

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea in Fisica

**Preparazione di un setup sperimentale e  
misure preliminari per la caratterizzazione  
in aria di SiPM da utilizzare per  
esperimenti di ricerca della Materia Oscura**

**Relatore:**  
Dott. Marco Garbini

**Presentata da:**  
Marco Pinelli

**Sessione I**  
**Anno Accademico 2014/2015**



# Abstract

Da numerose osservazioni astronomiche e cosmologiche si ipotizza che la Materia Oscura rappresenti gran parte della massa dell'Universo. La Materia Oscura ha la particolarità di interagire solo gravitazionalmente o debolmente e si presenta come massiva e neutra. Tra i vari candidati al ruolo di particelle di Materia Oscura troviamo le WIMP (Weakly Interacting Massive Particles).

Un'esperimento che si propone di rivelare in modo diretto le WIMP, mediante la loro diffusione elastica su nuclei di Xeno, è il progetto XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso. Le tecniche di rivelazione diretta prevedono l'utilizzo di rivelatori grandi, in questo caso a gas nobile, ultra puri e situati in ambienti a bassa radioattività per diminuire il rumore di fondo come ad esempio i neutroni indotti dai muoni provenienti dai raggi cosmici (laboratori sotterranei).

A causa della sezione d'urto molto piccola necessario raggiungere basse energie di soglia. A tal proposito sono in fase di ricerca e sviluppo soluzioni che permettano di migliorare le prestazioni del rivelatore; ad esempio sono in fase di studio soluzioni tecnologiche che migliorino la raccolta di luce. Una di queste prevede l'utilizzo di foto rivelatori tipo SiPM da affiancare a normali PMT. Tali rivelatori devono essere in grado di funzionare a basse temperature (circa  $-100^{\circ} C$ ) e devono poter rivelare fotoni di lunghezza d'onda di  $178 \text{ nm}$ .

Il mio lavoro di tesi si colloca nell'ambito di tale progetto di ricerca e sviluppo. Lo scopo di questo lavoro è stato infatti la preparazione di un setup sperimentale per caratterizzare in aria fotorivelatori SiPM Hamamatsu (prototipo codice S12574) in grado di lavorare in Xeno liquido. Oltre all'installazione del setup mi sono occupato di scrivere un programma in C++ in grado di analizzare le forme d'onda acquisite in run preliminari e di misurare guadagno e dark count rate del rivelatore.



# Indice

<b>Abstract</b>	<b>2</b>
<b>Indice</b>	<b>4</b>
<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>1 La Materia Oscura e l'esperimento XENON</b>	<b>8</b>
1.1 Introduzione . . . . .	8
1.2 Evidenze dell'esistenza della Materia Oscura . . . . .	9
1.2.1 Curve di rotazione . . . . .	9
1.2.2 Lensing Gravitazionale . . . . .	11
1.2.3 Bullet Cluster . . . . .	11
1.2.4 La Radiazione Cosmica di fondo CMB . . . . .	12
1.3 Metodi diretti ed indiretti di rivelazione della Materia Oscura . . . . .	15
1.3.1 Rivelazione indiretta . . . . .	15
1.3.2 Rivelazione diretta . . . . .	16
1.3.3 Esperimenti per la rivelazione di Materia Oscura . . . . .	17
1.4 L'Esperimento Xenon . . . . .	18
1.4.1 Fasi del progetto . . . . .	19
1.4.2 Principio di funzionamento . . . . .	21
1.5 Possibili sviluppi per la raccolta della luce . . . . .	22
<b>2 I rivelatori SiPM</b>	<b>24</b>
2.1 Fotorivelatori . . . . .	24
2.2 Fotodiode p-i-n . . . . .	24
2.3 APD: fotodiode a valanga polarizzato in zona lineare . . . . .	25
2.4 SPAD . . . . .	26
2.5 SiPM . . . . .	28
2.6 Caratteristiche SiPM . . . . .	30
2.6.1 Guadagno . . . . .	30
2.6.2 Efficienza di rivelazione (PDE) . . . . .	31

2.6.3	Dinamica . . . . .	32
2.6.4	Cross Talk . . . . .	34
2.6.5	Dark Count Rate . . . . .	35
2.6.6	Afterpulsing . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Preparazione di un setup sperimentale per la caratterizzazione in aria di SiPM e misure preliminari</b>	<b>38</b>
3.1	Introduzione . . . . .	38
3.2	Caratteristiche del SiPM utilizzato . . . . .	38
3.3	Setup Sperimentale . . . . .	39
3.4	Il programma analisi dati . . . . .	40
3.5	Misure nel setup di test . . . . .	43
3.5.1	Misure di pedestallo . . . . .	43
3.5.2	Misure di guadagno . . . . .	44
3.5.3	Misure di Dark Rate . . . . .	47
3.6	Risultati e conclusioni . . . . .	49
	<b>Conclusioni</b>	<b>50</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>52</b>

# Introduzione

Numerose osservazioni astronomiche e cosmologiche indicano che l'Universo è costituito per il 73% di energia oscura, per il 4% da materia barionica e il restante 23% è Materia Oscura. La Materia Oscura ha la particolarità di non interagire in modo elettromagnetico, ma solo gravitazionale e debolmente, si presenta perciò come massiva e neutra.

Ad oggi sono molteplici le evidenze sperimentali, derivanti da osservazioni astronomiche e cosmologiche, che inducono ad ipotizzare la sua esistenza; ad esempio le anomalie nelle curve di rotazione delle galassie a spirale, le misure delle masse di oggetti cosmici tramite il lensing gravitazionale, l'osservazione del Bullet Cluster e la misura e studio delle anisotropie della radiazione cosmica di fondo. Tra i vari candidati al ruolo di particelle di Materia Oscura i principali sono da ricercarsi nelle teorie oltre il Modello Standard e si identificano con le WIMP (Weakly Interacting Massive Particles), un esempio dei quali è costituito dal neutralino, la più leggera particella Supersimmetrica.

Le tecniche di rivelazione della Materia Oscura si possono dividere in tecniche indirette, basate sull'osservazione dei prodotti delle annichilazioni delle WIMP, e tecniche di rivelazione diretta basate sull'osservazione delle interazioni WIMP-nucleo bersaglio. Ora date le caratteristiche della Materia Oscura le tecniche di rivelazione diretta prevedono l'utilizzo di rivelatori grandi, ultra puri e situati in ambienti a bassa radioattività (laboratori sotterranei).

Iniziato nel 2002, il progetto XENON presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso si propone di rivelare in modo diretto le WIMP, mediante la loro diffusione elastica su nuclei di Xenon all'interno di una Time Projection Chamber (TPC). A causa della sezione d'urto prevista molto piccola e dello spettro energetico di rinculo, la sfida principale per l'esperimento (come per tutti gli esperimenti di ricerca diretta di Materia Oscura) è quella di raggiungere bassissime energie di soglia ed un bassissimo fondo.

I rivelatori del progetto XENON fanno parte della categoria di rivelatori a gas nobile. Il prototipo XENON10 aveva una massa di circa 10 kg di Xenon e ha pubblicato nel 2008 i migliori limiti dell'epoca per urto elastico WIMP-nucleo. XENON100, con una massa di 62 kg di liquido bersaglio, circondata da 99 kg di Xe liquido usato come schermo, ha raggiunto sensibilità alla sezione d'urto WIMP-nucleo indipendente dallo spin pari a  $2 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$  per masse delle WIMP di  $55 \text{ GeV}/c^2$ . Attualmente in fase di costruzione e inizio acquisizione dati entro l'anno XENON1T avrà una massa complessiva di circa

3300 *kg* di Xeno, di cui 1000 *kg* costituiranno il volume fiduciale, e permetterà di ottenere una sensibilità dell'ordine di  $2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$  due volte inferiore agli attuali limiti sperimentali. A tale scopo tutte le possibili sorgenti di fondo dovranno essere ridotte. Una delle sorgenti di fondo esterno è rappresentata dai neutroni indotti dai muoni provenienti dai raggi cosmici. Per tale motivo l'esperimento XENON1T sarà dotato di un sistema di veto di muoni.

Nell'ambito del progetto XENON sono in fase di ricerca e sviluppo soluzioni che permettano di migliorare le prestazioni del rivelatore; ad esempio sono in fase di studio soluzioni tecnologiche che migliorino la raccolta di luce. Una di queste prevede l'utilizzo di foto rivelatori tipo SiPM da affiancare a normali PMT nella TPC di XENON. Infatti unitamente ai PMT posti alla base e alla sommità del rivelatore si può pensare di installare dei SiPM sulle pareti laterali della TPC. Tali rivelatori devono essere in grado di funzionare a basse temperature (circa  $-100^\circ \text{ C}$ ) e devono poter rivelare fotoni di lunghezza d'onda di 178 *nm*.

Il mio lavoro di tesi si colloca nell'ambito di tale progetto di ricerca. Lo scopo di questo lavoro è stato infatti la preparazione di un setup sperimentale per caratterizzare in aria fotorivelatori SiPM Hamamatsu (prototipo codice S12574) in grado di lavorare in Xeno liquido. Oltre all'installazione del setup mi sono occupato di scrivere un programma in C++ in grado di analizzare le forme d'onda acquisite in run preliminari e di misurare guadagno e dark count rate del rivelatore.

Nel primo capitolo della tesi sono presentate le evidenze sperimentali a sostegno dell'ipotesi dell'esistenza della Materia Oscura, le tecniche che si utilizzano per la sua rivelazione e il principio di funzionamento del rivelatore dell'esperimento XENON.

Nel secondo capitolo è descritto il principio di funzionamento dei SiPM a partire dai fotorivelatori a giunzione fino ad arrivare alle SPAD, componenti fondamentali dei SiPM. Sono inoltre presentate le principali caratteristiche di tali rivelatori come il guadagno, l'efficienza di rivelazione, la dinamica, il cross talk, il dark count rate e l'afterpulsing.

Nel terzo ed ultimo capitolo descriverò il setup installato, il programma di analisi dati sviluppato, le misure preliminari effettuate per testare le parti del sistema ed i relativi risultati.



# Capitolo 1

## La Materia Oscura e l'esperimento XENON

### 1.1 Introduzione

Numerose osservazioni indicano che la materia ordinaria costituisce una piccola parte di tutta la massa ed energia dell'Universo che sembrerebbe essere composta in larga parte da Materia Oscura e da Energia Oscura. In particolare dalla misura e studio delle fluttuazioni della radiazione cosmica di fondo (CMB) sappiamo che l'Universo è costituito per il 73% di energia oscura, per il 4% da materia barionica e il restante 23% è Materia Oscura [1]. Quest'ultima ha un impatto significativo nella distribuzione delle masse all'interno delle galassie, ma non ci sono ancora conferme sperimentali sulla natura di questo tipo di materia, la cui scoperta e rivelazione è di fondamentale importanza per lo sviluppo delle teorie che descrivono l'Universo.

La particolarità della Materia Oscura è che essa non interagisce in modo elettromagnetico e questa sua caratteristica unita a sezioni d'urto piccole ne rende notevolmente difficile la rilevazione. Il problema fondamentale è la determinazione della sua reale composizione e fino ad ora sono state proposte alcune ipotesi che devono rispettare le caratteristiche fornite dalle evidenze astronomiche e cosmologiche. In particolare la Materia Oscura deve avere una sezione d'urto molto piccola rendendo poco probabile qualsiasi interazione con la materia ordinaria. Essa deve essere costituita da particelle non barioniche massive, non deve interagire elettromagneticamente, ma solo gravitazionalmente. Deve essere "fredda", ovvero essere composta da particelle non relativistiche, e non collisionale in modo che il moto delle particella sia dovuto al campo gravitazionale medio e non alle collisioni.

L'ipotesi più accreditata sulla Materia Oscura è rappresentata dalle WIMP, Weakly Interacting Massive Particles, dotate di grande massa, compresa in un intervallo che va da pochi GeV al TeV, e debolmente interagenti con la materia ordinaria. Queste particelle

hanno la particolarità di interagire solo attraverso interazione gravitazionale e debole. Il numero di eventi attesi da interazioni di WIMP è molto basso e dunque è fondamentale per la rivelazione di tali particelle costruire rivelatori ultra puri e situati in laboratori in cui i possibili segnali di fondo (dovuti ad esempio alla radiazione cosmica) siano ridotti al minimo.

## 1.2 Evidenze dell'esistenza della Materia Oscura

Nel 1933 l'astronomo Fritz Zwicky stava studiando il moto di ammassi di galassie lontani e di grande massa, nella fattispecie l'ammasso della Chioma e quello della Vergine. Zwicky stimò la massa di ogni galassia dell'ammasso basandosi sulla sua luminosità e sommò tutte le masse galattiche per ottenere la massa totale dell'ammasso. Ottenne poi una seconda stima indipendente della massa totale, basata sulla misura della dispersione delle velocità individuali delle galassie nell'ammasso; questa seconda stima di massa dinamica era 400 volte più grande della stima basata sulla luce delle galassie. Per giustificare tale incongruenza introdusse per la prima volta l'ipotesi dell'esistenza della Materia Oscura. Sebbene l'evidenza sperimentale ci fosse già ai tempi di Zwicky, fu solo negli anni settanta che gli scienziati iniziarono ad esplorare questa discrepanza in modo sistematico e che l'esistenza della Materia Oscura iniziò ad essere considerata.

La sua scoperta non avrebbe solo risolto la mancanza di massa negli ammassi di galassie, ma avrebbe avuto conseguenze di ben più larga portata sulle teorie cosmologiche.

Le evidenze sperimentali dell'esistenza della Materia Oscura sono riportate nei seguenti paragrafi.

### 1.2.1 Curve di rotazione

È possibile stimare la quantità di materia nell'Universo tramite misure della distribuzione della velocità delle stelle e delle galassie.

Si consideri una galassia a spirale e si assuma per semplicità che la distribuzione di materia abbia simmetria sferica; indicando con  $v(r)$  la velocità di rotazione di un punto della galassia a distanza  $r$  dal centro e con  $M$  la massa, contenuta per lo più nella zona centrale della galassia, ci si aspetterebbe un andamento decrescente della velocità con la distanza dal centro galattico  $v \propto r^{-1/2}$ . Infatti, applicando il teorema del viriale ad un sistema all'equilibrio gravitazionale, risulta:

$$2T + U = 0$$

$$U = \frac{GMm}{r}$$

$$T = \frac{1}{2}mv^2$$

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}}$$

dove

$$M(r) = \int_0^R \rho(r)r^2 dr$$

Per verificare questo andamento previsto si osservano le curve di rotazione di una galassia a spirale, ovvero la velocità di rotazione  $v(r)$  dei bracci di tale galassia in funzione della distanza  $r$  dal centro. La misura delle curve di rotazione di una galassia a spirale si effettua sfruttando l'effetto Doppler; la parte del disco in allontanamento emetterà uno spettro spostato verso il rosso, mentre quella in avvicinamento emetterà uno spettro spostato verso il blu. Il risultato delle misure sulle curve di rotazione mostra una discrepanza rispetto alle previsioni, poiché la velocità di rotazione si mantiene approssimativamente costante a grandi valori di  $r$ , come mostrato nell'esempio riportato in Figura 1.1.

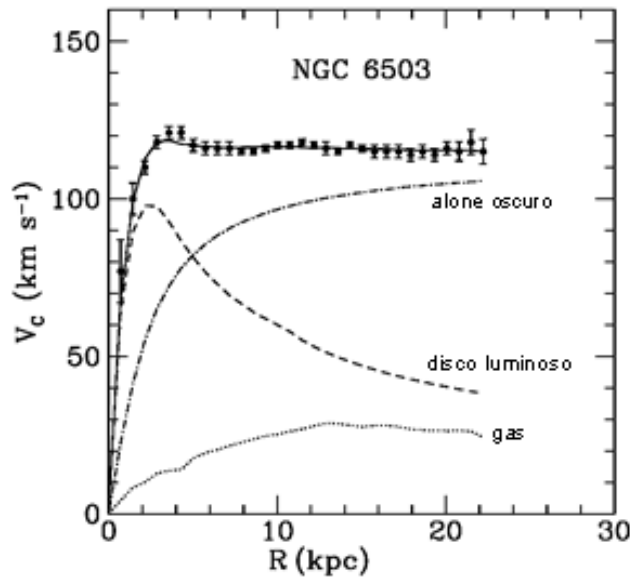


Figura 1.1: Curva di rotazione della galassia a spirale NGC6503. Per grandi valori della distanza  $r$  dal centro della galassia la velocità di rotazione dei bracci  $v(r)$  si mantiene costante, mentre per piccole distanze cresce con  $r^{-1/2}$ , come atteso dal teorema del viriale.

Le conclusioni di queste osservazioni sperimentali dicono, al contrario delle previsioni teoriche, che la maggior parte della massa della galassia non sia al centro di essa, infatti aumenta con il raggio  $M(r) \propto r$  e che quindi la densità sia proporzionale a  $r^{-2}$ . Tali risultati inducono ad introdurre la presenza di un alone di materia non visibile, che contribuisce alla massa della galassia: la Materia Oscura.

## 1.2.2 Lensing Gravitazionale

La teoria della Relatività Generale di Einstein prevede che i campi gravitazionali curvino lo spazio-tempo. Come si può notare da Figura 1.2 il cammino che la luce compie nello spazio-tempo può dunque essere distorto da una sorgente gravitazionale; tale sorgente agisce come una lente, provocando un effetto del tutto analogo a quello che si ottiene usando delle lenti rifrattive, da cui il nome lensing gravitazionale. Questo fenomeno è spesso utilizzato in astronomia per valutare l'intensità dei campi gravitazionali generati da galassie ed ammassi di galassie.

Le immagini gravitazionalmente distorte dei quasar e degli ammassi di galassie permettono di studiare la distribuzione di Materia Oscura, supponendo che essa sia interposta tra l'oggetto studiato e la Terra; tanto più l'immagine è deflessa, quanto maggiore è la quantità di Materia Oscura. Applicando il lensing gravitazionale per misurare la massa delle galassie e degli ammassi di galassie, si ottiene infatti una massa molto superiore a quella calcolata attraverso lo studio della luminosità, in accordo con l'ipotesi dell'esistenza della Materia Oscura.

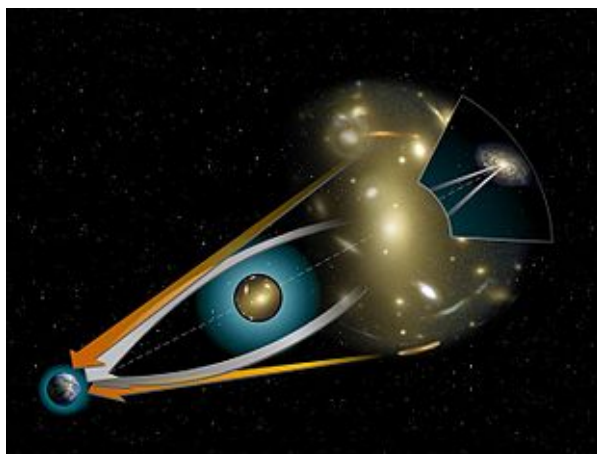


Figura 1.2: Immagine esplicativa del fenomeno di lensing gravitazionale.

## 1.2.3 Bullet Cluster

Si dice Bullet Cluster l'evento di collisione di due concentrazioni galattiche. Poiché le galassie sono composte da stelle e gas caldo, durante la collisione la parte stellare subisce un rallentamento per effetto della gravità, mentre il gas caldo si comporta come un liquido in cui le particelle interagiscono elettromagneticamente con elevata intensità, emettendo raggi X.

Quando avviene la collisione tra ammassi, le galassie si disaccoppiano spazialmente dal

plasma, rallentato dalla pressione di ariete, che agisce come una forza simile alla resistenza dell'aria. La separazione delle due componenti è dovuta al fatto che sul plasma agisce la pressione di ariete, mentre la Materia Oscura, che è poco interagente sia con se stessa sia con la materia ordinaria, non subisce rallentamenti e prosegue nel cammino iniziale delle galassie.

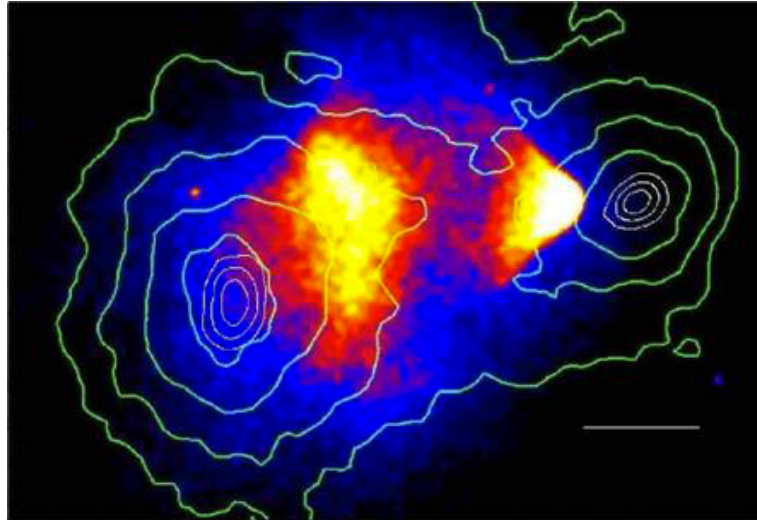


Figura 1.3: Collisione di due subammassi di Galassie. Le curve in verde rappresentano il profilo del potenziale gravitazionale per diversi livelli di confidenza: 68%, 95.5%, 99.7%.

Inoltre la quantità di Materia Oscura permette di legare il gas caldo, il quale in seguito allo scontro ad alta velocità si disperderebbe nell'Universo. Infine, nella Figura 1.3, si osserva il profilo del potenziale gravitazionale (linee in verde) ottenuto tramite il lensing gravitazionale, il quale si discosta dalla distribuzione del plasma (rossa), ma compatibile con l'ipotesi di esistenza della Materia Oscura.

#### 1.2.4 La Radiazione Cosmica di fondo CMB

Un'altra evidenza dell'esistenza della Materia Oscura proviene da mappature della Radiazione Cosmica di Fondo, CMB, tramite telescopi. Attualmente si suppone che l'Universo sia nato da una singolarità iniziale nello spazio-tempo (Big Bang[5]) ad altissima densità di energia  $E$  e temperatura  $T$ ; in seguito l'Universo si è poi espanso e raffreddato fino ad assumere la distribuzione di materia che si può osservare oggi. Nella fase antecedente al disaccoppiamento radiazione materia, le fluttuazioni quantistiche hanno fatto sì che la materia, sia luminosa che oscura, si distribuisse uniformemente, con alcune variazioni di densità. Mentre la Materia Oscura continuò a comprimersi per effetto della gravità, la materia luminosa risentì della pressione dei fotoni, che causò un flusso verso l'esterno. Quando poi la pressione gravitazionale superava quella dei fotoni, il flusso di materia

ordinaria si invertiva.

Questa successione di eventi influenzò anche la temperatura della materia luminosa (aumentava quando essa si comprimeva e diminuiva quando veniva spinta all'esterno); la Materia Oscura, che non interagisce con i fotoni, non fu soggetta a tale processo.

La temperatura della materia in differenti regioni del cielo riflette quindi la distribuzione di Materia Oscura nelle fluttuazioni di densità primordiali. Questo scenario fu impresso nei fotoni della CMB, che erano in equilibrio termico con la materia all'epoca della ricombinazione. Con il satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), per la prima volta, sono state misurate anisotropie dell'ordine di  $30 \mu K$  in 5 anni di presa dati [6][7]. Le variazioni di temperatura si sono potute osservare per mezzo delle microonde della CMB, che hanno permesso di ottenere un'immagine dell'Universo primordiale. Una mappa di questo tipo permette di rivelare la posizione e la quantità di differenti varietà di materia, non solamente quella luminosa.

Le variazioni di temperatura della CMB possono essere espresse come somma di armoniche sferiche. Quando furono trovati i valori delle fluttuazioni nella CMB, le ampiezze di tali fluttuazioni non risultavano in accordo con la teoria. Una risposta a tale problema è stata l'introduzione di materia non barionica, le cui fluttuazioni sarebbero cominciate molto prima di quelle del mezzo barionico, inducendo ad ampiezze sufficientemente grandi al tempo della ricombinazione. Ciò è possibile in quanto la Materia Oscura, non risentendo della pressione di radiazione, non rallenta le sue fluttuazioni ed è in grado di formare buche di potenziale che attraggono la materia barionica, formando l'attuale struttura dell'Universo. In particolare, variando la quantità di Materia Oscura, la forma dello spettro si modifica; l'accordo dati e modello si ha se si assume che il 23% della materia dell'Universo è oscura.

Ulteriori misure effettuate più recentemente dal rivelatore Planck hanno confermato e migliorato i risultati di WMAP. Le anisotropie di temperatura in funzione dello sviluppo in multipoli hanno l'andamento mostrato in Figura 1.4. In particolare le misure del rivelatore Planck sono in accordo con l'ipotesi di un Universo in cui la quantità di Materia Oscura è pari al 26.8% (vedi figura 1.4 e 1.5).

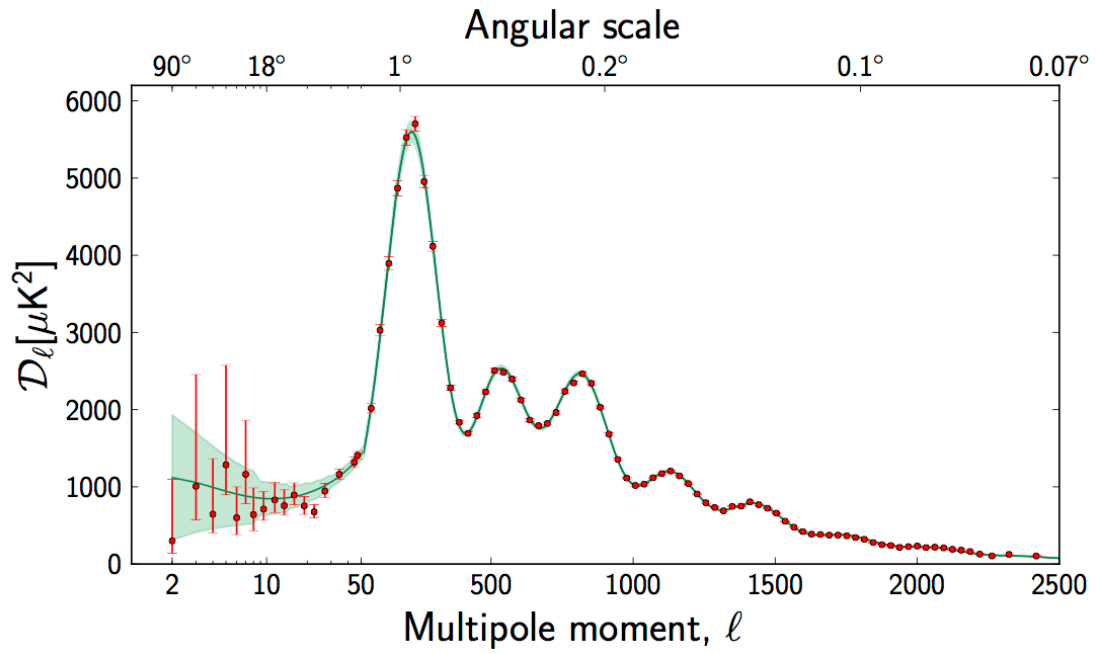


Figura 1.4: Spettro delle anisotropie di temperatura della CMB in funzione del momento di multipolo, ottenuto con il satellite Planck.

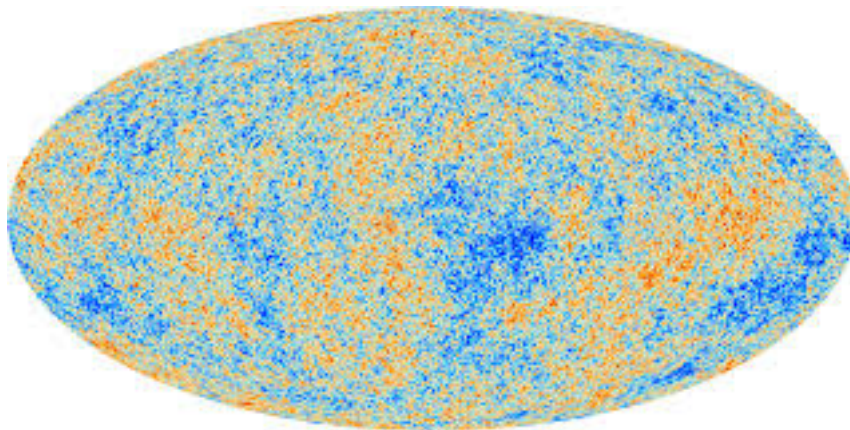


Figura 1.5: Cosmic Microwave Background rivelata dal satellite Planck.

## 1.3 Metodi diretti ed indiretti di rivelazione della Materia Oscura

Le tecniche di rivelazione delle WIMP si possono suddividere in due categorie principali. La prima è la rivelazione indiretta e si basa quasi esclusivamente sull'osservazione del comportamento della Materia Oscura quando interagisce con se stessa.

Nel secondo caso si parla di rivelazione diretta, ovvero osserviamo come si comporta quando interagisce direttamente con il materiale di cui è costituito un apparato sperimentale.

### 1.3.1 Rivelazione indiretta

La tecnica di rivelazione indiretta si basa sull'osservazione del comportamento della Materia Oscura quando interagisce con se stessa, come mostrato schematicamente in Fig 1.6.

Ad esempio l'osservazione dei raggi gamma, prodotti da ipotetiche annichilazioni di particelle di Materia Oscura che avvengono nel centro galattico o nell'alone, deve essere effettuata dallo spazio poiché essi non riuscirebbero a raggiungere la terra. I neutrini ed antineutrini sono generati da annichilazioni di Materia Oscura in quark pesanti, bosoni di gauge e bosoni di Higgs, che avvengono all'interno dei corpi massivi, come ad esempio il Sole. Tali neutrini possono essere rivelati con la nuova generazione di telescopi per neutrini astrofisici (sottomarini o sotto-ghiaccio) in fase di costruzione in diverse parti del mondo. I protoni, antiprotoni, elettroni e positroni, potrebbero essere generati da annichilazioni che avvengono nel centro galattico o nell'alone e sono osservati per mezzo di satelliti. Risultati recenti, ottenuti da diversi rivelatori, come PAMELA [9] e AMS [10], mostrano un'abbondanza di positroni superiore al previsto; una possibile ipotesi è che la sorgente dei positroni sia legata all'annichilazione della Materia Oscura.

Poiché protoni, antiprotoni, elettroni e positroni sono particelle cariche, le loro traiettorie sono deflesse dai campi magnetici galattici; ciò costituisce un problema in quanto non risulta possibile risalire direttamente alle loro sorgenti. Non si può quindi affermare con certezza di essere in presenza di Materia Oscura.

Anche le radiofrequenze emesse dal centro delle galassie possono provare indirettamente l'esistenza della Materia Oscura. Infatti i protoni e gli elettroni originati dall'annichilazione delle WIMP possono emettere radiazione di sincrotrone durante la loro propagazione nei forti campi magnetici galattici. Per poter trarre delle conclusioni risulta però necessario conoscere in modo approfondito il profilo della densità di Materia Oscura, in particolare nelle regioni più interne della galassia, di cui in realtà si conosce ancora molto poco.



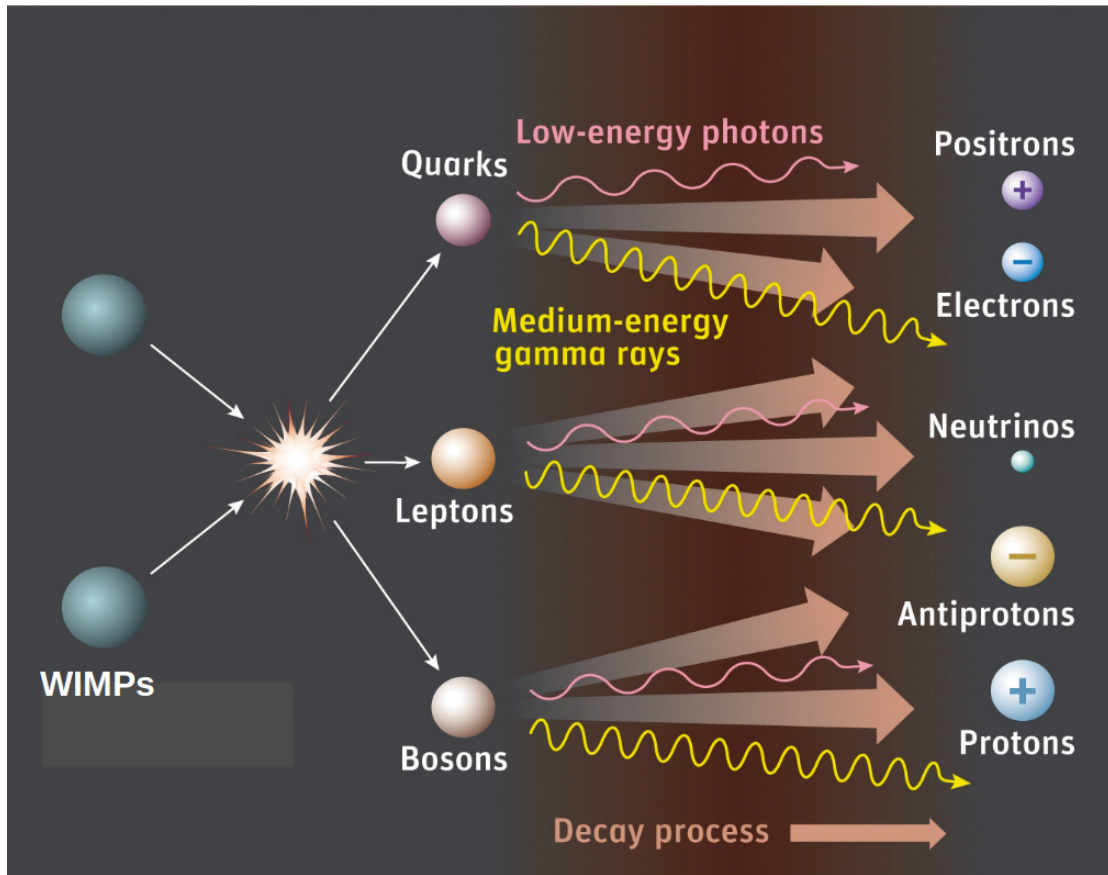


Figura 1.6: Possibili annichilazioni di WIMP che producono particelle pesanti le quali decadono velocemente in raggi gamma,  $e^+e^-$ ,  $p\bar{p}$ ,  $\nu\bar{\nu}$ .

### 1.3.2 Rivelazione diretta

La tecnica diretta di rivelazione di WIMP mira ad osservare le WIMP con velocità inferiore alla velocità di fuga dalla Via Lattea, che quindi rimangono intrappolate nell'alone galattico e possono interagire con i nuclei del materiale di cui è costituito un rivelatore; si vuole quindi rivelare l'energia di rinculo di tali nuclei urtati dalle WIMP. Data la debole sezione d'urto della Materia Oscura, tali collisioni sono rare, infatti le WIMP sono in grado di attraversare la Terra o il Sole senza interagire.

Nonostante la teoria utilizzata per poter applicare le tecniche di rivelazione diretta sia attualmente ben sviluppata, si devono considerare alcuni problemi sperimentali: le energie di rinculo sono piccole, comprese tra 1 e 100 keV per WIMP con massa tra 10 GeV e qualche TeV, e quindi difficili da rivelare. Inoltre alcune teorie suggeriscono che circa 5 milioni di particelle di Materia Oscura attraversino ogni secondo un campione di 2 kg di materia ordinaria, che contiene approssimativamente  $10^{25}$  atomi. Di queste circa una

all'anno interagirà con un nucleo, attraverso diffusione elastica, pertanto la probabilità di interazione è molto bassa. Ancora, distinguere segnali dovuti a interazione di Materia Oscura da quelli dovuti ad interazioni della materia ordinaria non è affatto semplice, a causa del rumore di fondo indotto dai raggi cosmici e dalla radioattività naturale.

### 1.3.3 Esperimenti per la rivelazione di Materia Oscura

Negli ultimi anni tre satelliti sembrano aver rivelato, indirettamente, alcuni indizi per la presenza di Materia Oscura. Uno di questi è GLAST (conosciuto anche come Fermi), acronimo di Gamma-ray Large Area Space Telescope costruito con lo scopo di osservare il cielo a raggi gamma nell'intervallo di energie tra 10 MeV e oltre 100 GeV [4]. Le osservazioni dei fotoni gamma permettono lo studio di linee monoenergetiche e spettri continui dovuti ad annichilazioni di Materia Oscura e possono fornire ulteriori indicazioni sulla massa delle WIMP.

L'esperimento PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics)[9], lanciato nel 2006, ha lo scopo di studiare le abbondanze di antimateria ad energie al di sopra del GeV. Grazie ad esso è stato possibile calcolare il rapporto  $p\bar{p}$  e la frazione di positroni nei raggi cosmici, riscontrando un'anomalia nei dati rispetto alle previsioni teoriche [9].

Confermando le osservazioni dei satelliti Fermi e PAMELA, l'esperimento AMS-02 ha rivelato un eccesso di positroni con una precisa distribuzione di energia (tra i 10 GeV e i 250 GeV). I dati mostrano anche che non vi è nessuna variazione nel tempo né una direzione privilegiata di provenienza[10].

WMAP, acronimo di Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, è un satellite lanciato nel giugno 2001, con lo scopo di tracciare una dettagliata mappa galattica per mezzo della radiazione cosmica di fondo; lo studio delle anisotropie dell'Universo ha permesso una misura del parametro [7].

BESS acronimo di Ballon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer, è un altro esperimento su pallone che fa uso di uno spettrometro magnetico abbinato ad un sistema di misura di tempo di volo ed un rivelatore Cherenkov. Lo scopo è la rivelazione di particelle cariche nello spettro dei raggi cosmici, in particolare positroni ed antiprotoni. Nei dati raccolti in otto lanci, BESS ha osservato lo spettro degli antiprotoni tra 0.18 e 4.20 GeV. Tuttavia le misure ottenute non permettono di dedurre la massa delle WIMP a causa della bassa statistica [8].

Planck [15] è una missione spaziale per la misura delle anisotropie della CMB. Il satellite Planck, una cui immagine della mappa della CMB è mostrata nella figura 1.5, è stato lanciato con successo il 14 Maggio del 2009 e dopo quattro mesi di viaggio ha raggiunto il secondo punto lagrangiano a circa 1.5 milioni di chilometri dalla Terra, in posizione opposta rispetto a quella del Sole. La Terra e la Luna fanno così da schermo al satellite dall'interferenza della radiazione solare. A bordo del satellite sono presenti diversi strumenti, uno di questi è il Low Frequency Instrument: un array di 22 radiometri, centrati

su canali di frequenze a 30.44 GHz e 70 GHz, che misurano il segnale proveniente dal cielo (attraverso il telescopio) confrontandolo, con una tecnica differenziale, con un carico termico, dalle caratteristiche di corpo nero, alla temperatura di circa 4.5 K. I 22 radiometri, raffreddati ad una temperatura inferiore rispetto a quelli installati su WMAP, il che permette di ridurre l'impatto del rumore sul segnale misurato, sono suddivisi in coppie collegate alla medesima antenna, dove ognuno dei radiometri misura una componente polarizzata: in questo modo è possibile studiare non solo le anisotropie di temperatura della CMB, ma anche le anisotropie della polarizzazione. Ogni radiometro installato, nella sua banda, può valutare la disomogeneità della CMB.

Un altro strumento installato è l'High Frequency Instrument: un array di rivelatori che lavorano nello spettro di frequenza tra 100 e 850 GHz. Alcuni dei bolometri di HFI, quelli del canale a 100 GHz, sono anche in grado di misurare le anisotropie della polarizzazione della CMB. L'antenna del telescopio è composta da uno specchio primario parabolico e da uno specchio secondario a forma di ellissoide. Quest'ultimo ha la funzione di focalizzare la radiazione ricevuta sugli strumenti di misura predisposti per effettuare le misure. Il satellite Planck ha una risoluzione angolare di  $7'$ , ed è in grado di comporre delle mappe a tutto cielo delle anisotropie della CMB. Con ciò è possibile migliorare sensibilmente le misure dello spettro della radiazione cosmica di fondo [16].

Molti sono gli esperimenti dedicati alla ricerca diretta di materia oscura utilizzando anche diverse tecniche sperimentali. Tra questi possiamo anche citare:

DAMA/LIBRA [20], CoGeNt [21], CDMS [22], LUX [23] e Xenon [24] del quale darò una più completa descrizione nel seguito.

## 1.4 L'Esperimento Xenon

Iniziato nel 2002, il progetto XENON si propone di rivelare in modo diretto le WIMP, mediante la loro diffusione elastica su nuclei di Xenon all'interno di una Time Projection Chamber (TPC).

A causa della sezione d'urto prevista molto piccola e dello spettro energetico di rinculo, la sfida principale per l'esperimento (come per tutti gli esperimenti di ricerca diretta della Materia Oscura) è quella di raggiungere bassissime energie di soglia ed un bassissimo fondo.

Come già evidenziato le interazioni della Materia Oscura sono caratterizzate da sezioni d'urto molto piccole; per osservare la Materia Oscura si necessita dunque di grandi rivelatori, ultrapuri e situati in ambienti a bassa radioattività, come ad esempio i laboratori sotterranei, in modo da ridurre a livelli trascurabili i segnali dovuti al fondo.

I rivelatori del progetto XENON fanno parte della categoria di rivelatori a gas nobile. Una caratteristica importante dello Xenon liquido utilizzato in questo esperimento è la produzione sia di portatori di carica che di fotoni in risposta ad un'interazione. I segnali di carica e di scintillazione che si producono sono misurati, in modo da consentire una

misura delle proprietà della particella e delle energie in gioco nell'interazione. Il cuore del rivelatore è costituito da una TPC a doppia fase che fornisce una piena ricostruzione tridimensionale di un evento.

A seconda del tipo di particella coinvolta le caratteristiche dei segnali sono diverse; questo, come sarà evidenziato nel seguito, permette di distinguere gli eventi dovuti a WIMP da eventi di fondo.

### 1.4.1 Fasi del progetto

Il progetto XENON, presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, è articolato in tre fasi, ciascuna delle quali coincide con la realizzazione di un rivelatore su scala crescente:

- XENON10 attivo dal 2005 al 2007
- XENON100 attivo dal 2008 e attualmente in fase di acquisizione dati
- XENON1T, la cui entrata in funzione è pianificata per il 2016

Il prototipo XENON10 aveva una massa per la sezione d'urto indipendente dallo spin complessiva di Xenon di circa 10 kg e ha pubblicato nel 2008 i migliori limiti dell'epoca per urto elastico WIMP-nucleo.

XENON100, mostrato in Figura 1.8, ha una massa di 62 kg di liquido bersaglio, circondata da 99 kg di Xe liquido usato come schermo. XENON 100 è tuttora in funzione e ha raggiunto sensibilità dell'ordine di  $10^{-47} \text{cm}^2$ .

XENON1T, mostrato in Figura 1.7, avrà una massa complessiva di circa 3300 kg di Xenon, di cui 1000 kg costituiranno il volume fiduciale, e permetterà di ottenere una sensibilità dell'ordine di  $2 \times 10^{-47} \text{cm}^2$  due volte inferiore agli attuali limiti sperimentali. A tale scopo tutte le possibili sorgenti di fondo dovranno essere ridotte. Una delle sorgenti di fondo esterno è rappresentata dai neutroni indotti dai muoni provenienti dai raggi cosmici. Per tale motivo l'esperimento XENON1T sarà dotato di un sistema di veto di muoni.

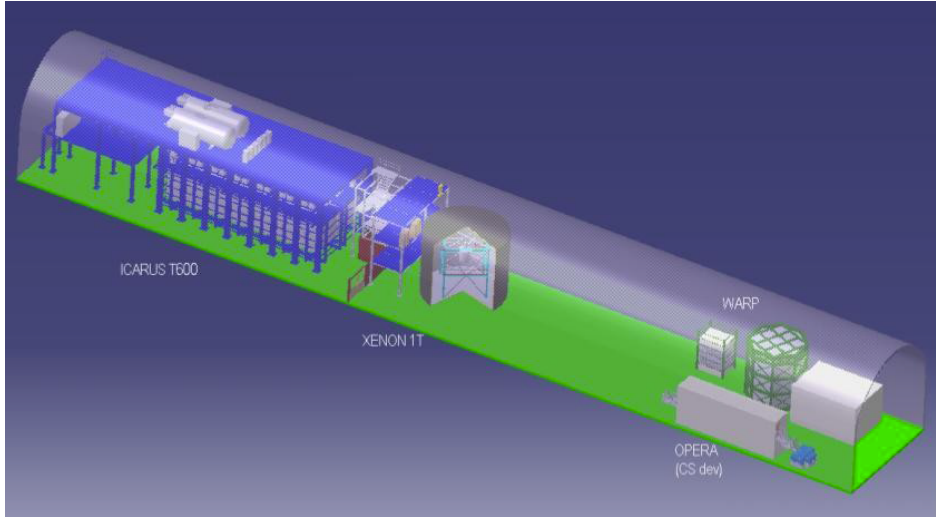


Figura 1.7: Collocazione dell'esperimento XENON1T nella sala B dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

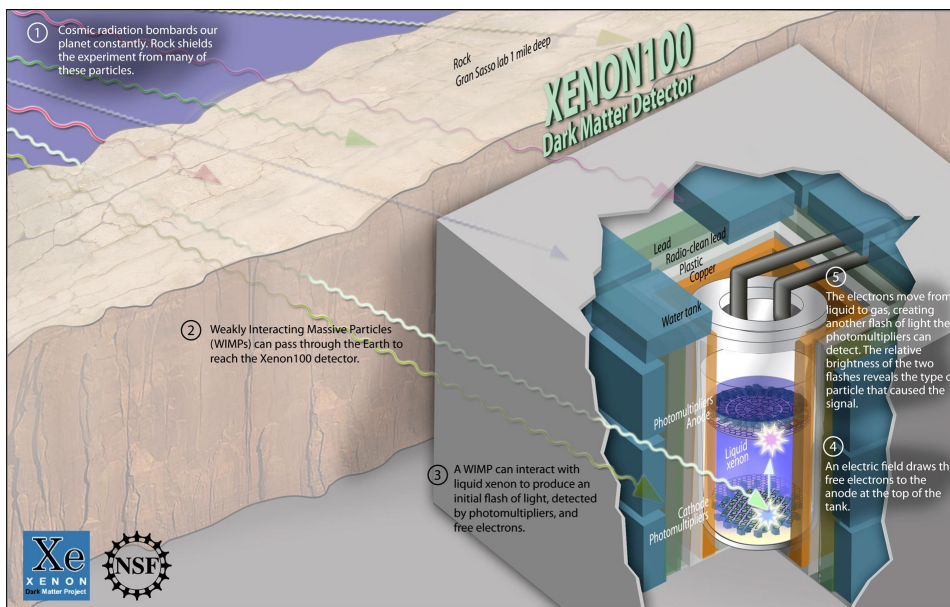


Figura 1.8: L'esperimento XENON100 presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

## 1.4.2 Principio di funzionamento

La TPC (Time Projection Chamber) è il cuore centrale del rivelatore, in cui è contenuto lo Xenon a doppia fase, liquida (LXe) e gassosa (GXe), e dove avviene fisicamente l'interazione della WIMP. Nella zona inferiore e superiore della TPC si trovano rispettivamente un catodo e un anodo, che generano il campo elettrico di deriva all'interno dello Xenon. Al livello della superficie di separazione tra la fase liquida e gassosa dello Xenon si trova una griglia che permette di mantenere, nelle due regioni, il campo elettrico a due valori differenti. All'estremità superiore ed inferiore della camera sono situati due insiemi di fotomoltiplicatori (Photo Multiplier Tubes più comunemente chiamati PMT), rispettivamente il top e bottom array (Figura 1.9).

Una particella che interagisce nella zona interna della TPC produce fotoni da scintillazione diretta o primaria e coppie  $e^-$ -ione. Parte delle coppie si ricombinano emettendo fotoni che contribuiscono alla scintillazione primaria, mentre gli elettroni restanti, sottoposti all'effetto del campo elettrico interno alla TPC, migrano verso l'anodo. Una volta raggiunta l'interfaccia liquido-gas, gli elettroni sono efficacemente estratti da un più intenso campo elettrico nello Xenon gassoso, dove avviene la scintillazione proporzionale. I due array di fotomoltiplicatori hanno lo scopo di rivelare i fotoni da scintillazione primaria nel LXe (denominata S1) e quelli da scintillazione proporzionale nel GXe (denominata S2). Il diverso rapporto tra i segnali di scintillazione proporzionale e diretta  $S2/S1$  è utilizzato per discriminare il segnale di rinculo nucleare da quello di rinculo elettronico. Infatti un nucleo che rincula è molto più lento di un elettrone che rincula, a parità di energia cinetica. Dalla formula di Bethe-Block risulta che in regime non relativistico la perdita di energia per ionizzazione è proporzionale a  $\beta^{-2}$ , quindi un nucleo lento che rincula produrrà una maggiore densità di ioni rispetto ad un elettrone che rincula, aumentando la probabilità di ricombinazione e diminuendo perciò la probabilità di rivelare il segnale di scintillazione proporzionale. Questa caratteristica può essere sfruttata per discriminare segnali prodotti da rinculo nucleare, dovuto a WIMP o neutroni, o da rinculo elettronico, dovuto a  $\gamma$  ed elettroni:

$$(S2/S1)_{WIMP} \ll (S2/S1)_{e^-}$$

L'utilizzo della TPC, mostrata in Figura 1.9, permette oltre alla misura dell'energia di rinculo del nucleo, la ricostruzione delle coordinate spaziali del punto in cui è avvenuta l'interazione, con una risoluzione dell'ordine del mm. Le coordinate x ed y sono infatti ricavate dalla distribuzione della molteplicità di fotoni osservati negli array di PMT top e bottom, mentre la posizione z è calcolata attraverso la differenza di tempo tra i segnali S1 ed S2. La ricostruzione del vertice d'interazione permette inoltre di selezionare eventi nelle regioni più interne del rivelatore, perciò maggiormente schermate dal fondo.

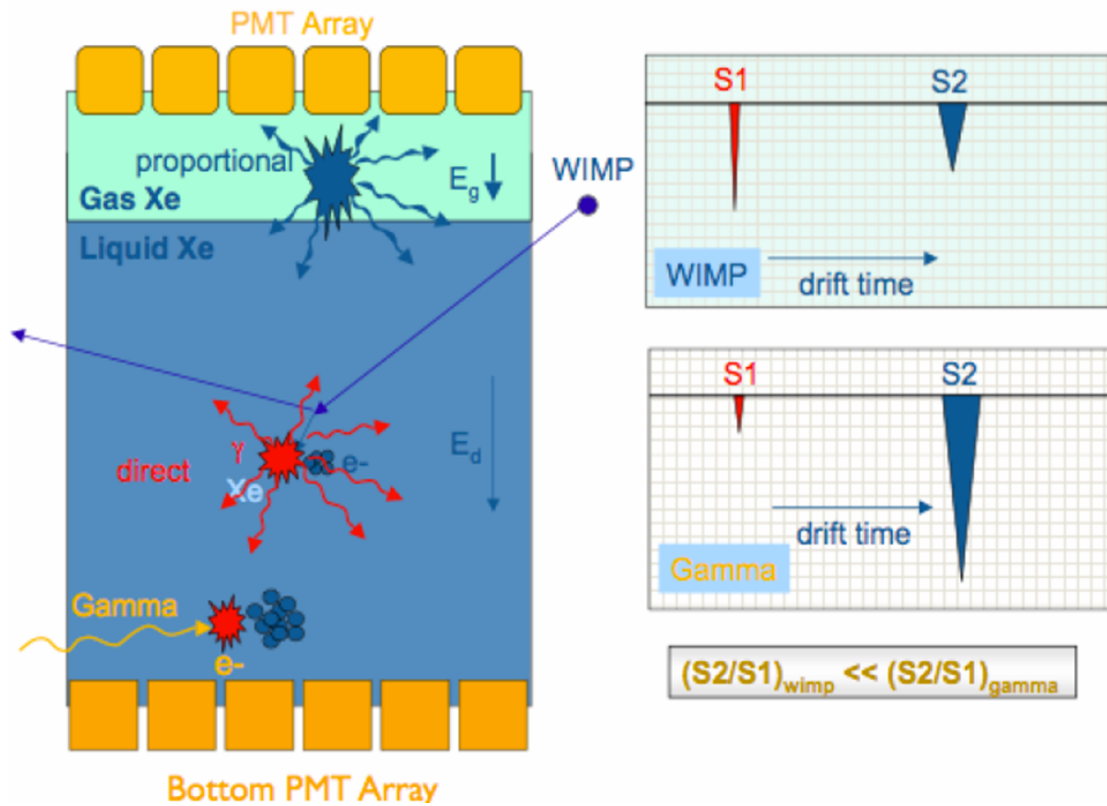


Figura 1.9: Schema della TPC del rivelatore a doppia fase del progetto XENON. La WIMP che incide contro lo LXe produce fotoni da scintillazione diretta e da ricombinazione di coppie  $e^-$ -ione (segnale S1); gli  $e^-$  liberi, sottoposti ad un campo elettrico, migrano verso l'anodo.

## 1.5 Possibili sviluppi per la raccolta della luce

Una delle caratteristiche fondamentali dei rivelatori per la ricerca diretta di Materia Oscura è la necessità di minimizzare le energie di soglia di rivelazione in modo da poter rivelare rinculi di bassa energia. Ciò permetterebbe di migliorare la sensibilità del rivelatore. A questo scopo quindi risulta importante massimizzare la raccolta della luce prodotta nelle interazioni. Come evidenziato, attualmente la collezione di luce avviene tramite l'utilizzo di due matrici di PMT (con caratteristiche di bassa radioattività ed alta efficienza quantica per la luce di scintillazione dello Xenon) poste alla base e alla sommità del rivelatore.

Sono però in fase di studio nuove soluzioni che potrebbero permettere di instrumentare anche le pareti laterali della TPC con fotorivelatori. Una di queste soluzioni è utilizzare rivelatori Silicon PM (SiPM), le cui caratteristiche principali saranno descritte nel prossimo capitolo.

Questo lavoro di tesi si colloca quindi nel settore di ricerca e sviluppo di nuove soluzioni per rivelatori dedicati alla ricerca diretta di Materia Oscura basati sui principi operativi delle TPC a doppia fase di Xenon.



# Capitolo 2

## I rivelatori SiPM

### 2.1 Fotorivelatori

I fotorivelatori sono dispositivi che trasformano un segnale ottico d'ingresso in un segnale elettrico d'uscita proporzionale all'intensità della radiazione luminosa che incide sulla loro area attiva.

Per i fotomoltiplicatori a semiconduttore il principio fisico sfruttato per il suddetto scopo è il seguente. Ogni fotone, di lunghezza d'onda opportuna, incidendo su una porzione di semiconduttore intrinseco può essere assorbito e generare, grazie alla sua energia, una coppia elettrone-lacuna nel materiale che, sotto l'azione di un campo elettrico, viene separata e contribuisce alla corrente di fotoconduzione. Un fotorivelatore deve essere dotato di un campo elettrico intrinseco tale da provocare una corrente di fotoconduzione; tale dispositivo prende il nome di fotodiodo. Un fotodiodo può, allora, essere rappresentato come una normale giunzione p-n polarizzata inversamente. Quando un segnale ottico incide sulla giunzione, le coppie elettrone-lacuna generate dall'assorbimento dei fotoni, sono separate ed accelerate dal campo elettrico presente nella zona di svuotamento in modo che le lacune si spostino verso la zona p e gli elettroni verso la regione n. Il moto di queste cariche elettriche produrrà, come segnale d'uscita, una corrente elettrica.

### 2.2 Fotodiodo p-i-n

Per migliorare l'efficienza d'assorbimento di fotoni, si è pensato di creare una giunzione p-n con una zona di svuotamento più grande. Questi dispositivi sono chiamati fotodiodi p-i-n. Un fotodiodo p-i-n è realizzato mediante una normale giunzione p-n con, in mezzo, uno spessore di materiale poco drogato, detto intrinseco, rappresentato, appunto, dalla lettera i. Per avere la zona di svuotamento posta interamente nella regione intrinseca, lo strato p e lo strato n sono realizzati con un drogaggio maggiore rispetto ad una comune

giunzione p-n. In figura seguente 2.1 è rappresentata la cross-section di un fotodiode p-i-n con rivestimento antiriflettente sopra la regione attiva.

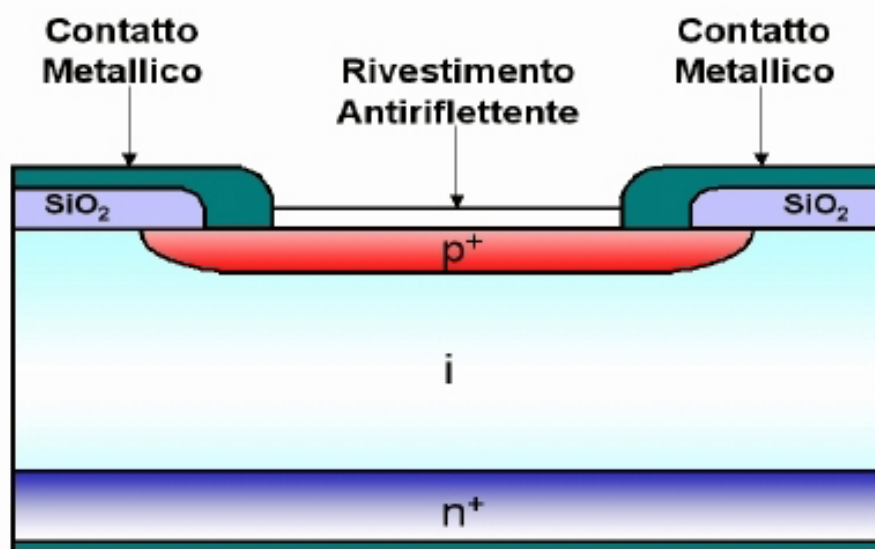


Figura 2.1: Cross-section di un fotodiode p-i-n con rivestimento antiriflettente.

### 2.3 APD: fotodiode a valanga polarizzato in zona lineare

Il fotodiode a valanga o APD, consente di ottenere una buona amplificazione interna (circa  $10^2$ ) del segnale prodotto dall'assorbimento dei fotoni incidenti sulla sua regione di svuotamento. Si tratta di una normale giunzione p-n che opera ad un'elevata tensione inversa di polarizzazione  $V_A$ , appena inferiore alla tensione di breakdown  $V_B$ .

Il funzionamento di un diode a valanga APD, si basa sul fenomeno fisico di moltiplicazione a valanga dei portatori, prodotto dalla ionizzazione per impatto. Questo fenomeno si verifica quando il campo elettrico all'interno della regione di svuotamento è sufficientemente grande da accelerare un portatore, prodotto per l'assorbimento di un fotone, e dotarlo di un'elevata energia cinetica; in questo modo il portatore, urtando gli altri portatori della banda di valenza, trasferisce loro parte della propria energia cinetica, permettendo loro di passare dalla banda di valenza a quella di conduzione e dando vita, così, ad una nuova coppia elettrone-lacuna che si somma a quella di partenza. Ovviamente, anche questa coppia sarà accelerata dal forte campo elettrico, acquisterà energia cinetica ed andrà a generare, sempre per impatto, nuove coppie di portatori, che si comporteranno allo stesso modo, dando origine, così, ad una valanga di portatori che procurerà un

guadagno di corrente.

Questo processo nei semiconduttori dipende fortemente dai coefficienti di ionizzazione  $\alpha_p$  (per le lacune) ed  $\alpha_n$  (per gli elettroni). Tali coefficienti rappresentano il numero medio di ionizzazioni che avvengono nel materiale semiconduttore per unità di lunghezza e per un fissato valore del campo elettrico locale (che provoca l'accelerazione dei portatori) [18].

Un fotorivelatore APD è realizzato aggiungendo uno strato di semiconduttore p, detto regione di moltiplicazione, ad un normale diodo p-i-n, come mostrato in figura 2.2.

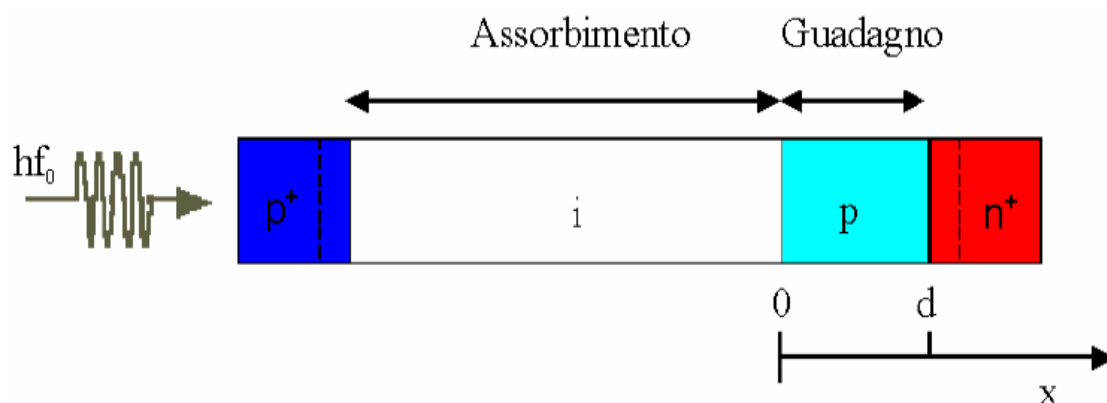


Figura 2.2: Schema di principio di un APD realizzato partendo da un diodo p-i-n.

Nello strato intrinseco “i” sono generati per assorbimento fotonico i portatori “primari”, mentre nella susseguente regione p avviene la loro moltiplicazione a valanga. Questo tipo di fotorivelatori è indicato come SAM-APD (Separate Absorption and Multiplication APD).

## 2.4 SPAD

Lo SPAD (Single Photon Avalanche Diode) è un normale fotodiode APD polarizzato, con una tensione inversa  $V_A$  superiore (di circa il 10-20%) alla tensione di breakdown. In questo modo nella zona svuotata si ha un forte campo elettrico tale da trasferire al singolo portatore un grandissimo valore d'energia cinetica e rendere sufficiente solo una singola coppia elettrone-lacuna (generata per assorbimento di un fotone) ad innescare il processo di ionizzazione per impatto e la moltiplicazione a valanga dei portatori. L'elevata energia fornita dalla polarizzazione fa sì che il processo di moltiplicazione si autosostenga e che il guadagno sia elevato (nell'ordine di circa  $10^6$ , contro i  $10^2$  degli APD in zona lineare)[19]. Di conseguenza, la corrente si porta velocemente e facilmente a livelli macroscopici dell'ordine dei milliamper (quindi facilmente misurabili dall'esterno)[19] e con un tempo di salita nell'ordine delle centinaia di picosecondi: cosa che rende

gli SPAD di gran lunga preferibili agli APD in regione lineare. La seguente figura (2.3) illustra la differenza fra le due diverse regioni di funzionamento del fotodiiodo: lineare e Geiger.

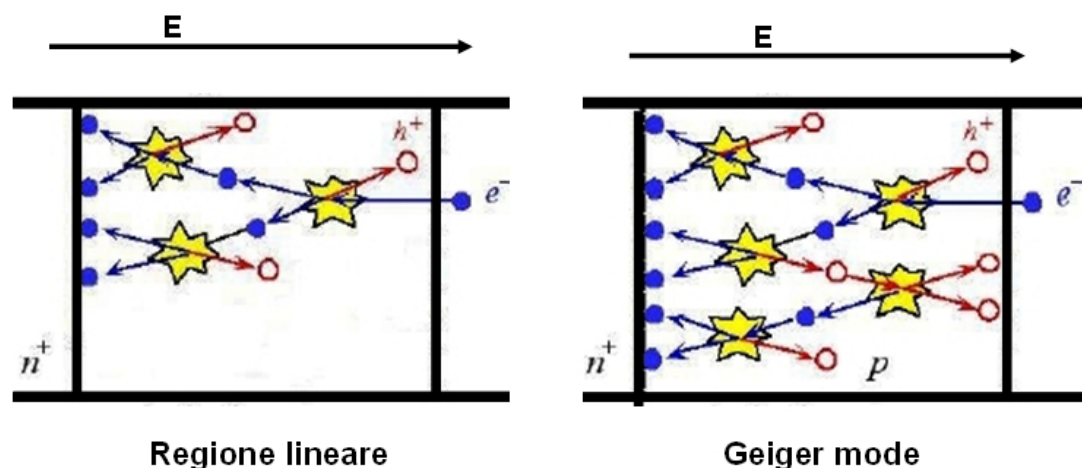


Figura 2.3: Rappresentazione di principio dell'andamento della ionizzazione da impatto nelle due regioni: lineare e Geiger.

La figura 2.3 rappresenta un'altra importante differenza fra le due regioni di funzionamento dell'APD: infatti, le lacune in regione lineare non hanno abbastanza energia per poter innescare delle valanghe e per questo il loro coefficiente di ionizzazione è molto basso rispetto a quello degli elettroni. Poiché la corrente si autosostiene per effetto della valanga, essa fluirà nel sensore finché la tensione inversa di polarizzazione  $V_A$  sarà maggiore della tensione di breakdown  $V_B$ . Durante tale periodo di tempo, il dispositivo non è in grado di distinguere l'arrivo di ulteriori fotoni e conterebbe, così, in uscita, un solo fotone anche quando in ingresso ne è stato assorbito più di uno, essendo la valanga una sola. Per questo motivo, occorre ripristinare le condizioni iniziali "fermando" la valanga. L'unico modo per "spegnere" la corrente, eseguendo un controllo sulla valanga, è abbassare il campo elettrico ai capi della regione di svuotamento ad un valore tale da non permettere più la moltiplicazione per impatto dei portatori, riportando la tensione inversa di polarizzazione  $V_A$  sotto il valore di breakdown  $V_B$  ( $V_A \ll V_B$ ) per un certo periodo, detto tempo di hold-off, durante il quale il dispositivo non può rivelare l'arrivo di nessun fotone. A causa di questo, è preferibile che il tempo di hold-off sia il più piccolo possibile, in modo da tenere inattivo il sistema per pochissimo tempo. Per condurre a termine il tempo di hold-off e poter rivelare l'arrivo di un nuovo fotone, la tensione inversa di polarizzazione  $V_A$  deve essere riportata sopra il valore di breakdown  $V_B$ , ripristinando, così, le condizioni iniziali di funzionamento. Per ogni fotone rivelato osserveremo, così, in uscita un impulso di corrente, la cui durata è determinata da come si abbassa la tensione di

polarizzazione e, in particolare, da cosa si usa per farlo. A tale fine sono stati progettati ed utilizzati diversi tipi di circuiti di spegnimento, detti, in inglese, quenching circuits.

## 2.5 SiPM

Il SiPM o Silicon Photo-Multiplier è, oggi, l'ultimo arrivato nella famiglia dei fotomoltiplicatori al silicio. Nasce, infatti, da un brevetto di Z. Sadygov nel 1996 ed è attualmente un dispositivo in fase di studio e sviluppo [11]. Il SiPM consiste in una matrice planare di più SPAD (Single-Photon Avalanche Diode), operanti in Geiger mode identici in forma, dimensioni e caratteristiche costruttive, connessi in parallelo, ovvero con i catodi e gli anodi rispettivamente in comune, ed operanti su un carico comune. L'idea alla base del SiPM è quella di coprire un'ampia area sensibile utilizzando tanti piccoli SPAD, aventi ognuno migliori prestazioni in termini di dark count e timing. Ciascuno SPAD della matrice è, poi, dotato di un resistore di quenching integrato  $R_L$  (avente valore identico per ogni singolo sensore), che oltre a svolgere la funzione di spegnere la valanga (vedi Figura 2.4 e Figura 2.5) portando la tensione sul singolo dispositivo al valore di breakdown, funge da disaccoppiamento elettrico fra uno SPAD e l'altro, permettendo loro di operare come se fossero indipendenti nonostante l'alimentazione ed il carico in comune.

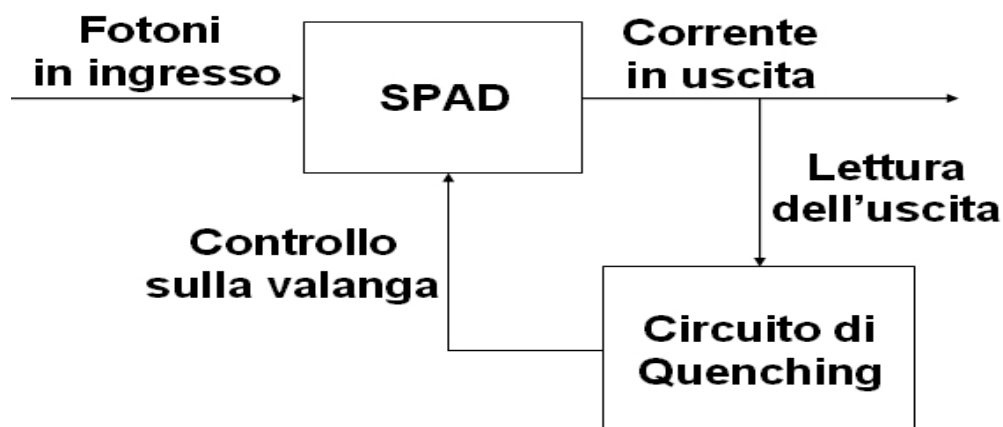


Figura 2.4: Sistema di controllo della valanga per rendere nuovamente operativa la SPAD.

L'insieme costituito dalla serie SPAD-resistore di quenching è denominato “pixel” o “microcella” [12]. Oggigiorno esistono SiPM con una densità pari a circa 1000 pixel per millimetro quadro.

Come mostrato in Figura 2.6, l'uscita è comune per tutti i pixel ed è costituita dalla somma delle cariche emesse dalle singole microcelle accese dall'assorbimento di un foto-

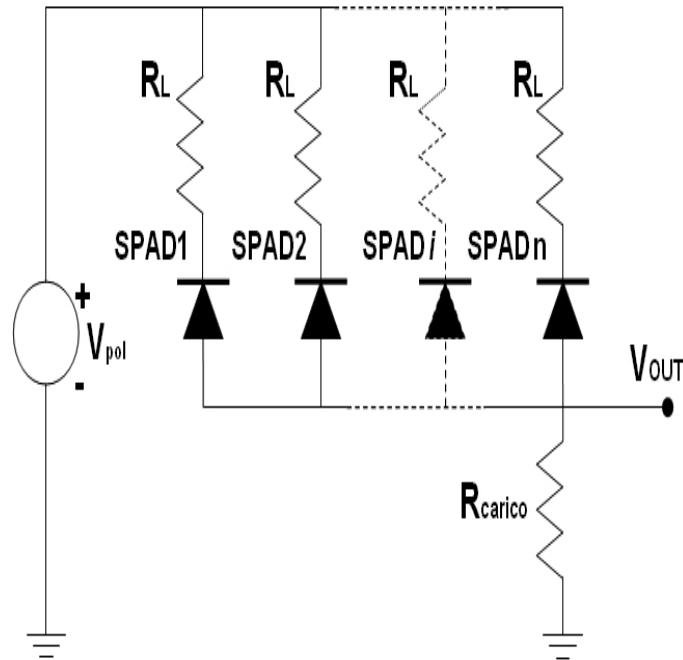


Figura 2.5: Schema circuitale di un SiPM.

ne. Se tutti i pixel sono identici ed emettono ciascuno la stessa quantità di carica quando assorbono un fotone, misurando la carica totale in uscita, si può risalire al numero di pixel accesi. Infatti, con l'ipotesi fatta di uniformità dei pixel, la carica in uscita è un multiplo, pressochè intero, della carica emessa dalla singola microcella accesa: da qui si ricava il numero di fotoni assorbiti.

Da quanto detto, il singolo pixel si comporta come un dispositivo digitale, in quanto emette una quantità predefinita di carica quando rivela un fotone, mentre l'intero SiPM è un dispositivo analogico, poiché in uscita si vede la somma di questi impulsi di carica. Limitanti sono i problemi legati al dark count, all'afterpulsing, all'insensibilità dello SPAD durante l'Hold-off, alle interferenze ottiche ed elettriche fra pixel (cross talk), alle tolleranze di processo alla disuniformità locale fra pixel ed al fatto che una singola microcella in uscita emette la stessa quantità di carica, anche se in ingresso ha assorbito simultaneamente più di un fotone. È importante osservare, inoltre, che essendo il carico comune, in uscita non si avrà nessuna informazione su quali pixel hanno rilevato i fotoni e, quindi, sulla posizione in cui è avvenuto l'assorbimento.

Anche l'alimentazione è in comune e semplifica la struttura del SiPM: infatti, sono necessari solo due pad, uno per gli anodi e uno per i catodi di ogni microcella, per alimentare tutti quanti gli SPAD della matrice.

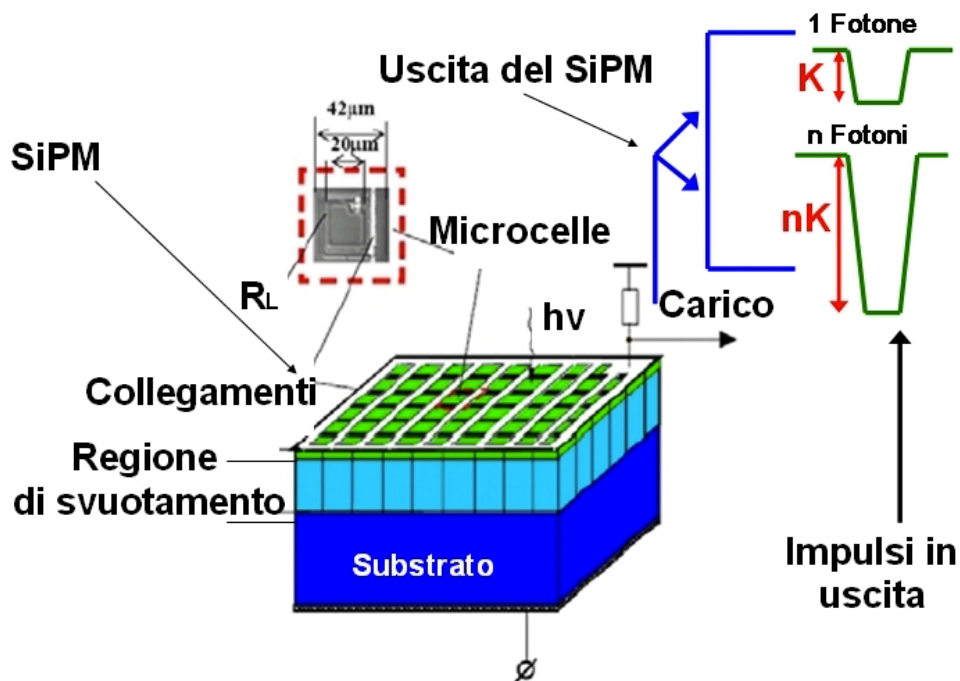


Figura 2.6: Struttura del SiPM.

## 2.6 Caratteristiche SiPM

Nel seguito riporterò una breve descrizione delle caratteristiche più importanti dei SiPM, ed in particolare:

- il guadagno
- l'efficienza di rivelazione
- la dinamica
- il cross talk
- il dark count rate
- l'afterpulsing

### 2.6.1 Guadagno

Il Guadagno è un parametro molto importante per il SiPM. Per un singolo pixel esso è definito come il rapporto fra la carica totale  $Q_{pix}$  che attraversa la giunzione del pixel, quando viene rivelato un fotone, e la carica elementare  $q$  [11].

$$G_{pix} = \frac{Q_{pix}}{q} \quad \text{dove} \quad Q_{pix} = C_{pix}(V_{pol} - V_{break})$$

$C_{pix}$  è la capacità intrinseca di un singolo pixel,  $V_{pol}$  è la tensione di alimentazione del SiPM e  $V_{break}$  è la tensione di breakdown. Il guadagno di una microcella dipende dall'over voltage e dalla capacità intrinseca e rappresenta il numero medio di portatori che attraversano la giunzione durante una valanga. È importante che tale guadagno sia uniforme per tutti i pixel al fine di poter facilmente ‘decifrare’ il segnale in uscita dal SiPM nel photon-counting. Purtroppo la tensione di rottura  $V_{break}$  e la capacità intrinseca  $C_{pix}$  sono parametri variabili con poca uniformità da pixel a pixel. Gli unici parametri, su cui è possibile agire concretamente dall'esterno, per variare il guadagno e determinarlo, sono la tensione di alimentazione  $V_{pol}$  e le dimensioni dei pixel (da cui dipende la  $C_{pix}$ ): aumentando tali parametri si aumenterà il guadagno e viceversa. Per il calcolo della carica totale in uscita dal SiPM occorre misurare la tensione in uscita sulla resistenza di carico  $R_{carico}$ , dividerla per il valore di tale resistenza ed integrare la corrente ottenuta rispetto al tempo di durata del segnale, che va da  $t_1$  a  $t_2$ .

$$Q_{tot} = \int_{t_1}^{t_2} \frac{V_{out}(t)}{R_{carico}} dt$$

Dividendo la carica totale in uscita  $Q_{tot}$  per la carica emessa da un singolo pixel  $Q_{pix}$  si ricava il numero di pixel ‘accesi’ e quindi il numero di fotoni rivelati, sempre nell'ipotesi che la carica  $Q_{pix}$  sia uniforme [11].

## 2.6.2 Efficienza di rivelazione (PDE)

L'efficienza di rivelazione di fotoni o Photon Detection Efficiency (PDE) esprime la capacità del SiPM di rilevare fotoni. Essa è data dal prodotto di tre fattori:

$$PDE = QE \times \epsilon_{geom} \times \epsilon_{Geiger}$$

dove QE è l'efficienza quantica,  $\epsilon_{geom}$  un fattore geometrico e  $\epsilon_{Geiger}$  la probabilità che un fotoelettrone inneschi la valanga (probabilità di trigger) [12]. L'efficienza quantica QE è la probabilità che un fotone incidente sia assorbito, essa è data da:

$$QE = (1 - R)(1 - e^{-\alpha x})$$

dove  $1-R$  è il coefficiente di trasmissione T per il sistema aria-ossido-silicio, mentre R è il coefficiente di riflessione per lo stesso sistema;  $\alpha$  è il coefficiente di assorbimento del silicio, che dipende dalla lunghezza d'onda della radiazione elettromagnetica incidente, e  $x$  la variabile che identifica l'effettivo spessore della superficie di contatto. Per migliorare



l'efficienza quantica occorre abbassare il coefficiente di riflessione R utilizzando un rivestimento antiriflettente sulla superficie esterna del dispositivo ed aumentare lo spessore della superficie più esterna. Il fattore geometrico  $\epsilon_{geom}$  è il rapporto fra l'area attiva  $A_{act}$  e l'area totale  $A_{tot}$  del dispositivo, ovvero

$$\epsilon_{geom} = \frac{A_{act}}{A_{tot}}$$

Per incrementare tale fattore occorre incrementare l'area attiva del dispositivo [12]. La probabilità che un elettrone inneschi la valanga  $\epsilon_{Geiger}$  dipende principalmente dall'overvoltage applicato e dalla temperatura. Attualmente valori standard per l'efficienza di rivelazione dei fotoni dei SiPM sono dell'ordine del 20-30% [3].

### 2.6.3 Dinamica

La dinamica di un SiPM è definita come il massimo numero di fotoni che possono essere rivelati simultaneamente dal dispositivo; tale caratteristica è fortemente limitata dal numero finito di pixel contenuti. Infatti, come anticipato in precedenza, un pixel emette la stessa quantità di carica anche se assorbe contemporaneamente più di un fotone e che un pixel durante il periodo holf-off rivela fotoni con scarsa efficienza producendo un segnale di carica inferiore a quello standard e peggiorando la risoluzione degli spettri di carica. Per questo motivo il SiPM funziona molto bene solo quando il numero medio di fotoni in ingresso per pixel è molto piccolo; se, invece, tale media è molto alta, il segnale in uscita dal dispositivo (numero di pixel accesi) saturerà al numero di pixel del SiPM. L'andamento di tale saturazione può essere calcolato supponendo come poissoniana la dispersione dei fotoni che arrivano sulla superficie del nostro dispositivo:

$$\sigma = \sqrt{N_{fotoni}PDE}$$

dove  $N_{fotoni}$  è il numero di fotoni che arrivano sulla superficie del SiPM e PDE è la sua efficienza di rivelazione di fotoni[12]. La relazione che si ricava da ciò ed esprime la saturazione è

$$N_{pix-fired} = m(1 - e^{-\frac{N_{fotoni}PDE}{m}})$$

dove m è il numero di pixel. In questa formula il rapporto  $N_{fotoni}/m$  esprime il numero medio di fotoni in ingresso per microcella. Inoltre si deve osservare che tale relazione non tiene conto degli effetti del rumore che alterano notevolmente il conteggio [2].

Per poter apprezzare meglio la saturazione del segnale in uscita, sono riportati due grafici che mettono in relazione il numero di pixel accesi con il numero medio di fotoni per pixel. Nel primo grafico (Figura 2.7) si è supposto una PDE=100% (valore ideale), mentre nel secondo (Figura 2.8) una PDE=20% (valore più attendibile con le attuali tecnologie). In entrambi i grafici si è posto m=500.

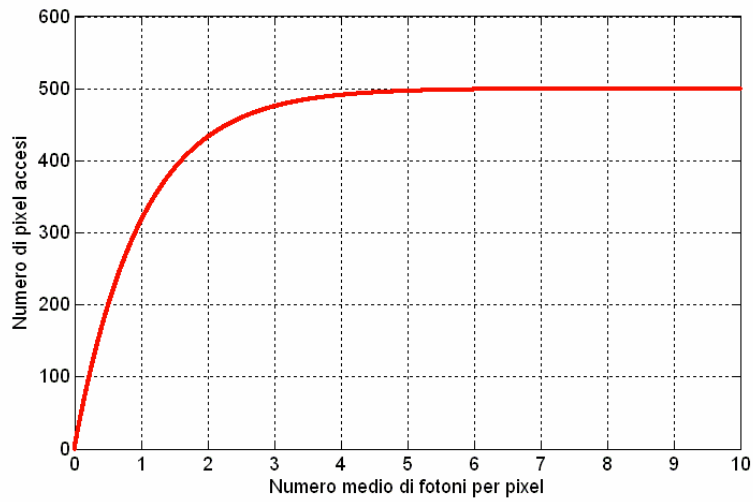


Figura 2.7: Curva di saturazione per PDE=100% e  $m=500$ .

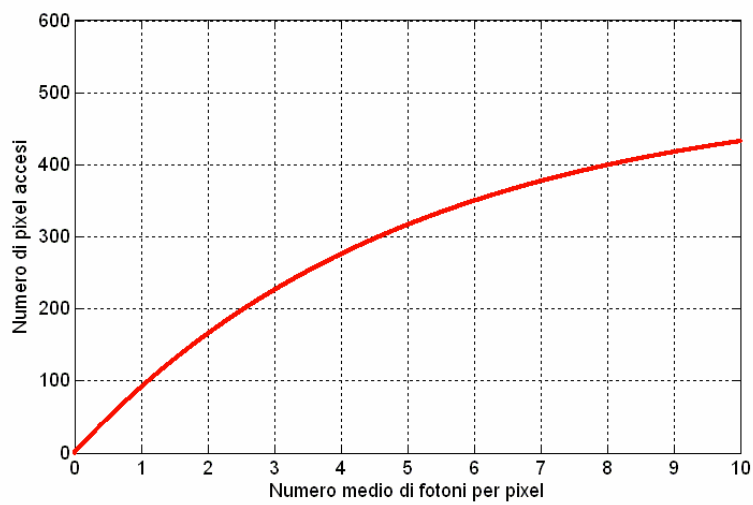


Figura 2.8: Curva di saturazione per PDE=20% e  $m=500$ .

Dai due grafici si evince che la curva satura più lentamente per valori di PDE più bassi e che tale curva possa essere linearizzata nel caso in cui il numero medio di fotoni per pixel sia basso.

## 2.6.4 Cross Talk

E' un rumore tipico di tutte le matrici integrate di fotomoltiplicatori e si presenta quando due o più pixel, della stessa matrice, interferiscono fra loro. Tale interferenza può essere di tipo

- ottico
- elettrico

### Cross Talk ottico

Si verifica quando, durante la rottura della giunzione dovuta alla rivelazione di un fotone da parte dell'area attiva, i portatori che formano la corrente inversa emettono fotoni, detti fotoni di Bremsstrahlung, che possono propagarsi nel silicio, raggiungere l'area attiva di un altro SPAD, venire assorbiti ed innescare la moltiplicazione a valanga in un altro pixel del SiPM generandovi un impulso spurio non correlato all'assorbimento del fotone. Tale effetto è illustrato schematicamente in figura 2.9

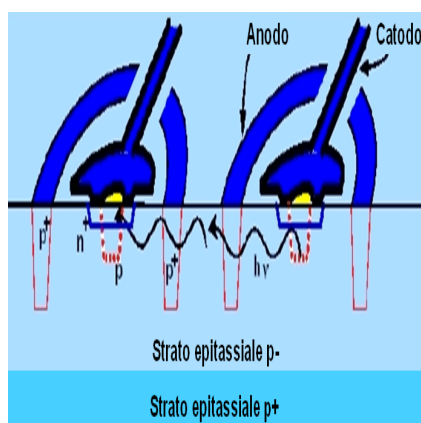


Figura 2.9: Illustrazione schematica del cross talk ottico fra due pixel vicini.

### Cross Talk elettrico

Ha luogo quando due portatori di carica emessi dalla giunzione del pixel sorgente diffondono attraverso la regione epitassiale di tipo  $p^+$ , comune a tutte le microcelle del SiPM, e raggiungendo altri pixel vicini, innescano in essi il fenomeno di moltiplicazione a valanga generando impulsi spurii, non correlati con l'assorbimento di fotoni. Questo problema è così rilevante anche perchè i pixel sono sensibili a basse quantità di corrente (dell'ordine del  $\text{f nA}$ ), oltre a basse intensità di luce.

I sistemi utilizzati nel SiPM per evitare o per lo meno ridurre al minimo il fenomeno

del cross-talk sono principalmente due; essi cercano di aumentare la minima distanza fra le zone attive di due pixel adiacenti (pitch) oppure di realizzare uno scavo fra un pixel e un altro (Figura 2.10), ovvero delle trincee riempite di ossido così da realizzare un isolamento ottico-elettronico tra le varie microcelle.

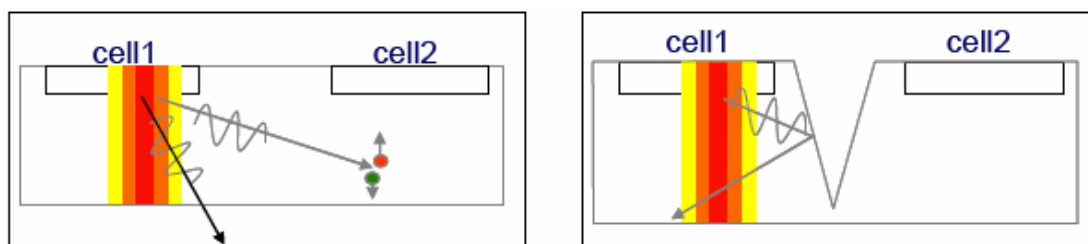


Figura 2.10: Applicando uno scavo tra un pixel e l'altro si riesce ad ottenere un isolamento ottico-elettronico.

Naturalmente tra le due soluzioni la prima ridurrebbe di gran lunga l'area sensibile del dispositivo, diminuendo così l'efficienza geometrica e dunque l'efficienza di raccolta del SiPM. Per questo motivo è pertanto preferito il secondo metodo, con la realizzazione di trench piuttosto sottili che non intaccano eccessivamente il fill factor.

## 2.6.5 Dark Count Rate

Nelle misura di conteggio di fotoni con lo SPAD, è presente un rumore interno dovuto alle fluttuazioni Poissoniane di impulsi spontanei provocati dalla generazione termica di coppie elettrone-lacuna nella regione svuotata. Poiché questi impulsi sono osservabili anche in buio, il loro conteggio nell'unità di tempo è chiamato dark count rate.

Il fenomeno dei conteggi di buio è spiegato dalla teoria Shockley-Hall-Read (SHR), secondo cui la generazione termica di coppie elettrone-lacuna, nella regione svuotata, è dovuta alla presenza di centri di generazione-ricombinazione (centri G-R) che hanno un livello energetico posto circa a metà gap fra la banda di valenza( $C_B$ ) e la banda di conduzione( $V_B$ ). Una transizione diretta avviene quando un elettrone si ricombina "saltando" dalla  $C_B$  alle  $V_B$ . Queste transizioni sono tipiche in tutti i semiconduttori ma nel caso del silicio sono assai improbabili, tranne per elevate concentrazioni di elettroni e lacune. Molto più probabile è invece la transizione attraverso un terzo stato, nella forma di una "trappola" posta all'interno del gap fra le due bande di valenza e conduzione, in modo che faccia da gradino intermedio alla transizione e riesca ad assorbire la quantità di moto dell'elettrone libero; queste trappole sono chiamate centri di ricombinazione[14]. In Figura 2.11 è riportata una rappresentazione schematica del modello SHR.

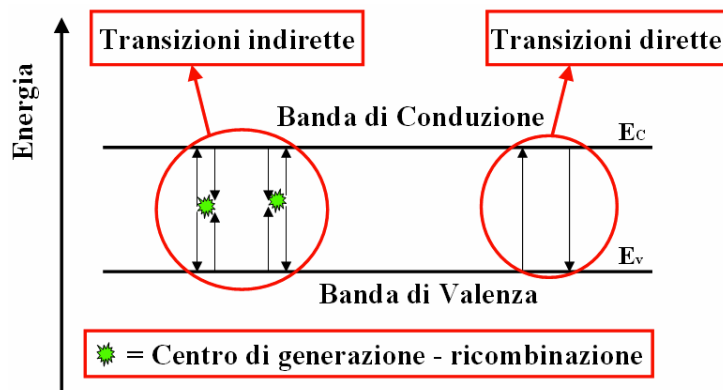


Figura 2.11: Rappresentazione schematica della teoria Shockley-Hall-Read.

La presenza dei centri di ricombinazione è essenzialmente dovuta alle imperfezioni presenti nel reticolo cristallino che introducono livelli energetici all'interno del gap. Tali imperfezioni sono causate principalmente dall'introduzione di impurità nel semiconduttore e l'esposizione a radiazioni ad alta energia.

### 2.6.6 Afterpulsing

Afterpulsing è un fenomeno di disturbo dovuto all'emissione secondaria di portatori per la presenza di difetti nella regione di svuotamento. Tali difetti possiedono dei livelli di energia, intermedi fra la metà gap e il margine della banda, che possono catturare o rilasciare, con certo tempo di ritardo, alcuni portatori della corrente di valanga; il comportamento di tali difetti è assimilabile a quello di trappole.

Durante il tempo di hold-off, lo SPAD è insensibile all'emissione da parte di queste cariche, poiché l'assenza di un forte campo elettrico ai capi della giunzione non permette ai portatori l'innescò di una valanga. Tuttavia, se il rilascio avviene più tardi, quando la tensione sullo SPAD è superiore a quella di rottura, la carica rilasciata può accendere una valanga 'spuria', con un valore di carica inferiore, determinando una correlazione di impulsi spuri. Da quanto detto si evince che l'afterpulsing può far aumentare enormemente il dark count rate. Inoltre, questi impulsi secondari, non essendo distribuiti in maniera casuale, ma come un impulso di dark count, provocano delle distorsioni rilevanti negli istogrammi di distribuzione dei tempi di arrivo dei fotoni.

Un rimedio efficace per minimizzare questo problema è di avere dei tempi di hold-off lunghi in modo da spopolare la maggior parte delle trappole. Un'altra soluzione efficace potrebbe essere il raffreddamento del dispositivo per ridurre il dark count rate, ma in questo caso la diminuzione di temperatura farebbe accrescere il tempo di rilascio delle trappole e, quindi, aumenterebbe l'afterpulsing a meno di scegliere tempi di hold-off più lunghi.



## Capitolo 3

# Preparazione di un setup sperimentale per la caratterizzazione in aria di SiPM e misure preliminari

### 3.1 Introduzione

Lo scopo di questo lavoro di tesi è la preparazione di una stazione di test per la caratterizzazione in aria di rivelatori SiPM e del suo utilizzo per una serie di misure preliminari. Il setup preparato sarà poi utilizzato per testare sistematicamente rivelatori SiPM con caratteristiche tali da renderli utilizzabili in Xeno in fase liquida.

In particolare mi sono occupato di preparare parte del sistema hardware e parte degli strumenti di analisi utili alla misura del guadagno e di dark count di rivelatori tipo SiPM. Gli strumenti preparati sono stati utilizzati per effettuare alcune misure preliminari della quali sono presentati i risultati.

### 3.2 Caratteristiche del SiPM utilizzato

Per le misure preliminari e di ottimizzazione del setup ho utilizzato un prototipo di SiPM in grado di lavorare in Xeno liquido (temperatura di  $-91^{\circ} C$  e sensibile a luce UV).

In particolare il SiPM (prototipo prodotto da Hamamatsu, codice *S12574*) utilizzato (Figura 3.2) ha dimensioni di  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  e passo di  $50 \mu\text{m}$  (per un totale di 3600 pixel).

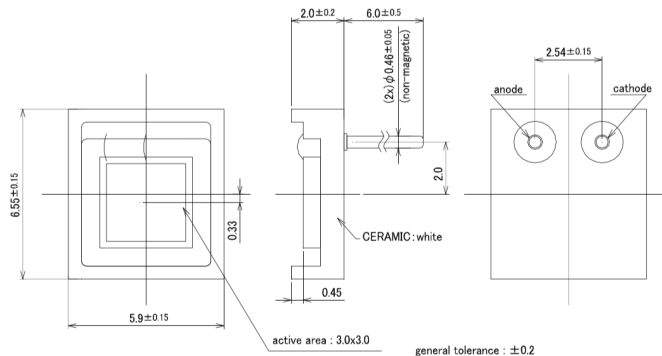


Figura 3.1: Dimensioni del SiPM utilizzato.

I dati forniti dal produttore indicano per tale dispositivo un guadagno di  $1.25 \times 10^6$  e un rate di conteggi di buio pari a  $2.06 \times 10^6$  Hz alla tensione di polarizzazione di  $66.93$  V. Le misure effettuate e descritte nel seguito sono state effettuate alla tensione di polarizzazione nominale.

### 3.3 Setup Sperimentale

L'elettronica utilizzata per il test consiste in:

- 1 Alimentatore per alimentare i SiPM
- 1 Alimentatore per alimentare il circuito di amplificazione del segnale
- 1 Digitizer CAEN (mod. V1724) con risoluzione a 14 bit in grado di campionare i segnali in uscita dal SiPM (1 campionamento ogni  $10$  ns per un totale di 512 campionamenti a forma d'onda acquisita)
- 2 DUAL TIMER CAEN (mod. 2255B)
- 1 adattatore NIM/TTL CAEN (mod. 89)
- 1 oscilloscopio per controllare che il segnale in uscita dal SiPM abbia un picco
- 1 LED driver CAEN (mod. SP5601)

La schematizzazione del setup sperimentale preparato è riportata in figura 3.1. Un segnale TTL è generato utilizzando un sistema accoppiato di due DUAL TIMER ed un convertitore NIM/TTL. Il segnale TTL è impiegato come trigger esterno per l'impulsore LED, la cui luce è poi inviata al SiPM per mezzo di una fibra ottica. Lo stesso segnale di trigger inviato al LED pulser è inviato al Digitizer V1724 che campiona e salva in memoria ciascuna forma d'onda acquisita.



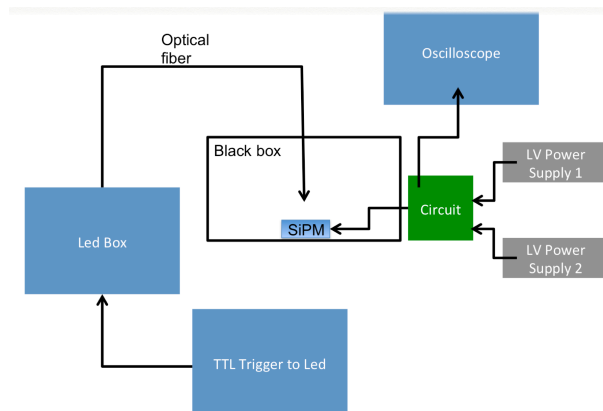


Figura 3.2: Setup Sperimentale.

Il segnale proveniente dal SiPM è digitalizzato a 14 bit con range dinamico di  $2.25 V$ . Il sistema di acquisizione (DAQ) è completato da un bridge CAEN (mod. V1718) connesso via USB ad un computer (sistema operativo Linux) sul quale gira un programma di acquisizione dati, sviluppato in linguaggio C. I file prodotti dalla DAQ contengono le waveform degli eventi, di durata  $5.12 \mu s$ ; l'insieme degli eventi acquisiti è processato e convertito in file ROOT [17] per la successiva fase di analisi.

Sono state inoltre effettuate alcune misure preliminari al fine di ottimizzare il sistema; in particolare sono state inoltre effettuate misure di “pedestallo” (assenza di segnale luminoso dal LED) utili allo studio della rumorosità del sistema e misure di guadagno.

### 3.4 Il programma analisi dati

Il codice di analisi che ho sviluppato ha lo scopo principale di calcolare la carica raccolta dal SiPM a partire dalla forma d'onda campionata. La forma d'onda è acquisita (Figura 3.3) in una finestra di  $5.12 \mu s$  (512 campionamenti, 1 ogni  $10 ns$ ). I valori in tensione (range dinamico  $2.25 V_{pp}$ ) dei campionamenti sono digitalizzati nel range  $0 - 16384$ .

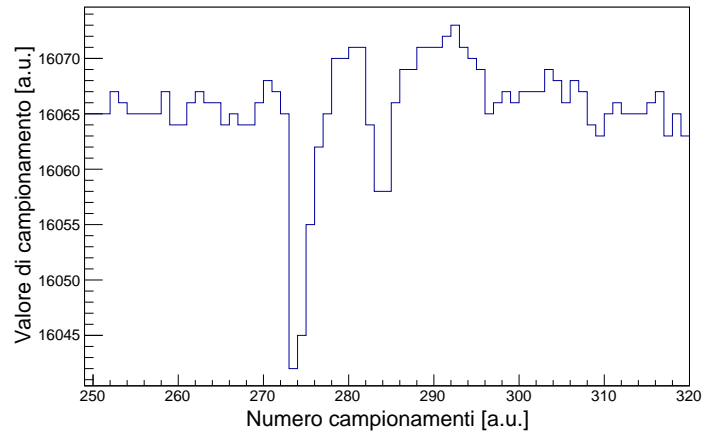


Figura 3.3: Tipica forma d'onda.

A partire dalla forma d'onda acquisita il codice calcola l'offset o livello di ground del segnale digitalizzato; un esempio è riprodotto in Figura 3.4 (linea orizzontale rossa in figura).

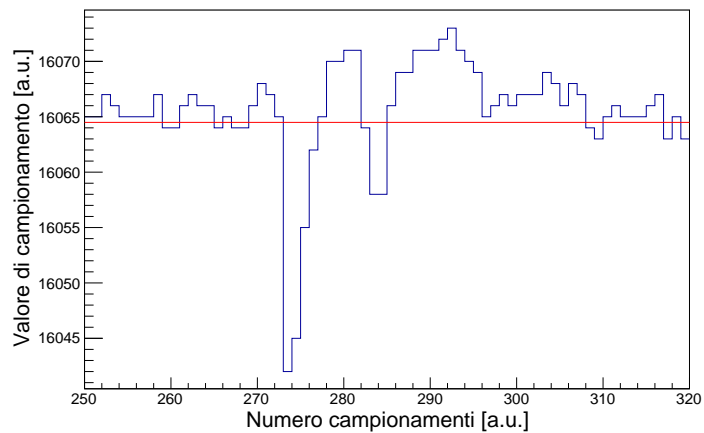


Figura 3.4: Tipica forma d'onda con offset.

Successivamente la forma d'onda è invertita e il livello di offset trovato è sottratto ai valori dei campionamenti in modo che il livello di ground sia intono agli 0 V. Tale operazione è riportata in figura 3.5.

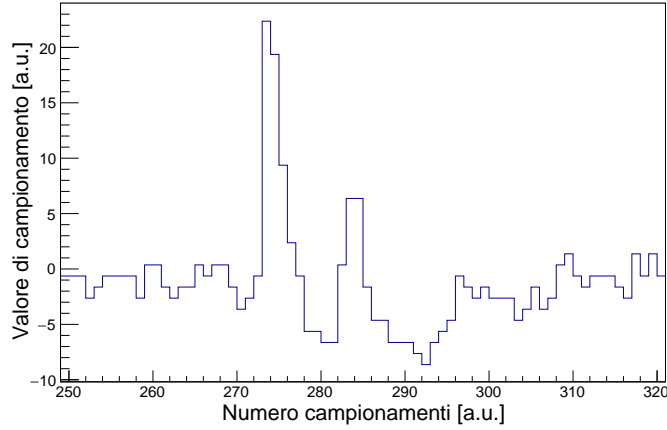


Figura 3.5: Forma d'onda ribaltata.

A questo punto per ottenere la carica raccolta è sufficiente integrare il segnale nella regione di interesse. Tale regione è evidenziata in figura 3.6 per mezzo delle linee verticali rosse.

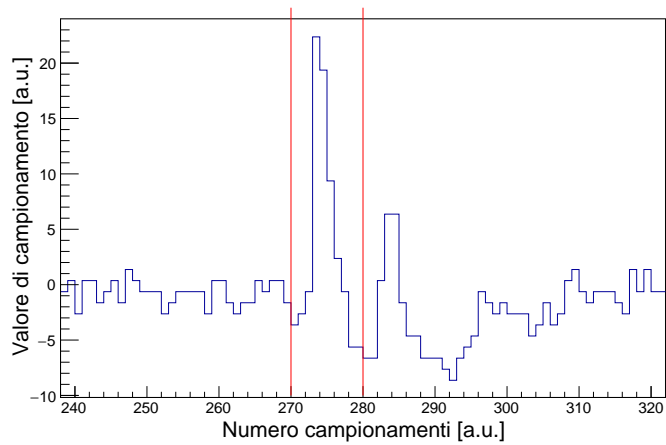


Figura 3.6: Forma d'onda ribaltata con linee che delimitano la zona d'integrazione.

Bisogna ricordare infatti che nel setup preparato il trigger è esterno ed è quindi possibile sapere esattamente in quale regione della forma d'onda vi sarà il segnale dovuto alla luce emessa dal LED.

Integrando la forma d'onda in tale regione è quindi possibile misurare la carica totale raccolta e quindi il guadagno.

Utilizzando il software sviluppato ho analizzato dati acquisiti sia per run di "pedestallo"

sia per run in cui il SiPM era illuminato utilizzando il LED. I risultati ottenuti sono riportati nei seguenti paragrafi.

## 3.5 Misure nel setup di test

Le misure preliminari eseguite per testare il setup ed effettuare una caratterizzazione preliminare del SiPM sono state:

- Misure di pedestallo
- Misure di Guadagno
- Misure di Dark Count

### 3.5.1 Misure di pedestallo

Ho acquisito run di pedestallo per valutare la rumorosità del sistema. In particolare ho acquisito 150000 eventi e le forme d'onda sono state integrate al fine di misurare la carica raccolta. In questo caso non è necessario integrare la waveform nella regione d'interesse in quanto in linea di principio non utilizzando il LED non dovremmo attenderci segnali in coincidenza con l'emissione di luce da parte di questo.

Lo spettro in carica ottenuto è riportato in Figura 3.7.

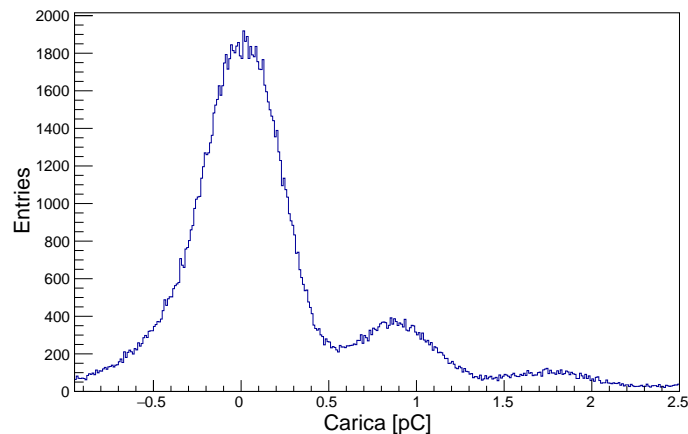


Figura 3.7: Spettro in carica ottenuto da un run di pedestallo

Come si può notare lo spettro presenta dei picchi che corrispondono alla produzione di 0, 1, 2 portatori di carica; tali segnali sono quindi da associare a segnali di fondo o dark current.

Per quantificare il livello di rumorosità ed avere uno strumento per controllare in futuro il sistema ho proceduto come riportato nel paragrafo 3.5.3.

### 3.5.2 Misure di guadagno

Al fine di ottenere una prima valutazione del guadagno del SiPM in esame ho acquisito dati inviando tramite fibra ottica la luce dal LED al rivelatore.

La risposta del SiPM a segnali luminosi di bassa intensità permette infatti di valutare tramite l'analisi dello spettro in carica il guadagno.

Al fine di studiare più dettagliatamente la risposta del rivelatore ho analizzato i dati in modo da ottimizzare la larghezza della finestra di integrazione del segnale.

In particolare ho proceduto come segue:

1. Nella regione di interesse cerchiamo il massimo di ampiezza della forma d'onda
2. Integriamo il segnale di volta in volta allargando la finestra di integrazione intorno al massimo:
  - Considero solo il bin di Ampiezza (in tensione massima) (1 bin)
  - Considero solo il bin di Ampiezza (in tensione massima)  $\pm 1$  (3 bin)
  - Considero solo il bin di Ampiezza (in tensione massima)  $\pm 2$  (5 bin)
  - Considero solo il bin di Ampiezza (in tensione massima)  $\pm 3$  (7 bin)
3. Applico un Fit gaussiano ad ogni picco di ogni istogramma e ne ricavo deviazione standard e valore medio

I risultati per ciò che concerne gli spettri in carica ottenuti sono riportati nelle figure 3.8, 3.9, 3.10, 3.11. In ciascuna figura è anche riportata la funzione di fit gaussiano (somma di più gaussiane) con i relativi parametri.

Come è facile immaginare e come si nota sia dall'osservazione delle figure sia dal valore dei parametri di fit l'integrazione considerando solo 1 o 3 bin della forma d'onda produce una sottostima del guadagno ed una conseguente perdita di informazioni.

Al contrario l'integrazione considerando 5 o 7 bin i risultati sono confrontabili. In base a questi risultati la finestra di integrazione scelta è quella relativa a 7 bin (70 ns).

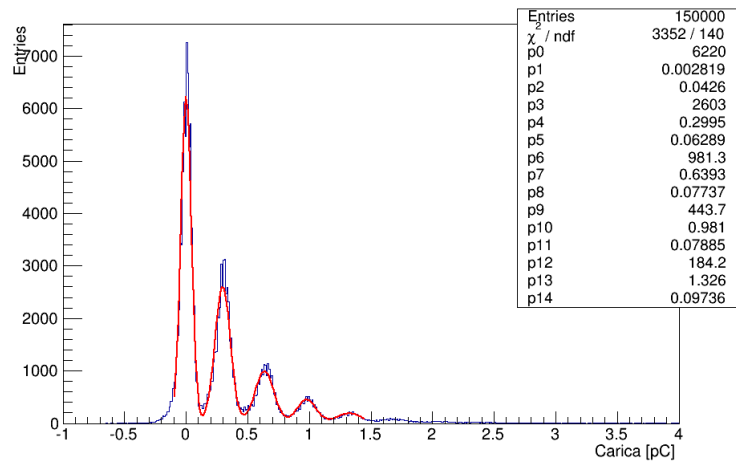


Figura 3.8: Spettro in carica integrando su 1 bin intorno al massimo nella zona di integrazione.

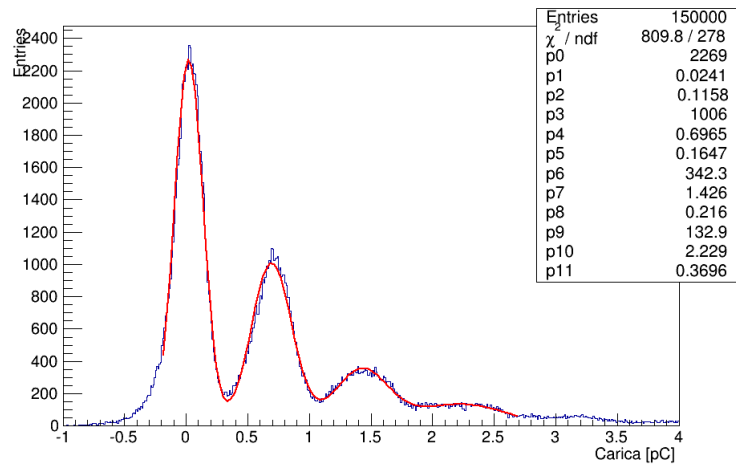


Figura 3.9: Spettro in carica integrando su 3 bin intorno al massimo nella zona di integrazione.

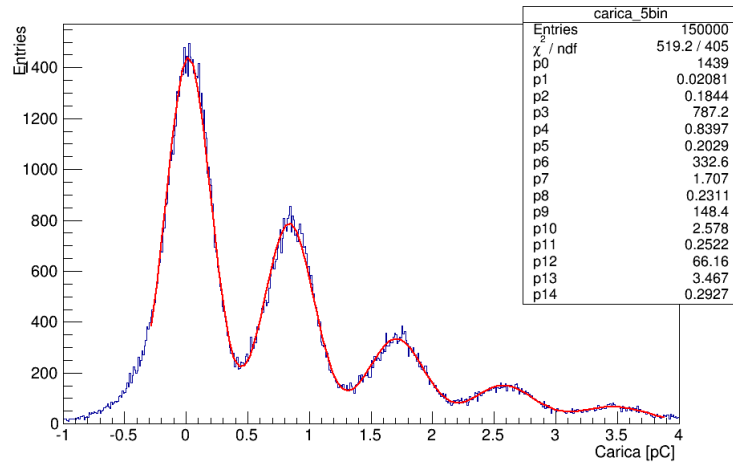


Figura 3.10: Spettro in carica integrando su 7 bin intorno al massimo nella zona di integrazione.

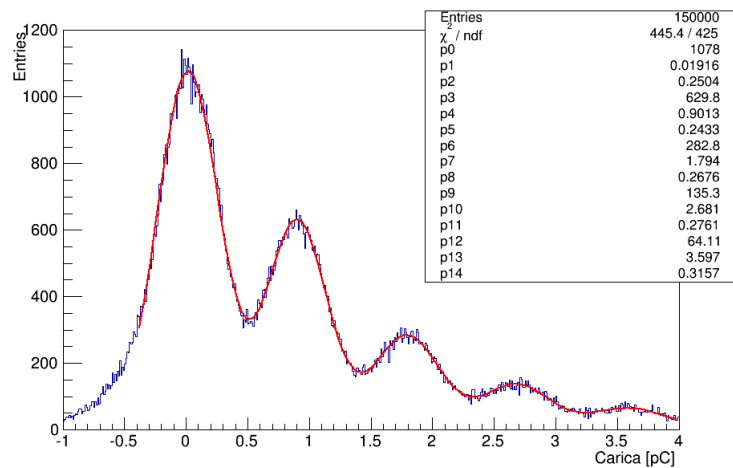


Figura 3.11: Spettro in carica integrando su 7 bin intorno al massimo nella zona di integrazione.

Per valutare il guadagno quindi ho proceduto a sottrarre al volere medio della gaussiana relativa al picco in carica di primo “foto elettrone” il valore medio della gaussiana relativa al picco di pedestal. Il guadagno, ed il relativo errore, risulta infine essere:

$$G = (5.5 \pm 0.3) \times 10^6$$

### 3.5.3 Misure di Dark Rate

Utilizzando i dati acquisiti per i run di pedestal è stato anche possibile dare una valutazione dei conteggi di buio del rivelatore.

Nella regione di integrazione ho calcolato il massimo di ampiezza di ciascuna forma d'onda. In figura 3.12 è riportato lo spettro in ampiezza; come atteso tale spettro rispecchia lo spettro in carica.

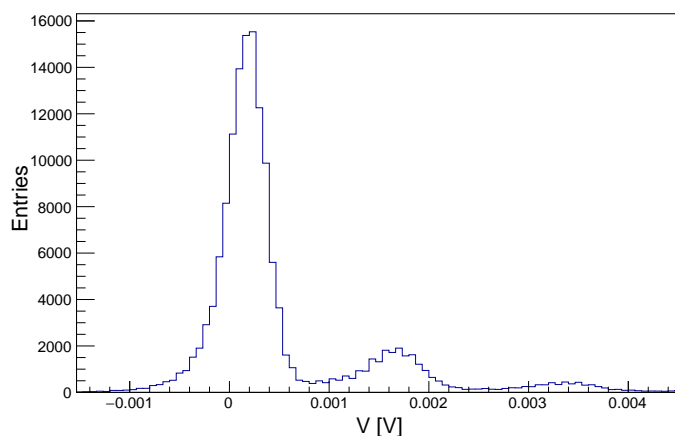


Figura 3.12: Spettro in ampiezza.

A questo punto ho definito un livello di soglia per calcolare il numero di segnali; in particolare ho fissato la soglia pari a metà dell'ampiezza del massimo relativo al primo picco (equivalente all'ampiezza media dei segnali relativi all'emissione di un elettrone). In seguito per ogni waveform ho contato quanti segnali superano tale soglia (ogni volta che rilevo un picco salto i successivi 3 bin per evitare che lo stesso picco sia contato più volte); un esempio può essere apprezzato in Figura 3.13.

Per quanto riguarda la distribuzione del numero di segnali sopra soglia, essa è riportata in figura 3.14. Come si nota dalla figura si hanno mediamente 12 segnali sopra la soglia.



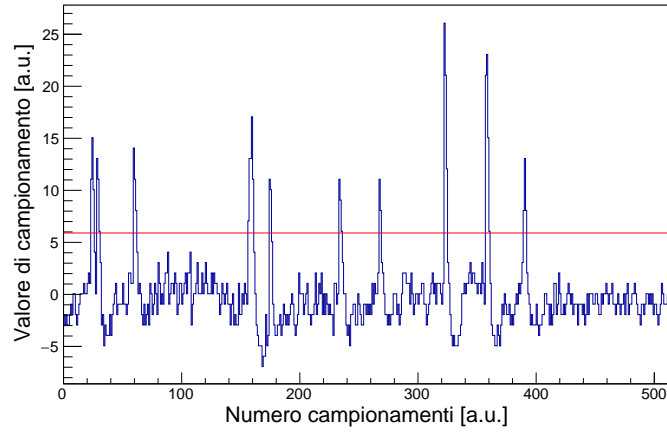


Figura 3.13: Forma d'onda in condizione di buio. La linea rossa rappresenta il livello di soglia.

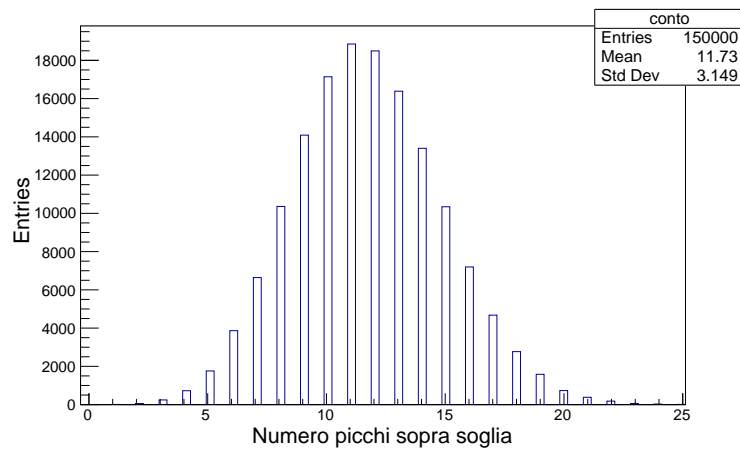


Figura 3.14: Distribuzione dei picchi.

Una volta calcolato il numero di segnali per ottenere il rate di conteggi ho normalizzato per la finestra di campionamento ( $5.12 \mu s$ ). Il rate di conteggi ottenuto risulta essere di  $2.2 \times 10^6 Hz$  in buon accordo con quanto indicato dal costruttore.

## 3.6 Risultati e conclusioni

Le misure preliminari hanno permesso di effettuare una prima caratterizzazione del rivelatore SiPM in aria.

In particolare le misure di pedestal hanno mostrato che in condizioni normali (i.e. temperatura ambiente  $\cong 25^\circ C$ ) il dispositivo presenta un livello di rumorosità che permette di apprezzare picchi nello spettro in carica relativi all'emissione di uno (o più) portatori di carica anche in assenza di luce inviata tramite LED. Utilizzando i dati acquisiti in tali misure è stato possibile anche valutare il rate di conteggi di buio che (con soglia al livello di 0.5 “fotoelettroni” risulta essere pari a  $2.2 \times 10^6 Hz$ ; tale risultato è in accordo con quanto indicato dal costruttore.

Per ciò che concerne il guadagno il risultato ottenuto in seguito alle misure effettuate indica che in condizioni di tensione di polarizzazione nominale (66.93 V) il SiPM sembra avere un guadagno 4 volte superiore a quanto indicato dal costruttore.

Ciò potrebbe essere causato dal circuito di amplificazione utilizzato, ma tale ipotesi sarà oggetto di ulteriori studi in quanto una maggiore amplificazione del segnale potrebbe in linea di principio provocare anche un aumento dei conteggi di buio.

In conclusione il setup installato e gli strumenti software sviluppati permettono di effettuare le misure di caratterizzazione in aria di SiPM che possono essere utilizzati in Xenon liquido in esperimenti per la ricerca diretta di Materia Oscura.

# Conclusioni

Negli ultimi anni la materia oscura è stata oggetto di indagini e ad oggi molteplici sono le evidenze sperimentali, derivanti da osservazioni astronomiche e cosmologiche, che inducono ad ipotizzare la sua esistenza (anomalie nelle curve di rotazione delle galassie a spirale, le misure delle masse di oggetti cosmici tramite il lensing gravitazionale, l'osservazione del Bullet Cluster e la misura e studio delle anisotropie della radiazione cosmica di fondo). Tra i vari candidati al ruolo di particelle di Materia Oscura i principali sono da ricercarsi nelle WIMP (Weakly Interacting Massive Particles).

Molteplici sono gli esperimenti volti alla rivelazione ed identificazione della Materia Oscura sia sfruttando tecniche di rivelazione diretta (basata sulle interazioni con il nucleo bersaglio) sia tecniche di rivelazione indiretta (che mira ad osservare i prodotti di annichilazione della Materia Oscura).

Il progetto XENON nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) è situato sotto uno spessore minimo di roccia di  $1.4 \text{ km}$  e sfrutta la rivelazione diretta dell'energia di rinculo rilasciata da una WIMP che urta un bersaglio di Xeno liquido, contenuto in un rivelatore di tipo Time Projection Chamber (TPC). L'esperimento XENON1T, attualmente in costruzione, con una massa attiva di Xeno dell'ordine della tonnellata raggiungerà sensibilità di  $2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$  per interazioni spin-indipendenti di WIMP di massa  $50 \text{ GeV}/c^2$  con i nucleoni, due ordini di grandezza al di sotto degli attuali limiti.

Nell'ambito del progetto XENON e dello sviluppo di nuovi rivelatori per la ricerca di Materia Oscura sono in fase di *R&D* soluzioni che permettano di migliorare le prestazioni del rivelatore; ad esempio sono in fase di studio soluzioni tecnologiche che migliorino la raccolta di luce di scintillazione prodotta dalle interazioni, con particolare attenzione ai bassi rilasci energetici. Una di queste prevede l'utilizzo di fotorivelatori tipo SiPM da affiancare a normali PMT nella TPC di XENON. Infatti unitamente ai PMT posti alla base e alla sommità del rivelatore si può pensare di installare dei SiPM sulle pareti laterali della TPC. Tali rivelatori devono essere in grado di funzionare a basse temperature (circa  $-100^\circ \text{ C}$ ) e devono poter rivelare fotoni di lunghezza d'onda di  $178 \text{ nm}$ .

Il mio lavoro di tesi si colloca nell'ambito di tale programma di ricerca e sviluppo. Negli ultimi anni infatti sono stati sviluppati fotorivelatori SiPM in grado di lavorare in Xeno liquido, quindi in grado di tollerare basse temperature e sensibilità a fotoni di lunghezza d'onda pari a quella emessa dallo Xeno ( $178 \text{ nm}$ ). In particolare sono disponibili prototi-

pi di SiPM prodotti dalla Hamamatsu (S12574) che soddisfano tali requisiti. Lo scopo di questa tesi è la preparazione di un setup sperimentale per una prima caratterizzazione in aria di tali rivelatori; unitamente alla preparazione della parte hardware del setup sperimentale mi sono occupato di sviluppare un programma di analisi (in linguaggio C++). Al fine di testare sia la parte hardware che software del mio lavoro, nonché il funzionamento del SIPM, ho effettuato alcune misure preliminari di pedestal, di guadagno e di dark rate counting. Le misure di pedestal hanno mostrato che in condizioni normali (i.e. temperatura ambiente) il dispositivo presenta un livello di rumorosità che permette di apprezzare picchi nello spettro in carica relativi all'emissione di uno (o più) portatori di carica anche in assenza di luce inviata tramite LED. Utilizzando i dati acquisiti in tali misure è stato possibile anche valutare il rate di conteggi di buio che (con soglia al livello di 0.5 "fotoelettroni") risulta essere pari a  $2.2 \times 10^6 \text{ Hz}$ , risultato in accordo con quanto indicato dal costruttore. Il guadagno ottenuto in seguito alle misure effettuate indica che in condizioni di tensione di polarizzazione nominale (66.93 V) il SiPM mostra un guadagno 4 volte superiore a quanto indicato dal costruttore forse a causa del circuito di amplificazione.

In conclusione il setup preparato durante il mio lavoro di tesi risulta adatto, sia per quanto riguarda la componente hardware sia per quanto riguarda la parte software, per effettuare test sistematici in aria di rivelatori SiPM con caratteristiche tali da renderli utilizzabili in Xenon in fase liquida.

# Bibliografia

- [1] F. Agostini, “Caratterizzazione e calibrazione dei fotomoltiplicatori del sistema di veto di muoni per l’esperimento XENON1T”, Tesi di Laurea Magistrale, Bologna, 2012/2013.
- [2] J. Barral, “Study of Silicon Photomultipliers”, Thesis - Ecole Polytechnique France, 13th April-2nd July 2004.
- [3] V. Saveliev, “The recent development and study of silicon photomultiplier”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 535, pag 528, 2004.
- [4] P. Bruel, “Gamma rays, electrons and positrons up to 3 TeV with the Fermi Gamma-ray Space Telescope”, Journal of Physics: Conference Series 404 012033, 2012.
- [5] P. Coles, F. Lucchin, “Cosmology: The origin and evolution of Cosmic Structure”, Seconda Edizione, John Wiley & Sons, 2002.
- [6] Page et al., “First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Interpretation of the TT and TE Angular Power Spectrum Peaks”, Ap. J. Supp. Series 148, 233, 2003.
- [7] D.N. Spergel et al., “First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters”, Ap. J. Suppl. 148, 175, 2003.
- [8] T. Yoshida et al., “BESS-polar experiment”, Adv. Space Res. 33(10)1755, 2004.
- [9] M. Boezio et al., “The Space Experiment PAMELA”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 134, 39, 2004.
- [10] M. Aguilar et al. (AMS Collaboration), “First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV”, Phys. Rev. Lett. 110, 141102, 2013.

- [11] D.Renker, “Silicon Photomultipliers”, [ndip.in2p3.fr/beaune05/cdrom/Sessions/renker.pdf](http://ndip.in2p3.fr/beaune05/cdrom/Sessions/renker.pdf), 2005.
- [12] P. Buzhan et al., “The Advanced Study of Silicon Photo-Multiplier”, ICFA Instrumentation Bulletin, 2002.
- [13] J.Barral, “Study of Silicon Photomultipliers”, Thesis - Ecole Polytechnique, France, 13th April-2nd July 2004.
- [14] Richard S. Muller, Theodore I. Kamins, “Dispositivi elettronici nei cicuiti integrati”, Nuova Edizione BOLLATI BORINGHIERI, 1993.
- [15] <http://rssd.esa.int/SA/PLANCK/docs/>.
- [16] P. Fermani, “Vincoli sull’energia oscura da misure dell’effetto Sachs-Wolfe integrato”, Tesi di Laurea Magistrale, Roma, 2008/2009.
- [17] <https://root.cern.ch/drupal/>.
- [18] P. Finocchiaro, A. Campisi , L.Cosentino, “SPAD arrays and micro-optics: towards a real single photospectrometer”, in print on JOURNAL OF MODERN OPTICS, 2007.
- [19] G. L’Episcopo, “Caratterizzazione elettrica di una matrice di rivelatori di singolo fotone”, Tesi di Laurea Magistrale, Catania, 2005/2006.
- [20] R. Bernabei et al., “New results from DAMA/LIBRA”, Eur. Phys. J. C 67, 39, 2010.
- [21] C. Aalseth, P. Barbeau, J. Colaresi, J. Collar, J. Diaz Leon, et al. Phys.Rev.Lett. 107 141301, 2011.
- [22] The CDMS II Collaboration, “Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment”, arXiv.org, astro-ph, arXiv:0912.3592, 18 Dec 2009.
- [23] D. S. Akerib, “The LUX Prototype Detector”, arXiv:1207.3665, 2011.
- [24] XENON Collaboration, “The XENON100 Dark Matter Experiment”, arXiv:1107.2155v2, 11 Jul 2011.