

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

Simulazioni GEANT4 per la minimizzazione del  
background del WFI a bordo della missione  
ATHENA

Tesi di laurea

Presentata da:  
Simona Agosto

Relatore:  
Chiar.mo Prof. Cristian Vignali

Correlatori:  
Dott.ssa Valentina Fioretti  
Dott. Massimo Cappi



Questa tesi è stata svolta  
nell'ambito delle attività di ricerca  
dell'Istituto INAF-IASF di Bologna



# Indice

<b>SCOPO DELLA TESI</b>	<b>1</b>
<b>1 LA MISSIONE ATHENA</b>	<b>5</b>
1.1 Introduzione . . . . .	5
1.1.1 Tecnologia <i>Silicon Pore Optics</i> . . . . .	7
1.1.2 ATHENA/X-IFU . . . . .	9
1.2 ATHENA/WFI . . . . .	9
1.2.1 Area efficace . . . . .	12
1.2.2 Risoluzione angolare . . . . .	13
1.2.3 Vignettatura . . . . .	13
1.2.4 Efficienza quantica . . . . .	13
1.2.5 Banda energetica . . . . .	13
1.2.6 Background . . . . .	14
1.2.7 Sensibilità . . . . .	14
1.3 Dal caso scientifico al requisito di Background . . . . .	17
1.3.1 <i>Survey</i> WFI e studio degli AGN ad alto redshift . . . . .	17
1.3.2 Crescita Iniziale dei SMBH . . . . .	19
1.3.2.1 Funzione di Luminosità X . . . . .	19
1.3.2.2 LogN-LogS . . . . .	22
1.3.3 <i>Sky coverage</i> e Flusso limite . . . . .	24
1.3.4 Requisito sul valore massimo di Background . . . . .	24
<b>2 IL FONDO STRUMENTALE DEL WFI</b>	<b>29</b>
2.1 Le componenti del fondo . . . . .	30
2.2 Le sorgenti del fondo cielo in L2 . . . . .	31
2.2.1 Orbita L2 . . . . .	31
2.2.2 Le sorgenti del fondo cielo osservativo . . . . .	32

2.2.2.1	<i>Cosmic X-ray Background</i> . . . . .	32
2.2.2.2	<i>Stray-light</i> . . . . .	34
2.2.2.3	<i>Soft Proton</i> . . . . .	34
2.2.3	Le sorgenti del fondo cielo strumentale . . . . .	35
2.2.3.1	Raggi cosmici . . . . .	35
2.3	I raggi cosmici galattici . . . . .	37
2.3.1	Composizione e spettro . . . . .	37
2.3.2	<i>Solar Energetic Particle</i> . . . . .	39
2.3.3	Campo magnetico interplanetario e modulazione solare . . . . .	39
2.3.4	Magnetosfera . . . . .	41
2.4	Fondo cielo del WFI . . . . .	42
2.5	Scopo della tesi: la minimizzazione del <i>Non X-ray Background</i> . . . . .	43
<b>3</b>	<b>SIMULAZIONE GEANT4 DEL WFI: CALCOLO DELL'EFFICIENZA QUANTICA</b>	<b>45</b>
3.1	Simulazioni Monte Carlo . . . . .	45
3.1.1	GEANT4 . . . . .	46
3.1.2	BoGEMMS . . . . .	46
3.2	Modello geometrico del WFI . . . . .	48
3.2.1	OBF: modello geometrico e funzionalità . . . . .	49
3.3	Interazioni dei fotoni con la materia . . . . .	50
3.3.1	Effetto fotoelettrico . . . . .	51
3.3.2	Scattering Compton . . . . .	51
3.3.3	Produzione di coppie . . . . .	52
3.3.4	Attenuazione della radiazione . . . . .	53
3.4	Simulazione dell'Efficienza Quantica . . . . .	55
3.4.1	Calcolo analitico dell'efficienza quantica . . . . .	55
3.4.2	L'efficienza Quantica del WFI . . . . .	56
3.4.2.1	Parametri per la simulazione . . . . .	58
3.4.3	Analisi e confronto . . . . .	59
3.4.4	Risultato: Efficienza Quantica . . . . .	64
<b>4</b>	<b>SIMULAZIONE DEL FONDO STRUMENTALE</b>	<b>65</b>
4.1	Spettro dei raggi cosmici galattici . . . . .	65
4.1.1	Simulazione e normalizzazione di un flusso isotropo . . . . .	66

4.1.2	Parametri per la simulazione . . . . .	67
4.2	Interazione tra particelle e materia . . . . .	70
4.2.1	<i>Stopping power</i> di particelle cariche adroniche . . . . .	70
4.2.2	<i>Stopping power</i> di particelle leptoniche . . . . .	72
4.2.3	Spallazione . . . . .	74
4.3	Schermaggio passivo di Alluminio . . . . .	75
4.3.1	<i>Graded shield</i> : schermaggio di Alluminio e strato interno di Berillio . . . . .	78
4.4	Simulazione: Impostazione dei parametri	
	GEANT4 . . . . .	80
4.4.1	Lista fisica elettromagnetica: PENELOPE . . . . .	80
4.4.2	Lista fisica adronica: QGSP_BIC_HP . . . . .	80
4.4.3	<i>Cut-off</i> . . . . .	81
4.5	Simulazione dei protoni dei GCR con lo schermaggio passivo . . . . .	82
4.5.1	Flusso di particelle . . . . .	82
4.5.1.1	Flusso di particelle con lo schermaggio passivo di Al . . . . .	82
4.5.1.2	Flusso di particelle con il <i>graded shield</i> . . . . .	89
4.5.2	Analisi del fondo strumentale . . . . .	94
<b>5</b>	<b>SOMMARIO E CONCLUSIONI</b>	<b>99</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>105</b>



# SCOPO DELLA TESI

La missione ATHENA è un osservatorio in banda X dell’Agenzia Spaziale Europea, il cui lancio è previsto per l’anno 2028, ed è designato come successore degli attuali osservatori *Chandra* e *XMM-Newton*. Gli obiettivi principali di questa missione consisteranno nel mappare il gas caldo che permea l’Universo e nel ricercare buchi neri super massicci e *Gamma Ray Burst*, spingendosi fino a meno di un miliardo di anni dal Big Bang.

ATHENA presenterà una buona risoluzione angolare ( $5''$ ), un’eccellente area efficace ( $\sim 2 \text{ m}^2$  ad 1 keV) e un grande campo di vista ( $40' \times 40'$ ) per poter studiare nel dettaglio il tema dell’Universo caldo ed energetico nella banda  $\sim 0.1 - 15 \text{ keV}$ . ATHENA raggiungerà questa *performance* grazie alla combinazione di un telescopio per raggi X, capace di garantire una grande area di raccolta, e di due strumenti scientifici all’avanguardia: un rivelatore a grande campo (WFI) e uno micro-calorimetro in grado di fornire spettri ad alta risoluzione energetica (X-IFU).

Con queste caratteristiche ATHENA/WFI effettuerà una *survey* per un tempo totale di circa un anno, capace di identificare più di  $6 \times 10^5$  AGN, tra cui più di 400 AGN a redshift maggiori di 6. Il flusso limite sarà di un fattore  $\sim 5 - 10$  volte più basso rispetto a quello raggiunto da *XMM-Newton* a parità di tempo di esposizione. Con esposizioni fino a 450 ks, la sensibilità raggiunta da questa *survey* sarà pari a  $\sim 10^{-17} \text{ erg/s/cm}^2$  nella banda energetica 0.5 – 2 keV. ATHENA, grazie al grande campo di vista del WFI e alla notevole area efficace, rivelerà un numero di sorgenti circa 3 volte maggiore rispetto a *Chandra* in un singolo puntamento per lo stesso tempo di esposizione. Uno degli obiettivi scientifici della *survey* è quello di popolare il piano  $L_x - z$  a redshift maggiori di 6. Attualmente la popolazione studiata di AGN a  $z > 5.5$  è costituita da 189 *Quasar* estremamente luminosi e non oscurati, identificati in *survey* ottico/infrarosso con limitate osservazioni in banda X. Questi sono oggetti estremamente rari e, in quanto tali, non rappresentano la popolazione tipica dei primi buchi neri super massicci. A tale scopo, il *Science Team* di ATHENA ha definito una

*survey multi-tiered* che, con un tempo totale di esposizione pari ad almeno 25 Ms, sarà invece in grado di rivelare più di 400 AGN a  $z > 6$  con l'obiettivo di misurare la funzione di luminosità X a  $z > 6$  fino alle basse luminosità ( $\sim 10^{43}$  erg/s) e, tramite confronto con i modelli teorici, mettere dei vincoli sui modelli previsti per la formazione di tali AGN (Aird et al., 2013). Questa richiesta scientifica si traduce di fatto nei due requisiti scientifici riportati all'interno del *Science Requirements Document* (Lumb & Athena Science Group, 2016) e così esposti: rivelare almeno 10 AGN con una luminosità di  $10^{43} - 10^{43.5}$  erg/s a  $z = 6 - 8$  e almeno 10 AGN con una luminosità di  $10^{44} - 10^{44.5}$  erg/s a  $z = 8 - 10$ . Questi requisiti scientifici definiscono una strategia osservativa pari a  $16 \times 450$  ks e  $230 \times 80$  ks, rispettivamente, che rappresenta la cosiddetta *survey multi-tiered*, ossia una *survey* a vari livelli di profondità/sensibilità.

In questa tesi questo caso verrà tradotto in un requisito della missione, mettendo in relazione la funzione di luminosità X calcolata a redshift 7 e 9, con i parametri sopra descritti, con la strategia osservativa, così da ottenere il requisito sul valore massimo di background permesso.

Il fondo strumentale comprende tutti i segnali generati dall'interazione delle particelle con i materiali che circondano il rivelatore e che influenzano l'intensità del fondo del WFI; questo aspetto verrà analizzato attraverso simulazioni basate sul metodo Monte Carlo. Prima di svolgere questa analisi verrà riprodotta l'efficienza quantica del WFI e del filtro ottico per verificare di aver impostato correttamente i parametri della simulazione. Successivamente si simulerà ed analizzerà l'impatto dei protoni dei raggi cosmici galattici con lo schermaggio passivo del WFI e quindi la formazione e caratterizzazione del fondo strumentale del WFI. In conclusione verrà confrontato il requisito sul valore massimo di background con il livello del fondo strumentale del WFI.

La seguente tesi è quindi così strutturata:

Nel **Capitolo 1** viene fornita una descrizione della missione ATHENA, prestando una particolare attenzione al WFI, poiché rappresenta lo strumento chiave per effettuare la *survey*. Ne verranno elencate le caratteristiche fondamentali e si analizzerà il caso scientifico degli AGN ad alto redshift, con l'obiettivo di ricavare il requisito sul fondo massimo accettabile indotto dalle particelle cariche.

Il **Capitolo 2** fornisce una descrizione delle varie componenti del rumore di fondo, focalizzando l'attenzione sui raggi cosmici galattici, in particolare la loro componente protonica.

Nel **Capitolo 3** si descrivono brevemente le caratteristiche principali del simulatore utilizzato in questa tesi e i diversi passi relativi all'implementazione del modello geometrico del WFI e del filtro ottico all'interno della simulazione. In seguito, per verificare il *set-up* della simulazione (geometria, materiali, liste fisiche), si riproduce l'efficienza quantica del WFI e si valuta come questa varia modificando alcune caratteristiche geometriche del rivelatore e del filtro ottico.

Nel **Capitolo 4** viene fornita una descrizione dei parametri principali utilizzati nella simulazione del fondo strumentale prodotto dall'interazione della componente protonica dei raggi cosmici galattici con lo schermaggio passivo. Viene descritta e giustificata la scelta dell'Al come materiale schermante del WFI. In seguito, dall'analisi dei risultati della simulazione viene valutato l'impatto della componente protonica dei raggi cosmici galattici con lo schermaggio passivo del rivelatore.

Nel **Capitolo 5** sono esposti i risultati principali ottenuti in questo lavoro di tesi e le conclusioni.



# Capitolo 1

## LA MISSIONE ATHENA

### 1.1 Introduzione

I futuri strumenti per l'astrofisica dovranno affrontare importanti questioni che sono state discusse negli ultimi anni e che coinvolgono lo studio, fino ad alto redshift, del gas caldo nell'universo e dei buchi neri super massicci (*Super Massive Black Hole*, SMBH). E' in questo contesto che l'Agenzia Spaziale Europea (*European Space Agency*, ESA) ha approvato recentemente la realizzazione di una missione *large* (L2) per affrontare il tema dell'universo caldo ed energetico: *Advance Telescope for High-ENergy Astrophysics* (ATHENA). Il lancio del satellite è attualmente previsto per l'anno 2028 per mezzo del vettore Ariane VI, la missione dovrà durare per almeno 5 anni, con una eventuale estensione di altri 5 anni. L'orbita da cui opererà sarà al punto lagrangiano L2, che permette un'alta efficienza di osservazione e una buona visibilità del cielo.

Le due grandi tematiche scientifiche di cui si occuperà ATHENA sono:

- il tema dell'Universo caldo, che consiste nel determinare come e quando il gas caldo si sia formato nella struttura a grande scala dell'Universo e nel tracciare la sua evoluzione dall'epoca di formazione ad oggi;
- il tema dell'Universo energetico, ossia effettuare un completo censimento della crescita dei buchi neri (*Black Hole*, BH) nell'universo e il loro impatto sull'evoluzione delle prime galassie, nonché lo studio di altri fenomeni transienti ed energetici, quali i *Gamma Ray Burst* (GRB), avvenuti nelle prime epoche cosmiche.

Questi temi principali sono stati scomposti in più sotto-tematiche e sono riportati all'interno del *White Paper* (Nandra et al., 2013) e dell'*ATHENA Science Requirements*

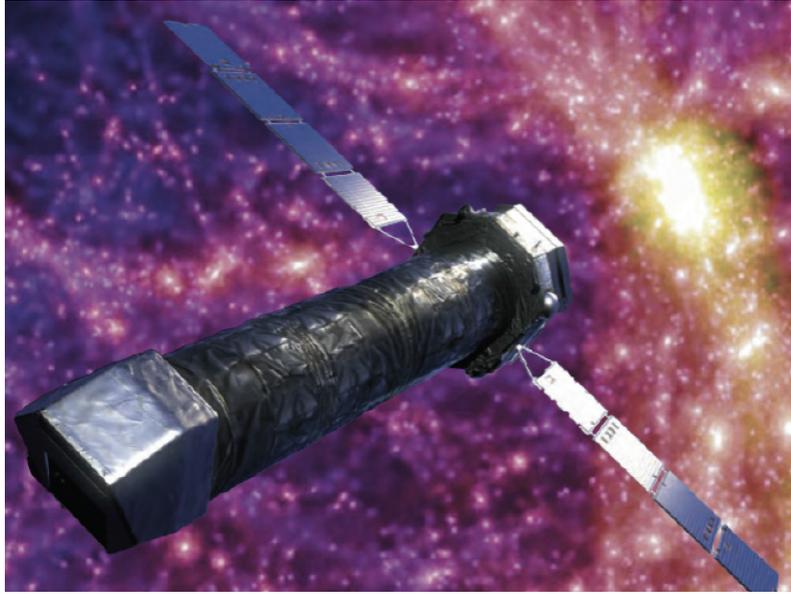


Figura 1.1.1: Immagine artistica del satellite ATHENA (Nandra et al., 2013).

*document* (Lumb & Athena Science Group, 2016). Inoltre, sempre all'interno del *White Paper*, sono presenti anche un numero di casi scientifici aggiuntivi che possono essere soddisfatti con gli stessi requisiti richiesti per gli obiettivi principali del tema dell'universo caldo ed energetico.

La banda energetica in cui opererà ATHENA è quella  $\sim 0.1 - 15$  keV, banda che richiede telescopi orbitanti al di fuori dell'atmosfera terrestre, poiché quest'ultima è opaca a questo tipo di radiazione. Giacconi & Rossi (1960) furono i primi a proporre un disegno di telescopio in grado di focalizzare i fotoni X basato sul principio di doppia incidenza radente. Il comportamento dei raggi X fa sì che la focalizzazione sul rivelatore avvenga tramite uno specchio posto quasi parallelamente al cammino di un fotone X, formando un piccolo angolo tra la radiazione incidente e le pareti dello specchio ( $\alpha < 1.8^\circ$ ). Quanto più è energetica la radiazione X che si vuole riflettere, tanto più l'incidenza della radiazione deve essere radente. Gli specchi che saranno a bordo di ATHENA avranno una configurazione Wolter-I, che prevede l'utilizzo di una serie di specchi parabolici e iperbolici per concentrare i raggi X in un unico fuoco, in cui il fotone X subisce una prima riflessione sullo specchio parabolico e successivamente viene nuovamente riflesso su quello iperbolico per essere convogliato nel fuoco del sistema ottico. L'aggiunta di una seconda superficie riflettente permette di ridurre la lunghezza focale del telescopio. Dato il piccolo angolo tra la superficie dello specchio e il fascio incidente, l'area su cui viene raccolta la radiazione X è molto

più piccola dell'area geometrica dello specchio, permettendo l'utilizzo di rivelatori di dimensioni ridotte rispetto ad ottiche non focalizzanti. Con l'utilizzo di questo disegno è possibile quindi migliorare la risoluzione angolare ed ottenere, per una data area di raccolta, un alto rapporto segnale rumore.

Una volta fatti convergere i fotoni nel fuoco del sistema ottico bisogna registrare la radiazione ricevuta dallo spazio posizionando un rivelatore sul piano focale, il quale 'conta' i singoli fotoni che arrivano con le relative informazioni (tempo di arrivo, posizione, energia). Il primo rivelatore a bordo di ATHENA è lo *X-ray Integral Field of Unit* (X-IFU) che è in grado di fornire immagini ad alta risoluzione spettroscopica nella banda energetica 0.2 – 12 keV attraverso l'uso di un micro-calorimetro composto da sensori *Transition Edge Sensor* (TES), mentre il secondo rivelatore è il *Wide Field Imager* (WFI) che è un rivelatore con un grande campo di vista (40'×40') capace di ottenere sia immagini X sia spettroscopiche a risoluzione più bassa rispetto a X-IFU nella banda 0.1 – 15 keV, utilizzando dei sensori basati su *DEpleted P-channel Field Effect Transistors* (DEPFETs).

In seguito si darà solo una breve descrizione della tecnologia *Silicon Pore Optics* (SPO) e del rivelatore X-IFU poiché non sono coinvolti in questo lavoro di tesi.

### 1.1.1 Tecnologia *Silicon Pore Optics*

Le prestazioni e la costruzione degli specchi di un telescopio X hanno un'importanza primaria per il successo di una missione. L'obiettivo principale è quello di massimizzare l'area di raccolta e fornire una risoluzione angolare migliore possibile su un campo di vista grande, il tutto minimizzando la massa complessiva. Per raggiungere questo scopo l'ESA nell'ultimo decennio ha sviluppato un nuovo tipo di specchio per l'astronomia X basato su ottiche a pori realizzate assemblando dei *wafer* in Silicio (SPO) per formare i *moduli* del sistema ottico. ATHENA sarà la prima missione in cui è previsto l'utilizzo dell'ottica SPO, la quale porterà un notevole miglioramento nelle osservazioni X dovuto ad una grande area efficace ( $\sim 2m^2 @ 1keV$ ) e una buona risoluzione angolare ( $5'' @ < 8keV$ ).

Ogni modulo è composto da due *stack* dove il primo è stato lavorato per conferirgli una superficie parabolica, il secondo invece presenta una superficie iperbolica. Dall'intersezione di questi due *stack* sull'asse ottico si ottiene un modulo. Il processo che porta alla realizzazione di uno *stack* inizia dalla lavorazione dei *wafer* in Silicio i quali vengono inizialmente intagliati per ottenere delle scanalature, successivamente

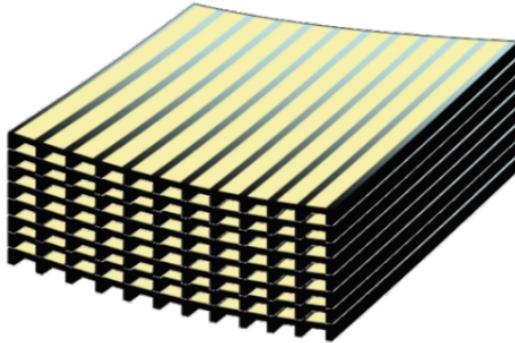


Figura 1.1.2: Costruzione di un singolo *stack* composto da una serie di *wafer* in Silicio sovrapposti e piegati tra loro (Willingale et al., 2013).

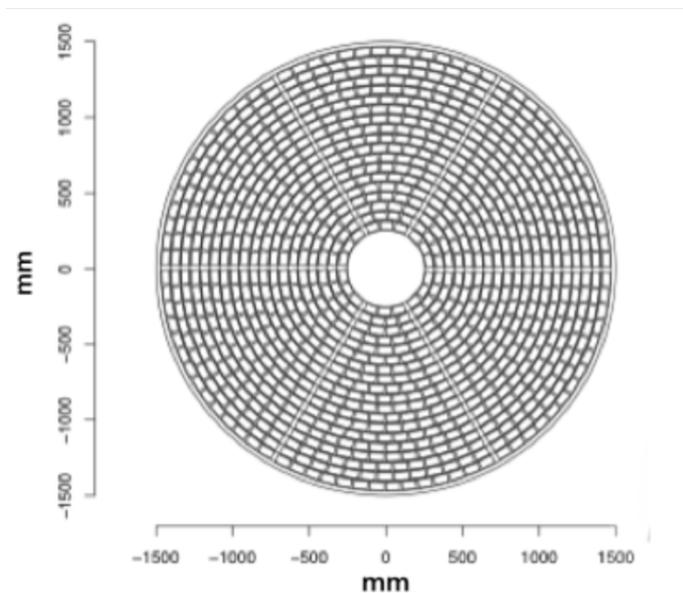


Figura 1.1.3: Visione frontale della disposizione dei moduli all'entrata del tubo ottico (Willingale et al., 2013).

piegati e infine i due *stack* vengono assemblati insieme in modo tale da conferire un'approssimazione conica della geometria Wolter I.

Dopo questo processo ogni singolo modulo avrà una struttura a pori, i quali avranno dimensioni di  $\sim 1$  mm, come mostrato in figura 1.1.2; successivamente i moduli vengono disposti in 6 settori su 19 anelli concentrici per popolare l'apertura del telescopio (figura 1.1.3).

### 1.1.2 ATHENA/X-IFU

Il rivelatore X-IFU è un spettrometro a raggi X criogenico formato da 3840 sensori TES su un campo di vista pari a  $5'$  in diametro. Ogni TES può essere considerato come un piccolo termometro ultrasensibile, infatti quando un fotone impatta su un sensore si ha un cambiamento rapido in temperatura che è in grado di generare un segnale elettrico passando da uno stato di superconduttore ad uno normale. Utilizzando questo tipo di tecnologia è possibile ottenere spettri per ogni singolo pixel dell'immagine con un'elevata risoluzione spettrale ( $\sim 2.5$  eV) in rapidi tempi di lettura. Per avere queste performance i sensori TES devono lavorare a bassissime temperature, vicine allo zero assoluto. Questo tipo di tecnologia sarà disponibile per le osservazioni X dopo il 2028, anno in cui è previsto il lancio della missione ATHENA, a differenza della banda ottica/infrarossa in cui si utilizzano già spettrografi in grado di fornire spettri per ogni pixel, in particolare si cita il *Multi Unit Spectroscopic Explorer* (MUSE) attualmente montato sul *Very Large Telescope* (VLT) il quale fornisce circa svariate di migliaia di spettri in una singola esposizione.

## 1.2 ATHENA/WFI

Il WFI presenta due rivelatori indipendenti, una camera con quattro rivelatori DEPFET che coprono un area di  $40' \times 40'$  e con un numero totale di pixel di  $1024 \times 1024$ , ed un secondo rivelatore più piccolo ma più veloce capace quindi di osservare sorgenti puntiformi brillanti con un campo di vista pari a  $143'' \times 143''$ , con  $64 \times 64$  pixel attivi DEPFET (figura 1.2.1).

Ogni pixel consiste di un *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor* (MOSFET) a canale P<sup>1</sup>, il quale è integrato in una massa di silicio completamente

---

<sup>1</sup>Il canale P è la regione compresa tra il terminale *Gate* e il *back contact* in cui il Si è stato privato di alcuni elettroni.

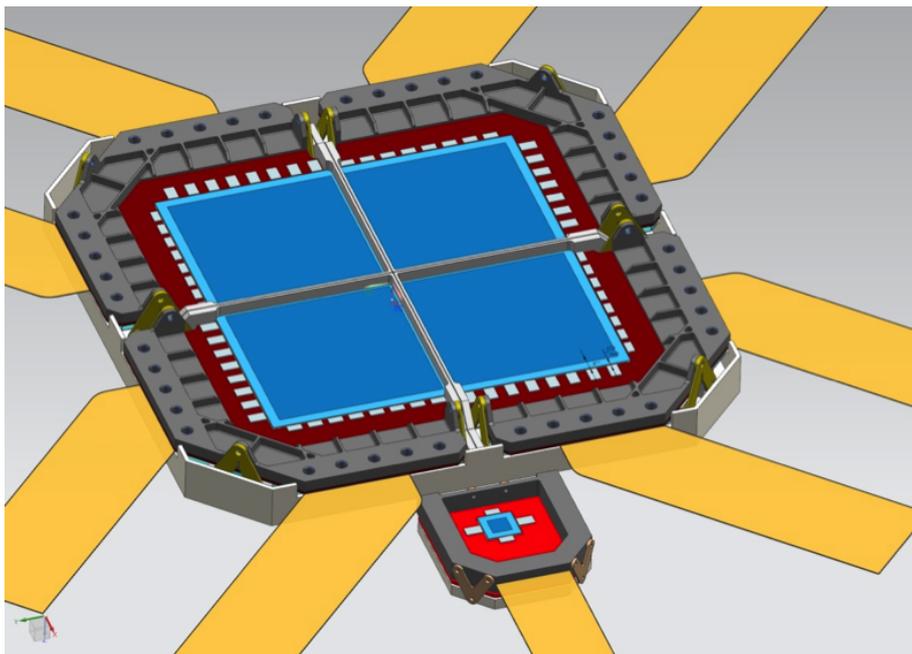


Figura 1.2.1: WFI a bordo di ATHENA: i quattro quadranti azzurri corrispondono al rivelatore a grande campo, di sotto è posto il secondo rivelatore più piccolo (Meidinger et al., 2015).

impoverito, spesso  $450 \mu\text{m}$ . Un MOSFET è composto da un semiconduttore di Si drogato n detto substrato, che presenta un contatto posteriore di tipo p+ (*back contact*) e altri due contatti superiori di tipo p+ (*Source* e *Drain*). Tra questi due è posto uno strato di ossido di Silicio ( $\text{SiO}_2$ ) ricoperto da un contatto metallico detto *Gate*. I due contatti *Source* e *Drain* risultano isolati e solo applicando una tensione non nulla tra *Gate* e *Source* si ha il passaggio di corrente elettrica.

Il telescopio XMM-Newton (*X-ray Multi-Mirror*) è equipaggiato con due camere composte da pixel in MOSFET il cui funzionamento rispecchia l'analisi appena descritta, ma l'aspetto innovativo che riguarderà la missione ATHENA è l'implementazione di un *deep-n* sotto il *Gate*, il quale crea un potenziale minimo locale vicino alla superficie creando una regione chiamata *Gate* interno. Quando i fotoni impattano il substrato di Si formano coppie lacune-elettroni proporzionali all'energia del fotone incidente. Le buche vengono rimosse dal contatto posteriore mentre gli elettroni vengono raccolti nel *Gate* interno dei pixel più vicini al sito di interazione del fotone incidente. Una volta che è stata raccolta la carica e registrato il segnale bisogna svuotare il *Gate* interno tramite il processo di pulitura, il quale quest'ultimo gioca un ruolo molto importante nel *design* dei pixel. Le cariche collezionate nel *Gate* interno devono essere periodicamente rimosse, se questo non si verifica il *Gate* interno potrebbe saturare

per via dell'eccessiva collezione di carica. Per questo processo è previsto un contatto *Clear* (tipo-n) posto verso la zona periferica del pixel. Quando il fotone impatta il rivelatore, la carica deriva verso il *Gate* interno essendo il potenziale più attrattivo per gli elettroni, tuttavia per evitare che questa derivi anche verso il contatto *Clear* quest'ultimo viene posizionato all'interno di una buca-p, che funge da schermo per evitare che la carica non si accumuli in questo contatto. Viene aggiunto un *Clear Gate* tra il contatto *Clear* e il *Gate* interno per aiutare la rimozione della carica, il quale può anche aiutare a schermare il contatto *Clear* durante la fase di collezione di carica. Infine il segnale di ogni pixel viene elaborato da un amplificatore di forma trapezoidale. Se questo processo non viene eseguito correttamente la carica rimasta può contribuire ad aumentare il rumore di fondo del sistema.

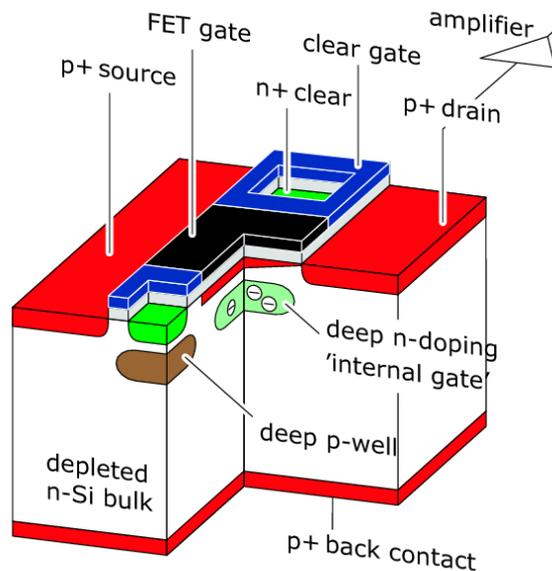


Figura 1.2.2: Figura schematica per il funzionamento del DEPFET (Rau et al., 2013).

In figura 1.2.2 è mostrato il funzionamento di un DEPFET. I sensori DEPFET di ATHENA/WFI verranno letti in parallelo e successivamente in colonna nella cosiddetta modalità *shutter rolling*. Il tempo di lettura di una singola fila è suddiviso in un tempo di integrazione del segnale, durante il quale il DEPFET raccoglie i portatori di carica in arrivo, e un tempo di elaborazione del segnale, in cui viene valutato il numero di elettroni raccolti, portando ad avere un tempo di lettura per il rivelatore a grande campo pari a 1.3 ms. Grazie al grande campo che offre il WFI sarà lo strumento chiave per effettuare la *survey* di AGN di interesse per questa tesi.

### 1.2.1 Area efficace

L'area efficace rappresenta la proiezione dello specchio primario sul piano focale e quantifica la frazione dei fotoni che vengono raccolti in base alla geometria ottica dello strumento. Nel caso di ATHENA il telescopio presenta una configurazione in cui per aumentare l'area di raccolta si utilizza la tecnica della nidificazione, ovvero si cerca di occupare tutto lo spazio possibile inserendo specchi concentrici uno dentro l'altro e mantenendo una configurazione Wolter I (sezione 1.1.1). Si definisce area efficace di uno specchio il prodotto tra l'area geometrica di raccolta e la sua efficienza di riflessione, dove l'area geometrica è intesa come l'area di un singolo poro moltiplicato per il numero di pori presenti:

$$A_{eff} = \sum_{i=1}^{n_p} A_p \cdot R(E, \alpha)^2 \quad (1.2.1)$$

in unità di  $\text{cm}^2$ , dove  $A_p$  è l'area del poro che è data dal prodotto tra l'altezza e la larghezza del poro,  $R(E, \alpha)$  è il potere riflettente dello specchio (presenta l'elevazione al quadrato perché il fotone subisce una doppia riflessione) e  $n_p$  è il numero totale di pori. Seguendo un'approssimazione conica l'angolo di incidenza radente è data da:

$$\tan 4\alpha = \frac{r}{FL} \quad (1.2.2)$$

in cui  $r$  rappresenta il raggio dello specchio ed  $FL$  la lunghezza focale (*Focal Length*, FL). Il valore dell'angolo di incidenza radente aumenta all'aumentare del raggio di apertura delle ottiche e per le ottiche di ATHENA è pari a  $0.341^\circ$  per anello concentrico più interno, mentre per l'anello esterno è uguale a  $1.752^\circ$  (Ferreira et al., 2016).

Il valore dell'area efficace in asse, considerando come raggio esterno per il modulo degli specchi un valore pari a 1469 mm, è uguale a  $\sim 2.32 \text{ m}^2$  a 1 keV. In questo valore non è stato considerato né il contributo dell'efficienza quantica né la rugosità degli specchi; se ne può avere una stima introducendo un fattore moltiplicativo pari a  $\sim 0.93$  (a 1 keV) per il primo, mentre per il secondo un valore pari a 0.9. Con questi ultimi due contributi il valore dell'area efficace è uguale a  $\sim 1.95 \text{ m}^2$  in asse, mentre ad un angolo  $20'$  rispetto all'asse ottico è  $\sim 1.09 \text{ m}^2$ .

## 1.2.2 Risoluzione angolare

La risoluzione angolare descrive la capacità di un rivelatore di poter risolvere due sorgenti puntiformi che si trovano ad una determinata distanza minima, intesa come separazione angolare fra i due oggetti. Nell'astronomia X per quantificare la risoluzione angolare si fa uso del parametro *Half Energy Width* (HEW) o *Half Power Diameter* (HPD), definita come il diametro che contiene il 50% del flusso totale raccolto nella *Point Spread Function* (PSF), oppure come il diametro angolare in cui cade la metà dei fotoni focalizzati. La risoluzione angolare è un valore dipendente dall'energia e dalla posizione della sorgente sul rivelatore. Nel caso del WFI la risoluzione angolare in asse è pari a 5", mentre per un angolo di 20' rispetto all'asse ottico è pari a 10".

## 1.2.3 Vignettatura

La vignettatura riguarda l'attenuazione del fascio luminoso verso le estremità fuori asse dell'immagine. Rappresenta la frazione di fotoni persi in funzione dell'angolo fuori asse rispetto all'asse ottico e dipende dall'energia del fotone incidente.

## 1.2.4 Efficienza quantica

L'efficienza quantica è una delle più importanti caratteristiche di un rivelatore ed è definita come il rapporto tra il numero degli eventi della sorgente incidenti sul rivelatore ed il numero degli eventi rivelati dallo stesso. Se ne rimanda una descrizione più dettagliata in sezione 3.4.

## 1.2.5 Banda energetica

La banda energetica di un telescopio dipende dalle caratteristiche con cui è stato realizzato e dal *design* del rivelatore. La banda energetica in cui opera il WFI è di 0.1-15 keV. I pixel sono anche sensibili alla radiazione UV/Vis (UltraVioletta e Visibile), dove il segnale generato da questa radiazione potrebbe degradare la risoluzione spettrale e cambiare la scala di energia introducendo un *off-set* nel segnale. Per questo motivo è stato introdotto un filtro ottico (*Optical Blocking Filter*, OBF) trasparente ai fotoni X che permette di osservare quelle sorgenti che presentano una controparte brillante UV/Vis. Il disegno del WFI prevede che l'OBF sia posizionato sul rivelatore, però questo filtro non è sufficiente per schermare sorgenti che hanno

una notevole emissione ultravioletta, quali le stelle di classe spettrale O; per questo motivo un addizionale OBF verrà posizionato sulla ruota dei filtri per attenuare efficientemente la radiazione di questi oggetti.

## 1.2.6 Background

Il *background*, o rumore di fondo, è uno dei parametri che gioca un ruolo importante per il raggiungimento degli obiettivi scientifici in quanto è un elemento dominante nella determinazione della sensibilità dello strumento. Per background si intendono tutti quegli eventi che non appartengono alla sorgente astrofisica che si sta osservando. Nel capitolo 2 ne verrà data una trattazione più dettagliata descrivendone le varie componenti.

## 1.2.7 Sensibilità

La sensibilità rappresenta il flusso limite del telescopio, al di sotto del quale una sorgente astrofisica non può essere rivelata. I segnali provenienti da sorgenti X vengono ricevuti sotto forma di fotoni e conteggiati individualmente dal rivelatore. Il numero dei conteggi del segnale (relativi ad una sorgente astrofisica),  $N_S$ , è data da:

$$N_S = \epsilon \cdot F \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E \quad (1.2.3)$$

mentre il numero di conteggi del background è:

$$N_B = B \cdot A_d \cdot T_{int} \cdot \Delta E \quad (1.2.4)$$

dove  $\epsilon$  è l'efficienza quantica,  $F$  è il flusso della sorgente (photons/keV/s/cm<sup>2</sup>),  $A_{eff}$  è l'area efficace (cm<sup>2</sup>),  $T_{int}$  è il tempo di integrazione (s),  $\Delta E$  è il banda energetica (keV),  $B$  rappresenta l'intensità del background (counts/keV/s/cm<sup>2</sup>) e  $A_d$  rappresenta la proiezione della PSF sul piano focale (cm<sup>2</sup>). Assumendo che  $F$  e  $B$  non correlino il rapporto segnale rumore è dato da:

$$SNR = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_B}} \quad (1.2.5)$$

il rumore è dato dalla radice quadrata della somma del numero di conteggi della sorgente più quello del background, dove il segnale è dato dal numero di conteggi della sorgente osservata. Inserendo le definizioni date dalla 1.2.3 e 1.2.4 nella 1.2.5, si ottiene:

$$SNR = \frac{\varepsilon \cdot F \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E}{\sqrt{\varepsilon \cdot F \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E + B \cdot A_d \cdot T_{int} \cdot \Delta E}} \quad (1.2.6)$$

Risolviendo l'equazione sopra è possibile ricavare la formula della sensibilità:

$$SNR^2 = \frac{(\varepsilon \cdot F \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E)^2}{(\sqrt{\varepsilon \cdot F \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E + B \cdot A_d \cdot T_{int} \cdot \Delta E})^2}$$

$$\frac{1}{SNR^2} = \frac{\varepsilon \cdot F \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E + B \cdot A_d \cdot T_{int} \cdot \Delta E}{(\varepsilon \cdot F \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E)^2}.$$

Riscrivendo l'equazione in funzione del flusso limite ( $F$ ) si ottiene:

$$\frac{F}{SNR^2} = \frac{\varepsilon \cdot F^2 \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E}{(\varepsilon \cdot F \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E)^2} + \frac{B \cdot A_d \cdot T_{int} \cdot \Delta E \cdot F}{(\varepsilon \cdot F \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E)^2}$$

$$\frac{F}{SNR^2} = \frac{1}{\varepsilon \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E} + \frac{B \cdot A_d}{\varepsilon^2 \cdot F \cdot A_{eff}^2 \cdot T_{int} \cdot \Delta E}$$

$$SNR^2 \cdot F \left( \frac{F}{SNR^2} - \frac{1}{\varepsilon \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E} \right) = \left( \frac{B \cdot A_d}{\varepsilon^2 \cdot F \cdot A_{eff}^2 \cdot T_{int} \cdot \Delta E} \right) SNR^2 \cdot F$$

$$F^2 - \frac{F \cdot SNR^2}{\varepsilon \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E} - \frac{B \cdot A_d \cdot SNR^2}{\varepsilon^2 \cdot A_{eff}^2 \cdot T_{int} \cdot \Delta E} = 0$$

Questa è un'equazione quadratica, dal punto di vista fisico non ha alcun significato prendere la soluzione con il segno negativo, dunque la soluzione è data da:

$$F = \frac{1}{2} \left[ \frac{SNR^2}{\varepsilon \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E} + \sqrt{\frac{SNR^4}{(\varepsilon \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E)^2} + \frac{4 \cdot B \cdot A_d \cdot SNR^2}{\varepsilon^2 \cdot A_{eff}^2 \cdot T_{int} \cdot \Delta E}} \right]$$

$$F = \frac{1}{2} \left[ \frac{SNR^2}{\varepsilon \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E} + \sqrt{\frac{SNR^4}{(\varepsilon \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E)^2} \left[ 1 + \frac{4 \cdot B \cdot A_d \cdot T_{int} \cdot \Delta E}{SNR^2} \right]} \right]$$

$$F = \frac{1}{2} \left[ \frac{SNR^2}{\varepsilon \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E} + \frac{SNR^2}{\varepsilon \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E} \sqrt{1 + \frac{4 \cdot B \cdot A_d \cdot T_{int} \cdot \Delta E}{SNR^2}} \right].$$

Alla fine la sensibilità è data da:

$$F = \frac{SNR^2}{2 \cdot \varepsilon \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \Delta E} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{4 \cdot B \cdot A_d \cdot T_{int} \cdot \Delta E}{SNR^2}} \right] \quad \text{photons/keV/s/cm}^2 \quad (1.2.7)$$

Si nota che il parametro  $A_d$  dipende dalla risoluzione angolare e dalla geometria del telescopio:

$$A_d = \pi \cdot (FL \cdot \tan(HPD))^2 \quad \text{cm}^2 \quad (1.2.8)$$

dove la lunghezza focale (FL) è pari a 12 m e la HPD varia da 5 arcsec in asse e 10 arcsec fuori asse. In tabella 1.2.1 sono riportati due casi limiti (in asse e fuori asse) di valori tipici per il SNR. Questi valori saranno utilizzati per calcolare il requisito sul valore massimo di background esposto nella sezione 1.3.4.

Parametri	Descrizione	Valore		Unità di misura
		In asse	Fuori asse (20')	
$A_{eff}$	Area efficace a 1 keV	$1.95 \times 10^4$	$1.09 \times 10^4$	$\text{cm}^2$
$A_d$	Area PSF sul piano focale	0.003	0.011	$\text{cm}^2$
$\Delta E$	Banda energetica	0.5 – 2		keV
$T_{int}$	Tempo di integrazione	$(80 - 450) \times 10^3$		s
$\varepsilon$	Efficienza quantica a 1 keV	0.93		/
$SNR$	Rapporto segnale rumore	5		/

Tabella 1.2.1: Principali caratteristiche della missione ATHENA

## 1.3 Dal caso scientifico al requisito di Background

L'obiettivo scientifico che verrà analizzato riguarda il tema dell'universo energetico; in particolare, il requisito scientifico che riguarda la formazione e la crescita dei buchi neri richiede di rivelare almeno 10 AGN con una luminosità di  $10^{43} - 10^{43.5}$  erg/s a  $z = 6 - 8$  e almeno 10 AGN con una luminosità di  $10^{44} - 10^{44.5}$  erg/s a  $z = 8 - 10$ . La richiesta di osservare almeno 10 AGN deriva dalla necessità di vincolare la coda debole della XLF in modo da individuare i meccanismi di formazione e di crescita dei primi buchi neri super massicci. Per rispondere a questa domanda sono necessarie osservazioni molto sensibili ed il metodo osservativo più efficiente per popolare il piano  $L_x - z$  è quello di effettuare una *survey multi-tiered*, ossia a più livelli di profondità/sensibilità. Lo scopo di questa sezione è quello di trovare il requisito di background per questo caso scientifico partendo dalla funzione di luminosità in banda X (*X-ray Luminosity Function*, XLF). In seguito verrà descritto come estrapolare la XLF ad alti redshift da cui si ricaverà la  $\log N(>S) - \text{LogS}$  e da quest'ultima si deriverà il grafico dell'area di copertura in funzione del flusso limite. Infine si deriva il requisito sul valore massimo di background per una specifica strategia osservativa *multi-tiered*. Questo requisito verrà calcolato all'interno della banda energetica 0.5 – 2 keV poiché le prestazioni del WFI e delle ottiche sono migliori rispetto alla banda 2 – 15 keV, per esempio l'area efficace a 7 keV (0.19 m<sup>2</sup>) è circa un fattore 10 inferiore rispetto al valore a 1 keV (1.95 m<sup>2</sup>).

### 1.3.1 *Survey* WFI e studio degli AGN ad alto redshift

L'obiettivo scientifico è quindi quello di popolare il piano  $L_X - z$  ad alto redshift. Effettuando una *survey multi-tiered* tramite il WFI, sarà possibile rivelare più di 400 AGN a  $z > 6$  con un tempo totale di esposizione pari a  $\sim 25Ms$ . Questa *survey* permetterà anche di rivelare un gran numero di AGN (si stima  $\sim 6 \times 10^6$ ) oscurati a  $z = 1 - 4$ . La *detection* di tali AGN ad alto redshift permetterà di mettere dei vincoli sulla massa dei 'semi' dei SMBH e sui loro meccanismi di crescita.

Per la realizzazione di questo obiettivo la *survey multi-tiered* comprende due diverse strategie osservative:  $16 \times 450ks$  e  $230 \times 80ks$ , usata anche da Aird et al. (2016), coprendo quindi in totale un'area di circa 109 deg<sup>2</sup> con un tempo di esposizione di 25.6 Ms.

Questo requisito scientifico nasce quindi dalla necessità di capire una delle più importanti questioni astrofisiche ancora aperta: la formazione dei SMBH.

Diverse altre *survey* a varie lunghezze d'onda hanno avuto lo stesso obiettivo di fondo. In particolare *survey* ottico/infrarosso hanno permesso ad oggi di rivelare 189 *Quasar* a redshift maggiori di 5.5 e stimare le masse del loro SMBH ( $\sim 10^{8-9} M_{\odot}$ ). 29 di queste sorgenti sono state rivelate anche in banda X e da analisi spettrali di alcune di queste sorgenti è emerso che tali AGN hanno un *upper limit* per la densità di colonna pari a  $10^{23} \text{ cm}^{-2}$ , di fatto identificando queste sorgenti come AGN di Tipo 1 (Nanni et al. 2017, *submitted*). Tuttavia le osservazioni attuali non sono riuscite a discriminare quale sia il processo responsabile della formazione e della crescita dei SMBH (Aird et al. 2013), che rimane una delle questioni astrofisiche più importanti ancora irrisolte.

Diversi modelli teorici predicono che la crescita dei SMBH avviene in una fase di forte assorbimento e perciò non è possibile osservarne l'emissione nucleare in banda ottica e infrarossa. Questo studio deve essere svolto in banda X per poter rivelare il SMBH presente all'interno dell'AGN e capirne i meccanismi di accrescimento. Da qui nasce la necessità di osservarne AGN di bassa luminosità e molto oscurati a  $z > 6$  poiché rappresentano la maggior parte della popolazione degli AGN; con ATHENA sarà possibile osservarne un campione significativo per rispondere a questa importante questione astrofisica. La *survey* effettuata tramite il WFI eseguirà osservazioni a diverse profondità e con differenti tempi di integrazione così da misurare la XLF e possibilmente comprendere lo scenario di formazione di questi oggetti (sezione 1.3.2). Inoltre dovrà riuscire a popolare uniformemente la XLF con almeno 10 sorgenti per ogni intervallo di luminosità ad un dato redshift, i cui valori sono definiti dal caso scientifico sopra esposto. Per vincolare la coda debole della XLF la *survey* deve quindi raggiungere un flusso limite di  $\sim 3 \times 10^{-17} \text{ erg/s/cm}^2$  con una *sky coverage* di pochi gradi quadrati ( $\text{deg}^2$ ), e un flusso di  $\sim 2 \times 10^{-16} \text{ erg/s/cm}^2$  con una *sky coverage* di un centinaio di gradi quadrati ( $\text{deg}^2$ ). Per raggiungere tali flussi limiti la strategia *multi-tiered* presenterà un tempo di esposizione complessivo di 25 Ms. Con queste specifiche ATHENA riuscirà a rivelare più di 400 AGN a  $z > 6$  così da misurarne la XLF in un intervallo di energia di  $10^{43} - 10^{45} \text{ erg/s}$  (Aird et al., 2013). Il modello adottato per la XLF ad alto redshift è stato estrapolato da Aird et al. (2013) utilizzando come modello evolutivo un modello LADE (*Luminosity And Density Evolution*; Aird et al., 2013, 2010), descritto in 1.3.2.1 e calcolato a redshift inferiori a 3. Nella prossima sezione verranno esposti i due scenari di formazione

previsti per i SMBH.

### 1.3.2 Crescita Iniziale dei SMBH

Per poter capire quali siano i processi che guidano le fasi iniziali dell'accrescimento, ossia quali siano i 'semi' dei buchi neri super massicci, bisogna confrontare i modelli teorici di formazione dei SMBH con i dati osservativi di *Quasar*/AGN a  $z \geq 6$ . Occorre quindi identificare una popolazione sufficientemente grande di AGN di bassa luminosità ( $L_x = 10^{43} - 10^{44} \text{erg/s}$ ) e che possibilmente non escluda quelli molto oscurati ( $N_H > 10^{24} \text{cm}^{-2}$ ) a redshift maggiori di 6. Per giustificare le grandi masse ( $10^{8-9} M_\odot$ ) di AGN osservati a  $z > 6$  nelle *survey* ottico/infrarosse è necessario che l'accrescimento debba procedere con continuità e vicino al limite di Eddington. Sono stati proposti due differenti scenari di formazione per la crescita e formazione di questi SMBH, e sono:

- i semi dei BH sono resti di stelle di popolazione III<sup>2</sup>, in cui la stella collassa lasciando al suo posto un buco nero di  $\sim 10 - 100 M_\odot$ <sup>3</sup> (Madau & Rees, 2001);
- i semi massicci dei buchi neri si formano dal collasso diretto di una nube primordiale di gas producendo un BH di  $10^4 - 10^6 M_\odot$  (Begelman et al., 2006).

Questi scenari di formazione prevedono un diverso tasso di accrescimento, in particolare i 'semi' di popolazione III devono crescere molto più velocemente dei semi massicci, per poter spiegare l'osservazione di AGN a redshift maggiori di 6 con le masse di BH che sono state osservate. Uno strumento fondamentale per capire come questi BH accrescono con il tempo è la XLF. Riuscire a misurare questa funzione fino a  $z=6-8$  permetterebbe di mettere dei vincoli ai suddetti modelli teorici e quantificare il ruolo svolto dei SMBH nella formazione ed evoluzione della loro galassia ospite.

#### 1.3.2.1 Funzione di Luminosità X

La funzione di luminosità descrive analiticamente il numero di galassie (in questo caso AGN) per unità di volume con una luminosità nell'intervallo L e L + dL. La funzione di luminosità è composta da una doppia legge di potenza ed è così descritta:

---

<sup>2</sup>Queste stelle sono i primi oggetti formati nell'universo e presentano alte masse e basse metallicità.

<sup>3</sup> $M_\odot$  corrisponde ad una massa solare ed è pari a  $\sim 2 \times 10^{33} \text{g}$ .

$$\phi(L_X) = \frac{d\phi(L_X)}{d\log L_X} = K_{norm} \left[ \left( \frac{L_X}{L_*} \right)^{\gamma_1} + \left( \frac{L_X}{L_*} \right)^{\gamma_2} \right]^{-1} \quad Mpc^{-3}, \quad (1.3.1)$$

dove  $\gamma_1$  è l'indice delle coda debole mentre  $\gamma_2$  è quello per la coda brillante,  $L_*$  è la luminosità del ginocchio e corrisponde al punto in cui si ha un cambio di pendenza nella funzione, e  $K_{norm}$  è il fattore di normalizzazione. Nell'ambito astrofisico ne esistono diverse rappresentazioni e il modello utilizzato in questa tesi è quello chiamato modello LADE (Aird et al., 2010); questo modello fornisce per  $L_*$  un'espressione data da:

$$\log L_*(z) = \log L_0 - \log \left[ \left( \frac{1+z_c}{1+z} \right)^{p_1} + \left( \frac{1+z_c}{1+z} \right)^{p_2} \right] \quad erg \ s^{-1} \quad (1.3.2)$$

valida per  $z > 1.2$ ;  $z_c$  è il parametro che controlla la diversa evoluzione da basso ad alto redshift e  $L_0$  è una costante numerica. Mentre la normalizzazione è data da:

$$\log K_{norm}(z) = \log K_0 + d(1+z) \quad Mpc^{-3}, \quad (1.3.3)$$

invece questa espressione è valida per  $z \leq 3$ . Per estrapolare il modello LADE a redshift più alti è necessario introdurre un'evoluzione aggiuntiva in densità nell'equazione della normalizzazione 1.3.3, permettendo così di calcolare una ipotetica XLF a  $z > 6$ :

$$\log K_{norm}(z) = \log K_0 + (1+3) + s(z-3) \quad Mpc^{-3}. \quad (1.3.4)$$

I parametri  $K_0$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  e  $L_0$  sono costanti numeriche calcolati sperimentalmente da Aird per il modello LADE e sono riportati in tabella 1.3.1. La figura 1.3.1 mostra le XLF per due intervalli di redshift ( $z=6-8$ ,  $8-10$ ) ricavate dalle equazioni sopra esposte, utilizzando i parametri della tabella 1.3.1. Per ricavare le curve è stato preso il valore medio di redshift all'interno di ciascun intervallo, ossia  $z = 7$  e  $z = 9$ . Per confronto in figura 1.3.2 è riportata la XLF calcolata da Aird et al. (2013) nell'intervallo di redshift  $8-10$  per il modello LADE (curva nera).

La XLF estrapolata in questo lavoro di tesi a  $z=8-10$  (curva verde di figura 1.3.1) è consistente con quella di Aird et al. (2013; curva nera di figura 1.3.2); una stima

errata della funzione qui ottenuta potrebbe ripercuotersi sul requisito di background calcolato in sezione 1.2.6.

Parametri	$\log K_0$	$\log L_0$	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$p_1$	$p_2$	$z_c$	$d$	$s$
Valori	-4.53	44.77	0.62	3.01	6.36	-0.24	0.75	-0.19	-0.43

Tabella 1.3.1: Valori numerici per il modello LADE (Aird et al. 2013, Aird et al. 2010).

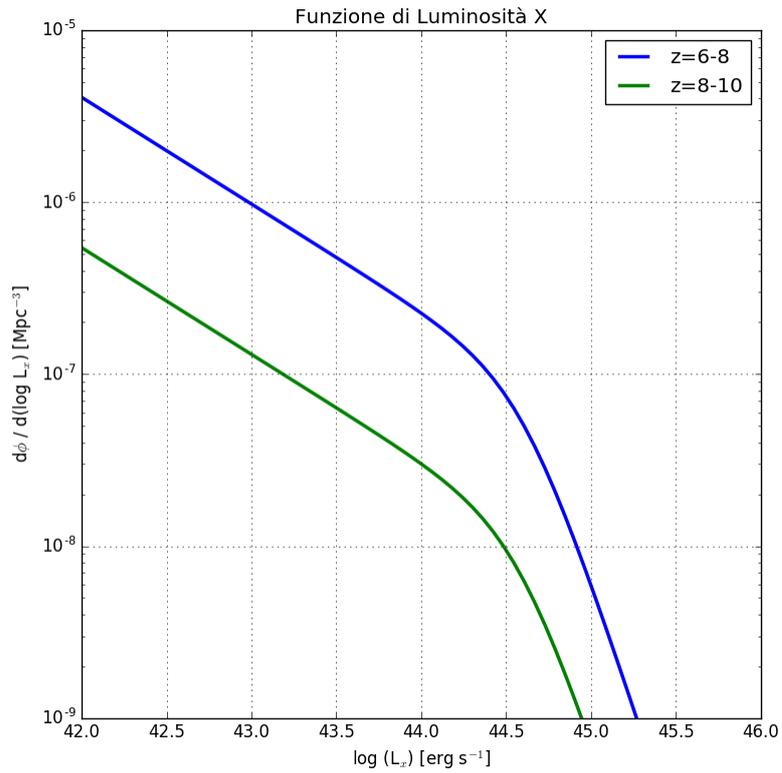


Figura 1.3.1: Le curve blu e verde rappresentano la funzione di luminosità X per due diversi intervalli di redshift usando l'equazione 1.3.1.

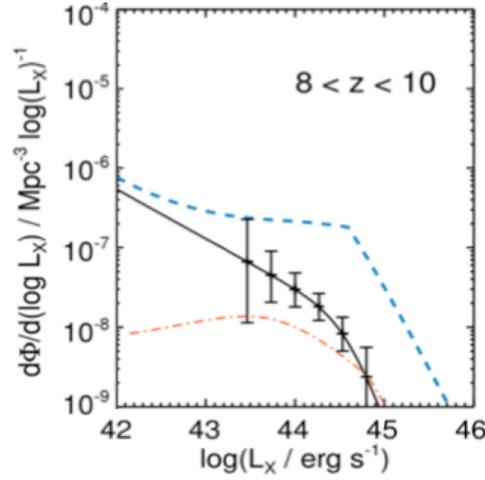


Figura 1.3.2: La curva nera rappresenta la XLF a redshift 8–10 calcolata da Aird et al. (2013) utilizzando il modello LADE. Le curve tratteggiate rappresentano due XLF calcolate con due diversi modelli; in questa tesi queste due curve vengono trascurate.

### 1.3.2.2 LogN-LogS

Partendo dalla XLF stimate a  $z > 6$ , si è prodotta la  $\log N(>S) - \log S$  che rappresenta il numero cumulativo di sorgenti rivelati ad una data sensibilità, dove  $S$  è il flusso e  $N(>S)$  è il numero di sorgenti più brillanti di  $S$ . Per ottenere il grafico si riscrive la funzione di luminosità in funzione del numero di sorgenti e del volume:

$$\phi = \frac{d^2 N}{d \log L dV}$$

$$d^2 N = \phi d \log L dV$$

moltiplicando e dividendo per  $dz$  si ottiene quindi:

$$d^2 N = \phi d \log L \frac{dV}{dz} dz \quad (1.3.5)$$

dove  $\phi$  è la XLF,  $d \log L$  è il logaritmo della luminosità,  $dz$  è il redshift e  $dV/dz$  è il volume comovente.

L'espressione sopra prevede una doppia integrazione della XLF per ottenere il numero di sorgenti superiori ad un determinato flusso; il primo integrale è in redshift ( $dz$ ) dove

gli estremi di integrazione dipendono dall'intervallo considerato, mentre il secondo è in  $d \log L$ , in cui gli estremi di integrazione sono gli stessi per i tre diversi intervalli ed è pari a 42 – 46. Per ottenere il flusso  $S$  utilizziamo la seguente espressione:

$$S = \frac{L}{4\pi \cdot D_L^2} \quad (1.3.6)$$

dove  $L$  è la luminosità e  $D_L$  è la distanza in luminosità la cui espressione è data da:

$$D_L = \frac{2 \cdot c}{H_0} (1+z) \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M \cdot (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (1.3.7)$$

dove  $c$  è la velocità della luce uguale a  $3 \times 10^5 \text{ km s}^{-1}$ ,  $H_0$  è la costante di Hubble e il suo valore è pari a  $70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_M$  è il parametro di densità della materia (0.3) e  $\Omega_\Lambda$  è la costante cosmologica (0.7) (Bennett et al., 2013).

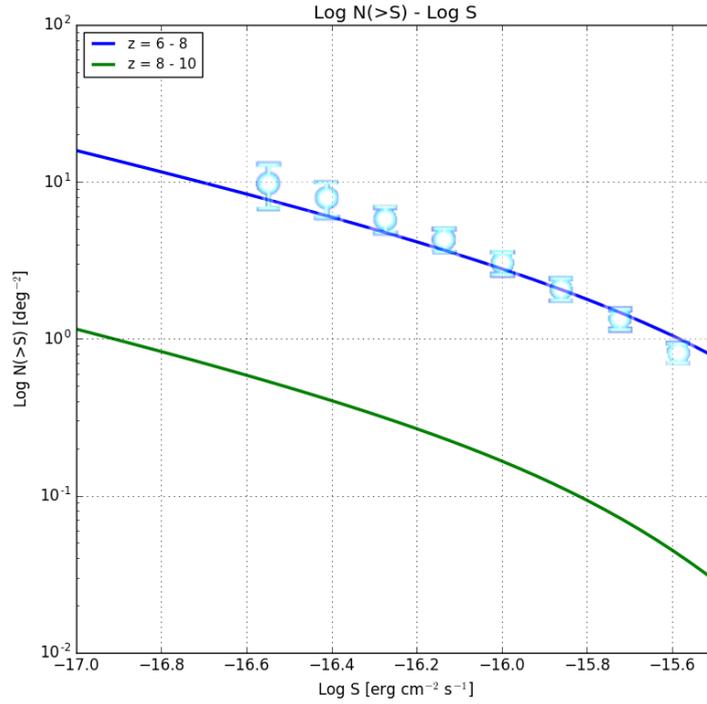


Figura 1.3.3:  $\text{Log}N(>S) - \text{Log}S$  analitiche per due intervalli di redshift: 6 – 8, 8 – 10. I punti azzurri rappresentano la  $\text{Log}N - \text{Log}S$  a redshift 6 – 8 calcolata da Aird et al., 2013.

La figura 1.3.3 mostra la  $\text{Log}N(>S) - \text{Log}S$  così ottenute: le curve blu e verde sono state ottenute considerando come intervalli in redshift 6 – 8 e 8 – 10 rispettivamente,

dove  $N(>S)$  descrive il numero di oggetti più brillanti di  $S$  per unità di superficie ( $deg^{-2}$ ). È stata sovrapposta la  $\text{LogN}-\text{LogS}$  (pallini azzurri) ottenuta da Aird et al. (2013) considerando un intervallo in redshift pari a  $6 - 8$  per confrontare i risultati ottenuti.

### 1.3.3 Sky coverage e Flusso limite

Per rivelare almeno 10 AGN a diversi redshift come richiesto dal caso scientifico introdotto nella sezione 1.3.1, bisogna calcolare la *sky coverage* in funzione del flusso per una certa strategia di *survey* utilizzata. L'area è data da:

$$A_{coverage} = \frac{10}{N(> S)} \quad (1.3.8)$$

dove  $N(> S)$  è il numero di AGN superiori ad un determinato flusso ed è ottenuto dall'equazione 1.3.5. In figura 1.3.4 viene riportata l'area che bisogna coprire per osservare 10 AGN in funzione delle strategie utilizzate ( $16 \times 450$  ks e  $230 \times 80$  ks). Inoltre è stato anche calcolato il flusso minimo in funzione dell'area totale: le curve blu e verde rappresentano l'area di copertura per rivelare 10 AGN a redshift  $6 - 8$  ed  $8 - 10$ , rispettivamente. I punti blu e verde sono stati ottenuti considerando 16 e 230 puntamenti, i cui valori in sensibilità sono pari a:

- $1.9 \times 10^{-16}$  erg/s/cm<sup>2</sup> a  $z = 6 - 8$ ,
- $1.5 \times 10^{-16}$  erg/s/cm<sup>2</sup> a  $z = 8 - 10$ .

### 1.3.4 Requisito sul valore massimo di Background

Per calcolare il requisito di background basta riscrivere l'equazione 1.2.7 in funzione della sensibilità:

$$B = \frac{SNR^2}{4 \cdot \Delta E \cdot A_d \cdot T_{int}} \left[ \left( \frac{2 \cdot f \cdot A_{eff} \cdot T_{int} \cdot \epsilon}{SNR^2 \cdot conv} - 1 \right)^2 - 1 \right] \quad \text{counts/s/keV/cm}^2 \quad (1.3.9)$$

dove  $A_d$ ,  $A_{eff}$ ,  $\Delta E$ ,  $T_{int}$  e  $\epsilon$  hanno gli stessi valori e le stesse unità di misura riportate in tabella 1.2.1,  $conv$  è il fattore di conversione da keV a erg, mentre  $f$  è la sensibilità espressa in erg/s/cm<sup>2</sup>. I valori dell'HPD e dell'area efficace sono stati presi ad 1 keV

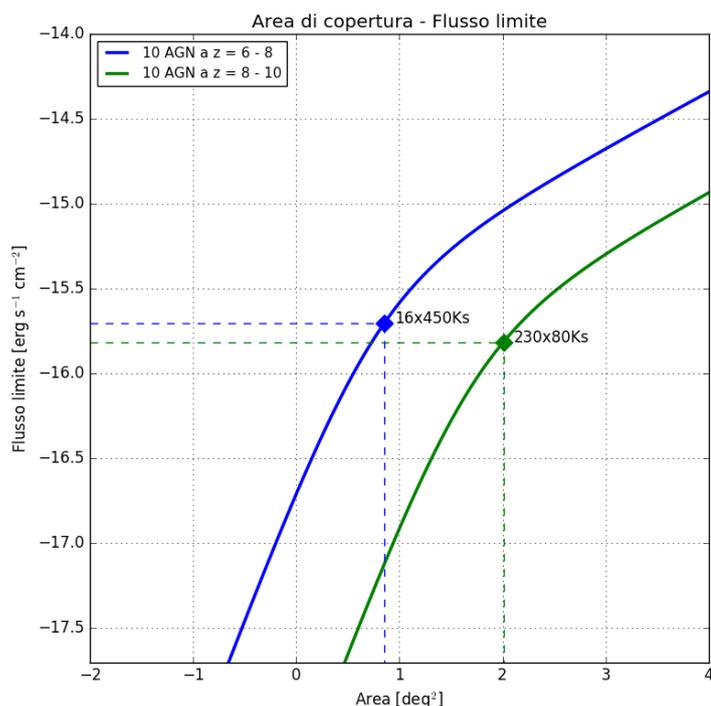


Figura 1.3.4: Flusso limite per rivelare 10 AGN a  $z = 6 - 8$  e  $8 - 10$  in funzione dell'area di copertura

e sono stati assunti costanti nella banda  $0.5 - 2$  keV. In figura 1.3.5 è stata riportata l'equazione del background 1.3.9 con due diversi tempi di integrazione (450 ks e 80 ks). I punti indicano il valore del background in corrispondenza dei valori di sensibilità ottenuti nel paragrafo 1.3.3 e corrispondono a:

- $1.945 \text{ counts/keV/s/cm}^2$  (pari a  $0.216 \text{ counts/keV/s/arcmin}^2$ ) con una strategia pari a  $16 \times 450$  ks;
- $0.145 \text{ counts/keV/s/cm}^2$  (pari a  $0.017 \text{ counts/keV/s/arcmin}^2$ ) con una strategia pari a  $230 \times 80$  ks.

Nei valori appena trovati sono comprese diverse componenti del background. Per ottenere quello particellare bisogna escludere da questi valori il contributo dovuto al CXB (*Cosmic X-ray Background*) e alla *stray-light*, che verranno descritte in sezione 2.2.2.

Il contributo dovuto al CXB è stato calcolato caricando le matrici di risposta (IRF) dello strumento e i file di background nel programma XSPEC<sup>4</sup>, mentre per il contributo di *stray-light* si è considerata l'analisi effettuata (Aird et al., 2016). In tabella 1.3.2 sono riportati i valori medi di background per queste componenti all'interno della

<sup>4</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/manual.html>

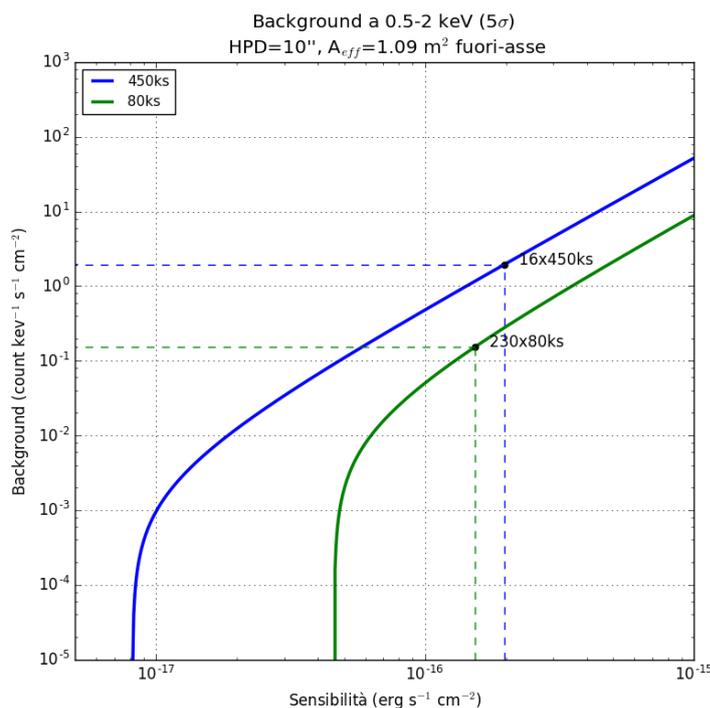


Figura 1.3.5: Background in funzione della sensibilità. I punti rappresentano il valore di background in funzione dei due diversi valori di sensibilità.

banda 0.5 – 2 keV, in cui la colonna di destra è stata ottenuta sottraendo dal background totale il contributo dovuto al CXB e *stray-light*. Il requisito sul valore massimo di background particellare, con una strategia di  $16 \times 450$  ks e  $230 \times 80$  ks, è rispettivamente di  $1.863$  counts/keV/s/cm<sup>2</sup> e  $0.063$  counts/keV/s/cm<sup>2</sup>.

L'analisi effettuata è stata svolta in funzione dei parametri fuori asse poiché la maggior parte delle sorgenti verranno rivelate sull'intero campo di vista del WFI e i valori di tali parametri assumono un ruolo fondamentale nella realizzazione della *survey*.

Nel corso di questi tesi, attraverso simulazioni Monte Carlo, verrà analizzato come i raggi cosmici protonici impattano il rivelatore così da permettere una completa caratterizzazione di intensità, spettro e composizione del background particellare. Lo spettro del background verrà confrontato con i valori riportati in tabella 1.3.2 per verificare se è possibile osservare più di 400 AGN a redshift maggiori di 6.

	VALORI DI BACKGROUND (counts/keV/s/arcmin <sup>2</sup> )			
	Totale	CXB	<i>Stray-light</i>	Particellare
16 × 450ks	1.945	0.072	0.009	1.863
230 × 80ks	0.145	0.072	0.009	0.063

Tabella 1.3.2: Valori numerici per le varie componenti di background.



## Capitolo 2

# IL FONDO STRUMENTALE DEL WFI

L'astronomia in banda X è uno dei campi più recenti nell'ambito delle osservazioni astronomiche. Nata nel 1960 grazie ad una intuizione geniale avuta da Riccardo Giacconi e Bruno Rossi nell'utilizzare ottiche a incidenza radente per la costruzione di telescopi X, è stata caratterizzata negli ultimi decenni da un notevole sviluppo in termini di sensibilità, risoluzione angolare e rapporto segnale rumore rispetto agli esperimenti da palloni o da razzi (Giacconi & Rossi, 1960). Nonostante questo miglioramento le osservazioni in banda X sono spesso limitate dal background nel regime a bassi flussi. Riprendendo, per semplicità, l'equazione 1.2.5 del rapporto segnale rumore e ricavando la sensibilità ( $F$ ) nell'ipotesi in cui il segnale della sorgente è più debole rispetto al livello del fondo, appare chiaro come il termine di fondo ( $B$ ) possa limitarne il valore ( $F \propto \sqrt{B}$ ).

Questo fondo può essere facilmente superiore al segnale stesso e così qualsiasi missione che abbia come obiettivo scientifico l'osservazione di sorgenti deboli deve fare i conti con il problema del fondo. Tale fondo dipende strettamente dalla natura della missione, poiché l'ambiente spaziale influenza in diverso modo satelliti che si trovano su orbite diverse. ATHENA opererà in orbita L2, il secondo punto lagrangiano del sistema Terra-Sole, percorrendo intorno a tale punto un'orbita di grande ampiezza. Allo stesso tempo la distanza dalla Terra riduce fino quasi ad eliminare l'intensità del campo magnetico terrestre, esponendo quindi il satellite ad alti flussi di vento solare e/o eventi di *flares* solari e potenzialmente ad un incremento dei conteggi di fondo.

## 2.1 Le componenti del fondo

In base al disegno della missione e alla banda energetica dei rivelatori non tutte le componenti di background contribuiscono nello stesso modo. Conoscere il tipo di ambiente spaziale e la strumentazione relativa ad una missione sono necessari per capire quali componenti di background saranno dominanti, così da poter proporre soluzioni ottimali per minimizzare il background stesso, quali ad esempio l'utilizzo di schermaggi passivi (capitolo 4).

In generale si può dividere il background in due componenti. La prima riguarda i segnali generati dal rivelatore stesso e prende il nome di *rumore elettronico*; se ne distinguono due componenti principali:

- corrente di buio: anche in assenza di corrente, ad una certa temperatura, l'energia termica del rivelatore può essere sufficiente a far trasferire uno o più elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione; in questo modo in ogni pixel vengono accumulati degli elettroni che non sono il risultato di fotoni che hanno impattato il rivelatore, generando così un segnale di fondo;
- rumore di lettura (RON): è associato all'elettronica che amplifica e digitalizza il segnale di carica durante la lettura del rivelatore.

La seconda componente è il *fondo cielo*, dato dalla somma dei segnali generati da eventi di origine astrofisica e viene suddivisa in:

- fondo osservativo, composta da tutti i segnali indotti da fenomeni astrofisici che entrano nel campo di vista del telescopio, ma non appartengono alla sorgente astrofisica osservata;
- fondo strumentale: è la somma dei segnali generati da tutte quelle particelle, cariche e non, che interagiscono con il materiale che circonda il rivelatore al di fuori del campo di vista del telescopio.

ATHENA sarà una delle prime missioni X ad essere posizionata nel punto L2, per cui non si hanno misure accurate su come tale ambiente impatti sullo spettro del background; per poter modellare al meglio il fondo strumentale si fa uso di simulazioni Monte Carlo (capitolo 3). In questa tesi verrà trascurata la componente elettronica, prestando una maggiore attenzione alla componente del fondo strumentale.

## 2.2 Le sorgenti del fondo cielo in L2

### 2.2.1 Orbita L2

All'interno del sistema Terra-Sole è possibile individuare cinque punti di equilibrio calcolati uguagliando l'attrazione gravitazionale esercitata dal Sole con quella della Terra. Questi punti prendono il nome di *punti di Lagrange* e sono soluzioni di equilibrio del problema dei tre corpi ristretto. La risoluzione di tale problema prevede che la massa del terzo oggetto, ad esempio un satellite, sia trascurabile rispetto alla massa degli altri due oggetti celesti.

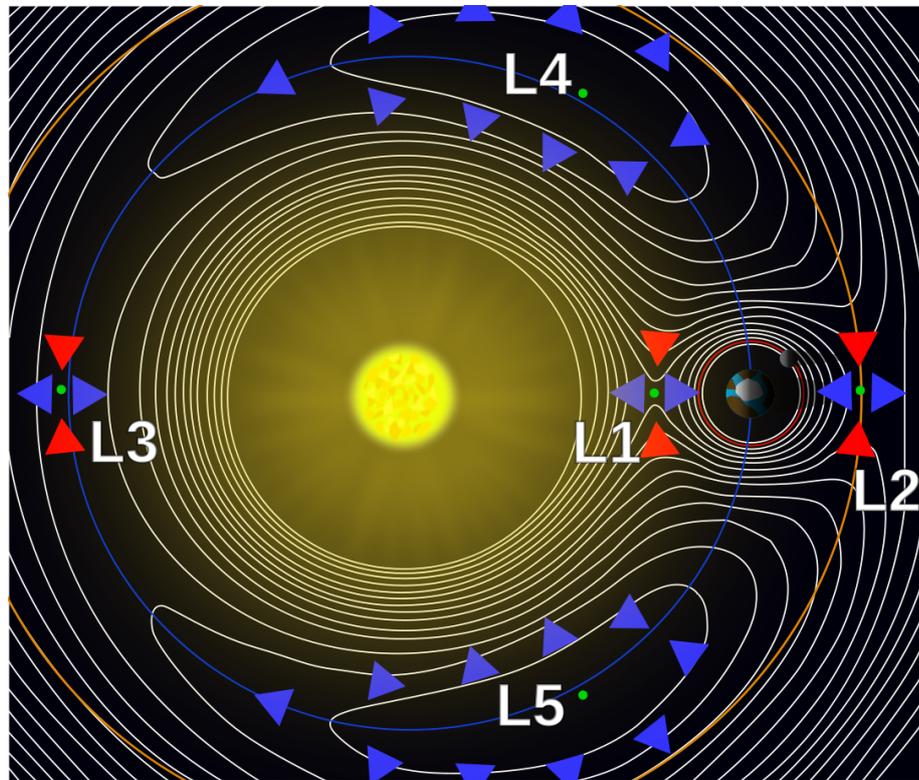


Figura 2.2.1: Posizione dei punti Lagrangiani all'interno del sistema Terra-Sole<sup>1</sup>.

I punti lagrangiani rimangono fermi rispetto al sistema di riferimento in rotazione Terra-Sole, ovvero nel sistema rotante il satellite resta nella stessa posizione rispetto alle due masse che costruiscono il campo gravitazionale. La figura 2.2.1 mostra la posizione dei cinque punti lagrangiani nel sistema di riferimento Terra-Sole<sup>1</sup>. I punti L1, L2 ed L3 giacciono lungo la retta che passa per la Terra ed il Sole. Sono punti di equilibrio instabili poiché se si verifica una piccola perturbazione in uno di questi

<sup>1</sup>[https://it.wikipedia.org/wiki/Punti\\_di\\_Lagrange](https://it.wikipedia.org/wiki/Punti_di_Lagrange)

tre punti il satellite può allontanarsi definitivamente dall'orbita prestabilita, cadendo verso la Terra o verso il Sole. Le posizioni L4 ed L5 giacciono nei vertici di due triangoli equilateri, aventi come altri due vertici il Sole e la Terra. Sono punti di equilibrio stabili infatti anche se il satellite subisce una piccola perturbazione esso ritornerà nella posizione di equilibrio.

ATHENA andrà a posizionarsi nel punto L2 che dista 1.5 milioni di km dalla Terra. Tale orbita è raggiungibile tramite la cosiddetta traiettoria di trasferimento 'libero', in cui non è richiesta nessun inserimento di manovra dopo che il satellite è stato lanciato, ossia esso si posizionerà direttamente su un'orbita periodica intorno al punto lagrangiano L2. Quando il satellite si troverà in orbita saranno richieste delle regolari ma piccole manovre di correzione poiché la velocità del satellite cambia continuamente con il tempo a causa delle accelerazioni inflitte, presumibilmente, dalla pressione solare che ne modifica la traiettoria. Senza queste correzioni il satellite potrebbe 'sfuggire' dal punto L2.

Le sorgenti del fondo cielo in orbita L2 comprendono quindi tutti quei fenomeni, focalizzati e non, di carattere astrofisico e/o cosmico. In seguito si darà una descrizione di queste sorgenti, prestando una maggiore attenzione ai raggi cosmici poiché nel capitolo 4 verrà simulato e analizzato l'impatto di queste particelle con lo schermaggio passivo del WFI.

## 2.2.2 Le sorgenti del fondo cielo osservativo

Il fondo osservativo comprende la combinazione di diverse sorgenti di raggi X e di particelle solari che sono focalizzate dal sistema ottico sul rivelatore. La grande area efficace di ATHENA e l'ampio campo di vista del WFI permetteranno di osservare oggetti estesi e deboli, ad esempio il gas presente negli ammassi di galassie, purché si riesca a descrivere correttamente il segnale del fondo osservativo individuando le eventuali componenti che causano tale fondo. Le sorgenti del fondo cielo osservativo comprendono sorgenti galattiche ed extragalattiche, la *stray light* e i *soft proton*.

### 2.2.2.1 *Cosmic X-ray Background*

Il *Cosmic X-ray Background* (CXB) comprende sia sorgenti galattiche che extragalattiche. L'effetto del CXB è quello di generare un fondo di fotoni X diffuso con uno spettro caratterizzato dalla presenza di un'emissione continua e di righe in emissione. La scoperta dell'esistenza di questa emissione di fondo diffuso nei raggi X è dovuta a

Riccardo Giacconi avvenuta nel 1962 utilizzando tre contatori Geiger a bordo di un pallone aerostatico (Giacconi et al., 1962).

A causa della sua natura diffusa e uniforme, le prime ipotesi che vennero fatte si basavano sulla possibilità che questa radiazione avesse una natura cosmica, cioè non legata a fenomeni riguardanti il sistema solare. Questa scoperta diede il via a numerose osservazioni; uno degli aspetti messi in evidenza da quelle misure fu la differenza tra l'emissione X ad energie inferiori a 1 keV rispetto a quella ad energie maggiori, portando a pensare che avessero un'origine diversa. Successivamente è stata identificata un'altra componente ad energie inferiori a 1 keV tramite la presenza di alcune righe spettrali all'interno dello spettro del fondo X grazie alle osservazioni effettuate dal satellite *Röntgen SATellit* (ROSAT). La componente del CXB è quindi calcolata adottando un modello empirico che comprende una legge di potenza, due componenti termiche e l'assorbimento Galattico.

### **Emissione Extragalattica**

Lo spettro del CXB per energie sopra 1 keV è dovuto alla luce integrata di sorgenti deboli non risolte, composte principalmente da AGN. La distribuzione angolare di questa sorgente è isotropa, infatti se ne misura lo stesso flusso indipendentemente dalla linea di vista (Lumb et al., 2002). Lo spettro del CXB è descritto da una legge di potenza il cui indice spettrale è pari a 1.45 con una normalizzazione pari a  $2 \times 10^{-7}$  phot/keV/s/cm<sup>2</sup> a 1 keV (Rau et al., 2015). Circa il 90 % di questa emissione è stata risolta da *survey* molto profonde effettuate con *Chandra* e *XMM-Newton* all'interno della banda 0.5 – 2 keV.

### **Emissione Galattica**

Ad energie inferiori ad 1 keV il maggior contributo del fondo osservativo proviene dalla nostra Galassia, il quale può essere descritto tramite due componenti termiche. Queste componenti presentano un'emissione diffusa e il loro contributo varia in funzione della linea di vista.

La prima componente termica è dovuta al gas dell'alone Galattico che ha una temperatura di  $\sim 2 \times 10^6$  K e il suo flusso dipende dall'assorbimento del gas neutro della nostra Galassia. Il valore della densità di colonna utilizzata per modellare quest'ultima componente è pari a  $1.8 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup> (Rau et al., 2015).

La seconda componente comprende sia l'emissione del plasma caldo nella *Local Hot Bubble* (LHB) sia i fotoni generati dall'interazione tra ioni carichi ed eliosfera solare

tramite il meccanismo dello scambio di carica (Lallement, 2004). Il plasma caldo è situato dentro una regione di raggio pari a 100 pc intorno al sistema solare con una temperatura di  $\sim 10^6$  K. Trovandosi a tale distanza ravvicinata non viene assorbito dal gas neutro (Lotti et al., 2016, Rau et al., 2015).

Lo scambio di carica fu proposto per la prima volta da Cravens (1997) per spiegare l'origine di alcune righe spettrali presenti nello spettro della cometa Hyakutake, osservata per la prima volta da ROSAT. L'emissione di scambio di carica può verificarsi quando gli ioni interagiscono con molecole o atomi neutri: uno o più elettroni sono trasferiti allo ione in uno stato eccitato. Dopo la collisione, un fotone di radiazione X viene emesso quando l'elettrone catturato si muove in una orbita più stretta, producendo una riga in emissione all'energia caratteristica dello ione coinvolto. Quando gli ioni hanno origine nel vento solare questo processo è noto come scambio di carica del vento solare (*Solar Wind Charge Exchange*, SWCX). Questa componente contribuisce con una percentuale pari all'80% ad un'energia di 0.75 keV nello spettro del background generando linee in emissione (Piro, 2016), in cui questa riga è prodotta dagli ioni del vento solare che 'catturano' gli elettroni del materiale neutro dell'eliosfera solare. Lo scambio di carica può verificarsi anche tra gli ioni nell'esosfera terrestre ma poiché l'orbita in cui opererà ATHENA sarà distante dall'atmosfera terrestre, questo meccanismo non viene considerato.

### 2.2.2.2 *Stray-light*

La *stray-light* si verifica quando un fotone subisce una singola interazione con gli specchi del telescopio, oppure non impatta sulle ottiche ma interagisce direttamente con il rivelatore. In sezione 1.3.4 ne è stato calcolato il contributo all'interno della banda energetica 0.5–2 keV che è risultato pari a  $\sim 0.001$  count/s/keV/arcmin<sup>2</sup>. Questo stima è stata ottenuta dall'analisi effettuata da Aird et al. (2016), il quale ha calcolato che, per la missione ATHENA, l'impatto della *stray-light* presenta un valore di  $\sim 4 \times 10^{-5}$  counts/s. L'area efficace per *stray-light* ad 1 keV in funzione dell'angolo fuori asse è stata calcolata da Willingale ed utilizzata da Aird per trovare tale tasso di conteggi al secondo.

### 2.2.2.3 *Soft Proton*

I *soft proton* sono composti da protoni di bassa energia ( $< 1$  MeV) che, interagendo attraverso fenomeni di scattering con le ottiche del telescopio, raggiungono i rivelatori

sul piano focale, generando un elevato segnale di fondo o, come nel caso di *Chandra*, degradando parte dei rivelatori (Nartallo et al., 2000). Questa degradazione è avvenuta tramite collisioni tra i *soft proton* con i nuclei del materiale che compongono i rivelatori; in particolare, se il trasferimento di energia è maggiore di 30 keV i *soft proton* possono spostare l'atomo target dalla sua posizione originale all'interno del materiale. Il risultato è quello di lasciare un posto vacante nel reticolo e l'atomo target occuperà una posizione interstiziale tra due atomi. Questo processo prende il nome di *non-ionizing energy loss* (NIEL). Per la missione ATHENA è previsto l'utilizzo di un *magnetic diverter* per schermare le particelle cariche, tra cui i *soft proton*, che vengono focalizzate nelle ottiche. La funzione del *magnetic diverter* è deflettere la particelle cariche tramite l'utilizzo di un campo magnetico permanente. Nel caso di ATHENA sono state identificate diverse possibili sorgenti di *soft proton*: la coda geomagnetica, il *magnetosheath* e il vento solare sia sotto forma di flusso costante che di violente espulsioni di massa coronale (Fioretti et al., 2016). Un possibile scenario è che il *plasma sheet*, presente all'interno della coda magnetica e caratterizzato da una struttura altamente dinamica, potrebbe impattare l'orbita L2 (Budjáš et al., 2016). Questi fenomeni verranno descritti in sezione 2.3.3.

## 2.2.3 Le sorgenti del fondo cielo strumentale

Il fondo strumentale comprende tutti quei segnali generati dalle interazioni di particelle con i rivelatori e la strumentazione circostante; pertanto va schermato applicando tecniche di minimizzazione per ridurre i conteggi. Uno dei metodi principali è l'utilizzo di schermaggi il cui compito è bloccare e/o ridurre il numero di particelle secondarie che impattano il rivelatore. Le sorgenti principali del fondo strumentale di ATHENA sono il CXB (§2.2.2.1), per la parte proveniente fuori il campo di vista, e i raggi cosmici (*Cosmic Rays*, CR).

### 2.2.3.1 Raggi cosmici

La scoperta dei raggi cosmici è attribuita a Victor Hess avvenuta nel 1912 che riuscì a dedurre un'origine cosmica. Prima dell'avvento dei satelliti lo studio dei raggi cosmici era limitato da esperimenti utilizzando palloni aerostatici, i quali permisero a Bruno Rossi di dedurre che i raggi cosmici fossero particelle cariche, sulla base dell'asimmetria tra il flusso di particelle provenienti da est rispetto a quelle provenienti da ovest (Rossi, 1933).

Questa differenza è attribuita alla presenza del campo magnetico terrestre che deflette le particelle cariche. I CR, dalla loro scoperta fino ad oggi, hanno fornito importanti informazioni sia nell'ambito della fisica particellare, poiché l'impatto dei CR con l'atmosfera terrestre ha fornito l'esistenza di molte particelle instabili, sia nell'ambito astrofisico, in quanto hanno permesso di capire come si propagano le particelle cariche nello spazio interstellare e all'interno dei campi magnetici, sia galattico che interplanetario.

La maggior parte dei CR ha origine al di fuori del sistema solare e solo una parte di queste particelle è di origine solare con energie inferiori al GeV. I CR possono essere classificati in due categorie:

- raggi cosmici primari, composti principalmente da protoni e nuclei di alta energia prodotti in ambienti astrofisici;
- raggi cosmici secondari, prodotti dall'interazione dei primari con il gas interstellare o con l'atmosfera terrestre, generando una cascata di particelle secondarie.

L'intervallo energetico dei CR si estende da qualche MeV fino a  $10^{11}$  GeV ed è possibile discriminare la loro diversa provenienza in base all'energia che possiedono. L'origine dei CR per energie inferiori a  $10^9$  GeV è attribuito alle esplosioni di Supernovae galattiche (Baade & Zwicky, 1934). CR con energie superiori a  $10^9$  GeV sono denominati *raggi cosmici di altissima energia* e sono probabilmente prodotti da oggetti extragalattici, quali AGN, Gamma Ray Burst (GRB) e ammassi di galassie (Torres & Anchordoqui, 2004).

Il flusso differenziale dei CR varia di ben 32 ordini di grandezza all'interno dell'intervallo energetico  $10$  MeV  $-10^{11}$  GeV. In generale questo flusso può essere descritto da una legge di potenza:

$$\Phi(E) = K \left( \frac{E}{1\text{GeV}} \right)^{-\alpha} \frac{\text{particles}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}} \quad (2.2.1)$$

dove il parametro  $\alpha$  è detto indice spettrale differenziale del flusso dei raggi cosmici e  $K$  è il fattore di normalizzazione; questi valori cambiano per le diverse specie atomiche che compongono i raggi cosmici. I valori numerici di questi parametri vengono determinati sperimentalmente. Per energie inferiori al GeV si osserva un diminuzione del flusso dei CR (figura 2.3.1) a causa del campo magnetico interplanetario.

In figura 2.2.2 viene riportato un diagramma di flusso per riassumere come sono state suddivise le componenti del fondo, in base alla loro focalizzazione e al tipo di

particelle. Il riquadro blu rappresenta la sorgente che viene analizzata in questa tesi per simulare l’impatto dei protoni di tali CR con lo schermaggio passivo del WFI (capitolo 4).

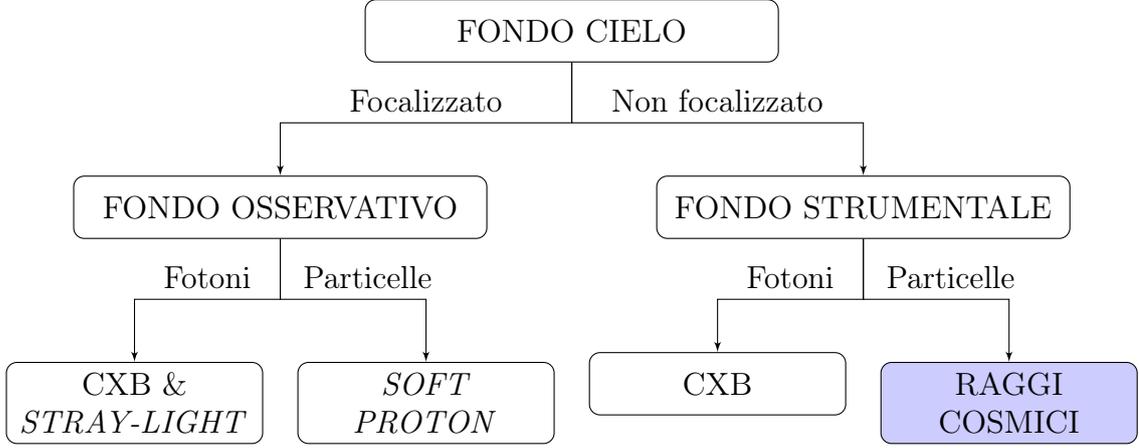


Figura 2.2.2: Diagramma di flusso per il fondo cielo. La sorgente che verrà esaminata in questo lavoro di tesi è racchiusa all’interno della box blu (Raggi Cosmici).

## 2.3 I raggi cosmici galattici

I raggi cosmici galattici (*Galactic Cosmic Rays*, GCR), dopo aver attraversato più volte la Via Lattea, entrano nel sistema solare interagendo con il campo magnetico generato dal Sole, detto campo magnetico interplanetario (*Interplanetary Magnetic Field*, IMF).

### 2.3.1 Composizione e spettro

I GCR sono composti da circa il 90% di protoni, 9–10% da nuclei di Elio e il restante percento da nuclei di elementi pesanti. Le particelle che contribuiscono maggiormente allo spettro del fondo strumentale sono i protoni; per questo motivo si esaminerà solo la componente protonica trascurando le altre due. In figura 2.3.1 è presente lo spettro dei raggi cosmici galattici composti da protoni; la formula utilizzata per calcolare il flusso (Perinati et al., 2012b) è data da:

$$F = \frac{26.4 \times E^{-2.75}}{1 + \frac{8.2 \times E^{-3.75} + 30.5 \times E^{-1.5}}{1 + 6.9 \times 10^5 \times E^{-2.6}}} \quad (2.3.1)$$

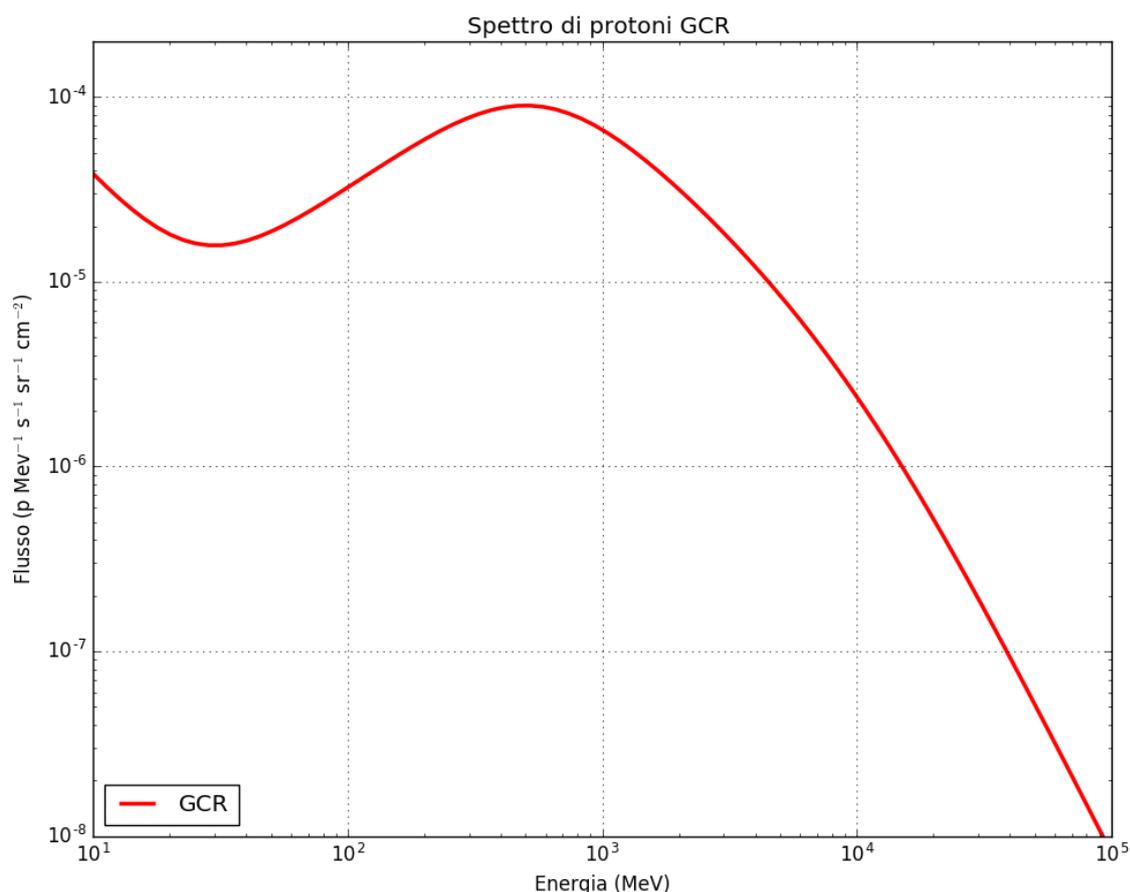


Figura 2.3.1: Spettro differenziale di GCR composti da protoni

in unità di protoni/MeV/s/sr/cm<sup>2</sup>, dove  $E$  rappresenta l'energia della particella (espressa in GeV) e  $F$  il flusso. Questa formula rappresenta il flusso stimato dei GCR protonici in orbita L2 ed è stata calcolata utilizzando gli spettri di Webber & Lezniak (1974); questi spettri sono stati ricavati per energie fino a 100 GeV/nucleone e con i dati misurati da esperimenti da pallone ottenuti fino al 1967.

Lo spettro dei protoni galattici, riportato in figura 2.3.1, per energie fino a  $\sim 100$  MeV è composto da protoni di origine solare generati da fenomeni dovuti all'attività del Sole. Una parte di queste particelle è composta dalle *solar energetic particles* e se ne darà una breve descrizione in sezione 2.3.2. Per energie da  $100 - 10^4$  MeV si osserva un massimo nello spettro perché le particelle vengono deflesse e diffuse dalle irregolarità del campo magnetico interplanetario (sezione 2.3.3). A causa di questo fenomeno lo spettro devia dalla legge di potenza e si osserva una diminuzione nel flusso dei protoni dei GCR per energie inferiori a 10 GeV; invece la legge di potenza è visibile per energie superiori a 10 GeV con un indice spettrale pari a -2.75.

Lo spettro è stato calcolato mediando l'emissione tra una fase di massima e minima attività solare (sezione 2.3.3).

### **2.3.2 *Solar Energetic Particle***

Le *Solar Energetic Particles* (SEP) vengono prodotte da espulsioni di massa coronale o da *flares* solari. Un *flare* solare è un improvviso brillamento osservato sulla superficie solare e si pensa sia dovuto ad un ricongiungimento delle linee del campo magnetico del Sole, mentre le espulsioni di massa coronale sono delle espulsioni di materiale dalla corona solare. In entrambi i fenomeni si ha un rilascio di energia dal campo magnetico solare, sotto forma di fotoni, materiale coronale e particelle di alta energia. Queste particelle aventi energie anche superiori al MeV possono dare origine a fenomeni così intensi, di durata di pochi secondi fino a diversi giorni, da richiedere lo spegnimento della strumentazione a bordo della missione onde evitare possibili danneggiamenti. Lotti et al. (2016) per stimare gli eventi SEP ha analizzato i dati registrati dal satellite Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES) considerando due cicli solari (dal 1986 al 2009). La frazione temporale che il flusso di protoni con energie maggiori di 100 MeV supera il livello dei GCR è di circa l'1%, in cui un evento SEP ha una durata media di circa 1.06 giorni. Questa percentuale non supera il 4% durante la fase di massima attività e pertanto tali eventi hanno un impatto trascurabile sul livello del background.

### **2.3.3 Campo magnetico interplanetario e modulazione solare**

Quando i GCR entrano all'interno del Sistema Solare sono soggetti al campo magnetico interplanetario. Questo campo magnetico è confinato dentro l'eliosfera, le cui dimensioni sono definite eguagliando la pressione del vento solare con quella esercitata dal mezzo interstellare. Il vento solare è composto da un plasma di particelle cariche emesso dall'atmosfera solare. Questo vento porta con se le linee del campo magnetico interplanetario e, a causa della rotazione del Sole, queste linee si curvano in modo tale da formare una spirale.

Una particella carica in un campo magnetico risente della forza di Lorentz. Questa forza costringe la particella a seguire orbite circolari o elicoidali e il raggio con cui viene deviata è il raggio di Larmor ( $r$ ):

$$r = \frac{R}{B_{\perp}} = \frac{pc}{ZeB_{\perp}} \quad (2.3.2)$$

dove  $Z$  è il numero atomico della particella,  $e$  è la carica elettrica,  $B_{\perp}$  è la componente perpendicolare del campo magnetico,  $c$  è la velocità della luce,  $p$  è il momento della particella ed  $R$  la rigidità e misura la resistenza di una particella nel curvare la sua traiettoria sotto l'influenza del campo magnetico. Raggi cosmici di bassa rigidità magnetica seguono orbite elicoidali intorno alle linee dell'IMF. Tuttavia sono presenti anche delle irregolarità nell'IMF che causano continui cambiamenti nella direzione di propagazione delle particelle. Queste irregolarità hanno dimensioni tipiche di  $10^5 - 10^7$  km confrontabili, ad esempio, con i raggi di Larmor di protoni con energie comprese tra 100 MeV e 10 GeV in un campo magnetico interplanetario con intensità di  $\sim 4 \times 10^{-5}$  Gauss, quest'ultimo calcolato a circa 1 AU<sup>2</sup>. Parker (1964) dimostrò che una particella carica viene più efficacemente deviata da irregolarità di dimensioni confrontabili con il proprio raggio di Larmor, piuttosto che da un campo magnetico regolare. Dunque la presenza di queste irregolarità riflettono o diffondono le particelle di raggi cosmici con energie inferiori a 10 GeV (Potgieter, 2013) e il flusso di raggi cosmici devierà dalla legge di potenza in seguito alla loro interazione con l'IMF trasportato dal vento che si espande.

La forza esercitata dall'IMF sulle particelle cariche inoltre può variare in base all'attività del Sole. Questa attività si manifesta sulla superficie solare con la formazione di perturbazioni che danno origine ai *flares* e alle macchie solari. Quando le macchie solari sono visibili sulla superficie del Sole, questo si trova in una fase di massima di attività che, generando un vento molto intenso, comporta l'estensione dell'eliosfera. In questa situazione aumenta la schermatura dei CR da parte dell'IMF rispetto ad una fase di minima attività. L'intensità dei raggi cosmici è quindi anti-correlata con l'attività solare: quando il Sole si trova in un periodo di minimo viene registrato un flusso di raggi cosmici più alto rispetto ad un periodo di massima attività. Questo fenomeno è detto *Modulazione Solare* dei CR. In numero delle macchie solari presenti sul Sole non è costante, ma varia tra un periodo di minimo e di massimo. Il periodo che intercorre tra queste due fasi definisce il ciclo solare ed in media ha una durata di circa 11 anni. Per una missione spaziale è preferibile che il Sole si trovi in un periodo di massima attività cosicché possa esserci un flusso più basso di raggi cosmici.

Nel caso di ATHENA vari gruppi di ricerca, per simulare il fondo strumentale,

---

<sup>2</sup>AU è l'unità astronomica e il suo valore è pari a 150 milioni di km.

utilizzano spettri diversi come sorgente primaria di GCR di protoni, in particolare Lotti et al. (2016) e Perinati et al. (2016) utilizzano spettri in cui il flusso dei raggi cosmici è mediato tra una fase di minimo e massimo, invece Meidinger et al. (2016) adopera uno spettro in corrispondenza di un minimo solare.

### 2.3.4 Magnetosfera

Uno degli effetti principali del vento solare è quello di deformare il campo magnetico terrestre comprimendolo verso la parte esposta al Sole e allungandolo nella parte opposta. La regione in cui viene confinato il campo magnetico terrestre si chiama magnetosfera, mentre la magnetopausa delinea il confine del campo magnetico terrestre. La zona compresa fra la magnetopausa e il fronte d'urto, creato dall'interazione del vento solare con la magnetosfera, viene chiamata *magnetosheat*; sono presenti anche due lobi sopra e sotto la coda magnetica in cui sono contenute le linee aperte del campo magnetico (figura 2.3.2).

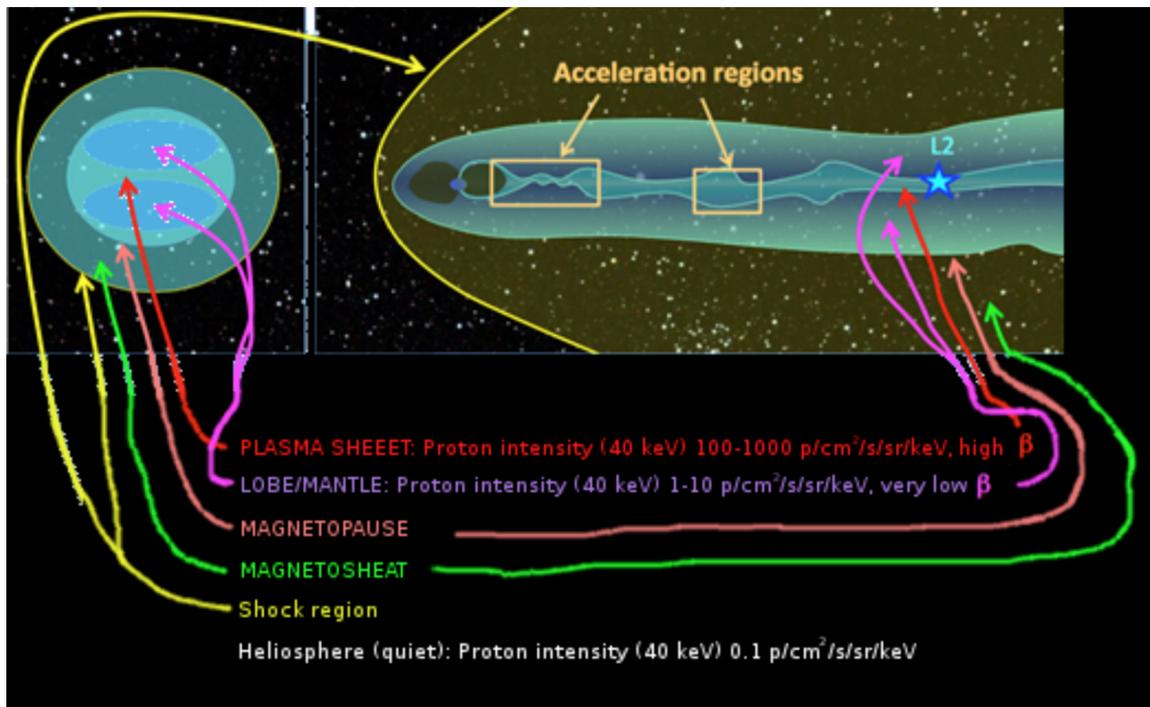


Figura 2.3.2: Rappresentazione grafica della struttura della magnetosfera (Lotti et al., 2016). L'immagine di sinistra rappresenta la visione frontale della magnetosfera, mentre nell'immagine di destra viene mostrata la visione laterale. La stella rappresenta il punto lagrangiano L2.

Le dimensioni della magnetosfera sono di circa 10 raggi terrestri<sup>3</sup> nella direzione del Sole, mentre dalla parte opposta al Sole la magnetosfera si estende come una lunga coda e può raggiungere una distanza anche di 1000 raggi terrestri (Perinati et al., 2014).

Il valore minimo di rigidità di una particella per sfuggire alla magnetosfera o per entrarvi è noto come *cut-off* geomagnetico.

Dal momento che l'asse magnetico della Terra è inclinato rispetto al suo asse di rotazione (circa 11 gradi), il campo magnetico varia in modo complesso da una posizione geografica all'altra. L'espressione del *cut-off* geomagnetico dipende dalle latitudini geomagnetiche, dall'inclinazione orbitale e dal moto della particella.

L'orbita di ATHENA si trova molto lontana dalla Terra, circa 1.5 milioni di km, in cui non c'è un'effettiva schermatura del campo geomagnetico. Inoltre è stato assunto che il satellite spenderà circa il 90% del tempo al di fuori del plasma *sheet* ed è stato calcolato un flusso medio a 80 keV pari a  $\sim 10.5$  p/keV/sr/s/cm<sup>2</sup> (Lotti et al., 2016).

## 2.4 Fondo cielo del WFI

Per il WFI sono state stimate da Rau et al. (2015) sia le componenti del fondo osservativo che strumentale, raffigurate in figura 2.4.1. La figura mostra che per energie inferiori a circa 1 keV domina l'emissione galattica, per l'intervallo energetico 1–2 keV il contributo principale è dato dalla componente extragalattica e per energie maggiori di 2 keV prevale il fondo strumentale. La curva nera è data dalla somma di tutte le componenti e rappresenta il fondo cielo che deve essere sottratto alle osservazioni astronomiche per poter ottenere il segnale della sorgente astrofisica osservata.

Il calcolo del fondo dovuto del CXB focalizzato utilizza solo modelli basati sui dati osservativi al fine di stimare le caratteristiche spettrali delle varie componenti; invece il fondo strumentale può essere minimizzato attraverso tecniche che consentono di proporre schermaggi capaci di bloccare e/o discriminare il segnale generato da tali particelle. Il modello per riprodurre lo spettro del background per le componenti del CXB, utilizzando il programma XSPEC, è:

(apec) + wabs (apec + powerlaw)

---

<sup>3</sup>Un raggio terrestre equivale a 6378 km.

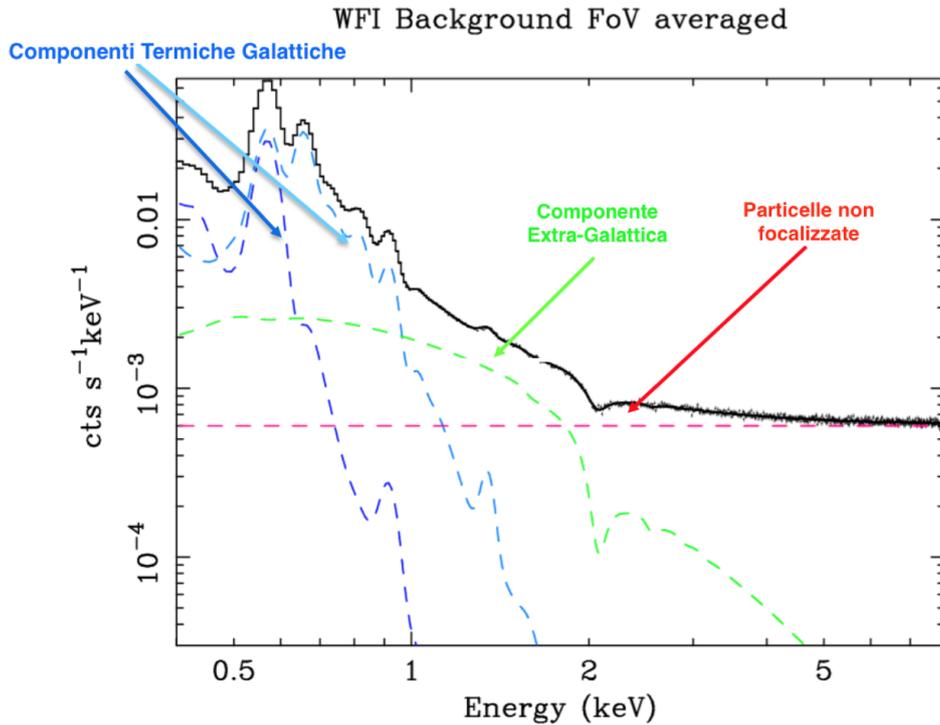


Figura 2.4.1: Fondo cielo del WFI ottenuto da Molendi (2016) utilizzando i dati di Rau et al. (2015). Le componenti termiche sono dovute all’alone galattico, alla LHB e allo scambio di carica del vento solare, mentre la componente extragalattica è la somma di AGN non risolti. Le particelle non focalizzate rappresentano la componente principale del fondo strumentale.

I due modelli *apec* corrispondono alle due componenti di emissione termica galattica in cui la prima è dovuta alla LHB e allo scambio di carica del vento solare, la seconda è data all’alone galattico, la *wabs* corrisponde alle gas neutro presente nella Via Lattea e la *powerlaw* rappresenta l’emissione extragalattica (§2.2.2.1).

## 2.5 Scopo della tesi: la minimizzazione del *Non X-ray Background*

Il *non X-ray background* (NXB) è la componente del fondo strumentale generata da tutto ciò che non è un fotone X. Poiché non sono presenti altre missioni in banda X posizionate in orbita L2 non si hanno informazioni dirette sul livello di NXB da aspettarsi per ATHENA. Questo livello è determinato sia dai secondari prodotti dall’interazione delle particelle primarie con il rivelatore e la strumentazione

circostante sia direttamente dalle particelle primarie che riescono a superare indenne lo schermaggio.

Come mostrato in Figura 2.4.1, il NXB è la componente dominante del fondo del WFI ad energie superiori a 2 keV. A differenza del CXB, la sua modellizzazione richiede lo sviluppo di simulazioni dell'interazione delle sorgenti coinvolte (ad esempio raggi cosmici) con il rivelatore ed il materiale circostante, una volta noti flusso incidente, posizione orbitale e *design* della missione.

Poiché il flusso di NXB del WFI è dominato dall'interazione dei raggi cosmici galattici (Perinati et al., 2016), questa tesi studia l'impatto sul NXB dell'interazione dei protoni dei GCR con lo schermaggio passivo del WFI (capitolo 4) allo scopo di stimarne l'impatto sull'osservazione di AGN ad alto redshift descritta in sezione 1.3. In particolare, il valore di NXB così ottenuto, sommato alle altre componenti, verrà confrontato con il requisito massimo di fondo ottenuto in sezione 1.3.4.

La progettazione del rivelatore e della struttura circostante deve essere costruita in modo tale che non si verifichi una produzione eccessiva di particelle secondarie, che può essere modellata applicando tecniche per poter discriminare tra il segnale della sorgente e quelli del fondo.

Per poter schermare il NXB è stato proposto per il WFI uno schermaggio passivo di Alluminio spesso 4 cm. Grazie a questo spessore il rivelatore è in grado di schermare i fotoni del CXB non focalizzati poiché fotoni che hanno energie all'interno della banda energetica del WFI vengono attenuati efficientemente da questo materiale; i protoni primari dei GCR, che presentano energie sino alla scala del GeV, producono invece un livello di background a causa dei secondari che impattano il rivelatore. Attualmente ci sono diversi gruppi che studiano il fondo strumentale prodotto dai protoni dei GCR per studiarne l'impatto sul livello di background. In particolare questi studi si focalizzano sulla minimizzazione del fondo strumentale proponendo diverse soluzioni per la scelta dei materiali e della configurazione geometrica per lo schermaggio passivo.

## Capitolo 3

# SIMULAZIONE GEANT4 DEL WFI: CALCOLO DELL'EFFICIENZA QUANTICA

In questo capitolo è stato sviluppato un modello geometrico del WFI con l'intenzione di verificare il *set-up* del simulatore riproducendo l'efficienza quantica del rivelatore attraverso simulazioni GEANT4; una delle verifiche e' consistita nel variare.

In seguito verrà definito come è stato progettato il modello geometrico del WFI e del filtro ottico, per verificare l'impatto che hanno fasci di fotoni sull'OBF e sul rivelatore. Prima di procedere alla descrizione del modello, nella prossima sezione si delinea brevemente il funzionamento del simulatore utilizzato in questa tesi.

### 3.1 Simulazioni Monte Carlo

Lo studio del fondo indotto dai raggi cosmici necessita di un modello complesso. Questo modello coinvolge una varietà di processi fisici che non possono essere determinati in maniera esatta quali, ad esempio, l'interazione tra una particella con la materia, il processo di annichilazione di una coppia elettrone-positrone, il decadimento di una particella. Per poter ovviare a queste 'limitazioni' si fa uso di simulazioni basate sul metodo Monte Carlo. Una simulazione Monte Carlo prevede la generazione casuale di una delle tante realizzazioni possibili del fenomeno in esame.

In questi tesi, la costruzione del rivelatore WFI e del suo schermaggio passivo è simulata con GEANT4 (*GEometry ANd Tracking*), molto utilizzato nella fisica

particellare per la simulare il passaggio di particelle attraverso la materia, utilizzando l'interfaccia-*software* BoGEMMS (*Bologna GEant4 Multi-Mission Simulator*).

### 3.1.1 GEANT4

GEANT4 è un *toolkit* per simulare il passaggio di particelle attraverso la materia utilizzando metodi Monte Carlo. La prima versione di GEANT è stata scritta nel 1974 dal CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) per essere applicata ad esperimenti per le alte energie. In seguito, grazie anche ad una vasta comunità internazionale, è stato esteso per essere applicato in altri ambiti, quali l'astrofisica e scienze dello spazio, fisica medica e radioprotezione (Agostinelli et al., 2003; Allison et al., 2006).

GEANT4 include strumenti per la definizione e il trattamento della geometria del sistema, i materiali, le particelle fondamentali, la generazione di particelle primarie, il tracciamento delle particelle attraverso i materiali e campi elettromagnetici esterni. Questo *software* comprende molti modelli fisici per gestire le interazioni delle particelle con la materia in un intervallo molto ampio di energia, da 250 eV fino ad 1 TeV. Il simulatore si basa sulla tecnologia orientata agli oggetti scritto in linguaggio C++ e ed è *open source*. In particolar modo è consentito all'utente di: creare un *modello geometrico* di qualunque materiale avente forme e dimensioni differenti, di poter definire dei *volumi sensibili* per registrare le informazioni necessarie ad analizzare l'esito della simulazione, per esempio l'energia depositata all'interno del rivelatore. Inoltre è possibile configurare la distribuzione energetica, angolare e spaziale delle *particelle primarie* utilizzando o un file esterno o operando all'interno dell'ambiente GEANT4. Infine l'utente può scegliere una serie di *liste fisiche* in base alle proprie esigenze e potrà *visualizzare* la geometria e le *tracce* delle particelle utilizzando una varietà di sistemi grafici.

### 3.1.2 BoGEMMS

BoGEMMS è un *software* sviluppato all'INAF/IASF di Bologna (Bulgarelli et al., 2012), il quale si basa sulle librerie di GEANT4 ed è stato sviluppato per essere applicato a missioni spaziali di alta energia.

BoGEMMS permette all'utente, utilizzando un semplice file esterno di configurazione, di costruire il modello di massa della propria applicazione, di impostare la fisica e di configurare formato e contenuto dell'output, il tutto senza bisogno di modificare il

codice del simulatore. Il *framework* rende quindi la simulazione accessibile anche ad utenti inesperti nella programmazione C++.

Invece la configurazione delle particelle primarie in BoGEMMS è affidata al *tool* GEANT4 *General Particle Source* (GPS)<sup>1</sup>, che permette di impostare da un file la sorgente di particelle primarie (distribuzione spaziale e angolare, energia, ecc...).

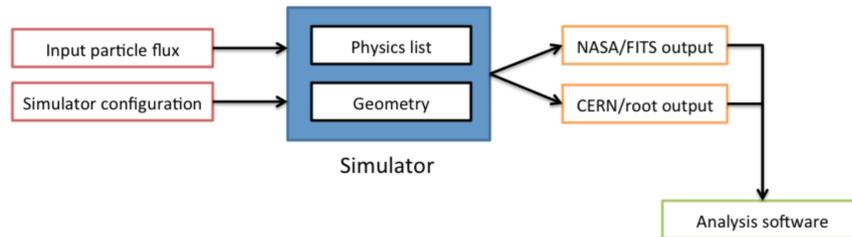


Figura 3.1.1: Architettura del Simulatore BoGEMMS (Bulgarelli et al., 2012)

Il principio di funzionamento di BoGEMMS, schematizzato in figura 3.1.1, può essere così descritto: il simulatore riceve due file in input, il file di configurazione e il file per generare le particelle primarie; in seguito il simulatore registra le informazioni su un file di output in formato *NASA FITS* o *CERN root*. Infine tramite un *software* di analisi è possibile ottenere informazioni sul background del rivelatore simulato. L'utente può scegliere il tipo di output e le informazioni da far registrare al simulatore. In questo lavoro di tesi l'output dei dati è in formato FITS, in cui vengono registrate le informazioni di tutte le particelle primarie interagenti con i volumi attivi; se vengono prodotte anche particelle secondarie l'informazione viene registrata. L'utente può scegliere anche quali informazioni devono essere registrate dal simulatore nel file FITS, ad esempio sia la posizione e sia l'energia in entrata e in uscita delle singole particelle che hanno attraversato ogni volume attivo, il deposito di energia su ogni volume attivo con cui ha interagito, il tipo di particella e in quale processo fisico è stata coinvolta. I dati ottenuti saranno analizzati costruendo programmi basati sul linguaggio Python. Di seguito viene illustrato come è avvenuta la costruzione del WFI e dell'OBF utilizzando il simulatore BoGEMMS.

<sup>1</sup><https://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/ch02s07.html>.

## 3.2 Modello geometrico del WFI

Per simulare l'efficienza quantica è stato implementato un modello geometrico dettagliato del WFI con l'utilizzo di librerie GEANT4. La costruzione del modello è avvenuta cercando di rispecchiare fedelmente le caratteristiche del *design* attuale del rivelatore.

Il codice è stato progettato centrando il WFI nell'origine del sistema di riferimento e il modello simulato è stato realizzato partendo dalla costruzione dei quattro quadranti del rivelatore. Per quanto riguarda le dimensioni si è fatto riferimento al documento di Rau et al. (2015); ogni quadrante è costituito da  $512 \times 512$  pixel e tra di essi è presente un *gap* (spazio vuoto) di 7 mm, quest'ultimo valore ottenuto dall'articolo di Brand et al. (2015). Le dimensioni dei pixel sono pari a  $130 \times 130 \mu\text{m}$  con uno spessore di  $450 \mu\text{m}$ , in cui ogni pixel è composto da Silicio (Si). La figura 3.2.1 mostra il modello geometrico del WFI utilizzato per le simulazioni. Per riprodurre l'immagine le dimensioni sono state scalate di un fattore 10 rispetto alle reali dimensioni del rivelatore.

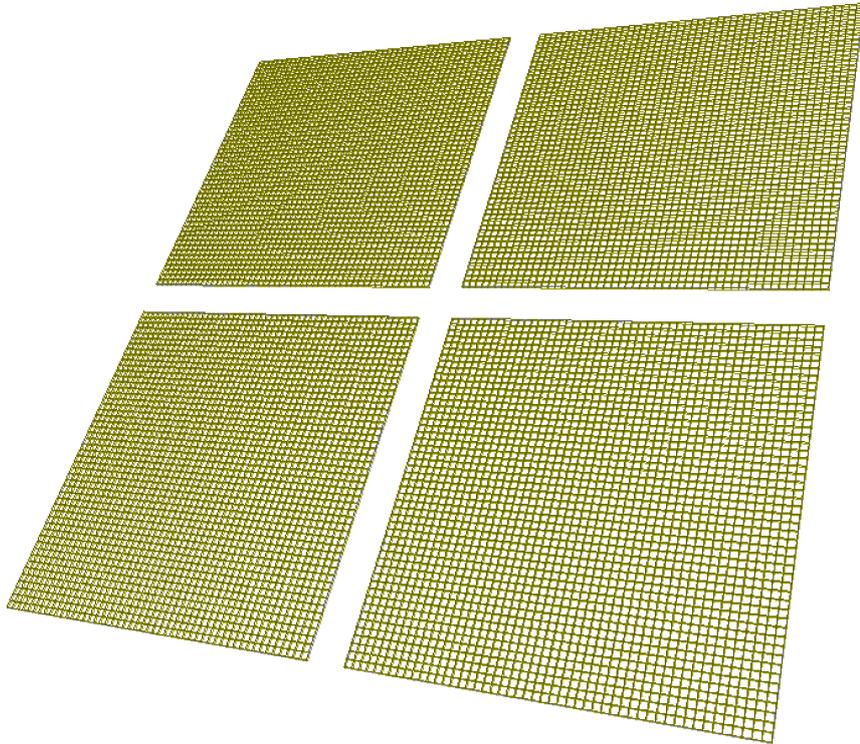


Figura 3.2.1: Costruzione del modello geometrico del WFI utilizzando le librerie di GEANT4. Le dimensioni sono state scalate di un fattore 10 rispetto alle reali caratteristiche del rivelatore.

Le dimensioni totali del rivelatore sono quindi uguali a  $140.12 \times 140.12 \times 0.45$  mm, con un numero totale di pixel di  $1024 \times 1024$ .

### 3.2.1 OBF: modello geometrico e funzionalità

Il WFI è un rivelatore composto da un semiconduttore in Si che lavora nella banda  $0.1 - 15$  keV. La scelta di utilizzare questo materiale rende il WFI sensibile anche alla radiazione UV/Vis. Questo si verifica perché il *gap* energetico del Si è solo di  $\sim 1.13$  eV e la radiazione con un'energia superiore a questa soglia è in grado di far passare elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione, formando coppie lacuna-elettrone. Per questo motivo verrà posizionato un filtro ottico sul rivelatore, la cui funzione è bloccare la radiazione UV/Vis e far passare solo i fotoni X.

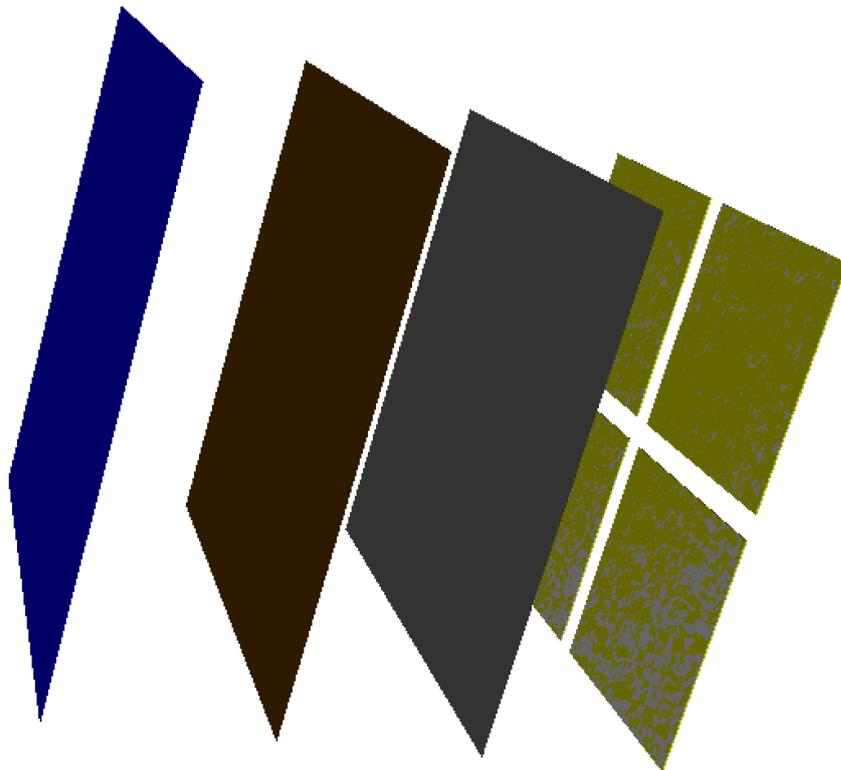


Figura 3.2.2: Modello geometrico del WFI e OBF. Partendo da sinistra verso destra le lastre sono formate da Alluminio (blu), Nitruro di Silicio (marrone) e Diossido di Silicio (grigia). Le quattro lastre gialle sono i quattro quadranti del WFI composte da Si. Nel modello geometrico reale l'OBF è sovrapposto al WFI.

L'attuale design del WFI include questo OBF posizionato direttamente sul chip. Per i valori dell'OBF simulato sono stati utilizzati quelli presenti all'interno dell'articolo di Barbera et al. (2015).

L'OBF è composto da un multi-strato realizzato con tre materiali diversi, in cui lo strato direttamente a contatto sul rivelatore è di Diossido di Silicio ( $\text{SiO}_2$ ), lo strato centrale è di Nitruro di Silicio ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), mentre la lastra esterna è composta di Alluminio (Al), spessi rispettivamente 30 nm, 20 nm e 90 nm; l'area superficiale di ogni lastra è di  $140.12 \times 140.12$  mm, identica a quella del WFI. La figura 3.2.2 riproduce la geometria del WFI includendo l'OBF. L'immagine non rispecchia la reale configurazione del modello in quanto l'OBF è di fatto posizionato a contatto con il WFI, ma serve solo per far capire al lettore in quale ordine vengono posizionati gli strati dell'OBF. La lastra grigia rappresenta lo strato di  $\text{SiO}_2$  (30 nm), quella marrone è composta da  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (20 nm), mentre la lastra blu è di Al (90 nm), invece le quattro lastre gialle corrispondono ai quattro quadranti del WFI. Nel vero modello simulato le tre lastre sono sovrapposte tra di loro, in modo da formare l'OBF, e posizionate direttamente sul WFI.

### 3.3 Interazioni dei fotoni con la materia

Le interazioni tra fotone-materia dipendono dal tipo di processo in atto e dall'energia del fotone incidente. La probabilità di ciascun tipo di interazione può essere misurata tramite la sezione d'urto ( $\sigma$ ), definita come l'area offerta dagli atomi che compongono il materiale al fotone incidente. La sezione d'urto totale è data dalla somma delle sezioni d'urto dei singoli processi ed esprime la probabilità che possa verificarsi una certa interazione. La sua unità di misura è il  $\text{cm}^2$ . Le tre principali interazioni dei fotoni con la materia sono l'effetto fotoelettrico, lo scattering Compton e la creazione di coppie. La descrizione di questi tre processi è riportata nelle sezioni 3.3.1, 3.3.2 e 3.3.3. In realtà il meccanismo predominante nella banda energetica del WFI è l'effetto fotoelettrico, ma si riporta qui la descrizione degli altri due effetti poiché fotoni secondari, prodotti dall'interazione dei raggi cosmici primari con lo schermo passivo, possono interagire con il rivelatore tramite effetto Compton e/o produzione di coppie, generando un segnale di background (sezione 4.5).

### 3.3.1 Effetto fotoelettrico

Nell'effetto fotoelettrico un fotone è assorbito da un elettrone atomico con la conseguente emissione del cosiddetto *fotoelettrone*. Affinché questo processo si verifichi, il fotone deve avere un'energia sufficiente per rompere il legame tra l'elettrone e l'atomo; se ciò avviene l'energia del fotoelettrone ( $E_{\text{elettrone}}$ ) sarà pari a:

$$E_{\text{elettrone}} = h\nu_{\text{legame}} - h\nu_{\text{fotone}} \quad (3.3.1)$$

dove  $h\nu_{\text{legame}}$  è l'energia di legame e  $h\nu_{\text{fotone}}$  è l'energia del fotone incidente. Circa l'80% dei fotoelettroni vengono emessi dalla shell più interna K.

A causa di questa espulsione il fotone lascia una lacuna all'interno dell'atomo, portando l'atomo stesso in uno stato eccitato e dal riarrangiamento di un elettrone, che da una shell più esterna andrà ad occupare la lacuna, verrà emesso un fotone X. Quest'ultimo genera una riga di emissione  $K\alpha$  se la shell K è quella coinvolta nell'interazione tra fotone ed elettrone. L'assorbimento fotoelettrico è dominante nella banda 1-100 keV e la sezione d'urto è data da:

$$\sigma = \text{costante} \times \frac{Z^n}{E_{\text{fotone}}^{3.5}} \quad (3.3.2)$$

In questa equazione Z rappresenta il numero atomico ed E l'energia del fotone che impatta l'atomo. Il valore di n varia tra 4–5 a seconda dell'intervallo di energie di interesse. Dall'equazione 3.3.2 si nota che la sezione d'urto decresce fortemente con l'aumentare dell'energia e diventa molto piccola per energie superiori a 100 keV. Il suo valore invece aumenta all'aumentare del numero atomico. La figura 3.3.1 mostra la sezione d'urto del Si in cui vengono raffigurate le sezioni d'urto di vari processi, compresa quella per l'effetto fotoelettrico (curva rosa).

### 3.3.2 Scattering Compton

Esistono diversi tipi di scattering e vengono discriminati in base all'energia della particella e della radiazione. Quando l'elettrone libero subisce un urto elastico con un fotone di bassa energia ( $\epsilon_0 \ll m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ ) si ha lo scattering Thomson, se invece avviene con un elettrone legato si ha lo scattering Rayleigh. La sezione d'urto del processo è data da quella Thomson ed ha un valore pari a  $\sim 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ .

Con lo scattering Compton si ha invece l'urto elastico di un fotone con un elettrone e il fotone trasferisce parte della sua energia e quantità di moto all'elettrone spostandosi a lunghezze d'onda maggiori. Lo studio cinematico della diffusione Compton fornisce l'energia del fotone dopo l'urto:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_0}{1 + \frac{\epsilon_0}{mc^2}(1 - \cos \theta)} \quad (3.3.3)$$

dove  $\theta$  indica l'angolo di scattering,  $\epsilon_0$  l'energia iniziale del fotone e  $\epsilon$  l'energia del fotone dopo l'urto. Quando i fotoni coinvolti hanno un'energia sufficientemente grande tale che  $\epsilon_0 \simeq m_e c^2$ , lo scattering diventa meno efficiente e bisogna considerare gli effetti quantistici che modificano la sezione d'urto del processo. Questa sezione d'urto è data dalla formula di *Klein-Nishina*:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{\epsilon^2}{\epsilon_0^2} \left( \frac{\epsilon_0}{\epsilon} + \frac{\epsilon}{\epsilon_0} - \sin^2 \theta \right) \quad (3.3.4)$$

dove  $r_e$  è il raggio classico dell'elettrone, ed è pari a  $2.82 \text{ fm}^2$ . L'effetto principale che produce la formula di Klein-Nishina è di ridurre la sezione d'urto del processo rispetto al valore che avrebbe utilizzando la sezione d'urto Thomson, rendendo l'effetto Compton meno efficiente alle alte energie. La sezione d'urto totale, mettendosi nel regime ultra-relativistico è data dalla relazione:

$$\sigma = \sigma_T \frac{3}{8} x^{-1} \left( \ln 2x + \frac{1}{2} \right), \quad \text{con} \quad x \gg 1 \text{ (regime relativistico)} \quad (3.3.5)$$

dove  $x = \epsilon_0/mc^2$  e  $\sigma_T$  è la sezione d'urto Thomson. Nell'equazione 3.3.5 appena esposta si ha che la sezione d'urto Klein-Nishina ( $\sigma$ ) è inversamente proporzionale all'energia del fotone incidente. A basse energie le correzioni relativistiche nella formula Klein-Nishina possono essere trascurate e si può utilizzare la sezione d'urto Thomson. Questo processo prevale in generale per energie pari a  $100 \text{ keV} - 1 \text{ MeV}$  e si riporta quella del Si in figura 3.3.1 (curva blu).

### 3.3.3 Produzione di coppie

Nella produzione di coppie il fotone, interagendo con il campo elettrico del nucleo, si trasforma in una coppia elettrone-positrone. La reazione ha un'energia di soglia pari a  $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ ; in questa situazione il fotone deve possedere almeno un'energia

---

<sup>2</sup>fm =  $10^{-15} \text{ m}$

pari a due volte la massa dell'elettrone. Da questa conversione il positrone creato potrebbe annichilire con un elettrone atomico; in tale caso si ha l'emissione di due fotoni da 511 keV in direzioni opposte. La sezione d'urto per la produzione di coppie dipende dal numero atomico del materiale bersaglio e dall'energia del fotone incidente ( $\epsilon_0$ ):  $\sigma_{pair} \propto Z^2(\epsilon_0/m_e c^2)$ . In genere questo processo domina per energie superiori a 1.022 MeV. Anche qui si riporta la sezione per la creazione di coppie del Si in figura 3.3.1 (curva azzurra).

### 3.3.4 Attenuazione della radiazione

Quando un fascio di fotoni attraversa un materiale di un certo spessore non viene degradato (come avviene per le particelle cariche), ma viene attenuato in intensità, cioè parte della radiazione viene assorbita. La formula che descrive di quanto è stata attenuata la radiazione uscente dal materiale è:

$$I(z) = I_0 e^{-\mu z} \quad (3.3.6)$$

ed è nota come l'equazione di *Beer-Lambert*, dove  $z$  è lo spessore del materiale (cm) e  $\mu$  è il coefficiente di attenuazione lineare ( $\text{cm}^{-1}$ ). Questo parametro dipende dalla sezione d'urto ( $\sigma$ ) e dal numero di atomi per unità di volume (N):

$$\mu = N \times \sigma \quad (3.3.7)$$

Il coefficiente di attenuazione lineare esprime quindi la probabilità di interazione per unità di percorso e dal suo inverso è possibile ottenere il libero cammino medio dei fotoni ( $\lambda = 1/\mu$ ), che esprime la lunghezza media percorsa dal fotone prima di interagire.

Al posto del coefficiente di attenuazione lineare viene spesso utilizzato il coefficiente di attenuazione di massa ( $m$ ) espresso come il rapporto tra il coefficiente lineare ( $\mu$ ) e la densità del materiale ( $\rho$ ):

$$m = \frac{\mu}{\rho} \quad (3.3.8)$$

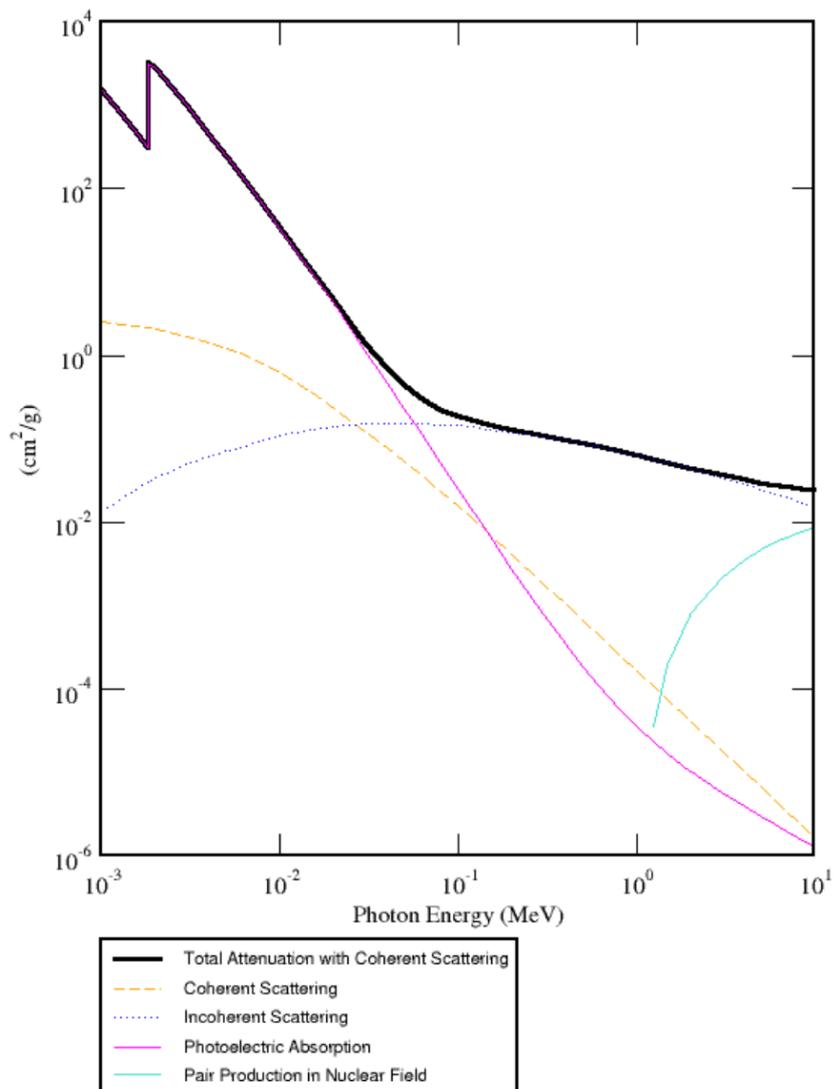


Figura 3.3.1: Coefficiente di massa totale (curva nera) per il Silicio in funzione dell'energia del fotone. Sono presenti anche i coefficienti per i singoli processi: curva arancione per lo scattering Rayleigh, curva blu per l'effetto Compton, curva rosa per l'effetto fotoelettrico, curva azzurra per la creazione di coppie. Questi valori sono calcolati utilizzando il *software* del *National Institute of Standards and Technology* (NIST).

in unità di  $\text{cm}^2/\text{g}$ . Tale coefficiente è pari alla somma dei coefficienti di attenuazione di massa corrispondenti a ciascun tipo di interazione. Ogni singolo coefficiente di massa dipende dall'energia del fotone e dalla natura del materiale. La figura 3.3.1 mostra il coefficiente di massa totale per il Si (materiale di cui è composto il WFI) e sono anche riportati i coefficienti di massa per i processi esposti in precedenza.

## 3.4 Simulazione dell'Efficienza Quantica

Lo scopo di questa sezione è quello di simulare l'efficienza quantica del rivelatore tramite fasci di fotoni che impattano il WFI tenendo conto anche dell'OBF. I risultati saranno confrontati con i dati aspettati tratti da lavori in letteratura ed anche con i valori teorici aspettati calcolati analiticamente. Infine si valuterà come varia l'efficienza cambiando la configurazione del modello geometrico.

### 3.4.1 Calcolo analitico dell'efficienza quantica

Nel calcolo dell'efficienza quantica analitica bisogna considerare l'attenuazione dei fotoni dovuta all'OBF. Si parte nel calcolare l'efficienza dovuta al filtro; per fare ciò si riprende l'equazione di Beer-Lambert (3.3.6) e la si applica ad ogni strato del filtro ottico:

$$I_{Al} = I_0 \exp(-\mu_{Al} z_{Al}) \quad (3.4.1)$$

$$I_{Si_3N_4} = I_{Al} \exp(-\mu_{Si_3N_4} z_{Si_3N_4}) \quad (3.4.2)$$

$$I_{SiO_2} = I_{Si_3N_4} \exp(-\mu_{SiO_2} z_{SiO_2}) \quad (3.4.3)$$

La quantità da ricavare è  $I_{SiO_2}$  poiché rappresenta il fascio che ha attraversato l'OBF e che andrà ad impattare il WFI. Sostituendo l'equazione 3.4.1 nella 3.4.2 e il tutto nella 3.4.3 si ottiene:

$$\frac{I_{SiO_2}}{I_0} = \exp(-\mu_{SiO_2} z_{SiO_2}) \exp(-\mu_{Al} z_{Al}) \exp(-\mu_{Si_3N_4} z_{Si_3N_4}) \quad (3.4.4)$$

Questa equazione descrive la percentuale di fotoni sopravvissuti dopo aver attraversato l'OBF rispetto al fascio incidente. Sostituendo il coefficiente di attenuazione lineare il

coefficiente di attenuazione di massa tramite la formula 3.3.7, la formula per l'efficienza quantica analitica dell'OBF è data da:

$$\begin{aligned}
 QE_{OBF} &= 1 - \frac{I_{SiO_2}}{I_0} = \\
 &= 1 - \exp(-m_{SiO_2}\rho_{SiO_2}z_{SiO_2}) \exp(-m_{Al}\rho_{Al}z_{Al}) \exp(-m_{Si_3N_4}\rho_{Si_3N_4}z_{Si_3N_4})
 \end{aligned}
 \tag{3.4.5}$$

dove  $m_{Al}$ ,  $m_{Si_3N_4}$  e  $m_{SiO_2}$  sono i coefficienti di attenuazione lineare del multi-strato,  $z_{Al}$ ,  $z_{Si_3N_4}$  e  $z_{SiO_2}$  sono gli spessori e  $\rho_{SiO_2}$ ,  $\rho_{Al}$  e  $\rho_{Si_3N_4}$  sono le corrispondenti densità. L'efficienza del WFI, senza considerare il filtro ottico, è pari a:

$$QE_{WFI} = 1 - \exp(-m_{Si}\rho_{Si}z_{WFI}) \tag{3.4.6}$$

Per ottenere una stima analitica è necessario sottrarre all'efficienza del rivelatore quella del filtro:

$$QE_{anal} = QE_{WFI} - QE_{OBF} \tag{3.4.7}$$

In tabella 3.4.1 si riportano i valori dell'efficienza quantica analitica del WFI, dell'OBF e quella totale per l'intervallo energetico 1–20 keV. I valori analitici dei coefficienti di massa lineare necessari per calcolare tale efficienza sono tabulati dal NIST<sup>3</sup>, i quali saranno confrontati con il risultato della simulazione.

Non è stato possibile ricavare i coefficienti di attenuazione di massa per energie inferiori a 1 keV poiché non sono tabulati all'interno di NIST.

### 3.4.2 L'efficienza Quantica del WFI

La simulazione dell'efficienza quantica prevede come modello geometrico il WFI con la sovrapposizione dell'OBF. Si riprende la definizione data in sezione 1.2.4 in cui l'efficienza quantica è intesa come la frazione degli eventi rivelati dal WFI ( $N_{rivelati}$ ) rispetto agli eventi emessi dalla sorgente che colpiscono il rivelatore ( $N_{sorgente}$ ). In base a questa definizione la formula dell'efficienza quantica ( $QE_{sim}$ ) può essere così scritta:

---

<sup>3</sup><http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>

Energia (keV)	$QE_{WFI}$ (%)	$QE_{OBF}$ (%)	$QE_{anal}$ (%)
1	100.0	6.7	93.3
1.5	100.0	2.3	97.7
1.6	100.0	9.8	90.2
1.8	100.0	7.6	92.4
1.9	100.0	8.7	91.3
2	100.0	7.8	92.2
3	100.0	2.8	97.2
4	100.0	1.3	98.7
5	100.0	0.7	99.3
6	100.0	0.4	99.6
7	100.0	0.3	99.7
8	99.9	0.2	99.7
9	99.3	0.1	99.2
10	97.5	0.1	97.4
13	81.9	0.0	81.9
15	67.5	0.0	67.5
17	54.1	0.0	54.1
20	38.5	0.0	38.5

Tabella 3.4.1: Valori analitici dell'efficienza quantica del filtro, WFI e totale nella banda energetica 1–20 keV; non sono presenti valori inferiori ad 1 keV poiché non sono tabulati all'interno di NIST.

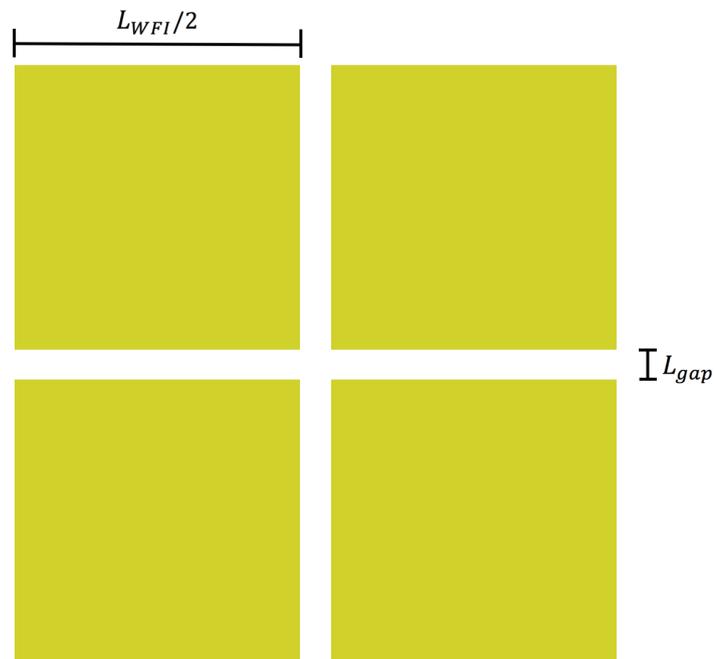


Figura 3.4.1: Visione frontale del WFI. Lo spazio bianco fra i quattro quadranti è l'area morta del rivelatore.

$$QE_{sim} = \frac{N_{rivelati}}{N_{sorgente}} \quad (3.4.8)$$

dove  $N_{rivelati}$  rappresenta quella frazione di fotoni primari che, interagendo con il rivelatore, lasciano un deposito di energia su di esso e vengono assorbiti. Nel calcolo bisogna includere anche la presenza dell'area 'morta' del WFI, poiché una frazione di fotoni passa all'interno del gap senza interagire con il rivelatore e, di conseguenza, tali fotoni non devono essere inclusi nel calcolo. Questa area ( $A_{morta}$ ) è data dal rapporto tra l'area del gap ( $A_{gap}$ ) tra i quattro quadranti del WFI e l'area totale del rivelatore ( $A_{WFI}$ ):

$$\begin{aligned} A_{gap} &= (L_{WFI} + L_{gap}) \times L_{gap} + L_{WFI} \times L_{gap} \\ A_{WFI} &= (L_{WFI} + L_{gap})^2 \\ A_{morta} &= \frac{A_{gap}}{A_{WFI}} \end{aligned} \quad (3.4.9)$$

dove  $L_{WFI}$  è il lato del WFI pari a 133.12 mm e  $L_{gap}$  è il lato del gap di 7 mm (figura 3.4.1). La percentuale di area morta rispetto all'area del WFI è di circa il 18%.

Riscrivendo l'equazione 3.4.8 con l'aggiunta di questo contributo la formula è data da:

$$QE_{sim} = \frac{N_{rivelati}}{N_{sorgente}(1 - A_{morta})} \quad (3.4.10)$$

### 3.4.2.1 Parametri per la simulazione

Per stimare l'efficienza quantica sono stati simulati fasci planari di fotoni mono-energetici perpendicolari all'OBF e al WFI. Si è considerata una sorgente quadrata di lato pari a 14 cm, leggermente più piccola rispetto al lato del rivelatore e si è scelto di utilizzare questa configurazione geometrica per le sorgenti di fotoni con l'obiettivo di esaminare le prestazioni del rivelatore sull'intero campo di vista. I fotoni sono distribuiti isotropicamente sulla sorgente quadrata e sono state eseguite 28 simulazioni, ciascuna delle quali è caratterizzata da un fascio di 1000 fotoni con la stessa energia. L'energia dei fotoni varia da fascio a fascio seguendo la sequenza riportata in basso:

[0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.53, 0.54, 0.55, 0.6, 0.7, 1,  
 1.5, 1.6, 1.8, 1.9, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 13, 15, 17, 20] keV

In figura 3.4.2 è possibile vedere un fascio di fotoni con energia di 0.1 keV impattare il WFI e OBF simulato; in tabella 3.4.2 vengono riportati i valori dell'efficienza quantica simulata con il corrispondente errore. L'errore associato ad ogni misura è dato dalla radice quadrata dei conteggi rivelati.

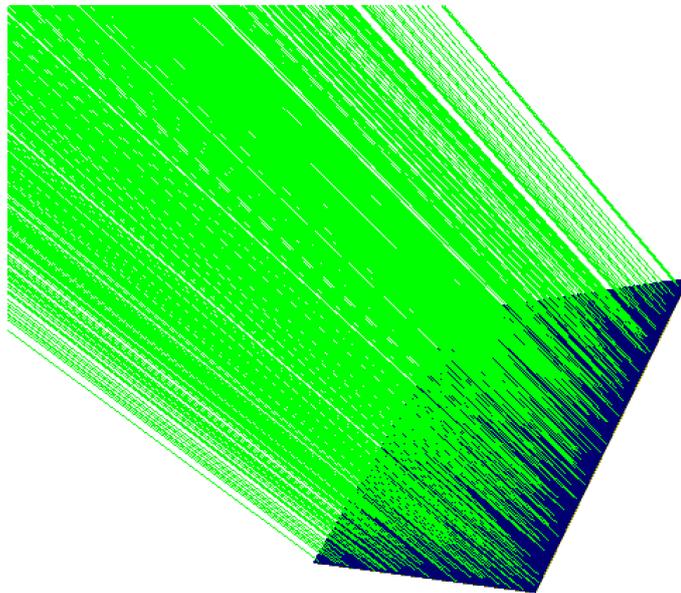


Figura 3.4.2: Simulazione di un fascio di fotoni di energia 0.1 keV che impatta l'OBF e WFI.

### 3.4.3 Analisi e confronto

In figura 3.4.3 si riportano i risultati delle tabelle 3.4.1 e 3.4.2. Il plot evidenzia che l'efficienza quantica simulata (linea rossa) e quella analitica (linea nera tratteggiata) sono consistenti all'interno delle barre di errore. Come detto precedentemente non sono presenti i dati analitici inferiori ad un 1 keV in quanto i valori per il coefficiente di attenuazione di massa inferiori a questa energia non sono tabulati all'interno del database NIST.

Nella banda 0.1–4 keV l'efficienza quantica del rivelatore aumenta, presentando un valore del  $\sim 3\%$  ad 0.1 keV e del  $\sim 97\%$  a 4 keV. Questo aumento 'apparente'

Energia (keV)	$QE_{sim}$ (%)	$\Delta QE_{errore}$ (%)
0.1	2.9	0.3
0.2	13.1	0.6
0.3	44.2	1.1
0.4	65.4	1.3
0.5	73.3	1.4
0.53	76.1	1.4
0.54	72.7	1.4
0.55	72.1	1.5
0.6	77.1	1.5
0.7	86.1	1.5
1.0	94.6	1.6
1.5	98.7	1.6
1.6	90.7	1.6
1.8	92.7	1.6
1.9	88.6	1.6
2.0	90.4	1.6
3.0	96.7	1.6
4.0	97.1	1.6
5.0	99.5	1.7
6.0	99.0	1.6
7.0	97.3	1.6
8.0	101.3	1.7
9.0	98.1	1.6
10.0	96.7	1.6
13.0	78.7	1.5
15.0	62.8	1.3
17.0	52.5	1.2
20.0	34.2	1.0

Tabella 3.4.2: La prima colonna è l'intervallo energetico utilizzato per le simulazione, nella seconda colonna sono presenti i valori simulati dell'efficienza quantica simulata e nella terza l'errore associato ad ogni misura.

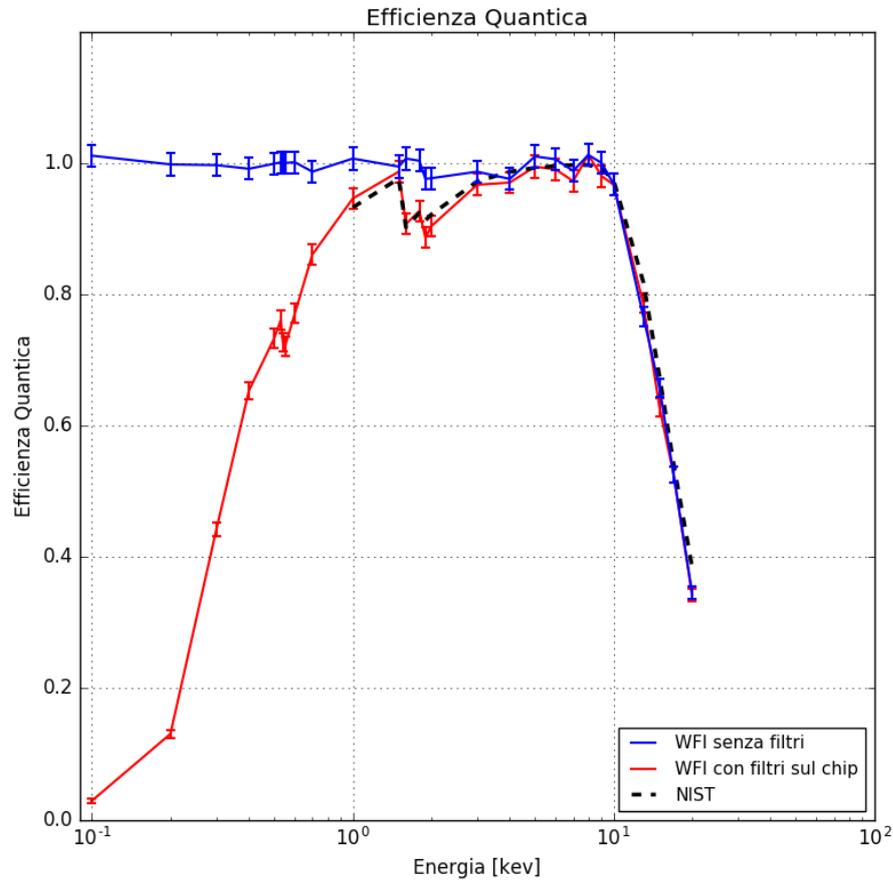


Figura 3.4.3: L'efficienza quantica simulata è rappresentata dalla curva rossa, mentre quella analitica dalla curva nera tratteggiata e si nota che la simulazione è consistente con i dati analitici dentro gli errori. La curva blu, invece, è stata calcolata con i dati prodotti dalle simulazioni considerando solo il WFI senza l'OBF sul chip.

delle prestazioni del WFI è dovuto, in realtà, ad una diminuzione dell'efficienza quantica dell'OBF poiché non attenua fotoni X con energia superiori a 4 keV. Questo effetto dipende sia dalla sezione d'urto sia dallo spessore (140 nm) del multi-strato che compone l'OBF. A queste energie la sezione d'urto inizia a diminuire e, grazie al ridotto spessore dell'OBF, esso diventa completamente trasparente per fotoni con energie superiori a  $\sim 4$  keV. Di fatto l'efficienza del rivelatore intorno a 4 keV raggiunge un valore di quasi 100%, dimostrando la grande efficienza di rivelazione del WFI. Questo comportamento si mantiene fino a  $\sim 10$  keV; oltre questa energia l'efficienza quantica diminuisce poiché anche la sezione d'urto del Si inizia a diminuire e parte dei fotoni attraversano il rivelatore senza interagire con esso.

Esaminando la figura 3.4.3 nella curva rossa e nera si notano la presenza di tre caratteristiche peculiari in corrispondenza di:  $\sim 0.53$  keV,  $\sim 1.5$  keV e  $\sim 1.7$  keV.

A queste particolari energie gran parte dei fotoni viene completamente assorbita dai materiali che compongono il filtro, portando ad avere un calo di efficienza quantica. Queste discontinuità presenti all'interno del grafico prendono il nome di *edge* e si verificano quando l'energia del fotone incidente è uguale all'energia della transizione elettronica dell'atomo. Gli *edge* sono prodotti dai materiali che compongono l'OBF, nello specifico si possono osservare gli *edge* dovuti all'Ossigeno ( $\sim 0.53$  keV), all'Alluminio ( $\sim 1.5$  keV) e al Silicio ( $\sim 1.7$  keV).

### **Efficienza Quantica senza OBF**

Per verificare quale sia l'impatto sull'efficienza quantica da parte del filtro ottico, sono state svolte diverse simulazioni senza includere l'OBF. I parametri della simulazione sono gli stessi a quelli esposti nella sezione 3.4.2.1.

Esaminando la figura 3.4.3 il valore dell'efficienza quantica senza l'OBF (curva blu) presenta nell'intervallo 0.1-10 keV una percentuale quasi del 100%.

Questo aumento nelle prestazioni dell'efficienza del WFI è causata dall'assenza del multistrato, senza il quale la radiazione non viene attenuata ma, impattando sul rivelatore, viene totalmente assorbita. Inoltre nella curva blu non sono visibili le discontinuità confermando che sono prodotte dai materiali che compongono il filtro ottico.

### **Efficienza Quantica con spessore doppio del WFI**

Infine si è effettuata un'altra simulazione per vedere quale sia l'effetto dell'efficienza quantica raddoppiando lo spessore del rivelatore. Anche i parametri della simulazione sono stati impostati esattamente come in sezione 3.4.2.1. Il modello geometrico include l'OBF e il WFI ha ora uno spessore doppio e pari a  $900 \mu\text{m}$ .

In figura 3.4.4 la curva rossa rappresenta l'efficienza quantica simulata utilizzando come modello geometrico l'attuale configurazione prevista per il WFI (§3.2), mentre quella blu è stata ottenuta impostando uno spessore di  $900 \mu\text{m}$  per il WFI. Fino ad energie  $\sim 8 - 9$  keV le due curve sono identiche; ad energie superiori si nota che l'efficienza quantica della curva blu è migliore rispetto a quella rossa poiché è stato raddoppiato lo spessore del rivelatore; in particolare per energie pari a 15, 17 e 20 keV il WFI con uno spessore di  $900 \mu\text{m}$  riesce ad assorbire il 25.6%, 22.0% e il 21.8% di fotoni aggiuntivi rispetto al WFI simulato con spessore di  $450 \mu\text{m}$ .

Questo fenomeno può essere spiegato attraverso la formula di Beer-Lambert (3.3.6): aumentando lo spessore del WFI (quindi il parametro  $z$ ) l'esponentiale decresce, di

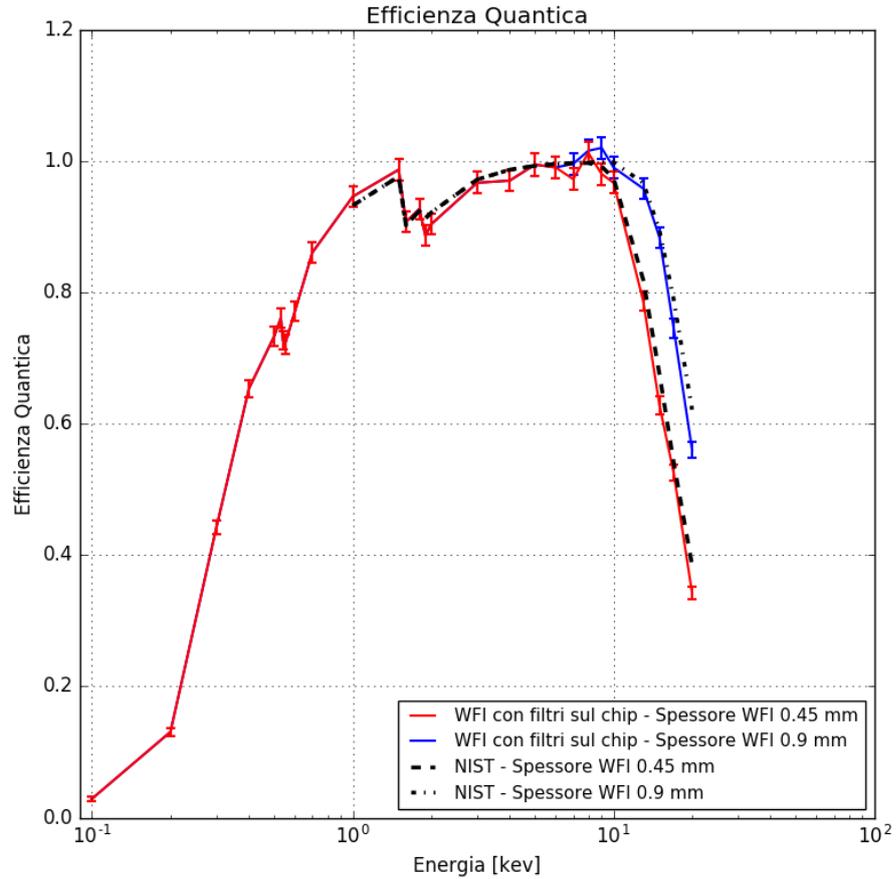


Figura 3.4.4: La curva rossa (efficienza simulata) e la curva tratteggiata (efficienza analitica) presentano come modello geometrico la reale configurazione del rivelatore. Per le curve blue e tratto-punto è stato considerato uno spessore per il WFI di 900  $\mu\text{m}$ . Anche qui, tra le ultime due curve citate, si ha un accordo tra i dati simulati e quelli analitici.

conseguenza anche il rapporto  $I(z)/I_0$  diminuisce e il rivelatore riesce ad assorbire più fotoni. Nel limite in cui  $z \rightarrow \infty$  tutta la radiazione incidente viene attenuata:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} e^{-\mu z} = \frac{1}{e^\infty} = \frac{1}{\infty} = 0$$

$$\frac{I(z)}{I_0} = 0$$

Nel caso contrario, quando lo spessore è quasi nullo, la radiazione uscente è uguale a quella incidente. Per verificare che l'efficienza quantica simulata, considerando il WFI con uno spessore di 900  $\mu\text{m}$ , fosse corretta è stata svolta anche un'analisi analitica (rappresentata dalla linea nera tratto-punto) con i dati del NIST ed utilizzando le

formule esposte in sezione 3.4.1. Anche qui si ha un riscontro tra i dati analitici e quelli simulati.

### 3.4.4 Risultato: Efficienza Quantica

Lo scopo della simulazione consiste nel verificare che il modello geometrico costruito in C++ e la lista fisica elettromagnetica utilizzata per le simulazioni fossero corretti. Come detto in precedenza, i grafici 3.4.3 e 3.4.4 mostrano che l'efficienza quantica simulata e i valori analitici sono in buon accordo all'interno degli errori, dimostrando che il simulatore BoGEMMS riproduce bene le *performance* del WFI e dell'OBF e che i codici di analisi scritti in Python sono corretti.

In figura 3.4.5 viene riportata l'efficienza quantica del WFI presente all'interno del documento di Rau et al. (2013). Confrontando la curva rossa simulata, la quale è calcolata in questa tesi e riportata in figura 3.4.3, con la curva nera ottenuta da Rau, quest'ultima riportata in figura 3.4.5, si nota che presentano lo stesso andamento, il che conferma che i codici di analisi e il simulatore sono stati impostati correttamente.

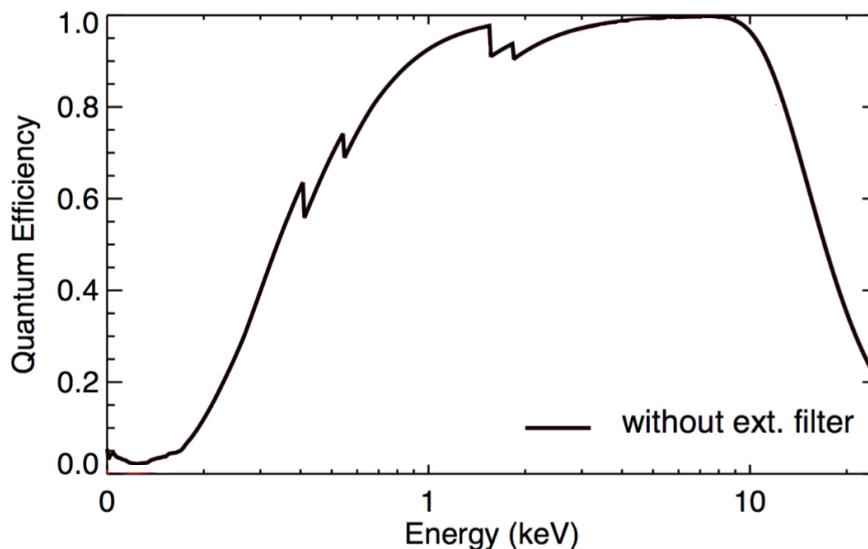


Figura 3.4.5: Efficienza quantica riportata nel documento di Rau et al. (2013), la curva nera rappresenta l'efficienza del WFI e dell'OBF sul chip.

# Capitolo 4

## SIMULAZIONE DEL FONDO STRUMENTALE

In questo capitolo viene presentata l'analisi e la simulazione del fondo strumentale del WFI indotto dai protoni dei GCR (§4.5). Inizialmente verranno illustrati i passi fondamentali che servono per simulare l'interazione di questi protoni con lo schermaggio passivo del WFI e si effettueranno diverse simulazioni del fondo strumentale per diverse opzioni di schermaggio, nonché di definizione di eventi e conteggi sul rivelatore. In seguito verranno descritti i risultati della simulazione in termini di caratterizzazione delle particelle prodotte e dei meccanismi fisici principalmente coinvolti. Infine si cercherà di rispondere al requisito sul livello massimo di fondo ottenuto a valle del requisito scientifico calcolato in sezione 1.3.4 con i dati riportati in letteratura.

### 4.1 Spettro dei raggi cosmici galattici

In sezione 2.3 è stato discusso lo spettro della componente protonica dei raggi cosmici galattici, ed essendo questo influenzato dalla modulazione solare, lo spettro è stato calcolato mediandone l'emissione tra una fase di massima e minima attività solare, in cui il flusso integrato dei protoni dei GCR può variare di circa un fattore 3 tra una fase di massimo ed una di minimo.

Nelle simulazioni viene utilizzato lo spettro dei protoni dei GCR per simulare il loro impatto sul rivelatore. Lo spettro in input è descritto dal *tool* GEANT4 GPS, utilizzando un file in cui sono presenti le informazioni sulla distribuzione spaziale, angolare ed energetica e il tipo di particelle incidenti.

### 4.1.1 Simulazione e normalizzazione di un flusso isotropo

Per normalizzare i risultati ottenuti dalla simulazione è essenziale conoscere la correlazione tra il numero di particelle primarie e il tempo di esposizione; una volta noto il tempo di esposizione, il numero di eventi registrati nel rivelatore simulato può essere convertito in flusso.

In questa tesi si utilizza l'algoritmo ricavato da Fioretti et al. (2012) per stimare tale tempo. Si definisce qui normalizzazione il processo che permette di trasformare i conteggi di fondo in un tasso, dato un certo numero totale di particelle generate e un flusso teorico da simulare. La figura 4.1.1 mostra la distribuzione spaziale delle particelle primarie. Il rivelatore è posto al centro del sistema di riferimento e le particelle sono posizionate su di una superficie sferica di raggio  $R_{ext}$  e sono emesse all'interno di un cono di emissione con un angolo di apertura pari a  $2q$ . Questa apertura angolare del cono intercetta una seconda sfera 'virtuale' che racchiude il rivelatore, quest'ultima con raggio  $R_{in}$ .

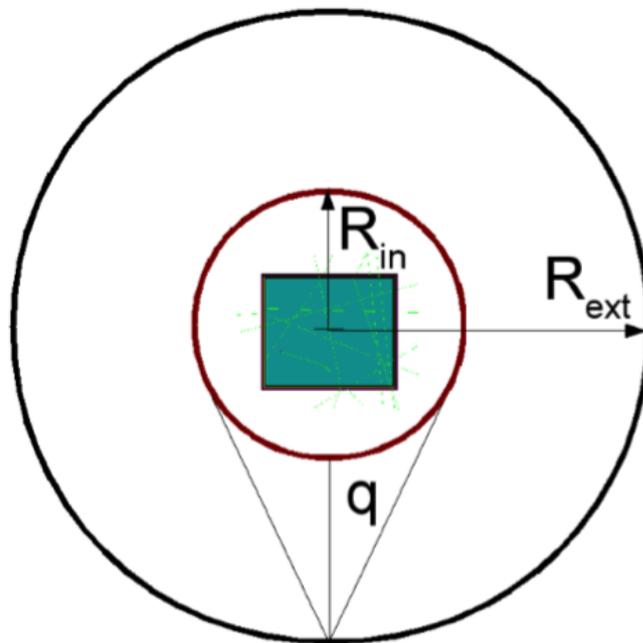


Figura 4.1.1: Configurazione della sorgente primaria di particelle (Fioretti et al., 2012).

Mettendosi nel sistema di riferimento del rivelatore, esso riceverà una radiazione isotropa da  $4\pi$  sr. Esprimendo il flusso integrato in energia ( $\Phi$ ) in unità di particelle/s/sr/cm<sup>2</sup>, il tasso P, in particelle/s, è dato da:

$$P = \Phi \times A_{ext} \times \Omega \quad (4.1.1)$$

dove  $A_{ext}$  è l'area della sfera da cui vengono emesse le particelle ( $\text{cm}^2$ ) e  $\Omega$  è l'angolo solido delle particelle primarie (sr). Esplicitando i vari termini e riscrivendo la formula in funzione della sfera che racchiude il rivelatore si ha:

$$P = \Phi \times 4\pi R_{ext}^2 \times \pi \sin^2 q = \Phi \times 4\pi^2 R_{in}^2 \quad (4.1.2)$$

in cui si è sostituito al posto di  $R_{ext} \sin q$  il raggio della sfera interna  $R_{in}$ . Il tempo di esposizione  $T$  (s) è quindi dato da:

$$T = \frac{N}{P} = \frac{N}{\Phi \times 4\pi^2 R_{in}^2} \quad (4.1.3)$$

dove  $N$  è il numero di particelle. Il valore di  $\Phi$  è pari a  $0.207 \text{ p/s/sr/cm}^2$ , calcolato integrando l'equazione 2.3.1 in energia con estremi di integrazioni pari a  $10 - 10^6$  MeV. Considerando come raggio per la sfera esterna un valore di 3 m ed un angolo  $q$  pari a 0.059 rad, il tempo di esposizione è  $\sim 396$  s, con un numero di particelle incidenti pari a un milione.

## 4.1.2 Parametri per la simulazione

Il *tool* GPS consente all'utente di impostare le caratteristiche delle particelle primarie da un file esterno. La sorgente di protoni è posizionata su di una sfera con raggio pari a 3 m, centrata nell'origine del sistema di riferimento. La direzione di queste particelle segue la legge di coseno<sup>1</sup> il cui angolo massimo di emissione  $q$  è di circa 0.059 rad.

Limitare questo angolo di emissioni da  $2\pi$  ad un cono permette di ridurre i tempi di simulazione, poiché aumenta la probabilità di intercettare la geometria costruita e quindi la statistica del numero di conteggi finale.

Il *tool* GPS permette all'utente di definire la distribuzione energetica di spettri complessi utilizzando un istogramma. L'intervallo energetico è pari a  $10 - 10^6$  MeV e sono stati selezionati 100 valori di energia equi-spaziati in scala logaritmica con uno step pari a 0.01; i corrispettivi valori del flusso sono stati ricavati dall'equazione 2.3.1.

---

<sup>1</sup>Questa legge afferma che l'intensità luminosa osservata da una superficie ideale riflettente è direttamente proporzionale al coseno dell'angolo fra la direzione della luce incidente e la normale alla superficie.

Il numero di particelle simulato è di  $10^6$  protoni. La simulazione è stata eseguita con l'utilizzo dell'interfaccia BoGEMMS inserendo i file di configurazione e quello relativo al flusso di particelle primarie, i cui parametri sono riportati in tabella 4.1.1.

Sorgente di emissione	
Range energetico	$10 - 10^6$ MeV
Forma	Sfera
Raggio	3 m
Distribuzione energetica	Flusso di protoni dei GCR, eq. 2.3.1
Distribuzione angolare	Legge di coseno
angolo di emissione	0.059 rad
Numero di protoni	$10^6$

Tabella 4.1.1: Parametri per la sorgente primaria.

La simulazione prevede che i protoni impattino su una sfera vuota di raggio 17.62 cm così da poter registrare le informazioni sulle particelle primarie nel file di output. L'informazione da ricavare per ottenere il flusso simulato è l'energia in entrata delle particelle che hanno attraversato la sfera vuota. Il flusso all'interno di ogni bin energetico è stato così calcolato:

$$F = \frac{N_{protoni}}{\Delta E \times T \times A_{ext} \times \Omega} \quad (4.1.4)$$

dove  $N_{protoni}$  rappresenta il numero di protoni all'interno di ogni intervallo,  $\Delta E$  è l'intervallo energetico,  $T$  è il tempo di esposizione, calcolato utilizzando l'equazione 4.1.3,  $A_{ext}$  è l'area della sorgente esterna ed  $\Omega$  è il cono di emissione. L'errore invece è dato da:

$$E_{flusso} = \frac{\sqrt{N_{protoni}}}{\Delta E \times T \times A_{ext} \times \Omega} \quad (4.1.5)$$

In figura 4.1.2 lo spettro simulato è rappresentato dalla curva grigia mentre quello analitico dalla curva rossa; questo riscontro tra i dati è ben visibile in figura 4.1.3 che mostra lo spettro simulato di figura 4.1.2 nell'intervallo energetico di 100 – 1000 MeV. Si nota chiaramente che la simulazione, e la relativa normalizzazione, sono consistenti con i risultati analitici. Questo grafico inoltre dimostra che i parametri, inseriti nel file in input, utilizzati per rappresentare la sorgente primaria di protoni (tabella 4.1.1) sono stati impostati correttamente nella simulazione.

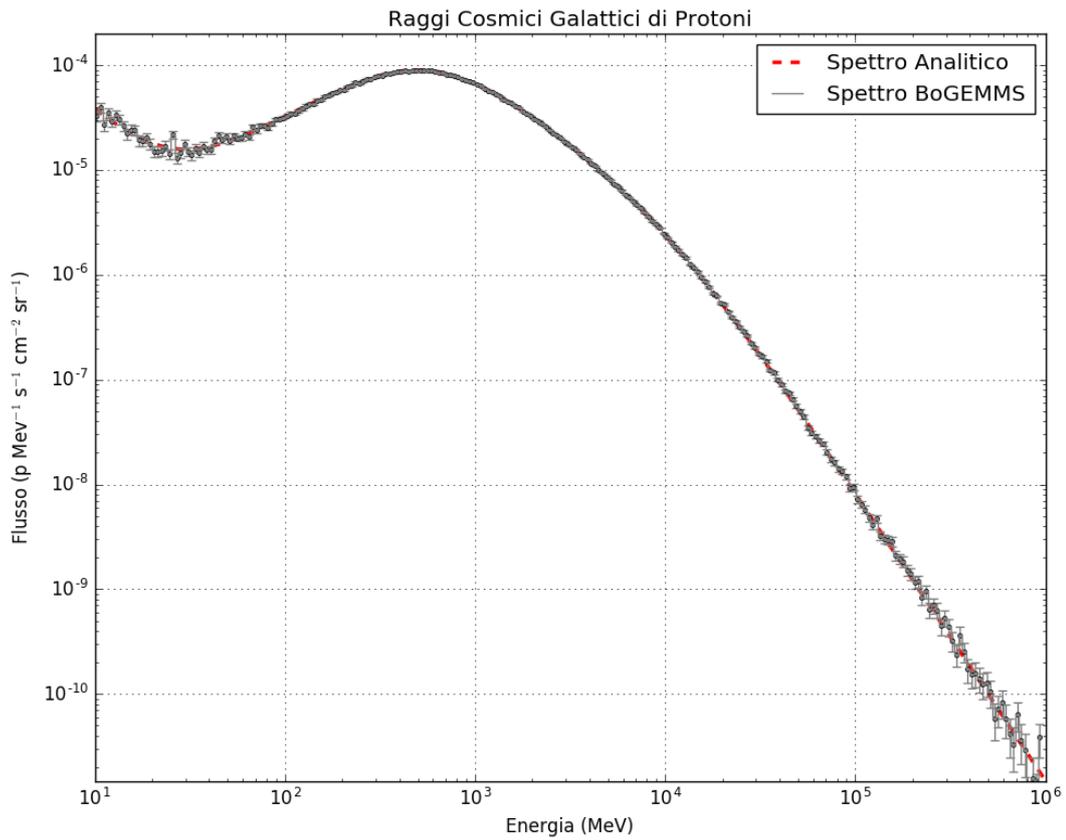


Figura 4.1.2: Spettro analitico e spettro simulato utilizzando il *framework* BoGEMMS.

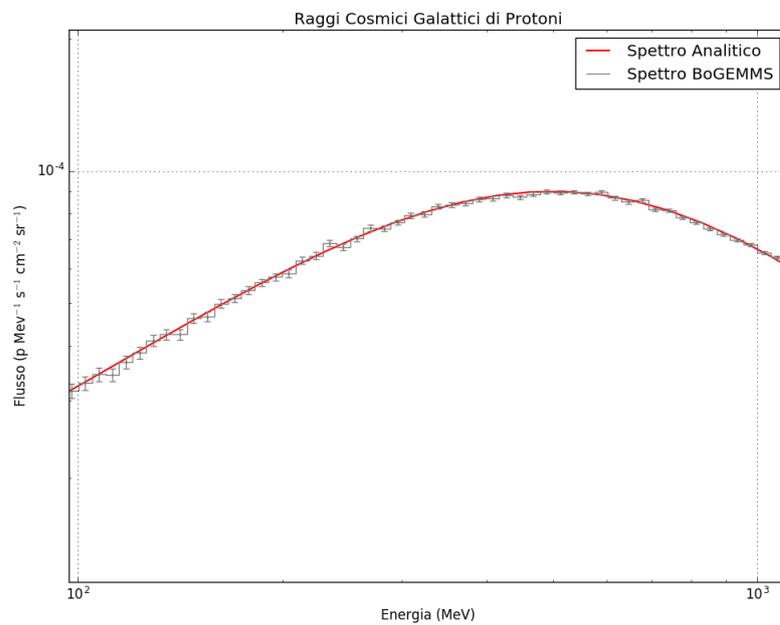


Figura 4.1.3: Spettro analitico e spettro simulato utilizzando il *framework* BoGEMMS nella banda energetica 100 – 1000 MeV.

## 4.2 Interazione tra particelle e materia

Quando una particella carica si muove in un materiale perde energia quasi con continuità e viene deflessa dalla sua direzione iniziale. Queste perdite di energia possono avvenire attraverso collisioni inelastiche, ionizzando e/o eccitando gli atomi del materiale, oppure con collisioni elastiche con i nuclei, il cui effetto è deviare la direzione della particella incidente senza che subisca perdite di energia. Le particelle cariche, in particolare gli elettroni, possono perdere energia anche attraverso il meccanismo di *Bremsstrahlung*. Una quantità utilizzata per descrivere le perdite di energia è lo *stopping power* che rappresenta il tasso con cui le particelle cariche perdono energia attraverso un dato materiale, la cui unità di misura è MeV/g/cm<sup>2</sup>. Per una missione spaziale è molto importante sapere come l'ambiente spaziale interagisce con le varie componenti del telescopio al fine di utilizzare materiali resistenti, leggeri e capaci di assorbire gran parte dell'energia che depositano le particelle. L'alluminio, ad esempio presenta molte di queste proprietà, di fatto è uno degli elementi più utilizzati per la costruzione delle varie componenti di una missione. In seguito verranno descritti i processi principali per la perdita di energia di particelle cariche nella materia, in particolare viene preso in riferimento l'alluminio.

### 4.2.1 *Stopping power* di particelle cariche adroniche

Lo *stopping power* per le particelle cariche può essere riscritto come somma di due contributi:

$$S_m = S_n + S_e \quad (4.2.1)$$

dove  $S_n$  rappresenta lo *stopping power* nucleare ed è dovuto a collisioni elastiche tra la particella carica incidente e il nucleo *target*, invece la perdita di energia dovuta ad urti inelastici con gli elettroni degli atomi del materiale bersaglio è detto *stopping power* elettronico. Lo *stopping power* elettronico è sempre molto più grande rispetto a quello nucleare, per cui in genere si trascura il contributo dato da quest'ultimo. Questo aspetto è visibile in figura 4.2.1 dove il maggior meccanismo per fermare i protoni all'interno dell'alluminio è attraverso collisioni con gli elettroni atomici; di fatto lo *stopping power* totale (curva nera) è composto principalmente dallo *stopping power* elettronico (curva rossa).

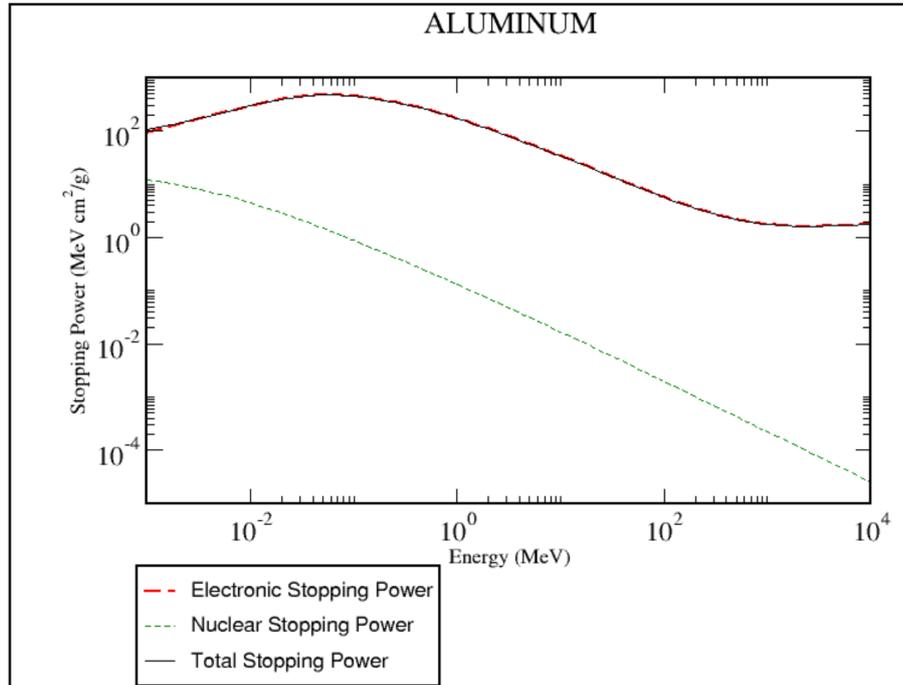


Figura 4.2.1: *Stopping power* in funzione dell'energia del protone. È presente la perdita di energia dovuta allo *stopping power* elettronico (curva rossa tratteggiata) e quella nucleare (curva verde tratteggiata). Gli *stopping power* qui riportati sono stati calcolati usando i dati forniti dal database NIST.

Lo *stopping power* elettronico esprime, quindi, le perdite di energie per ionizzazione e/o eccitazione e per calcolarne il contributo si utilizza la formula di Bethe e Bloch. In questa tesi se ne trascura la trattazione matematica ma in generale la perdita di energia data dalla formula di Bethe e Bloch aumenta all'aumentare della carica della particella, mentre diminuisce all'aumentare del numero atomico del materiale ( $Z$ ). In figura 4.2.2 è presente lo *stopping power* calcolato per diversi materiale: si nota che l'idrogeno (H) ha uno *stopping power* più alto rispetto al piombo (Pb), poiché l'H ha un numero atomico più piccolo ( $Z=1$ ) in relazione al Pb ( $Z=82$ )

Considerando i materiali riportati in figura 4.2.2 (Idrogeno, Carbonio, Alluminio, Rame, Piombo), il metallo che presenta il numero atomico più basso è l'alluminio ( $Z_{Al} = 13$ ), riuscendo a fermare meglio i protoni rispetto a metalli con un più alto numero atomico ( $Z_{Cu} = 29$ ).

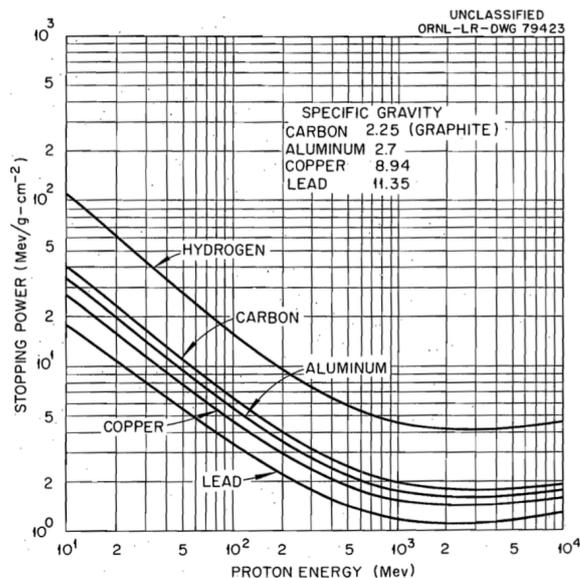


Figura 4.2.2: *Stopping power* per i protoni considerando diversi materiali: Idrogeno (Hydrogen), Carbonio (Carbon), Alluminio (Aluminium), Rame (Copper) e Piombo (Lead) (Zerby, 1963).

#### 4.2.2 *Stopping power* di particelle leptoniche

Lo *stopping power* totale per elettroni e positroni è dato dalla somma di un termine collisionale ( $S_{coll}$ ) e di un termine radiativo ( $S_{rad}$ ):

$$S_l = S_{coll} + S_{rad} \quad (4.2.2)$$

Lo *stopping power* collisionale è dato dalla formula di Bethe e Bloch, invece la perdita di energia radiativa è data dalla radiazione da frenamento (o *Bremsstrahlung*). La radiazione da *Bremsstrahlung* è emessa quando una particella carica interagisce con il campo coulombiano di un nucleo. La traiettoria della particella viene deviata durante l'interazione, con la conseguente accelerazione ed emissione di radiazione elettromagnetica. Tale processo è dominante per le particelle leggere poiché la sezione d'urto è inversamente proporzionale alla massa ( $m$ ) della particella  $\sigma_B \propto Z^2/m^2$ . La perdita di energia di un elettrone con energia  $E$  per unità di percorso ( $dx$ ) è data da:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \quad (4.2.3)$$

dove  $X_0$  è la lunghezza di radiazione ed esprime la distanza percorsa dall'elettrone all'interno del materiale in cui l'energia dell'elettrone incidente ( $E_0$ ) viene ridotta di

un fattore  $1/e$ , dove  $e$  è il numero di Nepero. Dall'equazione sopra esposta si nota che la perdita di energia dovuta alla radiazione da *Bremsstrahlung* è direttamente proporzionale all'energia della particella carica. Per  $E > 20$  MeV la perdita di energia da *Bremsstrahlung* è superiore a quella per ionizzazione (figura 4.2.3). Il valore per il quale queste due perdite di energia sono uguali è detto energia critica ( $E_c$ ) ed è pari a:

$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (4.2.4)$$

dove  $Z$  è il numero atomico del materiale; l'alluminio presenta un valore di circa 56 MeV (figura 4.2.3). Per energie molto superiori all'energia critica può essere considerato solo il processo di *Bremsstrahlung*, integrando l'equazione 4.2.3 si ha:

$$E = E_0 e^{-x/X_0} \quad (4.2.5)$$

in cui  $X_0$  si può riscrivere come:

$$X_0 \simeq \frac{716.4 \times A}{Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (4.2.6)$$

dove  $A$  è il numero di massa e  $Z$  è il numero atomico.

Considerando entrambe queste perdite di energia lo *stopping power* di un elettrone è dato dalla somma dello *stopping power* dovuto al processo di *Bremsstrahlung* e quello collisionale; la figura 4.2.3 ne mostra l'andamento per l'alluminio.

Per minimizzare l'emissione di energia tramite il processo di *Bremsstrahlung* è conveniente utilizzare materiali con un basso numero atomico poiché la sezione d'urto è direttamente proporzionale al quadrato del numero atomico. Questo comporta che metalli di basso numero atomico, quali per esempio l'alluminio, rame o oro, non solo forniscono uno schermaggio più leggero rispetto all'utilizzo di piombo, acciaio o tungsteno, ma minimizzano anche la produzione di radiazione secondaria prodotta da questo processo (Zerby, 1963).

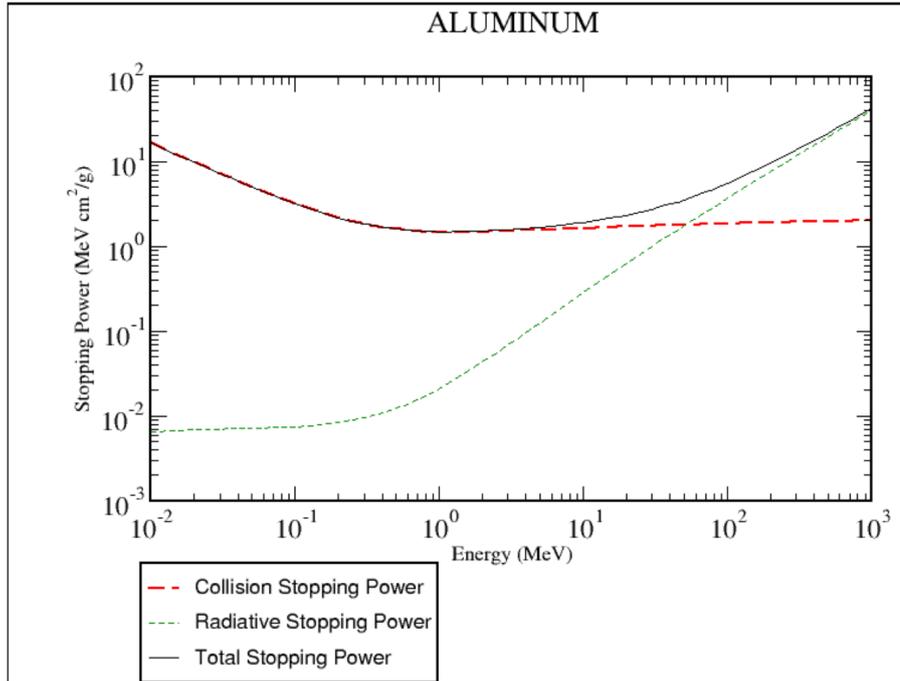


Figura 4.2.3: *Stopping power* in funzione dell'energia cinetica dell'elettrone. Viene riportata la perdita di energia dovuta a collisioni (curva rossa tratteggiata) e quella dovuta al processo di *Bremsstrahlung* (curva verde tratteggiata). Ad energie  $\sim 56$  MeV le due perdite di energia si eguagliano. Questo grafico è stato calcolato usando i dati forniti dal *database* NIST.

### 4.2.3 Spallazione

La spallazione è un processo fisico che riguarda interazioni inelastiche di particelle cariche su dei *target* composti da nuclei. Il risultato della spallazione è che si ha l'espulsione di alcuni nucleoni dal nucleo che è stato colpito. La spallazione dei protoni (p) su nuclei X produce nuclei Y e può essere rappresentata mediante la seguente relazione:



dove il termine *particelle* si riferisce ai secondari prodotti dall'interazione, quali ad esempio i pioni. Il nucleo può trovarsi in uno stato eccitato e tramite la diseccitazione potrà liberare radiazione e neutroni. Questi ultimi potrebbero subire collisioni inelastiche con altri nuclei del materiale e/o essere catturati da altri nuclei. La spallazione è il maggior responsabile per la produzione di particelle adroniche all'interno dello schermaggio. Protoni con energie di  $0.1 - 1$  GeV possono innescare una cascata di

particelle secondarie collidendo con un nucleo del materiale. Questi adroni possono, successivamente, produrre altre collisioni generando a loro volta cascate di particelle, fino a che l'energia della particella non è inferiore rispetto alla soglia richiesta per il processo di spallazione (Perinati et al., 2012a). L'effetto della spallazione è più importante per metalli con un alto numero atomico (per esempio Tungsteno), i quali presentano una maggiore produzione di particelle rispetto a metalli con un basso numero atomico, come ad esempio l'Alluminio.

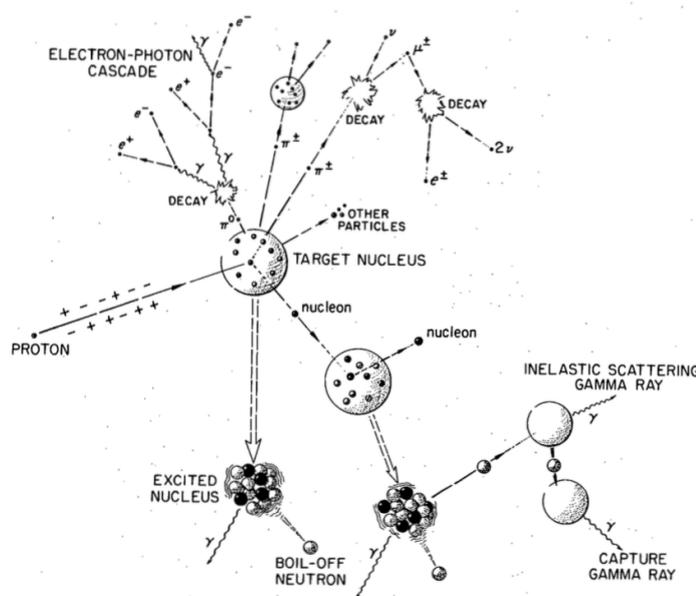
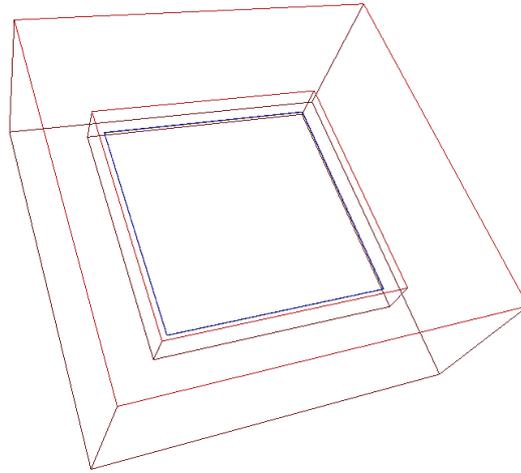


Figura 4.2.4: Processo di spallazione (Zerby, 1963).

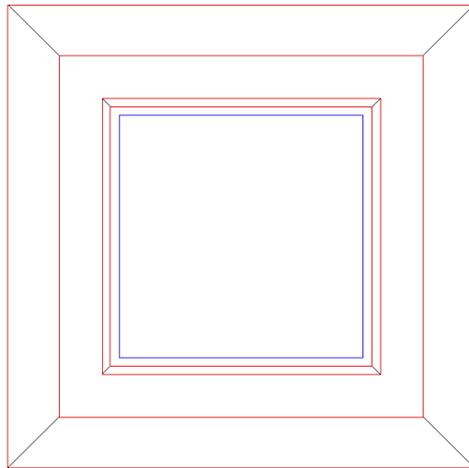
Il materiale proposto per lo schermaggio passivo del WFI è l'alluminio, in quanto è il metallo migliore per poter schermare i protoni e i secondari prodotti all'interno dello schermo.

### 4.3 Schermaggio passivo di Alluminio

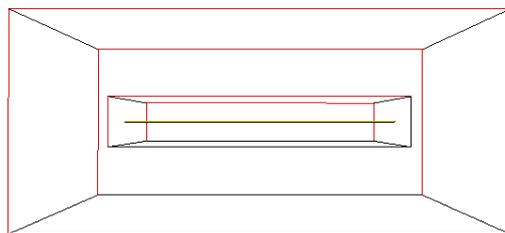
I GCR, composti da particelle cariche, possono: i) penetrare nel materiale di cui è composto il satellite e arrivare al rivelatore, generando eventi di background o, nei casi estremi, danneggiando la strumentazione stessa; ii) generare nella loro interazione cascate di particelle secondarie che a loro volta interagiscono con il materiale circostante e con il piano focale, incrementando il fondo strumentale.



(a) Visione obliqua.



(b) Visione frontale.



(c) Visione laterale.

Figura 4.3.1: Modello geometrico dello schermaggio passivo composto di Al (box rossa), dell'OBF (lastra blu) e del WFI (lastra gialla).

Una possibile soluzione per schermare le particelle al di fuori del campo di vista è posizionare intorno al rivelatore un materiale passivo. La scelta e le dimensioni del materiale dipendono dal tipo di particelle che si vuole schermare e/o attenuare e dai secondari che la particelle primaria genererà interagendo con lo schermaggio passivo, e dipenderà anche dal *design* della missione. Per il WFI è stato proposto uno schermaggio passivo in alluminio avente uno spessore di 4 cm.

I protoni all'interno dello schermaggio possono percorrere anche distanze più lunghe dello spessore in quanto dipende dal loro angolo di emissione. La distanza massima che un protone può percorrere all'interno dello schermaggio è pari a 4 cm; mentre la distanza più lunga che può percorrere è di circa  $\geq 32$  cm. Un protone con un'energia minore o uguale a circa 75 MeV viene completamente assorbito all'interno di una distanza pari a 4 cm, mentre protoni con energie superiori a 75 MeV riescono a superare lo schermaggio passivo. Invece protoni con un'energia di  $\sim 1$  GeV vengono completamente fermati per uno spessore di  $\sim 32$  cm.

Le simulazioni effettuate includono il modello geometrico del WFI e dell'OBF, quest'ultimo posizionato a contatto sul rivelatore (§3.4), centrati nell'origine del sistema di riferimento dove lo schermaggio di Al è costruito intorno al rivelatore e al filtro ottico. Lo schermo passivo può essere approssimato da un parallelepipedo cavo avente un'area superficiale di forma quadrata, in cui la cavità interna presenta un lato pari a 15 cm e un'altezza di 2.6 cm e le dimensioni esterne dello schermo sono di lato 23 cm e altezza di 10.6 cm. La figura 4.3.1 mostra il modello geometrico implementato nelle simulazioni, dove la box rossa rappresenta lo schermaggio di Al e la lastra blu l'OBF; il WFI non è visibile poiché è posizionato sotto il filtro. Con queste dimensioni lo spessore totale dello schermo è pari a 4 cm per ogni lato. La figura 4.3.1 riproduce lo schermaggio passivo in diverse proiezioni: la box rossa (Al) circonda la lastra blu (OBF) e gialla (WFI). Questo modello geometrico non rappresenta la reale configurazione dello schermaggio passivo proposto per il WFI, in cui il campo di vista deve essere privo di schermaggi passivi per permettere la diretta focalizzazione dei fotoni sul piano del rivelatore. Si è adoperata una box chiusa poiché si è interessati a studiare solo il fondo strumentale prodotto dai protoni dei GCR. La reale configurazione dello schermaggio passivo quindi prevede che il campo di vista del WFI non sia coperto da nessun tipo di materiale.

### 4.3.1 *Graded shield*: schermaggio di Alluminio e strato interno di Berillio

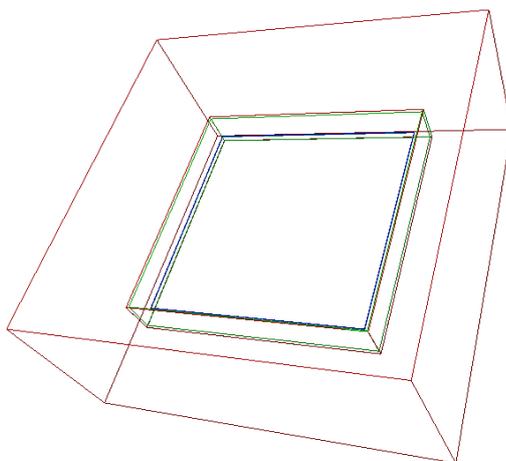
L'assorbimento fotoelettrico all'interno del materiale schermante può causare l'emissione di raggi X, prodotti dalla transizione elettronica. La particella priva l'atomo di un elettrone lasciando una lacuna all'interno dell'atomo stesso; dal riarrangiamento di un elettrone, che da un orbitale più esterno andrà a posizionarsi all'interno della lacuna, viene emesso un fotone X cosiddetto di 'fluorescenza'. Se questi fotoni X fuoriescono dallo schermo possono essere assorbiti dal rivelatore, nel caso in cui l'energia del fotone rientri nella banda energetica del rivelatore stesso. Nel caso dell'Al questo comporta l'osservazione di una riga in emissione nello spettro del fondo ad un'energia pari a circa 1.5 keV. Questi raggi X introducono un fondo indesiderato ed una possibile soluzione a questo problema è utilizzare un *graded shield*, ossia uno schermo composto da materiali di diverso numero atomico. Per il WFI questo *graded shield* è composto dallo schermaggio passivo di Al, il quale è ricoperto internamente da uno strato sottile di materiale con un numero atomico più basso; in questa tesi lo strato interno è composto da berillio (Be) che presenta un numero atomico pari a  $Z_{Be} = 3$  mentre l'alluminio ha un numero atomico  $Z_{Al} = 13$ . L'utilizzo di questo strato consente di eliminare la riga di emissione dell'Al prodotta per fluorescenza. Per verificare se lo strato di Be riesce a bloccare i fotoni di energia 1.5 keV si riprende l'equazione 3.4.1 e si esplicita il coefficiente di attenuazione lineare in funzione di quello di massa e della densità del berillio:

$$I_{Be} = I_0 \exp(-m_{Be} z_{Be} \rho_{Be}) \quad (4.3.1)$$

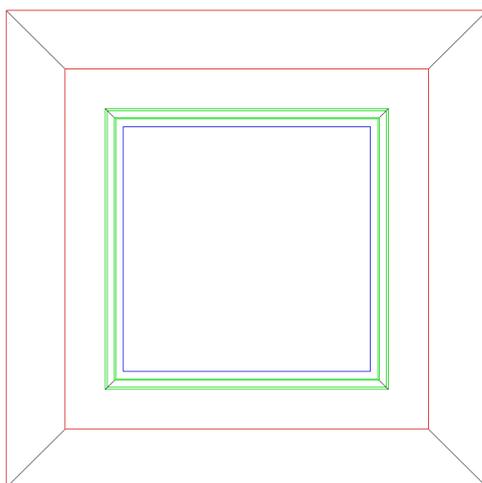
dove  $m_{Be}$ ,  $z_{Be}$  e  $\rho_{Be}$  sono rispettivamente il coefficiente di massa, lo spessore e la densità del Be. Per un'energia pari a 1.5 keV  $m_{Be}$  è pari a 179.2 cm<sup>2</sup>/g e  $\rho_{Be}$  è di 1.85 g/cm<sup>3</sup>. Per uno spessore pari a 1 mm l'equazione 4.3.1 è data da:

$$\frac{I_{Be}}{I_0} = 4 \times 10^{-15} \quad (4.3.2)$$

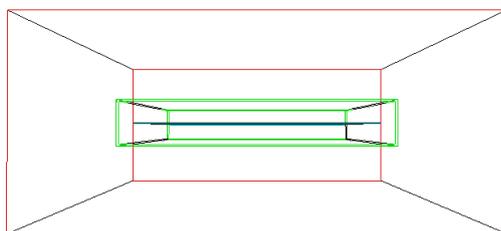
ovvero su 10<sup>15</sup> fotoni incidenti solo quattro fotoni non vengono assorbiti. Lo strato simulato viene posto sopra alla cavità interna dello schermo con un lato pari a 15 cm ed un'altezza di 2.6 cm, dove è stato aggiunto 1 mm di Be così da avere dimensioni interne pari a 14.8×14.8×2.4 cm. Il modello implementato per costruire lo strato del Be è riportato in figura 4.3.2 ed è rappresentato della box verde, la box rossa



(a) Visione trasversale.



(b) Visione frontale.



(c) Visione laterale.

Figura 4.3.2: Modello geometrico del *graded shield*: lo schermaggio passivo simulato è la box rossa, l'OBF è lastra blu e la box verde rappresenta lo strato di Be.

rappresenta lo schermo passivo e la lastra blu l'OBF (il WFI è posizionato sotto il filtro).

## 4.4 Simulazione: Impostazione dei parametri GEANT4

I protoni primari emessi da una sorgente sferica descritti in sezione 4.1 interagiscono con lo schermo passivo. Per una corretta stima del fondo strumentale del WFI indotto dai protoni dei GCR la simulazione deve tener conto dei processi fisici in cui sono coinvolti i protoni primari e le particelle secondarie. GEANT4 fornisce diverse liste fisiche<sup>2</sup> per poter simulare il passaggio di particelle attraverso la materia e le loro interazioni; in seguito si espongono quelle utilizzate per simulare i protoni dei GCR con lo schermaggio passivo, il WFI e l'OBF.

### 4.4.1 Lista fisica elettromagnetica: PENELOPE

I processi descritti in sezione 3.3 in cui sono coinvolti fotoni, elettroni e positroni possono essere implementati in GEANT4 attraverso modelli fisici sviluppati per il codice *PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons* (PENELOPE). Questi modelli sono stati sviluppati appositamente per simulazioni Monte Carlo per descrivere processi di basse energia (qualche eV fino a 1GeV) e sono: lo scattering Compton, la conversione gamma, *Bremsstrahlung*, la ionizzazione e l'annichilazione del positrone.

GEANT4 fornisce una lista fisica per poter implementare tutti questi processi all'interno della classe C++: *G4EmPenelopePhysics*; in questo lavoro i processi elettromagnetici vengono implementati con l'utilizzo di questa lista fisica.

### 4.4.2 Lista fisica adronica: QGSP\_BIC\_HP

La lista fisica adronica utilizzata per le simulazione si estende ad un intervallo energetico sotto i 10 GeV. Questa lista contiene al suo interno tre diversi modelli che possono essere così divisi:

---

<sup>2</sup><http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>

- *Quark Gluon String Precompound* (QGSP) : questo si basa sul modello *Quark-Gluon String* che implementa scattering non elastici di alta energia di adroni su nuclei *target*. L'interazione crea un nucleo eccitato, nel quale questa diseccitazione è modellata dal modello *precompound*;
- *Binary Cascade* (BIC): descrive la cascata di particelle secondarie prodotte dall'interazione di protoni e/o neutroni con i nuclei;
- *High Precision neutron* (HP): con l'utilizzo di questo modello si ha una migliore descrizione del trasporto dei neutroni nella materia per energie inferiori a 20 MeV.

#### 4.4.3 *Cut-off*

L'utente può scegliere un valore di soglia affinché il simulatore possa continuare a registrare le informazioni delle particelle secondarie, oppure non continuare a seguire la loro traccia ma convertirle in un deposito locale di energia. Questo parametro di soglia, o *cut-off*, viene implementato utilizzando il metodo *SetCuts* e stabilisce un limite alla produzione di particelle secondarie, ottimizzando così il tempo di simulazione. Questo *cut-off* deve essere definito come distanza minima per la produzione delle particelle secondarie che il simulatore converte internamente in una energia di soglia per ogni particelle e per ogni materiale. Se l'energia della particella è inferiore all'energia che questa perderebbe nell'attraversare una distanza di soglia, non viene prodotta e il simulatore ne registra il deposito di energia. In questo modo il simulatore non è costretto a seguire tutte le particelle secondarie che vengono prodotte durante il passaggio di una particella carica attraverso il materiale. La scelta del *cut-off* produce effetti importanti sulla simulazione poiché un valore troppo grande di *cut-off* comporta la perdita di alcune informazioni sulle particelle secondarie; al contrario impostare un *cut-off* troppo piccolo porta a tempi di simulazione eccessivi per via dell'enorme numero di particelle secondarie. L'utente quindi, in base allo studio che vuole eseguire, deve impostare un diverso *cut-off* per diversi volumi geometrici a valle di test di ottimizzazione successivi. Il *cut-off* utilizzato in questa tesi è pari ad  $1 \mu\text{m}$  per tutti i volumi coinvolti nella simulazione.

## 4.5 Simulazione dei protoni dei GCR con lo schermaggio passivo

Per analizzare l'impatto che hanno i protoni dei GCR sullo schermaggio passivo sono state eseguite diverse simulazioni utilizzando il modello geometrico descritto in sezione 4.3 ed invece come sorgente primaria quella esposta in sezione 4.1.1, con un numero di particelle incidenti pari a  $10^5$  protoni all'interno del intervallo energetico  $10 - 10^6$  MeV.

Le barre di errore riportate all'interno dei grafici sono date dalla radice quadrata del numero dei conteggi simulati i quali possono essere descritti con una trattazione Poissoniana.

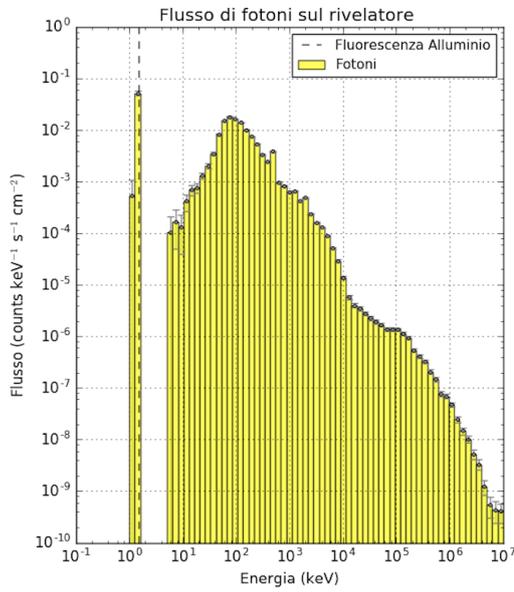
### 4.5.1 Flusso di particelle

Stimare il flusso di particelle sul rivelatore è importante perché permette di capire quali processi fisici di interazione siano dominanti, così da proporre materiali e/o un disegno che siano in grado di minimizzare la produzione di particelle secondarie. Queste particelle, impattando sul rivelatore, contribuiscono al livello di fondo strumentale.

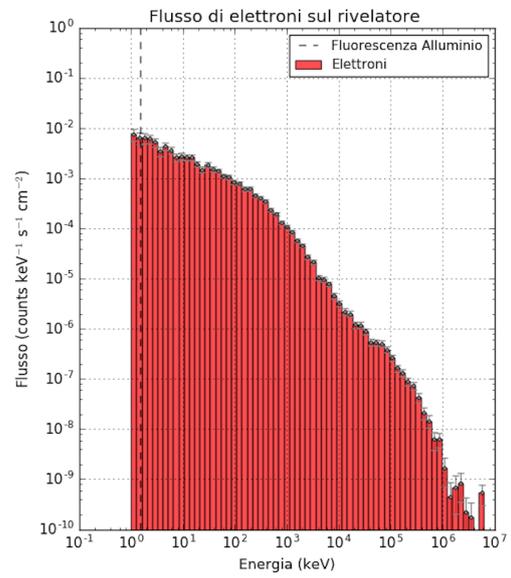
#### 4.5.1.1 Flusso di particelle con lo schermaggio passivo di Al

Una prima simulazione prevede l'impatto dei protoni con lo schermaggio passivo, il WFI e l'OBF. Per stimare il flusso di particelle è stato scritto un programma Python in cui sono state selezionate esclusivamente le particelle che sono uscite dallo schermaggio passivo.

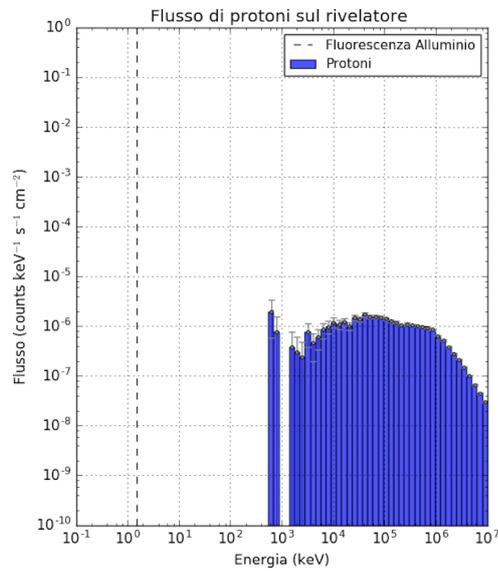
Anche qui è stato utilizzato un istogramma per conteggiare le particelle all'interno di bin energetici. L'intervallo totale di energia si estende da 0.1 keV fino a  $10^7$  keV, in cui la dimensione di ogni singolo bin è pari a 0.1 in scala logaritmica. Il flusso (F) in particelle/s/keV/cm<sup>2</sup> è ottenuto dal rapporto tra il numero totale delle particelle presenti all'interno di ogni intervallo e il prodotto tra il tempo di simulazione (t, calcolato mediante l'equazione 4.1.3), la banda energetica ( $\Delta E$ , data dalla differenza tra l'estremo superiore e di quello inferiore per ogni bin) e l'area dello schermaggio passivo ( $A_s$ ):



(a) Fotoni.



(b) Elettroni.



(c) Protoni.

Figura 4.5.1: Flusso di particelle che fuoriesce dallo schermaggio passivo.

$$F = \frac{\textit{particelle}}{t \times A_s \times \Delta E} = \frac{\textit{particelle}}{t \times A_s \times (E_{sup} - E_{inf})} \quad (4.5.1)$$

dove l'area dello schermo di Al è data da:

$$A_s = (2 \times L_s^2) + (4 \times L_s \times H_s) \quad (4.5.2)$$

dove  $L_s$  è il lato della cavità interna ed è pari a 15 cm,  $H_s$  è l'altezza di 2.6 cm. La percentuale di fotoni, elettroni e protoni che fuoriescono dallo schermaggio rispetto al numero totale di particelle che escono dallo schermo è rispettivamente uguale a 51.0%, 6.3% e 22.3%, la restante percentuale è composta da neutroni, positroni e altre particelle adroniche e leptoniche.

In figura 4.5.1 le tre curve sono il risultato delle diverse interazioni discusse in sezione 4.2, in cui i protoni primari interagendo con gli atomi dell'alluminio provocano la produzione di particelle secondarie. Il flusso di fotoni è rappresentato dall'istogramma giallo, quello degli elettroni dall'istogramma rosso, mentre i protoni sono rappresentati da quello blu.

I tre istogrammi in figura 4.5.1 sono il risultato dei diversi processi che generano le particelle all'interno dello schermaggio passivo e da una prima analisi si può dedurre che:

- Il flusso di fotoni (figura 4.5.5a) presenta un picco ad energie di  $\sim 50$  keV, il cui andamento dopo tale massimo decresce fino ad energie di  $10^7$  keV. Questo potrebbe essere dovuto all'effetto fotoelettrico in quanto la sezione d'urto di questo processo prevale in questo intervallo energetico e i fotoni interagiscono con gli elettroni dell'Al. Sono presenti due righe: la prima si trova all'interno dell'intervallo energetico  $\sim 1.3 - 1.6$  keV e si suppone sia generata dai fotoni di fluorescenza dell'Al ( $\sim 1.5$  keV); la seconda è all'interno dell'intervallo  $\sim 435 - 550$  keV, questa invece potrebbe essere originata dai processi di annichilazione di coppie elettrone-positrone, poiché questo processo genera due fotoni di energia 511 keV (valore della massa a riposo di queste due particelle). Si nota invece che nell'intervallo  $1.6 - 5.1$  keV non sono presenti fotoni: l'ipotesi è che questi vengono prodotti e assorbiti all'interno dello schermaggio tramite effetto fotoelettrico.
- L'andamento del flusso degli elettroni decresce all'aumentare dell'energia e da una prima analisi non presenta caratteristiche peculiari.

- Il contributo dei protoni invece è presente ad energie superiori a 700 keV e presenta un massimo ad energie pari a  $10^5$  keV.

### Scomposizione flussi per i vari processi fisici:

Per comprendere al meglio quali processi fisici sono coinvolti all'interno dello schermaggio di Al, i flussi delle tre particelle (fotoni, elettroni e protoni) sono stati scomposti in funzione del processo che le ha generate e tale scomposizione è mostrata nelle figure 4.5.2, 4.5.3 e 4.5.4.

Si nota che ad energie di circa 1.5 keV è presente la riga di emissione dell'alluminio; oltre ad essere generata dall'effetto fotoelettrico dei fotoni secondari, il contributo principale è dato dalla ionizzazione delle particelle secondarie, sia adroniche che leptoniche, sugli elettroni degli atomi dell'alluminio. È presente, inoltre, una riga a 511 keV che corrisponde ai fotoni emessi dall'annichilazione di una coppia elettrone-positrone. Questa analisi conferma quanto esposto in precedenza.

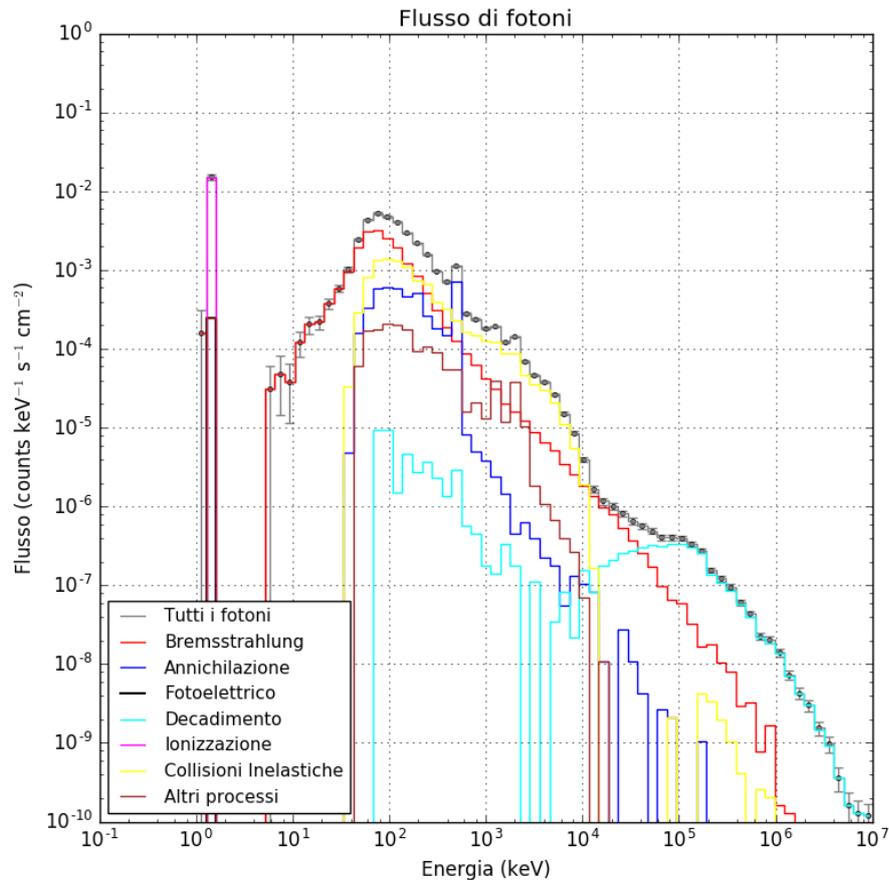


Figura 4.5.2: Flusso di fotoni relativi ai singoli processi.

Per energie da circa 8 keV fino a 200 keV il picco nel flusso di fotoni è dato dal processo di *Bremsstrahlung* e questo contributo domina anche nell'intervallo energetico di 10 – 200 keV, in cui i fotoni sono prodotti dall'interazione delle particelle cariche con il campo coulombiano di uno ione. Si osserva una diminuzione nel flusso di fotoni ad energie inferiori a  $\sim 50$  keV poiché questi interagiscono con gli elettroni degli atomi dell'Al tramite effetto fotoelettrico.

Da 200 keV fino a 10 MeV i fotoni sono emessi da scattering non elastico di particelle adroniche con l'alluminio, ad esempio protoni, neutroni e pioni; mentre per energie superiori di 40 MeV entra in gioco il decadimento delle particelle che rilasciano fotoni. La mancanza di fotoni ad energie  $\sim 1.6 - 5.1$  potrebbe essere dovuta al fatto che queste particelle vengono assorbite dall'Al prima che queste possano fuoriuscire tramite l'effetto fotoelettrico. La conferma di questa mancanza verrà data nella sezione successiva, poiché introducendo uno strato aggiuntivo di materiale questo offre maggiori interazioni per la produzione di fotoni. In tabella 4.5.1 si riporta la percentuale dei fotoni coinvolti per ogni singolo processo che li ha creati rispetto al numero totale dei fotoni incidenti.

Percentuale di fotoni rispetto al numero totale di particelle	$\sim 51.0\%$
Collisioni inelastiche	$\sim 39.3\%$
<i>Bremsstrahlung</i>	$\sim 33.9\%$
Annichilazione	$\sim 13.5\%$
Decadimento	$\sim 6.5\%$
Altri processi	$\sim 6.5\%$
Ionizzazione	$\sim 0.3\%$
Fotoelettrico	$\sim 0.005\%$

Tabella 4.5.1: Percentuale di fotoni coinvolti in ogni processo.

La scomposizione dei processi riguardanti gli elettroni è mostrata in figura 4.5.3. Dal grafico è evidente che solo due processi sono dominanti rispetto agli altri: per energie inferiori a 10 MeV gli elettroni sono principalmente prodotti tramite processi di ionizzazione da parte dei protoni, neutroni, ioni e muoni con i nuclei dell'alluminio, mentre ad energie superiori il principale contributo è la produzione di coppie, in cui i fotoni si trasformano in coppie elettroni-positroni. Anche qui si riporta in tabella 4.5.2 la percentuale relativa ai diversi processi.

Infine, il flusso dei protoni si compone in primari e secondari, prodotti durante il passaggio della particella carica; in figura 4.5.4 ne è stato diviso il contributo nelle due componenti. Il picco ad energia  $10^5$  keV è dato da entrambi i contributi dei

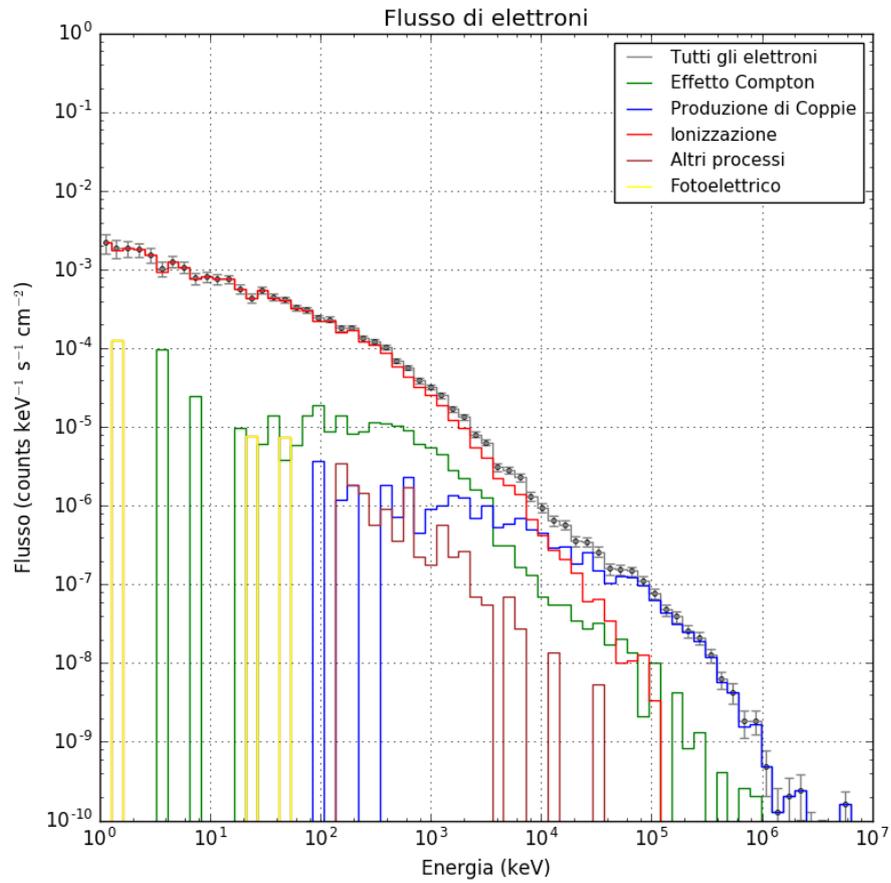


Figura 4.5.3: Flusso di elettroni relativi ai singoli processi

Percentuale di elettroni rispetto al numero totale di particelle	$\sim 6.0\%$
Ionizzazione	$\sim 74.7\%$
Produzione di coppie	$\sim 14.9\%$
Effetto Compton	$\sim 9.2\%$
Altri processi	$\sim 1.0\%$
Effetto fotoelettrico	$\sim 0.08\%$

Tabella 4.5.2: Percentuale di elettroni coinvolti in ogni processo.

protoni (primari e secondari), dove i secondari presentano energie più basse, poiché sono il risultato finale dato dall'interazione dei primari con i nuclei dell'Al. Mentre la presenza dei protoni primari avviene a circa  $\sim 10$  MeV in quanto si tratta di particelle che hanno un'energia più grande di 75 MeV e non vengono assorbite all'interno dell'Al. In questa situazione lo *stopping power* diventa paragonabile all'energia della particella stessa e quindi lo spessore di Al non riesce a fermare efficientemente particelle superiore a questa energia.

Il numero di protoni che fuoriesce dallo schermaggio rispetto al numero totale di particelle che fuoriesce dallo schermo è del 22.3% e di questo valore circa l'80.6% è dato dalle particelle primarie mentre il restante 19.4% è dato da quelle secondarie.

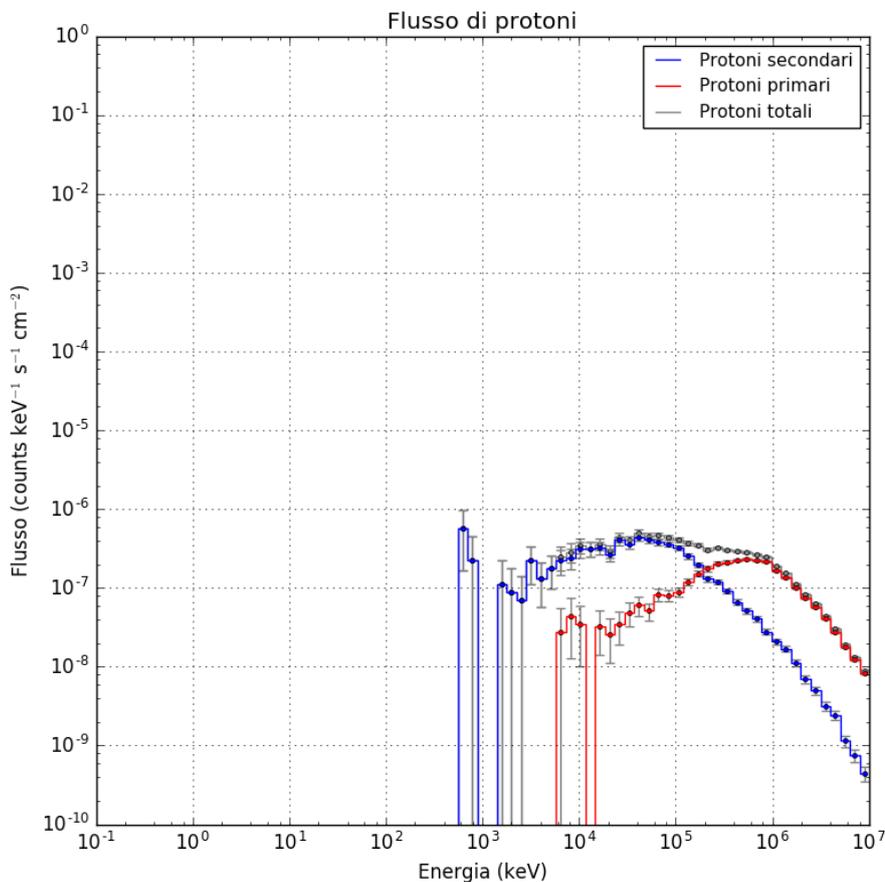


Figura 4.5.4: Flusso di protoni relativo ai i singoli processi

Si è calcolato inoltre la percentuale di particelle prodotte in funzione dello spessore dello schermaggio, ricavando che circa l'80.8% degli elettroni che fuoriesce dallo schermaggio sono stati prodotti entro una distanza inferiore a 4 mm rispetto al lato interno dello schermo, mentre le percentuali di fotoni e protoni prodotti entro la

stessa distanza sono il 29.1% e lo 0.3%. Il 50% degli elettroni, invece, viene prodotto entro un 1 mm dal lato interno dello schermaggio da cui escono.

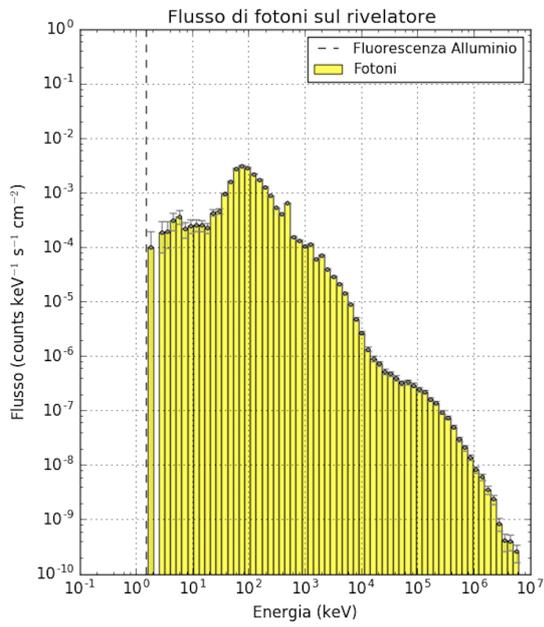
#### 4.5.1.2 Flusso di particelle con il *graded shield*

La simulazione è stata definita e ripetuta in maniera analoga a quella precedente, in questo caso è presente anche con il *graded shield*; in particolare si adopera la stessa analisi e in questo caso le particelle fuoriescono dallo strato di Be.

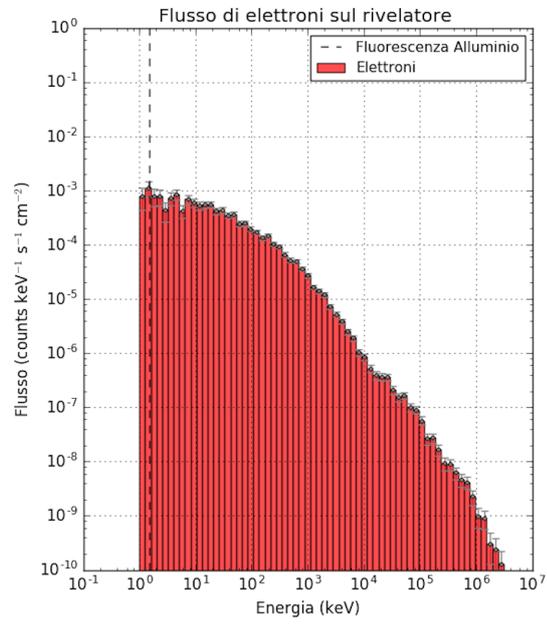
Da un confronto preliminare tra il grafico 4.5.5 e 4.5.1 si nota che in figura 4.5.5 non sono più presenti i fotoni di emissione per fluorescenza dell'alluminio, il che dimostra che lo strato di Be è in grado di attenuare la radiazione ad 1.5 keV. Lo strato di Be riduce di un fattore pari a 75 il numero di fotoni che fuoriescono dallo schermaggio di Al. Anche se tali fotoni vengono assorbiti, per energie superiori a  $\sim 1.6$  keV si ha una maggiore produzione di fotoni prodotta da *Bremsstrahlung* in quanto si presentano interazioni aggiuntive nello strato di Be (figure 4.5.5 e 4.5.6), dove il numero di fotoni aumenta di un fattore circa 1.15 rispetto a quelli uscenti dallo schermaggio passivo. Questo conferma che l'assenza dei fotoni nell'intervallo 1.6 – 5 keV di figura 4.5.5a è dovuta a processi di assorbimento da parte degli atomi dello schermaggio di Al sui fotoni. In figura 4.5.9 è mostrato il flusso di fotoni che fuoriescono sia dallo schermaggio di Al (figura 4.5.9a) sia dallo strato di Be (figura 4.5.9b) per mettere a confronto i due flussi nella banda 0.1 –  $10^3$  keV e verificare l'analisi sopra esposta. Come nel caso precedente, le figure 4.5.6, 4.5.7 e 4.5.8 riportano i processi per le tre particelle considerate: fotoni, elettroni e protoni. In tabella 4.5.3 sono state riportate le percentuali per i singoli processi.

Dalla tabella 4.5.3 si nota che il processo fotoelettrico ha percentuale nulla e i processi di ionizzazione solo del 0.004%, il che certifica che questi meccanismi sono responsabili della riga di emissione dell'alluminio.

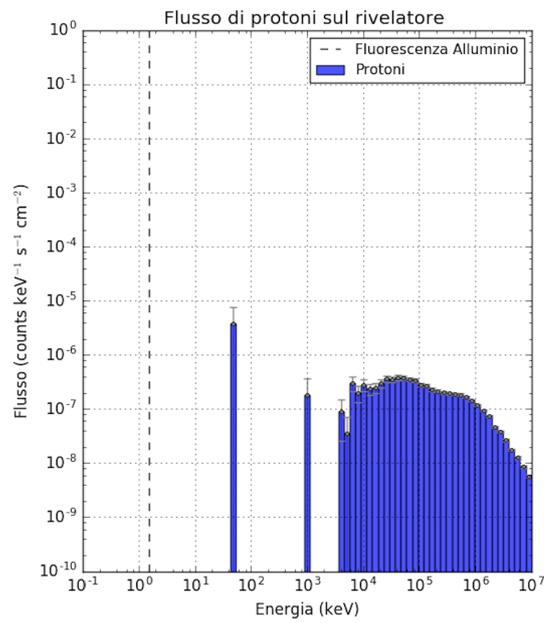
Poiché all'interno dello schermaggio sono coinvolti molti processi fisici si è deciso di scomporre solo i contributi principali e riunire tutti gli altri in *altri processi* (curva marrone nei grafici 4.5.3, 4.5.2, 4.5.7 e 4.5.6); per esempio sono inclusi i decadimenti  $\alpha$ ,  $\beta^-$  e  $\beta^+$  e scattering elastici adronici.



(a) Fotoni.



(b) Elettroni.



(c) Protoni.

Figura 4.5.5: Flusso di particelle che fuoriesce dallo strato di Be.

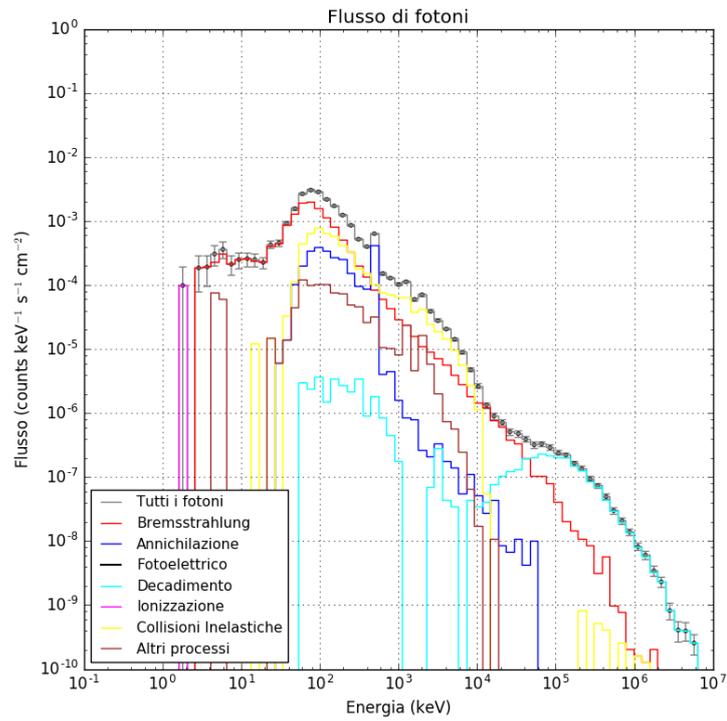


Figura 4.5.6: Flusso di fotoni che fuoriscono dallo strato di Be.

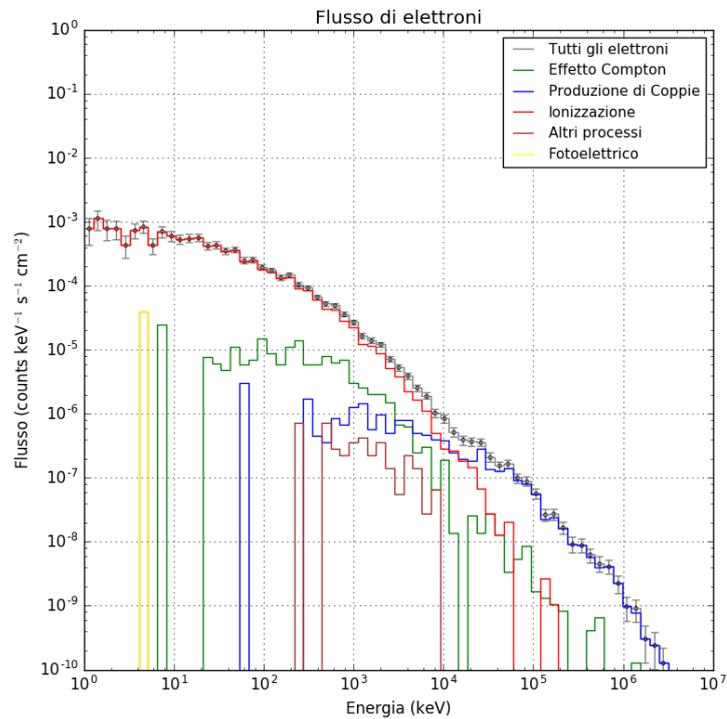


Figura 4.5.7: Flusso di elettroni che fuoriscono dallo strato di Be.

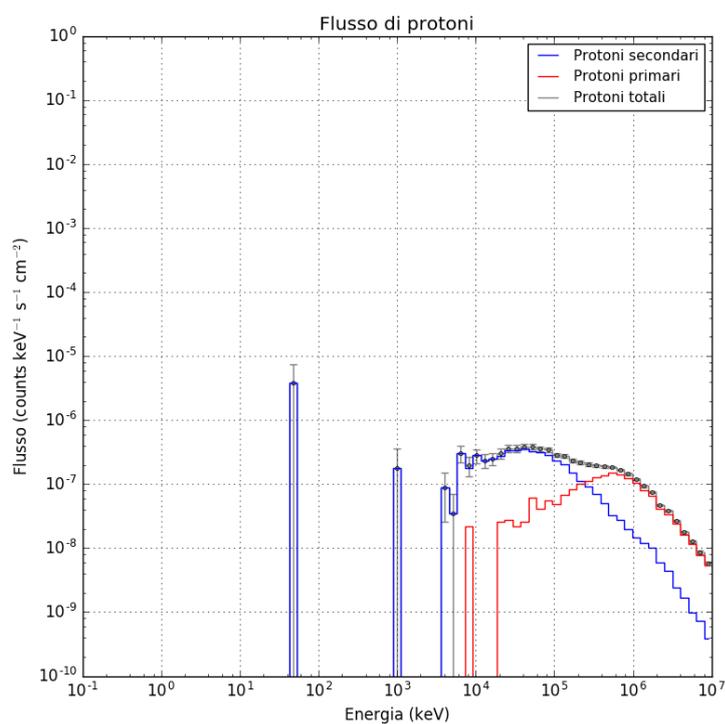
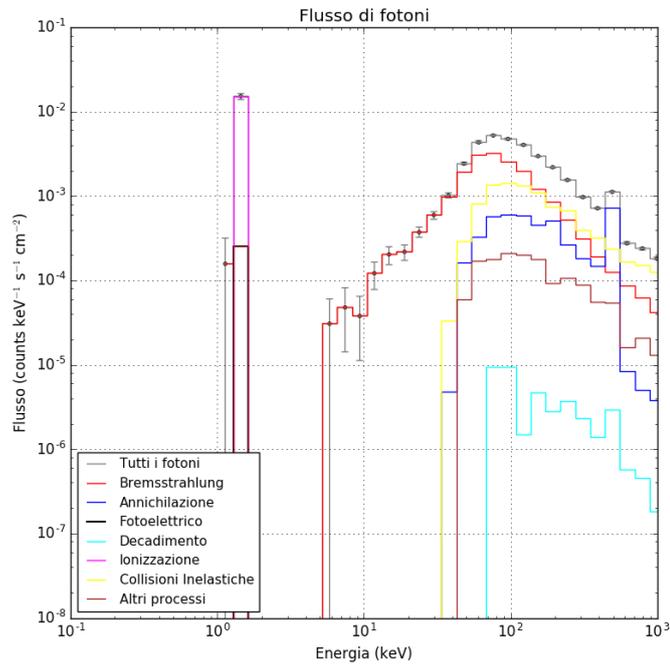


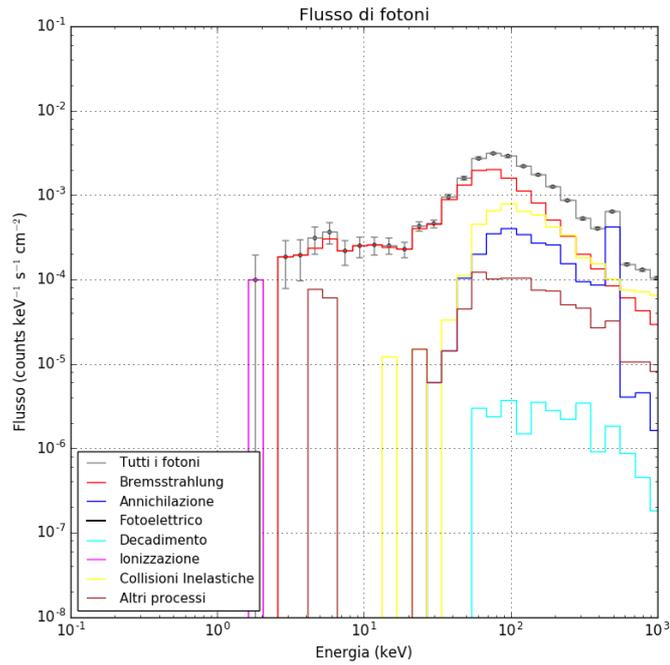
Figura 4.5.8: Flusso di protoni che fuoriscono dallo strato di Be.

Percentuale di fotoni rispetto al numero totale di particelle	~ 48.5
<i>Bremsstrahlung</i>	~ 39.2%
Collisioni inelastiche	~ 33.5%
Annichilazione	~ 13.4%
Decadimento	~ 7.8%
Altri processi	~ 6.0%
Ionizzazione	~ 0.004 %
Fotoelettrico	~ 0.0%
Percentuale di elettroni rispetto al numero totale di particelle	~ 8.0%
Ionizzazione	~ 73.9%
Produzione di coppie	~ 16.0%
Effetto Compton	~ 8.9%
Altri processi	~ 1.17%
Effetto fotoelettrico	~ 0.02%
Percentuale di protoni rispetto al numero totale di particelle	~ 23.1%
Protoni Secondari rispetto al numero di protoni	~ 76.3%
Protoni Primari rispetto al numero di protoni	~ 23.7%

Tabella 4.5.3: Percentuale relativa al contributo di ogni processo coinvolto nell'interazione tra le particelle primarie e secondarie con lo strato di berillio.



(a) Fotoni che fuoriescono dallo schermaggio di Al.



(b) Fotoni che fuoriescono dallo strato di Be.

Figura 4.5.9: Flusso di fotoni nella banda 0.1 – 10<sup>3</sup> keV.

## 4.5.2 Analisi del fondo strumentale

In seguito si descriveranno i due algoritmi di analisi utilizzati per calcolare il flusso relativo al fondo strumentale. Infine si confronterà il livello del fondo strumentale, ottenuto dal documento di Meidinger et al. (2016), con il requisito calcolato per il caso scientifico di AGN ad alto redshift.

Si nota che non tutte le particelle che escono dallo schermo di Al impattano il WFI e vi lasciano un deposito di energia. Il numero di elettroni che impattano il WFI, lasciando un deposito di energia al suo interno, rispetto al numero di elettroni che fuoriescono dallo schermaggio, è pari all'84%. Per i fotoni si ha una percentuale del 58.9% che impattano il WFI dopo essere fuoriusciti dallo schermaggio passivo. Infine tutti i protoni che escono dallo schermaggio raggiungono il rivelatore e lasciano un deposito; il numero di protoni primari rispetto al numero di protoni che impattano il rivelatore è l'80% e il numero di secondari è del 20%. Una analisi più dettagliata di questi processi meriterebbe un ulteriore studio dei vari processi di interazione con il WFI, che non è stato possibile approfondire in questa tesi per mancanza di tempo. L'analisi del livello di background deve tenere in considerazione le caratteristiche del rivelatore, per esempio il tempo di lettura e la banda energetica. Al fine di poter riprodurre lo spettro del fondo strumentale del WFI sono state svolte due diverse analisi: integrata e per pixel, che si differenziano dalle loro definizioni di conteggio. Queste analisi verranno applicate solo allo schermaggio passivo del WFI senza includere il *graded shield*.

### **Analisi integrata del fondo strumentale del WFI**

La prima analisi effettuata sul livello del fondo strumentale si basa sulle seguenti definizioni di evento e conteggio. Un evento è costituito da tutte le particelle secondarie, prodotte sia nello schermaggio sia nel WFI, le quali sono generate da uno stesso protone primario, quest'ultimo incluso nell'evento. Si definisce invece conteggio la somma di tutti i depositi di energia avvenuta sul WFI all'interno dello stesso evento. Diversi eventi influenzano lo spettro in modo differente, in particolare protoni molto energetici tendono a produrre un elevato numero di particelle secondarie poiché sono molto penetranti. Ad esempio una particella da 10 MeV presenta una *stopping power* più alto ( $300 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ ) rispetto ad un protone con energia 1 GeV ( $20 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ ); ovvero il protone con energia di 1 GeV riuscirà a percorrere una distanza maggiore all'interno dello schermaggio passivo rispetto al protone con energia di 10

MeV, producendo un maggior numero di particelle secondarie.

Alcuni secondari, oltre a lasciare un deposito di energia all'interno del rivelatore, generano altre particelle, che a loro volta depositano energia nel WFI. Tutti questi fenomeni devono essere tenuti in considerazione quando si vuole ottenere il livello del fondo strumentale. Nel costruire l'algoritmo di analisi sono state incluse tutte le particelle che hanno lasciato un deposito all'interno del WFI, sia primarie che secondarie.

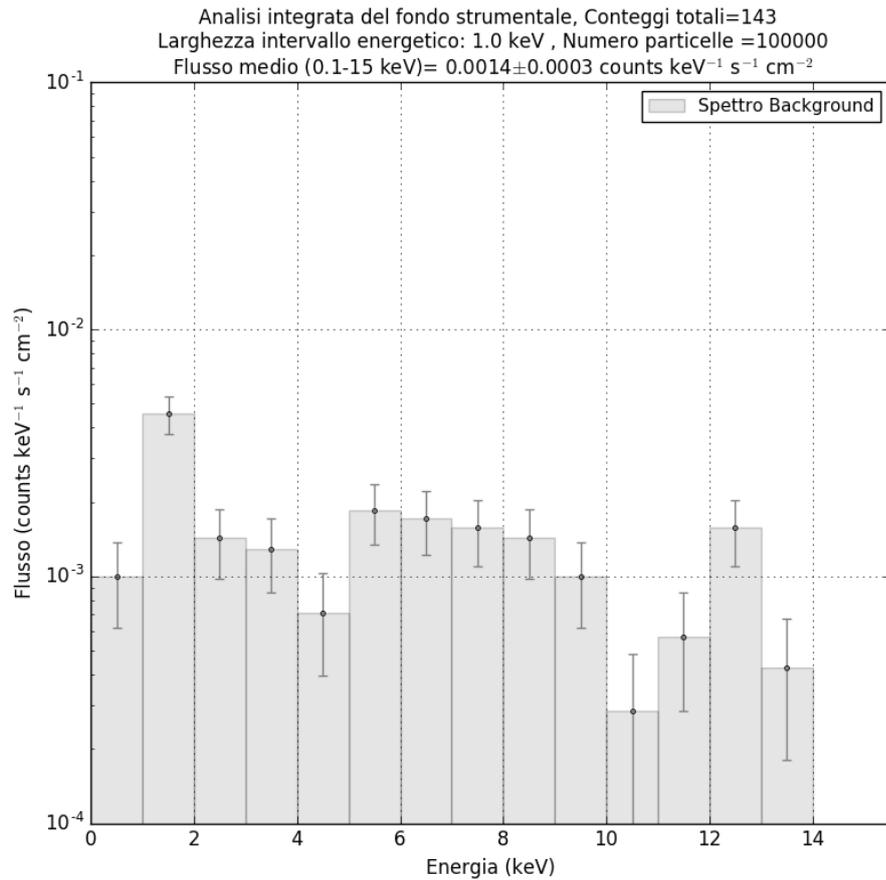


Figura 4.5.10: Analisi integrata per lo spettro del fondo strumentale.

I passi eseguiti per la costruzione del codice di analisi sono:

- i) per ogni evento sono state selezionate solo le particelle che hanno lasciato un deposito di energia nei pixel del rivelatore;
- ii) si è escluso dal calcolo le particelle che non hanno interagito con il WFI;
- iii) in ogni pixel è stato sommato il deposito di energia generato dalle particelle interagenti;
- iv) sono stati sommati tutti i depositi di energia su ogni singolo pixel;

- v) un conteggio di background è stato calcolato sommando l'energia di tutti i pixel. Se l'energia totale non ricade nella banda energetica del WFI il conteggio viene scartato.

L'energia totale ottenuta in questo modo, relativa ad un evento, rappresenta un conteggio del fondo strumentale se la energia è compresa tra 0.1 – 15 keV. Dall'analisi di una simulazione con  $10^5$  protoni, viene prodotto un numero di conteggi pari a  $143 \pm 11$ . Per ricavare il flusso di background equivalente a questi conteggi si è utilizzata l'equazione 4.5.1, usando bin energetici pari a 1 keV.

In figura 4.5.10 è presente lo spettro del fondo strumentale calcolato in base alla definizione di conteggio appena descritta; il flusso medio risulta essere di  $1.4 \times 10^{-3}$  counts/keV/s/cm<sup>2</sup> nella banda 0.1 – 15 keV. Da questa analisi il valore ottenuto differisce di un fattore pari a  $\sim 10$  rispetto al dato di letteratura, pari a 0.01 counts/keV/s/cm<sup>2</sup> nella banda 0.1-15 keV (Meidinger et al., 2016). Tale discrepanza potrebbe essere dovuta ad una diversa definizione del conteggio, poiché il WFI è stato trattato come un'unica lastra composta da Si, senza considerare i quattro contributi indipendenti dei quattro quadranti, portando ad avere un numero basso di conteggi. Di seguito si descrive un secondo algoritmo di analisi assumendo una diversa definizione di conteggio.

### **Analisi per pixel del fondo strumentale del WFI**

Questa seconda analisi utilizza una diversa definizione di conteggio diversa e prevede che un conteggio di background sia per *pixel*, anziché essere integrato su tutto il WFI. La definizione di evento è la stessa, invece, di quella esposta nella sezione precedente. Per questa analisi valgono i primi tre punti esposti precedentemente, ovvero per ogni evento sono state selezionate tutte quelle particelle che hanno lasciato un deposito di energia all'interno del rivelatore. Successivamente sono stati cumulati tutti i depositi di energia su ogni pixel applicando la condizione energetica. In figura 4.5.11 si riporta lo spettro del fondo strumentale ottenuto considerando questa nuova definizione di conteggio.

Si nota che, rispetto al grafico precedente (figura 4.5.10), il numero di conteggi è più alto ( $20530 \pm 143$  conteggi) di circa un fattore 100, dal momento che la condizione energetica è stata applicata ai singoli pixel e non per evento totale del WFI. Per il calcolo del flusso si è utilizzato nuovamente l'equazione 4.5.1, con un bin energetico di 1 keV. Si noti come questa analisi evidenzia l'impatto di un diverso design della strumentazione e una diversa logica di *read-out* sul livello di fondo strumentale. Di

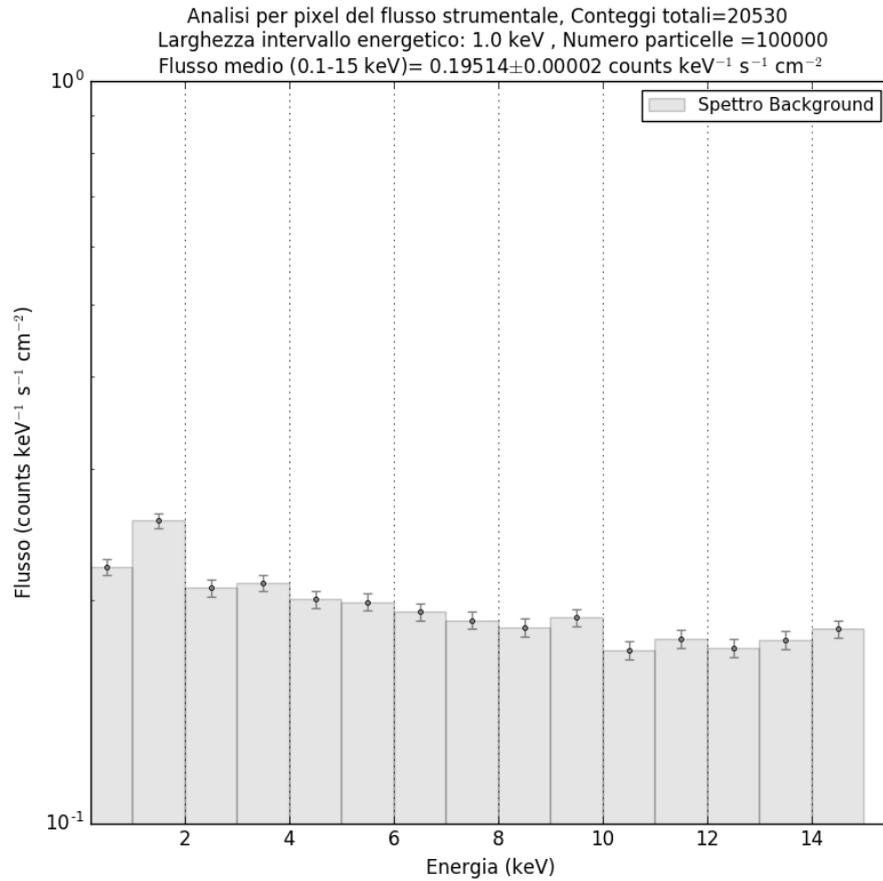


Figura 4.5.11: Spettro del fondo strumentale analizzato per pixel.

fatto le due diverse definizioni, esposte in questa tesi, danno due risultati di flusso del fondo strumentale significativamente diverso.

Il flusso medio con l'analisi integrata varia di un fattore  $\sim 14$  rispetto al flusso ottenuto da Meidinger et al. (2016) e il flusso medio analizzato per pixel varia di un fattore  $\sim 19$  rispetto a quanto riportato sempre da Meidinger et al. (2016), il quale ha ottenuto un flusso pari a circa  $0.01$  counts/s/keV/cm<sup>2</sup>, nella banda  $0.1 - 15$  keV. L'analisi, in realtà, è incompleta, dal momento che rappresenta solo il primo passo per stimare il fondo strumentale del WFI. A questa prima analisi vanno poi rimossi tutti quegli eventi che, per la distribuzione geometrica o di carica sul WFI, sono chiaramente di origine strumentale e quindi eliminabili dal software di bordo. Pertanto, il livello di fondo strumentale finale, una volta applicati gli algoritmi di filtraggio, è tratto dal lavoro di Meidinger et al. (2016), che riporta un flusso medio del fondo strumentale prodotto dai protoni dei GCR di  $\sim 0.02$  counts/s/keV/cm<sup>2</sup> nella banda energetica  $0.5 - 2$  keV, considerando solo lo schermaggio passivo di Al.

Per quanto riguarda il requisito del fondo strumentale ricavato in sezione 1.3.4 è dato da  $0.063 \text{ counts/s/keV/cm}^2$  per osservare 10 AGN con una luminosità di  $10^{44} - 10^{44.5} \text{ erg/s}$  a  $z = 8 - 10$  e una strategia osservativa di  $230 \times 80 \text{ ks}$ , mentre per rivelare 10 AGN con una luminosità di  $10^{43} - 10^{43.5} \text{ erg/s}$  a  $z = 6 - 8$  e una strategia osservativa di  $16 \times 450 \text{ ks}$  è pari a  $1.863 \text{ counts/s/keV/cm}^2$ , nella banda  $0.5 - 2 \text{ keV}$ . In base ai risultati ottenuti da Meidinger et al. (2016) si può assumere che è possibile soddisfare il caso scientifico degli AGN per entrambe le strategie osservative.

# Capitolo 5

## SOMMARIO E CONCLUSIONI

In questo lavoro di tesi è stato calcolato il requisito sul fondo strumentale indotto dalle particelle, partendo dal caso scientifico degli AGN ad alto redshift, per la missione ATHENA. Il requisito scientifico di rivelare 400 AGN a redshift maggiori di 6 si traduce in due requisiti scientifici: i) rivelare 10 AGN con una luminosità di  $10^{43} - 10^{43.5}$  erg/s a  $z = 6 - 8$ , e ii) rivelare 10 AGN con una luminosità di  $10^{44} - 10^{44.5}$  erg/s a  $z = 8 - 10$ . La richiesta di osservare almeno 10 AGN deriva dalla necessità di vincolare la coda debole della XLF in modo da individuare i meccanismi di formazione e di crescita dei primi buchi neri super massicci. Questi rappresentano il caso scientifico SCI-OBJ-211 del ‘*Science Requirement Document*’ della missione ATHENA (Lumb & Athena Science Group, 2016). Quest’ultimo pone l’obiettivo di studiare la formazione ed evoluzione dei SMBH fino ad alto  $z$  dalle misure della XLF a tali redshift. Per soddisfare questi requisiti scientifici è prevista una *survey multi-tiered* con il WFI che coprirà una grande area di cielo a diversi livelli di profondità. La popolazione di AGN nota a  $z > 6$  è costituita attualmente da 92 *Quasar* luminosi e non oscurati (di tipo 1) scoperti con le *survey* ottiche ed infrarosse e questi ospitano dei SMBH con masse tipicamente di  $10^{8-9} M_{\odot}$ ; mentre in banda X sono stati osservati 13 AGN e 9 *detection* di AGN. Come si siano formati dei SMBH così massicci e su tempi scala inferiori a un miliardo di anni, e individuare il percorso che ha permesso loro di crescere considerevolmente dai *seed* BH rimangono problemi nell’ambito dell’astrofisica moderna. Con ATHENA ci si prefigge di osservare anche gli AGN oscurati ad alto redshift che al momento risultano preclusi dalle osservazioni ottiche ed infrarosse. La *survey multi-tiered* prevede una strategia pari a  $16 \times 450$ ks e  $230 \times 80$ ks. In particolare, l’obiettivo scientifico di rivelare 10 AGN a  $z = 6 - 8$  prevede una strategia di  $16 \times 450$  ks, mentre per 10 AGN a  $z = 8 - 10$  si è utilizzata una

strategia pari a  $230 \times 80$  ks. Con queste specifiche ATHENA riuscirà ad identificare complessivamente più di 400 AGN a  $z > 6$  (Aird et al., 2013).

I requisiti sono stati calcolati a partire dalla XLF e successivamente da quest'ultima è stata estrapolata la  $\log N$ - $\log S(>N)$  per ricavare la *sky coverage* in funzione del flusso limite. In base alla strategia osservativa sono stati ottenuti i valori del flusso limite per ogni obiettivo ed è stato ricavato da questo il valore massimo del background corrispondente permesso (§1.2.7). A questi valori infine, sono stati sottratti i contributi del CXB e della *stray-light* per ottenere il requisito sul NXB, nella banda energetica 0.5 – 2 keV. Il NXB è una componente del fondo strumentale generato dai segnali di tutte le particelle cariche che non vengono focalizzate dalle ottiche. I valori sul requisito massimo di background sono:

- 1.863 counts/s/keV/cm<sup>2</sup> per osservare 10 AGN con una luminosità di  $10^{43} - 10^{43.5}$  erg/s a  $z = 6 - 8$ , con una strategia di  $16 \times 450$  ks;
- 0.063 counts/s/keV/cm<sup>2</sup> per osservare 10 AGN con una luminosità di  $10^{44} - 10^{44.5}$  erg/s a  $z = 8 - 10$ , con una strategia di  $230 \times 80$  ks.

Affinché i requisiti siano soddisfatti è necessario che il livello del fondo sia inferiore ai valori sopra riportati. Tale fondo dipende strettamente dalla natura della missione e dalle caratteristiche del rivelatore, poiché l'ambiente spaziale ha un diverso impatto su satelliti che si trovano in orbite differenti. Nel caso di ATHENA, che si posizionerà in orbita L2, il contributo dovuto al NXB domina per energie superiori a 2 keV ed è importante che questa componente presenti un contributo trascurabile all'interno della banda 0.5 – 2 keV. Un valore troppo elevato di questo, se combinato con il rumore del fondo osservativo (dominante ad energie inferiori a 2 keV), potrebbe compromettere le osservazioni di sorgenti deboli all'interno di questo intervallo energetico e quindi impedire il raggiungimento dei suddetti requisiti scientifici. Il NXB, composto principalmente dall'interazione dei protoni dei GCR con il satellite/rivelatore, è stato analizzato effettuando diverse simulazioni GEANT4 ed utilizzando il *framework* BoGEMMS.

Prima di simulare l'impatto dei protoni dei GCR sul rivelatore, è stata svolta una simulazione relativa alla stima dell'efficienza quantica del WFI per verificare che i parametri della simulazione e la geometria del rivelatore fossero stati impostati correttamente. Per la riproduzione del modello geometrico del WFI si sono utilizzate come dimensioni quelle previste per il *design* attuale del rivelatore; inoltre nelle simulazioni è stato incluso anche un filtro ottico depositato direttamente sul chip. I risultati ricavati dall'output del simulatore sono stati confrontati con i valori analitici

calcolati utilizzando i valori tabulati dal NIST. La figura 3.4.3 mostra che c'è un buon accordo tra i dati simulati e quelli analitici; inoltre si è svolto un ulteriore confronto con i dati presenti in letteratura. Anche in questo caso si è riscontrato un buon accordo tra i valori dell'efficienza quantica simulata e l'efficienza riportata nell'articolo di Rau et al. (2013). Il risultato principale di questa simulazione è che le *performance* del modello geometrico del WFI e OBF sono ben riprodotte dal simulatore BoGEMMS, dimostrando che le impostazioni della simulazione, compresa la fisica utilizzata, e l'analisi effettuata sono attendibili. In seguito è stato incluso anche uno schermaggio passivo di Al nel modello geometrico del WFI e dell'OBF. Questo schermo viene utilizzato per schermare il WFI dai protoni dei GCR, la cui implementazione nella simulazione è avvenuta posizionandolo intorno al WFI e all'OBF e avente spessore pari a 4 cm. Le interazioni tra i protoni dei GCR con gli elettroni e nuclei degli atomi dell'Al producono particelle secondarie che contribuiscono a generare il livello del fondo strumentale del WFI.

Conoscere il flusso di particelle che impatta sul rivelatore e in quali processi fisici siano state coinvolte e prodotte permette di proporre materiali che riducono l'energia delle particelle o fermarle senza che queste impattino sul rivelatore. A tale scopo è stato simulato l'impatto dei protoni dei GCR con l'aggiunta di un *graded shield*, composto da 1 mm di Be. Questo è in grado di assorbire i fotoni di emissione dell'Al, generati dai processi di ionizzazione e dall'effetto fotoelettrico delle particelle con gli elettroni dell'Al. È stato stimato che la percentuale di fotoni ad energie pari a 1.5 keV è diminuita di un fattore pari a 75 a seguito dell'utilizzo del *graded shield* nel modello simulato.

Per quanto riguarda il numero di protoni primari, che impattano lo schermaggio ed in seguito riescono a fuoriuscire, è pari al 13% del numero incidente di protoni primari. Tuttavia, considerando il *graded shield*, questa percentuale è pari all'8% ovvero più del 90% dei protoni primari viene fermato all'interno dello schermaggio passivo e dallo strato interno di Be. Ciò dimostra che il *graded shield*, oltre a ridurre il numero di fotoni con energia 1.5 keV, riduce anche il numero di protoni primari di un fattore circa di 1.6.

Infine si è cercato di calcolare il livello del fondo strumentale del WFI indotto dai protoni dei GCR: a tale scopo sono state considerate due diverse analisi, in cui la prima prevede che un conteggio di background sia dato dalla somma di tutti i depositi di energia sul WFI relativi ad uno stesso evento; se i conteggi non ricadono all'interno della banda operativa del WFI vengono scartati. La seconda analisi prevede che un

conteggio sia dato dalla somma di tutti i depositi di energia su ogni pixel, in cui il taglio energetico è stato applicato per ogni pixel (0.1 – 15 keV).

Il valore medio del fondo strumentale considerando la prima analisi è pari a 0.0014 counts/s/keV/cm<sup>2</sup>, mentre per la seconda analisi è di 0.19 counts/s/keV/cm<sup>2</sup> per lo stesso numero di protoni incidenti; la differenza tra queste due stime è di fattore 135, per lo stesso numero di protoni incidenti. Questi risultati sono stati confrontati con un valore di letteratura e presentano un fattore circa 14 volte più basso (analisi integrata) e 10 volte più alto (analisi per pixel) della stima ottenuta da Meidinger et al. (2016). Indagando su una possibile discrepanza tra il valore medio di background calcolato con la prima analisi e il valore di letteratura è emerso che il WFI, in prima approssimazione, è stato considerato, in questa tesi, come un'unica lastra composta in Si, senza considerare i quattro contributi indipendenti dei quattro quadranti che compongono il rivelatore. Inoltre non è stata tenuta in considerazione la modalità di lettura del WFI, la quale utilizza dei *active pixel sensors* che permettono la raccolta di carica per pixel e quindi la possibilità di discriminare tra eventi 'buoni' ed eventi prodotti dalle particelle. Di fatto lo spettro in figura 4.5.10 e quello di Meidinger et al. (2016) non presentano la stessa forma spettrale però in entrambi è visibile la riga di fluorescenza dell'Al. Per quanto riguarda la seconda analisi, il fondo strumentale è pari a  $\sim 0.19$  counts/keV/s/cm<sup>2</sup>, maggiore di quello ottenuto in letteratura nella banda 0.1 – 15 keV. Qui invece si ha un riscontro tra la forma spettrale di figura 4.5.11 e lo spettro del documento di Meidinger et al. (2016), in cui è presente un leggero declino ad energie superiori a 4 keV e il picco di fluorescenza dell'Al ad energia di 1.5 keV, è presente in entrambi gli spettri. La discrepanza in questo caso è di un fattore  $\sim 10$  ed uno dei possibili motivi di questa differenza è che l'analisi qui applicata rappresenta ragionevolmente solo il primo passo verso la ricostruzione dello spettro del background, dove un conteggio è dato dalla somma dei depositi in pixel adiacenti (Meidinger et al., 2016) in modo da raccogliere l'intera nube di carica generata dalla singola particella. Una volta associato un *pattern* (numero di pixel coinvolti) a ciascun conteggio, è possibile rimuovere in uno passo successivo di analisi gli eventi chiaramente legati ad interazioni di particelle.

Per tale motivo il valore del fondo strumentale finale di riferimento per il confronto con il requisito scientifico descritto nella sezione 1.3 è qui preso dal lavoro di Meidinger et al. (2016), la cui stima è pari a  $\sim 0.02$  counts/keV/s/cm<sup>2</sup> all'interno della banda 0.5 – 2 keV, calcolato considerando solo lo schermaggio passivo di Al. Riprendendo i risultati sul requisito massimo di background, 1.863 counts/s/keV/cm<sup>2</sup> e 0.063

counts/s/keV/cm<sup>2</sup>, da un confronto con il valore di Meidinger et al. (2016). Si conclude che la *survey*/WFI non sarà limitata dall'intensità del fondo strumentale e potrà quindi raggiungere il suo obiettivo scientifico di rivelare più di 400 AGN a  $z > 6$ , e sarà possibile soddisfare il caso scientifico esposto sopra. Il WFI riuscirà ad effettuare una *survey* con il quale sarà possibile capire come crescono ed evolvono i SMBH, riuscendo a vincolare la coda debole della XLF e capire finalmente quale scenario di formazione è previsto per tali SMBH.

## Sviluppi futuri

Le simulazioni GEANT4 di rivelatori spaziali forniscono un importante contributo nello sviluppo di nuovi strumenti. Esse permettono di migliorare la geometria del rivelatore e dei loro schermaggi al fine di minimizzare il fondo del rivelatore. La minimizzazione del fondo è un processo complesso poiché devono essere tenuti in considerazione diversi fattori. Uno di questi riguarda proprio la simulazione del rivelatore, dal momento che una piccola modifica nel modello geometrico, nella lista fisica o nel parametro di *cut-off* può compromettere il risultato finale. Questa tesi ha mostrato i passi principali per impostare, in maniera corretta, i parametri necessari per simulare l'impatto dei protoni dei GCR con lo schermaggio passivo. Inoltre si è analizzato lo spettro del background ottenuto dalle simulazioni utilizzando due diversi algoritmi (integrata e per pixel). Sfortunatamente per mancanza di tempo non è stato possibile approfondire ulteriormente lo studio riguardante l'algoritmo di analisi utilizzato per ricavare il livello di background. Una piena comprensione di tale algoritmo, e di conseguenza dello spettro del fondo strumentale, richiederebbe un'analisi dettagliata sul reale funzionamento del WFI che permetta, tenendo conto del *pattern* di distribuzione di carica sul rivelatore, di rimuovere gli eventi di background chiaramente dovuti a particelle sia primarie che secondarie, e quindi ridurre il flusso di fondo strumentale. Tale analisi, inoltre, permetterebbe di studiare dettagliatamente l'impatto che le particelle hanno sullo spettro del fondo strumentale così da poter effettuare studi sulla minimizzazione di questo fondo, proponendo diverse soluzioni per il raggiungimento di tale scopo.



# Bibliografia

2237422. *GEANT4 : Physics Reference Manual*. (1998). CERN Program Library Long Writeups.
- Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. *GEANT4-a simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 506 (2003): 250–303.
- Aird J., Comastri A., Brusa M. et al. *The Hot and Energetic Universe: The formation and growth of the earliest supermassive black holes*. ArXiv e-prints, (2013).
- Aird J., Comastri A. & Lanzuisi G. *The impact of stray light on the high-z AGN survey*. Tech. rep. (2016).
- Aird J., Nandra K., Laird E.S. et al. *The evolution of the hard X-ray luminosity function of AGN*. mnras, vol. 401 (2010): 2531–2551.
- Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. *Geant4 developments and applications*. IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 53 (2006): 270–278.
- Arnaud K., Smith R. & Siemiginowska A. *Handbook of X-ray Astronomy*. Cambridge Observing Handbooks for Research Astronomers. Cambridge University Press (2011).
- Baade W. & Zwicky F. *Cosmic Rays from Super-novae*. Proceedings of the National Academy of Science, vol. 20 (1934): 259–263.
- Barbera M., Branduardi-Raymont G., Collura A. et al. *The optical blocking filter for the ATHENA wide field imager: ongoing activities towards the conceptual design*. In *UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XIX, procspie*, vol. 9601, p. 960109 (2015).
- Begelman M.C., Volonteri M. & Rees M.J. *Formation of supermassive black holes by*

- direct collapse in pre-galactic haloes.* *mnras*, vol. 370 (2006): 289–298.
- Beijersbergen M., Kraft S., Gunther R. et al. *Silicon pore optics: novel lightweight high-resolution X-ray optics developed for XEUS.* In G. Hasinger & M.J.L. Turner, eds., *UV and Gamma-Ray Space Telescope Systems, procspie*, vol. 5488, pp. 868–874 (2004).
- Bennett C.L., Larson D., Weiland J.L. et al. *Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results.* *apjs*, vol. 208 (2013): 20.
- Braibant S., Giacomelli G. & Spurio M. *Particelle e interazioni fondamentali: Il mondo delle particelle; 2nd ed.* UNITEXT — Collana di Fisica e Astronomia. Springer, Milano (2012).
- Brand T., Dauser T. et al. *Athena wfi response files.* (2015).
- Budjáš D., Nieminen P., Jiggins P. et al. *Soft proton fluxes in and around earth's distant magnetotail* (2016).
- Bulgarelli A., Fioretti V., Malaguti P. et al. *BoGEMMS: the Bologna Geant4 multi-mission simulator.* In *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy V, procspie*, vol. 8453, p. 845335 (2012).
- Cravens T.E. *Comet Hyakutake x-ray source: Charge transfer of solar wind heavy ions.* *grl*, vol. 24 (1997): 105–108.
- Dichter B.K. & Woolf S. *Grazing angle proton scattering: effects on chandra and xmm-newton x-ray telescopes.* *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50 (2003): 2292–2295.
- Ferreira D.D.M., Christensen F.E., Jakobsen A.C. et al. *ATHENA optimized coating design.* In *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Ultraviolet to Gamma Ray, procspie*, vol. 8443, p. 84435L (2012).
- Ferreira D.D.M., Knudsen E.B., Westergaard N.J. et al. *Simulating x-ray telescopes with McXtrace: a case study of ATHENA's optics.* In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, procspie*, vol. 9905, p. 990576 (2016).

- Fioretti V. *Il telescopio in raggi x duri di simbol-x: requisiti per la missione e minimizzazione del rumore di fondo*. Master's thesis, Università di Bologna (2006).
- Fioretti V. *Background minimization issues for next generation hard x-ray focusing telescopes*. Ph.D. thesis, Università di Bologna (2011).
- Fioretti V., Bulgarelli A., Malaguti G. et al. *The low Earth orbit radiation environment and its impact on the prompt background of hard x-ray focusing telescopes*. In *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy V, procspie*, vol. 8453, p. 845331 (2012).
- Fioretti V., Bulgarelli A., Malaguti G. et al. *Monte Carlo simulations of soft proton flares: testing the physics with XMM-Newton*. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, procspie*, vol. 9905, p. 99056W (2016).
- Fioretti V., Bulgarelli A., Tavani M. et al. *Monte Carlo simulations of gamma-ray space telescopes: a BoGEMMS multi-purpose application*. In *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray, procspie*, vol. 9144, p. 91443N (2014).
- Giacconi R., Gursky H., Paolini F.R. et al. *Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System*. *Physical Review Letters*, vol. 9 (1962): 439–443.
- Giacconi R. & Rossi B. *A 'Telescope' for Soft X-Ray Astronomy*. *jgr*, vol. 65 (1960): 773.
- Lallement R. *The heliospheric soft X-ray emission pattern during the ROSAT survey: Inferences on Local Bubble hot gas*. *aap*, vol. 418 (2004): 143–150.
- Laurenza m. *The energetic particle environment in the interplanetary space*. In *The AHEAD background workshop* (2016).
- Lotti S., Macculi C., D'Andrea M. et al. *Updates on the background estimates for the X-IFU instrument onboard of the ATHENA mission*. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, procspie*, vol. 9905, p. 990563 (2016).
- Lumb D. & Athena Science Group. *Athena science requirements document*. Tech. rep., ESA (2016).

- Lumb D.H., Warwick R.S., Page M. et al. *X-ray background measurements with XMM-Newton EPIC*. *aap*, vol. 389 (2002): 93–105.
- Madau P. & Rees M.J. *Massive Black Holes as Population III Remnants*. *apjl*, vol. 551 (2001): L27–L30.
- Meidinger N., Eder J., Eraerds T. et al. *The wide field imager instrument for Athena*. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, procspie*, vol. 9905, p. 99052A (2016).
- Meidinger N., Eder J., Fürmetz M. et al. *Development of the wide field imager for Athena*. In *UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XIX, procspie*, vol. 9601, p. 96010H (2015).
- Molendi S. *The role of past and future x in background ray missions* (2016).
- Nandra K., Barret D., Barcons X. et al. *The Hot and Energetic Universe: A White Paper presenting the science theme motivating the Athena+ mission*. ArXiv e-prints, (2013).
- Nanni R., Vignali C., Gilli R. et al. *The X-ray properties of  $z \approx 6$  luminous quasars*. (2017).
- Nartallo R., Evans H., Daly E. et al. *Radiation environment induced degradation on Chandra and implications for XMM*. vol. 67 (2000).
- Parker E.N. *Theory of streaming of cosmic rays and the diurnal variation*. *planss*, vol. 12 (1964): 735–749.
- Perinati E., Diebold S., Guzman A. et al. *Background studies for ATHENA: status of the activities at IAAT*. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, procspie*, vol. 9905, p. 990565 (2016).
- Perinati E., Santangelo A. & Tenzer C. *Background studies for ATHENA: towards a new assessment phase*. In *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray, procspie*, vol. 9144, p. 91445Y (2014).
- Perinati E., Tenzer C., Santangelo A. et al. *Nuclear spallation by solar proton events and cosmic rays in the eROSITA and ATHENA focal plane configurations*. In *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Ultraviolet to Gamma Ray, procspie*, vol.

- 8443, p. 84432J (2012a).
- Perinati E., Tenzer C., Santangelo A. et al. *The radiation environment in L-2 orbit: implications on the non-X-ray background of the eROSITA pn-CCD cameras*. *Experimental Astronomy*, vol. 33 (2012b): 39–53.
- Piro L. *Concluding Remarks*. In *The AHEAD background workshop* (2016).
- Potgieter M.S. *Solar Modulation of Cosmic Rays*. *Living Reviews in Solar Physics*, vol. 10 (2013): 3.
- Rau A., Meidinger N., Nandra K. et al. *The Hot and Energetic Universe: The Wide Field Imager (WFI) for Athena+*. ArXiv e-prints, (2013).
- Rau A., Nandra K., Aird J. et al. *Athena Wide Field Imager key science drivers*. *procspie*, vol. 9905, p. 99052B (2016).
- Rau A. et al. *Preparation of background files*. Tech. rep., ESA (2015).
- Ricker G.R., Vallerga J.V. & Wood D.R. *A mercuric iodide detector system for X-ray astronomy. I. Design considerations and predictions of background and sensitivity*. *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 213 (1983): 133–144.
- Rossi B. *Interaction between Cosmic Rays and Matter*. *nat*, vol. 132 (1933): 173–174.
- Setti G. & Woltjer L. *Extragalactic X-Ray Sources and Their Contribution to the Diffuse Background*. In H. Bradt & R. Giacconi, eds., *X- and Gamma-Ray Astronomy, IAU Symposium*, vol. 55, p. 208 (1973).
- Smith R.K., Bautz M.W., Bookbinder J. et al. *Predicted x-ray backgrounds for the International X-ray Observatory*. In *Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray, procspie*, vol. 7732, p. 773246 (2010).
- Spiga D., Christensen F.E., Bavdaz M. et al. *Simulation and modeling of silicon pore optics for the ATHENA x-ray telescope*. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, procspie*, vol. 9905, p. 99055O (2016).
- Spurio M. *Particles and astrophysics*. Springer, Berlin (2015).
- Torres D.F. & Anchordoqui L.A. *Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays*. *Reports on Progress in Physics*, vol. 67 (2004): 1663–1730.

Webber W.R. & Lezniak J.A. *The comparative spectra of cosmic-ray protons and helium nuclei.* apss, vol. 30 (1974): 361–380.

Willingale R., Pareschi G., Christensen F. et al. *The Hot and Energetic Universe: The Optical Design of the Athena+ Mirror.* ArXiv e-prints, (2013).

Zerby C.D. *Material requirements for shielding against space radiations.* OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY (1963).