.0	0.669 ± 0.019	0.509 ± 0.008	0.410 ± 0.007	0.318 ± 0.003

Tabella A.3: Valori dell'efficienza di ricostruzione della tile di ingresso ottenuti al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.2

Efficienza tile ingresso	3TeV	10TeV	30TeV	100TeV
calo	0.549 ± 0.004	0.504 ± 0.004	0.475 ± 0.012	0.399 ± 0.011
calo corretto	0.795 ± 0.003	0.794 ± 0.003	0.787 ± 0.009	0.777 ± 0.009
timing 0.5	0.993 ± 0.001	0.992 ± 0.001	0.993 ± 0.002	0.991 ± 0.002
timing 1.0	0.975 ± 0.001	0.966 ± 0.001	0.967 ± 0.004	0.961 ± 0.004
timing 1.5	0.810 ± 0.003	0.772 ± 0.003	0.738 ± 0.009	0.715 ± 0.010
timing 2.0	0.557 ± 0.003	0.502 ± 0.003	0.447 ± 0.010	0.415 ± 0.010
timing 3.0	0.261 ± 0.003	0.218 ± 0.003	0.170 ± 0.007	0.166 ± 0.007

Tabella A.4: Valori dell'efficienza di ricostruzione della tile di ingresso ottenuti al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.2.

A.3 Efficienza di tracciamento 2D

Efficienza tracciamento 2D	30GeV	100GeV	300GeV	1TeV
calo	0.585 ± 0.006	0.682 ± 0.003	0.714 ± 0.003	0.714 ± 0.012
calo corretto	0.389 ± 0.006	0.629 ± 0.003	0.725 ± 0.003	0.770 ± 0.012
timing 0.5	0.615 ± 0.006	0.733 ± 0.003	0.788 ± 0.003	0.809 ± 0.012
timing 1.0	0.613 ± 0.006	0.732 ± 0.003	0.786 ± 0.003	0.808 ± 0.012
timing 1.5	0.610 ± 0.006	0.729 ± 0.003	0.780 ± 0.003	0.797 ± 0.012
timing 2.0	0.603 ± 0.006	0.724 ± 0.003	0.769 ± 0.003	0.777 ± 0.012
timing 3.0	0.579 ± 0.006	0.707 ± 0.003	0.739 ± 0.003	0.732 ± 0.012

Tabella A.5: Valori dell'efficienza di tracciamento 2D ottenuti al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.3

Efficienza tracciamento 2D	3TeV	10TeV	30TeV	100TeV
calo	0.699 ± 0.012	0.675 ± 0.011	0.665 ± 0.006	0.628 ± 0.006
calo corretto	0.796 ± 0.012	0.811 ± 0.011	0.831 ± 0.005	0.846 ± 0.004
timing 0.5	0.825 ± 0.012	0.840 ± 0.011	0.858 ± 0.004	0.874 ± 0.004
timing 1.0	0.822 ± 0.012	0.836 ± 0.011	0.856 ± 0.004	0.872 ± 0.004
timing 1.5	0.806 ± 0.012	0.813 ± 0.011	0.822 ± 0.005	0.839 ± 0.004
timing 2.0	0.777 ± 0.012	0.768 ± 0.011	0.770 ± 0.005	0.782 ± 0.005
timing 3.0	0.721 ± 0.012	0.701 ± 0.011	0.692 ± 0.006	0.715 ± 0.005

Tabella A.6: Valori dell'efficienza di tracciamento 2D ottenuti al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.3.

A.4 Efficienza di tracciamento 3D

Efficienza tracciamento 3D	30GeV	100GeV	300GeV	1TeV
calo	0.405 ± 0.004	0.550 ± 0.002	0.604 ± 0.002	0.610 ± 0.008
calo corretto	0.240 ± 0.004	0.483 ± 0.002	0.606 ± 0.002	0.666 ± 0.008
timing 0.5	0.427 ± 0.004	0.591 ± 0.002	0.676 ± 0.002	0.711 ± 0.008
timing 1.0	0.426 ± 0.004	0.590 ± 0.002	0.674 ± 0.002	0.709 ± 0.008
timing 1.5	0.423 ± 0.004	0.587 ± 0.002	0.668 ± 0.002	0.697 ± 0.008
timing 2.0	0.418 ± 0.004	0.583 ± 0.002	0.656 ± 0.002	0.675 ± 0.008
timing 3.0	0.399 ± 0.004	0.570 ± 0.002	0.625 ± 0.002	0.625 ± 0.008
timing 0.5 (ET selection)	0.923 ± 0.004	0.927 ± 0.002	0.930 ± 0.002	0.930 ± 0.001
timing 1.0 (ET selection)	0.921 ± 0.004	0.923 ± 0.002	0.925 ± 0.002	0.925 ± 0.001

Tabella A.7: Valori dell'efficienza di tracciamento 3D ottenuti al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.4

Efficienza tracciamento 3D	3TeV	10TeV	30TeV	100TeV
calo	0.600 ± 0.008	0.573 ± 0.008	0.558 ± 0.005	0.504 ± 0.005
calo corretto	0.699 ± 0.008	0.725 ± 0.008	0.759 ± 0.004	0.780 ± 0.004
timing 0.5	0.734 ± 0.008	0.759 ± 0.008	0.788 ± 0.004	0.814 ± 0.004
timing 1.0	0.731 ± 0.008	0.755 ± 0.008	0.787 ± 0.004	0.810 ± 0.004
timing 1.5	0.714 ± 0.008	0.729 ± 0.008	0.750 ± 0.004	0.772 ± 0.004
timing 2.0	0.682 ± 0.008	0.678 ± 0.008	0.692 ± 0.005	0.705 ± 0.004
timing 3.0	0.623 ± 0.008	0.605 ± 0.008	0.602 ± 0.005	0.625 ± 0.005
timing 0.5 (ET selection)	0.935 ± 0.001	0.938 ± 0.001	0.946 ± 0.002	0.945 ± 0.002
timing 1.0 (ET selection)	0.927 ± 0.001	0.928 ± 0.001	0.934 ± 0.003	0.934 ± 0.002

Tabella A.8: Valori dell'efficienza di tracciamento 3D ottenuti al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.4.

A.5 Risoluzione angolare

Risoluzione angolare	30GeV	100GeV	300GeV	1TeV
calo	23.00 ± 0.01	44.05 ± 0.01	52.01 ± 0.01	60.64 ± 0.01
calo corretto	24.16 ± 0.01	28.09 ± 0.01	27.69 ± 0.01	28.95 ± 0.01
timing 0.5	19.45 ± 0.01	27.93 ± 0.01	30.55 ± 0.01	35.21 ± 0.01
timing 1.0	19.50 ± 0.01	28.34 ± 0.01	31.31 ± 0.01	36.06 ± 0.01
timing 1.5	19.84 ± 0.01	30.18 ± 0.01	34.64 ± 0.01	40.79 ± 0.01
timing 2.0	21.41 ± 0.01	36.84 ± 0.01	45.32 ± 0.01	54.34 ± 0.01
timing 3.0	26.28 ± 0.01	55.88 ± 0.01	73.11 ± 0.01	89.19 ± 0.01
timing 0.5 (ET selection)	17.77 ± 0.01	21.97 ± 0.01	22.81 ± 0.01	26.99 ± 0.01
timing 1.0 (ET selection)	17.43 ± 0.01	21.69 ± 0.01	22.35 ± 0.01	26.52 ± 0.01

Tabella A.9: Valori della risoluzione angolare ottenuti al variare dell’energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.8 e fig 4.9. I valori sono espressi in millesimi di grado.

Risoluzione angolare	3TeV	10TeV	30TeV	100TeV
calo	74.77 ± 0.01	99.35 ± 0.01	140.95 ± 0.01	214.18 ± 0.01
calo corretto	38.28 ± 0.01	59.55 ± 0.01	92.13 ± 0.01	145.55 ± 0.01
timing 0.5	44.68 ± 0.01	65.16 ± 0.01	97.60 ± 0.01	152.45 ± 0.01
timing 1.0	45.60 ± 0.01	65.94 ± 0.01	98.06 ± 0.01	153.61 ± 0.01
timing 1.5	50.86 ± 0.01	70.11 ± 0.01	102.45 ± 0.01	158.50 ± 0.01
timing 2.0	66.18 ± 0.01	83.40 ± 0.01	118.26 ± 0.01	170.05 ± 0.01
timing 3.0	102.73 ± 0.01	116.49 ± 0.01	152.04 ± 0.01	191.02 ± 0.01
timing 0.5 (ET selection)	35.45 ± 0.01	50.17 ± 0.01	74.72 ± 0.01	96.62 ± 0.01
timing 1.0 (ET selection)	34.69 ± 0.01	49.08 ± 0.01	73.58 ± 0.01	95.50 ± 0.01

Tabella A.10: Valori della risoluzione angolare ottenuti al variare dell’energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.8 e fig 4.9. I valori sono espressi in millesimi di grado.

A.6 Risoluzione spaziale traccia SCD

Risoluzione spaziale SCD	30GeV	100GeV	300GeV	1TeV
calo	0.0263 \pm 0.0003	0.0268 \pm 0.0006	0.0275 \pm 0.0007	0.0309 \pm 0.0006
calo corretto	0.0230 \pm 0.0006	0.0210 \pm 0.0005	0.0212 \pm 0.0002	0.0237 \pm 0.0003
timing 0.5	0.0241 \pm 0.0006	0.0221 \pm 0.0006	0.0214 \pm 0.0003	0.0245 \pm 0.0006
timing 1.0	0.0240 \pm 0.0005	0.0220 \pm 0.0006	0.0213 \pm 0.0003	0.0243 \pm 0.0006
timing 2.0	0.0240 \pm 0.0005	0.0228 \pm 0.0006	0.0237 \pm 0.0002	0.0263 \pm 0.0003
timing 3.0	0.0248 \pm 0.0008	0.0252 \pm 0.0005	0.0287 \pm 0.0003	0.0350 \pm 0.0003
timing 0.5 (ET selection)	0.0195 \pm 0.0008	0.0188 \pm 0.00002	0.0188 \pm 0.00001	0.0212 \pm 0.00001
timing 1.0 (ET selection)	0.0192 \pm 0.0006	0.0187 \pm 0.0001	0.0188 \pm 0.000	0.0212 \pm 0.0001

Tabella A.11: Valori della risoluzione spaziale della traccia nell'SCD ottenuti al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.11 e 4.12. I valori sono espressi in cm.

Risoluzione spaziale SCD	3TeV	10TeV	30TeV	100TeV
calo	0.0393 \pm 0.0007	0.0636 \pm 0.0007	0.1155 \pm 0.0009	0.1640 \pm 0.0010
calo corretto	0.0297 \pm 0.0006	0.0438 \pm 0.0003	0.0727 \pm 0.0009	0.1091 \pm 0.0008
timing 0.5	0.0304 \pm 0.0007	0.0441 \pm 0.0006	0.0737 \pm 0.0009	0.1098 \pm 0.0009
timing 1.0	0.0300 \pm 0.0008	0.0439 \pm 0.0005	0.0732 \pm 0.0009	0.1104 \pm 0.0008
timing 2.0	0.0333 \pm 0.0006	0.0487 \pm 0.0006	0.0811 \pm 0.0010	0.1238 \pm 0.0012
timing 3.0	0.0433 \pm 0.0007	0.0639 \pm 0.0008	0.1151 \pm 0.0012	0.1413 \pm 0.0011
timing 0.5 (ET selection)	0.0262 \pm 0.0003	0.0365 \pm 0.0005	0.0563 \pm 0.0006	0.0774 \pm 0.0008
timing 1.0 (ET selection)	0.0259 \pm 0.0006	0.0362 \pm 0.0003	0.0554 \pm 0.0008	0.0755 \pm 0.0008

Tabella A.12: Valori della risoluzione spaziale della traccia nell'SCD ottenuti al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.11 e 4.12 I valori sono espressi in cm.

A.7 Risoluzione spaziale PSD

Risoluzione spaziale caloAxes PSD	
30GeV	9.47 ± 0.02
100GeV	7.39 ± 0.02
300GeV	5.82 ± 0.02
1TeV	5.04 ± 0.02
3TeV	4.67 ± 0.02
10TeV	4.45 ± 0.02
30TeV	4.12 ± 0.01
100TeV	4.16 ± 0.02

Tabella A.13: Valori della risoluzione spaziale ottenuta dalla proiezione dell'asse del deposito nel PSD al variare dell'energia del protone incidente e del metodo di ricostruzione come mostrato in figura 4.13. I valori sono espressi in cm.

Bibliografia

- [1] P.A. Zyla e et al. “Particle Data Group”. In: *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020 083C01 (2020).
- [2] Thomas K. Geisser, Ralph Engel e Elisa Resconi. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 2016.
- [3] M. Aguilar et al. “The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I - results from the test flight on the space shuttle”. In: *Elsevier Physics Reports* 366 (2002).
- [4] M. Aguilar et al. “Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In: *Phys. Rev. Lett.* 114 (17 apr. 2015), p. 171103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.171103. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.171103>.
- [5] M. Aguilar et al. “Precision Measurement of the Helium Flux in Primary Cosmic Rays of Rigidities 1.9 GV to 3 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In: *Phys. Rev. Lett.* 115 (21 nov. 2015), p. 211101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.211101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.211101>.
- [6] M. Aguilar et al. “Observation of the Identical Rigidity Dependence of He, C, and O Cosmic Rays at High Rigidities by the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station”. In: *Phys. Rev. Lett.* 119 (25 dic. 2017), p. 251101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.251101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.251101>.
- [7] null null et al. “Measurement of the cosmic ray proton spectrum from 40 GeV to 100 TeV with the DAMPE satellite”. In: *Science Advances* 5.9 (2019), eaax3793. DOI: 10.1126/sciadv.aax3793. eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/sciadv.aax3793>. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/sciadv.aax3793>.
- [8] O. Adriani et al. “Observation of Spectral Structures in the Flux of Cosmic-Ray Protons from 50 GeV to 60 TeV with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station”. In: *Phys. Rev. Lett.* 129 (10 set. 2022), p. 101102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.101102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.129.101102>.
- [9] O. Adriani et al. “Direct Measurement of the Cosmic-Ray Proton Spectrum from 50 GeV to 10 TeV with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station”. In: *Phys. Rev. Lett.* 122 (18 mag. 2019), p. 181102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.181102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.181102>.
- [10] Y. S. Yoon et al. “Proton and Helium Spectra from the CREAM-III Flight”. In: *The Astrophysical Journal* 839.1 (apr. 2017), p. 5. DOI: 10.3847/1538-4357/aa68e4. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa68e4>.
- [11] O. Adriani et al. “PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra”. In: *Science* 332.6025 (2011), pp. 69–72. DOI: 10.1126/science.1199172. eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1199172>. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1199172>.

- [12] M. Aguilar et al. "Precision Measurement of the Boron to Carbon Flux Ratio in Cosmic Rays from 1.9 GV to 2.6 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station". In: *Phys. Rev. Lett.* 117 (23 nov. 2016), p. 231102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.231102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.231102>.
- [13] M. Aguilar et al. "Observation of New Properties of Secondary Cosmic Rays Lithium, Beryllium, and Boron by the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station". In: *Phys. Rev. Lett.* 120 (2 gen. 2018), p. 021101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.021101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.021101>.
- [14] O. Adriani et al. "Direct Measurement of the Cosmic-Ray Carbon and Oxygen Spectra from 10 GeV/n to 2.2 TeV/n with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station". In: *Phys. Rev. Lett.* 125 (25 dic. 2020), p. 251102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.251102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.251102>.
- [15] H. S. Ahn et al. "DISCREPANT HARDENING OBSERVED IN COSMIC-RAY ELEMENTAL SPECTRA". In: *The Astrophysical Journal* 714.1 (apr. 2010), pp. L89–L93. DOI: 10.1088/2041-8205/714/1/189. URL: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/714/1/189>.
- [16] H. S. Ahn et al. "ENERGY SPECTRA OF COSMIC-RAY NUCLEI AT HIGH ENERGIES". In: *The Astrophysical Journal* 707.1 (nov. 2009), pp. 593–603. DOI: 10.1088/0004-637x/707/1/593. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/707/1/593>.
- [17] O. Adriani e et al. "HERD Proposal". In: () .
- [18] O. Adriani et al. "Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electron and Positron from 10 GeV to 3 TeV Observed with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station". In: *Phys. Rev. Lett.* 119 (18 nov. 2017), p. 181101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.181101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.181101>.
- [19] O. Adriani et al. "Extended Measurement of the Cosmic-Ray Electron and Positron Spectrum from 11 GeV to 4.8 TeV with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station". In: *Phys. Rev. Lett.* 120 (26 giu. 2018), p. 261102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.261102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.261102>.
- [20] G. Ambrosi et al. "Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons". In: *Nature* 552.7683 (1 dic. 2017), pp. 63–66. DOI: 10.1038/nature24475. URL: <https://doi.org/10.1038/nature24475>.
- [21] M. Aguilar et al. "Precision Measurement of the $(e^+ + e^-)$ Flux in Primary Cosmic Rays from 0.5 GeV to 1 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station". In: *Phys. Rev. Lett.* 113 (22 nov. 2014), p. 221102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.221102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.221102>.
- [22] M. Aguilar et al. "First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV". In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (14 apr. 2013), p. 141102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.141102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.141102>.
- [23] M. Aguilar et al. "Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station". In: *Phys. Rev. Lett.* 113 (12 set. 2014), p. 121102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.121102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.121102>.

- [24] L. Accardo et al. "High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station". In: *Phys. Rev. Lett.* 113 (12 set. 2014), p. 121101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.121101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.121101>.
- [25] M. Aguilar et al. "Towards Understanding the Origin of Cosmic-Ray Electrons". In: *Phys. Rev. Lett.* 122 (10 mar. 2019), p. 101101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.101101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.101101>.
- [26] M. Aguilar et al. "Towards Understanding the Origin of Cosmic-Ray Positrons". In: *Phys. Rev. Lett.* 122 (4 gen. 2019), p. 041102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.041102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.041102>.
- [27] O. Adriani et al. "Cosmic-Ray Positron Energy Spectrum Measured by PAMELA". In: *Phys. Rev. Lett.* 111 (8 ago. 2013), p. 081102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.081102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.081102>.
- [28] M. Ackermann et al. "Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope". In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (1 gen. 2012), p. 011103. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.011103. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.011103>.
- [29] M. Ackermann et al. "Fermi LAT search for dark matter in gamma-ray lines and the inclusive photon spectrum". In: *Phys. Rev. D* 86 (2 lug. 2012), p. 022002. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.022002. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.022002>.
- [30] C. Perrina e et al. "The Tracking System of HERD". In: *Proceedings of Science* ICRC2019.122 (2019).
- [31] Fabio Gargano. "The High Energy cosmic-Radiation Detection (HERD) facility on board the Chinese Space Station: hunting for high-energy cosmic rays". In: (2021), p. 026. DOI: 10.22323/1.395.0026.
- [32] Carmelo Sgro. "The Calorimeter of the Fermi Large Area Telescope". In: *International Conference on Calorimetry for the High Energy Frontier*. 2013, pp. 447–453.
- [33] F. Cadoux et al. "The AMS-02 electromagnetic calorimeter". In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 113.1 (2002), pp. 159–165. ISSN: 0920-5632. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0920-5632\(02\)01836-4](https://doi.org/10.1016/S0920-5632(02)01836-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563202018364>.
- [34] N. Cannady et al. "Characteristics and Performance of the CALorimetric Electron Telescope (CALET) Calorimeter for Gamma-Ray Observations". In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 238.1 (set. 2018), p. 5. DOI: 10.3847/1538-4365/aad6a3. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4365/aad6a3>.
- [35] Yifeng Wei et al. "On-orbit performance of the DAMPE BGO calorimeter". In: *PoS* ICRC2021 (2021), p. 081. DOI: 10.22323/1.395.0081.
- [36] E Berti et al. "CaloCube: a new concept calorimeter for the detection of high energy cosmic rays in space". In: *Journal of Physics: Conference Series* 1162 (gen. 2019), p. 012042. DOI: 10.1088/1742-6596/1162/1/012042. URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1162/1/012042>.
- [37] S. Schael et al. "AMS-100: The next generation magnetic spectrometer in space – An international science platform for physics and astrophysics at Lagrange point 2". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 944 (2019), p. 162561. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162561>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219310848>.

- [38] Oscar Adriani et al. “Design of an Antimatter Large Acceptance Detector In Orbit (ALADInO)”. In: *Instruments* 6.2 (2022). ISSN: 2410-390X. DOI: 10.3390/instruments6020019. URL: <https://www.mdpi.com/2410-390X/6/2/19>.
- [39] Yongwei Dong et al. “A novel 3-D calorimeter for the High Energy cosmic-Radiation Detection (HERD) Facility onboard China’s Future Space Station”. In: *PoS ICRC2017* (2017), p. 253. DOI: 10.22323/1.301.0253.
- [40] Pietro Betti et al. “Photodiode Read-Out System for the Calorimeter of the Herd Experiment”. In: *Instruments* 6.3 (2022). ISSN: 2410-390X. DOI: 10.3390/instruments6030033. URL: <https://www.mdpi.com/2410-390X/6/3/33>.
- [41] Nicola Mori. “GGS: A Generic Geant4 Simulation package for small- and medium-sized particle detection experiments”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1002 (2021), p. 165298. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165298>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900221002825>.
- [42] S. Agostinelli et al. “Geant4—a simulation toolkit”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), pp. 250–303. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [43] Nicola Mori. *EventAnalysis code repository*. <https://baltig.infn.it/mori/EventAnalysis/>.
- [44] Rene Brun e Fons Rademakers. “ROOT — An object oriented data analysis framework”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1 (1997). New Computing Techniques in Physics Research V, pp. 81–86. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X). URL: <https://root.cern.ch>.
- [45] Saint-Gobain. *Fast Timing BC-418, BC-420, BC-422, BC-422Q / Crystals*. URL: <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/plastic-scintillators/fast-timing-bc-418-bc-420-bc-422-bc-422q#>.
- [46] R. Hoischen et al. “Fast timing with plastic scintillators for in-beam heavy-ion spectroscopy”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 654.1 (2011), pp. 354–360. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.07.013>.
- [47] A. Bravar et al. “The Mu3e scintillating fiber timing detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 958 (2020). Proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2019, p. 162564. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162564>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219310861>.
- [48] Gary J. Feldman e Robert D. Cousins. “Unified approach to the classical statistical analysis of small signals”. In: *Phys. Rev. D* 57 (7 apr. 1998), pp. 3873–3889. DOI: 10.1103/PhysRevD.57.3873. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.57.3873>.