



Università degli Studi di Perugia
Dipartimento di Fisica e Geologia
Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea

Studio delle prestazioni di un rivelatore con sistema tracciante 4D per misure di Raggi Cosmici Carichi nello spazio

Candidato

Andrea Serpolla

Relatore

Prof. Matteo Duranti

Anno Accademico 2019-2020

Indice

Introduzione	v
1 Raggi Cosmici	1
1.1 La scoperta	1
1.2 Caratteristiche	1
1.2.1 Spettro energetico	2
1.3 Le origini dei Raggi Cosmici	3
1.3.1 Supernovae e lo spettro GeV-TeV	3
1.3.2 Spettro sub-GeV e ultra-TeV	4
1.4 Misurazioni	4
1.4.1 Raggi Cosmici secondari	5
1.4.2 Gli esperimenti a terra e in orbita	6
1.5 Perché studiare i Raggi Cosmici	6
2 Rivelatori di astroparticelle	7
2.1 Componenti principali	7
2.2 Tracciatori a semiconduttore	8
2.2.1 Semiconduttori	8
2.2.2 Giunzione p-n	9
2.2.3 Passaggio di particelle cariche nelle giunzioni p-n	11
2.2.4 Rivelazione di particelle nei tracciatori	11
2.2.5 Misure di posizione	13
2.2.6 Il rumore nella carica raccolta	13
2.3 Calorimetri	14
2.3.1 Sciami elettromagnetici e adronici	14
2.3.2 Calorimetri elettromagnetici e adronici	14
2.3.3 Calorimetri omogenei e a "sampling"	15
2.3.4 Backsplash	16
2.4 Misure di tempo	16
2.4.1 Il contributo delle coppie elettrone-lacuna alla corrente	17
2.4.2 Le potenzialità di una misura di tempo	22
2.4.3 Il rumore	23
2.5 I futuri esperimenti	24
3 Simulazione	29

3.1	Il detector	29
3.1.1	<i>Geant4</i> e <i>GGS</i>	29
3.1.2	Le caratteristiche	29
3.2	Misure di posizione	30
3.3	Misure di tempo	31
3.3.1	Segmentazione	32
3.3.2	Segnale di carica	33
3.3.3	Segnale di corrente	34
3.3.4	Il rumore	35
3.3.5	La misura	37
4	Analisi Dati	39
4.1	Distribuzioni a parità di energia vera	39
4.1.1	Distribuzioni <i>all hits</i>	40
4.1.2	Distribuzioni <i>slow hits</i>	42
4.2	Distribuzioni a parità di energia misurata	44
4.2.1	Distribuzioni <i>all hits</i>	46
4.2.2	Distribuzioni <i>slow hits</i>	46
	Conclusioni	49
	Bibliografia	51

Introduzione

In questo elaborato si presenta lo studio di misure temporali eseguite con tracciatori al silicio, in rivelatori di astroparticelle. L'analisi dati si concentra in particolare sulle distribuzioni temporali delle hit di elettroni e protoni, generate dal software di simulazione *DTP*.

Negli esperimenti di astroparticelle si pensa di introdurre un timing con i tracciatori al silicio. I sensori utilizzati fino ad ora possono garantire una risoluzione $\sigma_t \sim \text{ns}$, non idonea a tracciare particelle relativistiche. Lo sviluppo tecnologico però ha portato alla produzione di nuovi sensori in grado di eseguire misure temporali con $\sigma_t \sim 100 \text{ ps}$. I rivelatori e le caratteristiche di una misura temporale vengono trattate nel capitolo 2.

I Raggi Cosmici sono composti al 90% da protoni mentre gli elettroni sono presenti in quantità ridotte, meno dell'1%. In questo senso le distribuzioni temporali possono essere utili ad identificare gli elettroni, caratterizzati da una statistica molto ridotta. Nel capitolo 1 vengono trattate le principali caratteristiche dei Raggi Cosmici, mentre le analisi eseguite sulle distribuzioni sono riportate nel capitolo 4.

Il software utilizzato simula il comportamento di un rivelatore di astroparticelle e viene descritto nel capitolo 3. Nell'ambito di questa tesi al software *DTP* sono state implementate delle librerie che simulano la misura temporale con una risoluzione $\sigma_t \simeq 100 \text{ ps}$, così come atteso dai nuovi sensori al silicio. Nel software è stata anche simulata la segmentazione della misura temporale; infatti un timing richiede elettroniche di lettura veloci che consumano una potenza elettrica maggiore. Gli esperimenti nello spazio generalmente non hanno a disposizione potenze elevate, per questo motivo una misura temporale può essere implementata ma con un numero minore di canali di lettura.

Le conclusioni dello studio trattate alla fine dell'elaborato, confermano la possibilità di identificare elettroni e protoni a partire dalle coordinate temporali generate dalla simulazione. Le rivelazioni più lente di ogni evento infatti, presentano distribuzioni specifiche per le due specie.

Capitolo 1

Raggi Cosmici

In questo capitolo si forniscono alcune referenze sui Raggi Cosmici trattandone la scoperta, le caratteristiche, la produzione e il perché sia stato ed è ancora importante il loro studio.

1.1 La scoperta

Intorno alla fine del 1800, Charles Coulomb notò che un elettroscopio a foglie si scaricava spontaneamente, deducendone che l'aria non potesse essere del tutto isolante. L'origine di questo fenomeno venne spiegata dalla scoperta della *radioattività* e dei suoi effetti sulle proprietà isolanti dell'aria. La radiazione presente nell'ambiente, tuttavia, non era interamente riconducibile a quella naturale, così, nei primi anni del 1900, alcuni ricercatori decisero di indagarne l'origine.

Victor Franz Hess (rif. [3]) dimostrò tra il 1911 e il 1912 che la radiazione in eccesso era extra-terrestre: con un elettroscopio e una mongolfiera osservò che la radioattività aumentava con l'altitudine. Alle stesse conclusioni arrivò Domenico Pacini (rif. [2]) conducendo alcuni esperimenti, contemporanei ed indipendenti a quelli di Hess, nelle acque di Livorno e del lago di Bracciano: notò che l'intensità della radiazione diminuiva con la profondità. La scoperta dei Raggi Cosmici valse ad Hess il Nobel per la fisica nel 1936; Pacini non poté riceverlo in quanto morì due anni prima. Sebbene la scoperta dei Raggi Cosmici si debba a questi ricercatori, il loro nome è dovuto a Robert Millikan, che cominciò a studiarli negli anni '20.

Hess, Pacini e Millikan ritenevano che i Raggi fossero composti principalmente da radiazione γ . Arthur Compton invece, ipotizzò si potesse trattare di particelle cariche e la prova sperimentale si ottenne osservando come la loro distribuzione vari in funzione della latitudine magnetica terrestre.

1.2 Caratteristiche

I Raggi Cosmici sono formati principalmente da particelle cariche positive:

- il 90% sono protoni,

- il 9% sono nuclei di Elio⁽¹⁾,
- l'1% è formato da nuclei di altri elementi, anche pesanti, da elettroni, positroni, fotoni e altre particelle subatomiche.

1.2.1 Spettro energetico

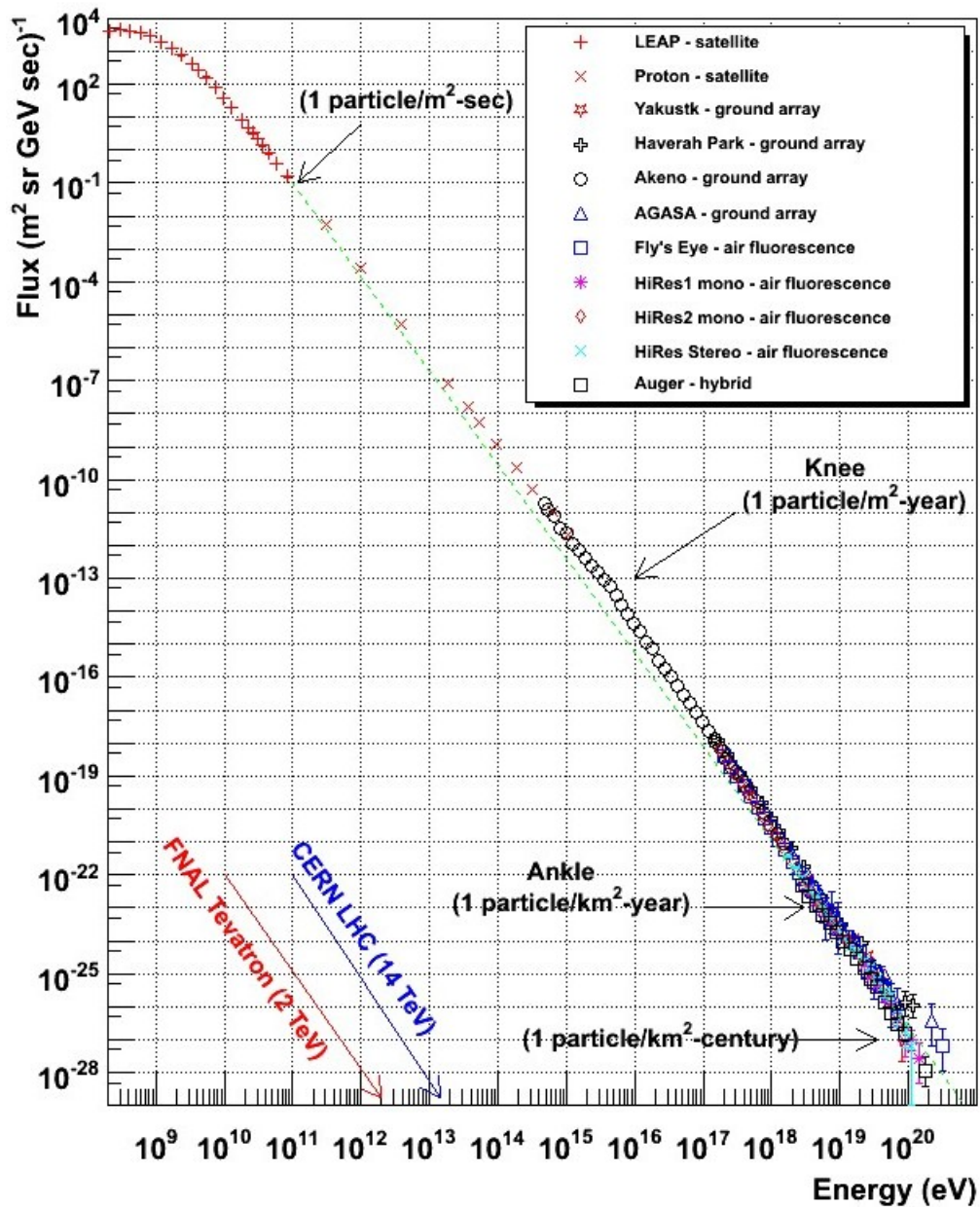


Figura 1.1: Spettro *all particle* dei Raggi Cosmici (rif. [7])

In figura 1.1 è riportato il flusso di particelle cosmiche in funzione dell'energia per nucleone. Questo spettro viene chiamato *all particle* in quanto considera qualsiasi tipo di particella.

⁽¹⁾i.e. particelle α

Le energie rivelate per un Raggio Cosmico appartengono ad un intervallo molto ampio che va dai 10^6 ai 10^{20} eV. La statistica però diminuisce molto rapidamente al crescere dell'energia, rendendo difficile lo studio delle particelle più energetiche. La legge sperimentale che segue il flusso infatti, è una potenza del tipo

$$\Phi^{(exp)}(E) \propto E^\gamma \quad (1.1)$$

con

$$\gamma \simeq \begin{cases} 3 & , \quad E \in [10^3, 10^7] \text{ TeV} \\ 2.8 & \text{altrove} \end{cases}$$

La variazione dell'*indice spettrale* γ permette di individuare due valori di interesse:

1. *knee*⁽¹⁾ in $E \sim 10^3$ TeV dove $\gamma \rightarrow 3$,
2. *ankle*⁽²⁾ in $E \sim 10^7$ TeV dove $\gamma \rightarrow 2.8$.

1.3 Le origini dei Raggi Cosmici

La carica dei Raggi Cosmici rende difficile capirne la traiettoria. Le interazioni con il mezzo interstellare, campi magnetici e radiazioni elettromagnetiche possono infatti deviare il Raggio, cambiarne l'energia o aggiungere e sottrarre particelle. In particolare ad energie $E \lesssim 10$ GeV il campo magnetico terrestre e il vento solare deviano i Raggi Cosmici e nei periodi di attività più intensa il Sole ha un effetto "schermante" sulla Terra. La traiettoria può essere determinata solo per particelle neutre o con energie sufficienti ad "opporsi" alle deviazioni.

Per le considerazioni precedenti, è difficile individuare l'origine delle particelle cosmiche ed è anche per questo che oggi non si ha ancora una comprensione esaustiva sulla loro produzione.

1.3.1 Supernovae e lo spettro GeV-TeV

Nel 1940 Enrico Fermi ipotizzò che le esplosioni di Supernovae potessero accelerare le particelle cosmiche. Oggi la sua teoria è supportata da varie evidenze:

1. lo spettro è in parte riconducibile all'energia meccanica rilasciata nelle esplosioni di Supernovae, con un'efficienza di conversione $\eta \sim 10\%$ che è del tutto verosimile;
2. la teoria sulle esplosioni descrive un'accelerazione (i.e. *diffusive shock acceleration*) che produce funzioni di distribuzione del tipo

$$f_0(p) \sim p^{-q} \quad \text{con } q \simeq 4 \quad (1.2)$$

da cui una legge per lo spettro

$$\Phi^{(theo)}(E) \sim E^{-s} \quad (1.3)$$

con

$$s \simeq \begin{cases} 2 & \text{per } v \rightarrow c \\ 1.5 & \text{per } v \not\rightarrow c \end{cases}$$

⁽¹⁾i.e. *ginocchio*

⁽²⁾i.e. *caviglia*

3. osservando nei Raggi Cosmici le abbondanze relative di nuclei primari e secondari, il tempo di confinamento τ_c delle particelle relativistiche segue una legge

$$\tau_c \sim p^{-\delta} \quad \text{con} \quad \delta \sim 0.3 \div 0.8 \quad (1.4)$$

Lo spettro atteso all'equilibrio per i Raggi immessi dalle Supernovae nella Galassia, segue quindi una legge teorica

$$f(p) \sim f_0 \tau_c \sim p^{-(q+\delta)} \simeq p^{-4.7} \quad (1.5)$$

da cui

$$\Phi^{(eq)}(E) \sim E^{-2.7} \quad (1.6)$$

in accordo con la (1.1).

Le emissioni di sincrotrone in onde radio e raggi X rivelate nei residui di Supernovae, dimostrano che le loro esplosioni accelerano gli elettroni ad energie tra i GeV e i TeV. L'accelerazione di protoni e nuclei invece, è confermata dallo spettro di raggi γ osservato che è coerente con il decadimento di π^0 prodotti in interazioni inelastiche tra i nuclei e il mezzo interstellare.

1.3.2 Spettro sub-GeV e ultra-TeV

Il meccanismo di accelerazione delle Supernovae non spiega lo spettro sub-GeV e le energie molto grandi (i.e. $\gtrsim 10^3$ TeV).

Oltre i TeV la statistica è esigua ed è difficile studiare i raggi γ da un punto di vista sperimentale; anche dal lato teorico, il modello che descrive la *diffusive shock acceleration* non riesce a dare indicazioni chiare. Non è ancora confermato se le Supernovae riescano ad accelerare i nuclei fino a $\sim 3 \times 10^6$ TeV, oltre i quali si ritiene che i Raggi Cosmici siano di origine extra-galattica. Sperimentalmente la galassia *Centaurus A* è stata riconosciuta come una delle principali sorgenti extra-galattiche.

Il Sole gioca un ruolo centrale anche nella produzione dei Raggi Cosmici; lo spettro sub-GeV infatti, è prodotto in parte dai *flares*⁽¹⁾ solari.

1.4 Misurazioni

I Raggi Cosmici possono essere misurati in due modi:

1. *direttamente*, al di fuori dell'atmosfera terrestre, usando rivelatori su palloni aerostatici, satelliti o stazioni spaziali;
2. *indirettamente*, misurando a terra i prodotti dell'interazione con l'atmosfera.

Nel primo caso vengono rivelati i *Raggi Cosmici primari*, nel secondo si parla di *Raggi Cosmici secondari*.

Misurando i raggi primari evento per evento è possibile risalire alla composizione originale e cercare particelle o elementi rari (e.g. positroni, antiprotoni, litio, boro).

⁽¹⁾i.e. *brillamenti*

1.4.1 Raggi Cosmici secondari

Le particelle cosmiche in atmosfera interagiscono con le molecole di aria, generando una cascata di particelle secondarie chiamata *air shower*⁽¹⁾. Se le particelle che arrivano a terra sono in grande quantità si parla di *Extensive Air Shower (EAS)*.

Gli sciami atmosferici sono composti:

- al 90% da una *componente elettromagnetica* di elettroni, fotoni e positroni;
- al 10% da una *componente muonica* altamente penetrante;
- all'1% da una *componente adronica*.

Dal punto di vista sperimentale, la componente secondaria viene suddivisa anche in base alle proprietà penetranti:

- *componente penetrante* di muoni con $E > 1$ TeV;
- *componente dura* di muoni con $E > 200$ MeV;
- *componente soft* principalmente di elettroni e positroni.

La componente penetrante di muoni e neutrini secondari può essere rivelata in laboratori sotterranei, dove la roccia scherma l'esperimento dalle altre particelle. Un esempio è l'esperimento condotto ai *Laboratori Nazionali del Gran Sasso*.

In figura 1.2 è riportato uno schema dei prodotti secondari.

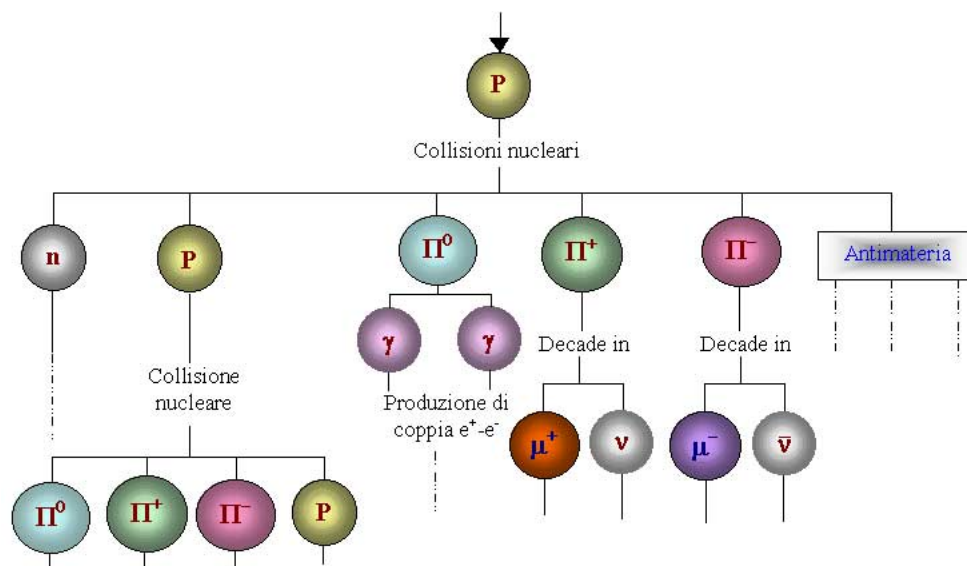


Figura 1.2: Prodotti secondari dell'interazione di particelle cosmiche con l'atmosfera terrestre (rif. [1])

⁽¹⁾i.e. sciame atmosferico

1.4.2 Gli esperimenti a terra e in orbita

Il numero di particelle osservate è proporzionale all'area del rivelatore e al tempo di presa dati; se si vogliono studiare le particelle con statistica minore, cioè le più energetiche, si può agire su questi due parametri per osservarne un numero maggiore. Gli esperimenti in orbita hanno il vantaggio di vedere le particelle primarie, ma non possono usufruire di un'area estesa. Per questo motivo per $E \gtrsim 100$ TeV, si utilizzano rivelatori a terra dove però è necessario ricostruire le interazioni con l'atmosfera.

1.5 Perché studiare i Raggi Cosmici

Grazie alla scoperta dei Raggi Cosmici è stato possibile studiare le proprietà delle particelle ad alte energie prima della costruzione degli acceleratori artificiali. Questo ha portato nel passato alla scoperta del *muone*, del *positrone* e delle *particelle strane*.

Ancora oggi, non è possibile accelerare particelle oltre le decine di TeV raggiunte dal *LHC*⁽¹⁾ di Ginevra, molto minori a quelle dello spettro delle astroparticelle. Per questo motivo, nonostante la scarsa statistica per alte energie e l'impossibilità di controllare le sorgenti, lo studio dei Raggi Cosmici rimane centrale nella fisica moderna.

Le particelle cosmiche forniscono informazioni sull'universo, sulla nostra e le altre Galassie e sul Sistema Solare, importanti nelle missioni spaziali più impegnative come quella su Marte. L'analisi dei Raggi Cosmici infatti, può aiutare a predire l'attività solare e quantificare la radiazione a cui saranno sottoposti gli astronauti e le strumentazioni.

⁽¹⁾i.e. *Long Hadron Collider*

Capitolo 2

Rivelatori di astroparticelle

In questo capitolo vengono presentati i rivelatori di astroparticelle riportandone le principali componentistiche e affrontando il problema dell'introduzione di un sistema tracciante 4D. Nel dettaglio verranno descritti i tracciatori a semiconduttore e i calorimetri.

2.1 Componenti principali

Agli inizi degli anni '90 si è cominciato a portare su palloni aerostatici e poi in orbita rivelatori propri della fisica delle particelle. Prima di quegli anni gli esperimenti erano molto meno sofisticati e venivano utilizzate varie tecniche. Oggi invece vengono utilizzati strumenti caratteristici degli acceleratori di particelle, che però sono soggetti a delle limitazioni di peso e consumo energetico. In base agli obiettivi dell'esperimento, gli apparati possono essere costituiti dai seguenti sotto-rivelatori:

- *tracciatori a semiconduttore* per rivelare la traiettoria;
- *calorimetro* per misurare l'energia;
- *scintillatori*, con funzione di *ToF*⁽¹⁾, per misurare il tempo di volo e fornire un trigger all'acquisizione dati;
- *magneti* per curvare la traiettoria e distinguere la carica.

In generale possono essere presenti tutti, alcuni o anche ulteriori dispositivi rispetto a quelli elencati, ma i tracciatori e il calorimetro sono sempre presenti.

Si riportano come esempi le figure 2.1 e 2.2 delle componenti degli esperimenti *AMS-02*⁽²⁾ e *DAMPE*⁽³⁾.

⁽¹⁾i.e. *Time of Flight*

⁽²⁾i.e. *Alpha Magnetic Spectrometer*, rif. [9]

⁽³⁾i.e. *DARK MATTER PARTICLE EXPLORER*, rif. [10]

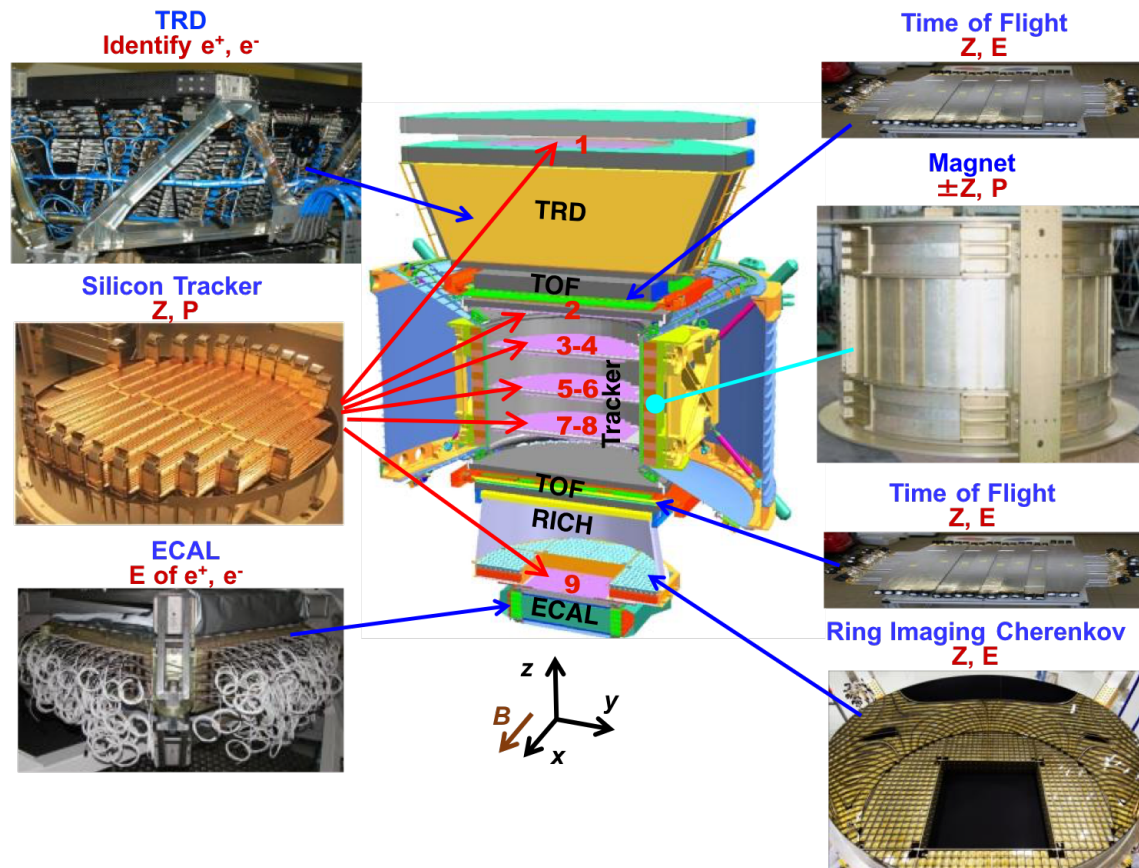


Figura 2.1: schema riportante le componenti dell'apparato utilizzato nell'esperimento AMS-02 (rif. [9]); in figura sono visibili a partire dall'alto a sinistra in senso antiorario: il Transition Radiation Detector, i tracciatori al silicio, il calorimetro, il Ring Imaging Cherenkov, i ToF e il magnete permanente

2.2 Tracciatori a semiconduttore

I tracciatori servono a rivelare la posizione di una particella grazie all'interazione di quest'ultima con la materia. Tipicamente questi apparati sono formati da più piani e servono a misurare la traiettoria e la Z , determinando il raggio di curvatura nel caso in cui sia presente un campo magnetico.

I tracciatori possono essere di varie tipologie e i più utilizzati sono quelli a semiconduttore, che vengono trattati a seguire.

2.2.1 Semiconduttori

Un semiconduttore non possiede elettroni in banda di conduzione e per questo si trova con un'occupazione simile a quella dei materiali isolanti. La differenza tra i due però, risiede nel fatto che la gap di energia presente tra l'ultima banda riempita e la prima libera, è dell'ordine dell'energia termica $k_B T$ a temperatura ambiente⁽¹⁾. Questo permette agli elettroni di passare

⁽¹⁾i.e. ~ 25 meV

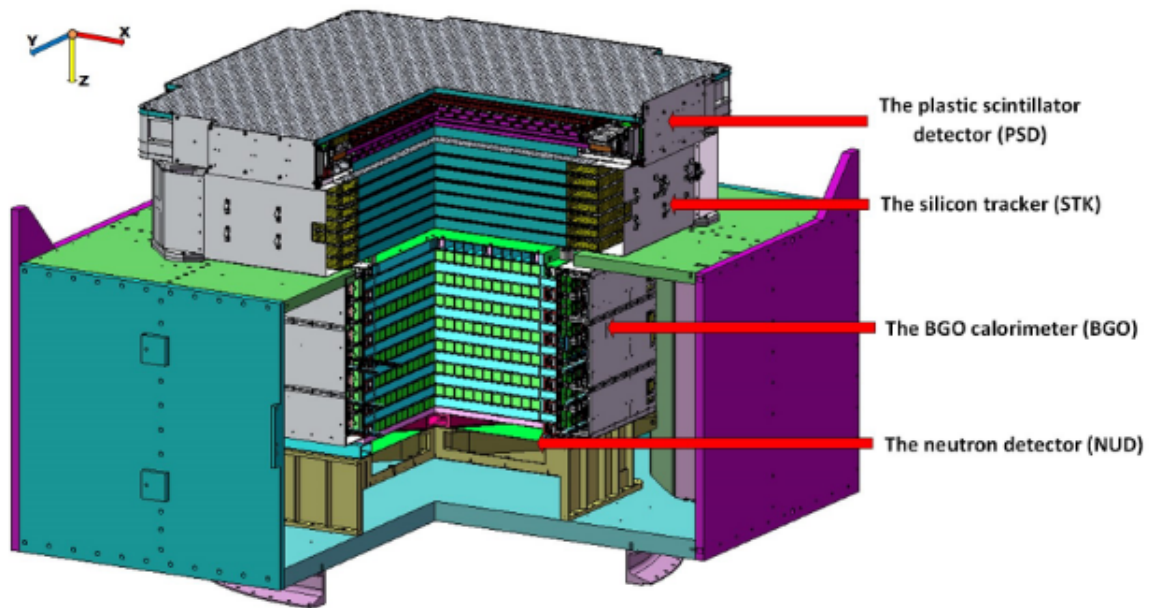


Figura 2.2: schema riportante le componenti dell'apparato utilizzato nell'esperimento di DAMPE (rif. [10]); a partire dall'alto sono visibili: gli scintillatori, il tracciatore al silicio, il calorimetro e il detector di neutroni

in conduzione facilmente e al materiale di avere una conducibilità crescente con la temperatura, almeno in una prima fase, essendo crescente il numero di portatori disponibili.

Un importante processo a cui vengono sottoposti i semiconduttori è quello del loro *drogaggio*: alcuni atomi del reticolo vengono sostituiti da elementi con un elettrone di valenza in più o in meno, a seconda che si voglia un portatore di carica negativo (i.e. un elettrone, drogaggio di tipo n) o un portatore di carica positivo (i.e. una lacuna, drogaggio di tipo p) in più.

I principali semiconduttori utilizzati in esperimenti di astroparticelle sono il silicio e il germanio.

2.2.2 Giunzione p-n

In varie applicazioni si uniscono due semiconduttori drogati diversamente creando una *giunzione p-n*. Il diverso drogaggio dà luogo a delle densità di elettroni e lacune non omogenee nelle due regioni a contatto, generando una *corrente di diffusione* per cui gli elettroni si muovono verso la regione p e le lacune verso la regione n. Durante il loro moto, alcune coppie elettrone-lacuna si ricombinano e si crea al centro della giunzione una *regione di svuotamento*. A causa della ricombinazione, le densità di carica ai capi della regione di svuotamento non sono nulle e si crea un campo elettrico contrario alla corrente di diffusione.

All'equilibrio, i portatori sono fermi e sebbene ci siano comunque delle *correnti di generazione e ricombinazione* delle coppie, queste si bilanciano con effetto netto nullo o trascurabile.

In figura 2.3 si riporta uno schema della configurazione elettronica all'equilibrio.

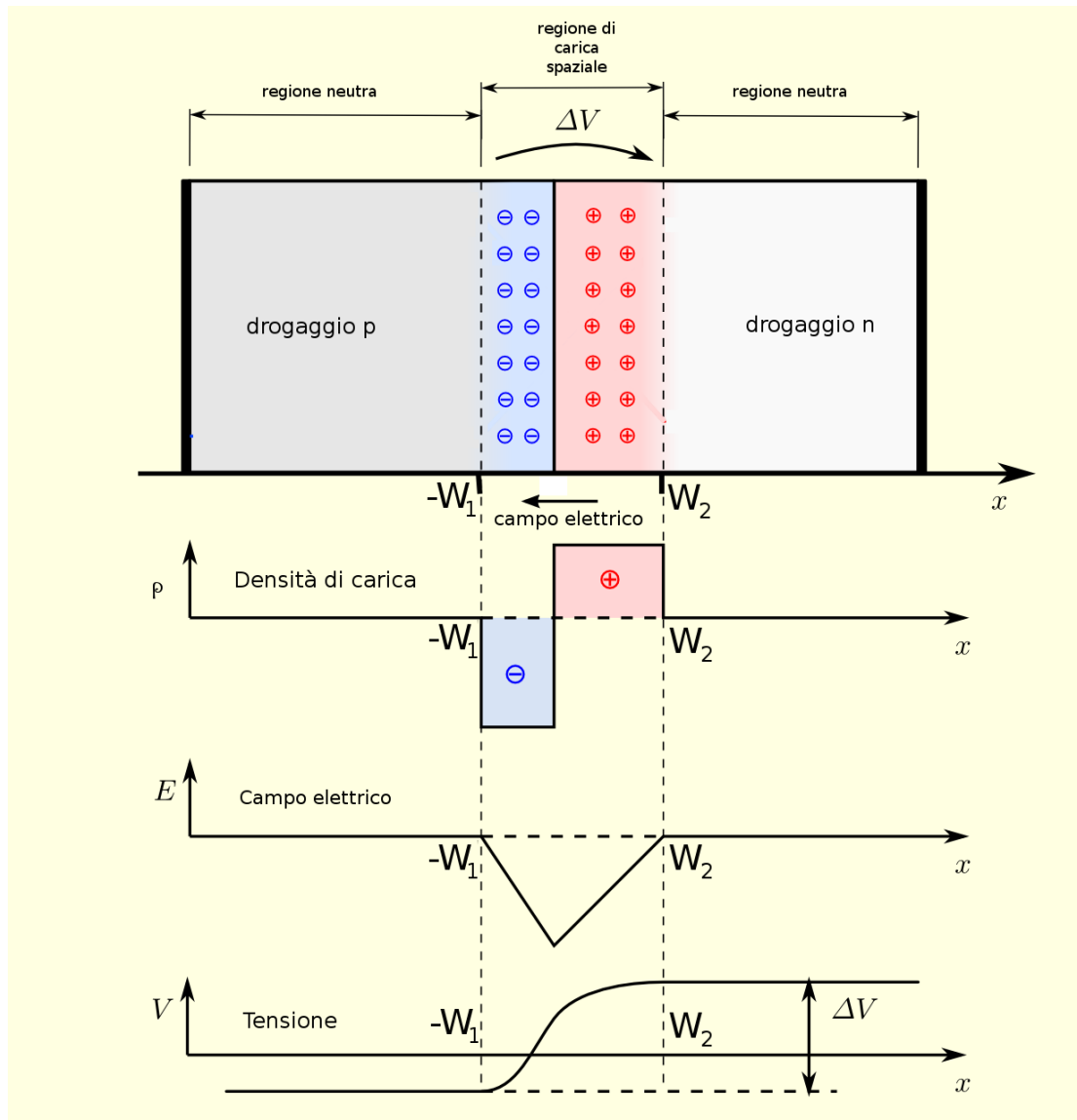


Figura 2.3: campo elettrico, potenziale e densità di carica in una giunzione p-n all'equilibrio (rif. [8])

Una giunzione p-n viene utilizzata nella costruzione dei *diodi*. Applicando un campo elettrico esterno ai capi di un diodo si hanno due possibili *polarizzazioni*:

- *polarizzazione diretta* nel caso in cui il potenziale positivo sia applicato alla regione p;
- *polarizzazione inversa* nel caso contrario.

Nella prima tipologia, l'azione del campo interno viene meno e il dispositivo è in grado di condurre corrente, contrapponendo idealmente resistenza nulla. Nella seconda l'azione del campo applicato è concorde a quello interno e va ad aumentare l'estensione spaziale della regione di svuotamento.

2.2.3 Passaggio di particelle cariche nelle giunzioni p-n

Una giunzione p-n può essere utilizzata per rivelare il passaggio di una particella carica.

Il rilascio energetico di una particella in un materiale è descritto dalla funzione di Bethe e Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_e r_e^2 m_e c^2 \frac{Z^2}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right) \quad (2.1)$$

con

- m_e e r_e , massa e raggio classico dell'elettrone,
- I potenziale di ionizzazione del bersaglio,
- $\delta(\gamma)$ correzione di densità che limita la crescita logaritmica per $\gamma \rightarrow +\infty$.

Sostituendo i parametri noti, è possibile ottenere una forma analitica compatta, dipendente solamente da massa, carica e velocità della particella:

$$-\frac{dE}{dx} = Z^2 f(\beta, M) \quad (2.2)$$

Se la giunzione è in polarizzazione inversa e viene rilasciata una quantità di energia sufficiente a promuovere un elettrone in banda di conduzione, si genera una coppia elettrone-lacuna che, sotto l'azione del campo elettrico, si muove in direzioni opposte fino ad essere raccolta ai capi del diodo. Questo movimento genera una corrente misurabile che segue la legge di *Shockley-Ramo* (rif. [15], [16]):

$$i_m = -qvE_w \quad (2.3)$$

con

- i_m corrente indotta sull' m -esimo elettrodo;
- q carica della particella in movimento (elettrone o lacuna);
- v velocità di drift della particella;
- E_w *weighting field*⁽¹⁾ del singolo elettrodo, calcolato mettendo a terra gli altri.

Il segnale di corrente sarà tanto più uniforme nel tempo quanto lo saranno la velocità di drift e il campo di weighting.

2.2.4 Rivelazione di particelle nei tracciatori

In un rivelatore vengono utilizzati più piani per tracciare la traiettoria di una particella. Ogni piano contiene due *layer* su cui sono posizionati dei sensori; alcuni vengono cortocircuitati tra loro⁽²⁾ per formare un *ladder* che viene collegato ad un'unica elettronica (figura 2.4).

In figura 2.5 i piani del tracciatore di DAMPE e in figura 2.6 lo schema di un sensore.

⁽¹⁾i.e. *campo peso*

⁽²⁾il collegamento di due strip viene chiamato *bonding*, figura 2.4

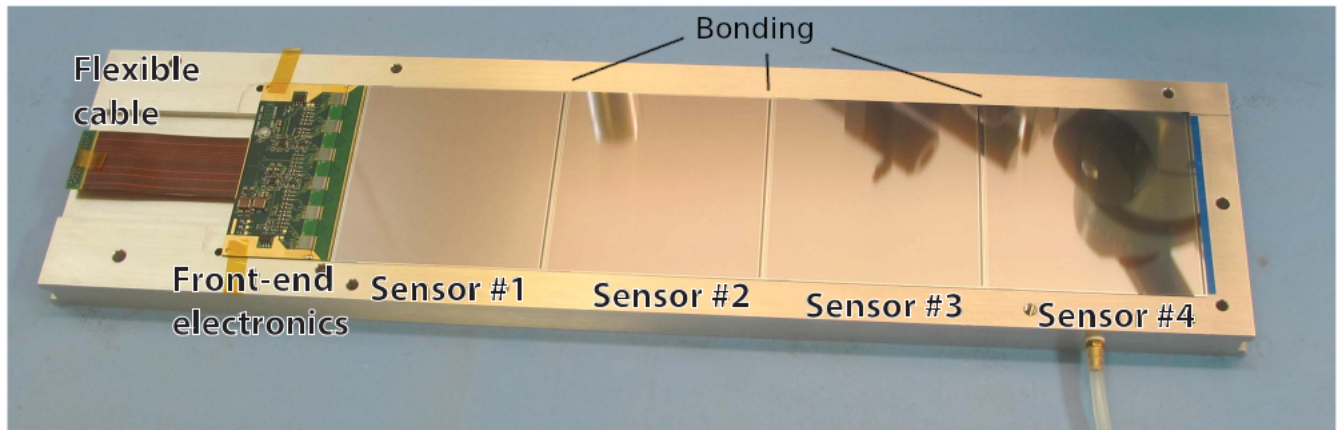


Figura 2.4: uno dei ladder dell'esperimento DAMPE (rif. [10])

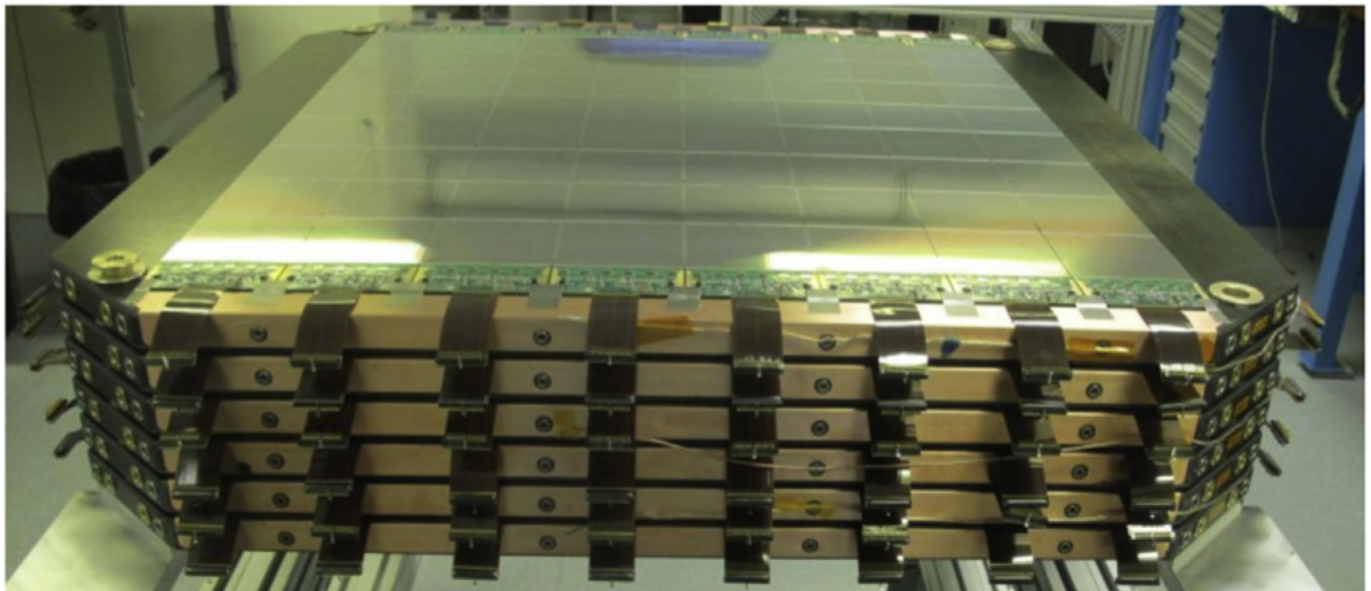


Figura 2.5: i piani del tracciatore di DAMPE (rif. [11])

Un sensore si compone di un *bulk*⁽¹⁾ drogato n o p e di alcune *strip*⁽²⁾ di tipo p su una faccia del bulk e altre di tipo n sull'altra faccia. In questo caso si parla di sensore *double-side* e in generale si possono costruire anche sensori con un sola faccia con strip.

Nei sensore *double-side* le strip vengono disposte in maniera ortogonale tra loro e hanno una densità di atomi droganti maggiore in modo da renderle degli elettrodi; per questo vengono indicate con $p+$ o $n+$. La loro distanza, chiamata *implant pitch*⁽³⁾, è fissa e si differenzia dal *readout pitch*⁽⁴⁾ che può essere maggiore o uguale e che esprime la distanza tra le strip lette dai chip di front-end. Per diminuire il consumo energetico infatti, non vengono analizzati necessariamente

⁽¹⁾i.e. un wafer di semiconduttore

⁽²⁾i.e. "striscie" lunghe e sottili di semiconduttore

⁽³⁾i.e. pitch d'impianto

⁽⁴⁾i.e. pitch di lettura

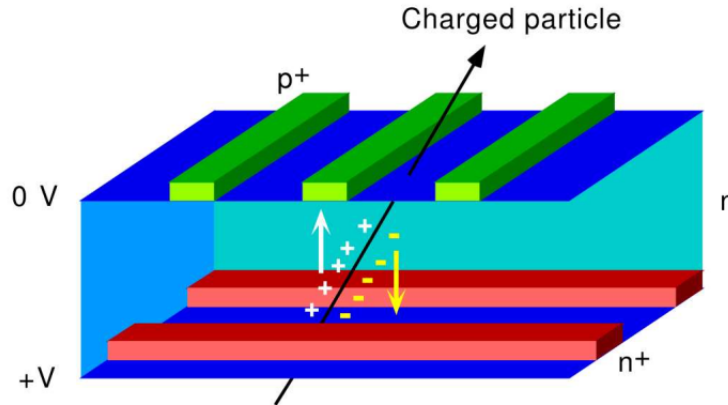


Figura 2.6: passaggio di una particella carica in un sensore a semiconduttore

tutti i canali di lettura a disposizione.

Quando una particella carica attraversa il bulk, avviene quello che è stato descritto nel paragrafo 2.2.3. Le cariche generate vengono raccolte dall'elettronica di lettura, che si occuperà di amplificare e digitalizzare il segnale ottenuto. In genere al bulk viene applicato un campo elettrico in polarizzazione inversa che lo svuoti completamente, così da evitare che le cariche rilasciate dal passaggio di una particella si ricombinino con quelle già presenti.

2.2.5 Misure di posizione

Si consideri una particella che attraversa un sensore perpendicolarmente; se le strip sono disposte lungo le coordinate

$$\{x_n = np\}_{n=0}^N$$

con $n \in \mathbb{N}$ e p pitch e la particella descrive una traiettoria $\vec{r}(t) = (x, y, z(t))$

$$\Rightarrow \exists \bar{k} \quad \text{t.c.} \quad x_{\bar{k}} \doteq x_l \leq x < x_{\bar{k}+1} \doteq x_r$$

Ipotizzando che la carica raccolta sia proporzionale alla vicinanza della particella

$$\frac{Q_l}{Q_r} = \frac{x_r - x}{x - x_l} \quad \Rightarrow \quad x = x_l + \frac{Q_r}{Q_l + Q_r} \quad (2.4)$$

con $Q_{l,r}$ cariche raccolte nelle strip prime vicine a sinistra e a destra della coordinata x . Questo ragionamento è valido anche per le strip delle coordinate y_k .

In generale la particella può descrivere traiettorie inclinate e in questi casi la carica può essere raccolta da più di due strip vicine⁽¹⁾, rendendo difficile trovarne il baricentro.

2.2.6 Il rumore nella carica raccolta

Nel calcolo del baricentro influiscono purtroppo anche degli effetti di rumore, principalmente termico, che modificano la carica raccolta. Sperimentalmente il rumore fluttua attorno ad un

⁽¹⁾l'effetto di diffusione della carica che genera la sua raccolta da parte di più strip è chiamato *charge sharing* (i.e. *condivisione di carica*)

valore costante che può essere facilmente determinato come $\sim 3.9 \times 10^{-16}$ C che verrà ripreso anche nel software di simulazione.

Per migliorare la risoluzione spaziale si può ridurre lo spazio tra le strip o agire sulle fonti di rumore. Riguardo ad un readout pitch diverso da quello d'impianto, idealmente questo non influisce sulla misura in quanto la carica viene trasferita⁽¹⁾ mantenendo l'informazione originale. In presenza di rumore però, le fluttuazioni delle singole strip vanno a sommarsi in quelle di lettura, aumentando le loro deviazioni.

2.3 Calorimetri

I calorimetri sono utili a misurare l'energia di una particella. Particelle che interagiscono elettromagneticamente o fortemente generano nella materia sciami elettromagnetici o adronici che vengono sfruttati per rivelare l'energia della particella primaria.

Nei sotto-paragrafi a seguire si presentano gli sciami, le loro caratteristiche e i calorimetri utilizzati negli esperimenti di fisica delle particelle.

2.3.1 Sciami elettromagnetici e adronici

Un elettrone nella materia genera un fenomeno di *bremsstrahlung* in cui viene emesso un fotone a causa della decelerazione, che interagisce a sua volta producendo una coppia elettrone-positrone. Entrambe le interazioni sono di natura elettromagnetica e possono dar luogo ad una "reazione catena" chiamata *sciame elettromagnetico* (figura 2.7). Un processo simile avviene per le particelle che interagiscono fortemente; in questo caso le reazioni sono più complicate da descrivere e quello che si genera è uno *sciame adronico* (figura 2.8).

I due sciami si distinguono per la diversa natura delle interazioni e per una diversa geometria. Gli sciami elettromagnetici infatti, si sviluppano in un cono molto più piccolo e hanno uno sviluppo longitudinale minore; questo permette di distinguere facilmente le due tipologie se si è in grado di tracciarne i prodotti. Il diverso sviluppo longitudinale degli sciami porta a dei problemi nella misura delle energie. In generale infatti è più facile che uno sciame elettromagnetico si esaurisca all'interno dello spessore del calorimetro, mentre questo non vale per gli sciami adronici in cui alcune particelle (e.g. neutrini, neutroni o anche muoni) riescono ad uscire sottraendo energia a quella raccolta.

2.3.2 Calorimetri elettromagnetici e adronici

Le particelle che entrano in un calorimetro interagiscono con il materiale di cui è composto, generando uno sciame elettromagnetico o adronico in base alla loro natura. Questi rivelatori vengono ottimizzati per misurare l'energia rilasciata in uno dei due sciami e per questo vengono suddivisi in *calorimetri elettromagnetici* e *calorimetri adronici*. Questa distinzione non è netta e si possono costruire anche dispositivi ambivalenti.

⁽¹⁾il trasferimento di carica tra strip vicine è dovuto al *charge coupling* (i.e. *accoppiamento capacitivo*)

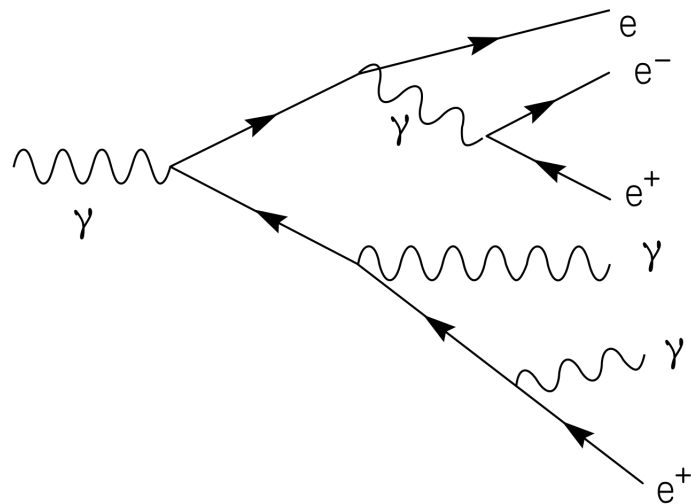


Figura 2.7: prodotti di uno sciame elettromagnetico (rif. [12])

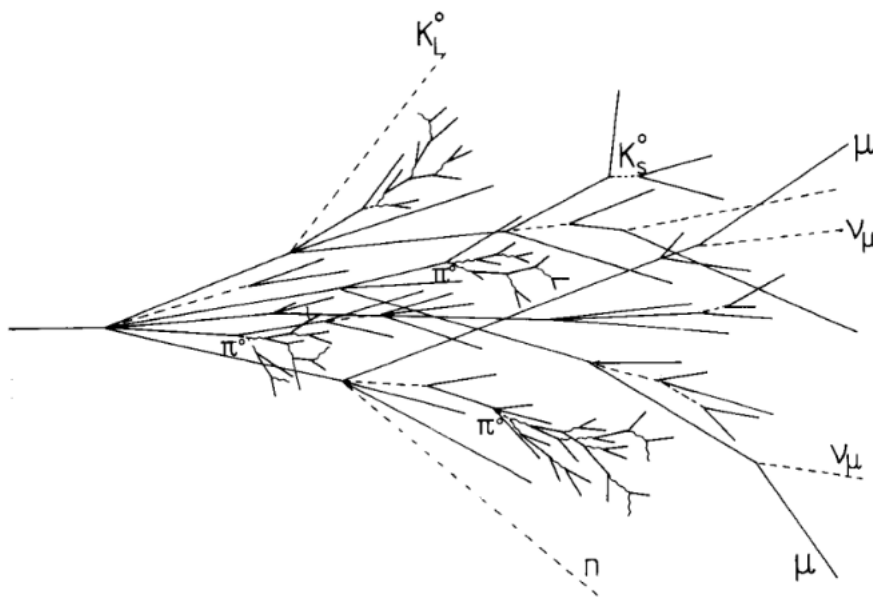


Figura 2.8: prodotti di uno sciame adronico (rif. [13])

2.3.3 Calorimetri omogenei e a "sampling"

I calorimetri sono costruiti con materiali densi in modo da aumentarne la sezione d'urto con le particelle cosmiche. La materia può essere distribuita omogeneamente oppure essere interrotta da elementi traccianti che rivelino le posizioni dei prodotti secondari. Nel primo caso si parla di *calorimetri omogenei* e nel secondo di *calorimetri a "sampling"*; nella prima tipologia viene utilizzato solitamente un materiale scintillante così da poter comunque tracciare le particelle.

2.3.4 Backsplash

I calorimetri vengono posizionati dopo i tracciatori e possono generare un *backsplash* delle particelle: alcuni dei prodotti secondari possono "rimbalzare" nel materiale e rientrare nella zona di rivelazione, dando luogo a delle *hit* ritardate. Senza conoscere gli istanti di arrivo è difficile e a volte impossibile distinguere la particella primaria dai suoi prodotti. Inoltre se parte della carica rilasciata dai prodotti viene raccolta dalle stesse strip che hanno letto una *hit* primaria, il baricentro di carica viene modificato peggiorando la risoluzione spaziale.

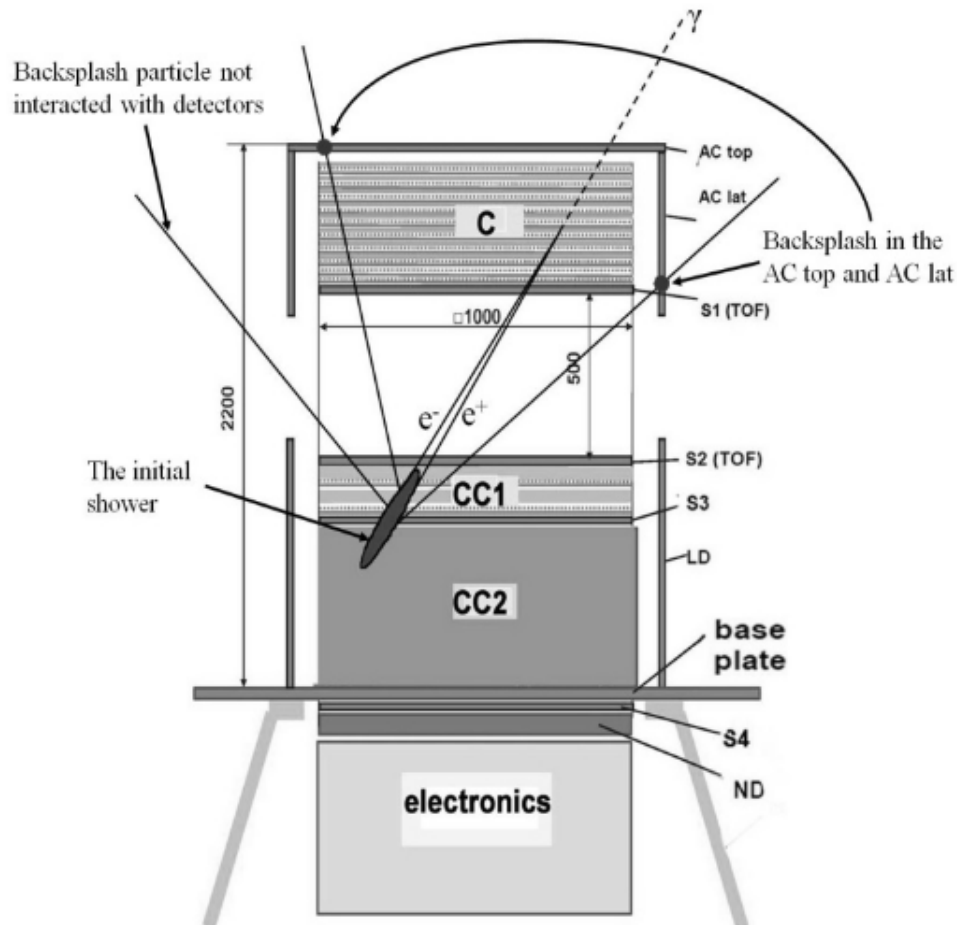


Figura 2.9: schematizzazione del backplash dei prodotti secondari di un fotone (rif. [14])

2.4 Misure di tempo

Nell'apparato utilizzato per l'esperimento *AMS-02* la valutazione della condizione di trigger impegna $\sim 1 \mu\text{s}$ e la conversione analogico-digitale $\sim 90 \mu\text{s}$ mentre una particella relativistica attraversa l'intero rivelatore in alcuni ns. L'elettronica utilizzata non è in grado di elaborare i segnali nel loro sviluppo temporale originale e per questo vengono modificati da uno *shaper* che li rallenta. Questo processo non influisce sulla misura di posizione perché non modifica l'integrale della corrente da cui si ricava la carica raccolta. Al contrario è evidente che il rallentamento del segnale perde l'informazione temporale originale.

Se si utilizzasse un'elettronica veloce, i sensori attuali sarebbero in grado di eseguire misure temporali con una risoluzione $\sigma_t \sim \text{ns}$, inadatta per particelle relativistiche. Alla luce dei nuovi sensori⁽¹⁾ prodotti è possibile raggiungere risoluzioni $\sigma_t \sim 100 \text{ ps}$, con cui poter implementare un timing nei tracciatori al silicio. In questo caso però non è possibile utilizzare lo stesso numero di canali di lettura delle misure posizionali. La potenza energetica disponibile nello spazio è infatti limitata e un'elettronica veloce riduce il numero di canali realizzabili.

2.4.1 Il contributo delle coppie elettrone-lacuna alla corrente

Nel paragrafo 2.2.3 si è evidenziato come il segnale di corrente sia tanto più uniforme quanto lo siano la velocità di drift e il campo di weighting:

- la velocità di drift può essere resa uniforme utilizzando un campo elettrico grande che la porti a saturazione (figura 2.10);
- il campo E_w può essere reso uniforme utilizzando elettrodi con larghezze maggiori (figure 2.11 e 2.12);

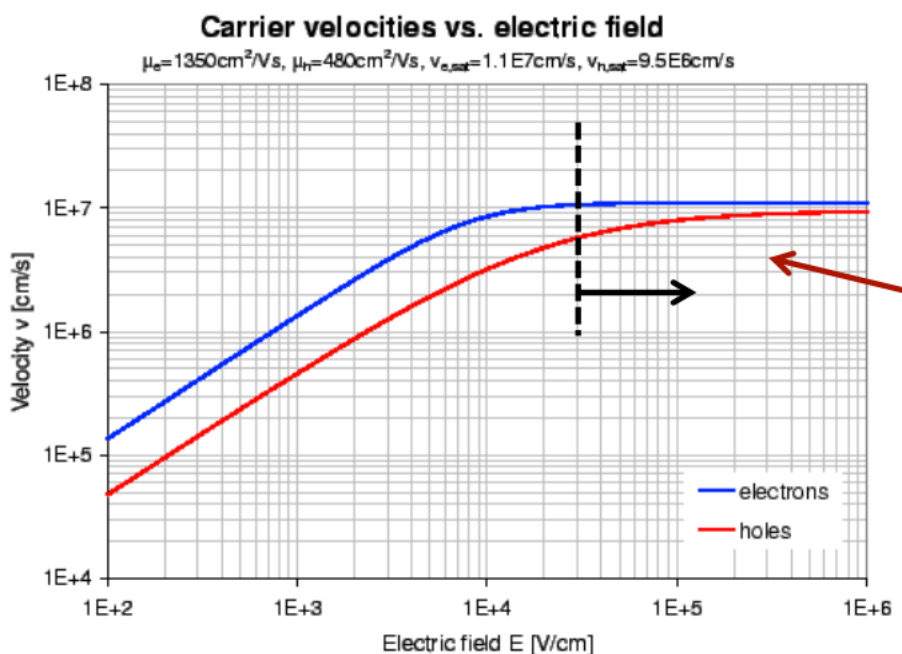


Figura 2.10: velocità di drift di elettroni e lacune in funzione del campo elettrico nel silicio (rif. [17])

Il tempo di raccolta T di una carica in un tracciatore segue una legge del tipo

$$T \sim \frac{d}{\mu E} \tag{2.5}$$

con μ mobilità dei portatori e d spessore del bulk. La dipendenza di T da d è facilmente intuibile: a parità di mobilità e di campo elettrico una carica impiega più tempo a raggiungere le strip di un bulk più spesso, dovendo percorrere una traiettoria maggiore.

⁽¹⁾e.g. *Low Gain Avalanche Diode* (LGAD)

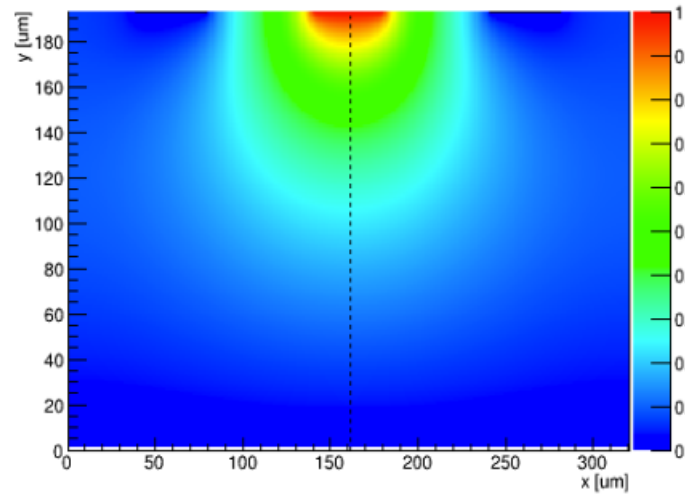


Figura 2.11: campo di weighting in strip distanti $100\ \mu\text{m}$ e larghe $40\ \mu\text{m}$ (rif. [17])

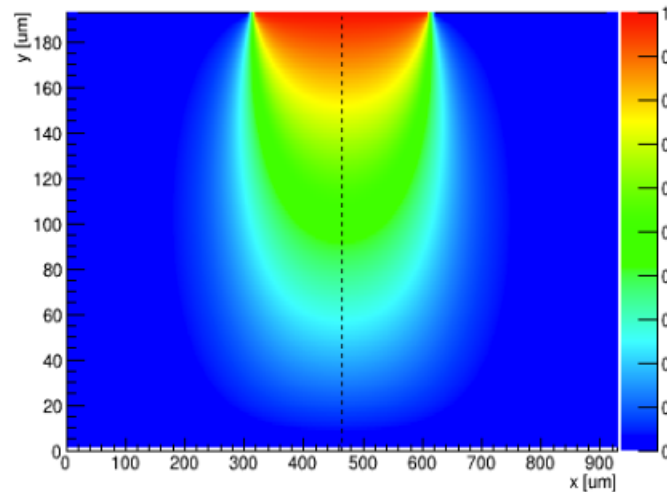


Figura 2.12: campo di weighting in strip distanti $300\ \mu\text{m}$ e larghe $290\ \mu\text{m}$ (rif. [17])

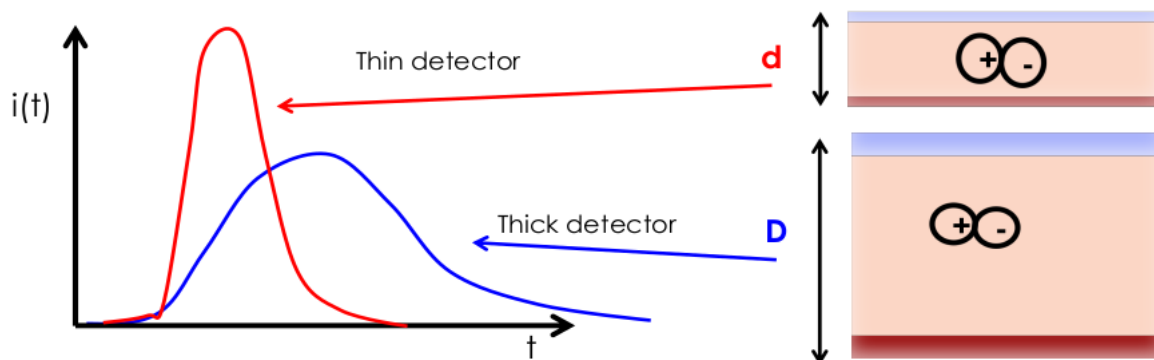


Figura 2.13: segnali di corrente generati da una coppia elettrone-lacuna in bulk con diverso spessore (rif. [17])

Si faccia riferimento alla figura 2.13; dalla legge di Shockley-Ramo (2.3)

$$i \propto qvE_w \propto \frac{qv}{d} \quad (2.6)$$

Nel passaggio di una particella carica in un semiconduttore si genera un numero di coppie N che dipende da vari fattori. Sperimentalmente una $MIP^{(1)}$ rilascia nel silicio $\sim 75 \div 80$ coppie μm^{-1} e per la (2.6) si ha

$$i \propto \frac{dN}{dx} qe \frac{v}{d} \quad (2.7)$$

Si noti che a parità di coppie generate per unità di lunghezza, la corrente non dipende più dallo spessore e di conseguenza nemmeno i_{max} (figura 2.14).

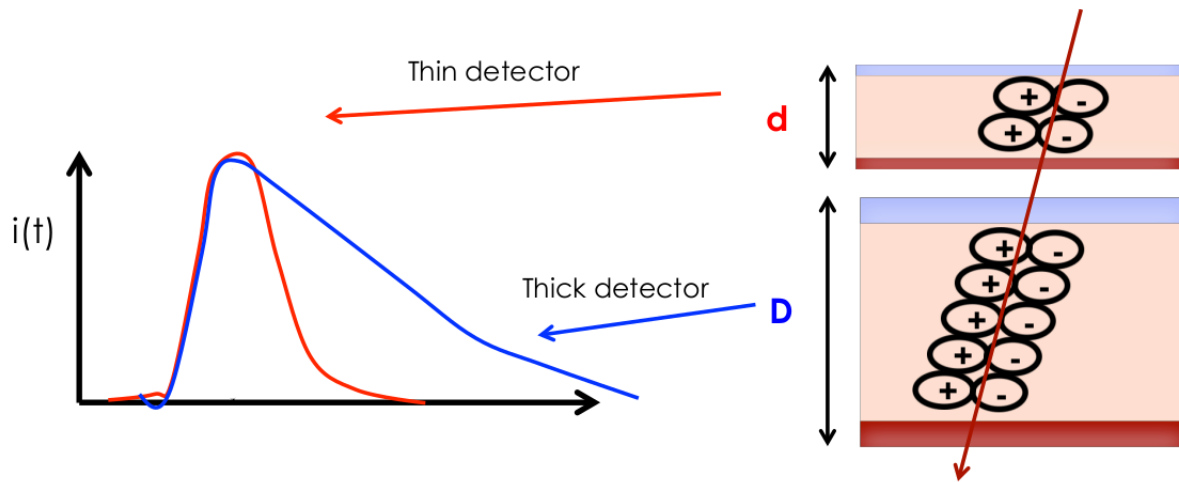


Figura 2.14: segnali di corrente generati dal passaggio di una particella carica in bulk con diverso spessore (rif. [17])

Al contrario la dipendenza rimane per l'integrale della corrente e infatti per una particella che attraversa il sensore all'istante t_{hit}

$$Q(d) = \frac{dN}{dx} d = \int_{t_{hit}}^{t_{hit}+T} i(t) dt \quad (2.8)$$

Nei sensori è possibile aggiungere un $gain^{(2)}$ G che aumenti il numero di cariche rilasciate a parità di energia:

$$dN_{gain} \propto \frac{dN}{dx} v dt G \quad (2.9a)$$

da cui

$$di_{gain} \propto dN_{gain} \frac{v}{d} \quad (2.9b)$$

e

$$\frac{di_{gain}}{i} \propto \frac{G}{d} dt \quad (2.9c)$$

⁽¹⁾i.e. *Minimum Ionizing Particle*

⁽²⁾i.e. un guadagno

In definitiva dalle (2.9) si ottiene che

$$\begin{cases} \frac{dV}{dt} \propto \frac{G}{d} \\ i_{max} \propto G \end{cases} \quad (2.10)$$

Si noti come nella (2.10) i_{max} non dipenda dallo spessore del sensore. A parità di potenziale applicato dall'esterno è quindi possibile riportare diversi spessori allo stesso valore di picco in corrente, utilizzando gain opportuni. La *slew rate*⁽¹⁾ tra 0 e i_{max} invece, continuerà a dipendere dallo spessore come si vede nella (2.10) (figura 2.15).

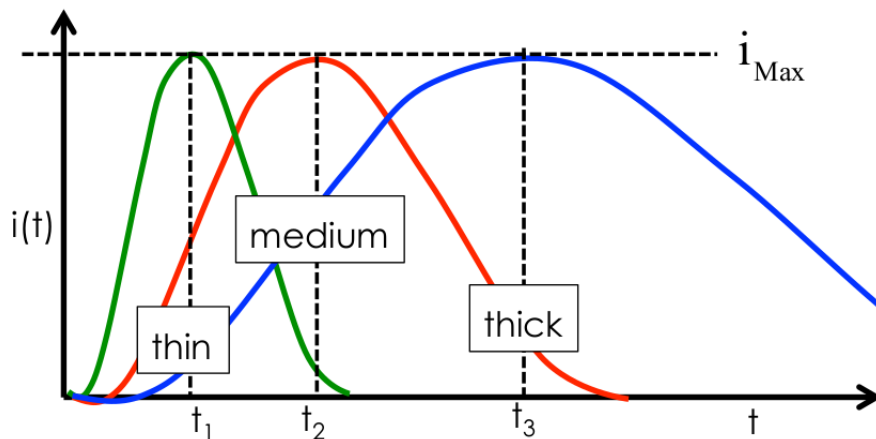


Figura 2.15: correnti generate in silici con spessori differenti e l'aggiunta di guadagni opportuni, in modo da avere stessa i_{max} (rif. [17])

La figura 2.16 mostra come sensori di spessore minore siano più idonei ad eseguire misure temporali avendo una *slew rate* maggiore a parità di guadagno.

Le misure temporali possono essere eseguite sperimentalmente valutando l'istante in cui la corrente supera una certa percentuale⁽²⁾ del picco massimo. Idealmente threshold minori minimizzano la differenza $t_{meas} - t_{hit}$ ma ci sono degli effetti di rumore che influiscono sulla forma della curva e anche in assenza di hit la corrente può non essere nulla. Il rumore nelle misure temporali viene trattato in dettaglio nel paragrafo 2.4.3.

Un effetto rilevante che può peggiorare la risoluzione temporale è quello di *pile-up*⁽³⁾ delle curve, cioè quando si hanno due hit in rapida successione e la corrente della prima aumenta il valore della seconda con la sua decrescita (figura 2.17). In questo caso infatti può accadere che per il secondo segnale non si abbiano valori al di sotto della threshold, perdendo così la misura successiva.

⁽¹⁾i.e. velocità di variazione

⁽²⁾i.e. una *threshold*

⁽³⁾i.e. accumulo

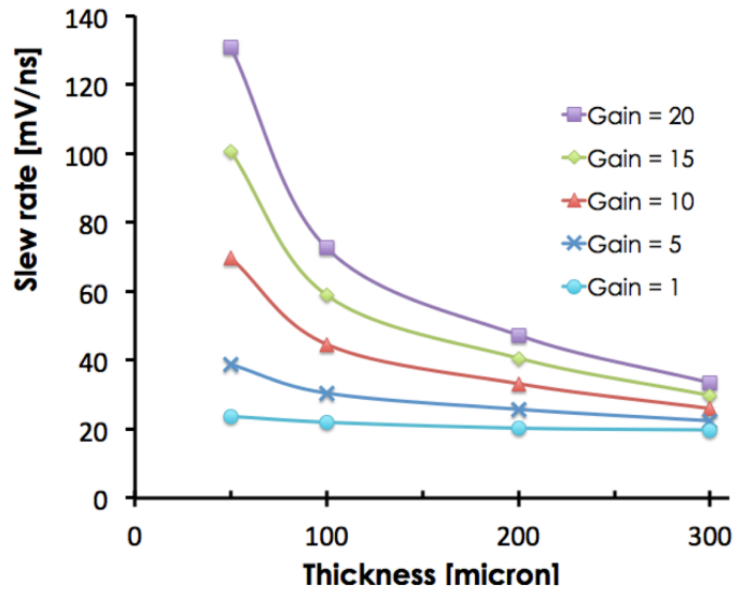


Figura 2.16: slew rate in funzione dello spessore per gain differenti (rif. [17])

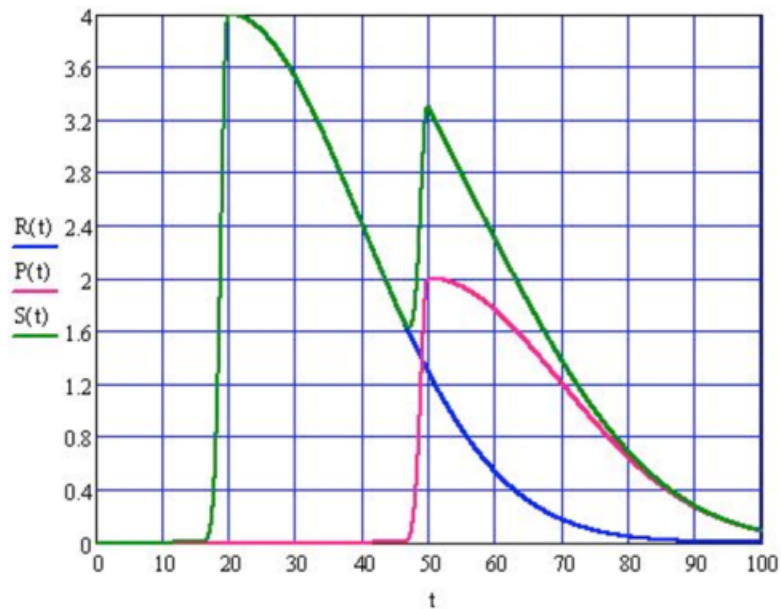


Figura 2.17: effetto di pile-up nei segnali di corrente; in blu il primo segnale, in rosso il successivo, in verde la loro somma

2.4.2 Le potenzialità di una misura di tempo

I motivi principali per cui un timing nel tracciatore sarebbe utile sono i seguenti:

1. misura di β ;
2. eliminazione delle *ghost hits*;
3. riconoscimento dei prodotti di backscattering del calorimetro;
4. riconoscimento di elettroni e protoni.

Misura di β

La misura di β viene generalmente eseguita dai ToF. In unità naturali

$$M = \frac{E}{\gamma} = \sqrt{1 - \beta^2} E \quad (2.11a)$$

$$\frac{\delta M}{M} = \frac{\delta E}{E} \oplus \beta^2 \gamma^2 \frac{\delta \beta}{\beta} \quad (2.11b)$$

Se si considerano degli errori percentuali

$$\begin{aligned} \epsilon_\beta &\sim 1\% \\ \epsilon_{E,M} &\sim 20\% \div 30\% \end{aligned}$$

la misura con dei timing layers è possibile fino ad energie di pochi GeV e non è quindi possibile eseguire la misura di β per alte energie.

L'introduzione di sensori per il timing non migliora la misura di β , la cui incertezza cresce rapidamente con l'energia.

Ghost hits

Si faccia riferimento a figura 2.18 e si consideri un evento in cui su un determinato layer avvengano due hit in istanti temporali differenti. Questo accade per esempio quando nel tracciatore passa una particella e uno dei prodotti del calorimetro⁽¹⁾ oppure quando due particelle entrano nel rivelatore insieme. Ipotizzando che ogni hit attivi idealmente una strip lungo x e una lungo y , in tutto sono state attivate quattro strip in un piano del tracciatore durante il singolo evento. Se non si dispone dell'informazione temporale le posizioni possibili sono date dalle quattro intersezioni delle strip attivate, descrivendo le due posizioni reali e due "fantasma". Avere dei *timing layers* in questi casi permette di separare temporalmente le hit, permettendo di identificare univocamente le reali.

Backscattering

La misura temporale permette di distinguere in maniera immediata le hit primarie da quelle di backplash. I prodotti dello sciame infatti generano hit molto più lente di quelle della particella originale e quindi, impostando un intervallo temporale corretto, è possibile escludere tutte le hit secondarie.

⁽¹⁾i.e. backplash, paragrafo 2.3.4

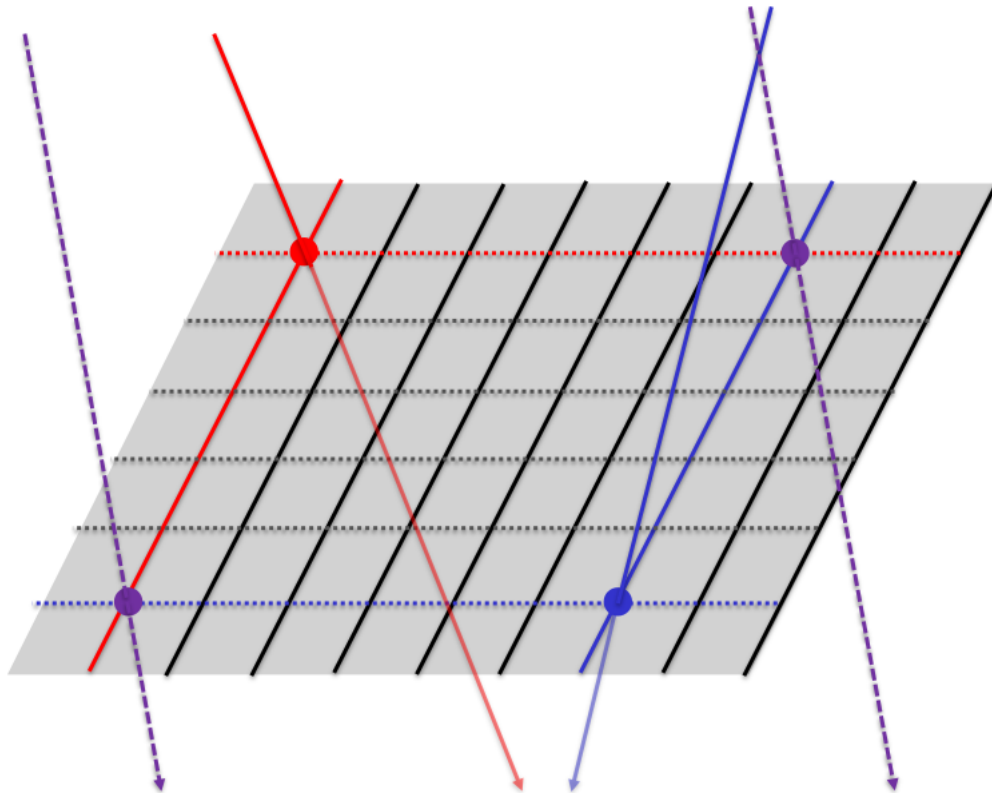


Figura 2.18: un esempio di ghost hits (rette tratteggiate) in un tracciatore a seguito di due hit reali (rette continue)

Identificazione elettroni e protoni

La misura temporale può risultare utile nel distinguere gli elettroni, caratterizzati da una statistica molto bassa, dai protoni. Queste due particelle generano sciami differenti i cui prodotti possiedono distribuzioni temporali specifiche. Lo studio dei tempi permette di identificare le due specie a partire dalle hit secondarie ed è proprio questo punto che verrà trattato al capitolo 4.

2.4.3 Il rumore

Il contributo del rumore per le misure di posizione è già stato trattato in maniera introduttiva nel paragrafo 2.2.5.

Nelle misure temporali i contributi al rumore sono di tre tipi:

1. *jitter* (figura 2.19): l'effetto jitter nel segnale di corrente è dovuto alla somma dei contributi che variano l'ampiezza del segnale (e.g. rumore termico)

$$\sigma^{(jitter)} = \frac{N t_r}{S} \quad (2.12a)$$

con

- S picco del segnale;

- t_r , tempo di salita⁽¹⁾ con cui il segnale raggiunge il valore di picco S ;
 - N che contiene l'informazione sulla quantità di rumore del sistema e che ha le stesse unità di misura di S
2. *time walk* (figura 2.20): il time walk è dovuto principalmente alle fluttuazioni Landau della carica totale raccolta. Sebbene il guadagno possa riportare i segnali allo stesso valore di picco, quest'ultimo può comunque variare per ragioni fisiche

$$\sigma^{(time\ walk)} = \left[\frac{t_r i_{thresh}}{S} \right]_{RMS} \quad (2.12b)$$

3. *TDC binning*: il campionamento temporale del segnale contribuisce al rumore con una deviazione

$$\sigma^{(TDC)} = \frac{TDC_{bin}}{\sqrt{12}} \quad (2.12c)$$

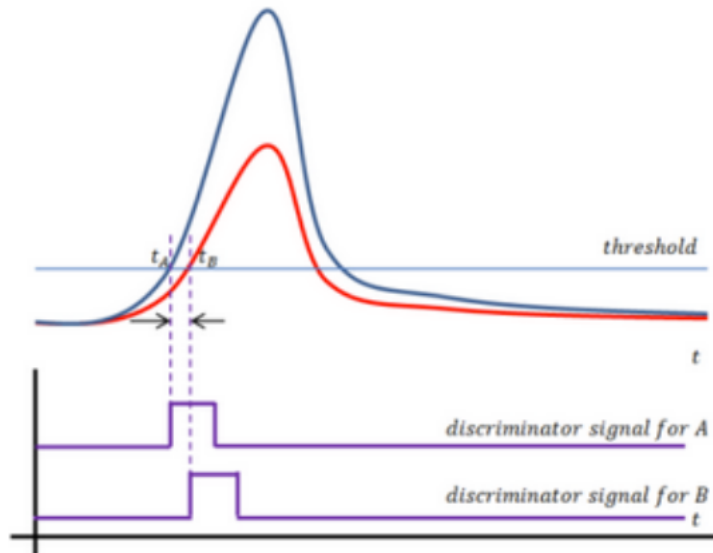


Figura 2.19: effetto *jitter* nel segnale di corrente

In conclusione, il rumore totale sarà dato da

$$\sigma^2 = \left[\frac{t_r V_{thresh}}{S} \right]_{RMS}^2 + \left(\frac{t_r N}{S} \right)^2 + \left(\frac{TDC_{bin}}{\sqrt{12}} \right)^2 \quad (2.13)$$

2.5 I futuri esperimenti

Alcuni degli esperimenti futuri (rif. [23]) di fisica delle particelle nello spazio ad oggi previsti sono *HERD*⁽²⁾, (figura 2.21) *ALADInO*⁽³⁾ (figura 2.22) e *AMS-100*⁽⁴⁾ (figure 2.23 e 2.24).

⁽¹⁾i.e. *rising time*

⁽²⁾i.e. High Energy Radiation Detector, rif. [23]

⁽³⁾i.e. Antimatter Large Acceptance Detector In Orbit, rif. [23]

⁽⁴⁾i.e. Alpha Magnetic Spectrometer, rif. [23]

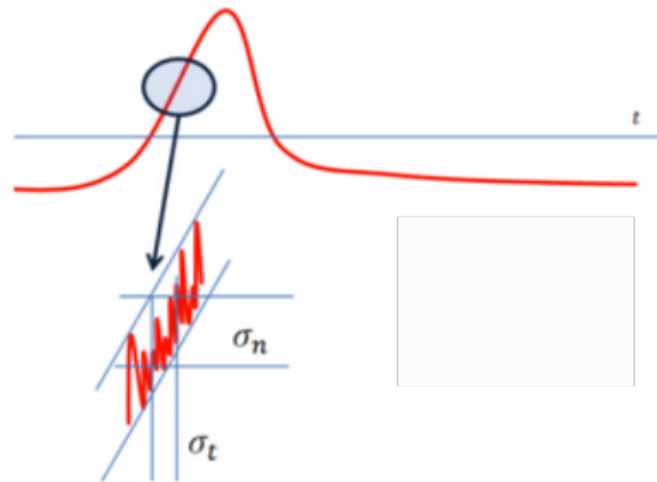


Figura 2.20: effetto *time walk* nel segnale di corrente

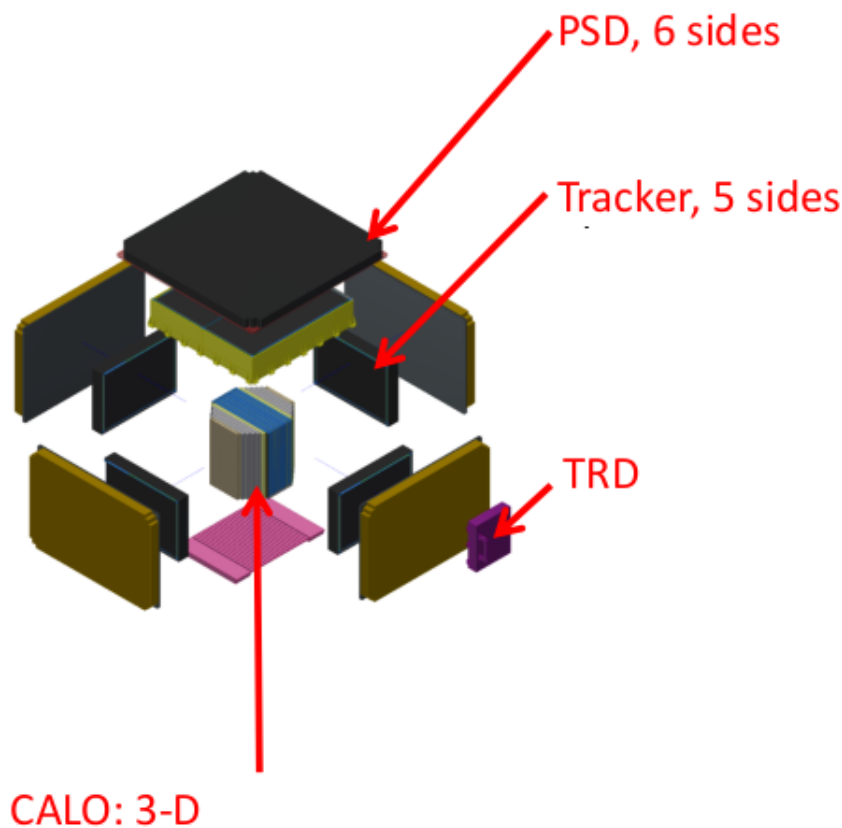


Figura 2.21: schema riportante la geometria del detector dell'esperimento HERD (rif. [23]); sono visibili gli scintillatori PSD, i tracker, il Transient Radiation Detector e il calorimetro

I rivelatori in progettazione per i nuovi esperimenti presentano caratteristiche peculiari soprattutto nelle geometrie scelte. Se si fa riferimento agli esperimenti AMS-02 e DAMPE riportati nelle figure 2.1 e 2.2, si nota come i Raggi Cosmici possano essere rivelati in un'unica direzione. Questa geometria rimanda a quella di un telescopio e non è in grado di rivelare le particelle

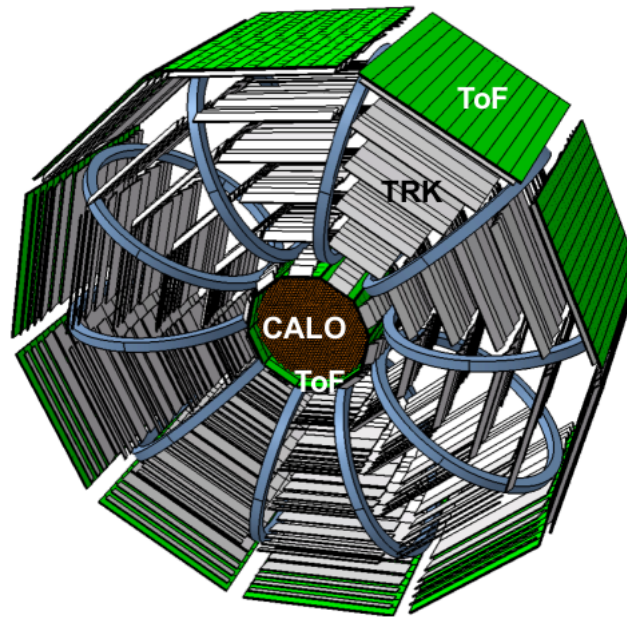


Figura 2.22: schema riportante la geometria del detector dell'esperimento ALADInO (rif. [23]); sono visibili gli scintillatori ToF, i tracker e il calorimetro

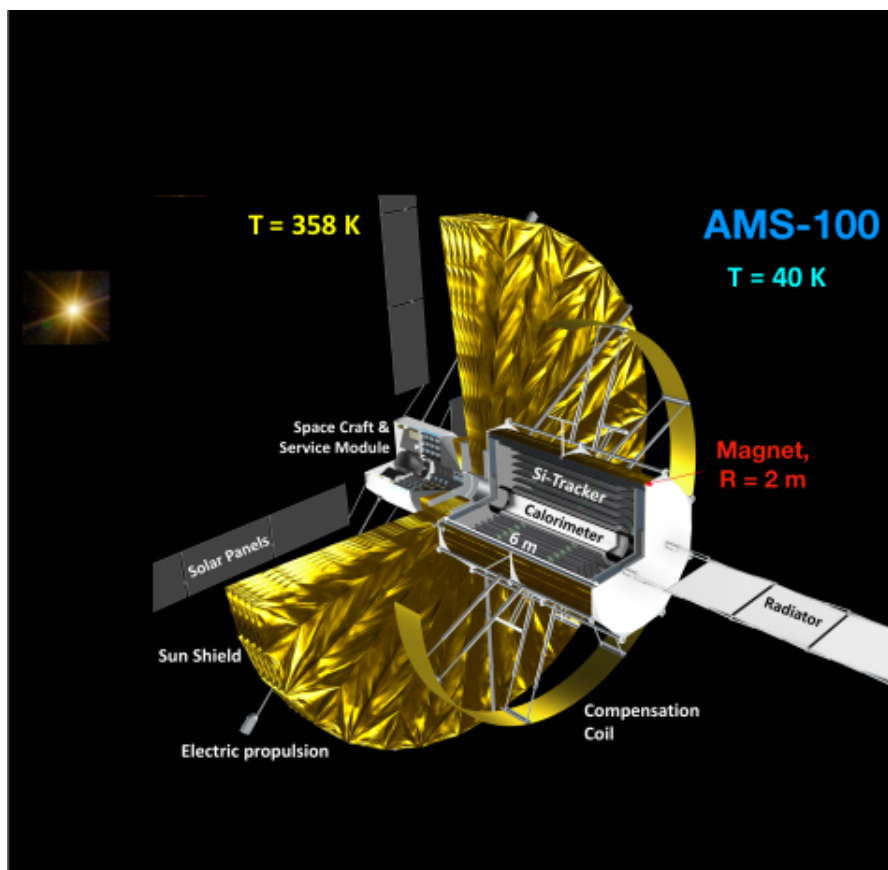


Figura 2.23: schema riportante la geometria del detector dell'esperimento AMS-100 (rif. [23]); sono visibili i tracker, il magnete e il calorimetro

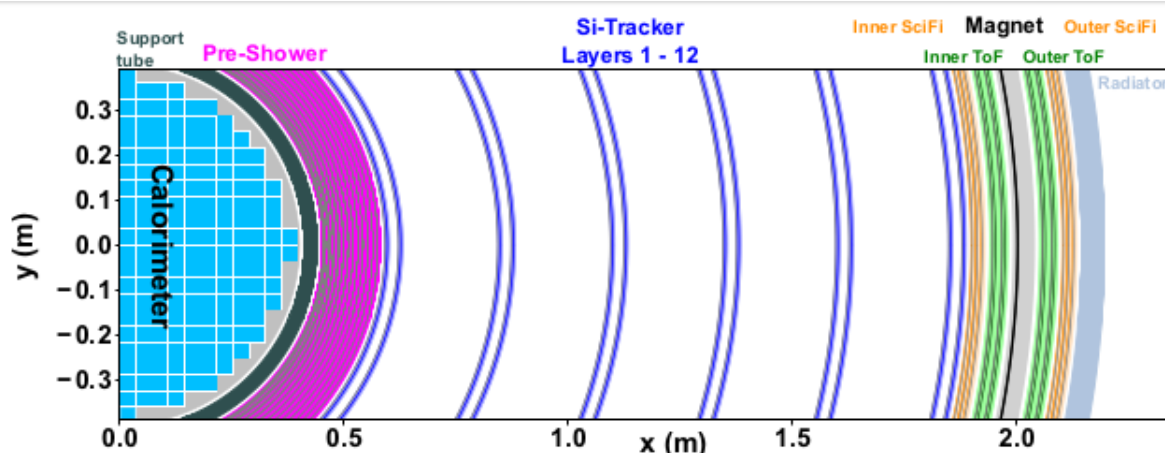


Figura 2.24: schema riportante una porzione in dettaglio del detector dell'esperimento AMS-100 (rif. [23]); sono visibili il calorimetro, i tracker, i ToF e il magnete

provenienti da una direzione qualsiasi. I nuovi esperimenti di fisica delle particelle nello spazio invece, considerano di realizzare dei detector con geometrie "a 4π ", senza cioè un'unica direzione privilegiata.

Le nuove geometrie necessitano di proprietà isotrope del detector nella rivelazione. Si può notare dalle figure 2.21 - 2.24 come le componenti soddisfino questa caratteristica. In particolare i calorimetri devono essere omogenei e isotropi e avere un'estensione sufficiente alla rivelazione lungo molteplici direzioni.

Per concludere, i timing layers risultano importanti per i motivi riportati al paragrafo 2.4 e la loro prima implementazione potrebbe riguardare proprio alcuni di questi esperimenti.

Capitolo 3

Simulazione

Nel capitolo 2 è stato esposto in maniera introduttiva il funzionamento di un rivelatore di astroparticelle e di come vengano effettuate le misure. Questo capitolo intende ora introdurre al software di simulazione del progetto *DTP*⁽¹⁾ utilizzato per la raccolta dati e alle librerie aggiunte.

3.1 Il detector

3.1.1 *Geant4* e *GGS*

Geant4⁽²⁾ è un software di simulazione del passaggio di particelle nella materia, sviluppato in una collaborazione internazionale di cui fa parte anche il *CERN*. Il programma è in grado di definire e gestire un detector di materiali reali, simulando il passaggio di una particella e delle sue interazioni attraverso metodi Monte Carlo.

GGS⁽³⁾ è un software sviluppato da Nicola Mori della sezione di Firenze dell'*INFN*, che fornisce un'interfaccia semplificata e immediata all'utilizzo di *Geant4*.

Il programma di simulazione *DTP* definisce la geometria del detector e avvia le simulazioni utilizzando i due framework precedenti.

3.1.2 Le caratteristiche

Il detector è formato dalle componenti essenziali di un rivelatore, che sono il tracciatore e il calorimetro. Il calorimetro in particolare non è una componente facoltativa in questa simulazione, in quanto si vuole studiare il backsplash delle particelle. Il modello di detector inoltre ricalca l'apparato utilizzato nell'esperimento DAMPE.

Il tracciatore è composto da 5 piani con due layer ciascuno. Nei layer si possono individuare due righe, ognuna formata da 8 ladder che a loro volta raggruppano 4 sensori quadrati, contenenti 640 strip; tra i quattro sensori di un ladder sono presenti dei bonding⁽⁴⁾. Il pitch d'impianto tra

⁽¹⁾rif. [20]

⁽²⁾i.e. *GEometry ANd Tracking*, rif. [22]

⁽³⁾i.e. *Generic Geant4 Simulation*, rif. [21]

⁽⁴⁾si faccia riferimento al par. 2.2.4

le strip è di 150 μm e di conseguenza il lato del sensore misura 9.6 cm; lo spessore del bulk è di 300 μm .

In figura 3.1 si riportano le distanze tra le componenti del detector.

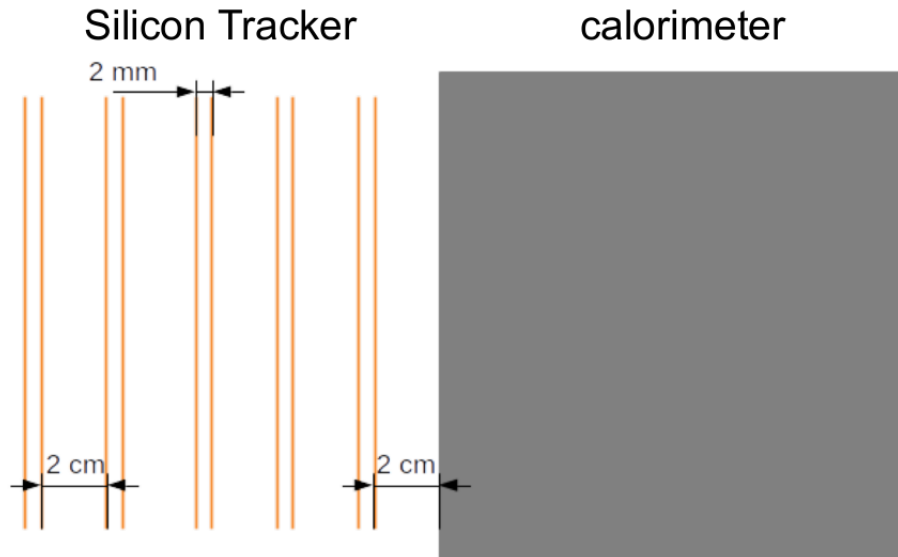


Figura 3.1: il simulatore nel software di DTP

Il calorimetro è un cubo di germanato di bismuto (i.e. BGO) di 30 cm per lato.

Geant4 e GGS restituiscono in output solamente la verità Monte Carlo ed è quindi necessario aggiungere delle librerie per la *digitizzazione*⁽¹⁾.

3.2 Misure di posizione

Le misure di posizione vengono calcolate dalla libreria *PosSim* realizzata da Lucio Moriconi per il suo lavoro di tesi⁽²⁾. Di seguito si presentano le caratteristiche della libreria senza fornire approfondite analisi.

Le misure di posizione vengono effettuate risalendo al baricentro di carica, così come illustrato nel paragrafo 2.2.5. Il pitch di readout in questa libreria è un multiplo di quello d'impianto e l'energia rilasciata nelle strip viene raccolta in quelle di lettura.

In figura 3.2 si riporta un grafico della risoluzione ottenuta in un *run* di esempio.

La distribuzione di probabilità che governa il passaggio di una particella più o meno vicino ad una certa strip è uniforme:

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta x} & , \quad x \in [0, \Delta x] \\ 0 & \text{altrimenti} \end{cases}$$

⁽¹⁾nella digitizzazione i dati simulati alla Monte Carlo vengono convertiti in misure "reali"

⁽²⁾i.e. *Position Simulation*

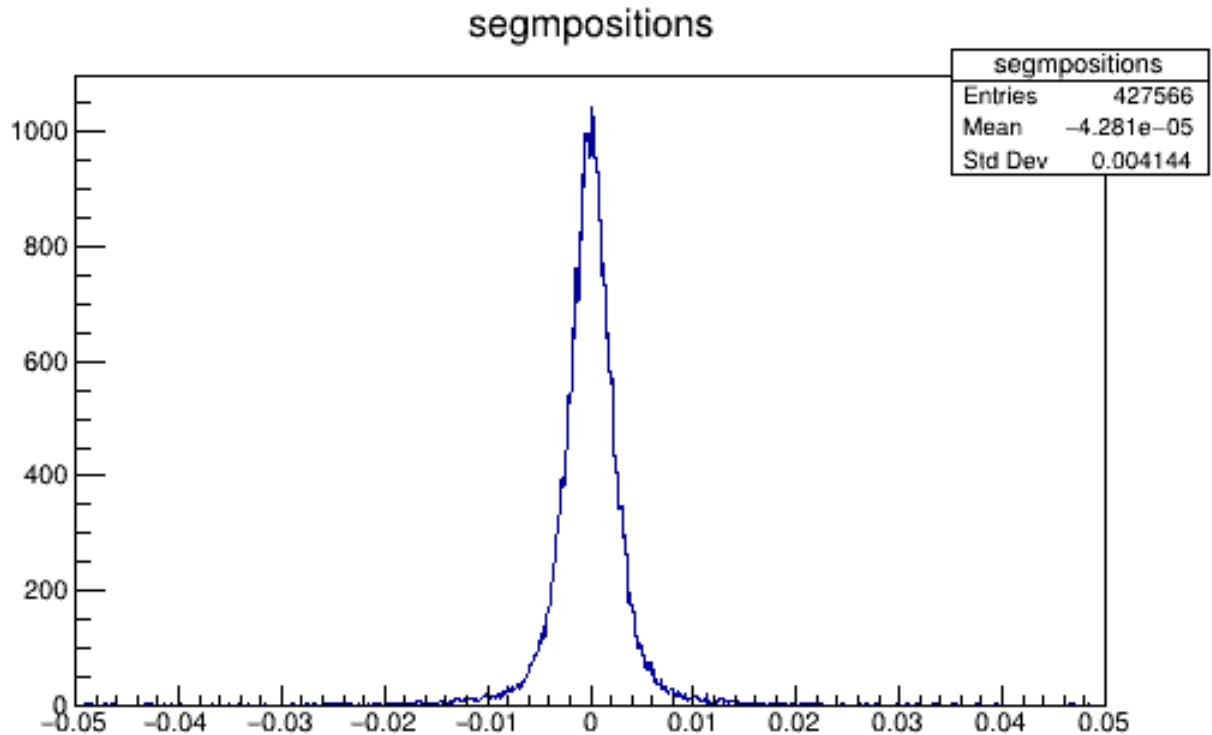


Figura 3.2: distribuzione delle deviazioni dal valor vero in un run di 5000 muoni a 100 GeV, con un readout pitch di 300 μm

La sua deviazione sarà data da

$$\sigma = \frac{\Delta x}{\sqrt{12}}$$

Considerando le strip, $\Delta x \equiv \text{pitch}$ e nel caso del grafico in figura 3.2

$$\sigma_x = \frac{\text{pitch}}{\sqrt{12}} \simeq 43 \mu\text{m}$$

molto vicino ai $\sim 42 \mu\text{m}$ dell'esempio.

3.3 Misure di tempo

Le misure di tempo vengono gestite dalle librerie *TimeSegm*⁽¹⁾ e *TimeSim*⁽²⁾, entrambe sviluppate nell'ambito di questa tesi. La prima si occupa di determinare il numero di canali di lettura attivi e a quale di questi assegnare il segnale temporale elaborato. La seconda si occupa della generazione dei segnali di carica e corrente da utilizzare per la misurazione.

⁽¹⁾i.e. *Time Segmentation*

⁽²⁾i.e. *Time Simulation*

3.3.1 Segmentazione

Al paragrafo 2.4 è stata menzionata la necessità di avere un readout pitch per le misure temporali più grande di quello delle misure spaziali. A questo riguardo sono state definite tre segmentazioni⁽¹⁾:

1. *segmentazione A*: N strip vicine sono collegate allo stesso canale;
2. *segmentazione B*: una strip ogni N è collegata allo stesso canale;
3. *segmentazione C*: si fa uso di pad rettangolari sensibili, posizionate sul retro del sensore; queste hanno dimensione $L_s \times L$ con L_s lato del sensore e $L \leq L_s$ impostabile.

Nelle figure 3.3 e 3.4 sono illustrate le tre segmentazioni.

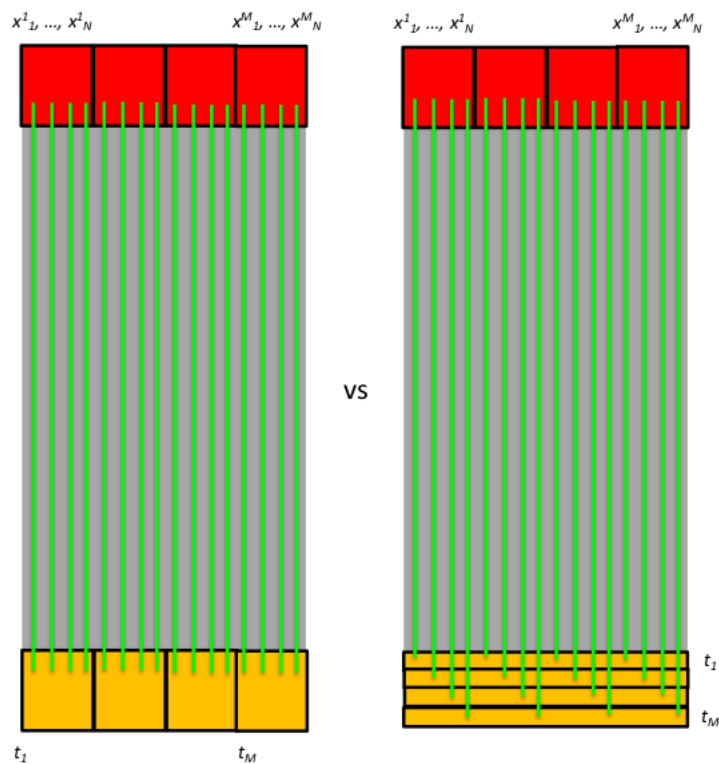


Figura 3.3: segmentazioni A (a sinistra) e B (a destra) per le misure temporali

Le segmentazioni A e B utilizzano le strip posizionali, dove le energie vengono depositate in maniera proporzionale alla distanza della particella, così come nelle ipotesi della (2.4). La segmentazione C invece, considera la posizione MC di passaggio della particella e determina in quale pad ricada la misura. Sebbene nella figura 3.4 ci siano degli spazi vuoti, il lato viene solitamente scelto tale che

$$\frac{L_s}{L} = n \in \mathbb{N}$$

In generale le pad vengono posizionate in maniera equidistanziata e se la condizione precedente non è verificata, le hit di una particella che passa tra due pad viene assegnata a quella con l'ID

⁽¹⁾con il termine segmentazione si intende la discretizzazione degli elementi di misurazione; in questo paragrafo ci si riferisce alla segmentazione data dalle strip di lettura

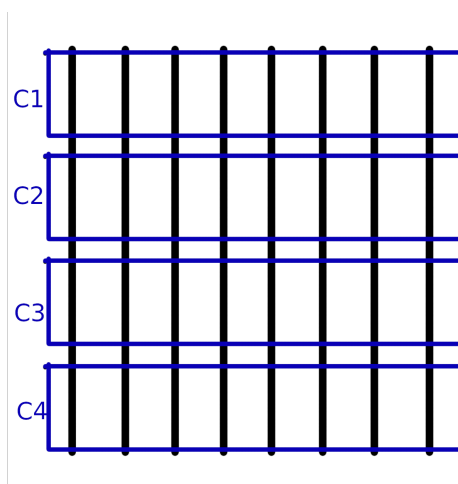


Figura 3.4: segmentazione C per le misure temporali

minore. Se quindi \bar{L} è il lato scelto dall'utente e L_s non è divisibile per \bar{L} , il comportamento del programma equivale ad avere un lato effettivo

$$L \text{ t.c. } L = \left\lceil \frac{L_s}{\bar{L}} \right\rceil \times L_s$$

3.3.2 Segnale di carica

Nella libreria TimeSim è stato impostato un modello semplificato di generazione del segnale.

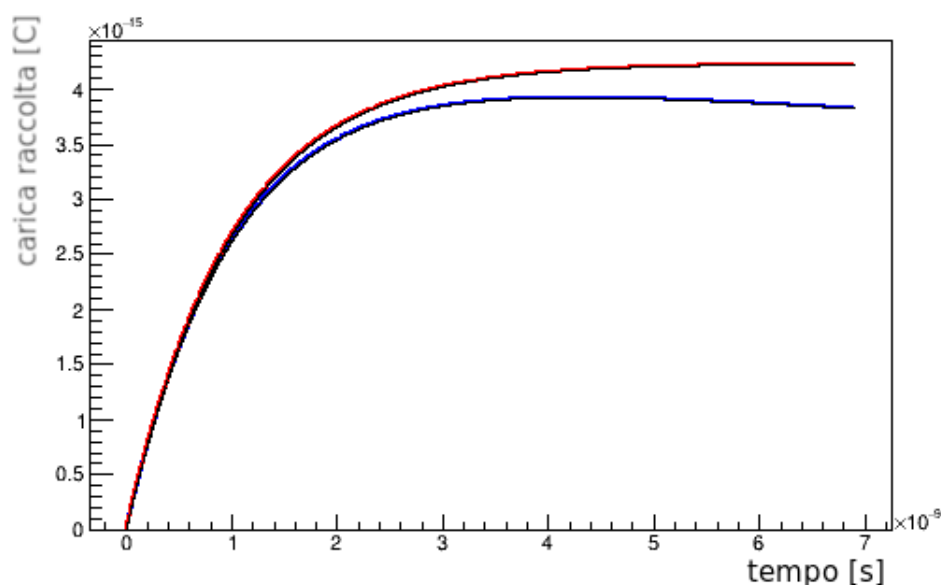


Figura 3.5: carica raccolta da una strip nel tempo durante la simulazione; a confronto il segnale ideale (in rosso) e con il rumore aggiunto (in blu)

L'energia necessaria a generare una coppia elettrone-lacuna è di $3.6 \text{ eV}^{(1)}$ per un atomo di silicio. La carica raccolta dalla strip viene calcolata a partire dall'energia depositata E simulata,

⁽¹⁾di cui 1.2 eV servono alla promozione dell'elettrone e 2.4 eV vengono assorbiti dai fononi

secondo la formula

$$Q = \left\lfloor \frac{E}{3.6 \text{ eV}} \right\rfloor e \quad (3.1)$$

In una trattazione ideale il campo di weighting può essere considerato uniforme e si può pensare alle strip come a dei capacitori ideali. Per questo motivo la libreria definisce la legge di carica come quella di un capacitore ideale

$$q(t) = Q(1 - e^{-\Delta t/\tau}) \quad \text{con} \quad \Delta t = t - t_{hit} \quad (3.2)$$

Si consideri che questa legge non raggiunge mai la carica totale Q , se non per $t \rightarrow +\infty$ ed è per questo motivo che è necessario impostare una condizione a cui fermare il calcolo della carica.

Il segnale di carica viene generato campionando la funzione negli istanti

$$\{t_k = kt_s + t_{hit}\}_{k \in \mathbb{N}} \quad (3.3)$$

con t_s tempo di campionamento, fino a che

$$q[k]^{(1)} \leq \eta Q \quad \text{con} \quad \eta \in (0, 1) \quad (3.4)$$

Se

$$q[\bar{k}] \leq Q < q[\bar{k} + 1] \Rightarrow T \doteq \Delta t_{\bar{k}} \quad (3.5)$$

e il segnale di carica generato avrà come dominio l'intervallo $[t_{hit}, t_{hit} + T]$.

Nella simulazione effettuata sono stati impostati i seguenti valori:

$$\begin{cases} \tau = 1 \text{ ns} \\ t_s = 0.1 \text{ ps} \\ \eta = 0.999 \end{cases} \quad (3.6)$$

I valori di t_s e η influiscono sull'accuratezza dei risultati computazionali mentre τ contiene le informazioni fisiche sulla risposta della strip. Se si considera un rilascio di ~ 80 coppie μm^{-1}

$$Q \sim 10^{-15} \text{ C} \quad (3.7)$$

da cui

$$T \sim \text{ns} \quad (3.8)$$

3.3.3 Segnale di corrente

Il segnale di corrente mantiene lo stesso campionamento di quello di carica e viene calcolato approssimando la derivata:

$$i(t) = \frac{dq}{dt} \simeq \frac{\Delta q}{\Delta t}$$

⁽¹⁾ $q[k] = q(t_k)$

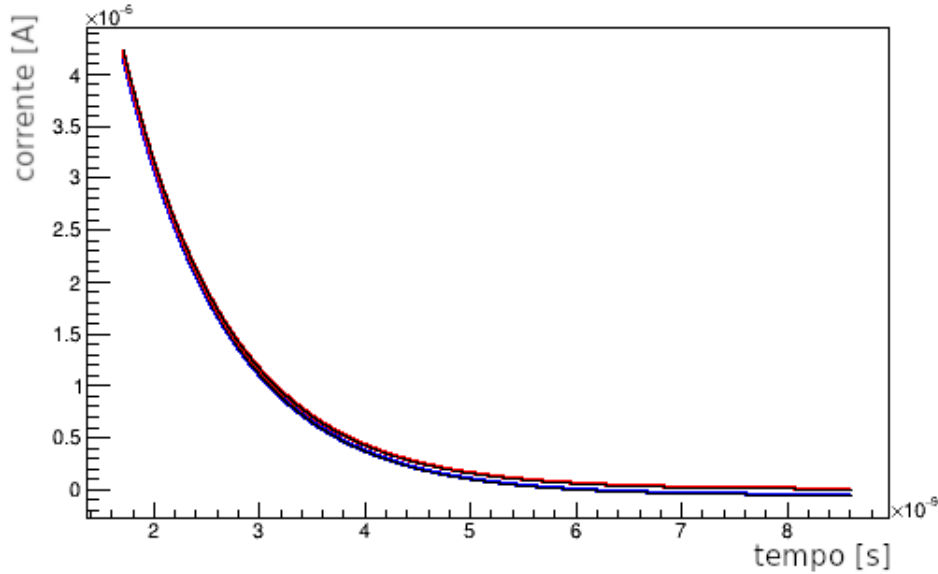


Figura 3.6: corrente generata nel tempo dalla carica raccolta in figura 3.5 durante la simulazione; a confronto il segnale ideale (in rosso) e con il rumore aggiunto (in blu)

da cui

$$\begin{aligned}
 i[k] &= \frac{q[k+1] - q[k]}{t_s} = \\
 &= \frac{Q(e^{-t_s/\tau} - 1)}{t_s} e^{-kt_s/\tau}
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

In questo modello la corrente segue una legge esponenziale e non presenta una salita da 0 al picco: $i[0] \equiv i_{max}$ e $i[k \neq 0] < i_{max}$. In effetti la salita è molto ripida, tale da raggiungere i_{max} in qualche ps; il segnale crescente può essere trascurato in una risoluzione totale di ~ 100 ps.

3.3.4 Il rumore

Il contributo maggiore alla risoluzione temporale è dovuto al rumore introdotto dalla libreria TimeSim alle energie depositate. Il modello utilizzato prevede che la carica totale raccolta sia in realtà valutata come

$$Q = Q_{MC} + Q_{noise} \tag{3.10}$$

con

$$Q_{noise}^{(1)} = \text{Gaus}(0 \text{ C}, 2\sigma_{noise}) - \text{Gaus}(0 \text{ C}, \sigma_{noise}) \tag{3.11}$$

La carica di rumore viene distribuita uniformemente nel dominio del segnale:

$$q[k] = Q_{MC}(1 - e^{-\Delta t_k/\tau}) + \frac{Q_{noise}}{T} \Delta t_k \tag{3.12}$$

⁽¹⁾la funzione $\text{Gaus}(\mu, \sigma)$ estrae un valore random da una distribuzione gaussiana con media μ e deviazione standard σ

Nel paragrafo 2.2.6 si è evidenziato come sperimentalmente la carica sia soggetta ad un rumore circa costante che è stato impostato nella simulazione:

$$\sigma_{noise} \simeq 3.9 \times 10^{-16} \text{ C} \quad (3.13)$$

Questo modello di rumore, sebbene sbagliato, è molto semplice e rispecchia il valore sperimentale riportato. I suoi effetti inoltre sono simili a quelli visti nel paragrafo 2.4.3 per il time walk. In quel caso però, l'origine sono le fluttuazioni della carica raccolta dovute a fenomeni fisici, mentre qui la base è un dato sperimentale globale che non va a considerare i singoli contributi.

L'effetto del rumore può essere osservato nella distribuzione di $\Delta E = E_{meas} - E_{MC}$, di cui si riportano alcuni dati in figura 3.7 e nella tabella 3.1.

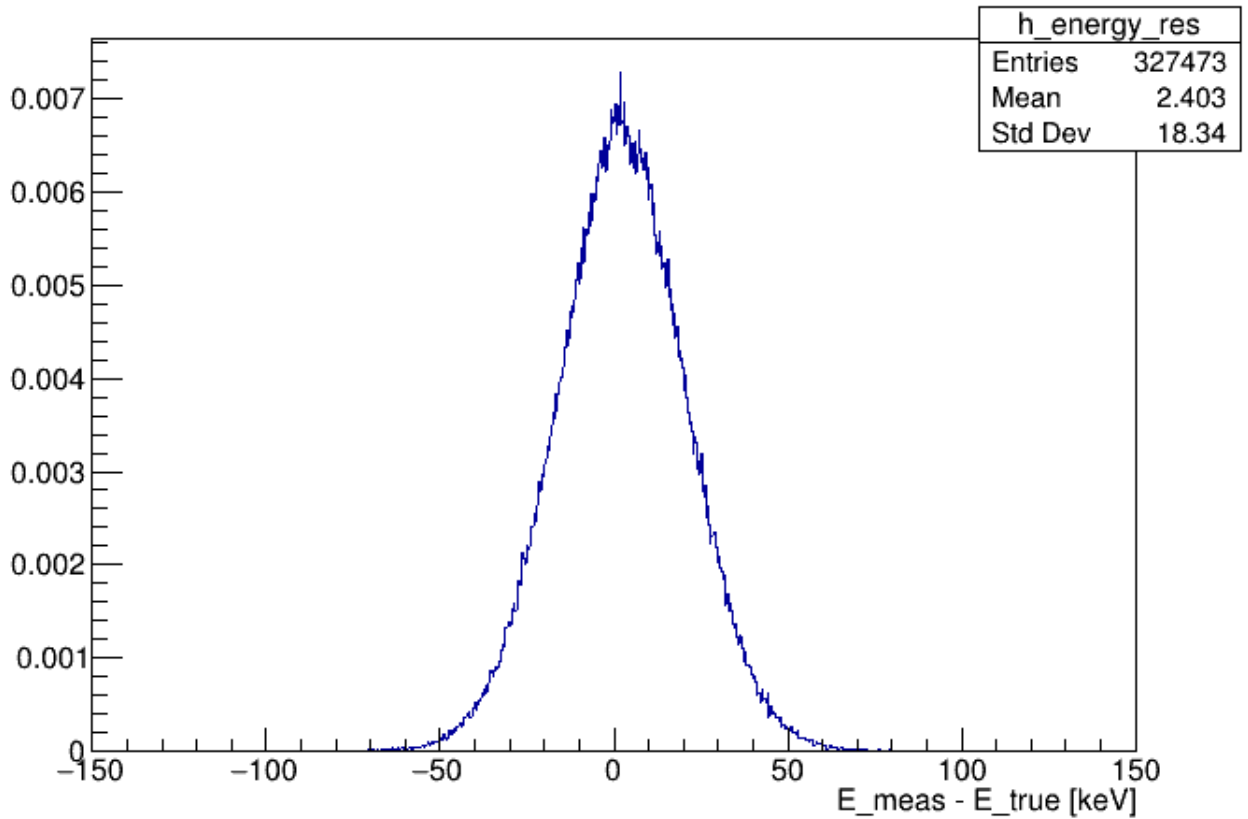


Figura 3.7: distribuzione normalizzata di $\Delta E = E_{meas} - E_{MC}$

Per i fasci riportati in tabella 3.1 si possono quindi prendere come valori di riferimento

$$\begin{aligned} \mu &= (3 \pm 1) \text{ keV} \\ \sigma &= 18 \text{ keV} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Il valore $\mu \neq 0$ introduce un offset sulle energie; si è deciso per semplicità di non eseguire una calibrazione per azzerare μ in quanto non modifica il potere risolutivo delle misure.

particella	num. di part.	E	μ	σ
e	10'000	10 GeV	2 keV	18 keV
	10'000	100 GeV	2 keV	18 keV
	5000	1 TeV	3 keV	18 keV
p	10'000	10 GeV	2 keV	18 keV
	10'000	100 GeV	3 keV	18 keV
	5000	1 TeV	4 keV	18 keV

Tabella 3.1: medie e deviazioni standard delle distribuzioni di risoluzione energetica per diversi fasci di particelle

3.3.5 La misura

Il fatto che la libreria generi solamente il segnale di corrente da i_{max} a $i \simeq 0$ non permette di valutare la threshold su questo. In TimeSim la misura di tempo infatti viene calcolata sulla carica raccolta:

$$q[\bar{k}] \leq \epsilon Q < q[\bar{k} + 1] \quad \Rightarrow \quad t_{meas} \doteq t_{\bar{k}} \quad (3.15)$$

Si noti che a causa del campionamento

$$t_e \text{ t.c. } q(t_e) = \epsilon Q \quad \Rightarrow \quad |t_{meas} - t_e| < t_s \quad (3.16)$$

con una deviazione standard di t_{meas}

$$\sigma_{bin} = \frac{t_s}{\sqrt{12}} \simeq 0.03 \text{ ps} \quad (3.17)$$

Questo effetto era già stato evidenziato nel paragrafo 2.4.3 (i.e. TDC binning) e il suo contributo può essere considerato trascurabile nei confronti della risoluzione presa in considerazione.

Sulla base del modello di rumore utilizzato, si ha una risoluzione temporale $\sigma_t \sim 100$ ps rispetto ai tempi MC utilizzando una threshold

$$\epsilon_{thresh} = 15\% \quad (3.18)$$

In figura 3.8 si può osservare la distribuzione dell'intervallo Δt_{meas} per un run d'esempio; il profilo della curva rimane lo stesso e in tabella 3.2 si riportano i momenti di altri fasci di particelle.

Per i fasci riportati in tabella 3.2 si possono quindi prendere come valori di riferimento

$$\mu = (220 \pm 20) \text{ ps} \quad (3.19a)$$

$$\sigma = (140 \pm 30) \text{ ps} \quad (3.19b)$$

Il valore $\mu \neq 0$ evidenzia la presenza di un offset nelle misure così eseguite. In effetti nel segnale ideale

$$\Delta t_e \neq 0 \quad (3.20)$$

Per semplicità si è deciso di non calibrare la misura in modo da eliminare l'offset. Questo non farà altro che introdurre una traslazione temporale nelle distribuzioni riportate nel capitolo 4.

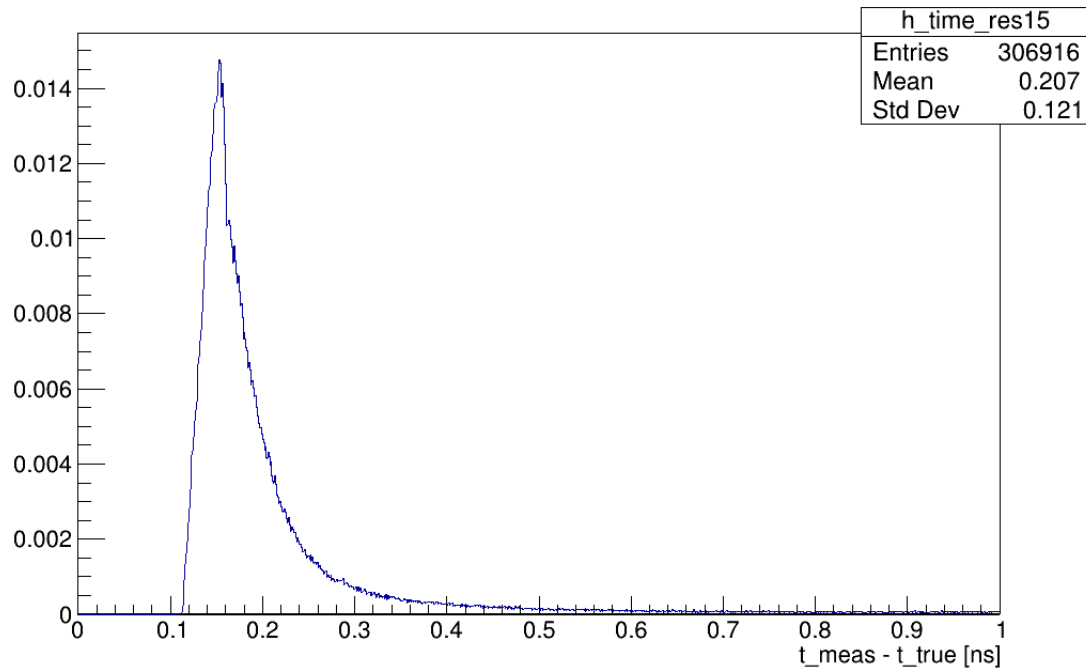


Figura 3.8: distribuzione normalizzata delle deviazioni di tempo, ottenuta con un fascio di 10'000 elettroni a 100 GeV

particella	num. di part.	E	μ	σ
e	10'000	10 GeV	202 ps	109 ps
	10'000	100 GeV	207 ps	121 ps
	5000	1 TeV	216 ps	140 ps
p	10'000	10 GeV	208 ps	122 ps
	10'000	100 GeV	220 ps	146 ps
	5000	1 TeV	238 ps	173 ps

Tabella 3.2: medie e deviazioni standard delle distribuzioni di risoluzione temporale per diversi fasci di particelle

Capitolo 4

Analisi Dati

Nel paragrafo 2.4 sono state introdotte le potenzialità di una misura temporale con i tracciatori al silicio di un detector. In particolare il timing permette di identificare elettroni e protoni dallo studio delle distribuzioni temporali delle loro hit.

Si possono considerare due tipi di distribuzione che verranno chiamate a seguire *all hits* e *slow hits*. Le *all hits* prendono in considerazione tutte le misure di tempo generate da un evento, mentre le *slow hits* solamente la hit più lenta.

Nella simulazione è possibile conoscere sia l'energia originale della particella E_0 che quella rilasciata nel calorimetro E_{meas} . Gli elettroni rilasciano quasi tutta la loro energia al calorimetro:

$$E_{meas}^{(e)} \simeq E_0^{(e)} \quad (4.1)$$

I protoni invece, per le considerazioni fatte al paragrafo 2.3, quasi mai rilasciano tutta la loro energia.

Sperimentalmente non è possibile conoscere E_0 ma solamente la misura E_{meas} . Per questo motivo in questo capitolo verranno confrontate le distribuzioni temporali all e slow hits di protoni ed elettroni, a parità di energia vera e di energia misurata.

Negli istogrammi riportati

$$x = \log(t_{meas} / \text{ns})$$

La coordinata x può portare ad avere divergenze nel caso in cui $t_{meas} \rightarrow 0$; questo può avvenire per le prime hit di un evento. Nelle simulazioni eseguite però non sono stati ottenuti tempi nulli, principalmente a causa della presenza dell'offset evidenziato nel paragrafo 3.3.5, dovuto al considerare $t_{meas} \equiv t_\epsilon$ con threshold $\epsilon \neq 0$.

Riguardo alle energie depositate nelle strip, le hit con $E_{dep} < \sigma_{noise}$ sono state escluse per l'incertezza troppo alta.

4.1 Distribuzioni a parità di energia vera

A parità di energia vera sono stati confrontati 10'000 elettroni e protoni a 10 GeV e 100 GeV e 5000 a 1 TeV.

4.1.1 Distribuzioni *all hits*

Si riportano le distribuzioni all hits generate con delle simulazioni.

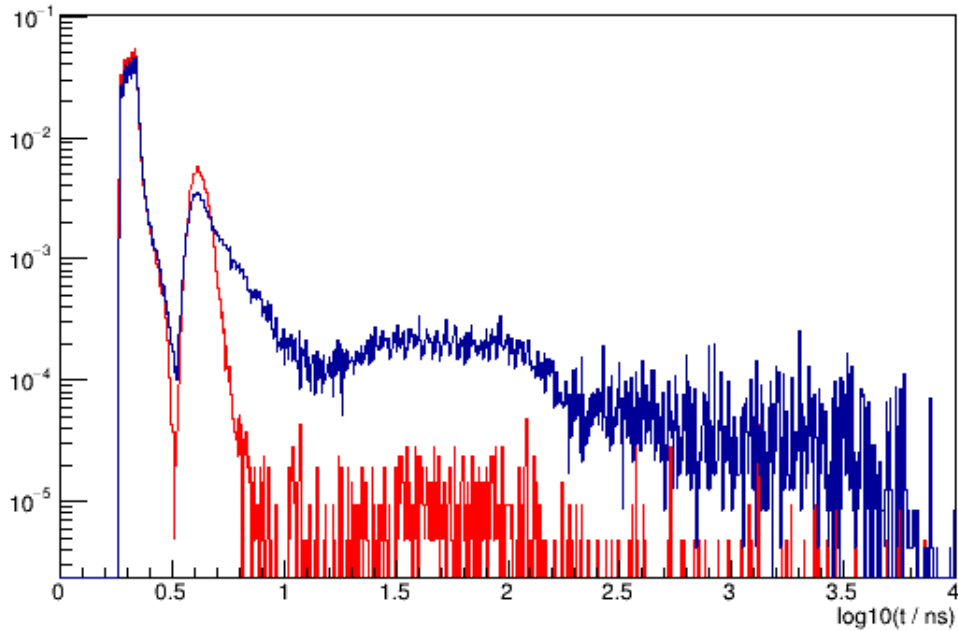


Figura 4.1: distribuzione temporale *all hits* normalizzata, di 10'000 elettroni (in rosso, 211'956 entries) e 10'000 protoni (in blu, 238'980 entries) a 10 GeV

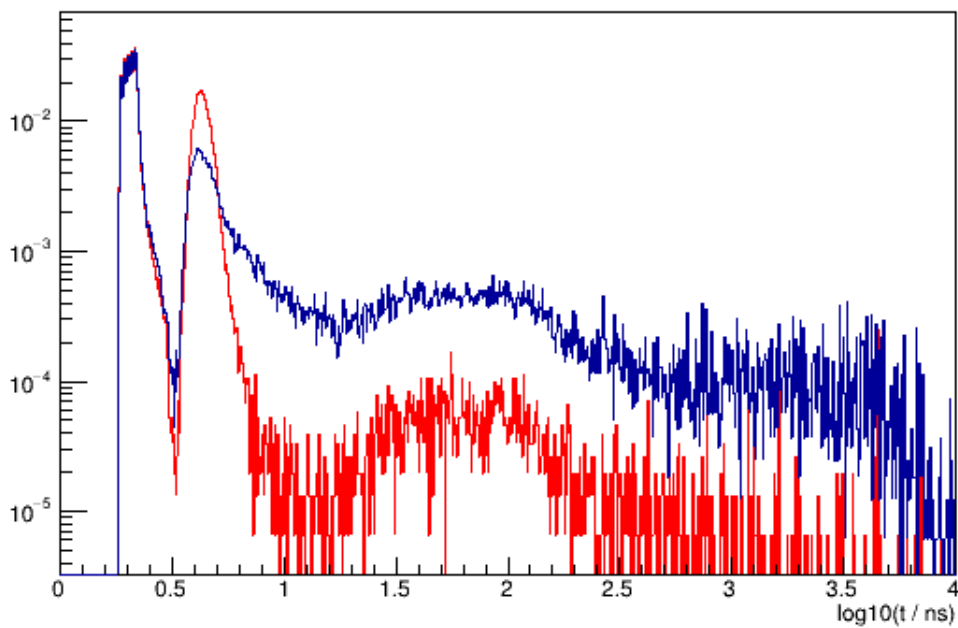


Figura 4.2: distribuzione temporale *all hits* normalizzata, di 10'000 elettroni (in rosso, 306'916 entries) e 10'000 protoni (in blu, 325'786 entries) a 100 GeV

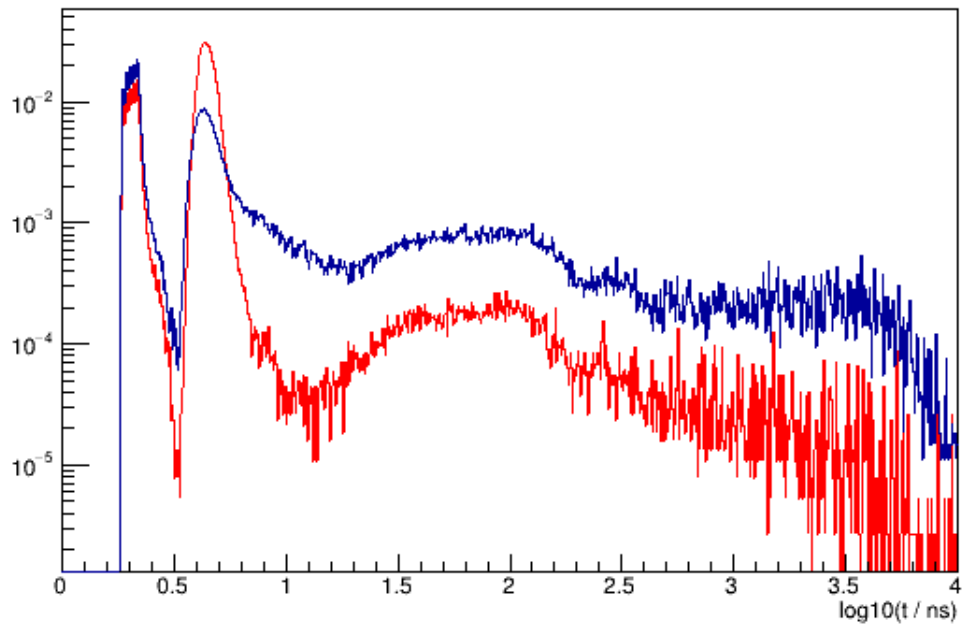


Figura 4.3: distribuzione temporale *all hits* normalizzata, di 5000 elettroni (in rosso, 379'791 entries) e 5000 protoni (in blu, 272'947 entries) a 1000 GeV

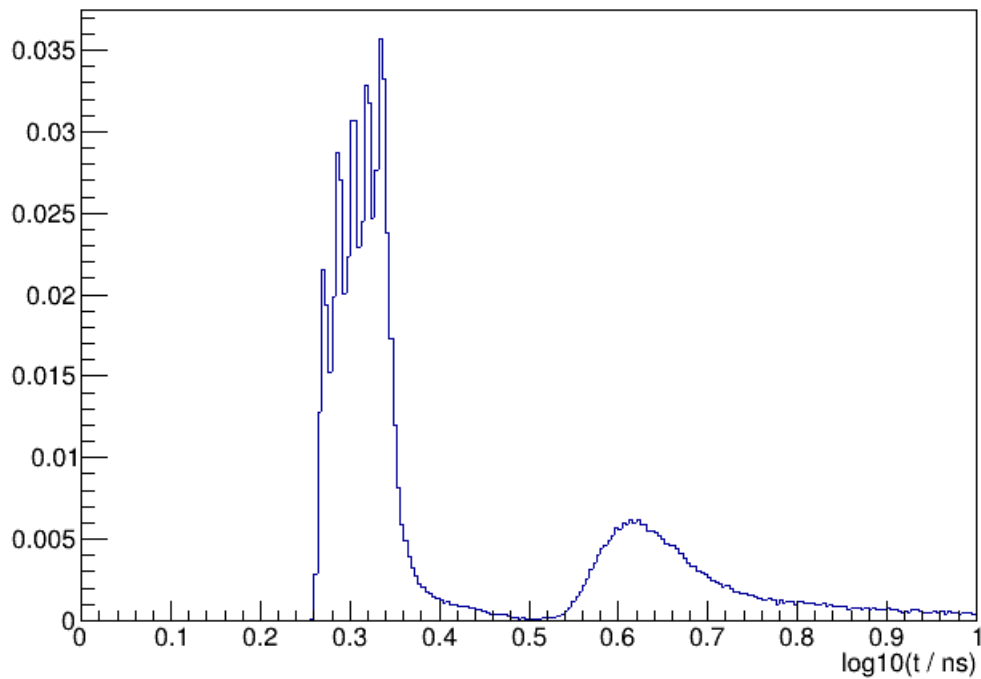


Figura 4.4: distribuzione temporale *all hits* normalizzata, di un fascio di 10'000 protoni a 100 GeV

Si faccia riferimento alle figure 4.1 - 4.3. Nel range $x \in [0, 0.5] \equiv t \in [0, 3]$ ns le hit sono riconducibili alle primarie sui tracciatori e infatti si possono individuare un numero di massimi locali pari a quello dei piani del rivelatore. In figura 4.4 questa considerazione è più evidente. Passando al range $x \in [0.5, 1] \equiv t \in [3, 10]$ ns, si evidenzia un altro massimo più basso riconducibile alle hit di backplash. I valori dei massimi con $x < 1$ rimangono simili per elettroni e protoni al variare dell'energia e in particolare per energie maggiori le hit di backplash aumentano. Si noti inoltre come il picco tra 0.5 e 1 contenga una frazione maggiore di eventi negli elettroni.

L'analisi tra 0 e 10 ns evidenzia alcune differenze non sostanziali tra elettroni e protoni. Passando a $x \gtrsim 1 \equiv t \gtrsim 10$ ns l'andamento delle distribuzioni rimane simile con l'unica differenza che i protoni presentano una statistica maggiore. In definitiva, le distribuzioni all hits mostrano un comportamento diverso principalmente per $t \gtrsim 10$ ns.

4.1.2 Distribuzioni *slow hits*

Le distribuzioni *slow hits* riportano le hit più lente di ogni evento. Nelle all hits è evidente come il comportamento delle due specie sia differente soprattutto per $x \gtrsim 1$; ci si attende quindi negli istogrammi a seguire una differenza sostanziale sulle hit con $t \gtrsim 10$ ps.

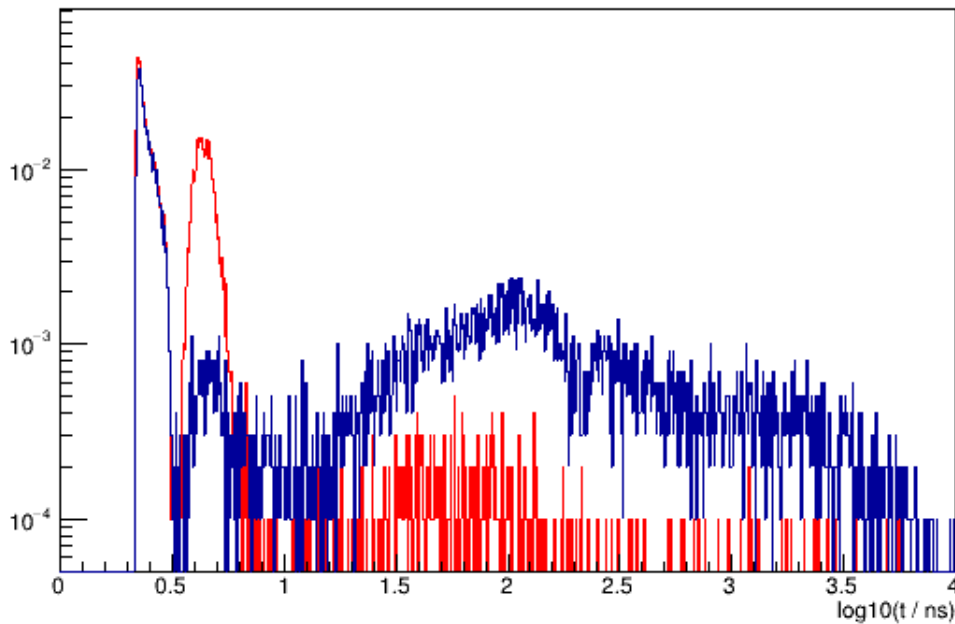


Figura 4.5: distribuzione temporale *slow hits* normalizzata, di 10'000 elettroni (in rosso, 10'000 entries) e 10'000 protoni (in blu, 10'000 entries) a 10 GeV

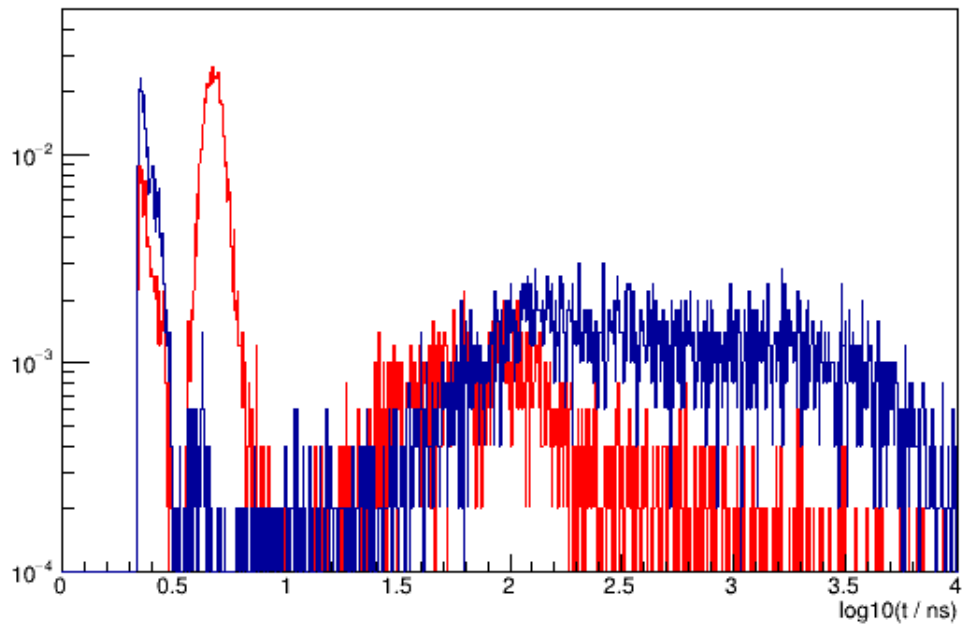


Figura 4.6: distribuzione temporale *slow hits* normalizzata, di 10'000 elettroni (in rosso, 10'000 entries) e 10'000 protoni (in blu, 10'000 entries) a 100 GeV

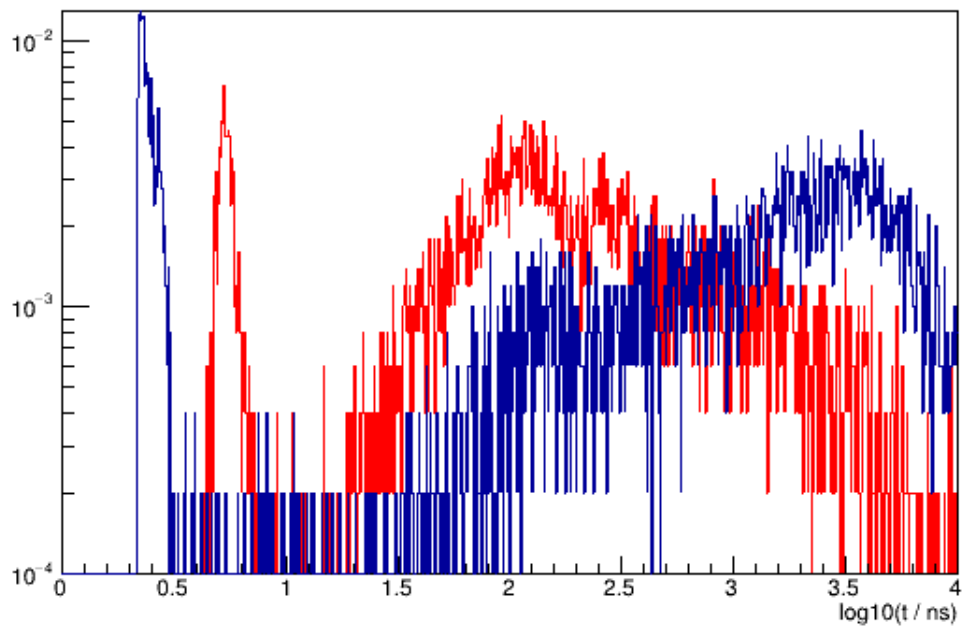


Figura 4.7: distribuzione temporale *slow hits* normalizzata, di 5000 elettroni (in rosso, 5000 entries) e 5000 protoni (in blu, 5000 entries) a 1000 GeV

Si faccia riferimento alle figure 4.5 - 4.7.

Nell'intervallo $x \in [0, 1]$ i massimi sono gli stessi delle all hits del paragrafo precedente, ma hanno un comportamento differente. Nelle slow hits la statistica diminuisce per entrambe le specie in questo range. Al crescere dell'energia gli elettroni perdono una frazione maggiore nel picco primario in $[0, 0.5]$, mentre i protoni perdono più hit in $[0.5, 1]$, tanto che da 100 GeV non c'è più alcun massimo.

Le differenze più evidenti tra all e slow hits sono in $x \gtrsim 1$ come ci si attendeva. In questo caso al crescere dell'energia, la statistica cresce e lo fa più rapidamente nel caso degli elettroni. I protoni crescono lentamente e mentre i valori per $x \lesssim 2.7$ rimangono simili, per x maggiori e in particolare a 1 TeV si forma un massimo in $x \simeq 3.5 \equiv t \simeq 3.2 \mu\text{s}$ che supera quello in $x \simeq 2$ presente ad energie minori. Gli elettroni al contrario accumulano statistica sul picco presente anche a basse energie in $x \simeq 2 \equiv t \simeq 100 \text{ ps}$. In figura 4.7 il differente andamento oltre i 10 ns è più evidente.

In definitiva rispetto alle all hits, le distribuzioni slow hits presentano differenze più accentuate per $t \gtrsim 10 \text{ ns}$ e questo può essere uno strumento idoneo per distinguere elettroni e protoni.

4.2 Distribuzioni a parità di energia misurata

Sperimentalmente non si conosce l'energia delle particelle ma solo quella che viene raccolta nel calorimetro. Per questo motivo in questo paragrafo si ripete l'analisi del precedente a parità di energia misurata. Vengono presi in esame elettroni a 1 TeV e protoni a 1.5 TeV, di cui si riportano le distribuzioni di E_{meas} nelle figure 4.8 e 4.9.

Le misure di energia degli elettroni sono molto simili all'energia vera, mentre nei protoni in quasi nessun caso l'energia misurata è pari a quella vera. Per questi motivi il confronto viene fatto tra tutti gli elettroni processati e i protoni con $E_{meas}^{(p)} \sim 1 \text{ TeV}$ entro una certa incertezza:

$$\begin{aligned} E_{meas}^{(e)} &= (998 \pm 4) \text{ GeV} \\ E_{meas}^{(p)} &= (1.0 \pm 0.3) \text{ TeV} \end{aligned} \quad (4.2)$$

L'incertezza scelta per i protoni permette di includere anche il massimo in $E_{meas}^{(p)} \sim 900 \text{ GeV}$ della distribuzione in figura 4.9, aumentando il numero di particelle prese in considerazione.

Nei paragrafi successivi si riportano le distribuzioni ottenute e l'analisi si incentra per lo più sui protoni. Infatti proprio perché $E_{meas}^{(e)} \simeq E_0^{(e)}$, le distribuzioni degli elettroni non subiranno cambiamenti sostanziali.

Se dall'analisi dei prossimi paragrafi verranno confermate le considerazioni fatte nel paragrafo 4.1, allora si potrà concludere l'utilità sperimentale delle distribuzioni slow hits nel riconoscimento degli elettroni e dei protoni.

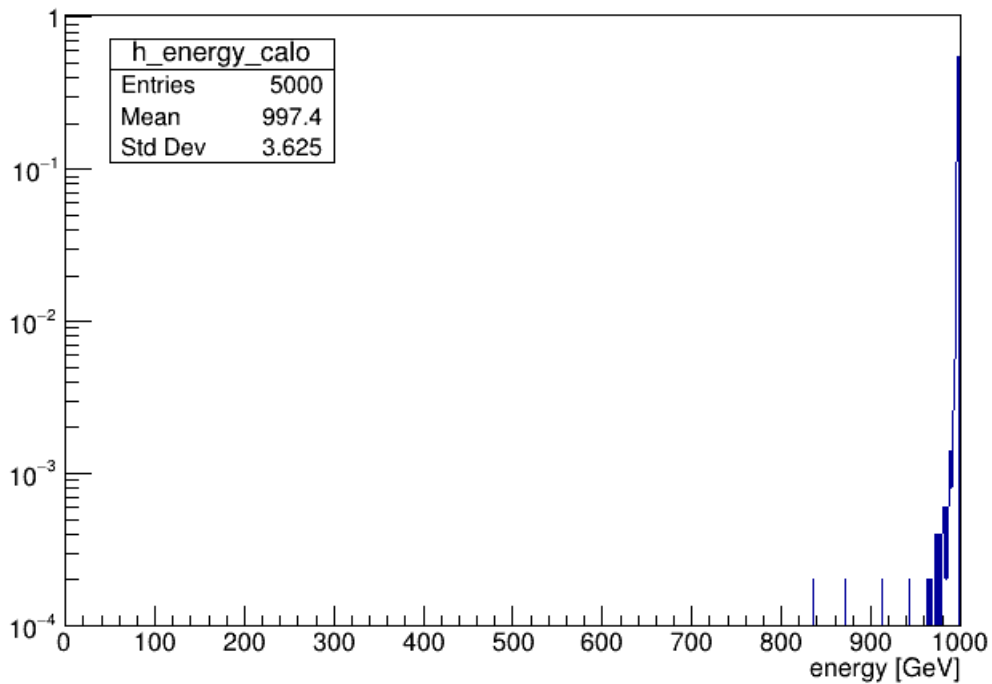


Figura 4.8: distribuzione normalizzata dell'energia misurata dal calorimetro per 5000 elettroni a 1 TeV

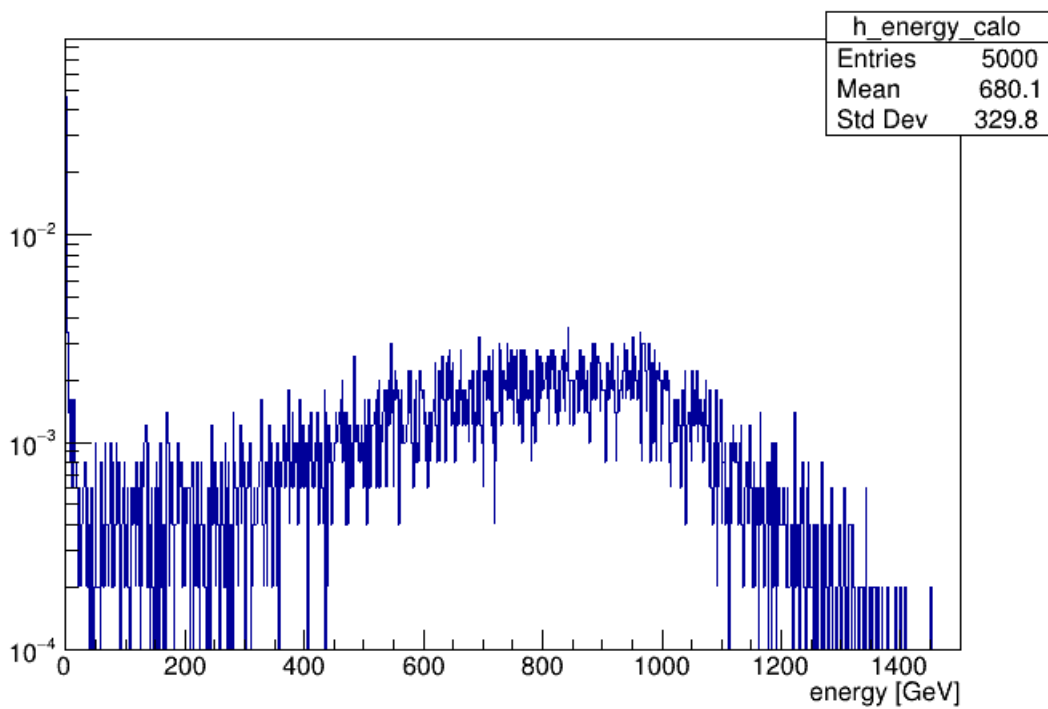


Figura 4.9: distribuzione normalizzata dell'energia misurata dal calorimetro per 5000 protoni a 1.5 TeV

4.2.1 Distribuzioni *all hits*

In questo paragrafo si confrontano le distribuzioni ottenute a parità di E_{meas} con quelle ottenute a parità di E_{true} . Ci si aspetta che le distribuzioni seguano effettivamente lo stesso andamento.

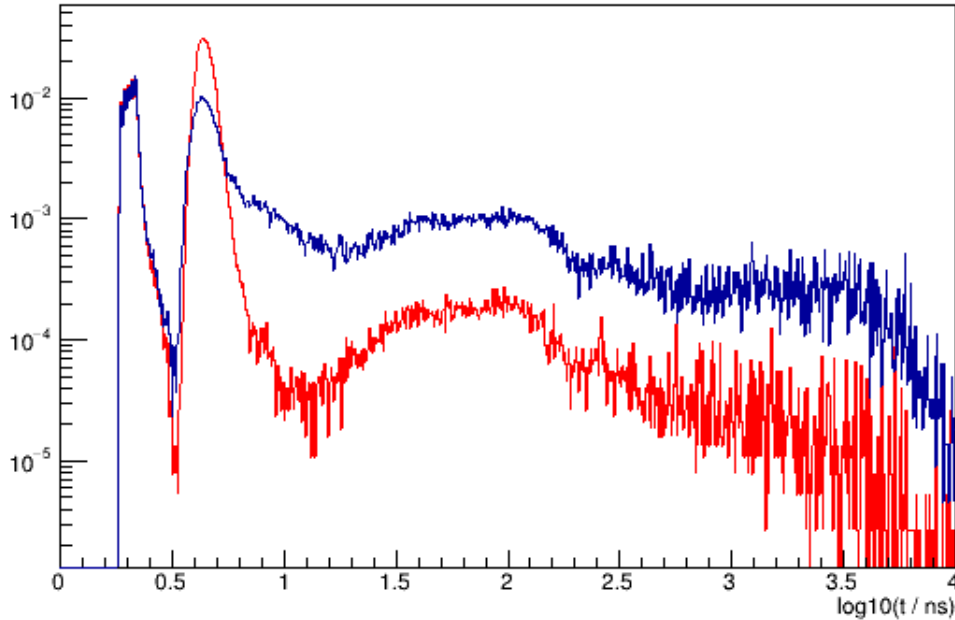


Figura 4.10: distribuzione temporale *all hits* normalizzata, di 5000 elettroni (in rosso, 379'791 entries) e 2693 protoni (in blu, 220'849 entries) con $E_{meas} \simeq 1$ TeV (le incertezze sono riportate nelle formule 4.2)

Si considerino la figura 4.10 riportante la distribuzione ottenuta a parità di E_{meas} e la figura 4.3 ottenuta a parità di E_{true} per 1 TeV. Si noti che a parità di E_{meas} nel range $x \in [0.5, 1]$ la distribuzione dei protoni si avvicina molto di più a quella degli elettroni rispetto alla figura 4.3. Per il resto, gli istogrammi riportati nelle figure descrivono distribuzioni molto simili che permettono di affermare che le considerazioni fatte al paragrafo 4.1.1 rimangono valide considerando le misure di energia. Questa conferma è importante, soprattutto se valida anche per le distribuzioni *slow hits*, che a parità di energia vera sembravano le più valide da poter essere utilizzate per distinguere gli elettroni dai protoni. Questo punto viene trattato nel paragrafo a seguire.

4.2.2 Distribuzioni *slow hits*

In questo paragrafo si considerano le distribuzioni *slow hits* ottenute a parità di E_{meas} e di E_{true} . Ci si attende che queste siano coerenti così come le distribuzioni *all hits* al paragrafo precedente.

Si faccia riferimento alle figure 4.7 e 4.11. A parità di E_{meas} la statistica dei protoni viene quasi dimezzata; questo comporta una perdita di informazione ma è comunque possibile fare alcune considerazioni. Innanzitutto si noti come i protoni nel range $[0.5, 1]$ siano quasi azzerati e come in $[0, 0.5]$ le hit primarie siano diminuite drasticamente. Queste diminuzioni sono riconducibili

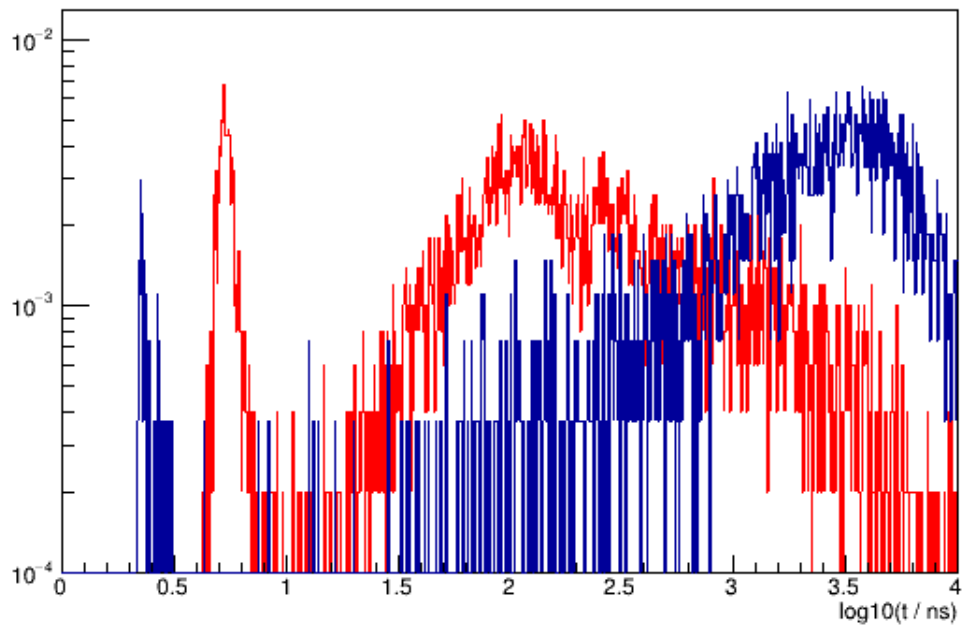


Figura 4.11: distribuzione temporale *slow hits* normalizzata, di 5000 elettroni (in rosso, 5000 entries) e 2693 protoni (in blu, 2693 entries) con $E_{meas} \simeq 1$ TeV (le incertezze sono riportate nelle formule 4.2)

sicuramente alla minor statistica ma si noti che il massimo in $x \simeq 3.7$ ha aumentato il suo valore. Questo significa che a parità di energia misurata si raccolgono più hit lente rispetto alla distribuzione ideale. Sebbene questo allontani dall'idealità, d'altra parte rende il riconoscimento dei protoni migliore, perché è proprio sul massimo nella regione $t \gtrsim 10$ ns su cui si puntava nel paragrafo 4.1.2 come possibile strumento per il riconoscimento dei protoni.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono state trattate le misure temporali di un rivelatore di astroparticelle e lo studio delle distribuzioni temporali delle hit di protoni ed elettroni simulate.

I nuovi sensori al silicio permettono di eseguire misure temporali con risoluzioni $\sigma_t \sim 100$ ps idonee a tracciare particelle relativistiche. I silici attualmente presenti negli esperimenti di astroparticelle non sono in grado di fare questo, avendo risoluzioni dell'ordine dei ns. Nel software di simulazione utilizzato sono state implementate delle librerie in grado di eseguire misure temporali con risoluzioni simili a quelle dei nuovi sensori. I nuovi silici richiedono però anche una maggiore potenza energetica, che nello spazio non si ha a disposizione. Per questo motivo la simulazione introduce anche tre tipologie di segmentazione che riducano di canali di lettura temporali per poter non superare il limite di consumo energetico.

Il software di simulazione così impostato è stato quindi utilizzato per studiare le distribuzioni temporali delle hit di elettroni e protoni del capitolo 4. L'analisi presentata evidenzia come le distribuzioni *slow hits* siano delle possibili candidate a distinguere le due specie. Questo risultato sembra essere sempre più evidente al crescere delle energie in gioco, rendendo questo strumento valido ancor di più per le alte energie. Inoltre i risultati ottenuti considerando E_{true} sono stati trovati anche per E_{meas} permettendo di concludere che la loro validità è anche sperimentale. Questi risultati però sono stati ottenuti da una simulazione che si avvale di un modello semplificato e che non considera tutta la fisica del problema. Per ottenere dati con una validità maggiore si può agire su vari aspetti del software trattati di seguito.

Fonti di rumore

Il modello utilizzato non considera tutte le fonti di rumore presentate nel paragrafo 2.4 ma solo un contributo globale che tenga conto dei valori sperimentali. Questo modello può essere considerato efficace ma non è corretto. Una simulazione migliore potrebbe computare l'effetto dei contributi che non sono stati presi in considerazione.

Alte energie

I dati presentati hanno energie massime \sim TeV che non sono rappresentative dello spettro ad alte energie preso in considerazione negli esperimenti. Per questo un'analisi più approfondita dovrebbe svilupparsi su valori maggiori, che potrebbe anche confermare l'osservazione secondo cui le differenze tra le distribuzioni *slow hits* si accentuano al crescere dell'energia.

Le approssimazioni

Al momento la simulazione deposita le energie valutando la distanza della particella dalla strip nel punto medio dello spessore del sensore. Questo procedimento non dovrebbe differire in maniera sostanziale dall'eseguire una raccolta della carica a step lungo la sua traiettoria, ma introduce comunque delle approssimazioni che risparmiano potenza di calcolo a discapito della precisione.

In conclusione a tutto il lavoro svolto, questi risultati danno delle buone prospettive sull'identificazione di elettroni e protoni tramite un sistema tracciante 4D, ma per le problematiche presenti, tra cui quelle precedenti, è necessario un approfondimento nella simulazione così come a livello sperimentale, dove si potrebbero avere dei risultati da poter integrare nel programma stesso.

Bibliografia

- [1] voce *Raggi Cosmici* di *Wikipedia.it*
consultata il 24/11/2020
- [2] *La radiazione penetrante alla superficie ed in seno alle acque*
di D. Pacini
Il Nuovo Cimento, Pisa, 1912
- [3] *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*
di V. F. Hess
Physik. Zeitschr. XIII, 1912
- [4] pagina *Cosa sono i raggi cosmici* dell'*Outreach Cosmic Ray Activities*
consultata il 24/11/2020
<https://web.infn.it/OCRA/cosa-sono-i-raggi-cosmici/>
- [5] pagina *Raggi Cosmici* dei *Laboratori Nazionali del Gran Sasso*
consultata il 24/11/2020
<https://www.lngs.infn.it/it/raggi-cosmici>
- [6] *Particle acceleration by supernova shocks and spallogenic nucleosynthesis of light elements*
di V. Tatischeff e S. Gabici
Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2018
DOI 10.1146/annurev-nucl-101917-021151
- [7] *Raggi cosmici, particelle dallo spazio profondo*
di N. Bucciantini
Rubrica *Voci e Domande dell'Astrofisica*, 2017
<https://www.media.inaf.it/2017/07/25/raggi-cosmici/>
- [8] voce *Giunzione p-n* di *Wikipedia.it*
consultata il 25/11/2020
https://it.wikipedia.org/wiki/Giunzione_p-n
- [9] Detector dell'esperimento AMS-02
consultato il 25/11/2020

- <https://ams02.space/detector>
- [10] *The DArk Matter Particle Explorer mission*
Astropart. Phys. 95, 2017
DOI 10.1016/j.astropartphys.2017.08.005
- [11] *The DAMPE silicon-tungsten tracker*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Sez. A, Vol. 831, 2016
DOI 10.1016/j.nima.2016.02.077
- [12] voce *Particle Shower* di *Wikipedia.en*
consultata il 26/11/2020
https://en.wikipedia.org/wiki/Particle_shower
- [13] Lezione sui calorimetri
di M. Valdata
<http://fisica.unipg.it/~valdata/rivelatori/Lezioni/lezione19.pdf>
- [14] *Gamma-telescopes Fermi/LAT and GAMMA-400 trigger systems event recognizing methods comparison*
Physics Procedia 74, 2015
DOI 10.1016/j.phpro.2015.09.220
- [15] *Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge*
di W. Shockley
Journal of Applied Physics, vol. 9, n. 10, 1938
DOI 10.1063/1.1710367
- [16] *Currents Induced by Electron Motion*
di S. Ramo
Proceedings of the IRE, vol. 27, n. 9, 1939
DOI 10.1109/JRPROC.1939.228757.
- [17] presentazione del 2014 sul progetto *UFSD* (i.e. *Ultra Fast Silicon Detectors*)
di N. Cartiglia
https://indico.cern.ch/event/329886/attachments/641603/882830/CERN_UFSD_Cartiglia.pdf
- [18] progetto *UFSD* (i.e. *Ultra Fast Silicon Detectors*)
http://personalpages.to.infn.it/~cartigli/NC_site/UFSD_it.html
- [19] *PANGU: A High Resolution Gamma-ray Space Telescope*
Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray, vol. 9144, 2014
DOI 10.1117/12.2057251
- [20] repository del software *DTP*
<https://github.com/bozzochet/DTP>

- [21] repository del software *GGS* (i.e. *Generic Geant4 Simulation*)
di N. Mori, INFN sez. di Firenze
<https://wizard.fi.infn.it/ggs/>
- [22] software *Geant4* (i.e. *GEometry ANd Tracking*)
<https://geant4.web.cern.ch/>
- [23] *The AMS Latest Results And The Impact On The Design Of Future Cosmic Ray Space Experiments*
presentazione del 23/02/2020
di M. Duranti, INFN sez. di Perugia