

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea Magistrale in Astrofisica e Cosmologia

**Effetti del rumore sulla PSF del satellite
e-ASTROGAM tramite l'utilizzo
del simulatore Geant4 per la rivelazione dei
Gamma-Ray Burst**

Tesi di Laurea Magistrale

Presentata da:
Simone Guidotti

Relatore:
Chiar.mo Prof. Cristian Vignali

Correlatori:
Dott. Andrea Bulgarelli
Dott.ssa Natalia Auricchio

*Ai miei genitori
che hanno sempre creduto in me*

Sommario

In questo lavoro di tesi si svilupperanno simulazioni col software BoGEMMS, il quale si basa sulle librerie del toolkit *Geant4* del CERN, che simula il trasporto di particelle attraverso la materia. Successivamente si studieranno le caratteristiche dei principali sottosistemi del payload del satellite e-ASTROGAM, proposto per la call M5 dell'ESA, e le componenti di rumore che sono presenti in un sistema di rivelazione, incentrando l'attenzione sugli effetti che comportano il *charge sharing* e il rumore elettronico sulla determinazione della risoluzione spaziale e della PSF di e-ASTROGAM. Esso è il primo satellite gamma in grado di coprire il range energetico 300 keV–3 GeV, che finora è rimasto in parte inesplorato poichè interessa un intervallo in energia in cui la radiazione viene emessa sia per effetto Compton sia tramite produzione di coppie, rendendo di fatto complessa la rivelazione del segnale derivante da entrambi i processi con un unico strumento. Grazie all'ampio campo di vista, l'ottima risoluzione angolare e la buona PSF, e-ASTROGAM sarà in grado di rivelare un gran numero di sorgenti transienti, tra le quali si stima un tasso di rivelazione di ~ 600 Gamma-Ray Burst (GRB) entro i primi tre anni dal lancio, programmato per il 2029. In particolare gli short-GRB sono ottimi candidati a ricoprire il ruolo di controparte elettromagnetica delle onde gravitazionali (GW, Gravitational Wave) in quanto sia i GRB sia le GW sono stati associati al merging di oggetti compatti. Per questo motivo, tramite e-ASTROGAM, ci si aspetta di rivelare negli anni a venire dei fenomeni transienti simultanei o quasi simultanei nell'intervallo energetico coperto dal satellite per avvalorare l'associazione GW–sGRB.

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Onde Gravitazionali	1
1.2	La missione e-ASTROGAM	10
1.3	Gamma-Ray Burst	16
2	Rivelatori di e-ASTROGAM	23
2.1	Il Tracker	27
2.2	Il Calorimetro	29
2.3	Il Sistema di Anticoincidenza	32
3	Geant4 - BoGEMMS - Il Simulatore	35
3.1	Efficienza di attenuazione	38
3.2	Software di Analisi	43
4	Rivelatore al Silicio	47
4.1	Giunzione p-n	50
4.2	Rivelatore a microstrip	54
4.3	DSSD	56
5	Rumore	59
6	Risoluzione spaziale	67
6.1	Risoluzione spaziale di rivelatori a microstrip	67
6.2	Risoluzione spaziale di e-ASTROGAM	70
6.3	PSF	75
7	Risultati	77
8	Conclusioni	85
A	Scintillatori	89

B	Meccanismi di interazione radiazione-materia	93
B.1	Effetto Fotoelettrico	94
B.2	Scattering Compton	95
B.3	Produzione di Coppie	96
C	Generazione della curva gaussiana per il <i>charge sharing</i>	97

Capitolo 1

Introduzione

Il capitolo introduttivo tratta il contesto scientifico attuale e del futuro prossimo in cui la missione e-ASTROGAM si collocherà, cioè verso la fine degli anni '20/inizio anni '30. Verranno illustrati gli studi attuabili grazie al suo utilizzo e i notevoli contributi dal punto di vista della ricerca scientifica che esso potrà offrire. In particolare, grazie alle sue elevate prestazioni, sarà in grado di rivelare una grande quantità, rispetto ai tassi di scoperta odierni, di fenomeni transienti, tra i quali i Gamma-Ray Burst. Si ipotizza che questi siano la controparte elettromagnetica delle onde gravitazionali, grazie alle quali si potrà aprire una nuova "finestra" per l'osservazione dell'Universo e dei fenomeni che accadono in esso.

1.1 Onde Gravitazionali

Le onde gravitazionali sono la prova della veridicità della teoria della Relatività Generale esposta da Einstein e rappresentano il risultato di una deformazione della curvatura dello spazio-tempo. Esse furono predette dallo scienziato nel 1916 e solo un secolo dopo se ne è avuta la controprova sperimentale tramite il rivelatore Advanced LIGO (Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory), un interferometro con due bracci disposti a L di 4 km l'uno illustrati in Figura 1.1 che opera nell'intervallo di frequenze 30 Hz-7000 Hz. Grazie ad esso si sono potuti rilevare finora tre eventi di onde gravitazionali (il 14 settembre (*Abbott et al. 2016*), il 26 dicembre 2015 (*Abbott et al. 2016*) e il 4 gennaio 2017 (*Abbott et al. 2017*) prodotte dal merging di due buchi neri (BH). Il primo evento ha coinvolto due BH di $36M_{\odot}$ e $29M_{\odot}$ a circa 1.3 miliardi di anni-luce dalla terra che si sono fusi a formare un unico buco nero rotante di $62M_{\odot}$, mentre le $3M_{\odot}$ rimanenti sono state emesse sotto forma di energia come onda gravitazionale. Il secondo evento è avvenuto a 1.4 miliardi di anni luce e le masse, molto minori, erano rispettivamente di $\sim 14M_{\odot}$ e $\sim 8M_{\odot}$, quindi, dal momento che la Gravitational Wave (GW) prodotta era meno energetica, è stata necessaria l'elaborazione dei dati acqui-

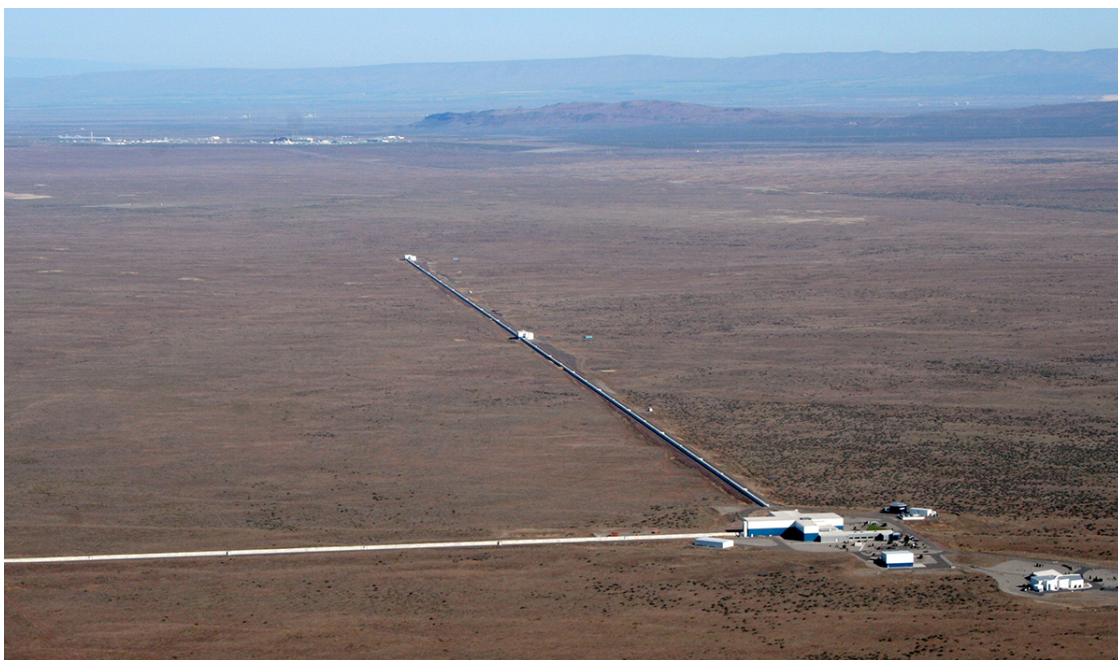


Figura 1.1: Foto aerea dell'interferometro Advanced LIGO a Livingston in Louisiana progettato dal California Institute of Technology (Caltech) e dal Massachusetts Institute of Technology (MIT) e sponsorizzato dalla National Science Foundation. La struttura consiste in un tunnel vuoto a forma di L, ogni lato del quale misura 4 km e alle estremità si trovano degli specchi sospesi per rilevare le infinitesimali deformazioni dello spaziotempo causate dalle onde gravitazionali. Credits: Ligo Observatory.

siti per distinguere il segnale di GW dal rumore di fondo ed evidenziare la presenza di un'onda gravitazionale; il terzo evento (*Abbott et al. 2017*), osservato nel secondo run di osservazioni LIGO, ha coinvolto due BH di masse $31M_{\odot}$ e $19M_{\odot}$ posti ad una distanza di 2.9 miliardi di anni luce.

Esse sono le soluzioni ondulatorie ammesse dall'equazione di campo¹ della relatività generale per il tensore metrico $g_{\mu\nu}$ e sono a tutti gli effetti una radiazione gravitazionale, al cui passaggio le distanze tra i punti dello spazio si contraggono ed espandono ritmicamente, ma per rilevare il fenomeno è necessaria una sensibilità altissima, dettata dal fatto che anche gli strumenti sono soggetti alle medesime deformazioni e per LIGO si parla di valori di sensibilità di una parte su $3 \cdot 10^{22}$. Tramite questo rivelatore, le onde gravitazionali dovrebbero distorcere lo spazio tra gli specchi (posti a 4 km l'uno

¹ $R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}$

$R_{\mu\nu}$ = tensore di curvatura di Ricci; R = traccia del tensore di Ricci; $g_{\mu\nu}$ = tensore metrico; Λ = costante cosmologica; $T_{\mu\nu}$ = tensore energia-impulso; c = velocità della luce; G = costante di gravitazione universale

dall'altro) di $\sim 10^{-18} m$; questo, messo a confronto con le dimensioni di un atomo di idrogeno, il quale è $\sim 5 \times 10^{-11} m$, fa capire il livello di sensibilità necessario. Una conseguenza essenziale dettata dalla scoperta delle GW riguarda l'interazione gravitazionale, che non implica solamente un'azione a distanza tra corpi massivi, ma mostra l'esistenza del campo gravitazionale anche in assenza di materia. Inoltre, grazie alle GW, è stato possibile determinare il limite superiore della massa del gravitone, cioè dell'ipotetica particella elementare che finora non ha mai avuto evidenze osservative, responsabile della trasmissione della forza di gravità nei sistemi di gravità quantistica. Ci sono varie sorgenti nell'Universo di onde gravitazionali e una frazione di esse si pensa che emetta nello spettro elettromagnetico, nonostante finora non siano mai state associate le due osservazioni, cioè nessuna famiglia di sorgenti ad oggi è stata osservata tramite onde gravitazionali e simultaneamente attraverso l'emissione di onde elettromagnetiche (EM). Il punto cruciale è la difficoltà di rilevare le controparti EM delle

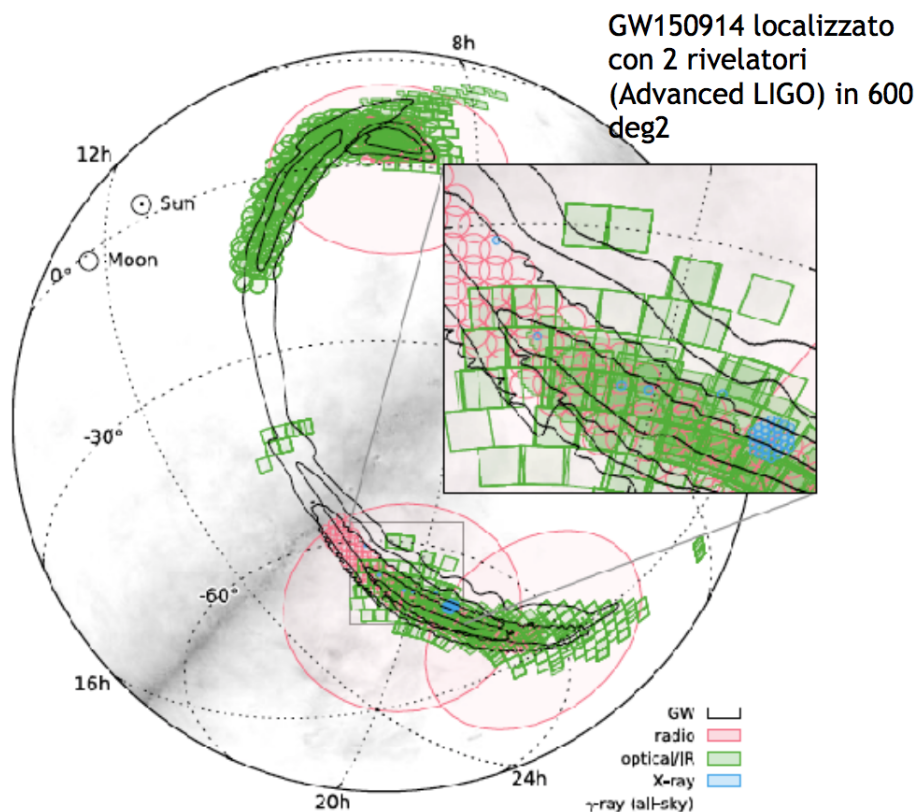


Figura 1.2: *Combinazione di osservazioni radio, ottiche/IR e X per localizzare la sorgente di onde gravitazionali GW150914 (Abbott et al. 2016) rivelata tramite i due rivelatori Advanced LIGO e localizzata in un'area di 600 gradi quadrati. I tempi scala in cui è avvenuta la copertura multifrequenza sono sull'ordine di qualche mese.*

GW, in quanto le regioni di cielo in cui vengono localizzate le sorgenti dai rivelatori di onde gravitazionali tramite gli interferometri sono molto più ampie dei FoV (Field of View) di telescopi X, ottici e radio. Per dare un'idea di come sia difficile individuare queste sorgenti con telescopi a campo più ristretto, si guardi la Figura 1.2, che rappresenta le zone coperte da osservazioni per localizzare la sorgente di onde gravitazionali GW150914 osservata dai 2 rivelatori di Advanced LIGO, in cui in rosso sono evidenziate le regioni di cielo analizzate con telescopi radio, in verde con strumenti ottici/infrarossi. Nella zona ingrandita di Fig.1.2, l'area coperta da osservazioni X è evidenziata in blu. Una volta che il rivelatore di onde gravitazionali ha definito la zona di cielo in cui si trova la sorgente, quest'area viene analizzata in un primo momento da rivelatori gamma come AGILE o Fermi/LAT, in seguito con telescopi a grande campo (ottici o a maschera codificata) ed infine con telescopi a piccolo campo. Per individuare sorgenti transienti rispetto agli altri oggetti di campo solitamente si effettua il confronto tra l'immagine acquisita con un dispositivo in grado di fare imaging e le immagini di archivio. Eventuali oggetti transienti successivamente vengono puntati con telescopi a campo stretto. Le immagini possono essere effettuate con telescopi ottici, andando a coprire la zona di LAT ($2.5 sr$), purchè si arrivi ad una error box inferiore a qualche arcominuto. In caso contrario osservazioni condotte con strumenti caratterizzati da campo stretto non sono in grado di trovare la sorgente. I telescopi γ hanno un campo di vista molto ampio e si "sposano" molto bene con la causa della ricerca della controparte elettromagnetica, in quanto si pensa che una parte dei candidati sia rappresentata dai Gamma-Ray Burst corti (sGRB), di cui si tratterà nella Sezione 1.3. Il problema di questi strumenti è che il tasso di detezione è piuttosto basso ad energie maggiori di 100 MeV, cioè di 2-3 GRB all'anno (e.g. *Narayana Bhat et al. 2016, Galli et al. 2013, Ackermann et al. 2013*)

In Figura 1.3 è riportata la sensibilità dell'interferometro italiano Advanced Virgo, a sinistra, e di Advanced LIGO, a destra. Le aree colorate indicano i miglioramenti che i due strumenti dovrebbero acquisire nel corso dei prossimi quattro anni per LIGO e due anni per Virgo, fino ad arrivare alla sensibilità massima rappresentata dalla linea magenta, cioè quella teorizzata nel design iniziale della missione. Il rumore che i rivelatori di GW percepiscono è raffigurato dal minimo dei grafici, in cui si raggiunge il massimo della sensibilità e questo copre un intervallo di frequenza che va da qualche decina a qualche migliaio di Hz . Ad oggi però gli interferometri sono sensibili solamente a questa banda di alte frequenze, per cui una grande frazione di emettitori di onde gravitazionali non sono ancora rilevabili e, nello spettro delle onde gravitazionali che va da $10^{-16} Hz$ a $10^3 Hz$, solamente gli eventi che emettono ad alte frequenze sono rilevabili. Le sorgenti che fanno parte di questa classe sono i sistemi binari compatti (due BH di massa stellare, cioè con $M < 100 M_{\odot}$, due stelle di neutroni(NS-NS) o un BH e una NS), le supernovae core-collapse e fenomeni di instabilità nelle NS isolate, i quali si pensa abbiano come controparte elettromagnetica rispettivamente i GRB cor-

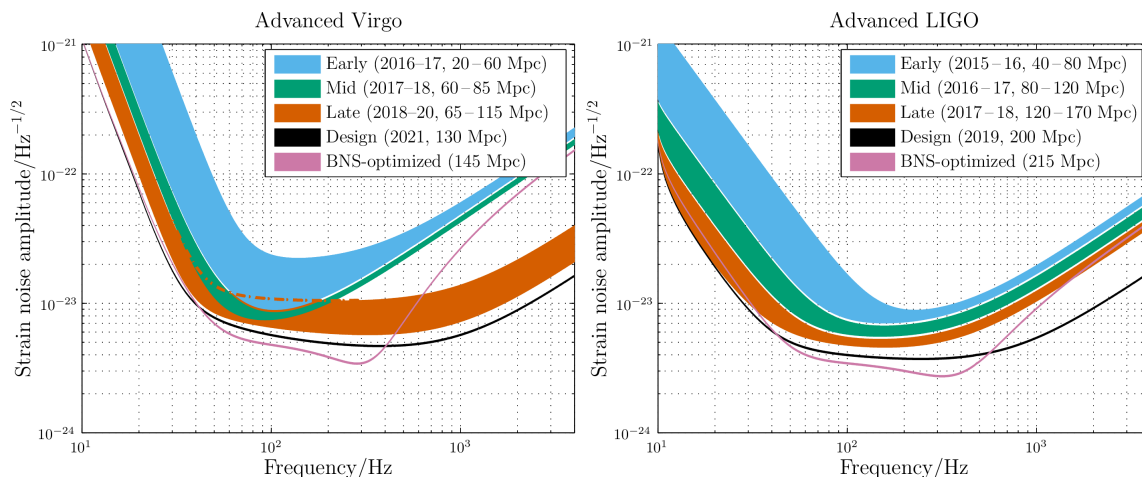


Figura 1.3: Ampiezza del rumore in funzione della frequenza di Advanced Virgo (Accadia et al. 2011) (a sinistra) e di Advanced LIGO (Abbott et al. 2009) (a destra). (da: Abbott et al. 2016).

ti, i GRB lunghi e i SGR (Soft Gamma Repeaters). Per queste ultime due classi ci si aspetta l'emissione di GW, ma non è ancora possibile predire con certezza l'output in energia gravitazionale e di conseguenza la distanza e il tasso, quindi c'è incertezza nella comunità scientifica sulla possibilità di rivellarli, mentre per la prima una componente è già stata associata, cioè il merging di due buchi neri che ha formato la GW150914 osservata il 14 settembre 2015. Focalizzando l'attenzione sulla classe di oggetti compatti, si possono avere due casi:

- due NS oppure una NS e un BH: la controparte elettromagnetica attesa è un GRB corto (< 2 s) perchè la presenza di una stella di neutroni fornisce il materiale necessario per essere riprocessato e produrre emissione elettromagnetica. I tempi della ricerca delle controparti EM variano a seconda della banda, per cui alle alte energie la controparte EM si pensa sia simultanea all'evento di emissione GW. Successivamente si può osservare l'*afterglow*, il quale emette prima in X, poi nell'ottico e infine nella banda radio, quindi in banda ottica sull'ordine di minuti/ore, mentre nel radio si parla di settimane dall'evento GW. Inoltre ci si aspetta un'altra componente nota col nome di kilonova, per cui parte del materiale durante la coalescenza viene espulso e "slegato" dall'attrazione gravitazionale del sistema; esso, essendo ricco di neutroni, subisce processi di nucleosintesi. Il decadimento degli isotopi formati molto pesanti scalda il materiale e produce un'emissione isotropa.
- due BH: l'assenza di una NS non fornisce il materiale da riprocessare, quindi non ci si aspetta emissione elettromagnetica. Alcuni modelli speculativi predicono

emissione EM tramite scenari esotici, e.g. *eLISA Consortium et al. 2013*, *Woosley 2016*, *Janiuk et al. 2017*, *Perna et al. 2016*, *Bartos et al. 2017*, *Stone et al. 2017*, *Murase et al. 2016*, *Zhang 2017*, *Liebling & Palenzuela 2016*, *Fraschetti 2016*.

La localizzazione delle sorgenti di onde gravitazionali, come detto in precedenza, è un problema fondamentale, perchè le regioni di cielo dove vengono individuate sono molto grandi. Gli interferometri applicano il metodo della triangolazione, come avviene per il GPS: supponendo di avere una sorgente che emette GW, il segnale viene captato in tempi differenti da più rivelatori posti molto distanti. Per esempio per LIGO uno è ad Hanford Site, nello Stato di Washington, e uno a Livingston, nella Louisiana a 3000 km di distanza. In base alla differenza di tempo di ricezione del segnale si può ricostruire l'angolo di incidenza, per cui la localizzazione determina un anello di probabilità di trovare la sorgente al suo interno. In realtà non è un anello completo perchè esistono zone di cielo in cui i rivelatori non sono sensibili, quindi la figura finale risulta essere un arco (Figura 1.2). La localizzazione della sorgente viene fornita sotto forma di mappe di probabilità del cielo dove le aree al 90% di confidenza coprono dalle centinaia alle migliaia di gradi quadrati. Queste aree diminuiranno notevolmente applicando la triangolazione incrociata tramite l'aggiunta di un terzo interferometro, grazie al quale si risolve la degenerazione spaziale in più punti nello spazio, nonostante si stia sempre parlando di regioni di cielo di parecchi gradi quadrati, come illustrato in Figura 1.5. In particolare, in verde è rappresentata la zona da cui proviene la GW osservata a settembre 2015 ed è chiaro come l'entrata in vigore di Virgo riuscirà a circoscrivere enormemente l'area interessata fino a qualche decina di gradi quadrati per eventi con rapporto segnale rumore simile a quelli di GW150914. L'utilizzo di più interferometri dovrebbe portare nel 2020 ad utilizzarne sei nel progetto

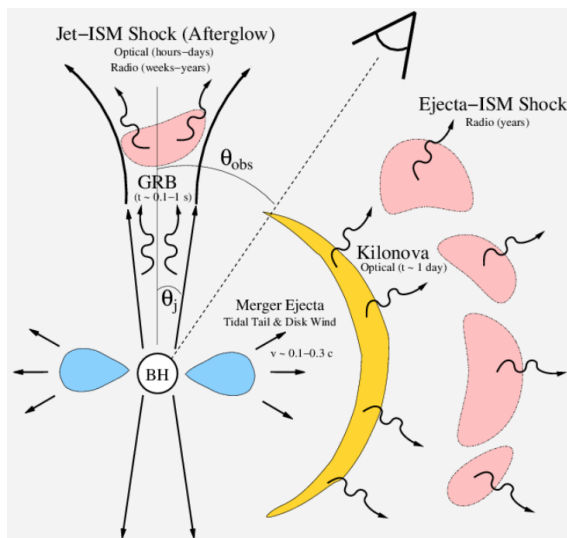


Figura 1.4: *Sommario delle controparti elettromagnetiche conseguenti al merging di due NS o di una NS e un BH in funzione dell'angolo θ_{obs} di osservazione. Il rapido accrescimento (≤ 1 s) permette al BH centrale di emettere un getto relativistico, che produce un sGRB. Ciò è osservabile solo entro l'angolo θ_j . L'emissione non termica dell'afterglow è visibile successivamente nell'ottico entro un angolo $\theta_{obs} < 2\theta_j$. L'emissione radio è isotropa. La breve emissione isotropa di kilonova è osservabile nell'ottico fino a pochi giorni dopo l'evento. Figura tratta da: Metzger & Berger 2012*

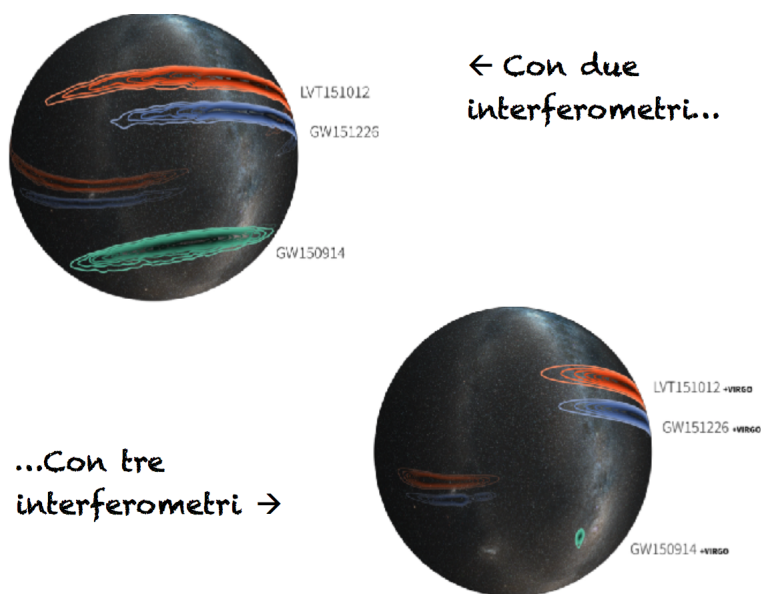


Figura 1.5: Miglioramento della risoluzione delle porzioni di cielo contenenti una sorgente di onde gravitazionali con due e con tre interferometri. L'immagine in basso a destra è ottenuta simulando la situazione in cui fosse stato attivo anche Virgo. Credit: LIGO/Lisinger/A. Mellinger.

"The Advanced GW Detector Network" con il raggiungimento di sensibilità di qualche grado quadrato: i due Advanced LIGO in America, Advanced Virgo (Cascina (Pisa), Italia) e GEO600 (un interferometro con 600 m di grandezza, quindi meno sensibile situato ad Hannover, Germania) in Europa e in Asia LIGO-India e KAGRA (ancora in costruzione, in Giappone). Le aree di cielo in cui vengono localizzate le sorgenti di GW sono ottenute da pipeline dedicate che analizzano i dati dell'interferometro con diversi tempi computazionali e metodi: le prime fanno assunzioni minimali sulla forma dell'onda gravitazionale e forniscono informazioni sommarie su una porzione di cielo ampia, ma in tempi molto rapidi dell'ordine dei minuti, fino ad arrivare a quelle contenenti tutti i parametri che necessitano di ore/giorni per elaborare l'algoritmo di trigger e dare una mappa di probabilità migliore. In Figura 1.6 sono riportate le aree di cielo per quattro algoritmi con gradi di complessità via via maggiori e con livelli di confidenza del 10%, 50% e 90%. Essi sono stati utilizzati

	Area		
	10%	50%	90%
cWB	10	100	310
LIB	30	210	750
BSTR	10	90	400
LALInf	20	150	630

Figura 1.6: Aree di cielo in gradi quadrati con livelli di confidenza del 10%, 50%, 90% per l'analisi da parte di quattro algoritmi con gradi di complessità via via maggiori per la ricerca della sorgente che ha dato origine a GW150914 (Abbott et al. 2016).

per la ricerca della sorgente di GW150914. Si può notare come l'utilizzo di algoritmi più completi non porti necessariamente ad ottenere aree di cielo più piccole, poiché tramite l'ultimo metodo che comprende tutti i parametri, l'area di cielo è, di fatto, aumentata.

I satelliti γ come e-ASTROGAM potranno contribuire all'identificazione delle sorgenti di onde gravitazionali sia tramite l'osservazione simultanea, sia attraverso la loro localizzazione. Il solo fatto di vedere un segnale transiente simultaneo o in una finestra temporale ragionevolmente vicina al tempo del trigger di un'onda gravitazionale nell'intervallo energetico coperto dal satellite avvalorerebbe l'associazione dei due eventi (elettromagnetico e gravitazionale). Inoltre questi telescopi γ contribuiscono ad aumentare le significatività dei segnali GW al limite o vicino alla soglia di rilevazione e la loro natura astrofisica. In aggiunta possono contribuire alla localizzazione, poiché limitano la regione di cielo in cui risiede la sorgente, quindi se c'è un sGRB che punta verso l'osservatore, si attiva il processo di allerta di altri satelliti permettendo così di localizzare la sorgente transiente ed osservarla successivamente anche in banda X, ottica e radio. Gli strumenti attuali in banda gamma forniscono error box di qualche grado; per il futuro una missione che potrà rendere possibile un notevole miglioramento nella localizzazione delle controparti di tali eventi sarà proprio e-ASTROGAM. In conclusione, la combinazione di osservazioni di fenomeni elettromagnetici e di onde gravitazionali fornisce un quadro fenomenologico completo della sorgente. Seguendo l'evoluzione del GRB ad energie minori si può definire la galassia ospite e misurarne la distanza attraverso il redshift cosmologico delle righe spettrali. Ciò ha anche un risvolto cosmologico, perché anche solo basandosi sulle onde gravitazionali, nel caso in cui i progenitori siano NS-NS, quindi con masse note (tipicamente $M \sim 1.4M_{\odot}$), si può calcolare la distanza di luminosità (D_L) attraverso il confronto tra l'intensità intrinseca nota del segnale e quella misurata. Al contrario, un buco nero ha un intervallo di massa molto più grande, quindi questa tecnica non è utilizzabile. Insieme al redshift cosmologico calcolato attraverso le onde elettromagnetiche si potranno, in linea di principio, vincolare i parametri cosmologici confrontando le due distanze ottenute con metodi diversi.

In Figura 1.7 è mostrata la sensibilità dei rivelatori LIGO: in giallo è rappresentata la sfera di massima distanza fino alla quale un evento poteva essere visto da LIGO di prima generazione, cioè dal 2002 al 2010, in cui però non si ottenne alcun risultato apprezzabile e in viola la sfera di sensibilità dello strumento di seconda generazione (Advanced LIGO), cioè quello odierno. Essi hanno una sensibilità al momento che non va oltre il valore di $z \sim 0.05$ (0.2 Gpc) per il caso di coalescenza di due stelle di neutroni e di $z \sim 0.1$ (0.4 Gpc) per un sistema di un BH e una NS. Quindi non solo finora si possono osservare solo i GRB che puntano verso l'osservatore alle alte energie in quanto hanno radiazione collimata, ma sono simultaneamente identificabili solo gli eventi di GW e di GRB molto vicini, quindi in numero molto ridotto.

Una stima del tasso di detezione dei GRB che puntano verso l'osservatore è di circa $1-10 \text{ GRB}/\text{yr}^{-1} \text{Gpc}^{-3}$ (Wanderman & Piran 2015), quindi se si ricavano i volumi dell'Universo (le sfere) dalle distanze massime esposte in precedenza, si ottengono dei tassi di $0.03-0.3 \text{ sGRB}/\text{yr}$ per i sistemi NS-NS e $0.3-3 \text{ sGRB}/\text{yr}$ per il caso di coalescenza di NS-BH. Questi valori potrebbero aumentare a seguito della costruzione verso il 2030 dell'Einstein Telescope (ET) (Punturo et al. 2010) in Francia, cioè un rivelatore di terza generazione a tre braccia e a sensibilità maggiore rispetto ai precedenti che presumibilmente porterà alla detezione di tutti gli eventi sia come

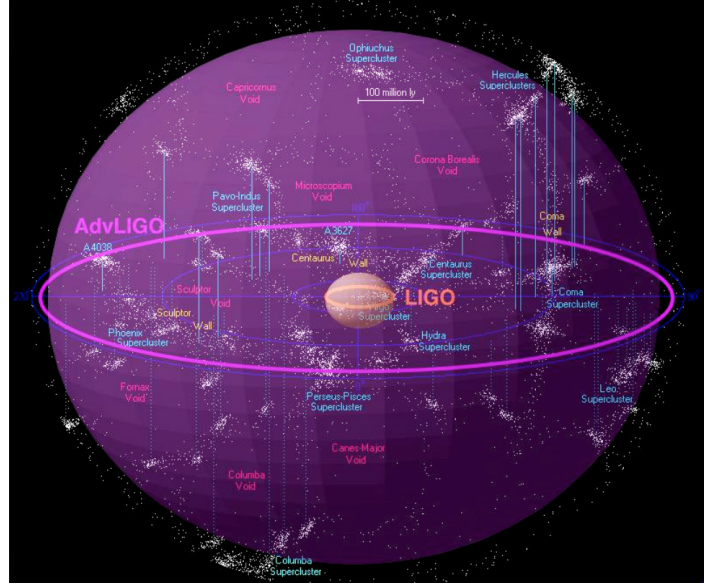


Figura 1.7: Sfere di sensibilità dei rivelatori di onde gravitazionali di prima (in giallo) e seconda generazione (in viola). Credit: LIGO

come onda gravitazionale che come onda elettromagnetica, arrivando a tassi di rilevazione di $10-100 \text{ sGRB}/\text{yr}$ e ad una sensibilità di $z \sim 0.7$ (4 Gpc) per i sistemi NS-NS e $z \sim 3-4$ per i BH-NS. Inoltre si stanno sviluppando altri progetti, tra cui eLISA dell'ESA (eLISA Consortium et al. 2013), cioè un rivelatore sensibile a frequenze minori ($10^{-4} \text{ Hz}-10^{-1} \text{ Hz}$), quindi potenzialmente in grado di rilevare le onde gravitazionali emesse durante la fase di spiraleggiamento antecedente al merging vero e proprio tra oggetti compatti: in questo modo si potrà seguire l'intero processo passando dalla banda di sensibilità di eLISA a quella di LIGO o ET. In Figura 1.8 è mostrato lo spettro delle GW: ad oggi i rivelatori a terra come LIGO e VIRGO riescono a coprire solo le frequenze più alte, quindi sono in grado di rivelare solamente le onde gravitazionali prodotte da coalescenze di NS-NS, NS-BH, BH-BH, sistemi binari e collassi di supernovae. Tramite e-LISA si arriverà a rivelare le GW meno energetiche, quindi emesse da fenomeni come lo spiraleggiamento antecedente ad un merging tra SMBH o da sistemi binari di oggetti con una differenza di massa molto grande. Finora le GW hanno dato il via ad un nuovo modo di osservare l'Universo ma, dal momento che sono distorsioni infinitesimali dello spazio-tempo e necessitano di strumenti con una sensibilità elevatissima, è difficile osservarle. Ciò non toglie che in un futuro prossimo si arrivi a rivelare anche le GW con frequenze bassissime ($\sim 10^{-16} \text{ Hz}$), le quali possono fornire indicazioni su cosa sia avvenuto prima dell'epoca della re-ionizzazione, poichè si ipotizza che esse non siano state influenzate dall'Universo otticamente spesso.

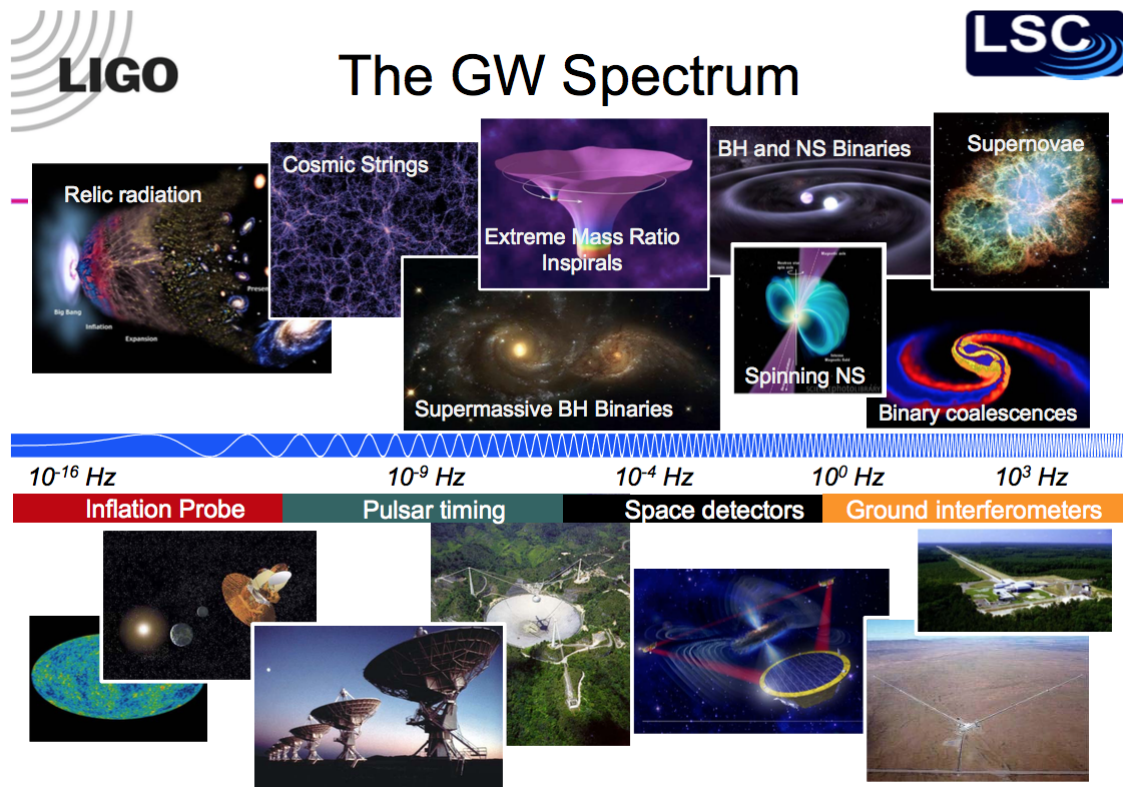


Figura 1.8: *Spettro delle onde gravitazionali.*
 Credit: LIGO

1.2 La missione e-ASTROGAM

e-ASTROGAM è una proposta di missione spaziale alle alte energie dell'Agenzia Spaziale Europea (ESA) per M5 (quinta missione di media grandezza) del programma scientifico *Cosmic Vision*. Il satellite si compone di tre strumenti principali per la detezione del segnale, cioè il tracker, il calorimetro e il sistema di anticoincidenza, di cui si parlerà nel Capitolo 2. Le opportunità di successo in fatto di scoperte sono alte poiché il lancio è programmato per il 2029, periodo presumibilmente più maturo rispetto ad oggi per quanto riguarda le conoscenze delle onde gravitazionali, per cui tramite e-ASTROGAM parecchie teorie potranno essere confermate o confutate. Inoltre i dati che raccoglierà non saranno utili solamente alla comunità delle alte energie, ma anche agli studi in altre bande energetiche e potranno essere complementari alle osservazioni di altri rilevatori, ad esempio all'*Advanced GW Detector Network* (composto da LIGO, Virgo, GEO600, e KAGRA), a SKA, ad ALMA, all'E-ELT, a CTA, ad Athena, al futuro progetto eLISA.

I tre obiettivi scientifici principali della missione sono:

- *analisi dei processi dell'Universo estremo*: osservando i getti e gli outflow sia dalla nostra galassia sia dagli AGN (Active Galactic Nuclei), si è scoperto che certi tipi di eventi emettono inizialmente alle altissime energie (dell'ordine dei GeV-TeV) e successivamente ad intervalli energetici sempre minori; questi eventi nascondono la chiave per capirne i processi nel dominio dei MeV-GeV. A tal proposito è necessario capire pienamente tali transizioni energetiche dal continuo delle basse energie ad un intervallo spettrale che si modella tramite processi non completamente compresi di accelerazione delle particelle. e-ASTROGAM potrà supplire a queste lacune poichè sarà in grado di determinare con precisione la posizione dei getti e degli outflows, i quali influenzano fortemente l'ambiente circostante; inoltre riuscirà ad identificare i processi di accelerazione delle particelle dei getti e degli outflows, che saranno caratterizzati da distribuzioni di energia molto diverse a seconda della loro origine; potrà inoltre chiarire il ruolo del campo magnetico nei getti dei GRB attraverso lo studio della polarizzazione e la spettroscopia. Infine il suo ruolo sarà fondamentale per la presunta congiunzione delle onde gravitazionali e la loro, finora ipotetica, controparte elettromagnetica intesa come GRB corti, dal momento che entrambi sono accomunati da un'origine comune, cioè dall'emissione causata dal merging di oggetti massicci;
- *studio dell'origine e dell'impatto delle particelle altamente energetiche sull'evoluzione galattica, dai raggi cosmici all'antimateria*: le capacità strumentali del satellite saranno in grado di studiare come la diffusione di raggi cosmici (CR) di bassa energia nelle nubi interstellari possano influenzare la successiva formazione stellare e che impatto essi possono avere sulle dinamiche del gas. Inoltre l'alta sensibilità e l'ottima risoluzione energetica potranno portare alla rilevazione delle righe di emissione a 511 keV, fino a 10 MeV. Potranno essere trovate risposte a molte delle attuali domande, tra cui l'origine dei GRB e dell'eccesso di positroni nelle regioni prossime al centro della galassia, la determinazione delle sorgenti della popolazione di positroni tramite osservazioni accurate di pulsar e resti di supernova (SNRs) e la discriminazione dei segnali di background da quelli di dark matter (DM);
- *la nucleosintesi e l'arricchimento chimico della Via Lattea*: la creazione degli isotopi all'interno delle stelle e la loro distribuzione nel mezzo interstellare (ISM, InterStellar Medium) saranno rivelati attraverso una profonda esposizione del piano galattico e il conseguente studio delle righe di emissione, la cui sensibilità rispetto agli strumenti precedenti migliorerà di più di un ordine di grandezza e permetterà di fatto di approfondire l'analisi della recente storia delle esplosioni di supernova della nostra galassia. Inoltre e-ASTROGAM sarà in grado di rivelare un altissimo numero di novae galattiche e supernovae nelle galassie circostanti,

Parameter	Value
Energy bands:	0.3 MeV – 3 GeV (Gamma-ray imager: Tracker + Calorimeter) 30 keV – 200 MeV (Calorimeter burst search)
Gamma-ray imager FOV (at 100 MeV)	≥ 2.5 sr
Gamma-ray imager Continuum flux sensitivity at 3σ confidence level	$< 2 \times 10^{-5}$ MeV cm ⁻² s ⁻¹ at 1 MeV ($T_{\text{obs}} = 10^6$ s effective observation time) $< 5 \times 10^{-5}$ MeV cm ⁻² s ⁻¹ at 10 MeV ($T_{\text{obs}} = 10^6$ s, high-latitude source) $< 3 \times 10^{-6}$ MeV cm ⁻² s ⁻¹ at 500 MeV ($T_{\text{obs}} = 10^6$ s, high-latitude source)
Gamma-ray imager Line flux sensitivity at 3σ confidence level	$< 5 \times 10^{-6}$ ph cm ⁻² s ⁻¹ for the 511 keV line ($T_{\text{obs}} = 10^6$ s effective obs. time) $< 5 \times 10^{-6}$ ph cm ⁻² s ⁻¹ for the 847 keV SN Ia line ($T_{\text{obs}} = 10^6$ s) $< 3 \times 10^{-6}$ ph cm ⁻² s ⁻¹ for the 4.44 MeV line from LECRs ($T_{\text{obs}} = 10^6$ s)
Gamma-ray imager angular resolution	$\leq 1.5^\circ$ at 1 MeV (FWHM of the angular resolution measure) $\leq 1.5^\circ$ at 100 MeV (68% containment radius) $\leq 0.2^\circ$ at 1 GeV (68% containment radius)
AC particle background rejection efficiency	> 99.99 %
Polarization sensitivity	MDP $< 20\%$ (99% c.l.) for a 10 mCrab source (0.3-2 MeV, $T_{\text{obs}} = 1$ yr) Detection of a polarization fract. $\geq 20\%$ in more than 20 GRBs per year
$\Delta E/E$ (Gamma-ray imager)	3.0% at 1 MeV 30% at 100 MeV
$\Delta E/E$ (Calorimeter burst)	$< 25\%$ FWHM at 0.3 MeV $< 10\%$ FWHM at 1 MeV $< 5\%$ FWHM at 10 MeV
Time tagging accuracy	1 microsecond (at 3 sigma)
Impulsive event acquisition logic (Calorimeter burst)	sub-millisecond trigger and photon-by-photon acquisition capability
Orbit	Low Earth Orbit, equatorial with inclination $i < 2.5^\circ$, eccentricity $e < 0.01$, altitude: 550-600 km
Average scientific telemetry	> 1.4 Mbit/s (after data compression)
Satellite attitude reconstruction	1' (at 3 sigma)
Satellite pointing modes	1. pointing mode (1 or 2 pointings per orbit); 2. survey zenith pointing mode.
Target of Opportunity observations	within 6 – 12 hours from alert (goal of 3 – 6 hours)
Mission duration	3 years + provision for a 2+ year extension

 Figura 1.9: *Requisiti scientifici di e-ASTROGAM.* (De Angelis et al. 2017)

ottenendo informazioni sui meccanismi di esplosione di supernova sia core-collapse sia termonucleare. Infine la missione potrà contribuire anche allo sviluppo della cosmologia, in quanto, tramite i dati gamma, si potranno capire meglio i meccanismi che regolano le supernovae di tipo *Ia* e quale è stata l'evoluzione della metallicità, che è un prerequisito fondamentale per classificare questa famiglia di oggetti come candele standard per la determinazione delle distanze.

La missione durerà tre anni, più un eventuale prolungamento da stimare nel corso della missione, nella quale verranno misurate le distribuzioni spettrali di energia di migliaia di sorgenti sia galattiche che extragalattiche, verranno condotti studi sui flares solari e anche sui TGF (Terrestrial Gamma ray Flashes). Le caratteristiche che si sono volute ottenere con lo sviluppo di e-ASTROGAM sono: una copertura energetica ampia, da 300 keV a 3 GeV, con un miglioramento di sensibilità di 1-2 ordini di magnitudine nella bassa banda energetica coperta dallo strumento, un significativo miglioramento di prestazioni nella rilevazione di righe gamma, per esempio quella emessa a 847 keV risultante dal decadimento del ^{56}Co per lo studio delle supernovae di tipo *Ia*, FoV molto ampio per la detezione di sorgenti transienti e centinaia di GRBs, una capacità polarimetrica innovativa, una migliore risoluzione angolare rispetto ai satelliti precedenti (circa un ordine di grandezza), l'abilità di triggerare un evento ed inviare l'allerta sull'ordine dei millisecondi. Nella Figura 1.9 sono illustrati i requisiti scientifici della missione.

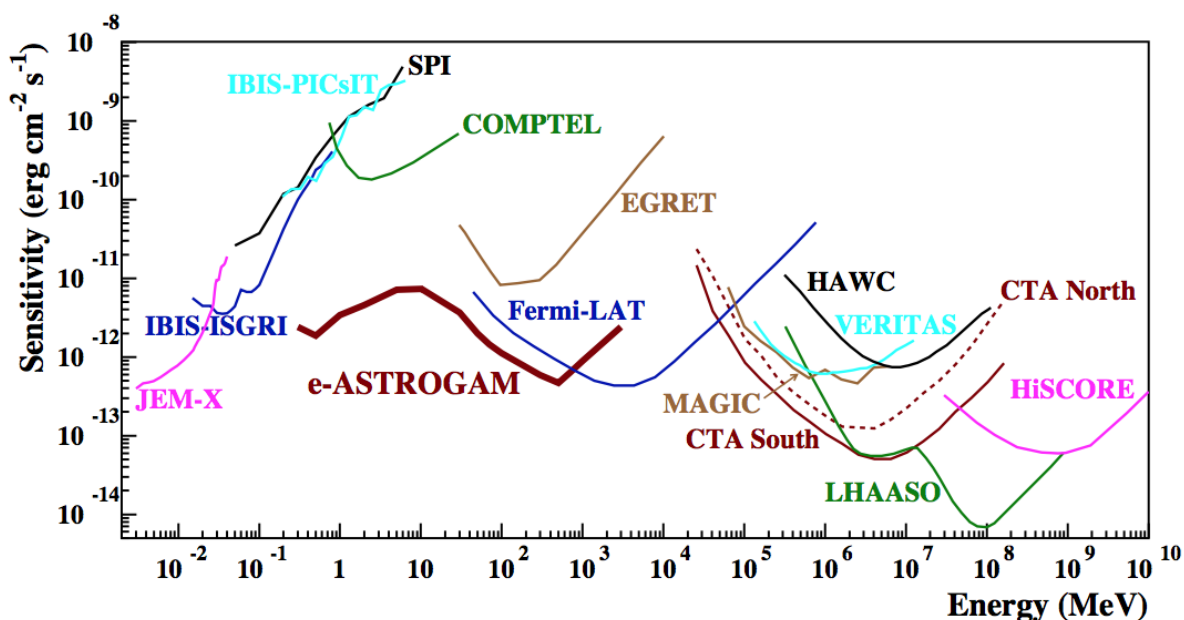


Figura 1.10: Sensibilità di e-ASTROGAM in funzione del range energetico confrontata con altri rivelatori già in funzione (De Angelis et al. 2017).

e-ASTROGAM è il primo satellite che combina la possibilità di rivelare contemporaneamente, all'interno dello stesso payload, eventi Compton e di produzione di coppie, permettendo così di coprire il range dei MeV che finora è sempre stato "diviso" dai vari strumenti a bordo dei telescopi gamma a seconda del processo energetico. In Figura 1.10 è raffigurata la banda spettrale di e-ASTROGAM e la corrispondente sensibilità: esso copre il range di COMPTEL in cui avvengono eventi Compton e si collega ad EGRET

o Fermi-LAT, i quale operano nel regime di produzione di coppie, ma in entrambi i casi presenta un miglioramento di sensibilità. Le curve in Figura 1.10 sono ottenute con tempi di osservazione diversi: per COMPTEL ed EGRET, entrambi facenti parte della missione *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO), la sensibilità corrispondente è stata determinata a seguito dei 9 anni di osservazione, Fermi-LAT dopo 10 anni, per i telescopi Cherenkov MAGIC, VERITAS e CTA il tempo di osservazione è piuttosto

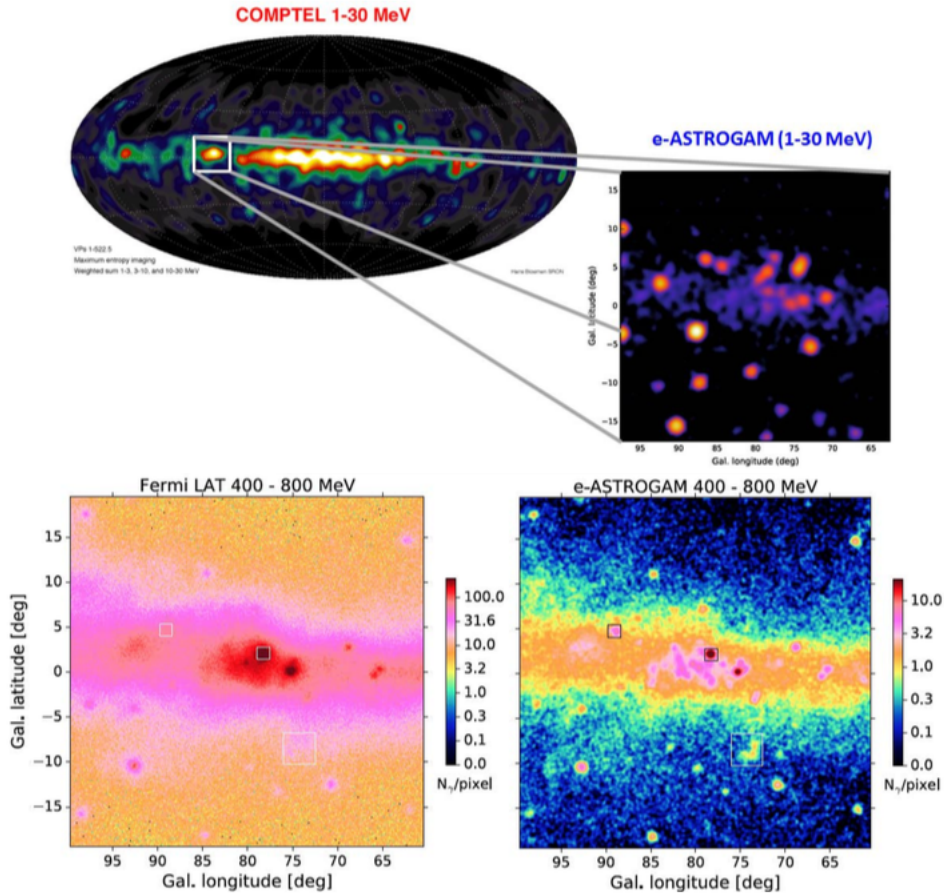


Figura 1.11: *Confronto della risoluzione spaziale delle sorgenti: in alto tra COMPTEL e e-ASTROGAM nel regime Compton; in basso tra Fermi-LAT e lo stesso e-ASTROGAM nel regime di produzione di coppie (De Angelis et al. 2017).*

ridotto, cioè di circa 50 ore, HAWC dopo 5 anni, LHAASO dopo 1 anno e HiSCORE in circa 1000 ore. Infine la sensibilità stimata di e-ASTROGAM è stata calcolata a 3σ per un'esposizione effettiva di 1 anno e per una sorgente ad una alta latitudine rispetto al piano galattico. Altre caratteristiche fondamentali del progetto sono la grande risoluzione angolare ed energetica. Ciò è mostrato in Figura 1.11: si può vedere in alto il confronto con il cielo gamma mappato da COMPTEL a 1-30 MeV negli anni '90 e come

la risoluzione, dopo 20 anni, nello stesso intervallo energetico, sia migliorata di quasi due ordini di grandezza, come illustrato nell'immagine in alto a destra in cui lo zoom è centrato sulla regione del Cigno nel medesimo range energetico. Nella parte bassa dell'immagine è invece raffigurato il confronto tra Fermi-LAT e lo stesso e-ASTROGAM: in particolare è rappresentata la stessa regione del Cigno mostrata sopra, ma nell'intervallo di produzione di coppie e con due osservazioni nella banda 400–800 MeV su un tempo di 8 anni e un anno rispettivamente per Fermi-LAT ed e-ASTROGAM. In Figura 1.12 è mostrata in arancione la regione in cui miglioreranno notevolmente le conoscenze e si vede come nella fascia dei MeV sia ancora completamente sconosciuto il contributo dei blazar. In conclusione la sensibilità di e-ASTROGAM sarà in gra-

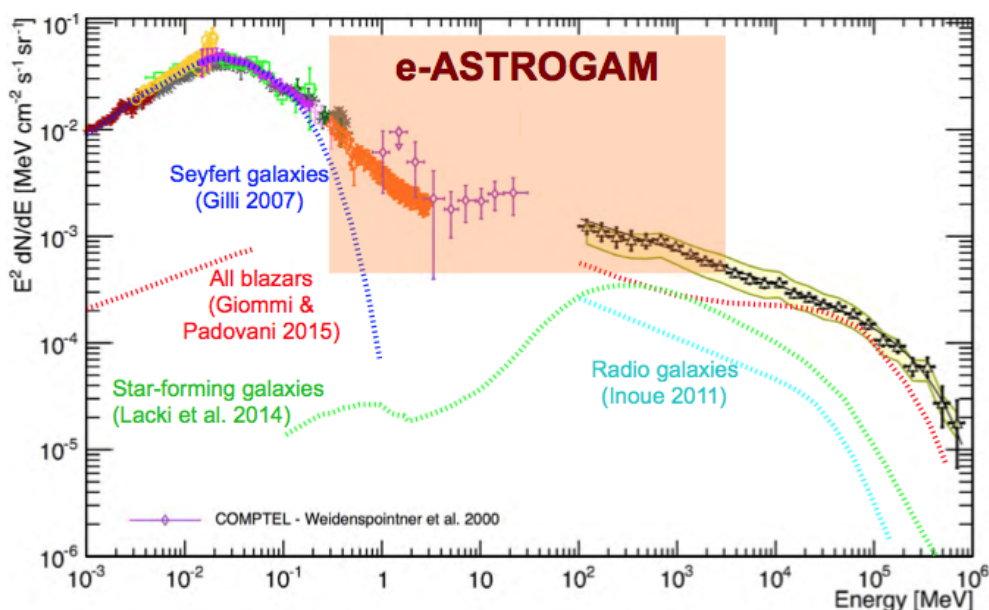


Figura 1.12: *Andamento dell'intensità tra 1 keV e 820 GeV dei raggi gamma extragalattici. La zona arancione rappresenta la regione che sarà analizzata da e-ASTROGAM, in cui emettono i blazar, il cui contributo a queste energie è in larga parte sconosciuto al momento.*

do di rivelare la transizione dai processi atomici a quelli che coinvolgono interazioni elettrodinamiche, idrodinamiche, magnetiche e gravitazionali. In aggiunta a ciò, esso farà anche misure di polarizzazione, che serviranno per comprendere a fondo i processi fondamentali che stanno alla base dell'emissione nell'intervallo dei MeV e saranno di grande utilità anche ad altri studi, come l'accrescimento dei sistemi di buchi neri, la geometria del campo magnetico dei getti di un AGN, i meccanismi di emissione dei Gamma Ray Bursts, la presenza di adroni nei getti extragalattici e l'origine dei raggi cosmici ultra-energetici.

1.3 Gamma-Ray Burst

I GRB sono i fenomeni esplosivi più potenti dell'Universo e sono caratterizzati da flash di raggi gamma che possono durare da una frazione di secondo fino a più di 10^4 s. La distribuzione delle durate dei burst mostra un andamento bimodale (*Kouveliotou et al. 1993*), per questo motivo sono suddivisi in due classi: corti e lunghi. I primi sono puls di durata inferiore a 2 secondi, mentre il più lungo mai registrato è durato $2.5 \cdot 10^4$ s (*Gendre et al. 2013, Stratta et al. 2013*). La loro scoperta è stata alquanto casuale durante la Guerra Fredda, nel corso della quale fu stipulato un trattato per bandire parzialmente gli esperimenti nucleari e non contaminare eccessivamente l'atmosfera e i fondali marini. Per controllare l'attendibilità dei "rivali" furono messi in orbita dei satelliti sensibili alla radiazione gamma, tipica di un'esplosione nucleare, ma dal momento che non erano schermati essi ricevevano segnali anche dallo spazio. In questo modo fu rivelato dal satellite Vela il primo GRB il 2 luglio 1963 (*Klebesadel et al. 1973*).

In generale l'evento avviene in due fasi: il prompt e l'afterglow. Il primo è caratterizzato da un'intensa emissione γ su un tempo molto breve, mentre il secondo è un'emissione di durata maggiore ad energie inferiori (X, ottico, infrarosso, infine radio). Il dibattito sulla loro origine di natura galattica o extragalattica fu sostenuto in vari lavori, per cui dapprima si cercò di confrontare la distribuzione del GRB nel cielo con la distribuzione di altri oggetti (stelle vicine al Sole, ammassi globulari, radio-galassie, le galassie vicine, ecc.) e, dal momento che questi sono distribuiti omogeneamente, la distribuzione sembrava molto simile all'emissione delle stelle vicine al Sole, quindi si propendeva per un'origine galattica. In seguito questa tesi fu confutata dallo studio di tipo cosmologico dei conteggi logN-logS, cioè il numero di sorgenti rilevate ad un determinato flusso: assumendo un Universo euclideo e una distribuzione isotropa di GRB con la stessa luminosità intrinseca, il numero di sorgenti rilevate ad un certo raggio è proporzionale a r^3 e, data una certa sensibilità del telescopio, le più lontane sorgenti rilevabili si trovano ad una distanza:

$$r = \sqrt{\frac{L_0}{4\pi S}} \quad (1.1)$$

quindi le sorgenti più deboli avrebbero un flusso $\propto 1/r^2$. Combinando le equazioni, il numero di sorgenti con flusso maggiore della sensibilità del telescopio ed entro la distanza d sono:

$$N(< d) \equiv N(> S) = \frac{4\pi}{3} n_0 r^3 \propto S^{-\frac{3}{2}} \quad (1.2)$$

dove n_0 rappresenta la distribuzione uniforme della popolazione di GRB. Dalla Eq.1.2 la logN-logS è una retta con coefficiente angolare di -1.5, con valori che agli alti flussi hanno riscontro con le osservazioni, mentre ai valori più bassi di S, la pendenza della retta diminuisce fino ad arrivare a -0.8 come illustrato in Figura 1.13.

Questo cambio di pendenza mostra un cambio di evoluzione, che non può avvenire osservando oggetti vicini al Sole, quindi questa tesi si schiera a favore dell'origine extragalattica; successivamente tale tesi fu confermata dal satellite *X* italo-olandese BeppoSAX, il quale fu lanciato per vari studi tra cui i GRB ed era dotato di due camere a grande campo (Wide Field Cameras, WFC) che osservavano nell'intervallo energetico 2-30 keV, avevano accesso a regioni di cielo $20^\circ \times 20^\circ$, con una risoluzione angolare FWHM di $5'$ (Piro 1995). Quando veniva rilevato un GRB nella banda γ , esso dapprima ne analizzava l'emissione *X*, poi mandava un segnale di allerta in modo tale da poter orientare i telescopi ottici verso la sorgente con una precisione dell'ordine di svariati arcosecondi e poterne osservare l'afterglow ottico da terra. Infine con i dati ottici fu possibile risalire al redshift e fu confermata l'origine extragalattica di questi fenomeni. Inoltre tali emissioni presentano una forte variabilità correlata alla luminosità; i dati osservativi mostrano che i GRB corti sono più luminosi rispetto a quelli lunghi e più variabili. I tempi scala di questa variabilità sono dell'ordine di ~ 4 ms che, portati al redshift dei GRB, implicano una dimensione della sorgente dell'ordine di $\sim 10^8$ cm, ossia una regione molto piccola. Inoltre è necessario tenere conto dell'espansione relativistica, per cui le dimensioni ottenute devono essere ridotte di un fattore Γ^2 .

Per spiegare l'emissione dei GRB è stato pensato un modello standard, mostrato in Figura 1.14, la cui prima fase prende il nome di "Fireball". Il modello si basa su una forte emissione di energia dal motore centrale, verosimilmente un buco nero in accrescimento che, con il passare del tempo allarga il fronte del raggio (shell colorate in Figura 1.14) e, di conseguenza, la regione dove incide l'energia della shell. Il raggiungimento del valore $\Gamma \geq 200$ (mostrato dal tratto giallo), per cui gli effetti di autoassorbimento sono limitati, è raggiunto tramite la conversione dell'energia interna delle shell, le quali sono otticamente spesse, in energia cinetica tramite la loro pressione interna dovuta all'alta densità di energia e le accelerano fino a raggiungere velocità relativistiche. Dal

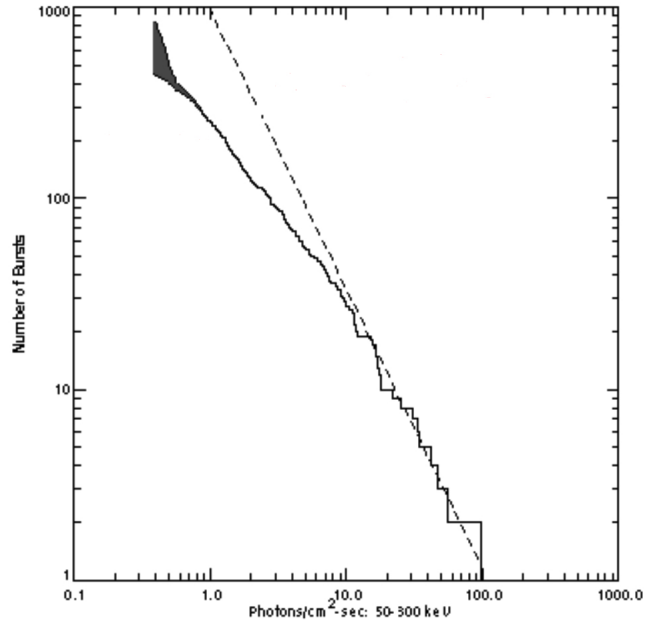


Figura 1.13: Confronto tra l'andamento dei GRB in funzione del flusso (linea continua) e la retta di pendenza -1.5 (linea tratteggiata).

²Fattore di Lorentz: $\Gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\frac{v^2}{c^2}}}$

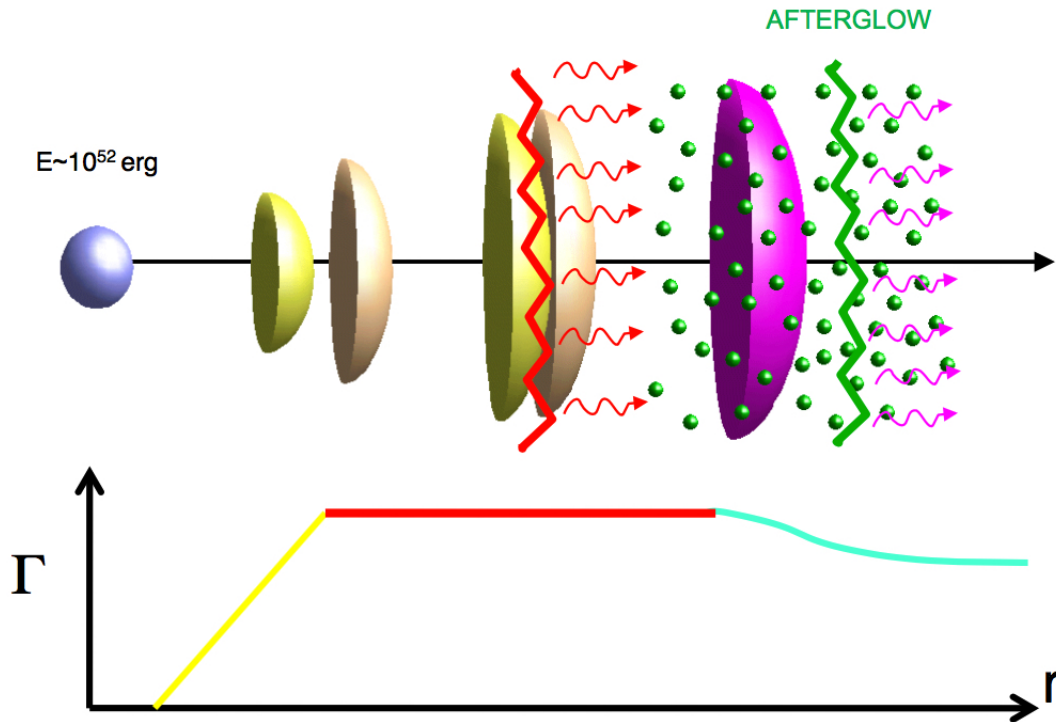


Figura 1.14: In alto è mostrato il modello standard per spiegare l'emissione proveniente da un GRB. In basso è riportato l'andamento del fattore di Lorentz Γ in funzione della distanza.

momento che non tutte le shell hanno la stessa velocità, può capitare che una più veloce, emessa in un secondo momento, finisca per interagire con una più lenta emessa in precedenza producendo lo shock (linea rossa discontinua in figura) che trasferisce energia alle particelle e al campo magnetico, in modo tale da riuscire ad avere emissione gamma. In definitiva questo trasferimento energetico avviene in un brevissimo tempo in cui si crea un processo di sincrotrone nel gamma e si ha il prompt; l'emissione di sincrotrone solitamente non è in grado di raggiungere energie nel range Γ tramite una distribuzione elettronica, ma è possibile che in un periodo molto breve, ogni volta che una shell interagisce con quella successiva, si assista a questo processo che fornisce un'emissione molto intensa (fino a 10^{10} eV, GRB130427A, *Ackermann et al. 2014*) nella banda gamma. Infine la linea azzurra mostra l'andamento dell'afterglow ai grandi raggi con una diminuzione del fattore di Lorentz fino ad arrivare a valori intorno a 5-10 in banda radio. Inoltre l'afterglow segue una distribuzione in energia che emette via via nelle bande ad energie minori e diminuisce col tempo secondo la relazione $F(E, t) \sim t^{-1.5}$, associato anche ad un rallentamento delle shell a causa dell'interazione con l'ISM (InterStellar Medium); l'energia emessa in quest'ultima fase ricopre circa il 10% rispetto a quella emessa durante la fase di prompt.

In Figura 1.15 è rappresentata una tipica SED del prompt di un GRB: già in questa

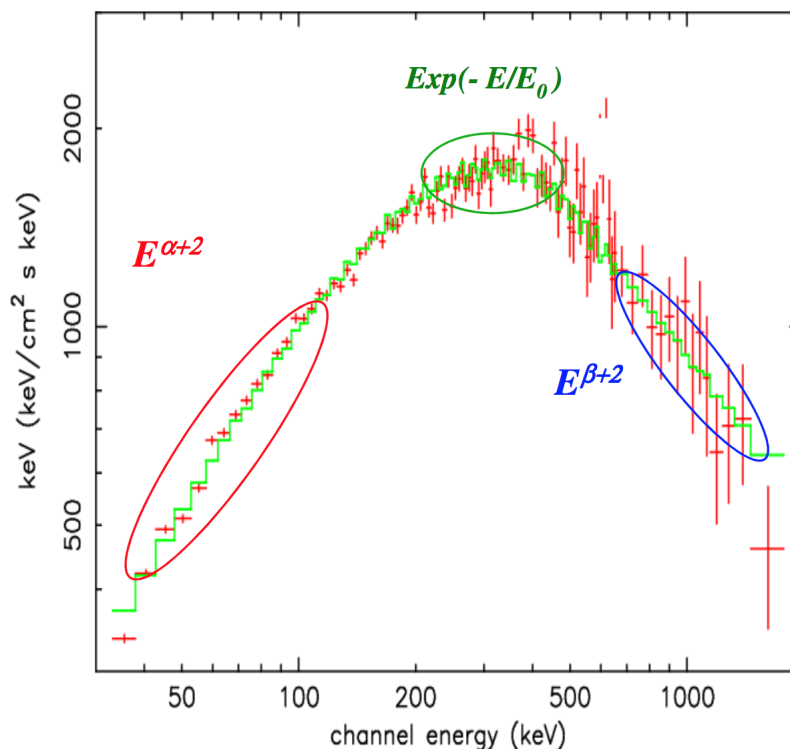


Figura 1.15: *SED* tipica di un GRB. Sul grafico sono riportati gli andamenti della curva in funzione dell'energia. α è un parametro funzione del redshift come descritto dall'Eq.1.3 (Katz 1994) ed è solitamente compreso tra $-1/2 < \alpha < 1/3$ (Katz 1994); β è l'indice alle alte energie; E_0 rappresenta l'energy break. Source: Kippen et al. 2002.

fase si ha un principio di ciò che avverrà durante l'afterglow, cioè un picco all'energy break seguito da una decrescita. L'andamento di $Ef(E)$ alle basse energie va come $E^{\alpha+2}$, raggiunge un picco ed infine segue un'andamento esponenziale $e^{-\frac{E}{E_0}}$ ed infine ad energie ancora maggiori la curva ha un andamento $E^{\beta+2}$. Non esiste un unico modello accertato, quindi α e β possono variare entro certi intervalli. Ad esempio α è definito come segue in funzione del redshift (Amati et al. 2002):

$$|\alpha| = (2.76 \pm 0.09) \times (1 + z)^{-0.78 \pm 0.18} \quad (1.3)$$

In ogni caso si nota un flusso importante di fotoni ad energie maggiori di 511 keV, quindi ci si aspetta il processo di produzione di coppie elettrone-positrone. Fotoni di tale energia, interagendo tra loro, dovrebbero portare all'assorbimento dello spettro oppure modellarlo con un forte irripidimento, ma ciò non accade grazie all'effetto Doppler.

L'opacità e la densità di fotoni sono definite rispettivamente come segue:

$$\tau_{\gamma\gamma} = n_{ph}\sigma_T\Delta R$$

$$n_{ph} = \frac{4\pi d^2 F}{\epsilon \cdot 4\pi R^2 \Delta R}$$

dove σ_T è la sezione d'urto Thompson, R il raggio, d la distanza ed ϵ l'energia dei fotoni. Quindi includendo le correzioni relativistiche f_e , $\epsilon = \epsilon'\Gamma$ e $R = c\delta t\Gamma^2$, si ottiene:

$$\tau_{\gamma\gamma} = f_e \frac{d^2 F}{\epsilon'\Gamma \cdot c\delta t\Gamma^2} \sigma_T \quad (1.4)$$

Il problema dell'assorbimento sarebbe risolto con un $\Gamma \geq 200$, quindi se la radiazione relativistica punta verso l'osservatore, il suo flusso è amplificato grazie al boosting relativistico, ma se il fattore di Lorentz è dell'ordine di 200-300, il getto risulta ultrarelativistico e nel sistema di riferimento della sorgente non si ha opacità. Successivamente nella fase di afterglow il getto rallenta molto velocemente: quando la radiazione giunge ad emettere nel radio è stato calcolato, tramite le osservazioni di variabilità, un fattore Γ di circa 5-10 (*Horesch et al. 2015*).

Conoscendo la distanza attraverso il redshift e il flusso si riesce a risalire alla quantità di energia coinvolta, che è dell'ordine di 10^{52-54} *erg*, quindi si osserva un'enorme quantità di energia proveniente da una zona limitata. Il progenitore di questi fenomeni si suppone sia diverso a seconda della natura dei GRB: quelli corti sono troppo brevi per essere accostati ad un collasso stellare e sono osservati non in regioni specifiche delle galassie, per cui l'unico meccanismo in grado di originare una tale quantità di energia in un così piccolo spazio è il merging o di due stelle di neutroni o di una stella di neutroni ed un buco nero. Tra due NS che spiraleggiano la coalescenza avviene in tempi dell'ordine di una decina di millisecondi e la materia attorno darà successivamente l'emissione di afterglow; i GRB lunghi sono invece collegati alle esplosioni di supernovae, in particolare alle stelle super-massicce che hanno dato luogo ad un BH. La presenza di quest'ultimo per ottenere un GRB lungo è una condizione necessaria ma non sufficiente, in quanto deve essere presente anche un disco di accrescimento. Entrambe le condizioni sono presenti nei sistemi binari, perchè l'interazione della coppia può far sì che la stella che esploderà come supernova acquisti un'altissima velocità di rotazione, in modo tale che il collasso non sia perfettamente sferico e si crei il binomio BH-disco di accrescimento poco prima dell'esplosione e in quell'istante venga emesso un getto molto energetico. Un secondo modello, che prevede gli stessi protagonisti, implica anche un campo magnetico molto forte, superiore ai 10^{15} *gauss*, il quale assegna alla stella di neutroni il nome di *magnetar* e il cui campo permette alla stella di non collassare in maniera simmetrica, ma di seguire le linee non omogenee di forza, per cui si viene a creare nuovamente il binomio BH-disco di accrescimento e di conseguenza il getto fortemente energetico.

I GRB possono essere utilizzati anche per studi cosmologici e il progresso degli strumenti porterà ad una rivelazione ed alla misura della distanza di un maggior numero di essi in modo da migliorarne la statistica, che finora è ancora limitata. Proprio un oggetto appartenente a questa famiglia è quello finora più lontano mai rivelato: si tratta di un GRB durato 10.3 secondi (1.1 s nel sistema di riferimento del burst) con $z = 8.26$, cioè 625 milioni di anni dopo la nascita dell'Universo cioè all'interno dell'epoca della re-ionizzazione; la scoperta di altri GRB su distanze cosmologiche può dare informazioni sulle stelle di popolazione III. Considerando l'energia di questi fenomeni, se l'emissione fosse isotropa, evolverebbe in funzione del redshift secondo la relazione:

$$E_{ISO}(z) = \frac{4\pi D_L(z)^2}{1+z} \int_{\Delta E} F(E, z, \dots) dE \quad (1.5)$$

dove D_L è la distanza in luminosità e $F(E, z, \dots)$ è la $\nu F(\nu)$ della SED del GRB. Mettendo a confronto i valori di energia isotropa ottenuti per vari eventi e i picchi di energia delle SED, si nota una correlazione molto simile a quella delle SN di tipo *Ia*, le quali, dal momento che tutte raggiungono il massimo alla stessa magnitudine assoluta, sono utilizzate come candele campione e quindi, tramite la magnitudine apparente e la legge di Pogson, si può ottenere la distanza. Lo stesso ragionamento vale per i GRB ma, dal momento che il picco della SED è noto a prescindere dalla distanza, bisogna riuscire a collegarlo all'energia totale, la quale dipende dal redshift e in seguito sarà confrontata con l'energia apparente misurata da terra in modo da ottenere infine la distanza. Questo discorso sarebbe valido se l'emissione fosse isotropa, ma, poichè si pensa che l'emissione dei GRB sia collimata in getti, essa risulta irradiata lungo una specifica direzione, quindi l'energia totale deve essere corretta per il beaming relativistico, mentre quella del picco rimane la stessa (*Amati et al. 2002*). Una possibile evidenza dell'esistenza dei getti nei GRB è emersa dall'analisi delle curve di luce degli afterglow. In Figura 1.16 ne è riportato un esempio; si noti il cambio di pendenza della retta su tempi grandi, quindi nella coda della curva. Ciò avviene perchè inizialmente il getto è fortemente relativistico e collimato, quindi $\gamma \gg 1/\theta$

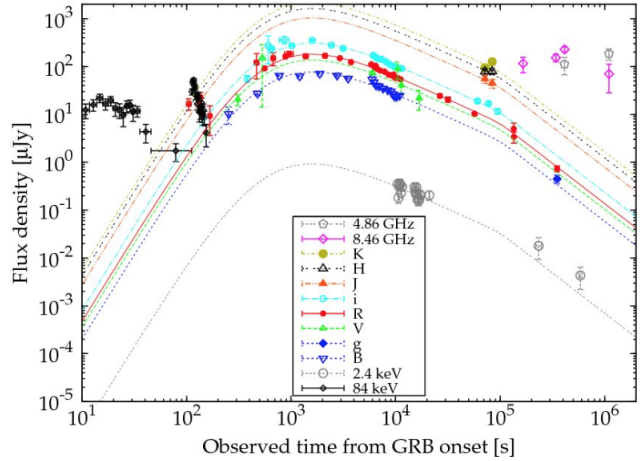


Figura 1.16: *Curva di luce caratteristica del GRB 080603A osservata in varie bande. Le curve rappresentano i fit dei valori del flusso rivelati in funzione del tempo (Mundell et al. 2013).*

(θ è l'angolo dell'osservatore) e il campo di vista del telescopio riesce a contenere tutta la radiazione.

Col passare del tempo si passa alla fase di afterglow in cui $\gamma \sim 1/\theta$ perchè il getto comincia ad interagire col mezzo interstellare quindi viene frenato, per cui il fattore di Lorentz diminuisce e il getto espande il suo fronte. Questo è l'ultimo momento in cui il campo di vista del telescopio riesce a raccogliere tutto il flusso di fotoni proveniente dalla sorgente; successivamente l'apertura del getto sarà maggiore, quindi una parte di radiazione andrà persa: ciò comporta un cambio di pendenza della curva di luce e si parla di *achromatic break*. Facendo un discorso inverso, attraverso la misura del momento del cambio di coefficiente angolare si può ricavare γ .

Capitolo 2

Rivelatori di e-ASTROGAM

Questo capitolo introduce gli strumenti del satellite e-ASTROGAM e le loro caratteristiche. Saranno descritti in dettaglio i vari sottosistemi del payload, comprensivi di elettronica di lettura, e le loro prestazioni in termini di range energetico, risoluzione angolare e spettrale.

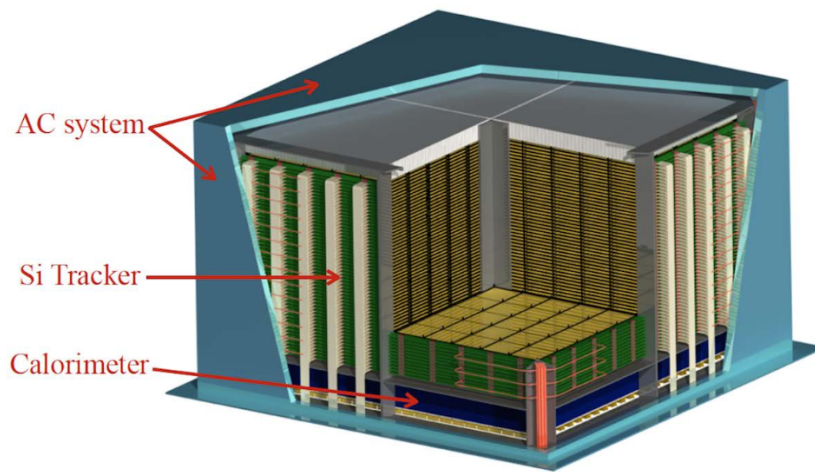


Figura 2.1: *Payload di e-ASTROGAM.*

Il payload di e-ASTROGAM, mostrato in Figura 2.1, si compone di tre strumenti principali:

- il Tracker di silicio: esso si basa sulla tecnologia dei rivelatori a doppia faccia di silicio, i quali misurano l'energia depositata e la posizione 3D di ogni interazione;
- il Calorimetro: misura l'energia delle particelle secondarie attraverso barre di Ioduro di Cesio attivato al Tallio [Cs(Tl)], le quali sono collegate ad un fotorivelatore (Silicon Drift Detector) ad entrambe le estremità;

- il sistema di AntiCoincidenza (AC): è il primo strumento che una particella incontra quando entra in contatto con il satellite ed è formato da una schermatura di AC di plastico scintillatore che circonda sia la parte superiore sia i quattro lati. È in grado di distinguere con un'efficienza del 99.9 % il passaggio di particelle cariche attraverso gli strumenti del satellite.

In aggiunta ad essi, a completare il payload, si trovano la Payload Data Handling Unit (PDHU), cioè l'unità di trattamento dei dati a bordo, la Power Supply Unit (PSU), che fornisce l'alimentazione, e la Back-End Electronics (BEE). La strumentazione completa comporta un peso totale di 999 *kg* e necessita di 1340 *W* di budget di potenza. La PDHU e la PSU sono situate sotto al calorimetro all'interno della piattaforma e in particolare la prima è responsabile dell'acquisizione dei dati scientifici e della loro elaborazione in tempo reale, del controllo interno del payload, della gestione dei modi operativi, dei tempi a bordo, dei telecomandi e della telemetria. Questa unità si basa su un DSP (Digital Signal Processor), cioè un processore di segnali digitali che esegue il software a bordo del payload e che effettua un pre-processamento dei dati. Vista la grande mole di dati, il dispositivo è costituito da una CPU a virgola mobile in esecuzione a 250 *MHz*, capace di eseguire fino a 8 istruzioni in parallelo e 500 MMACS (Million Multiply Accumulate Cycles per Second). La PSU invece è responsabile della generazione delle tensioni necessarie nel payload con un'alta efficienza di conversione DC/DC e della loro distribuzione ai sottosistemi.

La totalità della strumentazione permette al satellite di coprire un ampio intervallo energetico, il quale da 0.3 MeV a ~ 15 MeV è dominato dalla diffusione Compton e, ad energie superiori fino a 3 GeV, dalla produzione di coppie e^+e^- ; ciò sarà trattato in dettaglio nella Sezione 3.1 dove si analizzerà l'efficienza di attenuazione di entrambi i processi nel tracker di e-ASTROGAM, il quale, utilizzandoli entrambi, può raggiungere prestazioni elevate sia per l'imaging sia per la spettroscopia in raggi gamma.

La ricostruzione della direzione di arrivo del fotone gamma che ha interagito col satellite è alla base della missione, in quanto applicabile a qualunque evento di interesse dello studio che in questo caso è la ricerca di GRB corti, i quali si pensa possano essere la controparte elettromagnetica di un'onda gravitazionale (Sezione 1.1). Per quanto riguarda gli eventi Compton, essi sono più difficili da ricostruire rispetto a quelli generati da una produzione di coppie perchè i fotoni scatterati portano con sé l'informazione anche riguardo il fotone primario e quindi devono essere rivelati anch'essi. Di seguito sono riportati in Figura 2.2 a sinistra la ricostruzione della direzione di arrivo del fotone incidente primario che genera un evento Compton e a destra la ricostruzione della direzione originaria del fotone a partire dalle posizioni di interazione coi piani del tracker della coppia elettrone-positrone. Nel primo caso per determinare con precisione la posizione di un evento Compton è necessario rivelare le interazioni dei due fotoni, incidente e diffuso. Il fotone incidente, dopo l'interazione primaria con un elettrone di un piano del tracker,

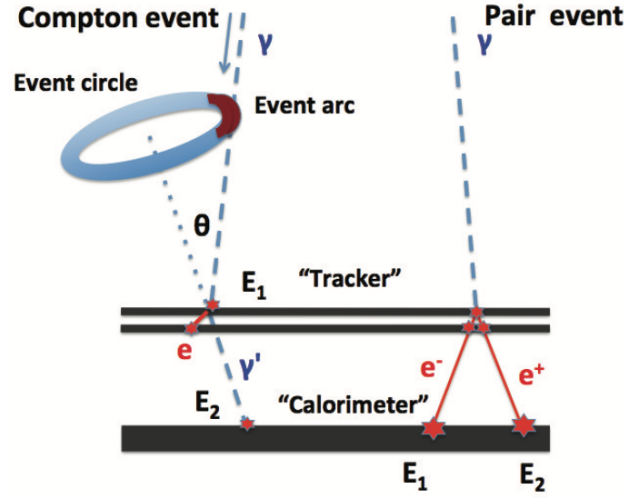


Figura 2.2: Ricostruzione della direzione di arrivo del fotone primario per un evento Compton (a sinistra) e per una produzione di coppie (a destra).

è scatterato di un angolo θ e trasferisce parte della sua energia all'elettrone. Successivamente il fotone prosegue la sua traiettoria finchè non viene assorbito dal calorimetro.

Assumendo come E_1 l'energia trasferita all'elettrone, E_2 quella depositata nel calorimetro e m_e la massa dell'elettrone, l'angolo θ iniziale è definito come segue:

$$\theta = \arccos \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_2} + \frac{m_e c^2}{E_1 + E_2} \right) \quad (2.1)$$

La direzione originale del fotone non è ancora stata tracciata completamente, ma giace sulla superficie laterale del cono che ha come vertice il punto di interazione del fotone sul piano superiore e apertura pari all'angolo di diffusione. La proiezione sulla sfera celeste di questo cono è una circonferenza, detta circonferenza degli eventi. Questo, però, impedisce la determinazione precisa della direzione di arrivo di ciascun evento, quindi la localizzazione di una sorgente gamma rivelata da un telescopio Compton viene ottenuta dall'intersezione delle circonferenze degli eventi associate a ciascun fotone gamma rivelato. Le misure reali contengono sempre un certo errore nella determinazione dell'angolo di diffusione, quindi ciò che prima è stata definita circonferenza degli eventi è in realtà una corona circolare, il cui spessore è fornito

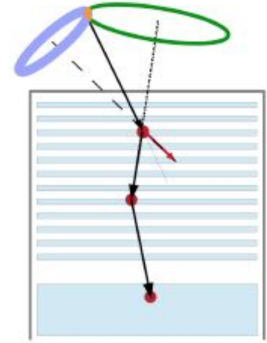


Figura 2.3: Ricostruzione della direzione di provenienza di un fotone che genera un processo Compton all'interno del tracker.

dall'errore sull'angolo di diffusione θ :

$$\Delta\theta = \frac{m_e c^2}{\sin\theta} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{E}\right)^2 + \left[\frac{E_1(E_1 + 2E_2)\Delta E_2}{E^2 E_2^2}\right]^2} \quad (2.2)$$

dove $E = E_1 + E_2$. L'incertezza nella ricostruzione della circonferenza degli eventi è riflessa, quindi, nella sua larghezza ed è dovuta all'errore associato alla ricostruzione della traccia del fotone scatterato e alle incertezze nella misura dell'energia dell'elettrone scatterato (ΔE_1) e del fotone diffuso (ΔE_2). Se il processo Compton è molto energetico, cioè ordini di grandezza superiori al MeV, è possibile misurare la traccia dell'elettrone scatterato, e quindi si può ridurre il cerchio dell'evento ad un arco (arco dell'evento) intersecando il cerchio del fotone con quello dell'elettrone come mostrato in Figura 2.3: le traiettorie del fotone e dell'elettrone sono rappresentate rispettivamente dalla linea nera e rossa, mentre in verde è raffigurato il cerchio dell'evento relativo al fotone, in blu quello relativo all'elettrone e in arancione l'arco dell'evento, la cui lunghezza dipende dall'incertezza nella ricostruzione della traiettoria dell'elettrone. Ciò determina un evento "tracciato" sulla base dello studio delle due particelle secondarie (fotone ed elettrone scatterati). Si ottiene, così, un miglioramento nella localizzazione della sorgente. Dagli angoli di scattering è possibile determinare anche il grado di polarizzazione del fotone incidente. Questo metodo di tracciatura è possibile in e-ASTROGAM grazie al fatto che il materiale passivo è stato ridotto al minimo sia in cima che ai lati del rivelatore, e ciò ha permesso una notevole riduzione del contributo di background nel campo di vista e un miglioramento sia della risoluzione angolare, cioè della PSF, sia di quella energetica. e-ASTROGAM si basa sullo stesso meccanismo di AGILE e Fermi-LAT, ma, rispetto a questi satelliti, ha un'efficienza maggiore ad energie minori grazie all'eliminazione dei convertitori passivi tra i piani del tracker. Questa diminuzione del materiale passivo ha condotto alla migliore determinazione della direzione di arrivo del fotone che produce una coppia e^+e^- , riducendo l'assorbimento e gli scattering multipli di elettroni e positroni, anche se riduce l'efficienza di conversione dei raggi gamma. Come illustrato nella parte destra della Figura 2.2, il fotone, a seguito dell'interazione coi piani del tracker, produce una coppia elettrone-positrone, ognuno con la propria traiettoria: la ricostruzione della direzione del fotone primario si basa sulle aperture angolari tra le traiettorie delle coppie e^+e^- generate a seguito delle interazioni di elettrone e positrone mentre si sviluppano nei diversi piani del tracker, cosicché si possa fare una retro-proiezione della posizione della sorgente. Dal momento che le misure delle posizioni delle traiettorie della coppia prodotta sono affette da errori, non ci si aspetta una sorgente puntiforme, ma un piccolo cerchio che contiene tutte le possibili direzioni di arrivo. Questo processo è possibile solamente combinando il lavoro del tracker con quello del calorimetro, poichè il primo fornisce informazioni riguardo gli scattering multipli sia del positrone che dell'elettrone, mentre il secondo misura l'energia totale depositata. Si può misurare anche il grado di polarizzazione

della particella primaria che genera coppie ottenendo le informazioni necessarie dall'orientazione azimutale del piano elettrone-positrone e ciò è possibile grazie al valore piuttosto basso della massa dei piani del tracker che implica anche un miglioramento della PSF.

2.1 Il Tracker

Il tracker di e-ASTROGAM è lo strumento principale su cui si incentra l'intera missione ed è basato sull'utilizzo di strip di silicio per rilevare il segnale. Questa tecnologia è già stata utilizzata anche in altri ambiti, come quello medicale (e.g. *Moskal et al. 2013*) o negli esperimenti di urti tra particelle (ALICE [A Large Ion Collider Experiment] del CERN LHC). Rispetto alle missioni pattuali come AGILE o Fermi, il tracker ha sviluppato parecchi miglioramenti, tra cui l'utilizzo di rivelatori a doppia faccia (DSSDs, Double Side Strip Detector) accoppiati AC con l'elettronica, che permettono al satellite di coprire anche l'intervallo Compton.

Il tracker si divide in 56 piani, distanti l'uno dall'altro 10 mm, ciascuno dei quali è formato da 100 DSSDs ed è diviso in quattro unità di 5x5 rivelatori a doppia faccia, i quali sono collegati bondando tra loro le strip tramite fili sottili di 25 μm di alluminio arricchito al silicio all'1%. Dapprima sono assemblati cinque rivelatori e successivamente vengono collegati ad altri cinque posti in direzione ortogonale. Ogni DSSD ha un'area geometrica di 9.5x9.5 cm^2 , uno spessore di 500 μm , gli elettrodi di 100 μm di larghezza e uno strip pitch di 240 μm , cosicché l'area totale di rivelazione è pari a 9025 cm^2 e lo spessore totale di silicio è di 2.8 cm, che corrisponde ad una probabilità del 40% ad 1 MeV di interagire tramite effetto Compton. Ogni faccia di un rivelatore double side contiene 384 microstrip e ogni DSSD è circondato da un guard ring di 1.5 mm in grado di interrompere le correnti superficiali (Sezione 4.2). La disposizione a stack di rivelatori relativamente sottili permette un'efficiente tracciatura della posizione sia di una possibile coppia elettrone-positrone prodotta, sia dell'elettrone di rinculo prodotto dallo scattering Compton. I segnali dei DSSD successivamente sono letti da 860160 canali elettronici indipendenti che hanno capacità di self-triggering (capacità di acquisizione il segnale quando supera la soglia prefissata). Il tracker di e-ASTROGAM, quindi, presenta le seguenti caratteristiche:

- la lettura di carica con un rumore di 6 keV FWHM, cioè con una risoluzione spettrale molto buona, permette di misurare accuratamente anche i più piccoli depositi di energia prodotti da eventi Compton;
- la soglia minima di energia rivelabile di 15 keV;
- una risoluzione spaziale inferiore a 40 μm , cioè meno di $\frac{1}{6}$ dello strip pitch;

- la sua struttura meccanica leggera permette di utilizzare meno materiale passivo al fine di riuscire a tracciare anche gli elettroni poco energetici prodotti per effetto Compton e le coppie elettrone-positrone prodotte tramite pair production. Ciò permette di ridurre gli effetti di scattering Coulomb multiplo e migliora la PSF sia nel range Compton sia in quello di produzione di coppie.

La struttura meccanica del tracker deve fare in modo di sostenere le quattro unità che contengono ognuna 5x5 DSSD, i quali sono incollati tramite un adesivo strutturale a due frame di resina polimerica di 2 mm di spessore rinforzata da fibre di carbonio intrecciate nella struttura, le quali limitano gli spostamenti verticali sotto carico e grazie ad esse si ottiene una distanza tra gli strati di silicio di 10 mm.

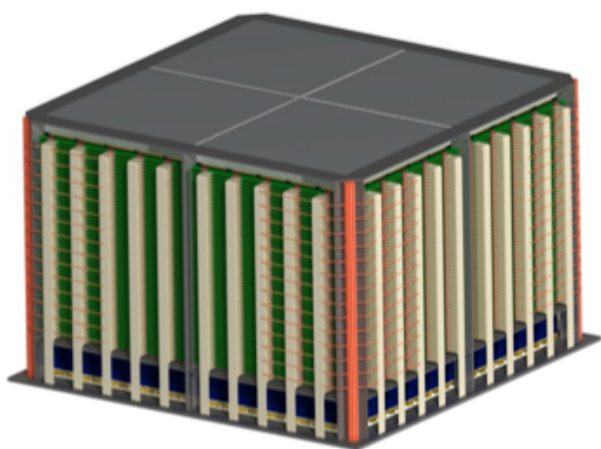


Figura 2.4: *Struttura meccanica del tracker di e-ASTROGAM. A lato è riportata la descrizione.*

Essi sono posti uno nella parte superiore e uno in quella inferiore e, per permettere l'isolamento elettrico, viene posizionato nel mezzo dello spessore di colla una lamina di Kapton, in quanto in grado di rimanere stabile su un'ampio range di temperature. I frame sono composti da barre che avvolgono i rivelatori di silicio e sono disposti l'uno ortogonalmente all'altro in modo da formare una griglia. In particolare quelli di supporto sono paralleli alle strip dei detectors, in modo da permettere il bonding (Sezione 4.2). Successivamente le quattro unità sono assemblate insieme grazie ad una struttura principale costituita da colonne di alluminio verticali di fissaggio (Figura 2.4) e, per

aumentare la rigidità di ogni torre, vengono utilizzati due pannelli a nido d'ape posti uno in cima alla struttura e uno alla base, rispettivamente di 4 cm e 1 cm di spessore. Alla struttura meccanica si affianca la Front End Electronics (FEE) costituita dall'ASIC e dall'ADC; i segnali in uscita dalle microstrip sono connessi agli ASIC di lettura tramite dei pitch adapter. La FEE si trova sui quattro lati del tracker, quindi non ci sono componenti elettronici tra le quattro unità di 5x5 DSSD, per un totale di 860160 segnali provenienti dai rivelatori. Gli ASIC a 32 canali di lettura sono in totale 26880, cioè 4x120 ASIC per strato. Per la missione e-ASTROGAM sono stati scelti come dispositivi di lettura i circuiti integrati a bassa potenza IDeF-X HD (Imaging X-Ray Detector Front-end with High Dynamic Range) sviluppati al CEA/Saclay. Questi dispositivi sono dei chip che, alimentati a 3.3 V, consumano 800 $\mu W/\text{canale}$ e hanno una grandezza di 5.8x2.5 mm². IDeF-X HD è stato progettato per riuscire ad ave-

re un'ottima tolleranza alla radiazione; per questo motivo è stato selezionato per la front-end electronics della strumentazione STIX (Spectrometer Telescope for Imaging X-rays) della missione Solar Orbiter, la quale dovrà studiare l'ambiente spaziale nelle vicinanze del Sole. Ogni canale dell'ASIC è formato da un preamplificatore di carica (CSA), ottimizzato per correnti minori di 1 nA e una capacità di circa 10 pF, un amplificatore a guadagno variabile, uno stadio di cancellazione del polo zero, un formatore con peaking time regolabile nel range 1-11 μ s, un baseline holder che fornisce un offset stabile qualunque sia la corrente di leakage in ogni canale, un circuito di peak detector e hold e un discriminatore nel range 0-13 keV per il silicio. Il CSA contiene un circuito di feedback a reset continuo in grado di sopprimere il rumore non stazionario per ottimizzare la risposta del dispositivo nell'intero range dinamico, che è di ~ 10 fC. Successivamente gli output analogici dell'ASIC vengono convertiti in segnali digitali tramite l'ADC OWB-1, il quale è un sistema integrato costituito da un chip di area 11.55 mm² (OWB-1) a basso rumore (0.6 LSB¹) e bassa potenza (1 mW per canale) che include un Wilkinson ADC (Analog to Digital Converter). Quest'ultimo è un ADC a rampa che misura la tensione di input attraverso il tempo di scarica del condensatore caricato alla tensione di ingresso; in seguito questo viene scaricato ad una corrente costante e viene misurato il tempo di scarica, il quale è proporzionale alla tensione di input contando gli impulsi di clock. Nel caso di e-ASTROGAM il convertitore è un sistema parallelo per 16 canali differenziali con una risoluzione a 13 bits ad un rate di conversione di 2.8 μ s.

2.2 Il Calorimetro

Il calorimetro è la seconda componente principale della missione. È un rivelatore a pixel costituito da un materiale a scintillazione ad alto numero atomico, precisamente Ioduro di Cesio attivato al Tallio ($Z = 81$) ($CsI(Tl)$), per un efficiente assorbimento sia dei raggi gamma scatterati per effetto Compton sia delle coppie e^+e^- . La scelta di questo materiale è motivata da varie ragioni: prima di tutto è uno dei migliori scintillatori (vedi Appendice A) in quanto libera 60 fotoni per ogni keV, l'accoppiamento con la risposta dei fotodiodi di silicio è molto buono, è poco igroscopico, ha un'ottima resistenza alla radiazione e soprattutto è già stato utilizzato in altre missioni dando ottimi risultati. Nella seguente Figura 2.5 è rappresentata la sua struttura:

Essa si compone di 33856 barre a forma di parallelepipedo, ognuna di lunghezza 8 cm e area 5x5 mm², le quali sono lette da entrambi i lati da rivelatori al silicio SDD (Silicon Drift Detectors). Sono raggruppate in 529 moduli, ciascuno contenente 23x23 moduli

¹Least Significant Bit: definisce il valore dell'errore di quantizzazione sulla base della risoluzione del convertitore analogico-digitale e del fondo scala sul quale sono state acquisite le misure. Corrisponde alla distanza tra due livelli di quantizzazione contigui.

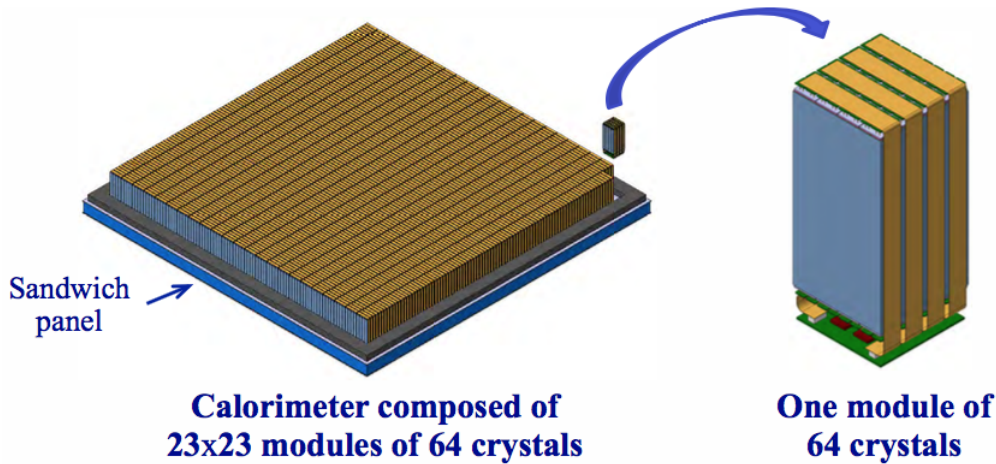


Figura 2.5: A sinistra si riporta la struttura del calorimetro; a destra l'ingrandimento di un modulo di base.

elementari, ognuno formato da 64 cristalli. Ogni cristallo è ricoperto da un materiale riflettente, costituito da uno strato di $63 \mu\text{m}$ di un polimero multistrato non metallico riflettente, già utilizzato nel calorimetro di Fermi/LAT, per ottimizzare la raccolta della luce e ridurre il cross talk. Lo spessore del calorimetro di 8 cm assicura una probabilità di assorbimento di un fotone da 1 MeV in asse dell'88%. I rivelatori SDD a cui sono otticamente accoppiate entrambe le estremità delle barre di CsI(Tl) sono dispositivi in grado di funzionare sia da rivelatori della luce di scintillazione sia da rivelatori diretti dei raggi X e, a parità di area attiva equivalente, rispetto ai fotodiodi PIN² sono in grado di ridurre il contributo del rumore di quasi un ordine di grandezza grazie al fatto che la carica prodotta viene "spinta", attraverso il campo elettrico generato nella regione di svuotamento, verso un anodo di raccolta, di piccola area e capacità (circa 100 fF). Si ottiene, in questo caso, una piccola capacità d'uscita indipendente dall'area attiva. Utilizzando i SDD come dispositivi per la lettura dei cristalli a scintillazione, la soglia energetica diventa inferiore ai 30 keV e si raggiungono valori molto buoni di risoluzione energetica. Nel calorimetro di e-ASTROGAM, al modulo di base formato da quattro barre vengono accoppiate due matrici 2×2 di SDD di 5 mm di lato ciascuno e le due file di rivelatori sono poste una sopra le barre di CsI(Tl) e una sotto, per un

²Un fotodiiodo PIN (Positive Intrinsic Negative) è realizzato tramite un substrato n^+ fortemente drogato, uno strato di semiconduttore quasi intrinseco (non drogato) e una regione fortemente drogata p^+ . Grazie a questa configurazione si ottiene un'ampia regione di svuotamento che determina il volume attivo del rivelatore. I PIN sono caratterizzati da un campo elettrico costante per tutta la regione depleta, da una capacità piccola e dall'indipendenza dalla tensione esterna. La principale differenza di questo tipo di rivelatore dal fotodiiodo a giunzione p-n (Sezione 4.1) risiede nel fatto che tra la zona p ed n vi è posto un semiconduttore puro, il quale presenta una resistività elevata e permette al dispositivo di funzionare anche per alte frequenze.

totale di 67712 SDD nell'intero calorimetro. L'area totale di quest'ultimo è di $100 \times 100 \text{ cm}^2$ e la distanza dal tracker è di 2 mm . L'architettura di questo strumento è basata sia su missioni precedenti come MCAL (MiniCalorimetro) per AGILE e PICsIT per INTEGRAL sia su esperimenti di fisica delle particelle come ALICE per l'LHC del CERN, in cui però sono state apportate due migliorie:

- la risoluzione energetica Full Width Half Maximum (FWHM) del 4.5% a 662 keV grazie all'utilizzo degli SDD per la lettura dei cristalli di CsI, ai quali è collegata una Front End Electronics con un rumore molto basso;
- la risoluzione spaziale è migliorata grazie ad un'opportuna funzione peso applicata ai segnali registrati ad entrambe le estremità della barra che permette la misura della profondità di interazione nel rivelatore. La risoluzione lungo lo spessore delle barre è di 5 mm FWHM, cioè confrontabile con la risoluzione nel piano X-Y data dall'area $5 \times 5 \text{ mm}^2$ di base del cristallo. In questo modo è possibile misurare la posizione 3D di ogni evento interagente.

Questi miglioramenti sono molto importanti perchè per ricostruire la direzione di provenienza di un fotone che genera un evento Compton si richiede una misura estremamente accurata della posizione di interazione e dell'energia depositata. Inoltre il calorimetro, nonostante lavori in parallelo agli altri due strumenti principali, può essere utilizzato anche da solo, poichè tramite la rapida riconfigurazione a bordo e le posizioni rilevate, riesce a fornire una prima localizzazione approssimativa dell'evento interagente. La ricostruzione immediata anche se approssimativa della posizione di un evento viene utilizzata soprattutto per la ricerca di sorgenti transienti come i GRB oppure i Terrestrial Gamma-ray Flash (TGF).

Soffermandosi sulla struttura meccanica del calorimetro, in Figura 2.6 sono illustrate le varie componenti che circondano un modulo di base costituito da 64 cristalli e 16×4 fotosensori per lato sia nella parte superiore sia in quella inferiore. I cristalli sono supportati da una struttura alveolare con pareti di $200 \mu\text{m}$ in resina polimerica rinforzata da fibre di carbonio ed ogni cella ospita quattro cristalli. Successivamente ogni modulo viene fissato al pannello inferiore (sandwich panel in Figura 2.5), il quale è formato da una zona centrale di 3 cm a nido d'ape coperta da fibra di carbonio. Questa disposizione conferisce al pannello una rigidità tale da permettergli di sostenere l'intero peso dei 33856 cristalli del calorimetro, cioè 305 kg . Anche nella parte superiore della struttura alveolare viene posta una copertura di carbonio in modo che gli spostamenti dei cristalli siano ridotti al minimo. Infine le lamine in Kapton, illustrate in giallo, servono a collegare gli ASIC di lettura dei fotosensori superiori ed inferiori ai convertitori analogico-digitali (ADC) e a disperdere in parte il calore prodotto dagli SDD ($2 \times 27 \text{ mW}$ per ogni modulo). Gli ADC si trovano insieme alla Front End Electronics (FEE) al di sotto dei cristalli su schede elettroniche contenenti ognuna 4 ASIC da 32 canali.

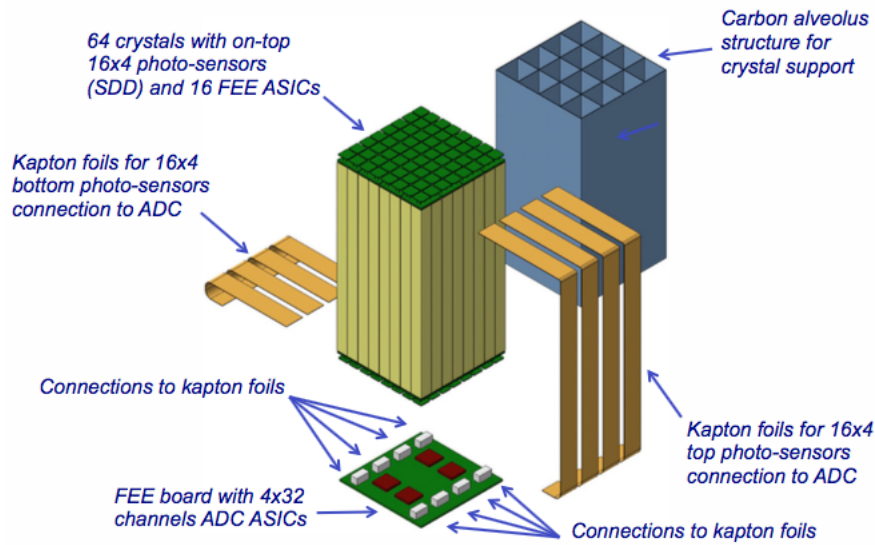


Figura 2.6: *Struttura meccanica di un modulo di base del calorimetro.*

Gli ASIC per la lettura dei SDD sono dei circuiti VEGA modificati, a bassa potenza ($420 \mu W$ per canale) che contengono un preamplificatore, un amplificatore formatore programmabile, un discriminatore ed uno stretcher. L'Equivalent Noise Charge (ENC) dell'ASIC è di $16 e^- rms$ di rumore a $3 \mu s$ di shaping time quando la capacità di ingresso dell'SDD è di $350 fF$ e ciò comporta una risoluzione in energia di $183 eV$ FWHM a $5.9 keV$. Nell'ASIC sono previsti 32 canali indipendenti, ognuno di dimensioni $200 \times 500 \mu m$, con un range dinamico di $60 keV$ per la rivelazione diretta di raggi X nel silicio che corrispondono a $\sim 16400 e^-$. I dispositivi sono ancora in fase di ottimizzazione per adattarsi alle esigenze del calorimetro in quanto dovrebbero migliorare di un fattore ~ 20 il range dinamico dell'amplificatore per raggiungere i livelli di resa in fotoelettroni di $30 e^-$ per keV, che si possono ottenere tramite lo scintillatore CsI(Tl) accoppiato ai dispositivi di silicio. Per leggere i segnali generati dai 67712 SDD sono necessari 16928 ASIC, ciascuno dotato di quattro canali in una successiva versione del chip, e il segnale analogico di ogni chip infine sarà convertito in digitale grazie al sistema integrato a 32 canali presente anche nel tracker (Sezione 2.1), cioè OWB-1 ADC, cosicché i 2×64 segnali di ogni singolo modulo elementare saranno processati da quattro OWB-1 ADC.

2.3 Il Sistema di Anticoincidenza

Il sistema di anticoincidenza è il terzo dei rivelatori principali del payload di e-ASTROGAM e si compone di due parti:

- un'anticoincidenza standard (Upper-AC) che avvolge tutte le quattro facciate

lateralmente ed il lato superiore del payload con pannelli ricoperti di plastico scintillatore, lasciando però libero il lato inferiore, per un totale di 5.2 m^2 di area efficace. Ogni facciata laterale è divisa a sua volta in sei sottopannelli di 5 mm di spessore, mentre il lato superiore in nove spessi 6 mm l'uno, per un totale di 33 sottopannelli a ricoprire l'intero sistema, i quali, in seguito, sono collegati grazie a fibre ottiche ad un fotomoltiplicatore al silicio (SiPM);

- un sistema di rivelazione che fornisce il tempo di volo (ToF, Time of Flight) posizionato al di sotto del lato inferiore lasciato libero dall'Upper-AC e che impedisce al PDHU di considerare le particelle di background prodotte dallo strumento stesso. In particolare, per giustificare la sua posizione, esso è utilizzato per discriminare le particelle uscenti dalla base dello strumento da quelle entranti, cioè da scartare. Il ToF è composto da due piani di scintillatori di 6 mm separati di 50 cm l'uno dall'altro e la risoluzione temporale è di 300 ps .

Questa architettura è stata riproposta in base al successo derivato dai sistemi di anti-coincidenza delle missioni AGILE e Fermi/LAT e la loro segmentazione è stata la chiave per la riduzione del tempo morto dello strumento tra una segnalazione del sistema e la riattivazione dello stesso a causa dell'interazione con una particella di background. Gli scintillatori che ricoprono l'Upper-AC sono materiali che hanno un picco di risposta intorno ai 425 nm e i loro spessori di 5 e 6 mm permettono una raccolta della luce tale da rilevare il 99.99% delle particelle cariche relativistiche. Infatti questo strumento è stato progettato per avere un'inefficienza dell'ordine di 10^{-4} e una soglia energetica di 100 keV . La luce emessa dagli scintillatori successivamente viene trasferita al fotomoltiplicatore al silicio tramite fibre ottiche che ne spostano la lunghezza d'onda, collegato a sua volta al convertitore digitale temporale (TDC, Time Digital Converter). Il grande vantaggio è dato dal SiMP, il quale è in grado di lavorare anche a bassa tensione, in modo tale che il rumore sia diminuito notevolmente e non ci sia il bisogno di alte tensioni. I candidati sono tutti fotomoltiplicatori che hanno la sensibilità di picco a 420 nm su un range di sensibilità che va da 300 a 800 nm , quindi in grado di lavorare molto bene con i plastici scintillatori. Infine si prevede l'utilizzo dell'ASIC VATA64 per l'Upper-AC, cioè un chip ottimizzato per il SiMP e soprattutto già qualificato per l'ambiente spaziale.

Capitolo 3

Geant4 - BoGEMMS - Il Simulatore

In questo capitolo verranno presentati e descritti il simulatore Geant4 e il software BoGEMMS. Successivamente saranno testati tramite il calcolo dell'efficienza di attenuazione di un fascio di fotoni molto energetici sul tracker di e-ASTROGAM ed infine si illustreranno i software di analisi utilizzati per trattare i file in uscita dal simulatore. Geant4 è un toolkit per la simulazione del trasporto di particelle attraverso la materia. Esso è stato presentato per la prima volta nel 1994 da una collaborazione internazionale di scienziati ed enti di ricerca a cui faceva capo un rappresentante per ogni ente coinvolto (CERN, KEK, TRIUMF, ATLAS, CMS) per far fronte alle richieste della moderna fisica nucleare e delle particelle riguardo alla creazione di applicazioni e di software frameworks robusti. In particolar modo la necessità di conoscere, tramite simulazioni accurate, il comportamento preciso dei rivelatori di particelle, i quali sono diventati sempre più grandi, complessi e sensibili, ha dato il via allo sviluppo di questo software. Non è utilizzato solamente in ambito astrofisico, ma in qualunque disciplina che concerne l'interazione tra particelle, come la medicina (e.g. *Cho et al. 2016, Makarova et al. 2016*), la fisica ad alte energie (e.g. *Rädel & Wiebusch 2012*), la fisica nucleare (e.g. *Mackeprang & Milstead (2010)*), la radioterapia (e.g. *Marcatili et al. 2013*), lo studio dei danni causati da radiazioni all'elettronica dei satelliti (e.g. *Guthoff et al. 2012*), gli studi di danni biologici (e.g. *Surdutovich et al. 2009*), ecc. I suoi scopi iniziali negli esperimenti ad alte energie erano quelli di creare uno strumento che fosse sia strutturato tramite una programmazione ad oggetti sia implementato con un linguaggio C++ per la geometria ed il tracciamento e che portasse ad un netto miglioramento rispetto a Geant3. Per quanto riguarda la geometria esso fornisce supporto per la riproduzione di ambienti 3D come ad esempio i rivelatori degli esperimenti LHC oppure i modelli per il movimento del corpo umano, andando dalle scale molecolari alle dimensioni di un pianeta. Esso copre un vasto range energetico che va da poche decine di eV ai TeV e vari processi fisici come quelli elettromagnetici, adronici, ecc. ed è stato progettato per ricostruire e gestire geometrie complesse, in modo da riuscire a riprodurre i modelli fisici utilizzati. Proprio questa grande vastità di modelli fisici è la base dell'innovazione

che ha portato Geant4 a gestire le interazioni delle particelle con la materia attraverso una gamma molto ampia di energie: infatti esso funge da repository che contiene tutto ciò che è noto a proposito delle interazioni tra particelle e che può essere continuamente raffinato, ampliato e sviluppato. Questo era proprio il limite dei sistemi precedenti, i quali non riuscivano a far fronte alle continue miglierie e quindi all'occupazione sempre maggiore di spazio, alla complessità e all'interdipendenza del codice di procedura. L'ostacolo è stato superato introducendo una programmazione orientata ad oggetti, la quale ha permesso di gestire la complessità e limitare le dipendenze, costruendo un'interfaccia uniforme e dei principi organizzativi comuni per tutti i modelli fisici.

Questo software si basa sui metodi di Monte Carlo, cioè una classe di metodi computazionali per riprodurre e risolvere numericamente un problema in cui sono coinvolte variabili aleatorie e la cui soluzione per via analitica risulta troppo complessa o addirittura impossibile. Esso, attraverso delle simulazioni basate su un algoritmo che genera numeri casuali che seguono una distribuzione di probabilità, ottiene delle stime, le quali migliorano man mano che la dimensione del problema cresce. Il metodo di Monte Carlo, quindi, permette di ottenere la distribuzione di probabilità di un evento x nell'intervallo $[x_1, x_2]$:

$$f(x) = \sum_{i=1}^n N_i f_i(x) g_i(x) \quad (3.1)$$

dove $N_i > 0$, $f_i(x)$ sono le densità di probabilità normalizzate sull'intervallo $[x_1, x_2]$ e $g_i(x) \leq 1$ rappresenta il peso della probabilità di ogni evento. x può essere campionata attraverso vari passi:

- scegliendo un valore casuale di i con una probabilità proporzionale a N_i ;
- scegliendo un valore x_0 dalla distribuzione $f_i(x)$;
- calcolando $g_i(x_0)$ e prendendo $x = x_0$ con una probabilità di $g_i(x_0)$;
- se x_0 non è accettabile ricomincia il ciclo.

Stando a questi passaggi il numero medio di prove per accettare un valore è $\sum_i N_i$. Un buon metodo di campionamento dalla distribuzione descritta deve fare in modo che le sottodistribuzioni $f_i(x)$ possano essere calcolate facilmente, le funzioni $g_i(x)$ siano valutate velocemente e che il numero medio di tentativi non sia troppo grande. Nel caso in cui la distribuzione non sia normalizzata, il numero medio di tentativi sarà $\sum_i \frac{N_i}{C}$, con $C = \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx > 0$.

BoGEMMS (*Bulgarelli et al. 2012, Fioretti et al. 2014*) (Bologna Geant4 Multi-Mission Simulator) è un software basato sulle librerie Geant4 sviluppato all'INAF/IASF di Bologna in grado di svolgere simulazioni del payload di bordo di satelliti scientifici.

Tramite questo software è possibile impostare i parametri geometrici e fisici, poi successivamente gli output simulati, salvati in file fits (Mohan *et al.* 2016) oppure root (Morita *et al.* 2003), possono essere filtrati come vere osservazioni spaziali tramite un software di analisi per arrivare ad ottenere, ad esempio, il tasso di conteggi di background e gli spettri. La nascita di Geant4 è stata molto importante, in quanto prima dello sviluppo di codici riguardanti il trasporto di particelle, il background delle missioni spaziali era calcolato tramite metodi empirici basati sull'esperienza di missioni operative e vari esperimenti, i quali però trascinarono con sé varie incertezze sul calcolo finale del contributo di background. Grazie al toolkit Geant4 basato su simulazioni di Monte Carlo sono stati apportati notevoli miglioramenti sul calcolo del contributo del fondo, nel quale però l'utente deve impostare la fisica e la geometria direttamente nei file codificati di Geant4 per ogni simulazione, sviluppando di fatto un nuovo simulatore per ogni esperimento. BoGEMMS invece semplifica il processo e permette all'utente di impostare i parametri desiderati da un file di configurazione letto dal simulatore, nel quale si può scegliere la physics list, il formato del file di output e, nel caso di geometrie semplici, la possibilità di creare i cosiddetti stepping volumes, cioè dei volumi vuoti non interagenti per monitorare o rimuovere le particelle. BoGEMMS

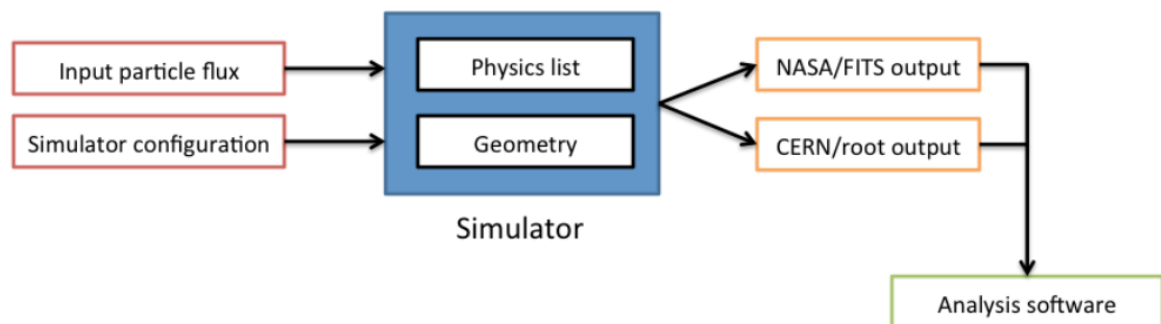


Figura 3.1: *Struttura delle varie fasi del simulatore BoGEMMS. (da: Bulgarelli et al. 2012).*

si divide in varie fasi come illustrato in Figura 3.1: dapprima bisogna impostare il file di input di configurazione, in cui si specifica il tipo di particelle, la fisica, la geometria e il formato desiderato in uscita; successivamente il software richiama le librerie di Geant4 per effettuare la vera e propria simulazione e infine gli output devono essere passati ad un algoritmo di analisi, il quale deve filtrare i risultati. Gli output, generati nei file fits o root possono essere di quattro tipi:

- IN-OUT: i parametri descrittivi ogni particella sono scritti sia all'entrata che all'uscita di ogni volume con cui hanno interagito durante il loro percorso e le particelle generate secondariamente sono registrate a partire dal volume in cui sono state prodotte. Questo tipo di file è utile se si vogliono fare studi sul conteggio del background o sull'interazione tra protoni e le ottiche X dello strumento;

- ENERGY: per ogni volume e particella (primaria o secondaria) è scritta la somma dei depositi di energia. Ciò permette sia di ottenere file leggeri da analizzare sia di valutare la bontà dello strumento;
- STEP: per ogni interazione vengono scritti tutti i parametri riguardanti la fisica della particella e le sue proprietà. Questo tipo di output produce una grande quantità di dati, quindi è utilizzabile solo per poche particelle in input;
- XYZ: raccoglie il segnale dai volumi colpiti. Quando la particella interagisce col volume, i suoi depositi di energia vengono sommati finché essa non esce oppure viene assorbita o convertita. Se si viene a formare una particella secondaria, anche la sua energia è raccolta lungo il percorso. Questo tipo di formato si distingue anche per la classificazione delle particelle, le quali vengono contrassegnate a seconda che siano il prodotto di uno scattering Compton o di una produzione di coppie. Successivamente nel file di output sia i fotoni primari che secondari vengono segnati in base al processo (Compton/produzione di coppie) e questa assegnazione è molto utile se si simulano telescopi che lavorano in un intervallo energetico in cui si verificano entrambi i processi.

3.1 Efficienza di attenuazione

Il primo approccio con il simulatore BoGEMMS è avvenuto attraverso lo studio del tracker di silicio del satellite e-ASTROGAM per determinarne l'efficienza di attenuazione a varie energie. Dal momento che esso è formato da 56 piani di lastre di silicio, dapprima si è voluto studiare il comportamento di un singolo rivelatore. Nel file di configurazione sono stati impostati i processi energetici legati alla banda energetica di e-ASTROGAM (il quale riceve fotoni da 300 keV a 3 GeV), i materiali e la geometria. BoGEMMS necessita di due file di configurazione: il primo contiene i parametri che definiscono la geometria, i processi fisici, il tipo di output e la sua organizzazione, mentre il secondo contiene i parametri di visualizzazione, il tipo di sorgente, il tipo di particelle lanciate, il punto di focalizzazione e l'energia coinvolta. Inoltre quest'ultimo racchiude al suo interno anche il `currentEvent.rndm`, cioè un file che contiene i parametri di casualità per rendere randomica la simulazione.

In questo caso sono stati lanciati 10000 fotoni gamma perpendicolarmente alla lastra di silicio da una sorgente puntiforme posta ad un'altezza di 25 cm sull'asse z e focalizzati al centro della lastra. Il simulatore attua un metodo di lancio dei fotoni per cui la particella successiva viene lanciata solo quando la prima ha terminato l'interazione con l'oggetto.

Inizialmente l'energia è stata fissata a 10 MeV ed il risultato è esposto in Figura 3.2. I raggi verdi sono i fotoni, mentre quelli gialli racchiudono tutte le altre particelle; prendendo in esame l'immagine a sinistra, si vede che la provenienza del fascio iniziale

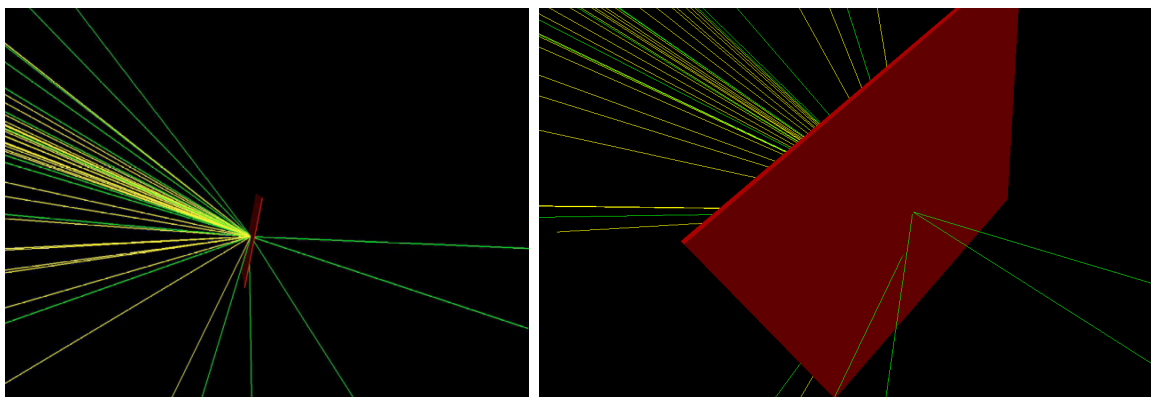


Figura 3.2: *Diverse prospettive di una lastra di silicio di spessore 500 μm colpita da un fascio di 10^4 fotoni gamma.*

si trova a destra della lastra, leggermente inclinata in basso e lo si capisce anche dal fatto che osservando i raggi uscenti, essi si concentrano per la maggior parte nella medesima direzione. Inoltre, dal momento che il visualizzatore non rappresenta tutte le particelle, il cui gran numero potrebbe portare all'eccessivo appesantimento del file immagine, sono stati analizzati i dati tramite un software scritto in Python e si è notato che, come mostrato in figura, su 10000 fotoni gamma lanciati, $3 \pm \sqrt{3}$ tornano indietro:

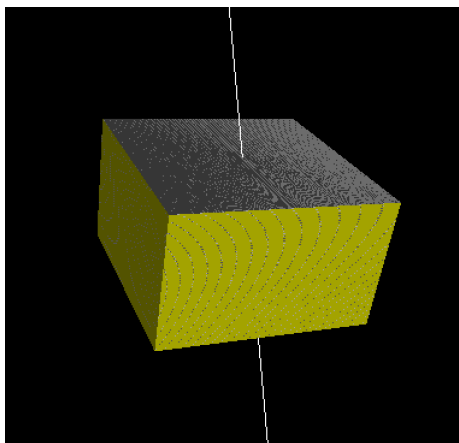


Figura 3.3: *Geometria simulata del tracker di e-ASTROGAM.*

essi, nonostante le basse energie, potrebbero essere il risultato dell'annichilazione di una coppia elettrone-positrone, la quale produce due fotoni che si allontanano l'uno dall'altro in direzioni opposte. Questo processo di produzione di coppie è più efficiente ad energie maggiori, ma ciò non toglie che la probabilità che ciò accada anche a 10 MeV sia diversa da zero. Un'altra ipotesi, più plausibile, è che essi siano il prodotto di vari scattering secondari che ne hanno deviato la direzione fino a farli tornare nel piano di partenza (backscattering). Tuttavia il fatto che il numero di eventi sia così ridotto non permette di escludere alcuna delle ipotesi proposte. Successivamente è stata utilizzata la vera e propria geometria del tracker mostrata in Figura 3.3, per la cui visualizzazione è stato utilizzato un geantino come particella di prova (fascio bianco), cioè una particella che non interagisce con la materia, ma la attraversa e permette anche di alleggerire il file immagine: questo strumento è molto utile durante la realizzazione di geometrie complesse che devono essere costantemente monitorate ad ogni cambiamen-

to. I 56 piani del tracker, ciascuno di area $95 \times 95 \text{ cm}^2$, formano uno spessore totale di 2.8 cm .

Per determinare l'andamento dell'efficienza di attenuazione si è voluto coprire tutto l'intervallo energetico sensibile al satellite, cioè da 300 keV a 3 GeV , con 9 simulazioni monocromatiche (300 keV , 1 MeV , 5 MeV , 10 MeV , 30 MeV , 50 MeV , 100 MeV , 500 MeV , 1 GeV). Il primo parametro da determinare è il coefficiente di attenuazione μ , che rappresenta la probabilità per unità di percorso che un fotone ha di interagire con il materiale nel quale si propaga e si misura in cm^{-1} :

$$\mu = \sigma n \quad (3.2)$$

Esso dipende dalla densità numerica n del materiale e dalla sezione d'urto σ (cm^2), cioè l'area che il materiale presenta al fotone per l'interazione ed esprime la probabilità che una certa interazione possa avvenire quando un fascio di particelle colpisce il rivelatore. L'inverso della σ è il cammino libero medio λ , cioè la lunghezza media percorsa dal fotone prima di interagire. Il coefficiente di attenuazione può essere lineare (3.2) o di massa; quest'ultimo si ottiene dividendo $\mu_{lineare}$ per la densità del materiale, cioè in questo caso il silicio ($\rho = 2.33 \text{ g/cm}^3$) e misura la capacità di un materiale di assorbire o scatterare fotoni di una data energia per unità di massa. In generale il coefficiente di attenuazione totale di un materiale è dato dalla somma delle probabilità dei tre principali meccanismi di interazione:

$$\mu = \mu_{ph} + \mu_{compton} + \mu_{coppie} \quad (3.3)$$

Infine l'intensità della radiazione dopo l'interazione col materiale può essere ricavata grazie ai valori del coefficiente di attenuazione, dello spessore t e dell'intensità di radiazione incidente (I_0) attraverso la legge di Beer-Lambert:

$$I = I_0 \times e^{-\mu t} \quad (3.4)$$

Successivamente è stata ricavata l'efficienza di attenuazione ϵ definita come segue:

$$\epsilon = 1 - \frac{I}{I_0} \quad (3.5)$$

L'efficienza alle varie energie simulate è stata riportata con l'andamento in blu nel grafico 3.4 ove, in corrispondenza dei valori di energia utilizzati, sono riportate le rispettive barre d'errore. Per confrontare la veridicità dei risultati con valori analitici (Tabella 3.2), dal sito del NIST (National Institute of Standards and Technology) sono stati ottenuti i valori dei coefficienti di attenuazione di massa del silicio alle varie energie ed è stata successivamente ricavata la curva rossa. Si può notare che gli andamenti sono molto simili e soprattutto entro le barre d'errore, quindi si può concludere che il simulatore BoGEMMS è stato verificato con successo. Per spiegare l'andamento

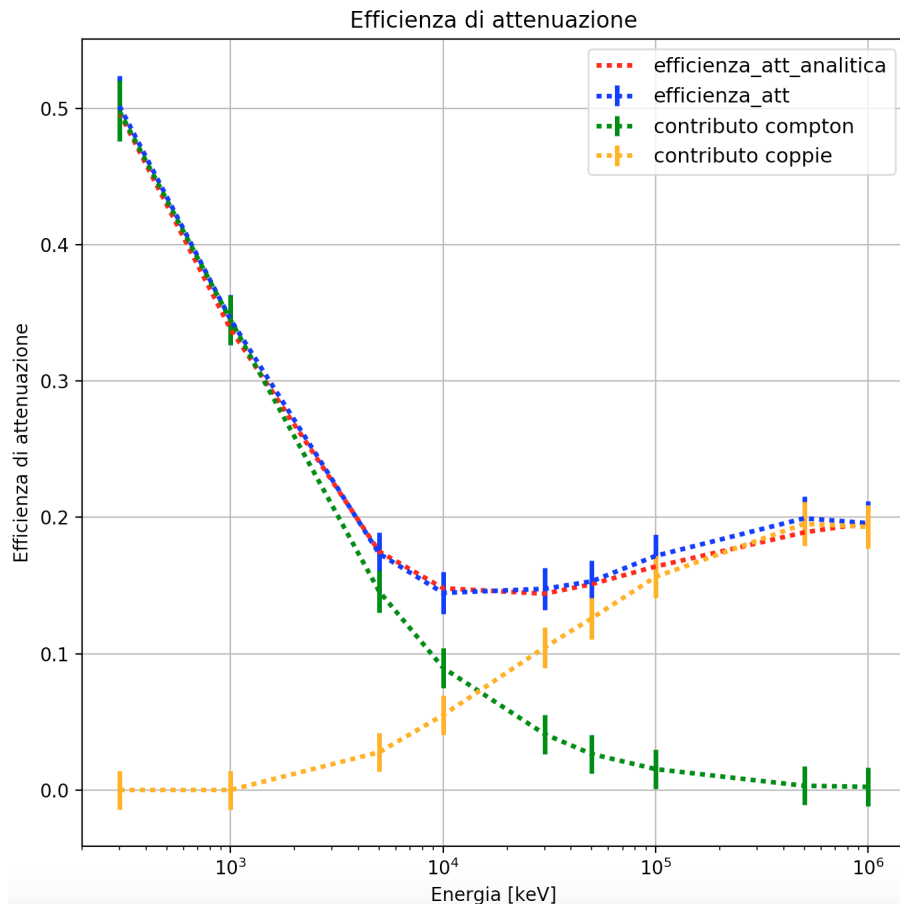


Figura 3.4: *Andamento dell'efficienza di attenuazione del tracker di e-ASTROGAM in funzione dell'energia. La linea blu rappresenta l'andamento ottenuto, quella rossa l'andamento atteso. In verde e giallo sono riportati gli andamenti rispettivamente del processo Compton e della produzione di coppie.*

dell'efficienza sono stati riportati anche gli andamenti dello scattering Compton (in verde) e quello della produzione di coppie (in giallo). Dal momento che il satellite copre un intervallo di energia tale che si ha a che fare con entrambi i processi di interazione, la sua efficienza è data dalla somma dei due contributi, il primo dei quali decresce al crescere dell'energia, mentre il secondo aumenta. La "buca" che si trova a circa 30 MeV è spiegata dal fatto che a tali energie il processo di scattering Compton non è più efficiente, mentre la produzione di coppie è ancora ad energie troppo basse per esserlo sufficientemente. Infatti essa si verifica da energie superiori ad 1.022 MeV, necessari a produrre due fotoni gamma da 511 keV ciascuno in seguito all'annichilazione di un elettrone con un positrone, diventa importante intorno ai 30 MeV, ma la sua efficienza massima si ha sull'ordine dei GeV. Questo è il principale problema del design di satelliti

E	Ph	Compton	Coppie	ϵ	$\epsilon_{Compton}$	ϵ_{Coppie}
300 keV	5018±70	4981±70		0.518±0.022	0.498±0.022	
1 MeV	3451±58	3448±58		0.345±0.018	0.345±0.018	
5 MeV	1734±41	1457±38	277±16	0.173±0.016	0.146±0.015	0.028±0.014
10 MeV	1446±38	896±29	550±23	0.144±0.015	0.090±0.015	0.055±0.014
30 MeV	1476±38	410±20	1046±32	0.147±0.015	0.041±0.014	0.105±0.015
50 MeV	1531±39	264±16	1260±35	0.153±0.015	0.026±0.014	0.126±0.015
100 MeV	1718±41	153±12	1564±39	0.172±0.016	0.015±0.014	0.156±0.015
500 MeV	1993±44	31±5	1953±44	0.199±0.016		0.195±0.015
1 GeV	1958±44	23±4	1930±43	0.196±0.016		0.193±0.015

Tabella 3.1: Valori dell'efficienza di attenuazione in funzione dell'energia dei fotoni incidenti. "Ph" indica i fotoni che hanno interagito col tracker, "Compton" e "Coppie" rappresentano il numero di fotoni, interagenti coi piani di silicio, soggetti all'uno o all'altro processo in funzione dell'energia. ϵ indica l'efficienza di attenuazione totale, la quale è la somma dei contributi $\epsilon_{Compton}$ e ϵ_{coppie} .

che lavorano in intervalli energetici contemplati sia dal processo Compton che da quello di produzione di coppie. Di seguito sono riportati i valori dell'efficienza di attenuazione in funzione dell'energia dei fotoni incidenti.

E	ϵ	$\epsilon_{analitico}$
300 keV	0.518±0.022	0.497
1 MeV	0.345±0.018	0.338
5 MeV	0.173±0.016	0.175
10 MeV	0.144±0.015	0.148
30 MeV	0.147±0.015	0.144
50 MeV	0.153±0.015	0.151
100 MeV	0.172±0.016	0.164
500 MeV	0.199±0.016	0.189
1 GeV	0.196±0.016	0.196

Tabella 3.2: Confronto tra i valori di efficienza di attenuazione ottenuti e quelli analitici del NIST (National Institute of Standards and Technology). Le piccole differenze entro le barre d'errore sono imputabili a fluttuazioni statistiche.

3.2 Software di Analisi

I file fits in formato XYZ in uscita dal simulatore sono stati analizzati da un software scritto in Python, che è la traduzione di un software implementato tramite linguaggio IDL (*Fioretti et al. in prep.*). Esso è stato strutturato attraverso la programmazione ad oggetti perchè nel corso del suo sviluppo sono stati inseriti metodi per l'aggiunta del rumore strumentale e per il calcolo della risoluzione spaziale. È stato sviluppato in modo da poter analizzare gli eventi incidenti sul payload sia singolarmente col tracker, il calorimetro o il sistema di anticoincidenza, oppure attraverso la combinazione di essi.

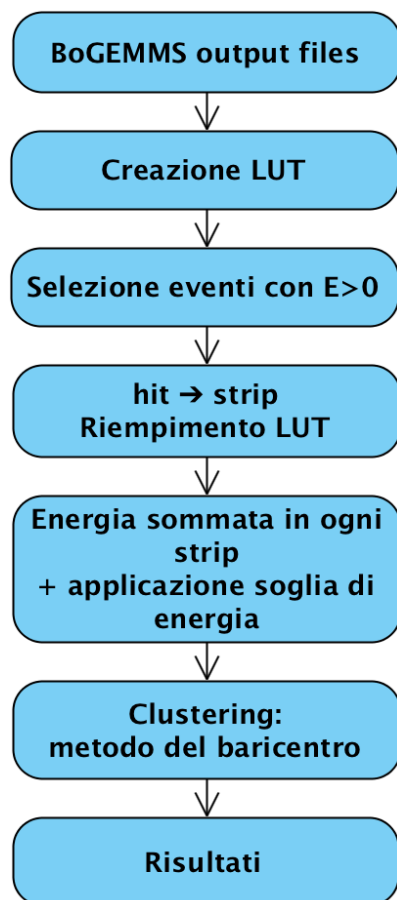


Figura 3.5: Descrizione dell'analisi all'interno del tracker.

Il software si sviluppa attraverso l'utilizzo delle *lookup table* (LUT), cioè un insieme di array vuoti che vengono creati in precedenza e riempiti durante il run del codice; questo metodo permette un guadagno significativo di velocità in quanto il linguaggio Python gestisce autonomamente la memoria, perciò l'allocazione e la successiva deallocazione di memoria non sempre sono possibili e soprattutto comportano una perdita di tempo evitabile. Inoltre, una volta riempite, le LUT sono a tutti gli effetti delle tabelle da cui si può accedere ai dati senza ricorrere a calcoli, risparmiando così sui relativi tempi di esecuzione dispendiosi. Il software si compone di più codici, il primo dei quali crea appunto le *lookup table* e fornisce i dati sulle direzioni d'entrata delle particelle incidenti, il secondo codice è quello principale e permette al tracker, al calorimetro e al sistema AC di analizzare le interazioni delle particelle con essi, mentre il terzo unisce gli output. Incentrando l'attenzione sull'analisi che si effettua nel tracker, in Figura 3.5 è rappresentato uno schema funzionale del processo: prima di tutto vengono selezionati solamente gli eventi che depositano energia e, successivamente, se ne segue l'andamento attraverso tutto lo spessore del tracker salvando le informazioni ad ogni interazione coi piani. Il software si sviluppa dapprima analizzando gli eventi a livello di hit¹ e successivamente a livello di strip: una volta avvenuto questo passaggio, le LUT iniziano ad essere riempite. All'interno di esse viene definito anche se un evento primario è stato generato da un processo Compton o da una produzione di coppie, dal momento

¹Hit: prima interazione del fotone con i piani del tracker.

che e-ASTROGAM opera anche ad energie in cui i due processi convivono. Per determinare se un evento debba essere considerato ed analizzato, l'energia viene sommata lungo ogni strip in modo tale da poter tener conto solo dei depositi che superano la soglia di 15 keV del tracker (vedi Sezione 2.1). In seguito gli eventi cominciano ad essere processati a livello di strip e le LUT iniziano ad essere riempite. Lo step successivo fa passare l'analisi al livello di cluster: il metodo del *clustering* è un insieme di tecniche di analisi multivariata dei dati volte alla selezione e raggruppamento di gruppi omogenei in un insieme di dati. Il concetto base di queste tecniche è la distanza reciproca tra gli elementi, quindi l'appartenenza o meno ad un insieme dipende da quanto un elemento dista da quello considerato. Esistono due modalità di creare cluster: la prima è la *Bottom-Up*, che consiste nel considerare tutti gli elementi come piccoli cluster a sè stanti, che in seguito vengono uniti se la distanza è inferiore al valore limite (vedi descrizione completa nella Sezione 6.2), mentre la seconda strada è quella del *Top-Down*, cioè il processo inverso in cui da un unico grande cluster se ne frammentano tanti di dimensioni inferiori. Esistono varie tecniche per attuare queste modalità, e nel caso del software di analisi di e-ASTROGAM si utilizza il metodo *Bottom-Up* del baricentro. Prima di tutto per ogni evento si cerca la strip con il massimo segnale, alla quale vengono unite le strip adiacenti e successivamente si fa la media pesata tra le loro posizioni e la carica depositata in esse riuscendo a determinare la posizione del passaggio della particella attraverso il baricentro del cluster:

$$X_{BAR} = \frac{\sum_i x_i \cdot e_i}{\sum_i e_i} \quad (3.6)$$

dove x_i rappresenta la posizione della i -esima strip ed e_i la sua energia depositata. In questo modo si ottiene con precisione la posizione dell'interazione dell'evento e ciò permette al tracker di e-ASTROGAM di avere un'ottima risoluzione spaziale di circa 40 μm (Sezione 2.1). Per monitorare le interazioni a tutti i livelli (hit, strip, cluster) durante l'analisi vengono creati vari file di output che infine sono uniti grazie all'ultimo codice del software.

Dal momento che il calorimetro può operare anche autonomamente, il software ne permette l'analisi indipendentemente dai risultati del tracker. Il codice si sviluppa in modo tale da selezionare solo gli eventi che depositano energia nelle barre di Ioduro di Cesio attivato da Tallio e, come in precedenza, l'energia è sommata su tutta la barra; solo gli eventi corrispondenti ai depositi di energia superiori alla soglia di 30 keV (Sezione 2.2) vengono considerati. Un algoritmo simile è applicato per il sistema di anticoincidenza, il quale permette la discriminazione tra gli elettroni di background da quelli prodotti all'interno del tracker e anche in questo caso vengono selezionati solo gli eventi che depositano energia nei 5 pannelli che successivamente viene sommata per ognuno.

Una volta che il processamento è concluso, viene utilizzato un algoritmo basato sulla tecnica del *Kalman filter* (KF) (*Aboudan et al. in prep*) per la ricostruzione della direzione del raggio γ . Esso è un metodo matematico che consente di stimare lo stato di

un sistema in evoluzione tramite una serie di misure, affette da errore, prese ad istanti successivi. Una volta combinate tali misure il KF è in grado di determinare lo stato del sistema ad ogni istante. Alle alte energie, quando un fotone si converte nella coppia $e^+ - e^-$, nei piani dello strumento rimane traccia del loro passaggio. Per ricostruire la retro-proiezione della posizione della sorgente inizialmente bisogna separare la vista X dalla vista Y dello strumento e distinguere le tracce, cioè dividere i punti di una vista appartenenti all'elettrone, quelli appartenenti al positrone e quelli esterni alle tracce. Ciò risulta complicato dal fatto che la morfologia non è definita chiaramente soprattutto alle basse energie dove entrano maggiormente in gioco i fenomeni di scattering subititi dagli elettroni e i depositi lasciati dai raggi δ (Vedi Sezione 6.1). Una volta fatta la selezione bisogna fare un fit delle tracce con un modello rappresentante le traiettorie della coppia, ma anche in questo caso lo scattering multiplo rende complicato il processo. Infine combinando le quattro direzioni iniziali (due per ogni proiezione) della coppia elettrone-positrone si ottiene la direzione di arrivo del fotone. Anche quest'ultimo passaggio risulta complicato in quanto la bisettrice dell'apertura della coppia non definisce la direzione di arrivo del fotone, ma è necessario tenere conto dell'energia associata ad ogni particella pesando le direzioni in funzione della loro energia. In definitiva, il processo si articola in tre fasi: la ricerca delle tracce, il fit di esse e la loro combinazione per determinare la direzione del fotone. Tramite l'utilizzo del *Kalman Filter* le prime due fasi possono essere incluse in un unico processo che utilizza i metodi di *prediction* e *filtering* in modo iterativo: se si conoscono la posizione e l'inclinazione di una traccia su un piano è possibile prevedere il suo prolungamento sul piano successivo (*prediction*) e stimare la probabilità che essa appartenga alla traccia basandosi sul chi quadro del residuo (*filtering*). Infine combinando tutti i fit viene calcolato il chi quadro totale in modo tale da determinare la traccia più probabile.

Successivamente tramite un altro algoritmo viene calcolata la PSF (Point Spread Function), che verrà illustrata in dettaglio nella Sezione 6.3.

Capitolo 4

Rivelatore al Silicio

In questo capitolo saranno esaminati i rivelatori al silicio. Inizialmente ne verranno presentate le caratteristiche e le proprietà generali, in seguito sarà introdotto il concetto di giunzione p-n e la sua applicazione nei rivelatori a microstrip. Infine, verranno trattati i rivelatori a doppia faccia utilizzati per la rivelazione dei fotoni dal tracciatore della missione e-ASTROGAM.

Un rivelatore al Silicio è un rivelatore a semiconduttore, il quale sfrutta il meccanismo per cui una particella carica che ne attraversa il volume attivo genera delle coppie elettrone-lacuna. Esso presenta diversi vantaggi:

- elevata densità ($\rho = 2.33 \text{ g/cm}^3$) rispetto ai rivelatori a gas: questo comporta una perdita di energia dE/dx definita dalla formula di Bethe come segue:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NB \quad (4.1)$$

dove v e z sono rispettivamente la velocità e la carica della particella primaria, e è la carica dell'elettrone, m_0 è la massa a riposo dell'elettrone, N la densità numerica e Z il numero atomico. B è definito come:

$$B \equiv Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (4.2)$$

in cui I rappresenta il potenziale medio di eccitazione e di ionizzazione dell'assorbitore e viene normalmente determinato sperimentalmente. Un'elevata densità comporta una grande perdita di energia su piccole distanze, quindi è possibile costruire rivelatori sottili e il processo di diffusione è minore, ottenendo così una migliore risoluzione spaziale;

- bassa energia di ionizzazione: circa 3.6 eV nel silicio per cui sono necessari pochi eV per generare una coppia elettrone-lacuna rispetto ai rivelatori a gas (20-40 eV per una coppia elettrone-ione) o agli scintillatori (~ 30 eV per la creazione di un fotoelettrone in CsI);

- costi ridotti: questo aspetto è la conseguenza del grande sviluppo a livello industriale che hanno avuto i microchip al silicio;
- integrazione con l'elettronica di lettura: essendo costituiti dello stesso materiale la connessione tra il rivelatore e il dispositivo di lettura risulta semplificata;
- resistenza alle radiazioni.

Di seguito, in Tabella 4.1, sono riportate le proprietà intrinseche del silicio.

	<i>Si</i>
Numero atomico	14
Peso atomico	28.09
Numeri di massa dell'isotopo stabile	28-29-30
Densità (300 K)	2.33
Atomi/cm ³	4.96 · 10 ²²
Costante dielettrica (nel vuoto)	12
Gap energetico proibito (300 K); eV	1.115
Gap energetico proibito (0 K); eV	1.165
Densità dei portatori intrinseci (300 K); cm ⁻³	1.5 · 10 ¹⁰
Resistività intrinseca (300 K) Ω · cm	2.3 · 10 ⁵
Mobilità degli elettroni (300 K); cm ² /V · s	1350
Mobilità delle lacune (300 K); cm ² /V · s	480
Mobilità degli elettroni (77 K); cm ² /V · s	2.1 · 10 ⁴
Mobilità delle lacune (77 K); cm ² /V · s	1.1 · 10 ⁴
Energia per creare la coppia elettrone-lacuna (300 K); eV	3.62
Energia per creare la coppia elettrone-lacuna (77 K); eV	3.76
Fattore di Fano (77 keV)	0.084-0.160

Tabella 4.1: *Proprietà intrinseche del Silicio. La tabella è tratta da Bertolini and Coche 1968.*

Dal momento che il silicio è un semiconduttore, i suoi elettroni seguono la distribuzione di Fermi ($f(E) = \frac{1}{1+e^{-\frac{E-E_f}{kT}}}$ con E_f livello di Fermi, cioè il livello energetico che ha la probabilità di occupazione uguale a 1/2) per l'occupazione dei livelli di energia e, essendo del IV gruppo della tavola periodica, ogni atomo ha i quattro elettroni dell'orbitale più esterno che sono condivisi e vanno a formare legami covalenti con altri atomi. A temperature molto basse (prossime allo zero assoluto, 0 K) tutti gli elettroni sono legati agli atomi, ma a più alte temperature (\gtrsim 300 K) le vibrazioni termiche riescono a spezzare alcuni legami e si vengono a creare degli elettroni di conduzione, i quali lasciano liberi alcuni legami che attraggono successivamente altri elettroni; di conseguenza si spostano anche le lacune e si crea una corrente di conduzione bipolare,

a differenza dei metalli, in cui la corrente è unipolare. Vi è, quindi, un legame tra la probabilità di formare una coppia elettrone-lacuna e la temperatura descritta dalla seguente relazione:

$$P(T) = C \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad (4.3)$$

dove C è una costante di proporzionalità tipica del materiale, T la temperatura assoluta, E_g l'energia di band gap¹ e k la costante di Boltzmann². Inoltre se in un atomo

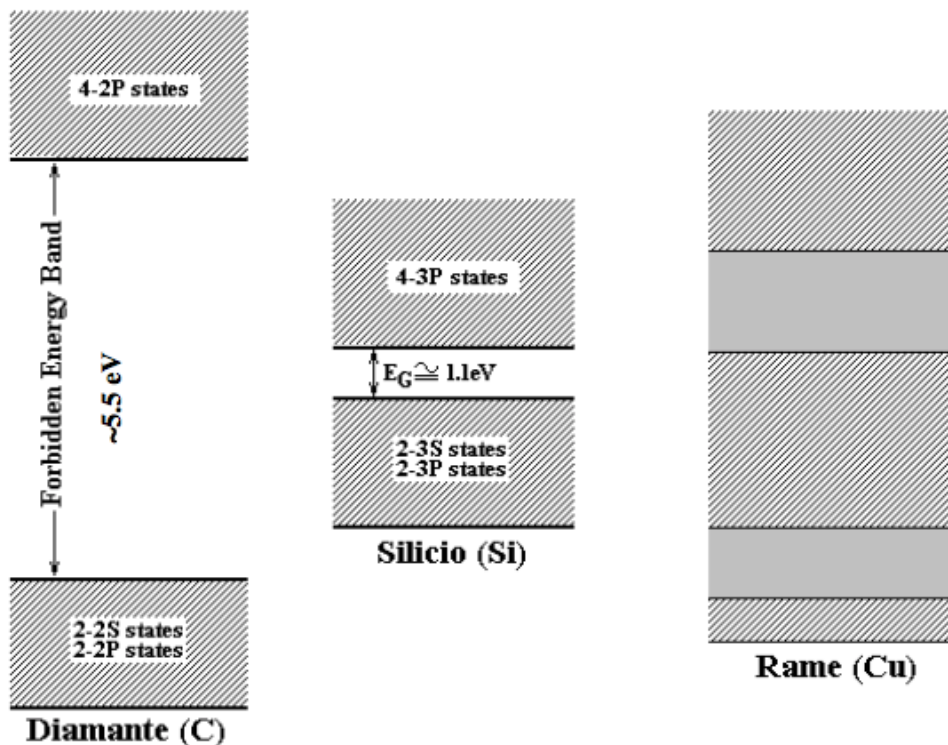


Figura 4.1: Rappresentazione della band gap nei materiali isolanti (Diamante, a sinistra), nei semiconduttori (Silicio, al centro) e nei conduttori (Rame, a destra).

isolato gli elettroni assumono livelli discreti di energia, in un materiale cristallino i livelli atomici si uniscono a formare delle bande di energia: se la banda di valenza e quella di conduzione sono separate si parla di isolanti, altrimenti di conduttori. In Figura 4.1 sono rappresentate le tre tipologie di materiali: gli isolanti (es. Diamante, a sinistra) hanno una Band Gap maggiore di 5 eV, i semiconduttori (es. Silicio, al centro) hanno valori di bandgap inferiori, invece nei conduttori (es. Rame, a destra) c'è contatto tra

¹Band gap: differenza di energia (in eV) tra la banda di valenza e quella di conduzione, la cui dimensione determina se un materiale può essere classificato come isolante o semiconduttore (vedi Figura 4.1).

² $k = 8.6 \cdot 10^{-5} \text{ eVK}^{-1}$.

le bande. Nel caso del silicio, avendo una band gap bassa, si può assistere alla ricombinazione degli elettroni con le lacune che si verifica quando un elettrone perde la sua energia e torna a far parte di un legame. Il modello più semplice per questo processo è la ricombinazione diretta o di tipo banda a banda che consiste nella cattura di un elettrone dalla banda di conduzione a quella di valenza con conseguente scomparsa dei due portatori. In questo caso il rate di ricombinazione dipende sia dalla temperatura che dalle concentrazioni dei portatori. Si raggiunge così un equilibrio dinamico tra l'eccitazione e la ricombinazione.

4.1 Giunzione p-n

Per realizzare una giunzione p-n bisogna introdurre il concetto di drogaggio (doping): esso consiste nella sostituzione di una piccola percentuale di atomi nel reticolo cristallino con altri che contengono un elettrone di valenza in più o uno in meno a seconda che si voglia ottenere rispettivamente un drogaggio di tipo n (n-doping) o un drogaggio di tipo p (p-doping). Ad esempio, se si aggiunge 1 parte su 10^8 , la conduttività del silicio a 30° aumenta di un fattore 24100. Questi atomi, definiti droganti, inseriscono dei livelli energetici, mostrati in Figura 4.2, all'interno della band gap, alterando così la conduttività del silicio.

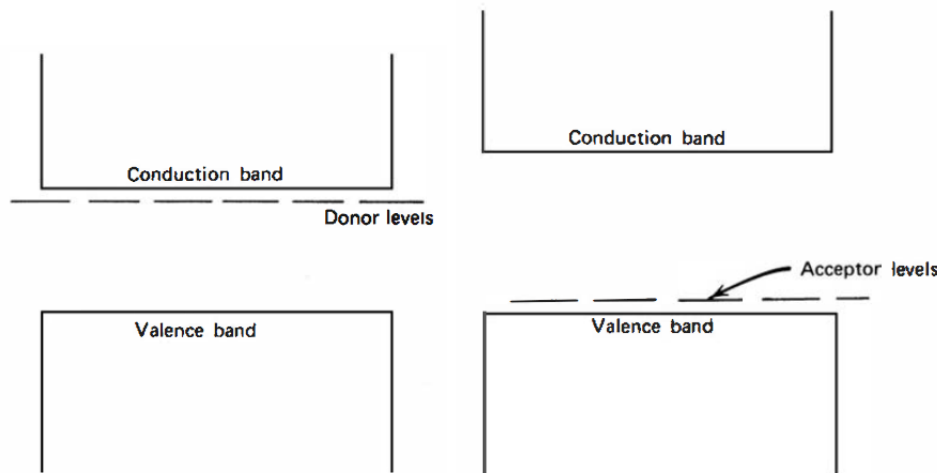


Figura 4.2: Livelli energetici creati vicino o alla banda di conduzione per un drogaggio di tipo n (a sinistra) o alla banda di valenza per un drogaggio di tipo p (a destra).

Come illustrato in Figura 4.3, per realizzare un drogaggio di tipo n, quindi per ottenere un maggior numero di elettroni rispetto alle lacune, è necessario aggiungere un piccolo numero di atomi pentavalenti (fosforo, arsenico, antimonio) al posto di altrettanti atomi di silicio, cosicché questi avranno, oltre ai quattro legami covalenti saturati, il

quinto elettrone debolmente legato, il quale grazie all'energia termica dell'ambiente può essere promosso alla banda di conduzione poichè l'energia tra i livelli donori e il fondo della banda di conduzione è sufficientemente piccola. In questo caso i portatori maggioritari sono costituiti da elettroni. Al contrario, per realizzare un drogaggio di tipo p, quindi per ottenere più lacune, bisogna sostituire all'atomo di silicio un atomo trivalente (boro, gallio, indio), al quale manca un elettrone per creare l'ultimo legame covalente e che quindi può accettarlo dalla banda di valenza. In questo caso i portatori maggioritari saranno le lacune. L'atomo drogante è detto accettore o impurità di tipo p, mentre l'impurità pentavalente che dona elettroni in eccesso si chiama donatore o impurità di tipo n. Una giunzione p-n si ottiene quando un semiconduttore drogato p e

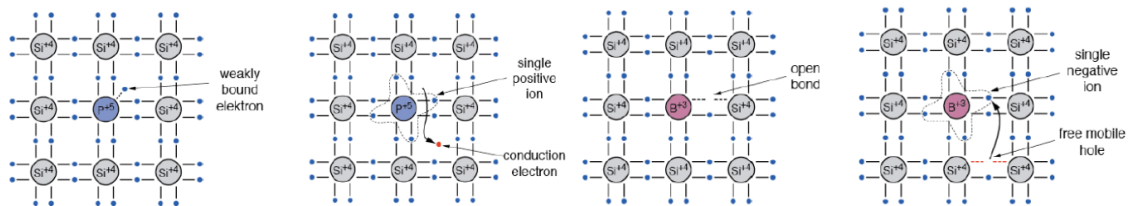


Figura 4.3: *n-doping a sinistra; p-doping a destra. Nei primi due pannelli è rappresentato al centro (in blu) un atomo pentavalente, il quale satura i quattro legami covalenti e libera un elettrone di conduzione; al contrario negli ultimi due pannelli a destra è rappresentato al centro (in viola) un atomo trivalente, che satura tre dei quattro legami covalenti, lasciando una lacuna non combinata.*

uno drogato n vengono messi a contatto. Gli elettroni e le lacune, a causa del gradiente di densità di carica, tendono a muoversi per diffusione dove sono in numero inferiore, quindi gli elettroni si spostano verso il semiconduttore drogato p, mentre le lacune verso quello drogato n. Le lacune positive, che neutralizzano gli ioni accettori in prossimità della giunzione nel silicio di tipo p, scompaiono per opera della ricombinazione con gli elettroni che diffondono in senso contrario attraverso la giunzione. Analogamente, per la neutralità della carica spaziale, gli elettroni che neutralizzano il silicio di tipo n si combinano con le lacune che hanno attraversato la giunzione provenendo dal materiale di tipo p. Gli ioni che restano, non neutralizzati, nella vicinanza della giunzione, prendono il nome di cariche scoperte. Successivamente il processo si arresta a causa del campo elettrico generato dalla carica spaziale che instaura un equilibrio dinamico tra il moto di diffusione e il moto di deriva delle cariche. Poichè la regione della giunzione è svuotata dei portatori di carica mobili, essa prende il nome di regione di svuotamento o regione di carica spaziale ed ha uno spessore dell'ordine di $0.5 \mu m$. Quando un fotone interagisce in questa zona di svuotamento può creare delle coppie elettrone-lacuna, ma in assenza di un campo elettrico applicato questa regione è molto piccola e in essa si assiste alla continua formazione e ricombinazione di coppie elettroni-lacune che, applicando una tensione ai capi del semiconduttore, vengono derivate ai rispettivi elettrodi.

La polarizzazione applicata è inversa poichè in tale configurazione gli elettroni sono derivati all'elettrodo positivo e le lacune a quello negativo. Essa permette di estendere la regione di svuotamento a tutto lo spessore del rivelatore, quindi di estendere la giunzione alla larghezza del cristallo (Figura 4.4). Anche in assenza di radiazione

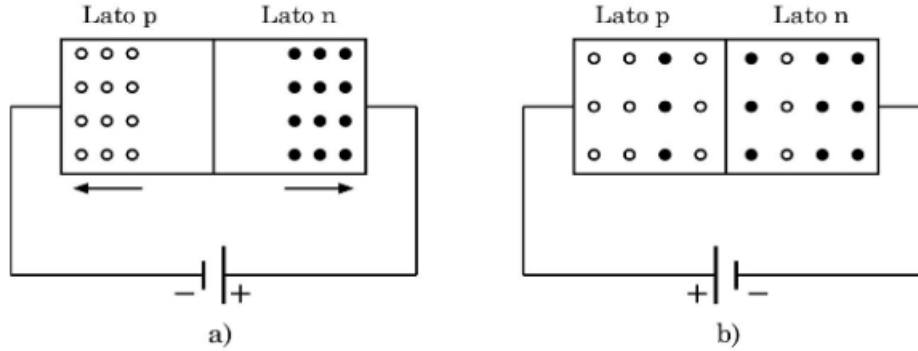


Figura 4.4: Polarizzazione inversa (a) e polarizzazione diretta (b) di una giunzione p-n. I cerchi pieni rappresentano gli elettroni che vengono derivati verso l'elettrodo positivo grazie all'azione del campo elettrico; le lacune (cerchi vuoti) vengono invece derivate verso l'elettrodo negativo. Quando si applica una polarizzazione diretta, le lacune attraversano la giunzione dal lato p al lato n, originando una corrente di portatori minoritari nello stesso verso della corrente di elettroni dal lato n al lato p.

è possibile misurare una piccola corrente, detta di fuga, dovuta ai portatori di carica generati termicamente all'interno del cristallo. È necessario operare un compromesso tra la tensione applicata e l'aumento della corrente di fuga che potrebbe portare alla rottura del rivelatore.

La tensione da applicare per lo svuotamento della regione di carica spaziale è definita come la minima tensione necessaria affinché il rivelatore sia completamente svuotato, ma, solitamente, si applica una tensione di poco superiore a quella teorica (overdepletion) per supplire ad eventuali dissipazioni di energia. Se ne può fare una stima:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon V}{eN_e}} \implies V = \frac{eN_e d^2}{2\epsilon} \quad (4.4)$$

con d spessore del rivelatore, ϵ costante dielettrica del silicio ($\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$), e carica dell'elettrone, N_e la concentrazione di donori/cm³, V la tensione di svuotamento. Inoltre ricordando che la resistività è definita come $\rho = \frac{1}{e(\mu_e N_e + \mu_h n_h)}$ (e e h indicano rispettivamente i valori relativi agli elettroni e alle lacune), si ottiene N_e :

$$N_e = \frac{1}{e\mu_e \rho} \quad (4.5)$$

dove μ_e indica la mobilità degli elettroni ed è definita come $\mu_e = \frac{e \cdot \tau_e}{m_e}$, dove m_e è la massa efficace dell'elettrone e τ_e il tempo libero medio fra collisioni successive dell'elettrone. Quindi:

$$V = \cancel{k} \frac{1}{\cancel{k} \mu_e \rho} \frac{d^2}{2\epsilon} = \frac{d^2}{\mu_e \rho 2\epsilon} \quad (4.6)$$

Quando tutto il rivelatore è svuotato, un fotone può interagire in qualunque punto del volume attivo formando le coppie elettroni-lacune, le quali poi derivano verso i rispettivi elettrodi e quindi inducono un segnale. La velocità di deriva, definita dall'equazione 4.7, non è, però, la stessa per gli elettroni e le lacune, poichè i primi raggiungono il proprio elettrodo in tempi minori, a causa di una maggiore mobilità.

$$v = \mu_{e^-/h} \cdot E = \mu_{e^-/h} \frac{V}{d} \quad (4.7)$$

dove E è il campo elettrico definito come il rapporto tra la tensione V applicata e lo spessore d del rivelatore ($E = V/d$). Quindi, dato che $v = \frac{d}{t}$, i tempi di raccolta della carica risultano:

$$t_{e^-/h} = \frac{d^2}{\mu_{e^-/h} V} \quad (4.8)$$

per uno spessore di $500 \mu m$ ed una tensione di $125V$, i tempi di raccolta risultano $t_{e^-} \sim 14 ns$ per gli elettroni e $t_h \sim 44 ns$ per le lacune. Un ultimo parametro fondamentale per la descrizione di un rivelatore è la capacità: se la tensione inversa V è aumentata, la regione di svuotamento cresce e la capacità rappresentata dalle cariche separate ai lati della giunzione diminuisce come descritto nell'equazione 4.9:

$$C = \frac{\epsilon}{d} \simeq \sqrt{\frac{e\epsilon N}{2V}} \quad (4.9)$$

La capacità del rivelatore contribuisce al rumore del sistema di rivelazione.

4.2 Rivelatore a microstrip

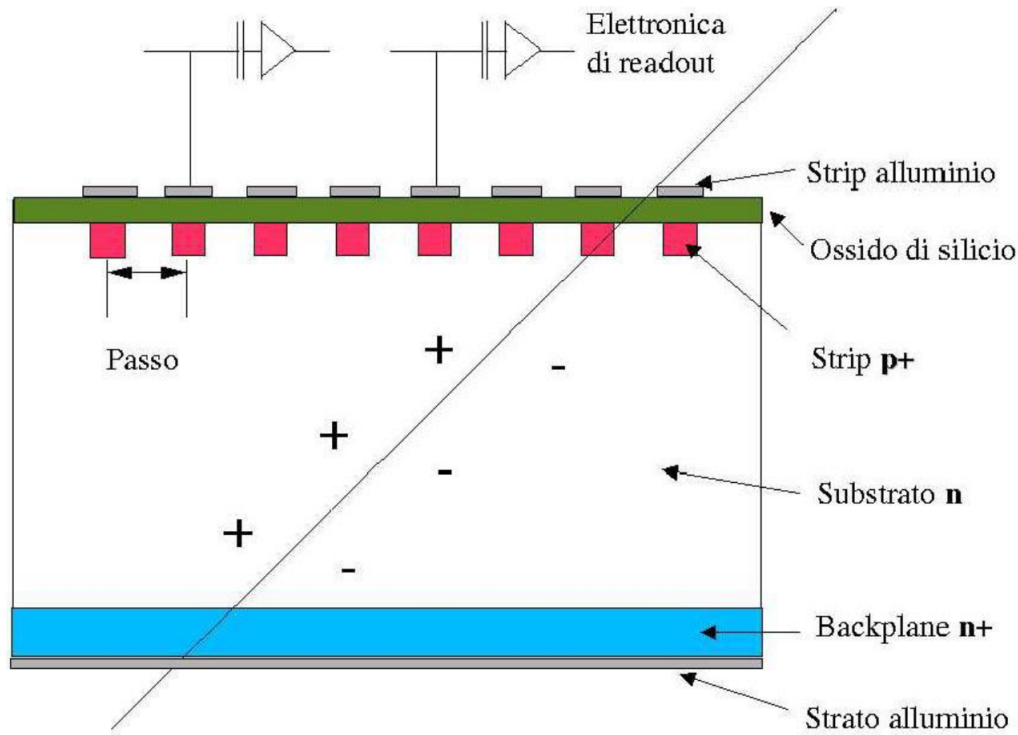


Figura 4.5: Sezione di un rivelatore a microstrip.

La Figura 4.5 rappresenta un rivelatore a microstrip Single Side Strip Detector (SSSD), il quale è una giunzione p-n con un elettrodo segmentato. Quest'ultimo è ottenuto dividendo uno degli elettrodi in strip singole. Poiché la mobilità di elettroni e lacune nel silicio differisce solo di un fattore 3, i tempi di raccolta di ambedue i tipi di portatori sono dello stesso ordine di grandezza. Inoltre il tempo di vita medio dei portatori (10^{-3} s per gli e^- e $2 \cdot 10^{-3}$ s per le lacune) è molto più lungo del tempo di raccolta cosicché ogni elettrodo è sensibile al moto di elettroni e lacune. L'SSSD, oltre all'energia incidente, è in grado di determinare anche la posizione di arrivo in una dimensione del fotone incidente grazie all'utilizzo delle strip disposte parallelamente l'una con l'altra e collegate indipendentemente con la propria elettronica di lettura. Le strip collegate all'elettronica sono definite *readout strip*, mentre quelle non collegate sono chiamate *floating strip* e di cui, quindi, non viene letto il segnale. Queste ultime vengono utilizzate per migliorare la risoluzione spaziale in quanto, grazie al loro utilizzo, è possibile attuare il metodo della determinazione del baricentro del cluster di strip, cioè fare la media pesata tra le posizioni delle strip in cui l'evento ha depositato energia e l'energia stessa (vedi Sezione 3.2, eq.3.6).

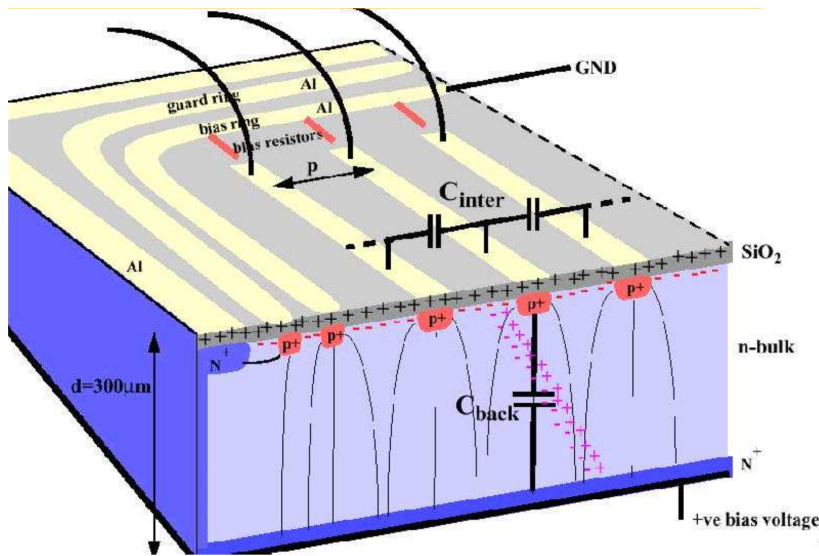


Figura 4.6: Rilevatore a microstrip.

strip in modo da proteggerla dall'umidità e dalle impurità assorbite. Su di esso sono poste le strip metalliche di alluminio e sotto sono collocate le strip p^+ fortemente drogate per creare la giunzione. Dalla parte opposta del substrato invece si trova il backplane n^+ , anch'esso fortemente drogato per formare un buon contatto elettrico con il semiconduttore, poichè la concentrazione molto bassa dei portatori minoritari di carica permette che sia utilizzato come contatto bloccante fornendo le condizioni non iniettanti necessarie per sopprimere la corrente di leakage dovuta al moto dei portatori minoritari attraverso la giunzione. Su di esso è stato depositato uno strato uniforme di alluminio a cui è applicata la tensione inversa. L'accoppiamento dei rivelatori può essere fatto in AC se sotto il collegamento metallico viene messo un condensatore come in Figura 4.5 per cui è stato utilizzato l'ossido di silicio, oppure in DC se esso viene eliminato in corrispondenza degli elettrodi metallici. In Figura 4.6 si può vedere un SSSD dall'alto con gli altri elementi che formano un microstrip detector: l'anello di bias (bias ring) circonda il perimetro del rivelatore e collega ogni strip, attraverso resistenze formate da una serpentina di polisilicio (resistors), fornendo loro la tensione che permette lo svuotamento della giunzione. Nella parte più esterna sono disposti degli anelli di guardia (guard ring) che permettono di interrompere le correnti superficiali e alle estremità delle strip sono presenti dei "pads", cioè dei contatti metallici che permettono la saldatura tra le strip e i canali dell'elettronica di lettura mediante wire-bonding.

Le *floating strip* sono state utilizzate per esempio nella missione AGILE, mentre il miglioramento che si vuole ottenere per la missione e-ASTROGAM prevede l'utilizzo di sole *reading strip*.

Un rivelatore a singola faccia consiste nell'utilizzo di un wafer di silicio drogato n (substrato), sul quale viene posto uno strato di ossido di silicio (SiO_2) per passivare la superficie tra le

4.3 DSSD

Il modello elettrico di un rivelatore a doppia faccia differisce da quello a singola faccia in quanto, nel SSSD da un lato si hanno le readout strip ed eventualmente le floating strip, mentre dall'altro si ha il backplane, cioè un elettrodo di alluminio depositato uniformemente; nei Double Side Strip Detectors (DSSDs), invece, da entrambi i lati si trovano delle strip che attraversano il sensore parallelamente l'una all'altra. Su ognuna faccia del rivelatore le strip sono disposte ortogonalmente rispetto alla faccia opposta (Figura 4.7), in modo che si venga a formare una griglia tale da poter individuare tramite una coppia di coordinate la posizione in cui la particella ha depositato la sua energia sul piano. Il vantaggio principale rispetto al singola faccia consiste dunque nella possibilità di ricostruire bidimensionalmente la direzione di entrata dell'evento.

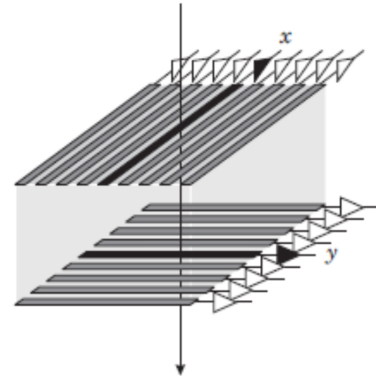


Figura 4.7: *Double Side Strip Detector.*

Segmentando anche lo strato n-doped (lato ohmico) oltre al lato p (definito lato della giunzione) si ha però che le cariche positive del SiO_2 attraggono elettroni nello strato n portando ad un cortocircuito tra le strisce n^+ a causa dello strato di accumulazione degli elettroni; per ovviare a ciò o si aggiungono delle blocking strips p^+ , oppure si aggiunge uno strato di alluminio sull'ossido di silicio (Figura 4.8).

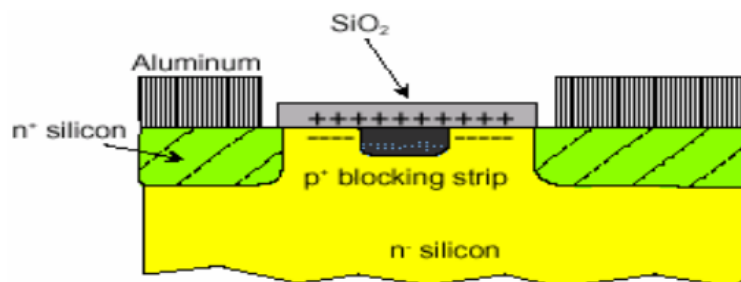
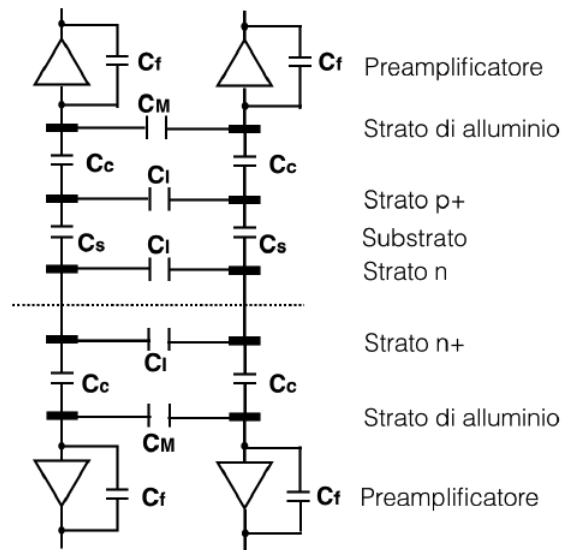


Figura 4.8: *Si mostra il caso in cui si è aggiunta una blocking strip p^+ per interrompere lo strato di accumulazione degli elettroni che cortocircuiterebbe tutte le strip n^+ .*

Di seguito in Figura 4.9 si riporta lo schema del modello elettrico del rivelatore a doppia faccia:



Legenda:
 C_f : capacità di feedback del preamplificatore
 C_M : capacità tra le strip metalliche
 C_i : capacità interstrip
 C_c : capacità di accoppiamento
 C_s : capacità del substrato

Figura 4.9: *Modello elettrico di un Double Side Strip Detector. Di seguito è riportata la descrizione delle capacità.*

si vede che la giunzione p-n è rispettata anche nei DSSDs, in quanto le strip metalliche sono collegate tra di loro attraverso la capacità C_M e allo strato p^+ tramite le capacità C_C ; quest'ultimo è accoppiato con lo strato n tramite la capacità C_S dovuta al substrato ($500 \mu m$) e infine lo strato n^+ è collegato alle strip metalliche dell'altra faccia ancora tramite capacità di accoppiamento C_C .

Dal punto di vista dei costi, i DSSD hanno una valutazione maggiore rispetto ai singola faccia. Un rivelatore al silicio singola faccia di fornitori standard costa circa 2000 €, mentre il corrispondente DSSD denota un rincaro del 50% ($\sim 3000/3200$ €). Questi prezzi³ si riferiscono a dispositivi selezionati di cui sono garantite le prestazioni. In generale il costo non dipende dallo spessore, ma dal numero di processi tecnologici richiesti.

³I dati sono stati forniti dalla sezione INFN di Perugia e aggiornati al 2013.

Capitolo 5

Rumore

Questo capitolo tratterà in dettaglio tutti i contributi di un sistema di rivelazione, costituito da rivelatore ed elettronica di lettura, che generano il rumore totale. In seguito verranno fatte alcune considerazioni sui valori specifici della componente elettronica di e-ASTROGAM che contribuirà al peggioramento della risoluzione spaziale del tracker. Con il termine rumore si intende qualunque tipo di "disturbo" che tende ad "oscurare" il segnale utile e si può dividere in rumore intrinseco ed estrinseco, a seconda che esso sia generato all'interno della strumentazione oppure che esso provenga da una sorgente esterna. Nell'ambito astrofisico, in particolare, il parametro che bisogna tenere sotto controllo è il rapporto segnale-rumore (SNR), il quale è definito come

$$SNR = \frac{S_{segnale}}{ENC} \quad (5.1)$$

dove ENC è l'Equivalent Noise Charge, cioè la carica iniettata in input che genera un segnale di output con ampiezza uguale al valore *rms* dell'output dovuto solo al rumore. Esso può essere misurato in Coulomb (*C*) o in elettroni, quindi, dato un rumore in *eV*, dovrà essere convertito in e^- tramite la seguente relazione:

$$Rumore [rms eV] = ENC [rms e^-] \cdot \epsilon [eV/e^-] \quad (5.2)$$

dove ϵ rappresenta l'energia media per produrre una coppia elettrone-lacuna e per il silicio vale 3.6 *eV*.

Si supponga un caso ideale per cui un fotone che interagisce col tracker cede tutta la sua energia e produce una riga centrata sul valore energetico $h\nu$. In realtà tale spettro presenta un allargamento della riga, come mostrato in Figura 5.1, dovuto a vari fattori come le fluttuazioni statistiche nel numero di portatori di carica generati in seguito al deposito di una quantità di energia da parte della radiazione incidente e dovute alla natura discreta del segnale, il rumore dovuto al rivelatore e all'elettronica di lettura e ogni deriva delle caratteristiche operative del rivelatore.

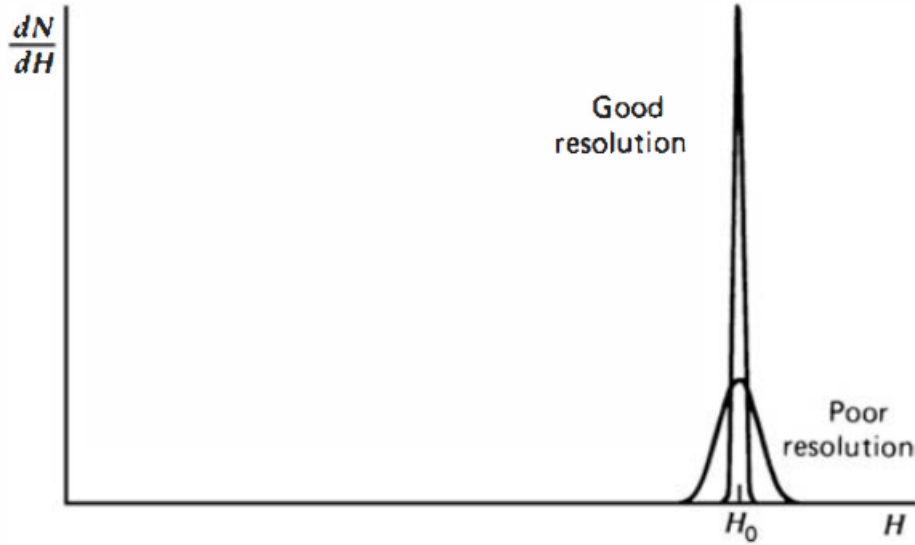


Figura 5.1: Esempi di funzioni di risposta per rivelatori con una buona ed una cattiva risoluzione.

Una componente responsabile dell'allargamento della gaussiana è rappresentata dalle fluttuazioni statistiche nel numero di portatori di carica: in un rivelatore a semiconduttore l'arrivo di un fotone genera un numero di coppie elettrone-lacuna pari a $N = E/\epsilon$. La generazione dei portatori di carica, essendo un fenomeno quantistico, è soggetto a fluttuazioni casuali quindi, supposta la statistica di Poisson, ad N portatori generati è associato un errore $\sigma = \sqrt{N} = \sqrt{E/\epsilon}$. L'ampiezza relativa della fluttuazione decresce come \sqrt{N}/N all'aumentare delle coppie generate, quindi è chiaro come sia conveniente impiegare rivelatori in grado di creare un numero maggiore di portatori di carica. Di conseguenza, maggiore è l'energia della radiazione incidente e minore è l'influenza del rumore statistico sul computo totale. Questo contributo influisce sulla risoluzione energetica. Essa è definita come il rapporto tra la FWHM¹ e l'energia E su cui è centrato lo spettro gaussiano prodotto dal fotone:

$$R = \frac{\Delta E(FWHM)}{E} \quad (5.3)$$

Dal momento che la deviazione standard è definita come \sqrt{N} , la risoluzione energetica diventa:

$$R_{stat} = \frac{FWHM}{E} = \frac{2.35\sqrt{E\epsilon}}{E} = 2.35\sqrt{\frac{\epsilon}{E}} = \frac{2.35}{\sqrt{N}} \quad (5.4)$$

¹FWHM: larghezza in energia della risposta spettrale a radiazioni monocromatiche, alla quale il numero di conteggi è la metà di quello massimo.

In definitiva lo spettro di assorbimento ottenuto al termine del processo di lettura dei segnali da parte della catena elettronica ha un andamento gaussiano, la cui ampiezza è data dalla somma in quadratura dei singoli contributi delle fluttuazioni statistiche, dal rumore elettronico e dalle derive:

$$FWHM_{TOT}^2 = FWHM_{stat}^2 + FWHM_{elett}^2 + FWHM_{drift}^2 \quad (5.5)$$

Concentrando l'attenzione sul rumore elettronico, esso si divide in rumore termico, shot noise e di modulazione:

- il rumore termico o di Johnson prende il nome del suo scopritore ed è tipico dei conduttori elettrici di resistenza R . Esso si manifesta anche in assenza di una sorgente esterna che fornisce tensione perchè è causato dai movimenti dei portatori di carica per eccitazione termica. Si distribuisce uniformemente su tutto lo spettro delle frequenze, quindi prende il nome di rumore bianco e non è riducibile oltre certi limiti perchè ad ogni processo dissipativo in grado di convertire energia in calore, corrisponde un processo inverso per cui il calore genera fluttuazioni che si annullerebbero solo allo zero termico. Questa componente di rumore è fortemente dipendente dalla temperatura. La tensione quadratica media ai capi del conduttore è nulla, ma la tensione quadratica media nella banda di frequenza df è:

$$d\bar{v}_{term}^2 = 4kTR df \quad (5.6)$$

dove k è la costante di Boltzmann e T la temperatura assoluta;

- lo shot noise o rumore di granulosità è causato dalla natura corpuscolare delle cariche elettriche. La corrente continua in un semiconduttore, infatti, è costituita da un flusso di singoli elettroni e lacune, quindi non è costante nel tempo, per cui si misura il valore medio del flusso nel tempo. Anche questa componente fa parte del rumore bianco perchè si distribuisce uniformemente su tutto lo spettro delle frequenze e la corrente quadratica media nella banda di frequenza df vale:

$$d\bar{i}_{shot}^2 = 2qI df \quad (5.7)$$

in cui q è la carica dell'elettrone e I la corrente continua. Non tutto il rumore generato nei primi stadi della catena di acquisizione però raggiungerà lo stadio di uscita dell'amplificatore formatore, il quale è un passa-banda, grazie alla sua limitata larghezza di banda.

- il rumore di modulazione, anche detto di flicker o $1/f$, è generato dalle correnti di fuga superficiali e dalle perdite dielettriche, le quali sono difficilmente quantificabili. Il suo contributo è inversamente proporzionale alla frequenza e gli viene associato il nome di rumore rosa perchè la sua ampiezza è maggiore alle basse

frequenze e tende a zero per $f \rightarrow \infty$. La tensione quadratica media nella banda di frequenza df risulta essere:

$$d\bar{v}_f^2 = A_f \frac{df}{f} \quad (5.8)$$

con A_f costante dipendente dalla geometria del componente.

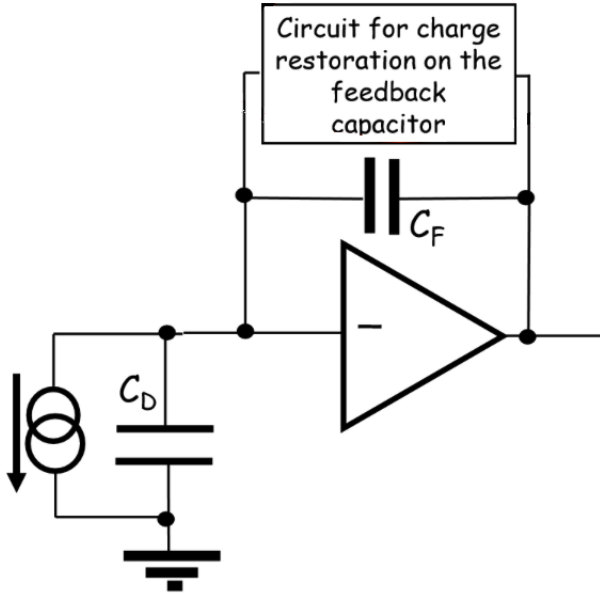


Figura 5.2: Modello semplificato del sistema rivelatore-preamplificatore in cui il rivelatore ha una sua capacità C_D e il cui segnale è un impulso di corrente.

Il rumore elettronico totale generato dalla catena di acquisizione deve tenere conto del preamplificatore di carica (CSP, Charge Sensitive Preamplifier), soprattutto del primo stadio dove il segnale è molto debole e deve essere amplificato. Il rumore di tale stadio deve essere inferiore al segnale per poterlo rivelare, mentre negli stadi successivi il segnale risulta già abbastanza ampio e il contributo dell'elettronica è meno critico. Considerando il circuito in Figura 5.2, che rappresenta un rivelatore accoppiato ad un CSP, si ottengono le seguenti relazioni relative alle diverse sorgenti di rumore:

$$d\bar{v}_{term}^2 = \frac{2kT}{\pi R} \left(\frac{1}{\omega C_f} \right)^2 d\omega \quad (5.9)$$

in cui R è il parallelo delle resistenze, $1/\omega C_f \ll R$ è l'impedenza della capacità C_f e $\omega = 2\pi f$ dove f è la frequenza.

$$d\bar{v}_{shot}^2 = \frac{qI}{\pi} \left(\frac{1}{\omega C_f} \right)^2 d\omega \quad (5.10)$$

in cui $I = I_L + I_F$ dove I_L e I_F sono rispettivamente la corrente di leakage del rivelatore e la corrente del FET².

$$d\bar{v}_f^2 = A_f \frac{d\omega}{\omega} \quad (5.11)$$

Poichè il canale di conduzione del FET può essere considerato una resistenza di valore $R_C \approx 1/g_m$, dove g_m rappresenta la transconduttanza che è uno dei parametri fondamentali del FET, il rumore termico di Johnson associato è:

$$d\bar{v}_C^2 = \frac{2kT}{\pi g_m} d\omega \quad (5.12)$$

²Field Effect Transistor: è il dispositivo dove scorre la corrente nei primi stadi elettronici del CSP.

Integrando la somma dei contributi su tutte le frequenze permesse e tenuto conto della larghezza di banda dell'amplificatore si ottiene:

$$\bar{v}_{TOT}^2 = A_0^2 \left[\frac{kT\tau}{2RC_f^2} + \frac{qI\tau}{4C_f^2} + \frac{kT}{2g_m\tau} \left(\frac{C}{C_f} \right)^2 + \frac{A_f}{2} \left(\frac{C}{C_f} \right)^2 \right] \quad (5.13)$$

dove C è la somma delle capacità di feedback del preamplificatore, del rivelatore, del transistor e di quella parassita³ d'ingresso e τ è lo shaping time dell'amplificatore.

Si può esplicitare il rumore in unità di carica elettronica in termini di ENC, oppure facendo riferimento all'energia della radiazione incidente che produce il segnale nel volume attivo del rivelatore in termini di FWHM del picco spettrale ottenuto ($ENC = FWHM/2.35\epsilon$) poichè il segnale generato nel rivelatore è una carica elettrica. La carica Q all'ingresso del preamplificatore di carica genera un segnale V di input all'amplificatore pari a $\frac{-Q}{C_f}$ il quale, tramite qualche semplificazione, è uguale a $\frac{QA_0}{eC_f}$, con e numero di Nepero, all'uscita dell'amplificatore. Uguagliando il quadrato di questa quantità al valore quadratico medio della tensione di rumore si ottiene:

$$Q^2 = ENC^2 = e^2 \frac{C_f^2}{A_0^2} \bar{v}_{TOT}^2 \quad (5.14)$$

ed infine:

$$ENC^2 = e^2 \left[\frac{kT\tau}{2R} + \frac{qI\tau}{4} + \frac{kT}{2g_m\tau} C^2 + \frac{A_f}{2} C^2 \right] \quad (5.15)$$

L'ENC è, quindi, la stima delle fluttuazioni in uscita da una catena elettronica e determina la deviazione standard dovuta la rumore elettronico dei fotopicchi dello spettro energetico, come anticipato. Inoltre se si separano i 3 contributi di rumore come segue:

$$k_1 = \frac{kT}{2g_m} C^2 \quad (5.16)$$

$$k_2 = \frac{A_f}{2} C^2 \quad (5.17)$$

$$k_3 = \frac{kT}{2R} + \frac{qI}{4} \quad (5.18)$$

in cui k_1 riassume il contributo di rumore in *serie*, cioè provocato dal rumore termico dei resistori connessi in serie con la sorgente e l'input dell'amplificatore, k_2 contiene il rumore *flicker*, k_3 esprime il rumore parallelo, cioè generato dai resistori in parallelo con l'ingresso e dai portatori di carica generati nel rivelatore (corrente di leakage), si ottiene la formula dell'ENC totale in elettroni *rms*:

$$ENC_{tot} = \frac{e}{q} \sqrt{k_1 \frac{1}{\tau} + k_2 + k_3\tau} \quad (5.19)$$

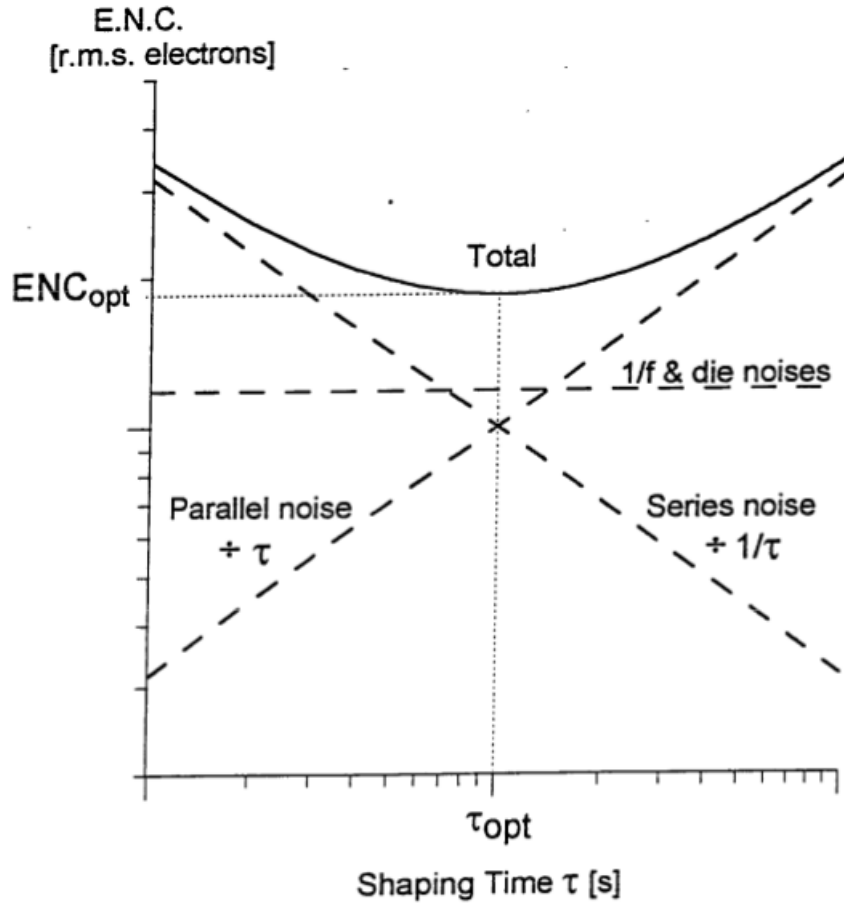


Figura 5.3: Andamento dei contributi del rumore elettronico in funzione dello shaping time. La loro somma in quadratura è rappresentata dalla curva continua indicata con "Total", ENC_{opt} e τ_{opt} sono rispettivamente l'ENC e lo shaping time ottimali.

In Figura 5.3 sono rappresentati i tre contributi del rumore elettronico e la loro somma in quadratura. Infine per determinare lo shaping time ottimale bisogna determinare il minimo della funzione:

$$\frac{\partial ENC_{tot}}{\partial \tau} = 0 \implies \tau_{opt} = \sqrt{\frac{k_1}{k_3}} \quad (5.20)$$

Per quanto riguarda e-ASTROGAM, in Figura 5.4 sono mostrati gli andamenti simulati della corrente di leakage del lato p a due temperature (-10°C e 0°C) e con due valori di resistività (5 $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$ e 20 $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$).

³Capacità parassita: capacità dovute ai cavi e alle connessioni tra i dispositivi.

In Figura 5.5, invece, sono riportati i contributi del rumore attesi in funzione dello shaping time. Il rumore del chip IDeF-X HD, il quale fa parte della FEE del Tracker (vedi Sezione 2.1), è dato dalla somma in quadratura del contributo termico, mostrato in rosso, di quello dovuto alla capacità del rivelatore, cioè il rumore in serie, del rumore di flicker e del rumore di granulosità, rispettivamente rappresentati in blu, in marrone e in verde. In particolare il grafico mostra le performance del chip per la lettura di sei DS-SD bondati tra loro e si può notare che il rumore totale è di circa 6 keV FWHM per uno shaping time di $8 \mu s$, in linea coi requisiti del tracker. Un importante miglioramento può essere ottenuto grazie alla sostituzione del CSP odierno con un altro che meglio si adatti alla grande capacità del rivelatore e fornisca una performance di rumore dimezzata rispetto al precedente, cioè di 3.1 keV FWHM per uno shaping time di $8 \mu s$. Per la simulazione degli eventi analizzati dal satellite attraverso il software di analisi è stato considerato 1 keV di rumore totale per ognuno dei sei rivelatori collegato al proprio ASIC di lettura poichè la capacità delle strip dei rivelatori, in ingresso al preamplificatore, è additiva, essendo in parallelo. Inoltre nella simulazione, visto che il contributo delle fluttuazioni statistiche è trascurabile grazie alla grande statistica dei portatori di carica generati e anche il contributo della corrente di leakage del rivelatore è inferiore rispetto a quello dovuto alla sua capacità, la totalità del rumore può essere associata all'ASIC. Inoltre, come mostrato nel grafico, a $8 \mu s$ di shaping time il contributo del rumore termico è di circa 0.5 keV, il quale è minore rispetto al rumore dovuto alla capacità del rivelatore.

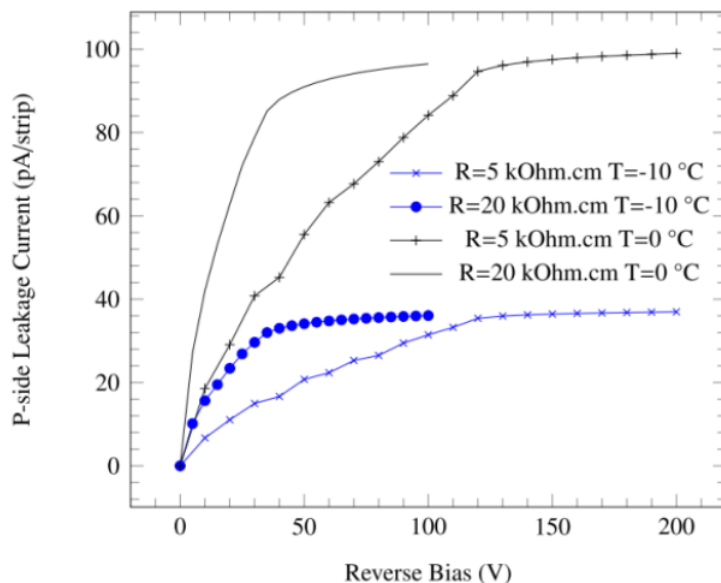


Figura 5.4: Andamenti simulati della corrente di leakage del lato p per due temperature ($-10^\circ C$ e $0^\circ C$). I risultati sono mostrati per due valori di resistività del wafer di silicio ($5 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ e $20 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$). Figura tratta da: De Angelis et al. 2016.

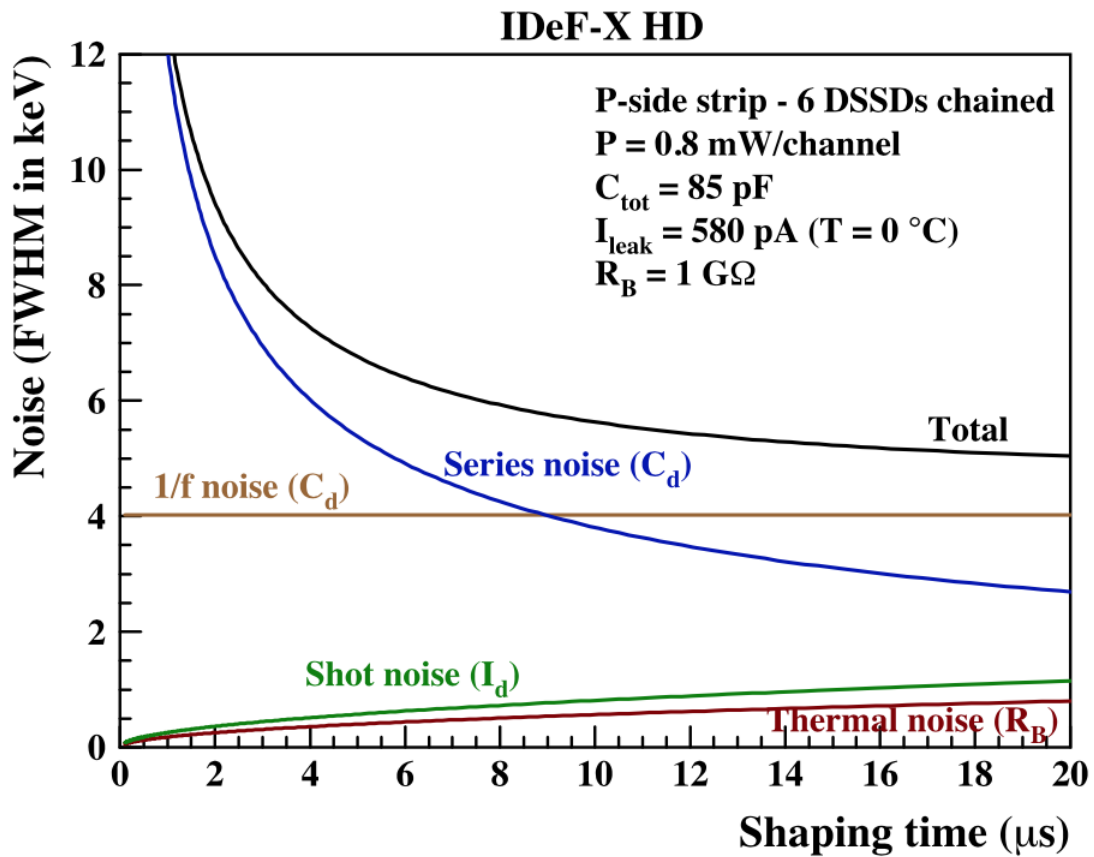


Figura 5.5: Andamento dei contributi attesi del rumore del chip IDeF-X HD in funzione dello shaping time. I parametri di potenza P , di capacità totale C_{tot} , di corrente di leakage I_{leak} , di resistenza totale R_B sono stati determinati sperimentalmente (De Angelis et al. 2016).

Capitolo 6

Risoluzione spaziale

In questo capitolo verranno presentati dapprima i fattori che influenzano la risoluzione spaziale di un rivelatore a microstrip, in seguito i metodi per l'implementazione nel software di analisi sia della distribuzione di carica sia del rumore causato dall'elettronica. Infine saranno introdotti i procedimenti alla base dell'algoritmo per la determinazione della PSF del tracker di e-ASTROGAM.

6.1 Risoluzione spaziale di rivelatori a microstrip

La risoluzione spaziale è definita come la capacità di uno strumento di distinguere due oggetti vicini. In un rivelatore a semiconduttore a strip viene determinata in base a numerosi fattori sia interni sia esterni:

- la carica generata;
- il processo di diffusione;
- lo scattering multiplo;
- il sistema di lettura;
- la distanza fra le strip;
- il rapporto segnale-rumore.

Il processo fisico di generazione della carica dipende dal fatto che i rivelatori al silicio, dato il loro spessore di 300-500 μm , assorbono solo una parte dell'energia delle particelle incidenti e questo deposito segue una distribuzione di Landau, cioè una funzione asimmetrica con una coda di depositi ad energie molto elevate. Questa è dovuta ai raggi delta (elettroni δ), i quali sono elettroni secondari particolarmente energetici, che a loro volta possono ionizzare la materia. Un altro fenomeno da considerare, poichè

porta ad un errore nella determinazione della posizione della particella incidente, è lo scattering multiplo, per cui, attraversando lo spessore del rivelatore, le particelle possono essere deviate più volte. Si può ridurre lo scattering multiplo eliminando il convertitore, impiegato in missioni come AGILE e FERMI per aumentare l'efficienza di conversione dei raggi gamma, il quale converte i fotoni in coppie elettrone-positrone, che possono subire scattering durante l'attraversamento dello spessore del tracker.

La risoluzione spaziale dipende inoltre dal processo di diffusione (Figura 6.1): durante la deriva verso i propri elettrodi, gli elettroni e le lacune diffondono, per cui la nuvola elettronica si allarga distribuendo il segnale su più strip portando così al fenomeno del *charge sharing*. La nuvola elettronica ha un distribuzione gaussiana (vedi Figura 6.2) in cui la frazione di carica in uno spazio infinitesimo dx ad una distanza x dal punto di generazione della coppia elettrone-lacuna e dopo un tempo t è definita come:

$$\frac{dE}{E} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_D} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_D^2}} dx \quad (6.1)$$

con la larghezza della distribuzione di carica $\sigma_D = \sqrt{2Dt}$, il coefficiente di diffusione $D = \frac{kT}{e}\mu$, t il tempo di deriva e μ la mobilità dei portatori di carica. Nonostante gli elettroni siano più veloci a raggiungere gli elettrodi rispetto alle lacune, la σ_D è indipendente dalla mobilità e rimane la stessa sia che si parli dell'uno o dell'altro perchè $D \propto \mu$ e $t \propto 1/\mu$.

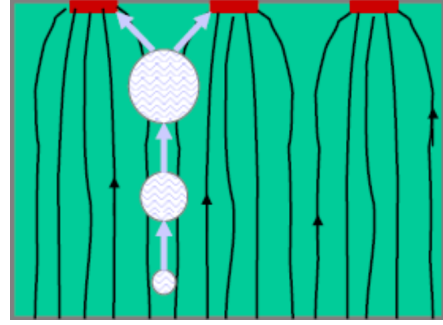


Figura 6.1: *Processo di diffusione della nuvola elettronica (in bianco) che segue le linee del campo elettrico (in nero) verso i propri elettrodi (in rosso). Lo stesso processo accade per le lacune (verso gli elettrodi opposti del rivelatore).*

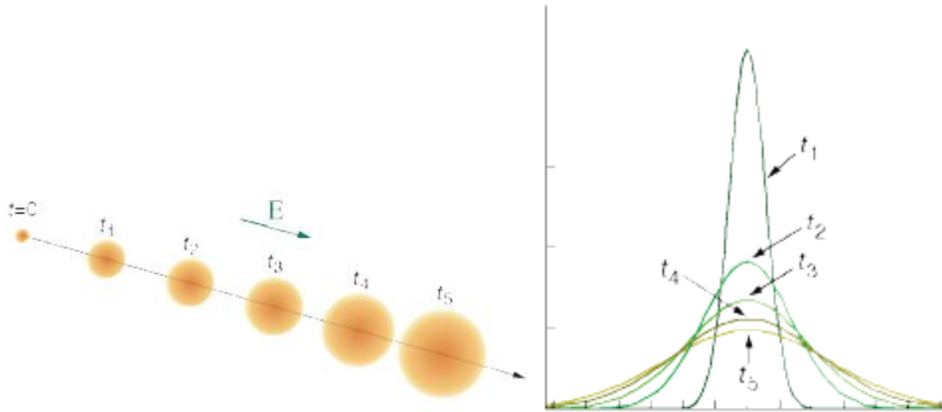


Figura 6.2: *Allargamento della nuvola elettronica al passare del tempo (a sinistra) e le corrispondenti distribuzioni di densità di carica in funzione di cinque intervalli di tempo equidistanti (a destra).*

Nonostante l'allargamento della distribuzione di carica, si potrebbe pensare che necessariamente la risoluzione peggiori, ma attraverso il metodo del calcolo del baricentro della distribuzione (vedi Sezione 3.2) la misura della posizione in cui ha interagito la particella diventa più precisa. Questo è possibile solamente se il sistema di lettura è analogico: in tale sistema viene fatta la baricentratura del segnale, quindi il calcolo del centro di gravità della carica raccolta, mentre con il sistema di lettura digitale si ha la risposta positiva o negativa a seconda che la particella abbia colpito la strip o meno, quindi viene fornito l'indirizzo della strip colpita e la risoluzione spaziale coincide con la distanza tra le strip (strip pitch dato dalla larghezza della strip e dal gap tra le strip), come rappresentato in Figura 6.3. Quest'ultimo tipo di lettura solitamente

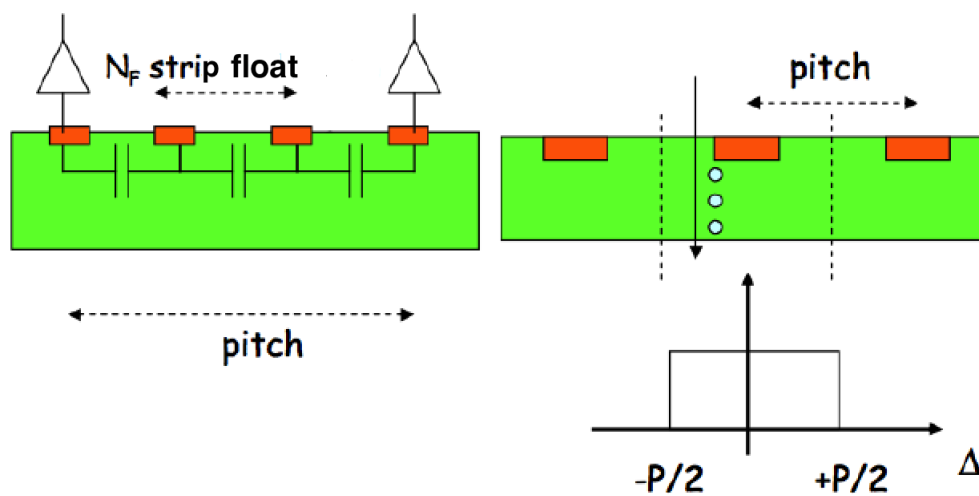


Figura 6.3: Sistema di lettura analogica (a sinistra) col corrispondente passo del pitch (in basso); sistema di lettura digitale (a destra) con il rispettivo pitch pari alla larghezza della strip e del gap interstrip. Rappresentazione della probabilità del segnale (in basso).

viene utilizzata quando si vogliono più informazioni sul deposito di energia che sulla posizione poichè la distribuzione risulta uniforme nell'area sottesa da una strip. La risoluzione di un sistema a lettura analogica, invece, è dato dall'allargamento massimo della nuvola elettronica trattata in precedenza quando gli elettroni o le lacune derivano verso gli elettrodi: quindi più piccolo è lo spessore del rivelatore, più la risoluzione è migliore. Ciò permette di non divergere con i canali di lettura e si possono posizionare anche delle floating strip non collegate al dispositivo per la lettura, cosa che non è possibile nella situazione digitale, in quanto si assisterebbe ad una perdita di segnale. Il metodo della baricentratura però dipende fortemente dal rapporto segnale-rumore (SNR): maggiore è quest'ultimo, maggiore sarà la precisione dell'interpolazione. Di conseguenza il passo delle strip e il SNR sono i due parametri fondamentali per ottenere una migliore risoluzione spaziale. Inoltre, come detto in precedenza, più la carica

è suddivisa tra strip e più è facile calcolare il baricentro, quindi per avere maggior charge-sharing si può aumentare l'angolo di incidenza del fascio di fotoni che è stato implementato nella simulazione con un'inclinazione di $\theta = 10^\circ$ e $\theta = 30^\circ$ rispetto alla normale del rivelatore.

6.2 Risoluzione spaziale di e-ASTROGAM

Per lo studio dei parametri operativi e delle caratteristiche dei rivelatori di e-ASTROGAM è stata utilizzata l'equazione 4.6 per definire la tensione da fornire ai capi dei DSSD:

$$V = \frac{d^2}{\mu_e \rho 2 \epsilon} \quad (6.2)$$

Sostituendo alle variabili i valori previsti si ha che per il silicio $\epsilon_r = 11.7$, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m, $\rho \geq 5$ k $\Omega \cdot$ cm e $d = 0.05$ cm. Per quanto riguarda le mobilità, si assumono pari a $\mu_e = 1350$ cm²/V \cdot s per l'elettrone e $\mu_h = 450$ cm²/V \cdot s per la lacuna da letteratura; i valori forniti sono stimati ad una temperatura di 300 K. Per fornire una prima stima della tensione che sarà applicata, si assume come resistività minima 5 k $\Omega \cdot$ cm, mentre come valore massimo 20 k $\Omega \cdot$ cm (De Angelis et al. 2016). Si ottiene così che la tensione operativa deve essere compresa nel range 41 V (con $\rho = 20$ k $\Omega \cdot$ cm) $\leq V \leq 166$ V (con $\rho = 5$ k $\Omega \cdot$ cm). Come detto in precedenza nella sezione 4.1 solitamente si fornisce un valore di tensione maggiore a causa della caduta di tensione sulla resistenza di polarizzazione. Questa stima è in accordo con la tensione applicata ai rivelatori di e-ASTROGAM, la quale è di 100-120 V.

Per il calcolo della risoluzione spaziale di e-ASTROGAM sono stati usati i muoni (μ^-), cioè particelle elementari facenti parte della famiglia dei fermioni e la scelta è ricaduta su di essi in quanto, avendo una massa molto maggiore dell'elettrone, hanno interazioni con tutti i piani del tracker e non c'è la possibilità che alle alte energie formino coppie e^+e^- , cambiando di conseguenza la direzione di entrata e di uscita dal piano su cui hanno interagito. Il calcolo della risoluzione spaziale si basa su una differenza di posizioni tra il punto il cui il muone incide su un piano del tracker e la posizione sul medesimo piano del baricentro del cluster di strip formatosi a seguito del processo di *clustering* (vedi Sezione 3.2). Dapprima è stata calcolata la risoluzione spaziale in assenza di rumore e i dati ottenuti sono stati convoluti con una gaussiana, che è una buona rappresentazione nel caso di un elevato numero di eventi.

Successivamente sono stati aggiunti al software di analisi i metodi che definiscono il rumore e la distribuzione di carica per avvicinare il modello alla realtà: dapprima quello dovuto al *charge sharing* definito nella Sezione precedente 6.1, poi il rumore causato dalla somma dei contributi elettronici illustrati nel Capitolo 5. La distribuzione di carica è un processo rapido che avviene immediatamente dopo l'interazione della particella col piano del tracker, quindi nell'algoritmo è stata inserita subito dopo che è stato

registrato il deposito energia della particella nella strip. In seguito è stato aggiunto il contributo di rumore determinato alla fine della catena elettronica analogica di lettura del segnale, costituita dall'ASIC di lettura, il quale è collegato alla strip.

Riguardo il fenomeno del *charge sharing*, il modello è stato scelto in modo empirico in attesa di dati sperimentali che saranno disponibili in un prossimo futuro. Dapprima è stato creato un modello simmetrico semplificato per la distribuzione della carica all'interno delle strip e ne è raffigurato uno schema in Figura 6.4: il passaggio di una particella in una strip causa un segnale nelle strip vicine proporzionale all'energia depositata e ai parametri illustrati sopra le frecce. La distribuzione simmetrica segue una legge per cui nella strip centrale j su cui incide il fotone rimane il 68% dell'energia depositata totale, nelle strip adiacenti $j-1$ il 14% e nelle strip $j-2$ il 2%. In e-ASTROGAM, a differenza di altri satelliti come AGILE, tutte le strip sono alimentate e collegate ai dispositivi di lettura (*readout strip*), quindi, dal momento che l'energia non si crea nè si distrugge, la somma totale dei parametri sopra le frecce, che forniscono la percentuale di energia depositata, deve dare il 100% dell'energia depositata.

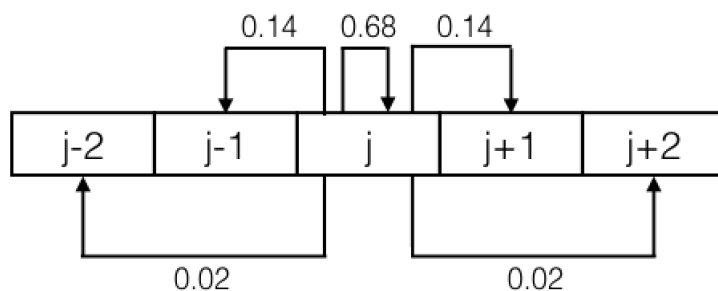


Figura 6.4: Implementazione del fenomeno del *charge sharing* tramite una distribuzione gaussiana simmetrica: il 68% dell'energia depositata dal fotone rimane nella strip j con cui ha interagito, il 14% nelle strip $j-1$ adiacenti e il 2% nelle strip $j-2$.

Tale distribuzione però, essendo simmetrica, "spalma" la carica uniformemente e di conseguenza non sposta la posizione del baricentro del cluster di strip (eq. 3.6), perciò, facendo la media pesata tra la posizione delle strip e le energie depositate in esse, non si hanno cambiamenti nella posizione ricostruita. Inoltre questa situazione rappresenta un caso particolare in cui il fotone incide esattamente a metà della strip, distribuendo uniformemente la carica sia a destra che a sinistra, ossia non sono considerate tutte le altre situazioni, più numerose, in cui il fotone può interagire in qualunque posizione della larghezza della strip. Per considerare questi casi è stato sviluppato un algoritmo più attinente alla realtà.

Si supponga che il fotone γ incida a metà della strip j come mostrato in Figura 6.5 e depositi energia in j , in $j+1$ e in $j+2$.

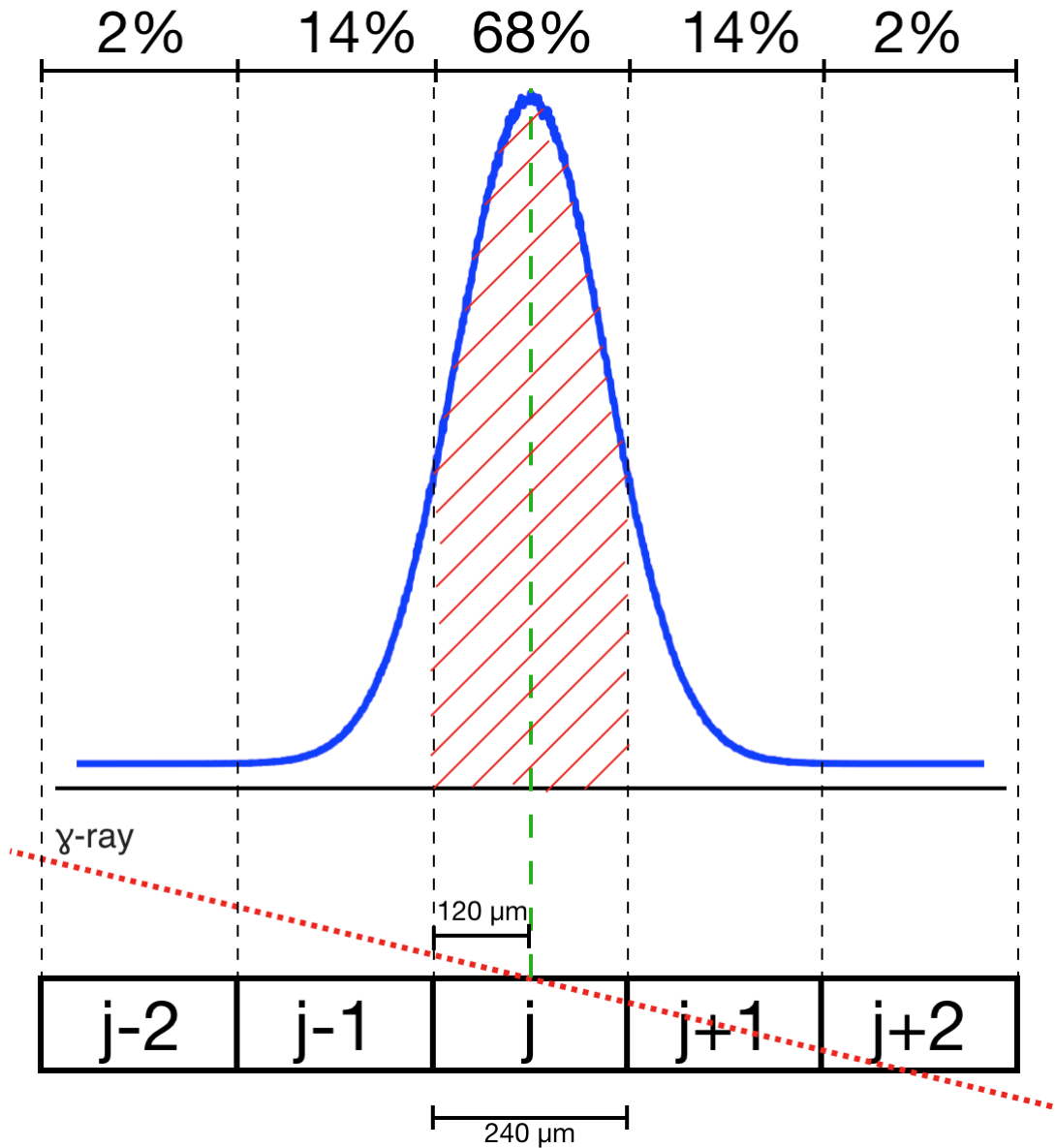


Figura 6.5: Implementazione del charge sharing quando un fotone interagisce a metà della larghezza della strip: il 68% dell'energia depositata dal fotone rimane nella strip j con cui ha interagito, il 14% nelle strip $j-1$ adiacenti e il 2% nelle strip $j-2$. L'area rossa tratteggiata rappresenta la percentuale di carica depositata nella j -esima strip.

Dal momento che la nuvola elettronica, che genera il *charge sharing*, ha una distribuzione gaussiana, è stata creata, tramite il software ROOT, una funzione di gauss (vedi Appendice C) tramite la generazione di 10^7 eventi casuali. Dal momento che ogni strip è larga $240 \mu\text{m}$ e si vuole studiare la distribuzione di carica dalla strip $j-2$

alla $j+2$, la curva è stata generata sull'intervallo $[-720 \mu m \div 720 \mu m]$. Successivamente la gaussiana è stata centrata sulla j -esima strip con $\mu = 0$ e $\sigma = 120$ (metà della larghezza della strip). Integrando in seguito sulla larghezza di ogni strip (area rossa sottesa dalla curva) si ottengono i valori illustrati in alto nell'immagine: sulla j -esima strip $[-120\mu m \div 120\mu m]$ rimane il 68% dell'energia depositata iniziale, nella j -esima ± 1 $[\pm 120\mu m \div \pm 360\mu m]$ il 14% e nella j -esima ± 2 $[\pm 360\mu m \div \pm 600\mu m]$ il 2%. Tale situazione rappresenta la suddivisione uniforme di carica nelle strip vicine, cioè la prima approssimazione di *charge sharing* che era stata fatta. L'utilizzo della gaussiana permette di determinare quali percentuali di carica vengono "spalmate" sulle strip vicine semplicemente spostando la curva e facendo coincidere il centroide del picco con il punto di interazione del fotone sulla strip, come illustrato in Figura 6.6. Integrando sulla larghezza della strip (area rossa sottesa dalla curva) si determinano così i parametri in percentuale con cui la carica viene distribuita. Per semplificare il complicato processo d'integrazione, la curva gaussiana è stata discretizzata, in modo tale da passare da una distribuzione continua di probabilità (PDF, Probability Density Function) ad una Probability Mass Function (PMF)¹.

A questo punto l'integrazione lungo la larghezza della strip non è altro che una sommatoria sulla sua larghezza dei conteggi contenuti in ogni bin con cui è stata discretizzata la funzione. Infine, il punto di interazione della particella sulla strip è stato generato casualmente tramite una funzione random: in realtà la posizione di contatto tra la particella e la strip può essere determinata sulla base dello studio delle energie depositate nelle strip adiacenti combinato all'angolo di incidenza del fascio di particelle, ma, dal momento che si utilizza una statistica di eventi molto alta, si può considerare tale approssimazione.

Per quanto riguarda il rumore dovuto all'elettronica, invece, è stato fatto riferimento alla Figura 5.5, che rappresenta i contributi di rumore del chip IDeF-X HD. Il rumore dovuto alla corrente di leakage non rappresenta il contributo principale e nella simulazione è stato considerato un rumore totale per ogni strip di 1 keV.

Questa componente è sommata all'energia depositata, la quale è registrata in elettroni, quindi non è possibile sommare i due contributi. Per poterlo fare il rumore è stato trasformato in elettroni, successivamente sommato all'energia ed infine il totale è stato convertito in eV per continuare il processo di analisi. La conversione è definita dalla formula inversa dell'eq. 5.2 in cui per il silicio $\epsilon = 3.6 \text{ eV}/e^-$ e, dal momento che il rumore è fornito come FWHM, come illustrato nell'eq. 5.5, deve essere diviso per 2.35, per cui l'equazione 5.2 diventa:

$$ENC[rms e^-] = \frac{Rumore[rms eV]}{2.35 \cdot \epsilon[eV/e^-]} \quad (6.3)$$

¹La PMF è una funzione che fornisce la probabilità che una variabile discreta casuale sia esattamente uguale ad un valore. Definito N il numero di bin, se $N \rightarrow \infty$ la PMF diventa una PDF.

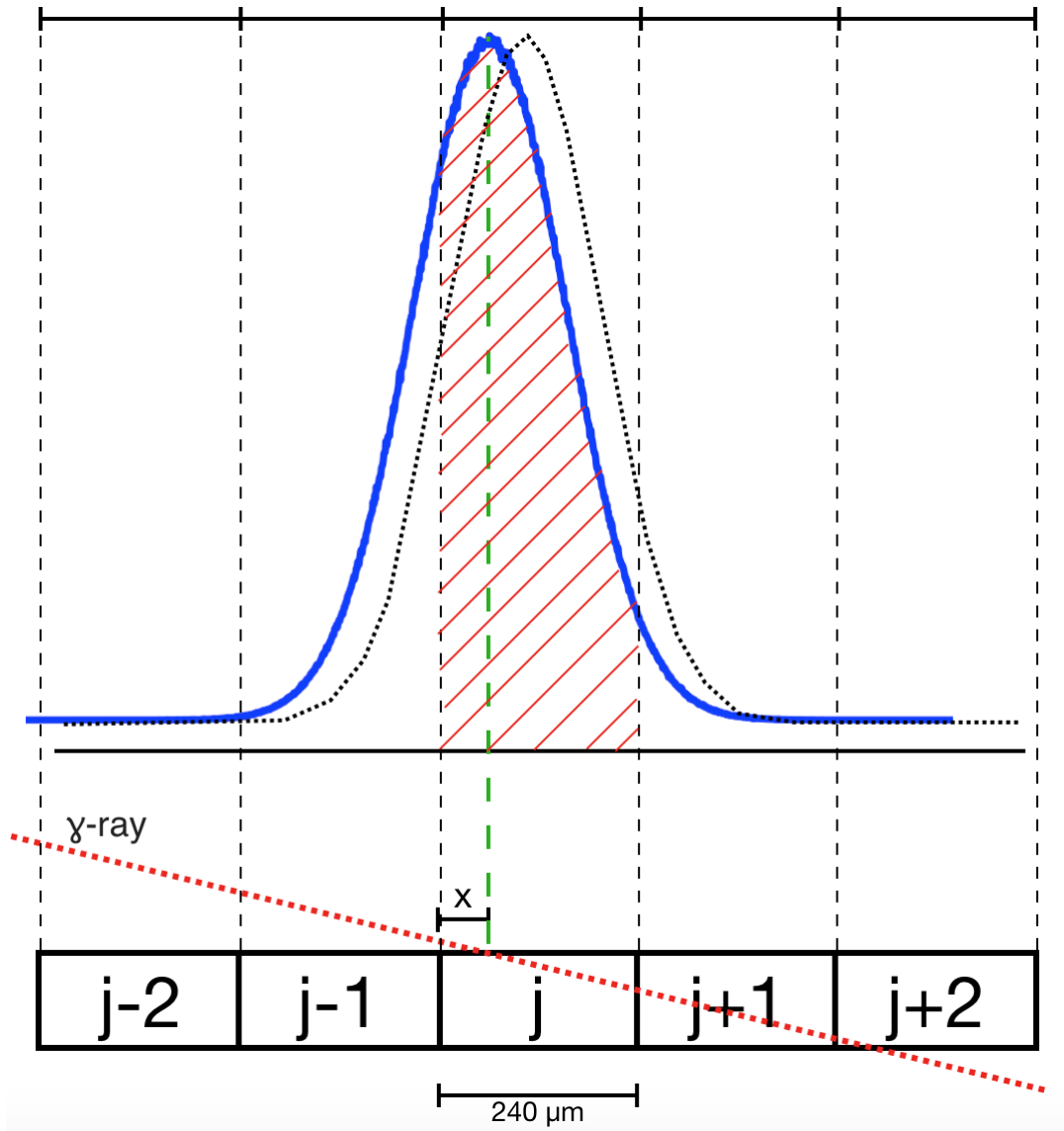


Figura 6.6: Implementazione del charge sharing quando un fotone interagisce su un punto casuale della larghezza della strip: la curva (dotted) viene tralata in modo da far coincidere il picco della gaussiana con il punto di interazione sulla strip. Le percentuali della distribuzione vengono determinate integrando la curva sulla larghezza della strip (area rossa).

6.3 PSF

La PSF (Point Spread Function) in generale è definita come la distribuzione angolare del segnale proveniente da una sorgente puntiforme. Alle alte energie rappresenta la distribuzione di probabilità della ricostruzione delle posizioni di un evento nello spazio generato da una sorgente puntiforme. Solitamente, con una buona statistica, la distribuzione delle probabilità risulta essere una gaussiana, per cui distribuita secondo una legge:

$$P(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} dx \quad (6.4)$$

dove μ rappresenta il valor medio della distribuzione e σ la deviazione standard. Il segnale viene distribuito su una curva col picco centrato sul valor medio e l'incertezza definita da σ , per cui l'accuratezza del segnale può essere definita a seconda che vengano comprese le ali della distribuzione come mostra la Figura 6.7: entro 1σ si ha un'accuratezza del segnale al 68.3%, entro 2σ al 95.45% ed entro 3σ al 99.73%.

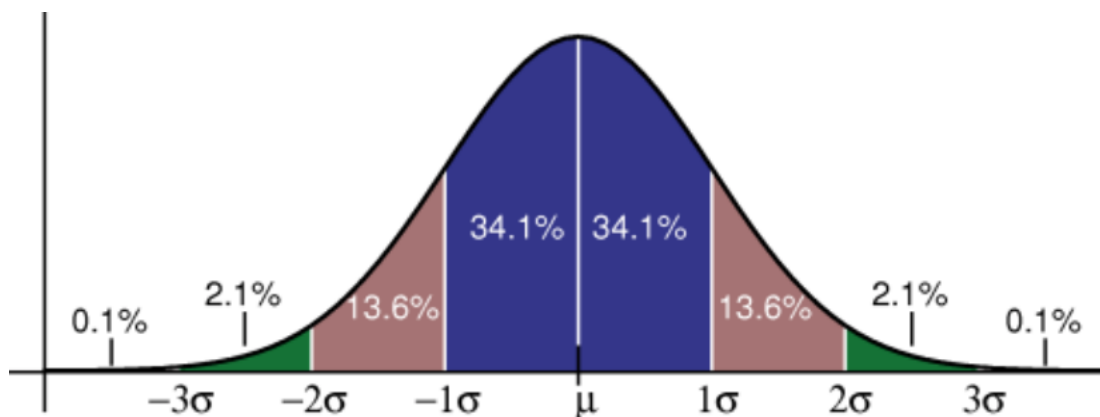


Figura 6.7: Distribuzione di probabilità centrata sul valor medio μ e in funzione di σ (da Chen et al. 2013).

La PSF non è altro che la distribuzione angolare del segnale entro un errore di 1σ , cioè al 68%. Per quanto riguarda la sua determinazione, si è utilizzato un algoritmo basato sul concetto di distanza sferica, cioè la lunghezza dell'arco di circonferenza massima che congiunge due punti situati su una superficie sferica.

Date le coordinate sferiche θ_{oss} e ϕ_{oss} , che definiscono la direzione di provenienza del fotone incidente ricostruita dal software di analisi e θ_{th} e ϕ_{th} i valori di incidenza reali del fascio di fotoni sul tracker, è possibile definire, tramite la seguente equazione, un valore di distanza sferica (d.s.) per ogni evento analizzato.

$$d.s. = \arccos[\sin \theta_{oss} \cdot \sin \theta_{th} \cdot \cos(\phi_{oss} - \phi_{th}) + \cos \theta_{oss} \cdot \cos \theta_{th}] \quad (6.5)$$

In seguito, una volta ordinati, i valori sono stati normalizzati per le aree corrispondenti ai raggi ed è stato preso il 68% del segnale.

La PSF è la PDF $P(\delta\theta, E, \bar{\theta})$ per $\delta\theta = |\bar{\theta} - \bar{\theta}'|$ dove $\delta\theta$ rappresenta la differenza angolare tra la direzione reale $\bar{\theta}$ e quella ricostruita $\bar{\theta}'$, essa dipende anche dall'energia. Infatti la grandezza angolare della PSF scala con l'energia come la somma delle incertezze angolari, sommate in quadratura, dovute al pitch dello strumento e allo scattering multiplo. La funzione che lega questi parametri è la seguente (*Ackermann et al. 2013*):

$$S_P(E) \propto \sqrt{\left(c_0 \left(\frac{E}{100 \text{ MeV}}\right)^{-\beta}\right)^2 + c_1^2} \quad (6.6)$$

dove c_0 è il termine di normalizzazione degli scattering multipli, c_1 l'incertezza dovuta al pitch dello strumento e β definisce come scala il contributo dovuto agli scattering multipli con l'energia. A seguito di studi riguardo altre missioni (e.g. Fermi/LAT, *Atwood et al. 2009*), tali termini possono essere definiti: $c_0 = 3.5^\circ$, $c_1 = 0.15^\circ$, $\beta \approx 0.8$. Le simulazioni di e-ASTROGAM sono state eseguite con un fascio monocromatico di fotoni di energia 100 MeV, quindi la relazione 6.6 rimane una costante. Successivamente le differenze $\delta\theta$ vengono scalate in funzione di $S_P(E)$ definendo la PSF come una PDF delle deviazioni angolari $\delta\theta$ scalate:

$$x = \frac{\delta\theta}{S_P(E)} \quad (6.7)$$

Infine la PSF è stata parametrizzata con una funzione di King (*King 1962*), la quale è stata scelta perchè segue il comportamento a legge di potenza a grandi $\delta\theta$ e ha la seguente forma:

$$K(x, \sigma, \gamma) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \left(1 + \frac{x^2}{2\sigma^2\gamma}\right)^{-\gamma} \quad (6.8)$$

σ è il parametro che definisce la grandezza caratteristica della distribuzione angolare e γ determina il peso della coda della distribuzione stessa. Una funzione singola di King però non è sufficiente per riprodurre la distribuzione dei fotoni gamma osservati, perciò è stato necessario l'utilizzo di un modello più complesso definito come somma di due funzioni di King (*Ackermann et al. 2013*):

$$P(x, E) = f_{low} K(x, \sigma_{low}(E), \gamma_{low}(E)) + (1 - f_{low}) K(x, \sigma_{high}(E), \gamma_{high}(E)) \quad (6.9)$$

in cui le componenti *low* e *high* caratterizzano la distribuzione per piccoli e grandi separazioni angolari $\delta\theta$, f è il parametro di normalizzazione e $K(x, \sigma, \gamma)$ la funzione singola di King (Equazione 6.8).

Capitolo 7

Risultati

In questo capitolo si esporranno i risultati ottenuti nel mio lavoro di tesi in termini di risoluzione angolare e studio della PSF del satellite e-ASTROGAM.

Il primo passo è stato quello di effettuare simulazioni con diversi angoli di incidenza del fascio interagente sul tracker del satellite e-ASTROGAM. Il primo studio ha visto come particelle interagenti coi piani del tracker i muoni per determinare la risoluzione spaziale dello strumento descritta nella Sezione 6.2. È stato simulato tramite BoGEMMS un fascio monocromatico di 10^4 muoni di energia 100 MeV prima con un angolo di incidenza $\theta = 10^\circ$ e $\phi = 225^\circ$, poi con $\theta = 30^\circ$ e $\phi = 225^\circ$ (vedi Capitolo 6). In Figura 7.1 sono riportati i risultati in assenza di rumore: sulle ascisse si trovano le differenze lineari tra il punto di interazione del muone coi piani del tracker e il punto del baricentro del cluster di strip (vedi Sezione 6.2), mentre sulle ordinate sono riportati i conteggi. La distribuzione si presenta uniforme nell'intervallo $10 \mu m - 40 \mu m$, quindi è stata convoluta con una funzione onda quadra. Ciò comporta un'uguale probabilità di trovare la particella ad una distanza da $10 \mu m$ a $40 \mu m$ dal punto reale di interazione. L'uniformità può essere spiegata da varie ipotesi: dal momento che l'energia minima tale per cui un evento viene rivelato è di 15 keV e viene considerata solo la prima interazione del muone col piano in cui deposita energia sopra soglia, è possibile che il μ^- abbia depositato sotto soglia sui piani superiori e sia stato minimamente deviato dalla sua traiettoria. Un'altra ipotesi è quella geometrica, poichè la particella nel suo percorso all'interno del tracker incide in punti diversi a distanze sempre maggiori dal primo punto in cui ha depositato energia. La combinazione di entrambe le ipotesi (geometrica e scattering) è in accordo coi dati riportati nell'istogramma di Figura 7.1. Per quanto riguarda l'intervallo $10 \mu m - 40 \mu m$, esso può essere spiegato dalla MIP (Minimum Ionizing Particle): essa rappresenta una particella il cui tasso medio di perdita di energia per ionizzazione attraverso la materia è minimo ed è ottenibile sommando l'energia su tutta la strip. Tale rate è definito dall'equazione di Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{MAX}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (7.1)$$

dove T_{MAX} è la massima energia cinetica trasferita ad un elettrone libero in un singolo urto, Z il numero atomico dell'assorbitore, A il numero di massa atomica, m_e la massa dell'elettrone, K una costante pari a $0.307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$, I l'energia di eccitazione media in eV, z il numero di carica, δ la correzione in densità dovuta all'energia di ionizzazione persa, β e γ sono due variabili cinematiche definite di caso in caso (*Eidelman et al. 2004*). Questa energia depositata, solitamente è descritta da una funzione di Landau (vedi Sezione 6.1): nei rivelatori al silicio la perdita di energia media è 3.88 MeV/cm , per cui il valor medio di perdita di energia nel caso di e-ASTROGAM è di 194 keV per $500 \mu\text{m}$ di spessore dei DSSD. Il valore più probabile¹ è invece $0.7 \times 194 \text{ keV} = 136 \text{ keV}$. Questo valore di MIP è importante perchè, come si vede alle alte differenze, pone un limite massimo nella risoluzione spaziale di $40 \mu\text{m}$.

Il risultato ottenuto tramite la seconda simulazione con $\theta = 30^\circ$ mostra il medesimo andamento, ma con un picco per distanze inferiori: questa situazione si presenterà anche in seguito con la determinazione della PSF, in quanto per l'analisi dei dati e la ricostruzione della direzione di entrata dell'evento è stato utilizzato un algoritmo *kalman-filter* ottimizzato proprio per l'angolo di incidenza $\theta = 30^\circ$ e $\phi = 225^\circ$; infatti la presenza del picco denota una grande quantità di eventi la cui interazione con un piano del tracker è avvenuta poco distante dal centro del cluster di strip (vedi Sezione 3.2).

In seguito sono stati aggiunti i contributi del rumore elettronico (Capitolo 5) e del *charge sharing* (Sezione 6.2). Il rumore di 1 keV è stato convertito in elettroni tramite la relazione 6.3, ottenendo 118 elettroni dovuti all'elettronica. L'aggiunta di tali componenti ha portato ad un risultato di $35.09 \pm 0.08 \mu\text{m}$ di risoluzione per $\theta = 10^\circ$ e di $36.81 \pm 0.07 \mu\text{m}$ per $\theta = 30^\circ$, risultati questi che, confrontati con il valore di $40 \mu\text{m}$ esposto nel paper *De Angelis et al. 2017*, avvalorano la buona riuscita di questo studio sugli effetti del rumore e del *charge sharing* sulla risoluzione spaziale (Figura 7.2). Queste distribuzioni sono state convolute con una funzione di Landau ribaltata rispetto alle ascisse; nella legenda di Figura 7.2 è riportato il valore MPV (Most Probable Value) che indica il picco dell'istogramma, quindi il valore più probabile della curva, e il Sigma, che in questo caso coincide con la FWHM. Le risoluzioni spaziali ottenute comprese tra $35.09 < x < 36.81 \mu\text{m}$, cioè inferiori ai $40 \mu\text{m}$, esposti nei paper di e-ASTROGAM (*De Angelis et al. 2017*, *Tatischeff et al. 2016*), possono essere giustificate in due modi: prima di tutto il valore di 1 keV di rumore aggiunto ad ogni strip (vedi Sezione 6.2) è una stima della somma di tutti i contributi, quindi una sua variazione influenza la risoluzione spaziale, ma soprattutto è lo spostamento di energia causato dal *charge sharing* che contribuisce maggiormente al peggioramento della risoluzione spaziale. In questo studio, è stata fatta una prima approssimazione del *charge sharing*, cioè è stata distribuita l'energia proporzionalmente solo fino alle strip $j \pm 2$ secondo una distribuzione gaussiana, per cui, se il fotone incide sul punto medio della

¹Il valore più probabile è dato da $0.7 \times$ il valore medio della distribuzione di Landau

strip, il 68% di energia depositata rimane nella strip colpita, il 14% nelle strip adiacenti $j-1$ e il 2% nelle strip $j-2$, mentre se il fotone incide su un altro punto della strip, la gaussiana viene traslata facendo coincidere tale punto con il picco della curva (Sezione 6.2). Successivamente le percentuali di distribuzione della carica vengono definite attraverso l'integrazione della curva lungo la strip. L'ipotesi che la distribuzione di carica seguisse l'andamento gaussiano è una prima approssimazione del processo, ma la realtà essa dovrebbe essere determinata a seguito di altre simulazioni e prove sperimentali, così come è stato fatto per il satellite AGILE, il quale però alterna reading strip (in cui viene letto il segnale) a floating strip (in cui il segnale non viene letto), per cui tale metodo non può essere utilizzato per e-ASTROGAM.

Successivamente sono state fatte simulazioni con fotoni ad alta energia variando θ e mantenendo $\phi = 225^\circ$ costante per verificare come varia la PSF dello strumento (Sezione 6.3). Sono stati simulati 10^5 fotoni γ di energia 100 MeV incidenti sul tracker prima con $\theta = 10^\circ$ e poi con $\theta = 30^\circ$. I risultati in assenza di rumore sono riportati in Tabella 7.1.

θ	ϕ	PSF [°]
10°	225°	1.35 ± 0.02
30°	225°	1.59 ± 0.01

Tabella 7.1: PSF del satellite e-ASTROGAM in assenza di rumore per un fascio monocromatico di fotoni da 100 MeV.

Si vede come la PSF migliora al diminuire di θ e la grande statistica di eventi simulati permette di avere basse incertezze. Gli errori sono stati determinati utilizzando la statistica di Poisson: è stata calcolata la radice quadrata del valore corrispondente al 68% del *containment radius* (ossia il raggio che contiene il 68% degli eventi) ed è stato determinato lo scarto tra il valore al 68% e quello corrispondente alla sua radice, determinando così l'errore associato. Successivamente è stato fatto un plot per verificare se l'andamento della PSF dello strumento segue un modello di King (Sezione 6.3) e in Figura 7.3 ne sono rappresentati i risultati.

Si nota che con un'inclinazione $\theta = 10^\circ$ il modello fitta molto bene i dati, mentre a $\theta = 30^\circ$ alle piccole distanze sferiche spiccano due punti che deviano in modo significativo dal modello di un ordine di grandezza. La spiegazione a tutto ciò è data dal fatto che durante l'analisi dei dati, per quanto riguarda la ricostruzione della direzione di arrivo del fotone, è stato utilizzato un algoritmo kalman-filter che è in continua evoluzione e, in particolare per queste simulazioni, è stata usata una versione del software ottimizzata per un angolo di incidenza $\theta = 30^\circ$, quindi i conteggi alle piccole distanze angolari sono maggiori, indicando una maggior precisione nella ricostruzione della direzione. Il fatto che sia ottimizzato per $\theta = 30^\circ$ è indicato anche dal fatto che gli errori associati ai punti rappresentati nel grafico sono minori rispetto a quelli

θ	ϕ	PSF [°]
10°	225°	1.44 ± 0.02
30°	225°	1.73 ± 0.01

Tabella 7.2: PSF del satellite e-ASTROGAM in presenza del rumore elettronico e del charge sharing per un fascio monocromatico di fotoni da 100 MeV.

calcolati a $\theta = 10^\circ$.

In seguito sono state ripetute le simulazioni introducendo il *charge sharing* e il rumore elettronico, ottenendo così i risultati illustrati in Tabella 7.2. Si nota un peggioramento della PSF del 7-9%, cioè in linea con le aspettative, poichè, per considerare il risultato accettabile, si stimava che la PSF non avrebbe dovuto presentare un peggioramento oltre il 15%. In Figura 7.4 ne sono riportati i grafici, grazie ai quali, confrontandoli con quelli in assenza di rumore di Figura 7.3, è possibile trarre alcune conclusioni. Si può vedere, come ci si aspettava, che per l'angolo di incidenza $\theta = 10^\circ$ i contributi di rumore influiscono soprattutto alle grandi distanze sferiche, comportando un maggior divario tra il modello e i risultati. Per questo motivo, se in precedenza la brillantezza superficiale era maggiore alle piccole distanze, con l'introduzione dei contributi di rumore tale brillantezza è diminuita a favore delle distanze maggiori. Questo peggioramento è riscontrabile anche con l'angolo di incidenza di $\theta = 30^\circ$ in cui però, essendo il codice *kalman-filter* ottimizzato per questa direzione di entrata del fotone, il *charge-sharing* e il rumore elettronico hanno agito maggiormente sulle piccole distanze. La differenza di un ordine di grandezza di brillantezza superficiale presente in assenza di rumore è stato eliminato e sussiste un discreto accordo tra dati e modello.

Tali risultati possono essere migliorati considerando diversi fattori: per quanto riguarda l'implementazione del *charge sharing*, l'algoritmo può essere migliorato con percentuali di distribuzione della carica ottenute tramite risultati sperimentali, il punto di interazione tra il fotone e la strip può essere determinato attraverso lo studio delle energie depositate nelle strip dei piani adiacenti e la curva di distribuzione della carica può essere determinata anch'essa sperimentalmente; riguardo al contributo del rumore elettronico, esso può essere diminuito grazie alla sostituzione del CSP del chip di lettura IDeF-X con uno che si adatti alla capacità del rivelatore. In questo caso le prestazioni dell'ASIC risulterebbero migliorate fornendo un rumore di 0.5 keV per ogni strip, che migliorerebbe sensibilmente le prestazioni del tracker di e-ASTROGAM.

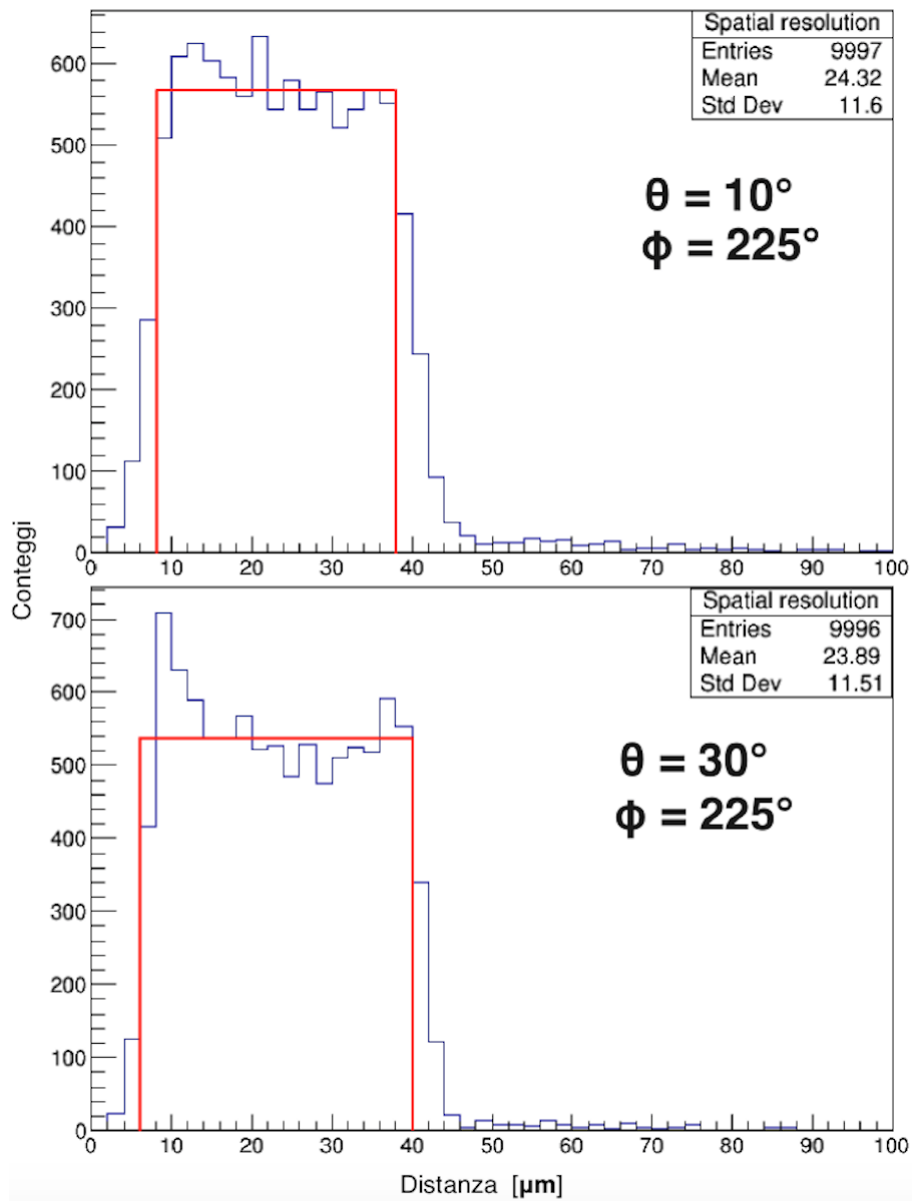


Figura 7.1: Risoluzione spaziale del tracker di e-ASTROGAM in assenza di rumore. In alto è riportata l'onda quadra (in rosso) convoluta con i dati ottenuti con angolo di incidenza dei fotoni γ $\theta = 10^\circ$, in basso con $\theta = 30^\circ$. Sulle ascisse sono rappresentate le differenze tra il punto di interazione del muone col piano del tracker e il punto del baricentro del cluster di strip; sulle ordinate sono rappresentati i conteggi. θ e ϕ rappresentano le coordinate polari della sorgente.

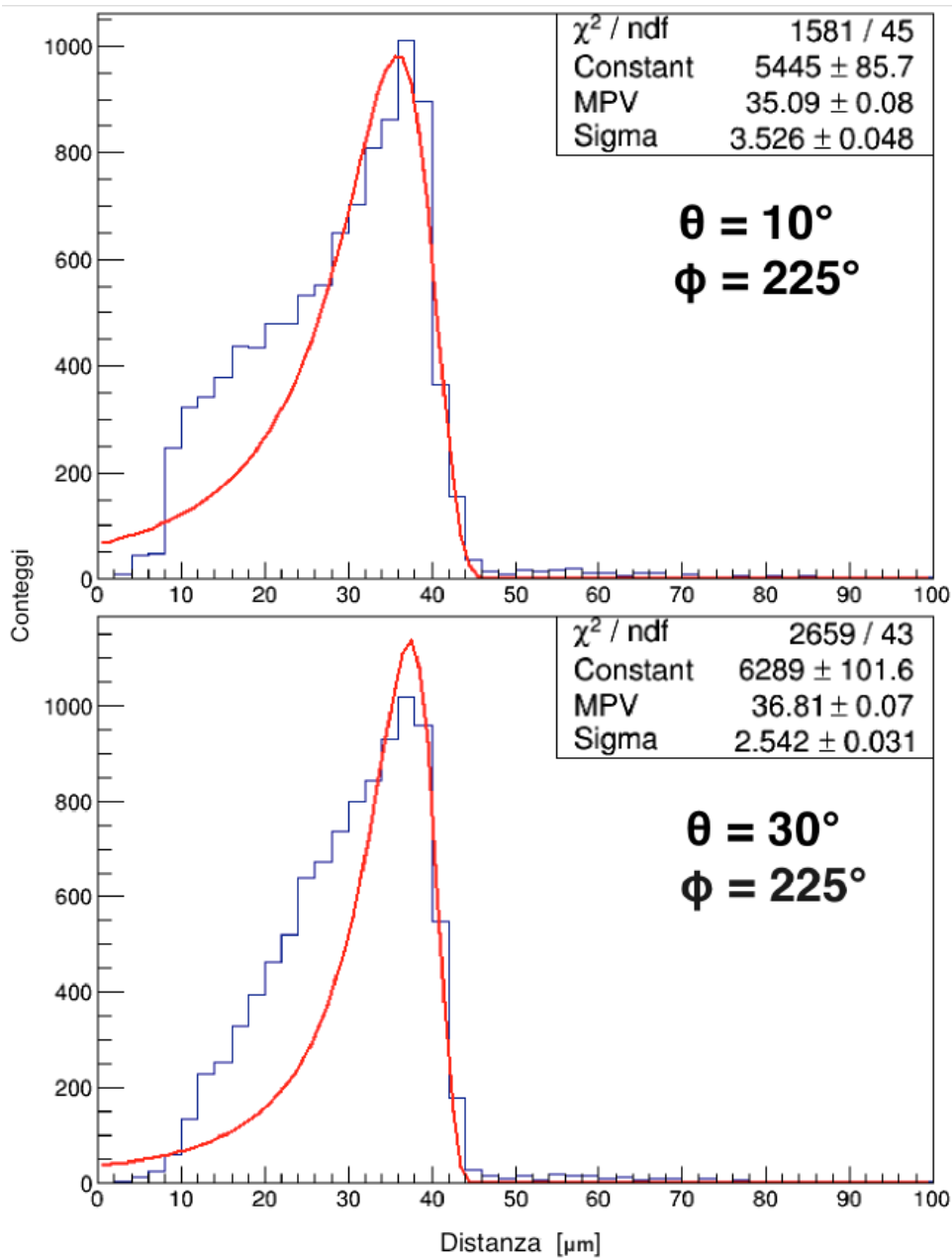


Figura 7.2: Risoluzione spaziale del tracker di e-ASTROGAM in presenza sia del charge sharing sia del rumore elettronico. In alto è riportata la funzione Landau (in rosso) convoluta con i dati ottenuti con angolo di incidenza dei fotoni γ $\theta = 10^\circ$, in basso con $\theta = 30^\circ$. Sulle ascisse sono rappresentate le differenze tra il punto di interazione del muone col piano del tracker e il punto del baricentro del cluster di strip; sulle ordinate sono rappresentati i conteggi. θ e ϕ rappresentano le coordinate polari della sorgente.

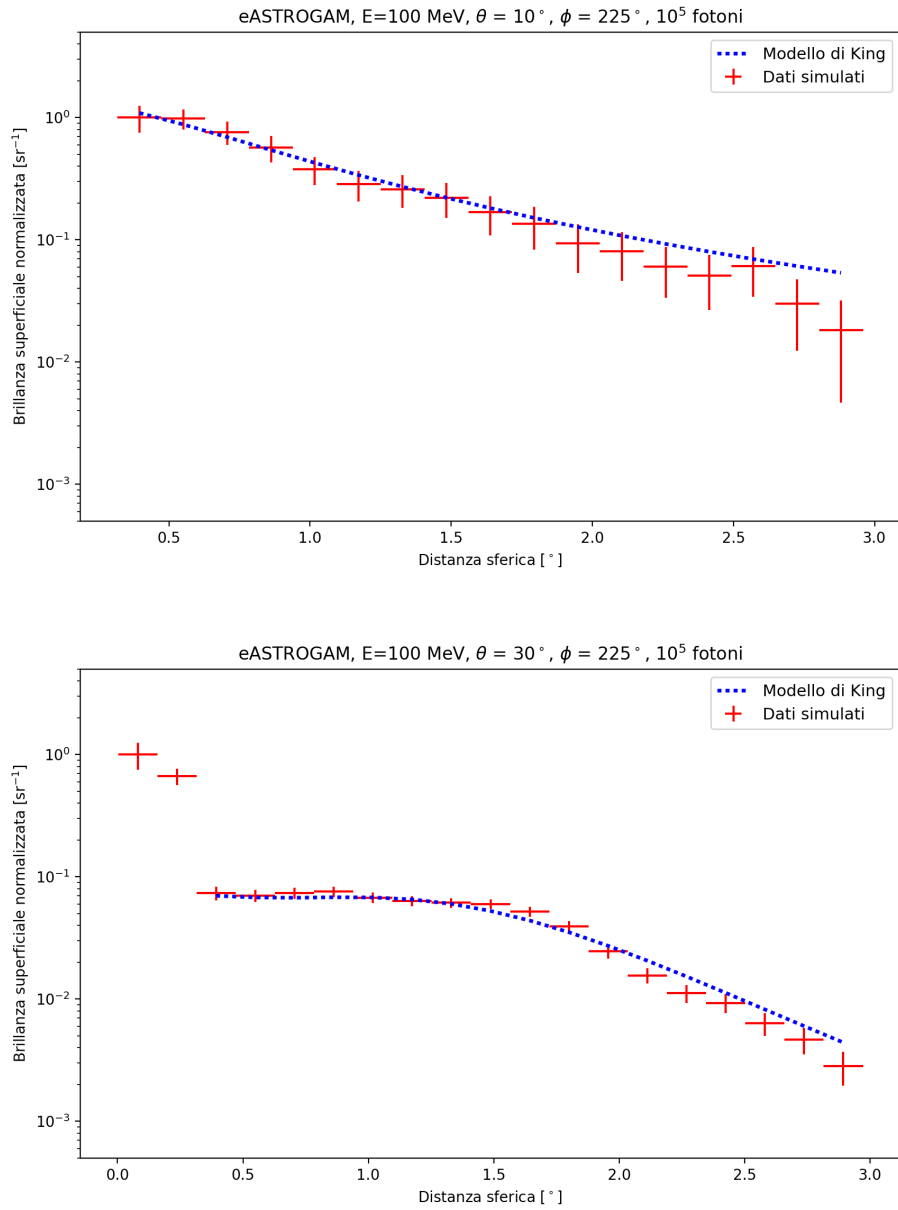


Figura 7.3: Rappresentazione della PSF normalizzata del tracker di e-ASTROGAM in funzione della brillanza superficiale (in rosso). In blu è rappresentato il modello di King. In alto è riportato il risultato per una simulazione con 10⁵ fotoni, $\theta = 10^\circ$ e $\phi = 225^\circ$, mentre in basso 10⁵ fotoni, $\theta = 30^\circ$ e $\phi = 225^\circ$. In quest'ultimo grafico i due punti che si elevano rispetto agli altri di un ordine di grandezza di brillanza superficiale indicano una migliore ricostruzione della direzione di arrivo del fotone per un'incidenza di 30°.

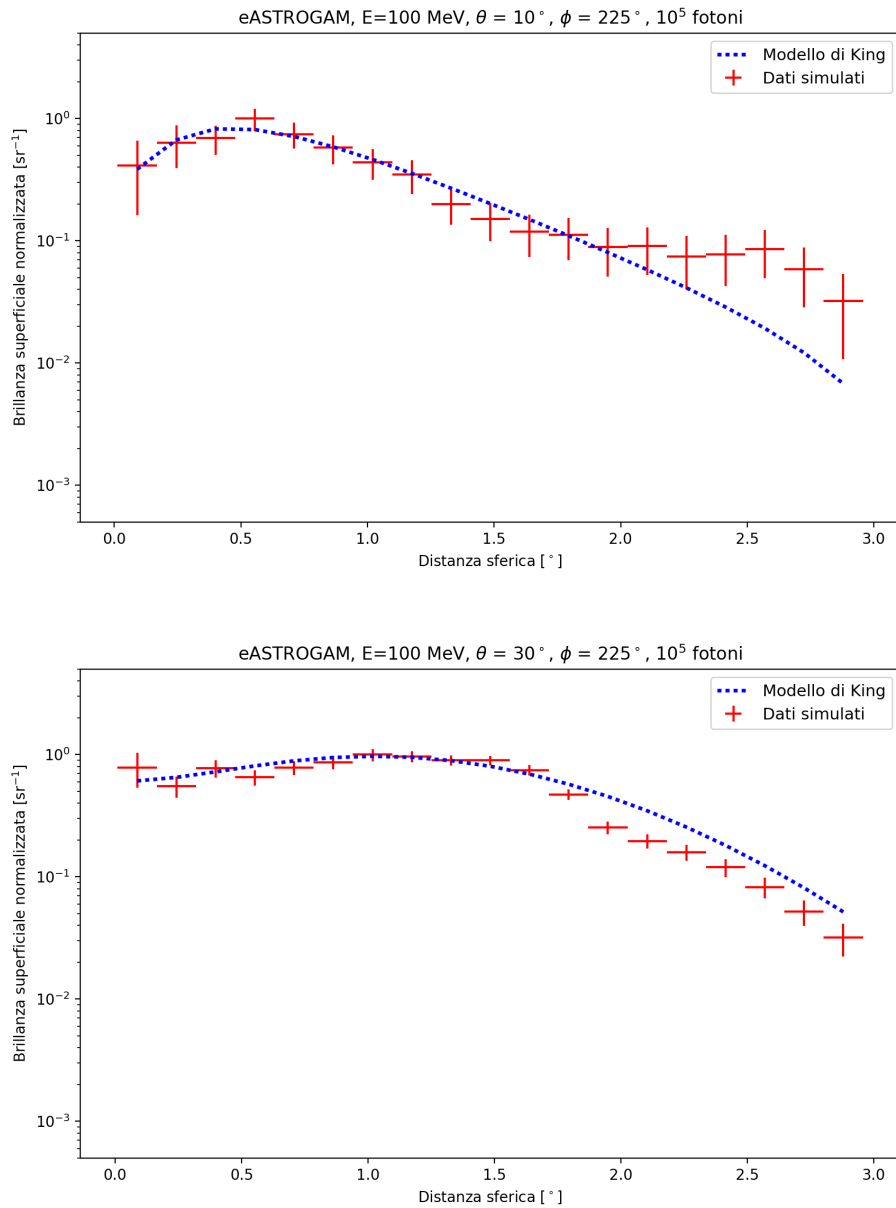


Figura 7.4: Rappresentazione della PSF in presenza di charge sharing e rumore elettronico. In rosso la PSF normalizzata del tracker di e-ASTROGAM in funzione della brillanza superficiale, in blu il modello di King. In alto è riportato il risultato per una simulazione con 10^5 fotoni, $\theta = 10^\circ$ e $\phi = 225^\circ$, mentre in basso 10^5 fotoni, $\theta = 30^\circ$ e $\phi = 225^\circ$.

Capitolo 8

Conclusioni

Lo scopo di questo lavoro di tesi è stato quello di valutare l'incidenza del rumore e del *charge sharing* sulla determinazione della risoluzione spaziale e della PSF del tracker di e-ASTROGAM.

In primo luogo è stato testato il toolkit per la simulazione *Geant4* attraverso il software BoGEMMS: come prima verifica si è voluto determinare l'andamento dell'efficienza di attenuazione del tracker di e-ASTROGAM in funzione dell'energia dei fotoni incidenti. Anzitutto è stata costruita con il simulatore una geometria semplice, cioè una lastra di silicio con le dimensioni di un piano del tracker, poi sono stati presi in considerazione tutti e 56 i piani per simulare il vero e proprio tracker dello strumento. Sono state fatte 9 simulazioni con fasci di fotoni monocromatici con diverse energie a coprire tutto il range di e-ASTROGAM (300 keV-3 GeV) e i risultati ottenuti sono stati validati positivamente dal confronto con i valori teorici tabulati dal NIST (National Institute of Standards and Technology).

In seguito sono state effettuate diverse simulazioni per studiare il comportamento dei fotoni all'interno del tracker; in particolare è stato fatto incidere prima un fascio monocromatico di 10^5 fotoni di energia 100 MeV con angoli di incidenza $\theta = 10^\circ$ e $\phi = 225^\circ$, poi il medesimo fascio con $\theta = 30^\circ$. Per l'analisi dei file in uscita dal simulatore è stato tradotto il software precedentemente scritto in IDL (*V. Fioretti et al. in prep.*) in linguaggio Python, poichè tale metodo, tramite la programmazione ad oggetti, ha permesso in seguito di introdurre i codici riguardanti il rumore, il *charge sharing* e la risoluzione senza dover modificare il corpo centrale del software. Successivamente gli output sono stati analizzati dall'algoritmo basato sul kalman-filter per la ricostruzione della direzione di arrivo del fotone e infine, tramite un altro algoritmo, è stata calcolata la PSF entro 1σ del *containment radius*. Per determinare la PSF è stato utilizzato il concetto di distanza sferica calcolata per ogni evento utilizzando la differenza tra il reale angolo di incidenza del fotone interagente con il tracker e l'angolo ricostruito dall'algoritmo kalman-filter: una volta ordinato il vettore contenente tutte le distanze sferiche, ne è stato preso il 68%. Successivamente i valori ottenuti sono stati norma-

lizzati per le aree delle circonferenze corrispondenti ai raggi e si è visto come i dati seguissero una funzione data dalla somma di due modelli di King; se a $\theta = 10^\circ$ tutti i punti seguono la funzione di King, a $\theta = 30^\circ$ i punti alle distanze sferiche inferiori contengono un numero di conteggi molto maggiori (di un ordine di grandezza) rispetto ai successivi. Questo comportamento è dovuto al fatto che l'algoritmo *kalman-filter* per la ricostruzione della direzione del fotone è stato ottimizzato per simulazioni con un angolo di incidenza del fascio di $\theta = 30^\circ$.

Successivamente sono state aggiunte le componenti di rumore: l'utilizzo delle Look Up Table nel software di analisi ha permesso l'implementazione di un metodo da inserire nel software per la distribuzione di carica. La carica depositata dal fotone sulla strip non rimane al 100% entro essa, ma si distribuisce anche nelle strip vicine secondo delle percentuali determinate dalla grandezza della nuvola elettronica che si muove da una faccia del rivelatore di silicio verso gli elettrodi. In questo lavoro, di tale distribuzione è stata fatta una prima approssimazione supponendo che la carica seguisse una distribuzione gaussiana, la quale ha permesso di determinare le percentuali di distribuzione di carica: se il fotone incide esattamente a metà della strip, il 68% dell'energia depositata rimane in essa, il 14% nelle strip adiacenti $j\pm 1$ e il 2% nelle strip $j\pm 2$; se invece, nella maggior parte dei casi, il fotone γ incide su un altro punto della strip, la curva gaussiana viene spostata fino a far coincidere il picco col punto di interazione del fotone con la strip. Successivamente, integrando la curva sulle larghezze delle strip è stato possibile definire percentuali di carica opportune. Una volta distribuita la carica è stato aggiunto il rumore dato dall'elettronica, che è stato stimato essere di 1 keV per ogni canale: esso è valutato alla fine della catena elettronica analogica di lettura del segnale, costituita dall'ASIC, il quale è collegato alla strip. I risultati della PSF sono illustrati nella Tabella 8.1: a sinistra sono mostrati gli angoli con cui i fotoni incidono sul tracker, al centro i valori di PSF in assenza di rumore e a destra i valori con l'aggiunta del *charge sharing* e rumore elettronico.

θ	ϕ	No Noise PSF [°]	With Noise PSF [°]
10°	225°	1.35±0.02	1.44±0.02
30°	225°	1.59±0.01	1.73±0.01

Tabella 8.1: *Confronto della PSF del tracker di e-ASTROGAM in assenza dei contributi di rumore e con l'aggiunta del charge sharing e rumore elettronico per simulazioni monocromatiche a 100 MeV.*

Il risultato consiste in un peggioramento della PSF del 7-9%, cioè in linea con i valori aspettati. Questi risultati sono il frutto di una simulazione con un fascio monocromatico e sono in accordo con il paper di e-ASTROGAM (*De Angelis et al. 2017*), nel quale per l'intervallo energetico 80–100 MeV, la risoluzione in assenza di rumore è di 1.3°.

Inoltre è stata calcolata anche la risoluzione spaziale di e-ASTROGAM: con BoGEMMS è stato simulato un fascio di muoni di energia 100 MeV incidenti sul tracker con angoli $\theta = 30^\circ$ e $\phi = 225^\circ$. Sono state utilizzate queste particelle in quanto esse interagiscono sicuramente con il primo piano del tracker e non formano coppie e^+e^- , modificando di fatto la direzione di entrata e di uscita dal piano su cui hanno interagito. Per il calcolo della risoluzione è stato implementato un metodo nel software che si basa sulla differenza di posizione tra il punto in cui il muone incide sul piano e il punto in cui viene definito il baricentro del cluster di strip. In assenza di rumore l'istogramma dei conteggi in funzione della differenza di posizione tra il baricentro di strip e il punto di interazione dei muoni è stato fittato con una funzione onda quadra poichè la distribuzione si presenta uniforme da $10 \mu m$ a $40 \mu m$. L'uniformità è data da fattori geometrici e dagli scattering Compton, seppur minimi, che subiscono i muoni, mentre l'intervallo $10 \mu m - 40 \mu m$ è determinato dalla MIP nel tracker. Per e-ASTROGAM il valore più probabile di perdita di energia è 136 keV e pone di fatto un limite massimo di $40 \mu m$ nella risoluzione spaziale dello strumento. In seguito l'aggiunta del *charge sharing* e del rumore elettronico ha permesso di determinare un istogramma che è stato fittato con una funzione di Landau ottenendo dei valori di risoluzione spaziale pari a $35.09 \pm 0.08 \mu m$ per $\theta = 10^\circ$ e $36.81 \pm 0.07 \mu m$ per $\theta = 30^\circ$. I valori di risoluzione denotano una buona riuscita del lavoro di tesi poichè, confrontandoli con il valore di $40 \mu m$ esposto nel paper di e-ASTROGAM (*De Angelis et al. 2017*), mostrano l'avvicinamento del modello alle previsioni. Il minimo scarto rispetto ai $40 \mu m$ è imputabile al fatto che sono state fatte delle approssimazioni nell'implementazione del codice riguardante il *charge sharing* e non sono stati presi in considerazione gli effetti dissipativi della carica. Il confronto positivo tra i valori ottenuti e quelli dell'articolo di riferimento riguardo la risoluzione spaziale evidenzia di fatto il buon modello sviluppato in questo lavoro di tesi per quanto riguarda l'implementazione dei metodi che definiscono il *charge sharing* e il rumore elettronico. L'importanza di questi ultimi è riscontrabile nello studio sulla PSF del satellite illustrata in Tabella 8.1, in cui i contributi che "sporcano" il segnale peggiorano la PSF del 7-9%.

In conclusione, e-ASTROGAM, grazie alla sua grande risoluzione angolare, alla sua buona PSF e l'ampio campo di vista (2.5 sr a 100 MeV) sarà in grado di rivelare un gran numero di sorgenti transienti e centinaia di short-GRB, che si pensa possano essere una delle controparti elettromagnetiche delle onde gravitazionali. Questo telescopio gamma potrà contribuire all'identificazione delle sorgenti di GW, poichè il solo fatto di vedere un segnale transiente simultaneo o in una finestra temporale ragionevole intorno al tempo del trigger di un'onda gravitazionale nell'intervallo energetico coperto dal satellite avvalorerebbe l'associazione dei due eventi (elettromagnetico e gravitazionale). e-ASTROGAM sarà lanciato nel 2029, cioè in un periodo maturo per lo studio delle GW, e nei primi tre anni di missione si stima che il satellite rivelerà ~ 600 GRB.

Appendice A

Scintillatori

Gli scintillatori costituiscono una soluzione interessante in una vasta gamma di applicazioni, sia di conteggio che spettroscopiche, quando il requisito primario è una buona efficienza piuttosto che un'elevata risoluzione energetica. I rivelatori a scintillazione sono costituiti da materiali che hanno la proprietà di emettere sotto forma di luce visibile o vicina alla regione del visibile l'energia trasferita al loro interno dalla radiazione di alta energia. Attraverso opportune giunzioni ottiche l'impulso di luce viene trasmesso ad un fotomoltiplicatore che lo converte in un impulso di corrente. Solo una ridotta frazione dell'energia assorbita dallo scintillatore dà origine a decadimenti radiativi con conseguente emissione di luce, mentre la restante viene dissipata attraverso processi non radiativi ed emessa sotto forma di calore. L'efficienza di scintillazione è proprio la frazione energetica convertita in fotoni ottici e valori tipici di questo parametro non superano il 10%. L'emissione ottica deriva dal decadimento di stati atomici e molecolari elettronicamente eccitati ed è temporalmente caratterizzata da una salita molto rapida seguita da un decadimento esponenziale.

Il materiale scintillatore ideale deve possedere le seguenti proprietà:

- convertire l'energia assorbita in luce rivelabile, preferibilmente con alta efficienza di scintillazione;
- la conversione deve essere lineare, ossia la luce emessa deve essere proporzionale all'energia assorbita in un intervallo il più ampio possibile;
- per una buona raccolta della luce il sistema deve essere trasparente alle lunghezze onda del suo spettro d'emissione;
- il tempo di decadimento della luminescenza indotta deve risultare breve, con un alto rapporto di fluorescenza¹ rispetto alla fosforescenza² e fluorescenza ritardata;

¹Fluorescenza: emissione di radiazione luminosa da parte di una molecola eccitata.

²Fosforescenza: fenomeno di emissione radiativa, caratteristica di alcune sostanze chimiche a se-

- il materiale deve essere di buona qualità ottica e lavorabile in dimensioni sufficientemente ampie;
- l'indice di rifrazione deve essere vicino a quello del vetro in modo da garantire un efficiente accoppiamento con il tubo fotomoltiplicatore.

Gli scintillatori si dividono in organici e inorganici: i primi (utilizzati per l'AntiCoincidenza) sono presenti sia in forma liquida che solida e la loro caratteristica comune è di possedere tempi di salita dell'impulso rapidissimi (spesso inferiori al nanosecondo) e tempi di decadimento di pochi nanosecondi. L'efficienza di scintillazione è scarsa, circa 1/3 di quella degli scintillatori inorganici, e presentano un basso numero atomico, che non li rende adatti a misure spettroscopiche, poichè gli spettri gamma sono dominati dal continuo Compton e quasi privi del picco fotoelettrico. Sono impiegati come contatori qualora siano richiesti volumi sensibili di notevoli dimensioni, perchè sono presenti in natura in numero considerevole ed è possibile, quindi, una scelta mirata del rivelatore in relazione al tipo di indagine da effettuare.

Gli scintillatori inorganici più importanti di questa classe sono costituiti da cristalli di sali inorganici attivati da impurità che costituiscono i centri di luminescenza. Il quanto di radiazione primario eccita gli elettroni e li promuove alla banda di conduzione. Se il cristallo fosse puro la diseccitazione avverrebbe con l'emissione di un fotone di alta energia, ma, se il materiale è drogato, le impurità creano livelli energetici all'interno del gap proibito e l'elettrone durante la diseccitazione passa attraverso questi stati intermedi emettendo fotoni nel visibile. All'interno di questo gruppo lo ioduro di sodio attivato al tallio, NaI(Tl), è il più conosciuto per la sua eccellente resa in termini di emissione luminosa insieme ad un'ottima linearità di risposta in un ampio range energetico. Esso però risulta igroscopico, fragile e sensibile a shock termici e meccanici. Una valida alternativa è rappresentata dallo ioduro di cesio attivato al tallio CsI(Tl) o sodio CsI(Na), meno fragili del precedente. Lo CsI presenta il più alto coefficiente d'assorbimento gamma per unità di superficie e ciò lo rende adatto a quelle applicazioni in cui i limiti di dimensioni e peso sono un vincolo, come l'utilizzo nelle missioni spaziali. Questi rivelatori a scintillazione richiedono un'energia di 20 – 30 eV per creare una coppia elettrone-lacuna e, considerando la scarsa efficienza quantica che peggiora la statistica delle misure spettroscopiche, si può affermare che il rumore statistico è particolarmente elevato e, di conseguenza, gli spettri gamma ottenibili con i suddetti rivelatori presentano una scarsa risoluzione energetica. I moderni sistemi di rivelazione X e γ sensibili alla posizione impiegano matrici di cristalli di CsI aventi sezioni dell'ordine di circa 1-3 cm². In questo caso l'uso dei fotomoltiplicatori non è più adatto,

guito di eccitazione elettronica, derivante dal decadimento degli elettroni a livelli quantici di minore energia. Si distingue dalla fluorescenza perchè in quest'ultima l'effetto è immediato e si interrompe appena viene interrotta la fonte di energia, mentre nella fosforescenza l'effetto continua anche successivamente.

poichè essi rappresentano il miglior sistema di conversione della luce di scintillazione in un segnale di corrente quando i singoli elementi hanno sezioni di diversi cm^2 , operando ad energie di qualche keV e fornendo una risoluzione energetica di circa l'8% a 122 keV e 5.6% a 662 keV. Il miglior accoppiamento ottico si ha, invece, con fotodiodi di silicio, che presentano un'alta efficienza quantica, non richiedono un'elevata tensione di polarizzazione e sono immuni dagli effetti dei campi magnetici. Rispetto ai fotomoltiplicatori hanno, però, lo svantaggio di non avere guadagno interno e di richiedere pertanto l'uso di un preamplificatore di carica, con conseguente aumento del rumore elettronico, della soglia energetica e peggioramento della risoluzione energetica. Una valida alternativa è costituita dai fotodiodi a deriva, che presentano un rumore elettronico inferiore ai fotodiodi convenzionali permettendo di abbassare la soglia e migliorare la risoluzione energetica ottenuta con cristalli scintillatori. I fotodiodi a deriva sono prodotti come rivelatori di raggi X a bassa energia, quindi è possibile impiegarli come rivelatori diretti della radiazione. In questo caso la soglia energetica è pari a 1.5 keV per interazioni nel Si e 16 keV per interazioni nel CsI, la risoluzione energetica è $\sim 1.2\%$ a 59.54 keV e 5.8% a 5.9 keV quando l'interazione dei raggi X avviene nel Si, e 6.9% a 662 keV nel CsI. Per ridurre il rumore statistico di fondo occorre impiegare rivelatori il cui numero di portatori di carica prodotti, a parità d'energia depositata, sia più elevato come nel caso dei rivelatori a semiconduttore (Capitolo 4).

Appendice B

Meccanismi di interazione radiazione-materia

I tre processi fondamentali di interazione dei fotoni con la materia sono l'assorbimento fotoelettrico, lo scattering elastico/anelastico e la produzione di coppie. Al variare dell'energia del fotone incidente e del materiale varia la probabilità, ossia la sezione d'urto, che avvenga un processo e che questo domini rispetto agli altri.

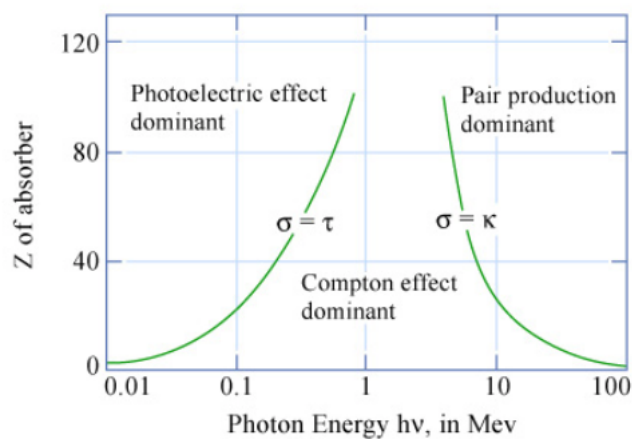


Figura B.1: *Processi di interazione radiazione-materia in funzione dell'energia e del materiale. Le tre curve delimitano le regioni in cui domina l'effetto fotoelettrico ($E \lesssim 0.1$ MeV), l'effetto Compton (0.8 MeV $\lesssim E \lesssim 10$ MeV) e la produzione di coppie ($E \gtrsim 30$ MeV)*

B.1 Effetto Fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico è un'interazione tra un fotone ed un atomo e domina ad energie molto inferiori all'energia di massa della particella ($E_\gamma \ll m_e c^2$). Il fotone viene assorbito e la sua energia viene trasferita ad uno degli elettroni di legame dell'atomo, il quale può essere liberato ed emesso dando origine ad un fotoelettrone. Dal momento che l'assorbimento di energia da parte di un singolo elettrone libero non conserverebbe il momento, è necessaria la presenza di un legame con un nucleo da parte di quest'ultimo;

l'energia acquisita dall'assorbimento è pari alla differenza fra quella del fotone incidente e quella di legame dell'elettrone:

$$E_{e^-} = h\nu - E_{legame} \quad (B.1)$$

Per quanto riguarda le alte energie, circa l'80% degli assorbimenti nella banda X avviene nella shell più interna K , con la successiva emissione di un elettrone dalla medesima shell. Questo avviene perchè alla massima energia di legame, cioè nella shell K , la sezione d'urto è relativamente bassa e cresce rapidamente man mano che l'energia diminuisce. Per questo motivo l'effetto fotoelettrico è il meccanismo predominante nella banda 1-100 keV e la probabilità di interazione, cioè σ , aumenta col numero atomico Z secondo la relazione:

$$\sigma = 4\alpha^4 \sqrt{2} Z^5 \sigma_0 \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \quad (B.2)$$

con $\sigma_0 = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = 6.651 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2$ e $\alpha = \frac{1}{137}$.

A causa dell'emissione del fotoelettrone successiva all'interazione, l'atomo si trova in uno stato eccitato, per cui l'adattamento degli elettroni che si trovano nelle shell più esterne per occupare la zona lasciata libera dal fotoelettrone porta ad uno spostamento a cascata. Per questo motivo può essere emesso o un fotone X di fluorescenza o un elettrone da una shell esterna. Nel primo caso si parla di emissione $K\alpha$ dal momento che è proprio la shell K ad espellere il fotone di fluorescenza e la sua energia è pari alla differenza energetica delle due shell interessate dal processo, mentre nel secondo si parla di un elettrone di Auger, in onore del suo scopritore. In quest'ultimo caso l'energia dell'elettrone liberato è pari alla differenza tra le due shell a cui va sottratta l'energia di ionizzazione.

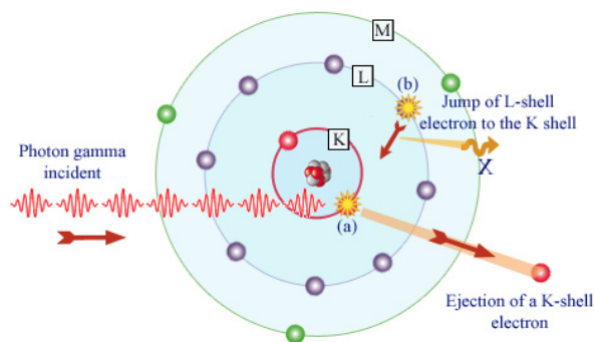


Figura B.2: Rappresentazione dell'effetto fotoelettrico con la conseguente emissione di un fotoelettrone dalla shell K per un atomo di fluoro.

B.2 Scattering Compton

Il processo di scattering prevede un urto tra un fotone e un elettrone; a seconda che l'energia del fotone incidente venga trasferita o meno, avremo scattering elastico (di Thomson o Rayleigh) oppure anelastico (Compton). La prima situazione si verifica quando l'energia del fotone è molto minore dell'energia di massa della particella, per cui se l'elettrone è libero (Thomson) si mette in moto, mentre se è legato (Rayleigh) conserva il suo stato. Al contrario lo scattering anelastico (Compton), mostrato in Fi-

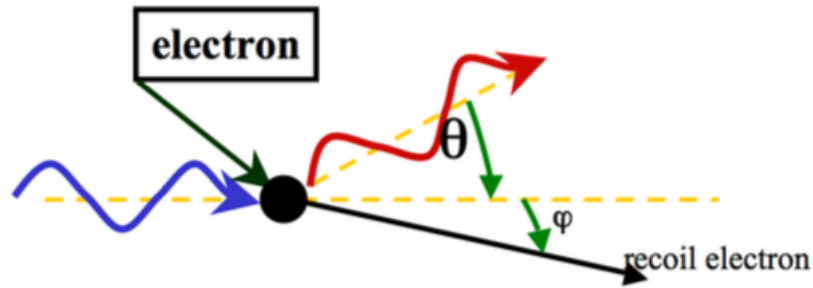


Figura B.3: Rappresentazione del processo di scattering Compton.

gura B.3, avviene quando l'energia del fotone incidente sia molto maggiore dell'energia di legame dell'elettrone ($h\nu \gg E_{legame}$), al quale viene ceduta parte dell'energia e si ionizza dall'atomo, quindi anche gli elettroni legati possono essere considerati liberi. Nelle bande energetiche X e γ la probabilità di scattering elastico è molto bassa rispetto a quello Compton, il quale è il meccanismo predominante nella banda tra 100 keV e qualche MeV. Dopo l'interazione entrambe le particelle vengono deflesse rispettivamente di un angolo θ per il fotone e ϕ per l'elettrone. L'energia del fotone scatterato è minore di quella iniziale e dipende sia dalla stessa energia iniziale sia dall'angolo d'uscita:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (\text{B.3})$$

$$\cos\theta = 1 - \frac{2}{\left(1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}\right)^2 \tan^2\phi + 1} \quad (\text{B.4})$$

dove m_0c^2 vale 511 keV e rappresenta l'energia a riposo dell'elettrone. L'energia dell'elettrone invece è:

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left(\frac{\frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \right) \quad (\text{B.5})$$

$$\cot\phi = (1 + \gamma) \tan\frac{\theta}{2} \quad (\text{B.6})$$

e la sua massima energia acquisibile secondo le leggi della cinematica è:

$$E_{e-MAX} = h\nu \left(\frac{2 \frac{h\nu}{m_e c^2}}{1 + 2 \frac{h\nu}{m_e c^2}} \right) \quad (B.7)$$

La sezione d'urto Compton invece è data da:

$$\sigma_{compton} = 2\pi r_e^2 \left[\frac{1+\gamma}{\gamma^2} \left(\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1+2\gamma) \right) + \frac{1}{2\gamma} \ln(1+2\gamma) - \frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2} \right] \quad (B.8)$$

dove per semplicità di calcoli si è posto $\gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2}$.

B.3 Produzione di Coppie

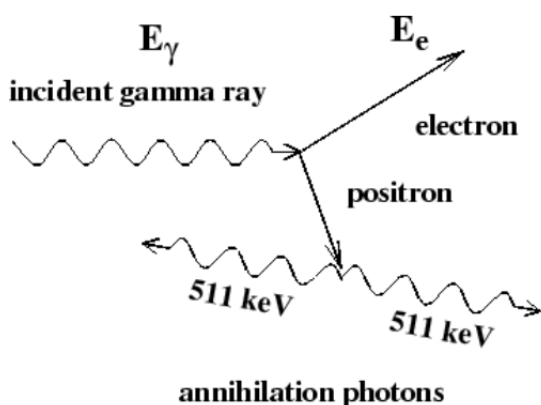


Figura B.4: Rappresentazione del processo di produzione di coppie.

L'immagine B.4 rappresenta il meccanismo di produzione di coppie, che è il processo dominante per energie superiori a ~ 10 MeV. Si verifica quando un fotone interagisce col campo elettrico del nucleo atomico e viene convertito in una coppia elettrone (e^-)-positrone (e^+) che assume tutta l'energia in eccesso. Perché si verifichi ciò è necessario che l'energia minima del fotone incidente sia pari a 1.022 MeV, cioè il doppio dell'energia a riposo dell'elettrone. Successivamente la probabilità che un e^+ si annichi in tempi molto brevi con un e^- è molto alta, dando origine a due fotoni γ , i quali vengono emessi in direzioni opposte. Ad energie maggiori accade che la produzione

di coppie avvenga per interazione coi fotoni di bassa energia, per cui questo processo comincia quando $E_\gamma = m_e c^2$. Ponendosi invece su un sistema di riferimento esterno, si osserverebbero un fotone di energia E_γ e uno termico di energia ϵ_ϕ , quindi la soglia in eV di produzione di coppie si avrebbe per:

$$E_{\gamma,0} = \left(\frac{m_e c^2}{\epsilon_\phi} \right) m_e c^2 = 5 \cdot 10^5 \left(\frac{m_e c^2}{\epsilon_\phi} \right) \quad (B.9)$$

e, posto $\beta = \sqrt{1 - \frac{(m_e c^2)^2}{E \epsilon}}$, la sezione d'urto in cm^2 è uguale a:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E, \epsilon) = 1.25^{-25} (1 - \beta^2) [2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta}] \quad (B.10)$$

Il massimo della σ si ha per valori di $\epsilon \sim 2 \frac{m_e c^2}{E}$.

Appendice C

Generazione della curva gaussiana per il *charge sharing*

La curva gaussiana necessaria per l'introduzione del contributo del *charge sharing* che comporta un peggioramento della risoluzione spaziale e della PSF, è stata generata utilizzando il software ROOT 6. Esso si basa sul linguaggio C++.

La curva stata generata su un intervallo $-720 \div 720 \mu m$ sulle ascisse poichè, dal momento che la lunghezza di una strip è di $240 \mu m$, si vuole coprire la distribuzione di carica fino alla strip $j \pm 2$. Inizialmente è stata definita la funzione gaussiana, successivamente sono stati inseriti i parametri $\mu = 0$ e $\sigma = 120$ (metà della lunghezza della strip) e sono stati generati 10^7 numeri casuali. Infine la curva continua è stata discretizzata, in modo tale da rendere l'integrale una sommatoria, che è necessaria per il calcolo delle percentuali di distribuzione della carica. I conteggi contenuti in ogni bin sono stati salvati su un file dati, il quale è stato richiamato durante l'analisi del software.

Di seguito è riportato il codice:

```
TF1* f4 = new TF1("g4", "1/([0]*sqrt(2*TMath::Pi()))*exp(-0.5*((x-[1])/[0])**2)",
-720, 720)
f4->SetParameters(120, 0)
TH1D* h1 = new TH1D("h1", "h1", 1440, -720, 720)
h1->FillRandom("g4", 10000000)
h1->Scale(1.0/h1->Integral())
h1->Draw()
```


Elenco delle figure

1.1	<i>Foto aerea dell'interferometro Advanced LIGO a Livingston in Louisiana progettato dal California Institute of Technology (Caltech) e dal Massachusetts Institute of Technology (MIT) e sponsorizzato dalla National Science Foundation. La struttura consiste in un tunnel vuoto a forma di L, ogni lato del quale misura 4 km e alle estremità si trovano degli specchi sospesi per rilevare le infinitesimali deformazioni dello spaziotempo causate dalle onde gravitazionali. Credits: Ligo Observatory.</i>	2
1.2	<i>Combinazione di osservazioni radio, ottiche/IR e X per localizzare la sorgente di onde gravitazionali GW150914 (Abbott et al. 2016) rivelata tramite i due rivelatori Advanced LIGO e localizzata in un'area di 600 gradi quadrati. I tempi scala in cui è avvenuta la copertura multifrequenza sono sull'ordine di qualche mese.</i>	3
1.3	<i>Ampiezza del rumore in funzione della frequenza di Advanced Virgo (Accadia et al. 2011) (a sinistra) e di Advanced LIGO (Abbott et al. 2009) (a destra). (da: Abbott et al. 2016).</i>	5
1.4	<i>Sommario delle controparti elettromagnetiche conseguenti al merging di due NS o di una NS e un BH in funzione dell'angolo θ_{obs} di osservazione. Il rapido accrescimento (≤ 1 s) permette al BH centrale di emettere un getto relativistico, che produce un sGRB. Ciò è osservabile solo entro l'angolo θ_j. L'emissione non termica dell'afterglow è visibile successivamente nell'ottico entro un angolo $\theta_{obs} < 2\theta_j$. L'emissione radio è isotropa. La breve emissione isotropa di kilonova è osservabile nell'ottico fino a pochi giorni dopo l'evento. Figura tratta da: Metzger & Berger 2012</i>	6
1.5	<i>Miglioramento della risoluzione delle porzioni di cielo contenenti una sorgente di onde gravitazionali con due e con tre interferometri. L'immagine in basso a destra è ottenuta simulando la situazione in cui fosse stato attivo anche Virgo. Credit: LIGO/Lisinger/A. Mellinger.</i>	7

1.6	<i>Aree di cielo in gradi quadrati con livelli di confidenza del 10%, 50%, 90% per l'analisi da parte di quattro algoritmi con gradi di complessità via via maggiori per la ricerca della sorgente che ha dato origine a GW150914 (Abbott et al. 2016).</i>	7
1.7	<i>Sfere di sensibilità dei rivelatori di onde gravitazionali di prima (in giallo) e seconda generazione (in viola). Credit: LIGO</i>	9
1.8	<i>Spettro delle onde gravitazionali. Credit: LIGO</i>	10
1.9	<i>Requisiti scientifici di e-ASTROGAM. (De Angelis et al. 2017)</i>	12
1.10	<i>Sensibilità di e-ASTROGAM in funzione del range energetico confrontata con altri rivelatori già in funzione (De Angelis et al. 2017).</i>	13
1.11	<i>Confronto della risoluzione spaziale delle sorgenti: in alto tra COMPTEL e e-ASTROGAM nel regime Compton; in basso tra Fermi-LAT e lo stesso e-ASTROGAM nel regime di produzione di coppie (De Angelis et al. 2017).</i>	14
1.12	<i>Andamento dell'intensità tra 1 keV e 820 GeV dei raggi gamma extragalattici. La zona arancione rappresenta la regione che sarà analizzata da e-ASTROGAM, in cui emettono i blazar, il cui contributo a queste energie è in larga parte sconosciuto al momento.</i>	15
1.13	<i>Confronto tra l'andamento dei GRB in funzione del flusso (linea continua) e la retta di pendenza -1.5 (linea tratteggiata).</i>	17
1.14	<i>In alto è mostrato il modello standard per spiegare l'emissione proveniente da un GRB. In basso è riportato l'andamento del fattore di Lorentz Γ in funzione della distanza.</i>	18
1.15	<i>SED tipica di un GRB. Sul grafico sono riportati gli andamenti della curva in funzione dell'energia. α è un parametro funzione del redshift come descritto dall'Eq.1.3 (Katz 1994) ed è solitamente compreso tra $-1/2 < \alpha < 1/3$ (Katz 1994); β è l'indice alle alte energie; E_0 rappresenta l'energy break. Source: Kippen et al. 2002.</i>	19
1.16	<i>Curva di luce caratteristica del GRB 080603A osservata in varie bande. Le curve rappresentano i fit dei valori del flusso rivelati in funzione del tempo (Mundell et al. 2013).</i>	21
2.1	<i>Payload di e-ASTROGAM.</i>	23
2.2	<i>Ricostruzione della direzione di arrivo del fotone primario per un evento Compton (a sinistra) e per una produzione di coppie (a destra).</i>	25
2.3	<i>Ricostruzione della direzione di provenienza di un fotone che genera un processo Compton all'interno del tracker.</i>	25
2.4	<i>Struttura meccanica del tracker di e-ASTROGAM. A lato è riportata la descrizione.</i>	28
2.5	<i>A sinistra si riporta la struttura del calorimetro; a destra l'ingrandimento di un modulo di base.</i>	30

2.6	<i>Struttura meccanica di un modulo di base del calorimetro.</i>	32
3.1	<i>Struttura delle varie fasi del simulatore BoGEMMS. (da: Bulgarelli et al. 2012).</i>	37
3.2	<i>Diverse prospettive di una lastra di silicio di spessore 500 μm colpita da un fascio di 10^4 fotoni gamma.</i>	39
3.3	<i>Geometria simulata del tracker di e-ASTROGAM.</i>	39
3.4	<i>Andamento dell'efficienza di attenuazione del tracker di e-ASTROGAM in funzione dell'energia. La linea blu rappresenta l'andamento ottenuto, quella rossa l'andamento aspettato. In verde e giallo sono riportati gli andamenti rispettivamente del processo Compton e della produzione di coppie.</i>	41
3.5	<i>Descrizione dell'analisi all'interno del tracker.</i>	43
4.1	<i>Rappresentazione della band gap nei materiali isolanti (Diamante, a sinistra), nei semiconduttori (Silicio, al centro) e nei conduttori (Rame, a destra).</i>	49
4.2	<i>Livelli energetici creati vicino o alla banda di conduzione per un drogaggio di tipo n (a sinistra) o alla banda di valenza per un drogaggio di tipo p (a destra).</i>	50
4.3	<i>n-doping a sinistra; p-doping a destra. Nei primi due pannelli è rappresentato al centro (in blu) un atomo pentavalente, il quale satura i quattro legami covalenti e libera un elettrone di conduzione; al contrario negli ultimi due pannelli a destra è rappresentato al centro (in viola) un atomo trivalente, che satura tre dei quattro legami covalenti, lasciando una lacuna non combinata.</i>	51
4.4	<i>Polarizzazione inversa (a) e polarizzazione diretta (b) di una giunzione p-n. I cerchi pieni rappresentano gli elettroni che vengono derivati verso l'elettrodo positivo grazie all'azione del campo elettrico; le lacune (cerchi vuoti) vengono invece derivate verso l'elettrodo negativo. Quando si applica una polarizzazione diretta, le lacune attraversano la giunzione dal lato p al lato n, originando una corrente di portatori minoritari nello stesso verso della corrente di elettroni dal lato n al lato p.</i>	52
4.5	<i>Sezione di un rivelatore a microstrip.</i>	54
4.6	<i>Rivelatore a microstrip.</i>	55
4.7	<i>Double Side Strip Detector.</i>	56
4.8	<i>Si mostra il caso in cui si è aggiunta una blocking strip p^+ per interrompere lo strato di accumulazione degli elettroni che cortocircuiterebbe tutte le strip n^+.</i>	56
4.9	<i>Modello elettrico di un Double Side Strip Detector. Di seguito è riportata la descrizione delle capacità.</i>	57

5.1	<i>Esempi di funzioni di risposta per rivelatori con una buona ed una cattiva risoluzione.</i>	60
5.2	<i>Modello semplificato del sistema rivelatore-preamplificatore in cui il rivelatore ha una sua capacità C_D e il cui segnale è un impulso di corrente. 62</i>	62
5.3	<i>Andamento dei contributi del rumore elettronico in funzione dello shaping time. La loro somma in quadratura è rappresentata dalla curva continua indicata con "Total", ENC_{opt} e τ_{opt} sono rispettivamente l'ENC e lo shaping time ottimali.</i>	64
5.4	<i>Andamenti simulati della corrente di leakage del lato p per due temperature ($-10^\circ C$ e $0^\circ C$). I risultati sono mostrati per due valori di resistività del wafer di silicio ($5 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ e $20 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$). Figura tratta da: De Angelis et al. 2016.</i>	65
5.5	<i>Andamento dei contributi attesi del rumore del chip IDeF-X HD in funzione dello shaping time. I parametri di potenza P, di capacità totale C_{tot}, di corrente di leakage I_{leak}, di resistenza totale R_B sono stati determinati sperimentalmente (De Angelis et al. 2016).</i>	66
6.1	<i>Processo di diffusione della nuvola elettronica (in bianco) che segue le linee del campo elettrico (in nero) verso i propri elettrodi (in rosso). Lo stesso processo accade per le lacune (verso gli elettrodi opposti del rivelatore).</i>	68
6.2	<i>Allargamento della nuvola elettronica al passare del tempo (a sinistra) e le corrispondenti distribuzioni di densità di carica in funzione di cinque intervalli di tempo equidistanti (a destra).</i>	68
6.3	<i>Sistema di lettura analogica (a sinistra) col corrispondente passo del pitch (in basso); sistema di lettura digitale (a destra) con il rispettivo pitch pari alla larghezza della strip e del gap interstrip. Rappresentazione della probabilità del segnale (in basso).</i>	69
6.4	<i>Implementazione del fenomeno del charge sharing tramite una distribuzione gaussiana simmetrica: il 68% dell'energia depositata dal fotone rimane nella strip j con cui ha interagito, il 14% nelle strip $j-1$ adiacenti e il 2% nelle strip $j-2$.</i>	71
6.5	<i>Implementazione del charge sharing quando un fotone interagisce a metà della larghezza della strip: il 68% dell'energia depositata dal fotone rimane nella strip j con cui ha interagito, il 14% nelle strip $j-1$ adiacenti e il 2% nelle strip $j-2$. L'area rossa tratteggiata rappresenta la percentuale di carica depositata nella j-esima strip.</i>	72

6.6	<i>Implementazione del charge sharing quando un fotone interagisce su un punto casuale della larghezza della strip: la curva (dotted) viene traslata in modo da far coincidere il picco della gaussiana con il punto di interazione sulla strip. Le percentuali della distribuzione vengono determinate integrando la curva sulla larghezza della strip (area rossa).</i>	74
6.7	<i>Distribuzione di probabilità centrata sul valor medio μ e in funzione di σ (da Chen et al. 2013).</i>	75
7.1	<i>Risoluzione spaziale del tracker di e-ASTROGAM in assenza di rumore. In alto è riportata l'onda quadra (in rosso) convoluta con i dati ottenuti con angolo di incidenza dei fotoni γ $\theta = 10^\circ$, in basso con $\theta = 30^\circ$. Sulle ascisse sono rappresentate le differenze tra il punto di interazione del muone col piano del tracker e il punto del baricentro del cluster di strip; sulle ordinate sono rappresentati i conteggi. θ e ϕ rappresentano le coordinate polari della sorgente.</i>	81
7.2	<i>Risoluzione spaziale del tracker di e-ASTROGAM in presenza sia del charge sharing sia del rumore elettronico. In alto è riportata la funzione Landau (in rosso) convoluta con i dati ottenuti con angolo di incidenza dei fotoni γ $\theta = 10^\circ$, in basso con $\theta = 30^\circ$. Sulle ascisse sono rappresentate le differenze tra il punto di interazione del muone col piano del tracker e il punto del baricentro del cluster di strip; sulle ordinate sono rappresentati i conteggi. θ e ϕ rappresentano le coordinate polari della sorgente.</i>	82
7.3	<i>Rappresentazione della PSF normalizzata del tracker di e-ASTROGAM in funzione della brillantezza superficiale (in rosso). In blu è rappresentato il modello di King. In alto è riportato il risultato per una simulazione con 10^5 fotoni, $\theta = 10^\circ$ e $\phi = 225^\circ$, mentre in basso 10^5 fotoni, $\theta = 30^\circ$ e $\phi = 225^\circ$. In quest'ultimo grafico i due punti che si elevano rispetto agli altri di un ordine di grandezza di brillantezza superficiale indicano una migliore ricostruzione della direzione di arrivo del fotone per un'incidenza di 30°.</i>	83
7.4	<i>Rappresentazione della PSF in presenza di charge sharing e rumore elettronico. In rosso la PSF normalizzata del tracker di e-ASTROGAM in funzione della brillantezza superficiale, in blu il modello di King. In alto è riportato il risultato per una simulazione con 10^5 fotoni, $\theta = 10^\circ$ e $\phi = 225^\circ$, mentre in basso 10^5 fotoni, $\theta = 30^\circ$ e $\phi = 225^\circ$.</i>	84
B.1	<i>Processi di interazione radiazione-materia in funzione dell'energia e del materiale. Le tre curve delimitano le regioni in cui domina l'effetto fotoelettrico ($E \lesssim 0.1$ MeV), l'effetto Compton (0.8 MeV $\lesssim E \lesssim 10$ MeV) e la produzione di coppie ($E \gtrsim 30$ MeV)</i>	93

B.2	<i>Rappresentazione dell'effetto fotoelettrico con la conseguente emissione di un fotoelettrone dalla shell K per un atomo di fluoro.</i>	94
B.3	<i>Rappresentazione del processo di scattering Compton.</i>	95
B.4	<i>Rappresentazione del processo di produzione di coppie.</i>	96

Elenco delle tabelle

3.1	<i>Valori dell'efficienza di attenuazione in funzione dell'energia dei fotoni incidenti. "Ph" indica i fotoni che hanno interagito col tracker, "Compton" e "Coppie" rappresentano il numero di fotoni, interagenti coi piani di silicio, soggetti all'uno o all'altro processo in funzione dell'energia. ϵ indica l'efficienza di attenuazione totale, la quale è la somma dei contributi $\epsilon_{Compton}$ e ϵ_{coppie}.</i>	42
3.2	<i>Confronto tra i valori di efficienza di attenuazione ottenuti e quelli analitici del NIST (National Institute of Standards and Technology). Le piccole differenze entro le barre d'errore sono imputabili a fluttuazioni statistiche.</i>	42
4.1	<i>Proprietà intrinseche del Silicio. La tabella è tratta da Bertolini and Coche 1968.</i>	48
7.1	<i>PSF del satellite e-ASTROGAM in assenza di rumore per un fascio monocromatico di fotoni da 100 MeV.</i>	79
7.2	<i>PSF del satellite e-ASTROGAM in presenza del rumore elettronico e del charge sharing per un fascio monocromatico di fotoni da 100 MeV.</i>	79
8.1	<i>Confronto della PSF del tracker di e-ASTROGAM in assenza dei contributi di rumore e con l'aggiunta del charge sharing e rumore elettronico per simulazioni monocromatiche a 100 MeV.</i>	86

Bibliografia

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *Annalen der Physik*, 529, 1600209
The basic physics of the binary black hole merger GW150914
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *Phys. Rev. D*, 95, 042003
All-sky search for short gravitational-wave bursts in the first Advanced LIGO run
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *ApJ*, 841, 89
Search for Gravitational Waves Associated with Gamma-Ray Bursts during the First Advanced LIGO Observing Run and Implications for the Origin of GRB 150906B
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *Physical Review Letters*, 118, 221101
GW170104: Observation of a 50-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence at Redshift 0.2
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, *Physical Review Letters*, 116, 241103
GW151226: Observation of Gravitational Waves from a 22-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, *ApJ*, 818, L22
Astrophysical Implications of the Binary Black-hole Merger GW150914
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, *ApJ*, 826, L13
Localization and broadband follow-up of the gravitational-wave transient GW150914
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, *ApJS*, 225, 8
Supplement: “Localization and Broadband Follow-up of the Gravitational-wave Transient GW150914” (2016, ApJL, 826, L13)
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, *Living Reviews in Relativity*, 19, 1
Prospects for Observing and Localizing Gravitational-Wave Transients with Advanced LIGO and Advanced Virgo

- Abbott, B. P., Abbott, R., Adhikari, R., et al. 2009, Reports on Progress in Physics, 72, 076901
LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory
- Accadia, T., Acernese, F., Antonucci, F., et al. 2011, Classical and Quantum Gravity, 28, 025005
Calibration and sensitivity of the Virgo detector during its second science run
- Acernese, F., Agathos, M., Agatsuma, K., et al. 2015, Classical and Quantum Gravity, 32, 024001
Advanced Virgo: a second-generation interferometric gravitational wave detector
- Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2014, Science, 343, 42
Fermi-LAT Observations of the Gamma-Ray Burst GRB 130427A
- Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2013, ApJS, 209, 11
The first Fermi-LAT Gamma-Ray Burst catalog
- Agostinelli S. et al. 2003, 506, 3
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment
- Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, A&A, 390, 81
Intrinsic spectra and energetics of BeppoSAX Gamma-Ray Bursts with known redshifts
- Ambrosi, G., Azzarello, P., Battiston, R., et al. 2015, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015), 34, 429
Nuclear charge measurement using AMS-02 Silicon Tracker
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, ApJ, 697, 1071
The Large Area Telescope on the Fermi gamma-ray space telescope mission
- Barbiellini, G., Fedel, G., Liello, F., et al. 2002, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 490, 146
The AGILE silicon tracker: testbeam results of the prototype silicon detector
- Bartos, I., Kocsis, B., Haiman, Z., & Márka, S. 2017, ApJ, 835, 165
Rapid and bright stellar-mass binary black hole mergers in Active Galactic Nuclei
- Bertolini, G. and Coche, A. 1968, Elsevier-North Holland, Amsterdam
Semiconductor Detectors

- Branchesi, M., Ligo Scientific Collaboration, & Virgo Collaboration 2012, Journal of Physics Conference Series, 375, 062004
Electromagnetic follow-up of gravitational wave transient signal candidates
- Bulgarelli, A., Fioretti, V., Malaguti, P., Trifoglio, M., & Gianotti, F. 2012, Proc. SPIE, 8453, 845335
BoGEMMS: the Bologna Geant4 multi-mission simulator
- Chen, A. W., Argan, A., Bulgarelli, A., et al. 2013, A&A, 558, A37
Calibration of AGILE-GRID with In-Flight Data and Monte Carlo Simulations
- Cho, I., Yoo, S., Cho, S., et al. 2016, Journal of Korean Physical Society, 69, 868
Modeling the Biophysical Effects in a Carbon Beam Delivery Line using Monte Carlo Simulation
- De Angelis, A., Tatischeff, V., Tavani, M., et al. 2017, Experimental Astronomy
The e-ASTROGAM mission - Exploring the extreme Universe with gamma rays in the MeV – GeV range
- De Angelis, A. et al. 2016, www.eastrogam.iaps.inaf.it
Extract of the proposal submitter for the ESA M5 Mission Programme.
- S. Eidelman et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. B592, 1 (2004)
Reviews, Tables, and Plots
- eLISA Consortium, Amaro Seoane, P., Aoudia, S., et al. 2013, arXiv:1305.5720, IAU General Assembly
The Gravitational Universe
- Fedel, G. 2000, Tesi di Laurea, Univerità degli studi di Trieste.
Il tracciatore al silicio-tungsteno di AGILE: uno strumento innovativo per l'astronomia gamma
- Fioretti, V., Bulgarelli, A., Tavani, M., et al. 2014, Proc. SPIE, 9144, 91443N
Monte Carlo simulations of Gamma-ray space telescopes: a BoGEMMS multi-purpose application
- Fraschetti, F. 2016, arXiv:1603.01950
Possible role of magnetic reconnection in the electromagnetic counterpart of binary black hole merger
- Galli, M., Marisaldi, M., Fuschino, F., et al. 2013, A&A, 553, A33
AGILE mini-calorimeter gamma-ray burst catalog

- Gendre, B., Stratta, G., Atteia, J. L., et al. 2013, ApJ, 766, 30
The ultra-long Gamma-Ray Burst 111209A: the collapse of a blue supergiant?
- Gevin, O., Limousin, O., & Meuris, A. 2016, Proc. SPIE, 9905, 99050O
Front-end ASICs for high-energy astrophysics in space
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Firmani, C., et al. 2006, A&A, 452, 839
Cosmological constraints with GRBs: homogeneous medium vs. wind density profile
- Gros, P., & Bernard, D. 2017, Astroparticle Physics, 88, 30
 γ -ray polarimetry with conversions to e^+e^- pairs: polarization asymmetry and the way to measure it
- Gros, P., & Bernard, D. 2017, Astroparticle Physics, 88, 60
 γ -ray telescopes using conversions to e^+e^- pairs: event generators, angular resolution and polarimetry
- Guthoff, M., Brovchenko, O., de Boer, W., et al. 2012, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 675, 118
Geant4 Simulation of a filtered X-ray Source for Radiation Damage Studies
- Han, J.-L., Ma, J.-B., Cao, X.-G., et al. 2014, Chinese Physics C, 38, 056202
The performance of a double sided silicon strip detector as a transmission detector for heavy ions
- Horesh, A., Cenko, S. B., Perley, D. A., et al. 2015, ApJ, 812, 86
The Unusual Radio Afterglow of the Ultra-long Gamma-Ray Burst GRB 130925A
- Janiuk, A., Bejger, M., Charzyński, S., & Sukova, P. 2017, New Astronomy, 51, 7
On the possible gamma-ray burst–gravitational wave association in GW150914
- Katz, J. I. 1994, ApJ, 432, L107
Low-frequency spectra of gamma-ray bursts
- King, I. 1962, AJ, 67, 471
The Structure of Star Clusters. I. An Empirical Density Law
- Kippen, R. M., Woods, P. M., Heise, J., et al. 2002, APS April Meeting Abstracts
X-ray Flashes and Gamma-ray Bursts
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, BAAS, 5, 322
Observations of Gamma-Ray Bursts of cosmic origin
- Knoll G.F. 1980, John Wiley & Sons, Inc., 4th edition, University of Michigan *Radiation Detection and Measurement*

- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, ApJ, 413, L101
Identification of two classes of Gamma-Ray Burst
- Liebling, S. L., & Palenzuela, C. 2016, Phys. Rev. D, 94, 064046
Electromagnetic luminosity of the coalescence of charged black hole binaries
- Limousin, O., Gevin, O., Lugiez, F., et al. 2005, IEEE Transactions on Nuclear Science, 52, 1595
IDeF-X ASIC for Cd(Zn)Te Spectro-Imaging Systems
- Linde, A. 2017, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2, 006
Gravitational waves and large field inflation
- Lyutikov, M. 2016, arXiv:1602.07352
Fermi GBM signal contemporaneous with GW150914 - an unlikely association
- Mackeprang, R., & Milstead, D. A. 2010, European Physical Journal C, 66, 493
An updated description of heavy-hadron interactions in Geant4
- Makarova, A., Gottschalk, B., & Sauerwein, W. 2016, arXiv:1610.01279
Comparison of Geant4 multiple Coulomb scattering models with theory for radiotherapy protons
- Marcatili, S., Pettinato, C., Daniels, S., et al. 2013, Physics in Medicine and Biology, 58, 2491
Development and validation of RAYDOSE: a Geant4-based application for molecular radiotherapy
- Metzger, B. D. 2017, Living Reviews in Relativity, 20, 3
Kilonovae
- Metzger, B. D., & Berger, E. 2012, ApJ, 746, 48
What is the most promising electromagnetic counterpart of a Neutron Star binary merger?
- Millman J. 1985, Ed. Bollati Boringhieri
Circuiti e sistemi microelettronici
- Mohan, P., Hawkins, C., Klapaukh, R., & Johnston-Hollitt, M. 2016, arXiv:1601.00264, ADASS XXV
Three Tools to Aid Visualisation of FITS Files for Astronomy
- Morita, Y., Sato, H., Watase, Y., et al. 2003, arXiv:cs/0306092, Talk from the 2003 Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP03)
Building A High Performance Parallel File System Using Grid Datafarm and ROOT I/O

- Moskal, P., Bednarski, T., Białas, P., et al. 2013, arXiv:1305.5562, Proceedings of the Positron Emission Tomography in Research and Diagnostics conference, Warsaw 16 - 19 May, 2012
STRIP-PET: a novel detector concept for the TOP-PET scanner
- Mundell, C. G., Kopač, D., Arnold, D. M., et al. 2013, Nature, 504, 119
Highly polarized light from stable ordered magnetic fields in GRB 120308A
- Murase, K., Kashiyama, K., Mészáros, P., Shoemaker, I., & Senno, N. 2016, ApJ, 822, L9
Ultrafast outflows from black hole mergers with a mini-disk
- Narayana Bhat, P., Meegan, C. A., von Kienlin, A., et al. 2016, ApJS, 223, 28
The 3rd Fermi GBM Gamma-Ray Burst Catalog: The First Six Years
- Nishizawa, A., Taruya, A., & Saito, S. 2011, Phys. Rev. D, 83, 084045
Tracing the redshift evolution of Hubble parameter with gravitational-wave standard sirens
- Perna, R., Lazzati, D., & Giacomazzo, B. 2016, ApJ, 821, L18
Short Gamma-Ray Burst from the merger of two black holes
- Piran, T. 1999, Phys. Rep., 314, 575
Gamma-Ray Bursts and the Fireball model
- Piro, L. 1995, Rome: Agenzia Spaziale Italiana, |c1995, Issue 1.0, July 7, 1995, edited by Piro, L.
SAX observers' handbook
- Prest, M., Barbiellini, G., Bordignon, G., et al. 2003, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 501, 280
The AGILE silicon tracker: an innovative γ -ray instrument for space
- Punturo, M., Abernathy, M., Acernese, F., et al. 2010, Classical and Quantum Gravity, 27, 194002
The Einstein Telescope: a third-generation gravitational wave observatory
- Rädel, L., & Wiebusch, C. 2012, Astroparticle Physics, 38, 53
Calculation of the Cherenkov light yield from low energetic secondary particles accompanying high-energy muons in ice and water with Geant4 simulations
- Ripa, J. 2017, arXiv:1701.06058, Second LeCosPA International Symposium
Gamma-ray bursts and their relation to astroparticle physics and cosmology

- Sabatini, S., Donnarumma, I., Tavani, M., et al. 2015, ApJ, 809, 60
On the Angular Resolution of the AGILE gamma-ray imaging detector
- Stone, N. C., Metzger, B. D., & Haiman, Z. 2017, MNRAS, 464, 946
Assisted inspirals of stellar mass black holes embedded in AGN discs: solving the ‘final au problem’
- Stratta, G., Gendre, B., Atteia, J. L., et al. 2013, ApJ, 779, 66
The ultra-long Gamma-Ray Burst 111209A. II. Prompt to afterglow and afterglow properties
- Surdutovich, E., Obolensky, O. I., Scifoni, E., et al. 2009, European Physical Journal D, 51, 63
Ion-induced electron production in tissue-like media and DNA damage mechanisms
- Tatischeff, V., Tavani, M., von Ballmoos, P., et al. 2016, Proc. SPIE, 9905, 99052N
The e-ASTROGAM gamma-ray space mission
- Tsuji K. 2004, Ed. J. Wiley
X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances
- Vianello, G., Omodei, N., Chiang, J., & Digel, S. 2017, ApJ, 841, L16
Searching for High-Energy γ -Ray Counterparts to Gravitational Wave Sources with Fermi-LAT: a Needle in a Haystack
- Vianello, G., Omodei, N., & Fermi/LAT collaboration 2015, arXiv:1502.03122, 2014 Fermi Symposium proceedings - eConf C141020.1
The First 100 LAT Gamma-Ray Bursts: A New Detection Algorithm and Pass 8
- Wanderman, D., & Piran, T. 2015, MNRAS, 448, 3026
The rate, luminosity function and time delay of non-Collapsar short GRBs
- Woosley, S. E. 2016, ApJ, 824, L10
The Progenitor of GW 150914
- Zhang, B. 2017, ApJ, 836, L32
A “Cosmic Comb” Model of Fast Radio Bursts

Ringraziamenti

Ringrazio il mio relatore Prof. Cristian Vignali per la grande disponibilità e per avermi seguito nella fase finale della stesura e della correzione della tesi.

Ringrazio il mio co-relatore Dott. Andrea Bulgarelli per avermi proposto questa tesi che mi ha fornito parecchi stimoli. Lo ringrazio inoltre per le nozioni informatiche e di programmazione che mi sono state insegnate.

Ringrazio immensamente la mia co-relatrice Prof.ssa Natalia Auricchio per la pazienza avuta, per l'infinita disponibilità e per avermi fornito tutte le conoscenze che oggi possiedo riguardo ai rivelatori al silicio e i sistemi elettronici in generale. Inoltre la ringrazio per aver corretto la mia tesi innumerevoli volte.

Ringrazio la Dott.ssa Valentina Fioretti per tutti i consigli che mi sono stati dati in fase di scrittura della tesi e per avermi insegnato ad utilizzare Geant4 e BoGEMMS.

Ringrazio la Dott.ssa Giulia Stratta per avermi introdotto nel mondo delle onde gravitazionali e per aver acceso in me la curiosità su questo nuovo modo di osservare l'Universo.

Tra le persone esterne allo IASF ringrazio la collaborazione e-ASTROGAM e la sezione INFN di Perugia.

Ringrazio le persone conosciute in questi anni ed in particolare il mio collega Gianni con cui ho trascorso l'intero percorso universitario. Lo ringrazio per i momenti intensi di lavoro e di svago passati insieme e per aver scoperto in lui un vero amico.

Ringrazio enormemente i miei genitori, ai quali la tesi è dedicata. Senza di loro non sarei mai riuscito a raggiungere questo obiettivo. Inoltre li ringrazio per essere un punto di riferimento nella mia vita ed aver sempre assecondato e supportato le mie scelte, anche se a volte non erano completamente condivise.

Ringrazio la "di" per essermi sempre stata vicino e per i consigli che mi ha dispensato, i quali si sono rivelati spesso utili. La ringrazio perchè anche se non sempre ci vediamo so che lei c'è.

Ringrazio tutti i miei amici per i momenti passati insieme.

Un ultimo ringraziamento speciale va alla mia fidanzata Valentina per essermi sempre stata accanto ed avermi sempre supportato e sopportato, soprattutto nei momenti di maggiore stress. La ringrazio per avermi spronato a dare il meglio di me e per avermi sempre trasmesso tranquillità nell'affrontare i problemi. Abbiamo gioito insieme per

i successi raggiunti e mi ha consolato quando il morale era basso. Posso dire che in fondo questa laurea è anche un po' sua.

Questo lavoro di tesi segna la fine di un percorso iniziato molto tempo fa'. Mi fu detto di non intraprendere questo corso di studi perchè non sarei stato in grado di portarlo a termine e mai parole furono così di stimolo per me. Sono fiero di me stesso per avercela fatta e se mi volto indietro rivedo sia tutte le difficoltà che, passo dopo passo, sono riuscito a superare sia tutti i momenti indimenticabili che hanno fatto parte della mia carriera universitaria. Questo percorso ha segnato una fase importante della mia vita e averlo vissuto circondato da persone che mi hanno fatto crescere sia come scienziato che come persona è stato un onore per me.