

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI  
BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea in Fisica

Misure preliminari a temperature  
variabili su SiPM per future  
applicazioni nell'esperimento XENON

Relatore:  
Prof.ssa Gabriella Sartorelli

Presentata da:  
Margherita Ugoletti

Correlatore:  
Dott. Marco Garbini

Sessione II  
Anno Accademico 2014/2015



## Abstract

Negli ultimi decenni la materia oscura è stata oggetto di crescente interesse scientifico: dati sperimentali indicano che essa costituisce il 26.8% della massa totale dell'Universo ma le sue origini e natura rimangono ancora ignote. Essa interagisce solo gravitazionalmente in quanto priva di carica, caratteristica che ne rende molto difficile la rivelazione.

Numerosi esperimenti in tutto il mondo sono alla ricerca di maggiori informazioni riguardo la natura della materia oscura tramite metodi di rivelazione indiretta e diretta; questi ultimi sono accumulati da rivelatori molto massivi per sofferire alla piccola sezione d'urto di interazione e situati in ambienti molto isolati per diminuire il rumore di fondo dovuto alla radioattività terrestre. Tra le varie ipotesi avanzate riguardo la natura della materia oscura spiccano le WIMP, Weakly Interacting Massive Particle.

L'esperimento XENON, situato ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, si occupa della rivelazione diretta di WIMP studiandone l'urto elastico con i nuclei di Xenon, presente allo stato liquido e gassoso all'interno della TPC, il rivelatore fulcro dell'esperimento.

I primi risultati dell'ultima fase del progetto sono attesi per l'inizio del 2016; grazie alla massa fiduciale di circa una tonnellata di Xenon, da cui il nome XENON1T, e a migliorie atte a diminuire il rumore di fondo, quali la scelta accurata di materiali a bassa radioattività e a un sistema di veto dei muoni, si ipotizza che il rivelatore raggiungerà una sensibilità due ordini di grandezza superiore a quelle finora raggiunte. Sono in fase di ricerca soluzioni per incrementare la raccolta di luce del rivelatore, nell'ottica di diminuire l'energia di soglia di rivelazione migliorandone la sensibilità. Una delle possibili soluzioni consiste nell'affiancare i PMT già in uso con fotomoltiplicatori al Silicio SiPM. Essi dovranno essere in grado di lavorare a una temperatura di  $\sim 170$  K ed avere una buona efficienza di rivelazione per fotoni di lunghezza d'onda di  $\sim 178$  nm.

Questo lavoro di tesi si colloca nell'ambito di tale progetto di ricerca e sviluppo. Lo scopo del lavoro di tesi presentato è stato la misura della variazione di guadagno e conteggi di buio dei SiPM a disposizione in funzione della temperatura.



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>8</b>
<b>1 La Materia Oscura: evidenze e rivelazione</b>	<b>12</b>
1.1 Evidenze dell'esistenza di materia oscura . . . . .	12
1.1.1 Curve di rotazione . . . . .	12
1.1.2 Anisotropia della radiazione cosmica di fondo CMB . .	14
1.1.3 Lensing gravitazionale . . . . .	16
1.1.4 Bullet Cluster . . . . .	17
1.2 Ipotesi sulla composizione della materia oscura . . . . .	19
1.2.1 Materia oscura barionica . . . . .	19
1.2.2 Materia oscura non barionica . . . . .	19
1.3 Metodi di rivelazione della materia oscura . . . . .	22
1.3.1 Rivelazione indiretta . . . . .	22
1.3.2 Rivelazione diretta . . . . .	23
1.4 Esperimento XENON . . . . .	24
1.4.1 Principio di funzionamento . . . . .	25
1.4.2 Fasi del progetto . . . . .	25
1.4.3 Time Projection Chamber TPC . . . . .	27
<b>2 Fotomoltiplicatori al Silicio</b>	<b>30</b>
2.1 Fotodiodi . . . . .	30
2.1.1 Fotodiodi <i>p-i-n</i> . . . . .	31
2.1.2 Fotodiodi a valanga APD . . . . .	32
2.1.3 SPAD . . . . .	33
2.2 SiPM . . . . .	34
2.3 Principali caratteristiche dei SiPM . . . . .	36
2.3.1 Guadagno . . . . .	36
2.3.2 Efficienza quantica di rivelazione dei fotoni PDE . . . .	37
2.3.3 Risoluzione temporale . . . . .	38
2.3.4 Range dinamico . . . . .	39
2.4 Principali cause del rumore di fondo dei SiPM . . . . .	40
2.4.1 Dark Count Rate . . . . .	40
2.4.2 Cross Talk . . . . .	42
2.4.3 Afterpulsing . . . . .	44
2.5 Possibili applicazioni . . . . .	45
<b>3 Misure di guadagno e conteggi di buio di un SiPM in funzione della temperatura</b>	<b>48</b>
3.1 Descrizione del SiPM utilizzato . . . . .	48

---

3.2	Setup sperimentale . . . . .	50
3.3	Programma di analisi dati . . . . .	52
3.4	Misure di dark rate . . . . .	54
3.5	Misure di guadagno . . . . .	56
3.6	Misure di guadagno e di dark rate in funzione della temperatura	58
	<b>Conclusioni</b>	<b>62</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>66</b>



## Introduzione

La storia e la struttura dell'Universo hanno da sempre affascinato gli scienziati di tutto il mondo e sono state oggetto di comune interesse. Negli ultimi decenni ha assunto un ruolo di particolare rilievo lo studio della materia oscura, materia debolmente interagente e di difficile rivelazione, ma che si è dimostrata essere una componente rilevante della massa totale dell'Universo. L'esistenza di una gran quantità di materia non luminosa fu ipotizzata per la prima volta dall'astronomo Zwicky, all'inizio degli anni '30. Egli, stimando la massa delle galassie sia in funzione della loro velocità di rotazione sia in funzione della luminosità, trovò un'incongruenza tra i dati sperimentali e quelli attesi teoricamente; incongruenza che poteva essere spiegata solo ipotizzando l'esistenza di una quantità di materia non visibile. Altre evidenze importanti sono fornite dallo studio delle fluttuazioni di temperatura della radiazione cosmica di fondo (CMB); dalla mappatura completa fornita dalla sonda Planck è stato possibile rilevare la presenza di anisotropie dovute al diverso comportamento della materia oscura e ordinaria nelle fasi primordiali dell'Universo. Ulteriori evidenze dell'esistenza di materia oscura sono infine mostrate dai fenomeni di *lensing gravitazionale* e di *Bullet Cluster*, rispettivamente fenomeni di deviazione dei raggi luminosi dovuti alla presenza di corpi oscuri molto massivi e di urti tra ammassi di galassie.

Sebbene ormai non vi siano più dubbi sull'esistenza della materia oscura, non vi è alcuna certezza riguardo la sua natura. Numerose ipotesi sono state avanzate, alcune delle quali identificano le particelle di materia oscura con particelle teoriche, introdotte per spiegare fenomeni di rottura di simmetria per l'interazione forte (gli assioni).

Ipotesi di particelle derivanti da un'estensione del Modello Standard sono tra le più studiate. Queste identificano le particelle di materia oscura con le WIMP, Weakly Interacting Massive Particle, particelle prive di carica elettrica e di colore che interagiscono debolmente e gravitazionalmente con la materia ordinaria.

I metodi utilizzati per la rivelazione di WIMP si dividono in due tipologie, metodi di rivelazione *indiretta* e *diretta*. Le tecniche di rivelazione *indiretta* studiano l'interazione della materia oscura con sè stessa, cercandone i prodotti derivanti da un eventuale processo di annichilazione. Le tecniche di rivelazione *diretta* si concentrano sull'osservazione di fenomeni di scattering di WIMP con gli apparati sperimentali terrestri.

Tra gli esperimenti più all'avanguardia per la rivelazione diretta di WIMP vi è il progetto XENON. Esso è situato ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso per sfruttare l'isolamento dalla radiazione terrestre naturale dello strato di rocce sovrastante ( $\sim 1400$  m di roccia); la radiazione terrestre e i raggi co-

smici sono fonti di rumore di fondo in tutti gli esperimenti di rivelazione diretta di materia oscura.

L'esperimento, attivo dal 2002, si articola in più fasi, ognuna caratterizzata da un aumento della dimensione del rivelatore. La prima fase, il prototipo XENON10, attiva dal 2005 al 2007 con una massa fiduciale di 4.5 kg di Xeno, pose i primi limiti superiori alla sezione d'urto WIMP-nucleo; la seconda fase del progetto, in acquisizione dati dal 2008 e ancora in funzione, aumentò la massa di Xeno utilizzata a 161 kg, da cui il nome XENON100. L'aumento della massa fiduciale e migliorie nell'apparato sperimentale portarono all'attuale limite superiore di  $2.0 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$  per le interazioni WIMP-nucleo indipendenti dallo spin per WIMP di massa  $55 \text{ GeV}/c^2$ . L'ultima fase del progetto, lo XENON1T, inaugurato nel Novembre 2015, ha una massa fiduciale di circa una tonnellata di Xeno. L'inizio dell'acquisizione dati è previsto per l'inizio del 2016 e, grazie all'aumento della massa del rivelatore e ad un sistema di veto dei muoni per diminuire ulteriormente il rumore di fondo, ci si attende una sensibilità maggiore di circa due ordini di grandezza rispetto alle fasi precedenti.

Per migliorare ulteriormente la sensibilità del rivelatore sono in fase di studio nuovi sistemi di rivelazione di segnali luminosi, nell'ottica di incrementare la raccolta di luce per diminuire l'energia di soglia di rivelazione.

Una possibile soluzione consiste nell'affiancare all'utilizzo degli attuali fotomoltiplicatori PMT presenti nei lati superiori e inferiori della Time Projection Chamber, il rivelatore a doppia fase fulcro dell'esperimento, dei fotomoltiplicatori al Silicio SiPM; essi, immersi nello Xeno liquido alla temperatura di  $\sim 170 \text{ K}$ , sarebbero utilizzati per ricoprire le pareti laterali della TPC, aumentando l'area di rivelazione di segnali.

Il presente lavoro di tesi si colloca in questo ambito di ricerca e sviluppo. In particolare mi sono occupata dell'acquisizione e dell'analisi di misure di buio di SiPM Hamamatsu VUV3 al variare della temperatura, come analisi preliminare nell'ottica di un futuro utilizzo in liquido criogenico. Oltre alla preparazione del setup sperimentale utilizzato per l'acquisizione dati, mi sono occupata della scrittura di un programma C++ per l'analisi delle forme d'onda acquisite, dalle quali è stato possibile ricavare l'andamento del guadagno e del dark rate del SiPM in funzione della temperatura.

Nel primo capitolo sono esposte le principali evidenze dell'esistenza della materia oscura e le ipotesi più accreditate riguardo la sua natura. Sono inoltre trattati i metodi di rivelazione di particelle di materia oscura e, in particolare, l'esperimento XENON, dedicato alla ricerca diretta di WIMP.

Nel secondo capitolo sono descritti i fotomoltiplicatori al Silicio SiPM, a partire dal fotodiodo a giunzione per arrivare alla descrizione delle SPAD, costituenti fondamentali dei SiPM. Sono inoltre approfondite le loro princi-

pali caratteristiche e fonti di rumore.

Infine, nel terzo capitolo, sono descritti il setup sperimentale utilizzato e il programma di analisi dati scritto per le misure preliminari effettuate. Sono riportati inoltre i risultati ottenuti degli andamenti del guadagno e del dark rate in funzione della temperatura.



# Capitolo 1

## La Materia Oscura: evidenze e rivelazione

La presenza di materia nell'Universo che non emette radiazione elettromagnetica, la materia oscura, è dimostrata indirettamente attraverso la sua interazione gravitazionale con la materia ordinaria. Nei sistemi astrofisici si possono infatti osservare alcune anomalie che possono essere spiegate o assumendo l'esistenza della materia oscura, o mettendo in discussione la validità delle note leggi gravitazionali e della relatività generale.

In questo capitolo saranno esposte queste evidenze sperimentali, i principali candidati e i metodi sperimentali utilizzati per rivelare la materia oscura.

### 1.1 Evidenze dell'esistenza di materia oscura

Il problema della materia oscura è molto simile a quello già riscontrato nel passato per l'identificazione di pianeti non visibili. La prima prova a sostegno della sua esistenza è stata fornita dall'astronomo Zwicky nel 1933, il quale misurò la velocità di dispersione delle galassie nell'ammasso della Chioma e la utilizzò per stimare la massa dinamica totale del sistema; confrontando questo risultato con quello ottenuto stimando la massa delle singole galassie in base alla loro luminosità, trovò che il valore calcolato era circa 400 volte maggiore di quest'ultimo [1]. Sebbene già allora egli ipotizzò l'esistenza di materia oscura per spiegare questa discrepanza, soltanto circa quarant'anni dopo questa scoperta si iniziò a considerare seriamente la sua ipotesi e si iniziarono a trovare altre evidenze a sostegno di questa, quali le anomalie nella distribuzione delle velocità delle Galassie e nella radiazione cosmica di fondo, il lensing gravitazionale e il Bullet Cluster.

#### 1.1.1 Curve di rotazione

Una delle principali evidenze a sostegno dell'ipotesi di esistenza della materia oscura emerge dall'analisi delle velocità di rivoluzione delle stelle e delle nubi gassose nell'alone galattico, in funzione della distanza dal centro della galassia.

Le galassie a spirale, come la galassia cui appartiene il Sistema Solare, contengono circa  $10^{11}$  stelle distribuite intorno ad un nucleo centrale, formante un disco appiattito rotante, e costituiscono un sistema che si può considerare

a simmetria sferica.

La velocità di rivoluzione di una stella di massa  $m$  intorno al centro della galassia è determinata dalla condizione di orbite stabili, ottenuta eguagliando le forze gravitazionale e centrifuga [1].

Sia  $M_r$  la massa totale delle stelle e del materiale interstellare a una distanza  $r$  dal centro della galassia e  $m$  la massa di una stella in rotazione attorno al centro della galassia, si ha

$$\frac{GmM_r}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (1.1)$$

da cui si ricava

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}} \quad (1.2)$$

dove  $G$  è la costante di gravitazione di Newton. Supponendo che la maggior parte della massa della galassia sia concentrata nella zona centrale di raggio  $r=R$ , la massa ha una distribuzione del tipo

$$M(r) = 4\pi \int_0^R \rho(r)r^2 dr \quad (1.3)$$

con  $\rho(r)$  densità della galassia. Per come è strutturata la galassia a spirale, si può assumere che la maggior parte della massa della galassia si concentri nel suo centro e l'andamento della velocità previsto dalla teoria newtoniana è

$$v(r) = 1/\sqrt{r}. \quad (1.4)$$

Per osservare questo andamento si studiano le velocità di rotazione dei bracci della galassia, in funzione della distanza  $r$  dal centro, sfruttando l'effetto Doppler, secondo il quale si avrà uno spettro tendente al rosso per la parte della galassia in allontanamento e tendente al blu per quella in avvicinamento. I risultati indicano che la velocità di rotazione della galassia è pressochè costante, come mostrato in figura 1.1, per grandi valori di  $r$ , in disaccordo con quanto atteso dalla teoria classica.

Si possono invece spiegare tali risultati se si pone una dipendenza della massa della galassia proporzionale alla distanza dal suo centro

$$M(r) \propto r \quad (1.5)$$

che si può giustificare soltanto con la presenza di un alone di materia non visibile, la materia oscura.

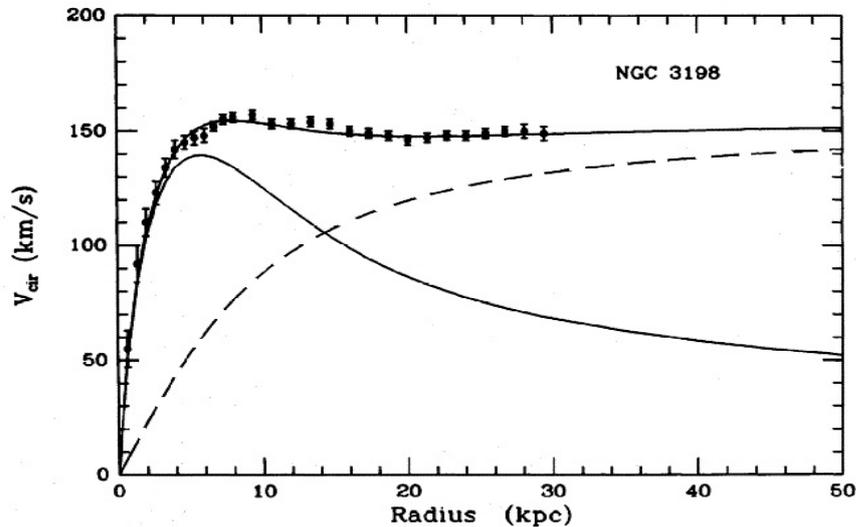


Figura 1.1: *Misure della velocità di rotazione delle stelle nella galassia a spirale NGC3198 in funzione della distanza dal centro; la linea continua rappresenta il contributo ipotetico della materia luminosa, la linea tratteggiata quello dell'alone oscuro di materia oscura.*

### 1.1.2 Anisotropia della radiazione cosmica di fondo CMB

Il fondo cosmico a micro-onde (Cosmic Microwave Background CMB) è il residuo delle fasi iniziali dell'Universo: nel Modello Standard l'Universo primordiale si è evoluto, a causa della continua espansione e conseguente raffreddamento, da una situazione iniziale formata fondamentalmente da radiazione e temperature e densità molto elevate ( $T \simeq 2 \cdot 10^{12}$  K circa  $10^{-4}$  s dopo il Big Bang), a una in cui la temperatura è scesa fino a un valore di circa 300 K, in cui gli elettroni iniziano a legarsi ai nuclei atomici dando luogo al disaccoppiamento radiazione-materia e rendendo così l'Universo trasparente ai fotoni (processo di *ricombinazione*); questi fotoni costituiscono la CMB, un bagno termico di lunghezza d'onda  $\lambda \simeq 1$  mm e densità  $\rho \simeq 415 \text{ mm}^{-3}$ .

La scoperta delle fluttuazioni della temperatura della radiazione cosmica di fondo, osservate per la prima volta nel 1992 dal team COBE (COsmic Background Explorer) [2], fu di fondamentale importanza poichè queste rappresentano, come una sorta di fotografia, le variazioni di temperatura dell'Universo primordiale, associate quindi a quelle di densità; l'ampiezza di queste fluttuazioni è di circa  $30 \mu\text{K}$  nella temperatura media dell'Universo che si aggira intorno ai 2.7 K [3]. Nella fase antecedente la nucleosintesi primordiale, flut-

tuazioni quantistiche hanno distribuito uniformemente la materia; mentre la materia oscura continuò a comprimersi per effetto della gravità, la materia luminosa risentiva del contrasto dovuto alla pressione di radiazione, restando in equilibrio tra collasso gravitazionale e repulsione coulombiana; questi processi influenzarono la temperatura della materia ordinaria mentre la materia oscura, non interagendo con i fotoni, non ne risentì. La mappatura della CMB, rappresentata in figura 1.2, ha quindi permesso di ottenere la distribuzione di materia oscura nelle fluttuazioni di densità primordiali [4].

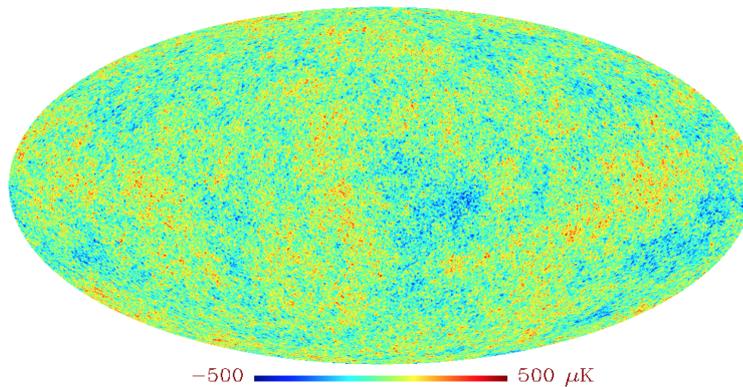


Figura 1.2: *Mappa della radiazione cosmica di fondo ottenuta dai dati raccolti dal satellite WMAP e dalla sonda Planck.*

Per studiare statisticamente le fluttuazioni della temperatura della CMB le si espandono come somma di armoniche sferiche, poichè sono distribuite sulla superficie di una sfera cui l'osservatore occupa il centro, in funzione degli angoli  $\vartheta$  e  $\phi$

$$\frac{\Delta T}{T}(\vartheta, \phi) \equiv \sum_0^{\infty} \sum_{-1}^l a_{lm} Y_{lm}(\vartheta, \phi) \quad (1.6)$$

con  $l$  momento di multipolo e  $a_{lm}$  coefficienti complessi (Fig. 1.3).

Studiando le fluttuazioni della CMB, si ottennero valori delle ampiezze in disaccordo con quanto atteso dalla teoria; per risolvere questo problema si introduce materia non barionica, le cui fluttuazioni possono aver avuto inizio in un periodo precedente a quelle della materia ordinaria. Questa materia non barionica, non risentendo della pressione di radiazione, non rallenta le sue fluttuazioni, potendo creare così buche di potenziale che attraggono la materia barionica, spiegando la struttura osservata dalla CMB dell'Universo. Dai dati raccolti dal satellite WMAP, lanciato dalla Nasa nel 2001, e a quelli

della sonda Planck, dell'agenzia spaziale ESA, lanciata nel 2009, la quale in particolare, misurando la polarizzazione della luce, è stata in grado per la prima volta di fornire un'immagine dinamica dell'Universo primordiale, si è potuto mostrare che l'Universo è piatto ed è composto per il 4.9% da materia barionica, per il 26.8% da materia oscura non barionica e per il 68.3% da energia oscura; la materia barionica, composta cioè da protoni e neutroni, costituisce quindi solo il 4.9% della densità di energia totale dell'Universo, la rimanente è dovuta alla presenza di materia ed energia oscura, entrambe ancora di natura e origine ignote.

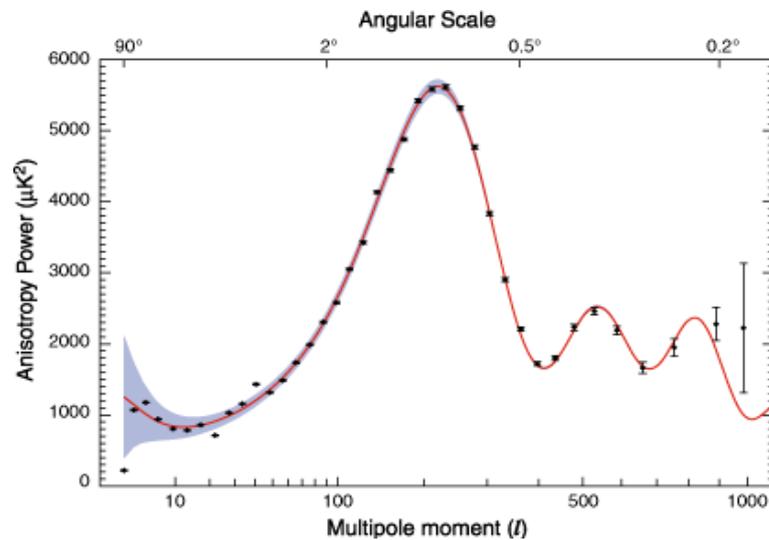


Figura 1.3: *Anisotropie della CMB in funzione del momento di multipolo.*

### 1.1.3 Lensing gravitazionale

Secondo la teoria di Einstein della relatività generale, l'attrazione gravitazionale è causata da una curvatura dello spazio. Una grande massa (come la Terra o il Sole) distorce il piano dello spazio-tempo nelle sue vicinanze e questa distorsione altera il percorso degli oggetti. Di conseguenza, la gravità piega anche il percorso fatto da un fascio di luce, come mostrato in figura 1.4, la quale, altrimenti, percorrerebbe le geodetiche della metrica spazio-temporale. Ciò significa che un grande oggetto può distorcere l'immagine di una sorgente luminosa distante, in modo simile ad una lente di ingrandimento ordinaria: questo effetto è noto come lensing gravitazionale. Dati molto importanti sono stati raccolti dal telescopio spaziale Hubble dai quali si è studiato, in funzione della distorsione di oggetti distanti a causa della

gravità, quanto grande è un ammasso di galassie. Dai risultati ottenuti è possibile ricostruire una mappatura della distribuzione della materia oscura nell'Universo, confrontando l'effetto di lensing gravitazionale con la quantità di materia visibile corrispondente. I cosmologi hanno concluso che gli ammassi di galassie, così come le galassie stesse, sono immersi all'interno di enormi nubi di materia oscura, la cui massa supera quella delle stelle circa di un fattore 10. La differenza tra la quantità di massa, calcolata studiando la curvatura dei raggi luminosi causata dalla gravitazione, e la luminosità di ammassi di galassie e altri oggetti è un'altra prova dell'esistenza della materia oscura [5].

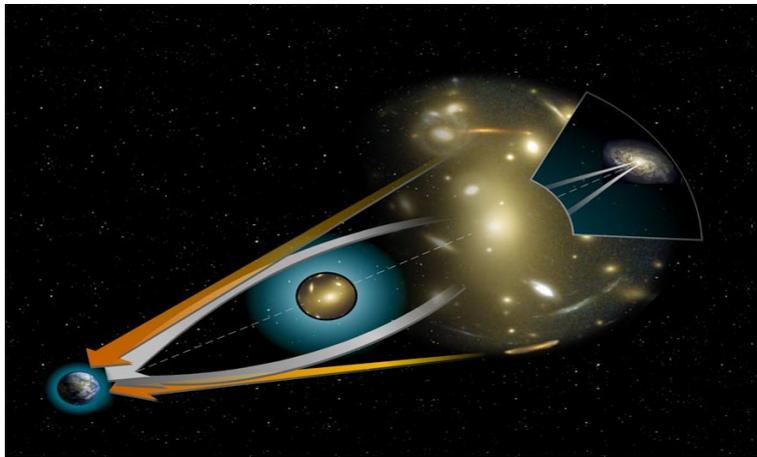


Figura 1.4: *Rappresentazione schematica del lensing gravitazionale.*

#### 1.1.4 Bullet Cluster

Il Bullet Cluster consiste nella collisione di due ammassi di galassie; in particolare il nome si riferisce ad un sottoammasso più piccolo che si scontra contro uno maggiore. Durante l'urto si verifica una separazione tra la materia delle galassie e il gas intergalattico: mentre le prime interagiscono debolmente a causa dell'attrazione gravitazionale, rallentando leggermente il loro moto, è molto più evidente il rallentamento della parte gassosa dell'ammasso, poichè interagisce elettromagneticamente emettendo radiazioni X e perdendo così molta più energia.

Studiando la distribuzione dei raggi X emessi in uno scontro tra ammassi di galassie, si ottiene una quantità di massa corrispondente diversa da quella ottenuta analizzando il lensing gravitazionale: si può spiegare questa discrepanza introducendo la presenza di materia oscura che, non interagendo elettromagneticamente, si comporta in modo diverso da quella barionica,

allontanandosi maggiormente. La prima evidenza di separazione tra materia oscura e barionica a seguito dello scontro tra due ammassi di galassie fu osservata per l'ammasso 1E 0657-558 (Fig. 1.5), l'ammasso Bullet, e fu una delle prove di maggior rilievo per affermare l'esistenza effettiva della materia oscura [6]: dall'analisi del Bullet Cluster si può infatti distinguere una zona più calda, dove si concentra la maggior parte di materia barionica che interagisce elettromagneticamente, ed una più fredda contenente la materia oscura, osservata sfruttando il fenomeno di lensing gravitazionale, in cui si concentra la maggior parte della massa totale calcolata per l'alone dell'ammasso.

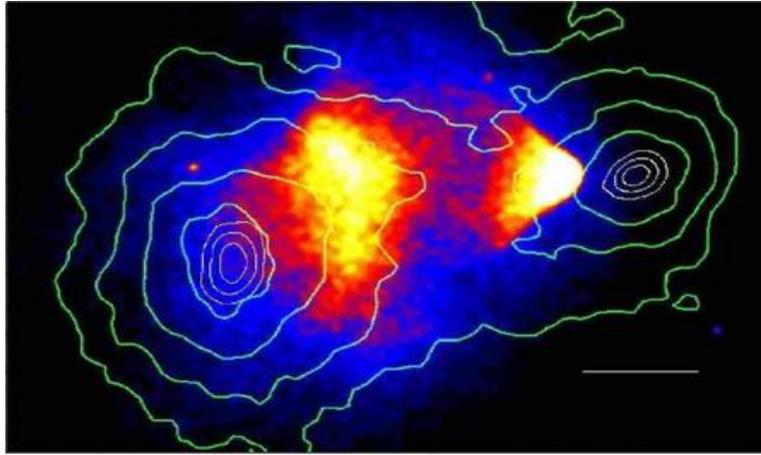


Figura 1.5: *Bullet Cluster* dell'ammasso 1E 0657-558; le curve rappresentano l'andamento del potenziale per vari livelli di confidenza. La parte rossa rappresenta la distribuzione della materia barionica (gas caldo) ricavata dall'analisi dei raggi X emessi, mentre quella in blu la concentrazione di materia oscura rilevata dal lensing gravitazionale.

## 1.2 Ipotesi sulla composizione della materia oscura

Si ipotizza che solo una piccola parte di materia oscura sia barionica, i cui candidati sono abbastanza facili da identificare, mentre la maggior parte sia non barionica, di natura ancora ignota.

### 1.2.1 Materia oscura barionica

La materia oscura barionica è composta da materia ordinaria, neutroni e protoni, che non emette luce. Non è quindi rilevabile tramite le sue radiazioni ma la sua presenza può essere osservata dagli effetti gravitazionali sulla materia visibile, in particolare dal fenomeno di lensing gravitazionale.

Alcuni possibili candidati di materia oscura barionica sono le Nane Brune, stelle con massa troppo piccola per poter essere luminose, pianeti molto massivi (ad esempio Giove), o resti di stelle fredde (buchi neri, stelle di neutroni, nane bianche). Tutte queste forme di materia oscura barionica sono collettivamente chiamate Massive Compact Halo Objects (MACHO).

La maggior parte degli esperimenti atti a rilevare la presenza di MACHO, come ad esempio gli esperimenti MACHO in Australia e EROS in Cile, studiano il fenomeno di lensing gravitazionale: quando un MACHO si interpone tra la Terra e una stella può causare un aumento di luminosità osservata della stella per un breve periodo, di durata proporzionale alla massa del MACHO. Dai dati raccolti dall'esperimento EROS, un telescopio di un metro di diametro che ha osservato per 5 anni (1996-2002) circa 30 milioni di stelle appartenenti alle Nubi di Magellano, individuando 8 candidati MACHO, si è scoperto che i MACHO contribuiscono a meno del 20% alla massa dell'alone della nostra galassia, con masse comprese tra  $(10^{-7} - 0.1)M_{\odot}$  [7].

### 1.2.2 Materia oscura non barionica

Dalle sempre più avanzate osservazioni cosmologiche, è ormai certo che la materia che compone l'Universo è composta per circa il 20% da materia barionica, della quale soltanto il 2% è luminosa, e il restante 80% da materia oscura non barionica [8].

La principale classificazione della materia oscura non barionica è basata sulla sua temperatura al momento del disaccoppiamento radiazione-materia: si divide in *materia oscura calda*, che era relativistica nell'Universo primordiale, e in *materia oscura fredda*, che invece si muoveva molto più lentamente.

La materia oscura calda si suppone abbia permesso la formazione solo di strutture estese, mentre oggetti più piccoli, quali le galassie e gli ammassi stellari, si sono potuti formare in seguito per la frammentazione delle strutture più grandi (modello *top-down*); un esempio di questa materia oscura

sono i neutrini fossili, di massa al massimo dell'ordine del eV.

La materia oscura fredda, non essendo relativistica, nell'Universo primordiale è potuta collassare sotto l'azione della forza di gravità, raggruppandosi dapprima in strutture piccole che si sono poi unite a formarne di sempre più grandi, come gli ammassi e superammassi di galassie che costituiscono la struttura attuale dell'Universo (modello *bottom-up*); esempi di materia oscura fredda sono gli assioni e le Weakly Interacting Massive Particle (WIMP).

Sebbene si ritenga che il ruolo dominante sia dato dalla materia oscura fredda, lo scenario più corretto è descritto da un modello ibrido in cui siano presenti entrambi i tipi di materia oscura.

Nel seguito sono riportate brevemente alcune caratteristiche relative ai neutrini fossili, agli assioni e alle WIMP come principali candidati per la materia oscura.

- **Neutrini fossili**

Si ritiene che, pochi istanti dopo la nascita dell'Universo, sia stato prodotto un enorme numero di neutrini e antineutrini di ogni sapore che sono sopravvissuti fino ad oggi, diminuendo via via la loro energia a causa dell'espansione dell'Universo stesso, e in grado di muoversi indisturbati anche quando l'Universo era ancora opaco alla luce, interagendo con i fotoni gravitazionalmente e lasciando questa impronta nella CMB. La sonda Planck ha rivelato per la prima volta la presenza inequivocabile di questi neutrini, studiando proprio l'effetto che questi hanno prodotto sulla mappa di fondo a microonde, permettendo anche di porre come limite superiore alla somma delle masse dei tre tipi di neutrini (elettronico, muonico e tauonico) 0.23 eV [9].

La massa del neutrino risulta quindi essere troppo piccola per poter spiegare una così grande quantità di materia oscura nell'Universo. La densità di neutrini fossili attesa è di 300 neutrini/cm<sup>3</sup>, per cui il contributo a  $\Omega$  (cioè il parametro densità dell'Universo =  $\frac{\rho}{\rho_c}$ , con  $\rho_c$  densità critica) dei neutrini è pari a

$$\Omega_\nu h^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{m_i}{93 \text{ eV}} \lesssim 0.07 \quad (1.7)$$

con  $h$  costante di Planck e  $m_i$  massa dei neutrini. I neutrini, quindi, non sono abbastanza abbondanti per essere una componente dominante della materia oscura [10].

- **Assioni**

Gli assioni sono ritenuti uno dei candidati a costituire la materia oscura. Sono particelle introdotte teoricamente per risolvere il problema della simmetria CP per l'interazione forte: la rottura della simmetria CP, attesa dalla teoria, non è infatti mai stata osservata sperimentalmente nell'interazione forte. La rottura spontanea di una simmetria globale produce un bosone di Nambu-Goldstone e gli assioni ricoprono proprio il ruolo di tali bosoni [11]. Sono particelle non relativistiche che interagiscono solo gravitazionalmente, di spin 0 e, seppur con massa molto piccola, in quantità tali da poter essere buoni candidati a giustificare la densità di materia oscura presente nell'Universo; la teoria inoltre prevede che contribuiscano a  $\Omega$  con  $\Omega_a \sim (5 \times 10^{-6} \text{ eV}/m_a)^{1,2}$ , per cui possono dare un contributo rilevante alla materia oscura solo se hanno massa  $\sim 10^{-3} - 10^{-5} \text{ eV}$ .

Secondo i modelli teorici gli assioni in presenza di un campo elettromagnetico si convertono in fotoni (effetto "Primakoff" [12]), quindi si cercano prove della loro esistenza facendoli convertire in fotoni attraverso un campo magnetico, anche se ad oggi gli esperimenti non hanno ancora trovato alcuna prova della loro presenza.

- **WIMP**

Le WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) rappresentano la categoria più studiata tra i candidati alla materia oscura fredda e anche il seguente lavoro di tesi si concentra principalmente su di esse. Sono particelle stabili che derivano da un'estensione del Modello Standard, prive di carica elettrica e di colore, con massa variabile da pochi GeV a qualche TeV, esse interagiscono con la materia ordinaria anche debolmente oltre che gravitazionalmente; la sezione d'urto di interazione è paragonabile a quelle delle interazioni deboli:  $\sigma < 10^{-42} \text{ cm}^2$ . Si suppone che le WIMP fossero in equilibrio termico nell'Universo primordiale attraverso processi di creazione e annichilazione fino a quando, a seguito dell'espansione cosmica, iniziò a diventare sempre più probabile il secondo a discapito del primo.

Per delle generiche WIMP, quando la temperatura scese al valore  $kT \sim m_{WIMP}/20$  cessò il processo di annichilazione e la loro concentrazione rimase pressochè costante, diminuendo unicamente a causa dell'espansione cosmica; usando la distribuzione di Maxwell-Boltzmann si può quindi stimare la densità delle WIMP in funzione delle velocità termiche al

momento del disaccoppiamento dal bagno termico:

$$\Omega \simeq \frac{G^{3/2} T_0^3}{H_0^2 \langle \sigma \nu \rangle} = \frac{7 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma \nu \rangle}. \quad (1.8)$$

Tra i candidati maggiormente studiati delle WIMP emerge il *neutralino*, una particella leggera non contemplata dal Modello Standard ma descritta dalla supersimmetria: estensione del modello standard basata sull'idea che ad ogni particella è associato il suo partner supersimmetrico (fermione nel caso bosonico e viceversa), secondo la quale stati fermionici possono trasformarsi in bosonici e viceversa tramite trasformazioni supersimmetriche.

### 1.3 Metodi di rivelazione della materia oscura

Le tecniche di rivelazione della materia oscura sono diverse a seconda del tipo di particella cercato. Questo lavoro si concentra sulle tecniche di rivelazione delle WIMP, che possono essere divise in tecniche di rivelazione indiretta e diretta.

#### 1.3.1 Rivelazione indiretta

Le tecniche di rivelazione indiretta si concentrano sullo studio dell'interazione della materia oscura con se stessa. La presenza di concentrazioni di particelle riconducibili all'interazione delle WIMP può segnalare il verificarsi di processi di annichilazione di WIMP.

Un eventuale processo di annichilazione di WIMP può dar luogo a un flusso di raggi  $\gamma$ , neutrini e anche antimateria, come positroni e antiprotoni, soprattutto nelle regioni con grande densità di materia oscura, come mostrato in figura 1.6.

Ad esempio, i positroni così prodotti possono annichilire con gli elettroni del plasma interstellare e dare luogo all'emissione della linea di 511 keV, come è stato osservato nel centro galattico dall'osservatorio spaziale INTEGRAL (International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) [13], anche se non vi è certezza che il positrone individuato non sia stato prodotto dal decadimento  $\beta$  di isotopi instabili.

Rivelatori di raggi cosmici e raggi  $\gamma$ , telescopi di neutrini e radiotelescopi possono essere quindi usati per la rivelazione indiretta di materia oscura. Poiché fenomeni di annichilazione di materia oscura sono proporzionali al quadrato della sua densità, gli apparati sperimentali per la rivelazione indiretta devono essere molto sensibili ai processi cosmologici e astrofisici, come ad esempio la presenza di buchi neri super massivi nel centro delle galassie, all'interno dei

quali il forte campo gravitazionale può favorire la collisione di particelle di materia oscura. Tuttavia, la deviazione causata dai campi elettromagnetici galattici delle particelle cariche prodotte da un'eventuale annichilazione di materia oscura, non permette di risalire alla loro provenienza e di fornire prove sufficienti ad affermarne l'esistenza.

Anche le radiofrequenze emesse dal centro delle galassie possono provare l'esistenza della materia oscura, ma soltanto un'accurata conoscenza del profilo della densità della materia oscura nel centro della galassia permetterebbe di risalire all'effettiva presenza di materia oscura.

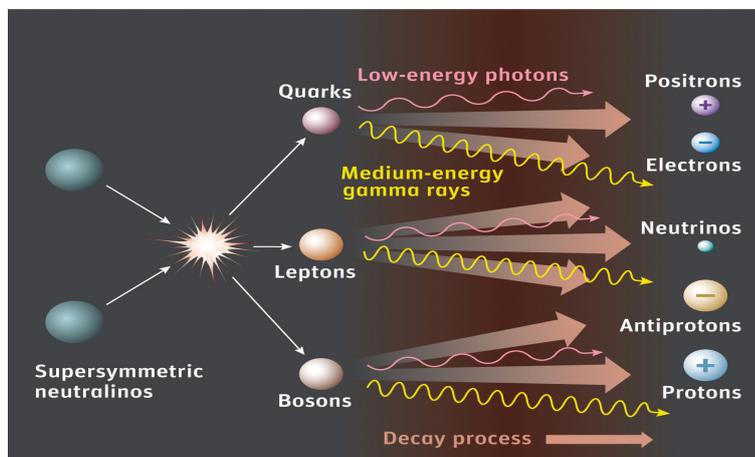


Figura 1.6: Rappresentazioni delle principali annichilazioni di WIMP e relativi decadimenti in raggi  $\gamma$  e coppie di  $e^-e^+$ ,  $p^-p^+$ ,  $\nu^-\nu^+$ .

### 1.3.2 Rivelazione diretta

Le tecniche di rivelazione diretta si occupano di studiare gli effetti dello scattering delle WIMP con gli apparati sperimentali terrestri. I laboratori che ospitano questi esperimenti sono situati in profondità, come ad esempio i Laboratori Nazionali del Gran Sasso in Italia o Sandford nel South Dakota, per schermare i rivelatori dai raggi cosmici che, insieme alla radioattività delle rocce e dei rivelatori stessi, costituiscono la maggior parte del rumore di fondo degli esperimenti.

Le WIMP possono interagire con la materia ordinaria per interazione debole con scattering elastici e anelastici, con sezioni d'urto molto piccole; possono attraversare corpi massivi come la Terra senza mai interagire. Hanno inoltre energie di interazione in genere molto basse, nell'ordine del keV, per cui gli apparati sperimentali devono essere molto sensibili. Per individuare i

segnali di materia oscura tra il rumore di fondo, i rivelatori utilizzati in questi esperimenti spesso sfruttano più segnali contemporaneamente; i rivelatori sono di vario tipo: a stato solido, a scintillazione. Un esempio di esperimento per la ricerca diretta di materia oscura è l'esperimento XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso che utilizza il gas nobile Xeno a doppia fase.

## 1.4 Esperimento XENON

L'esperimento XENON è dedicato alla rivelazione diretta della materia oscura. Esso utilizza Xeno come mezzo rivelatore contenuto in una camera a proiezione temporale (TPC) a doppia fase, liquido-gas. La radioattività terrestre e il disturbo dovuto ai raggi cosmici sono due elevate fonti di rumore per questo genere di rivelazione, per questo motivo l'esperimento è situato nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso, in modo tale da utilizzare lo strato di roccia del massiccio del Gran Sasso come schermatura naturale da queste radiazioni. Il progetto XENON, attivo dal 2002, ha fornito limiti per la sezione d'urto di scattering dipendente e indipendente dallo spin delle WIMP con i nuclei di Xeno: la seconda fase del progetto - XENON100 - nel 2012 ha raggiunto una sensibilità a sezioni d'urto di  $2 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ , sensibilità che sarà aumentata dalla nuova fase del progetto XENON1T, inaugurata nel novembre 2015, con una massa bersaglio di una tonnellata, raggiungerà sezioni d'urto nell'ordine di  $10^{-47} \text{ cm}^2$  [14] (Fig. 1.7).

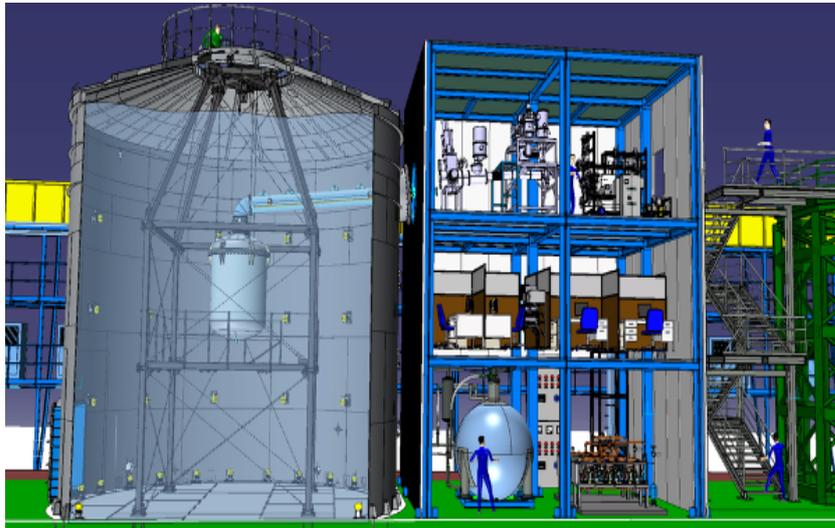


Figura 1.7: *Rappresentazione in scala del progetto di XENON1T presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso.*

### 1.4.1 Principio di funzionamento

Gli elementi nobili liquidi, in particolare l'Argon e lo Xeno, sono utilizzati in molti esperimenti come rivelatori di particelle, a causa delle loro buone proprietà di ionizzazione e scintillazione; lo Xeno, ad esempio, produce rispettivamente  $\sim 6 \cdot 10^4$  coppie/Mev e  $\sim 4.2 \cdot 10^4$  fotoni/Mev di  $\lambda \simeq 175 \text{ nm}$ . Esso, in particolare, è il gas nobile con il numero atomico più elevato utilizzato come rivelatore e, nello stato liquido, è il più denso, qualità che gli conferisce proprietà autoschermanti; esso inoltre ha bassissima radioattività e i suoi isotopi radioattivi hanno tutti vita molto breve, altro fattore che contribuisce a diminuire il rumore di fondo. Lo Xeno diventa liquido alla temperatura di  $\sim -100^\circ\text{C}$  e pressione di circa 2 bar, temperatura non troppo bassa rispetto agli altri gas nobili.

L'esperimento XENON sfrutta la misurazione simultanea di segnali di ionizzazione e scintillazione prodotti dalle interazioni elastiche delle WIMP con quelle dello Xeno liquido, dai quali è possibile individuare la natura della particella incidente e distinguere un eventuale WIMP dal rumore di fondo. Il fulcro dell'esperimento è il rivelatore a doppia fase, la Time Projection Chamber di cui si parlerà nel paragrafo 1.4.3.

### 1.4.2 Fasi del progetto

Il progetto XENON è articolato in più fasi, ognuna caratterizzata da un aumento, rispetto alla precedente, delle dimensioni del rivelatore. Al crescere della massività del rivelatore è atteso anche un aumento della sensibilità.

- **XENON10**

Costituì il primo prototipo del progetto, attivo dal 2005 al 2007, utilizzava una camera a proiezione temporale contenente 15 kg di Xeno per una massa fiduciale di 5.4 kg; dall'analisi dei dati raccolti tra l'ottobre 2006 e il febbraio 2007, fu possibile porre come limite superiore alla sezione d'urto per l'interazione WIMP-nucleo indipendente dallo spin (al 90% del livello di confidenza)  $8.8 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$  per WIMP di massa  $100 \text{ GeV}/c^2$  e  $4.5 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$  per WIMP di massa  $30 \text{ GeV}/c^2$  [15].

- **XENON100**

XENON100 è la seconda fase del progetto XENON, in acquisizione dati dal 2008 e ancora in funzione. Rispetto al prototipo, è stata aumentata la quantità di Xeno di un ordine di grandezza, 161 kg di cui 65 costituiscono la massa fiduciale; è stata inoltre migliorata la scelta dei materiali

che costituiscono il rivelatore, portando ad una diminuzione del rumore di fondo di un fattore 100. Grazie a queste miglione è stato possibile raggiungere una sensibilità per la sezione d'urto di un'interazione WIMP-nucleo indipendente dallo spin di  $2.0 \times 10^{-45} \text{cm}^2$  per una WIMP di massa  $55 \text{GeV}/c^2$  mentre per interazioni dipendenti dallo spin è di  $3.5 \times 10^{-40} \text{cm}^2$  (Fig. 1.8) [16].

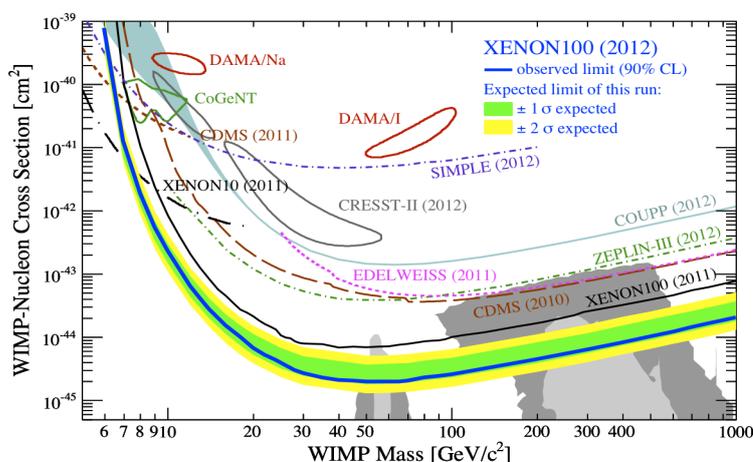


Figura 1.8: Sezione d'urto dell'interazione WIMP-nucleo in funzione della massa delle WIMP.

#### • XENON1T

XENON1T costituisce la terza fase del progetto XENON e la sua entrata in funzione è prevista per il 2016. Il rivelatore è costituito da una TPC di 3300 kg di Xeno di cui 1100 kg costituiscono la massa fiduciale; lo strato di Xeno schermante è composto da 2200 kg e, insieme all'uso di materiali meno radioattivi, ci si attende che questo comporti una diminuzione del rumore di fondo di circa due ordini di grandezza, portando la sensibilità per la sezione d'urto WIMP-nucleo indipendente dallo spin  $\sim 5 \times 10^{-47} \text{cm}^2$  per WIMP di massa di 100 GeV. Il rivelatore è inoltre fornito di un sistema di veto per i muoni, i quali possono produrre neutroni di energia tale da poter simulare un segnale tipico delle WIMP. La TPC è infatti contenuta all'interno della *water tank*, un cilindro di 4.8 m di raggio e 10.5 m di altezza, riempito di acqua pura; la *water tank* è instrumentata con 84 fotomoltiplicatori che possono rivelare luce cherenkov prodotta dai muoni che attraversano l'acqua.



<i>TPC Dimension and Fields</i>	
Height	95 cm
Diameter	96 cm
Active LXe Mass/Volume	2000 kg/ 0.708 m <sup>3</sup>
PTFE Mass/Volume	85 kg/ 0.04 m <sup>3</sup>
Copper Support Mass/Volume	112 kg/ 0.013 m <sup>3</sup>
Nominal Drift Field	1.0 kV/cm
Drift Length	90 cm
Operating Cathode Voltage	-90.0 kV
Nominal Extraction Field	13.0 kV/cm
Operating Anode Voltage	4.5 kV
Xenon Gas Gap	2.5 mm
<i>TPC Grids</i>	
Grid Diameter	100 cm
Frame Thickness	5 mm
Ring Material	low radioactivity SS 316Ti
Wire Diameter	140 μm
Wire Spacing	5 mm
Grid Optical Transparency	97%
<i>Inner Cryostat</i>	
Height	160 cm
Diameter	104 cm
Volume	1.389 m <sup>3</sup>
<b>Total LXe Mass/Volume</b>	<b>2400 kg/0.85 m<sup>3</sup></b>

Figura 1.9: *Rappresentazione e principali caratteristiche della TPC.*

### 1.4.3 Time Projection Chamber TPC

La Time Projection Chamber, rappresentata in figura 1.9, costituisce il cuore centrale del rivelatore, all'interno della quale è contenuto lo Xenon a doppia fase; essa è situata all'interno di un contenitore cilindrico a bassa radioattività. Un anodo e un catodo, posti rispettivamente nella zona superiore e inferiore della TPC, generano il campo elettrico di deriva all'interno dello Xenon liquido (LXe); tra le due fasi dello Xenon è posta una griglia che permette di tenere il campo elettrico a due valori diversi nelle due zone. Due array di fotomoltiplicatori (PMT, Photo Multiplier Tubes), posti all'estremità inferiore e superiore della TPC, permettono di rivelare sia i fotoni emessi per scintillazione primaria nello Xenon liquido (segnale denominato S1) sia quelli per scintillazione proporzionale nello Xenon gassoso (segnale denominato S2). Quando una particella entra nella TPC e interagisce con lo Xenon al suo interno, può produrre fotoni per scintillazione diretta e coppie  $e^-$ -ione; queste coppie in parte si ricombinano emettendo altri fotoni che contribuiscono alla scintillazione primaria mentre i restanti, risentendo del campo elettrico, migrano verso l'anodo dove avviene la scintillazione proporzionale, dovuta al campo elettrico più intenso presente nello Xenon gassoso. Proprio sfruttando il diverso rapporto tra i segnali di scintillazione proporzionale e diretta è possibile riconoscere il segnale di rinculo nucleare da quello di rinculo elettronico. A parità di energia cinetica, un nucleo rincula molto più lentamente di un elettrone; essendo, in regime non relativistico, la perdita di energia per ionizzazione proporzionale a  $\beta^{-2}$  dalla formula di Bethe-Block [17], un nucleo lento che rincula produce una quantità di ioni molto maggiore di quella di un elettrone che rincula, portando così ad un aumento della probabilità di ri-

combinazione e ad una diminuzione del segnale di scintillazione proporzionale (Fig. 1.10):

$$\left(\frac{S_2}{S_1}\right)_{WIMP} \ll \left(\frac{S_2}{S_1}\right)_{e^-}. \quad (1.9)$$

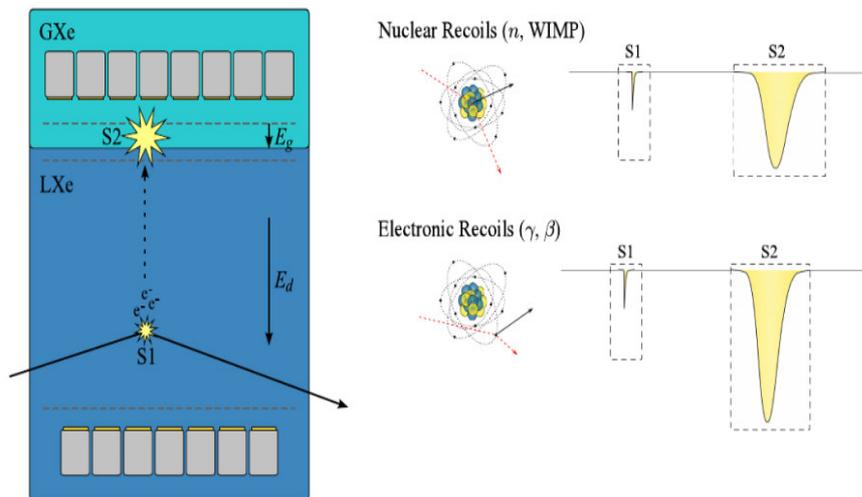


Figura 1.10: *Rappresentazione schematica dell'interazione di una particella con lo Xenon liquido nella TPC, con i relativi rapporti delle energie di rinculo nucleare ed elettronico.*

Questa proprietà delle energie di rinculo è molto importante e permette di raggiungere un'efficienza nel rigetto di segnali di fondo del 99.5% [3]. La TPC permette inoltre di ricostruire le coordinate spaziali del punto in cui le particelle interagiscono; ciò è possibile grazie agli array di fotomoltiplicatori e alla conoscenza della differenza di tempo tra l'emissione dei segnali di scintillazione diretta e proporzionale.

Sono in fase di ricerca migliori per minimizzare le energie di soglia di rivelazione con lo scopo di individuare anche le più basse energie di rinculo; tra i vari progetti vi è quello di ricoprire anche le pareti laterali della TPC di fotorivelatori, in modo da poter aumentare l'area di rivelazione dei segnali. Nel capitolo successivo saranno descritte le proprietà dei rivelatori Silicon PM (SiPM), tra i principali candidati atti a questo scopo.



# Capitolo 2

## Fotomoltiplicatori al Silicio

I fotomoltiplicatori al Silicio sono sensori utilizzati per la rivelazione di radiazioni luminose per effetto fotoelettrico. Essi rappresentano l'avanguardia dei fotorivelatori in quanto, essendo sensori allo stato solido, presentano dimensioni fisiche ridotte, basse tensioni di alimentazione, insensibilità ai campi elettromagnetici e basso costo di produzione.

In questo capitolo saranno analizzati il principio di funzionamento e le principali proprietà dei fotomoltiplicatori al Silicio.

### 2.1 Fotodiodi

I semiconduttori sono materiali nei quali è possibile generare dei portatori liberi di carica, tramite il drogaggio del materiale; è possibile introdurre all'interno della *gap energetica* che divide la banda di valenza da quella di conduzione dei semiconduttori dei livelli accessibili agli elettroni del materiale. Un diodo è costituito da un semiconduttore in cui una regione drogata  $p$  è a contatto con una drogata  $n$  e, a seconda della tensione che è applicata, può essere polarizzato direttamente o inversamente [18].

I fotodiodi sono diodi polarizzati inversamente, con la regione  $p$  fortemente drogata e ricoperta da uno strato antiriflettente, in quanto essa costituisce la zona su cui incidono i fotoni. Essi producono corrente sfruttando le coppie elettrone-lacuna che si creano all'interno della regione di svuotamento al passaggio della radiazione; quando i fotoni incidono nella regione di svuotamento possono generare coppie elettrone-lacuna che si muovono con una velocità di deriva direttamente proporzionale al valore del campo elettrico, generando una corrente elettrica dovuta allo spostarsi delle lacune verso la zona  $p$  e degli elettroni verso la zona  $n$ . Al fine di evitare che coppie generate all'interno della zona di svuotamento si ricombinino, non contribuendo così alla corrente di fotodiodo, si può aumentare l'area della zona svuotata, diminuendo in questo modo anche gli effetti capacitivi del rivelatore, migliorandone ulteriormente l'efficienza: il rivelatore può infatti essere visto come un condensatore a facce piane e parallele ( $C = \epsilon A/d$  con  $d$  distanza tra le due facce) e il segnale che produce è proporzionale a  $1/C$  per cui, diminuendo la capacità, a parità di carica rivelata, si avranno segnali di ampiezza maggiore e quindi un minore rumore di fondo.

Un rivelatore allo stato solido con un'ampia zona di svuotamento è il *fotodi-  
odo p-i-n*.

### 2.1.1 Fotodiodi *p-i-n*

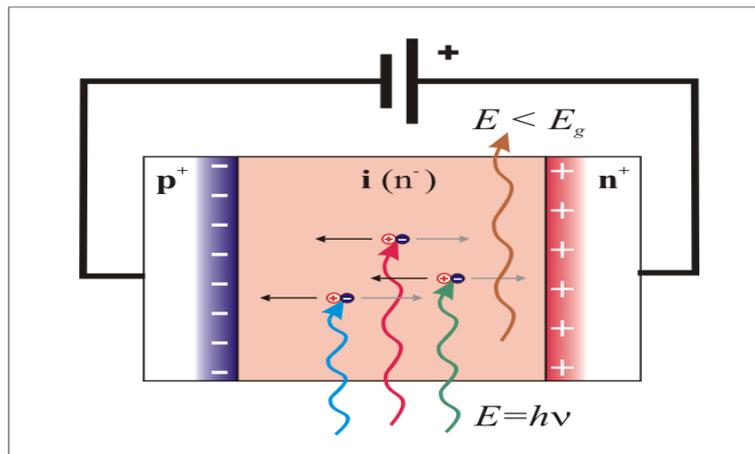


Figura 2.1: *Rappresentazione schematica di un fotodi-  
odo p-i-n*.

I fotodiodi *p-i-n* sono fotorivelatori formati da una normale giunzione *p-n*, cui viene posto nel mezzo uno spessore di materiale poco drogato, detto intrinseco; lo strato *p* e lo strato *n* sono inoltre molto drogati, in modo tale che la zona svuotata ricada completamente all'interno della regione intrinseca (Fig. 2.1). Polarizzando inversamente il fotodi-  
odo si ha un ulteriore allargamento della zona di svuotamento, creando così un campo elettrico interno maggiore che rimuove con più velocità i portatori che si generano nella zona intrinseca.

I fotodiodi *p-i-n* più comuni sono in Silicio; essi sono sensibili in tutta la regione spettrale del visibile e nel vicino infrarosso, sono inoltre dispositivi abbastanza veloci in quanto il tempo di transito dei portatori è molto piccolo, ma difettano sulla mancanza di un meccanismo interno di moltiplicazione, necessitando così di un sistema esterno di amplificazione del segnale.

Il problema dei piccoli segnali in uscita dei fotodi-  
odi è risolto con l'utilizzo dei *fotodi-  
odi a valanga APD*.

### 2.1.2 Fotodiodi a valanga APD

I fotodiodi a valanga (Avalanche Photodiode ADP) sono fotodiodi all'interno dei quali è contenuta una regione ad elevato campo elettrico, in grado di provocare un processo di moltiplicazione delle cariche elettriche. Il processo di fotorivelazione avviene con un meccanismo di guadagno poichè, per ogni fotone in ingresso, può essere generato più di un portatore; a parità di segnale, quindi, negli APD si ottiene una corrente di uscita nettamente più elevata rispetto ai *p-i-n*. A causa di questa moltiplicazione interna della corrente, gli APD richiedono una tensione di alimentazione più elevata dei *p-i-n*.

Il principio di funzionamento degli APD è basato sulla moltiplicazione a valanga della produzione di coppie: applicando un'elevata tensione inversa, si genera all'interno della giunzione un campo elettrico molto alto, nell'ordine di  $10^5$  V/cm, il quale accelera i portatori di carica fornendo loro energia sufficiente a produrre altre coppie elettrone-lacuna, tramite ionizzazione per impatto. Le cariche secondarie così prodotte possono a loro volta produrre altre coppie, dando luogo a un processo con andamento esponenziale. La *fotocorrente* così generata è proporzionale al numero di fotoni incidenti con energia superiore all'energia del *gap*.

Il fotone incidente entra inizialmente in una zona dell'APD ad elevato drogaggio *p*, passando attraverso una finestra generalmente di ossido di Silicio; in questa zona avviene la conversione in coppie elettroni-lacune (*zona di conversione fotonica*). Gli elettroni così liberatisi sono attratti da un campo elettrico dell'ordine di 10 kV/cm in una zona a drogaggio *p* inferiore (*zona di accelerazione fotonica*). Un ulteriore campo elettrico, dell'ordine di 100 kV/cm, attrae gli elettroni nella regione *n*, aumentandone l'energia a tal punto da provocare la moltiplicazione a valanga (*zona di moltiplicazione  $e^-$* ). La carica così prodotta, infine, attraversa la *zona di deriva*, una zona a basso drogaggio *n*, prima di essere totalmente raccolta nella regione  $n^{++}$ , precedente il contatto ohmico (Fig. 12).

I valori di guadagno, ossia il numero di elettroni generati per moltiplicazione a valanga per singolo fotoelettrone primario, sono dell'ordine di  $10^2$  e dipendono sia dalla temperatura che dalla tensione di alimentazione; gli APD necessitano quindi di un'elevata stabilità nella temperatura e nella tensione di polarizzazione.

I problemi di stabilità possono essere risolti operando in modalità Geiger, aumentando la tensione di polarizzazione del 10-20% e superando così la tensione di *breakdown*; per valori di tensione così elevati, un singolo elettrone può dar luogo a un processo di moltiplicazione a valanga. Per questo motivo APD operanti in modalità Geiger sono anche chiamati Single Photon Avalanche Counters, SPAD.

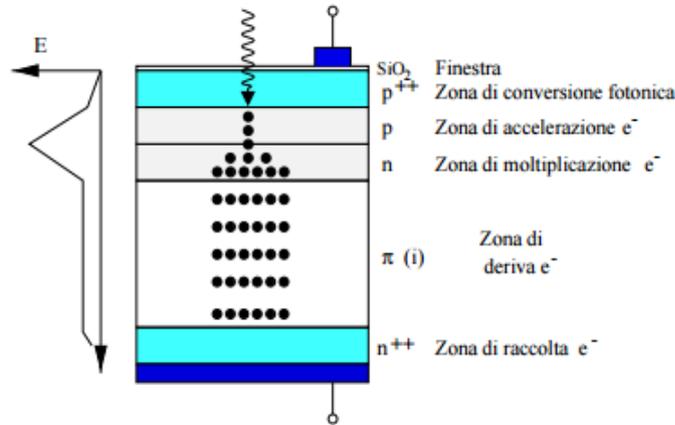


Figura 2.2: Rappresentazione schematica di un fotodiode a valanga APD.

### 2.1.3 SPAD

Il termine Single Photon Avalanche Diode definisce una classe di fotorivelatori in grado di rivelare segnali a bassa intensità (fino al singolo fotone) e segnalare il tempo di arrivo del fotone con elevata risoluzione temporale (poche decine di picosecondi).

Il principio di funzionamento degli SPAD è lo stesso degli APD, con l'unica differenza nel valore della tensione di polarizzazione: gli SPAD sono polarizzati con una tensione superiore alla tensione di *breakdown* del diodo (Excess Bias Voltage EBV o overvoltage), operando in modalità Geiger. In questa configurazione, il segnale prodotto diverge indipendentemente sia dalla quantità che dall'intensità di fotoni incidenti, tali dispositivi funzionano quindi in modo binario e prendono il nome di *contatori Geiger*, limitandosi a rivelare o meno il passaggio di un fotone. A causa dell'elevata tensione di polarizzazione, aumenta notevolmente la probabilità di innescare una moltiplicazione a valanga e la Photon Detection Efficiency (PDE) aumenta con questa; la moltiplicazione inoltre si autosostiene a causa della tensione di polarizzazione superiore a quella di *breakdown*. Per porre fine alla moltiplicazione a valanga è quindi necessario portare la tensione di polarizzazione a valori minori di quella di *breakdown*, interrompendo però così per un intervallo di tempo la rivelazione di fotoni incidenti (tempo di *hold-off*); al fine di rendere questo tempo il più breve possibile, per poter migliorare l'efficienza del rivelatore, si utilizzano circuiti di *quenching*, in genere costituiti da semplici resistenze. La *detection efficiency*, cioè la frazione dei fotoni incidenti che sono assorbiti, è intorno al 50% per fotoni di lunghezza d'onda di 550 nm, 10% per 850 nm e 3% per 1000 nm; il guadagno invece è dell'ordine di  $10^6 - 10^7$  [19]; il

maggior guadagno rispetto a quello degli APD è dovuto al fatto che anche le lacune sono in grado di ionizzare per impatto gli atomi, incrementando così la produzione di coppie-lacuna.

## 2.2 SiPM

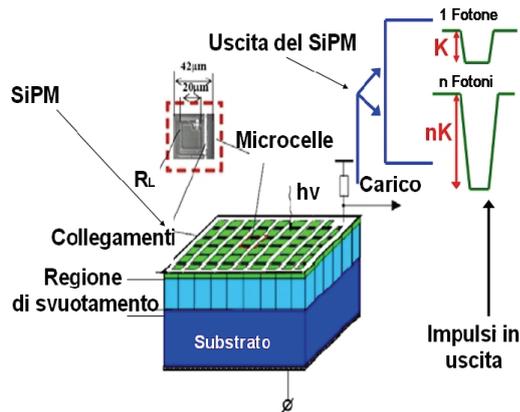


Figura 2.3: *Rappresentazione della struttura di un SiPM.*

I fotomoltiplicatori al Silicio SiPM sono dei fotodiodi a semiconduttore multipixel. Essi sono costituiti da matrici bidimensionali ad alta densità (circa  $10^3/mm^2$  [20]) di fotodiodi a valanga SPAD, ciascuno con annesso il proprio circuito di *quenching* integrato, montati su un substrato al Silicio comune (Fig. 2.3). I vari pixel sono collegati in parallelo e lavorano su un carico comune; questo fa sì che in uscita non sarà possibile avere alcuna informazione su quali pixel hanno rivelato i fotoni e, di conseguenza, conoscere in quale zona della matrice di SPAD sono stati assorbiti. Ogni pixel dei SiPM opera in modalità Geiger per cui ciascun portatore di carica generato dai fotoni incidenti produce la tipica scarica di Geiger; la scarica viene fermata facendo scendere sotto al valore di *breakdown* le tensioni di polarizzazione di ogni singolo pixel, con delle resistenze dell'ordine di 100-200 k $\Omega$ . La presenza di un resistore di *quenching* per ciascun costituente della matrice permette ad ogni pixel di operare indipendentemente dagli altri.

Il segnale in uscita è la somma dei segnali di tutti i pixel accesi, quelli cioè che hanno rivelato il passaggio del fotone; se i segnali emessi da ogni singolo pixel fossero tutti perfettamente uguali, valutando il segnale finale sarebbe possibile risalire al numero di pixel accesi e conoscere così il numero di fotoni incidenti.

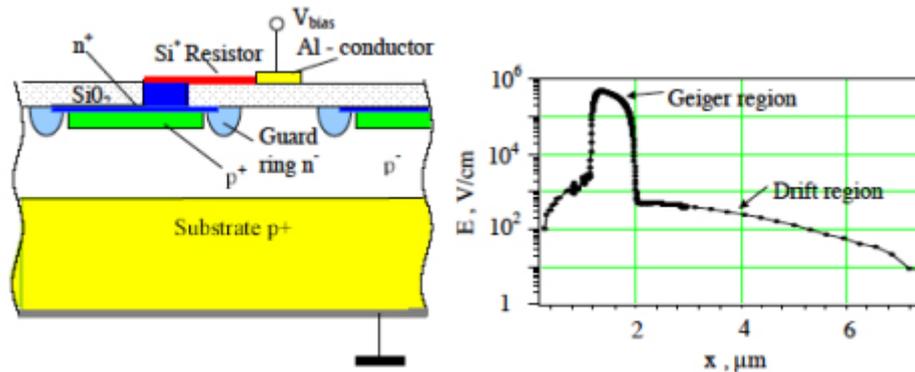


Figura 2.4: Sezione trasversale di un SiPM e relativo andamento del campo elettrico.

In figura 2.4 è mostrato uno schema esemplificativo della struttura di un SiPM. La regione di *drift* a basso campo elettrico, di qualche  $\mu\text{m}$  di spessore, è situata sul substrato poco resistivo di tipo  $p$ . Le condizioni per la scarica di Geiger si verificano nella *Depletion Layer*, tra gli strati  $p^+$  ed  $n^+$ , dove è presente un elevato campo elettrico ( $\sim 3 - 5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ ). L'uniformità del campo elettrico all'interno di ogni singolo pixel è garantita da un anello di guardia posto attorno ad ognuno di essi mentre il disaccoppiamento elettrico si ottiene da strisce resistive di polisilicio; tutte le celle sono infine collegate tra loro da strisce di Alluminio per poter effettuare la lettura del segnale totale del rivelatore. La parte superiore delle celle è ricoperta da un rivestimento antiriflesso in modo tale da minimizzare la riflessione dei fotoni sulla superficie; inoltre uno strato di  $\text{SiO}_2$  o  $\text{SiC}$  ricopre il dispositivo con lo scopo di proteggerlo. I modelli più all'avanguardia di SiPM sono dotati di una trincea ottica, realizzata con uno strato di nitruro, con lo scopo di ridurre il più possibile il passaggio di fotoni prodotti durante una scarica da una microcella a quelle adiacenti, riducendo in tal modo notevolmente il fenomeno di *Cross-Talk* di cui si parlerà in seguito.

## 2.3 Principali caratteristiche dei SiPM

In questa sezione saranno analizzate le principali caratteristiche dei fotomoltiplicatori al Silicio. Saranno in particolare approfondite il guadagno, l'efficienza quantica di rivelazione dei fotoni, la risoluzione temporale e il *range dinamico*.

Queste sono le principali proprietà che hanno reso i fotomoltiplicatori al Silicio tra i principali oggetti di studio negli ultimi anni nell'ambito degli apparati di fotorivelazione.

### 2.3.1 Guadagno

Il guadagno di un SiPM è definito come il numero di cariche elettriche generate da una scarica di Geiger in un pixel del SiPM; valori tipici di guadagno sono dell'ordine di  $10^5 - 10^7$ .

Considerando un singolo pixel, il guadagno può essere definito come il rapporto tra la carica totale che attraversa la giunzione della cella quando è rivelato un fotone, e la carica elementare  $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$

$$G_{pixel} = \frac{Q_{pixel}}{q} = C_{pixel} \cdot \frac{V_{pol} - V_{br}}{q}. \quad (2.1)$$

dove  $V_{br}$  è la tensione di *breakdown* del diodo,  $V_{pol}$  è la tensione di polarizzazione inversa e  $C_{pixel}$  è la capacità dovuta a parametri intrinseci del singolo pixel [21]. Dalla formula (2.1) è evidente la dipendenza del guadagno dalla tensione di *breakdown* e dalle caratteristiche costruttive del dispositivo, dalle quali dipende il valore della capacità associata alla microcella; queste grandezze possono variare da pixel a pixel in quanto facilmente influenzabili da parametri, quali la temperatura, o dal tipo di contatto ohmico che si crea in ogni singolo pixel, il quale può aggiungere ulteriori effetti capacitivi. Per riuscire ad avere un'accurata conoscenza del segnale in uscita dal SiPM è necessario che il guadagno di tutti i pixel sia uniforme. Gli unici parametri esterni su cui si può agire per poter raggiungere maggiore uniformità sono la tensione di alimentazione  $V_{pol}$  e le dimensioni dei pixel, le quali influiscono notevolmente sugli effetti capacitivi  $C_{pixel}$ ; aumentando tali parametri si può aumentare il guadagno e viceversa.

Considerando un segnale di durata  $t$ , si può calcolare il valore della carica totale in uscita dal SiPM

$$Q_{tot} = \int_0^t \frac{V_{out}(t)}{R_{carico}} dt \quad (2.2)$$

dove  $V_{out}$  è la tensione in uscita sulla resistenza di carico  $R_{carico}$ . Dalla conoscenza della carica totale e quella emessa da un singolo pixel, si può ri-

cavare il numero totale di pixel accesi, nell'ipotesi che la carica sia uniforme.

### 2.3.2 Efficienza quantica di rivelazione dei fotoni PDE

L'efficienza di rivelazione dei fotoni (Photon Detection Efficiency PDE) rappresenta la capacità del SiPM di rivelare fotoni. Essa è descritta dall'equazione

$$PDE = \epsilon_G \cdot QE \cdot FF[22] \quad (2.3)$$

ed è funzione di tre parametri che saranno analizzati in quanto segue.

Il parametro  $\epsilon_G$  rappresenta la probabilità che un portatore di carica generato nell'area attiva di un pixel dia luogo ad una scarica di Geiger; esso dipende sia dall'*overvoltage* che dalla lunghezza d'onda del fotone incidente. L'efficienza quantica QE è definita come il numero medio di coppie elettroni-lacuna creato dalla conversione di un fotone incidente nella *depletion layer* del semiconduttore. Per un fotone di energia dell'ordine del gap energetico dei semiconduttori ( $\sim 1.1$  eV per il Silicio), l'efficienza quantica è unitaria e aumenta all'aumentare dell'energia del fotone incidente: fotoni con energie superiori a 3.6 eV per il Silicio sono in grado di ionizzare per impatto e fare aumentare così la QE. Essa può essere definita dalla formula

$$QE = (1 - R) \cdot (1 - e^{-\eta x}). \quad (2.4)$$

dove  $R$  è il coefficiente di riflessione della superficie su cui incidono i fotoni,  $x$  rappresenta la distanza del punto di incidenza del fotone con il Silicio della superficie del rivelatore e  $\eta$  è il coefficiente di attenuazione lineare dei fotoni nel Silicio, dalla legge di Lambert-Beer. L'utilizzo di rivestimenti antiriflettenti sulla superficie di incidenza del fotone permette di abbassare il valore del coefficiente di riflessione, aumentando così l'efficienza di rivelazione; nel caso dei SiPM l'efficienza quantica è massima per lunghezze d'onda della luce blu/verde.

$FF = \frac{A_{pixel}}{A_{total}}$  è il *Fill Factor* o fattore geometrico e rappresenta il rapporto della frazione di area attiva (fotosensibile) e l'area totale del SiPM, esprimendo così l'efficienza del dispositivo in funzione della sua geometria; tipicamente tale valore rientra nel range  $0.3 \div 0.6$  e per aumentare tale fattore occorre incrementare l'area attiva del dispositivo. Una buona efficienza di rivelazione si può ottenere soltanto quando il fotone incidente è assorbito nella regione di svuotamento della giunzione; attualmente l'efficienza di rivelazione dei fotoni è di circa il 24% per luce di lunghezza d'onda tra i 450 nm e i 550 nm [23].

### 2.3.3 Risoluzione temporale

I segnali in uscita del SiPM, come quelli di tutti i rivelatori, presentano un'indeterminazione temporale detta *Time Jitter*; ciò è dovuto al fatto che il tempo che intercorre tra il momento in cui un fotone entra in un pixel e quello in cui si presenta il segnale in uscita non è sempre lo stesso, ma si distribuisce gaussianamente intorno ad un valore medio.

La risoluzione temporale di un SiPM, definita come il tempo minimo che intercorre dal momento in cui è inviato un impulso ottico a quello in cui è prodotto il segnale in uscita, è influenzata da questo fenomeno.

I tempi di risposta di un SiPM dipendono da i tre diversi processi che avvengono all'interno di un singolo pixel ogni volta che è rivelato un fotone.

- *Tempo di raccolta dei portatori di carica nella regione di drift.*  
Esso è dell'ordine di  $50\text{ ps}$  ed è circa lo stesso per le lacune e gli elettroni a causa della velocità di drift molto simile per i due portatori di carica, dovuta all'elevato campo elettrico presente.
- *Tempo di propagazione della valanga.*  
Costituisce il contributo principale alla forma del segnale in uscita ed è il tempo necessario affinché il processo di valanga porti in *breakdown* tutta la giunzione. Il tempo di propagazione varia a seconda della regione in cui interagisce il fotone: l'innesco della valanga risulta più o meno rapido a seconda del punto del volume della regione attiva in cui è generato il primo portatore di carica. In genere i tempi di innesco sono più rapidi nella zona centrale del volume attivo, zona in cui la concentrazione di carica risulta essere maggiore. Il tempo che intercorre tra lo stato di quiescenza del singolo pixel e la produzione di una valanga coincide con il fronte di salita del segnale in uscita; i tempi totali di propagazione sono dell'ordine delle centinaia di picosecondi.
- *Deriva dei portatori generati al di fuori dell'area attiva.*  
Questo è l'intervallo di tempo che intercorre dal momento in cui un portatore di carica generato al di fuori della *depletion layer* raggiunge la regione di drift. Esso si muove con velocità inferiore, poichè il campo elettrico al di fuori della zona svuotata è molto debole, accumulando un ritardo nella correlazione con l'impulso ottico che lo ha generato.

### 2.3.4 Range dinamico

Il *range dinamico* di un rivelatore è definito come il range di segnali all'interno del quale il rivelatore è in grado di fornire in uscita un segnale utile.

Per un SiPM, questo range si estende dal più basso segnale rivelabile (un singolo fotone), al più alto segnale ottico ottenuto quando tutte le microcelle dei SiPM rivelano simultaneamente i fotoni incidenti. In queste condizioni il segnale in uscita è completamente saturato e non è possibile rivelare ulteriori fotoni incidenti fino a quando qualche pixel non è ritornato in modalità Geiger, dopo il necessario tempo di *hold off*; durante questo intervallo di tempo un aumento di intensità del fascio incidente non comporta nessuna variazione del segnale in uscita.

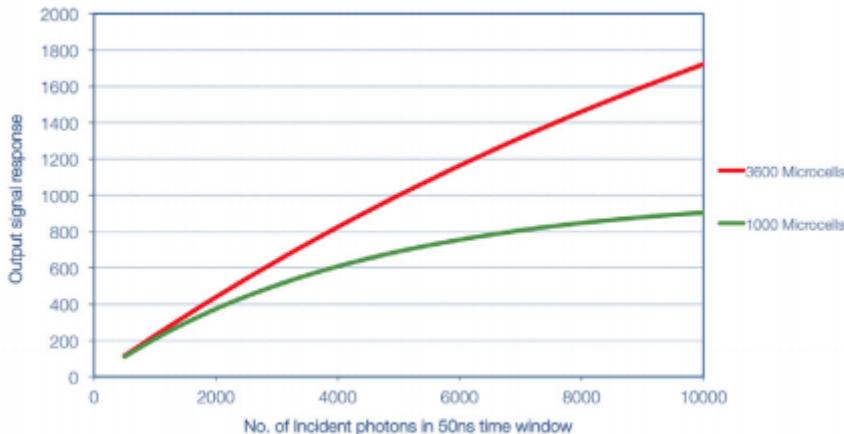


Figura 2.5: Segnale in uscita in funzione del numero di fotoni incidenti per SiPM di 1000 microcelle e di 3600 microcelle, illuminati uniformemente da un impulso luminoso della durata di 50 ns.

Il range dinamico di un SiPM dipende dal numero totale di micropixel e dalla PDE del dispositivo. Dal momento che, come visto in precedenza, la PDE di un SiPM è funzione della tensione di polarizzazione inversa e della lunghezza d'onda dei fotoni incidenti, il range dinamico di un SiPM dipende a sua volta da questi due fattori. Si può esprimere il numero di microcelle che hanno rivelato un fotone incidente come funzione del numero dei fotoni incidenti

$$N_{pixel}(N_{tot}, V, \lambda) = N_{tot} \left( 1 - \exp\left(-\frac{PDE(V, \lambda) \cdot N_{ph}}{N_{tot}}\right) \right) [24] \quad (2.5)$$

dove  $N_{pixel}$  è il numero di microcelle accese,  $N_{ph}$  è il numero di fotoni incidenti

e  $N_{tot}$  è il numero di microcelle totale. L'equazione mostra una dipendenza lineare tra il numero di fotoni incidenti e il numero di pixel accesi, in quanto l'esponenziale ha un valore abbastanza piccolo, rappresentando il numero di fotoni rivelati per pixel; l'andamento lineare è dovuto al fatto che il segnale in uscita di una singola microcella è indipendente dal numero di fotoni incidenti. Al crescere del numero di fotoni incidenti al secondo su un singolo pixel, aumenta la probabilità che due o più fotoni interagiscano nella stessa microcella contemporaneamente. Il segnale in uscita inizia a saturare quando il numero di fotoni incidenti raggiunge il numero di microcelle,

$$N_{ph} \cdot PDE \rightarrow N_{tot}. \quad (2.6)$$

Come mostrato in figura 2.5, in conclusione, per segnali ottici a basse energie la fotocorrente del SiPM è proporzionale all'energia dei fotoni incidenti, dando un segnale in uscita lineare. Al crescere dell'energia, la fotocorrente inizia a deviare dalla linearità a causa della limitatezza del numero di microcelle, fino alla saturazione.

## 2.4 Principali cause del rumore di fondo dei SiPM

Il rumore elettronico dei SiPM è notevolmente basso rispetto a quello di un qualsiasi fotodiodo, grazie al guadagno elevato ( $\sim 10^6$ ) rispetto a quello tipicamente dell'ordine di 100-200 per un comune fotodiodo. In questa sezione saranno analizzate le principali fonti di disturbo del segnale in uscita del SiPM, quali il *dark count rate*, il *cross talk* e l'*afterpulsing*.

### 2.4.1 Dark Count Rate

La principale fonte di rumore che limita il funzionamento dei SiPM è il *dark count rate*. Esso è causato da fluttuazioni Poissoniane di impulsi spontanei provocati da portatori creati termicamente o dovuti all'elevato campo elettrico presente nell'area attiva. Poichè questi impulsi sono osservabili anche in mancanza di una radiazione incidente, il loro conteggio nell'unità di tempo è chiamato *dark count rate*.

Il processo fisico che causa il *dark rate* è dovuto alla struttura a bande del Silicio. Esso è spiegato dalla teoria di Shockley-Read-Hall (SRH), secondo la quale la presenza di centri di generazione-ricombinazione con un livello energetico posto circa a metà tra il gap della banda di valenza e quella di conduzione, permette la generazione di coppie lacuna-elettrone. Sebbene un passaggio diretto tra le due bande sia altamente improbabile nel caso del Silicio, a causa della non sufficiente energia cinetica dei portatori, è molto

probabile che avvenga la transizione attraverso un livello intermedio. Esso costituisce il *centro di ricombinazione*, situato nel gap tra le due bande di valenza e di conduzione, in modo tale da costituire un gradino intermedio alla transizione; in questo modo esso può assorbire come una "trappola" l'energia e la quantità di moto in eccesso dell'elettrone libero, consentendogli di passare alla banda di conduzione, come mostrato in figura 2.6.

La presenza di centri di ricombinazione è principalmente dovuta a imperfezioni nel reticolo cristallino del semiconduttore, causate da impurità del semiconduttore o dall'esposizione a radiazioni ad alta energia.

Oltre alla presenza di impurità, anche la temperatura ricopre un ruolo fondamentale nel *dark count rate*, come si può dedurre dalla legge di Shokley-Read-Hall [26]. Il *dark count rate* dei SiPM diminuisce con la temperatura, variando da pochi  $MHz/mm^2$  (a temperatura ambiente) fino a  $\sim 1 kHz/mm^2$  a  $100^\circ K$  [22]. Per questo motivo, un ottimo modo per ridurre al minimo il rumore termico consiste nell'abbassare la temperatura dei rivelatori con opportuni sistemi di refrigerazione.

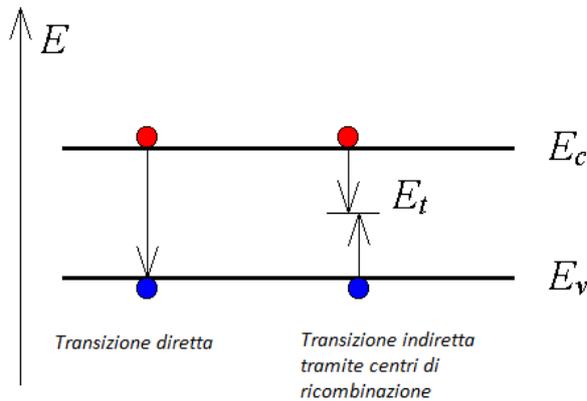


Figura 2.6: *Transizioni dirette e indirette con  $E_t$  energia del livello intermedio.*

### 2.4.2 Cross Talk

Il *cross talk* è un disturbo caratteristico di tutti i dispositivi a matrice. Esso si presenta quando due o più pixel interferiscono tra loro e può essere sia di natura ottica (*cross talk ottico*) che di natura elettronica (*cross talk elettronico*).

- *Cross Talk Ottico.*

Quando si verifica una valanga, gli elettroni possono emettere fotoni per *bremstrahlung*, in quanto cariche accelerate. Questi fotoni emessi sono in genere nella regione del vicino infrarosso e possono muoversi all'interno del dispositivo dando eventualmente luogo ad ulteriori moltiplicazioni a valanga, come mostrato in figura 2.6. Questo fenomeno si verifica in concomitanza con l'arrivo del segnale, facendo sì che un singolo fotone incidente possa dare in uscita un segnale equivalente a quello di più fotoni incidenti. Il *cross talk ottico* è funzione dell'*overvoltage* del SiPM e della distanza tra microcelle vicine. La relazione che si ha tra la corrente inversa all'interno del fotodiodo  $I_{reverse}$  e l'emissione interna di fotoni è data dall'equazione

$$I = \frac{I_{reverse}}{q} \cdot \gamma \quad (2.7)$$

dove  $\gamma$  è il coefficiente di emissione ( $2.9 \cdot 10^{-5}$  per elettrone che attraversa la giunzione); in ogni singola valanga ciascun portatore prodotto è in grado di emettere fotoni per *bremstrahlung* con una probabilità  $\sim 3 \times 10^{-5}$ . [25].

- *Cross Talk Elettronico.*

Il *cross talk elettronico* si verifica quando i portatori, generati durante il processo a valanga in una microcella, diffondono attraverso la regione epitassiale di tipo  $p^+$ , comune a tutte le microcelle del SiPM. In questo modo essi possono essere assorbiti da pixel vicini ed innescare nuove valanghe, dando luogo a segnali in uscita indipendenti dai fotoni incidenti.

Il fenomeno di *cross talk* può essere ridotto aumentando la distanza tra le zone attive di due pixel adiacenti (il cosiddetto *pitch*) o isolando le microcelle tramite l'inserimento di *trincee* riempite di ossido tra un pixel e l'altro (Fig. 2.7).

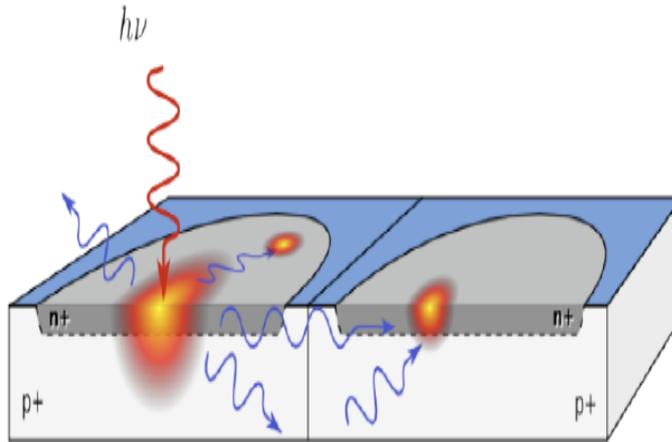


Figura 2.7: Rappresentazione dell'interazione di un fotone emesso per bremsstrahlung con una microcella adiacente.

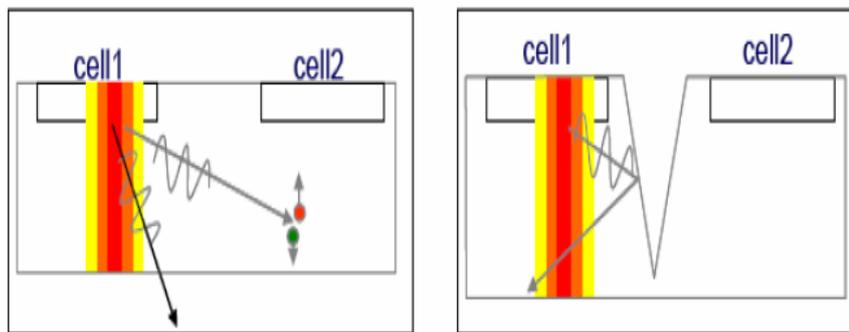


Figura 2.8: Esempio di trincea per diminuire il cross talk elettronico.

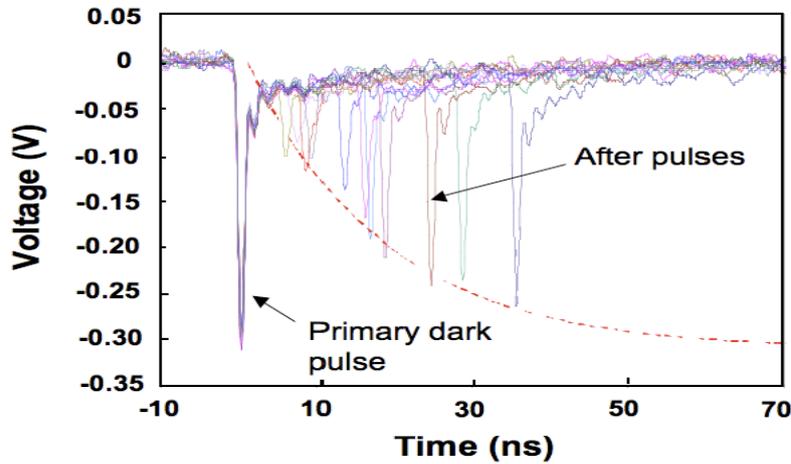


Figura 2.9: Impulso primario e fenomeno dell'*afterpulsing*.

### 2.4.3 Afterpulsing

Il fenomeno di *afterpulsing* è generato dagli elettroni prodotti nelle moltiplicazioni a valanga che possono rimanere intrappolati all'interno della regione attiva a causa di difetti strutturali. Essi possono essere rilasciati in un intervallo di tempo successivo al segnale, variabile da pochi nanosecondi a parecchi microsecondi, come si può vedere in figura 2.9. La probabilità che si verifichi *afterpulsing*,  $P_{af}$ , dipende sia dalla tensione di polarizzazione che dalla temperatura; a una tensione più elevata corrisponde un aumento della  $P_{af}$ , dal momento che aumentano le coppie prodotte per la moltiplicazione a valanga. I fenomeni di *afterpulsing*, verificandosi in correlazione con il segnale principale, provocano delle distorsioni rilevanti negli istogrammi delle distribuzioni dei tempi d'arrivo dei fotoni.

Questo fenomeno si genera all'interno dello stesso pixel in cui si è prodotta la moltiplicazione a valanga primaria contribuendo al rumore di fondo soltanto se viene rilasciato in un tempo superiore a quello di *hold-off* della cella in questione; durante questo intervallo di tempo, infatti, il singolo SPAD è insensibile all'emissione delle cariche intrappolate, per la mancanza di un campo elettrico abbastanza elevato da poter produrre una moltiplicazione a valanga.

Una tecnica efficace per ridurre l'*afterpulsing* è aumentare il tempo di *hold-off* dei pixel, utilizzando resistenze di *quenching* molto elevate; in questo modo diminuisce la probabilità che un portatore rilasciato dia luogo ad una nuova valanga. Minimizzando inoltre la concentrazione di impurezze all'interno del

dispositivo si ha un'ulteriore riduzione del fenomeno, in quanto diminuisce la probabilità che un elettrone rimanga intrappolato e rilasciato in seguito.

## 2.5 Possibili applicazioni

Grazie alle qualità viste precedentemente, i SiPM sono fotorivelatori in fase di sviluppo molto promettenti e ben adattabili a vari utilizzi.

In questo paragrafo saranno analizzati brevemente alcuni ambiti di utilizzo.

- *Contatori Cherenkov.*

I SiPM sono dispositivi molto veloci, grazie alle dimensioni ridotte della *depletion layer* e alla scarica di Geiger di breve durata che producono. L'elevata velocità, unita all'insensibilità ai campi magnetici, rende i SiPM dei buoni rivelatori di fotoni per un largo range energetico. Essi sono degli ottimi candidati per le applicazioni nel campo dei moderni rivelatori Cherenkov in fase di sviluppo, come per il rivelatore DIRC per l'esperimento PANDA (Anti-Proton ANnihilation at DArmstadt)[27].

- *Tomografia a Emissione di Positroni.*

La tomografia a emissione di positroni è una tecnica di medicina nucleare e di diagnostica medica attraverso la quale è possibile ottenere mappe dei processi funzionali all'interno del corpo umano. Il basso costo e la possibilità di essere prodotti in larga scala, grazie all'utilizzo della tecnologia CMOS, fanno dei SiPM buoni candidati al miglioramento della sensibilità ed efficienza degli apparati sperimentali utilizzati in questo ambito [28].

- *Rivelatori di scintillazione nello Xenon liquido.*

I fotomoltiplicatori al Silicio stanno trovando applicazione come rivelatori di scintillazione nello Xenon liquido. Lo Xenon è allo stato liquido alla temperatura di  $-95^{\circ}$  C e produce per scintillazione luce della lunghezza d'onda di 178 nm (VUV). A queste temperature, il rumore di fondo molto basso, unito alla alta sensibilità di rivelazione del singolo fotoelettrone e alla bassa tensione di polarizzazione, fa dei SiPM degli ottimi candidati per la rivelazione di segnali luminosi.

Questo lavoro di tesi si colloca nel settore di ricerca e sviluppo di nuovi strumenti per la rivelazione diretta di materia oscura per l'esperimento XENON, il quale utilizza un rivelatore a doppia fase con Xenon liquido e gassoso. L'utilizzo di SiPM sulle pareti laterali della TPC, unito alle già

presenti matrici di tubi fotomoltiplicatori PMT nelle pareti superiori e inferiori, è una delle soluzioni in fase di studio per migliorare la raccolta di luce del rivelatore.

Nel prossimo capitolo saranno riportati i risultati di alcune misure effettuate utilizzando SiPM ottimizzati per essere utilizzati con lo Xenon liquido.



# Capitolo 3

## Misure di guadagno e conteggi di buio di un SiPM in funzione della temperatura

Lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di testare fotomoltiplicatori al Silicio SiPM a diverse temperature, nell'ottica di un futuro utilizzo nell'esperimento XENON.

Per poter incrementare la raccolta di luce della Time Projection Chamber, questi dispositivi devono essere in grado di rivelare segnali luminosi a temperature molto basse ( $\sim 170$  K). Dalle misure preliminari effettuate in funzione della temperatura, nell'ottica di una futura prova di questi dispositivi in liquido criogenico, è stato possibile ricavare l'andamento del guadagno e dei conteggi di buio; l'intervallo di temperature considerato è compreso tra i  $5^{\circ}C$  e i  $25^{\circ}C$ .

In seguito saranno descritti il setup sperimentale utilizzato, il programma di analisi dati e i risultati ottenuti dalle misure preliminari effettuate.

### 3.1 Descrizione del SiPM utilizzato

Il prototipo di SiPM utilizzato è un SiPM VUV3 prodotto dalla Hamamatsu, di dimensioni  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  e passo di  $100 \mu\text{m}$  per un totale di 900 pixel (Fig. 3.1). Tale dispositivo è l'ultimo prototipo sviluppato per lavorare a temperature criogeniche ed è in grado di rivelare segnali luminosi di lunghezza d'onda di  $\sim 178$  nm (Vacuum UltraViolet), lunghezza d'onda dei fotoni emessi per scintillazione dello Xeno; un esempio dell'efficienza di rivelazione dei fotoni (PDE) di tale rivelatore è mostrato in figura 3.2.

I dati forniti dal costruttore per il SiPM a nostra disposizione indicano per questo modello valori di guadagno di  $5.5 \times 10^6$  e di conteggi di buio di  $0.675 \times 10^6$  Hz alla temperatura ambientale di  $25^{\circ}C$  e tensione di polarizzazione di  $53.46$  V; tutte le misure riportate in seguito sono state effettuate a questo valore di tensione.

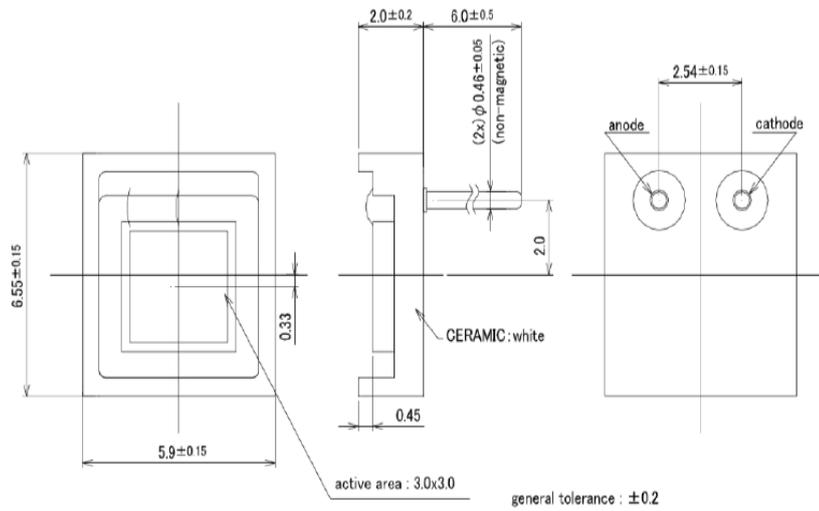


Figura 3.1: Dimensioni del modello di SiPM utilizzato.

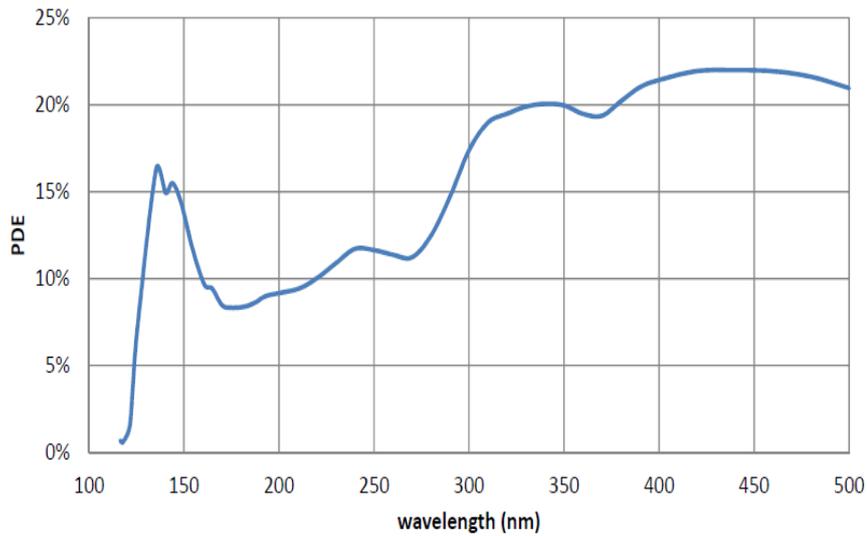


Figura 3.2: PDE di un SiPM VUV3 in funzione della lunghezza d'onda.

### 3.2 Setup sperimentale

L'apparato sperimentale utilizzato per le misure effettuate, schematizzato in figura 3.3, è composto da:

- Circuito amplificatore del segnale del SiPM;
- 1 Digitizer V1724 CAEN a 14 bit;
- 1 VME USB Bridge V1718 CAEN;
- 2 Dual Timer 2255B CAEN;
- 1 adattatore NIM/TTL 89 CAEN;
- 1 alimentatore Dual Tracking GPC-3030D per il circuito;
- 1 alimentatore Itech DC Power Supply IT6834 per il SiPM;

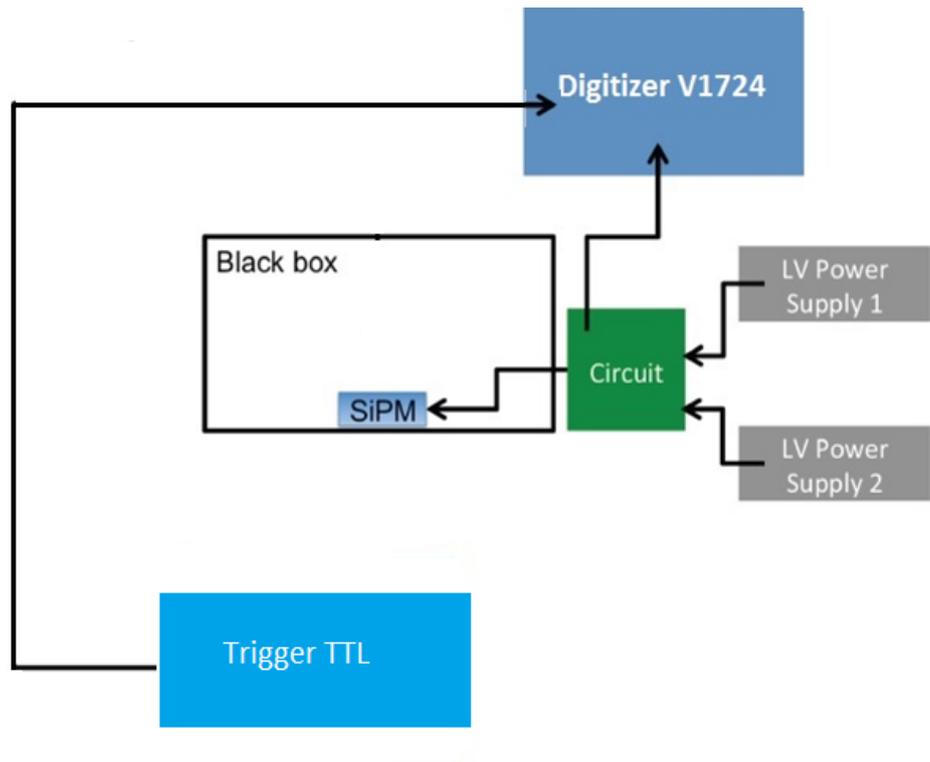


Figura 3.3: Rappresentazione schematica del setup sperimentale.

Una coppia di Dual Timer generano un segnale NIM, un segnale logico cui corrisponde la tensione di 0 V all'uscita logica 0 e  $\sim -800$  V all'uscita logica 1, per una larghezza di  $\sim 40$  ns e di frequenza selezionata a 100 Hz. Tramite un opportuno convertitore NIM/TTL il segnale logico è convertito in TTL e inviato come trigger al Digitizer V1724, un Flash ADC che campiona e salva in memoria le forme d'onda con una frequenza di 100 MS/s, un range dinamico di 2.25 V con una risoluzione a 14 bit. Un Bridge CAEN, infine, è connesso via USB ad un computer dotato di un programma di acquisizione dati sviluppato in ambiente LabVIEW.

Il SiPM è montato su un circuito amplificatore alimentato da una tensione di 12 V mentre la tensione di polarizzazione del SiPM è fissata al valore di 53.46 V; le tensioni sono fornite mediante due alimentatori indipendenti.

Il circuito è inserito in un contenitore in grado di fornire isolamento termico ed utilizzato per effettuare misure al variare della temperatura. All'interno del contenitore è stato inoltre posizionato un sensore di temperatura (wireless), con il quale è stato possibile monitorare il valore di temperatura e la sua stabilità (Fig. 3.4).

Il tutto è infine posto all'interno di una scatola a tenuta di luce.

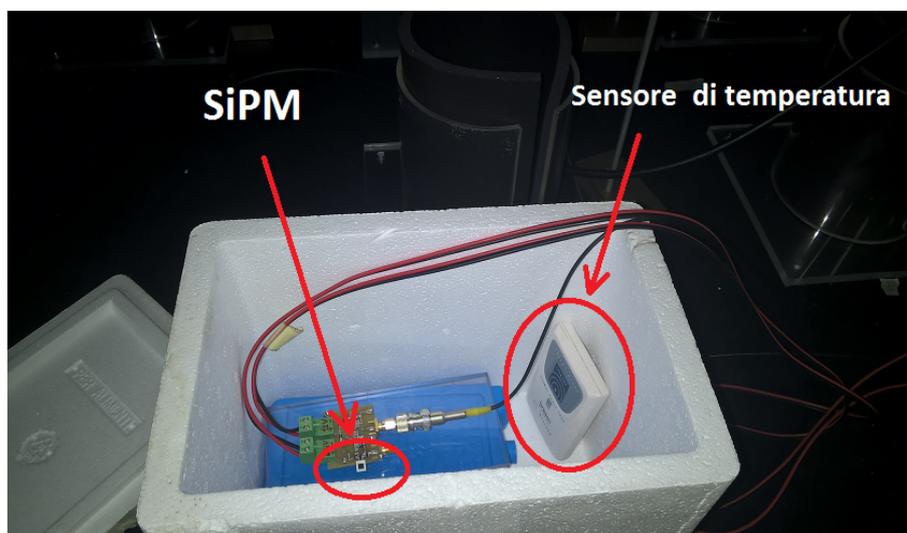


Figura 3.4: *Circuito amplificatore all'interno del contenitore isolante.*

### 3.3 Programma di analisi dati

Utilizzando il digitizer è possibile acquisire e salvare in memoria su PC le forme d'onda relative ai segnali del SiPM. Le forme d'onda sono acquisite in una finestra di  $5.12 \mu\text{s}$  per un totale di 512 campionamenti, uno ogni 10 ns. I valori in tensione sono digitalizzati dal digitizer nel range 0-16384, cui corrisponde il range dinamico 0-2.25 V; in figura 3.5 è possibile vedere un esempio di forma d'onda acquisita a temperatura ambiente ( $23.8^\circ\text{C}$ ).

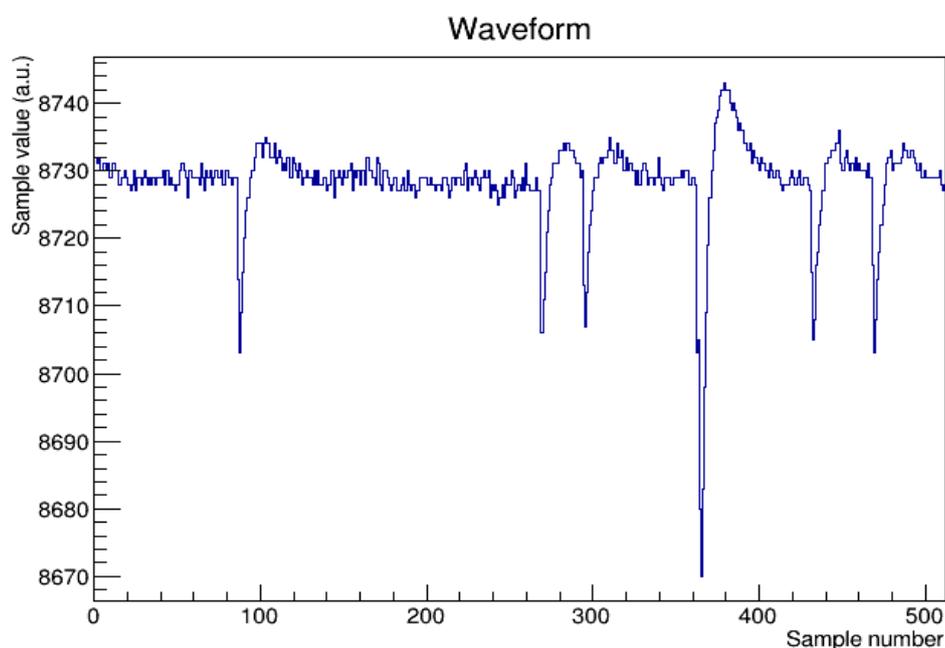


Figura 3.5: *Esempio di forma d'onda acquisita.*

Il programma di acquisizione dati salva, con un rate di 100 Hz, 20000 forme d'onda.

I dati così raccolti sono analizzati dal programma di analisi da me sviluppato utilizzando Root. Tale programma per prima cosa calcola l'offset di ciascuna forma d'onda campionata, cui corrisponde il valore di zero (di ground) del segnale. L'offset si ricava trovando il valore che si ripete maggiormente in ciascuna forma d'onda tra i 512 valori di tensione misurati (Fig 3.6); tale valore è poi sottratto a ciascun campionamento in modo da ottenere una forma d'onda con valor medio circa uguale a zero.

Ogni forma d'onda è infine invertita; un esempio di forma d'onda centrata sullo zero e invertita è riportato in figura 3.7.

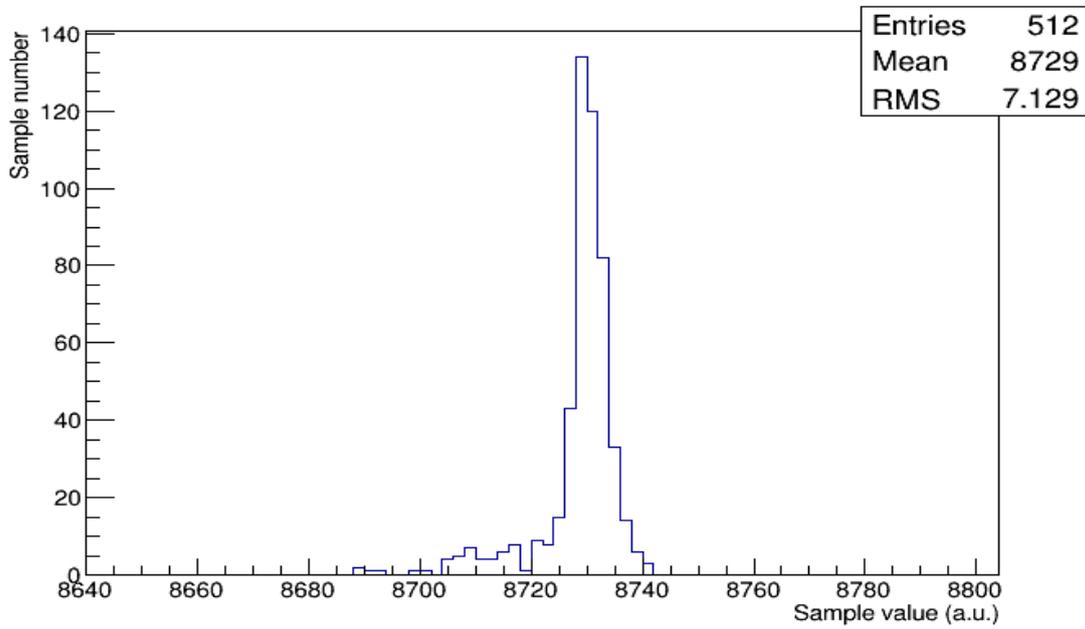


Figura 3.6: Esempio di istogramma per il calcolo dell'offset.

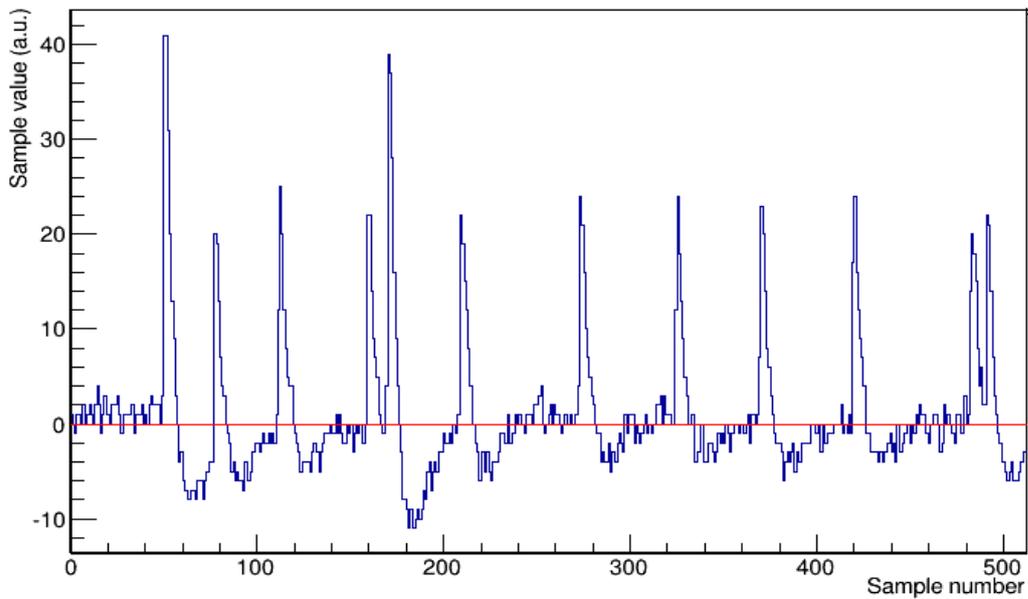


Figura 3.7: Esempio di forma d'onda centrata sullo zero e invertita.

### 3.4 Misure di dark rate

È possibile effettuare una prima analisi della rumorosità del SiPM analizzando le forme d'onda campionate in mancanza di segnale luminoso esterno. Una stima del dark rate è ottenibile dal rapporto tra il numero di picchi totale corrispondenti all'emissione di un singolo fotoelettrone e il tempo totale delle forme d'onda considerate.

Per prima cosa, quindi, si devono individuare i picchi corrispondenti ad un segnale relativo alla produzione di un'unica coppia elettrone-lacuna ("fotoelettrone"): poichè sono misure in mancanza di segnale luminoso pilotato dall'esterno, qualsiasi picco individuato è dovuto a fonti di rumore.

Per individuare il valore di tensione alla quale un picco possa essere considerato un segnale di singolo fotoelettrone si è divisa ogni finestra di campionamento in 16 intervalli da 32 bin ciascuno (i.e. 320 ns). In ognuno di questi intervalli si è cercato il valore massimo di tensione raggiunto e, con i massimi di tutti gli intervalli delle 20000 forme d'onda, si è costruito un istogramma con i valori di tensione massimi in funzione delle occorrenze (Fig. 3.8); il primo picco corrisponde all'assenza di segnale, il secondo corrisponde al valore di singolo fotoelettrone e così a seguire.

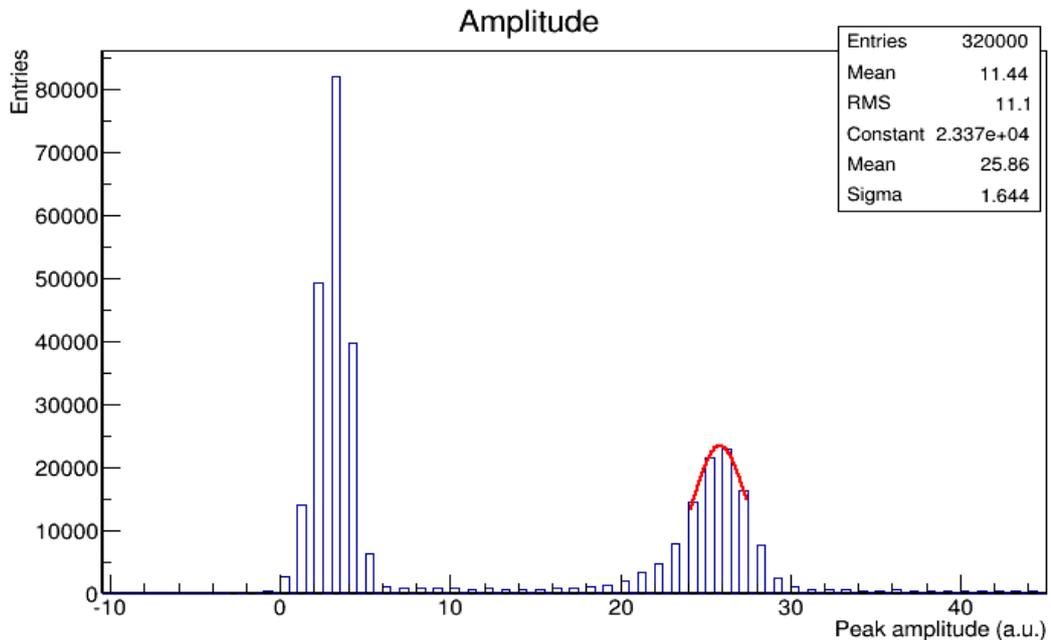


Figura 3.8: *Istogramma con i valori delle ampiezze delle forme d'onda a  $T=18^{\circ}C$ .*

Il picco corrispondente alla mancanza di segnale non è perfettamente centrato sullo zero: questo è dovuto al fatto che in ciascun intervallo si è sempre cercato il valore massimo di tensione, causando uno spostamento verso valori più positivi del picco in mancanza di segnale. Con un fit gaussiano si è trovato il valore di tensione corrispondente al secondo picco e la metà di questo valore è stata utilizzata come valore di soglia, come mostrato in figura 3.9. Si sono quindi contati tutti i segnali al di sopra della soglia in tutte le forme d'onda, saltando 8 bin dopo averne individuato uno, per evitare conteggi doppi.

L'intervallo temporale considerato si ottiene moltiplicando il numero di forme d'onda acquisite per il tempo di campionamento di ciascuna di esse

$$T_{tot} = N_{eventi} \cdot T_{wf} = 20000 \cdot 5.12 \mu s = 102.4 ms. \quad (3.1)$$

Conteggi di buio sono stati ripetuti al variare della temperatura, i risultati sono riportati nel paragrafo 3.6.

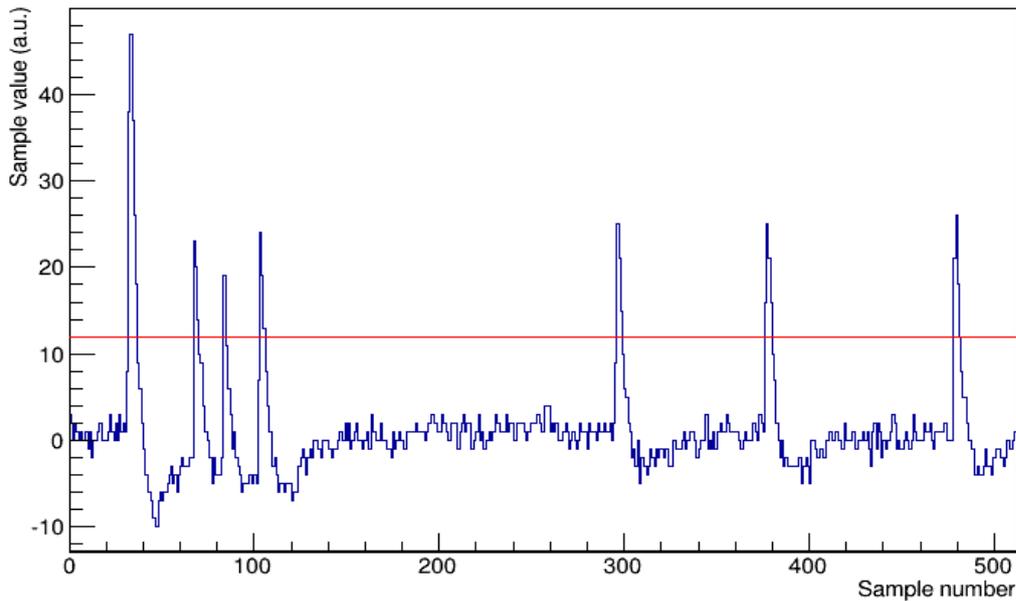


Figura 3.9: Esempio di forma d'onda centrata sullo zero e capovolta. La linea rossa rappresenta la soglia di discriminazione dei segnali.

### 3.5 Misure di guadagno

Per ricavare il guadagno del dispositivo è necessario individuare il valore di carica corrispondente all'emissione di un singolo fotoelettrone: il guadagno è dato dal rapporto tra questo valore, rappresentante il valore di carica generata da una moltiplicazione a valanga, e la carica fondamentale  $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ . Per ottenere il valore di carica relativa a un singolo fotoelettrone emesso si è proceduto come per il conteggio degli eventi di buio, dividendo le forme d'onda in 16 intervalli da 320 ns ciascuno, all'interno dei quali si è cercato il valore di tensione massimo. Conoscendo il valore dell'impedenza totale del circuito, in questo caso pari a  $50 \Omega$ , è possibile ricavare il valore di carica corrispondente a ciascun valore di tensione individuato, integrando l'area sottesa dal grafico della forma d'onda; l'intervallo di integrazione utilizzato comprende i 3 bin precedenti e i 3 bin successivi al valore di massimo. Con i valori di carica così calcolati si è costruito un istogramma in funzione delle occorrenze: tale istogramma rappresenta una somma di gaussiane, ciascuna delle quali è centrata su un valore medio di carica generata dall'emissione di fotoelettroni.

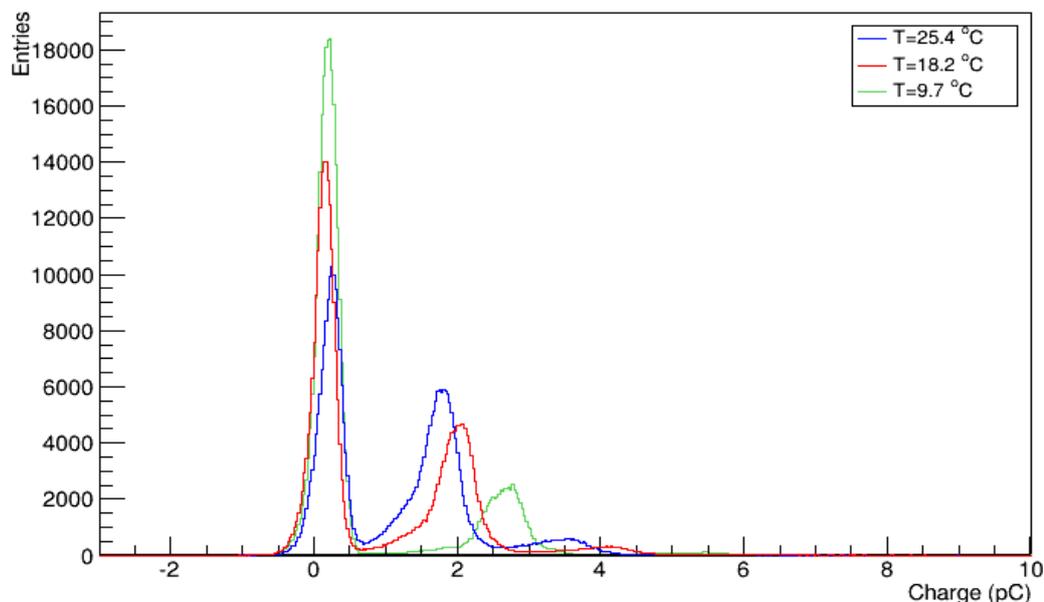


Figura 3.10: *Istogramma con i valori di carica alle temperature di 25.4°C, 18.2°C e 9.7°C.*

Il primo picco della gaussiana corrisponde alla carica in assenza di emissione di un fotoelettrone, nel caso quindi di segnale nullo, il secondo è centrato sulla carica prodotta del passaggio di un singolo fotone e così di seguito.

In figura 3.10 sono riportati degli esempi di istogrammi così costruiti per diversi valori di temperatura; si può notare che, come già visto per l'istogramma dei valori di tensione utilizzato per il calcolo del dark rate, il valore di carica corrispondente al segnale nullo non è esattamente centrato sullo zero: questo è dovuto al fatto che in ciascun intervallo si è sempre cercato il valore massimo di tensione, selezionando così la zona di integrazione in corrispondenza di valori di tensione relativamente alti. Applicando un fit gaussiano sui primi due massimi dell'istogramma si sono ricavati i valori di carica medi corrispondenti all'emissione di un singolo fotoelettrone e alla mancanza di segnale (Fig. 3.11); dal rapporto della differenza di questi due valori e la carica fondamentale è stato possibile ottenere il guadagno.

Nel seguente paragrafo sono mostrati i valori di guadagno ottenuti al variare della temperatura.

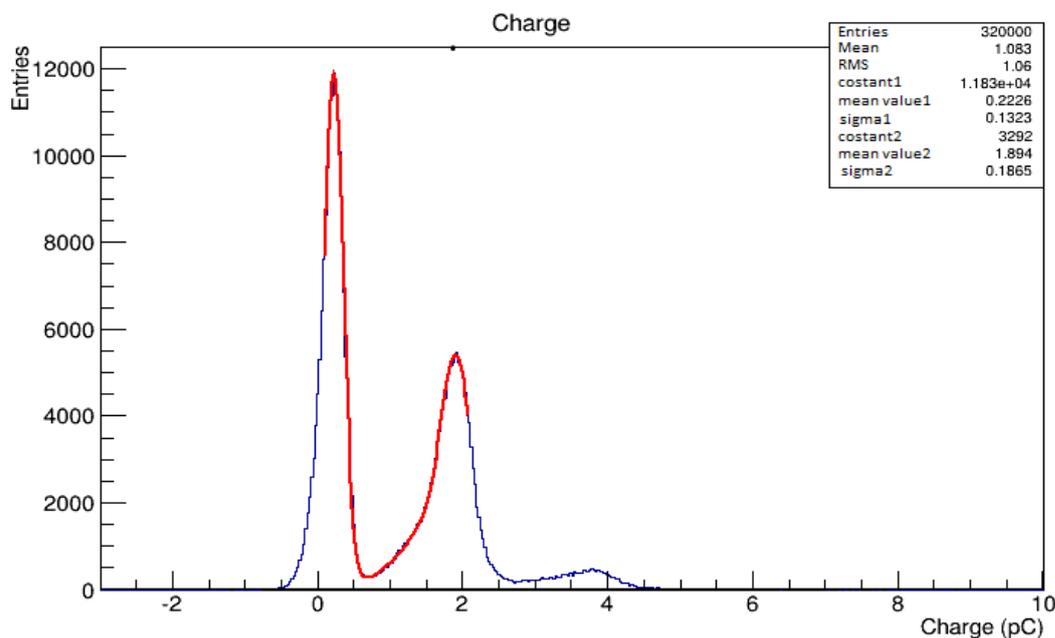


Figura 3.11: *Istogramma di carica con fit gaussiano a  $T=23^{\circ}C$ .*

### 3.6 Misure di guadagno e di dark rate in funzione della temperatura

Utilizzando il setup sperimentale descritto ho effettuato misure per valutare guadagno e dark rate del SiPM a disposizione in funzione della temperatura. Per ogni valore di temperatura scelto sono stati acquisiti più run da 20000 eventi; i valori finali per il guadagno e il dark rate sono stati ottenuti come media di tutti i valori ad una fissata temperatura. In tabella 3.1 sono riportati i risultati ottenuti. Nelle figure 3.12 e 3.13 sono mostrati gli andamenti del rate di conteggi di buio e del guadagno in funzione della temperatura. L'intervallo di temperature considerato è compreso tra  $5^{\circ}C$  e  $25^{\circ}C$  mentre la tensione di polarizzazione è stata mantenuta costante a 53.46 V.

Come atteso dai dati forniti dal costruttore, l'andamento ottenuto mostra al diminuire della temperatura un aumento del guadagno e una diminuzione del rate di conteggi di buio.

Temperatura ( $^{\circ}C$ )	Dark rate x $10^6$ (Hz)	Guadagno x $10^7$
$5.2 \pm 0.5$	$0.4730 \pm 0.0007$	$1.738 \pm 0.002$
$9.9 \pm 0.5$	$0.6564 \pm 0.0008$	$1.554 \pm 0.002$
$15.1 \pm 0.5$	$0.9129 \pm 0.0011$	$1.3794 \pm 0.0014$
$20.1 \pm 0.5$	$1.3610 \pm 0.0012$	$1.1617 \pm 0.0013$
$25.4 \pm 0.5$	$1.8880 \pm 0.0014$	$0.9587 \pm 0.0013$

Tabella 3.1: Tabella con i valori finali di dark rate e guadagno.

La diminuzione del rumore del dispositivo al calare della temperatura è dovuta al fatto che l'agitazione termica degli elettroni nelle bande diminuisce e con essa la probabilità di dar luogo a valanga, come atteso dalla legge di Shockley-Read-Hall (vedi paragrafo 2.4.1).

L'andamento osservato del guadagno in funzione della temperatura è dovuto invece alla dipendenza della tensione di *breakdown* dalla temperatura (vedi formula 2.1).

Il valore del guadagno e del dark rate alla temperatura di  $25^{\circ}C$  risultano essere circa il doppio di quelle indicate dal costruttore, probabilmente a causa del diverso circuito di amplificazione del segnale utilizzato.

In conclusione, i risultati ottenuti dall'analisi delle forme d'onda acquisite

mostrano una crescita del guadagno e una diminuzione del rumore di fondo del rivelatore al diminuire della temperatura, caratteristica che fa dei SiPM dei buoni candidati per la rivelazione di segnali luminosi in ambienti criogenici.

Il lavoro da me svolto rappresenta il punto di partenza per future misure delle caratteristiche e prestazioni dei SiPM VUV3 e per un loro possibile utilizzo in rivelatori per ricerca diretta di materia oscura che utilizzano Xenon in fase liquida.

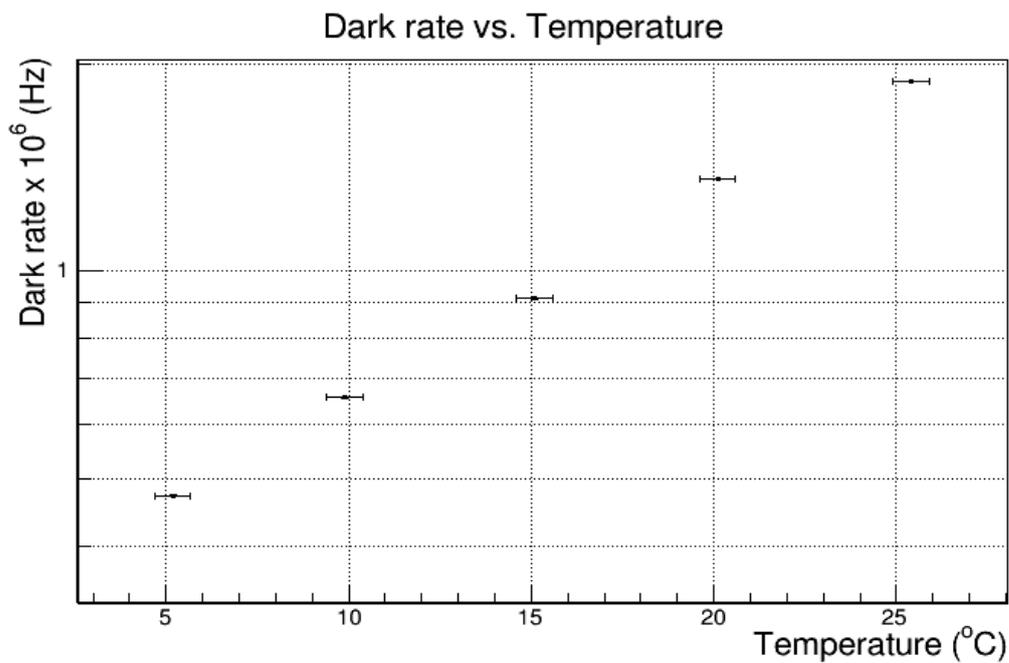


Figura 3.12: *Dark rate in funzione della temperatura.*

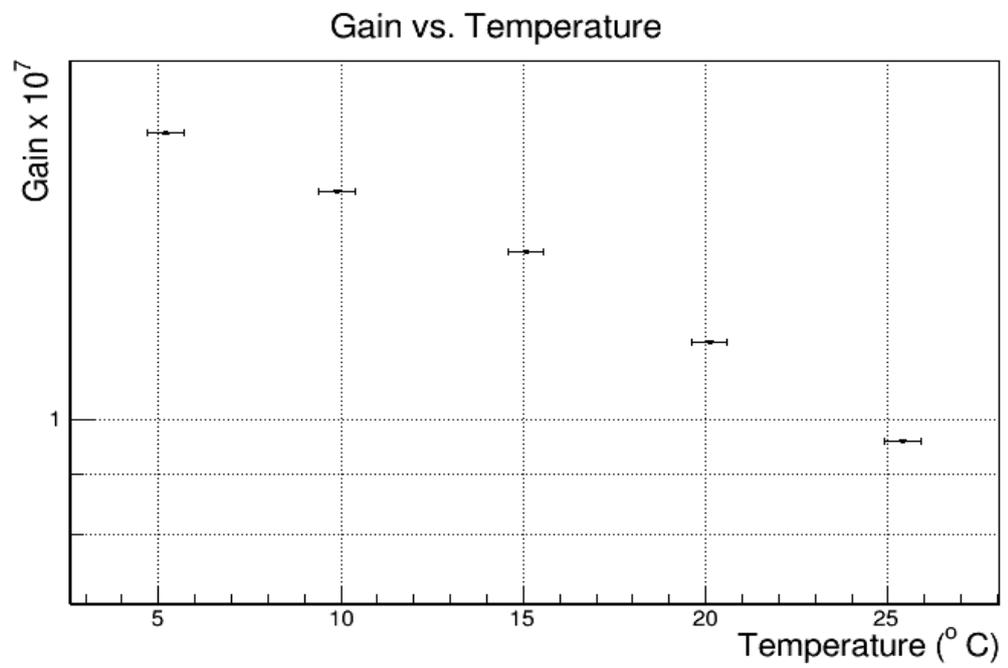


Figura 3.13: *Guadagno in funzione della temperatura.*



## Conclusioni

Far luce sulla natura della materia oscura è uno dei più grandi obiettivi della fisica moderna. Numerose evidenze sperimentali, derivanti da osservazioni astronomiche e cosmologiche, hanno fornito prove a sostegno dell'ipotesi della sua esistenza, nonostante non sia ancora stato possibile effettuare osservazioni dirette.

Le ipotesi più accreditate riguardo la natura della materia oscura vanno oltre al Modello Standard, identificandola ad esempio con particelle che emergono da teorie di supersimmetria, denominate WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), particelle prive di carica elettrica che interagiscono gravitazionalmente e debolmente.

Il progetto XENON, presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, rappresenta l'avanguardia della rivelazione diretta di WIMP; il fulcro dell'esperimento è una Time Projection Chamber a doppia fase, contenente Xenon in fase liquida e gassosa. Due matrici di fotomoltiplicatori PMT, posti sulle pareti superiore e inferiore della TPC, permettono di individuare la posizione e l'intensità del segnale prodotto eventualmente dall'urto elastico di WIMP contro i nuclei dello Xenon, sfruttando il doppio segnale prodotto per scintillazione e ionizzazione; essi permettono inoltre di discriminare tale interazione da quelle di fondo.

L'ultima fase del progetto, lo XENON1T, inaugurato nel novembre 2015, utilizza una massa fiduciale di circa una tonnellata di Xenon e, grazie ad un sistema di veto dei muoni e all'utilizzo di materiali poco radiattivi, porterà ad un aumento di due ordini di grandezza della sensibilità del rivelatore rispetto alla fase precedente (sezione d'urto attuale WIMP-nucleo indipendente dallo spin  $\sim 2.0 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ ); l'inizio dell'acquisizione dati dello XENON1T è prevista per l'inizio del 2016.

Gruppi di ricerca si stanno dedicando allo studio di sistemi per incrementare la raccolta di luce all'interno della TPC, in modo tale da diminuire l'energia di soglia di rivelazione dei segnali. Una delle possibili soluzioni consiste nell'utilizzo di fotomoltiplicatori al Silicio, SiPM VUV3: questo particolare tipo di SiPM è in grado di lavorare in ambienti criogenici e rivelare fotoni della lunghezza d'onda dei segnali emessi per scintillazione dallo Xenon liquido ( $\sim 178 \text{ nm}$ ). Una delle possibili applicazioni consiste nel ricoprire le pareti laterali della TPC con SiPM, sfruttando l'utilizzo congiunto dei rivelatori SiPM e dei già presenti PMT.

Il presente lavoro di tesi si colloca in tale programma di ricerca e sviluppo. Lo scopo di questa tesi è uno studio preliminare delle caratteristiche e prestazioni di rivelatori SiPM in funzione della temperatura ambientale in cui sono posti. In particolare è stata studiata la risposta di SiPM VUV3 prodotti da Hama-

matsu appositamente per lavorare a temperature criogeniche e in grado di rivelare radiazione luminosa nella regione del lontano ultravioletto. Sono state effettuate misure preliminari di guadagno e di dark rate in funzione della temperatura ambientale.

In particolare durante il lavoro di tesi mi sono occupata sia di preparare ed effettuare le misure, sia di sviluppare un codice di analisi dati. Il programma di analisi dati, appositamente scritto in linguaggio C++, ha permesso di analizzare forme d'onda acquisite nell'intervallo di temperatura compreso tra i  $5^{\circ}C$  e i  $25^{\circ}C$ .

Dai risultati ottenuti si è osservato al diminuire della temperatura un aumento del guadagno e una diminuzione del rumore di fondo del rivelatore, come atteso dalle specifiche del costruttore. L'utilizzo di SiPM a temperature non troppo elevate permette quindi di ottenere una buona amplificazione del segnale (guadagno maggiore) e un minore disturbo dovuto a eventuali rumori di fondo; tale proprietà fa dei SiPM dei buoni rivelatori in ambienti criogenici.

In conclusione, il setup sperimentale preparato e il programma di elaborazione dati scritto si sono rivelati idonei alla caratterizzazione in aria di SiPM e possono essere utilizzati per future caratterizzazioni di tali dispositivi, nel range di temperature considerato.

Il mio lavoro di tesi rappresenta quindi un punto di partenza per futuri test e applicazioni di tali rivelatori.





## Bibliografia

- [1] Spurio, M., *Particles and Astrophysics A Multi-Messenger Approach*, Springer, 2015.
- [2] Hu W., *CMB Temperature and Polarization Anisotropy Fundamentals*, University of Chicago, <http://background.uchicago.edu>.
- [3] Coles P., Lucchin F., *COSMOLOGY, The Origin and Evolution of Cosmic Structure*, Seconda Edizione, John Wiley & Sons, 2002.
- [4] Agostini F., *Caratterizzazione e calibrazione dei fotomoltiplicatori del sistema di veto di muoni per l'esperimento XENON1T*, Tesi di Laurea Magistrale, Bologna, 2012/2013.
- [5] Filippini J., *Lensing Gravitazionale*, UC Berkeley Cosmologia Group, agosto 2005.
- [6] Graham P.W. et al. *Towards a Bullet-proof test for indirect signals of dark matter*, Physical Review, 21 maggio 2015.
- [7] Caccianiga B., *Corso di Introduzione all'Astrofisica*, 2009/2010.
- [8] Gondolo P. *Introduction to Non-Baryonic Dark Matter*, 2003 [arXiv:astro-ph/0403064v1].
- [9] Planck illuminates dark matter and detects fossil neutrinos, <http://www.irap.omp.eu/en/actualites/actu-planck4>.
- [10] Bertone G., Hooper D. and Silk J., *Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints*, 1 Febbraio 2008, arXiv:0404175v2.
- [11] Cadamuro D., Redondo J., *Cosmological bounds on pseudo Nambu-Goldstone bosons*, arXiv:1110.2895v2, 22 Febbraio 2012.
- [12] Turner M.S., *Windows on the axion*, FERMILAB-Conf., Aprile 1989.
- [13] Jean P. et al. *Early SPI/INTEGRAL measurements of galactic 511 keV line emission from positron annihilation*, arXiv:0309484, 17 Settembre 2003.
- [14] *Esperimento XENON*, <http://www.bo.infn.it/xenon/>.
- [15] Angle J. et al. (XENON Collaboration), *First Result from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory*, Phys. Rev. Lett. 100, 021303, 17 Gennaio 2008.
- [16] Aprile E. et al., *Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data*, arXiv:1104.2549v3.
- [17] Leo W., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 1994, Springer.

- 
- [18] J. Millman, A Gabel e P. Terreni, *Elettronica di Millman*, 4a edizione, McGraw-Hill, Milano, 2008, capitolo 1.
- [19] Finocchiaro P. et al., *SPAD arrays and micro-optics: towards a real single photon spectrometer*, Journal of Modern Optics, Vol. 54, Nos. 2-3, 20 January-15 February 2007, 199-212.
- [20] Galetta G., *Risoluzioni energetiche e temporali di rivelatori SiPM*, Tesi di Laurea Magistrale, Bari, 2011/2012.
- [21] Lightfoot P.K. et al., *Characterisation of a silicon photomultiplier device for applications in liquid argon based neutrino physics and dark matter searches*, arXiv:0807.3220.
- [22] Buzhan P. et al., *An advanced study of Silicon Photomultiplier*, ICFA Instrumentation Bulletin.
- [23] Teshima M. et al., *SiPM development for Astroparticle Physics applications*, 30th International Cosmic Ray Conference, Mexico, 2008.
- [24] *Introduction to the SiPM, Technical Note*, <http://www.sensl.com>.
- [25] Gallego L. et al., *Modeling crosstalk in silicon photomultipliers*, arXiv:1302.1455, 6 Febbraio 2013.
- [26] Schenk A., *A Model for the Field and Temperature Dependence of Shockley-Read-Hall lifetimes in Silicon* Solid-State Electronics, vol. 35 (11), 1585-96, 1992.
- [27] Schwiening J., *The DIRC Detectors for the PANDA Experiment at Fair*, <https://indico.cern.ch>.
- [28] Schaart D.R. et al., *A novel, SiPM-array-based, monolithic scintillator detector for PET*, Phys. Med. Biol. 54 (2009) 3501/3512.