



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

Tesi di Laurea

# Sviluppo di un algoritmo di ricostruzione tracce nell'ambito del progetto POX

Candidato

**Claudio Brugnoni**

Relatore

**Dott. Matteo Duranti**

Correlatore

**Dott.ssa Sara Cutini**

Anno Accademico 2018-2019

# Indice

<b>1</b>	<b>Finalità scientifiche</b>	<b>3</b>
1.1	Risoluzione del piano galattico . . . . .	4
1.2	Fondo gamma e ricerca di DM . . . . .	4
1.3	Meccanismi di produzione raggi cosmici . . . . .	5
1.4	Asimmetria barionica primordiale . . . . .	6
1.5	Studio polarimetrico dei raggi cosmici ultra energetici . . . . .	6
1.6	Birifrangenza dello spazio-tempo in gravità quantistica . . . . .	6
1.7	Complementarietà ad altri esperimenti . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Rilevazione dei raggi gamma</b>	<b>8</b>
2.1	Processi di interazione . . . . .	8
2.1.1	Effetto fotoelettrico . . . . .	9
2.1.2	Effetto Compton . . . . .	10
2.1.3	Produzione di coppia . . . . .	11
2.2	Tecnologie di rivelazione . . . . .	12
2.2.1	Silicon Strip Detector . . . . .	12
2.2.2	Scintillatore . . . . .	13
2.3	Rivelatori . . . . .	14
2.3.1	Fermi . . . . .	14
2.3.2	e-ASTROGAM . . . . .	15
2.3.3	AdEPT . . . . .	17
2.3.4	PANGU . . . . .	18
<b>3</b>	<b>POX</b>	<b>20</b>
3.1	Il progetto . . . . .	20
3.1.1	Componenti disponibili . . . . .	20
3.1.2	Test Beam . . . . .	21
3.1.3	Simulazione . . . . .	22
3.2	Ricostruzione tracce . . . . .	23
3.2.1	Trasformata di Hough . . . . .	23
3.2.2	Problema del vertice . . . . .	25
3.2.3	Risultati . . . . .	26

# Introduzione

L'astronomia gamma permette di indagare un'ampia varietà di fenomeni ad alta energia impossibili da riprodurre sulla Terra. Dà accesso inoltre alle tracce dei decadimenti di particelle che popolano i luoghi e le epoche più lontane del cosmo. Ci permette perciò di spingere ai limiti le nostre conoscenze della fisica fondamentale e dell'evoluzione dell'universo.

Qualunque rivelazione di raggi gamma a energie oltre i 10 MeV si basa infatti sulla conversione dei fotoni in una coppia elettrone/positrone. In particolare i rivelatori, dopo aver indotto questa conversione devono essere in grado di ricostruire il quadri-momento di queste particelle per ricavare l'energia e la direzione originale del fotone. Quando però l'energia di questi è inferiore a 1 GeV il multiple scattering coulombiano (MS) a cui sono soggette all'interno del rivelatore è così consistente da rendere le risoluzioni angolari dei telescopi attualmente attivi estremamente scarse. Risulta perciò ad oggi particolarmente difficile indagare i fenomeni che interessano il range energetico 10 MeV - 1 GeV (sub-GeV).

Per superare questo limite tecnologico sono stati proposti diversi progetti di telescopi gamma, come AMEGO, AdePT, e-ASTROGAM, PANGU, che offrono, come vedremo nel capitolo 2, diverse soluzioni innovative. In questo contesto emerge l'esperimento POX (PANGU Optimization and eXperimental verification), progetto che cerca di verificare l'efficacia del telescopio PANGU andando a costruirne un prototipo funzionante che possa essere sfruttato per testare e ottimizzare le sue soluzioni tecniche. Il gruppo di PANGU prevede di poter ridurre il MS fino ad ottenere risoluzioni angolari a 100 MeV 5 volte migliori di quelle raggiunte dal telescopio Fermi-LAT. Per raggiungere simili prestazioni il rivelatore sfrutterà un tracciatore a microstrip di silicio (simile a quelli dei telescopi Fermi-LAT o AGILE) in cui sono state completamente eliminate le componenti passive ad alto MS (strati convertitori al tungsteno) e drasticamente assottigliate le componenti attive (rivelatori al silicio).

La prima fase del progetto POX prevede lo sviluppo di una simulazione della geometria del rivelatore e degli eventi di interazione, lo sviluppo dell'algoritmo di ricostruzione degli eventi e l'assemblaggio del prototipo funzionante. Per questo verranno utilizzati componenti inutilizzati degli esperimenti AMS-02 e DAMPE.

Nella fase 2 si procederà a testare il prototipo su fascio per verificare il funzionamento dell'apparato e l'affidabilità della simulazione. In caso positivo si potrà allora sfruttare la simulazione, nella fase 3, per ottimizzare la geometria rivelatore in modo da massimizzarne l'efficienza.

Nella fase finale verrà allora costruito il prototipo ottimizzato. Verranno costruiti rivelatori hoc secondo le indicazioni della simulazione e lo strumento verrà posto sotto un secondo test su fascio per accertarne le prestazioni raggiunte.

Nel seguente progetto di tesi, che conclude la prima fase dell'esperimento, si intende sviluppare l'algoritmo che riconosce le traiettorie delle coppie  $e^+ - e^-$ . Combinando le informazioni ricavate sulle direzioni con le misure di energia effettuate nello spettrometro sarà quindi possibile ricostruire l'origine del fotone. Il software si basa sul metodo della trasformata di Hough per individuare le tracce e scartare eventuali falsi segnali.

Nel primo capitolo saranno illustrate le motivazioni scientifiche dietro la necessità di migliorare significativamente la risoluzione angolare dei nostri telescopi gamma nel sub-GeV. Tali miglioramenti saranno cruciali nello studio di fondamentali questioni di astrofisica e fisica fondamentale. Sarà infatti possibile distinguere nel sub-GeV le sorgenti puntiformi dal fondo gamma diffuso per approfondirne lo studio e, ad esempio, riconoscere in questo possibili segnali di annichilazione di DM leggera. Sarà possibile risolvere il piano, e in particolare il centro, galattico, e studiare un'ampia varietà di fenomeni legati alla fisica delle sorgenti galattiche.

Le migliori risoluzioni angolari potrebbero anche aprire la possibilità di poter studiare la polarizzazione

dei fotoni. Questa innovativa capacità potrebbe rivelarsi fondamentale per studiare i meccanismi di produzione dei raggi cosmici ultra-energetici e rilevare evidenze di violazione della relatività generale.

Nel secondo capitolo verranno illustrati i processi di interazione dei fotoni gamma con la materia che ne permettono la rivelazione. Vedremo che in ogni caso è necessario rivelare delle particelle secondarie (elettroni o coppie elettrone/positrone) e perciò saranno illustrate le principali tecnologie sfruttate per l'individuazione di particelle cariche. Il capitolo si chiuderà allora con l'analisi di importanti esempi di telescopi gamma per vedere come tali tecnologie sono sfruttate e come questi provano a risolvere il problema del sub-GeV.

Il capitolo finale approfondirà i dettagli del progetto POX e del suo sviluppo. In questo capitolo saranno illustrati i principi della trasformata di Hough e le soluzioni che ho adottato per lo sviluppo del mio algoritmo.

# Capitolo 1

## Finalità scientifiche

La rilevazione della radiazione gamma astronomica ci permette di studiare un'ampia varietà di fenomeni estremi, ad alta energia che non siamo ancora in grado di ricreare sulla Terra permettendoci perciò di spingere al limite le nostre conoscenze della fisica di base. La radiazione gamma inoltre è l'unica che porta le tracce dell'annichilazione di particelle, sia nel recente passato che alle origini dell'universo, e ci permette così di ricostruire la storia del cosmo e dei suoi componenti.

Da più di 10 anni il telescopio spaziale Fermi [8] insieme ad altri sofisticati strumenti come AGILE e INTEGRAL [9][13] rilevano e mappano il cielo gamma in un ampio spettro di energie, ma esiste ad oggi una precisa finestra energetica in cui nessuno strumento è riuscito a raggiungere prestazioni soddisfacenti: la cosiddetta regione sub-GeV (10 MeV - 1 GeV).

In questo contesto emerge il progetto PANGU con innovative soluzioni tecniche che gli permetteranno di raggiungere elevate risoluzioni angolari anche in questa regione.

Secondo le previsioni del gruppo che ha sviluppato il progetto, dovrebbe portare un miglioramento nella PSF<sup>1</sup> fino a raggiungere una risoluzione angolare inferiore a  $1^\circ$  a 100 MeV: 5 volte meglio di Fermi-LAT [1]. Queste prestazioni permetteranno di distinguere le sorgenti puntiformi come gamma-ray burst (GRB), pulsar, blazar, etc dalle sorgenti estese, resti di supernova (SNR), dal background gamma diffuso e studiare quindi nel dettaglio un'ampia varietà di fenomeni.

In questo capitolo andremo a descrivere alcuni dei più interessanti fenomeni che un telescopio con le capacità risolutive che PANGU si prefigge potrebbe studiare nella regione sub-GeV. Gli interessi coprono sia questioni di astrofisica che di fisica fondamentale.

Ecco alcuni esempi:

- risoluzione del piano galattico, in particolare la regione del centro galattico nei GeV, separando le sorgenti puntiformi e estese dall'emissione diffusa;
- rilevazione e caratterizzazione dello spettro soft gamma-ray di sorgenti compatte, inclusi gamma-ray bursts (GRB), millisecond pulsars, blazar e microquasar;
- studio dell'emissione gamma diffusa di origine sia galattica che extra galattica;
- ricerca di raggi gamma prodotti dal decadimento/annichilazione di materia oscura (DM) nella Via Lattea o in strutture extra galattiche;
- studio dei meccanismi di produzione e accelerazione dei raggi cosmici galattici ed extragalattici nei resti di supernovae (SNR) e nelle superbolle;
- studio della fisica estrema dei buchi neri a diverse energie;
- comprensione di fenomeni ad alta energia nel sistema solare, come i flash gamma solari;
- studio di fenomeni di fisica fondamentale, come l'asimmetria barionica nell'universo primordiale e l'effetto di birifrangenza previsto dalla gravità quantistica;

---

<sup>1</sup>Per quantificare la capacità di un telescopio di risolvere piccoli angoli si definisce una funzione detta Point Spread Function (PSF). Questa rappresenta la ricostruzione che lo strumento riesce a ottenere da una sorgente puntiforme. Se per uno strumento ideale è perciò una delta di Dirac, avrà tendenzialmente nella realtà la forma di una campana più o meno allargata.

- monitoraggio completo di una varietà di transienti di soft gamma-ray e miglioramento della localizzazione delle controparti gamma delle sorgenti di onde gravitazionali;

La varietà di interessi scientifici è inoltre arricchita dalla possibilità di rilevare la polarizzazione della radiazione, elemento centrale per lo studio di molti fenomeni.

## 1.1 Risoluzione del piano galattico

Il cielo sub-GeV è dominato da un forte fondo di radiazioni gamma diffuso che tende a contaminare le osservazioni. Soprattutto nella regione dell'affollato piano galattico, e in particolare nel centro, risulta particolarmente complicato risolvere le sorgenti puntiformi da questo background diffuso. È per questo che risulta necessario avere un'ottima risoluzione angolare per poter distinguere gli oggetti sotto studio. I rilevatori attuali, come Fermi-LAT, riescono a ottenere risoluzioni accettabili solo a energie sopra il GeV. Le novità dell'approccio di PANGU dovrebbero invece essere in grado di ottenere buoni risultati fino alle decine di MeV.

Sarà possibile portare avanti studi dettagliati per distinguere diversi modelli di accelerazione particellare nelle millisecond pulsars e per rilevare le emissioni di gamma dai cluster galattici. Potranno essere studiate altri fenomeni come blazar, GRB, la variabilità di PeVatron nella nebulosa del granchio, l'assorbimento dei gamma nelle AGN e le binarie gamma. Raggi gamma sub-GeV vengono prodotti anche nel nostro sistema solare. PANGU potrà risolvere i flare solari nel sub-GeV e permettere lo studio dei flash gamma terrestri scoperti da Fermi.

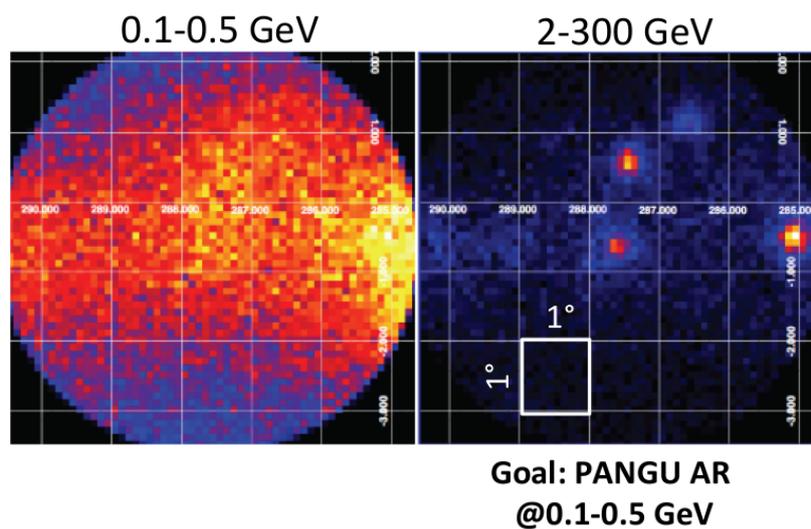


Figura 1.1: Il sistema binario di Eta Carinae osservato da Fermi-LAT nella regione 0.1 - 0.5 GeV, sulla sinistra, e a 2 - 300 GeV, sulla destra. Si nota chiaramente come con le attuali risoluzioni angolari sia impossibile risolvere le sorgenti a basse energie e caratterizzarne quindi le emissioni. La griglia indica l'obiettivo di PANGU a 100 MeV che può incrementare notevolmente l'attuale capacità di risolvere le sorgenti.

## 1.2 Fondo gamma e ricerca di DM

La risoluzione delle sorgenti puntiformi dal background gamma diffuso permette di approfondire lo studio di quest'ultimo nel dettaglio. In particolare nel fondo diffuso si può andare a cercare tracce di annichilazione o decadimento di particelle leggere di materia oscura (DM). Ci sono infatti recenti evidenze di eccessi di radiazione nel GeV dal centro della galassia che alcuni modelli associano a Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) che annichilano in coppie  $\tau^+\tau^-$  o  $b\bar{b}$  (vedi fig. 1.2). Tuttavia i dati attuali non permettono scartare l'ipotesi che l'eccesso sia dovuto ad un'alta concentrazione di millisecond pulsars nella zona del centro galattico. La PSF di Fermi-LAT nella regione sub-GeV non permette infatti di

risolvere le sorgenti puntiformi e filtrarne il contributo [5].

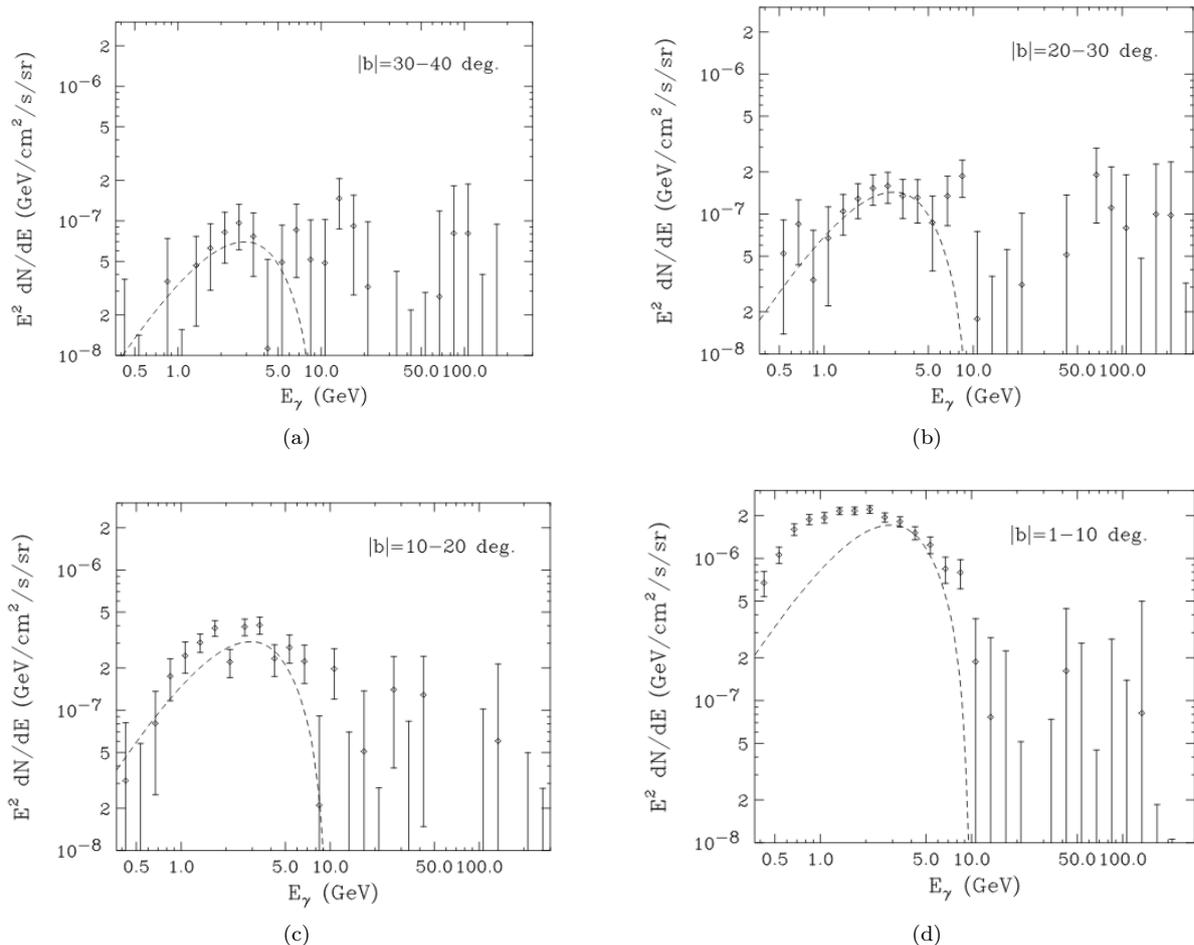


Figura 1.2: Sono riportate le rilevazioni gamma fatte da Fermi-LAT delle *Fermi bubbles* a diverse latitudini (come indicato in alto a destra nei grafici) a cui sono state sottratti i contributi di radiazione da Compton inverso del fondo. Le linee tratteggiate rappresentano l'eccesso previsto dall'annichilazione di WIMP con massa 10 GeV in coppie  $\tau^+\tau^-$ . Come è evidente non ci sono dati sperimentali al di sotto di 0.5 GeV.

### 1.3 Meccanismi di produzione raggi cosmici

Le osservazioni di AGILE e Fermi hanno attribuito con certezza ai resti di supernovae (SNR) l'origine dei raggi cosmici galattici [6]. Non si è però ancora del tutto certi di quali siano i meccanismi attraverso i quali avvenga l'accelerazione relativistica delle particelle e in particolare che tipo di particelle veicolino la maggior parte dell'energia cinetica e termica dell'esplosione. Gli attuali modelli di espansione dell'onda d'urto (DSA) prevedono che se i raggi cosmici derivano direttamente dalle supernove, allora tra il 3 e il 30% dell'energia cinetica dell'esplosione dovrebbe essere passata ai protoni.

Lo studio dell'emissione gamma (e in particolare sub-GeV) delle SNR ci permette di studiare proprio questa distribuzione. L'accelerazione dei protoni infatti e la loro interazione con le nubi molecolari causa la formazione di mesoni  $\pi^0$  negli urti  $p-p$ . Queste particelle, di massa  $m_\pi = 134.9 \text{ MeV}/c^2$ , decadono velocemente in due fotoni con energia  $E = m_\pi/2 = 67.5 \text{ MeV}$ . La ricerca di picchi su questa energia ci permette quindi di quantificare l'accelerazione di protoni rispetto a quella di elettroni e altri leptoni che emettono tramite bremsstrahlung o effetto Compton inverso [2].

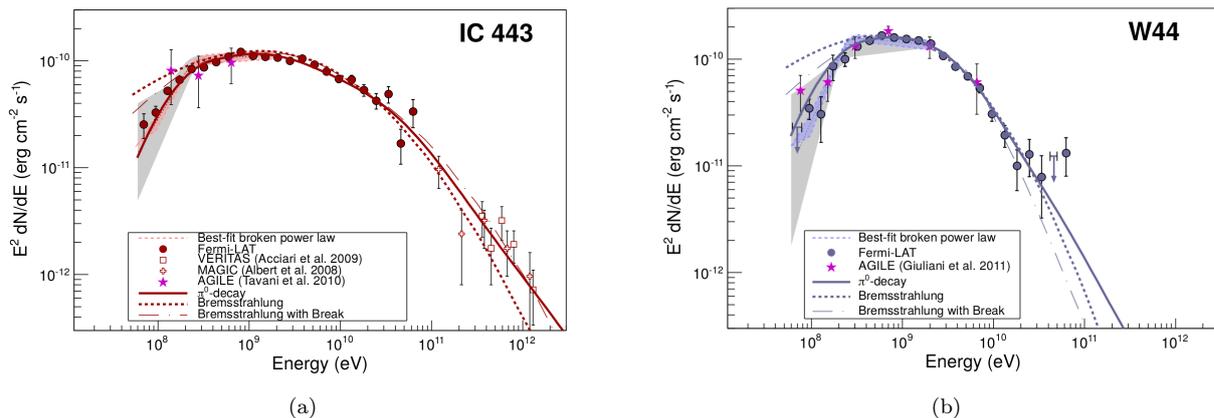


Figura 1.3: I grafici riportano il flusso di fotoni gamma a diverse energie dai SNR IC443 e W44 rilevati da Fermi, AGILE, MAGIC e VERITAS. Il modello di emissione basato sul decadimento dei pioni  $\pi^0$  sembra essere quello più promettente, ma la totale assenza di dati al di sotto dei 100 MeV rende impossibile scartare del tutto i modelli leptonic.

## 1.4 Asimmetria barionica primordiale

L'abbondante preponderanza di materia rispetto all'antimateria nei raggi cosmici ( $\bar{p}/p \sim 10^{-4}$ ) ci suggerisce che la nostra galassia e le galassie vicine siano composte essenzialmente di sola materia ordinaria. Sebbene sia ammessa l'esistenza di asimmetrie locali nella abbondanza di materia o antimateria, non siamo in grado di verificare se esistano nell'universo regioni in cui l'antimateria è accumulata a formare anti-galassie o anche cluster di anti-galassie. Una tale eventualità potrebbe rivelare un universo effettivamente simmetrico.

Lo studio del fondo gamma diffuso, ancora poco ndevoto, soprattutto a basse energie, può rivelare informazioni cruciali anche su questi aspetti della fisica fondamentale. Se si ammette l'esistenza di cluster di antimateria c'è infatti da aspettarsi di osservare delle anisotropie nel fondo gamma extragalattico (EGB). Queste anisotropie sarebbero dovute all'annichilazione massiccia di barioni nelle regioni di confine tra cluster che nel corso della storia dell'universo si sono incontrati [4].

## 1.5 Studio polarimetrico dei raggi cosmici ultra energetici

Rilevazioni polarimetriche nella regione sub-GeV non sono mai state realizzate prima, questa possibilità potrà aprire perciò un'intera nuova finestra di ricerca. La polarizzazione dei gamma permette di distinguere processi di emissione come la radiazione di sincrotrone da altri meccanismi di produzione. Ad esempio la polarizzazione nella banda sub-GeV offre una finestra unica nella comprensione dell'origine dei raggi cosmici extragalattici ad altissima energia. L'alta polarizzazione è una firma dell'accelerazione adronica, mentre l'emissione Compton inversa, di carattere leptonic, rimane non polarizzata. Sarà possibile misurare la polarizzazione sub-GeV dei blazar flare permettendoci di risolvere quesiti di lunga durata sia nell'astrofisica che nella fisica fondamentale. Le misure polarimetriche potranno inoltre essere usate per indagare la geometria delle regioni a emissioni gamma nelle pulsar, pulsar wind nebula, GRBs etc [3].

## 1.6 Birifrangenza dello spazio-tempo in gravità quantistica

La birifrangenza della luce ottica è un fenomeno ben noto in materiali che presentano una struttura anisotropa come quarzo e calcite. Tali materiali hanno infatti indici di rifrazione che dipendono dalla polarizzazione della luce incidente e hanno quindi la proprietà di separare un fascio non polarizzato in due fasci polarizzati.

La gravità quantistica a loop e altre teorie che introducono violazioni dell'invarianza di Lorentz prevedono l'esistenza di un effetto simile anche nel vuoto in presenza di campi gravitazionali, cioè fotoni con diversa polarizzazione dovrebbero viaggiare a velocità leggermente diverse nel vuoto. Questo effetto è certamente

minimo, ma può diventare misurabile se andiamo a studiare sorgenti che si trovano a distanze galattiche o addirittura extra-galattiche come i GRB. L'accumularsi della divergenza può fare in modo che un segnale che dovrebbe essere non polarizzato raggiunga la Terra polarizzato durante il viaggio [7].

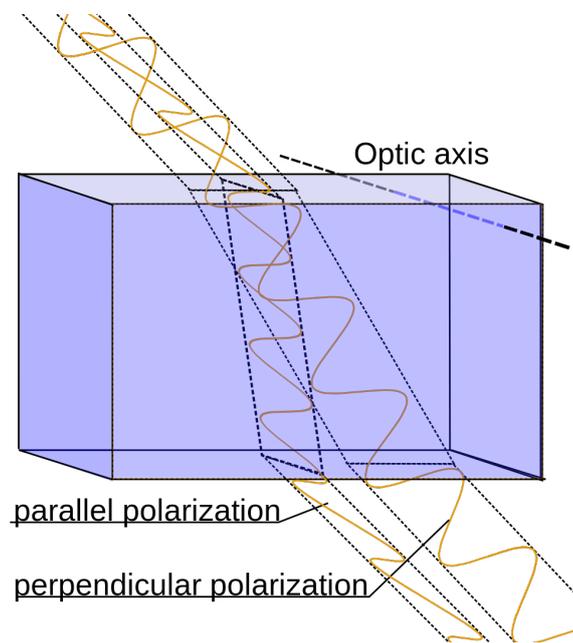


Figura 1.4: Il diverso indice di rifrazione all'interno di un materiale porta la luce, rallentata, a deviare dalla sua direzione originale. Allo stesso modo in uno spazio tempo birifrangente la diverse polarizzazioni dei fotoni provenienti dall stessa sorgente tenderanno a divergere.

## 1.7 Complementarietà ad altri esperimenti

Un telescopio con elevate risoluzioni angolari nella regione sub-GeV come PANGU potrà fornire importanti informazioni complementari alle osservazioni di Fermi, DAMPE, HAWC [8] e di tutti i rivelatori gamma già in funzione. Continuerà a giocare un ruolo importante anche negli anni a venire accanto ai rivelatori che inizieranno ad operare nei prossimi anni, come CTA, LHAASO, HERD [10]. Nessuno di questi ha infatti ancora implementato accorgimenti tecnologici che gli permettano di avere migliori prestazioni di Fermi nel GeV.

Il ruolo di tale strumento costituirà perciò un tassello fondamentale nell'astronomia multi-frequenza e multi-messaggero. Potrà infatti ricoprire un importante ruolo per le controparti elettromagnetiche nelle rilevazioni gravitazionali di LIGO e Virgo [11][12].

## Capitolo 2

# Rilevazione dei raggi gamma

In questo capitolo verranno illustrati gli elementi chiave della rivelazione della radiazione gamma. Partiremo dai processi fisici elementari che permettono l'interazione dei fotoni con i nostri strumenti e andremo poi a scoprire gli apparati tecnologici che ci permettono di registrare queste interazioni e ricostruirne la dinamica. Confronteremo i diversi processi per individuare il più efficace nella nostra finestra di interesse (la radiazione sub-GeV) e le diverse soluzioni tecnologiche sviluppate per ottenere la migliore risoluzione. Il capitolo si concluderà con la descrizione del telescopio PANGU, lo strumento che si intende ottimizzare all'interno di POX.

### 2.1 Processi di interazione

Non esistono modi per rilevare direttamente e con precisione un fotone gamma. Questi infatti sono particelle neutre e hanno lunghezze d'onda troppo piccole ( $<1$  pm) per indurre correnti nei conduttori. La rilevazione di raggi gamma è perciò basata, in un qualunque detector moderno, su tre processi fondamentali di interazione tra i fotoni e la materia. In tutti i casi l'interazione causa la liberazione di particelle cariche che possono invece essere facilmente rilevate. L'osservazione della radiazione gamma passa dunque sempre dalla rilevazione di particelle secondarie che permettono di ricostruire le caratteristiche dei fotoni incidenti.

I rivelatori di fotoni necessitano quindi di elementi passivi (convertitori) tendenzialmente ad alto  $Z$  per permettere l'interazione dei fotoni ed elementi attivi (tracciatori al silicio, TPC a gas, fibre scintillanti) che permettono la rilevazione delle particelle cariche secondarie.

I processi di interazione in cui possono intercorrere i fotoni sono effetto fotoelettrico, effetto Compton e produzione di coppia. Ciascuno di questi presenta sezioni d'urto più o meno efficienti a diversi range di energia e per diversi materiali, come si vede nella figura 2.1.

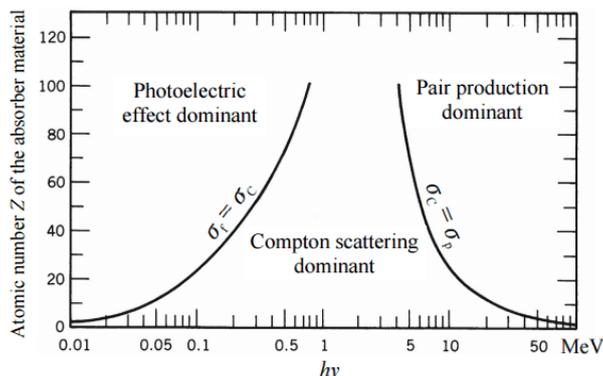


Figura 2.1: Sono indicati i valori del numero atomico  $Z$  del materiale e dell'energia del fotone incidente per cui si ha egual sezione d'urto per effetto fotoelettrico e scattering Compton (sulla sinistra) e per scattering Compton e produzione di coppia (sulla destra). Tali valori delineano tre distinte regioni in cui si ha il predominio di una sulle altre.

La sezione d'urto di un processo è una grandezza strettamente connessa alla sua probabilità di verificarsi. Nel nostro caso alla probabilità che ha il fotone di interagire nell'attraversare la materia. Se  $\sigma$  è la sezione d'urto di un processo,  $N_t$  il numero di potenziali centri di scattering cui va in contro e  $S$  la superficie su cui sono distribuiti, la probabilità che avvenga il processo è pari al rapporto tra la superficie coperta dai bersagli e quella totale

$$p = \frac{N_t \sigma}{S} = \frac{\sigma \rho_t \mathcal{G} d}{\mathcal{G}} = \sigma \rho_t d$$

Come era prevedibile si è ricavato che la probabilità di avere un'interazione aumenta con la distanza percorsa nel materiale e dalla densità di atomi di questo. Dato che tutti i processi considerati sono di natura elettromagnetica ci aspetteremo inoltre che le sezioni d'urto dei processi dipendano in qualche modo anche dalla  $Z$  del convertitore.

L'intensità di un flusso di fotoni che attraversa un materiale segue l'andamento esponenziale decrescente

$$I = I_0 e^{-\sigma \rho_t d} = I_0 e^{-\mu d}$$

$\mu$  è detto coefficiente di attenuazione e dipende dal contributo di ciascun processo di interazione fotoni-materia  $\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p$  (rispettivamente coefficiente di attenuazione dovuto all'effetto fotoelettrico, scattering Compton e produzione di coppia). Ciascun processo è infatti indipendente dagli altri e può essere studiato a parte.

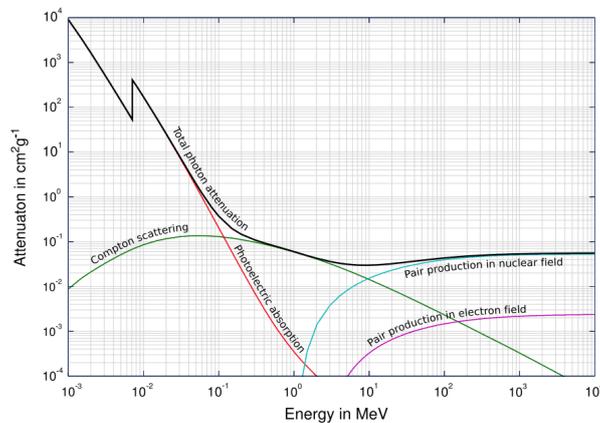


Figura 2.2: L'andamento in funzione dell'energia delle sezioni d'urto dei diversi tipi di interazione per un materiale tipico. Si nota il predominio dell'effetto fotoelettrico a basse energie, dello scattering Compton ad energie intermedie e della produzione di coppia ad alte energie.

### 2.1.1 Effetto fotoelettrico

Per le radiazioni meno energetiche ( $< 50$  keV) il processo ampiamente più vantaggioso è l'effetto fotoelettrico. In questa interazione un elettrone del materiale passivo assorbe completamente il fotone venendo perciò liberato dal legame atomico. Se il fotone incidente ha frequenza  $\nu$  e indichiamo con  $I_n$  l'energia di legame del livello  $n$ -esimo a cui si trova l'elettrone, questo verrà liberato con energia cinetica

$$K = h\nu - I_n$$

Rilevando l'elettrone e la sua energia si può riconoscere la radiazione. Come si vede dal grafico nella figura 2.2 nonostante l'altissima sezione d'urto che si ha a basse energie, l'incidenza di questa interazione diventa irrilevante ad energie più elevate di qualche decina di keV.

Interessante evidenziare il picco improvviso nella curva. Questa discontinuità è detta absorption edge e coincide con l'energia del livello atomico più basso del materiale. Fotoni con energia leggermente inferiore a quella dell'edge non possono infatti in alcun modo liberare gli elettroni del guscio più interno, mentre quelle appena sopra possono accedere a qualunque guscio e hanno perciò più possibilità di interazione. Analogamente ad energie più basse sarebbe possibile vedere altri absorption edge per ogni livello energetico.

La lacuna lasciata dall'elettrone liberato può causare una serie di transizioni elettroniche dai livelli superiori che andranno a generare l'emissione di raggi X caratteristici del materiale. I fotoni X emessi possono

talvolta essere assorbiti a loro volta da elettroni del materiale che verranno a loro volta liberati dai loro legami. Questo processo è detto effetto Auger.

Se l'energia del fotone è di poco superiore a quella di legame l'elettrone viene emesso perpendicolarmente alla direzione di propagazione del fotone e tendenzialmente nella direzione del campo elettrico. Per energie maggiori l'angolo di scattering diminuisce, ma viene mantenuta la distribuzione polarizzata. Questa proprietà ci permette di effettuare rilevazioni polarimetriche riconoscendo radiazioni linearmente polarizzate e non.

La sezione d'urto per l'effetto fotoelettrico per energie nell'intervallo  $I_0 < E < m_e c^2$  segue l'andamento

$$\sigma_f = \alpha \pi a_B Z^5 \left( \frac{I_0}{E_\gamma} \right)^{7/2}$$

mentre per energie maggiori di  $m_e c^2$

$$\sigma_f = 2\pi r_e^2 \alpha^4 Z^5 \frac{(m_e c)^2}{E_\gamma}$$

È chiaro quindi che l'interazione è largamente più consistente a basse energie ( $\sim E^{-7/2}$ ) e in materiali ad alta  $Z$  ( $\sim Z^5$ ).

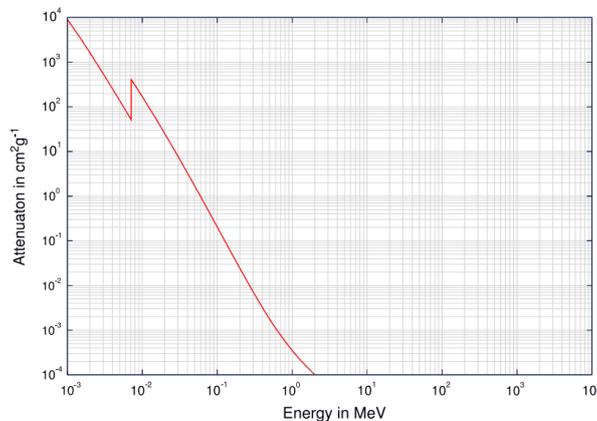


Figura 2.3: Andamento della sezione d'urto per l'effetto fotoelettrico in un materiale tipico.

### 2.1.2 Effetto Compton

Per le energie tra i 100 keV e 10 MeV lo scattering Compton è l'interazione più efficiente. Questo processo consiste nell'urto elastico tra un fotone e un elettrone. Il fotone altamente energetico trasferisce parte della sua energia all'elettrone e viene deviato dalla sua traiettoria, come in un urto classico.

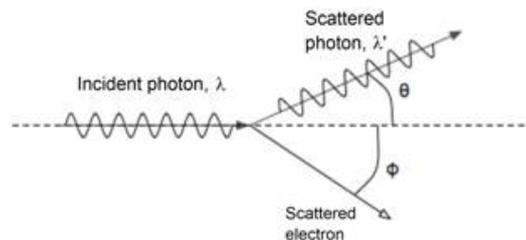


Figura 2.4: Il fotone urtando con l'elettrone viene deviato di un angolo  $\theta$  perde energia. L'elettrone, che ha acquistato l'energia persa dal fotone, viene liberato con un angolo  $\phi$

Semplicemente richiedendo la conservazione del quadri-impulso, e trascurando la velocità iniziale dell'elettrone (del tutto lecito per un elettrone atomico), è possibile ricavare la legge di Compton

$$\frac{1}{E_f} - \frac{1}{E_i} = \frac{1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \iff \lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)$$

Considerato che per ogni valore dell'angolo di scattering  $\theta$  si ha  $\cos\theta \leq 1$ , avremo sempre  $\Delta\lambda \geq 0$ , cioè il fotone perderà sempre energia. È diverso il caso in cui in si abbia a che fare con elettroni relativistici. In questa situazione, comune nei raggi cosmici, la legge di Compton non è più valida e i fotoni possono essere energizzati dagli elettroni anche fino allo spettro gamma. Questo processo è detto effetto Compton Inverso.

Per diversi angoli di scattering avremo diversi valori di energia trasferita, in particolare per  $\theta = 0$  non c'è scattering e l'energia non cambia, mano a mano che l'angolo aumenta aumenta l'energia trasferita fino a raggiungere un valore massimo per  $\theta = 180^\circ$ . In quest'ultimo caso l'energia ceduta all'elettrone raggiunge il valore limite

$$\Delta E_{max} = E_i \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{2E_i}{m_e c^2}} \right)$$

### 2.1.3 Produzione di coppia

Sopra i 10 MeV il processo più utile risulta la produzione di coppia. Interagendo con un nucleo il fotone può infatti decadere producendo una coppia elettrone-positrone, entrambe particelle cariche che possono essere rilevate. La misura della direzione e dell'energia di queste ci permette di conoscerne il momento attraverso la relazione di mass-shell

$$\mathbf{p}^2 = \frac{E^2}{c^2} - m^2 c^2$$

Semplicemente richiedendone la conservazione si può quindi ricavare direzione ed energia del fotone. Questo processo non può però avvenire nel vuoto. Per un singolo fotone infatti non è possibile conservare correttamente il quadri-impulso a causa del termine di massa che viene a sparire nel processo. L'interazione del fotone con un nucleo rende però possibile il decadimento facendo sì che parte del momento iniziale venga trasferito al nucleo. Questo effetto di rinculo dell'atomo crea però un limite cinematico ineliminabile alla precisione con cui sarà possibile ricostruire il momento iniziale del fotone. La conservazione del momento lineare richiede

$$\mathbf{p}_\gamma = \mathbf{p}^+ + \mathbf{p}^- + \mathbf{p}_r$$

Il termine  $\mathbf{p}_r$ , che rappresenta il momento trasferito al nucleo, non è infatti rilevabile né prevedibile in alcun modo.

Più raramente la produzione di coppia può avvenire anche tramite l'interazione del fotone con un elettrone del materiale. Dato che la massa di un elettrone è almeno 3 ordini di grandezza più piccola di quella di un nucleo, il rinculo sarà nettamente più importante. Si parla infatti in questi casi di triplet-production (produzione di tripletto) dato che dopo l'interazione sarà possibile rilevare il moto di tre particelle cariche ad alta energia invece che solo due (vedi la fig. 2.5 per un esempio).

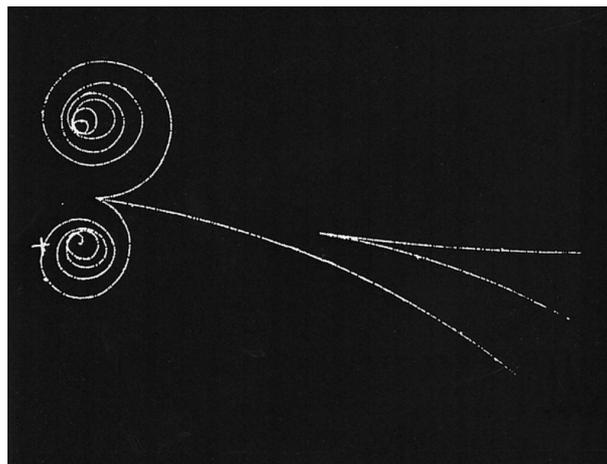


Figura 2.5: Impressione fotografica della traccia lasciata in una camera a bolle da una produzione di tripletto (in grande) e da una produzione di coppia. È possibile riconoscere i positroni dagli elettroni osservando la diversa curvatura delle traiettorie in presenza di campo magnetico: oraria per le cariche negative ed antioraria per quelle positive. Nella produzione di tripletto è evidente come la coppia prodotta abbia ereditato una frazione minore dell'energia iniziale del fotone dando luogo a curvatures molto più strette.

## 2.2 Tecnologie di rivelazione

Come si è visto studiando i meccanismi di interazione dei fotoni con la materia, la rivelazione dei gamma si traduce in ogni caso nella rivelazione di elettroni o positroni estremamente energetici<sup>1</sup>. Per questo scopo esistono una serie di tecnologie ormai molto consolidate di cui andremo in questa sezione a vedere da vicini i principali esempi.

### 2.2.1 Silicon Strip Detector

Quelli al silicio sono i principali esempi di rilevatori a stato solido. Dato che il silicio è un semiconduttore presenta un gap energetico tra banda di valenza e banda di conduzione relativamente ridotto ( $\sim 1.1$  eV). Il passaggio di una particella carica molto energetica nel materiale fa sì che una piccola frazione della sua energia venga passata a qualche elettrone che salterà nella banda di conduzione andando quindi a lasciare una lacuna nella banda di valenza. Bastano mediamente 3.6 eV per creare una coppia elettrone-lacuna nel materiale. Se la microstrip è soggetta a una differenza di potenziale ci sarà allora una corrente ogni qual volta si produce una coppia. A temperatura ambiente però la quantità di elettroni che saltano spontaneamente nella banda di conduzione è molto elevato e questo rumore termico rende perciò indistinguibile il segnale dal rumore.

Per aumentare l'efficienza della rilevazione si utilizza silicio drogato. Diffondendo nella struttura del silicio atomi pentavalenti provenienti dal gruppo successivo a quello del silicio (P, As, Sb) si avrà un eccesso netto di elettroni di conduzione rispetto alle lacune (drogaggio  $n$ ). Al contrario con atomi trivalenti provenienti dal gruppo antecedente (B) si avrà un eccesso netto di lacune sugli elettroni di conduzione (drogaggio  $p$ ). Congiungendo due materiali di questo tipo (giunzione  $p-n$ ) si avrà allora una diffusione delle lacune verso la zona  $n$  e degli elettroni verso la zona  $p$  fino alla creazione di una zona centrale (detta zona di svuotamento) in cui il rapporto elettroni/lacune è di fatto pari a 1. Lo spostamento delle cariche crea però una differenza di potenziale che limita la diffusione e perciò la larghezza della zona di svuotamento. Applicando un potenziale esterno che asseconi lo spostamento si può però estendere la zona alla quasi totalità del dispositivo.

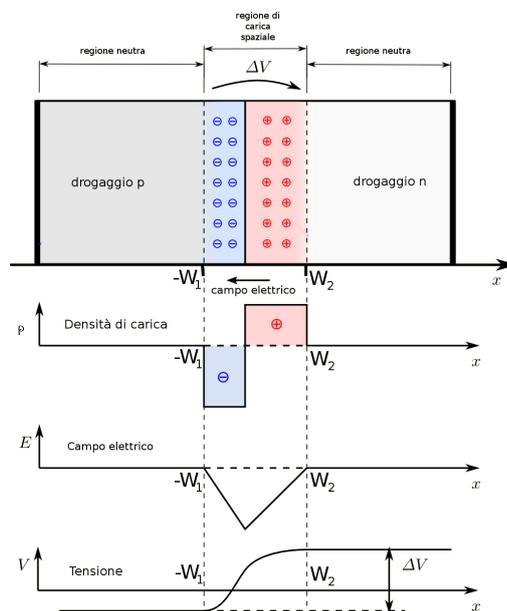


Figura 2.6: Illustrazione della zona di svuotamento in una giunzione  $p-n$ , della densità di carica, del campo elettrico e del potenziale.

In questa situazione la particella energetica che attraversa la zona di svuotamento genera una corrente

<sup>1</sup>Da un fotone di energia 100 MeV verranno a formarsi due particelle con energia totale  $\sim 50$  MeV. Considerato che di questi solo 0.5 MeV contribuiscono alla massa, si tratta senza dubbio di particelle ultra-relativistiche:  $\beta = 0.99995$ .

molto più intensa del rumore termico.

Nelle applicazioni pratiche il funzionamento delle giunzioni  $p-n$  è sfruttato in modo da realizzare dispositivi che oltre a individuare il passaggio di una particella possano anche riconoscerne la posizione di passaggio con elevata accuratezza. Tipicamente un rivelatore a microstrip a faccia singola (*Single Sided Silicon Strip Detector*, SSSD) sfrutta un corpo di silicio drogato  $n$  sulla cui superficie corrono delle sottili strisce di silicio drogato  $p$ . Alla base della zona  $n$  e su ogni strip c'è un contatto di alluminio e un amplificatore di corrente per permettere la lettura del segnale. Mantenendo il dispositivo sotto polarizzazione inversa, non appena la particella attraversa la zona di svuotamento, una corrente circola nelle due strip più vicine permettendo di individuare la posizione di incidenza. L'attivazione di due strip non è però affatto uno svantaggio. Dato che l'intensità di corrente è proporzionale alla distanza del passaggio si può ricavare il cosiddetto *baricentro di carica* per ricostruire con elevata precisione la posizione. Questi accorgimenti permettono di ottenere risoluzioni spaziali di pochi  $\mu\text{m}$  anche con pitch di  $100\ \mu\text{m}$ .

Nei rivelatori a doppia faccia (*Double Sided Silicon Strip Detector*, DSSD) sulla base del silicio corrono delle altre strip, perpendicolari a quelle  $p$ , ma caratterizzate da un drogaggio  $n$  molto elevato ( $n^+$ ). Con un funzionamento analogo questo tipo di detector permette di individuare sia la coordinata  $x$  che la  $y$  del punto di incidenza.

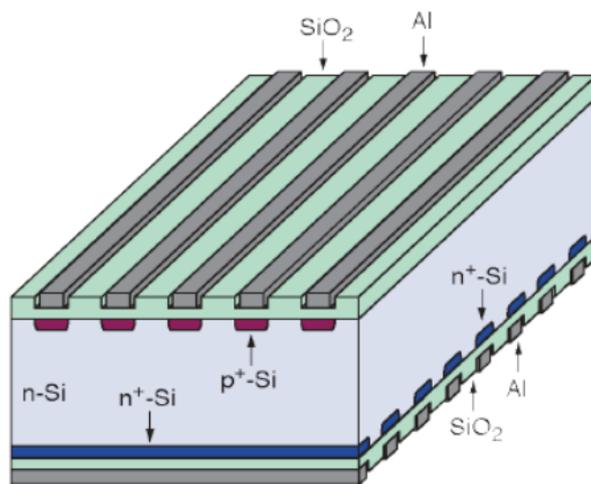


Figura 2.7: Struttura di un DSSD. La faccia su cui scorrono le strip  $p$  è detta lato giunzione, mentre l'altra è il lato ohmico.

### 2.2.2 Scintillatore

Gli scintillatori sono particolari materiali, organici e non, caratterizzati dalla proprietà di emettere luce ottica o ultravioletta quando sono attraversati da particelle energetiche. Il passaggio di queste causa l'eccitazione di elettroni del materiale che, tornando allo stato fondamentale emettono luce rilevabile. È chiaramente importante che i tempi di diseccitamento siano molto brevi e che il materiale scintillante sia trasparente alle frequenze emesse.

I materiali scintillanti sono la base dei calorimetri elettromagnetici. In questi dispositivi molto massicci fotoni e particelle cariche vanno in contro ad un effetto a cascata di decadimenti ed emissioni di frenamento che causano una intensa scintillazione. Rilevando infatti tutta la radiazione emessa durante il cosiddetto *shower elettromagnetico* è possibile ricostruirne l'energia totale con precisione.

Un'altra applicazione è quella delle fibre scintillanti. Utilizzando un materiale scintillante come core di una fibra ottica si può infatti avere una struttura micrometrica che emette un segnale al passaggio di una particella carica. Organizzando queste in un reticolo  $x-y$  si può ottenere un dispositivo tracciante, analogamente ai Silicon Strip Detector.

## 2.3 Rivelatori

### 2.3.1 Fermi

Il Fermi Gamma-ray Large Area Space Telescope [8] è un osservatorio spaziale per la rilevazione dei raggi gamma sviluppato dalla NASA in collaborazione con le Agenzie Spaziali di Italia, Francia, Giappone e Svezia. È composto da due strumenti:

- il Large Area Telescope (LAT), telescopio a produzione di coppia sensibile alla radiazione gamma tra 20 MeV e 300 GeV
- il Gamma-Ray Burst Monitor (GBM), rivelatore di fenomeni transienti ad energie relativamente più basse tra 8 keV e 40 MeV.

Il GBM è costituito da dodici moduli di scintillatori a ioduro di sodio (NaI) sensibili ai raggi gamma di energia fino a circa un MeV e da due rivelatori al germanato di bismuto ( $B_4Ge_3O_{12}$ , ma comunemente abbreviato come BGO) capaci di rilevare lampi gamma di energia superiore a circa 150 keV.

Il LAT (schematizzato nella fig. 2.8) è costituito da una matrice 4x4 di moduli, detti torri. Ciascuno di questi presenta un tracciatore-convertitore con strati di DSSD e di tungsteno e un calorimetro elettromagnetico di ioduro di cesio (CsI). Tutto lo strumento è circondato da uno schermo anti-coincidenza che rileva il passaggio di particelle cariche provenienti dall'esterno. Questa accortezza è necessaria per escludere dalle rilevazioni eventuali segnali che non derivano dal decadimento dei fotoni e che quindi costituirebbero un fondo nelle misure dello strumento.

Nel tracciatore si alternano gli strati di tungsteno come materiale passivo per indurre la conversione dei fotoni e layer di rivelatori a microstrip di silicio double sided per rilevare con precisione la posizione di passaggio delle coppie prodotte.

Questo primo segmento della torre permette di ricavare con precisione le traiettorie della coppia e di conseguenza del fotone. Nella seconda parte le particelle prodotte entrano nel calorimetro elettromagnetico. Questo dispositivo realizzato in un materiale scintillante ad alta  $Z$  fa sì che le particelle cariche vadano in contro ad una serie di interazioni a cascata (bremsstrahlung, pair-production, etc) che portano al completo assorbimento dell'energia iniziale delle due. Misurando l'intensità complessiva della scintillazione è possibile quindi ricavare con precisione l'energia iniziale del fotone. Sommando vettorialmente i momenti della coppia è invece possibile ricavarne la direzione di provenienza.

Anche se il fotone non dà luogo a un produzione di coppia, viene comunque assorbito e rilevato dal calorimetro. La stima della sua direzione di incidenza sarà però molto grossolana.

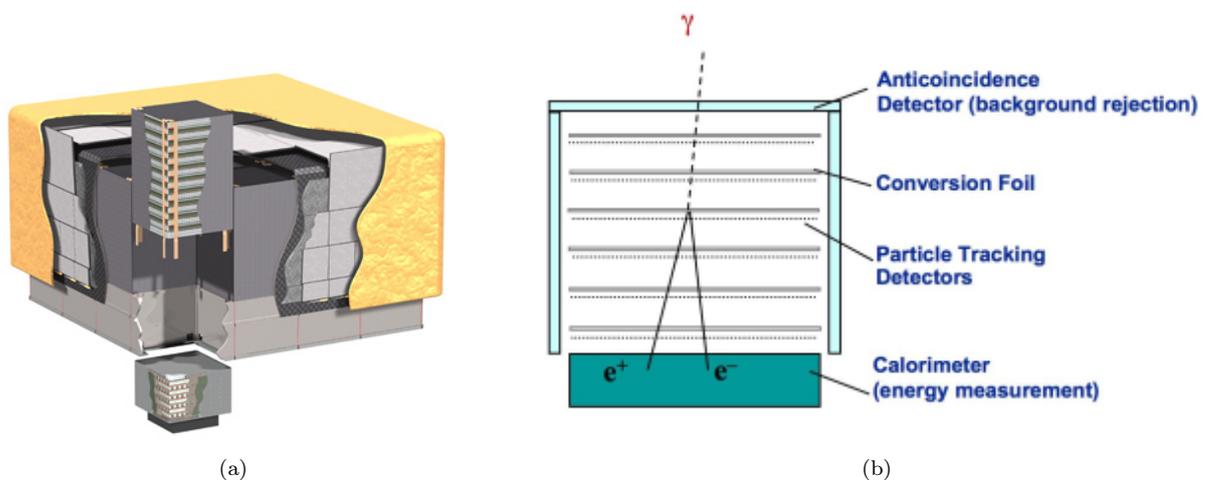


Figura 2.8: (a) Spaccato del LAT. L'immagine mette in evidenza la torre in cui si possono distinguere la parte superiore, ovvero il tracciatore-convertitore, e il calorimetro nella parte inferiore. L'immagine (b) schematizza il funzionamento del tracciatore-convertitore.

I limiti di questo strumento molto potente e sofisticato emergono particolarmente per i fotoni a energie relativamente basse. Quando le particelle cariche attraversano gli strati del tracciatore infatti vanno incontro ad una moltitudine di deboli scattering con gli atomi del tungsteno e del silicio (scattering multiplo coulombiano). Ad ogni urto la traiettoria cambia leggermente rispetto a quella iniziale in modo imprevedibile. Questo effetto è tanto più evidente tanto minore è il momento delle particelle, per questo diventa rilevante soprattutto a basse energie. La risoluzione angolare, cioè la precisione con cui è possibile individuare la direzione dei raggi incidenti è perciò limitata.

Gli effetti del MS possono essere contenuti tenendo conto delle rilevazioni dei soli primi due strati dalla conversione. La presenza però degli strati di tungsteno completamente passivi fa sì che ci siano delle zone ad alto scattering in cui è impossibile tracciare le particelle. Per questo le misure risultano inevitabilmente degradate.

La risoluzione angolare per il singolo fotone incidente è infatti inferiore a  $0.15^\circ$  per radiazioni con energia  $E > 10$  GeV, mentre risulta oltre  $3.5^\circ$  per  $E < 100$  MeV [8].

Fermi rappresenta il più avanzato telescopio gamma attualmente in funzione e ha già compiuto un gran numero di importanti scoperte nei suoi 11 anni di attività, ma risulta, come abbiamo visto, limitato nella regione sub-GeV, regione tuttavia fondamentale per lo studio dei fenomeni citati nel capitolo 1.

### 2.3.2 e-ASTROGAM

Il progetto e-ASTROGAM [14] si propone di ottenere delle elevate prestazioni nel range di energie che va da 0.3 MeV a 3 GeV, sfruttando una struttura innovativa capace di rilevare sia produzioni di coppia che scattering Compton.

Il segmento superiore del rivelatore è composto da un tracciatore-convertitore a DSSD come quello di Fermi-LAT dal quale però sono rimossi gli strati di tungsteno per ridurre lo scattering multiplo e migliorare quindi la risoluzione angolare a discapito dell'efficienza.

Al di sotto del tracciatore si trova un calorimetro elettromagnetico composto da una griglia di 33856 cristalli scintillanti di CsI(Tl) per misurare l'energia delle particelle incidenti e la posizione di incidenza. Tutto attorno allo strumento è presente un sistema anti-coincidenza per filtrare i segnali esterni.

Quando un evento Compton ha luogo, un fotone trasferisce parte della sua energia a un elettrone del silicio, risultandone deviato, ma creando un segnale rilevabile. Dopo l'interazione il fotone viene assorbito in una cella del calorimetro che ne misura l'energia  $E_2$  rimanente e ne ricava la direzione di scattering. Se l'energia iniziale era  $< 1$  MeV non siamo in grado di ricostruire la direzione di scattering dell'elettrone, ma solo l'energia  $E_1$  che deposita nel silicio. Queste informazioni sono sufficienti per individuare una corona circolare da cui dovrebbe provenire il fotone individuata dall'angolo  $\theta$  secondo la legge di Compton:

$$\cos \theta = \frac{m_e c^2}{E_2} + \frac{m_e c^2}{E_1 + E_2}$$

Se però l'elettrone è più energetico possiamo ricostruire la sua direzione tramite il tracciatore e restringere quindi il cerchio ad un arco. Lunghezza e spessore dell'arco dipendono chiaramente dall'incertezza sulle direzioni di scattering e sulle misure di energia.

Per le produzioni di coppia il funzionamento è identico a quello di Fermi-LAT e schematizzato nella figura 2.9.

Si prevede che la PSF di e-ASTROGAM sarà circa quattro volte più precisa sia di quella di Fermi-LAT per le rilevazioni di produzioni di coppia che di quella di COMPTEL [13] per le rilevazioni di eventi Compton [14]. Si veda la figura 2.10 per un confronto grafico tra le sensibilità di questi strumenti.

La risoluzione energetica per gli eventi Compton risulta notevolmente migliore di quella del predecessore COMPTEL ( $\sim 3.6$  volte migliore) raggiungendo circa l'1.3% a 1 MeV. Oltre i 30 MeV, nella regione energetica delle produzioni di coppia, è decisamente più scarsa. A 100 MeV è circa del 30%.

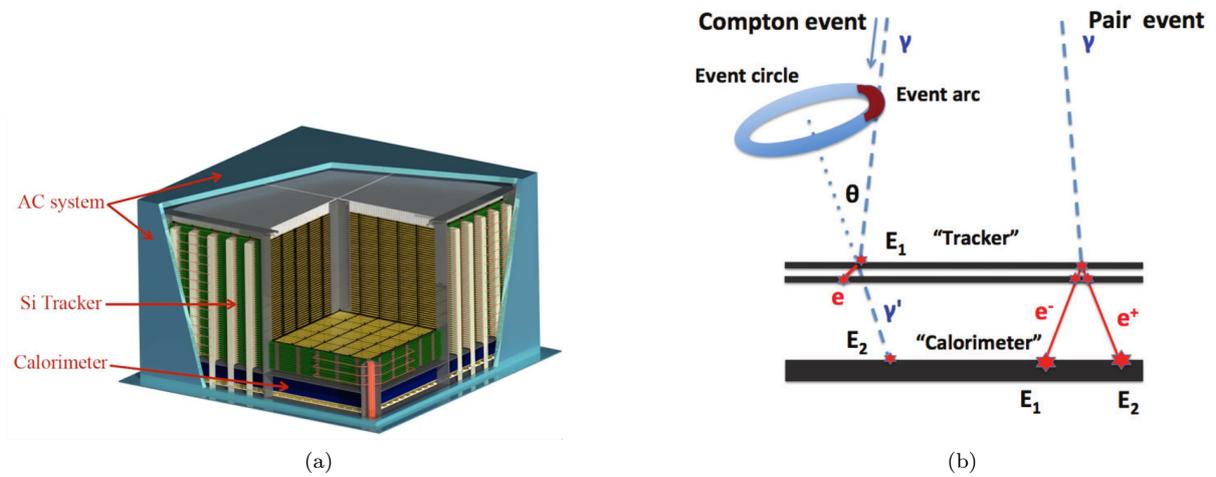


Figura 2.9: (a) Spaccato del rivelatore che mette in evidenza le tre componenti fondamentali. Nella figura (b) lo schema di un evento Compton, sulla sinistra, e di una produzione di coppia sulla destra.

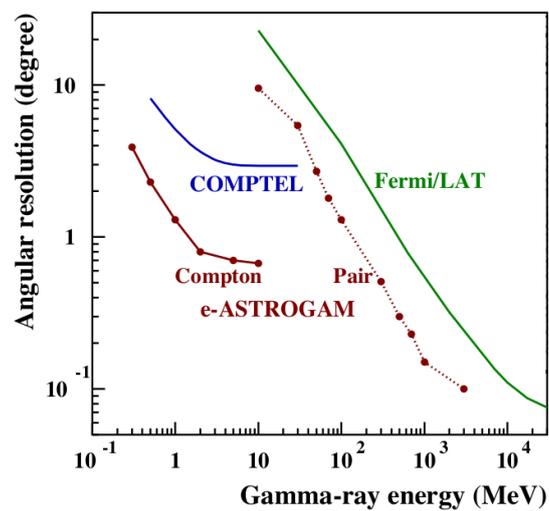


Figura 2.10: La linea rossa continua rappresenta la sensibilità di e-ASTROGAM per gli eventi Compton, mentre quella continua la sensibilità per le produzioni di coppia. Per confronto sono riportate in blu la sensibilità di COMPTEL e in verde quella di Fermi-LAT.

### 2.3.3 AdEPT

Uno degli esperimenti che si prefigge l'obiettivo di superare Fermi-LAT nel campo sub-GeV è l'Advanced Energetic Pair Telescope (AdEPT) [15]. L'idea di AdEPT per ridurre l'incertezza dovuta al MS è quella di sfruttare un rivelatore a gas che permetta sia di avere bassa occorrenza del MS che di tracciare le traiettorie delle coppie nelle tre dimensioni con elevata precisione. Rispetto al modello di Fermi-LAT AdEPT, non solo elimina le componenti passive, ma estende la componente attiva in modo uniforme su tutto il volume del rivelatore.

Il concept di AdEPT combina una camera a proiezione temporale (TPC) a gas con una griglia 2D di rivelatori a micro pozzi (MWD) posta alla sua base.

Nella TPC una apposita miscela di gas nobili viene mantenuta all'interno di un campo elettrico uniforme orientato verso la base superiore della camera. Quando un fotone gamma entra, interagendo con il gas, creerà una coppia elettrone-positrone. Queste due particelle cariche e ad alte energie andranno a ionizzare gli atomi di gas lungo le loro traiettorie. Gli elettroni liberati dalla ionizzazione saranno a questo punto spinti dal campo elettrico verso la base della camera e il MWD.

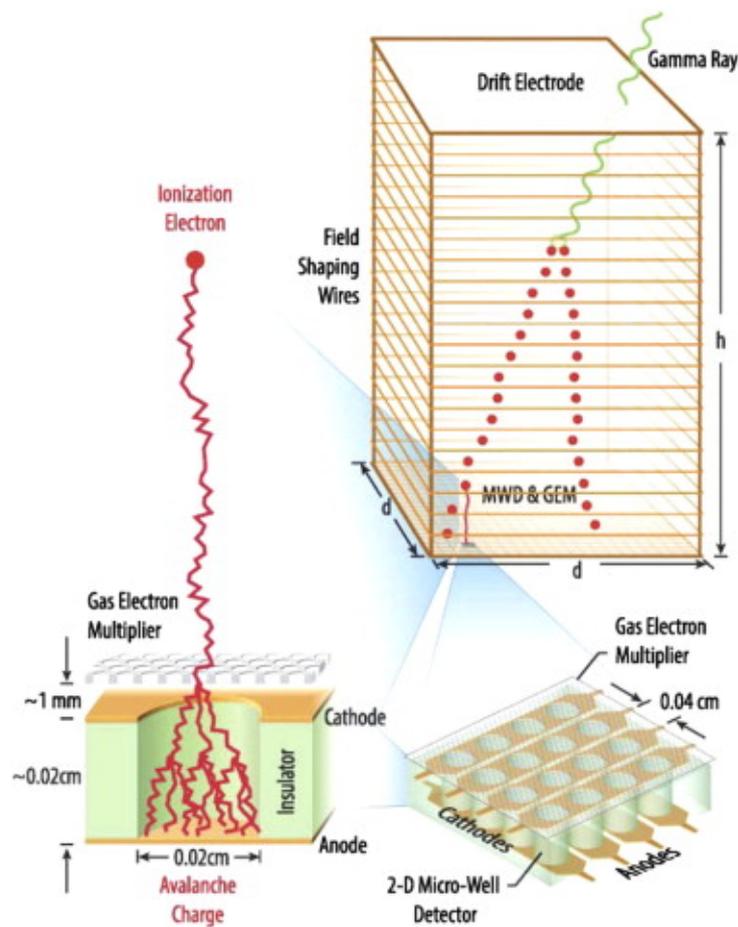


Figura 2.11: Schema della struttura e del funzionamento della TPC a MWD del rivelatore di AdEPT.

Il MWD presenta una serie di anodi e una di catodi disposti perpendicolarmente gli uni rispetto agli altri in modo da definire una griglia cartesiana (vedi fig. 2.11). Ad ogni incrocio ciascun catodo presenta un foro per permettere l'ingresso degli elettroni di ionizzazione nel cosiddetto micro-pozzo. All'interno di questo il campo elettrico generato da catodo e anodo è così intenso da generare una cascata Townsend di ionizzazione non appena entra l'elettrone. La cascata genera una corrente tra i due elettrodi che permette di registrare la posizione  $x-y$  dell'evento. Combinando le letture di tutti i pozzi si può quindi ricostruire la proiezione 2D del moto della coppia prodotta. A questo punto si può ricavare anche la coordinata  $z$  temporizzando l'acquisizione dei segnali dai micro-pozzi. Considerato che la velocità di deriva degli elettroni di ionizzazione nella TPC dipende solo dall'intensità del campo elettrico ( $v_d = \mu E$ ), si può facilmente ricavare la differenza  $\Delta z$  tra le quote in cui si è generata la ionizzazione, misurando lo sfasamento

$\Delta t$  tra i tempi di acquisizione dei segnali:  $\Delta z = v_d \Delta t$ . Questo ci permette di ricostruire nel dettaglio le traiettorie delle due particelle prodotte nelle tre dimensioni.

La risoluzione spaziale della proiezione  $x$ - $y$  dipende chiaramente dal pitch del MWD, cioè la distanza tra ciascun pozzo, che è 400  $\mu\text{m}$  nel design attuale (contro i 228  $\mu\text{m}$  di Fermi-LAT). La risoluzione sull'asse  $z$  dipende invece dalla frequenza di campionamento e dalla velocità di deriva degli elettroni di ionizzazione. Per raggiungere una risoluzione su  $z$  simile a quella del piano  $x$ - $y$  è necessaria una frequenza di campionamento di  $\sim 225$  kHz [15].

AdEPT è ancora in sviluppo, ma i primi test e simulazioni prevedono risoluzioni angolari di  $\sim 0.6^\circ$  a 70 MeV, appena il doppio del limite cinematico imposto dal rinculo del nucleo nella produzione di coppia. A energie più basse arriva quasi a coincidere con il limite cinematico che diventa sempre più rilevante. In ogni caso si mantiene di almeno un ordine di grandezza più preciso di Fermi-LAT.

L'alta risoluzione 3D delle tracce permette di ricostruire l'energia degli elettroni/positroni tramite lo studio del multiple scattering (se hanno energie maggiori di 1 MeV). Tuttavia si prevede di avere incertezze migliori del 15% solo a energie superiori a 10 MeV. Ma lo studio è ancora in corso.

I principali limiti di questo tipo di strumento sono di tipo tecnologico e logistico. È necessario infatti costruire una struttura pressurizzata di grandi dimensioni che possa mantenere il gas in pressione, senza perdite, nel vuoto spaziale.

### 2.3.4 PANGU

PANGU (PAir-productionN Gamma-ray Unit) [1] è un altro dei progetti di telescopio spaziale gamma proposti per raggiungere alte prestazioni di risoluzione angolare tra 10 MeV e 1 GeV. L'idea di PANGU si basa sull'eliminare da un modello a produzione di coppia con un tracciatore-convertitore, come quello di Fermi-LAT, tutte le componenti puramente passive ed assottigliare al massimo le componenti attive. Vengono infatti eliminati completamente i layer di tungsteno, responsabili della gran parte del MS, affidando solo ai tracciatori la funzione di convertitore. Oltre a questo cerca di mantenere il peso sotto i 100 kg per rendere lo strumento estremamente versatile e adatto anche a voli spaziali leggeri.

Per raggiungere questo obiettivo PANGU propone due alternative per lo sviluppo del tracciatore e altre due per il sistema di misura energetica.

Per il tracciatore tengono in considerazione:

- strip di silicio, soluzione classica veloce e affidabile
- fibre scintillanti, soluzione innovativa potenzialmente più economica e con prestazioni molto simili

Mentre per la misura energetica sono possibili:

- calorimetro elettromagnetico, come nella maggior parte dei rivelatori, ad alta efficienza, ma molto pesante
- spettrometro magnetico, molto più leggero, tendenzialmente meno efficiente

Anche se lo spettrometro ha una risoluzione energetica limitata ( $\sim 30\%$  con un campo magnetico da 0.1 T) rispetto ai calorimetri comunemente usati ( $1 \div 2\%$ ), il limite di peso costringe un eventuale calorimetro ad avere ingenti perdite energetiche (soprattutto per fotoni a bassa energia). Ad esempio il mini-calorimetro di AGILE da 30 kg, per fotoni da 100MeV ha una risoluzione energetica del 70% [16].

La soluzione con fibre scintillanti e spettrometro (PANGU-Fi) rappresenta la configurazione più interessante per il costo contenuto, il peso ridotto e le elevate prestazioni. Tuttavia utilizzare silicio e spettrometro (PANGU-Si) è più facilmente realizzabile a breve termine, dato che la tecnologia delle fibre è ancora in sviluppo.

A queste due componenti del rivelatore va associato un sistema anti-coincidenza su cinque dei sei lati dello strumento per eliminare segnali esterni.

Per le previsioni sulle prestazioni è stata realizzata una simulazione che tiene conto di 50 strati  $x$ - $y$  di fibre disposti a 6 mm di distanza così da ottenere un tracciatore di dimensione  $50 \times 50 \times 30$  cm<sup>3</sup>. Per il magnete è stato considerato un diametro di 25 cm, una profondità di 5 e un'intensità del campo di 0.1 T. Prima e dopo il magnete sono posizionati due strati traccianti. Con questa configurazione lo strumento a 100 MeV raggiunge una risoluzione angolare minore di  $1^\circ$  e un'incertezza sull'energia inferiore al 30%. Nell'immagine 2.12 è possibile vedere a confronto la risoluzione angolare prevista per PANGU, quella prevista per AdEPT e quella attualmente raggiunta di Fermi-LAT.

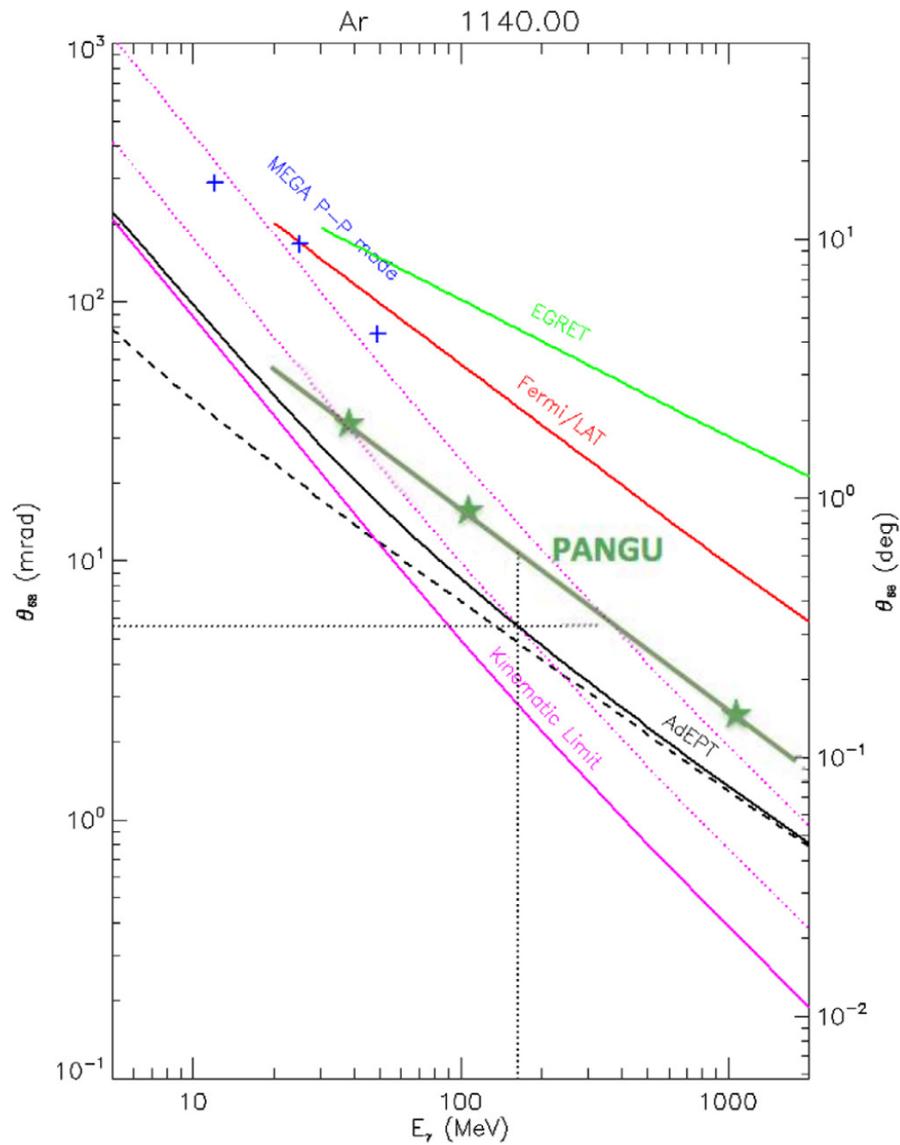


Figura 2.12: Il grafico riporta le capacità risolutive in funzione dell'energia dei telescopi Fermi-LAT (in rosso), AdEPT (in nero) e PANGU (in verde scuro). La linea magenta continua delinea il limite cinematico dovuto al rinculo nucleare, mentre quelle tratteggiate il suo doppio e quintuplo.

# Capitolo 3

## POX

In questo capitolo descriverò i dettagli del progetto POX, all'interno del quale si colloca il mio lavoro, illustrerò le soluzioni che ho adottato per lo sviluppo dell'algoritmo di *Track Finding* e descriverò i risultati che ho ottenuto.

### 3.1 Il progetto

L'esperimento POX (PANGU Optimization and eXperimental verification) è un progetto finanziato da ASI e INFN finalizzato allo sviluppo, test e ottimizzazione di un rivelatore di raggi gamma a produzione di coppia basato sul modello proposto dal progetto PANGU [1]. Quest'ultimo rappresenta uno dei candidati a superare la risoluzione angolare di Fermi nella regione energetica sub-GeV (10 MeV - 1 GeV). POX cerca di verificare la realizzabilità e il funzionamento delle soluzioni innovative proposte da PANGU.

A tal scopo è in corso la realizzazione di una simulazione Monte Carlo e di un prototipo funzionante che potrà essere testato su fascio. Per la costruzione di quest'ultimo verranno utilizzati componenti di recupero di altri esperimenti. In particolare utilizzerà SSD provenienti dagli esperimenti AMS-02 e DAMPE e un magnete cilindrico capace di generare un campo uniforme da 0.05 T.

Se le previsioni della simulazione saranno validate dai risultati del primo test su fascio (*test beam*) sarà allora possibile utilizzarla per prevedere le caratteristiche ottimali di un nuovo prototipo. Questa versione ottimizzata sarà realizzata utilizzando componenti appositamente realizzati secondo le indicazioni della simulazione. Anche questo sarà messo sotto esame in un secondo *test beam* che permetterà di caratterizzare efficienza e prestazioni.

Il mio lavoro all'interno del progetto si colloca a livello del software di analisi dati, in particolare nello sviluppo dell'algoritmo di ricostruzione delle tracce.

#### 3.1.1 Componenti disponibili

I rivelatori a disposizione per la costruzione del prototipo sono dei SSD provenienti dagli esperimenti AMS-02 e DAMPE (immagine 3.1.a). I primi sono dei *double-sided* spessi  $300\ \mu\text{m}$  con pitch  $110\ \mu\text{m}$  sul lato giunzione e  $208\ \mu\text{m}$  sul lato ohmico. Sono in grado di raggiungere una risoluzione spaziale di  $10\ \mu\text{m}$  (giunzione) e  $30\ \mu\text{m}$  (ohmico).

Quelli di DAMPE sono invece *single-sided*, con spessore  $320\ \mu\text{m}$  hanno un pitch di  $121\ \mu\text{m}$  e raggiungono una risoluzione spaziale di  $30\ \mu\text{m}$ . Se sarà possibile verranno utilizzati anche dei nuovi rivelatori da  $150\ \mu\text{m}$ .

Per lo spettrometro si ha a disposizione un magnete permanente a cilindro cavo (immagine 3.1.b). Questi può generare un campo uniforme perpendicolare al suo asse di intensità 0.05 T. Per la versione finale di PANGU era stato considerato un campo da 0.1 T, ma 0.05 dovrebbe comunque essere sufficiente per avere una risoluzione energetica del 50% con fotoni da 1 GeV [1]. Compromesso accettabile per i fini del progetto.

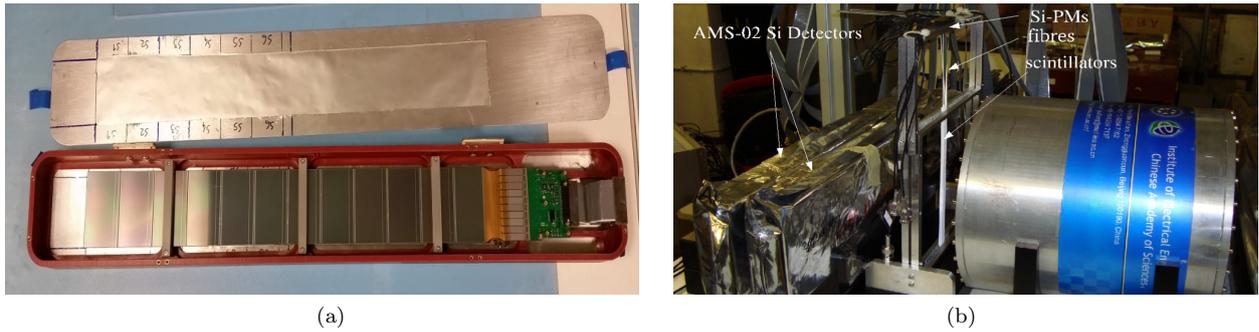


Figura 3.1: La foto (a) ritrae uno dei rivelatori di AMS-02. Tutti i rivelatori sono già provvisti dell'elettronica di lettura e delle strutture di supporto. In (b) il magnete che sarà utilizzato.

### 3.1.2 Test Beam

Il prototipo sarà testato su fascio nel prossimo giugno 2020 presso l'acceleratore di elettroni Mikrotron di Mainz in Germania. È qui infatti possibile generare un fascio di fotoni gamma introducendo un bersaglio di silicio nel fascio di elettroni. Questi infatti, attraversando il materiale, andranno ad irraggiare radiazione gamma per effetto del *bremmstrahlung*. Estrahendo poi gli elettroni tramite un campo magnetico è possibile avere un fascio puro di fotoni ad alta energia (figura 3.3).

Sarà utilizzata una configurazione come quella in figura 3.2 per verificare il funzionamento di tutte le componenti. Si sfrutteranno quanti più possibili rivelatori ci saranno a disposizione per andare a comporre il tracciatore/convertitore, così da avere la migliore efficienza di conversione possibile.

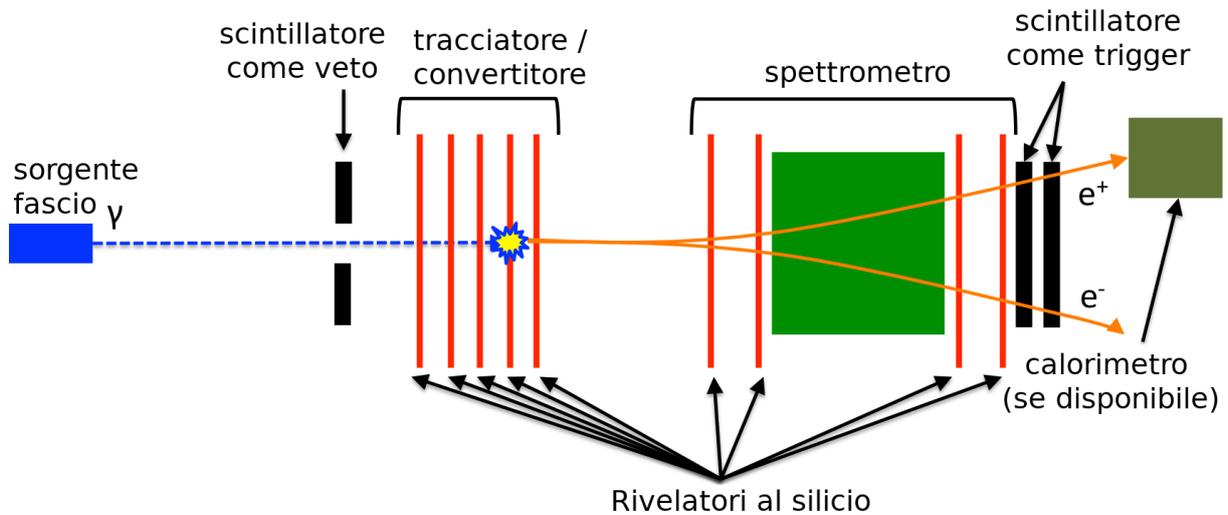


Figura 3.2: Schema della configurazione che sarà usata per il *test beam*. Lo scintillatore a valle del rivelatore sarà usato per dare l'innesco (*trigger*) all'acquisizione, mentre quello a monte permetterà di filtrare eventuali elettroni sfuggiti al campo magnetico. L'eventuale calorimetro aiuterà a validare le misure energetiche.

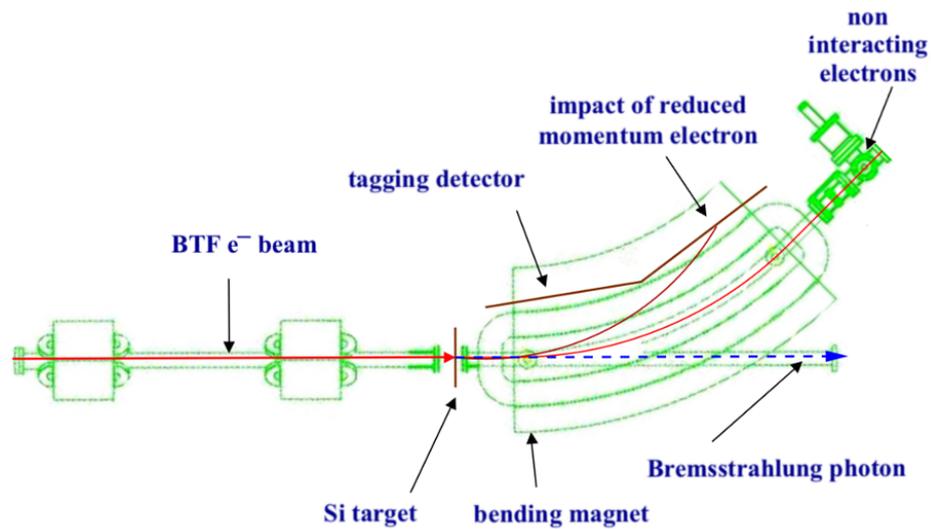


Figura 3.3: Lo schema riportato in figura illustra il meccanismo di produzione del fascio di fotoni gamma. Sebbene sia basato sull'acceleratore dei Laboratori Nazionali di Frascati è perfettamente analogo a quello che viene utilizzato a Mainz. Collidendo sul target di silicio, gli elettroni generano fotoni per *bremmstrahlung* e il campo magnetico estrae questi dal fascio. Gli elettroni che hanno irradiato, avendo perso energia, vengono deviati maggiormente rispetto a quelli non interagenti. La posizione di collisione degli elettroni rallentati con il *tagging detector* permette di conoscere lo spettro dei fotoni prodotti.

### 3.1.3 Simulazione

La simulazione, realizzata utilizzando il framework Geant4 [17], permette già di riprodurre tutti i processi di interazione cui vanno incontro i fotoni e le varie particelle secondarie e terziarie liberate all'interno di un modello digitale del rivelatore.

È da questa che ho acquisito i dati su cui ho basato il mio lavoro di sviluppo del software di ricostruzione delle tracce. In particolare i dati che ho raccolto sono stati generati considerando 100 000 fotoni con energia 100 MeV ciascuno. La geometria del rivelatore presa in considerazione è quella illustrata nell'immagine 3.4 e considera 19 volumi di silicio, di cui 15 nel tracciatore e 4 usati per lo spettrometro. Di questi i primi cinque hanno spessore  $150 \mu\text{m}$ , mentre i restanti  $300 \mu\text{m}$ . Allo stato attuale il rivelatore è simulato solo da volumi di silicio puro. Non sono presi in considerazione né le strutture di supporto e lettura indispensabili in uno strumento reale né la risoluzione spaziale del dispositivo.

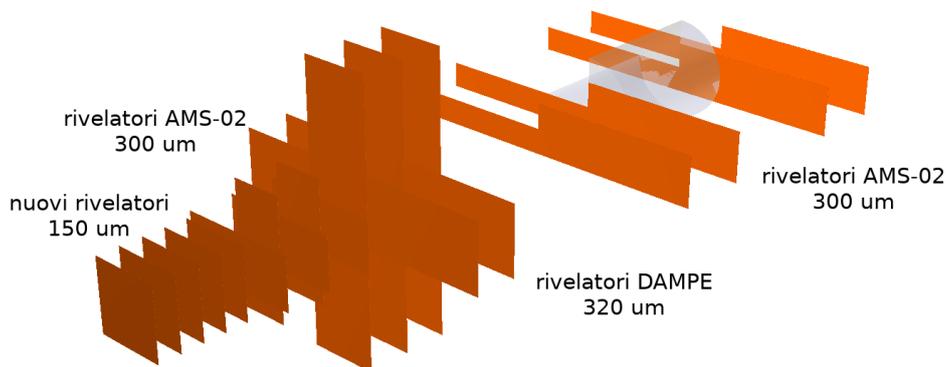


Figura 3.4: Geometria dell'apparato studiato nella simulazione. Sono stati considerati anche 5 dei nuovi rivelatori che saranno realizzati, insieme ai rivelatori che sono già a disposizione.

## 3.2 Ricostruzione tracce

Come è stato visto nel capitolo 2, per ricostruire la direzione di provenienza di un fotone in un telescopio a produzione di coppia è necessario misurare le direzioni su cui si muovono le particelle prodotte. Attraversando gli strati del rivelatore, disposti lungo la direzione  $z$ , le particelle attivano determinate strip su ogni piano corrispondenti alle  $x$  e  $y$  di incidenza che il sistema d'acquisizione (DAQ) registra. I dati grezzi raccolti dallo strumento consistono essenzialmente in una serie di punti (hit) disposti nello spazio. Dato che le misure di  $x$  e  $y$  sono però indipendenti le hit rappresentano in realtà le proiezioni del moto sui due piani ortogonali  $z-x$  e  $z-y$ . Non è perciò possibile (neanche con dei DSSD) collocare una hit nello spazio 3D. Il DAQ infatti non ha alcun modo di riconoscere i segnali generati dall'una o dall'altra particella. È quindi in fase di analisi dati che l'algoritmo di riconoscimento tracce (*track finding*) distingue tra le hit due (o più) sottoinsiemi relativi all'una e all'altra particella.

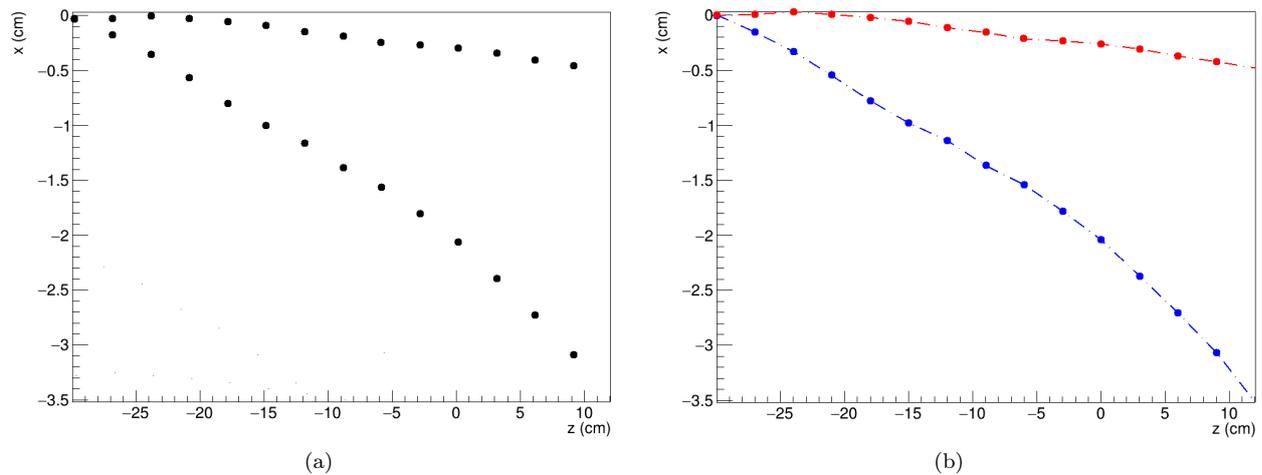


Figura 3.5: Date le coordinate dei punti di interazione nei diversi strati del tracciatore (a), l'algoritmo di riconoscimento tracce deve essere in grado di distinguere le due traiettorie distinte delle particelle (b).

Se le particelle sotto studio non sono affette dall'azione di campi esterni (e.g. campo magnetico) sarà sufficiente sfruttare un algoritmo in grado di distinguere autonomamente serie di punti allineati (vedi fig. 3.5). A tale scopo si può sfruttare un metodo molto diffuso nel campo dell'intelligenza artificiale (e in particolare della visione artificiale) per il riconoscimento delle forme: il metodo della trasformata di Hough.

### 3.2.1 Trasformata di Hough

Nella sua forma più generale la trasformata di Hough è una tecnica di estrazione di caratteristiche grafiche che permette di evidenziare in una immagine particolari classi di curve. È basata su una trasformazione dello Spazio dell'Immagine (SI) verso uno Spazio Parametrico che sfrutta una parametrizzazione delle curve che si intende ricercare. Se lo SI è definito dall'insieme dei punti  $(x, y)$ , lo SP sarà invece popolato dalle  $n$ -uple  $(a_1, a_2, a_3, \dots)$  dei parametri da cui dipendono le curve.

Nel nostro caso specifico ci rifacciamo alla trasformata di Hough classica per la ricerca di linee rette. Le curve che andiamo a cercare sono cioè rette, che possono essere facilmente rappresentate dalla relazione

$$y = mx + q$$

Ad ogni retta  $y = m_0x + q_0$  dello SI corrisponderà perciò un punto  $(m_0, q_0)$  nello SP (vedi fig. 3.6).

Dato che però il dominio in cui variano  $m$  e  $q$  è illimitato si è soliti usare nella pratica un'altra rappresentazione. Definendo  $r$  come la distanza tra l'origine e la retta e  $\theta$  come l'orientamento di questa rispetto all'asse  $x$ , la retta è individuata dalla relazione

$$\rho = x \cos(\theta) + y \sin(\theta)$$

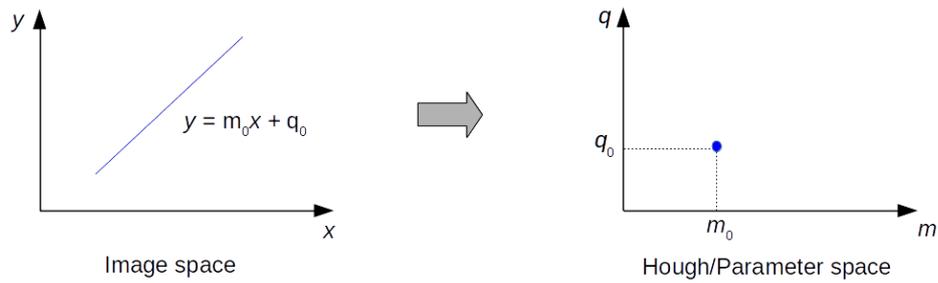


Figura 3.6: La retta  $y = m_0 x + q_0$  è rappresentata nello SP dal punto  $(m_0, q_0)$ . Entrambi i parametri  $m$  e  $q$  vivono nell'intervallo  $(-\infty, \infty)$ .

Con questa rappresentazione un punto dello SI trasforma in una sinusoide, ma a una retta è ancora associato un punto nello SP.

Definita la rappresentazione si sfrutta un sistema a votazione per individuare i punti allineati. Si deter-

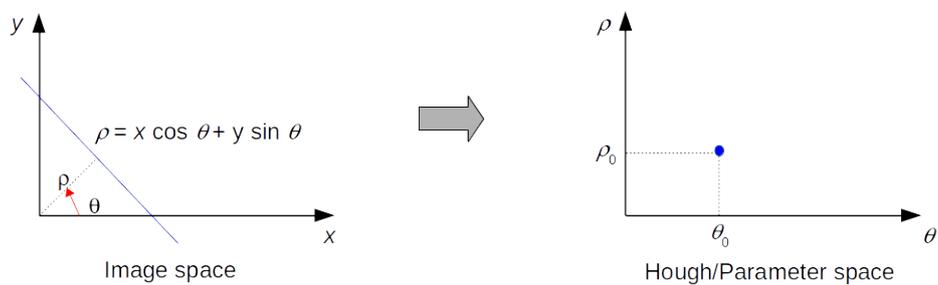


Figura 3.7: Con la rappresentazione polare alla retta  $\rho_0 = x \cos(\theta_0) + y \sin(\theta_0)$  corrisponde il punto  $(\rho_0, \theta_0)$  nello SP.  $\theta \in (-\pi/2, \pi/2)$  e  $\rho \in (-\rho_{max}, \rho_{max})$  dove  $\rho_{max}$  è la massima distanza tra l'origine e un punto dell'immagine.

minano le rette passanti per ciascuna coppia di hit dello SI e si rappresentano nello SP. L'accumularsi di voti attorno ad un  $(\rho_0, \theta_0)$  rivelano un allineamento delle hit lungo la retta  $\rho_0 = x \cos(\theta_0) + y \sin(\theta_0)$ . Per l'implementazione pratica l'algoritmo necessita ancora di alcuni accorgimenti. Il dominio dello SP deve essere quantizzato in modo da poter essere rappresentato da un array di intervalli discreti. Ogni coppia di punti dello SI andrà così a votare in un intervallo di questi. Individuando gli intervalli con più voti nello SP si potranno così ottenere i parametri delle migliori rette passanti per le hit (vedi figura 3.8). Anche se la tecnica descritta si riferisce a eventi 2D, non è un vero problema applicarlo a particelle che si muovono nello spazio 3D. Come si è detto sopra infatti le hit vengono acquisite in modo indipendente nel piano  $z-x$  e nel piano  $z-y$ . Basterà quindi applicare la trasformata nei due piani ortogonali per ottenere un set di quattro parametri che individuano le due rette:  $\rho_x, \rho_y, \theta_x$  e  $\theta_y$ .

Evidenziamo come, definendo degli intervalli troppo grandi, oltre ad avere una stima molto grossolana di  $\rho$  e  $\theta$  si rischia di non distinguere due allineamenti vicini. Al contrario con intervalli troppo stretti si possono perdere punti che non sono perfettamente allineati. Questo ultimo pericolo è molto importante nel nostro caso avendo a che fare con particelle molto sensibili allo scattering coulombiano.

Nei casi come il nostro, in cui le particelle sono molto sensibili allo scattering, i picchi dello SP raramente rappresentano una singola cella ben definita. Per migliorare la stima dell'angolo ed individuare i punti che hanno contribuito a votare per quella direzione si può fare un passaggio ulteriore. Partendo dal fondo del rivelatore, ogni volta che si incontrano più hit alla stessa  $z$ , si escludono tutte tranne la più vicina alla retta ricostruita e si aggiornano i parametri della retta. Così facendo si ottiene un insieme di hit che senza ambiguità dovrebbe individuare la traiettoria della particella.

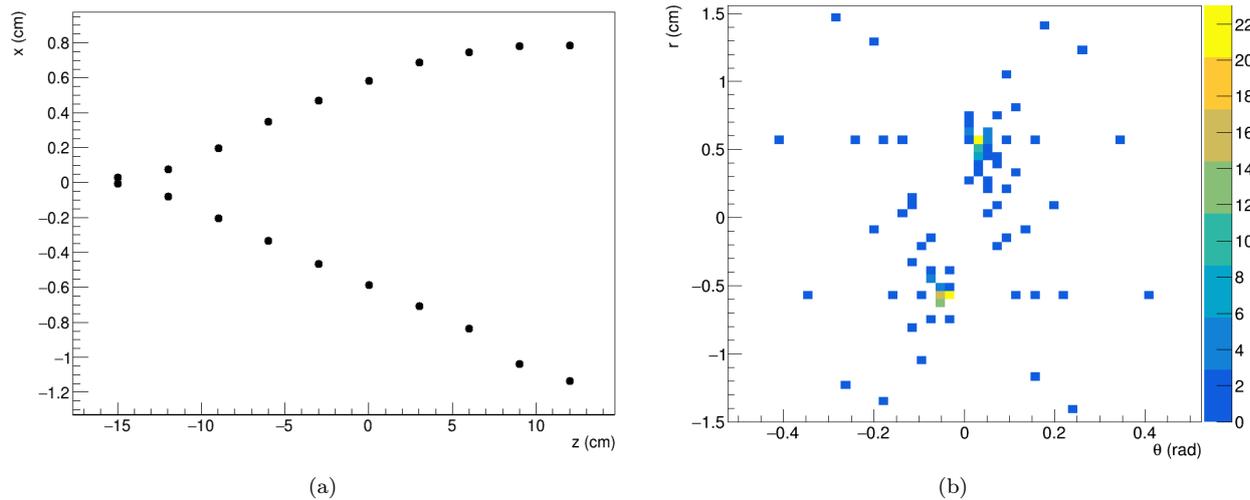


Figura 3.8: Riempendo l'istogramma (b) con i parametri delle rette che passano per ciascuna coppia di punti nel grafico (a) vengono a definirsi due picchi ben distinti. Questi due individuano le direzioni lungo le quali sono distribuite le hit

### 3.2.2 Problema del vertice

L'applicazione pratica di questo metodo ai dati di POX ha però restituito in molti casi pessimi risultati: l'elevato tasso di scattering a cui sono soggette le particelle rende le traiettorie tutt'altro che rettilinee dopo pochi strati (vedi figura 3.9). Le particelle tendono molto spesso ad effettuare una curva netta che causa l'intrecciarsi e il confondersi delle traiettorie.

Per ottenere una migliore ricostruzione è risultato vantaggioso effettuare una seconda votazione Hough

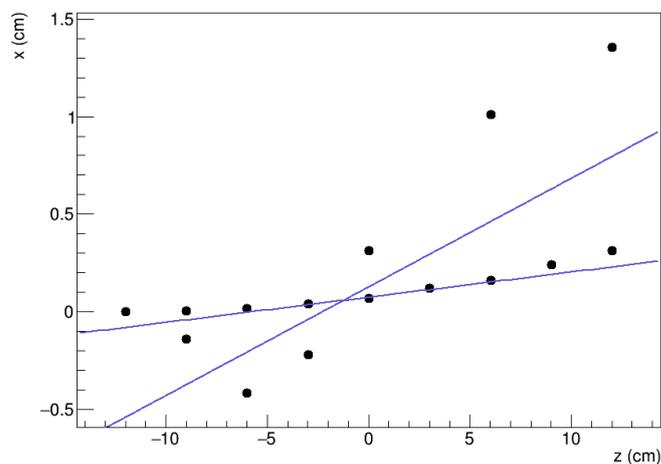


Figura 3.9: Mentre una traccia è facilmente ricostruita dalla trasformata di Hough, l'altra, deformata dallo scattering, non risulta difficilmente ricostruibile.

considerando soltanto le prime due hit delle particelle dopo la conversione (figura 3.10). Se la votazione plenaria si avvicina di più all'andamento finale della traiettoria, la votazione ristretta rispecchia maggiormente l'andamento iniziale. Combinando il gruppo di hit votanti per una direzione del vertice con il gruppo di votanti complessivi che più si avvicina nella posizione di raccordo, si può quindi ricostruire con maggiore accuratezza una traccia (figura 3.10).

Le rette individuate con la votazione nel vertice ci permettono di ricostruire in modo estremamente preciso anche la direzione di produzione della coppia. Il valore individuato da questi punti è affetto infatti solo dall'incertezza relativa allo scattering fatto nello spessore del rivelatore in cui c'è stata la conversione

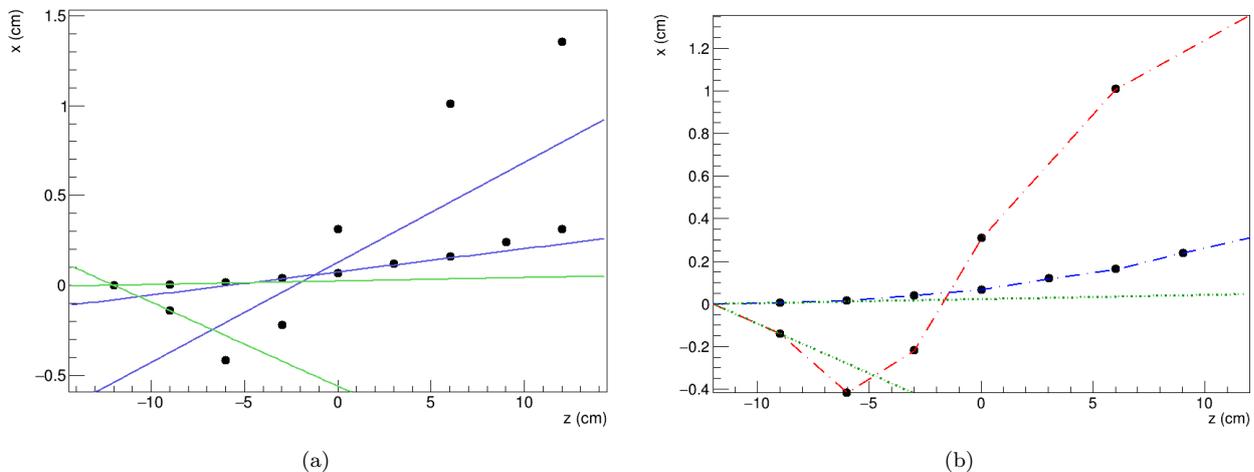


Figura 3.10: La seconda votazione effettuata sulle prime hit (in verde) permette di ricostruire chiaramente anche la traiettoria più deformata e distinguere le due particelle (colorate in rosso e blu in (b)). Le direzioni individuate forniscono inoltre un'ottima stima delle direzioni di produzione della coppia.

Accanto a una precisa individuazione di queste direzioni ( $\hat{n}_1$  e  $\hat{n}_2$ ) è tuttavia necessaria una corretta identificazione delle particelle fino all'ultimo strato del tracciatore. Solo così facendo sarà possibile infatti associare la giusta misura di momento ( $p_1$  e  $p_2$ ) e quindi di energia ( $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$ ) effettuata dallo spettrometro alle rispettive direzioni, permettendo così la ricostruzione della direzione del fotone incidente.

$$\hat{n}_\gamma = \frac{p_1\hat{n}_1 + p_2\hat{n}_2}{E_1 + E_2}$$

### 3.2.3 Risultati

Su 100 000 eventi simulati si sono verificate 2 860 conversioni. Di queste solo 454 ha segnato almeno 6 hit ed è stata perciò analizzata.

Le soluzioni illustrate nei paragrafi precedenti hanno permesso all'algorithm, nella maggior parte dei casi, di associare almeno l'80% delle hit alla traccia corretta (figura 3.11).

Tuttavia non di rado sono state solo le prime o le ultime hit ad essere invertite andando perciò a compromettere la corretta associazione di direzione e intensità del momento. Risultano infatti solo il 68% i casi in cui la ricostruzione è stata effettuata senza invertire le misure.

I risultati ottenuti per la ricostruzione della direzione iniziale del fotone sono comunque molto buoni. La figura 3.12.a riporta la proiezione sul piano  $x-y$  dei vettori ricostruiti per i 454 fotoni rivelati. La distribuzione risulta correttamente centrata nel punto  $(0, 0)$  e presenta una deviazione standard addirittura inferiore a quella prevista da PANGU (figura 3.12.b). Questo risultato rivela in realtà la leggerezza con cui è stata programmata la simulazione. Non si tiene conto infatti né di tutte le componenti che, oltre al silicio, compongono i rivelatori, né della risoluzione spaziale di questi.

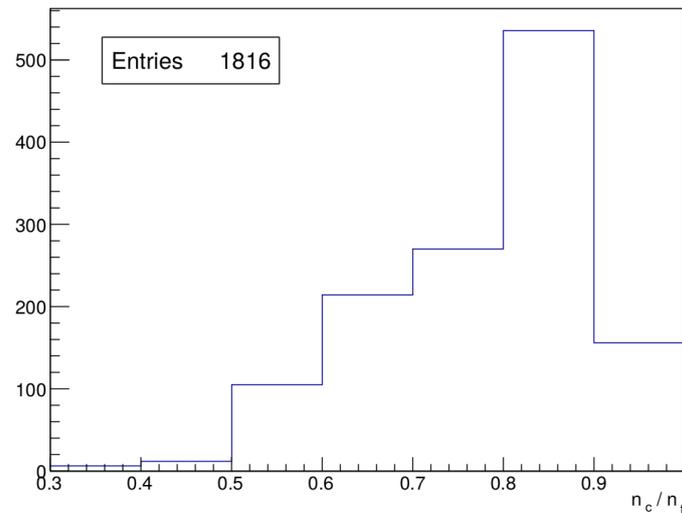


Figura 3.11: L'istogramma riporta la frazione di hit correttamente riconosciute all'interno di ciascuna traccia ricostruita. Considerando le due particelle per ogni evento e le due viste  $z-x$  e  $z-y$  sono state ricostruite in tutto 1816 tracce. Di queste più di 500 presentavano tra l'80 e il 90% di hit correttamente collocate nella traccia. I casi che cadono sotto il 50% sono dovuti a hit da particelle terziarie e quaternarie (elettroni di ionizzazione o Compton) che hanno deviato la ricostruzione della traccia.

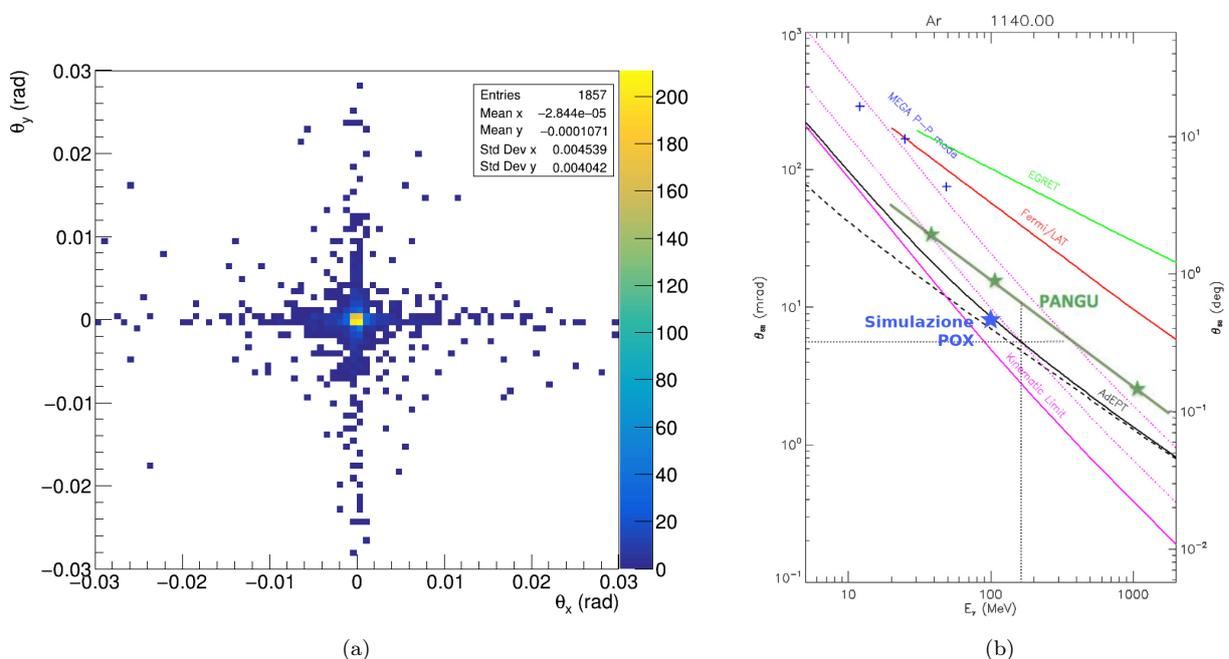


Figura 3.12: Le proiezioni delle direzioni ricostruite dei fotoni sul piano  $x-y$  delineano la risposta dello strumento ad una sorgente puntiforme. Questa per definizione è la Point Spread Function del rivelatore simulato. La deviazione standard di questa distribuzione (4 mrad) rappresenta la risoluzione angolare ottenuta.

# Conclusioni

Questo lavoro di tesi mi ha dato modo di conoscere le caratteristiche più importanti relative alla radiazione gamma astronomica, dei processi fisici che li coinvolgono e degli strumenti tecnologici che ne permettono la rilevazione. Ho potuto quindi comprendere i limiti degli strumenti attuali nella rilevazione della radiazione sub-GeV e le varie proposte che sono state avanzate nel tentativo di superarli.

Il progetto POX mi ha dato l'opportunità di lavorare in questo settore con lo sviluppo di un algoritmo di ricostruzione tracce. Ho dovuto interfacciarmi con la simulazione che era stata precedentemente sviluppata, implementando un algoritmo per acquisire dati in modo realistico. È necessario infatti adattare la verità Monte Carlo della simulazione alle capacità limitate di un sistema d'acquisizione reale.

Mi sono basato su questi per sviluppare un software in grado riconoscere in modo autonomo le tracce di due particelle cariche nonostante gli effetti degradanti dello scattering multiplo. Ho sfruttato per questo scopo una variazione della tecnica, propria della *computer vision*, della trasformata di Hough. Ho testato in fine, con successo, l'effettivo funzionamento dello stesso. Nel 68% dei casi studiati è stato possibile ricostruire correttamente la traccia delle particelle dalla produzione alla misura energetica.

Sfruttando l'algoritmo di ricostruzione delle tracce sviluppato in questo progetto di tesi ho potuto inoltre ricavare una stima della risoluzione angolare che il rivelatore potrà avere, ottenendo risultati molto incoraggianti per il progetto.

I risultati ottenuti sono molto promettenti, ma allo stesso tempo evidenziano anche dei limiti nello stato attuale dello sviluppo. La purezza della ricostruzione è ancora troppo bassa e può essere sicuramente migliorata e ottimizzata. La simulazione non riesce ancora a riprodurre nel dettaglio la geometria del rivelatore in modo del tutto realistico e necessita pertanto di ulteriore lavoro. Il perfezionamento della simulazione permetterà di verificare l'affidabilità del mio algoritmo e le previsioni ottenute.

Sarà infine solo il test su fascio che permetterà di validare il corretto funzionamento di tutto l'apparato.

# Bibliografia

- [1] X. Wu et al. "PANGU: A High Resolution Gamma-Ray Space Telescope." Ed. Tadayuki Takahashi, Jan-Willem A. den Herder, and Mark Bautz. *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray* (2014)
- [2] M. Ackermann et al. "Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants." *Science* 339.6121 (2013): 807–811
- [3] H. Zhang, M. Böttcher, "X-Ray and Gamma-Ray Polarization in Leptonic and Hadronic Jet Models of Blazars," *Astrophys. J.* 774, 18 (Sept. 2013).
- [4] Gao, Yi-Tian, Stecker, Floyd, Gleiser, Marcelo, Cline, David. (1990). Large-scale anisotropy in the extragalactic gamma-ray background as a probe for cosmological antimatter. *The Astrophysical Journal*. 361. 10.1086/185821
- [5] D.Hooper, T.R.Slayter, "Two Emission Mechanisms in the Fermi Bubbles: A Possible Signal of Annihilating Dark Matter." (2013) arXiv:1302.6589v1
- [6] A. Giuliani et al. "Neutral Pion Emission From Accelerated Protons In The Supernova Remnant W44." *The Astrophysical Journal* 742.2 (2011)
- [7] Rodolfo Gambini, Jorge Pullin "Nonstandard Optics from Quantum Space-Time." *Physical Review D* 59.12 (1999)
- [8] W. B. Atwood et al. "The Large Area Telescope On The Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission." *The Astrophysical Journal* 697.2 (2009): 1071–1102
- [9] M.Tavani et al. "AGILE: a Gamma-Ray Mission for a Light Imaging Detector" (1998) arXiv:astro-ph/9812096
- [10] G. Hermann, W. Hofmann, T. Schweizer, M. Teshima "Cherenkov Telescope Array: The next-generation ground-based gamma-ray observatory." arXiv:0709.2048v1
- [11] A. Abramovici et al. "LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory." *Science* 256.5055 (1992): 325–333
- [12] C. Bradaschia et al. "The VIRGO Project: A Wide Band Antenna for Gravitational Wave Detection." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 289.3 (1990): 518–525
- [13] V. Schonfelder et al. "The Imaging Compton Telescope Comptel on the Gamma Ray Observatory," in *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 31, no. 1, pp. 766-770, Feb. 1984.
- [14] V. Tatischeff et al. "The e-ASTROGAM Gamma-Ray Space Mission." *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray* (2016)
- [15] S. D. Hunter et al. "A pair production telescope for medium-energy gamma-ray polarimetry" *Astroparticle Physics* 59 (2014) 18-28
- [16] C. Labanti et al. "The Mini-Calorimeter detector for the AGILE mission," *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* 150, 34–37 (Jan. 2006)
- [17] Le tre pubblicazioni più importanti su Geant4 sono pubblicate in *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 506 (2003) 250-303, *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 No. 1 (2006) 270-278 and *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 835 (2016) 186-225