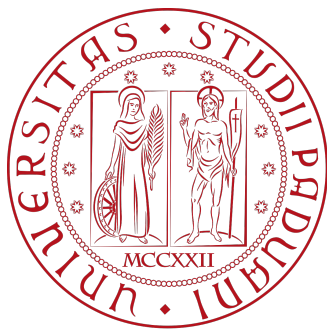




UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Effetti da radiazioni su sensori a Pixel

Relatore

Prof. Piero Giubilato

Correlatrici

Dr.ssa Sabrina Ciarlantini

Dr.ssa Chiara Bonini

Laureando

Marco Segato

Anno Accademico 2025/2026

Abstract

La presente tesi si propone di analizzare l'impatto delle radiazioni ionizzanti sui sensori a pixel in tecnologia CMOS realizzati dal gruppo di ricerca di Padova in collaborazione con altre sedi universitarie, sedi INFN e laboratori internazionali (CERN). L'obiettivo è caratterizzare la risposta del sensore FD-MAPS ARCADIA alla radiazione mista prodotta da una sorgente di Americio-Berillio e valutare in quale misura neutroni e fotoni possano essere distinti attraverso l'imaging dei segnali raccolti. A tale scopo, i dati sperimentali vengono confrontati con simulazioni Monte Carlo e stime del range delle particelle secondarie nel silicio.

I dati sperimentali sono stati ottenuti tramite campagne di irraggiamento effettuate presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (INFN) e il Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università degli Studi di Padova (DFA). Viene esaminata una possibile classificazione delle diverse tipologie di segnale, confrontando i risultati ottenuti con quanto previsto dalle simulazioni dell'interazione attesa.

Il lavoro costituisce uno studio preliminare in vista dello sviluppo di metodi di identificazione della radiazione incidente e di future applicazioni del sensore in ambienti spaziali, medici e negli esperimenti di fisica delle alte energie.

Indice

1	Introduzione	3
2	Sensori monolitici a pixel	4
2.1	ARCADIA	5
2.2	Apparato sperimentale	6
3	Sorgente utilizzata	7
3.1	Processo di emissione	7
3.2	Simulazioni GEANT4	7
3.3	Possibile contaminazione dei segnali	9
4	Interazione radiazione - materia	10
4.1	Interazione neutroni materia	10
4.1.1	Simulazione Monte Carlo interazione neutroni-silicio	11
4.1.2	Urto elastico	12
4.1.3	Produzione di particelle alfa	14
4.2	Interazione fotoni materia	16
4.2.1	Effetto Compton	17
4.3	Limiti dell'analisi	18
5	Acquisizione dati	19
5.1	Studio della molteplicità dei cluster	20
5.2	Studio della forma dei cluster	22
5.3	Esposizione ad una sorgente di Am-241	24
5.4	Eventi associati all'interazione fotoni-materia	25
5.4.1	Studio geometrico degli eventi Compton ad elevata molteplicità	27
5.4.2	Effetto della tensione di soglia su cluster ad elevata molteplicità	28
6	Conclusioni	29
A	Distribuzione angolare degli eventi Compton	30
	Referenze e sitografia	31

Capitolo 1

Introduzione

I sensori MAPS (**M**onolithic **A**ctive **P**ixel **S**ensor) completamente svuotati, realizzati in tecnologia CMOS (**C**omplementary **M**etal-**O**xide-**S**emiconductor), grazie ai vantaggi offerti dall'utilizzo di pixel monolitici attivi e dalla rapidità nella raccolta del segnale, rappresentano lo stato dell'arte per la rilevazione di particelle negli esperimenti di fisica delle alte energie, con ampie possibilità applicative in ambito medico e spaziale.

Lo scopo principale di questi sensori è la rilevazione di particelle, ma in ambienti estremi questi possono essere danneggiati a causa dei danni indotti dalla radiazione stessa, portando alla degradazione dell'apparato o alla corruzione dei segnali raccolti. Per la comprensione di tali fenomeni sullo specifico sensore, è dunque necessario caratterizzare la risposta di quest'ultimo, studiando in primo luogo la possibilità di distinguere le diverse tipologie di segnale.

Le analisi qui presentate sono inserite in una più ampia campagna sperimentale, finalizzata alla caratterizzazione della risposta del sensore **F**ully **D**epleted (FD)-MAPS ARCADIA a differenti tipi di radiazione incidente. In particolare, le misure raccolte presso i Laboratori Nazionali di Legnaro, mediante l'utilizzo di una sorgente di Americio-Berillio, hanno permesso di studiare e confrontare le caratteristiche dei segnali prodotti nel sensore da neutroni e fotoni ad alta energia.

A partire dai campi di applicazione del sensore, la caratterizzazione della risposta ai neutroni risulta di particolare interesse, costituendo un'importante componente secondaria della radiazione alla quale il sensore è inevitabilmente soggetto in ambienti ad alta radioattività. Negli esperimenti di fisica delle particelle, in ambienti spaziali, medici o nucleari, l'interazione delle particelle incidenti con la materia può indurre infatti la produzione di neutroni che, interagendo secondariamente con il sensore, possono generare segnali che devono essere riconosciuti e isolati. Viene qui proposto un confronto tra le diverse caratteristiche dei segnali prodotti, suggerendo una possibile classificazione e discriminazione attraverso la molteplicità e la morfologia degli eventi registrati.

Inizialmente, si è studiata l'interazione delle particelle incidenti note (fotoni e neutroni) con il silicio nel volume attivo del rivelatore. Questo è stato possibile mediante una serie di simulazioni GEANT4[13], per la caratterizzazione dello spettro di emissione della sorgente, e di simulazioni Monte Carlo e SRIM[14], per l'analisi approfondita dell'interazione neutroni-materia. I risultati ottenuti sono stati poi confrontati con le evidenze sperimentali, per distinguere i diversi segnali e proporre la classificazione sulla base delle loro caratteristiche geometriche e sul comportamento del sensore al variare della tensione di soglia.

Capitolo 2

Sensori monolitici a pixel

I sensori monolitici a pixel (MAPS) sono particolari dispositivi a semiconduttore basati sulla tecnologia CMOS, realizzati in silicio e organizzati in una matrice di pixel. Il design monolitico consiste nell'integrazione, sullo stesso volume di silicio, sia della regione sensibile al passaggio della particella che dell'elettronica di readout, a differenza dei rivelatori a pixel ibridi, dove le due parti si trovano su substrati differenti connessi tramite processi personalizzati. Il principale vantaggio di un'architettura di questo tipo consiste nell'ottimizzazione del rapporto segnale/rumore, nella maggiore facilità di produzione industriale e nella possibilità di implementare per ciascun pixel un circuito analogico integrato.

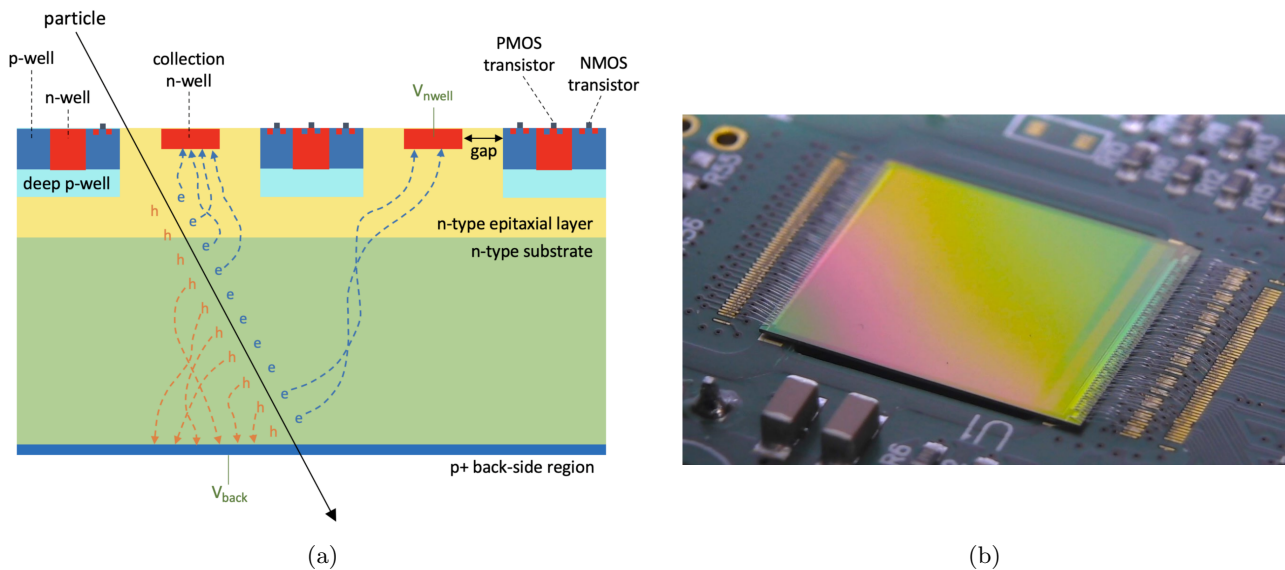


Figura 2.1: (a) Sezione del sensore FD-MAPS ARCADIA e rappresentazione del passaggio di una particella nella regione completamente svuotata[2]. (b) Fotografia del sensore FD-MAPS ARCADIA testato durante la fase di acquisizione[1]. CC BY 4.0.

Il funzionamento del sensore si basa sulla produzione di coppie elettrone-lacuna in seguito al passaggio di una particella carica che provoca la ionizzazione del volume attivo di silicio. Gli elettroni delle coppie sono poi soggetti a diffusione e vengono raccolti da una serie di elettrodi per formare un segnale processabile e visibile come l'accensione di un certo numero di pixel. Il processo di raccolta degli elettroni basato sulla loro diffusione non risulta però sufficientemente veloce per la rilevazione di eventi ad alta frequenza, dove può avvenire la perdita dei segnali, la saturazione dell'apparato o la ricombinazione delle coppie.

Per diminuire i tempi di raccolta, si induce quindi una regione parzialmente o completamente svuotata applicando una differenza di potenziale dal retro, tale da generare un campo elettrico uniforme

all'interno dello strato di silicio. Questo crea un volume sensibile (o "attivo") nel quale i portatori di carica generati per ionizzazione vengono trasportati esclusivamente per deriva, riducendo al minimo la diffusione e aumentando di conseguenza l'efficienza del rivelatore nell'acquisizione di segnali temporalmente ravvicinati (**F**ully **D**epleted **M**APS).

Il pixel costituisce la più piccola porzione sensibile e indipendente del rivelatore, dove la regione attiva e l'elettronica sono implementate sullo stesso wafer di silicio. La prima è costituita dall'accoppiamento di due strati di silicio drogati p+ e n (vedi Figura 2.1(a)), creando una giunzione p-n che, grazie all'instaurazione di un campo elettrico per l'applicazione di una tensione esterna, permette il trasporto dei portatori di carica tramite deriva. L'elettronica di superficie è invece integrata con un circuito di tipo CMOS, isolato dal substrato di silicio, in modo da impedire la raccolta dei portatori di carica al di fuori dei nodi di raccolta, a loro volta sufficientemente piccoli da garantire un buon rapporto segnale-rumore. Questo circuito è finalizzato all'acquisizione e conversione del segnale elettrico, alla sua amplificazione e al reset del pixel.

Un tipico MAPS è formato quindi da uno strato epitassiale, cresciuto su un substrato dello stesso tipo, e al di sopra del quale viene installata l'elettronica di lettura. Questi transistor, formati dall'accoppiamento di dispositivi NMOS e PMOS, vengono racchiusi rispettivamente in pozzi di materiale drogato p o n.

2.1 ARCADIA

ARCADIA (**A**dvanced **R**eadout **C**MOS **A**rchitectures with **D**epleted **I**ntegrated sensor **A**rrays) è un progetto nato dalla collaborazione di più enti dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), finalizzato allo sviluppo di una piattaforma per la produzione e il test di sensori CMOS monolitici completamente svuotati, dotati di un'alta capacità di lettura del segnale, un alto rate e un ridotto consumo di potenza.

Il dispositivo impiegato in questa analisi è realizzato su un substrato di $200\text{ }\mu\text{m}$ di silicio drogato n ad alta resistività ($\geq 2\text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$). Il lato superiore del wafer è dotato di una tecnologia CMOS a 110 nm (LFoundry CMOS)[1], formata da una serie di dispositivi NMOS/PMOS isolati dal volume sensibile di silicio mediante strati altamente drogati di tipo p. Questi sono necessari per evitare il trasporto dei portatori di carica agli strati drogati di tipo n, che fungono da struttura per i circuiti PMOS.

La tecnologia CMOS è inoltre implementata con uno strato di ossido a spessore ridotto, fondamentale per una migliore tolleranza alle radiazioni, e viene integrata in uno strato epitassiale drogato di tipo n, che viene fatto crescere sopra al substrato altamente resistivo con drogaggio dello stesso tipo. La parte posteriore del sensore è invece costituita da uno strato drogato di tipo p⁺, permettendo la creazione di una giunzione p-n che induce lo svuotamento della regione sensibile.

La zona di svuotamento coinvolge quindi sia il substrato resistivo che la regione epitassiale e si induce mediante una tensione di polarizzazione inversa all'elettrodo p⁺ (drogato con boro e collocato sulla porzione inferiore del sensore). L'instaurazione del campo elettrico provoca lo svuotamento completo dello spessore attivo e permette la raccolta della carica esclusivamente tramite deriva. La carica raccolta e la successiva conversione in un segnale in tensione provocano "l'accensione" dei pixel, mediante i quali è possibile effettuare l'imaging degli eventi osservati.

Il rivelatore utilizzato per l'acquisizione dati qui analizzata presenta un totale di 512×512 pixel, di cui attivi 512×480 . Ciascun pixel misura $25 \times 25\text{ }\mu\text{m}$ per un'area attiva totale di 1.536 cm^2 .

La tensione di soglia per l'accensione dei pixel può essere impostata tramite il parametro VCASN, il quale viene configurato mediante un DAC (**D**igital-to-**A**nalog **C**onverter) a 6 bit agendo direttamente sul Front End del sensore. Questo permette di fissare la soglia solo a determinati valori discreti di tensione, indotta a sua volta da una quantità minima di carica che deve essere raccolta in seguito alla ionizzazione dal passaggio di una particella. Il segnale viene quindi registrato solo se quest'ultima risulta maggiore rispetto al valore di soglia impostato.

Il rivelatore ARCADIA, presentando una matrice asincrona, non possiede inoltre un segnale di temporizzazione globale (clock) associato al segnale acquisito. In questo modo si minimizza la dissipazione di potenza ed energia, riducendo il consumo del rivelatore. L'informazione temporale sull'accensione del singolo pixel viene invece associata al segnale solo in un secondo momento, quando l'evento viene trasportato nella parte finale della colonna, da cui poi viene estratto e registrato. La ricostruzione della sequenza temporale dei segnali si basa quindi su "timestamp" discreti di 200 ns, misurati relativamente all'inizio dell'acquisizione.

2.2 Apparato sperimentale

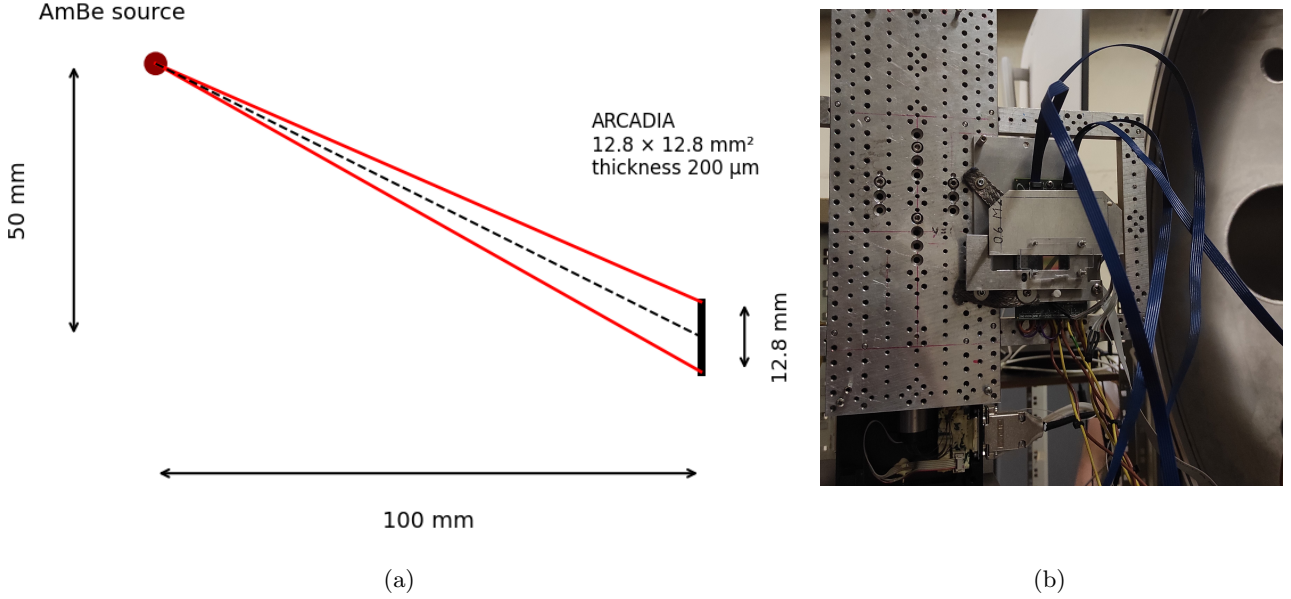


Figura 2.2: (a) Schema in scala dell'apparato sperimentale e accoppiamento sorgente-sensore (proiezione dall'alto). (b) Il sensore FD-MAPS ARCADIA installato all'interno della camera della linea SIRAD prima dell'acquisizione. Laboratori Nazionali di Legnaro (INFN).

Il sensore ARCADIA viene collocato insieme alla sorgente all'interno della camera sperimentale della linea SIRAD, presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (Figura 2.2(b)). La scelta nell'utilizzo della camera non è legata a specifiche esigenze dell'esperimento, ma alla disponibilità dell'apparato e alla possibilità di utilizzare la configurazione già predisposta. Il rivelatore infatti era già stato installato in attesa di una successiva campagna di irraggiamento con fascio, per lo studio dei Single-Event Upsets mediante l'utilizzo del complesso Tandem-ALPI-PIAVE. La camera consente comunque il posizionamento controllato del dispositivo e l'integrazione dei sistemi di alimentazione e acquisizione.

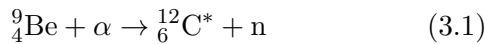
Il rivelatore viene installato con la regione sensibile orientata perpendicolarmente al terreno, collocato spazialmente alla stessa posizione verticale della sorgente e con le distanze orizzontali relative riportate in Figura 2.2(a).

Capitolo 3

Sorgente utilizzata

3.1 Processo di emissione

Per lo studio degli effetti da radiazione indotti da neutroni viene impiegata una sorgente di Americio-Berillio (AmBe). Questa è costituita da una sorgente interna di AmO₂, un composto sintetico nel quale il decadimento dell'americio in nettunio-237 permette la produzione di particelle alfa e fotoni a 60 keV. Questi ultimi vengono principalmente assorbiti, mentre le particelle alfa interagiscono con gli atomi di berillio secondo il seguente processo di reazione:



Il ${}^{12}_6\text{C}^*$, a seconda del suo stato eccitato, va poi incontro a due differenti canali di decadimento gamma, producendo con maggiore probabilità fotoni a 4439 keV (Figura 3.1). Si assume inoltre che tali processi abbiano luogo all'interno dello strato di berillio.

Complessivamente, in uscita dalla sorgente, si ottiene quindi sia una distribuzione energetica di neutroni veloci, con energia maggiore di 1 MeV, che di fotoni a energia fissata, i quali potranno poi interagire con lo spessore attivo di silicio del rivelatore[5].

Al momento dell'esperimento, la sorgente presentava un'attività di circa 96.5 mCi, corrispondente a un tasso di emissione di neutroni di circa 2.07×10^5 n/s sull'intero angolo solido (4π).

3.2 Simulazioni GEANT4

Di seguito vengono riportate alcune simulazioni eseguite tramite GEANT4 (**GE**ometry **ANd** **T**racking) [13], considerando le caratteristiche della sorgente utilizzata, la geometria del rivelatore ARCADIA e le distanze relative tra le varie componenti dell'apparato sperimentale. Il sensore viene qui idealizzato come un singolo strato di silicio di 200 μm , separato dalla sorgente da una distanza di 10 cm parallelamente e 5 cm perpendicolarmente alla superficie del sensore (Figura 2.2(a)).

Il fine principale delle simulazioni consiste nel poter determinare in modo accurato lo spettro in energia della sorgente, stimando la frazione di neutroni e fotoni che complessivamente incidono sulla superficie del rivelatore e individuando la probabilità di interazione con quest'ultimo.

I risultati ottenuti sono poi interpretati per distinguere le diverse tipologie di segnale all'interno dei dati raccolti nella campagna di acquisizione.

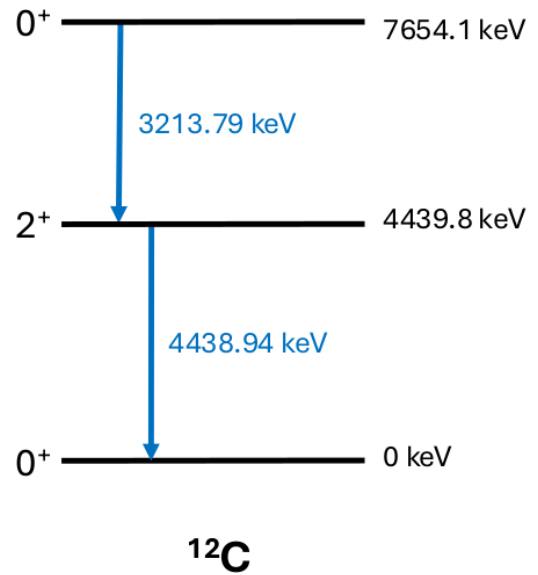


Figura 3.1: Transizioni energetiche coinvolte nel decadimento γ del ${}^{12}\text{C}^*$.

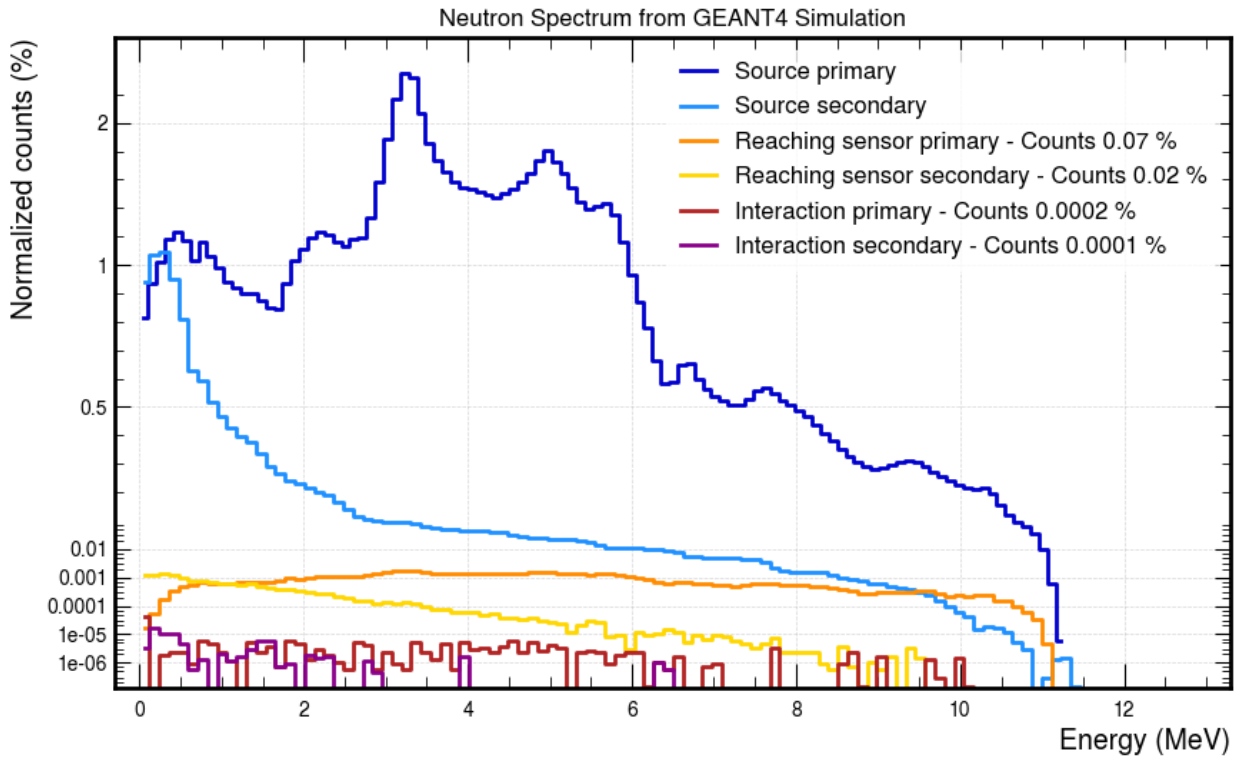


Figura 3.2: Spettro in energia dei neutroni veloci emessi dalla sorgente di AmBe ed interagenti con ARCADIA. Il codice colore permette di distinguere le diverse distribuzioni in energia. I neutroni, rispettivamente primari e secondari, emessi dalla sorgente in blu e azzurro, incidenti sulla superficie sensibile del sensore in arancione e giallo, interagenti nel silicio in rosso e viola. Le distribuzioni sono normalizzate rispetto allo spettro in emissione. Complessivamente interagisce lo 0.0002% di tutti i neutroni primari emessi, e lo 0.0001% di quelli secondari.

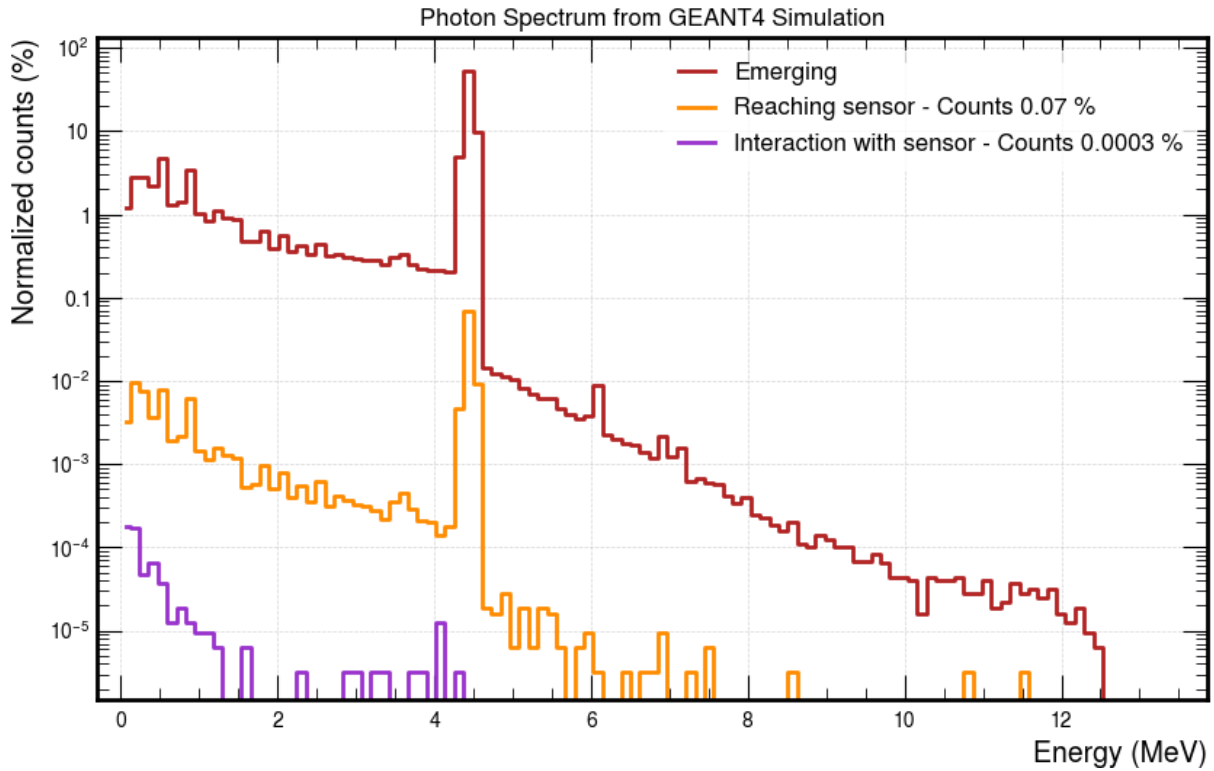


Figura 3.3: Spettro in energia dei fotoni emessi dalla sorgente di AmBe ed interagenti con ARCADIA. Il codice colore permette di distinguere le diverse distribuzioni in energia. I fotoni emessi dalla sorgente in rosso, incidenti sulla superficie sensibile del sensore in arancione, interagenti nel silicio in viola. Le distribuzioni sono normalizzate rispetto allo spettro in emissione. Complessivamente interagisce lo 0.0003% di tutti i fotoni emessi.

Nelle simulazioni effettuate, la sorgente di Americio-Berillio è collocata all'interno di un cilindro in acciaio inox, dal quale vengono emessi sia i neutroni che i fotoni. Per riprodurre inoltre la camera nella quale viene eseguito l'esperimento, l'intero apparato viene racchiuso in un secondo cilindro esterno, anch'esso in acciaio inox e caratterizzato da pareti di 1 cm di spessore.

Nella descrizione di ARCADIA come un singolo strato di silicio, si trascura infine la presenza di SiO_2 nei dispositivi CMOS, considerando come trascurabile l'interazione e la successiva perdita di energia dei neutroni e dei γ in seguito al loro passaggio nell'ossido.

Dalle simulazioni è possibile ottenere una stima del numero di neutroni e fotoni interagenti e, quindi, associabili a un segnale visibile rispetto al numero totale di particelle incidenti sul sensore.

Particella incidente	Incidenza	Interazione dopo incidenza
Fotoni	0.14%	0.43%
Neutroni	0.09%	0.31%

Tabella 3.1: Probabilità di incidenza sulla superficie del sensore e successiva interazione. La prima viene calcolata come il rapporto tra il numero di eventi associati all'incidenza della particella sul sensore e il numero totale di particelle emesse dalla sorgente. La seconda viene invece calcolata come il rapporto tra il numero di interazioni e il numero totale di particelle incidenti.

A partire da questi risultati, contando il numero totale di eventi simulati, si può individuare il numero di fotoni interagenti come l'integrale della distribuzione viola in Figura 3.3 e il numero di neutroni come la somma della distribuzione rossa e viola in Figura 3.2.

Complessivamente, si ottiene il numero totale di interazioni come la somma delle due distribuzioni, permettendo di stimare la composizione attesa del campione di dati. Studiando il rapporto della singola popolazione rispetto al totale, si attende quindi che il 46.2% di tutti i segnali visibili sia attribuibile all'interazione neutroni-silicio, mentre il restante 53.8% all'interazione con i fotoni

Questi risultati costituiscono una stima preliminare della composizione della risposta attesa, fornendo un riferimento per l'interpretazione dei dati sperimentali. Analisi più approfondite dell'interazione permettono inoltre di determinare con quale probabilità è atteso un determinato processo, e lo studio delle caratteristiche geometriche dei segnali permette di distinguere le diverse tipologie di eventi.

3.3 Possibile contaminazione dei segnali

Non avendo eseguito l'esperimento in vuoto, non è possibile escludere che una componente dei segnali registrati possa essere associata all'interazione con il sensore dei prodotti secondari di reazione tra i neutroni e l'aria. In particolare, in seguito alla cattura del neutrone da parte di un atomo di ossigeno o azoto, i principali processi di reazione portano alla produzione di protoni e nuclei di deuterio, i quali possono interagire con il volume attivo del sensore generando un segnale visibile. Per quantificare la contaminazione degli eventi registrati, vengono eseguite delle simulazioni Monte Carlo sulla base dello spettro energetico dei neutroni emessi (Figura 3.2) e sui valori tabulati delle sezioni d'urto per l'interazione con ossigeno e azoto (dati ottenuti dal database ENDF/B-VIII.0[9] e compatibili con altre simulazioni indipendenti[6]).

Da queste si stima che lo 0.1% di tutti i neutroni emessi possa interagire con l'aria (considerata priva di umidità) mediante uno dei processi di reazione disponibili entro 11.2 cm di distanza dalla sorgente (geometria dell'apparato riportata in Figura 2.2(a)). La percentuale di neutroni che, interagendo con un nucleo di ossigeno o azoto produce protoni o nuclei di deuterio, si limita invece al solo 0.002% del totale. Considerando inoltre la sorgente come isotropa e la superficie del sensore ARCADIA come circa un millesimo della superficie sferica a 11.2 cm di distanza, questa percentuale si riduce ulteriormente di circa un fattore 1000. La contaminazione del campione è dunque indicativamente stimata come inferiore allo 0.7% di tutti i segnali indotti dai neutroni e inferiore allo 0.3% di tutti i segnali registrati. Ulteriori simulazioni GEANT4 possono fornire risultati più precisi sulla porzione di questi eventi.

Capitolo 4

Interazione radiazione - materia

Come descritto nella Sezione 3.1, la sorgente di AmBe è caratterizzata dall'emissione contemporanea di fotoni e neutroni, entrambi componenti di radiazione neutra che non possono essere facilmente schermati utilizzando materiali con spessori compatibili alla geometria dell'apparato utilizzato per l'acquisizione. Di conseguenza, non è possibile scomporre sperimentalmente la radiazione in una sola delle sue componenti, e la risposta del sensore è dunque determinata dalla sovrapposizione dei differenti segnali.

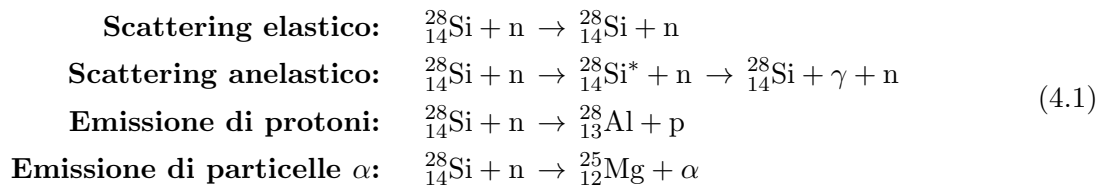
Complessivamente, trascurando il contributo dei raggi cosmici rispetto all'emissività della sorgente, ci si aspetta che i dati ottenuti dalla risposta del sensore alla radiazione emessa siano interamente attribuibili a due processi: lo scattering dei neutroni con i nuclei atomici e l'interazione dei fotoni con gli elettroni degli atomi di silicio.

Di seguito è riportata un'analisi completa di queste interazioni.

4.1 Interazione neutroni materia

L'emissione dei neutroni, trattandosi di radiazione neutra, non provoca direttamente la ionizzazione del materiale, la quale si verifica in seguito a processi secondari dovuti all'interazione dei prodotti di reazione con il silicio. I neutroni, non essendo quindi soggetti all'interazione coulombiana, presentano come principale processo di reazione lo scattering nucleare nella zona attiva del rivelatore.

Compatibilmente con le energie di emissione della sorgente di AmBe (spettro riportato in Figura 3.2), vengono riportati tutti i possibili processi di reazione[9].



Lo scattering elastico mantiene invariata la natura dei prodotti, mentre nell'urto anelastico parte dell'energia cinetica del neutrone viene ceduta al nucleo di silicio, il quale passa a uno stato eccitato. Il nucleo ritorna poi nello stato fondamentale mediante un processo di decadimento γ , con la produzione di un fotone.

Gli altri processi anelastici utilizzano invece parte dell'energia dello stato iniziale per produrre particelle o nuclei differenti. Questi processi di reazione consistono nella cattura nucleare del neutrone incidente, con la conseguente emissione di particelle cariche come alfa e protoni. Se quindi nei processi di scattering la ionizzazione secondaria è dovuta al solo nucleo di silicio, in queste reazioni entrambi i prodotti potranno dissipare energia ionizzando il materiale del sensore.

Noti i differenti processi di interazione dei neutroni prodotti dalla sorgente di AmBe con i nuclei di silicio, si procede studiandone la probabilità in funzione dell'energia cinetica del neutrone incidente.

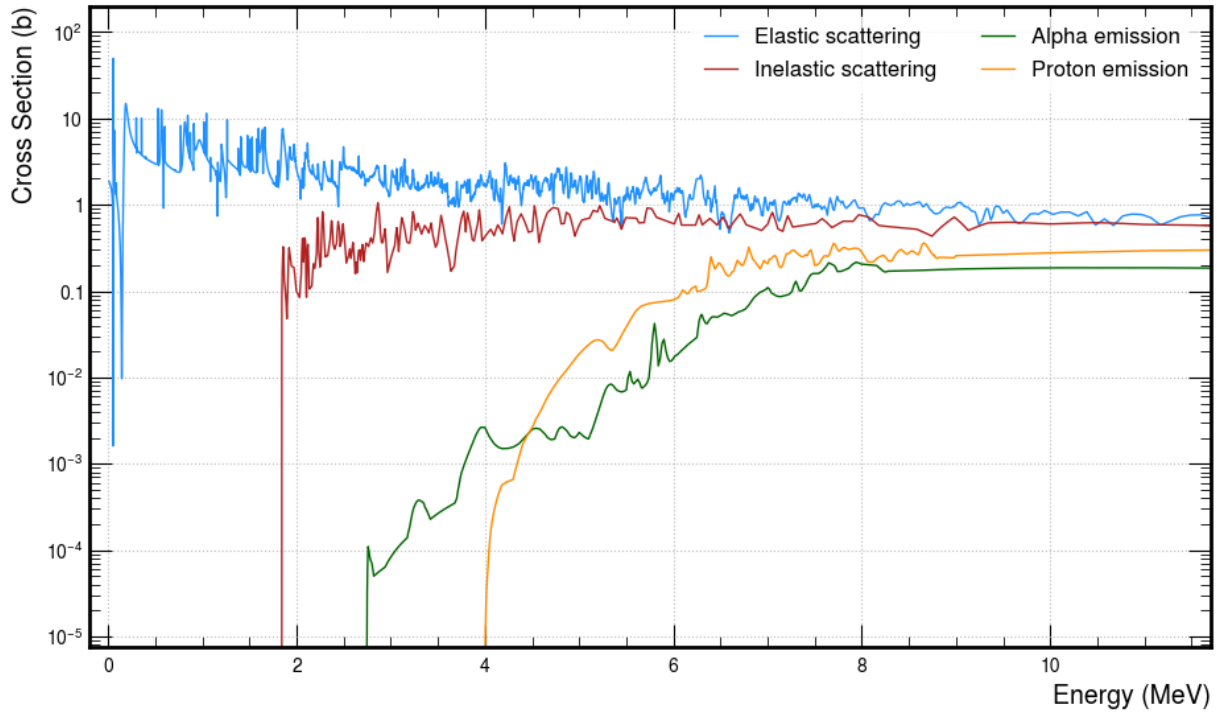


Figura 4.1: Sezione d'urto per i differenti processi di reazione nel silicio considerati in Formula 4.1. I valori tabulati sono ottenuti dal database ENDF/B-VIII.0[9], compatibilmente con l'energia di emissione dei neutroni della sorgente di AmBe (Figura 3.2).

Dalla Figura 4.1 lo scattering elastico risulta il canale favorito, possibile per tutte le energie e con probabilità confrontabili all'urto anelastico per energie maggiori di 6 MeV. Questo può verificarsi solo nel caso in cui l'energia del neutrone incidente sia superiore a 1.78 MeV, corrispondente all'energia di transizione tra lo stato fondamentale 0^+ e il primo stato eccitato 2^+ del nucleo di ^{28}Si [7]. L'emissione di particelle cariche è invece visibile a energie più alte, superiori rispetto alle soglie delle rispettive reazioni, ma presentando comunque una probabilità di ordini di grandezza inferiore rispetto ai processi di scattering.

Lo scattering elastico risulta quindi essere il processo di reazione maggiormente probabile nel range di energia considerato per i neutroni, provocando il rinculo dei nuclei di silicio e la successiva ionizzazione del materiale in seguito al loro passaggio all'interno della zona di svuotamento.

4.1.1 Simulazione Monte Carlo interazione neutroni-silicio

A partire dallo spettro di emissione dei neutroni (Figura 3.2) è possibile costruire una simulazione Monte Carlo che genera casualmente una distribuzione di energie coincidente con l'andamento atteso nel limite di un gran numero di eventi. Generato quindi un insieme di neutroni distribuiti in energia con lo stesso spettro della sorgente, si simula la loro incidenza diretta sulla superficie del sensore. Nella trattazione seguente vengono fatte alcune ipotesi, la cui validità verrà discussa in seguito confrontando i risultati con la sola necessità di poter distinguere gli eventi legati ai differenti canali di interazione dei neutroni e dei fotoni.

Le simulazioni sono eseguite nell'ipotesi che la sorgente sia sufficientemente lontana dal rivelatore, considerando lo spettro dei neutroni incidenti come uguale allo spettro di emissione e la densità della radiazione come uniforme su tutta la superficie. Si trascurano inoltre possibili fenomeni di scattering multiplo o di backscattering, e il volume sensibile di ARCADIA viene approssimato a uno spessore di silicio non drogato di 200 μm .

I valori tabulati per le sezioni d'urto dell'interazione neutrone-silicio[9] (Figura 4.1) risultano necessari per stimare la percentuale di neutroni associata a ciascuno dei possibili processi di scattering entro lo spessore di silicio.

Nota la sezione d'urto in funzione dell'energia (σ_E), la densità volumetrica di atomi (n) e lo spessore del sensore (x), a partire dal numero di neutroni incidenti (N_E^{tot}) è possibile ricavare il numero totale di interazioni con i nuclei atomici.

$$N_E^{\text{int}} = N_E^{\text{tot}} (1 - e^{-\sigma_E n x}) \quad (4.2)$$

Con $n = 5.0 \times 10^{22}$ atomi/cm³ e $x = 200$ μm .

Simulando 10 milioni di neutroni, si ricava che lo 0.19% dell'intero campione va incontro a urto elastico, mentre lo 0.05% a urto anelastico. Possono inoltre avvenire, con probabilità minore, gli altri processi di reazione riportati in Formula 4.1, come la produzione di particelle alfa (0.005%) o di protoni (0.009%).

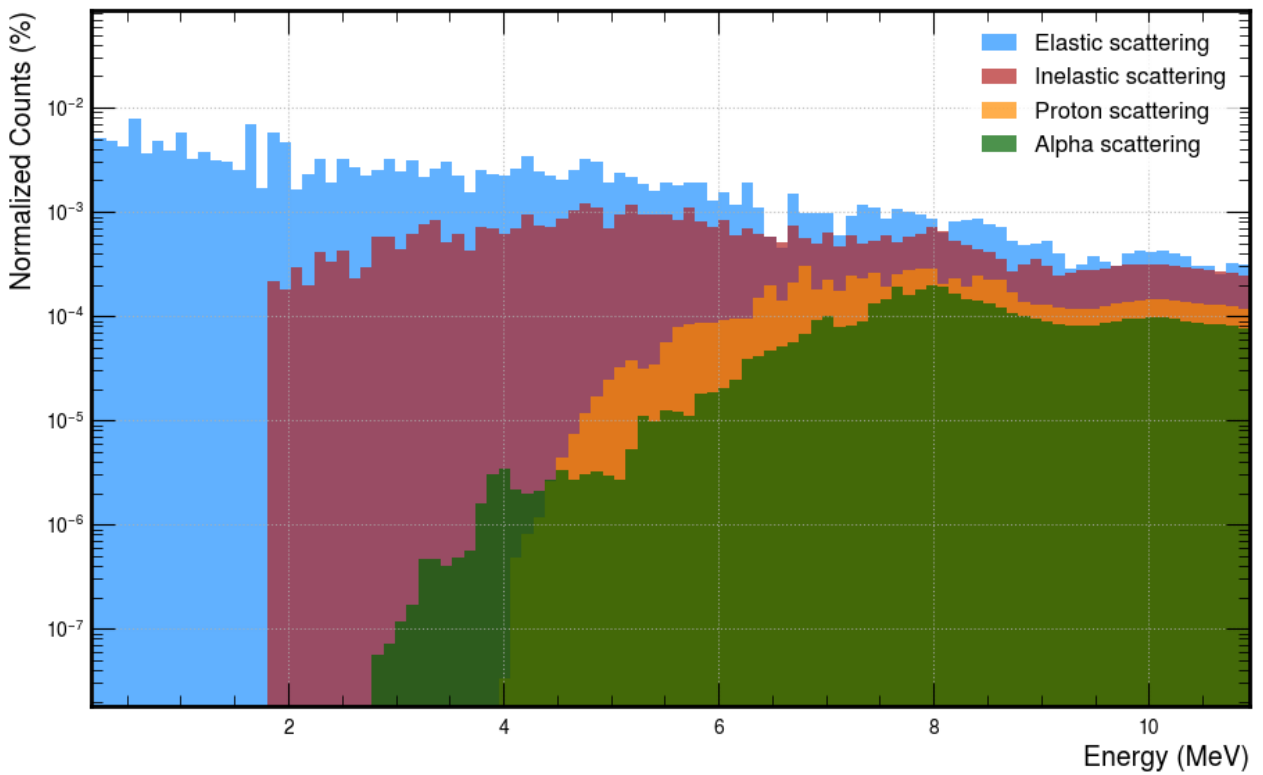


Figura 4.2: Distribuzione dei differenti canali di interazione neutroni-silicio al variare dell'energia cinetica del neutrone incidente. Le distribuzioni sono normalizzate rispetto al numero totale di particelle simulate. Integrando la singola distribuzione e confrontandola con il numero totale di interazioni si ottiene la percentuale di quel dato processo.

4.1.2 Urto elastico

Dalla Figura 4.2 si evince che, nella porzione dello spettro energetico (Figura 3.2) dove l'emissione dei neutroni risulta maggiore, fino a 6 MeV, l'urto elastico viene riscontrato come il fenomeno di reazione maggiormente probabile.

Per ogni neutrone simulato che va incontro a tale processo, viene poi calcolata l'energia di rinculo del nucleo di silicio (E_{recoil}) in funzione dell'angolo di scattering (θ). Questa coincide con l'energia del nucleo dopo l'urto e viene calcolata a partire dalla conservazione dell'energia e della quantità di moto per il sistema nucleo-neutrone[12].

Nota la massa del nucleo di silicio, $m_{\text{Si}} = 28.086$ u, e la massa del neutrone, $m_n = 1.009$ u (con 1 u =

931.5 MeV/c²), si ottiene:

$$E_{\text{recoil}}(\theta) = m_{\text{Si}} \frac{(E_n + m_{\text{Si}})^2 + (p_n \cos \theta)^2}{(E_n + m_{\text{Si}})^2 - (p_n \cos \theta)^2} - m_{\text{Si}} \quad p_n = \sqrt{E_n^2 - m_n^2} \quad (4.3)$$

Con E_n e p_n rispettivamente l'energia e il momento del neutrone incidente.

In caso di urto frontale con $\theta = 0$, si ottiene la massima energia trasferibile al silicio.

$$E_{\text{recoil}}(\theta = 0) = E_{\text{recoil}}(\text{max}) = m_{\text{Si}} \frac{(E_n + m_{\text{Si}})^2 + p_n^2}{(E_n + m_{\text{Si}})^2 - p_n^2} - m_{\text{Si}} \quad (4.4)$$

Per le energie di emissione caratteristiche della sorgente di AmBe, inferiori a circa 11 MeV in Figura 3.2, la Formula 4.4 può essere ulteriormente trattata in approssimazione non relativistica. Considerando quindi il generico urto elastico tra un neutrone di massa m_n e un nucleo inizialmente fermo di massa M , la massima energia trasferibile al nucleo (nell'ipotesi di urto frontale) si ottiene da:

$$E_{\text{recoil}}(\text{max}) = \frac{4m_n M}{(m_n + M)^2} T_n \quad (4.5)$$

Con $T_n = E_n - m_n$ l'energia cinetica del neutrone.

In prima approssimazione, la massa di protoni e neutroni risulta equivalente, potendo riscrivere la massa del nucleo come $M \simeq A m_n$. Per il numero di massa del silicio, $A \simeq 28$, si ottiene:

$$E_{\text{recoil}}(\text{max}) = \frac{4A}{(1 + A)^2} T_n \simeq \frac{4 \cdot 28}{29^2} T_n \simeq 0.133 T_n \quad (4.6)$$

A partire dalla distribuzione in energia dei neutroni interagenti per scattering elastico (distribuzione azzurra in Figura 4.2), applicando l'Equazione 4.6 è possibile ricavare la corrispondente distribuzione delle energie massime di recoil.

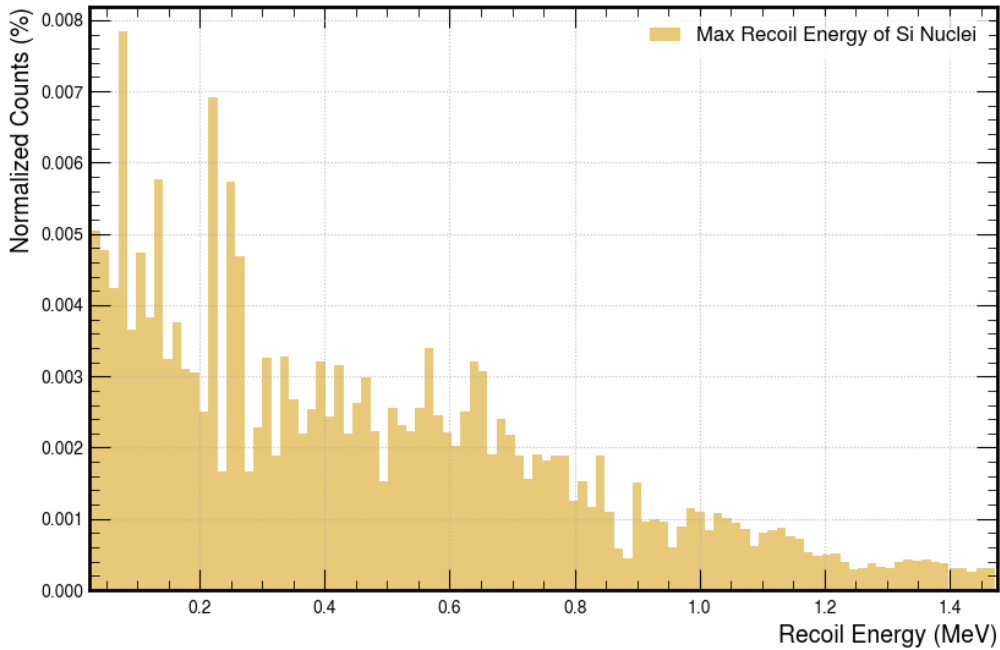


Figura 4.3: Distribuzione in funzione dell'energia di recoil dei nuclei di silicio soggetti a scattering elastico con i neutroni. La distribuzione è ottenuta applicando la Formula 4.6 alla distribuzione azzurra simulata e normalizzata in Figura 4.2, ottenendo come risultato l'energia massima di rinculo nucleare.

Dalla Figura 4.3 è poi possibile determinare la massima energia di rinculo del nucleo di silicio soggetto all'urto elastico. Questa si ottiene quando il fenomeno di scattering interessa un neutrone incidente con energia pari all'estremo superiore dello spettro della sorgente, portando a un'energia di recoil massima di 1.464 MeV.

Individuato quindi l'intervallo delle energie di rinculo, è possibile determinare, mediante una serie di simulazioni con SRIM (**S**topping and **R**ange of **I**ons in **M**atter)[14], il range medio dei nuclei di silicio nel silicio al variare dell'energia dei nuclei immediatamente dopo l'urto. Questo permette di determinare entro quale distanza, a partire dal punto di scattering, avviene la ionizzazione del volume attivo e quindi la raccolta della carica corrispondente all'accensione di un certo numero di pixel.

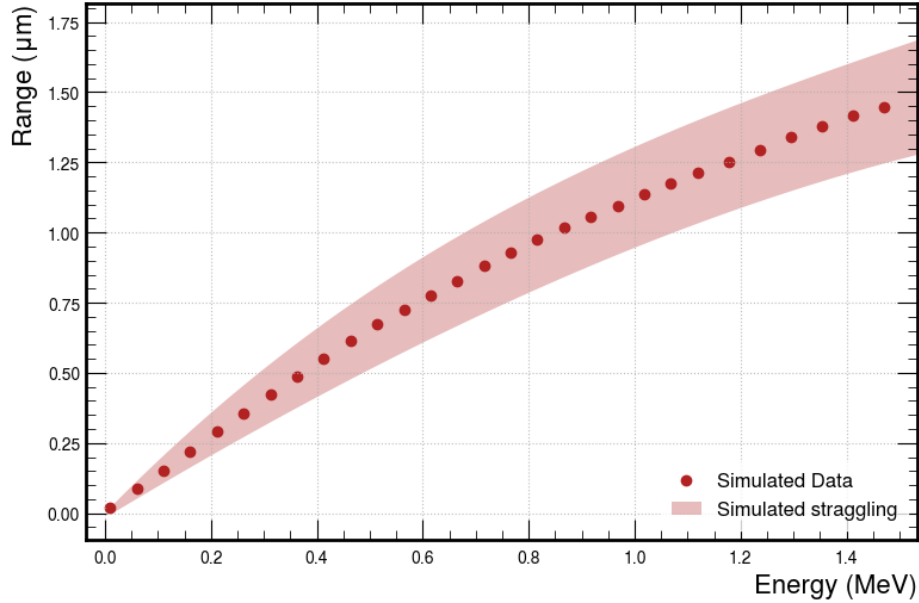


Figura 4.4: Range dei nuclei di silicio nel silicio al variare dell'energia di rinculo. Ogni valore è ottenuto dalla media dalla distribuzione dei range mediante una simulazione SRIM con 2000 nuclei incidenti. La regione evidenziata rappresenta invece la dispersione fisica della distribuzione attorno al valore medio, quantificando lo straggling longitudinale previsto. Questa non deve essere interpretata come incertezza statistica sulla misura.

Dal precedente grafico si evidenzia che la massima distanza percorribile dal silicio dopo l'urto elastico è di $1.4 \pm 0.2 \mu\text{m}$, sufficiente al massimo per l'attivazione di un singolo pixel del sensore (geometria del pixel riportata in Sezione 2.1). Allo stesso modo, nuclei rinculati con energie minori o con angoli di scattering differenti porteranno comunque a range minori di ionizzazione.

Non avendo inoltre controllo sull'effettiva posizione iniziale dell'interazione, non possiamo escludere che eventi di questo tipo possano portare all'accensione di più di un pixel, nel caso in cui l'interazione neutrone-silicio avvenga sul suo bordo o vertice.

Si conclude che questo tipo di interazione, nell'approssimazione geometrica adottata e trascurando la condivisione della carica, possa coinvolgere al massimo l'accensione di 4 pixel.

4.1.3 Produzione di particelle alfa

Per l'interpretazione di particolari tipologie di segnali individuati durante la campagna di acquisizione, si vuole studiare nel dettaglio questo raro processo di reazione riportato tra quelli possibili in Formula 4.1.



A differenza del normale scattering elastico, in questo caso parte dell'energia cinetica trasportata dal neutrone incidente viene utilizzata per la creazione della particella alfa e del nucleo di magnesio. Come visibile in Figura 4.1, esiste quindi un'energia di soglia del neutrone per garantire la formazione dei

prodotti di reazione e la conservazione della quantità di moto.

Il Q-valore della Reazione 4.7 viene calcolato come:

$$Q = (m_n + m_{Si} - m_\alpha - m_{Mg}) c^2 = -2.654 \text{ MeV} \quad (4.8)$$

Essendo questo valore negativo, la reazione viene confermata come endotermica, necessitando quindi un'energia di soglia minima del neutrone incidente per l'emissione della particella alfa.

$$E_{th}^\alpha = \frac{-Q}{1 - \frac{m_n}{m_n + m_{Si}}} \simeq 2.75 \text{ MeV} \quad (4.9)$$

Vogliamo ora confrontare le due diverse famiglie di segnali attribuibili all'urto elastico e alla produzione di particelle alfa per la cattura del neutrone.

Nel primo caso, l'energia totale di ionizzazione depositata nel volume attivo del sensore è sempre minore rispetto alla massima energia di rinculo del silicio (pari a 1.464 MeV come mostrato nella Figura 4.3). Nel secondo caso, invece, i prodotti di reazione $\alpha + {}^{25}\text{Mg}$ sono sottoposti a interazioni di tipo coulombiano, provocando entrambi la ionizzazione del materiale e depositando una maggiore quantità di energia. Studiando inoltre l'andamento delle sezioni d'urto, notiamo che la probabilità della Reazione 4.7 (distribuzione verde in Figura 4.1) risulta molto più elevata per energie del neutrone maggiori di 8 MeV. Considerando l'energia di soglia per la produzione dei nuclei, l'energia totale a disposizione per la ionizzazione del materiale risulta quindi tipicamente maggiore rispetto a quella depositata dallo scattering elastico (tralasciando gli altri possibili meccanismi di dissipazione).

Da una serie di simulazioni SRIM è possibile notare che il range di tali particelle alfa e dei nuclei di magnesio è al più compatibile con la dimensione di 1 o 2 pixel, rilasciando però una maggiore quantità di energia rispetto a quella depositata dal nucleo di silicio nell'urto elastico.

La grande quantità di energia depositata può quindi indurre regioni ad alta densità di carica, suggerendo che i segnali prodotti da questo tipo di interazione possano coinvolgere l'accensione di un numero maggiore di pixel, producendo cluster sferici e di grandi dimensioni.

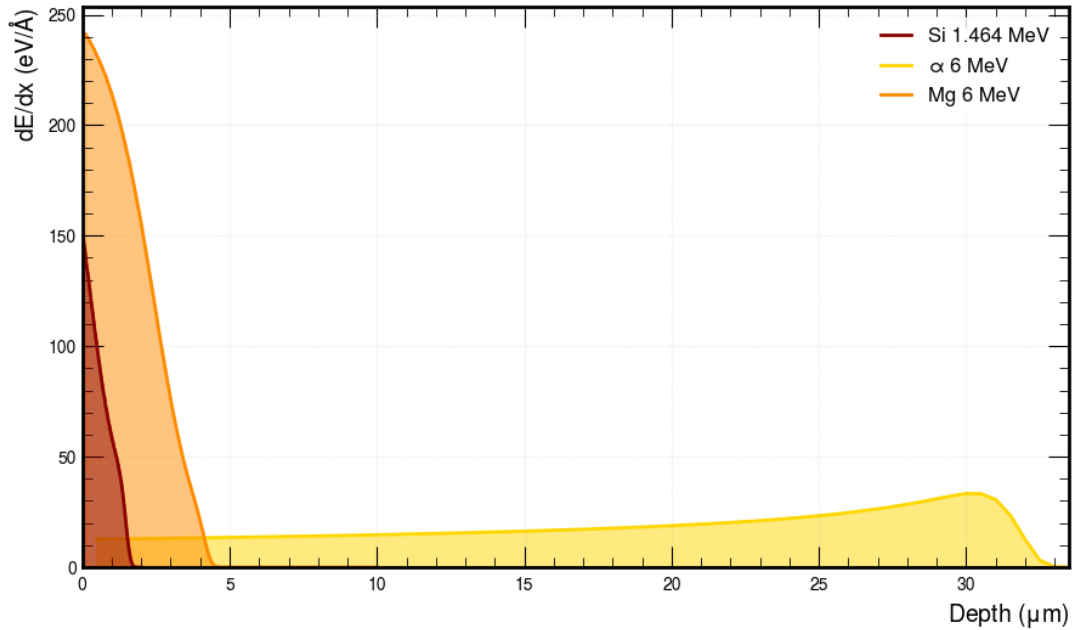


Figura 4.5: Simulazioni SRIM della ionizzazione indotta dall'interazione con il silicio per differenti nuclei incidenti. Il nucleo di silicio è simulato all'energia massima di rinculo, mentre il magnesio e la particella alfa sono simulati a scopo illustrativo con energia cinetica di 6 MeV. Questo è compatibile con il picco di probabilità dell'interazione per neutroni compresi tra gli 8 e i 10 MeV (vedi Figura 4.2), permettendo di confrontare il diverso comportamento di α e Mg nel silicio.

4.2 Interazione fotoni materia

L'interazione dei fotoni con la materia avviene mediante processi fisici differenti, ciascuno dei quali è caratterizzato da una probabilità che dipende fortemente dall'energia del fotone. A seconda di quest'ultima, l'interazione tra i fotoni incidenti e gli atomi di silicio può quindi avvenire mediante tre canali distinti:

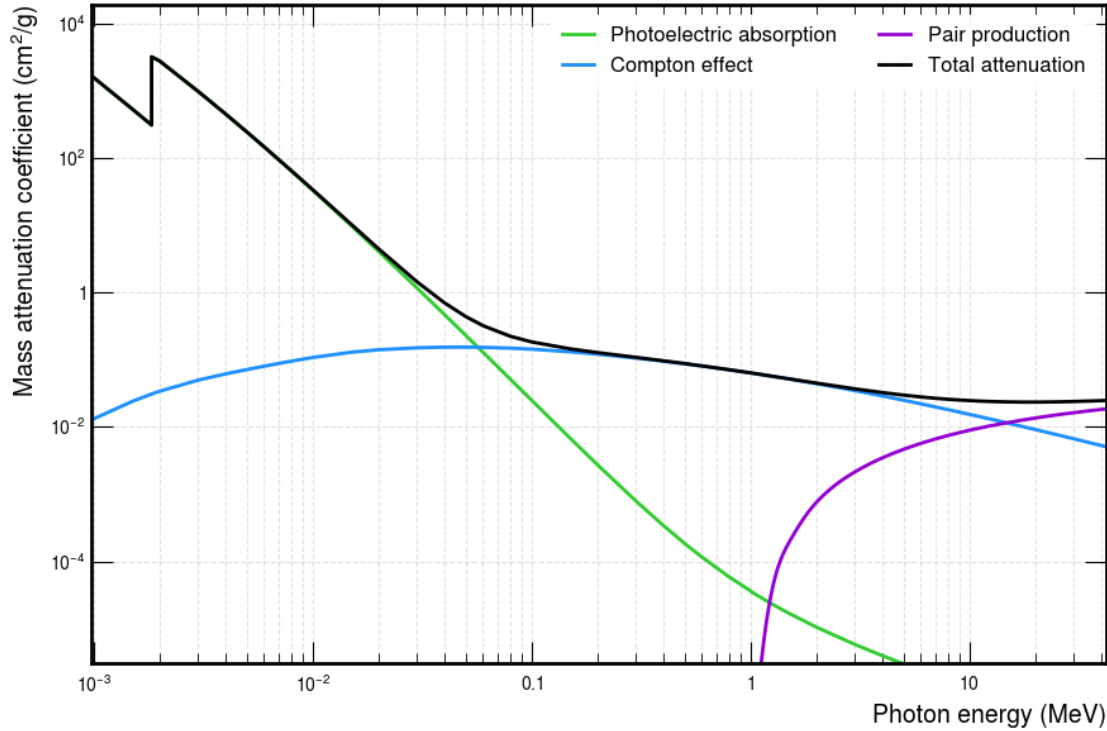


Figura 4.6: Possibili interazioni fotone-materia nel silicio al variare dell'energia del fotone incidente. Note le energie di transizione in Figura 3.1 e lo spettro dei fotoni interagenti in Figura 3.3, l'effetto Compton risulta il fenomeno maggiormente probabile. Dati NIST[8].

- **Effetto fotoelettrico** (Predominante nel silicio per energie del γ comprese tra 0 e 0.1 MeV)
Provoca il rilascio di un elettrone in seguito all'assorbimento del fotone da parte dell'atomo, il quale emette poi raggi X per la sua diseccitazione.
- **Effetto Compton** (Predominante nel silicio per energie del γ comprese tra 0.1 e 10 MeV)
Si verifica quando il fotone incidente interagisce direttamente con un elettrone di valenza debolmente legato, trasferendo parte della sua energia cinetica. Il processo provoca la deviazione del fotone incidente e l'emissione dell'elettrone dal sistema atomico legato.
- **Produzione di coppie** (Predominante nel silicio per energie del γ maggiori a 10 MeV)
Avviene quando fotoni ad alta energia approssimano il nucleo atomico, interagendo con il rispettivo campo elettrico e provocando la produzione di una coppia $e^+ e^-$. L'elettrone causa poi la successiva ionizzazione del materiale, mentre il positrone va incontro ad annichilazione, producendo due γ ciascuno a 511 keV.

Le energie caratteristiche dello spettro dei fotoni emessi dalla sorgente (Figura 3.3) permettono di ipotizzare che i γ incidenti interagiscano principalmente mediante effetto Compton. Nella trattazione seguente del fenomeno si considerano inoltre come trascurabili le possibili interazioni multiple del fotone dopo il primo evento di scattering.

Viene ora descritto in dettaglio questo processo di interazione.

4.2.1 Effetto Compton

L'effetto Compton è un particolare fenomeno fisico che coinvolge lo scattering tra un fotone, inteso come particella, e un elettrone di valenza, considerato in prima approssimazione libero, ovvero trascurando l'interazione elettrone-nucleo all'interno del sistema atomico.

In seguito a tale interazione, l'elettrone assorbe abbastanza energia del γ incidente da causare la deflessione del fotone e il rinculo dell'elettrone. Quest'ultimo interagisce poi con il silicio nel volume attivo del rivelatore, provocandone la ionizzazione e quindi la rilevazione di un segnale corrispondente all'accensione di un certo numero di pixel.

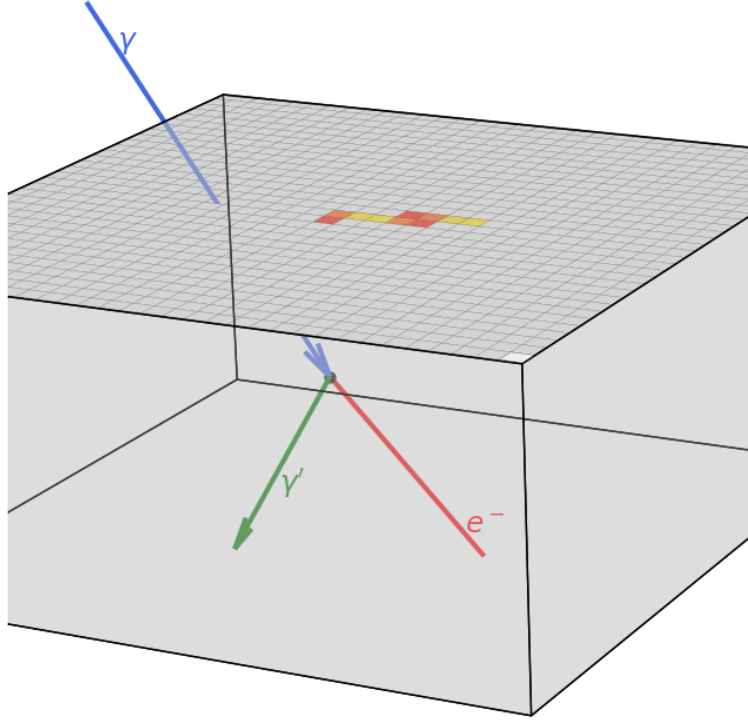


Figura 4.7: Simulazione di un evento Compton e del segnale osservabile ad esso associato.

Dalla cinematica dell'effetto è possibile determinare l'energia e l'angolo di rinculo dell'elettrone a partire dall'angolo di scattering del fotone e dalla sua energia iniziale[12].

$$E'_\gamma(\theta_\gamma) = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e} (1 - \cos \theta_\gamma)} \quad (4.10)$$

$$E_e(\theta_\gamma) = E_\gamma - E'_\gamma(\theta_\gamma) \quad (4.11)$$

$$\theta_e = \frac{\pi}{2} - \arctan \left[\left(1 + \frac{E_\gamma}{m_e} \right) \tan \left(\frac{\theta_\gamma}{2} \right) \right] \quad (4.12)$$

Con E_γ l'energia del fotone incidente, E'_γ l'energia del fotone diffuso, E_e l'energia cinetica dell'elettrone di rinculo, θ_γ l'angolo di scattering del fotone e θ_e l'angolo di emissione dell'elettrone rispetto alla direzione del fotone incidente.

La distribuzione angolare degli angoli di scattering ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$) rispetto alla direzione di volo del fotone iniziale è invece ricavabile dalla formula di Klein-Nishina[11]. Definito $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e}$, Z_{Si} il numero atomico del silicio e r_e il raggio classico dell'elettrone:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_\gamma) = Z_{\text{Si}} \frac{r_e^2}{2} \frac{1 + \cos^2 \theta_\gamma}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta_\gamma)]^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta_\gamma)^2}{(1 + \cos^2 \theta_\gamma) [1 + \alpha(1 - \cos \theta_\gamma)]} \right] \quad (4.13)$$

A seconda dell'angolo di rinculo dell'elettrone e dell'energia ad esso trasferita, quest'ultimo può essere totalmente assorbito, oppure fuoriuscire dallo spessore del sensore. I segnali associati a interazioni di questo tipo produrranno quindi lunghe scie di accensione di pixel, corrispondenti alla proiezione sulla superficie della carica generata in seguito alla ionizzazione del materiale e poi trasportata per deriva dal campo elettrico.

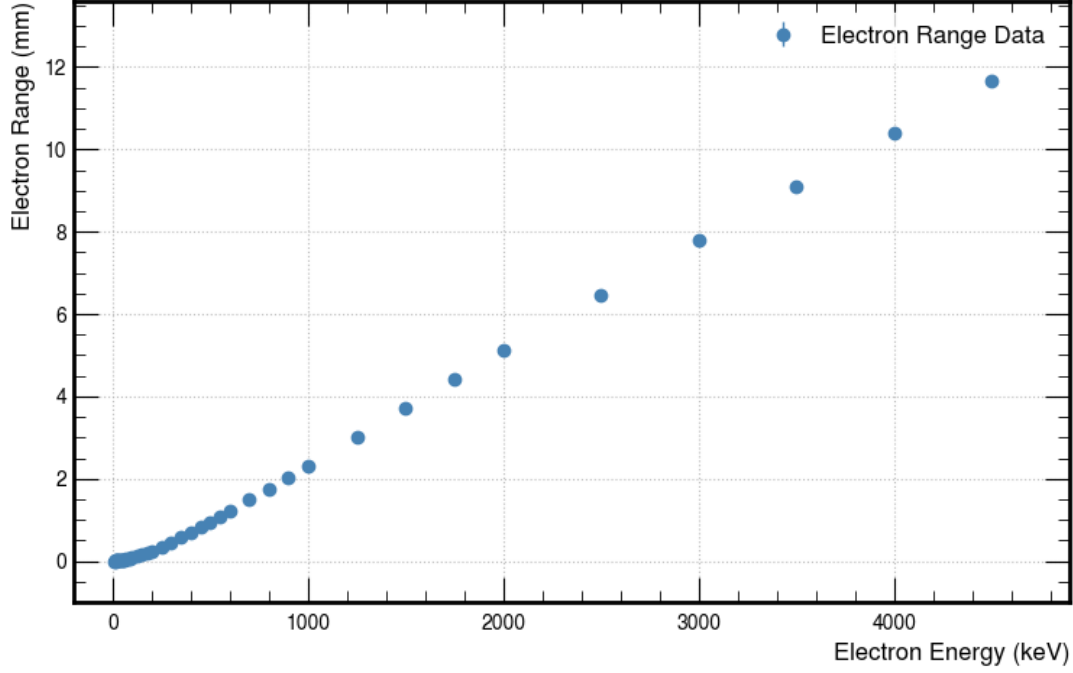


Figura 4.8: Range degli elettroni all'interno del silicio in funzione dell'energia iniziale dopo lo scattering Compton. Considerando il picco di emissione dei fotoni a 4439 keV in Figura 3.3, l'energia di diffusione degli elettroni può variare secondo la Formula 4.11 fino all'energia massima di 4197 keV, ottenuta per urto frontale. Dati NIST[8].

4.3 Limiti dell'analisi

L'analisi delle interazioni coinvolte deve essere interpretata tenendo conto delle approssimazioni e dei limiti adottati nella modellazione di questi fenomeni. Nella simulazione dell'interazione con i neutroni, la geometria del sensore ARCADIA viene semplificata, il suo volume sensibile è approssimato a uno spessore di 200 μm di silicio e viene trascurata la presenza dell'ossido. La radiazione incidente è considerata uniforme, nel limite in cui la distanza tra il sensore e la sorgente risulti sufficientemente grande rispetto alle dimensioni del rivelatore. Vengono considerati poco probabili, e quindi trascurati, i possibili fenomeni di scattering multiplo dopo il primo evento, e l'utilizzo di sezioni d'urto tabulate, prive di incertezze, può provocare errori nella fase di simulazione. Anche nel caso dei fotoni vengono considerate una serie di semplificazioni. Dallo spettro in energia dei γ emessi e dalla Figura 4.6, si assume che l'effetto Compton costituisca il principale canale di interazione, trascurando gli altri possibili canali e le successive interazioni multiple del fotone diffuso. Si assume inoltre che gli eventi legati all'interazione dei fotoni con il silicio siano dovuti interamente alla radiazione prodotta dalla sorgente, trascurando la possibile interazione dei fotoni secondari prodotti dal decadimento del silicio eccitato dopo lo scattering anelastico dei neutroni. I risultati ottenuti devono quindi essere considerati come una caratterizzazione approssimata dei diversi processi, utile per interpretare i segnali osservati sperimentalmente.

Capitolo 5

Acquisizione dati

La campagna di acquisizione dati è stata strutturata su una serie di intervalli di esposizione attiva del sensore alla sorgente, variando il valore della tensione di soglia per l'attivazione dei pixel in seguito alla raccolta della carica prodotta da un segnale.

Come citato nella Sezione 2.1, il valore di soglia viene impostato a partire da parametri caratteristici dell'elettronica, mediante un DAC a 6 bit che permette di fissare la soglia solo a valori discreti di tensione. Definito VCASN tale parametro di riferimento, questo viene variato nell'insieme [1, 3, 5, 7, 10, 15, 20], dove per valori di VCASN alti corrispondono tensioni di soglia basse e viceversa.

Si definisce invece la variabile THR come il massimo valore di VCASN impostabile meno il valore di VCASN impostato. E, dal momento che tale parametro è memorizzato come un codice a 6 bit ($2^6 - 1$ valori possibili), la soglia corrispondente risulta pari a: $THR = 63 - VCASN$. Questo permette di ottenere un parametro di riferimento che presenta un valore numerico direttamente proporzionale alla soglia impostata, anch'esso discreto e variabile nell'intervallo [62, 60, 58, 56, 53, 48, 43].

Durante l'intera acquisizione viene poi applicata una differenza di potenziale inversa di 90 V ai capi della regione di svuotamento, minimizzando la diffusione della carica e garantendone la raccolta per deriva. Il tempo di acquisizione viene invece fissato a 20 minuti e mantenuto costante durante l'intera campagna di acquisizione e quindi per ogni valore di THR.

I dati grezzi così ottenuti contengono informazioni relative alla posizione spaziale e all'istante temporale di accensione per ogni pixel. A partire da tali informazioni, è dunque possibile ricostruire i singoli eventi, raggruppandoli in cluster secondo determinati parametri geometrici e temporali. Si identifica come cluster l'insieme di pixel le cui attivazioni risultano distanziate temporalmente di un intervallo non superiore a 40 timestamp e la cui distanza relativa sia inferiore a due pixel. Questi parametri sono una scelta arbitraria basata su un'analisi approfondita del comportamento del sensore, il quale presenta un plateau nel numero di eventi individuabili considerando questi specifici parametri geometrici e temporali. Si definisce invece la molteplicità di ciascun cluster come il numero totale di pixel ad esso associati.

Nella seguente analisi viene presentato uno studio della molteplicità e delle caratteristiche geometriche dei cluster per THR 62 (o VCASN 1). La scelta di una soglia alta impone infatti una maggiore quantità di carica che deve essere raccolta per l'accensione dei pixel, permettendo di mitigare la dispersione del segnale e l'effetto del rumore.

Uno studio precedente, sulla caratterizzazione della risposta del sensore in funzione della tensione di soglia, ha permesso inoltre di quantificare il numero di elettroni necessari all'attivazione del singolo pixel per THR 62, che risulta pari a $2200 e^-$ [3]. Questi sono prodotti nel silicio per ionizzazione in seguito all'assorbimento di 7.92 keV, un valore di energia sufficientemente basso e facilmente superabile dall'interazione di un neutrone o un γ con il silicio. Si conclude dunque che l'utilizzo di questa soglia permetta la rivelazione dei segnali associati alle interazioni descritte nella Sezione 4, escludendo una possibile perdita di informazione nella maggior parte degli eventi registrati.

L'analisi dei dati viene ripetuta per ciascun valore di THR impostato. Sulla base delle considerazioni e delle simulazioni effettuate, si riassumono in Tabella 5.1 le differenti caratteristiche attese dai segnali prodotti dalle interazioni di neutroni e fotoni con il sensore di silicio.

Radiazione	Caratteristiche del cluster
Neutroni	L'interazione tra neutroni e materia provoca tipicamente l'accensione di un pixel, permettendo però l'attivazione di cluster fino a una molteplicità di 4 se l'interazione avviene sul suo bordo o vertice. Nel caso in cui si verificano altri canali di reazione diversi dall'urto elastico, come la produzione di particelle alfa, sono attesi invece cluster compatti, circolari e ad alta molteplicità.
Fotoni	L'interazione tra fotoni e materia si sviluppa principalmente per effetto Compton, portando allo scattering dell'elettrone e quindi a cluster allungati prodotti dalla scia di ionizzazione all'interno del silicio. La molteplicità di questi cluster può quindi variare a seconda dell'angolo di emissione e dell'energia dell'elettrone dopo lo scattering.

Tabella 5.1: Caratteristiche attese dei cluster prodotti dai principali meccanismi di interazione.

Fissato il valore di THR, si costruisce inizialmente la distribuzione delle molteplicità dei cluster, scomponendo le due popolazioni di segnali (fotoni e neutroni) a partire dai rapporti stimati dalle simulazioni GEANT4 (Sezione 3.2). Gli eventi vengono poi caratterizzati sulla base delle loro dimensioni spaziali ed isolati in funzione della densità per distinguere le lunghe scie di ionizzazione elettronica per effetto Compton dai cluster circolari associati alla cattura del neutrone. Il confronto tra queste distribuzioni permette inoltre di studiare il ruolo della tensione di soglia nella rilevazione dei segnali.

5.1 Studio della molteplicità dei cluster

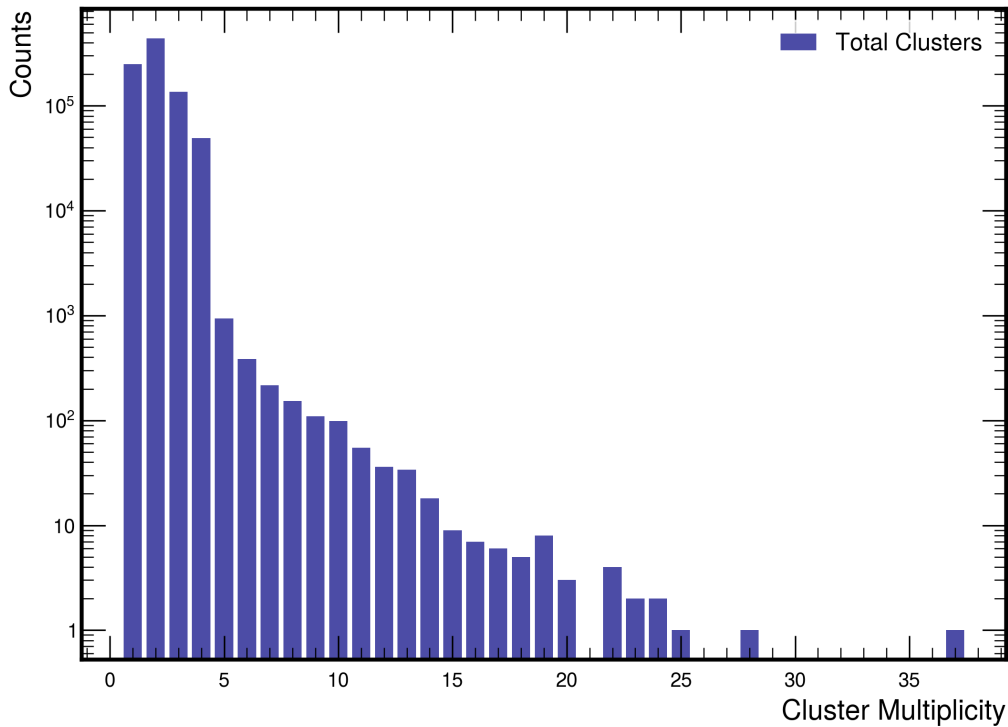


Figura 5.1: Distribuzione della molteplicità dei cluster per THR 62. Gli eventi che comportano l'accensione di massimo 4 pixel risultano i maggiormente probabili. La coda della distribuzione, a molteplicità elevate, presenta invece un numero di conteggi ordini di grandezza inferiore.

L'interpretazione delle simulazioni è confermata dal fatto che, per tutti i valori di THR, si nota sistematicamente un'abbondanza di cluster con molteplicità ≤ 4 , mentre la coda della distribuzione, a molteplicità elevate e principalmente dovuta al moto degli elettroni nel silicio per effetto Compton, presenta un numero di conteggi ordini di grandezza inferiore.

Le simulazioni Monte Carlo effettuate sembrano inoltre confermare la predominanza dell'urto elastico nei processi di scattering neutroni-nucleo, limitando questa porzione di eventi alle sole prime quattro famiglie di cluster.

La ionizzazione indotta dagli elettroni genera invece cluster con molteplicità variabile, la cui distribuzione si sovrappone a quella dei neutroni, rimanendo distinguibile solo a molteplicità elevate.

Non potendo distinguere la natura dei singoli segnali per valori di molteplicità fino a 4, si è deciso di studiare quale porzione di questi ultimi sia attribuibile a un dato processo. Facendo riferimento alle simulazioni GEANT4 si stima infatti che il 53.8% di tutti i segnali visibili sia attribuibile all'interazione γ -silicio, mentre il restante 46.2% all'interazione con i neutroni.

Per scomporre le due tipologie di segnale, si assume inizialmente che l'urto elastico neutrone-silicio possa portare all'attivazione di 1, 2, 3 o 4 pixel e si separano le due popolazioni applicando il rapporto 53.8 : 46.2 per ogni singola molteplicità in tale intervallo (vedi Figura 5.2).

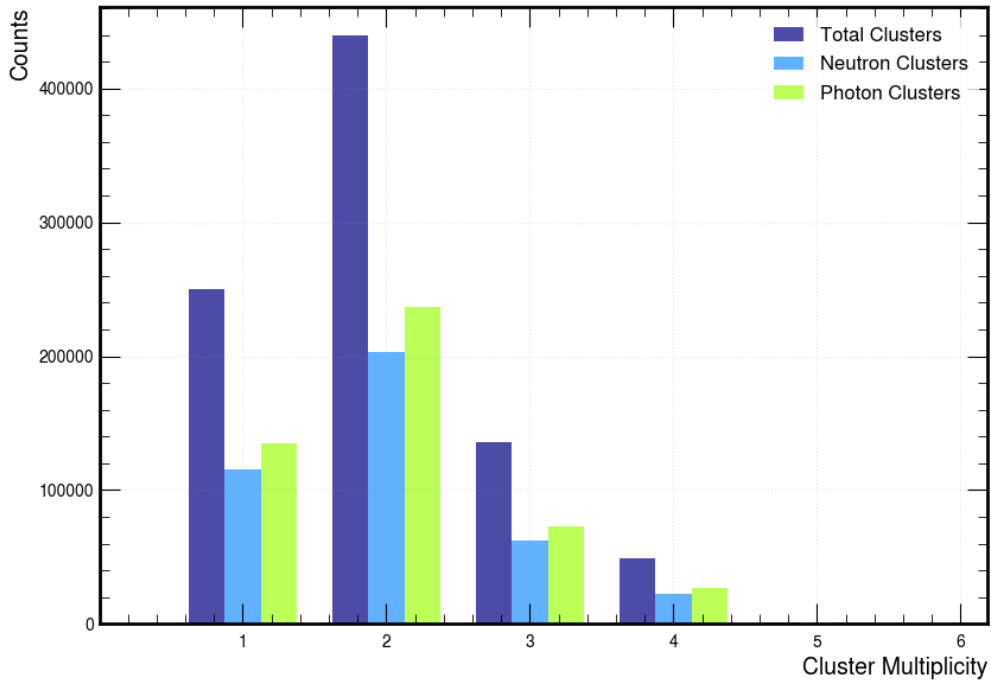


Figura 5.2: Composizione dei segnali attribuiti all'interazione con i neutroni (azzurro) e fotoni (verde) per le prime quattro molteplicità e THR 62. Il rapporto 53.8 : 46.2 viene applicato per ciascun bin della distribuzione.

Per quantificare l'entità dei fenomeni meno probabili, si vuole confrontare il numero totale di eventi con quelli associati alla singola molteplicità. Si procede dunque applicando il rapporto noto ai soli cluster con molteplicità non superiore a 4, confrontando poi le diverse distribuzioni con quelle ottenute applicando il rapporto all'intero campione di dati.

Nel primo caso, il numero di eventi attribuiti ai neutroni e ai fotoni viene calcolato rispettivamente come la somma dei conteggi azzurri e verdi in Figura 5.2. La stessa suddivisione degli eventi viene poi calcolata, con le stesse percentuali, per l'intero insieme di misure, ovvero considerando tutte le possibili molteplicità. La differenza percentuale tra i due campioni quantifica quanto gli eventi a bassa molteplicità siano più probabili rispetto alla coda della distribuzione in Figura 5.1, composta dagli eventi di cattura neutronica e di scattering Compton ad angoli elevati.

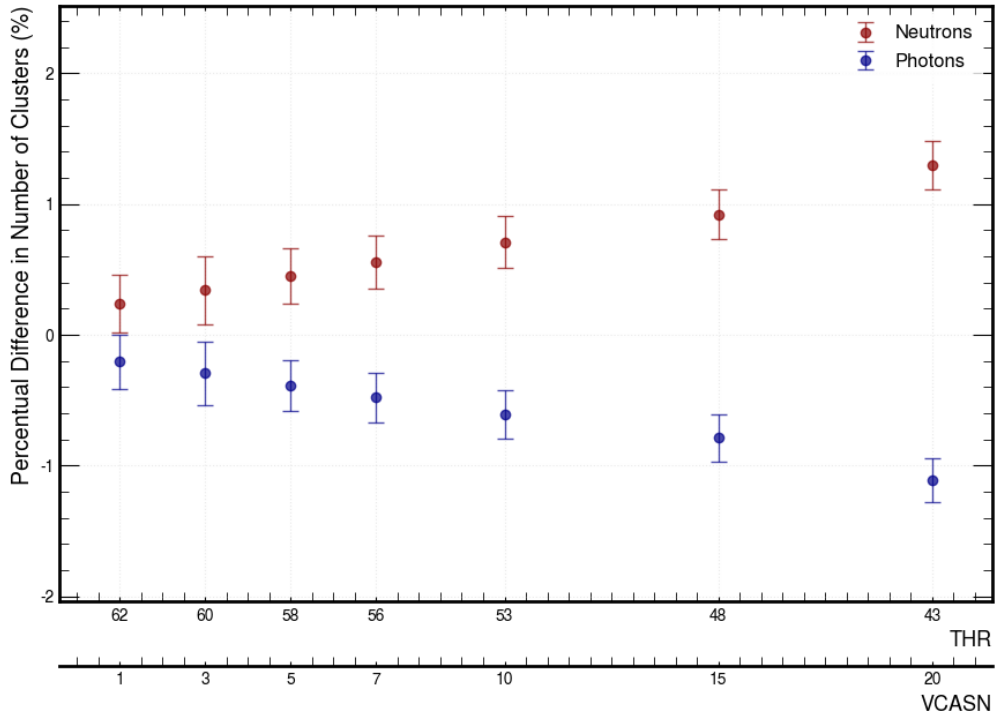


Figura 5.3: Differenza percentuale tra il numero totale di eventi individuati applicando il rapporto 53.8 : 46.2 ai soli cluster con molteplicità non superiore a 4 e considerando l'intero campione. I valori ottenuti risultano essere sempre inferiori al 2.0%, seppur incompatibili con zero entro la loro incertezza. Questa viene calcolata applicando una statistica poissoniana al campione di dati.

Il risultato ottenuto viene mostrato in Figura 5.3, dove è possibile osservare che tali quantità differiscono di meno del 2.0% per tutti i valori di THR testati. Questa piccola discrepanza mostra che gli eventi con molteplicità maggiore di 4 costituiscono una frazione ridotta dell'intero campione, modificando solo debolmente la suddivisione globale.

La diminuzione della compatibilità a tensioni di soglia minori (THR basse) si spiega a partire dalla maggiore sensibilità del dispositivo. La minore quantità di carica necessaria all'attivazione dei pixel potrebbe infatti rilevare un numero maggiore di eventi Compton e favorire cluster a molteplicità più elevata per l'interazione con i neutroni.

5.2 Studio della forma dei cluster

Lo studio del numero totale di pixel per il singolo evento non è sufficiente a distinguere le varie tipologie di segnale. I cluster con la stessa molteplicità possono però essere attribuiti, sulla base della loro morfologia, a processi di reazione differenti. Un esempio concreto è la possibilità di distinguere gli eventi legati all'effetto Compton (e al successivo scattering elettronico) rispetto a quelli prodotti dalla cattura neutronica con l'emissione di una particella alfa, entrambi processi caratterizzati da un'elevata molteplicità.

Per separare le due famiglie di eventi, è quindi necessario studiare le altre caratteristiche geometriche osservabili, quali la dimensione spaziale del cluster e la sua densità. La prima viene definita come la proiezione sugli assi x e y delle dimensioni del cluster, mentre la seconda come il rapporto tra la molteplicità e la superficie totale occupata (dimensione lungo x moltiplicata per la dimensione lungo y). Questo approccio non consente tuttavia di distinguere i segnali attribuibili all'urto elastico dei neutroni, che presentano caratteristiche compatibili con i cluster elettronici prodotti dai fotoni con la stessa molteplicità.

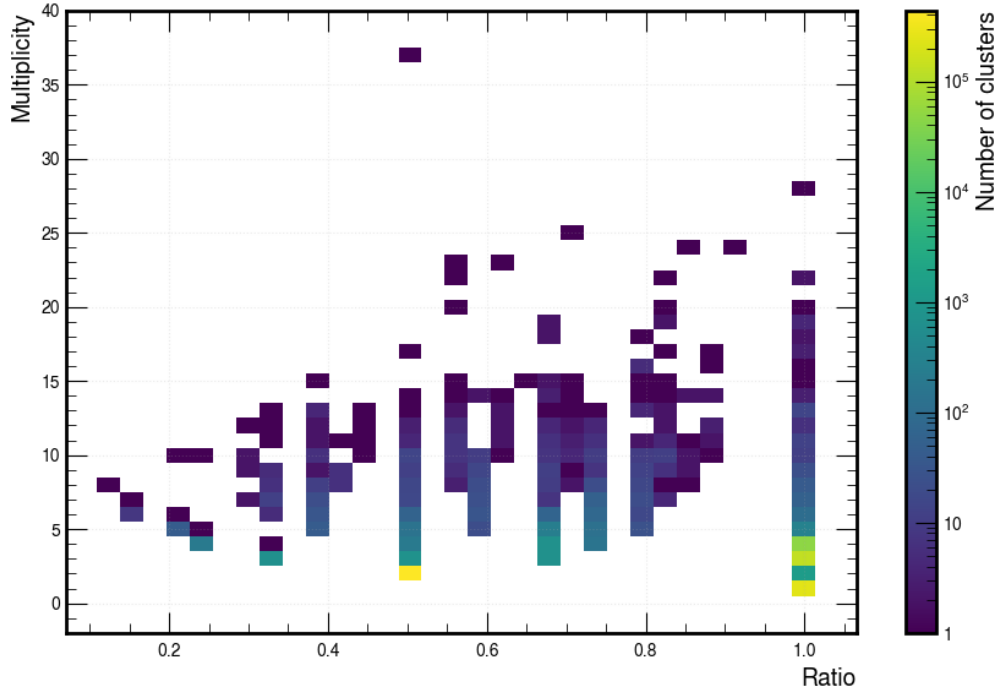


Figura 5.4: Distribuzione degli eventi in funzione della molteplicità e del rapporto tra la dimensione minima e massima del cluster (THR 62).

Lo studio in funzione della molteplicità e delle dimensioni spaziali (Figura 5.4), permette di isolare gli eventi sulla base delle loro caratteristiche geometriche. Come atteso, i cluster a minore molteplicità presentano un rapporto tra la dimensione minima e massima unitario o di 1:2, essendo tutte le possibili combinazioni di 1, 2, 3 o 4 pixel compatibili con tali configurazioni spaziali. I cluster con rapporti significativamente minori di 1 e con alta molteplicità sono invece associati alla scia di ionizzazione dell'elettrone. Sempre dalla Figura 5.4, per separare gli eventi generati dalle particelle alfa da quelli prodotti dallo scattering Compton, si è cercato di isolare i cluster con molteplicità maggiore di quattro e rapporto prossimo all'unità (maggiore di 0.6). Tuttavia, i segnali che presentano la medesima proiezione su entrambi gli assi risultano ancora indistinguibili e, per suddividerli, è necessario discriminare questi eventi a partire dalla loro densità.

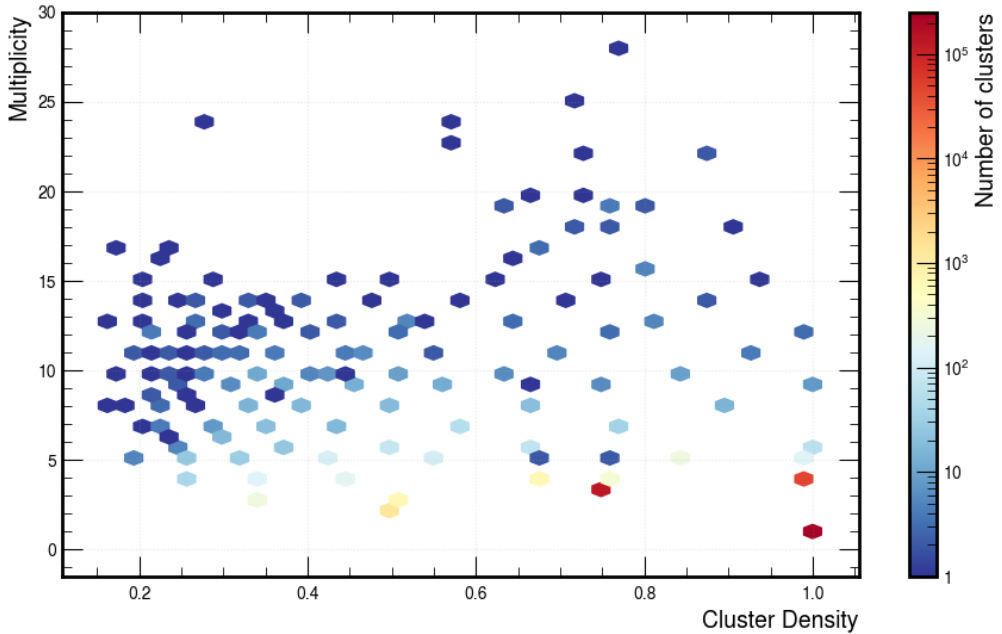


Figura 5.5: Distribuzione dei cluster in funzione della molteplicità e della densità di pixel (THR 62). Il campione di dati è ottenuto da quello iniziale selezionando i soli cluster con rapporto tra la dimensione minima e massima superiore a 0.6.

Dalla natura dell'interazione, ci si aspetta che tutti i cluster in Figura 5.5 con bassa densità siano associati alla traccia prodotta dall'elettrone diffuso per effetto Compton. Quelli con densità pari o poco inferiore a uno sono invece attribuiti alla cattura del neutrone e alla successiva emissione di particelle alfa, permettendo così di proporre un metodo di distinzione tra le due famiglie di segnali.

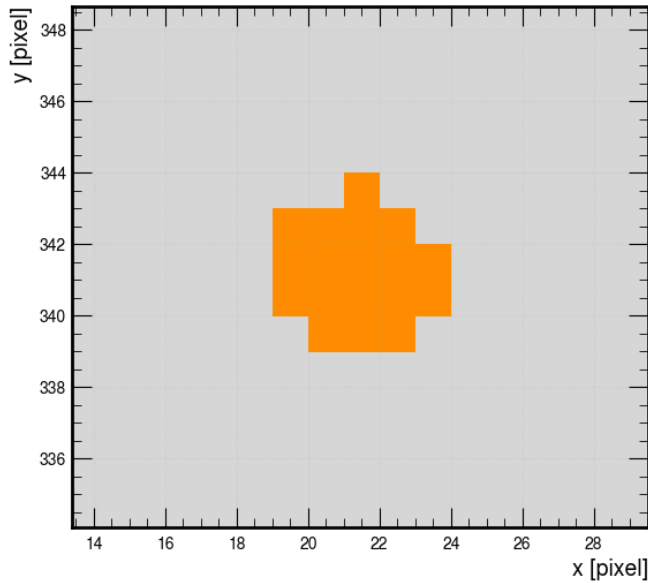


Figura 5.6: Candidato cluster compatibile con la produzione di una particella alfa in seguito all'interazione neutrone-silicio. Molteplicità 18, rapporto tra le dimensioni pari a 1 e densità 0.72.

5.3 Esposizione ad una sorgente di Am-241

Per sostenere l'interpretazione morfologica dei cluster compatti e ad alta densità attribuiti alla cattura del neutrone secondo la Reazione 4.7, si effettua un confronto con dati indipendenti acquisiti mediante una sorgente di particelle alfa. Questo è possibile replicando le analisi effettuate per la sorgente di AmBe sulle misure ottenute in una precedente campagna di acquisizione, mediante l'esposizione del sensore ad una sorgente isotropa di americio-241.

Il sensore viene collocato spazialmente a un centimetro di distanza sullo stesso piano orizzontale della sorgente. La tensione di soglia è impostata a THR 62, o VCASN 1, e i cluster sono identificati dagli stessi parametri geometrici e temporali impiegati nell'analisi dei dati dell'AmBe. A partire da questi, viene mostrata in Figura 5.7(b) la distribuzione dei cluster registrati in funzione della molteplicità e del rapporto tra la dimensione minima e massima lungo gli assi x o y.

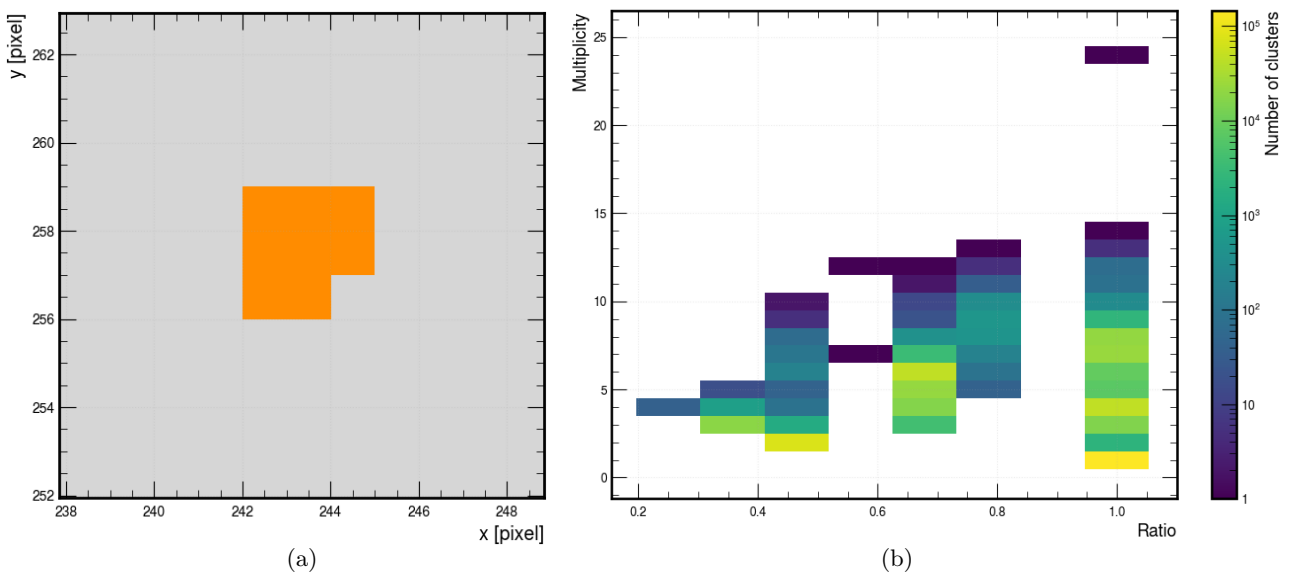


Figura 5.7: (a) Evento associato all'interazione con una particella alfa dalla sorgente di americio-241. Molteplicità 8, rapporto tra le dimensioni 1, densità 0.89. (b) Distribuzione degli eventi in funzione della molteplicità e del rapporto tra la dimensione minima e massima del cluster (THR 62).

Le particelle alfa incidenti dalla sorgente di Am-241 producono cluster prevalentemente compatti, caratterizzati da un rapporto tra la dimensione minore e maggiore prossimo all'unità, in accordo con la morfologia dei candidati eventi associati al canale $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$. La minore molteplicità osservata in questi segnali rispetto a quelli indotti dai neutroni è qualitativamente compatibile con la minore energia depositata nel volume attivo. Utilizzando infatti la sorgente di americio nella configurazione dell'esperimento, le particelle alfa emesse a 5.5 MeV[10] interagiscono sia con uno spessore d'aria sia con gli strati superficiali del sensore prima di raggiungere la regione sensibile.

L'assorbimento di energia nelle varie sezioni può essere quantificato mediante una serie di simulazioni SRIM (Figura 5.8), stimando un'energia depositata nel sensore pari a circa 2.7 MeV, maggiore rispetto all'energia depositata in seguito all'urto elastico dei neutroni (vedi Figura 4.3), ma minore rispetto a quella associata alla produzione di $^{25}_{12}\text{Mg} + \alpha$. In queste simulazioni si considera l'aria priva di umidità e lo strato superficiale del sensore viene approssimato a uno spessore di 10 μm di ossido (SiO_2).

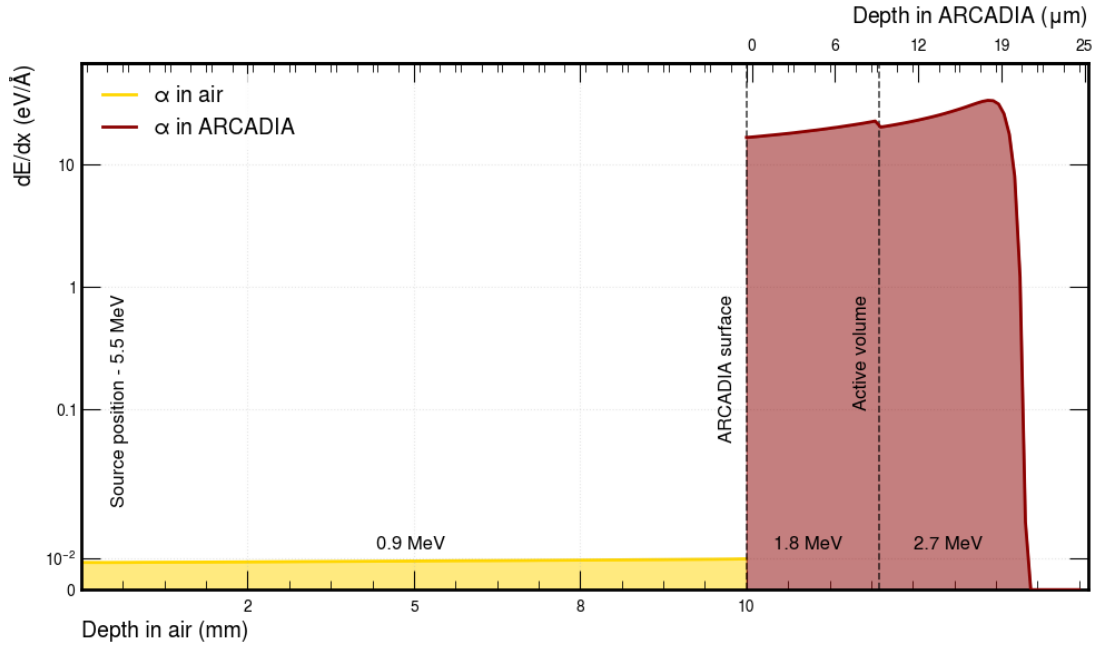


Figura 5.8: Simulazione SRIM dell'interazione tra particelle alfa e il sensore FD-MAPS ARCADIA collocato a un centimetro dalla sorgente di Am-241. Prima di incidere sulla superficie del sensore le particelle α perdono per ionizzazione circa 0.9 MeV nell'aria e ulteriori 1.8 MeV nei 10 μm di ossido prima della regione attiva.

I dati ottenuti non possono quindi replicare con esattezza (e con le stesse energie) la produzione di α in seguito alla cattura del neutrone, dove la ionizzazione è dovuta in parte anche al rinculo del nucleo di magnesio. Questi costituiscono però un controllo sperimentale indipendente dell'interpretazione morfologica dei cluster, pur non consentendo un'identificazione univoca del processo nucleare nei dati relativi alla sorgente di AmBe.

5.4 Eventi associati all'interazione fotoni-materia

La natura dell'interazione e la possibilità di caratterizzare i segnali a partire dalla molteplicità e dalla geometria dei cluster permettono l'individuazione di possibili eventi di scattering elettronico per l'effetto Compton dei fotoni. Il problema dello studio di tale interazione si riduce quindi all'analisi del passaggio dell'elettrone all'interno del silicio. Questo è infatti soggetto a interazioni di natura coulombiana che, a differenza degli ioni pesanti e come conseguenza della ridotta massa elettronica, possono portare a deviazioni evidenti nella traiettoria di volo dell'elettrone nella materia.

Gli eventi registrati sono compatibili con questa analisi e, isolando i soli cluster ad elevata molteplicità e bassa densità di pixel, è possibile identificare tre principali tipologie di segnale. La prima presenta cluster allungati con traiettorie irregolari, la seconda con traiettorie regolari e la terza nella quale si osservano possibili fenomeni di emissione di raggi δ .

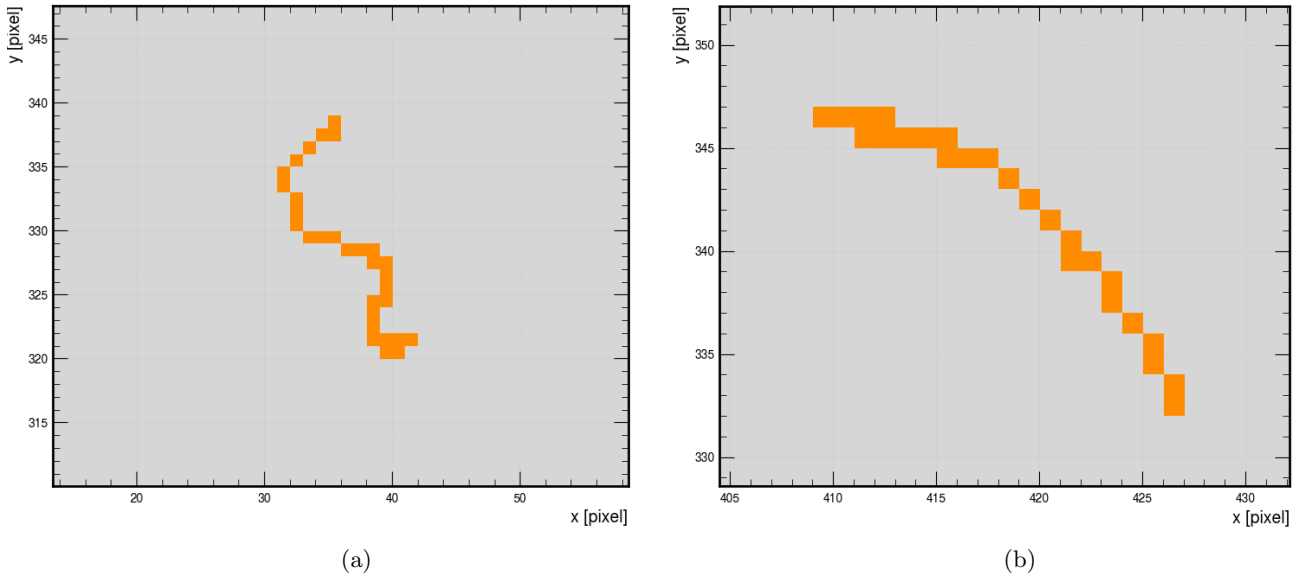


Figura 5.9: Eventi compatibili con lo scattering elettronico per effetto Compton. I cluster presentano alta molteplicità e bassa densità con traiettorie irregolari (a) o regolari (b). THR 48 e molteplicità rispettivamente 30 (a) e 25 (b).

In alcuni casi, quando l'interazione e^- - materia avviene con parametri di impatto compatibili con la distanza atomica, il passaggio dell'elettrone primario nel silicio può provocare l'emissione di elettroni secondari. In questo fenomeno, l'energia ceduta dall'elettrone incidente può essere maggiore dell'energia di legame dell'elettrone atomico, il quale può essere emesso con energia cinetica non nulla provocando un'ulteriore ionizzazione del materiale.

Questi eventi prendono il nome di raggi delta e producono segnali osservabili come l'accensione di un certo numero di pixel al di fuori della scia primaria di ionizzazione. Di seguito si riportano alcuni cluster compatibili con questa descrizione.

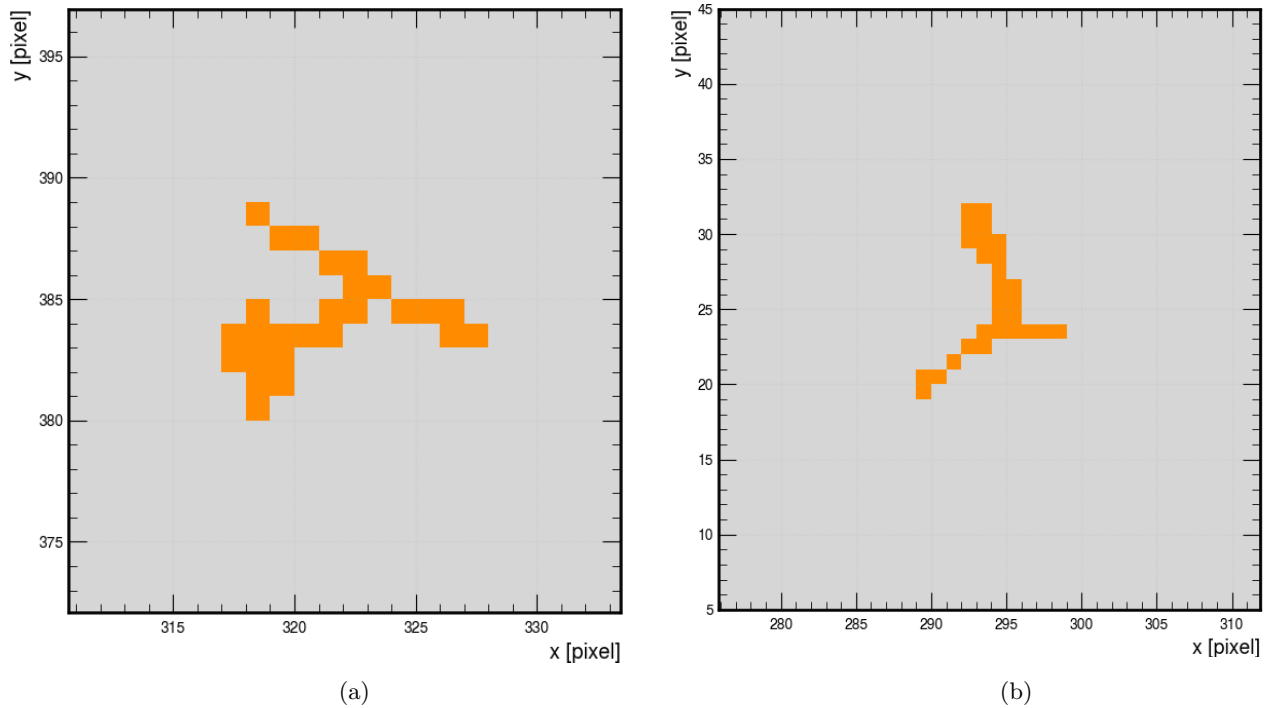


Figura 5.10: Eventi con caratteristiche compatibili alla produzione di raggi δ per THR 43 e molteplicità rispettivamente 26 (a) e 28 (b).

5.4.1 Studio geometrico degli eventi Compton ad elevata molteplicità

Lo studio della morfologia dei cluster, eseguito nella Sezione 5.2 per distinguere gli eventi associati alla produzione di particelle alfa, può essere replicato per individuare i segnali compatibili con la scia di ionizzazione degli elettroni diffusi per effetto Compton. A differenza dei primi, questi presentano una densità minore, ma un rapporto tra le dimensioni variabile che può assumere anche valori unitari quando le lunghezze del cluster lungo l'asse x e y coincidono. Per isolare questi eventi, si costruisce quindi la loro distribuzione in funzione del prodotto tra la densità di pixel e il rapporto tra la dimensione minima e massima del cluster. In questo modo, anche nel caso di rapporto unitario, la bassa densità di pixel caratteristica degli eventi Compton determina comunque un valore ridotto del prodotto, che risulta invece più elevato per cluster compatti e approssimativamente circolari.

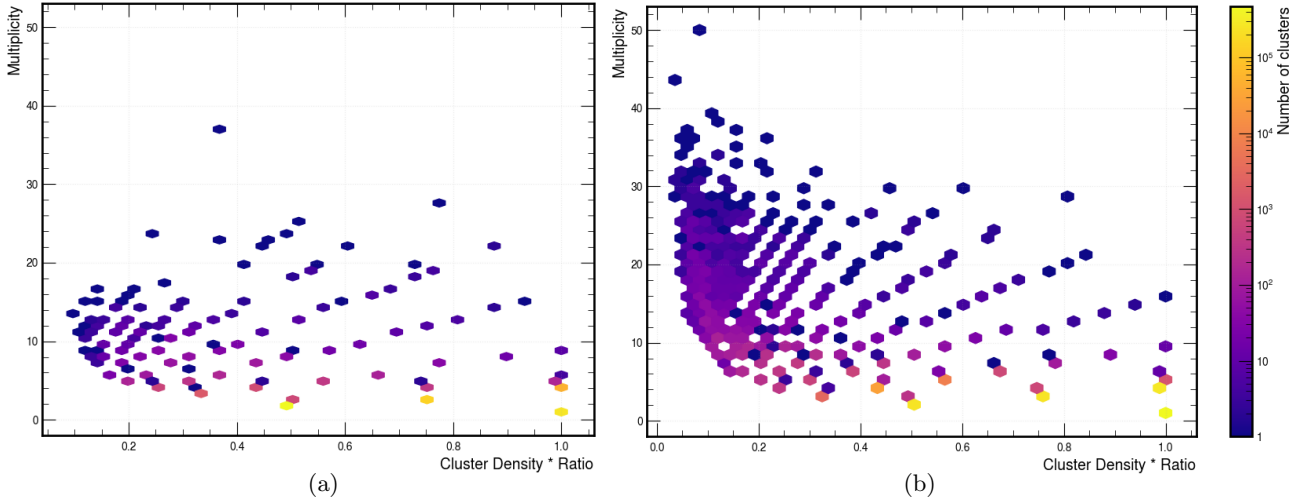


Figura 5.11: Distribuzione degli eventi registrati rispettivamente per THR 62 (a) e THR 43 (b). Sull'asse delle y viene riportata la molteplicità, mentre sull'asse delle x il prodotto tra la densità di pixel e il rapporto tra la dimensione minima e massima del cluster.

Sulla base delle caratteristiche geometriche attese, si suggerisce che tutti gli eventi in Figura 5.11 con molteplicità alta e prodotto ≤ 0.6 siano attribuibili allo scattering elettronico per effetto Compton. I cluster associati allo stesso fenomeno, ma con bassa molteplicità (≤ 2), rimangono tuttavia indistinguibili rispetto a quelli indotti dall'urto elastico dei neutroni¹.

A sostegno di questa classificazione, la percentuale di cluster identificati sperimentalmente può essere confrontata con quella attesa dalla distribuzione angolare dello scattering Compton. Questa viene stimata dalla distribuzione di Klein-Nishina (Formula 4.13), espressa in funzione dell'angolo di scattering dell'elettrone dopo aver effettuato un cambio di variabile (Figura A.1(b) nell'Appendice A). Ipotizzando che la lunga scia di ionizzazione sia dovuta ad angoli elevati per lo scattering dell'elettrone, la distribuzione viene integrata su un angolo azimutale di 2π e su un intervallo polare compreso tra $\pi/4$ e $\pi/2$. Il rapporto tra questo integrale e la sezione d'urto per l'intero angolo solido prevede una frazione di eventi di circa il 10.3% del totale. I dati sperimentali compatibili con la descrizione geometrica attesa possono poi essere confrontati rispetto al numero di cluster associati all'interazione fotoni-materia, a loro volta pari al 53.8% di tutti i segnali registrati (vedi Sezione 3.2).

Per THR 62 (Figura 5.11(a)), il numero di cluster individuati è incompatibile con le previsioni, risultando l'1.1% rispetto agli eventi Compton totali. Questo è probabilmente dovuto all'utilizzo di una soglia troppo alta, dove solo una parte degli elettroni diffusi è in grado di provocare l'accensione dei pixel. L'analisi viene quindi replicata per il valore più basso di soglia, THR 43 in Figura 5.11(b), dove la percentuale di cluster con alta molteplicità e prodotto densità-rapporto ≤ 0.6 è pari al 7.0%.

¹I cluster con molteplicità 3 e 4 possono essere discriminati solo approssimativamente. Quelli "lineari", con rapporto tra le dimensioni rispettivamente $1/3$ e $1/4$, sono attribuiti allo scattering elettronico, mentre rimangono indistinguibili quelli che presentano la stessa dimensione lungo x e y .

Questo risultato è sufficientemente compatibile con quanto atteso, fornendo un ulteriore elemento a sostegno dell'interpretazione morfologica adottata e confermando l'importanza di una corretta impostazione della soglia per la rivelazione di specifici segnali.

5.4.2 Effetto della tensione di soglia su cluster ad elevata molteplicità

L'attivazione del singolo pixel avviene solo in seguito alla raccolta di una carica maggiore rispetto al valore di soglia preimpostato. Di conseguenza, è di interesse studiare il numero di eventi ad elevata molteplicità individuati in funzione di tale parametro di soglia.

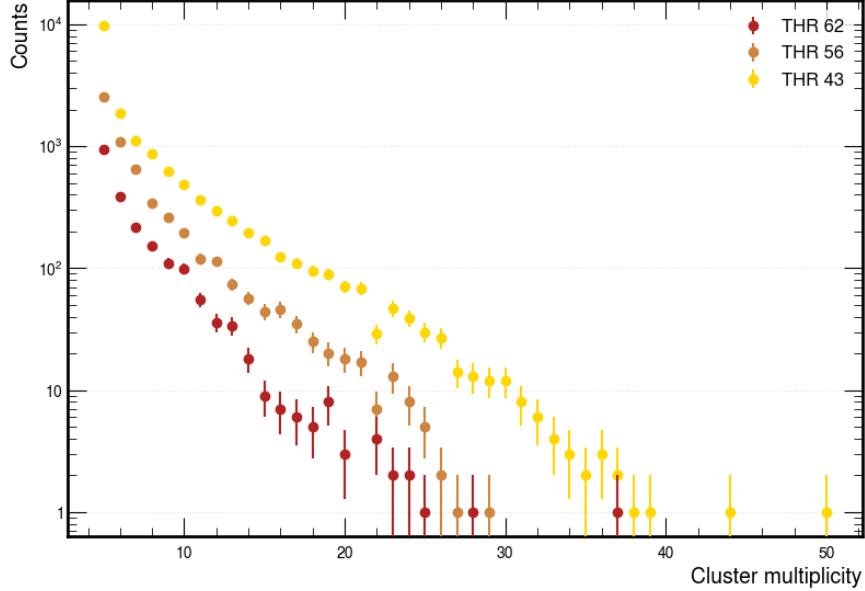


Figura 5.12: Distribuzione degli eventi con molteplicità ≥ 5 in funzione della tensione di soglia. La distribuzione dei dati presenta un andamento decrescente all'aumentare della molteplicità e il numero totale di conteggi per il singolo bin cresce al diminuire della soglia. Viene mostrata la distribuzione dei dati relativa, oltre al massimo e al minimo, anche ad un valore intermedio di THR.

Dalla Figura 5.12, si evidenzia, per tutti i valori di soglia considerati, un andamento decrescente della distribuzione dei dati in funzione della molteplicità dei cluster. Fissata invece quest'ultima, il numero di conteggi per il singolo bin aumenta al diminuire del valore di THR, aumentando contemporaneamente anche la molteplicità massima della distribuzione.

Nell'ipotesi che l'effetto Compton, dovuto all'interazione del fotone incidente, sia il processo maggiormente probabile a queste molteplicità, il comportamento riscontrato può essere confrontato con quanto atteso dalla distribuzione angolare degli eventi (ricavabile dalla formula di Klein-Nishina in Formula 4.13). Per poter indurre cluster allungati ad elevata molteplicità, l'elettrone diffuso deve infatti presentare un'energia e un angolo di scattering tali da poter produrre lunghe scie di ionizzazione nel volume attivo di silicio, prima di essere totalmente assorbito o di fuoriuscire dal sensore.

La diffusione radente degli elettroni rispetto alla direzione di volo del fotone incidente risulta maggiormente probabile rispetto allo scattering con angoli elevati. In questo caso, l'elettrone assorbe gran parte dell'energia del fotone, fuoriuscendo dal sensore e producendo l'accensione di pochi pixel. La maggiore probabilità del fenomeno è visibile dall'abbondanza di eventi con molteplicità ≤ 4 (vedi Figura 5.1 e 5.2). Per angoli di scattering sufficientemente grandi, associati però a energie non troppo basse, il rinculo degli elettroni comporta invece una lunga scia di ionizzazione nel silicio attivo. Questo tipo di evento è meno probabile e genera cluster allungati ad elevata molteplicità (Appendice A).

L'aumento della molteplicità massima e del numero di conteggi per il singolo bin al diminuire della soglia è già stato riscontrato in altre campagne di acquisizione e si considera dovuto alla condivisione della carica tra pixel (Charge Sharing)[4]. Quando la ionizzazione non si verifica al centro del pixel, ma sul suo bordo o vertice, una porzione della carica può essere raccolta dai pixel adiacenti, che registrano il segnale solo se quest'ultima risulta maggiore del valore di soglia impostato.

Capitolo 6

Conclusioni

L'utilizzo della sorgente di Americio-Berillio ha permesso la caratterizzazione della risposta del sensore FD-MAPS ARCADIA a una radiazione incidente di neutroni e fotoni ad alta energia.

Le simulazioni effettuate tramite GEANT4 hanno permesso di ottenere lo spettro in energia della radiazione emessa, stimando la probabilità di interazione di neutroni e fotoni con uno spessore di 200 μm di silicio nel volume attivo del sensore. Sulla base di queste considerazioni, una serie di simulazioni Monte Carlo ha poi confermato la prevalenza dell'urto elastico nell'interazione dei neutroni con i nuclei di silicio, suggerendo che questa componente della radiazione potesse portare all'accensione di al massimo 4 pixel.

L'ulteriore studio dell'interazione fotoni-materia ha individuato l'effetto Compton come il processo più probabile, portando alla diffusione dell'elettrone e quindi a cluster con molteplicità variabili. Questi si sovrappongono agli eventi di scattering nucleare per molteplicità basse e risultano potenzialmente distinguibili, a partire dalle caratteristiche geometriche dei cluster, per molteplicità elevate.

L'analisi dei dati effettuata suggerisce lo studio della morfologia dei cluster come metodo efficace di classificazione dei segnali, confermando ulteriormente la compatibilità tra le evidenze sperimentali e le simulazioni. La distribuzione dei segnali in funzione della molteplicità non risulta invece sufficiente a isolare in modo univoco gli eventi che provocano l'accensione dello stesso numero di pixel. Il suo andamento può però essere confrontato con le simulazioni, per prevedere la frazione di eventi associata a una determinata interazione nel caso in cui la radiazione incidente sia composta da più componenti.

Lo studio della forma e della densità dei cluster risulta invece valido per distinguere i segnali che, pur avendo la stessa molteplicità, presentano una diversa natura dell'interazione. Nel caso della radiazione in esame, per cluster di grandi dimensioni, è stato possibile osservare caratteristiche compatibili con la produzione di particelle alfa rispetto allo scattering elettronico, individuando anche possibili eventi di raggi δ . Un confronto con dati indipendenti acquisiti mediante una sorgente Am-241 ha inoltre permesso di sostenere le ipotesi fatte sulla morfologia dei cluster corrispondenti. L'effetto Compton potrebbe essere a sua volta studiato in maniera isolata, utilizzando sorgenti gamma che emettono con energia compatibile con l'intervallo in cui il fenomeno è maggiormente probabile (come il ^{60}Co).

Questa tesi mostra l'importanza dello studio degli effetti della radiazione nei sensori di tipo FD-MAPS, per poter classificare i segnali osservati e distinguere gli eventi anche nell'ipotesi di radiazione incidente incognita (come in esperimenti HEP o in ambienti spaziali e medici). Le possibili applicazioni future dei risultati qui ottenuti consistono nella possibilità di replicare, per altre tipologie di radiazione, i procedimenti di analisi impiegati. Infatti, quando il sensore opererà in ambienti la cui composizione della radiazione incidente risulta incognita, la capacità di distinguere i segnali o le particelle incidenti sarà maggiore quanto più ampia sarà la libreria delle risposte caratterizzate. Questo suggerisce l'efficacia dell'imaging per l'analisi degli eventi, con la possibilità di implementare strumenti di machine learning, addestrati sulle risposte note, per poterne effettuare la classificazione. L'accoppiamento di più sensori in serie permetterebbe inoltre di ottenere ulteriori informazioni sulla traccia dei segnali e sulla rivelazione di componenti penetranti della radiazione incidente.

Appendice A

Distribuzione angolare degli eventi Compton

Nota l'energia del fotone incidente, è possibile costruire, sulla base della formula di Klein-Nishina (Formula 4.13), la distribuzione degli angoli di scattering Compton per il fotone diffuso. Per farlo, si procede integrando la sezione d'urto differenziale rispetto all'angolo solido ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$) attorno alla traiettoria del fotone incidente, riducendosi alla sezione d'urto differenziale in funzione dell'angolo di scattering.

$$\frac{d\sigma}{d\theta_\gamma} = \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta_\gamma d\phi_\gamma = 2\pi \sin \theta_\gamma \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad d\Omega = \sin \theta_\gamma d\theta_\gamma d\phi_\gamma \quad (\text{A.1})$$

Con θ_γ e ϕ_γ rispettivamente l'angolo di scattering polare e azimutale del fotone diffuso.

Si effettua quindi una simulazione Monte Carlo con 30000 fotoni incidenti, distribuiti secondo la formula A.1 e, per semplicità della simulazione, con energia di 4439 keV (dal decadimento γ del ^{12}C in Sezione 3.1). Ottenuta la distribuzione normalizzata dei conteggi ($dN/d\theta_\gamma \propto d\sigma/d\theta_\gamma$) in Figura A.1(a), si effettua una trasformazione di variabile per determinare il numero di elettroni per intervallo di angolo polare in funzione dell'angolo di rinculo dell'elettrone ($dN/d\theta_e$). Fissata dunque l'energia del γ incidente e noto il suo angolo di scattering, mediante la Formula 4.12 si può ricavare univocamente l'angolo di diffusione dell'elettrone associato, potendo costruire la distribuzione del numero di elettroni in funzione di θ_e .

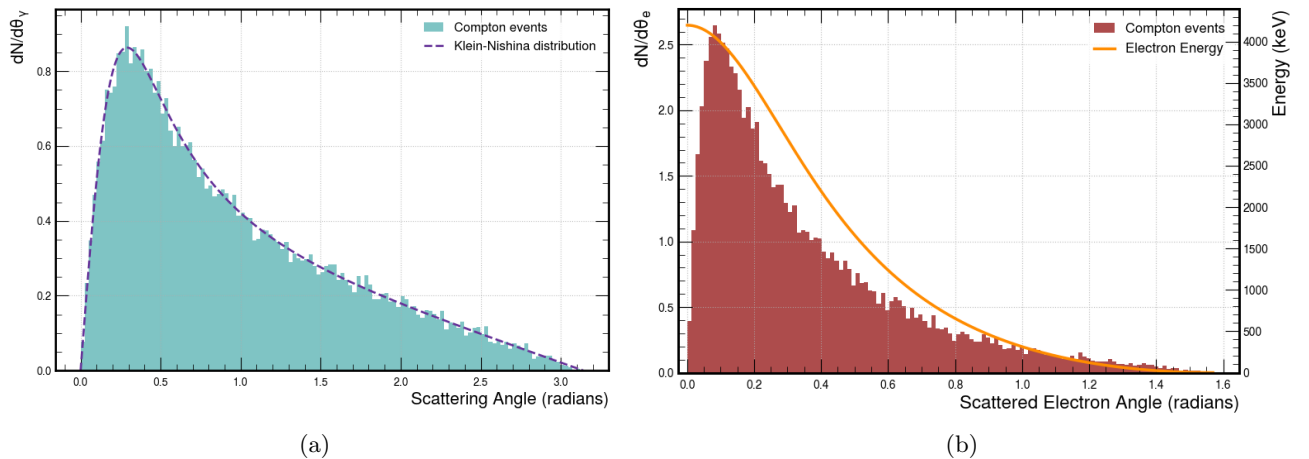


Figura A.1: (a) Distribuzione angolare degli eventi Compton in funzione dell'angolo di scattering del fotone diffuso. (b) Distribuzione angolare degli elettroni di rinculo in funzione del loro angolo di scattering. Viene riportata, sempre in funzione di θ_e , l'energia dell'elettrone dopo lo scattering Compton secondo la Formula 4.11 (curva arancione). Entrambe le distribuzioni sono normalizzate rispetto al numero totale di eventi simulati.

La Figura A.1(b) permette di stimare, tenendo conto dei limiti della simulazione, gli intervalli angolari nei quali si osserva un numero maggiore di elettroni di rinculo.

Referenze e sitografia

- [1] M. Da Rocha Rolo et al., ARCADIA fully depleted CMOS MAPS development with LFoundry 110 nm CIS, *Frontiers in Sensors*, 6, (2025). DOI: <https://doi.org/10.3389/fsens.2025.1603755>.
- [2] L. De Cilladi, T. Corradino, G. Dalla Betta, C. Neubüser, L. Pancheri, Fully depleted monolithic active microstrip sensors: TCAD simulation study of an innovative design concept, *Sensors*, 21(6), (2021). DOI: <https://doi.org/10.3390/s21061990>.
- [3] C. Pantouvakis et al., Pixel response characterization of the ARCADIA fully depleted MAPS, *Journal of Instrumentation*, 21, P04003 (2026). DOI: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/21/04/P04003>.
- [4] M. Rignanese et al., First evaluation of the tracking performance of the ARCADIA Fully Depleted MAPS with 120 GeV proton beam, *arXiv*, arXiv:2606.25655 (2026). DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2606.25655>.
- [5] H. Ito, K. Wada, T. Yano, Y. Hino, Y. Ommura, M. Harada, A. Minamino, M. Ishitsuka, Analyzing the neutron and γ -ray emission properties of an americium–beryllium tagged neutron source, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 1057, (2023). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168701>.
- [6] A. Al Qaaod, M. Reginatto, M. Zbořil, A. Zimbal, The contribution of the air and room scattered neutrons in the PTB calibration facility, *Radiation Physics and Chemistry*, 217, (2024). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2023.111490>.
- [7] N. B. Sullivan, J. J. Egan, G. H. R. Kegel, P. Harihar, Neutron inelastic scattering in silicon-28 to 4.15 MeV, *Nuclear Science and Engineering*, 70(3), 294–297 (1979). DOI: <https://doi.org/10.13182/NSE79-A20150>.
- [8] M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. Chang, J. S. Coursey, R. Sukumar, D. S. Zucker, K. Olsen, XCOM: Photon Cross Sections Database, National Institute of Standards and Technology. Disponibile online: <https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database/>.
- [9] OECD Nuclear Energy Agency (NEA), JANIS (Java-based Nuclear Information Software) – Nuclear Data Database. Disponibile online: <https://www.oecd-nea.org/janisweb/>.
- [10] M. S. Basunia, *Nuclear Data Sheets*, 107, 3323 (2006). Disponibile online (NuDat 3 – Nuclear Data Database): <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
- [11] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 4th ed., Wiley (2010). ISBN: 978-0-470-13148-0.
- [12] V. Barone, *Relatività. Principi e applicazioni*, Bollati Boringhieri (2023), cap. 7.6, “Urti elastici”. ISBN: 978-88-339-5757-9.
- [13] S. Agostinelli et al., Geant4 – a simulation toolkit, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 506, 250–303 (2003). DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [14] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, J. P. Biersack, SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010), *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 268, 1818–1823 (2010). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>.
- [15] M. Segato, Software open source per l’analisi dei dati e le simulazioni della presente tesi, repository GitHub (2026). Disponibile online: <https://www.github.com/Marco-42>.

Ringraziamenti

Vorrei ringraziare tutte le persone che sono state coinvolte durante lo sviluppo di questo elaborato. Al Prof. Piero Giubilato, relatore della tesi, va il mio ringraziamento per l'opportunità di aver svolto un'attività di ricerca nell'ambito del progetto ARCADIA. Alla Dott.ssa Sabrina Ciarlantini per tutte le risposte alle mie domande e alla Dott.ssa Chiara Bonini per il supporto nelle simulazioni, per tutti i consigli e le correzioni. Un ringraziamento va al Prof. Jeffery Wyss, per la contestualizzazione del lavoro di tesi nella più ampia campagna di caratterizzazione del sensore ARCADIA e per l'importante contributo nella fase di revisione. Ringrazio inoltre Mario Tessaro e il Dr. Luca Silvestrin per l'assistenza durante l'acquisizione dati presso i Laboratori Nazionali di Legnaro.

Un importante e dovuto ringraziamento va alla mia famiglia, per tutto l'aiuto fornito da quando ne ho memoria.

Un grazie particolare va anche agli amici di una vita, sempre pronti a sopportarmi, e ai miei compagni di avventura, con cui ho affrontato le montagne più ripide e i venti più forti.