



UNIVERSITÀ DI PISA

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea Magistrale in Fisica Medica

Tesi di Laurea Magistrale

**UN RIVELATORE INNOVATIVO PER GAMMA
IMAGING TRIDIMENSIONALE**

Relatore:

Dott.ssa Maria Giuseppina Bisogni

Candidato:

Giovanni Pirrone

Anno Accademico 2011/2012

Ai miei genitori,
per esser stati un costante sostegno
durante questo lungo e difficile percorso.

Ringraziamenti

Con questa tesi si conclude ufficialmente il mio percorso universitario: mi sembra dunque doveroso ringraziare tutti coloro che mi sono stati vicini in questi anni, e in particolar modo in questi ultimi mesi.

Desidero innanzitutto ringraziare la mia relattrice, la Professoressa Maria Giuseppina Bisogni, che mi ha seguito con grande professionalità e pazienza nella stesura di questo lavoro; i suoi suggerimenti e le sue indicazioni si sono rivelati fondamentali. La sua competenza mi ha trasmesso voglia di incrementare le mie conoscenze e potenziare le mie capacità.

Vorrei esprimere la mia gratitudine a tutti i professori dei corsi che ho seguito, in particolare a quelli del gruppo di Fisica Medica, il cui contributo è stato essenziale per la mia formazione in questo ambito.

Un sentito grazie a Matteo, che con i suoi consigli e la sua perspicacia, mi ha guidato ed aiutato durante questo duro lavoro di tesi.

Un grazie a tutti i miei compagni di corso Giorgio, Matteo, Gabriele, Marta, Piero, Riccardo, Chiara, Elena, Esther ed Ettore; la vostra passione e dedizione per la fisica mi hanno incitato a fare sempre meglio. Grazie ad Alessia e Ottavia per gli stessi motivi, ma anche per aver sopportato con pazienza ed allegria i miei scherzi; siete state degli ottimi bersagli.

Come non ringraziare poi gli amici, vicini e lontani, che in questo ultimo periodo mi sono stati accanto dimostrandosi delle persone su cui ho potuto, posso e potrò sempre contare: Marco, Roberto, Francesco, Perla, Alessandro, Peppe 🍷, Mario, Giovanni, Demetrio, Valeria, Gabriella, Giacomo, Silvio, Antonietta e Chiara. Avete continuamente allietato le mie serate pisane e non, regalandomi ricordi indelebili che porterò sempre con me. Grazie ad Eleonora anche per aver assecondato i miei *tour* nelle residenze studentesche e per aver condiviso *prelibati* pranzi e cene a mensa. No, non mi sono dimenticato di Tonino: 22 anni di amicizia non possono essere racchiusi in un semplice *grazie*, perché gli sono grato ogni giorno per essere stato sempre al mio fianco come un fratello.

Un grande grazie a tutti i membri della mia famiglia, anche a quella pazza scatenata di mia zia Giusi, la dimostrazione che a 60 anni suonati ci si può sempre sentire giovani!

Un affettuoso grazie alla mia insostituibile sorellina Francesca. Sei stata un punto fermo nella mia vita, ed una figura da cui prendere esempio (a volte!). Nonostante

la distanza che ci ha separato negli ultimi anni, tu e Matteo siete stati sempre pronti a regalarmi sorrisi e spensieratezza.

Un grazie di cuore a Cinzia per il coraggio e la forza che mi hai spinto a trovare, per esserci sempre stata, soprattutto quando dicevo che non ce l'avrei fatta, per tutto ciò che mi stai regalando di giorno in giorno e perché continuerai a farlo anche in futuro. Il tuo amore ed il tuo affetto mi hanno trasmesso felicità, benessere e completezza, ed hanno reso questi ultimi due anni meravigliosi. Grazie per essere diventata parte della mia vita.

Infine, ma non per importanza, un enorme grazie lo devo ai miei genitori, Giuseppe e Palmira. Siete stati i miei primi maestri e grazie ai vostri insegnamenti sono diventato la persona che tutti conoscono. Non smetterò mai di esservi grato per i sacrifici fatti per me e Francesca, per il sostegno che solo due genitori meravigliosi come voi possono dare. Spero un giorno di poter ricambiare la vostra fiducia e rendervi orgoglioso di me. Questo importante traguardo raggiunto lo dedico tutto a voi.

Indice

Introduzione	1
1 Rivelatori per gamma imaging e le loro applicazioni in medicina nucleare	4
1.1 Imaging in medicina nucleare	4
1.2 Cenni sulla radiazione gamma	5
1.3 Gli scintillatori	8
1.3.1 Scintillatori inorganici	10
1.4 Fotorivelatori per gamma imaging	14
1.4.1 Proprieta dei fotorivelatori	15
1.4.2 Tubo Fotomoltiplicatore	16
1.4.3 Avalanche Photodiode	20
1.4.4 Geiger Mode Avalanche Photo Diode	26
1.5 Stato dell'arte dei rivelatori per gamma imaging	26
1.6 Un rivelatore innovativo con prestazioni oltre lo stato dell'arte . .	28
2 Fotorivelatori al Silicio	31
2.1 I Silicon Photomultipliers (SiPM)	31
2.1.1 Parametri fisici che descrivono il SiPM	32
2.2 Caratteristiche dei SiPM in commercio	37
3 Materiali e metodi	39
3.1 Sistema di rivelazione	39
3.1.1 Sensore	40
3.1.2 Circuito integrato di Front-End	44
3.1.3 Acquisizione dati	48
3.2 Set-up sperimentale	49
3.3 Elaborazione dei dati sperimentali	50
3.3.1 Conversione e formato dei dati	50
3.3.2 Calcolo del livello dei piedistalli	50
3.3.3 Definizione di cluster	54
3.3.4 Selezione degli eventi	59
4 Calibrazione del rivelatore	60

4.1	Laser e set-up sperimentale	60
4.2	Guadagno dei SiPM	61
4.3	Correzione del guadagno dei SiPM	64
4.3.1	Applicazione della matrice di correzione del guadagno	67
5	Risultati sperimentali	69
5.1	Logica di Anger e ricostruzione della posizione	69
5.2	Risoluzione spaziale	72
5.3	Effetti della calibrazione sulla risoluzione spaziale	76
5.4	Profondità di interazione	83
5.5	Stima della Depth Of Interaction	84
5.5.1	1° metodo: Valore Massimo in energia	85
5.5.2	2° metodo: Asimmetria dei cluster	87
5.5.3	Asimmetria dei cluster e selezione eventi	91
5.5.4	Scansione DOI sul piano X-Z	96
6	Conclusioni	100
	Bibliografia	102

ACRONIMI

PET Positron Emission Tomography

FWHM Full Width at Half Maximum

PMT Photomultiplier Tube

PSPMT Position-Sensing Photomultiplier Tube

LYSO Lutetium-Yttrium Oxyorthosilicate

LSO Lutetium Oxyorthosilicate

SiPM Silicon Photomultipliers

APD Avalanche Photodiodes

PS-APD Position Sensitive Avalanche Photodiodes

GM-APD Geiger Mode Avalanche Photodiodes

PSF Point Spread Function

TOF-PET Time Of Flight - Positron Emission Tomography

SPAD Single Photon Avalanche Diode

PDE Photon Detection Efficiency

DOI Depth Of Interaction

PCB Printed Circuit Board

MRI Magnetic Resonance Imaging

QE Quantum Efficiency

CE Collection Efficiency

ENF Excess Noise Factor

FIFO First In First Out

COG Center Of Gravity

Introduzione

L'imaging gamma in medicina nucleare è una metodica di diagnostica per immagini, che permette di valutare aspetti funzionali e/o metabolici che si verificano a livello di organo, tessuto, e perfino cellulare; tale valutazione avviene tramite dei radiofarmaci; un radiofarmaco è in genere costituito dalla combinazione di un radionuclide (responsabile del segnale rilevabile, sotto forma di fotoni gamma, dall'esterno del corpo) con un composto che determina le proprietà biologiche della molecola.

Le tecniche usate in medicina nucleare sono la *Scintigrafia planare*, la *Single Photon Emission Computed Tomography* (SPECT) e la *Positron Emission Tomography* (PET). La prima, come suggerisce il nome, genera immagini planari della distribuzione del radiofarmaco, mentre la SPECT e la PET sono in grado di ricostruire immagini tomografiche, ovvero sono in grado di visualizzare la distribuzione dell'attività del radiofarmaco su varie sezioni (fette), a partire da un insieme di proiezioni planari acquisite a vari angoli di rotazione attorno al paziente.

Poiché il segnale rivelato è emesso da zone interne al corpo umano, queste sono dette tecniche di imaging "in emissione". Tra le tecniche citate, la PET è quella in grado di fornire informazioni quantitative a livello molecolare del metabolismo cellulare di un particolare radiofarmaco ed è pertanto quella che sta assumendo la maggiore rilevanza clinica.

La rivelazione dei fotoni gamma nella PET prevede tipicamente l'utilizzo di rivelatori composti da cristalli scintillanti letti da fotorivelatori. Attualmente sono due i tipi di rivelatore più importanti che sfruttano questo approccio; il primo, chiamato *block detector*, fa uso di *Photomultiplier Tube* (PMT) ed è usato nei sistemi PET commerciali, mentre il secondo fa uso di *Avalanche Photodiodes* (APDs) ed è usato in sistemi ibridi PET - Magnetic Resonance Imaging (MRI). Entrambi i rivelatori presentano delle limitazioni che ne condizionano versatilità e prestazioni. In questo lavoro è stato studiato il prototipo di rivelatore innovativo per gamma imaging che supera i limiti dei rivelatori usati attualmente; questo nuovo tipo di dispositivo fa uso di un cristallo continuo letto da *Silicon Photomultiplier* (SiPM). Questi hanno lo stesso guadagno dei PS-PMT ($\sim 10^6$) che comporta un ottimo rapporto segnale rumore, ma sono più compatti, insensibili ai campi magnetici ed hanno una risposta molto veloce (dell'ordine di decine di picosecondi), che li rende ideali in tecniche in cui è necessario conoscere con precisione l'informazione

temporale dell'evento.

L'uso di cristalli continui e di fotorivelatori ad elevata granularità permette di ottenere elevate prestazioni in termini di risoluzione spaziale; inoltre, grazie al particolare disegno del rivelatore proposto è possibile ottenere l'informazione sulla profondità di interazione del fotone all'interno del cristallo, importante per ridurre l'incertezza sulla ricostruzione della posizione di interazione del fotone gamma all'interno del cristallo e migliorare quindi il rapporto segnale rumore in fase di ricostruzione dell'immagine tomografica.

Il prototipo proposto in questo lavoro di tesi è costituito da un cristallo continuo di LYSO, con pareti laterali nere, di dimensioni $2cm \times 2cm \times 1cm$ letto sulle superfici maggiori da matrici di SiPM, ciascuna costituita da 4×4 SiPM di $4mm \times 4mm$ ciascuno; il segnale da essi registrato viene letto e processato da circuiti integrati ed inviato ad un computer. Il sistema è stato caratterizzato tramite un fascio collimato (diametro di circa 1 mm) di fotoni da $511keV$ emessi da una sorgente di Na22. Per misurare la risoluzione spaziale del rivelatore nelle tre dimensioni, le facce del cristallo sono state scansionate tramite un sistema di traslatori gestiti da computer. La posizione di interazione sul piano dei fotorivelatori (piano X-Y) è stata ottenuta usando la logica di Anger, che si basa sulla media pesata dei segnali in carica generati dai SiPM. L'informazione relativa alla profondità di interazione o *Depth of interaction* (DOI) (coordinata Z) è stata ottenuta usando la formula:

$$DOI_{est} = \frac{D}{2} \frac{N_{T1} - N_{T2}}{N_{T1} + N_{T2}} \quad (0.1)$$

dove D è lo spessore del cristallo, mentre N_{T1} ed N_{T2} sono rispettivamente il numero di SiPM che hanno registrato un segnale nelle matrici superiore ed inferiore.

Questa tesi è organizzata come segue:

- **Capitolo 1:** *Introduzione ai rivelatori per gamma imaging.* In questo capitolo è riportata una breve introduzione sui rivelatori usati nel gamma imaging.
- **Capitolo 2:** *Fotorivelatori al Silicio.* In questo capitolo è presente la descrizione dei Silicon Photomultiplier (SiPM), principio di funzionamento e le caratteristiche operative.
- **Capitolo 3:** *Materiale e metodi.* In questa parte è descritto il set-up sperimentale e le tecniche usate per l'analisi dati.

- **Capitolo 4:** *Calibrazione del rivelatore.* In questo capitolo è presente la descrizione della calibrazione effettuata per equalizzare la risposta dei SiPM.
- **Capitolo 5:** *Risultati sperimentali.* In questo capitolo sono riportati i risultati sperimentali delle misure relative alla risoluzione spaziale sul piano dei fotorivelatori e la profondità di interazione (DOI) dei gamma all'interno del cristallo scintillatore.

1 Rivelatori per gamma imaging e le loro applicazioni in medicina nucleare

1.1 Imaging in medicina nucleare

L'*imaging gamma* in medicina nucleare è una metodica di diagnostica per immagini, che consente di studiare in vivo la distribuzione dell'attività di un radiofarmaco in seguito alla sua diffusione fisiologica all'interno di un campione biologico. In particolare, essa permette di valutare aspetti funzionali e/o processi biochimico-metabolici che si verificano a livello di organo, tessuto, e perfino cellulare; nel radiofarmaco è presente un radionuclide responsabile del segnale rilevabile dall'esterno del corpo sotto forma di radiazioni dette *fotoni gamma*. Si tratta dunque di una tecnica di imaging "in emissione".

Per l'imaging a emissione di singolo fotone, che fa uso di radiofarmaci i cui radionuclidi decadono emettendo un fotone gamma di energia E_γ , esistono due modalità di acquisizione: planare e tomografica. Tramite la tecnica planare è possibile acquisire una singola proiezione della distribuzione del radiofarmaco. Nella pratica clinica ci si riferisce a questa tecnica con il nome di scintigrafia. Tramite una tomografia è invece possibile rilevare la distribuzione del radiofarmaco in tre dimensioni, cioè visualizzarne la distribuzione su varie sezioni (fette), a partire da un insieme di proiezioni planari acquisite a vari angoli di rotazione attorno al paziente. La tecnica di imaging tomografico a emissione di singolo fotone viene chiamata *Single Photon Emission Computed Tomography* (SPECT). Il tracciante più utilizzato in queste due tecniche è il Tecnezio-99, che emette radiazioni gamma con energia di circa $140keV$ ed ha un'emivita di circa 6 ore.

Un'altra tecnica di imaging in emissione usata in medicina nucleare è la *Positron Emission Tomography* (PET). Si tratta di una tecnica tomografica come la SPECT, ma in questo caso si utilizzano radioisotopi che a seguito di un decadimento β^+ emettono positroni che, dopo aver percorso una breve distanza (compresa tra 2 e 7 mm nel tessuto biologico), annichilano con un elettrone del mezzo circostante. Come risultato del processo di annichilazione, sono emessi simultaneamente due raggi gamma di energia pari a $511keV$ lungo la stessa direzione ma in verso opposto, approssimativamente collineari se si trascura il rinculo del nucleo nel campo del quale avviene l'interazione di annichilazione. La loro direzione di volo è

definita utilizzando una serie di rivelatori in coincidenza temporale posti attorno al paziente.

In Tabella 1.1 sono riportati i più importanti radioisotopi usati nella PET.

Isotopo	$T_{\frac{1}{2}}$ [min]	Emissione β^+ (%)	E_{KIN} Massima di Emissione [MeV]	Range medio in acqua [mm]
^{11}C	20,4	99,8	0,960	4,1
^{13}N	9,96	100	1,198	5,1
^{15}O	2,07	99,9	1,732	7,3
^{18}F	109,7	96,9	0,633	2,4

Tabella 1.1: **Caratteristiche dei più importanti radioisotopi usati nella PET [6].**

Sebbene le tecniche di scintigrafia planare, SPECT e PET siano diverse nella modalità di acquisizione, il rivelatore utilizzato per i raggi gamma è simile: la gamma-camera.

Nella sua forma convenzionale, una gamma-camera consiste in un cristallo scintillatore accoppiato otticamente a un insieme di fotomoltiplicatori, e in una elettronica di lettura e acquisizione dei dati [1].

1.2 Cenni sulla radiazione gamma

Nel decadimento tra stati isomerici dello stesso nucleo avviene l'emissione di fotoni ad alta energia, detti raggi gamma. Il range di energie caratteristico di questi decadimenti è $100\text{keV} \div 10\text{MeV}$.

I raggi γ sono più penetranti della radiazione particellare prodotta dalle altre forme di decadimento a causa della minore probabilità di interazione dei fotoni con la materia. Tale interazione avviene in quattro modi principali.

Scattering Rayleigh Lo scattering Rayleigh è un processo attraverso il quale il fotone viene diffuso in seguito all'interazione con gli elettroni atomici senza scambio di energia.

L'angolo di diffusione è una funzione decrescente dell'energia del fotone E_γ ed è funzione crescente del numero atomico Z del materiale bersaglio. La sezione d'urto dello scattering Rayleigh è descritta da:

$$\tau_{Rayl} \propto \frac{Z^{2.5}}{(E_\gamma)^2} \quad (1.1)$$

In generale l'effetto Rayleigh è trascurabile per energie superiori a circa $100keV$, ed ha comunque importanza relativamente modesta, in particolare a basse energie e per alti numeri atomici dove altri processi, come l'effetto fotoelettrico, diventano predominanti.

Effetto fotoelettrico. Nel processo di assorbimento fotoelettrico il fotone interagisce con un atomo che ne assorbe tutta l'energia. Da uno degli orbitali dell'atomo viene emesso un fotoelettrone (Figura 1.1-a), la cui energia sarà:

$$E_{e^-} = h\nu - E_b, \quad (1.2)$$

dove E_b è l'energia di legame del fotoelettrone nella *shell* di appartenenza, mentre $h\nu$ è l'energia del gamma incidente.

Inoltre, l'atomo ionizzato riarrangerà gli elettroni presenti nei suoi orbitali per colmare la lacuna dovuta all'elettrone espulso per ionizzazione, emettendo un fotone X di fluorescenza caratteristico del mezzo, la cui energia è data dalla differenza tra le energie di legame degli orbitali interessati (Figura 1.1-a).

La sezione d'urto di assorbimento fotoelettrico per energie dei gamma inferiori a $100keV$, regione in cui questo effetto è predominante rispetto agli altri, è descritta dalla relazione:

$$\tau_{ph} \propto \frac{Z^4}{E_\gamma^3}. \quad (1.3)$$

Per energie superiori ai $100keV$, la sezione d'urto è invece data dalla relazione:

$$\tau_{ph} \cong C \times \frac{Z^n}{E_\gamma^m}, \quad (1.4)$$

dove C è una costante, mentre n varia da 4 a 4.6 ed m da 3 a 1 nell'intervallo di E_γ tra $100keV$ e $3MeV$ [7]. Al di sopra di queste energie la sezione d'urto dell'effetto fotoelettrico è praticamente trascurabile.

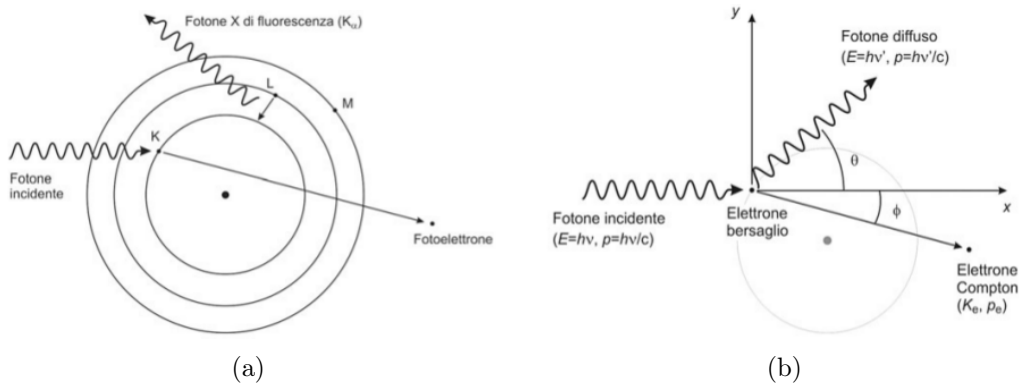


Figura 1.1: **Effetto fotoelettrico (a) e Scattering Compton (b).**

Scattering Compton. Lo scattering Compton avviene tra un fotone γ incidente e un elettrone del mezzo attraversato. In questo processo, il raggio gamma incidente trasferisce parte della sua energia ad un elettrone atomico, solitamente degli orbitali più esterni, per i quali si assume che l'energia di legame sia trascurabile rispetto a quella del fotone incidente. Successivamente alla collisione, l'elettrone viene espulso dall'atomo e il fotone secondario, generato nella collisione, viene diffuso ad un angolo θ rispetto alla direzione originale del gamma.

Dato che tutti gli angoli di diffusione sono possibili, l'energia trasferita all'elettrone varia da zero ad una grande frazione dell'energia del raggio gamma.

La formula che descrive questo processo è derivata dalla conservazione dell'energia e del momento; se $h\nu$ l'energia del γ incidente ed m_0c^2 è la massa a riposo dell'elettrone, l'energia del fotone diffuso è [8]:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}. \quad (1.5)$$

Per piccoli angoli di scattering vi è un basso trasferimento di energia. La probabilità di avere scattering Compton dipende dal numero di elettroni bersaglio del mezzo, e dunque la sezione d'urto del processo cresce linearmente con Z . Per le energie dei gamma usati in medicina nucleare, l'interazione Compton rappresenta il processo di assorbimento di energia del mezzo predominante.

Produzione di coppie. In questo processo il raggio gamma incidente scompare e viene sostituito da una coppia elettrone-positrone Figura 1.2. Si tratta di un

processo a soglia, ed è possibile solo se l'energia dei raggi gamma è maggiore di due volte la massa a riposo dell'elettrone ($E_{e^-e^+} = 1.02MeV$). Se E_γ è l'energia del γ , l'energia in eccesso $E_{ex} = E_\gamma - E_{e^-e^+}$ viene ceduta all'elettrone ed al positrone sotto forma di energia cinetica.

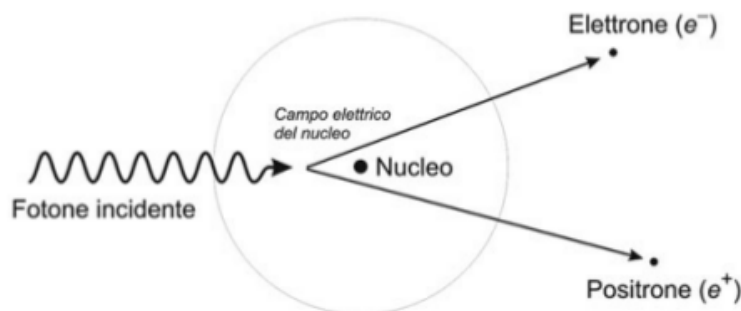


Figura 1.2: **Produzione di coppie.**

La sezione d'urto atomica per la creazione di coppie è data dalla formula:

$$\tau_{pair} = C \times Z^2 f(E_\gamma), \quad (1.6)$$

dove C è un fattore costante, mentre $f(E_\gamma)$ è una funzione dell'energia del fotone; la dipendenza della sezione d'urto da E_γ è all'incirca di tipo logaritmico, ma ad energie elevate questa dipendenza diventa trascurabile [7]. Inoltre, τ_{pair} varia approssimativamente con il quadrato del numero atomico del mezzo attraversato [8].

1.3 Gli scintillatori

I raggi gamma sono una radiazione elettromagnetica molto penetrante, avendo una bassa probabilità di interagire con la materia. Per massimizzare tale probabilità vengono usati rivelatori basati su cristalli scintillanti ad alta densità ed alto numero atomico accoppiati ad un fotorivelatore.

In generale, la rivelazione di radiazione ionizzante prevede l'uso di materiali, detti *scintillanti*, che convertono l'energia ceduta al mezzo in fotoni di scintillazione nella banda del visibile. Il fenomeno della fluorescenza, ovvero l'emissione di luce

visibile in seguito ad eccitazione del mezzo, è alla base del funzionamento di uno scintillatore. Ci sono altri fenomeni attraverso i quali avviene emissione di luce visibile, ovvero la *fosforescenza* e la *fluorescenza ritardata*, comunque distinguibili a causa del maggior tempo di emissione in seguito all'eccitazione e, nel caso della fosforescenza, anche a causa della maggiore lunghezza d'onda dei fotoni emessi. Per essere un buon scintillatore, dunque, il materiale deve convertire il più possibile l'energia della radiazione incidente per fluorescenza e minimizzare i contributi degli altri due fenomeni.

Un materiale scintillante ideale dovrebbe possedere le seguenti proprietà [2]:

- Convertire l'energia cinetica della radiazione ionizzante con un'alta efficienza di scintillazione¹.
- La conversione deve essere lineare; la luce prodotta deve essere proporzionale all'energia depositata in un range più ampio possibile.
- Il materiale deve essere trasparente alla luce di scintillazione prodotta, affinché si abbia una buona raccolta della luce.
- Il tempo di decadimento della luminescenza indotta deve essere più corto possibile, in modo da poter generare segnali veloci.
- Il materiale deve poter essere prodotto in grandi dimensioni.
- Il suo indice di rifrazione deve essere il più vicino possibile a quello del vetro (~ 1.5) per avere un accoppiamento ottico migliore con il rivelatore di luce.

Nessun materiale soddisfa tutte queste richieste, e la scelta di un particolare scintillatore è un compromesso tra questi fattori.

Gli scintillatori si dividono in due gruppi principali, *scintillatori organici* e *scintillatori inorganici*.

Gli scintillatori organici sono costituiti da materiali composti tipicamente da idrocarbonati aromatici. Gli atomi del materiale, eccitati durante il passaggio della radiazione ionizzante, si diseccitano mediante processi di fluorescenza. Hanno una bassa resa luminosa ma tempi di scintillazione veloci e vengono usati per la

¹L'efficienza di scintillazione è definita come la frazione di energia della radiazione ionizzante incidente che viene convertita in luce.

rivelazione di particelle cariche e neutroni veloci.

Gli scintillatori inorganici hanno invece una più alta resa luminosa e maggiore linearità ma tempi di fluorescenza più lunghi, e vengono preferiti nella spettroscopia gamma a causa della loro maggiore densità e del più alto numero atomico.

Poiché in questo lavoro è stato usato uno scintillatore inorganico, di seguito verranno trattati in maniera più approfondita il principio di funzionamento e le caratteristiche di questa classe di scintillatori.

1.3.1 Scintillatori inorganici

Il meccanismo di scintillazione in un materiale inorganico dipende dagli stati energetici del reticolo cristallino del materiale stesso.

Come è visibile in Figura 1.3, gli elettroni possono muoversi all'interno del cristallo su livelli energetici discreti. Il livello più basso, chiamato *banda di valenza*, è quello in cui gli elettroni sono essenzialmente legati ai siti del reticolo cristallino, mentre il livello più alto, chiamato *banda di conduzione*, è quello in cui gli elettroni hanno sufficiente energia per migrare liberamente attraverso il cristallo. Nei conduttori le due bande si sovrappongono, mentre nei semiconduttori e negli isolanti no (Figura 1.3). Tra la banda di valenza e la banda di conduzione vi è un'altra banda, chiamata *banda proibita*, in cui gli elettroni non possono trovarsi se il cristallo è privo di impurità.

L'assorbimento di energia può causare il passaggio di un elettrone dalla banda di

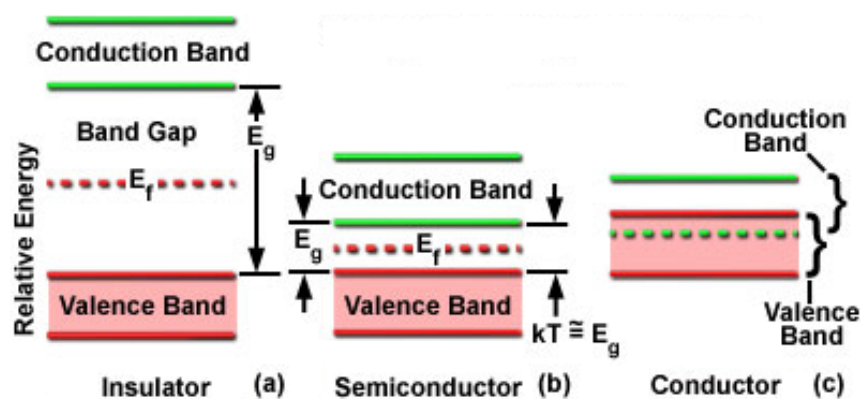


Figura 1.3: Esempio dei livelli energetici presenti nei materiali isolanti (a), semiconduttori (b) e conduttori (c).

valenza a quella di conduzione. In un cristallo puro il ritorno dell'elettrone nella banda di valenza, con relativa emissione di un fotone, è un processo sfavorevole; inoltre, le bande proibite hanno dei gap energetici tali per cui il fotone emesso avrebbe energia troppo alta per essere un fotone visibile [17] [18].

Per aumentare la probabilità che un fotone visibile venga emesso durante il processo di diseccitazione, vengono aggiunte delle impurità nel cristallo (Figura 1.4). Queste vengono chiamate *attivatori*, e creano dei siti nel reticolo che modificano la normale struttura a bande del cristallo puro. In particolare, si creano dei livelli energetici all'interno della banda proibita attraverso i quali gli elettroni eccitati in banda di conduzione tornano nella banda di valenza. Poiché il livello energetico è all'interno della banda proibita (Figura 1.4), questa transizione genera fotoni visibili rivelabili nel successivo stadio di rivelazione [17] [18].

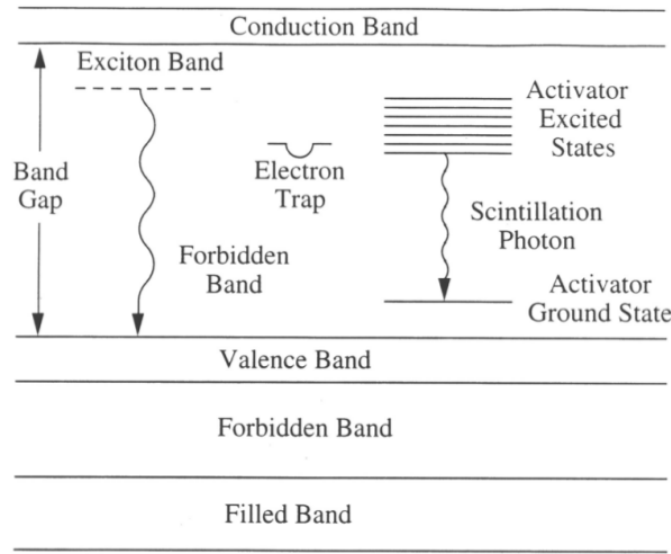


Figura 1.4: **Struttura a bande di un cristallo scintillatore drogato.**

Il numero di fotoni emessi N_{ph} è regolato, per la teoria di Franck-Condon, dalla formula:

$$N_{ph} = \frac{E}{\beta E_{gap}} \psi_1 \psi_2, \quad (1.7)$$

dove E_{gap} è la differenza in energia tra la banda di valenza e quella di conduzione, ψ_1 è l'efficienze di transizione della coppia elettrone-lacuna nei siti di luminescenza,

ψ_2 è l'efficienza di emissione dei fotoni degli stessi siti, β è un termine di perdita (> 1) che tiene conto dell'agitazione termica ed E è l'energia della radiazione incidente.

Dunque, una radiazione ionizzante attraversa il cristallo e crea un gran numero di coppie elettrone-lacuna. Le lacune (positive) migrano velocemente nello stato fondamentale del sito attivatore ionizzandolo. L'elettrone, invece, è libero di muoversi nella banda di conduzione fino a quando viene intrappolato nello stato eccitato del sito attivatore. Se questa configurazione eccitata ha una transizione permessa allo stato fondamentale, allora la diseccitazione con relativa emissione di un fotone avviene velocemente e con alta probabilità [2].

La migrazione degli elettroni è molto rapida, dunque il tempo di decadimento dello stato eccitato del cristallo è dato dalla vita media caratteristica dello stato eccitato del sito attivatore.

Cristallo	Densità (g/cm ³)	Z _{eff}	Coeff. di attenuazione lineare (cm ⁻¹)	Indice di rifrazione
NaI(Tl)	3.67	51	0.34	1.85
BGO	7.13	75	0.94	2.15
CsF	4.64	53	0.88	1.48
LSO	7.40	66	0.88	1.82
GSO	6.71	56	0.72	1.85
BaF ₂	4.89	53	0.47	1.54
YAP	5.35	34	0.45	1.95
CsI(Tl)	4.51	54	0.54	1.78
CeF ₃	6.16	53	0.52	1.68
LuAP	8.34	65	0.91	1.94

Tabella 1.2: **Proprietà fisiche dei cristalli scintillanti comunemente usati in medicina nucleare. Il coefficiente di attenuazione lineare è dato per un'energia di 511 keV [6].**

In Tabella 1.2 sono presenti le più importanti proprietà fisiche dei cristalli scintillanti usati in medicina nucleare, mentre in Tabella 1.3 sono riportate le loro prestazioni. L'effettivo numero atomico del cristallo Z_{eff} riportato in Tabella 1.2

è dato dalla formula:

$$Z_{eff} = \left(\sum_i a_i Z_i^m \right)^{\frac{1}{m}}, \quad (1.8)$$

dove a_i è la frazione di elettroni presenti nel cristallo che appartengono all' i -esimo atomo. L'esponente m cambia a seconda dell'interazione considerata, e vale 4.5 per l'effetto fotoelettrico e lo scattering Compton.

Cristallo	Tempo di decadimento (ns)	Risoluzione temp. FWHM (ns)	Risoluzione en. FWHM (%)	Yield rel. (NaI(Tl))
NaI(Tl)	230	1.5	3	100
BGO	300-370 (84%) 94 (16%)	7	14.7 32	15
CsF	3-5	0.4	30	3-6
LSO	12 (30%) 48 (70%)	1.4	12	75
GSO	30-60 (84%) 600 (14%)		10	20 14-20
BaF2	0.8 700	0.24	7.5 16	5 300
YAP	27 (98%) 246 (2%)	1.1	6.7	65
CsI(Tl)	1000		8.5	45
CeF3	2	27	0.54	3
LuAP	17	0.41	23	30

Tabella 1.3: **Prestazioni dei cristalli scintillanti comunemente usati in medicina nucleare. I valori sono dati per un'energia di 511 keV [6].**

Il cristallo ideale per il *gamma imaging* dovrebbe avere le seguenti caratteristiche:

- Alta densità e un alto numero atomico, per massimizzare la probabilità di interazione del gamma al suo interno.
- Indice di rifrazione adatto per l'accoppiamento ottico con il fotorivelatore.
- Alta resa luminosa e buona risoluzione energetica per aumentare la capacità di scartare i raggi gamma diffusi in interazioni Compton ed aumentare la qualità dell'immagine.

- Tempi di decadimento brevi e buona risoluzione temporale per i casi in cui l'informazione temporale è necessaria (ad esempio le tecniche a tempo di volo).
- Il suo spettro di emissione deve cadere nella regione di massima sensibilità del fotorivelatore per utilizzare tutta la luce di scintillazione prodotta da un cristallo.

Un cristallo che soddisfa al meglio tutte queste caratteristiche non esiste, e la scelta del migliore dipende dalle particolari necessità della tecnica usata.

In tutti i casi, i fotoni di scintillazione prodotti dal cristallo vengono poi rivelati in un successivo stadio da fotorivelatori, le cui caratteristiche e principi di funzionamento verranno illustrati nei prossimi paragrafi.

1.4 Fotorivelatori per gamma imaging

Nell'imaging gamma sono usati dei rivelatori composti da materiali scintillanti per convertire raggi gamma in fotoni di minore energia (fotoni ottici). Questi fotoni sono successivamente rivelati dal fotorivelatore e convertiti in un segnale elettrico che permette di stabilire quanta energia ha rilasciato il fotone γ all'interno dello scintillatore (Figura 1.5).

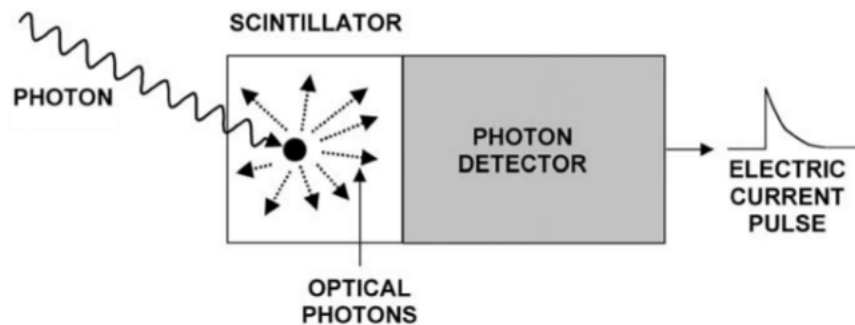


Figura 1.5: **Processo di conversione di un fotone gamma in un segnale elettrico rivelabile [9].**

In generale, i fotorivelatori sono progettati per convertire la luce di scintillazione in un segnale elettrico proporzionale al numero di fotoni incidenti. Il processo

avviene in tre step.

Inizialmente viene generato un fotoelettrone (o una coppia elettrone-lacuna in dispositivi a stato solido) da un fotone ottico incidente. Il fotoelettrone viene accelerato tramite una differenza di potenziale e genera un numero elevato di elettroni secondari, che, una volta raccolti, formano il segnale elettrico in uscita dal fotorivelatore.

1.4.1 Proprietà dei fotorivelatori

Alcune delle più importanti caratteristiche dei fotorivelatori sono:

- Efficienza quantica (QE); rappresenta la percentuale di fotoni incidenti che vengono convertiti in un fotoelettrone o in una coppia elettrone-lacuna. È funzione della lunghezza d'onda λ della radiazione incidente.
- Efficienza di collezione (CE); misura il numero di elettroni che effettivamente raggiungono un elettrodo rispetto al numero di quelli emessi dall'elettrodo precedente.
- Guadagno (g); indica il fattore di moltiplicazione medio del processo di amplificazione.
- *Excess noise factor* (ENF); descrive l'incertezza nel segnale prodotto a causa delle fluttuazioni del guadagno.
- Jitter temporale; descrive le fluttuazioni temporali sulla differenza tra il momento in cui il fotone interagisce e il momento in cui l'impulso elettrico viene formato.

Un buon fotorivelatore deve avere alta efficienza quantica e di collezione, un alto guadagno con basse fluttuazioni e un basso jitter temporale.

La maggior parte dei fotorivelatori per gamma imaging usa come rivelatori i *tubi fotomoltiplicatori* (PMT). Questi hanno un alto guadagno e un basso ENF (Tabella 1.4), ma presentano anche una bassa efficienza quantica. Sono inoltre sensibili al campo magnetico.

Un'alternativa ai PMT è rappresentata dagli *Avalanche PhotoDiodes* (APDs). Gli APDs sono fotodiodi a stato solido operanti in regime di moltiplicazione a valanga

dei portatori di carica. Essi hanno un'alta efficienza quantica (circa il 40-50 %) per radiazione elettromagnetica nel blu e nell'UV. Inoltre, a differenza dei PMT sono molto compatti. I loro punti deboli sono il basso guadagno (che comporta la necessità di usare preamplificatori poco rumorosi), peggior jitter temporale e un'alta dipendenza del *dark noise* dalla temperatura.

Tipo	QE(λ)	CE	ENF	Gain	Jitter temporale
PMT	0.15-0.4	0.9	1.3	10^6	100 ps
APD	0.5	0.9	1.75	100	pochi ns
GM-APD	0.15-0.3	1.0	1	$10^5 - 10^7$	90 ps

Tabella 1.4: **Confronto tra le caratteristiche dei fotorivelatori.** [10] [11] [12].

Un'evoluzione degli APDs sono i *Geiger Mode* - APDs. Un APD polarizzato in Geiger Mode non è altro che un APD la cui tensione di polarizzazione è maggiore della sua tensione di Breakdown, definita come il valore di tensione inversa al di sopra della quale una coppia elettrone-lacuna generata può triggerare la scarica del diodo tramite il processo di moltiplicazione a valanga.

Questi hanno un guadagno simile a quello dei PMT ($\sim 10^6$) nonostante operino a tensioni inferiori.

La Tabella 1.4 mostra un confronto tra i tre tipi di rivelatori. Nei prossimi paragrafi verranno descritti dettagliatamente questi tipi di dispositivi.

1.4.2 Tubo Fotomoltiplicatore

In Figura 1.6 è mostrato lo schema di un PMT. La luce prodotta dal cristallo viene convogliata nel tubo fotomoltiplicatore attraverso una finestra trasparente. Sul lato retrostante della finestra viene depositato un sottile strato di materiale semiconduttore, chiamato *fotocatodo*, sensibile ai fotoni di scintillazione. Questi interagiscono con il fotocatodo e generano, per effetto fotoelettrico, fotoelettroni a bassa energia con un'efficienza data dalla QE del PMT stesso. La carica prodotta dal fotocatodo consiste in poche centinaia di elettroni, che non sono sufficienti per ottenere un segnale elettrico misurabile.

Per moltiplicare questi elettroni, nel tubo a vuoto del PMT è presente una serie di elettrodi secondari, detti dinodi. I fotoelettroni estratti dal fotocatodo vengono accelerati con un campo elettrico e focalizzati sul primo dinodo; l'interazione dei fotoelettroni con il materiale di cui è composto il dinodo genera altri elettroni, che a loro volta vengono estratti, accelerati e focalizzati sul secondo dinodo. Il processo di moltiplicazione si ripete fino all'ultimo dinodo, ed il segnale finale viene prelevato all'elettrodo positivo chiamato *anodo*.

Supponiamo che per ogni elettrone incidente su un dinodo vengono creati δ elettroni, e supponiamo anche δ costante. Operando sempre nelle medesime condizioni, un fotoelettrone creato al fotocatodo genera in uscita dall'anodo sempre lo stesso impulso.

Tuttavia la produzione di elettroni in ogni dinodo è un processo statistico; il valore di δ ad uno specifico dinodo fluttua da evento ad evento attorno ad un valore medio.

Per semplicità, si può considerare che la produzione di elettroni secondari in un dinodo segua la statistica Poissoniana. Dunque un singolo fotoelettrone incidente sul primo dinodo produce un numero medio di elettroni secondari δ con una deviazione standard $\sigma = \sqrt{\delta}$. La varianza relativa, definita come $(\sigma/\delta)^2$, è dunque $1/\delta$ [2].

Se il numero di stadi moltiplicativi è N , il numero medio di elettroni all'anodo è δ^N . Può inoltre essere dimostrato, per le proprietà della statistica Poissoniana, che la varianza di questa quantità è:

$$\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \frac{1}{\delta^3} + \cdots + \frac{1}{\delta^N} \cong \frac{1}{\delta - 1}. \quad (1.9)$$

Dunque, se $\delta \gg 1$, lo spread nell'ampiezza dell'impulso in uscita dal PMT è dominata dalle fluttuazioni della resa del primo dinodo, dove il numero di elettroni è piccolo.

In molte applicazioni, nel fotocatodo vengono prodotti centinaia o migliaia di fotoelettroni, ognuno dei quali contribuisce a rendere più larga la distribuzione dell'impulso in uscita dal PMT [2]. Al fotocatodo solitamente è applicato un potenziale negativo che va da $-500V$ a $-2000V$, mentre l'anodo è collegato alla massa. Tra un dinodo e l'altro vi è un incremento del potenziale tipicamente di $150V$, ottenuto tramite una catena resistiva.

In questo modo si riesce ad ottenere un alto guadagno, di circa 10^6 . Il segnale

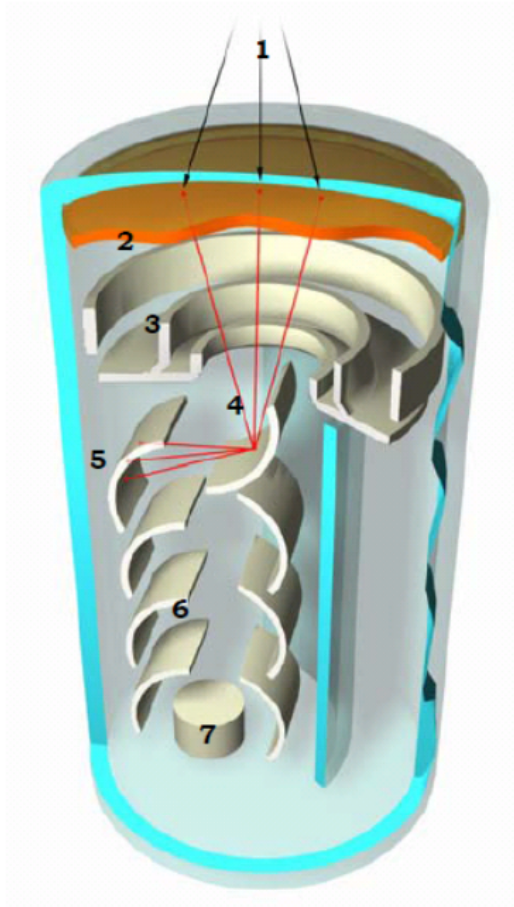


Figura 1.6: Schema di un tubo fotomoltiplicatore. 1) Fotoni incidenti. 2) Fotocatodo. 3) Elettrodi focalizzanti. 4) Tipiche traiettorie dei fotoelettroni. 5) Tubo a vuoto di vetro. 6) Dinodi. 7) Anodo.

elettrico in uscita dall'anodo sarà proporzionale alla luce vista dal PMT. Attualmente l'efficienza quantica dei tubi fotomoltiplicatori è circa il 40%, mentre l'efficienza di raccolta ha valori tipici intorno al 90%. Il segnale S in uscita dal PMT è definito come:

$$S = N_{\phi} \times QE \times CE \times g, \quad (1.10)$$

dove N_{ϕ} è il numero di fotoni incidenti sul fotocatodo.

I PMTs non conservano l'informazione sulla posizione di interazione del gamma all'interno del cristallo. A tale scopo sono stati sviluppati i *Position Sensing - Photomultiplier Tube* (PS-PMT), che mantengono l'informazione della posizione.

Il primo requisito che deve avere un dispositivo di questo tipo è una struttura di moltiplicazione degli elettroni che mantiene una separazione spaziale tra i fotoelettroni generati al fotocatodo e la nuvola di elettroni moltiplicati nei vari stadi del PS-PMT.

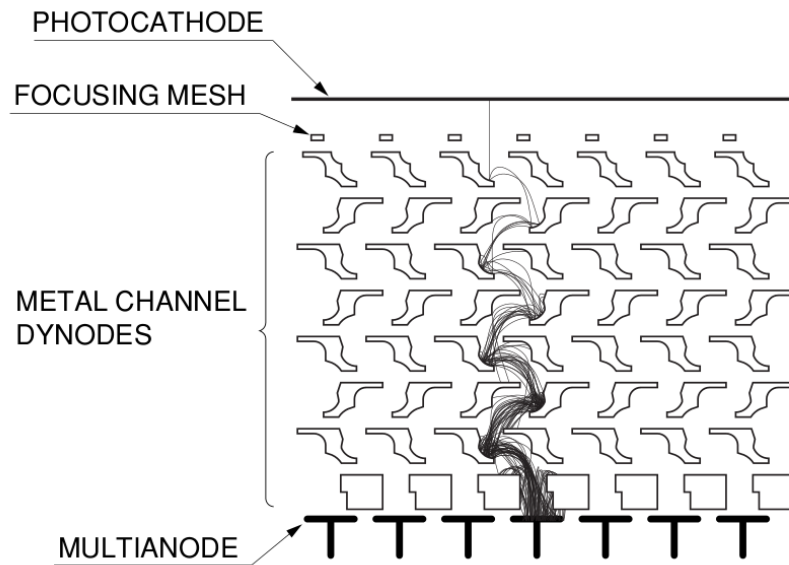


Figura 1.7: Sezione di una struttura metallica di dinodi e di un anodo pixellato in un PS-PMT [15].

Per questo tipo di applicazione sono state sviluppate delle strutture specifiche di moltiplicazione a valanga. Una di queste usa una struttura metallica di dinodi (Figura 1.7) che permettono un miglior confinamento degli elettroni moltiplicati in una macchia più ristretta nell'anodo [13].

Un difetto in questo tipo di struttura è la non uniformità di risposta del fotocatodo e la variazione della probabilità di raccolta dei fotoelettroni a seconda della loro posizione di emissione.

Anche per la struttura dell'anodo sono stati pensati diversi tipi di soluzioni per mantenere l'informazione spaziale. La più semplice è quella di dividere l'anodo in più anodi separati (come una matrice di pixel) (Figura 1.7), ognuno con la sua connessione per la lettura del segnale. Finché il *cross-talk* degli elettroni è piccolo, una matrice di 8×8 anodi equivale ad avere 64 tubi fotomoltiplicatori in un tubo

a vuoto comune a tutti [14].

Un metodo alternativo è quello di dividere l'anodo in due strati, ognuno dei quali costituito da un certo numero di fili metallici paralleli tra di loro. Questi due strati sono orientati ortogonalmente l'uno rispetto all'altro, per avere una codifica separata delle direzioni x ed y (Figura 1.8).

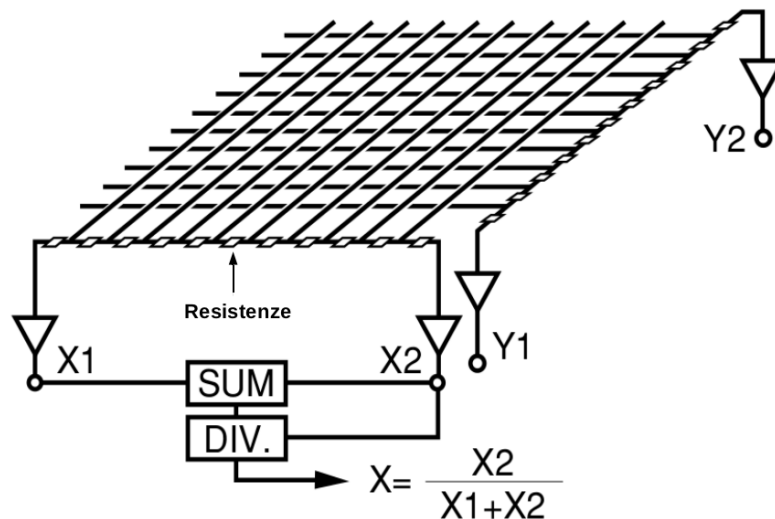


Figura 1.8: Schema di un anodo costituito da fili metallici paralleli per la codifica della posizione lungo le direzioni x ed y [15].

Questa tipologia di anodo è largamente usata nei tubi fotomoltiplicatori poiché, come mostrato in Figura 1.8, i canali di lettura sono ridotti a quattro.

In alternativa ogni filo dell'anodo può essere letto separatamente con un suo preamplificatore, ottenendo una maggiore flessibilità nella correzione della non-linearità del segnale.

1.4.3 Avalanche Photodiode

Un Avalanche Photodiode è un dispositivo elettronico basato su materiali semiconduttori che sfrutta l'interazione della radiazione al suo interno per convertire la luce in un segnale elettrico rilevabile.

I semiconduttori sono materiali che hanno una conducibilità intermedia tra i conduttori e gli isolanti; essi presentano una struttura a bande (Figura 1.3) che

determina i livelli energetici in cui gli elettroni possono trovarsi o meno. In assenza di eccitazione termica ($T = 0^{\circ}K$) i semiconduttori presentano una configurazione in cui la banda di conduzione è vuota mentre la banda di valenza è piena.

A temperature diverse da zero gli elettroni nella banda di valenza possono acquisire una energia termica tale per cui riescono e superare la banda proibita e giungere nella banda di conduzione, lasciando nella banda di valenza una buca. Questa rappresenta l'assenza di carica negativa e si comporta come una particella carica positivamente [19].

Si genera, dunque, una coppia *elettrone-lacuna*, il cui movimento all'interno del materiale determina la conduttività del materiale stesso [19].

La probabilità per unità di tempo che venga generata una coppia elettrone-lacuna per $T \neq 0$ è data dalla formula:

$$p(T) = CT^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (1.11)$$

dove C è una costante di proporzionalità caratteristica del materiale, T è la temperatura assoluta, k è la costante di Boltzmann e E_g è l'energia della banda proibita.

L'eccitazione termica è meno probabile a basse temperature o in materiali con una *energy gap* grande. Gli elettroni liberi a loro volta possono ricombinarsi con le lacune, fino a quando viene raggiunto un equilibrio tra formazione di coppie e ricombinazione [19].

La struttura periodica del reticolo cristallino dei solidi semiconduttori genera la formazione di bande di energia ammesse per gli elettroni atomici e presenta una banda di energia proibita, che nei semiconduttori più usati, ovvero Silicio e Germanio, è rispettivamente di circa $1eV$ e $0.7eV$.

Se un semiconduttore è completamente puro, avrà, a causa dell'eccitazione termica, un certo numero di elettroni n_i nella banda di conduzione e un certo numero di lacune p_i nella banda di valenza. Un materiale di questo tipo è detto *intrinseco*, e per esso vale la relazione:

$$n_i = p_i \quad (1.12)$$

Nei semiconduttori il contributo alla conduttività del materiale è dato sia dal flusso degli elettroni che da quello delle lacune (a differenza dei conduttori in cui tale contributo è dato dal solo flusso di elettroni), e tale valore è dato dalle quantità

n_i e p_i e dalla mobilità μ_e e μ_h degli elettroni e delle lacune rispettivamente.

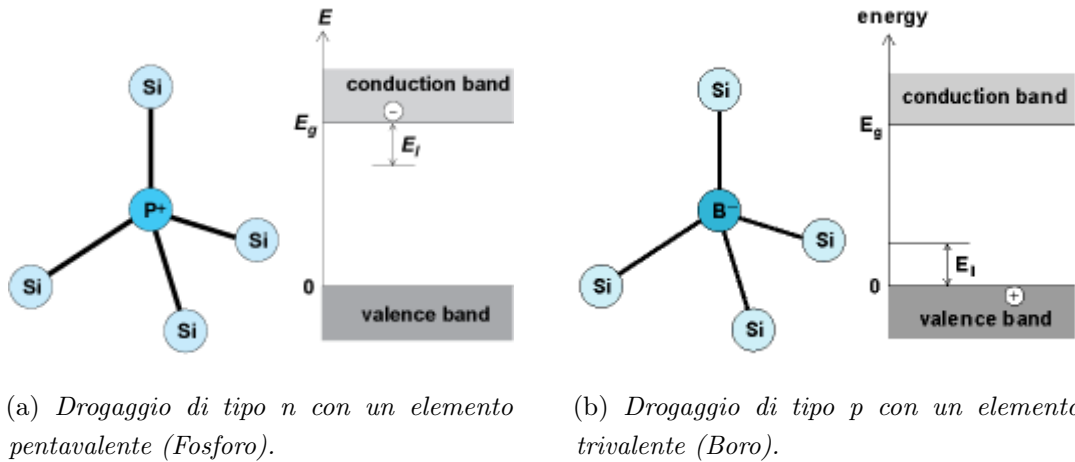


Figura 1.9: Esempi di drogaggio del Silicio con relativi livelli energetici nella banda di energia proibita.

All'interno dei materiali semiconduttori, sono presenti elettroni e lacune libere a causa dell'agitazione termica. Queste cariche sono fonte di rumore (*dark noise*) e bisogna dunque cercare di limitarle senza dover abbassare troppo la temperatura. Per ridurre il dark noise è possibile drogare il materiale semiconduttore. Per farlo vengono introdotte intenzionalmente delle impurità che alterano la conduttività del materiale. Si parla di drogaggio di tipo n quando viene controllato il numero di elettroni che per primi occupano la banda di conduzione (Figura 1.9-a), mentre si parla di drogaggio di tipo p quando ad essere controllato è il numero di lacune libere (Figura 1.9-b) [2] [4]. In questi casi si dice che il materiale è *estrinseco*. Se uno strato di un blocco di materiale semiconduttore viene drogato p ed un altro strato (adiacente al primo) viene drogato n , si forma una struttura chiamata *giunzione p-n* (Figura 1.10).

Dal momento in cui i due strati vengono messi in contatto, avviene una diffusione di buche dalla regione drogata p verso la regione drogata n e di elettroni dalla regione drogata n a quella drogata p . Questa diffusione interna produce un accumulo di carica spaziale nelle due diverse regioni in quanto gli elettroni e le lacune si allontanano dagli ioni dei rispettivi atomi di appartenenza. Questa carica spaziale ρ genera un campo elettrico E_0 che si oppone ad un ulteriore passaggio di cariche

da una zona all'altra:

$$E_0 = \int_{-W_1}^{W_2} \frac{\rho}{\epsilon} dx, \quad (1.13)$$

dove ϵ è la costante dielettrica assoluta del mezzo. L'integrale di questo campo elettrico è il potenziale elettrostatico, il cui valore massimo V_0 rappresenta una barriera di potenziale che si oppone alla diffusione di cariche entro la giunzione, cioè una zona priva di portatori di carica maggioritari liberi. In questa configurazione si ottiene una zona di svuotamento (*depletion layer*) [3] [5].

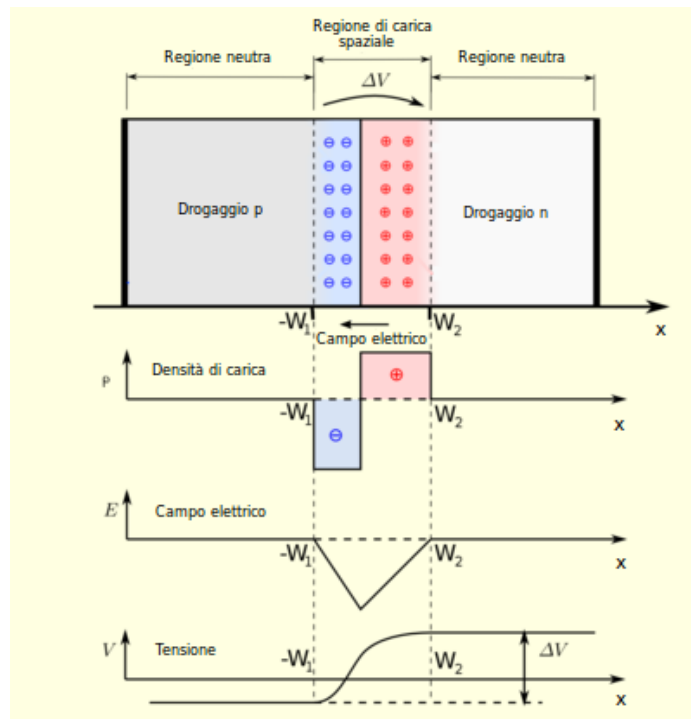


Figura 1.10: **Giunzione p-n.**

Se viene applicata una tensione V tramite due elettrodi, polarizzati positivamente e negativamente, collegati rispettivamente alle regioni n e p , si ha una polarizzazione inversa del dispositivo. La presenza di questa tensione provoca un aumento della barriera di potenziale ($V_0 + V$) che riduce il flusso di cariche maggioritarie, cioè gli elettroni dal lato n e le lacune dal lato p ; i portatori di

carica minoritari² possono invece attraversare la giunzione perché trovano un campo elettrico favorevole e generano dunque una piccola corrente all'interno del diodo, che prende il nome di corrente di saturazione inversa.

Inoltre la polarizzazione inversa ha il vantaggio di aumentare la zona di svuotamento, che è anche quella utile per la rivelazione, aumentando così la sensibilità del dispositivo

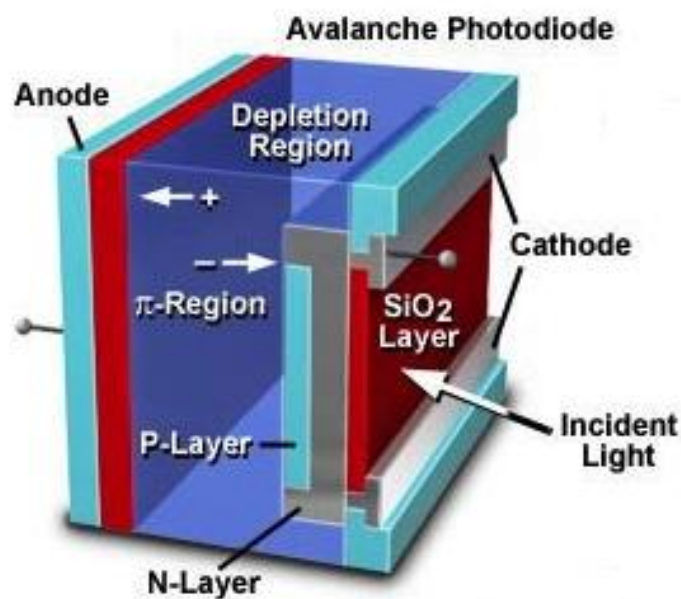


Figura 1.11: Avalanche Photo Diodes [16].

Un APD è una giunzione p-n polarizzata inversamente con una tensione al di sopra della tensione di breakdown (Figura 1.11). Questa è definita come il valore di tensione inversa al di sopra della quale una coppia elettrone-lacuna libera può innescare la scarica del diodo tramite il processo di moltiplicazione.

Quando una radiazione luminosa attraversa la regione di svuotamento può causare il passaggio di un elettrone dalla banda di valenza alla banda di conduzione, ovvero la formazione di una coppia elettrone-lacuna; ciò accade quando un fotone ha

²Le cariche minoritarie rappresentano gli elettroni della regione p e le lacune della regione n che vengono creati per effetto termico.

energia maggiore della banda proibita caratteristica del mezzo.

L'elettrone creato all'interno del sensore migra da una zona di drift in cui è applicato un campo elettrico basso ad una regione di moltiplicazione (Figura 1.12). Se il campo elettrico in questa zona è sufficientemente elevato, allora l'elettrone acquisterà un'energia tale da cedere energia, in seguito ad un'interazione coulombiana, ad un altro elettrone; se l'energia ceduta è maggiore dell'energia della banda proibita, allora l'elettrone avrà energia sufficiente per passare in banda di conduzione e lasciare una lacuna in banda di valenza.

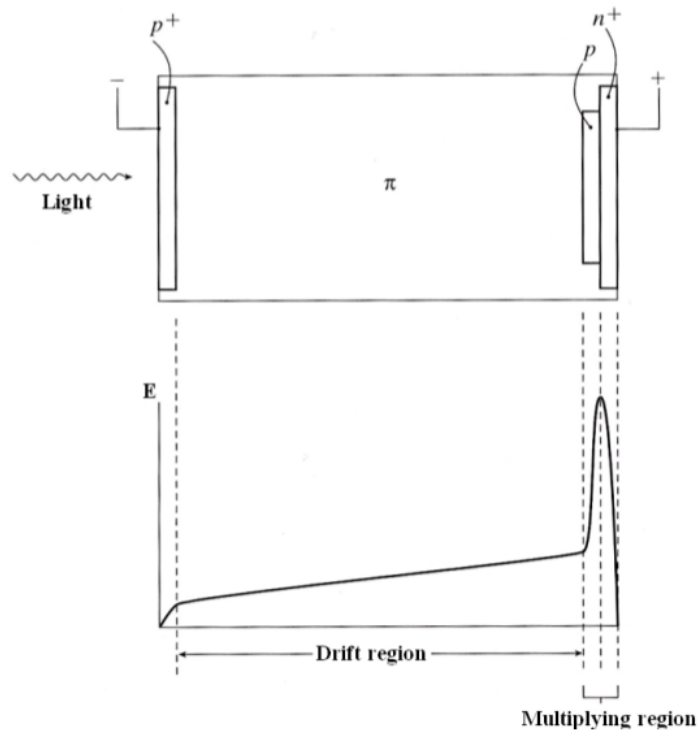


Figura 1.12: **Rappresentazione del campo elettrico all'interno di un APD.**

In questo modo si hanno due elettroni in banda di valenza ed una lacuna in banda di conduzione. Queste cariche, a loro volta, risentiranno del campo elettrico presente, ed effettueranno ulteriori moltiplicazioni in cascata. Questo processo è chiamato *moltiplicazione a valanga*.

Il guadagno in questo tipo di dispositivi è circa 100 e il segnale generato è utilizzabile. Il guadagno è una funzione della tensione inversa di polarizzazione e della temperatura; aumenta all'aumentare delle tensione e diminuisce all'aumentare

della temperatura [2].

La QE degli APDs dipende dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente, e vale circa 50%, valore più alto rispetto all'efficienza quantica dei PMTs.

Tuttavia, gli APDs hanno una ENF peggiore rispetto ai tubi fotomoltiplicatori, a causa delle grandi fluttuazioni statistiche durante il processo di moltiplicazione; per gli APDs il valore dell'ENF è circa 1.75.

1.4.4 Geiger Mode Avalanche Photo Diode

Per un fotodiodo APD il guadagno è funzione della tensione di bias applicata. Quando un APD è polarizzato con una tensione molto maggiore della tensione di breakdown, il campo elettrico nella regione di moltiplicazione delle cariche è così alto che quando una catena di ionizzazione ha inizio, la velocità di moltiplicazione di elettroni e lacune è maggiore della velocità della loro raccolta. Gli APDs che lavorano in questo regime sono chiamati *Geiger Mode - APDs* (GM-APDs).

In questo lavoro di tesi sono stati impiegati come fotorivelatori i *Silicon Photomultipliers* (SiPM) che sono matrici di GM-APD. Nel prossimo capitolo ne verranno descritti dettagliatamente il funzionamento e le caratteristiche.

1.5 Stato dell'arte dei rivelatori per gamma imaging

L'approccio solitamente usato nei rivelatori per PET è quello di suddividere lo scintillatore in piccoli cristalli. Ad oggi sono due i tipi di rivelatore più importanti che sfruttano questo approccio; il primo, chiamato *block detector*, fa uso di PMTs ed è usato nei sistemi PET clinici, mentre il secondo fa uso di APDs ed è usato in sistemi ibridi PET - *Magnetic Resonance Imaging* (MRI).

Nella versione originale del *block detector* veniva utilizzato un blocco di Germanato di Bismuto (BGO) suddiviso in elementi più piccoli da tagli longitudinali che divenivano sempre più profondi con l'avvicinarsi al bordo del blocco stesso [21] [27]. Il blocco era poi collegato a una matrice 2×2 di fotomoltiplicatori il cui segnale in uscita è usato per ottenere le informazioni spaziali, temporali ed energetiche. Nelle versioni più recenti vengono utilizzati materiali scintillanti diversi rispetto al BGO come LSO, LYSO (Ortosilicato di Lutezio-Ittrio) o GSO. Il blocco di

scintillatore è inoltre completamente separato in una matrice di elementi di rivelazione detti pixel (Figura 1.13). Nelle attuali versioni di PET cliniche vengono utilizzati pixel fino a una dimensione minima (in sezione) di $4 \times 4\text{mm}$.

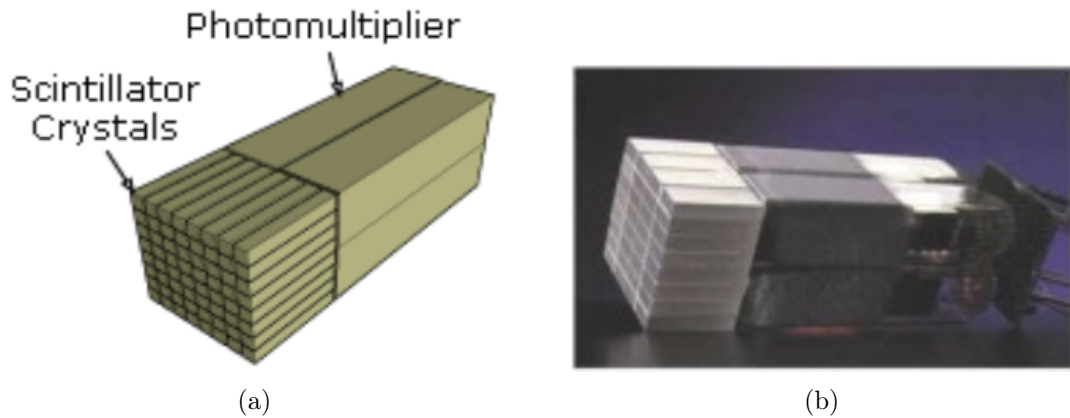


Figura 1.13: Schematizzazione Block Detector (a) ed immagine di un Block Detector convenzionale (b).

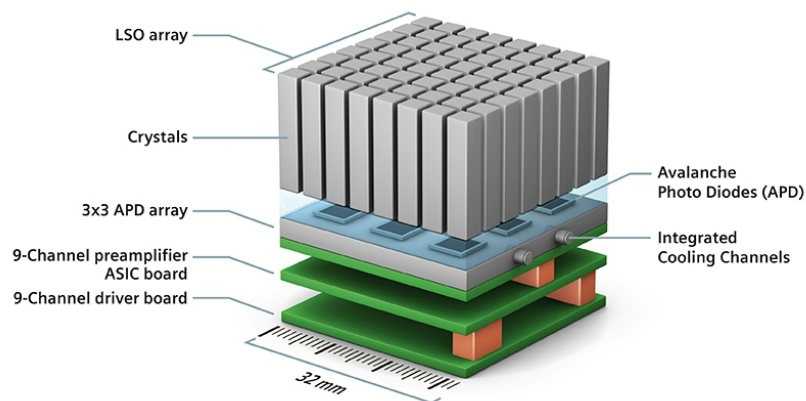


Figura 1.14: Rivelatore PET del Biograph mMR della Siemens [28].

Il secondo tipo di rivelatore, come già accennato, è usato in sistemi ibridi PET/MRI. La PET dà informazioni funzionali che si verificano a livello di organo, tessuto e cellulare, mentre la MRI è una tecnica di generazione di immagini diagnostiche basata sul principio fisico della risonanza magnetica nucleare che dà

informazioni morfologiche. Poiché le due tecniche sono complementari, l'informazione complessiva ottenuta è molto importante per ottenere diagnosi più accurate. Il rivelatore è costituito da un cristallo di LSO composto da 8×8 pixel di dimensioni $4mm \times 4mm \times 20mm$. Il cristallo è accoppiato otticamente con una matrice 3×3 di APDs collegati ad un sistema di raffreddamento. L'uso degli APDs è fondamentale poiché il rivelatore deve operare immerso in un campo magnetico.

1.6 Un rivelatore innovativo con prestazioni oltre lo stato dell'arte

Entrambi i rivelatori descritti nel paragrafo precedente presentano delle limitazioni che ne condizionano versatilità e prestazioni.

Il block detector ha il vantaggio di avere un grande rapporto segnale-rumore perché i PS-PMT hanno un alto guadagno, ma la loro sensibilità ai campi magnetici e la scarsa velocità di risposta ne limitano l'uso in sistemi ibridi PET/MRI e in tecniche in cui sono richieste alte prestazioni temporali.

Il modulo di rivelazione basato su APD è stato invece pensato per lavorare immerso in campi magnetici, ma il guadagno di questi fotorivelatori è basso.

Inoltre entrambi i moduli forniscono solo due delle tre coordinate spaziali (quelle sul piano del rivelatore). La terza coordinata è data dalla profondità alla quale avviene l'interazione nel cristallo, detta *profondità di interazione* (*Depth Of Interaction* - DOI).

La risoluzione spaziale di un rivelatore PET può essere espressa in termini di FWHM della Point Spread Function³ (PSF) tramite la seguente formula [26]:

$$FWHM = 1.2 \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + b^2 + (0.0022D)^2 + p^2 + r^2} \quad (1.14)$$

Dove 1.2 è un termine che indica la perdita di risoluzione dovuta agli algoritmi di ricostruzione, mentre i termini sotto radice sono dovuti rispettivamente a:

- Passo del cristallo (d)
- Errore di codifica (b)

³La Point Spread Function descrive la risposta di un sistema di imaging ad un input di tipo puntiforme.

- Diametro del tomografo (D)
- Errore di parallasse (p)
- Raggio della sorgente che include il range dei positroni (r)

La risoluzione spaziale è dunque intrinsecamente limitata.

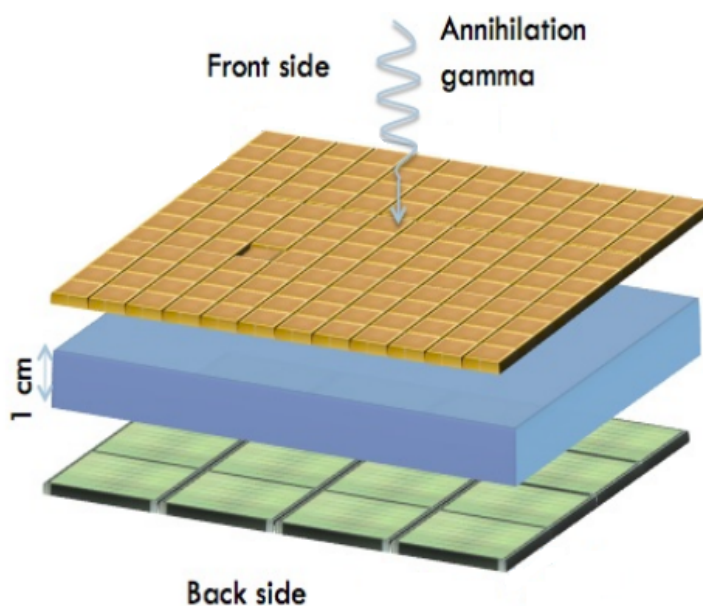


Figura 1.15: **Disegno concettuale del rivelatore proposto.**

Il rivelatore proposto in questo lavoro di tesi è costituito da un cristallo continuo di LYSO letto da fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM). Il disegno concettuale del rivelatore è mostrato in Figura 1.15. La radiazione gamma attraversa una delle superfici maggiori del rivelatore e interagisce nel cristallo scintillante; la luce di scintillazione prodotta viene raccolta da due SiPM otticamente accoppiati alle due superfici del cristallo, e forniscono l'informazione sul punto di impatto e la profondità di interazione del fotone. Il raggiungimento di una elevata risoluzione spaziale tramite l'uso di cristalli continui è possibile solo basandosi sull'uso di fotorivelatori ad elevata granularità [24] [25]; inoltre, l'impiego di cristalli continui elimina di fatto l'errore di codifica dovuto all'accoppiamento tra i pixel del cristallo e fotorivelatori (Figura 1.14), e permette di ottenere l'informazione sulla DOI [22]

[23], importante per ridurre l'errore di parallasse che aumenta all'aumentare della distanza radiale delle sorgenti radioattive dal centro del campo di vista.

Il guadagno dei SiPM è simile a quello dei PMT ($\sim 10^6$) e garantisce quindi un ottimo rapporto segnale-rumore che riduce la necessità di sviluppare un'elettronica a basso rumore; inoltre non ci sono evidenze dirette del degrado delle loro prestazioni se immersi in un campo magnetico [29], e ciò li rende compatibili nei sistemi PET/MRI.

I SiPM hanno il vantaggio di avere un'alta efficienza quantica, e dunque la possibilità, almeno potenzialmente, di avere una migliore risoluzione energetica [2]; hanno tensioni di alimentazione più basse e sono molto più compatti. Inoltre la loro velocità di risposta li rende adatti in tecniche come la *Time Of Flight*-PET (TOF-PET).

La TOF-PET è una tecnica che permette di conoscere con maggiore precisione la posizione del punto di annichilazione, misurando la differenza temporale tra l'avvenuta rivelazione dei due gamma nei rispettivi rivelatori. Con l'utilizzo della tecnica TOF-PET si ha un aumento della qualità dell'immagine dato dal miglioramento del rapporto segnale-rumore. Di fatto, ciò risulta equivalente a un aumento della sensibilità dello strumento.

2 Fotorivelatori al Silicio

2.1 I Silicon Photomultipliers (SiPM)

Sviluppi sulle giunzioni p-n polarizzate inversamente hanno permesso la messa a punto di rivelatori *Avalanche Photodiodes* (APD), di cui fanno parte i *Position Sensitive APD* (PS-APD) e i *Geiger Mode APD* (GM-APD).

Successive ricerche nell'ambito dei fotorivelatori a stato solido hanno portato alla messa a punto di fotorivelatori in Silicio, detti Silicon Photomultipliers, costituiti da matrici di GM-APD realizzati su un substrato comune di Silicio.

Come accennato nel Capitolo precedente, nei GM-APD quando un fotone di scintillazione viene rivelato si avvia una moltiplicazione a valanga del fotoelettrone creato, generando un segnale elettrico raccolto da elettrodi. Il GM-APD è collegato ad un circuito, detto di quenching [33], che interrompe la moltiplicazione a valanga e lo riporta nella sua condizione iniziale. Questo è necessario in quanto la crescita continua dei portatori di carica creerebbe un campo elettrico di segno opposto a quello esistente, alterando il campo elettrico all'interno della zona di svuotamento e rendendo inutilizzabile il dispositivo.

Un SiPM è una matrice bidimensionale di GM-APD (detti microcelle per le loro dimensioni) collegati in parallelo, in modo tale che il segnale in uscita sia il risultato della somma dei segnali in carica generati dalle singole microcelle. Ogni microcella è dotata del proprio resistore di *quenching* collegato in serie, opera indipendentemente dalle altre, ed è realizzata su un substrato comune a tutte (Figura 2.1).

Una singola microcella è chiamata anche SPAD (Single Photon Avalanche Diode), ed è costituita da una capacità associata al fotodiode C_d , una resistenza di quenching R_q e di una capacità C_q parassita, in parallelo ad R_q , dovuta alla particolare configurazione del dispositivo (fornisce un percorso rapido per le coppie liberate dal GM-APD durante la valanga).

L'attivazione della scarica può poi essere descritta con un generatore di corrente indipendente in parallelo a C_d . Infine si ha una capacità C_g che costituisce il contributo capacitivo della griglia che connette in parallelo tutti i GM-APD, mentre R_S rappresenta la resistenza dell'elettronica di front-end, che generalmente ha un valori di poche decine di Ohm. In Figura 2.2 è visibile lo schema elettrico di un SiPM costituito da N SPAD.

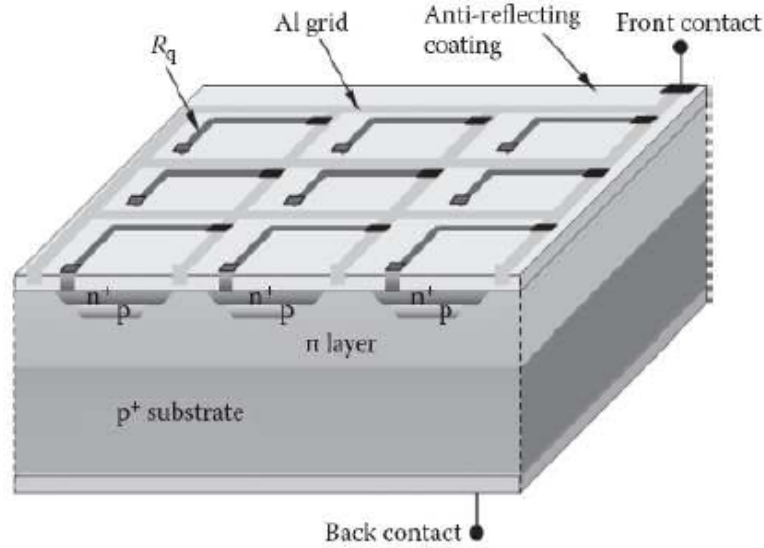


Figura 2.1: **Struttura generale di un SiPM.** La struttura di ogni microcella è quella di un diodo p^+i-n^+ a cui viene aggiunta una sottile regione drogata debolmente p interposta tra la regione di svuotamento e quella drogata n^+ .

Con la notazione usata, la carica raccolta risulta essere:

$$Q = \Delta V(C_d + C_q). \quad (2.1)$$

La forma del segnale letto dipenderà dalle costanti di tempo di discesa e salita del segnale. Come detto, il circuito di quenching permette l'interruzione della valanga riportando la tensione al di sopra della tensione di breakdown. Il fotodiode scarica dunque attraverso la resistenza R_S collegata in serie con una costante di tempo

$$\tau_S = R_S(C_q + C_g). \quad (2.2)$$

La costante di tempo di risalita del segnale dipende invece dalla capacità della singola SPAD e dalla resistenza di quenching, ovvero

$$\tau_r = R_q(C_d + C_q). \quad (2.3)$$

2.1.1 Parametri fisici che descrivono il SiPM

Guadagno Il guadagno di un SiPM g indica il numero di portatori di carica creati da una singola coppia elettrone-lacuna che innesca la valanga. È dato dal

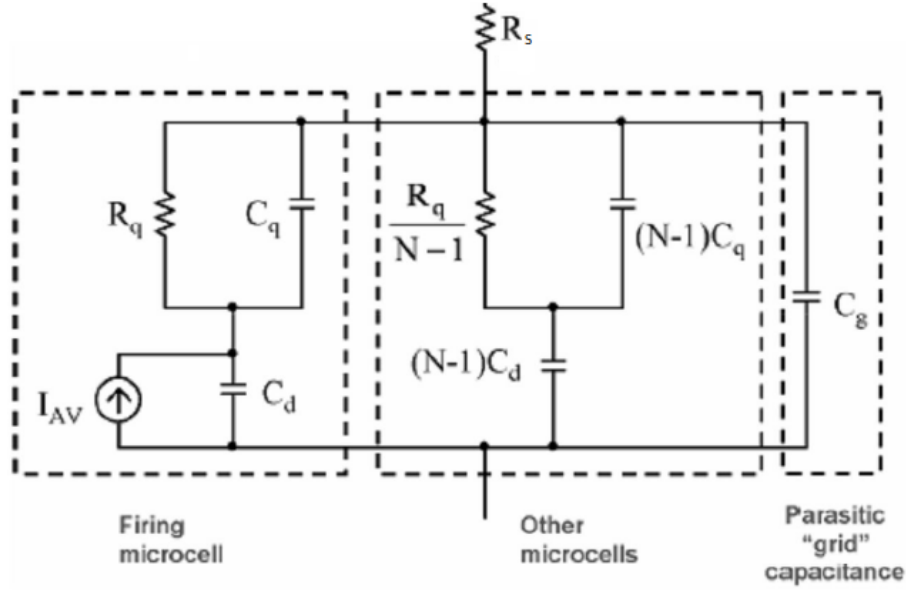


Figura 2.2: **Modello elettrico di un SiPM costituito da N microcelle** [34].

rapporto tra la carica rilasciata da una SPAD nel processo di moltiplicazione a valanga diviso la carica dell'elettrone [35]:

$$g = \frac{Q}{e} = \frac{\Delta V(C_d + C_q)}{e}. \quad (2.4)$$

Il guadagno di questo tipo di dispositivi si colloca nel range $10^5 - 10^7$.

Esso cresce linearmente con la tensione di bias applicata ($\Delta V = V_{bias} - V_{break}$) (Figura 2.3), mentre diminuisce all'aumentare della temperatura, in quanto diminuisce il libero cammino medio dei portatori di carica.

Photon Detection Efficiency La Photon Detection Efficiency ($PDE(\lambda)$) esprime la probabilità che un fotone incidente sia rivelato. Dipende da fattori ben precisi:

$$PDE(\lambda) = QE(\lambda) \times GF \times P_t. \quad (2.5)$$

La $QE(\lambda)$ è l'efficienza quantica di rivelazione, ovvero il numero di elettroni (o lacune) che possono essere rivelati come corrente diviso il numero di fotoni incidenti. Deriva dalla legge di Lambert-Beer e può essere espressa tramite la formula [36]:

$$QE(\lambda) = (1 - R) (1 - e^{-\mu(\lambda)L}), \quad (2.6)$$

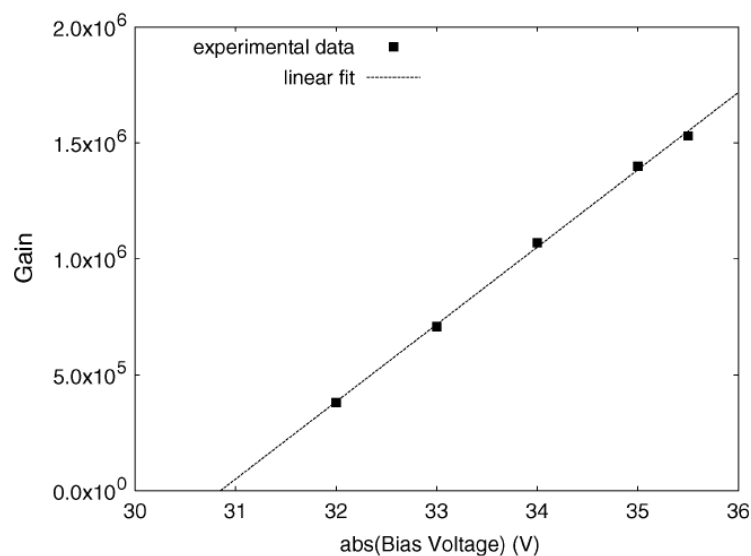


Figura 2.3: Esempio dell'andamento del guadagno in funzione della tensione di bias applicata [35].

dove R è la probabilità che un fotone incidente venga riflesso dalla superficie del rivelatore (ciò implica l'utilizzo di materiali otticamente puri e rivestimenti antiriflettenti), $\mu(\lambda)$ è il coefficiente di attenuazione mentre L è la lunghezza della zona di svuotamento.

GF è un fattore geometrico che tiene conto dell'area attiva delle microcelle rispetto all'area totale del SiPM.

P_t è la probabilità con cui una coppia elettrone-lacuna riesce ad innescare una valanga. Questa dipende dalla profondità a cui avviene l'assorbimento del fotone e dall'intensità del campo elettrico all'interno della giunzione.

Range dinamico Il range dinamico è dato dal numero di SPAD che compone il SiPM. Una risposta lineare tra il segnale in corrente misurato rispetto all'intensità della radiazione incidente è garantita entro un range limitato a causa del numero finito di diodi disponibili nel rivelatore.

Infatti se l'intensità della radiazione è troppo elevata, il dispositivo va incontro a saturazione, in quanto tutte le microcelle che lo compongono vengono attivate. Il

numero delle celle attivate è dato dalla formula:

$$N_{att} = N_{tot} \left(1 - e^{-\frac{PDE \times N_{\phi}}{N_{tot}}} \right), \quad (2.7)$$

dove PDE è la Photon Detection Efficiency, N_{att} è il numero di celle attivate, N_{tot} è il numero di celle totali mentre N_{ϕ} è il numero di fotoni incidenti.

Sorgenti di rumore La fonte più grande di rumore in un SiPM è data dai segnali spuri, cioè segnali non generati da fotoni incidenti sul rivelatore; in generale definiamo un *dark pulses* come un segnale spurio di un GM-APD.

Il nome dark pulse suggerisce che si tratta di un segnale registrabile anche in condizione di oscurità, cioè in assenza di sorgenti luminose. La generazione di coppie può avvenire infatti anche per effetto termico; in questo caso un elettrone portato in banda di conduzione per agitazione termica può triggerare una valanga dando vita ad un segnale falso.

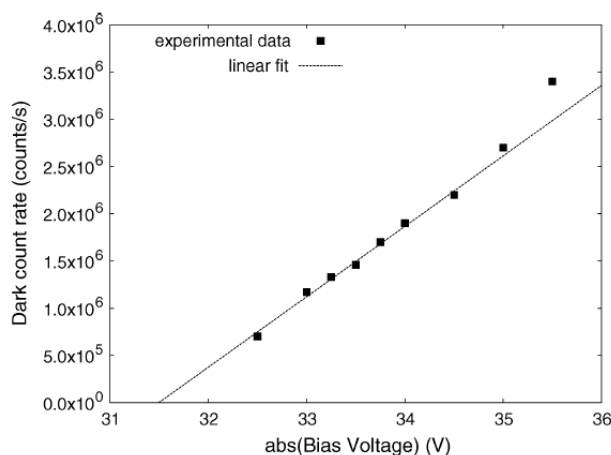


Figura 2.4: **Dark rate (conteggi di buio al secondo) in funzione della tensione di alimentazione [35].**

All'interno di un SiPM nella maggior parte dei casi è una singola microcella a essere interessata da questo fenomeno, tuttavia quando capita che più microcelle siano attivate contemporaneamente a causa del rumore termico, la somma di tutti questi impulsi genera un segnale che non può essere distinto dal segnale generato

in presenza di sorgenti luminose.

È possibile ridurre questo effetto abbassando la temperatura, oppure, riducendo la tensione inversa applicata applicata (riducendo però contemporaneamente il guadagno). In Figura 2.4-a è mostrato un esempio di dark counts registrato in assenza di sorgenti luminose.

Il numero di picchi primari (dovuti a cariche liberate per agitazione termica) di dark count al secondo (*dark count rate*) dipenderá dal numero di portatori di carica liberati termicamente nell'unitá di tempo e dalla probabilità di trigger della moltiplicazione a valanga. Il suo andamento in funzione della tensione di alimentazione è riportato nell'esempio in Figura 2.4-b.

Un'altra fonte di rumore è data dai portatori di carica intrappolati durante una valanga in alcuni siti del reticolo cristallino. Questi se rilasciati dopo poco tempo sono in grado di triggerare una ulteriore scarica dopo che si è re-istaurato il campo elettrico all'interno della zona di svuotamento. Questo fenomeno è detto *after pulsing*.

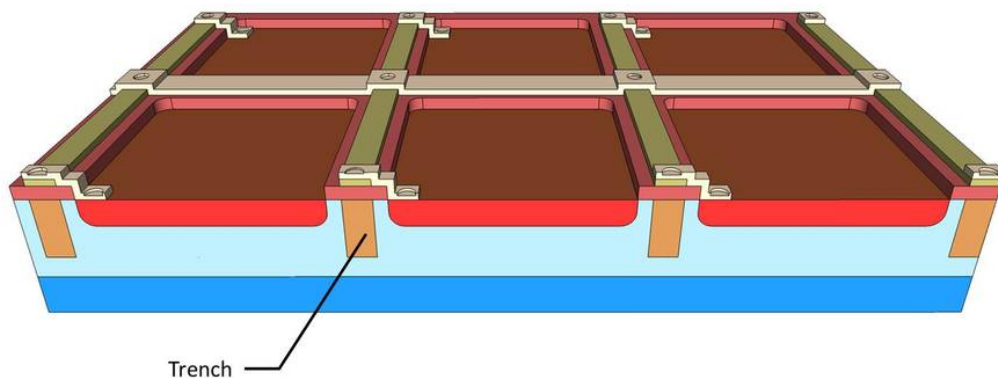


Figura 2.5: Sezione di una matrice di SiPM con isolamento ottico-elettronico tramite trincee.

Infine, un altro contributo al rumore è dato dal fenomeno del *cross talk*, caratteristico di tutti i dispositivi a matrice.

Questo tipo di rumore si verifica quando due pixel interferiscono tra di loro per ragioni ottiche (*cross talk ottico*) o per cause di natura elettronica (*cross talk elettronico*).

Il *cross talk ottico* si verifica quando i portatori che formano la corrente inversa

dovuta alla valanga generata dal fotone incidente emettono fotoni di diseccitazione. Se uno di questi fotoni raggiunge il pixel adiacente può triggerare una valanga che darà luogo ad un segnale spurio.

Il cross talk elettronico si ha quando alcuni portatori di carica generati dalla giunzione di un pixel diffondono nella regione π comune a tutte le microcelle. Qui possono essere assorbiti dai pixel vicini, innescando valanghe che generano segnali non correlati alla reale rivelazione del fotone incidente.

Per limitare questi effetti ci sono due metodi possibili.

Il primo consiste nell'aumentare la distanza tra le zone attive di due pixel adiacenti, riducendo però l'area sensibile del dispositivo e diminuendo l'efficienze geometrica e dunque anche l'efficienza assoluta del rivelatore.

Il secondo consiste nel realizzare una trincea, eventualmente riempita di ossido, tra i due pixel, in modo da realizzare un isolamento ottico-elettronico (Figura 2.5). Con questo metodo, realizzando *trench* molto sottili è possibile non intaccare, entro un certo limite, il *fill factor* del sensore.

I dispositivi della AdvanSiD usati in questo lavoro hanno un cross talk inferiore al 5%, la cui descrizione è rimandata al prossimo capitolo.

2.2 Caratteristiche dei SiPM in commercio

In Figura 3.1 sono visibili tre diverse configurazioni in cui è possibile acquistare i SiPM. La prima (Figura 3.1-a) è la più semplice, è consiste in un singolo SiPM montato su un supporto che ne permette l'alimentazione e la lettura del segnale.

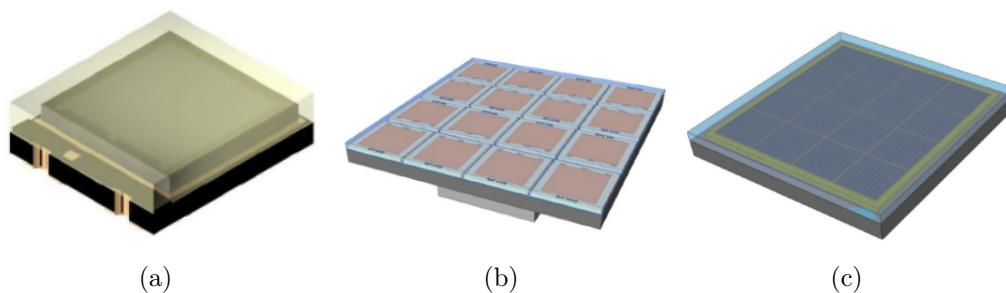


Figura 2.6: SiPM singoli (a), matrici di SiPM pre-assemblate (b), matrici monolitiche di SiPM (c).

2.2. Caratteristiche dei SiPM in commercio

La seconda (Figura 3.1-b) prevede un pre-assemblaggio in matrici dei SiPM singoli su un supporto comune a tutti; tramite questo avviene l'alimentazione (comune a tutti i SiPM) e la lettura separata dei segnali di ogni SiPM. La terza configurazione (Figura 3.1-c) prevede la realizzazione dei SiPM (disposti in matrici) su un substrato comune a tutti, dette *matrici monolitiche*. Questa soluzione permette di limitare le zone inattive del rivelatore.

Sono molte le ditte che producono SiPM, tra cui la *AdvanSiD*, l'*Hamamatsu*, la *SensL* e la *Ketek*. Gli sviluppi di questi dispositivi e i prezzi sempre più competitivi hanno consentito la loro diffusione e il loro utilizzo su larga scala.

Nella Tabella 2.1 sono visibili alcune caratteristiche dei SiPM in commercio. In particolare, il modello della *AdvanSiD* è quello usato nel rivelatore caratterizzato in questo lavoro di tesi.

	AdvanSiD	Hamamatsu	SensL	Ketek
Series	SiPM4S-P-4x4T50	S11064-050P	ArraySM-4P9	PM3350 (Trench)
Cell size (μm)	50x50	50x50	35x35	50x50
PDE (%)	22	-	20	$\geq 40\%$
Peak sensitivity wavelength (nm)	480	440	500	420
Breakdown voltage (V)	35 ± 7	70 ± 10	27.5 ± 0.5	23
Noise	8×10^7	6000	$3.8 \mu\text{A}$	≤ 300
Gain	(Dark count) 2.5×10^6	(Dark count) 7.5×10^5	(Dark current) 2.3×10^6	(Dark rate) $\sim 2^6$

Tabella 2.1: Caratteristiche di alcune matrici di SiPM in commercio [37] [38] [39] [40].

3 Materiali e metodi

Nella prima parte di questo capitolo verrà descritto il sistema di rivelazione usato in questo lavoro. Saranno dunque descritti la geometria del rivelatore ed il suo principio di funzionamento, con una parte dedicata anche ai componenti che lo costituiscono e alle loro caratteristiche principali. Verranno inoltre descritti l'elettronica di Front-End del sistema di acquisizione dati e le modalità con cui i segnali dei fotorivelatori vengono letti e processati.

Nella seconda parte del capitolo sarà invece mostrata la struttura dei dati acquisiti e l'analisi relativa al rumore che il sistema elettronico di lettura introduce nelle misure. Infine verrà descritto il metodo usato per selezionare gli eventi acquisiti.

3.1 Sistema di rivelazione

In Figura 3.1 è mostrato uno schema del sistema di rivelazione. Il blocco di rivelazione è costituito da due matrici di SiPM accoppiate al cristallo scintillatore. I 16 canali di ogni matrice sono collegati, tramite cavi indipendenti, ai 32 canali di un circuito integrato (BASIC32) che processa i segnali provenienti dai SiPM. Quando l'evento viene registrato è inviato ad una scheda di acquisizione in cui è

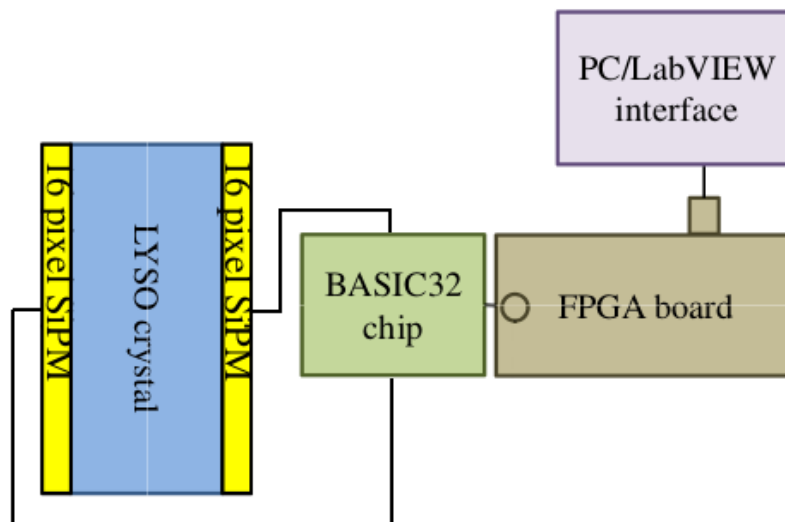


Figura 3.1: Schema del sistema di rivelazione.

presente un ulteriore circuito integrato (FPGA) che organizza l'informazione in pacchetti e la invia ad un computer.

3.1.1 Sensore

Il sensore della radiazione gamma è costituito da un cristallo continuo di LYSO accoppiato otticamente sulle superfici maggiori, tramite grasso ottico, a due matrici di SiPM. in Figura 3.2 è visibile un'immagine del rivelatore.

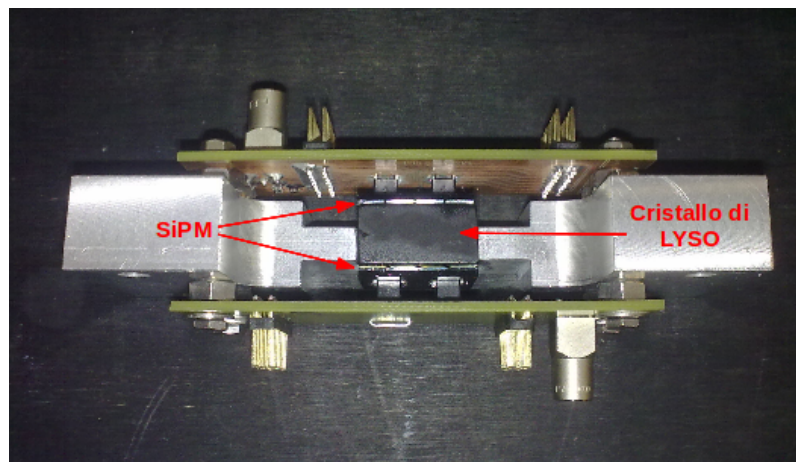


Figura 3.2: Immagine del rivelatore assemblato.

La radiazione gamma interagisce, secondo le modalità descritte nel paragrafo 1.2, all'interno del cristallo scintillante. Parte della nuvola di fotoni di scintillazione è raccolta dalle due matrici di SiPM, che genereranno un segnale elettrico misurabile. L'uso di un cristallo continuo e di SiPM con alta granularità risulta essere particolarmente vantaggiosa poiché permette di ottenere un'ottima risoluzione spaziale sul piano del fotorivelatore (piano X- Y) e di stimare la profondità di interazione del fotone nel cristallo noti l'insieme dei pixels attivati dall'evento in entrambe le matrici.

Il cristallo scintillatore utilizzato per questo lavoro è un blocco monolitico di $20 \times 20 \times 10\text{mm}^3$ di LYSO [41] (Ortosilicato di Lutezio e Ittrio attivato al Cerio) con pareti laterali nere (Figura 3.3), fondamentali per poter ricostruire correttamente la posizione di interazione del gamma in tutte e le tre dimensioni spaziali. In letteratura sono riportati studi sul LYSO con diverse frazioni di Ittrio (dal 5% al 70%) cui corrispondono densità diverse (da 7.4 a 5.4g/cm^3 rispettivamente). In

tutti i casi si ha un tempo di decadimento di $48ns$, uno spettro di emissione con un picco a $420nm$, ed una resa luminosa di $(32000fotoni/MeV)$ [20][30][31]. Inoltre è stata osservata una risoluzione energetica di 8.2% a $662keV$ [30] e una risposta non lineare al variare dell'energia della radiazione ionizzante incidente [20].

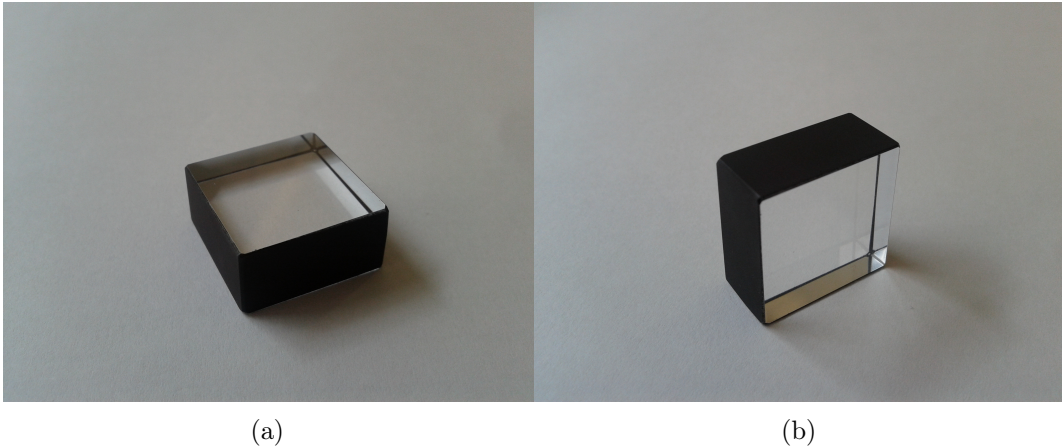


Figura 3.3: Immagine del cristallo di LYSO utilizzato.

Le due matrici di 4×4 SiPM utilizzate sono state prodotte dalla AdvanSid [38] (Figura 3.4).

I SiPM hanno un'area attiva di $4 \times 4mm^2$, mentre la dimensione delle celle è di $50 \times 50\mu^2$, per un totale di $6400celle/SiPM$. Le dimensioni dei lati della matrice sono $18.8mm$ e $19.7mm$, per una superficie totale di $370.36mm^2$ di cui $256mm^2$ di area attiva ($\sim 70\%$).

Per distinguere le due matrici di SiPM in questo lavoro è stata usata la notazione TILE 1 e TILE 2, che si trovano rispetto alla sorgente sul retro e sul fronte del rivelatore.

Le misure sono state effettuate applicando ad ogni matrice una tensione di bias comune a tutti i SiPM. Dai dati riportati nel datasheet fornito dal costruttore, per una temperatura di $25^\circ C$, le matrici hanno il breakdown a circa $35V$.

Dopo alcuni mesi dall'acquisto, sono state acquisite le curve caratteristiche corrente-tensione (I/V) per ogni SiPM ad una temperatura controllata di $20^\circ C$, come è visibile rispettivamente nelle figure 3.5 e 3.6, i SiPM della TILE 1 hanno il

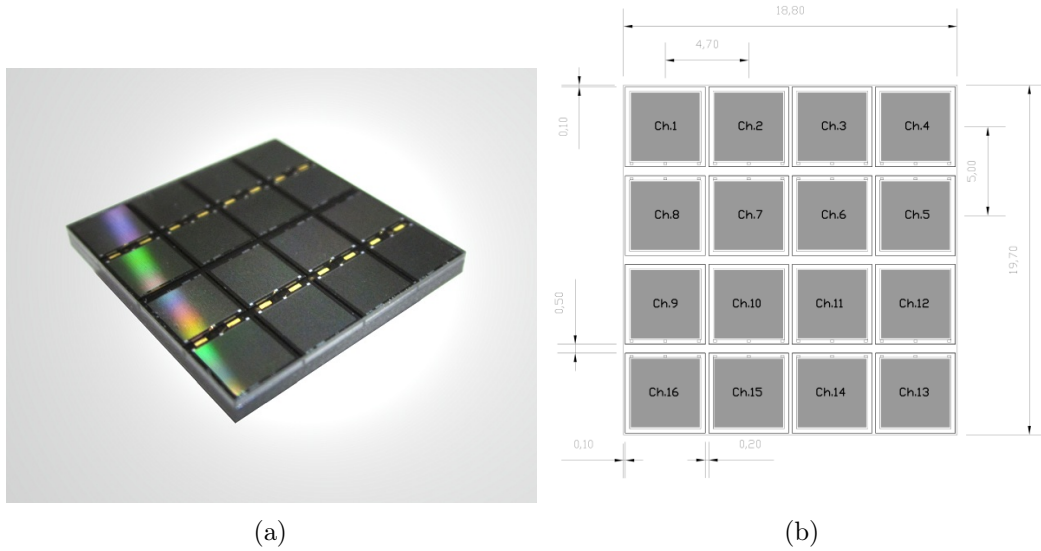


Figura 3.4: Immagine della matrice di SiPM (a) e mappa dei canali (b).

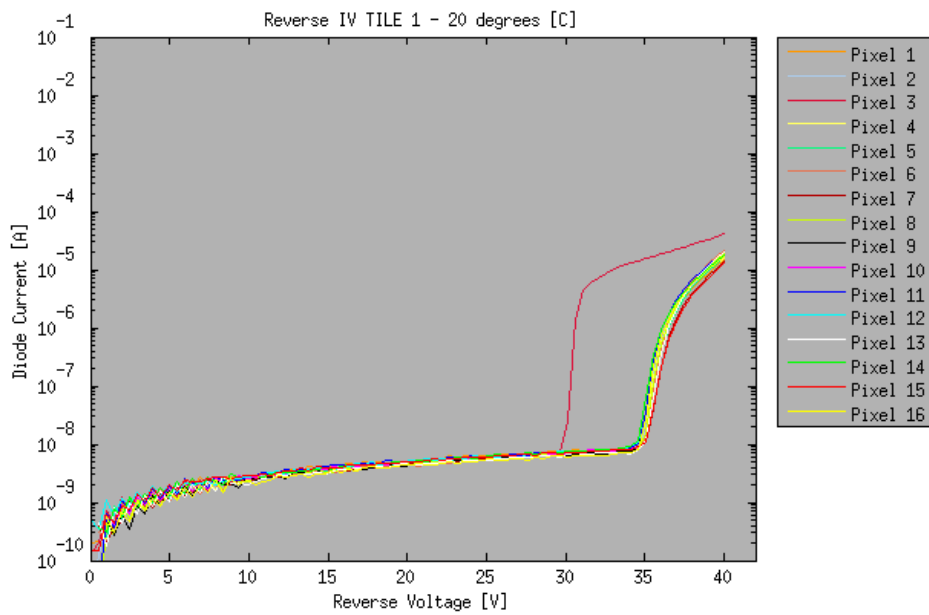


Figura 3.5: Curva corrente-tensione della TILE 1.

breakdown a circa 35V, mentre quelli della TILE 2 a circa 34V.

Tuttavia, è anche visibile che i SiPM 3 e 16 rispettivamente delle TILE 1 e 2

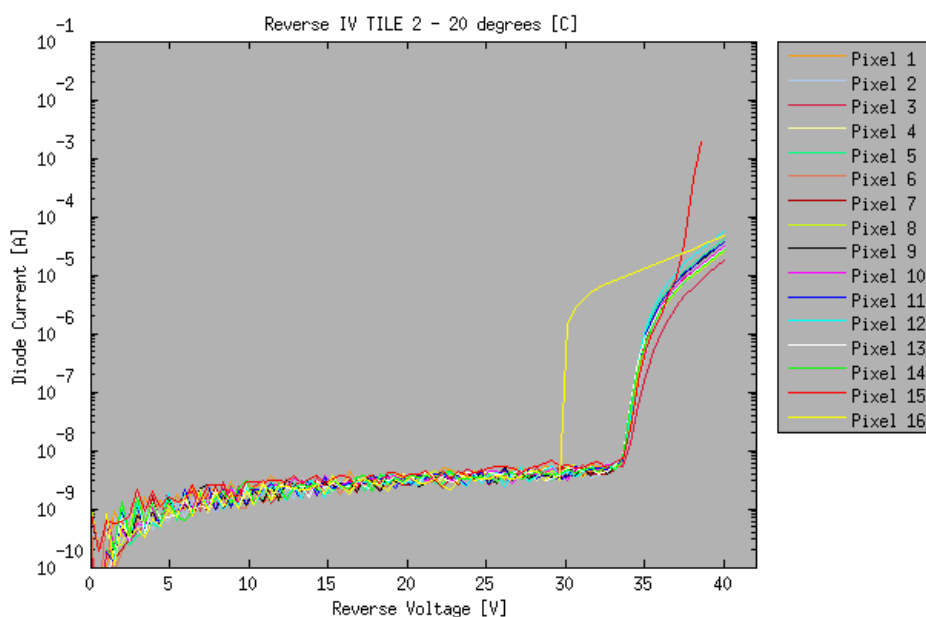


Figura 3.6: **Curva corrente-tensione della TILE 2.**

presentano un comportamento anomalo rispetto agli altri, in quanto hanno il breakdown a circa $30V$. Questo effetto potrebbe essere dovuto al deterioramento di alcune SPAD in seguito al continuo utilizzo in seguito alle svariate prove effettuate con il rivelatore in fase di calibrazione, poiché all'acquisto il loro funzionamento era corretto.

Inoltre, nella TILE 2 è visibile un comportamento anomalo del SiPM 15. Questo non ha una limitazione in corrente come gli altri SiPM. Il motivo di tale comportamento è dovuto ad una rottura del SiPM stesso. Non è noto il momento esatto in cui queste rotture sono avvenute, né è noto quanto e quali misure ne abbiano risentito.

La curva caratteristica complessiva delle due matrici è visibile in Figura 3.7. L'acquisizione dei dati è stata effettuata scegliendo due tensioni di alimentazione differenti per le due matrici. In particolare, per la TILE 1 è stata usata una tensione di $-37.5V$, mentre per la TILE 2 è stata usata una tensione di $-36.5V$. Tale scelta è dipesa dalla differenza di $1V$ nel breakdown tra le due matrici. Sul retro della matrice sono montate due serie di connettori per la lettura del segnale, ognuna delle quali collegata a metà dei canali di lettura.

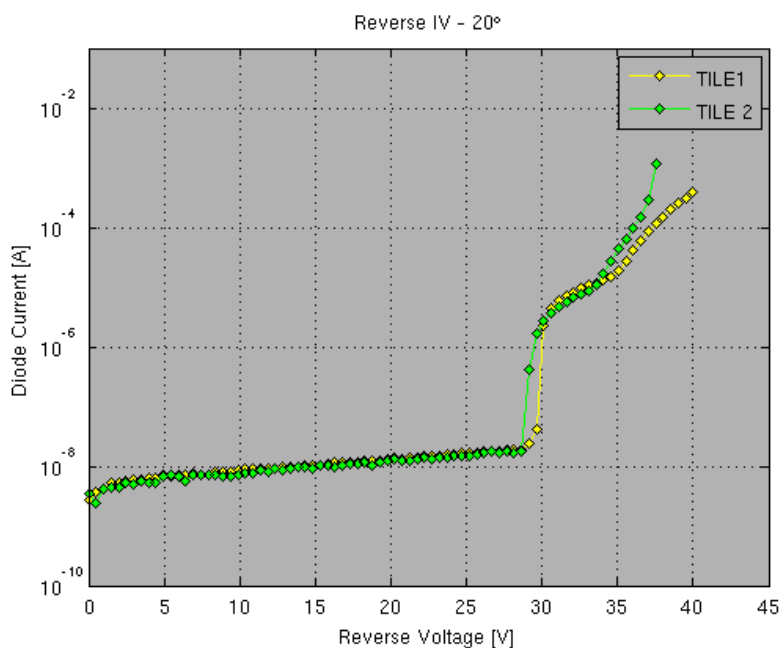


Figura 3.7: Curva corrente-tensione di entrambe le TILE.

3.1.2 Circuito integrato di Front-End

I segnali rivelati dalle due matrici di SiPM sono inviati ai 32 canali ingressi di un ASIC multicanale (BASIC32) progettato e realizzato nell'ambito della collaborazione Istituto Nazionale di fisica Nucleare DASIPM che prevede lo sviluppo e l'applicazione dei SiPM in ambito medicale [43].

L'ASIC di front-end usato possiede l'elettronica necessaria a processare il segnale rivelato dalle matrici di SiPM, in modo tale da segnalare la presenza dell'evento e, contemporaneamente, dare l'informazione energetica generando un segnale proporzionale a quello rivelato.

Il chip è realizzato con tecnologia CMOS e possiede 32 canali analogici, la cui architettura sfrutta l'approccio in corrente per leggere il segnale rivelato. il segnale generato da un SiPM è letto sul nodo a bassa impedenza di un buffer di corrente e una sua replica opportunamente scalata è riportata su uno o più nodi di uscita ad alta impedenza. (Figura 3.8).

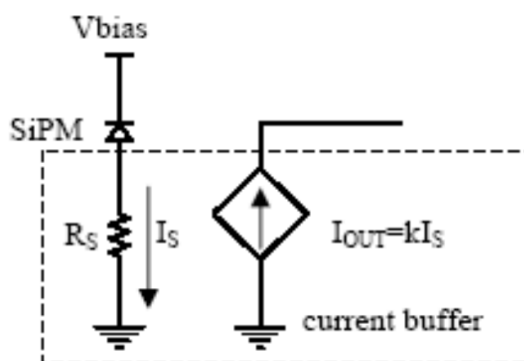


Figura 3.8: Schema con current buffer direttamente connesso al SiPM per la lettura della sua corrente di segnale.

Molteplici possono essere le effettive soluzioni [42] che consentono di implementare un siffatto schema ma certamente tutte sono caratterizzate da impedenza di ingresso molto bassa, risposta in frequenza ampia e livelli di rumore sicuramente più alti rispetto a quelli di un *Charge Sensitive Amplifier* (CSA). Per mantenere stabili le condizioni operative del SiPM e non modificare la risposta in frequenza dell'amplificatore, la resistenza R_S deve essere piccola, con valori non superiori a qualche decina di Ω .

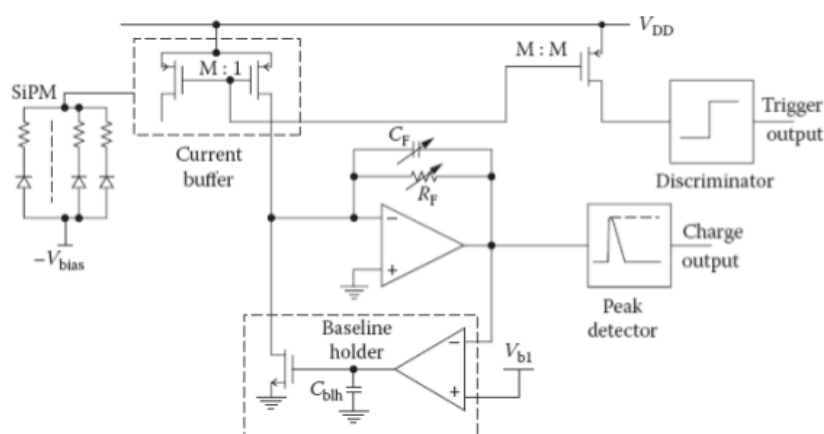


Figura 3.9: Architettura del canale analogico del chip BASIC32 [49].

La modalità di amplificazione in corrente rende il circuito molto veloce, a differenza dei sistemi con architetture CSA comunemente usate nei tubi fotomoltiplicatori. In questo modo però, si ha un aumento del rumore elettronico, che risulta tuttavia poco rilevante grazie all'elevato guadagno dei fotorivelatori al Silicio.

La struttura del canale analogico del BASIC32 è mostrata in Figura 3.9. Il current buffer replica il segnale rivelato dai fotorivelatori su due rami di uscita differenti. Sul ramo veloce una replica del segnale viene inviata ad un discriminatore in corrente per la generazione del segnale di trigger (Fast-Or) che segna temporalmente l'evento. Il Fast-Or è un circuito di Or logico tra le 32 uscite dei discriminatori in corrente, il quale passa da 1 a 0 quando uno dei canali riceve un segnale sopra soglia. Le prestazioni temporali del sistema sono dunque date dalla velocità e dal jitter elettronico di questo circuito.

Sul ramo lento, invece, un'altra replica del segnale è inviata ad un amplificatore di carica (CSA) per ottenere l'informazione energetica.

Per la lettura dei canali è possibile usare un trigger interno o uno esterno: nel

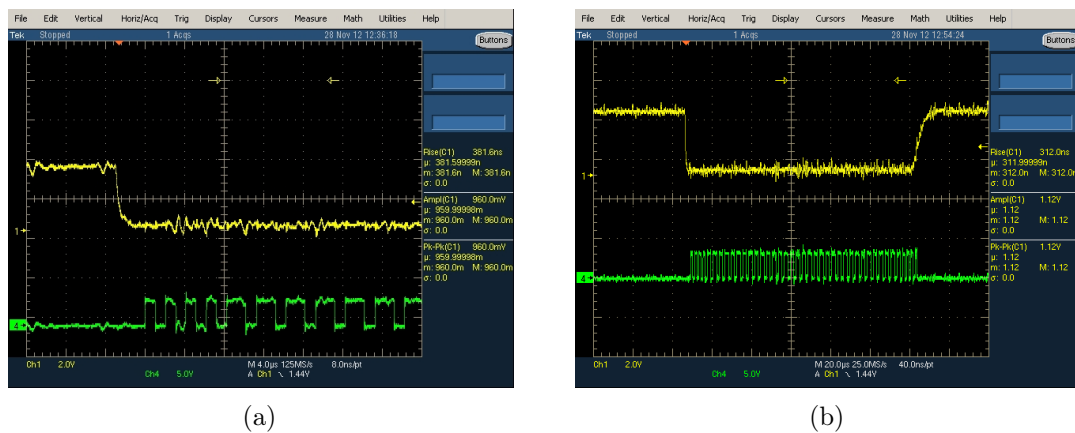


Figura 3.10: Segnale di Fast-Or (giallo) e colpi di clock (verde) durante un evento sopra soglia. Le immagini si differenziano per la diversa scala temporale usata.

primo caso la lettura dei canali comincia non appena almeno uno dei discriminatori di canale è sopra soglia; nel secondo caso, la lettura è forzata dall'esterno tramite un segnale inviato sullo stesso pin del trigger.

L'ASIC è detto *autotriggerante*; infatti, se uno dei 32 canali riceve un segnale

sopra la soglia settata, il chip produce un impulso di trigger e avvia la procedura di lettura [51].

Quando si ha il segnale di un canale sopra soglia, il segnale di Fast-Or apre una finestra temporale (di qualche nsec di durata) all'interno della quale non vengono accettati ulteriori trigger. Contemporaneamente a questa, viene aperta un'altra finestra temporale la cui durata è settabile in colpi di clock (Figura 3.10).

Nel BASIC32 è presente anche un segnale di coincidenze in ingresso (COINC) (Figura 3.11), che risulta molto utile in applicazioni di imaging medico.

Se durante la finestra temporale il chip non riceve impulsi sul pin COINC, l'even-

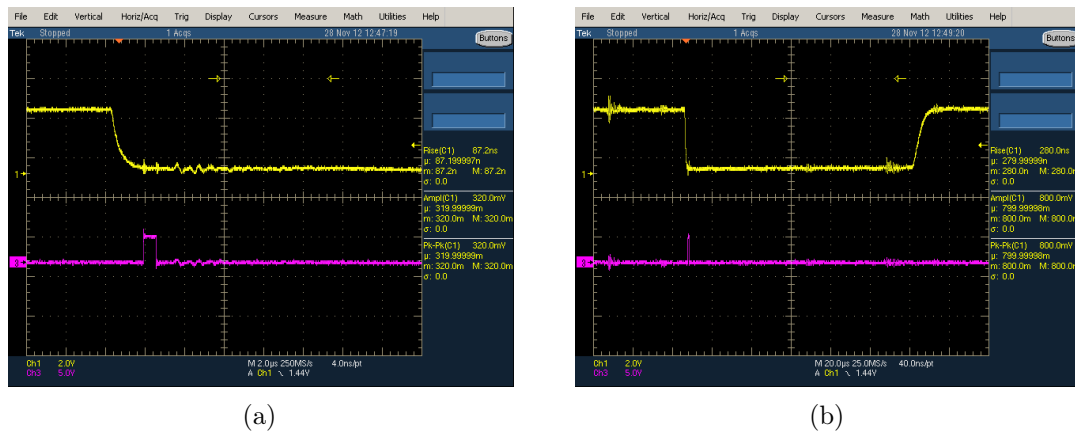


Figura 3.11: Segnale di Fast-Or (giallo) e segnale di ingresso COINC (magenta) durante un evento sopra soglia. Le immagini si differenziano per la diversa scala temporale usata.

to viene scartato, il chip si resetta e la logica si prepara a processare un nuovo evento. Il reset automatico permette di limitare la durata dei tempi morti in cui il dispositivo non sarebbe in grado di analizzare il segnale proveniente dai fotomoltiplicatori [50].

Se l'evento avviene nella finestra temporale scelta, allora il segnale in uscita dal CSA viene memorizzato da un *peak detector* ed inviato ad un convertitore analogico-digitale esterno.

Per ottenere le migliori condizioni sperimentali, è possibile configurare il guadagno del CSA selezionando singolarmente una delle tre capacità di feedback C_F integrate. Allo stesso modo è possibile selezionare il valore della costante di

integrazione $\tau_F = C_F R_F$ variando anche la resistenza R_F . La scelta di questo parametro dipende dalle condizioni sperimentali volute, in quanto una costante di tempo troppo bassa rischierebbe di far perdere parte della carica rilasciata, mentre se troppo lunga potrebbe integrare due eventi consecutivi o eventi dovuti a dark pulses [50].

3.1.3 Acquisizione dati

In questo lavoro sono stati utilizzati due BASIC32 con ADC esterno. Questo converte il segnale analogico proveniente dai due ASIC in un segnale digitale. Dopo la digitalizzazione il segnale è inviato ad una scheda *Xilinx ML605* che ospita una FPGA *Virtex 6* con clock a 200MHz (Figura 3.12-a). Questa processa il segnale digitale relativo agli eventi registrati e lo trasmette ad un computer tramite un cavo Ethernet.

Il monitoraggio dell'acquisizione, e la gestione di due traslatori avviene tramite un software scritto in LabVIEW.

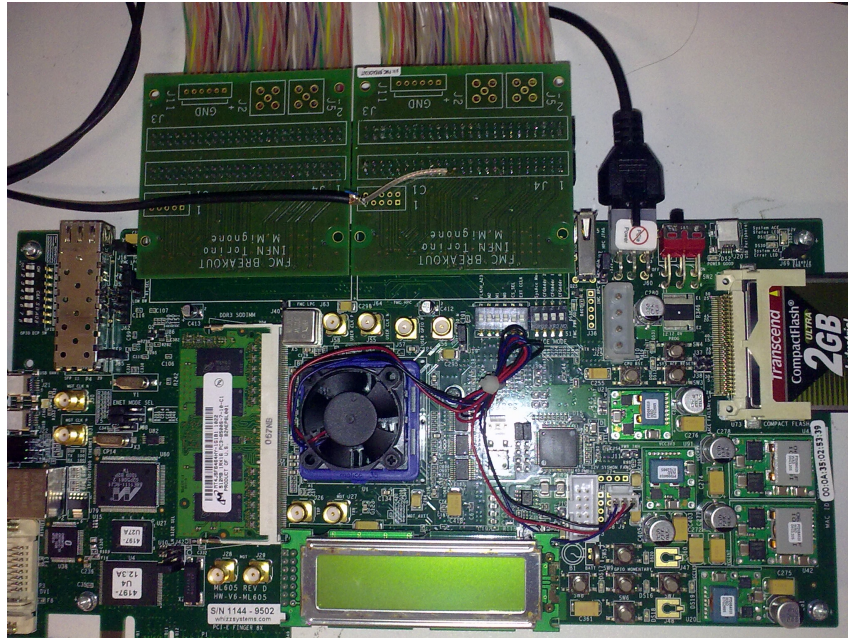


Figura 3.12: Scheda di acquisizione.

3.2 Set-up sperimentale

Una volta assemblato (Paragrafo 3.1), il sensore e' stato fissato ad un supporto metallico all'interno di una scatola con pareti nere, la quale, durante ogni misura, è stata chiusa per evitare l'ingresso della luce, poiché i SiPM sono sensibili ai fotoni visibili.

In Figura 3.13-a è mostrato il set-up sperimentale realizzato per caratterizzare il rivelatore tramite sorgenti radioattive. La sorgente usata per le misure è il Na-22, che ha un'attività di circa $35kBq$ e un diametro di circa $1mm$. Per effettuare la misura è stata posta su un sostegno ad una distanza di $1cm$ dal rivelatore.

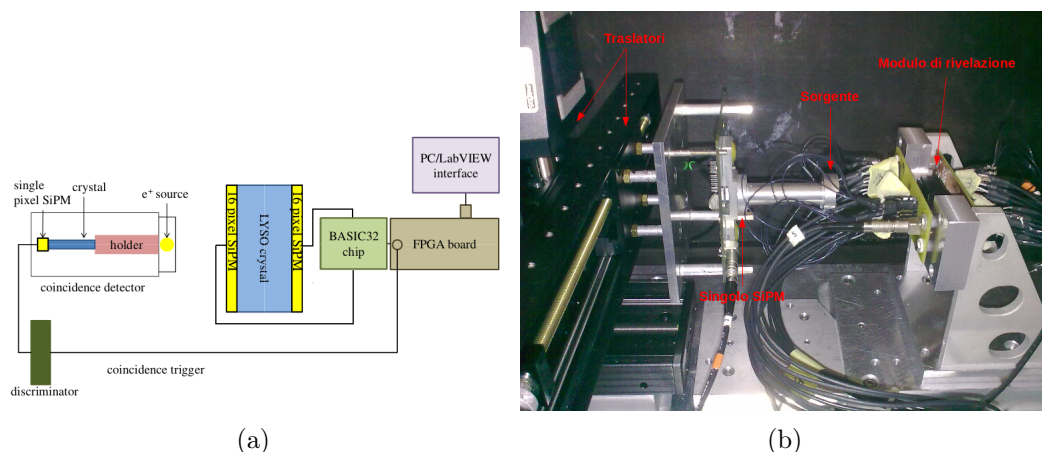


Figura 3.13: Schema del set-up sperimentale (a). Foto del set-up sperimentale (b).

Il sostegno su cui è posta la sorgente è fissato ad un supporto su cui è presente un piccolo rivelatore, costituito da un SiPM di dimensioni $1 \times 1mm^2$ accoppiato ad un cristallo di LYSO con pareti bianche. Questo modulo è stato usato per ottenere una collimazione del fascio tramite coincidenze elettroniche tra i due rivelatori. La distanza tra il singolo SiPM e la sorgente è di $3.5cm$.

Sorgente e modulo per le coincidenze sono fissati ad una coppia di traslatori gestiti da computer, con i quali è stato possibile variare la posizione del fascio durante le misure.

3.3 Elaborazione dei dati sperimentali

3.3.1 Conversione e formato dei dati

Come già accennato, i dati acquisiti con il rivelatore vengono processati dall'elettronica di lettura ed inviati ad un computer tramite il protocollo ethernet. Il file binario relativo all'acquisizione viene convertito in un file di testo e importato in *MATLAB* per essere analizzato.

All'interno di un file, ogni dato acquisito è costituito da una coppia di matrici 4×4 in cui ogni elemento corrisponde al segnale del SiPM della TILE considerata (Figura 3.14-a).

<pre>val(:,:,1013) = 739 656 628 2937 570 615 2150 3100 549 2117 3084 3084 515 3105 3099 862</pre>	<pre>val(:,:,1014) = 439 444 425 434 412 425 428 420 426 456 478 428 403 420 425 436</pre>
--	--

(a) *Dato in cui la TILE 1 ha rivelato un segnale.* (b) *Dato in cui la TILE 1 non ha rivelato alcun segnale.*

Figura 3.14: **Dati consecutivi (1013-1014) all'interno di un file acquisito relativo alla TILE 1.**

3.3.2 Calcolo del livello dei piedistalli

Dopo aver importato i dati in *MATLAB* si può osservare che anche in assenza di segnale i valori degli elementi delle matrici presentano un valore diverso da zero (Figura 3.14-b). Questi valori rappresentano il piedistallo relativo ad un canale di acquisizione dovuto al rumore elettronico relativo ai canali di acquisizione.

È possibile calcolare il livello del piedistallo per ogni canale sia selezionando tutti quei dati in cui non è avvenuta la lettura da parte delle matrici di SiPM (Figura 3.15-a e Figura 3.16-a), sia effettuando una misura di buio in assenza di sorgente (Figura 3.15-b e Figura 3.16-b). La media, su tutti i dati, dei valori di ogni canale restituisce la stima dei livelli dei piedistalli.

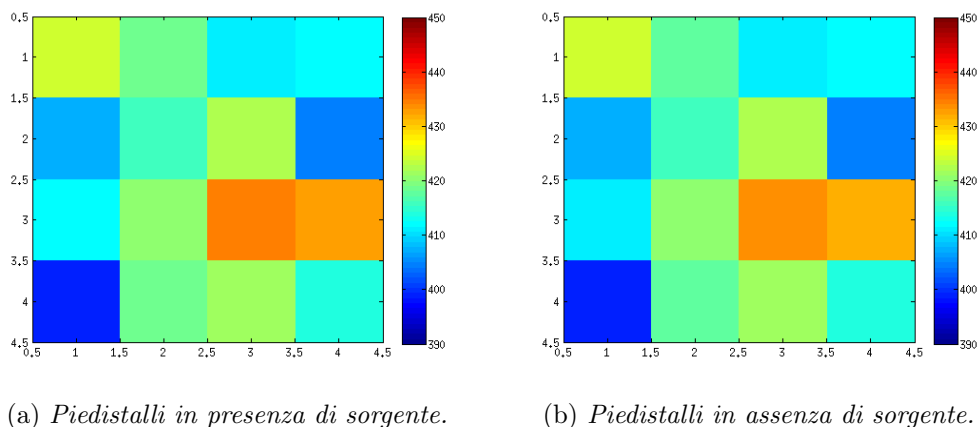


Figura 3.15: Mappa dei livelli dei piedistalli della TILE 1.

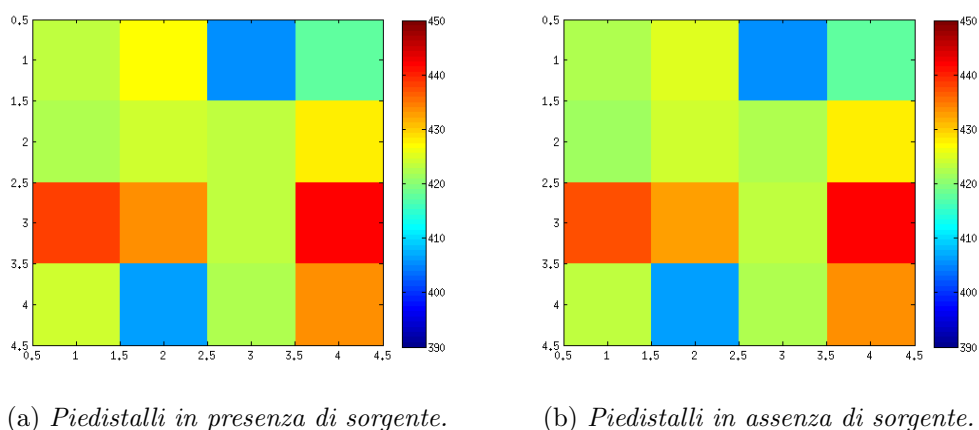
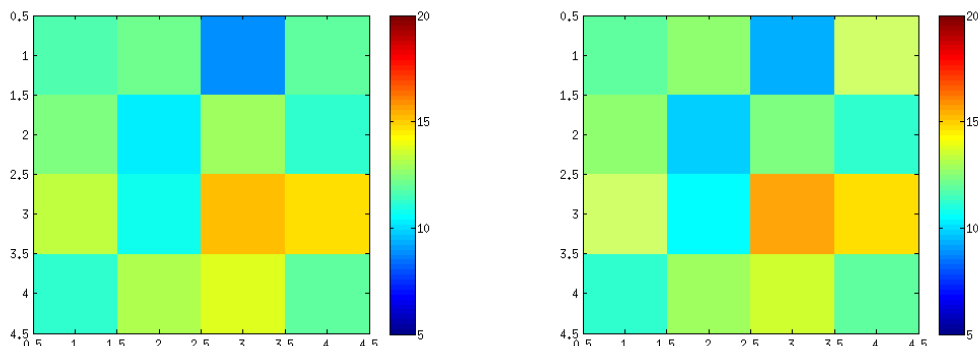


Figura 3.16: Mappa dei livelli dei piedistalli della TILE 2.

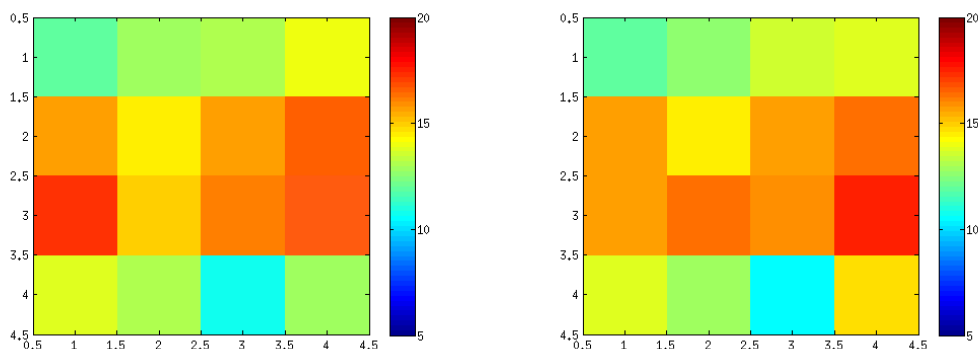
Nella Figura 3.15 e nella (Figura 3.17) sono presenti delle matrici 4×4 in cui ogni quadrato corrisponde al SiPM di una TILE, ed il colore indica il livello del piedistallo o la relativa deviazione standard. È chiaramente visibile che i valori misurati rimangono circa costanti in entrambe le misure.

Con una ulteriore analisi sul livello dei piedistalli è stato verificato il loro andamento in funzione della tensione di bias V_{bias} applicata ai SiPM, ad una temperatura controllata di 20 °C.



(a) *Deviazione standard sul livello dei piedistalli in presenza di sorgente.* (b) *Deviazione standard sul livello dei piedistalli in assenza di sorgente.*

Figura 3.17: Mappa delle deviazioni standard sul livello dei piedistalli della TILE 1.

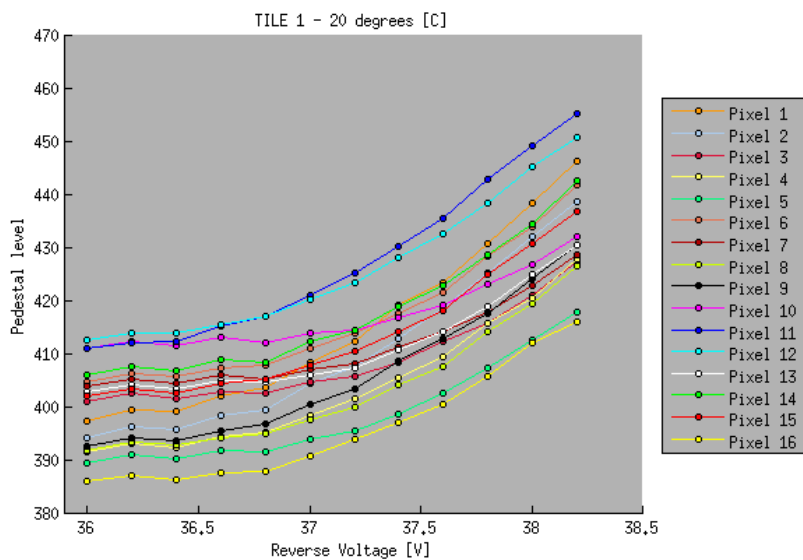


(a) *Deviazione standard sul livello dei piedistalli in presenza di sorgente.* (b) *Deviazione standard sul livello dei piedistalli in assenza di sorgente.*

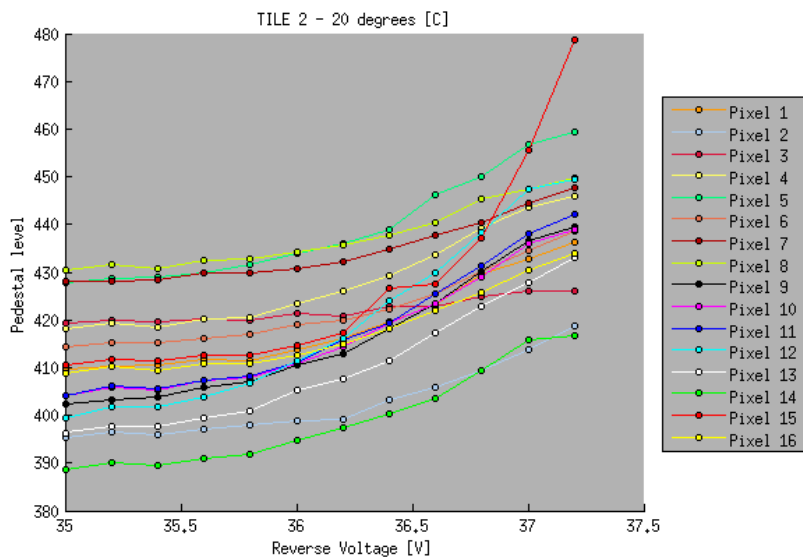
Figura 3.18: Mappa delle deviazioni standard sul livello dei piedistalli della TILE 2.

Per ogni canale si vede chiaramente (Figura 3.19) che il livello del piedistallo aumenta all'aumentare della tensione di alimentazione dei SiPM. Anche in questa analisi è visibile, come in Figura 3.6, il comportamento anomalo del canale 15 della TILE 2. Il livello del piedistallo aumenta molto di più rispetto ai piedistalli degli altri canali, a conferma del cattivo funzionamento già notato

nella precedente analisi (Par. 3.1.1).



(a)



(b)

Figura 3.19: Dipendenza del livello dei piedistalli dalla tensione di bias applicata ai SiPM della TILE 1 (a) e della TILE 2 (b).

3.3.3 Definizione di cluster

Nelle immagini in Figura 3.14-b ci sono dei canali nei dati acquisiti in cui è visibile chiaramente la presenza di un evento, mentre altri in cui l'evento non è stato rivelato ed il valore in quel canale è dato dal piedistallo.

I canali relativi ai SiPM in cui è stata rivelata luce di scintillazione sono selezionati in modo da formare un *cluster*.

Criteri adottati per la selezione del cluster Dato un evento, per selezionare il cluster si cerca tra i 16 canali il valore massimo registrato; il pixel relativo a questo sarà il primo ad essere accettato nel cluster se il segnale registrato in esso è maggiore di n volte la sigma del piedistallo del medesimo canale σ_{ped} .

I restanti pixel del cluster sono accettati nel medesimo modo, cercando nei rimanenti 15 pixel un segnale che sia maggiore di m volte la sigma dei piedistalli relativi, con $m \leq n$.

Una volta individuati i cluster per un set di dati, ho sottratto agli eventi selezionati i piedistalli; un esempio di ciò che si ottiene è visibile in Figura 3.20.

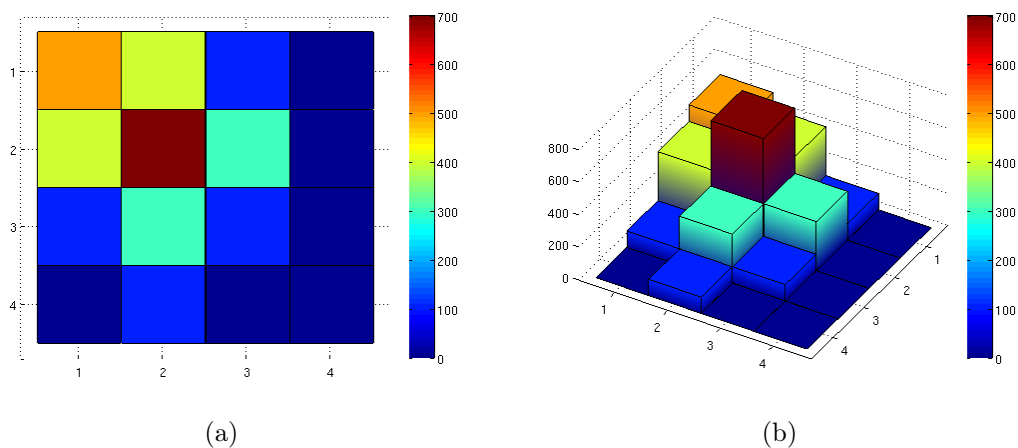


Figura 3.20: Esempio di un cluster cui sono stati sottratti i valori dei piedistalli relativi ad ogni canale.

Variazione delle soglie del cluster Una prima analisi è stata effettuata variando le due soglie m ed n (mantenendo fissa una e variando l'altra) e controllando il numero di eventi in cui si ha il cluster con almeno un pixel sopra soglia. Le posizioni della sorgente in cui è stata effettuata questa analisi sono quelle mostrate in Figura 3.21.

Nella Figura 3.22-a e nella Figura 3.22-b è chiaro come variando la soglia bassa il numero di eventi disponibili per l'analisi dati diminuisce, mentre variando la soglia alta rimane circa costante.

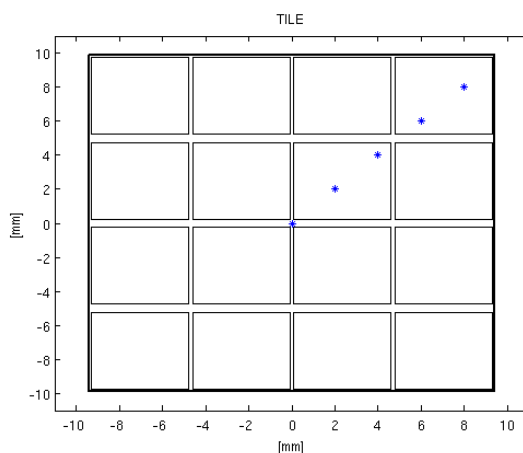


Figura 3.21: **Posizioni della sorgente nell'analisi della variazione del numero di eventi in funzione delle soglie che definiscono il cluster.**

Inoltre si nota che il numero di eventi diminuisce spostandosi dal centro della matrice verso i bordi. Dunque maggiore sarà la soglia bassa, minore sarà il numero di eventi, ma al contempo meno rumore si introduce nei dati da analizzare.

Per decidere quali fossero i parametri corretti per le due soglie è stata controllata la dipendenza delle deviazioni standard delle coordinate X ed Y ricostruite dalla variazione delle due soglie. Conoscere queste dipendenze è importante per capire come la scelta delle soglie possa influenzare la risoluzione spaziale del sistema. Il metodo usato per la ricostruzione delle coordinate X ed Y è la logica di Anger, la cui trattazione è rimandata al capitolo 5.

Le posizioni della sorgente in questa analisi sono mostrate in Figura 3.23. Sono stati scelti 5 punti centrali nella matrice, per evitare artefatti ed errori dati dagli

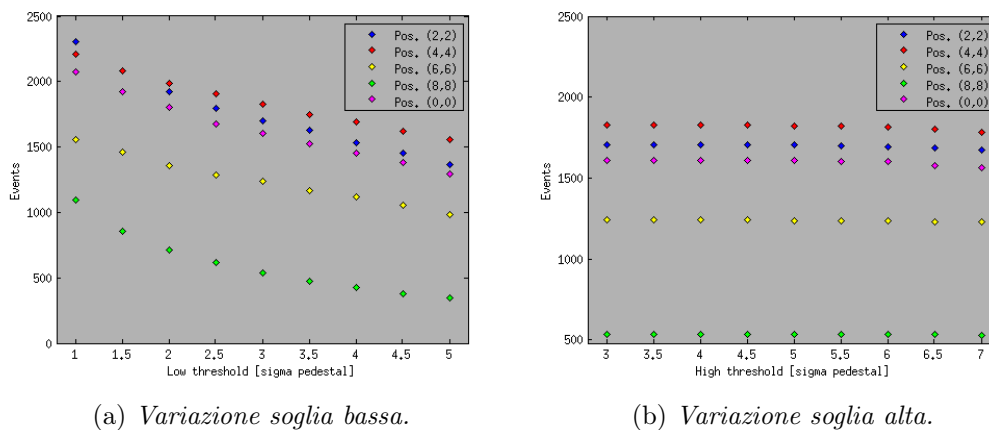


Figura 3.22: Numero di eventi al variare delle soglie che definiscono il cluster.

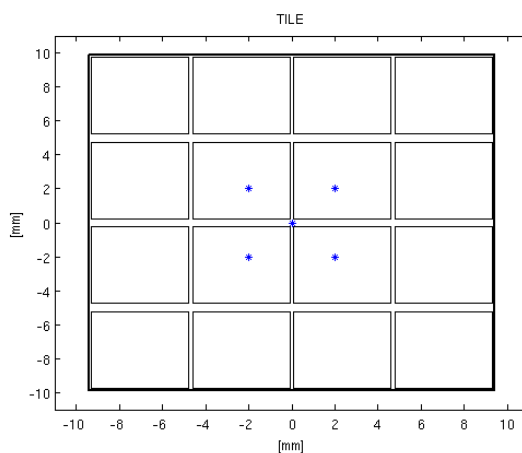


Figura 3.23: Posizioni della sorgente nell'analisi della variazione della deviazione standard sulla ricostruzione della posizione in funzione delle soglie che definiscono il cluster.

eventi ricostruiti sul bordo del modulo.

Come in precedenza, è stata variata una soglia mantenendo l'altra fissa; in particolare, la soglia bassa è stata variata da σ_{ped} a $5\sigma_{ped}$ a passi di 0.5 con la soglia alta fissa a $5\sigma_{ped}$, mentre la soglia alta è stata variata da $3\sigma_{ped}$ a $7\sigma_{ped}$ a passi di 0.5 con la soglia bassa fissa a $3\sigma_{ped}$.

Le σ_x e σ_y sono indipendenti dalla soglia alta del cluster, come mostrato nelle

3.3. Elaborazione dei dati sperimentali

Figura 3.24. Dunque, il numero di eventi buoni per l'analisi e la risoluzione spaziale lungo le due direzioni x e y non hanno una dipendenza dalla soglia alta del cluster.

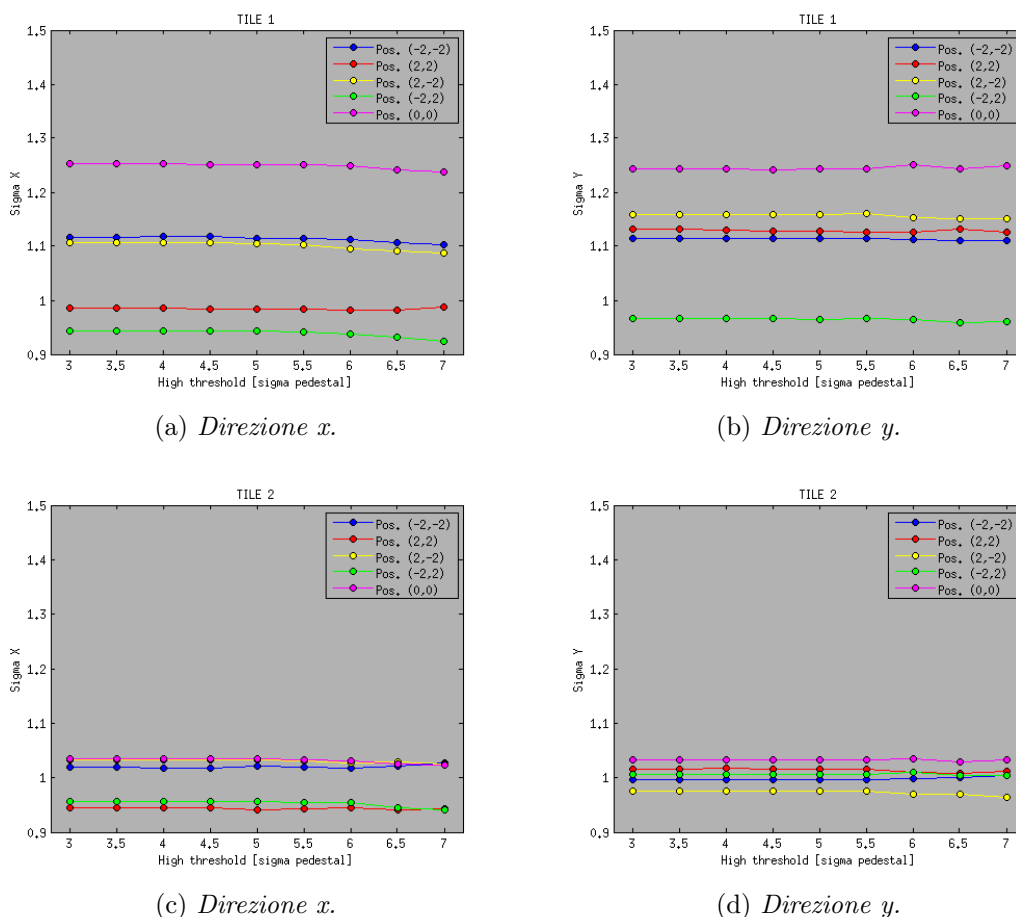


Figura 3.24: Deviazione standard sulla ricostruzione della posizione in funzione della soglia alta del cluster. Le immagini *a* e *b* sono riferite alla TILE 1, mentre le immagini *c* e *d* sono riferite alla TILE 2.

Inoltre si nota che nei punti analizzati la deviazione standard nella TILE 2, oltre ad avere dei valori più bassi rispetto alla TILE 1, ha anche una minore variabilità. Infatti, nella TILE 1 la deviazione standard assume dei valori compresi tra 0.95mm e 1.25mm , mentre la TILE 2 dei valori compresi tra 0.95mm e 1.05mm .

3.3. Elaborazione dei dati sperimentali

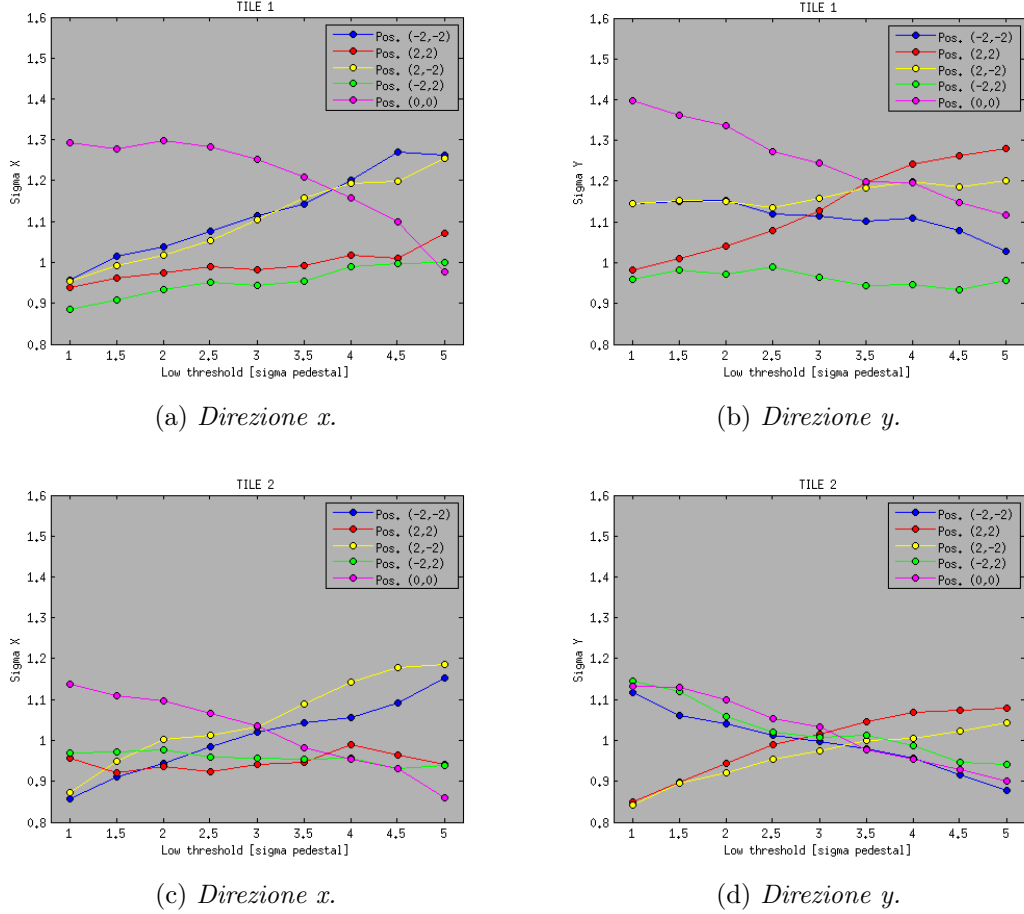


Figura 3.25: **Deviazione standard sulla ricostruzione della posizione in funzione della soglia bassa del cluster.** Le immagini *a* e *b* sono riferite alla **TILE 1**, mentre le immagini *c* e *d* sono riferite alla **TILE 2**.

La dipendenza delle σ_x e σ_y dalla soglia bassa del cluster è mostrata in Figura 3.25. Dai risultati ottenuti, fissata la posizione della sorgente, sembra che i due rivelatori abbiano risposte diverse variando la soglia bassa del cluster. Questo potrebbe dipendere in realtà da un non corretto allineamento delle due matrici di SiPM, ottenendo in un caso o nell'altro una posizione della sorgente più vicina o meno alle zone morte del rivelatore, che come accennato nel Paragrafo 3.1, sono circa il 31 % dell'area totale. Le soglie del cluster scelte per l'analisi dei dati sono quindi:

$$\text{Low threshold} = 3\sigma_{ped} \quad \text{High threshold} = 5\sigma_{ped}$$

Non sono stati posti limiti sul numero minimo di pixel che costituisce un cluster,

tranne nella valutazione della risoluzione spaziale delle due matrici. In questo caso, infatti, è stata richiesta una presenza minima di 3 pixel sopra soglia per ricostruire meglio la posizione.

3.3.4 Selezione degli eventi

Una volta definiti i parametri di selezione del cluster, sono stati scelti ulteriori parametri per selezionare gli eventi.

Come descritto nel paragrafo 3.2, gli eventi cercati sono quelli in coincidenza con un rivelatore $1 \times 1\text{mm}^2$. Questa selezione è stata fatta via software, richiedendo la presenza dell'evento rivelato in entrambi i moduli.

Per effettuare una stima della profondità di interazione, è stato richiesto inoltre la presenza contemporanea dell'evento in entrambe le matrici. Inoltre, gli eventi devono avere il baricentro sulle due matrici distante non più di una certa distanza, fissata a 2mm per scartare gli eventi la cui ricostruzione sul piano X - Y delle due matrici è avvenuta in zone distanti tra loro.



Figura 3.26: Cluster della TILE 1 (a) e della TILE 2 (b) relativi ad un evento.

In Figura 3.26 è riportato un evento rivelato in entrambe le matrici filtrato con i parametri appena citati.

4 Calibrazione del rivelatore

In questo capitolo verrà descritto il metodo usato per equalizzare la risposta dei SiPM di entrambe le TILE. Come mostrato di seguito, i SiPM delle due TILE presentano disomogeneità del guadagno fino al 40%.

Per la calibrazione della risposta dei canali dei SiPM è stato usato un Laser che opera nel range di lunghezze d'onda in cui la PDE è ottimizzata.

Prove effettuate su diversi set di dati hanno mostrato la validità del metodo di calibrazione e dei coefficienti di correzione trovati.

4.1 Laser e set-up sperimentale

Per stimare la risposta dei SiPM è stato utilizzato un Pulse Diode Laser 200 della PicoQuant [52].

Questo tipo di Laser ha impulsi della durata di $50ps$ (FWHM), e 5 diversi valori per regolare la ripetizione dell'impulso, precisamente a 8, 4, 2, 1 e 0.5 MHz. Il range di lunghezze d'onda in cui opera è $375 - 485nm$.

Per regolare l'intensità del fascio è presente una manopola analogica non tarata. Puntando il Laser su un SiPM ho acquisito gli spettri in energia a cinque diverse intensità (Figura 4.1-a).

Dal fit in Figura 4.1-b si vede chiaramente che la scala analogica con cui si regola l'intensità del laser è lineare.

L'obiettivo è quello di inviare su ogni SiPM lo stesso quantitativo di luce per lo stesso intervallo temporale, e verificare la risposta di ogni pixel.

Uno schema set-up sperimentale è mostrato in Figura 4.2. Le matrici sono montate sui traslatori, mentre la testa del laser è posta di fronte ad essi. I rivelatori sono collegati alla stessa elettronica di lettura descritta nel capitolo precedente. Tramite traslazioni gestite da computer ho spostato le matrici in modo da acquisire il segnale facendo incidere il laser su ogni pixel per 120 secondi.

Dei dati acquisiti è stato considerato l'elemento della matrice in Figura 3.14-a corrispondente al SiPM su cui è stato fatto incidere il fascio del laser; in questo modo sono stati ottenuti dati in cui sono presenti le diverse risposte dei SiPM ad uno stesso stimolo esterno.

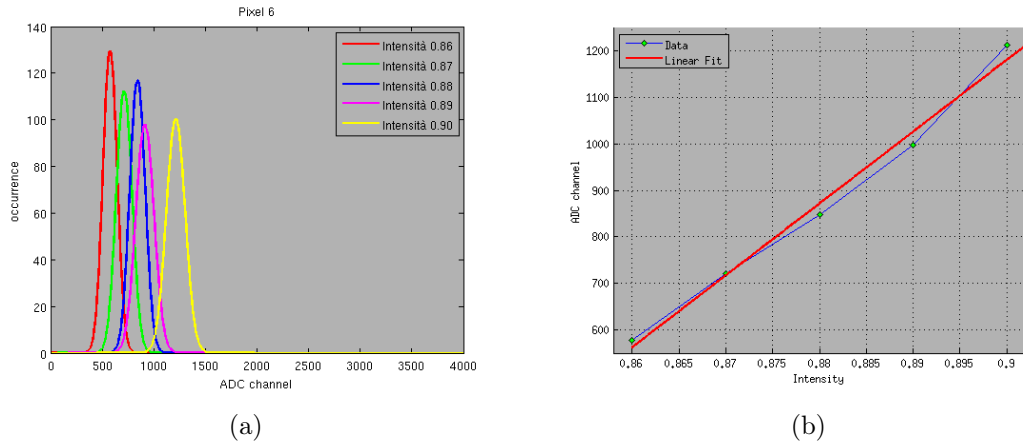


Figura 4.1: Spettri in energia del pixel 6 alle diverse intensità del Laser (a). Media dei canali dei diversi spettri in energia in funzione delle diverse intensità del Laser (b).

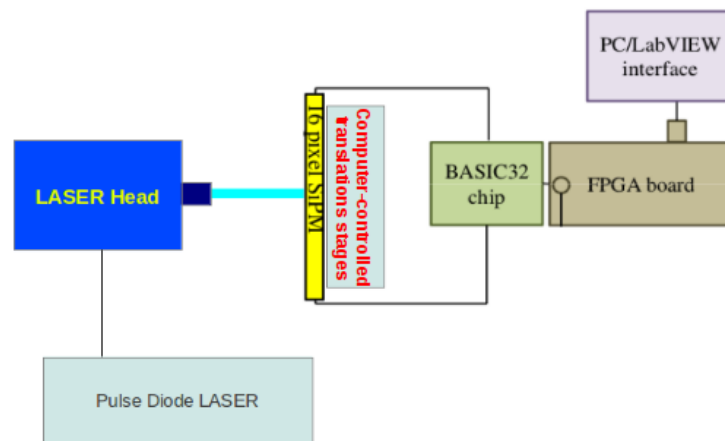


Figura 4.2: Schema del set-up sperimentale Laser-SiPM.

4.2 Guadagno dei SiPM

Per ogni matrice di SiPM sono state eseguite le misure descritte nel paragrafo precedente a cinque diverse intensità del laser, e per ogni SiPM è stato effettuato un fit gaussiano del picco in energia. Se la risposta di tutti i SiPM fosse simile, i picchi in energia sarebbero sovrapposti.

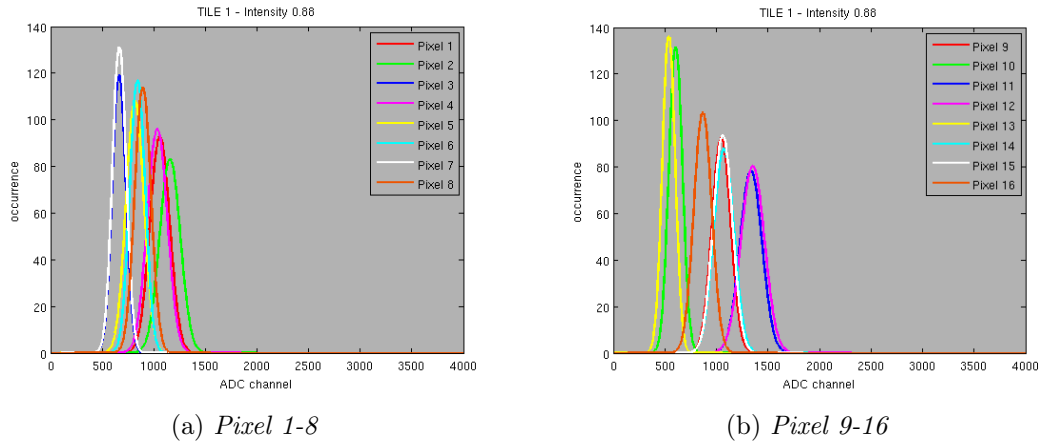


Figura 4.3: Spettri in energia della TILE 1 ad una intensità di 0.88.

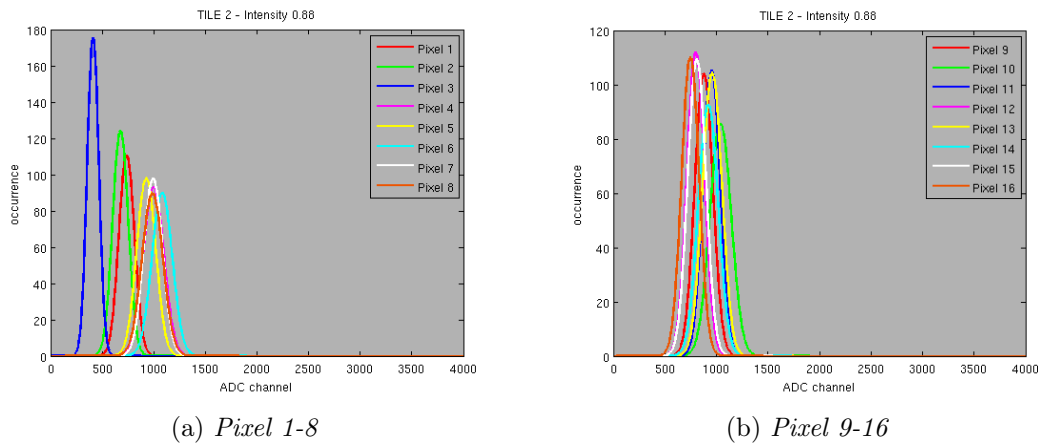


Figura 4.4: Spettri in energia della TILE 2 ad una intensità di 0.88.

Come visibile in Figura 4.3 e Figura 4.4, gli spettri sono centrati in canali differenti, indice del fatto che i SiPM hanno un guadagno diverso.

Per ogni picco in energia presente nelle Figura 4.3 e Figura 4.4 è stata calcolata la media e sono state effettuate le mappe delle diverse posizioni dei picchi nei canali dell'ADC (Figura 4.5 e Figura 4.6).

In Figura 4.5 e Figura 4.6 si nota che la TILE 2 ha dei guadagni più omogenei rispetto alla TILE 1. Nella Figura 4.7 è visibile invece la mappa delle deviazioni standard delle distribuzioni in energia.

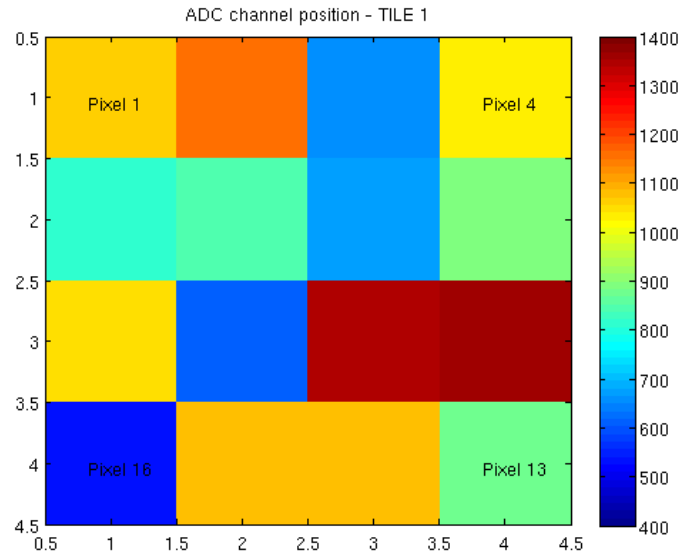


Figura 4.5: Canali dell'ADC dei picchi in energia dei pixel della TILE 1.

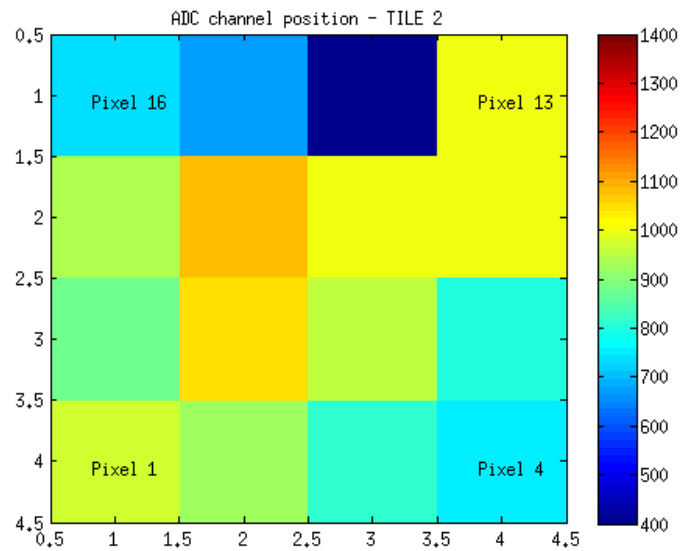


Figura 4.6: Canali dell'ADC dei picchi in energia dei pixel della TILE 2.

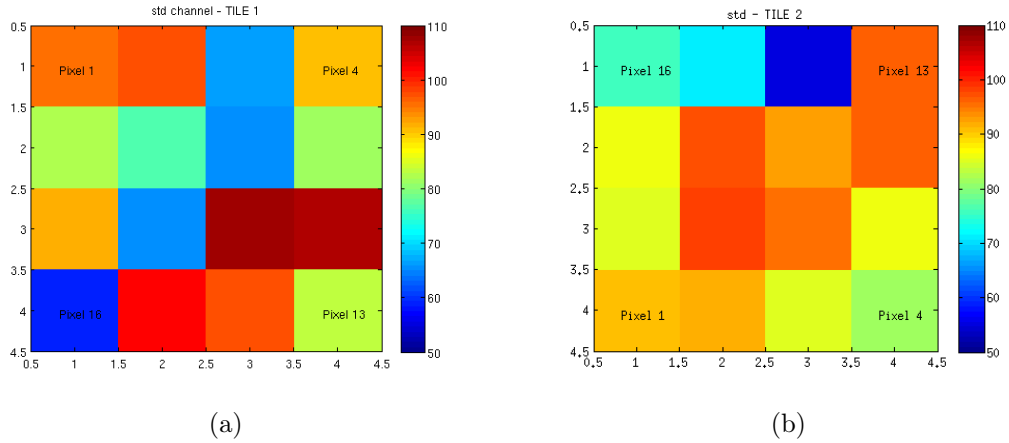


Figura 4.7: Deviazione standard dei picchi in energia della TILE 1 (a) e della TILE 2 (b).

4.3 Correzione del guadagno dei SiPM

Per uniformare la risposta dei pixel ed evitare errori in fase di ricostruzione della posizione sul piano x-y, è necessario trovare un metodo per poter correggere la differenza di guadagno tra i diversi SiPM.

1.1689	1.2475	0.7072	1.1207
0.8831	0.9200	0.7139	1
1.4285	1.4224	0.6406	1.1673
0.6588	1.2565	1.1732	0.9588

(a)

0.9153	0.9755	1.0761	1.1246
1.0533	1.1614	1.1028	0.9315
1.1843	1.0868	1.1617	1.0904
0.8789	0.8110	0.5072	1.2006

(b)

Figura 4.8: Coefficienti di correzione della TILE 1 (a) e della TILE 2 (b).

Di ogni pixel è noto lo spettro in energia acquisito a 5 diverse intensità del fascio laser. Come mostrato in Figura 4.1-a, aumentando l'intensità del fascio laser il picco si sposta verso canali dell'ADC più alti; questo risultato era prevedibile, poiché maggiore è il numero di fotoni incidenti e maggiore è il numero di SPAD colpite in cui avviene la scarica Geiger.

4.3. Correzione del guadagno dei SiPM

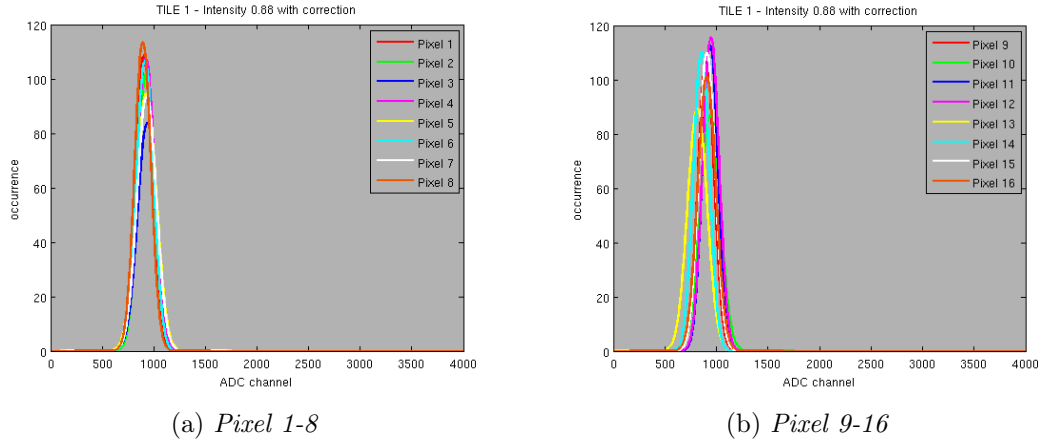


Figura 4.9: Spettri in energia della TILE 1 ad una intensità di 0.88 dopo la correzione per il guadagno.

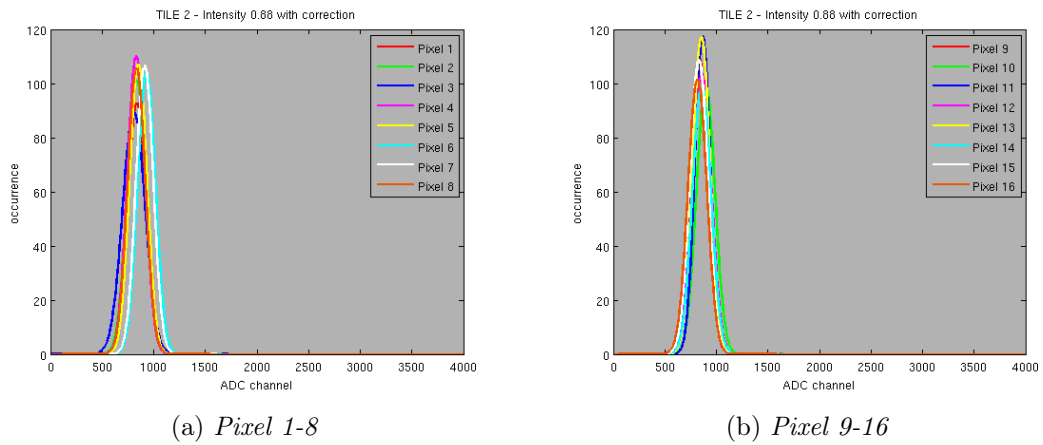


Figura 4.10: Spettri in energia della TILE 2 ad una intensità di 0.88 dopo la correzione per il guadagno.

Per ognuno di questi cinque spettri è stato calcolato il canale C_i in cui è centrato il picco, ed è stata fatta la media, ottenendo per ogni SiPM il valore di un canale dell'ADC.

Ottenuti i 32 valori relativi ai 32 SiPM delle due matrici, ne è stato scelto uno di

riferimento (C_{ref}) (pixel 8 della TILE 1). Per ottenere i coefficienti di correzione C_{corr} per ogni SiPM è stato usato il rapporto:

$$C_{corr,i} = \frac{C_i}{C_{ref}} \quad (4.1)$$

Dove i indica l' i -esimo pixel delle due matrici. I risultati ottenuti sono i coefficienti visibili nella Figura 4.8.

La verifica del metodo è stata fatta applicando i coefficienti di correzione su un ulteriore set di dati acquisiti con il laser. È stata infatti effettuata un'altra acquisizione nelle medesime condizioni, correggendo i dati con le matrici di correzione trovate. In Figura 4.9 ed in Figura 4.10 sono visibili gli spettri dopo la correzione, mentre le mappe delle diverse posizioni dei picchi nei canali dell'ADC sono in (Figura 4.11 ed in Figura 4.12).

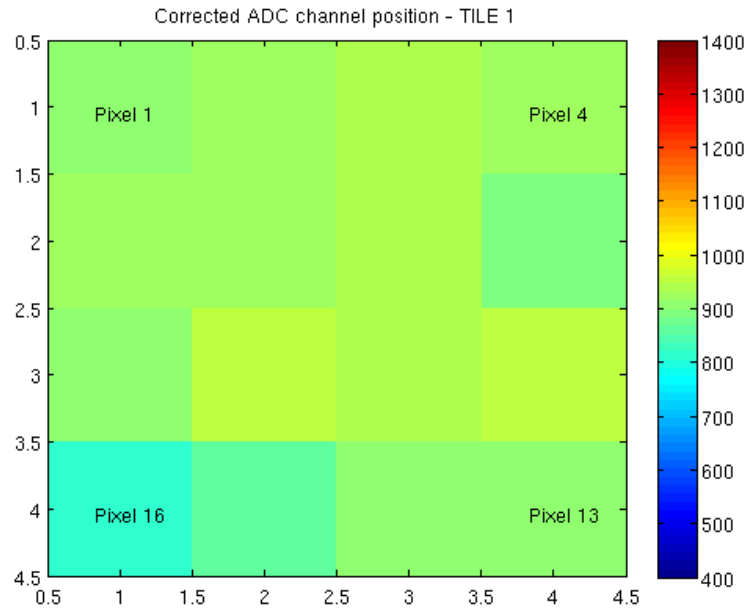


Figura 4.11: **Canali dell'ADC dei picchi in energia dei pixel della TILE 1 dopo la correzione.**

Come è visibile nelle immagini il metodo usato per correggere la risposta dei SiPM funziona. È quindi possibile usare i coefficienti trovati in questa analisi per correggere i dati acquisiti per valutare le prestazioni del rivelatore.

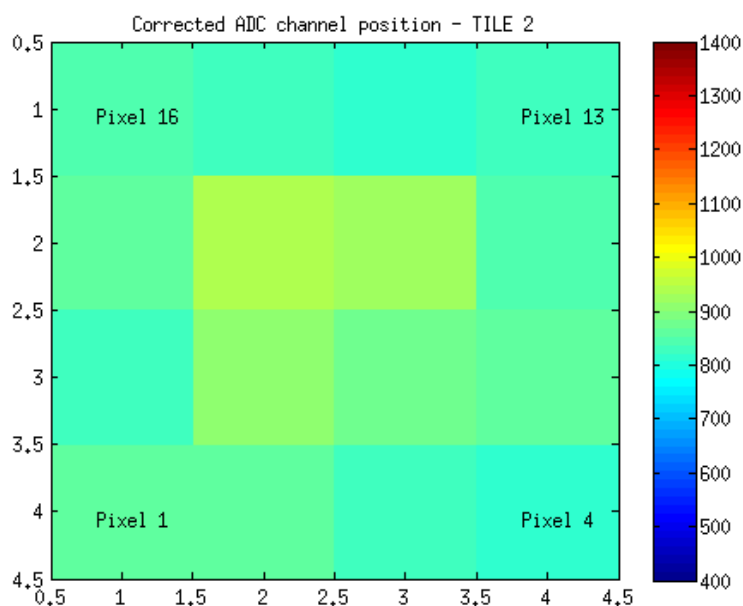


Figura 4.12: Canali dell'ADC dei picchi in energia dei pixel della TILE 2 dopo la correzione.

4.3.1 Applicazione della matrice di correzione del guadagno

Nella Figura 4.13-a sono visibili gli spettri in energia dei 4 pixel centrali della TILE 2. Questi spettri sono stati acquisiti usando la sorgente di Na-22 e ponendo su ogni SiPM un cristallo bianco di $4 \times 4 \times 5 \text{ mm}^3$. Ognuno di essi è spostato rispetto agli altri, a causa del diverso guadagno dei SiPM.

Per acquisirli è stata usata un'elettronica di front-end diversa, costituita da una DAQ in cui è alloggiato un ASIC ad 8 canali sviluppata presso il Politecnico di Bari nell'ambito della collaborazione DAsiPM con tecnologia CMOS $0.35 \mu\text{m}$ [49] e una FPGA che comunica con una Motherboard.

La Motherboard può ospitare 16 DAQ, ed in essa è presente una FPGA Altera STRATIX III che gestisce i segnali provenienti dalle varie schede di acquisizione. Questa organizza le informazioni, che vengono memorizzate in una FIFO per poi essere spediti ad un computer tramite cavo USB.

Correggendo i dati dei quattro spettri in Figura 4.13-a con i coefficienti in Figura 4.8

si ottengono gli spettri in Figura 4.13-b. I pixel 6, 7 e 11 dopo la correzione si sovrappongono, mentre il pixel 10 rimane in una posizione simile a quella antecedente la correzione. Infatti il coefficiente di correzione calcolato per esso è molto prossimo ad uno.

Poiché le condizioni sperimentali con cui sono stati acquisiti questi spettri sono molto diverse, per valutare meglio il metodo di correzione e la bontà dei coefficienti trovati, nel prossimo capitolo verranno analizzati i suoi effetti sulla ricostruzione della posizione e sulla risoluzione spaziale dei due rivelatori.

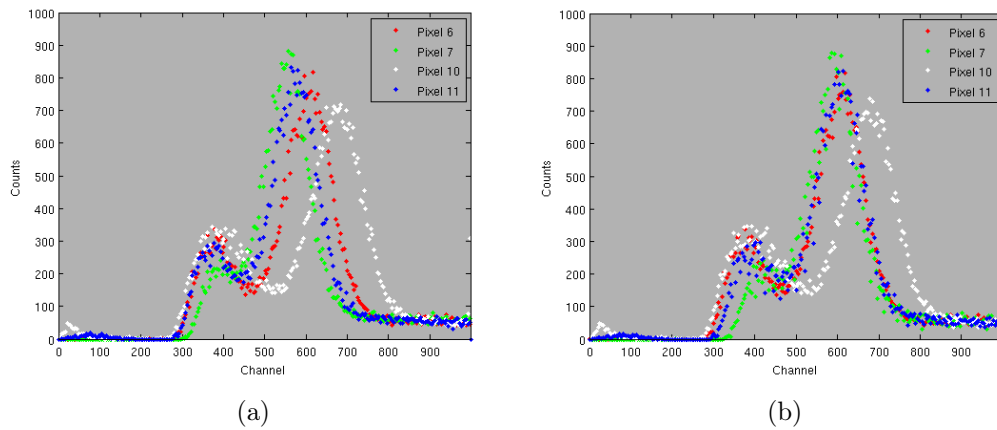


Figura 4.13: Spettri in energia dei pixel 6, 7, 10 e 11 prima (a) e dopo (b) la correzione.

5 Risultati sperimentali

In questo capitolo vengono presentati i risultati delle misure volte a caratterizzare le prestazioni spaziali del rivelatore studiato. Nella prima parte di questo capitolo è descritto il metodo di ricostruzione della posizione sul piano $X - Y$ dei fotorivelatori, la logica di Anger, e ne sono mostrati i risultati. È stata valutata anche la risoluzione spaziale sulle coordinate $X - Y$ calcolate con questo metodo e gli effetti che la correzione per il guadagno dei SiPM ha su di essa. Nella seconda parte del capitolo è invece presente il metodo di ricostruzione della profondità di interazione, di cui è mostrata l'analisi effettuata su diverse posizioni nel piano $X - Z$.

5.1 Logica di Anger e ricostruzione della posizione

Nel modulo di rivelazione studiato in questo lavoro è stato usato, come già accennato, un cristallo monolitico di LYSO; è dunque necessario un metodo per estrarre l'informazione sulla posizione di interazione del γ all'interno del cristallo. Questo metodo deve fare uso della distribuzione della luce di scintillazione rivelata dalle due matrici di SiPM utilizzate.

Il metodo usato in questo lavoro, è la *logica di Anger* o ricostruzione del *Center Of Gravity* (COG) [32].

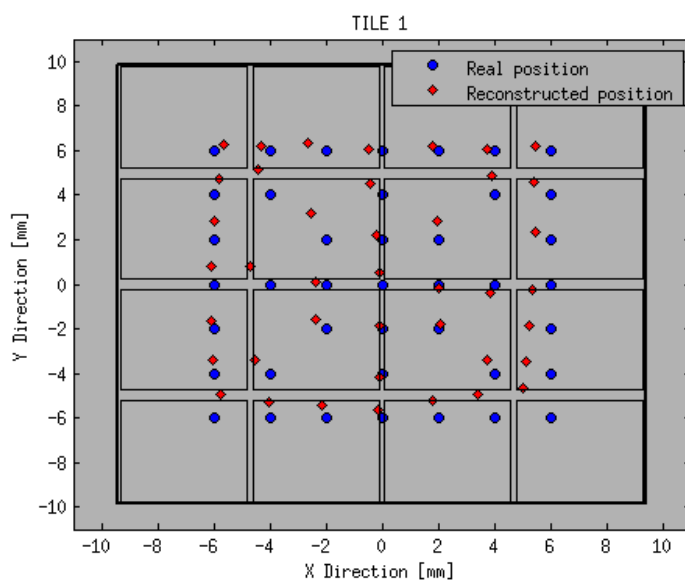
I fotoni di scintillazione, incidendo sulle due matrici di SiPM, generano in ogni pixel un segnale elettrico proporzionale all'energia depositata. Le coordinate X ed Y sono date dunque dalle formule:

$$X = \frac{\sum_{i=1}^{16} A_i \times x_i}{\sum_{i=1}^{16} A_i} \quad (5.1)$$

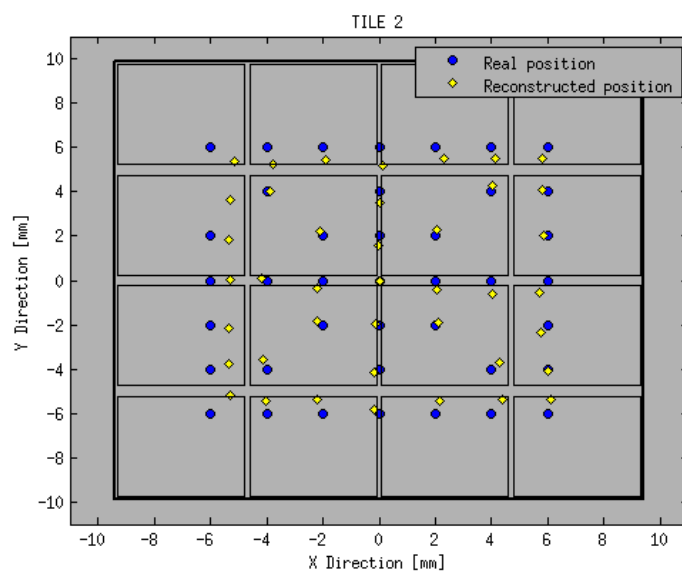
$$Y = \frac{\sum_{i=1}^{16} B_i \times y_i}{\sum_{i=1}^{16} B_i}, \quad (5.2)$$

dove A_i e B_i sono le ampiezze dei segnali registrati dall' i -esimo SiPM, mentre x_i e y_i sono le coordinate del centro dell' i -esimo SiPM. Questo metodo è tanto più accurato quanto più le dimensioni del pixel e il passo di lettura sono piccoli, ed è molto semplice anche la sua implementazione. Poiché è stato usato un cristallo continuo, l'incertezza sulle coordinate X ed Y è indipendente dalle dimensioni del pixel del cristallo, ma dipende solo dal rapporto segnale-rumore, dato dalle ampiezze dei valori A_i e B_i ; inoltre è anche eliminato l'errore di codifica presente

5.1. Logica di Anger e ricostruzione della posizione



(a)



(b)

Figura 5.1: Ricostruzione delle posizioni utilizzando la logica di Anger per la TILE 1 (a) e la TILE 2 (b) dopo la correzione sul guadagno dei SiPM.

nella formula 1.14.

Uno dei principali svantaggi di questo metodo è dovuto agli effetti di non linearità quando l'evento avviene vicino al bordo del cristallo. I fotoni interagenti vicino al bordo dunque generano eventi che non vengono ricostruiti. Infatti in questo caso parte della nuvola di fotoni di scintillazione si diffonde oltre il rivelatore e non contribuisce al calcolo del baricentro.

Un altro problema è che questo metodo tratta equamente tutti i segnali provenienti dai SiPM. I pixel più lontani dal punto di interazione dei γ all'interno dello scintillatore riceveranno meno luce, e per essi il rapporto segnale-rumore sarà più basso. Trattando tutti i segnali equamente vi è un peggioramento della risoluzione spaziale. Per ridurre il problema è possibile usare dei discriminatori a soglia per ogni canale.

Infine, la logica di Anger non permette di ottenere informazioni sulla profondità di interazione del fotone γ all'interno del cristallo. Per questo motivo è stato implementato un altro algoritmo per ottenere una stima della DOI.

Prima dell'analisi, ogni evento è stato corretto con i coefficienti di correzione ottenuti nel capitolo precedente. In Figura 5.1 sono presenti le ricostruzioni delle posizioni usando la logica di Anger.

Le linee nere delimitano i pixel delle due matrici; i punti in cui è stato fatto incidere il fascio di fotoni gamma (punti in blu) sono vicini al centro della matrice per ridurre gli effetti di bordo.

Dalla ricostruzione si nota che le due matrici danno risultati leggermente diversi, in particolare nella TILE 2 (punti gialli) si nota uno spostamento solidale di quasi tutti i punti ricostruiti, risultato dovuto probabilmente al non corretto allineamento delle due matrici ed agli effetti di bordo maggiormente presenti in un fotorivelatore e meno nell'altro.

Per correggere questo effetto è stata effettuata una traslazione rigida di tutti i punti della TILE 2. È stata dunque calcolata la distanza tra il punto di coordinate $(0, 0)$ ricostruito ed il punto $(0, 0)$ reale, ed è stato usato questo valore per traslare tutti i punti ricostruiti.

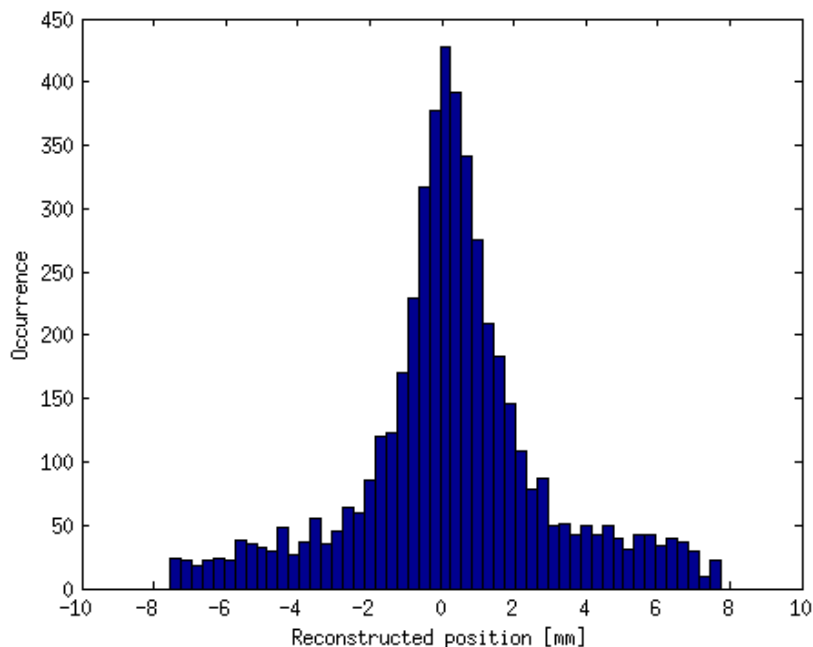


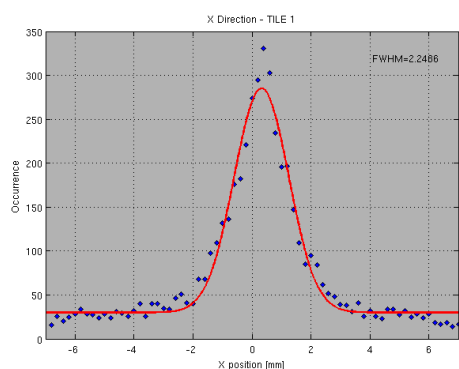
Figura 5.2: Esempio di distribuzione spaziale degli eventi.

5.2 Risoluzione spaziale

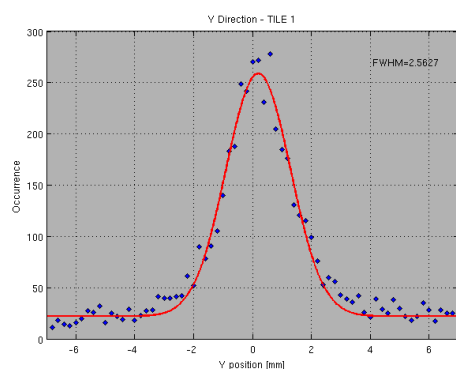
Uno dei parametri più importanti di un rivelatore è la risoluzione spaziale. Una elevata risoluzione spaziale implica una elevata capacità di discriminare due sorgenti puntiformi poste ad una certa distanza, ed è espressa tramite la FWHM delle distribuzioni ottenute con sorgenti monoenergetiche.

Nel paragrafo precedente è stato descritto il metodo usato per la ricostruzione della posizione (Logica di Anger). Per ricostruire la posizione della sorgente è stato considerato il valore medio delle distribuzioni ottenute tramite le equazioni 5.1 e 5.2. Un esempio di queste distribuzioni, in cui il fascio gamma è diretto verso il centro del rivelatore, è visibile in Figura 5.2.

Una prima valutazione delle prestazioni del rivelatore è stata effettuata con un'acquisizione di 15 ore proprio con il fascio diretto al centro del modulo di rivelazione. In Figura 5.3 ed in Figura 5.4 sono presenti i fit delle distribuzioni della posizione ricostruita, ottenuti tramite un fit gaussiano più un fondo piatto.

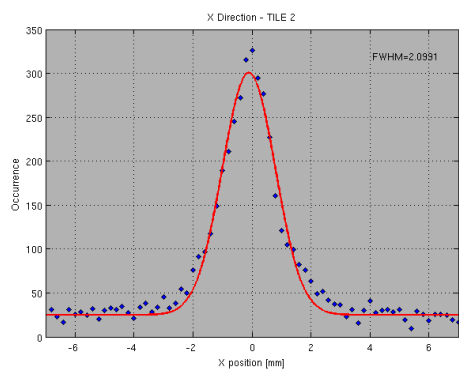


(a) Direzione X

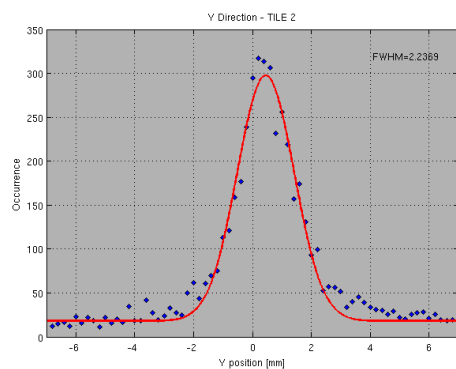


(b) Direzione Y

Figura 5.3: Fit gaussiani delle distribuzioni della posizione ricostruita e FWHM della TILE 1.



(a) Direzione X



(b) Direzione Y

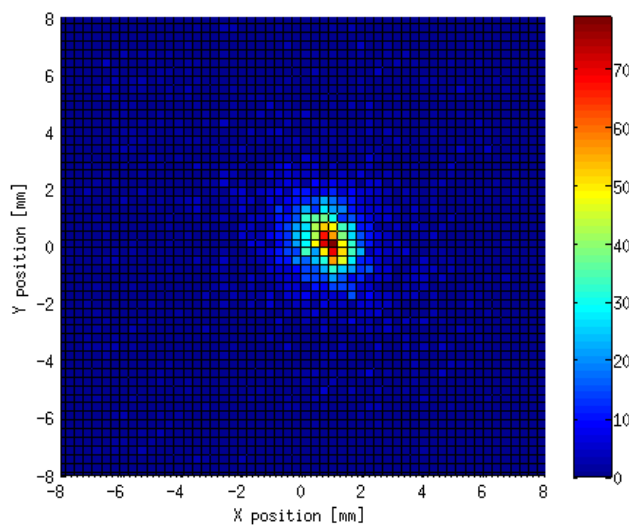
Figura 5.4: Fit gaussiani delle distribuzioni della posizione ricostruita e FWHM della TILE 2.

Le Full Width at Half Maximum delle distribuzioni gaussiane sono $FWHM_X = 2.3mm$ e $FWHM_Y = 2.6mm$ per la TILE 1 e $FWHM_X = 2.1mm$ e $FWHM_Y = 2.2mm$ per la TILE 2.

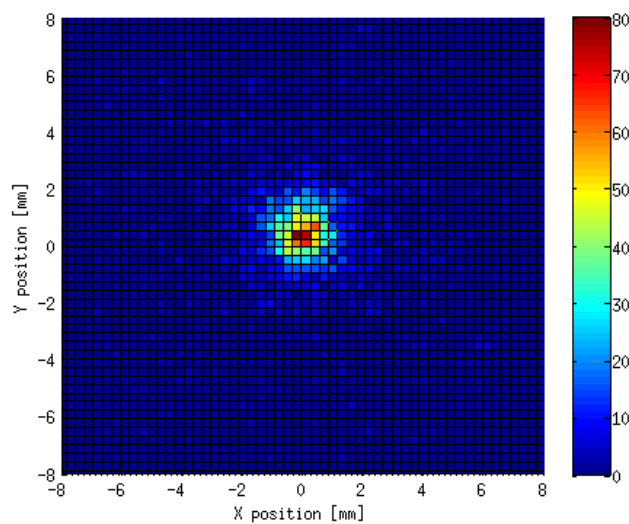
In (Figura 5.5) è mostrata la mappa bidimensionale delle distribuzioni X - Y per entrambe le TILE, mentre in Figura 5.6 ed in Figura 5.7 sono riportate le ricostruzioni tridimensionali delle distribuzioni.

Questi dati sono stati elaborati senza effettuare la correzione per il guadagno.

Come visto nel Capitolo 4, la TILE 2 ha i guadagni dei diversi SiPM più simili di quanto li abbia la TILE 1, e ciò si traduce con migliori prestazioni in termini di risoluzione spaziale.



(a)



(b)

Figura 5.5: Mappe bidimensionali delle distribuzioni delle posizioni ricostruite nella TILE 1 (a) e nella TILE 2 (b).

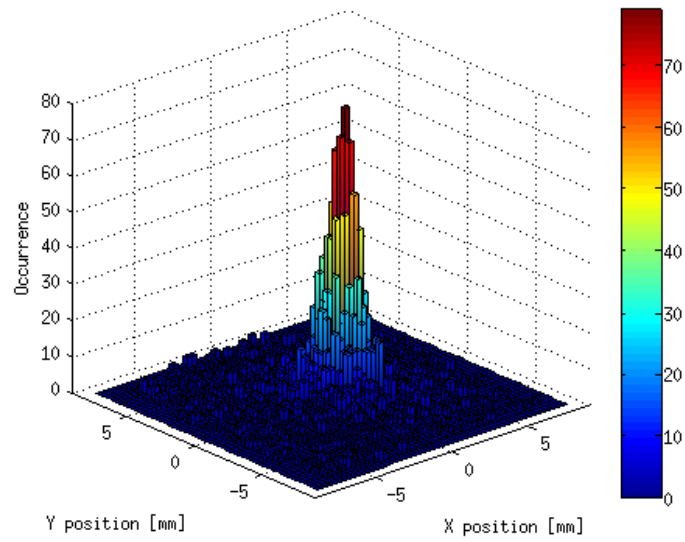


Figura 5.6: Ricostruzioni tridimensionali delle distribuzioni delle posizioni ricostruite nella TILE 1.

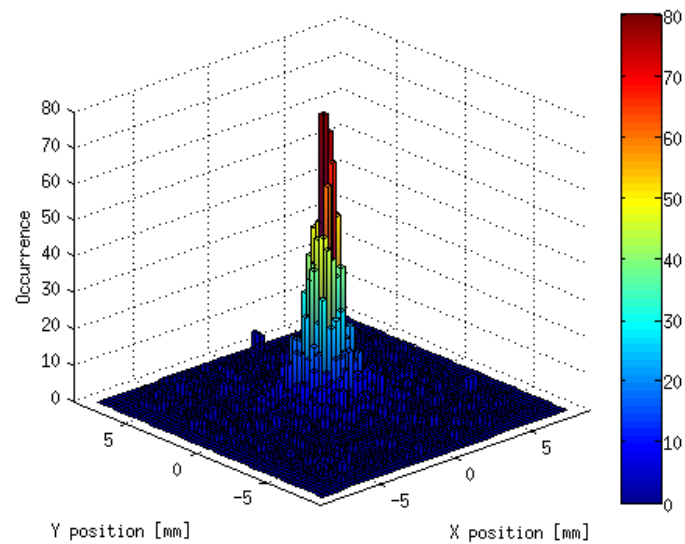


Figura 5.7: Ricostruzioni tridimensionali delle distribuzioni delle posizioni ricostruite nella TILE 2.

5.3 Effetti della calibrazione sulla risoluzione spaziale

Per osservare gli effetti della calibrazione sulla risoluzione spaziale è stato scelto un set di dati in cui le posizioni della sorgente sono comprese all'interno dei quattro pixel centrali. Le posizioni della sorgente sono riportate in Figura 5.8.

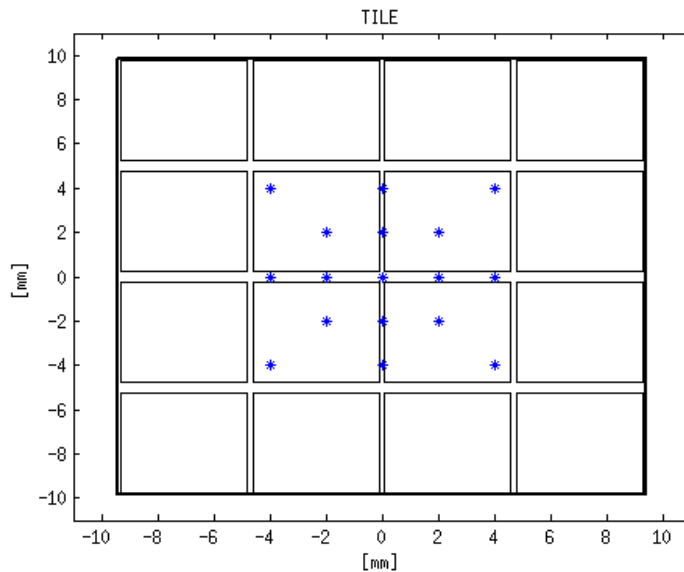


Figura 5.8: **Posizioni della sorgente nell'analisi della risoluzione spaziale.**

Per effettuare la correzione dei dati, i cluster selezionati sono stati divisi per i coefficienti di calibrazione riportati nella Figura 4.8.

Ottenuti i dati corretti, è stata calcolata la posizione di interazione sul piano del fotorivelatore usando sempre le equazioni 5.1 e 5.2. I fit delle distribuzioni ottenute sono stati eseguiti anche in questo caso tramite una gaussiana più un fondo piatto.

Nelle Figure 5.9, 5.10, 5.11 e 5.12 sono visibili le mappe dei valori delle FWHM prima e dopo la correzione. Le linee bianche indicano i bordi dei quattro pixel centrali delle matrici di SiPM, mentre i punti bianchi indicano le posizioni del fascio. Infine i quadrati blu indicano posizioni in cui non è stata effettuata l'analisi.

5.3. Effetti della calibrazione sulla risoluzione spaziale

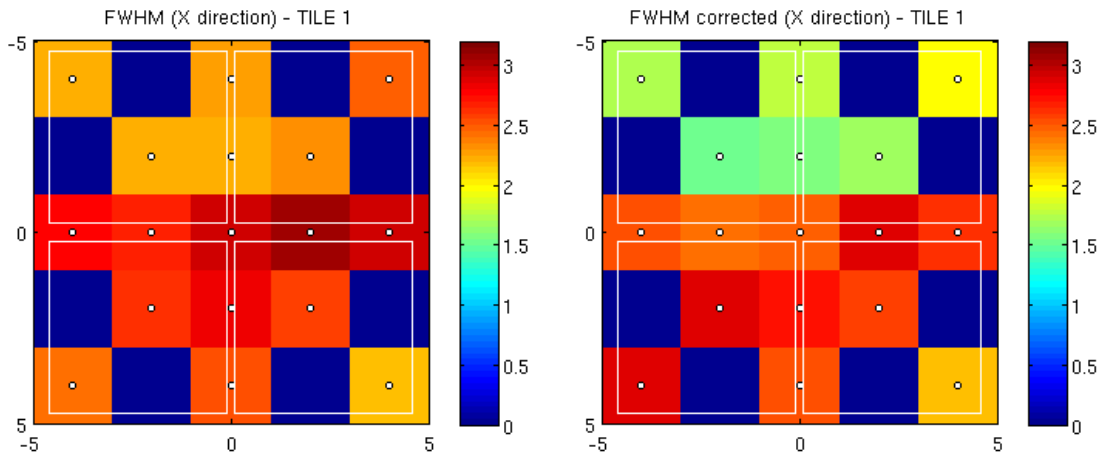


Figura 5.9: Mappa delle FWHM prima la correzione (*a sinistra*) e dopo la correzione (*a destra*).

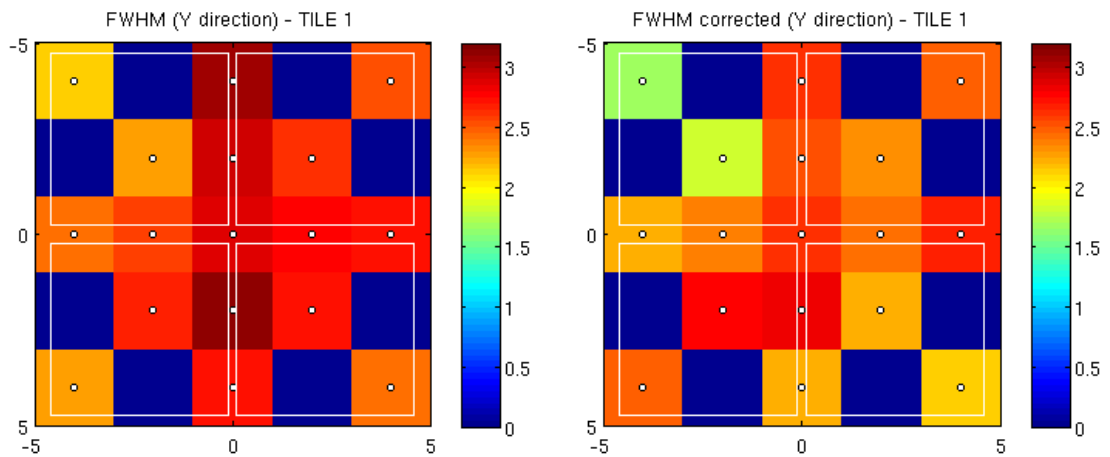


Figura 5.10: Mappa delle FWHM prima la correzione (*a sinistra*) e dopo la correzione (*a destra*).

Ad esclusione di pochissimi punti, la FWHM mostra sempre un miglioramento dopo la correzione. Questo risultato conferma la validità del metodo di correzione usato.

Questi risultati sono ancora più evidenti osservando la mappa bidimensionale delle posizioni ricostruite sul piano del rivelatore. Inizialmente, tra i punti in cui è stato fatto incidere il fascio (Figura 5.8), è stata considerata solo una diagonale.

5.3. Effetti della calibrazione sulla risoluzione spaziale

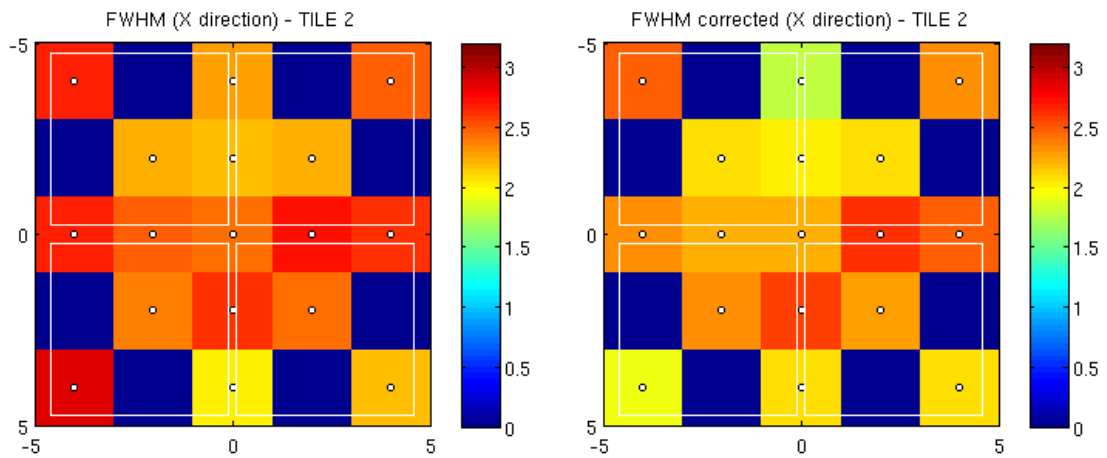


Figura 5.11: Mappa delle FWHM prima la correzione (*a sinistra*) e dopo la correzione (*a destra*).

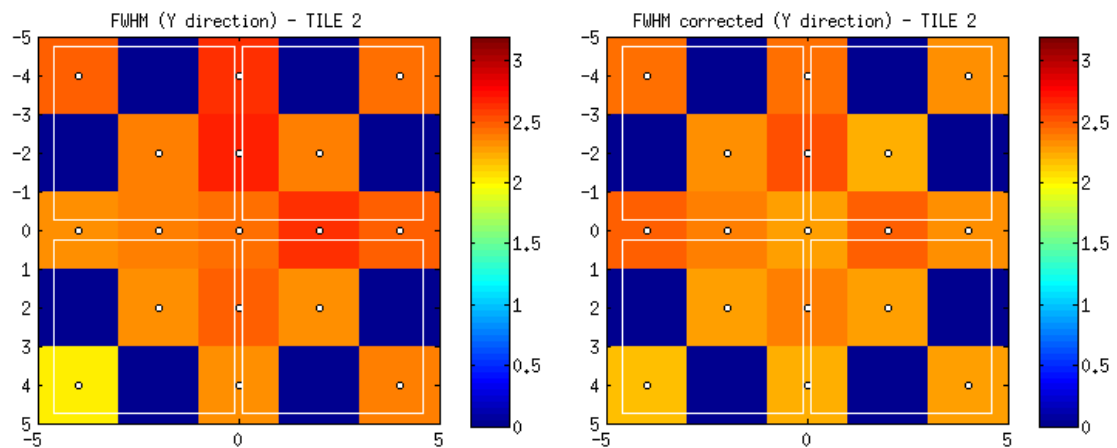


Figura 5.12: Mappa delle FWHM prima la correzione (*a sinistra*) e dopo la correzione (*a destra*).

Poiché il passo di acquisizione nelle direzioni orizzontali e verticali è di 2mm , lungo una diagonale la distanza tra un punto e l'altro è di circa 2.8mm .

Dai valori di FWHM ottenuti con e senza correzione, i punti lungo una diagonale sono distinguibili l'uno dall'altro, come visibile nell'istogramma tridimensionale in Figura 5.13 (l'immagine è riferita alla TILE 2).

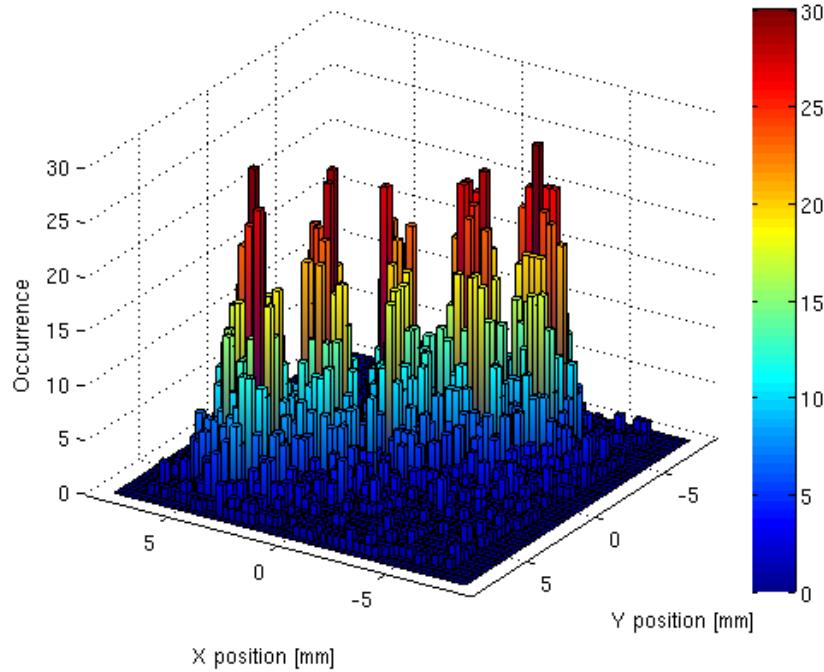


Figura 5.13: **Istogramma tridimensionale delle posizioni ricostruite lungo una diagonale senza la correzione.**

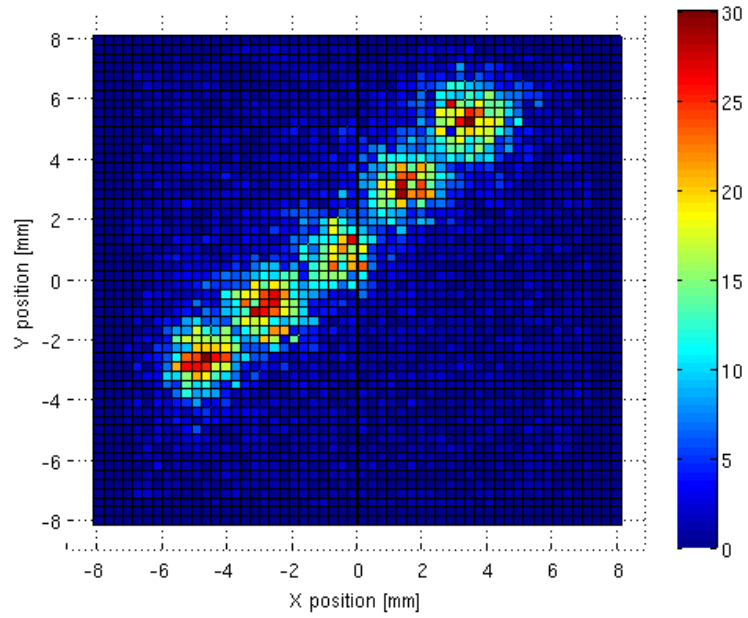
Anche nella Figura 5.14-a si vede chiaramente come i punti lungo la diagonale siano distinguibili, ma è altrettanto chiaro che dopo la correzione le posizioni ricostruite sono più distinguibili l'una dall'altra Figura 5.14-b.

In Figura 5.15-a ed in Figura 5.16-a sono invece visibili le posizioni ricostruite dei punti in cui è stato posizionato il fascio di fotoni gamma in assenza di correzione. In questo caso sono presenti anche posizioni lungo le direzioni orizzontale e verticale, distanziate dunque da $2mm$, e alcuni punti vicini non sono distinguibili.

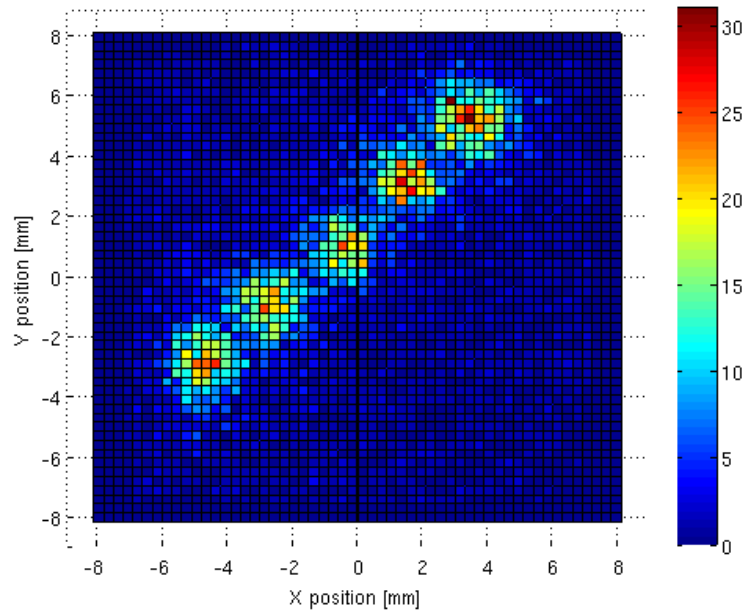
Dopo la correzione, come mostrato in Figura 5.15-b ed in Figura 5.16-b, questi punti risultano essere separati. L'equalizzazione dei guadagni dei pixel con il metodo usato permette dunque un miglioramento delle prestazioni spaziali del dispositivo.

Dunque, nonostante le limitazioni geometriche del rivelatore e della geometria di acquisizione, uniformando la risposta dei SiPM si riesce ad ottenere una risoluzione spaziale che permette la distinzione di eventi distanziati di $2mm$.

5.3. Effetti della calibrazione sulla risoluzione spaziale

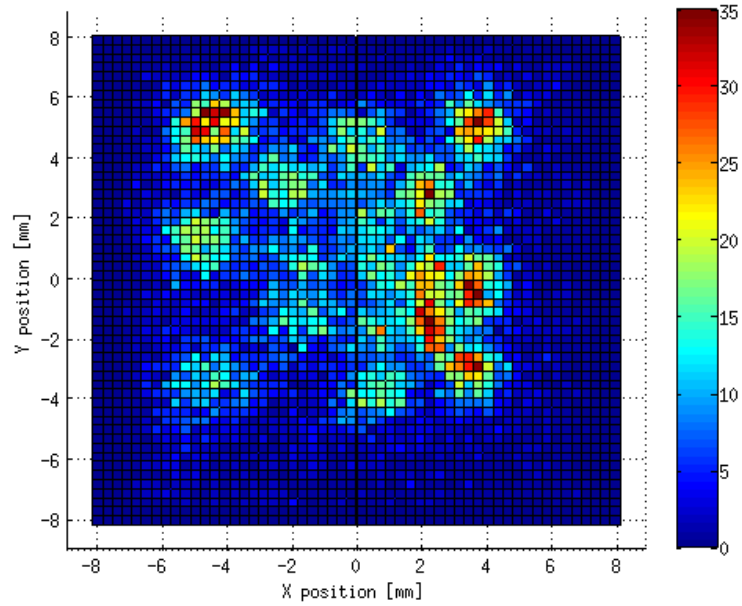


(a)

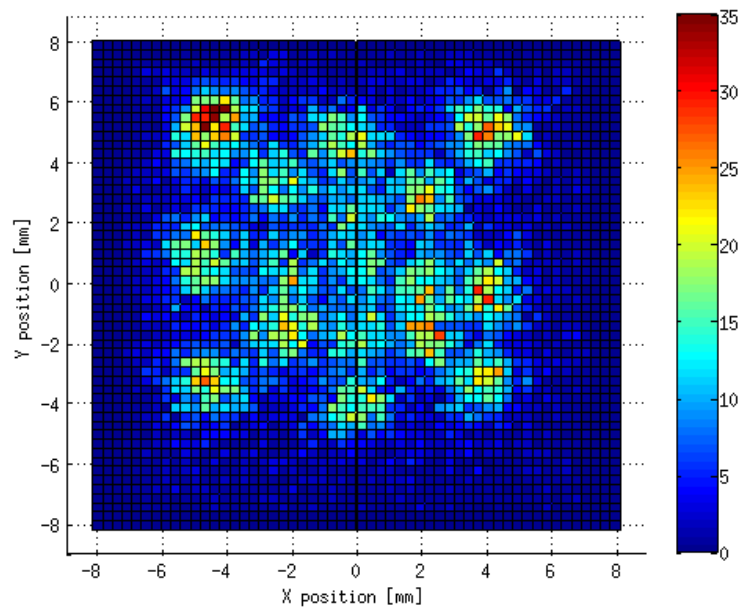


(b)

Figura 5.14: Mappe bidimensionale (TILE 2) delle posizioni di una diagonale ricostruite sul piano del rivelatore prima della correzione (a) e dopo la correzione (b).



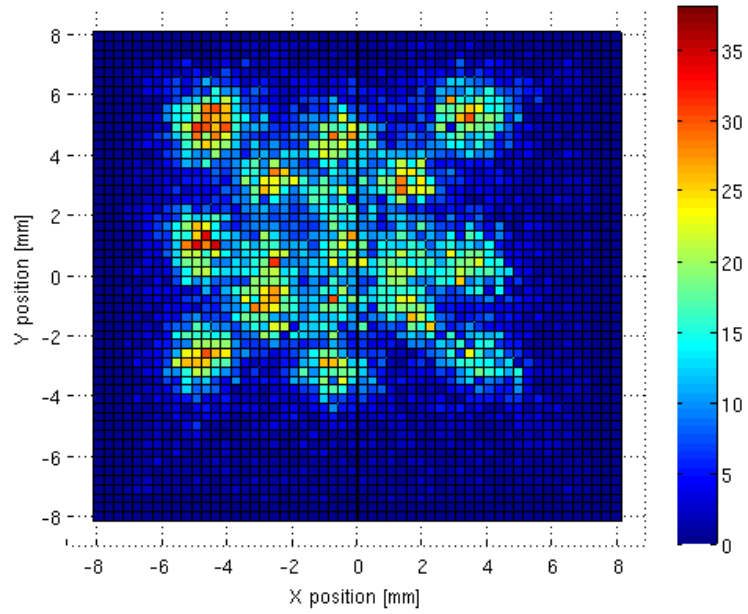
(a)



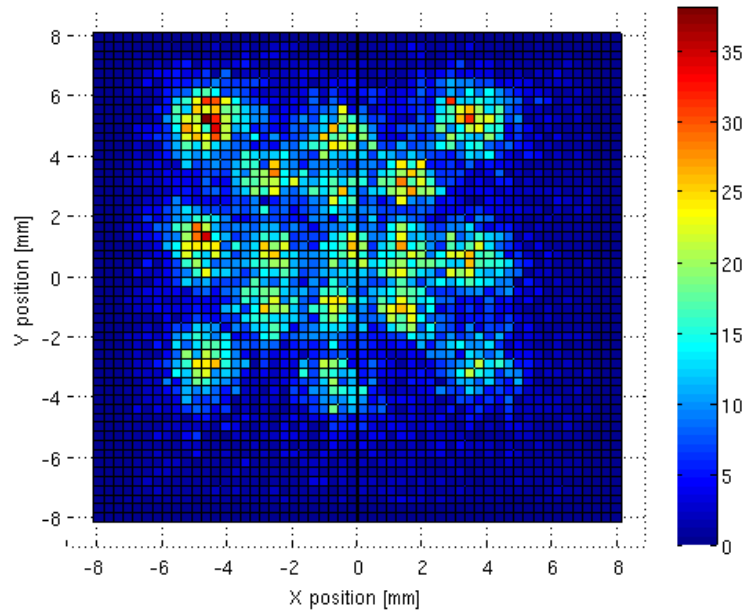
(b)

Figura 5.15: Mappe bidimensionale (TILE 1) delle posizioni ricostruite sul piano del rivelatore prima della correzione (a) e dopo la correzione (b).

5.3. Effetti della calibrazione sulla risoluzione spaziale



(a)



(b)

Figura 5.16: Mappe bidimensionale (TILE 2) delle posizioni ricostruite sul piano del rivelatore prima della correzione (a) e dopo la correzione (b).

5.4 Profondità di interazione

Nell'imaging γ in medicina nucleare si conosce la proiezione del punto di interazione sul piano del fotorivelatore (coordinate X - Y), ma non la profondità Z. Una conoscenza di tutte e tre le coordinate spaziali del punto di interazione diminuisce l'incertezza sulla ricostruzione delle immagini.

In questi anni sono stati proposti diversi metodi per correggere gli effetti della profondità di interazione dei fotoni gamma all'interno del cristallo nell'imaging γ , tra cui l'utilizzo di due differenti cristalli nello stesso blocco di rivelazione [44], cristalli pixellati con lettura del segnale tramite PS-APDs su entrambe le facce [45], l'uso di due blocchi di rivelazione con un'opportuna interfaccia ottica per dividere la luce tra i due strati [46] o la stima dell'intersezione tra la traiettoria di due raggi gamma e la superficie del cristallo con una Rete Neurale *ad hoc* [47] [48].

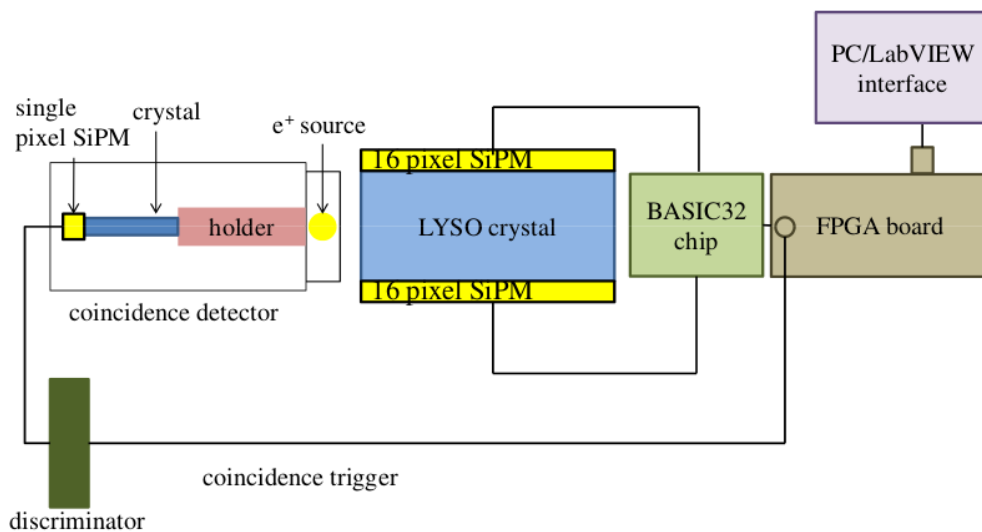


Figura 5.17: Schema del set-up sperimentale per le misure di DOI.

Una delle caratteristiche del rivelatore proposto in questo lavoro è la capacità di stimare la profondità di interazione (*Depth Of Interaction* - DOI) del fotone γ all'interno del cristallo scintillante considerando la luce di scintillazione rivelata dai fotorivelatori posti su entrambe le superfici del cristallo continuo del cristallo

scintillante.

Le misure per determinare la DOI sono state effettuate puntando il fascio di fotoni γ sulla superficie laterale del cristallo (Figura 5.17).

5.5 Stima della Depth Of Interaction

I dati per questa analisi sono stati acquisiti al centro della faccia laterale del cristallo ($X = 0$) ed a 5 diverse profondità (-4 mm, -2 mm, 0 mm, 2 mm e 4 mm), dove lo zero scelto sull'asse Z corrisponde alla metà dello spessore del cristallo (Figura 5.18). La durata di ogni misura è stata 10 ore.

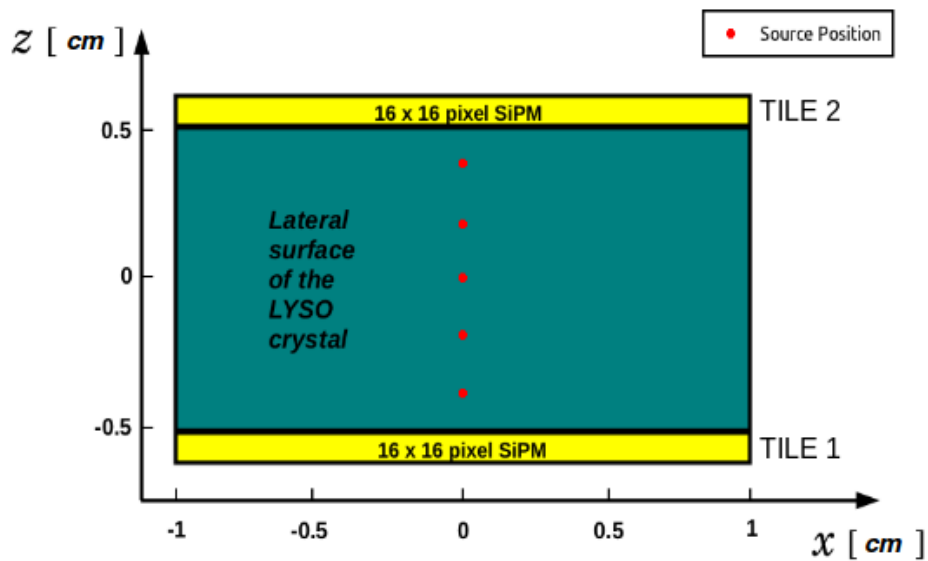


Figura 5.18: Faccia laterale del cristallo e posizioni della sorgente.

Per calcolare la *Depth of Interaction* (DOI) sono stati utilizzati due metodi: il primo fa uso dell'informazione energetica registrata nei due fotorivelatori, il secondo, invece, fa uso dell'informazione relativa alla dimensione dei cluster.

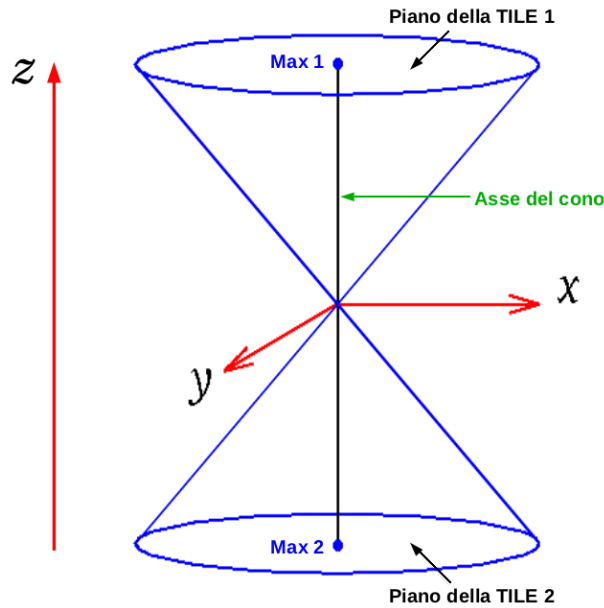


Figura 5.19: Schematizzazione della luce di scintillazione nel caso di un evento al centro del cristallo.

5.5.1 1° metodo: Valore Massimo in energia

Questo primo metodo prevede l'utilizzo dell'informazione energetica registrata in ogni evento dai due fotorivelatori. In ognuna delle due matrici (TILE 1 e TILE 2) è stato cercato il SiPM che ha generato il segnale in carica maggiore (*MAX 1* e *MAX 2*) (Figura 5.19).

I valori *MAX 1* e *MAX 2* sono legati alle altezze dei due coni di luce, e per ottenere le informazioni sulla profondità di interazione è stata usata la formula:

$$DOI = \frac{MAX1 - MAX2}{MAX1 + MAX2}. \quad (5.3)$$

Si tratta di una formula approssimata, perché non tiene conto della variazione dell'angolo solido sotteso dai SiPM in cui sono stati registrati i segnali *MAX 1* e *MAX 2*.

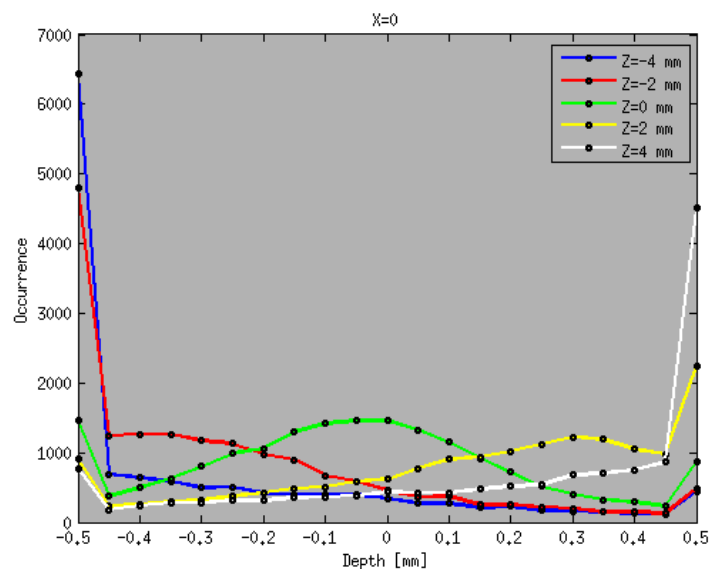
Poiché il metodo fa uso dell'informazione energetica, è necessario che la risposta dei SiPM sia equalizzata. Per questo motivo i dati acquisiti sono stati corretti usando i coefficienti di correzione calcolati nel Capitolo 4. I risultati ottenuti sono mostrati nella Tabella 5.1.

Posizione del fascio (Z) [mm]	DOI stimata [mm]	Deviazione standard [mm]
4	2.7	3.9
2	2.0	3.5
0	0.0	3.0
-2	-2.3	3.1
-4	-3.3	3.7

Tabella 5.1: **Stima della DOI e relative standard deviation.**

Le stime della DOI con questo metodo sono buone solo nella zona centrale della faccia laterale del cristallo ($Z = -2, 0, 2$ mm), mentre nelle zone più vicine ai bordi ($Z = \pm 4$ mm) la stima non avviene correttamente. Inoltre le incertezze ottenute a tutte le profondità sono troppo elevate.

Le distribuzioni dei valori di DOI calcolati con l'equazione 5.3 alle profondità analizzate sono riportate in Figura 5.20.

Figura 5.20: **Distribuzioni della Depth Of Interaction - 1° metodo.**

5.5.2 2° metodo: Asimmetria dei cluster

In questo metodo viene utilizzata come informazione la grandezza dei cluster selezionati secondo le modalità descritte nel Paragrafo 3.3.3. In particolare, per ogni evento si ha una coppia di cluster, uno relativo alla TILE 1 (cluster 1) e l'altro alla TILE 2 (cluster 2).

La dimensione di un cluster dipende dal cono di luce di scintillazione che colpisce il fotorivelatore. La superficie colpita dai fotoni di scintillazione è inferiore in una TILE se l'interazione è avvenuta in prossimità di questa, e viceversa è maggiore nella TILE opposta.

Dunque se per un evento ho due cluster di dimensione uguale o simile, allora si può assumere che l'evento è avvenuto circa al centro del cristallo. Se invece un evento genera due cluster di dimensione diversa, allora l'interazione è avvenuta vicina al rivelatore in cui è stato selezionato il cluster più piccolo. La differenza tra le dimensioni dei due cluster diventa tanto più netta quanto più vicino ad un rivelatore viene convertito il gamma in fotoni di scintillazione.

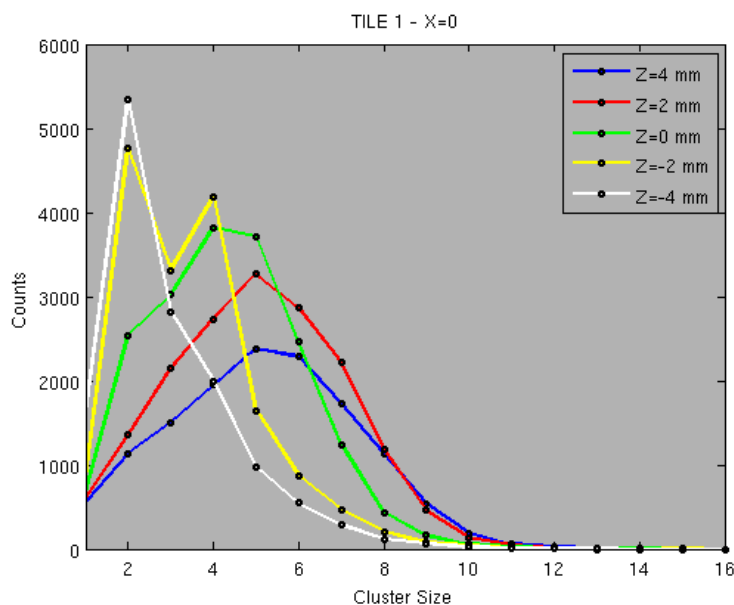


Figura 5.21: Dipendenza della dimensione dei cluster dalla profondità di interazione (TILE 1).

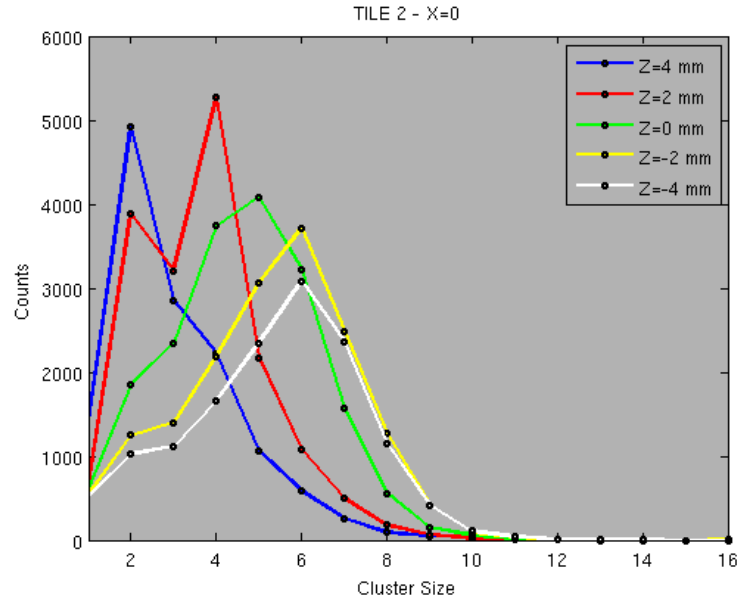


Figura 5.22: Dipendenza della dimensione dei cluster dalla profondità di interazione (TILE 2).

La dipendenza dalla profondità di interazione della grandezza dei cluster è visibile nelle figure 5.21 e 5.22.

Quando la sorgente è posta vicino alla TILE 1 ($Z = -4$ mm e $Z = -2$ mm), il cluster 1 ha dimensioni mediamente minori del cluster 2. Viceversa se la sorgente è posta vicino alla TILE 2 ($Z = 4$ mm e $Z = 2$ mm) il cluster 2 ha dimensioni mediamente minori del cluster 1. Se invece il fascio di fotoni gamma è diretto al centro del cristallo ($Z = 0$ mm), allora le dimensioni dei cluster sono simili.

Per stimare la profondità di interazione usando come informazione la dimensione dei cluster è stata usata la formula:

$$DOI = \frac{D}{2} \frac{N_{T1} - N_{T2}}{N_{T1} + N_{T2}}, \quad (5.4)$$

Dove D è lo spessore del cristallo, mentre N_{T1} ed N_{T2} sono rispettivamente le dimensioni del cluster 1 e del cluster 2. Con il riferimento usato per la coordinata Z (Figura 5.18), se $N_{T1} < N_{T2}$ allora questo rapporto restituisce un valore compreso tra -0.5 e 0 ; tale valore sarà tanto più vicino a -0.5 tanto più è grande la differenza tra le dimensioni dei cluster, mentre sarà tanto più vicino a 0 quanto più i due cluster hanno dimensione simile. Allo stesso modo, per $N_{T1} > N_{T2}$ il rapporto

sarà compreso tra 0 e 0.5. Per $N_{T1} = N_{T2}$ ovviamente la profondità di interazione è stimata al centro del cristallo. La formula assume valori quantizzati compresi tra $-0.5 < DOI < 0.5$, ed è tanto più precisa quanto più piccoli sono i SiPM dei fotorivelatori.

In Tabella 5.2 sono presenti le posizioni ricostruite e le relative deviazioni standard.

Posizione del fascio (Z) [mm]	DOI stimata [mm]	Deviazione standard [mm]
4	2.5	3.0
2	1.5	2.5
0	-0.4	2.3
-2	-2.0	2.7
-4	-2.8	3.0

Tabella 5.2: **Stima della DOI e relative standard deviation.**

Anche con questo metodo si ottengono delle stime di DOI migliori al centro della faccia laterale del cristallo ($Z = -2, 0, 2$ mm) e peggiori nelle zone più vicine ai bordi ($Z = \pm 4$ mm), ma l'incertezza sulla misura è minore.

Le distribuzioni della profondità di interazione sono visibili in Figura 5.23; nonostante l'incertezza sulla stima della DOI con questo metodo sia minore, le distribuzioni si sovrappongono troppo, e non è possibile distinguere correttamente la posizione di interazione del fotone gamma lungo la coordinata Z.

Poiché la dimensione del cluster dipende dalla soglia bassa (definita nel Paragrafo 3.3.3) che lo seleziona, è stata effettuata un'analisi per individuare una eventuale dipendenza della deviazione standard da questo parametro. Il risultato di questo studio è riportato in Figura 5.24. L'errore sulla stima della profondità di interazione tende a diminuire aumentando la soglia bassa. Tuttavia questo miglioramento non è rilevante, e per questo motivo è stato deciso di mantenere la soglia bassa del cluster a $3\sigma_{ped}$, poiché aumentandola si avrebbe un peggioramento della risoluzione spaziale sul piano X - Y (Paragrafo 3.3.3).

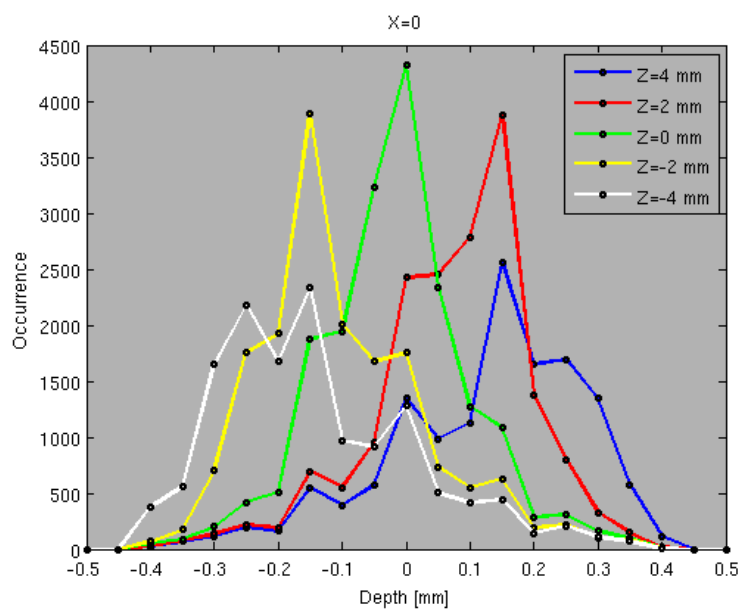
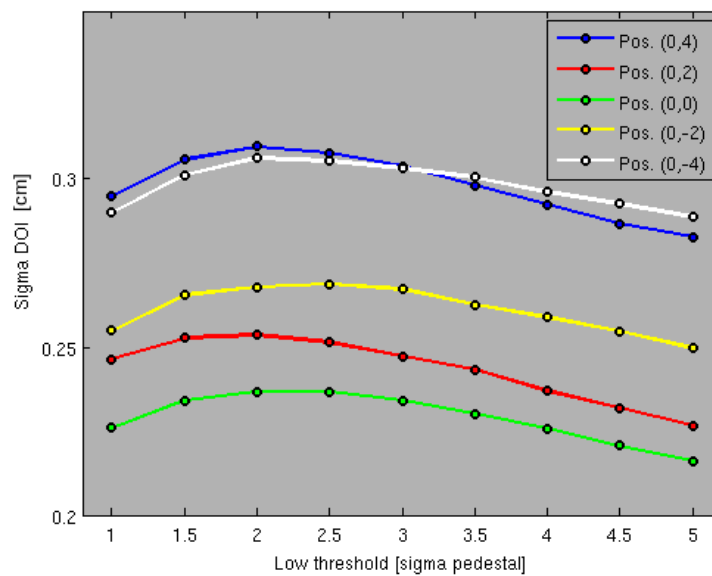
Figura 5.23: Distribuzioni della Depth Of Interaction - 2^o metodo.

Figura 5.24: Dipendenza della deviazione standard dalla soglia bassa dei cluster.

5.5.3 Asimmetria dei cluster e selezione eventi

Per migliorare i risultati ottenuti con il metodo dell'asimmetria del cluster è stata effettuata una selezione più accurata degli eventi utilizzati per stimare la profondità di interazione.

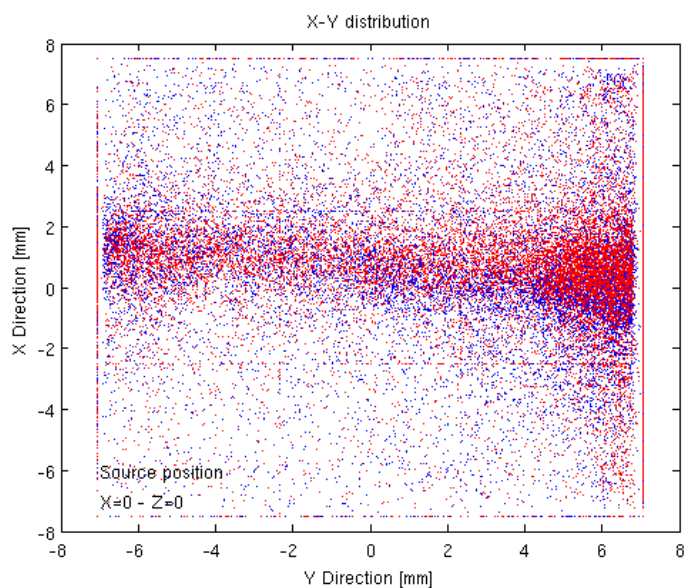


Figura 5.25: Ricostruzione delle posizioni sul piano X - Y in una misura di DOI. I punti blu sono relativi alla TILE 1, quelli rossi alla TILE 2.

In Figura 5.25 è presente la distribuzione degli eventi sul piano X - Y in una misura di DOI; la regione orizzontale in cui è presente una maggiore densità di eventi ricostruiti rappresenta la direzione del fascio.

Per capire quali eventi è necessario scartare è stata osservata la variazione della stima della profondità di interazione e della relativa deviazione standard selezionando eventi la cui ricostruzione sul piano X - Y è avvenuta in regioni la cui area è stata fatta variare.

In particolare, le regioni analizzate sono visibili in (Figura 5.26); una selezione è stata effettuata selezionando aree di dimensioni crescenti lungo la direzione X, mentre l'altra è stata effettuata selezionando aree di dimensioni crescenti lungo la direzione Y.

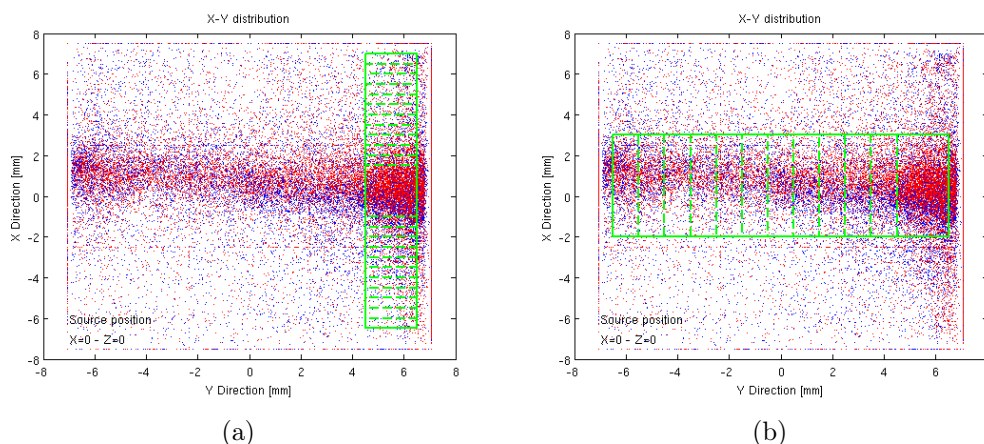
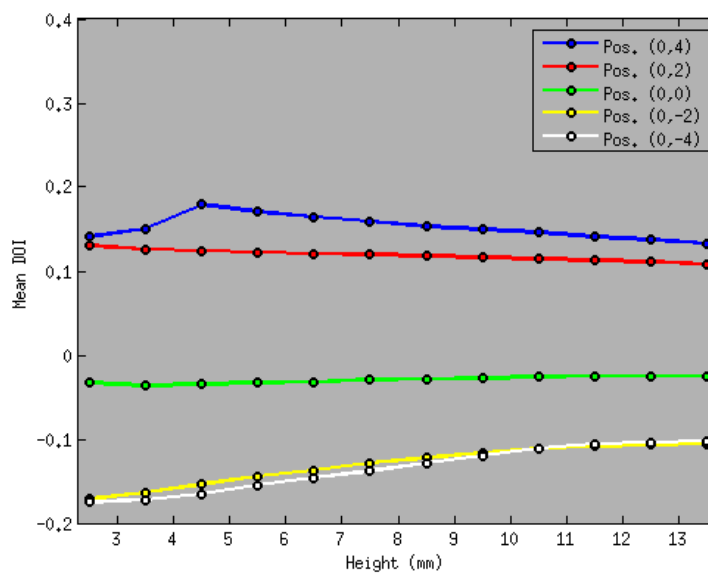


Figura 5.26: Aree selezionate per verificare la stima della DOI e della sua deviazione standard. I punti blu sono relativi alla TILE 1, quelli rossi alla TILE 2.

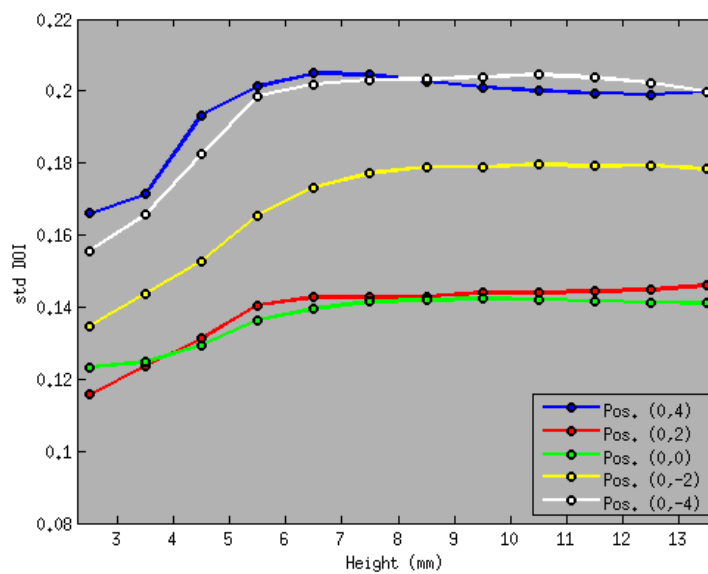
La regione selezionata, in entrambe le direzioni, è un rettangolo di base b ed altezza h (Figura 5.26-a).

L'analisi lungo la direzione X è stata effettuata mantenendo fisso b ed aumentando h . Questa mostra che selezionando regioni di dimensioni maggiori la deviazione standard aumenta fino a raggiungere un valore circa costante (Figura 5.27-b) e la stima della DOI (tranne per $Z = 0$) peggiora (Figura 5.27-a). Inoltre dai grafici si nota che indipendentemente dall'area selezionata lungo la direzione X, non vi è distinzione tra le profondità di interazione a $Z = \pm 2$ e quelle a $Z = \pm 4$. Non vi sono dunque motivi per selezionare gli eventi lungo tutta la direzione X; lo spessore scelto per la prossima analisi è sufficientemente grande da includere gli eventi ricostruiti lungo la direzione del fascio.

L'analisi lungo la direzione Y è stata invece effettuata mantenendo h costante e aumentando b (Figura 5.26-b). Anche in questo caso si ha un aumento della deviazione standard al crescere dell'area selezionata fino ad un valore costante (Figura 5.28-b), ma la stima della DOI migliora sensibilmente (Figura 5.28-a); infatti alle profondità $Z = \pm 2$ e $Z = \pm 4$ le DOI calcolate sono maggiormente distinguibili.

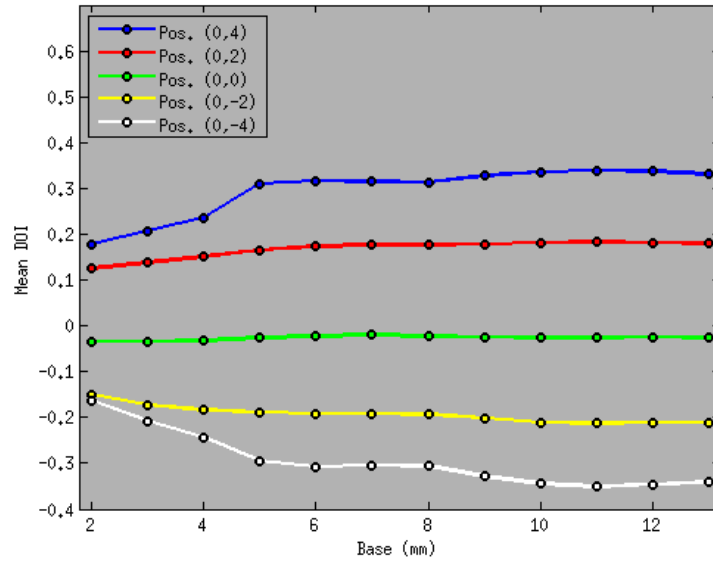


(a)

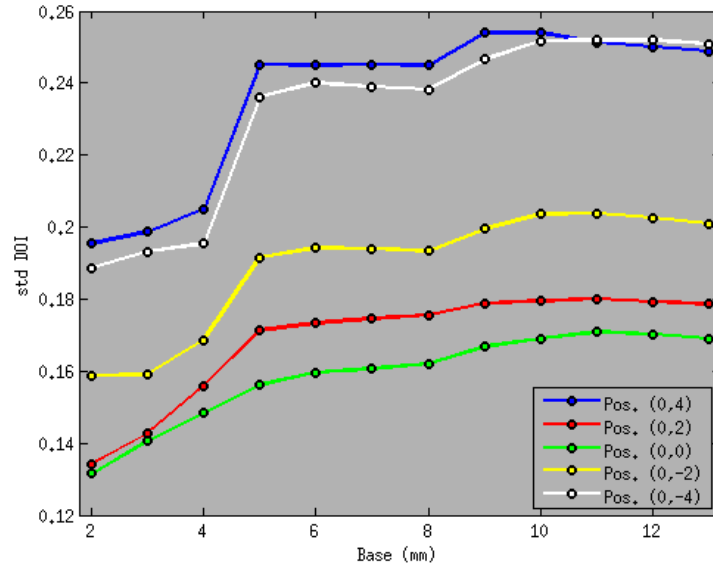


(b)

Figura 5.27: Valori di DOI (a) e delle relative deviazioni standard (b) nella selezione lungo la direzione X.



(a)



(b)

Figura 5.28: Valori di DOI (a) e delle relative deviazioni standard (b) nella selezione lungo la direzione Y.

Da quanto ottenuto in questa analisi appare evidente che la stima della profondità di interazione è migliore se gli eventi selezionati sono quelli la cui ricostruzione sul piano X - Y è avvenuta nella regione attraversata dal fascio, poiché gli altri possono essere dovuti ad errori o di ricostruzione o artefatti di altro tipo. Selezionando gli eventi lungo tutta la direzione Y si ottengono i risultati riportati nella Tabella 5.3.

Posizione del fascio (Z) [mm]	DOI stimata [mm]	Deviazione standard [mm]
4	3.3	2.5
2	1.8	1.8
0	-0.3	1.7
-2	-2.1	2.0
-4	-3.4	2.5

Tabella 5.3: **Stima della DOI e relative standard deviation con selezione degli eventi.**

Dal confronto con i risultati ottenuti senza la selezione degli eventi (Tabella 5.2) risulta evidente che in questo caso la DOI viene stimata sensibilmente meglio. Anche l'incertezza sulla misura diminuisce, ma non è ancora sufficientemente piccola. In Figura 5.29 sono mostrate le distribuzioni della profondità di interazione dopo la selezione.

Il problema della particolare selezione fatta è che il numero di eventi buoni scende a circa il 50% degli eventi iniziali; è dunque necessaria una statistica elevata poiché gran parte degli eventi vengono scartati.

Tuttavia, in questa analisi, la selezione è stata effettuata scartando manualmente eventi fuori da una regione scelta per uno studio quantitativo del metodo in maniera soggettiva. È dunque consigliato, almeno in fase di calibrazione, trovare un algoritmo di selezione degli eventi che dia un risultato che sia il giusto compromesso tra efficienza e precisione.

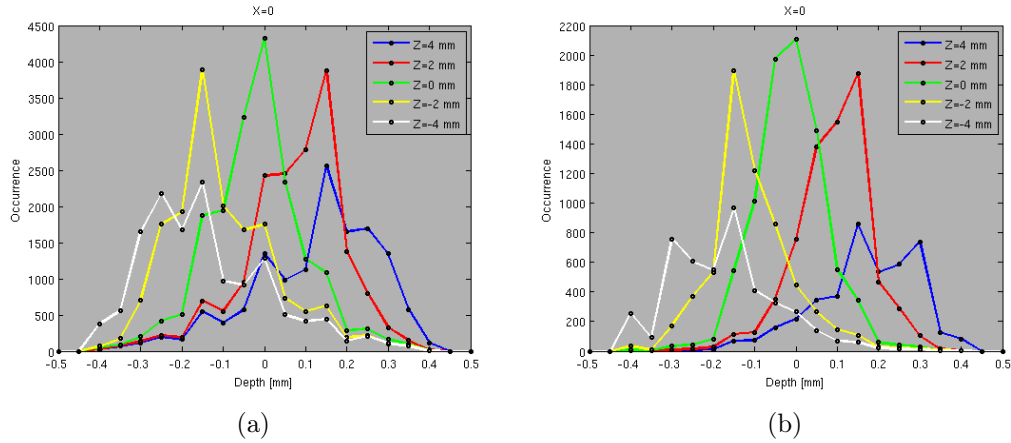


Figura 5.29: Distribuzioni della DOI con il metodo dell'asimmetria del cluster prima (a) e dopo (b) la selezione degli eventi.

5.5.4 Scansione DOI sul piano X-Z

Per studiare complessivamente le prestazioni del rivelatore, è stata effettuata una scansione con il fascio di fotoni gamma sul piano X - Z; in questo modo è stato possibile verificare la capacità di stima della DOI e la relativa incertezza in più punti del rivelatore.

Le coordinate X - Z a cui è stata fatta la scansione sono nella Tabella 5.4 ed in Figura 5.30. In ogni punto sono stati acquisiti dati per 6 ore, ed è stato supposto un comportamento simmetrico per le coordinate $X < 0$.

Z (mm)	X_1 (mm)	X_2 (mm)	X_3 (mm)
4	0	3	6
2	0	3	6
0	0	3	6
-2	0	3	6
-4	0	3	6

Tabella 5.4: Scansione DOI sul piano X - Z.

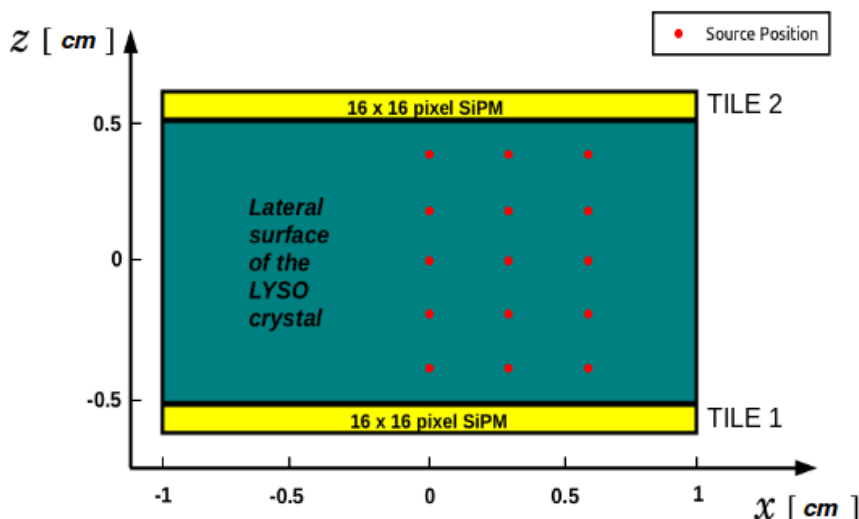


Figura 5.30: Faccia laterale del cristallo e posizioni della sorgente nella scansione sul piano X - Z.

Nelle Tabella 5.5 sono visibili i valori di DOI stimati (e le relative deviazioni standard) per tutti i punti della scansione sul piano X - Z prima e dopo aver selezionato gli eventi come spiegato nel paragrafo precedente.

In $X = 0$ e $X = 3$ mm si notano sensibili miglioramenti sia sulla stima della profondità di interazione, sia sulle relative incertezze. In $X = 6$ mm, a causa della maggiore vicinanza al bordo del rivelatore, i miglioramenti si hanno solo sull'incertezza della misura, ma non sulla stima della DOI.

In Figura 5.31 ed in Figura 5.32 sono invece visibili gli andamenti delle ricostruzioni della DOI rispettivamente prima e dopo la selezione.

In definitiva è possibile affermare che con il metodo dell'asimmetria del cluster si riesce ad ottenere una stima della profondità di interazione che è vicina a quella attesa, ma ciò avviene con un'incertezza ancora troppo grande. Nonostante si tratti solo di un dispositivo preliminare i risultati ottenuti possono essere ritenuti soddisfacenti. Infatti, si riesce ad ottenere una buona stima della DOI, soprattutto al centro del cristallo, in cui l'incertezza è di circa 1.8 mm; quest'ultima invece cresce se il fascio è puntato sul bordo del cristallo, fino a raggiungere valori di circa 3 mm. In ogni caso è possibile stabilire la DOI con un'incertezza inferiore a

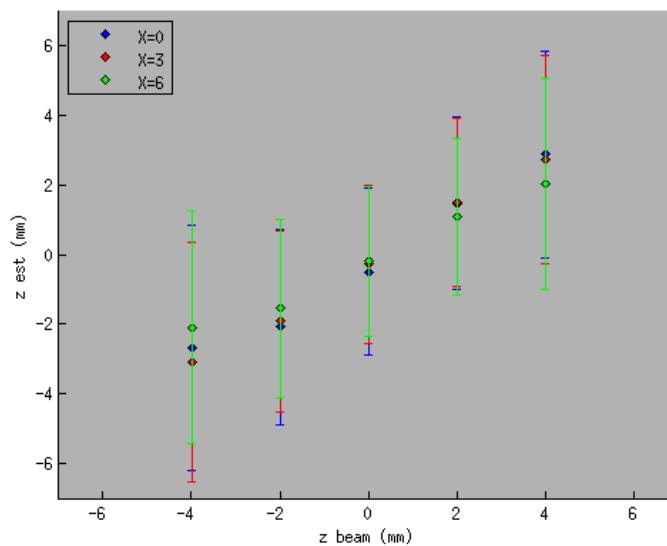


Figura 5.31: Scansione DOI sul piano X-Z. Gli errori nel grafico sono dati dalle deviazioni standard delle distribuzioni.

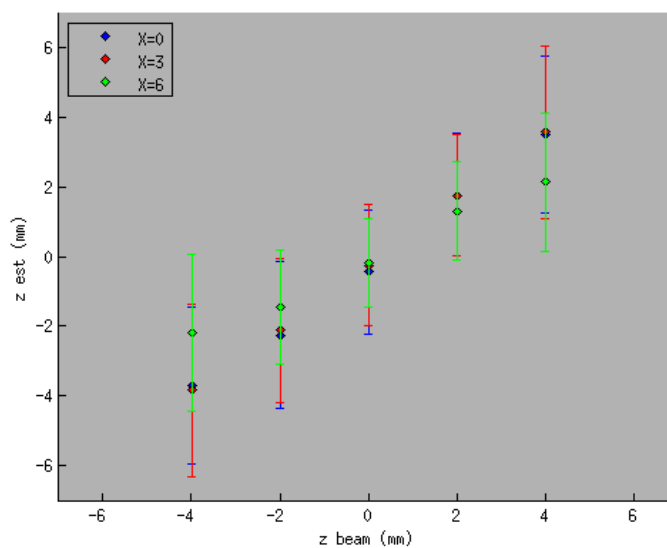


Figura 5.32: Scansione DOI sul piano X-Z dopo la selezione degli eventi. Gli errori nel grafico sono dati dalle deviazioni standard delle distribuzioni.

5.5. Stima della Depth Of Interaction

Z reale (mm)	DOI X=0 (mm)	STD X=0 (mm)	DOI X=3 (mm)	STD X=3 (mm)	DOI X=6 (mm)	STD X=6 (mm)
4	2.9	3.0	2.7	3.0	2.0	3.0
2	1.5	2.5	1.5	2.4	1.1	2.3
0	-0.5	2.4	-0.3	2.1	-0.2	2.2
-2	-2.1	2.8	-1.9	2.6	-1.6	2.6
-4	-2.7	3.6	-3.1	3.4	-2.1	3.3

Z reale (mm)	DOI X=0 (mm)	STD X=0 (mm)	DOI X=3 (mm)	STD X=3 (mm)	DOI X=6 (mm)	STD X=6 (mm)
4	3.5	2.3	3.6	2.5	2.1	2.0
2	1.7	1.8	1.8	1.8	1.3	1.4
0	-0.5	1.8	-0.3	1.7	-0.2	1.3
-2	-2.3	2.1	-2.1	2.1	-1.5	1.6
-4	-3.7	2.3	-3.8	2.5	-2.2	2.3

Tabella 5.5: Scansione sul piano X-Z e stime della DOI e relative standard deviation prima (in alto) e dopo (in basso) la selezione degli eventi.

metà dello spessore del cristallo.

Questi risultati sono tuttavia compromessi dalle limitazioni geometriche del rivelatore, che se superate, ad esempio tramite l'uso di cristalli più grandi e matrici con SiPM più piccoli, possono garantire prestazioni migliori.

6 Conclusioni

Le tecniche di imaging usate in medicina nucleare sono importanti per lo studio di attività metaboliche nei tessuti biologici di interesse, e negli ultimi anni stanno assumendo particolare importanza in ambiti quali la cardiologia, la neurologia e la radioterapia. Per questo motivo i rivelatori usati in questo ambito necessitano miglioramenti in termini di risoluzione spaziale e temporale per ottenere una maggiore qualità nelle immagini prodotte.

Il dispositivo studiato in questo lavoro è il primo prototipo di un rivelatore che ha come obiettivo prestazioni superiori allo stato dell'arte. Il rivelatore è costituito da un cristallo continuo di LYSO di $2 \times 2 \times 1\text{cm}^3$ letto sulle superfici maggiori da matrici 4×4 di fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM) ognuno delle dimensioni di $4 \times 4\text{mm}^2$.

L'informazione spaziale sul piano del fotorivelatore (piano X- Y) è stata ottenuta tramite il baricentro dell'ampiezza dei segnali registrati dalla griglia di SiPM. L'innovazione di questo rivelatore è la capacità di stimare la profondità di interazione (coordinata Z) del fotone all'interno del cristallo; per farlo è stata usata l'informazione relativa all'asimmetria del numero di SiPM che ha registrato l'evento.

Il sistema descritto è stato caratterizzato in termini di risoluzione spaziale nelle tre dimensioni.

Un'analisi preliminare è stata effettuata per ottimizzare le prestazioni del modulo di rivelazione. A tale scopo è stato stimato il rumore introdotto dai vari componenti del sistema e sono state equalizzate le risposte dei SiPM.

Per valutare le prestazioni spaziali del rivelatore sul piano X - Y è stato fatto incidere un fascio di fotoni gamma del diametro di 1 mm su una delle superfici maggiori del cristallo; grazie all'uso di un cristallo continuo è stata misurata una FWHM lungo le direzioni X ed Y rispettivamente di 2.2mm e 2.3mm per la TILE 1 e di 2.1mm e 2.2mm per la TILE 2. Attualmente la risoluzione spaziale dei rivelatori usati nell'imaging preclinico è di circa 1mm FWHM [53], mentre quella dei dispositivi usati in ambito clinico è compresa tra $4 - 6\text{mm}$ FWHM [54]. Le prestazioni del nostro rivelatore lo rendono dunque adatto nell'imaging clinico anche se tramite miglioramenti della geometria di acquisizione è possibile ottenere prestazioni spinte che rendano utilizzabile il dispositivo anche nell'imaging preclinico.

Nell'ultima parte dell'analisi è stata stimata la profondità di interazione del fotone

gamma all'interno del cristallo. Il metodo usato si è rivelato corretto poiché, in seguito ad una selezione degli eventi, tale stima avviene con buoni risultati, anche se con un'incertezza elevata. La deviazione standard sulla stima della DOI varia tra $1.8 - 3mm$ a seconda se questa avviene rispettivamente per eventi distanti o vicini ai bordi del cristallo. Si tratta comunque di un buon risultato, poiché nei rivelatori attualmente usati questa informazione non è presente; inoltre è un risultato che può migliorare con l'uso di SiPM di dimensione inferiore e fasci di fotoni gamma maggiormente collimati.

È in fase di realizzazione un ulteriore prototipo [22] in cui è previsto l'uso di matrici di SiPM con pixel di dimensioni inferiori ($3 \times 3mm^2$), per migliorare la risoluzione spaziale sul piano X - Y e la stima della DOI, e cristalli scintillanti più grandi ($5 \times 5 \times 1cm^3$) per diminuire gli effetti di bordo.

I principali obiettivi di questo rivelatore saranno:

- Eccellente risoluzione spaziale e una risposta temporale veloce, che consentiranno di raggiungere prestazioni oltre lo stato dell'arte dei rivelatori attualmente disponibili; ciò permetterebbe anche di usare tecniche come la TOF-PET, il cui risultato è un miglioramento della qualità dell'immagine dato dall'incremento del rapporto segnale-rumore.
- Completa compatibilità con i campi magnetici, per l'utilizzo di tecniche multimodali quale la PET/MRI.

Il progetto complessivo del modulo di rivelazione farà uso inoltre di circuiti integrati la cui progettazione è stata volta alla lettura dei SiPM in applicazioni PET. La flessibilità del rivelatore lo renderà infine utilizzabile sia in applicazioni precliniche sia in applicazioni cliniche.

Bibliografia

- [1] Volterrani D., Erba P. A., Mariani G., (2010), *Fondamenti di medicina nucleare*, Springer-Verlag Italia.
- [2] Knoll, Glenn F., (2010), *Radiation detection and measurement*, 4th ed., John Wiley & Sons, Inc.
- [3] Singh J., (2001), *Semiconductor devices. Basic principles*, John Wiley & Sons.
- [4] Bertolini G., Coche A., (1968), *Semiconductor Detectors*, Elsevier-North Holland, Amsterdam.
- [5] Neudeck G. W., (1988), *The P-N junction diode - Modular series on solid state devices*, 2th ed., Addison-Wesley, Reading MA.
- [6] Del Guerra, Alberto, (2004), *Ionizing radiation detectors for medical imaging*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- [7] Laitano R. F., (2011), *Fondamenti di dosimetria della radiazioni ionizzanti*, ENEA.
- [8] Evans R. D., (1982), *The Atomic Nucleus*, Krieger, New York.
- [9] Phelps M. E., (2006), *PET physics, instrumentation, and scanners*, Springer.
- [10] Arisaka K., (2003) *Principle of PMT and its calibration*, PMT Calibration school.
- [11] Buzhan P. et al., (2001) *An advanced study of silicon photomultiplier*, ICFA Instrumentation Bulletin.
- [12] Vinke R. et al, (2009), *Optimization of digital time pickoff methods for LaBr₃-SiPM TOF-PET detectors*, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
- [13] Yoshizawa Y., Takeuchi J., (1997), *The latest vacuum photodetector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, section A, vol. 387, pp. 33-37.
- [14] Tagg N. et al, (2005), *Performance of Hamamatsu 64-anode photomultipliers for use with wavelength-shifting optical fibres*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, section A, vol. 539, pp. 668-678.

-
- [15] Hamamatsu Photonics, (2006), *Photomultiplier Tube - Basics and Applications*, PMT handbook.
- [16] <http://learn.hamamatsu.com/articles/avalanche.html>
- [17] Rodnyi P. A., (1997), *Physical Processes in Inorganic Scintillators*, CRC Press LLC.
- [18] Lecoq P. et al, (2006), *Inorganic Scintillators for Detector Systems*, Springer.
- [19] Lutz G., (1999), *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer-Verlag, Berlin.
- [20] Nassalski A. et al, (2007), *Comparative study of scintillators for PET/CT detectors.*, IEEE Transaction on Nuclear Science, vol. 54(1), pp. 3-10.
- [21] Casey M.E., Nutt R., (1986), *A Multicrystal Two Dimensional BGO Detector System for Positron Emission Tomography*, IEEE Transaction on Nuclear Science, vol. 33(1), pp. 460-463.
- [22] Marino, N., Ambrosi, G., Baronti, F., Bisogni, M. G., Cerello, P., Corsi, F., Fanucci, L., Ionica, M., Marzocca, C., Pennazio, F., Roncella, R., Santoni, C., Saponara, S., Tarantino, S., Wheadon, R. e Del Guerra, A., (2012), *An innovative detection module concept for PET*, JINST 7, C08003- C08012.
- [23] Pennazio F., Barrio J., Bisogni M. G., Cerello P., De Luca G., Del Guerra A., Lacasta C., Llosá G. Magazzu G., Moehrs S., Peroni C. and Wheadon R., (2011), *Simulations of the 4DMPET SiPM Based PET Module*, IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, MIC 6-5, pp. 2316-2320.
- [24] Moehrs S., Del Guerra A., Herbert D. J., Mandelkern M. A., (2006), *A detector head design for small-animal PET with silicon photomultipliers (SiPM)*, Physics in Medicine and Biology, vol. 51(5), pp. 1113-27.
- [25] Tavernier S., et al., (2005), *A high-resolution PET detector based on continuous scintillators*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, section A, vol. 537, pp. 321-325.
- [26] Derenzo S. E., Moses W. W., Huesman R. H., Budinger T. F., (2000), *Critical*

- instrumentation issues for resolution <2mm, high sensitivity brain PET*, in Quantification of Brain Function, Tracer Kinetics & Image Analysis in Brain PET, ed. Uemura et al.
- [27] Rogers J.G., Taylor A.J., Rahimit M.F., Nuttt R., Andreaco M., Williamst C.W., (1992), *An Improved Multicrystal 2-D BGO Detector for PET*, IEEE Transaction on Nuclear Science, vol. 39(4), pp. 1063-1068.
- [28] <http://healthcare.siemens.com/magnetic-resonance-imaging>
- [29] Hawkes R., Lucas A., Stevick J., Llosa G., Marcatili S., Piemonte C., Del Guerra A., Carpenter T. A., (2007), *Silicon Photomultiplier Performance Tests in Magnetic Resonance Pulsed Fields*, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, pp. 3400-3403.
- [30] Chen J., Zhang L., Zhu R., (2007), *Large size LSO and LYSO crystal scintillators for future high energy physics and nuclear physics experiments*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, section A, vol. 572, pp. 218-224.
- [31] Pepin C. M. et al, (2004), *Properties of LYSO and recent LSO scintillators for phoswich PET detector*, IEEE Transaction on Nuclear Science, vol. 51(3), pp. 789-795.
- [32] Anger H. O., (1958), *Scintillation camera*, Review of Scientific Instruments, vol. 29, pp. 27-33.
- [33] Cova S. et al, (1996), *Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection*, Applied Optics, vol. 35, pp. 1956-1976.
- [34] Corsi F., Marzocca C., Del Guerra A., et al, (2006), *Electrical Characterization of Silicon Photo-Multiplier Detectors for Optimal Front-End Design*, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 2, pp. 1276 - 1280.
- [35] Piemonte C., Battiston R., Boscardin M., Dalla Betta G., Del Guerra A., et al, (2007), *Characterization of the First Prototypes of Silicon Photomultiplier Fabricated at ITC-irst*, IEEE Trana Nucl Sci, vol. 54, pp. 236-244.

-
- [36] Saveliev V., (2010), *Silicon Photomultiplier - New Era of Photon Detection*, Advances in Optical and Photonic Devices, ed. Ki Young Kim, ISBN 978-953-7619-76-3, InTech.
- [37] <http://sales.hamamatsu.com/en/products/solid-state-division/si-photodiode-series/mppc.php>
- [38] <http://www.advansid.com/products/silicon-photomultiplier>
- [39] <http://sensl.com/products/silicon-photomultipliers/>
- [40] <http://www.ketek.net/products/sipm/>
- [41] <http://www.proteus-pp.com/Products.html>
- [42] Iniewsky K., (2011), *Electronics for Radiation Detection*, CRC Press Taylor & Francis Group.
- [43] Corsi F., Foresta M., Marzocca C., Matarrese G., Del Guerra A., (2010), *Front-end electronics for silicon photo-multipliers coupled to fast scintillators*, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 2, pp. 1332 - 1339.
- [44] Fedorov A., Annenkov A., Kholmetsky A., Korzhik M., Lecoq P., Lobko A., Missevitch O., Tkatchov A., (2002), *Position-sensitive detector with Depth Of Interaction determination for small animal PET*, ArXiv Physics e-prints.
- [45] Yang Y., Qi J., Wu Y., James S. S., Farrel R., Dokhale P. A., Shah K. S., Cherry S. R., (2009), *Depth Of Interacion calibration for PET detector with dual-ended reaout by psapds*, Physics in Medicine and Biology, vol. 54, pp. 433.
- [46] Miyaoka R., Lewellen T., Yu H., McDaniel D, (1997), *Design of a Depth Of Interaction (DOI) PET detector module*, IEEE Nuclear Science Symposium, vol. 2, pp. 939 - 943.
- [47] Mendes P. R., Martin I. S., Canadas M., De Acilu P. G., Cuypers R., Perez J. M., Willmott C., (2011), *Characterization and performance of monolithic detectors blocks with a dedicated front-end readout for PET imaging of the human brain*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, section A, vol. 633, Supplement 1, no 0, pp. S33 - S35.

-
- [48] Maas M. C., Schaart D. R., Van Der Laan D. J. J., Bruyndonckx P., Lemaitre C., Beekman F. J., Van Eijk C. W. E., (2009), *Monolithic scintillator PET detectors with intrinsic Depth Of Interaction correction*, Physics in Medicine and Biology, vol. 54, no. 7, pp. 1893.
- [49] F. Corsi et al., (2009), *BASIC: an 8-channel Front-End ASIC for Silicon PhotoMultiplier Detectors*, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, pp.1082-1087.
- [50] Argentierin A. G., *Sistemi di Read-Out per Fotomoltiplicatori al Silicio*, Politecnico di Bari, Tesi di Dottorato.
- [51] F. Corsi et al., (2009) *A Self-Triggered CMOS Front-End for Silicon Photo-Multiplier Detectors*, IEEE 3rd International Workshop on Advances in Sensors and Interfaces, IWASI, pp. 79-84.
- [52] <http://www.picoquant.com/products/lightsources.html>
- [53] Llos´a G., Lacasta C., Belcari N., Bisogni M. G., Collazuol G., Marcatili S., Barrillon P., Bondil-Blin S., de a Taille C., Piemonte C. and Del Guerra A., (2009), *Monolithic 64-channel SiPM matrices for Small Animal PET*, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, M05-91, pp. 2658-2661.
- [54] Del Guerra A., Belcari N., (2007), *State-of-the-art of PET, SPECT and CT for small animal imaging*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 583, pp. 119–124.