

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea

**Studio di Sistemi di Rilevazione con SiPM per
applicazioni nel campo della sicurezza nucleare**

Relatrice

Prof. Sandra Moretto

Correlatore

Dr. Felix Pino

Laureanda

Anna Liberini

1225370

Anno Accademico 2022/2023

Sommario

La rilevazione delle radiazioni svolge un ruolo importante in varie applicazioni nucleari, che vanno dagli esperimenti di fisica nucleare all'imaging medico e al monitoraggio delle radiazioni. I fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) sono emersi come una tecnologia promettente in questo campo grazie alla loro alta sensibilità, basso rumore e formato compatto. Questa tesi esplora lo sviluppo, la caratterizzazione e l'applicazione dei sistemi di rilevamento delle radiazioni basati su SiPM nel contesto del campo della sicurezza nucleare. La tesi inizia con una panoramica della tecnologia SiPM, inclusi i suoi principi fondamentali di funzionamento e i vantaggi rispetto ai tradizionali tubi fotomoltiplicatori. Successivamente, approfondisce la progettazione dettagliata e la costruzione di sistemi di rilevamento delle radiazioni basati su SiPM, mettendo in evidenza considerazioni come la geometria del rivelatore, l'elettronica di elaborazione del segnale e l'acquisizione dei dati. Le indagini sperimentali costituiscono una componente significativa di questa ricerca, con un'attenzione alle valutazioni delle prestazioni con diverse sorgenti di radiazione.

Indice

1	Introduzione	1
2	Revisione della Letteratura	3
2.1	Scintillatori	3
2.1.1	Scintillatori inorganici	4
2.1.2	Spettroscopia di raggi gamma	5
2.2	Fotomoltiplicatori (PMT)	6
2.3	Fotomoltiplicatori al silicio (SiPM)	7
3	Descrizione dell'apparato sperimentale	9
3.1	Scintillatori inorganici: NaI(Tl)	10
3.1.1	Guida di luce	10
3.2	Dispositivi elettronici	11
3.2.1	Fotomoltiplicatore	11
3.2.2	Fotomoltiplicatore al silicio	12
3.2.3	Moduli di elettronica e digitalizzatore	13
3.3	Sorgenti	14
4	Simulazione dell'esperimento con Metodo Monte Carlo	15
5	Risultati sperimentali	17
5.1	Valutazione della linearità della risposta	17
5.2	Risoluzione in energia	19
5.2.1	Risultati ottenuti con la guida di luce	22
5.3	Misure ad alto rate di conteggio di raggi gamma	23
5.4	Stime di efficienza	24
5.4.1	Analisi del peak to total	24
5.4.2	Efficienza relativa sperimentale	25
5.4.3	Confronto con le simulazioni Monte Carlo	26
6	Conclusioni	29
	Bibliografia	31

Capitolo 1

Introduzione

Materiali radioattivi e sorgenti di radiazioni sono composti da vari radionuclidi che possono emettere diversi tipi di radiazione ionizzante (raggi gamma, neutroni, particelle alfa o beta) e vengono classificati in base alla loro attività. Al giorno d'oggi la loro presenza nell'ambiente è largamente diffusa per via del loro utilizzo in numerosi settori, che vanno dall'industria alla produzione di energia, da trattamenti e diagnosi mediche agli utilizzi militari. Il monitoraggio della presenza e dei movimenti di questi materiali è diventato quindi negli anni sempre più importante, in particolare per via dell'aumento del traffico illegale di materiali radioattivi, del pericolo di abbandono di sorgenti orfane in luoghi non autorizzati e per la crescente attenzione riguardo a possibili incidenti umani e naturali che possono comportare la contaminazione dell'ambiente e in particolare di aree abitate [1].

Numerosi sistemi di monitoraggio sono utilizzati per questo tipo di controlli ad esempio in porti e aeroporti, alle frontiere, in tutti i luoghi dove si trovano centrali nucleari, industrie e strutture di ricerca che fanno uso o producono materiali e sorgenti di radiazione, oltre che in aree con elevata concentrazione naturale di elementi radioattivi. In tutti questi casi si tratta di sistemi di rivelazione fissi che tengono monitorata una determinata area e svolgono una funzione fondamentale. Tuttavia in alcuni scenari questi rivelatori possono fallire e fornire informazioni incomplete o molto poco precise riguardo al livello di radiazione e contaminazione di una determinata zona, oppure può essere necessario dover monitorare anche aree al di fuori di quella coperta dagli ordinari sistemi di controllo [1]. Esempi di queste situazioni potrebbero essere l'installazione, la manutenzione o lo smantellamento di impianti come centrali nucleari per la produzione di energia, acceleratori di particelle e molte altre strutture che utilizzano tecnologie nucleari. Scenari invece meno prevedibili potrebbero essere quelli esposti poco sopra, legati alla diffusione non controllata o non intenzionale di materiale radioattivo in seguito a incidenti o al traffico illegale, in cui il rischio radiologico è difficilmente quantificabile.

In tutti questi casi è necessario utilizzare sistemi di rivelazione mobili complementari alla ordinaria rete di monitoraggio fissa, che possano esaminare e mappare le aree potenzialmente contaminate da sorgenti di radiazione o che per esempio seguano velocemente l'attività e diffusione di una nube radioattiva in aria o verso il suolo. Questo tipo di rivelatori permettono di localizzare e quantificare sorgenti di radiazione, identificare di che tipo di radioisotopi si tratta e possono inoltre migliorare l'efficienza di rivelazione riducendo la distanza tra il detector e la sorgente stessa. In particolare, negli scenari precedentemente citati in cui il rischio radiologico è sconosciuto o prevedibilmente elevato, la soluzione migliore è il dispiegamento rapido di dispositivi mobili senza equipaggio, come droni aerei o rover terrestri, che permettono di evitare l'esposizione dell'uomo alla radiazione [1].

Nell'ultimo decennio innovazioni tecnologiche hanno permesso di sviluppare rivelatori di radiazione sempre più compatti, leggeri ed economici, ad elevata efficienza e risoluzione e in alcuni casi anche in grado di distinguere contemporaneamente diversi tipi di radiazione. Questi rappresentano la scelta ottimale per dei sistemi di monitoraggio mobili da utilizzare nel campo della sicurezza nucleare dato

che droni e rover controllabili da remoto richiedono degli apparati leggeri, non consentendo quindi l'utilizzo di volumi di rivelazione troppo estesi, e hanno sistemi di acquisizione dati sicuramente più limitati rispetto a quelli normalmente utilizzati nei laboratori. È all'interno di questo contesto che si inseriscono per esempio i progetti DRAGoN (Drone for RAdiation detection of Gammas and Neutrons) e CLEANDEM (Cyber physical Equipment for unManned Nuclear DEcommissioning Measurements), i cui sistemi di rivelazione sono stati sviluppati dal gruppo di Fisica Nucleare Applicata per la sicurezza del Dipartimento di Fisica e Astronomia. Il primo progetto, finanziato dalla commissione INFN Energia, ha l'obiettivo di progettare e caratterizzare un drone equipaggiato con un sistema di rivelazione in grado di identificare hotspot radioattivi in un'area specifica sorvolandola, rendendo così possibile la mappatura di zone poco accessibili fisicamente o per via dell'eccessivo o sconosciuto livello di contaminazione [2]. Il secondo progetto, finanziato dall'Unione Europea nel programma H2020, si occupa invece della messa fuori servizio e dello smantellamento degli impianti nucleari e ha tra i suoi obiettivi anche quello di sviluppare un sistema di monitoraggio gamma-neutroni che verrà poi montato su rover di terra che effettuerà la valutazione radiologica delle aree di interesse, permettendo di abbassare i costi e di ridurre al minimo l'esposizione umana [3].

La configurazione standard dei rivelatori di radiazione prevede sempre l'accoppiamento di materiali di scintillazione con fotomoltiplicatori (PMT) adibiti alla conversione della luce in segnale elettrico. Il limite principale di questo modello, che diventa particolarmente evidente nei sistemi di rivelazione da montare su dispositivi mobili, sta nel fatto che i PMT sono oggetti tipicamente fragili, relativamente ingombranti e pesanti, ma soprattutto che lavorano ad alta tensione. È soprattutto quest'ultima caratteristica che li rende poco adatti a sistemi compatti e mobili, portando ad un consumo elevato di energia su mezzi, come droni e rover di terra, con una autonomia già limitata.

Negli ultimi anni però la rapida innovazione nella tecnologia dei fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) ha aperto a nuove possibilità per studiare la sostituzione dei classici PMT con SiPM come convertitori di luce in segnale in diverse applicazioni, compresa la fisica delle alte energie, la diagnostica per immagini, l'astronomia e molte altre [4-6]. Un settore particolarmente promettente per il loro utilizzo è quello dell'accoppiamento con scintillatori per la realizzazione di rivelatori di radiazione, vista la loro elevata sensibilità ed efficienza e soprattutto la loro capacità di rivelare luce che spazia quasi dall'infrarosso all'ultravioletto [7, 8].

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è stato quello di cercare di valutare il comportamento dei nuovi SiPM rispetto a quello dei classici PMT accoppiandoli a scintillatori di diversi volumi, ai fini di capire se la loro risposta può garantire la stessa efficienza e risoluzione. La possibilità di sostituire i PMT con i SiPM senza inficiare sulle altre caratteristiche che si richiedono nella risposta di un buon rivelatore costituirebbe infatti un grande vantaggio perché questi sensori allo stato solido sono degli oggetti molto più piccoli, leggeri, compatti e robusti, immuni alla presenza di campi magnetici e soprattutto permettono una significativa amplificazione del segnale a tensioni molto basse. Tutte queste caratteristiche, insieme ad un prezzo relativamente accessibile, rendono i SiPM degli ottimi candidati per implementare i sistemi di rivelazione con cui equipaggiare per esempio i droni e rover da utilizzare per tutti gli scopi di monitoraggio sopra presentati.

In questo progetto di tesi sono stati effettuati esperimenti con diversi setup sperimentali, in particolare variando la dimensione dei cristalli di scintillazione e analizzando le differenze nelle risposte del PMT e del SiPM utilizzati. L'intento è stato quello di capire se nonostante alcune difficoltà e problematiche che questi ultimi ancora presentano, come per esempio una risposta più lunga alla rilevazione di un singolo fotone o elevati livelli di rumore dovuti a dark pulses e after pulsing, la loro risoluzione, linearità ed efficienza siano paragonabili a quelli dello standard fissato dai PMT. Sono state effettuate inoltre delle misure ad alto rate, mimando situazioni reali come ad esempio nello scenario di centrali nucleari, un caso dove spesso i classici PMT possono fallire e infine sono state eseguite alcune simulazioni Monte Carlo, con lo scopo di comparare i dati sperimentali ed effettuare alcune previsioni sulla risposta a diverse energie.

Capitolo 2

Revisione della Letteratura

2.1 Scintillatori

Una delle tecniche più antiche ma ancora largamente utilizzata per la rivelazione di radiazioni ionizzanti è quella dell'utilizzo di materiali scintillatori, ovvero materiali nei quali, in seguito a ionizzazione o eccitazione prodotta da una radiazione che li attraversa, viene prodotta luce. Questo processo di scintillazione rimane uno dei metodi più efficaci per la rivelazione di una vasta gamma di radiazioni ed è in costante evoluzione anche perché questi materiali combinano robustezza con buona risoluzione energetica e temporale ad un prezzo accessibile.

In generale il meccanismo alla base di questi dispositivi prevede che la radiazione venga assorbita dallo scintillatore (ad esempio per effetto fotoelettrico) e questo, con modalità che variano a seconda del materiale utilizzato e che verranno trattati in seguito, emetta fotoni nello spettro della luce visibile o ultravioletta. Questa luminescenza può essere divisa in tre categorie a seconda del processo che la genera. Si definisce *fluorescenza* l'emissione immediata in seguito alla diseccitazione del materiale, si indica con *fosforescenza* l'emissione di luce con lunghezza d'onda e tempo di decadimento maggiori rispetto alla fluorescenza, mentre per *fluorescenza ritardata* si intende un'emissione che presenta lo stesso spettro della fluorescenza ma prodotta con un tempo di emissione molto più lungo [9].

Anche se il meccanismo specifico di funzionamento varia seconda del tipo di materiale utilizzato, le caratteristiche principali che uno scintillatore ideale dovrebbe avere sono [9]:

- convertire in modo efficiente e lineare l'energia cinetica delle particelle cariche in luce rivelabile;
- la luce di scintillazione prodotta non deve essere riassorbita dal materiale stesso, quindi deve avere una lunghezza d'onda diversa da quella di assorbimento del mezzo;
- il tempo di decadimento della luce prodotta deve essere sufficientemente breve da poter generare impulsi veloci;
- il materiale deve avere buone proprietà ottiche, fabbricabile in dimensioni adatte ad un rivelatore e avere un indice di rifrazione intorno a ~ 1.5 ;

Quest'ultima richiesta in particolare è importante affinché vi sia un buon accoppiamento tra la luminescenza prodotta nel materiale scintillatore e i sensori che sono adibiti a convertire questa luce nei segnali elettrici che permettono poi effettivamente di fare un'analisi spettroscopica della radiazione rilevata.

Nella realtà non esiste un materiale che soddisfa contemporaneamente tutte queste richieste, pertanto sarà necessario trovare un compromesso e scegliere quello più adatto a seconda dello scopo che si vuole raggiungere e del tipo di radiazione che si intende studiare. [9]

La prima suddivisione che si può fare dei materiali scintillatori è quella tra *organici* e *inorganici*. Tra gli aspetti principali che distinguono queste due categorie ci sono il numero atomico Z e la densità: sono questi che rendono i primi più adatti alla rivelazione di neutroni veloci (per via del contenuto di

idrogeno), mentre i secondi più sensibili al passaggio di fotoni per via di elevati Z e densità [9]. All'interno di questo lavoro di tesi sono stati utilizzati solamente cristalli inorganici, pertanto nel seguito si approfondisce il meccanismo di scintillazione solo per questi materiali.

2.1.1 Scintillatori inorganici

L'esibizione di luminescenza da parte degli scintillatori inorganici è strettamente legata alla loro struttura cristallina e per questo solitamente non viene esibita in altre fasi. Il processo di scintillazione in questi materiali infatti dipende direttamente dalla struttura a bande che determina i livelli energetici del reticolo cristallino. Se in un atomo o in una molecola isolata i livelli energetici occupabili dagli elettroni sono una serie di stati discreti definiti dall'equazione di Schrödinger, in un cristallo inorganico invece i livelli più esterni sono modificati da una mutua interazione tra gli atomi e gli ioni del reticolo cristallino. Questa porta alla creazione di una struttura in cui si alternano una serie di bande energetiche permesse in cui è possibile trovare gli elettroni, separate da regioni in cui invece è impossibile trovarne e queste bande si estendono all'interno di tutto il reticolo cristallino.

Nella teoria della struttura a bande si definisce *banda di valenza* quella energeticamente più bassa: essa rappresenta lo stato fondamentale, contiene quegli elettroni che sono più strettamente legati al reticolo ed è solitamente piena. Viene detta invece *banda di conduzione* la prima banda vuota: essa contiene gli elettroni liberi, ovvero quelli che hanno sufficiente energia da potersi muovere attraverso il cristallo. Questi due livelli sono separati da una regione proibita di alcuni elettronvolt solitamente chiamata *energy gap* [9] [10].

Tramite questa descrizione dei cristalli inorganici è possibile spiegare il processo di assorbimento energetico di una radiazione che li attraversa: l'elettrone dal suo stato fondamentale viene promosso in banda di conduzione, superando l'energy gap e lasciando una lacuna nella banda di valenza. È il ritorno dell'elettrone nello stato fondamentale, accompagnato dall'emissione di un fotone, il responsabile del meccanismo di scintillazione. In un cristallo puro tuttavia questo processo risulta altamente inefficiente ai fini di un rivelatore sia perché i valori tipici dell'energy gap portano all'emissione di fotoni con lunghezza d'onda troppo bassa, fuori dal range del visibile, sia perché è molto probabile che questo fotone venga riassorbito dal materiale stesso [9].

Il modo più semplice aggirare questi problemi è quello di utilizzare cristalli drogati tramite piccole impurità, che vengono chiamati *attivatori*. Questi elementi vanno a modificare leggermente la struttura a bande del cristallo puro aggiungendo livelli energetici all'interno della banda proibita. Più nello specifico quando una radiazione viene assorbita dal materiale (come per esempio un fotone che va in contro ad effetto fotoelettrico) si creano particelle cariche che attraversando il materiale eccitano gli elettroni nella banda di valenza, portando alla creazione di coppie elettroni-lacune. Dopodiché le lacune (considerate cariche positivamente) si muovono verso i siti attivatori che, avendo un'energia di ionizzazione più bassa rispetto a quella degli atomi del reticolo, vengono ionizzati, mentre gli elettroni sono liberi di muoversi nella banda di conduzione. Un elettrone libero, incontrando un attivatore ionizzato, può andare a creare una nuova configurazione neutra con dei particolari livelli energetici eccitati e fondamentali all'interno dell'energy gap. Questi nuovi centri che vengono a crearsi possono essere di tre tipi e dare luogo a processi diversi. I più comuni sono i cosiddetti *centri di luminescenza* in cui sono permesse transizioni dallo stato attivatore eccitato a quello fondamentale e quando queste avvengono viene prodotto un fotone nel visibile, che avendo energia inferiore rispetto all'energy gap non verrà assorbito dal materiale e potrà essere quindi essere raccolto dai sensori (come i fotomoltiplicatori) che sono accoppiati agli scintillatori. La lunghezza d'onda dei fotoni emessi in questo modo sarà quindi determinata dall'impurità scelta per drogare il materiale, ovvero dalla struttura energetica che andrà a creare nel reticolo che la ospita; ai fini della rivelazione è importante che lo spettro della luce prodotta nello scintillatore cada nella regione di lunghezze d'onda di massima sensibilità del dispositivo adibito alla raccolta. È tuttavia possibile che non siano permesse transizioni dal livello attivatore eccitato a quello fondamentale. In tal caso è necessario che l'elettrone acquisisca (ad esempio termicamente) l'energia per salire ulteriormente ad un livello da cui è possibile il diseccitamento e da quello poi decadere emettendo un fotone che farà parte di quella componente di luce lenta chiamata fosforescenza

e che in questo tipo di rivelatori può costituire una significativa fonte di background luminoso. Infine possono crearsi dei *centri di smorzamento* in cui il diseccitamento dell'elettrone avviene senza emissione di fotoni (ad esempio per dissipazione termica): questo costituisce il principale meccanismo di perdita di informazione nella conversione dell'energia della particella in luce di scintillazione [9] [10].

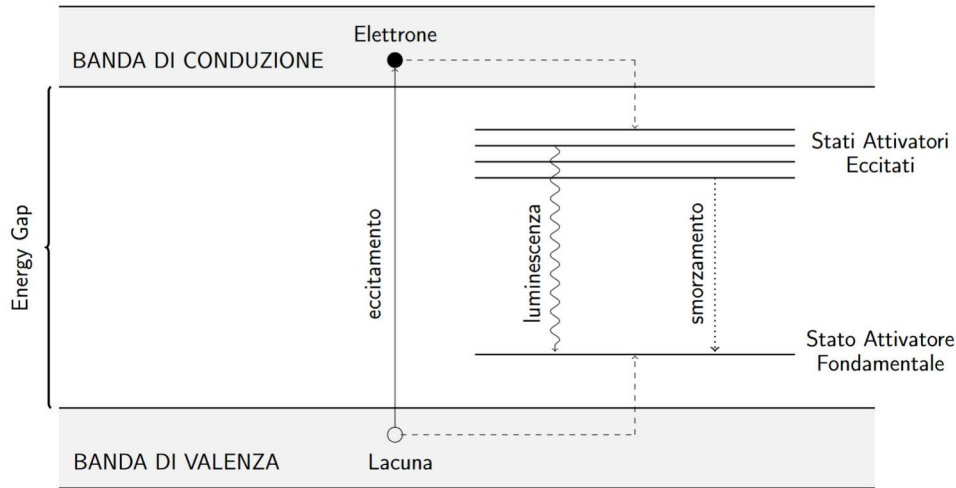


Figura 2.1: Struttura a bande in un cristallo inorganico attivato con impurità in cui sono mostrati i processi di luminescenza e smorzamento. Figura adattata da: [10]

Gli scintillatori inorganici tipicamente hanno una resa di luce decisamente migliore rispetto a quella degli scintillatori organici, tuttavia il tempo di decadimento della luce è più lungo e per particelle cariche pesanti la produzione di luce per unità di energia rilasciata è più bassa. I materiali più comuni utilizzati come rivelatori sono i cristalli di alogenuri alcalini attivati da metalli. Tra questi si trovano i cristalli di NaI(Tl) utilizzati anche in questo lavoro di tesi. Nonostante al giorno d'oggi vi siano materiali con resa luminosa, risoluzione in energia e tempo di decadimento migliori, questi materiali si presta ad una vastissima gamma di applicazioni ed è disponibile in diverse forme e dimensioni a prezzi relativamente bassi. Più in particolare lo ioduro di sodio attivato al tallio è un materiale di riferimento quando si tratta di spettroscopia di raggi gamma, con i quali è particolarmente efficiente: l'alto contenuto di iodio infatti rende molto probabile l'interazione per effetto fotoelettrico tra il materiale e una radiazione di questo tipo, garantendo una buona efficienza di fotopicco e una risoluzione in energia sufficiente a discriminare anche sorgenti polienergetiche [9].

Tipicamente i rivelatori a NaI(Tl) hanno una resa di 38000 fotoni per MeV depositato, ma una scarsa proporzionalità per basse energie, un tempo di decadimento della luminescenza di $0.23 \mu\text{s}$ a cui si aggiungono poi componenti di fosforescenza aventi tempi più lunghi. Per via di queste caratteristiche questo materiale non è adatto a misure veloci. È importante evidenziare che i dati riportati riguardo l'efficienza di questo materiale sono relativi al cristallo a temperatura ambiente, ma possono variare molto a seconda della temperatura a cui vengono utilizzati, motivo in più per cui nella scelta del rivelatore bisogna tenere conto delle condizioni in cui esso dovrà lavorare.

2.1.2 Spettroscopia di raggi gamma

I raggi gamma sono delle particelle prive di carica, pertanto non creano direttamente ionizzazione nel materiale che attraversano, ma per farlo devono andare incontro a processi diversi di interazione con gli atomi del mezzo, che modificano il loro percorso e la loro natura rendendoli così rivelabili dai detector. In particolare questi processi di interazione portano alla produzione di elettroni veloci che sono visibili ai rivelatori e tramite i quali possiamo ricostruire le informazioni sulla natura dei raggi gamma originari. Tra i vari meccanismi con cui fotoni possono interagire con la materia, quelli rilevanti ai fini della spettroscopia gamma sono tre e ciascuno predomina a diverse energie del fotone incidente: l'effetto fotoelettrico è la principale interazione per basse energie (fino a qualche centinaio

di keV), lo scattering Compton è rilevante per energie intermedie ed infine la produzione di coppie è il meccanismo dominante per alte energie (al di sopra di 5-10 MeV). Ad influire inoltre sulla probabilità relativa di ciascun effetto contribuisce anche il numero atomico del mezzo di interazione [9].

Questi tre processi su cui si basa la rivelazione dei fotoni sono anche i responsabili della forma tipica che assumono gli spettri energetici delle sorgenti di raggi gamma. Infatti soltanto quando si verifica effetto fotoelettrico viene prodotto un elettrone avente quasi tutta l'energia del fotone incidente: pertanto se nulla va disperso il fotoelettrone in questione rilascerà tutta questa energia nel detector e si vedrà nello spettro un solo fotopicco la cui energia corrisponde a quella del raggio gamma originario. Questa sarebbe la situazione ideale e per questo motivo bisognerebbe fare in modo che la probabilità di effetto fotoelettrico sia predominante nel mezzo scelto, tuttavia una parte dei fotoni inevitabilmente andrà incontro agli altri due processi e in questi casi gli elettroni che vengono prodotti hanno energie solitamente inferiori. Nel caso dello scattering Compton l'energia del fotone originario è suddivisa tra il fotone diffuso e l'elettrone in base all'angolo di scattering, dando luogo quindi ad un continuo di energie che possono essere rilevate anche in base al fatto che il fotone secondario venga rilevato andando in contro ad altri processi oppure no. Questo continuo di energie possibili viene definito "spalla Compton" e negli spettri gamma è solitamente ben riconoscibile. Nel caso in cui invece avvenga produzione di coppie elettroni-positroni invece, la perdita di energia rispetto al fotopicco è dovuta all'instabilità del positrone: a bassa energia cinetica esso va incontro ad annichilazione con un elettrone del mezzo, portando alla creazione di due fotoni collineari da 0.511 MeV ciascuno. Anche in questo caso se i due fotoni secondari non riescono ad interagire prima di uscire dal rivelatore nello spettro si vedranno dei picchi ad una energia inferiore rispetto a quella del raggio gamma originario, detti "escape peaks".

Un rivelatore ideale dovrebbe avere una dimensione tale per cui anche tutti i fotoni secondari derivanti da questi processi a loro volta riescono a interagire depositando tutta la loro energia. In questo modo se il materiale del detector (come ad esempio i cristalli di scintillazione sopra descritti) ha effettivamente una risposta lineare, quello che si otterrebbe sarebbe uno spettro con un unico fotopicco. I rivelatori reali hanno dimensioni finite per cui le perdite dei fotoni secondari, unite ad altri effetti come la fuga di elettroni secondari, determinano spettri energetici con forme più complesse, ma nonostante ciò effettuando in modo accurato la scelta dei materiali solitamente è comunque possibile distinguere il fotopicco primario corrispondente all'intera energia del raggio gamma incidente.

2.2 Fotomoltiplicatori (PMT)

Alla base dell'utilizzo di scintillatori per la rivelazione di radiazioni vi è la possibilità di poter convertire i deboli segnali luminosi prodotti in un segnale elettrico proporzionale e sufficientemente intenso da poter essere analizzato. Lo strumento più largamente utilizzato per assolvere a questo compito fondamentale è il *tubo fotomoltiplicatore* (PMT).

Le componenti principali di un fotomoltiplicatore sono tre: il fotocatodo ad una estremità, l'anodo all'altra e i dinodi per la moltiplicazione degli elettroni in mezzo. Il tutto è poi racchiuso all'interno di un involucro che mantiene le condizioni di vuoto dentro il tubo.

Il fotocatodo è uno strato fotosensibile che assorbe i fotoni a bassa energia prodotti nello scintillatore e produce fotoelettroni per effetto fotoelettrico. Questi elettroni migrano verso la superficie del materiale, perdendo energia per collisioni elettrone-elettrone, e se alla fine hanno sufficiente energia da superare la barriera di potenziale interna all'interfaccia tra il materiale e il vuoto accedono all'interno del vero e proprio tubo fotomoltiplicatore. Questa barriera di potenziale interna varia a seconda del materiale di cui è fatto il fotocatodo, ma avendo sempre un valore di alcuni elettronvolt tutti i PMT hanno un range di sensibilità che si ferma solitamente intorno alle lunghezze d'onda del rosso o infra-rosso. Un'altra caratteristica da non trascurare è che lo spessore del fotocatodo deve essere uniforme in tutta l'area della finestra, altrimenti la sensibilità dello stesso può variare dando luogo una riduzione della risoluzione della luce di scintillazione [9]. Per dare una misura della sensibilità del fotocatodo, soprattutto per le applicazioni che prevedono l'accoppiamento con scintillatori, si usa la **Quantum**

Efficiency (QE), che definisce semplicemente il numero di fotoelettroni emessi rispetto al numero di fotoni incidenti sulla sua superficie. Sebbene l'ideale sarebbe avere una QE del 100% in realtà i comuni fotocatodi raggiungono al massimo un valore del 20-30%. Essendo tuttavia questo parametro fortemente dipendente dalla lunghezza d'onda dei fotoni incidenti, è fondamentale scegliere fotocatodi la cui QE sia maggiore nelle regioni dello spettro in cui emetterà lo scintillatore accoppiato, come già accennato nel paragrafo precedente. I fotoelettroni che sono riusciti ad entrare nel tubo si trovano in una regione di raccolta, solitamente a pareti riflettenti, da cui poi tramite degli elettrodi vengono indirizzati verso il primo dinodo. Da qui parte il processo di moltiplicazione vero e proprio: quando un elettrone colpisce il dinodo infatti vengono prodotti ulteriori elettroni per emissione secondaria, questi poi tramite una differenza di potenziale vengono diretti verso il dinodo successivo, in cui il processo si ripete in modo analogo fino a raggiungere dei fattori di moltiplicazione dell'ordine di 10^7 a partire da un fotone incidente sul fotocatodo [9]. All'estremità opposta l'anodo è adibito a raccogliere tutti gli elettroni e inviare il segnale all'elettronica di lettura.

Un particolare da non trascurare è che il fattore di guadagno del PMT è funzione della tensione applicata allo stesso e perché il processo di moltiplicazione avvenga e sia efficace il fotocatodo, i dinodi e l'anodo devono essere correttamente polarizzati uno rispetto all'altro. Nella pratica questo viene attuato tramite un voltage divider che mantiene i dinodi alla corretta differenza di potenziale a partire da un singolo collegamento all'alta tensione. Questa necessità dei PMT di lavorare ad alte tensioni costituisce il loro principale limite, soprattutto nelle applicazioni che si intendono studiare in questo lavoro di tesi.

2.3 Fotomoltiplicatori al silicio (SiPM)

Il silicio è un materiale che assorbe efficacemente numerose lunghezze d'onda e per questa ragione viene utilizzato per la realizzazione di fotodiodi. In questi casi la giunzione p-n è appunto realizzata tramite il silicio e quando un fotone attraversa il materiale e viene da esso assorbito genera una regione di svuotamento libera da portatori di carica. Questo avviene perché il fotone interagendo con il materiale promuove elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione, creando così coppie elettroni-lacune. Se il fotodiodo viene polarizzato inversamente si crea un campo elettrico nella regione di svuotamento che porterà gli elettroni ad essere accelerati verso il catodo, mentre le lacune verso l'anodo, generando così un flusso netto di corrente nel diodo. Quando i campi elettrici creati per polarizzazione inversa sono sufficientemente intensi i portatori di carica vengono accelerati a tal punto da avere sufficiente energia cinetica per creare coppie di cariche secondarie. In questo modo un singolo fotone che viene assorbito dal silicio può innescare un effetto a cascata di ionizzazione che si diffonde in tutto il volume del diodo: a questo punto il silicio raggiunge il suo **punto di breakdown** e diventa un materiale conduttore, amplificando sensibilmente l'originaria coppia elettrone-lacuna in un flusso di corrente macroscopico. Questo processo che avviene nei fotodiodi polarizzati inversamente, a cui ci si riferisce con il termine di "Single Photon Avalanche Diode" (SPAD), viene chiamato "scarica Geiger" in quanto è un processo analogo a quello che tipicamente avviene nei tubi di Geiger-Muller e permette di raggiungere elevati livelli di guadagno. Essendo un processo a cascata c'è però bisogno di un sistema che interrompa o smorzi il flusso di corrente generato da un singolo fotone. Solitamente ciò viene fatto impiegando una serie di resistenze che attivandosi limitano la corrente che scorre nel diodo, abbassano la tensione inversa riportandola al di sotto del livello di breakdown e interrompono la cascata e permettono al diodo di riportarsi nella situazione di partenza, in modo tale da poter rilevare il passaggio di un nuovo fotone. Il tempo che il fotodiodo impiega per ritornare ai valori nominali di polarizzazione inversa viene detto **recovery time**.

Un SPAD utilizzato in modalità Geiger è quindi in grado di dare solamente un segnale di tipo binario: se infatti nel fotodiodo vengono assorbiti più fotoni, la risposta sarà equivalente a quella che si ottiene da una singola interazione. Non è possibile in questo modo avere informazioni riguardo la quantità [11].

Questo problema di proporzionalità viene risolto dai Fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM), i quali sono composti da array molto densi di piccoli e indipendenti sensori SPAD, ciascuno collegato alla sua

resistenza di smorzamento, che vengono solitamente indicati con il termine di "microcella". In questo modo quando un fotone arriva interagisce con un solo fotodiodo innescando il processo ciclico sopra descritto, che quindi rimarrà confinato alla singola microcella indipendente, mentre le altre sono pronte per rivelare altri fotoni. La somma delle correnti generate in tutte le microcelle attivate viene combinata ed eventualmente ulteriormente amplificata fornendo il segnale di output che fornisce le informazioni sul flusso di fotoni.

Il tempo di salita di un segnale in un SiPM corrisponde a quello di generazione della cascata nella singola microcella, così come il recovery time dell'intero sensore è determinato da quello del singolo SPAD. Tipicamente questo ultimo fattore è influenzato dalla dimensione della microcella (poiché legata alla sua capacità effettiva): più grande è l'area maggiore è il recovery time. D'altra parte però aree grandi garantiscono impulsi più ampi e quindi richiedono meno amplificazione. Se il numero di fotoni prodotti da uno scintillatore è proporzionale all'energia dell'evento rivelato e successivamente i questi fotoni vengono assorbiti dalle microcelle e generano un flusso di corrente, ne segue che la carica generata nell'intera matrice SiPM è proporzionale all'energia dell'evento originario [11].

Ci sono alcuni parametri che sono importanti per comprendere al meglio il funzionamento, i pregi e i difetti dei SiPM. Innanzitutto il **guadagno di una matrice**, ovvero la quantità di carica che si ottiene da ciascun fotone rilevato, dipende direttamente dalla capacità della microcella (e quindi anche dalla sua area) e dal cosiddetto **overvoltage** ΔV . Questo secondo parametro indica quanto superiore è la tensione inversa a cui viene mantenuto il sensore rispetto al livello di breakdown. Solitamente è un range di alcuni Volt in cui però il guadagno della matrice può variare sensibilmente e il cui valore può influire molto sulla presenza di altri effetti, solitamente indesiderati, come il crosstalk (definito di seguito).

Per i SiPM esiste inoltre un parametro, detto **Photon Detection Efficiency** (PDE), analogo a quella che per i PMT è la Quantum Efficiency, e che misura la sensibilità della matrice ai fotoni che la colpiscono: in particolare è la probabilità statistica che un fotone incidente interagisca con la microcella generando una cascata. La PDE è funzione della lunghezza d'onda dei fotoni incidenti, dell'overvoltage a cui si opera e infine del **fill factor**, ovvero un parametro che indica la percentuale di superficie del SiPM che è effettivamente sensibile alla luce. A differenza infatti di fotocatodo, la superficie dei SiPM è composta dalle microcelle, che però, per quanto dense, devono essere separate le une dalle altre per isolamento ottico ed elettrico. Questo, insieme alla superficie che va riservata alle resistenze di smorzamento, porta ad avere una quantità non trascurabile di "spazio morto" non adibito a rilevazione. Nel momento in cui si va ad utilizzare un SiPM tutti questi fattori vanno tenuti in considerazione e i parametri vanno ottimizzati in base alla misura da effettuare, ad esempio per avere la massima PDE nella regione di lunghezza d'onda di massima emissione del cristallo.

La principale fonte di rumore in un SiPM sono i **dark counts**, ovvero segnali creati da elettroni termici che si creano nel diodo. Questi conteggi dipendono principalmente dall'area attiva, dall'overvoltage e dalla temperatura. Essendo segnali del tutto identici a quelli generati dai fotoni incidenti, l'unico modo per cercare di limitare il rumore che generano è impostare una soglia di trigger. Infine una seconda fonte di rumore può essere data dal **crosstalk ottico** tra le microcelle, ovvero un fenomeno per cui i portatori di carica accelerati dal campo elettrico elevato possono produrre fotoni nello spettro dell'infrarosso che vanno ad attivare le microcelle adiacenti generando segnali. La probabilità che questo fenomeno avvenga cresce con il valore dell'overvoltage, pertanto nel settaggio di questo parametro bisogna solitamente fare un bilanciamento tra la PDE, massimizzata ad alti ΔV , e i crosstalk, minimizzato a bassi ΔV [11].

Capitolo 3

Descrizione dell'apparato sperimentale

In questo capitolo verrà descritto il setup sperimentale utilizzato per effettuare le misurazioni e verranno date le specifiche di tutti gli strumenti e i materiali utilizzati.

Il setup sperimentale standard è costituito da un cristallo di NaI(Tl) accoppiato, a seconda della misura, ad un PMT o ad un SiPM, posti all'interno di una scatola nera (dalle pareti di spessore di $\sim 1\text{cm}$) che schermi quanto più possibile da eventuali fonti di luce visibile provenienti dall'esterno. I cristalli di scintillazione sono stati posizionati aderenti ad una parete della scatola e al di fuori di essa, ad una distanza di 15cm e ad una altezza di 9.5 cm, allineate con gli assi degli scintillatori, sono state collocate le sorgenti di radiazione. Il PMT e il SiPM sono stati collegati all'esterno della scatola ai rispettivi dispositivi elettronici di alimentazione e trasmissione del segnale che verranno descritti nel seguito. I segnali tramite fibra ottica e cavo USB vengono trasmessi al computer utilizzato per l'analisi e il controllo, situato al di fuori del bunker in cui si svolge la misurazione.

L'esperimento ha previsto numerose prese dati, svoltesi anche nell'arco di giorni diversi, durante le quali si è cercato di mantenere il più possibile invariato il posizionamento di tutte le diverse componenti coinvolte.

Si riportano di seguito due foto esemplificative del setup standard dell'esperimento, in cui si può ben notare la differenza di dimensioni tra il tubo fotomoltiplicatore e la matrice SiPM.

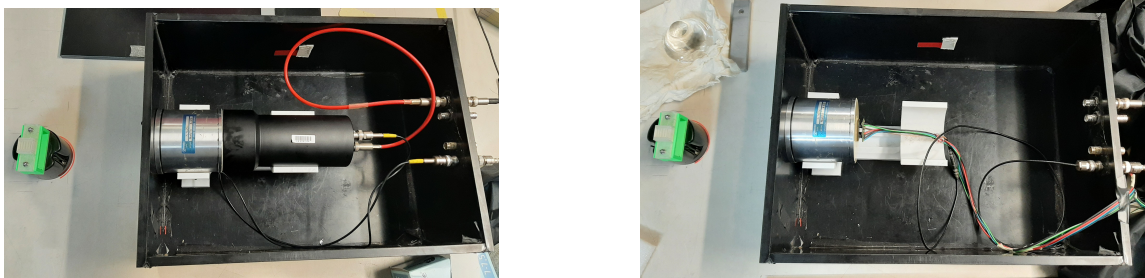


Figura 3.1: Foto del setup sperimentale con il cristallo da 3" nel caso di PMT a sinistra e di SiPM a destra

3.1 Scintillatori inorganici: NaI(Tl)

In questo lavoro di tesi, come già detto, sono stati utilizzati solamente scintillatori inorganici e in particolare, ai fini dello studio della risposta del SiPM rispetto al PMT, sono stati utilizzati i più classici cristalli di NaI(Tl). Essi rappresentano infatti il riferimento nell'ambito della spettroscopia gamma e le loro caratteristiche e vantaggi principali sono già stati approfonditi nei paragrafi precedenti. Per caratterizzare al meglio la risposta dei sensori, sono stati impiegati cristalli di volume variabile, nello specifico cilindri di dimensioni 1"x1", 2"x2" e 3"x3". Il motivo dietro questa scelta riguarda anche le possibili applicazioni di questi materiali: cristalli inorganici con questa densità (si veda Tab. 3.1) risultano abbastanza pesanti, per cui le prime due dimensioni permettono ad esempio un peso accettabile su dei veicoli aerei, mentre il volume più grande potrebbe essere impiegato su veicoli terrestri.

Ciascuno cristallo è avvolto in uno strato di qualche millimetro di teflon, materiale riflettore, e si trova poi all'interno di una capsula di alluminio con una finestra di plexiglass, dato che lo NaI(Tl) è un materiale igroscopico. Le specifiche fisiche sono riportate nella tabella sottostante.

Densità [g/cm^3]	3.67
Punto di fusione [K]	924
Coefficiente di espansione termica [C^{-1}]	$47.4 \cdot 10^{-6}$
Lunghezza d'onda di emissione massima [nm]	415
Indice di rifrazione al massimo di emissione	1.85
Resa di luce (Light Yield) [fotoni/keV]	38
Coefficiente di temperatura della resa di luce	$-0.3\% C^{-1}$
Tempo di decadimento primario [ns]	250

Tabella 3.1: Specifiche fisiche dei cristalli di NaI(Tl) da data sheet Luxium [12]



Figura 3.2: Cristalli scintillatori di NaI(Tl) delle tre dimensioni utilizzate

3.1.1 Guida di luce

Le guide di luce sono oggetti che vengono utilizzati per realizzare migliori accoppiamenti tra gli scintillatori e i fotosensori. Spesso infatti è difficile avere sensori la cui forma e dimensione permetta un accoppiamento diretto, quindi si utilizzano solidi trasparenti di varie forme che vengono fisicamente posti tra i cristalli e i sensori, ai fini di guidare la luce di scintillazione e migliorare l'efficienza di raccolta. Le guide di luce solitamente sono solidi trasparenti di materiali con elevato indice di rifrazione e operano principalmente sfruttando il principio della riflessione interna. Talvolta inoltre vengono

avvolte in materiale riflettente in modo minimizzare le perdite di luce e raccogliere anche i fotoni che sfuggono ad angoli minori di quello critico. Utilizzando questi oggetti si possono incrementare significativamente le altezze degli impulsi di scintillazione, ma bisogna tenere conto che il materiale riflettore scelto e la lunghezza della guida influiscono molto sui risultati [9].

In questo lavoro di tesi la guida di luce è stata utilizzata per migliorare l'accoppiamento tra la matrice SiPM e la superficie del cristallo di NaI(Tl) da 3", viste le notevoli differenze di dimensione. È stata utilizzata una guida in pelxiglass (indice di rifrazione di circa 1.48) con la forma di un tronco di cono di diametro maggiore 3", diametro minore 1" e lunghezza 35mm. Inoltre per cercare di migliorare ulteriormente le prestazioni è stata effettuata anche una misurazione ricoprendo la superficie della guida con un materiale riflettore, il mylar alluminato (~ 1 micron di spessore).

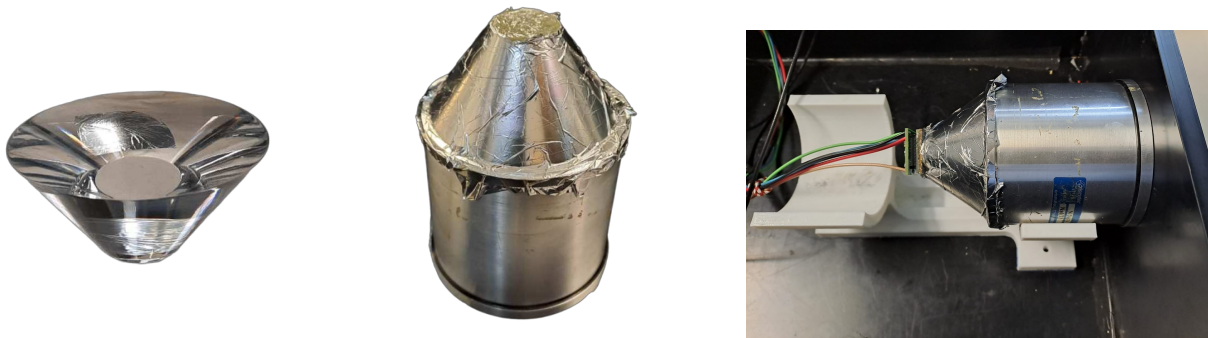


Figura 3.3: a) Guida utilizzata b) Accoppiamento e copertura di mylar c) Setup sperimentale

3.2 Dispositivi elettronici

3.2.1 Fotomoltiplicatore

Il fotomoltiplicatore utilizzato come riferimento è stato un HAMAMATSU R6233 con le seguenti caratteristiche:

Diametro	76 mm
Diametro fotocatodo	70 mm
Spettro di risposta	300-650 nm
Alimentazione (anodo-catodo)	1000 V
Corrente media all'anodo	0.1 mA
Guadagno	$2.7 \cdot 10^5$
Quantum Efficiency	30%

Figura 3.4: Specifiche tecniche da data sheet del produttore



Figura 3.5: HAMAMATSU R6233

Le dimensioni della finestra del fotocatodo pertanto sono tali da accoppiarsi perfettamente al cristallo da 3" e di conseguenza di coprire senza problemi anche gli altri due.

Durante le varie prese dati il PMT è stato mantenuto sempre alla tensione costante di +1000 V.

3.2.2 Fotomoltiplicatore al silicio

Il SiPM utilizzato come riferimento per analizzare il comportamento di questi sensori è stato un HAMAMATSU S14161-6050HS04 le cui caratteristiche principali sono presentate di seguito:

Dimensione dell'array	24 mm x 24 mm
Dimensione singolo SiPM	6 mm x 6 mm
Numero di canali	16
Numero di celle per canale	14331
Dimensione cella	50 μm x 50 μm
Picco di sensibilità in lunghezza d'onda	450 nm
Tensione di breakdown	38 V
Dark counts rate (a 4V di overvoltage)	7.5 μA
Fill factor	74 %

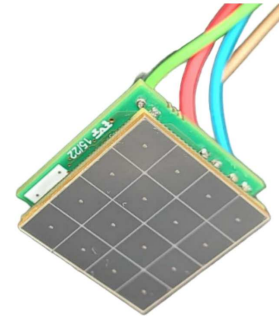


Figura 3.7: HAMAMATSU S14161-6050HS04

Figura 3.6: Specifiche tecniche da data sheet del produttore

Come si può osservare le dimensioni dell'array sono molto ridotte, pertanto il fotosensore è in grado di ricoprire completamente soltanto la superficie dello scintillatore da 1", mentre negli altri due accoppiamenti una significativa parte di superficie rimane inevitabilmente scoperta, con conseguenze che verranno analizzate in seguito.

A differenza delle misure effettuate con il PMT, in questo caso per ogni accoppiamento è stato cercato il valore di tensione ottimale variando all'interno del range di overvoltage indicato dal produttore, in modo tale da raggiungere un buon compromesso tra una buona PDE e basso dark pulse rate. Precisamente i valori di alimentazione utilizzati sono stati di 40.5V, 41.5V e 42V rispettivamente per le misure con cristalli de 1", 2" e 3" (anche con la guida di luce), variando quindi l'overvoltage da 2.5V a 4V.

La lettura e conversione dei segnali che si ottengono dall'array SiPM vengono elaborati da una output board specifica composta da una sequenza di quattro set. Ciascun set comprende quattro diversi SiPM connessi in parallelo. Il segnale proveniente da ciascun set viene amplificato tramite quattro preamplificatori di transimpedenza, insieme ad un amplificatore operazionale ad ultra velocità ricevente un input di $\pm 2.9\text{V}$. Infine i segnali amplificati vengono combinati a formare il segnale di output analogico. In fig. 3.8 viene riportato uno schema semplificato di questo circuito.

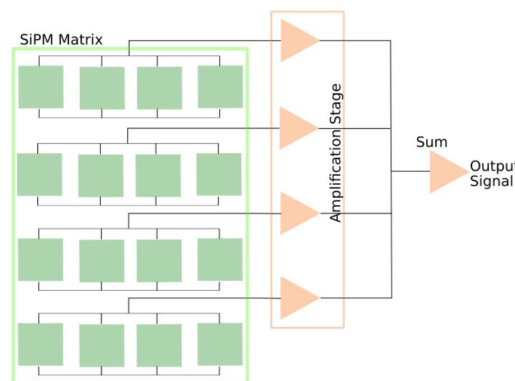


Figura 3.8: Diagramma della readout board dell'array sipm

Infine di seguito si riportano in un unico grafico la Photon Detection Efficiency del SiPM, la Quantum Efficiency del PMT e lo spettro di emissione di scintillazione dei cristalli di NaI) in funzione della lunghezza d'onda. Si può notare come entrambi i fotosensori ricoprano le lunghezze d'onda di emissione dei cristalli e in particolare come la loro massima efficienza cada a valori nell'intorno del massimo dello spettro: tale allineamento in linea teorica è indice di un buon accoppiamento tra le componenti utilizzate.

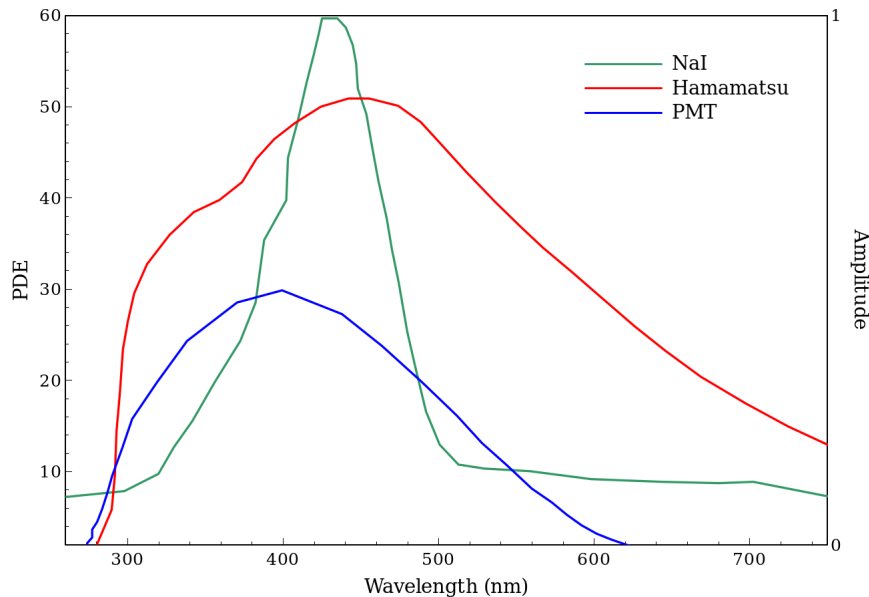


Figura 3.9: PDE e QE dei sensori confrontate con la curva di emissione del cristallo di NaI

3.2.3 Moduli di elettronica e digitalizzatore

Il fotomoltiplicatore è stato alimentato tramite un modulo di alta tensione CAEN modello V6533M, controllato da computer tramite collegamento USB.

Il SiPM è stato invece collegato ad un alimentatore da banco Aim-TTi MX180T a tre uscite, che ha fornito sia l'overvoltage che la tensione di input degli operazionali.

Entrambe i sensori sono collegati all'esterno della scatola nera da una fibra ottica incaricata alla trasmissione del segnale. Prima di arrivare al computer che controlla e raccoglie i dati delle misurazioni, il segnale analogico passa da un digitalizzatore, incaricato di convertirlo in segnale digitale. I moderni digitalizzatori possono essere programmati tramite un "Field Programmable Gate Array" (FPGA), che insieme all'Analogue-to-Digital Converter (ADC) è una delle componenti principali di questi strumenti. Nei digitalizzatori di forme d'onda la conversione avviene in modo continuo: quando un evento supera la soglia impostata il trigger scatta e fa in modo che un certo numero di campioni vengano salvati nella memoria di un buffer. Se arrivano più eventi sopra la soglia allora verranno aperte più finestre e nel buffer verranno registrati tutti gli eventi. In questo modo con i moderni digitalizzatori è possibile effettuare misure ad alto rate senza perdita di eventi [14].

In questo caso l'algoritmo implementato nel FPGA fornisce da ogni evento che supera la soglia una serie di dati tra cui la baseline, la etichetta temporale (timestamp) e la carica integrata totale (Q_{long}). Essa viene calcolata sulla base di una serie di parametri (come il pre-gate, la finestra di integrazione, ecc.) che possono essere settati e aggiustati in fase di presa dati e vengono mostrati in figura 3.10. Per l'analisi effettuata in questo lavoro di tesi i parametri sono stati settati in modo da ottimizzare baseline e Q_{long} .

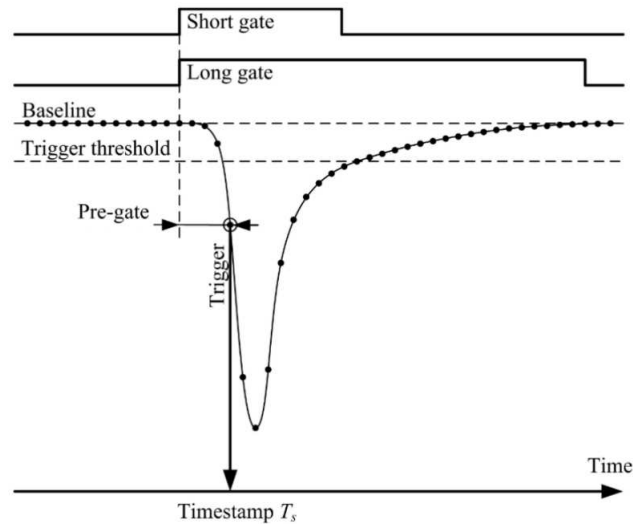


Figura 3.10: Parametri di acquisizione di un impulso digitalizzato. Immagine da [19]

Il digitalizzatore utilizzato è stato un CAEN DT5725 a 8 canali di input. Le specifiche sono riportate nella tabella 3.11.

Dimensione	154x50x164 mm ³ Desktop Module 680 g
Input analogico	8 ch. Impedenza 50 Ohm
Scale voltage range	0.5 o 2 Vpp
Risoluzione ADC	14 bits
Sample rate	250 MS/s
Connettività	USB e Optical Link Controller
Consumo	2 A, 12 V



Figura 3.12: CAEN DT5725

Figura 3.11: Specifiche tecniche da data sheet del produttore

3.3 Sorgenti

Per effettuare la caratterizzazione della risposta dei rivelatori sono state utilizzate delle tipiche sorgenti di emissione gamma le cui specifiche sono riportate nella tabella seguente.

Sorgente	Attività (kBq)	Data	Incertezza (%)
⁶⁰ Co	383	01/06/2015	3
²² Na	384	01/06/2015	3
¹³⁷ Cs	386	01/06/2015	3

Tabella 3.2: Informazioni sulle sorgenti di calibrazione usate

Capitolo 4

Simulazione dell'esperimento con Metodo Monte Carlo

I metodi Monte Carlo sono una categoria di tecniche computazionali che si basano sulla teoria della probabilità e sulla generazione di numeri pseudo-casuali. In particolare essi utilizzano la ripetizione di campionamenti casuali al fine di ottenere risultati numerici per una vasta gamma di problemi. Solitamente questi algoritmi si usano per cercare soluzioni a problemi che hanno particolari densità di probabilità e richiedono un numero elevato di calcoli per raggiungere il risultato previsto e sono particolarmente utili quando una soluzione deterministica è difficile o impossibile da ottenere. Per fornire una soluzione numerica, soprattutto per i problemi riguardanti l'ambito fisico e naturale, questi metodi si basano sulle singole microscopiche interazioni tra gli oggetti oppure tra l'oggetto e l'ambiente che lo circonda, tentando quindi una modellizzazione della natura tramite simulazione delle dinamiche interne del sistema in questione [13].

I metodi Monte Carlo sono largamente utilizzati in moltissimi ambiti diversi, che spaziano dalla finanza all'ingegneria, dalla genetica alle scienze sociali e molti altri ancora. Nel campo della fisica sono ormai diventati uno strumento fondamentale fungendo talvolta da ponte tra l'ambito teorico e quello sperimentale, mentre là dove la teoria è maggiormente consolidata e verificata da esperimenti sono il miglior modo per effettuare simulazioni e predizioni. È questo il caso della fisica che si occupa delle interazioni tra radiazione e materia, i cui processi microscopici sono ben noti ed è quindi possibile fare modelli più accurati.

Le simulazioni di trasporto di radiazione nei materiali si basano sulla creazione della singola storia di ogni particella, vista come una sequenza di passi casuali che si interrompe con l'interazione della particella con il mezzo in cui si trova e che causa perdite di energia, cambi di direzione e produzione di particelle secondarie. Il meccanismo di ciascuna interazione delle particelle è determinato dal campionamento casuale da distribuzioni di probabilità che si basano fondamentalmente sulla sezione d'urto e su altre informazioni come l'energia della particella e il materiale del mezzo. Per questo motivo è necessario che tutti i processi fisici coinvolti e tutti i tipi di particelle presenti siano ben descritti all'interno della simulazione [14]. Questo processo di simulazione viene ripetuto per un numero molto elevato di particelle arrivando così a risultati statisticamente rilevanti.

Tramite metodi Monte Carlo si riescono a modellizzare sistemi con geometrie molto complesse e composti da diversi materiali, ottenendo simulazioni notevolmente fedeli ai reali esperimenti. Per fare ciò è necessario definire in termini fisici e geometrici tutte le caratteristiche della configurazione nel modo più dettagliato possibile, definendo sorgenti di radiazione, oggetti irradiati, sistemi di rilevazione con le loro rispettive posizioni nello spazio, oltre che i processi fisici coinvolti.

Al giorno d'oggi esistono diversi codici adibiti alla simulazione del trasporto di radiazione nella materia, tra questi alcuni dei più noti sono GEANT4, PENELOPE e MNCP. Tutti utilizzano metodi

stocastici basati sulle distribuzioni di probabilità per creare i singoli eventi individuali di una variabile casuale. In questo modo ogni passo e ogni interazione subita da ogni singola particella viene seguita dall'inizio alla fine, ottenendo una descrizione accurata del suo percorso nei materiali interessati [14].

In questo lavoro di tesi è stato utilizzato il codice MCNP6 per effettuare simulazioni Monte Carlo degli esperimenti descritti nel capitolo precedente. In particolare ci si è concentrati sulla simulazione dell'interazione della radiazione (in questo caso fotoni) con i cristalli inorganici di NaI(Tl) di diverse dimensioni utilizzati in laboratorio, per studiare le loro proprietà di scintillazione e più nello specifico per cercare di dare una stima dell'efficienza intrinseca dei rivelatori, caratteristica altrimenti difficile da calcolare. Per fare ciò gli spettri simulati tramite il codice sono stati confrontati e validati con gli spettri ottenuti sperimentalmente.

Il codice MCNP6 (Monte Carlo N-Particle) è sviluppato e mantenuto dai Laboratori Nazionali di Los Alamos ed è in grado di simulare il trasporto di 35 tipi di particelle (tra cui fotoni, neutroni, particelle cariche e ioni pesanti) con un vasto range di energie, che spazia da qualche keV all'ordine dei GeV, in diversi materiali. Tutto ciò è possibile perché il codice ha accesso ad un database di informazioni vastissimo contenente per esempio dati sulle sezioni d'urto o sulle proprietà dei materiali e i processi che intercorrono a diversi valori di temperatura. Si tratta di un codice scritto in Fortran90 utilizzabile su vari sistemi operativi (inclusi Windows, Linux e OS) e che necessita di un unico file di input contenente tutte le informazioni necessarie per lo svolgimento della simulazione. Questo file di input scritto dall'utente ha una struttura e un linguaggio molto ben definiti in cui ci si riferisce agli oggetti tramite numeri. Il file deve essere necessariamente diviso in 3 sezioni il cui ordine non può essere modificato e che vengono chiamate "*cards*": affinché il codice venga eseguito la sintassi di ciascuna sezione deve essere accuratamente rispettata. La prima sezione, della "*cell cards*" è quella in cui vengono definite le forme e i materiali degli oggetti fisici presenti nello spazio in cui deve avvenire la simulazione, inclusi l'ambiente e l'esterno. La successiva è la "*surface card*" vengono invece specificare tutte le forme geometriche necessarie a delimitare i confini dei volumi delle celle che costituiscono gli oggetti. Infine la "*data cards*" è quella in cui vengono date tutte le altre specifiche sul problema da simulare ed è divisa in diverse sottosezioni (alcune necessarie e altre no a seconda della complessità della situazione): vengono date qui le informazioni ad esempio riguardo la sorgente, i materiali, le interazioni che si vogliono esaminare e i dati che si vogliono raccogliere. Un file di input di MCNP può così diventare molto elaborato aggiungendo le varie cards e permette di simulare situazioni particolarmente complesse.

Per quanto riguarda le simulazioni effettuate per questo lavoro la geometria dell'esperimento era abbastanza essenziale per cui nel file di input è stato sufficiente definire i cristalli di NaI delle diverse dimensioni, ciascuno avvolto nel proprio strato di teflon e incapsulato nell'alluminio. Alla distanza di 16 cm sull'asse dei cilindri sono poi state simulate le diverse sorgenti isotrope utilizzate, avendo cura di definire la frazione dell'angolo solido di emissione che investe la superficie dei cristalli. Infine sono state incluse le specifiche riguardanti la quantità e il tipo di particelle da tracciare e il conteggio desiderato.

Capitolo 5

Risultati sperimentali

In questo capitolo verranno presentate le procedure sperimentali eseguite ai fini di effettuare una caratterizzazione della risposta di un rivelatore avente un cristallo di NaI(Tl) (delle tre diverse dimensioni mostrate) accoppiato a una matrice SiPM, confrontandola con quella di riferimento data dall'accoppiamento a PMT.

Lo scopo della prima parte è stato quello di verificare la linearità della risposta del rivelatore effettuando la calibrazione in energia e successivamente valutarne la risoluzione in energia. Per fare ciò sono state effettuate misure con le tre sorgenti di calibrazione per le tre configurazioni dei cristalli accoppiati al PMT e successivamente le stesse misure sono state ripetute ma accoppiando i cristalli alla matrice SiPM, variando l'elettronica necessaria. Dai dati ottenuti da queste misurazioni sono state effettuate diverse analisi tra cui anche quella dell'efficienza relativa dei cristalli da 1" e 2" rispetto a quello da 3", usata in seguito per il confronto con i risultati ottenuti dalle simulazioni Monte Carlo. Nella seconda parte invece sono state effettuate misure ad alto rate con la sorgente ^{137}Cs per valutare la risposta della matrice SiPM in termini di spostamento del centroide e variazione della risoluzione in energia.

Si precisa che nel momento in cui la configurazione dell'esperimento è stata variata per cambiare il cristallo di rivelazione oppure il sensore di lettura sono state effettuate delle analisi preliminari per ottimizzare l'integrale degli impulsi, come spiegato nel paragrafo 3.2.3. In seguito a queste prime analisi si è visto che variando solo la dimensione dello scintillatore il parametro rimaneva pressoché costante. Pertanto si è mantenuto uno stesso valore ottimizzato per tutte le misure con il PMT e successivamente un altro per tutte le misure con SiPM.

Tutti i dati raccolti dal sistema di acquisizione sono stati letti ed analizzati con apposite macro tramite Root.

5.1 Valutazione della linearità della risposta

La calibrazione in energia e la valutazione della linearità della risposta dei rivelatori viene effettuata tramite l'analisi degli spettri energetici ottenuti per ciascun cristallo sfruttando l'identificazione e l'analisi dei fotopicchi che, come descritto nel paragrafo 2.1.2, caratterizzano gli spettri di emissione gamma. Si riporta a titolo esemplificativo lo spettro non calibrato del ^{137}Cs ottenuto dal cristallo di NaI(Tl) da 3" in figura 5.1. Verificare la risposta lineare di un rivelatore significa di fatto vedere se l'ampiezza dell'impulso registrato è proporzionale all'energia del fotone che lo ha generato. Questo è legato anche alla linearità intrinseca del cristallo: se ci sono più fotoni con la stessa energia (come possono essere appunto quelli emessi dalle sorgenti di calibrazione) che interagiscono con il materiale in modi diversi e un numero diverso di volte, lo scintillatore è lineare se alla fine per ognuno avrà

prodotto la stessa quantità di luce, che quindi potrà andare a costituire il fotopicco primario. Per effettuare la calibrazione è stata quindi sfruttata la posizione dei fotopicchi di ciascuna sorgente per mettere in relazione il canale con l'energia del fotone gamma incidente. Le posizioni dei fotopicchi sono state ottenute tramite fit gaussiani (associando come errore la σ della curva gaussiana) e sono state messe in relazione con le energie tabulate (valori presi da [15]) per le sorgenti ottenendo così i parametri di calibrazione tramite fit lineari.

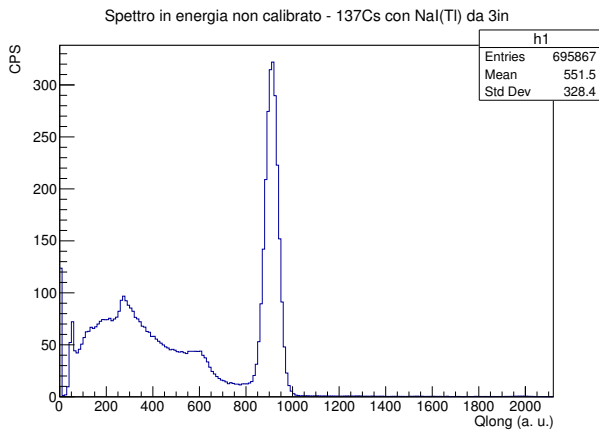


Figura 5.1: *Spettro energetico da accoppiamento al PMT*

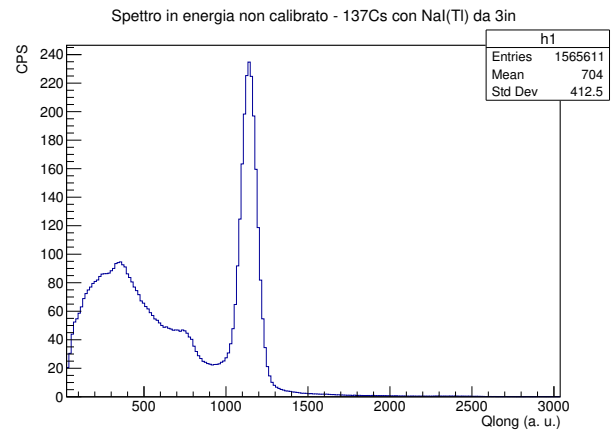


Figura 5.2: *Spettro energetico da accoppiamento al SiPM*

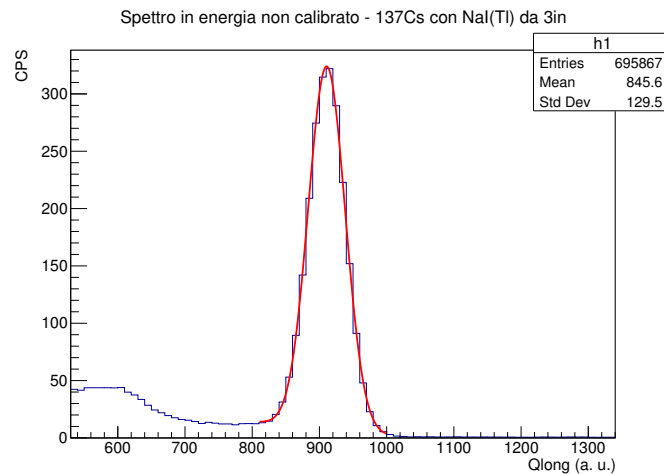


Figura 5.3: *Esempio: Zoom sul picco con il fit eseguito per individuare la posizione del centroide (PMT)*

I risultati ottenuti dai fit riportati di seguito mostrano come il comportamento lineare sia mantenuto all'aumentare dell'energia con entrambe i sensori. In generale si può osservare come le posizioni dei centroidi in entrambi i casi crescano progressivamente al diminuire della dimensione dello scintillatore: questo è probabilmente dovuto al fatto che, nonostante la resa di luce del materiale sia sempre più o meno la stessa, più il cristallo è grande più è probabile che il fotone di scintillazione che si crea non riesca ad uscire dal cristallo per via di fenomeni di autoattenuazione e riassorbimento interno e quindi non arrivi al sensore. Questo fenomeno può essere quantificato tramite quella che viene definita "efficienza di raccolta di luce" ϵ_{CL} e può essere utile per determinare il numero di fotoni che effettivamente vengono raccolti dal fotosensore e contribuiscono al segnale.

In conclusione si può quindi affermare che i rivelatori hanno tutti un andamento lineare nel range studiato e la risposta del SiPM è del tutto analoga a quella del PMT.

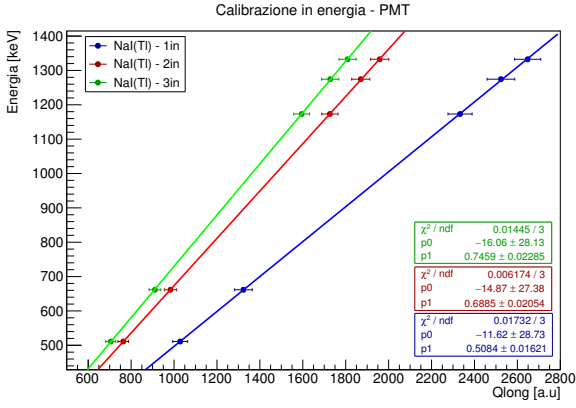


Figura 5.4: Fit di calibrazione in energia per i tre cristalli accoppiati al PMT

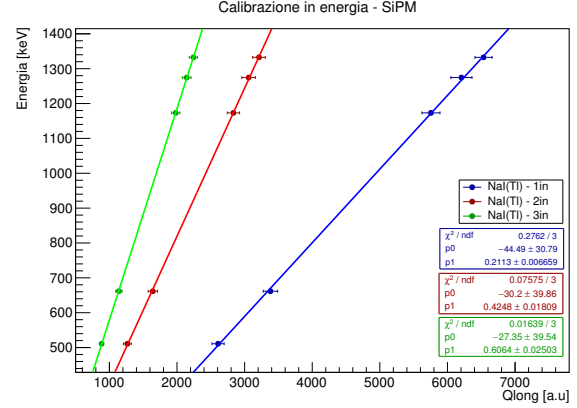


Figura 5.5: Fit di calibrazione in energia per i tre cristalli accoppiati al SiPM

5.2 Risoluzione in energia

In contrasto con l'attesa teorica ideale di un fotopicco monoenergetico ben definito, che si potrebbe immaginare come una riga, nella realtà gli spettri energetici presentano dei fotopicchi con una larghezza finita, come si può notare anche negli esempi riportati nel paragrafo precedente, effetto appunto di una risoluzione energetica finita. Tipicamente gli scintillatori sono tra i rivelatori di particelle con la risoluzione peggiore, con picchi solitamente abbastanza ampi, e questo valore peggiora progressivamente se la risposta del materiale non è lineare. Sperimentalmente però ad influire su questo parametro ci sono anche effetti statistici riguardanti la raccolta di carica, il rumore dell'elettronica e fluttuazioni nella risposta di amplificazione del segnale da parte dei sensori. Esso è un parametro molto significativo per un rivelatore, poiché rappresenta quanto accuratamente esso riesce a determinare l'energia di una radiazione incidente. Inoltre migliore è la risoluzione in energia, migliore sarà la capacità di discriminare diversi picchi a varie energie anche se molto vicini tra loro. Dal punto di vista applicativo ad esempio questo si traduce nella possibilità o meno di identificare una sorgente radioattiva. Il modo in cui stimare questa quantità è ben definito dal punto di vista teorico ed è:

$$R = \frac{FWHM}{E} = \frac{2.355 \cdot \sigma}{E} \quad (5.1)$$

dove FWHM indica l'altezza a metà altezza del picco gaussiano, che è direttamente proporzionale alla sua σ , mentre E è il valore del suo centroide.

In molti casi pratici l'allargamento per cause statistiche dei picchi rappresenta la principale perdita di risoluzione: in tali casi è possibile stimare un andamento della variazione della risoluzione in funzione dell'energia come [9]:

$$R = \frac{FWHM}{E} = \frac{K}{\sqrt{E}} \quad (5.2)$$

$$\ln R = \ln K - \frac{1}{2} \ln E \quad (5.3)$$

dove K è una costante di proporzionalità

Tutti gli spettri prodotti, una volta calibrati, sono stati quindi rianalizzati effettuando nuovi fit gaussiani dei fotopicchi ai fini di stimare la risoluzione in energia. Di seguito sono riportati i plot con i valori in percentuale ottenuti e successivamente i risultati ottenuti effettuando una regressione lineare secondo la relazione 5.3.

Osservando i grafici ottenuti è immediato notare il miglioramento dei valori di risoluzione al crescere dell'energia, andamento previsto teoricamente e che viene confermato anche dai coefficienti angolari dei fit lineari effettuati, che effettivamente sono prossimi al valore di -0.5 in tutti i casi.

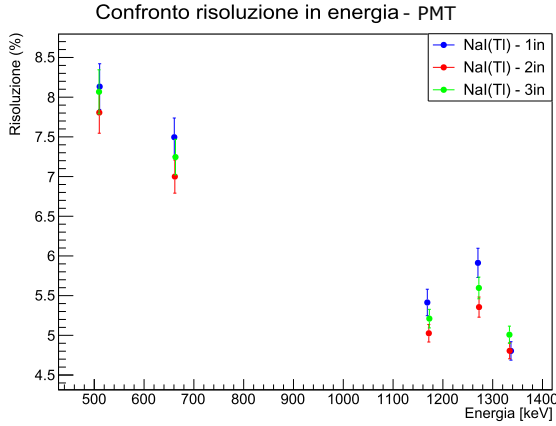


Figura 5.6: Risoluzione in energia dei 3 cristalli con PMT

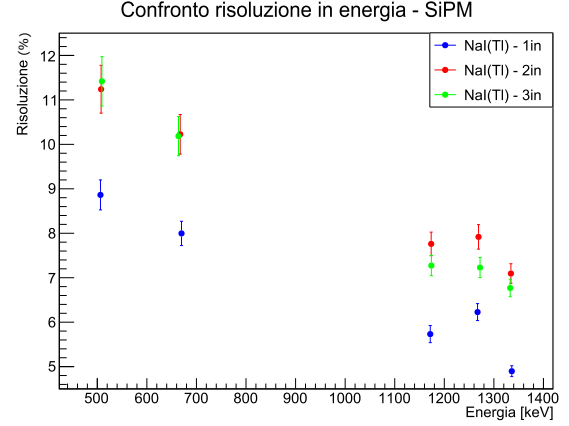


Figura 5.7: Risoluzione in energia dei 3 cristalli con SiPM

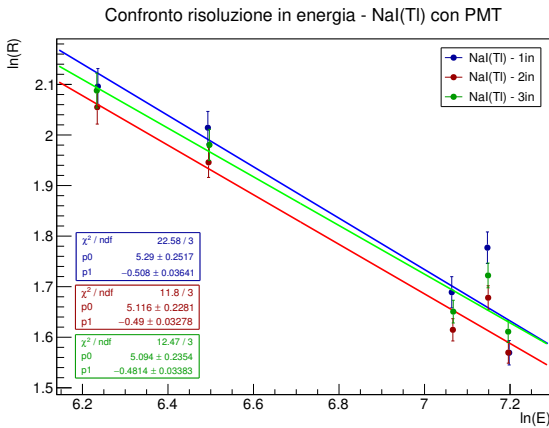


Figura 5.8: Analisi di risoluzione: PMT

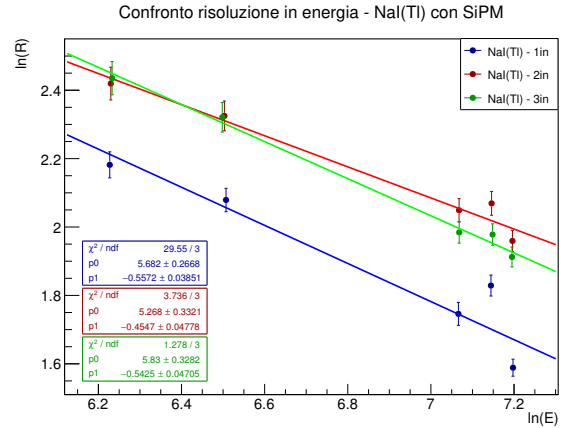


Figura 5.9: Analisi di risoluzione: SiPM

Analizzando più nello specifico, si può notare che in generale la risoluzione con l'accoppiamento al PMT risulta migliore in tutti i casi, ma in realtà per motivazioni diverse e strettamente legate alle dimensioni relative dei fotosensori rispetto ai cristalli. Ai fini quindi di una analisi più completa di questi risultati, è utile calcolare quanti siano i fotoni che vengono effettivamente raccolti dai sensori rispetto a quelli che vengono prodotti nel cristallo. Tale parametro è stimabile come

$$N_\gamma = LY \cdot E_\gamma \cdot \epsilon_{CL} \cdot QE_{int} \quad (5.4)$$

$$N_\gamma = LY \cdot E_\gamma \cdot \epsilon_{CL} \cdot \frac{16 \cdot A_{singleSiPM}}{A_{scint}} \cdot PDE_{int} \quad (5.5)$$

rispettivamente per il PMT e per il SiPM, dato che nel primo caso la superficie dello scintillatore è sempre completamente coperta dal fotocatodo quindi non è necessario stimare la frazione di area sensibile investita dalla luce. Il Light Yield (LY) del NaI(Tl) è riportato nella tabella 3.1 ed è stata considerata in questo caso l'energia di emissione del picco di ^{137}Cs , ovvero $E_\gamma = 661.657 \text{ keV}$.

QE_{int} e PDE_{int} rappresentano invece la convoluzione tra le curve di Quantum Efficiency del PMT o Photon Detection Efficiency del SiPM e lo spettro di emissione di scintillazione del cristallo di NaI(Tl), riportate nella figura 3.9.

I valori ottenuti sono:

$$QE_{int} = 24.84\%$$

$$PDE_{int} = 46.37\%$$

Il valore di ϵ_{CL} è stato invece stimato a 0.95 per i cristalli da 2" e 3" (per la maggiore probabilità di autoattenuazione già spiegata) e ad 1 per il cristallo da 1". Sono stati ottenuti valori i seguenti, che saranno utili per confrontare meglio i valori di risoluzione dei due sensori.

N_γ	1"	2"	3"
PMT	6.25 10 ³	5.93 10 ³	5.93 10 ³
SiPM	1.17 10 ⁴	3.15 10 ³	1.40 10 ³
Rapporto SiPM/PMT	1.87	0.53	0.25

Tabella 5.1: Stima dei valori N_γ di fotoni raccolti dai fotosensori nelle diverse combinazioni

Procedendo quindi con l'analisi della risoluzione si osserva che il cristallo da 1" è quello che, accoppiato a PMT, risulta avere una risoluzione peggiore e un fit lineare meno accurato rispetto alle altre due dimensioni, ma la ragione di questi risultati è molto probabilmente legata ad una minore linearità intrinseca del cristallo. Se si comparano questi risultati con quelli ottenuti dall'accoppiamento al SiPM si vede che con quest'ultimo il cristallo da 1" ha valori di risoluzione confrontabili con quelli del PMT, ma leggermente peggiori. In entrambi gli accoppiamenti la superficie del cristallo era completamente coperta dal fotosensore, pertanto la ragione di questa discrepanza non può essere attribuita a perdite di luce. Inoltre, stando ai risultati trovati riguardo al numero di fotoni raccolti e riportati in tabella 5.1, la matrice SiPM grazie alla sua elevata PDE_{int} dovrebbe riuscire a raccogliere molti più fotoni rispetto al fotocatodo. Pertanto questo valore di risoluzione leggermente più alto rispetto al PMT è probabilmente dovuto a ragioni elettroniche e di filtraggio del rumore. In particolare dal punto di vista elettronico questo potrebbe evidenziare un limite del SiPM nel modo in cui i pixel vengono combinati per formare il segnale, per cui non si riescono a sfruttare tutti i fotoelettroni che si producono o ad amplificare efficacemente il segnale.

Osservando invece i risultati per i cristalli da 2" e 3" è immediato notare come il peggioramento in risoluzione sia più marcato. Variazioni così notevoli, che portano il SiPM a risoluzioni oltre il 10% per i picchi a energie più basse, sono dovute principalmente alla perdita di luce dovuta alla piccola dimensione della matrice SiPM, ed ancora più piccola area sensibile se si considera solo l'area di ciascun pixel, rispetto alla vasta superficie degli scintillatori in questione. Anche i valori di N_γ stimati confermano che il numero di fotoni raccolti dalla matrice è sensibilmente minore rispetto a quelli del PMT, avvalorando l'ipotesi sul motivo di perdita di risoluzione.

Di seguito si mostrano gli spettri del ^{137}Cs misurato con tutte le diverse configurazioni di dimensione del cristallo e accoppiamento ai sensori, in modo da mostrare come effettivamente la perdita di risoluzione è la traduzione di fotopicchi meno definiti e più larghi.

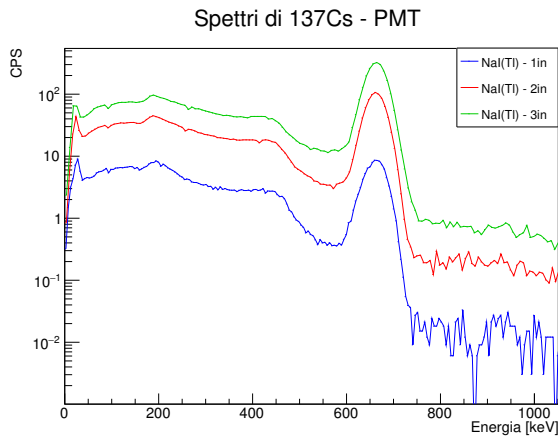


Figura 5.10: Spettri dei 3 cristalli con PMT

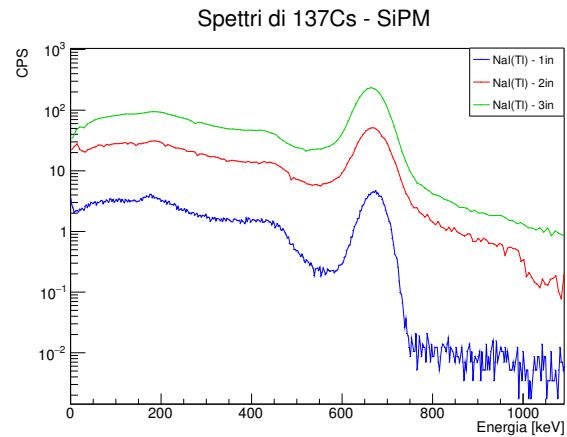


Figura 5.11: Spettri dei 3 cristalli con SiPM

5.2.1 Risultati ottenuti con la guida di luce

Le misure che sono state fatte aggiungendo alla configurazione 3" - SiPM la guida di luce in plexiglass hanno avuto come obiettivo quello di capire se il peggioramento in risoluzione dovuto alla perdita di luce di scintillazione si potesse limitare cercando di incanalare appunto i fotoni che sfuggivano all'area di copertura della matrice. Le misure sono state effettuate anche con la guida ricoperta da mylar alluminato, aspettandosi che il riflettore portasse un ulteriore miglioramento. Bisogna sottolineare che nell'assemblaggio del cristallo con la guida e la matrice non è stato facile eliminare le eventuali bolle d'aria tra le superfici accoppiate. Inoltre si specifica che anche in questo set di misure la matrice SiPM è stata mantenuta ad una tensione di 42 V (quindi ad un overvoltage di 4V) come per le precedenti misure in accoppiamento al 3" ed è stata mantenuta costante per tutte le configurazioni esaminate con la guida.

Di seguito i risultati ottenuti.

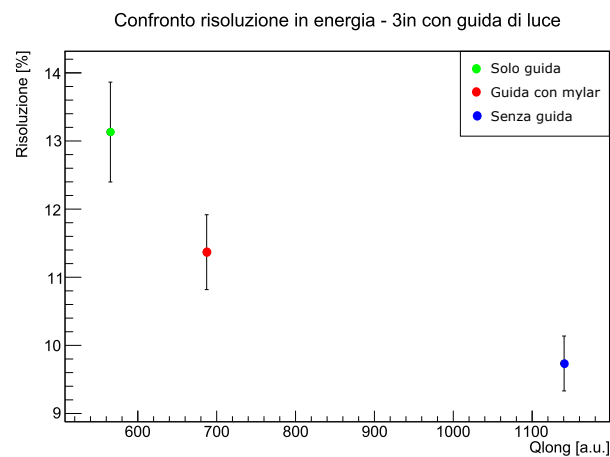


Figura 5.12: Risoluzione ottenuta con la guida di luce

Al contrario da quanto atteso teoricamente, le prestazioni della configurazione con la guida non sono migliori. Si assiste infatti ad un notevole peggioramento, soprattutto a guida scoperta. Il riflettore applicato, nonostante il sottile strato adattato con difficoltà alla superficie conica, ha portato dei piccoli miglioramenti, ma risulta comunque ancora migliore la risoluzione della matrice direttamente accoppiata al cristallo. Come si può osservare dai valori dei centroidi infatti, l'utilizzo della guida non sembra aver portato ad una maggiore raccolta di fotoni. La ragione di ciò potrebbe essere una eccessiva attenuazione dei fotoni all'interno della guida, forse per via di una eccessiva lunghezza.

5.3 Misure ad alto rate di conteggio di raggi gamma

Le misure ad alto rate di conteggio sono state effettuate solo con la sorgente di ^{137}Cs e nella configurazione 3" - SiPM, ai fini di studiare il comportamento della matrice in questa situazione e in particolare di valutare la variazione della risoluzione energetica e lo spostamento dei centroidi. Esaminare la performance del SiPM in questo caso è infatti importante per capire se in presenza di sorgenti di radiazione molto intense esso sia ancora affidabile. Questo è particolarmente utile perché le misure ad alto rate sono un campo in cui tipicamente i PMT hanno bisogno di un voltage divider disegnato apposta per questo tipo di applicazione. Questo perché i dispositivi a voltage divider resistivo smettono di funzionare intorno ai 30/40 kHz, mentre quelli a voltage divider attivo pur funzionando molto spesso risultano instabili.

Per variare il rate la posizione della sorgente è stata modificata, aumentando e diminuendo la distanza dal cristallo, e per raggiungere i rate più elevati è stata aggiunta anche una seconda sorgente identica alla prima. In questo modo si è cercato di spaziare in modo quanto più uniforme in un range tra circa 1000-80000 cps (counts per second).

Come si può osservare nella figura 5.13 la risposta della matrice è stata molto buona in quanto gli spostamenti relativi del centroide all'aumentare del rate, sebbene non abbiano un andamento costantemente crescente, non hanno mai superato il 2%, un valore che è quindi entro quello degli scostamenti termici.

Per quanto riguarda invece i valori di risoluzione (Fig. 5.14.b), non si osservano variazioni importanti almeno fino a circa 35 kcps, dopodiché si assiste ad un peggioramento più significativo ma che comunque non supera il 3%, anche questo un risultato molto significativo rispetto alle tipiche performance dei PMT a voltage divider resistivo ed è confrontabile con quelle di un buon PMT con voltage divider attivo [16].

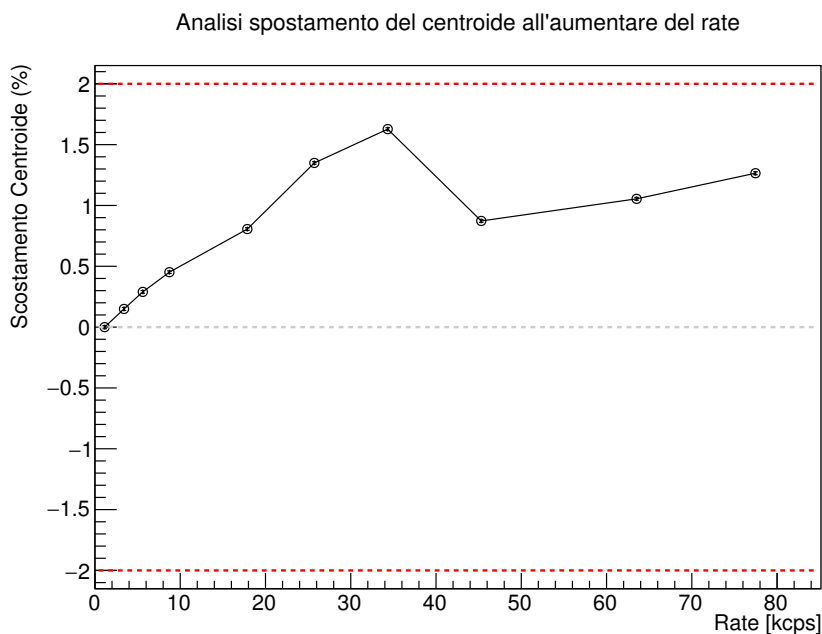


Figura 5.13: Plot che analizza lo spostamento del centroide

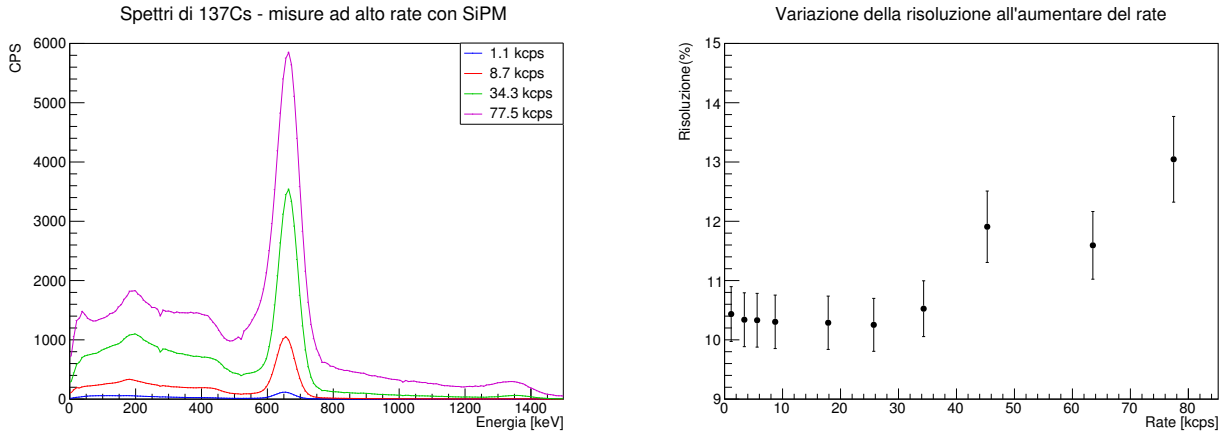


Figura 5.14: a) Alcuni spettri ottenuti da misure ad alto rate b) Valori di risoluzione ad alto rate

5.4 Stime di efficienza

I rivelatori di radiazione gamma, a differenza di quelli di particelle beta o alfa, hanno una efficienza solitamente inferiore al 100%. La ragione di ciò è legata al fatto che i raggi gamma non sono carichi e come già spiegato devono interagire con un mezzo per poter essere rilevati: la radiazione può quindi percorrere distanze relativamente lunghe prima che una interazione avvenga, portando i rivelatori a efficienze più basse. Tipicamente sono definiti due tipi di efficienza di conteggio, dette *efficienza assoluta* ed *efficienza intrinseca* e definite rispettivamente come:

$$\epsilon_{abs} = \frac{\text{numero di impulsi raccolti}}{\text{numero di fotoni emessi dalla sorgente}} \quad (5.6)$$

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{numero di impulsi raccolti}}{\text{numero di fotoni incidenti sul rivelatore}} \quad (5.7)$$

la cui differenza sta appunto nel fatto che la prima considera l'emissione isotropica di una sorgente e quindi è fortemente legata alla geometria della misurazione, mentre la seconda considera solo l'angolo solido del rivelatore visto dalla sorgente. Per questa sua indipendenza dalla geometria, risulta solitamente più conveniente tabulare l'efficienza intrinseca. Si può inoltre fare una ulteriore distinzione in base al tipo di eventi: se si considerano tutti gli eventi si parla di *efficienza totale*, se si considera solo il conteggio degli eventi che depositano interamente l'energia del fotone si parla di *efficienza di fotopicco* [9].

Stimare l'efficienza, sia intrinseca che assoluta, di un rivelatore è particolarmente difficile e infatti questo è uno dei parametri che, come già accennato, viene solitamente affidato al calcolo da parte di una simulazione Monte Carlo. In questo paragrafo verranno discusse alcune quantità strettamente legate all'efficienza e i valori ottenuti verranno poi confrontati con i risultati ottenuti dalle simulazioni con MCNP6.

5.4.1 Analisi del peak to total

Uno dei parametri che si possono esaminare legati all'efficienza di conteggio di un rivelatore è il cosiddetto *peak to total*: esso corrisponde al rapporto tra l'efficienza di fotopicco e quella totale. Questa quantità nella pratica viene stimata come il rapporto tra gli eventi raccolti che vanno a costituire il fotopicco (quindi l'area sottostante il picco gaussiano) ed il numero di eventi totali.

Per andare a stimare questo parametro sono stati nuovamente analizzati gli spettri di ^{137}Cs , in quanto avente un singolo fotopicco ben definito e quindi una minore baseline di eventi Compton rispetto alle altre due sorgenti bienergetiche. È stata quindi valutato l'integrale dei fotopicchi e quello dell'intero

spettro, cercando però di effettuare un taglio sull'elevato numero di eventi di scattering e rumore a basse energie si è tenuto conto di un range di circa [100-800]keV.

I valori ottenuti sia dal SiPM che dal PMT sono stati confrontati un un riferimento di letteratura relativo a cristalli di NaI(Tl) delle stesse dimensioni di quelli utilizzati in questo lavoro, con la stessa sorgente (posta però a 10cm dal rivelatore) [17].

<i>Peak to Total</i>	<i>1"</i>	<i>2"</i>	<i>3"</i>
<i>PMT</i>	0.216 ± 0.001	0.340 ± 0.001	0.418 ± 0.001
<i>SiPM</i>	0.237 ± 0.001	0.329 ± 0.001	0.4010 ± 0.0006
<i>Riportati da [17]</i>	0.280	0.398	0.516

Tabella 5.2: Valori ottenuti sperimentalmente per i cristalli a confronto con quelli da letteratura

Si può notare che i valori ottenuti da SiPM e PMT, sebbene si discostino all'incirca del 20% da quelli trovati in letteratura, sono ampiamente confrontabili tra loro, suggerendo che la discrepanza sia dovuta più agli scintillatori che alla risposta dei fotosensori e in particolare sia da imputare agli eventi di scattering che sono particolarmente evidenti negli spettri intorno a 200-300 keV.

5.4.2 Efficienza relativa sperimentale

Stimare in modo preciso una efficienza intrinseca, nonostante teoricamente le quantità richieste per calcolarla sono note, è solitamente molto complicato. Questo perché per quanto si sia cercato di mantenere quanto più possibile invariata la geometria, nel cambiare da una configurazione ad un'altra le componenti sono state mosse numerose volte. Essendo le stime di efficienza molto sensibili a variazioni nella distanza e allineamento tra la sorgente e il rivelatore sarebbe quindi difficile ottenere dei valori accurati. Per questo motivo si è preferito andare a stimare una *efficienza intrinseca relativa* prendendo come riferimento il cristallo più grande da 3", utilizzato spesso come termine di confronto in spettroscopia gamma. Tale quantità consiste nel rapporto delle efficienze intrinseche dei cristalli da 1" e 2" rispetto a quella del 3" dove:

$$\epsilon_{int} = \frac{n_{\gamma}}{A(t) \cdot I_{\gamma} \cdot \Omega} \quad (5.8)$$

con: n_{γ} numero di fotoni raccolti, $A(t)$ attività della sorgente al momento della misura, I_{γ} percentuale di emissione del fotone e Ω frazione di angolo solido del rivelatore visto dalla sorgente. Di conseguenza andando a stimare i rapporti, l'efficienza intrinseca relativa non è altro che:

$$\epsilon_{int,rel} = \frac{\Omega_{3''} \cdot n_{\gamma,2''} \circ 1''}{\Omega_{2''} \circ 1'' \cdot n_{\gamma,3''}} \quad (5.9)$$

Per procedere alla stima sono stati calcolati gli angoli solidi per ciascuno scintillatore, tenendo in considerazione un possibile errore di posizionamento della sorgente di 1cm lungo l'asse. Per quanto riguarda invece il numero di fotoni è stata esaminata anche in questo caso solo la sorgente di cesio e si è preso come valore il numero di eventi nel fotopicco degli spettri, trovato già nel il paragrafo precedente per stimare il peak to total.

Ai valori così stimati vengono già confrontati con quelli che sono stati ottenuti tramite le simulazioni Monte Carlo: è possibile notare che i valori simulati sono allineati con quelli sperimentali trovati. Si assume questa corrispondenza tra i risultati sperimentali e quelli simulati a validazione delle simulazioni che verranno presentate nel seguito.

$\epsilon_{int,rel}$ (%)	2"/3"	1"/3"
PMT	75 ± 13	35 ± 6
SiPM	71 ± 12	38 ± 6
Simulazione	73 ± 2	36 ± 2

Tabella 5.3: Confronto tra i valori di efficienza intrinseca relativa

5.4.3 Confronto con le simulazioni Monte Carlo

Per effettuare le simulazioni, sono stati creati tre diversi file di input, uno per ogni geometria utilizzata, definendo nelle diverse cards tutte le specifiche necessarie a descrivere gli oggetti e simulare le particelle corrette.

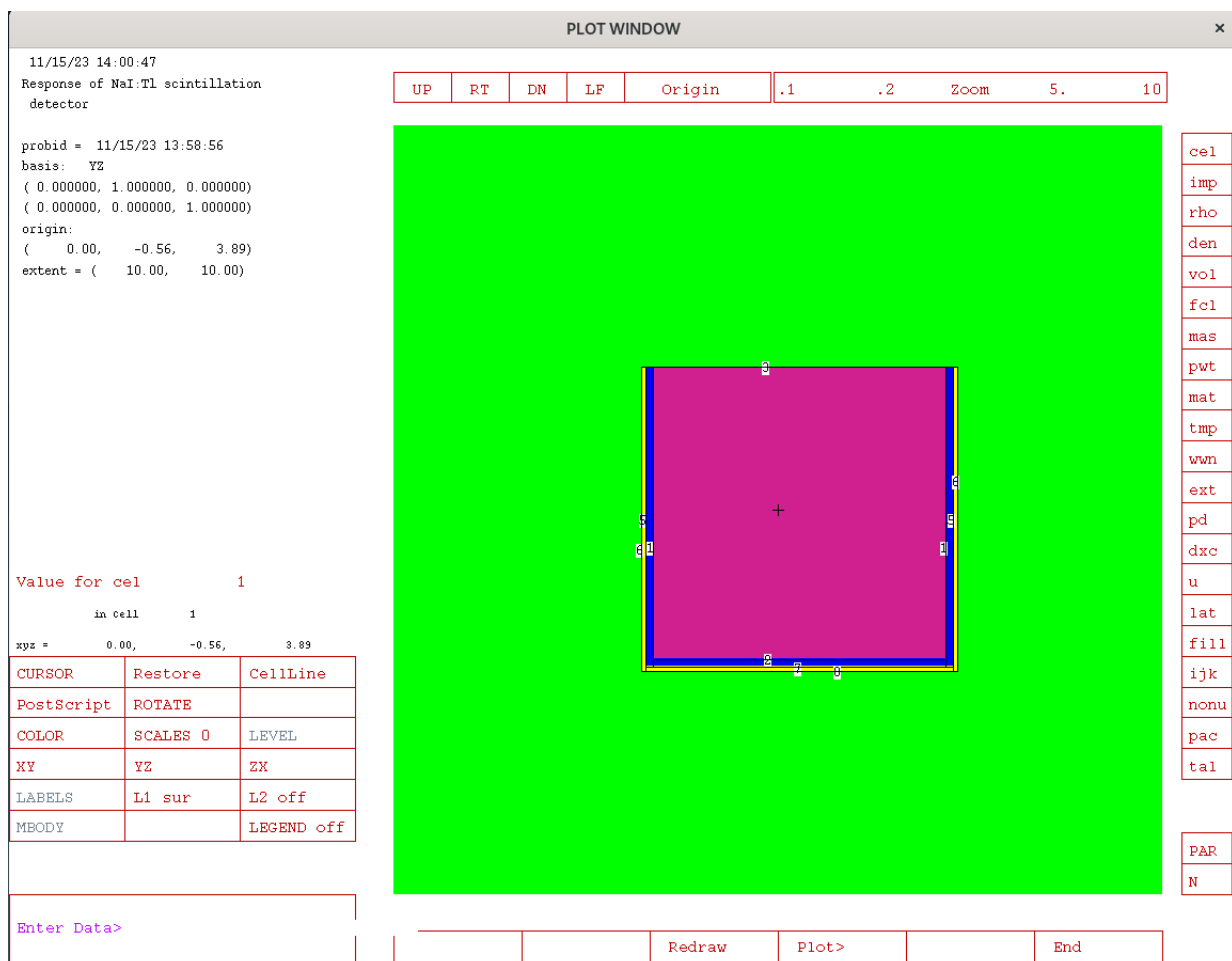


Figura 5.15: Esempio di geometria simulata tramite MCNP per il cristallo da 3". Visibili le celle numerate

Appurato dal confronto con i dati sperimentali relativi al ^{137}Cs che i risultati della simulazione fossero coerenti e realistici, sono state simulate anche radiazioni di energie differenti rispetto a quelle dei gamma tipici delle sorgenti utilizzate in laboratorio, in modo tale da poter osservare l'andamento atteso per l'efficienza in un range di energie da 0.1 MeV fino a 2 MeV.

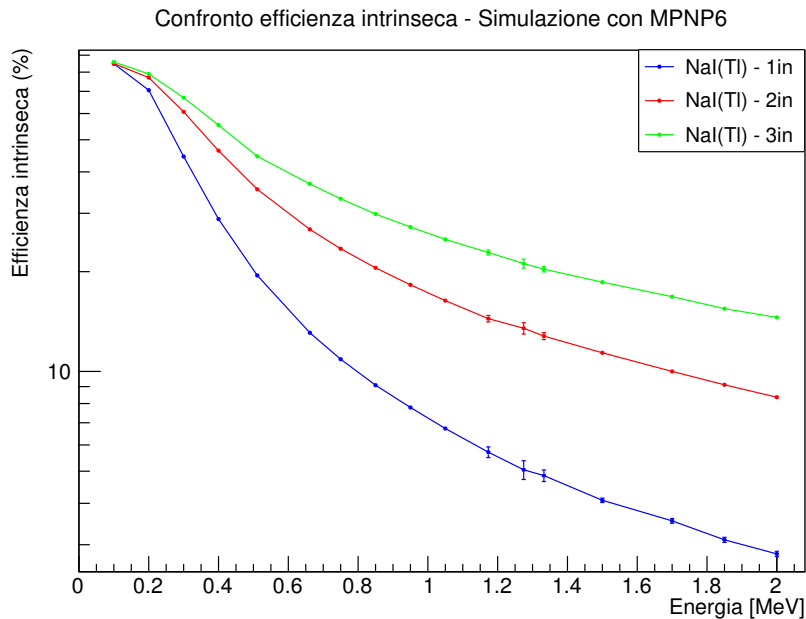


Figura 5.16: *Andamento dell'efficienza al variare dell'energia per i tre cristalli*

L'andamento trovato per l'efficienza intrinseca dei cristalli è in linea con i risultati di letteratura a riguardo [9]. Inoltre, essendo più comune trovare dati riguardanti l'efficienza assoluta rispetto a quella intrinseca, si sono stimati i valori di quest'ultima per il cristallo da 3" in modo da fare un confronto con dati sperimentali trovati in letteratura [18]. Essa è stata stimata considerando lo scintillatore a una distanza di 10 cm dalla sorgente per le energie dei picchi del ^{137}Cs , del ^{60}Co e del ^{22}Na e i risultati ottenuti sono in accordo con quelli dell'articolo preso a riferimento.

Infine si riporta in seguito, a titolo esemplificativo, uno spettro di ^{137}Cs ottenuto tramite la simulazione ed elaborato effettuando uno smearing gaussiano tramite i dati sperimentali ottenuti dai fit lineari della sezione 5.2.

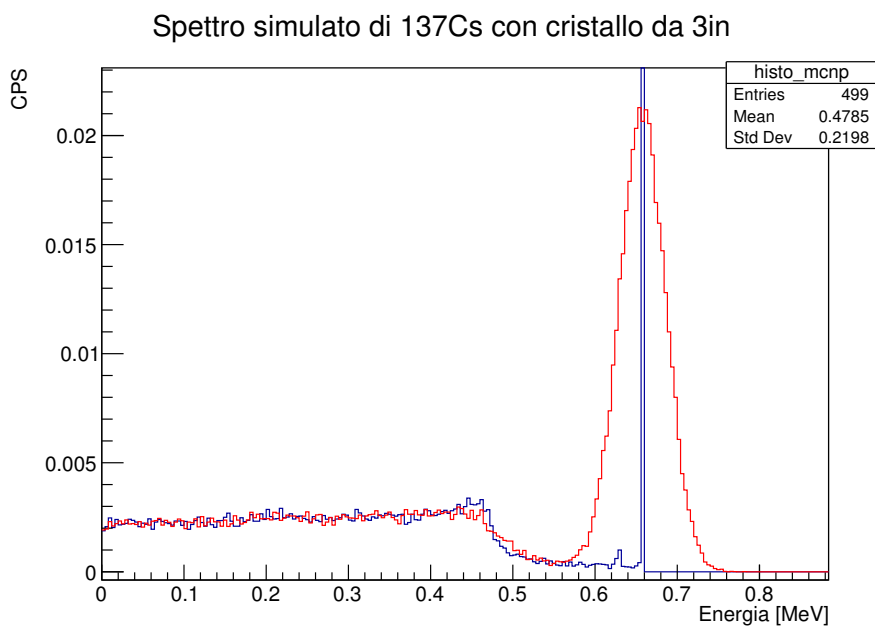


Figura 5.17: *Esempio: spettro ottenuto da simulazione*

Capitolo 6

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è studiato il comportamento di una matrice SiPM accoppiata a diversi scintillatori inorganici, confrontandone le caratteristiche con un tradizionale fotomoltiplicatore.

Il lavoro di questa tesi si inserisce nella ricerca di nuovi prototipi per la rivelazione di sorgenti radioattive montati su droni da terra e volanti. In questi scenari la ricerca di nuovi modelli di rivelatori si concentra sul trovare nuove soluzioni con caratteristiche di leggerezza e bassi consumi, ma molto performanti.

In particolare, le variabili considerate per testare la performance dei SiPM a parità di scintillatore usato, includono la linearità della loro risposta alla radiazione, la risoluzione in energia e l'efficienza intrinseca relativa, indispensabili per la identificazione di una sorgente nascosta o incognita. Infine si è esaminato il comportamento a elevati flussi di radiazione, caratteristica fondamentale in alti campi di radiazione come quelli presenti nelle centrali nucleari da smantellare o conseguenti ad attacchi terroristici.

I risultati hanno dimostrato che la linearità della risposta del fotomoltiplicatore al silicio è simile a quella del PMT e che, sebbene vi sia una lieve differenza nella risoluzione dell'energia, questa non pregiudica l'uso di SiPM negli scenari considerati. Tale riduzione nella risoluzione, infatti, sembra essere attribuibile principalmente alla dimensione limitata del SiPM rispetto agli scintillatori usati, ma potrebbe essere migliorata mediante l'implementazione di matrici di dimensioni maggiori. Inoltre, un ulteriore miglioramento, potrebbe essere raggiunto ottimizzando l'elettronica per la raccolta dei segnali del SiPM.

Per quanto riguarda le misurazioni ad alto flusso, le performance del SiPM sono state molto positive, con spostamenti dei centroidi delle sorgenti gamma di riferimento inferiori al 2%, risultato eccellente rispetto ai PMT convenzionali.

Infine, le valutazioni del rapporto peak to total e dell'efficienza intrinseca relativa hanno mostrato valori paragonabili tra i SiPM e fotomoltiplicatori. I risultati delle efficienze sono stati inoltre verificati con delle simulazioni Monte Carlo, ottenendo un ottimo accordo tra dati sperimentali e quelli simulati.

In conclusione, i risultati dei SiPM sono in linea con quelli del PMT e anche dove si registra un leggero peggioramento, questo è sicuramente controbilanciato dai vantaggi offerti dal SiPM in termini di dimensioni ridotte, peso inferiore e soprattutto bassi requisiti di alimentazione.

Bibliografia

- [1] Marques L, Vale A, Vaz P. *State-of-the-Art Mobile Radiation Detection Systems for Different Scenarios*; Sensors 2021;21(4):1051.
- [2] S. Moretto, F. Pino, J.C. Delgado and D. Fabris, *DRAGON project – Drone for Radiation Detection of Gammas and Neutrons*; Il nuovo cimento; 46C(2023)43.
- [3] S. Moretto, F. Pino, J.C. Delgado, D. Fabris, E. Fanchini, A. Iovane, *Neutron-gamma survey system for decommissioning and dismantling activities in the frame of CLEANDEM project*; 2023
- [4] E. Roncali and S. R. Cherry, “Application of silicon photomultipliers to positron emission tomography”, *Annals of Biomedical Engineering*, vol. 39, no. 4, pp. 1358–1377, Apr. 2011.
- [5] D. Guberman, J. Cortina, J. Ward, E. Do Souto Espinera, A. Hahn, and D. Mazin, “The Light-Trap: A novel concept for a large SiPM-based pixel for Very High Energy gamma-ray astronomy and beyond”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 923, pp. 19– 25, Apr. 2019.
- [6] M. G. Bisogni, A. Del Guerra, and N. Belcari, “Medical applications of silicon photomultipliers”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 926, pp. 118–128, May 2019.
- [7] M. Grodzicka-Kobylka, M. Moszynski, and T. Szczèśniak, “Silicon ´ photomultipliers in gamma spectroscopy with scintillators”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 926, pp. 129– 147, May 2019.
- [8] N. Dinu, “Silicon photomultipliers (SiPM)” in *Photodetectors*. Elsevier, 2016, pp. 255–294.
- [9] Knoll G.F. *Radiation detection and measurement* (4th ed.); New York: Wiley; 1979.
- [10] Birks J. B. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*; Oxford: Pergamon Press Ltd.; 1964.
- [11] SensL. Introduction to SiPM, Technical note. 2017
- [12] Data sheet cristalli di NaI Luxium:
<https://luxiumsolutions.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators/naitl-scintillation-crystals>
- [13] A. F. Bielajew, *Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport*, The University of Michigan; February 11, 2000.
- [14] J. C. Delgado *Design and characterization of the neutron-gamma detection module of the DRAGON project*, Master Thesis, University of Padova; 2021
- [15] National Nuclear Data Center <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>
- [16] F. Pino, C. L. Fontana, M. Lunardon, L. Stevanato, C. Sada, A. Carnera, F. Soramel, S. Moretto, G. Nebbia, A. Sardet, C. Carasco, B. Perot, G. Sannie, A. Iovene, C. Tintori, P. Sibczynski, L.

- Swiderski, K. Grodzicki and M. Moszynski, "Advances on the development of the detection system of C-BORD's rapidly relocatable tagged neutron inspection", *International Journal of Modern Physics: Conference Series* Vol. 48, 1860125 (2018)
- [17] H. Leutz, G. Schulz and L. Van Gelderen, "Peak/total-ratios for NaI(Tl)-crystals", *Nuclear Instruments and Methods* Volume 40, Issue 2, March 1966, Pages 257-260
- [18] I. Akkurt, K. Gunoglu, and S. S. Arda, "Detection Efficiency of NaI(Tl) Detector in 511–1332 keV Energy Range" *Science and Technology of Nuclear Installations*, Volume 2014, Article ID 186798,
- [19] Cester D. *Materials, instrumentation and techniques for the detection of Special Nuclear Material and Radioactive Sources: EU project MODES SNM*. PhD Thesis, University of Padova.