



Università degli Studi di Cagliari

FACOLTÀ DI SCIENZE
Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA TRIENNALE

**Metodi di caratterizzazione
di un fotomoltiplicatore al silicio**

Candidato:
Maria Grazia Cabitza

Relatore:
Dott. Alessandro Cardini

Anno Accademico 2013-2014

Indice

Introduzione	4
1 I fotorivelatori	5
1.1 Fotodiode p-n	7
1.2 Fotodiode a valanga (APD)	9
1.3 Guadagno	9
1.3.1 L'APD in modalit� Geiger	10
1.4 Array G-APD: il fotomoltiplicatore al silicio	11
2 SiPM: fisica del rivelatore e funzionamento	13
2.1 Architettura del SiPM	13
2.2 Funzionamento della singola cella	15
2.3 Forma del segnale	17
2.4 Caratteristiche generali del segnale	18
2.5 Efficienza di rivelazione dei fotoni (PDE)	19
3 Set-up misure	21
3.1 Descrizione del set-up dell'esperimento	21
4 Misure: analisi delle ampiezze	26
4.1 Analisi delle ampiezze	26
4.1.1 Il guadagno	27
4.1.2 Numero medio dei fotoelettroni	27
5 Misure: analisi temporale	30
5.1 Metodologia	30
5.2 Distribuzione temporale	31
5.3 Afterpulse	32
5.3.1 Misura della probabilit� degli afterpulse	33

5.4 Studio della rate	35
5.5 Misura del crosstalk diretto	36
5.6 Studio del crosstalk ritardato	38
Conclusioni	39
Bibliografia	40

Introduzione

Scopo di questo lavoro di tesi è la definizione di una metodologia di misura delle caratteristiche di un fotomoltiplicatore al silicio (SiPM) a temperatura ambiente da poter, successivamente, essere utilizzata a temperature criogeniche. L'interesse verso questo tipo di dispositivo nasce dall'esigenza di realizzare, nell'ambito di Dorelas, un tipo innovativo di scintillatori pompato da un laser, che necessita di fotorivelatori operanti a temperatura criogeniche.

La tesi si articola in cinque capitoli. Nel primo vengono spiegate le caratteristiche dei fotorivelatori, in particolare dei fotodiodi al silicio; nel secondo vengono studiate le caratteristiche fisiche del SiPM; di seguito viene data una breve descrizione del set-up utilizzato per l'esperimento. Infine, negli ultimi due capitoli, vengono descritte le misure effettuate per la caratterizzazione del rivelatore.

Capitolo 1

I fotorivelatori

Prima di parlare del SiPM è indispensabile una breve introduzione sui semiconduttori, necessaria per comprenderne le caratteristiche fisiche e il suo funzionamento.

Il semiconduttore presenta una struttura cristallina in cui gli stati atomici discreti tendono a formare delle bande di energia. Tali livelli si articolano in intervalli permessi, riempiti secondo il principio di Pauli, e intervalli, o gap, proibiti. I semiconduttori presentano una conducibilità intermedia tra conduttori e isolanti: nel caso del silicio l'ultima banda, totalmente riempita, detta banda di valenza, è separata da un piccolo intervallo di energia (1.12 eV) dalla prima banda totalmente vuota, chiamata banda di conduzione. Aumentando la temperatura, aumenterà la probabilità di avere elettroni in banda di conduzione. Il risultato è che alcuni livelli di tale stato saranno popolati, mentre nella banda di valenza verranno a crearsi delle mancanze di elettroni (e), chiamate lacune (h), o buche.

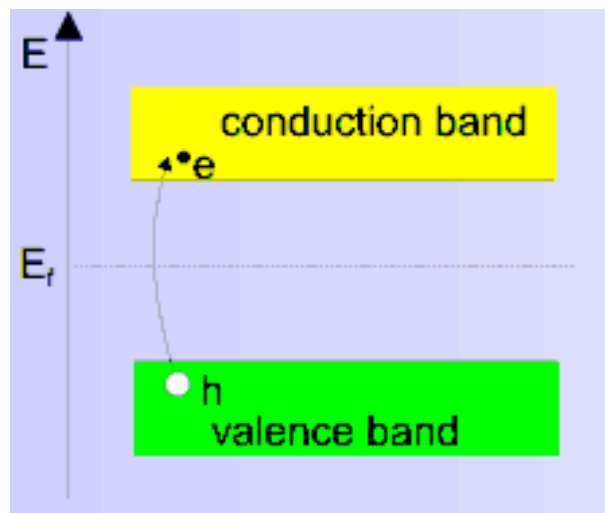


Figura 1.1: Schema della struttura a bande di un semiconduttore.

Agendo sulla struttura e la composizione del semiconduttore, processo noto come drogag-

gio, abbiamo la possibilità di ottenere un semiconduttore di tipo n e un semiconduttore di tipo p. Sostituendo nel reticolo un atomo di silicio (elemento del quarto gruppo) con un elemento pentavalente (P, As) si presenterà un elettrone non impegnato nel legame covalente e che può essere facilmente rimosso e coinvolto a partecipare, dunque, alla conduzione. L'introduzione di tale elemento altera lo schema dei livelli, aggiungendo un livello energetico (livello dei donatori) nell'intervallo proibito. La separazione tra il livello dei donori e la banda di conduzione è sufficientemente piccola da consentire il passaggio dell'elettrone, in seguito all'eccitazione termica, alla banda di conduzione. In questo tipo di drogaggio, chiamato di tipo n, gli elettroni sono i portatori maggioritari di carica. Se invece, l'atomo di Si viene sostituito con un atomo trivalente (B, Al), il sistema tenderà a raggiungere una condizione di maggiore stabilità, catturando un elettrone per completare il legame. In tal modo, si libera una lacuna che contribuisce alla conduzione. Si presenta, inoltre, un ulteriore livello (livello degli accettori) nella zona proibita molto vicina alla banda di valenza consentendo il passaggio agli elettroni per eccitazione termica. In tal modo, le lacune in banda di valenza contribuiscono alla conduzione e rappresentano i portatori di carica maggioritari nel semiconduttore di tipo p.

Dal punto di vista concettuale, il rivelatore a semiconduttore si comporta come una camera a ionizzazione: la radiazione che incide nel cristallo, avendo un'energia maggiore del gap, produce delle coppie elettrone-lacuna che possono essere raccolte mediante un campo elettrico esterno. Il numero N di cariche liberate dipende, inoltre, dall'energia E della particella incidente, attraverso la relazione

$$N = \frac{E}{w}$$

dove w rappresenta l'energia media necessaria per creare una coppia di portatori (energia di ionizzazione).

Se, per un rivelatore a gas, tale energia risulta essere 30-35 eV, in un semiconduttore è circa 10 volte inferiore, $w \approx 3$ eV.

Tuttavia, il silicio intrinseco non può essere usato come rivelatore: se consideriamo, ad esempio, un blocco di silicio di area (A) uguale a 1 cm^2 e di spessore (d) uguale a $300 \text{ }\mu\text{m}$; conoscendo l'energia media di ionizzazione pari a 3.62 eV, la perdita media di energia per unità di percorso ($\frac{dE}{dx}$) di una particella carica che incide sul reticolo, pari a $3.87 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$, e la concentrazione media dei portatori di carica nel silicio (n_i) uguale a $1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, siamo in grado di calcolare il segnale dovuto ad una particella ionizzante incidente sul rivelatore, dato da $3.2 \cdot 10^4$ coppie elettrone-lacuna e la concentrazione dei portatori intrinseci nello stesso volume, che risulta essere uguale a $4.35 \cdot 10^8$ coppie elettrone-lacuna. Il numero di cariche libere risulta, quindi, essere quattro ordini di grandezza maggiore del segnale. È necessario, dunque, ridurre il numero di portatori liberi, per poter utilizzare il materiale come rivelatore di particelle ionizzanti. Questo può essere ottenuto utilizzando le caratteristiche di una giunzione p-n. La giunzione p-n, realizzata a partire da un unico cristallo, si ottiene creando due regioni di diversa concentrazione (regione p ed n). Come vengono create queste regioni ci sarà una condizione di non-equilibrio, e gli elettroni, per diffusione,

tenderanno a muoversi dalla zona n alla zona p, dove sono in numero notevolmente inferiore. La situazione sarà la stessa per le lacune, che si muoveranno nella direzione opposta. Queste due componenti della corrente si sommano per formare la corrente di diffusione, la cui direzione va da p ad n. Tuttavia, le lacune, diffondendosi verso la zona n, tenderanno a ricombinarsi rapidamente con alcuni degli elettroni maggioritari presenti in quella zona, avendo come risultato la scomparsa di alcuni elettroni liberi nella regione prossima alla giunzione. Similmente, gli elettroni, nella direzione opposta, tenderanno a ricombinarsi con le lacune maggioritarie; quindi nella regione p, in prossimità dell'interfaccia, sarà presente una zona svuotata da lacune, cioè che contiene cariche localizzate negative.

Si comprende, dunque, che è presente una regione svuotata dai portatori in entrambe le parti della giunzione, con il materiale n carico positivamente e quello p negativamente. Inoltre, la carica nei due lati crea un campo elettrico che si oppone ad una ulteriore diffusione.

Polarizzando inversamente la giunzione come in figura 1.2, è possibile utilizzare il dispositivo come rivelatore di particelle ionizzanti. Infatti, il campo elettrico esterno accresce il campo di barriera con un conseguente allargamento della regione di svuotamento e una maggiore efficienza di raccolta delle cariche prodotte dalla radiazione ionizzante.

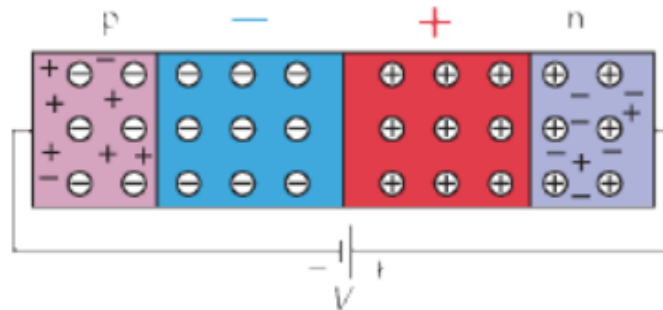


Figura 1.2: Polarizzazione inversa della giunzione p-n.

La gap del silicio è sufficientemente piccola da rendere possibile la creazione di coppie elettrone-lacuna attraverso l'illuminazione del dispositivo con luce visibile. Dispositivi di questo tipo vengono chiamati fotodiodi e si dividono in fotodiodi p-n, fotodiodi p-i-n e fotodiodi a valanga (APD).

1.1 Fotodiodo p-n

Nella figura 1.3 viene mostrata una rappresentazione schematica di un fotodiodo p-n.

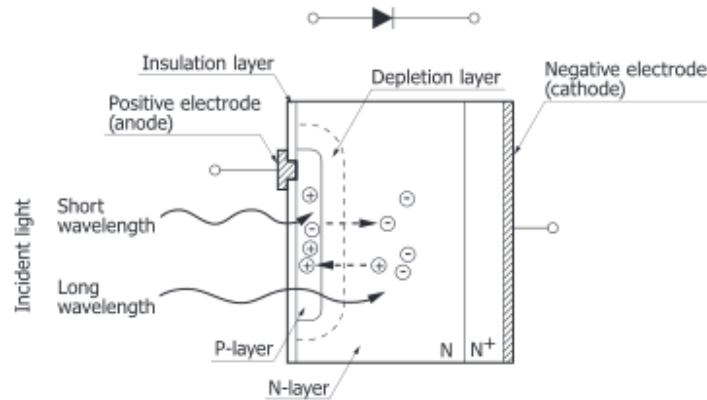


Figura 1.3: Schematizzazione di un fotodiode p-n.

La regione di tipo p e la regione n sul lato opposto formano la giunzione p-n. Lo strato n^+ è necessario per ottenere un contatto ohmico migliore. Quando un fotodiode è illuminato da luce di energia maggiore della banda di energia proibita del Si, un elettrone viene eccitato dalla banda di valenza alla banda di conduzione, lasciando una lacuna nella banda di valenza. Il campo elettrico presente nella regione di svuotamento accelera questi elettroni verso lo strato n e le lacune verso lo strato p, creando una corrente, quando il fotodiode è collegato ad un circuito esterno. Tale processo è schematizzato in figura 1.4.

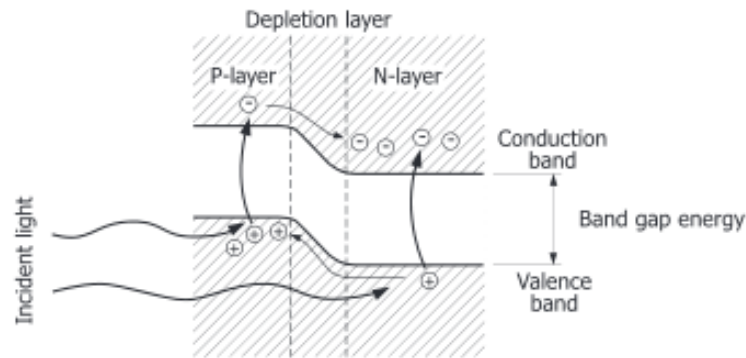


Figura 1.4: Schematizzazione di un fotodiode quando è presente della luce incidente.

Si definisce efficienza quantica di un fotodiode (QE) la probabilità che un fotone incidente generi una coppia elettrone-lacuna disponibile per la conduzione. La QE è definita come il numero di coppie prodotte per ogni singolo fotone incidente: $QE = \frac{N_{coppie}}{N_\gamma}$, ed è funzione, quindi, della lunghezza d'onda della luce incidente.

Nel fotodiode p-n molte coppie possono essere dissociate al di fuori della zona in cui è presente un campo elettrico, in quanto la zona di svuotamento è meno estesa della zona di assorbimento dei fotoni. Queste cariche normalmente si ricombinano, non venendo subito separate. Quindi, in generale l'efficienza quantica del fotodiode p-n è bassa.

In alcuni dispositivi, chiamati PIN, si aggiunge una regione intrinseca compresa tra le due concentrazioni. Tale configurazione permette di avere una zona di svuotamento più estesa della zona di assorbimento; le coppie create verranno subito separate, ottenendo, in questo modo, una maggiore efficienza quantica del rivelatore.

1.2 Fotodiodi a valanga (APD)

Nel silicio, un fotone della luce visibile può generare una sola coppia elettrone-buca e il segnale generato in un fotodiode esposto ad una ridotta illuminazione sarà difficile da rivelare. Per riuscire ad aumentare la capacità di questi dispositivi di rivelare un piccolo numero di fotoni viene introdotto il concetto di moltiplicazione interna al rivelatore, caratteristica degli APD (fotodiodi a valanga). Il meccanismo fisico responsabile dell'amplificazione prende il nome di moltiplicazione per impatto. Infatti, aumentando la tensione ai capi della giunzione gli elettroni e le buche, muovendosi nella zona di svuotamento, possono acquistare una sufficiente energia cinetica, grazie al campo elettrico elevato, e possono creare altre coppie nella collisione con il reticolo. Successivamente, le coppie appena create possono acquistare un'elevata energia per ionizzare ulteriormente, creando, in tal modo, un processo di moltiplicazione a valanga.

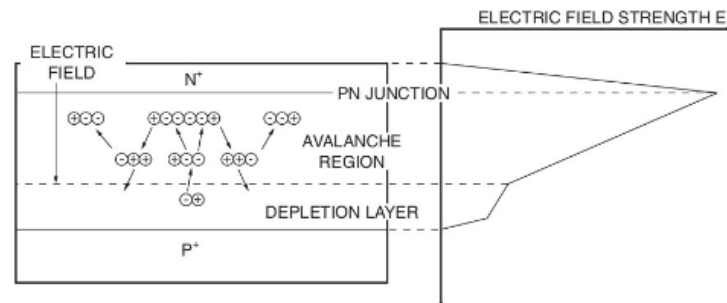


Figura 1.5: Rappresentazione schematica del processo di moltiplicazione a valanga in una giunzione; nella figura di destra è mostrato l'andamento del campo elettrico nella giunzione in funzione della profondità.

1.3 Guadagno

Nel processo di moltiplicazione a valanga viene definito il guadagno come il rapporto tra la carica rilasciata e la carica che ha dato origine alla moltiplicazione.

Nel grafico 1.6 viene mostrato l'andamento del guadagno in funzione della tensione di alimentazione nel dispositivo.

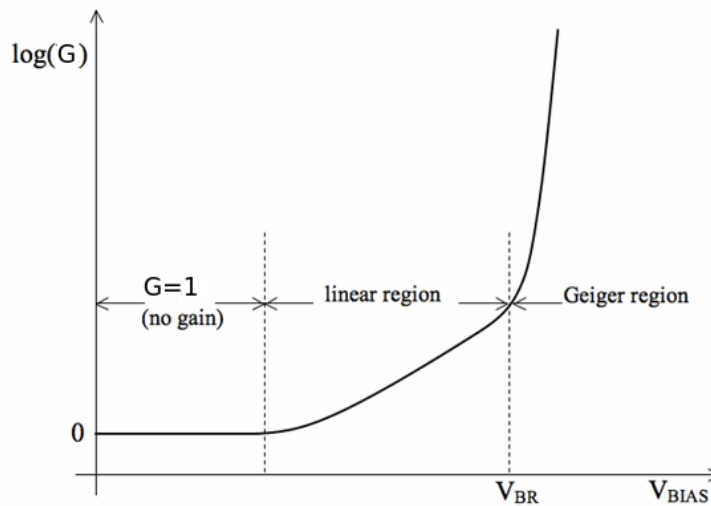


Figura 1.6: Andamento del guadagno G in funzione della tensione di alimentazione.

Nella prima regione non è presente nessun guadagno ($G = 1$). Questa è una caratteristica del dispositivo che opera come fotodiode. All'interno della regione di svuotamento non è possibile innescare un'amplificazione interna, in quanto il campo elettrico non è sufficiente per permettere la moltiplicazione per impatto.

Nella parte centrale il guadagno aumenta con la tensione, ma si ha sempre una proporzionalità tra la carica della ionizzazione primaria e la carica rilasciata nella moltiplicazione a valanga. Una singola ionizzazione può determinare fino a 10^3 ionizzazioni.

Infine, nella terza regione, la valanga innescata da una singola carica non si ferma ma si autosostiene. In questa fase il segnale non è più una misura della ionizzazione primaria. Questa è la regione in cui l'APD lavora in regime Geiger.

1.3.1 L'APD in modalità Geiger

Quando la tensione di polarizzazione inversa che alimenta l'APD supera la tensione di breakdown (V_{BR}), il campo elettrico, al suo interno, diventa estremamente intenso e porta la valanga ad una situazione di autosostentamento. Per poter utilizzare il dispositivo in questo regime viene inserito un meccanismo che blocca la moltiplicazione a valanga e ripristina il sistema nel suo stato iniziale; si utilizza a tal fine una resistenza di quenching R_q (spegnimento). Quando si innesca una valanga nell'APD, la tensione ai capi della giunzione scende a causa della caduta di tensione presente sulla resistenza di quenching. La valanga si autosostiene fino a che la tensione ai capi dell'APD non scende sotto V_{BR} , poi la valanga si interrompe e il dispositivo si ricarica, riportandosi nelle condizioni iniziali. Questo modo di funzionare con la scarica e il successivo ripristino è chiamato modalità Geiger. È importante notare che basta una sola coppia primaria per dar luogo al processo a valanga, quindi, il segnale non sarà più una misura della ionizzazione iniziale. Da ciò si

comprende che l'APD in questa modalità collegata in serie con R_Q può essere usato, se pur con alcune limitazioni (elevato tempo morto dovuto al tempo necessario per la ricarica), come contatore di fotoni.

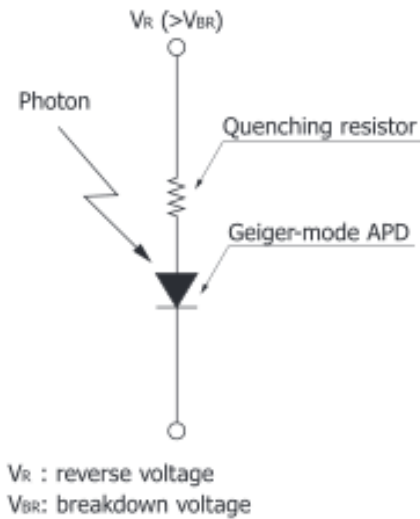


Figura 1.7: APD in modalità Geiger collegato in serie con la resistenza di quenching.

1.4 Array G-APD: il fotomoltiplicatore al silicio

Il SiPM (fotomoltiplicatore al silicio) è in grado di rivelare più fotoni nello stesso istante, grazie alla sua struttura geometrica.

Il SiPM è costituito da un insieme di APD, tutti uguali tra loro, collegati in parallelo, e operanti in modalità Geiger.

Dal momento che le varie celle sono di piccole dimensioni e molto vicine tra loro, si assume che, a bassa illuminazione, la probabilità che più fotoni colpiscano lo stesso pixel contemporaneamente sia molto piccola. Per questo motivo, attraverso questo rivelatore, si riesce a contare statisticamente quanti fotoni vengono rivelati.

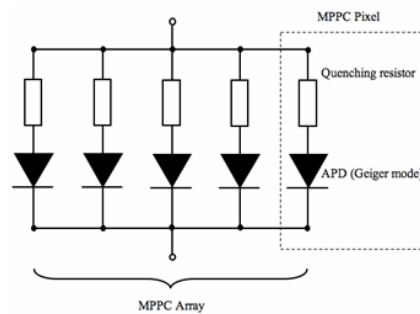


Figura 1.8: SiPM: APD in modalità Geiger collegato in serie con la resistenza di quenching.

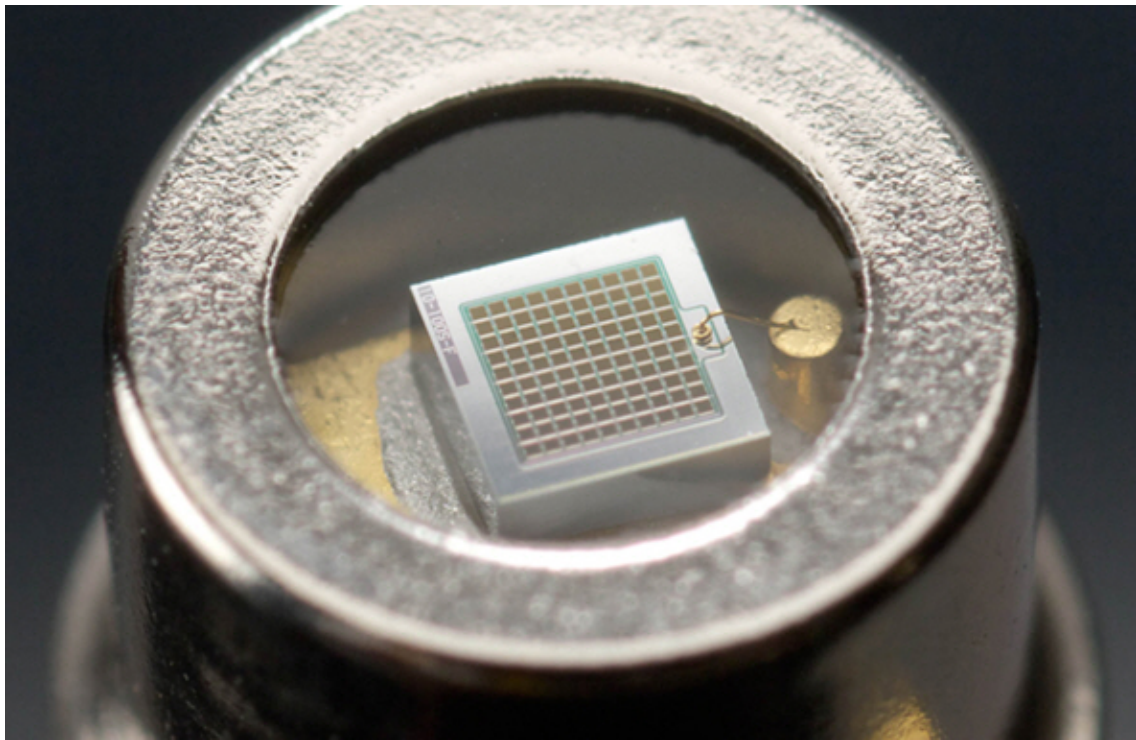


Figura 1.9: Foto di un SiPM costituito da 100 G-APD.

Capitolo 2

SiPM: fisica del rivelatore e funzionamento

In questo capitolo verranno studiate le caratteristiche fisiche del SiPM. Nel primo paragrafo verrà analizzata una tipica struttura del rivelatore. Nel secondo, invece, verrà descritto il funzionamento della singola cella. Infine, negli ultimi tre paragrafi saranno prese in considerazione le caratteristiche generali del segnale e l'efficienza con cui il SiPM rivela i fotoni.

2.1 Architettura del SiPM

Nella figura 2.1 viene mostrata una tipica architettura di un SiPM.

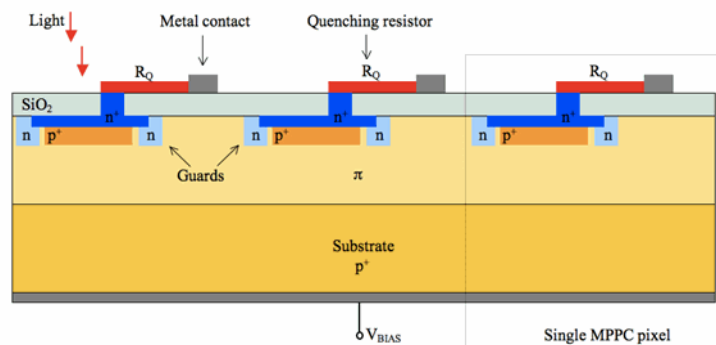


Figura 2.1: Tipica architettura di un rivelatore SiPM.

La luce che incide sul dispositivo incontra inizialmente uno strato molto fine (circa 10 nm). Tale rivestimento di strato antiriflesso migliora la trasmissione luminosa allo strato successivo, un diossido di silicio, che funge da finestra e da isolamento tra i contatti metallici del semiconduttore. Il tipico spessore dell' SiO_2 è $0.15 \mu\text{m}$. Più sotto è presente uno strato

n^+ , il cui spessore può variare tra $0.1 \mu m$ a $1.5 \mu m$, ed è connesso ai contatti metallici attraverso la resistenza di quenching R_Q , fatta in polisilicio. Successivamente troviamo uno strato p^+ fortemente drogato con uno spessore tipico di pochi μm . Inoltre, la profondità della regione di svuotamento risulta essere circa $300 \mu m$. Nel singolo pixel il fotone crea una coppia elettrone-lacuna in uno spessore intrinseco, leggermente drogato π . Come mostrato in figura 2.3 il campo elettrico presente in questa regione è in grado di separare i due portatori di carica.

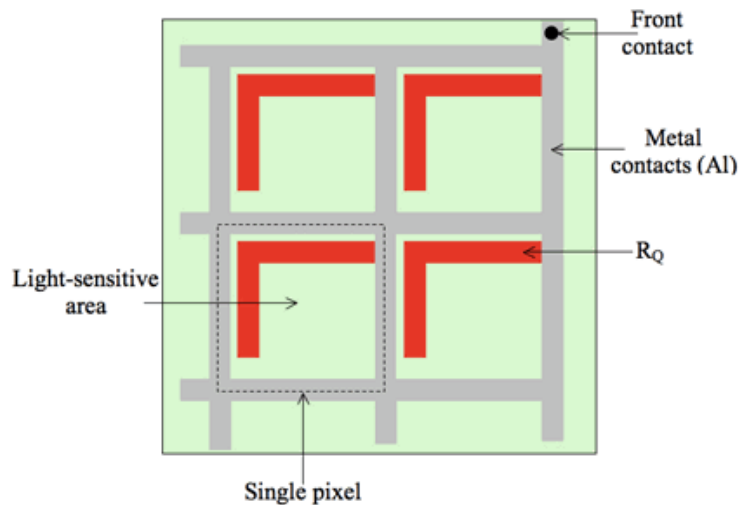


Figura 2.2: Struttura del rivelatore SiPM (vista dall'alto).

In figura 2.3 è rappresentato uno schema dei vari drogaggi e il risultante campo elettrico in funzione della profondità all'interno di un SiPM.

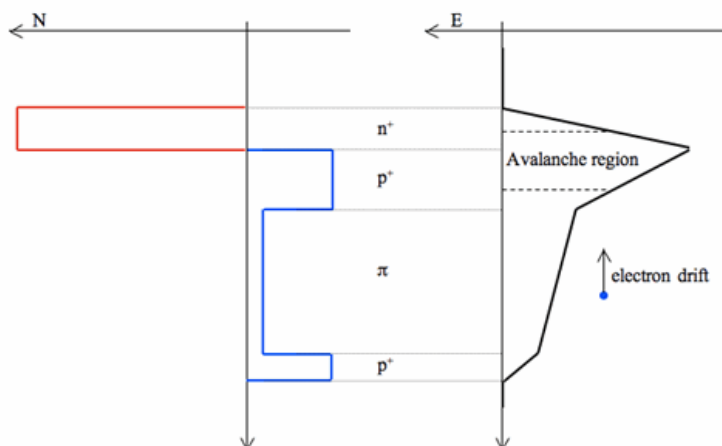


Figura 2.3: Schema dei vari drogaggi e il risultante campo elettrico in funzione della profondità all'interno di un SiPM.

2.2 Funzionamento della singola cella

Nella figura 2.4 è mostrato il modello circuitale, che ci permette di descrivere il funzionamento di ogni singola cella.

C_J è la capacità del G-APD

R_s è la resistenza equivalente della cella in regime di breakdown

R_Q resistenza di quenching

Sono presenti tre fasi che ne caratterizzano il funzionamento:

- Modo inattivo (ready state) in cui la tensione (V_D) ai capi del fotodiode è uguale a V_{bias} . L'interruttore del circuito equivalente è aperto e, fino a quando un fotone non viene assorbito, il dispositivo rimane in questa condizione in cui la corrente non passa.
- Quando viene assorbito un fotone e si innesca la valanga l'interruttore istantaneamente si chiude e la C_J inizia a scaricarsi attraverso la resistenza R_S . In tal modo il rivelatore si trova nella fase di scarica. La tensione ai capi della capacità decresce fino a $V_D = V_{bias} - \frac{R_q(V_{bias} - V_{BR})}{R_q + R_S}$ e poi la valanga si ferma e l'interruttore si apre.
- Nella fase di ripristino, la C_J si ricarica, attraverso R_Q , a V_{bias} e il G-APD ritorna nel suo stato iniziale, pronto per la rivelazione di un altro fotone.

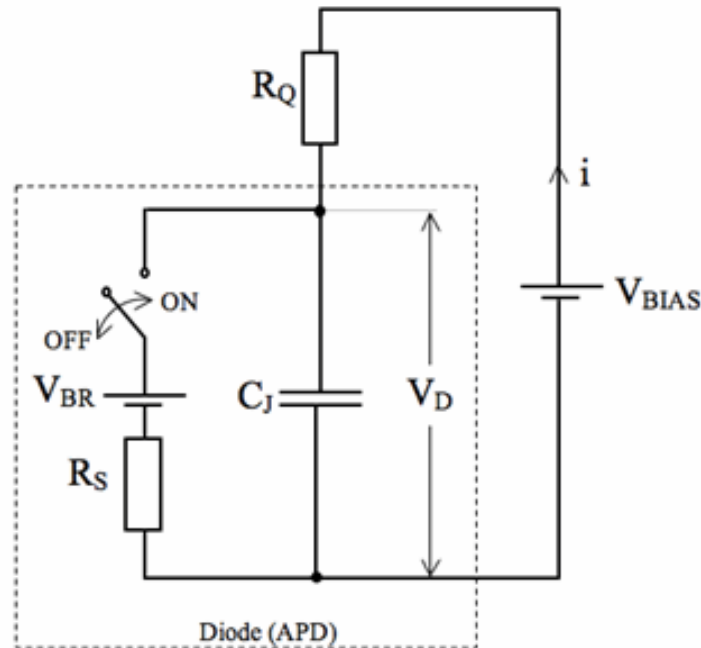


Figura 2.4: Circuito equivalente di una cella del SiPM esternamente alimentato con V_{bias} . L'interruttore è nella posizione OFF quando l'APD è nella fase di carica; mentre è ON nel momento in cui la carica innesca una valanga.

Nel grafico 2.5 viene mostrato come la corrente, che passa nella cella, varia nel tempo durante la fase di valanga e di ripristino del suo stato iniziale.

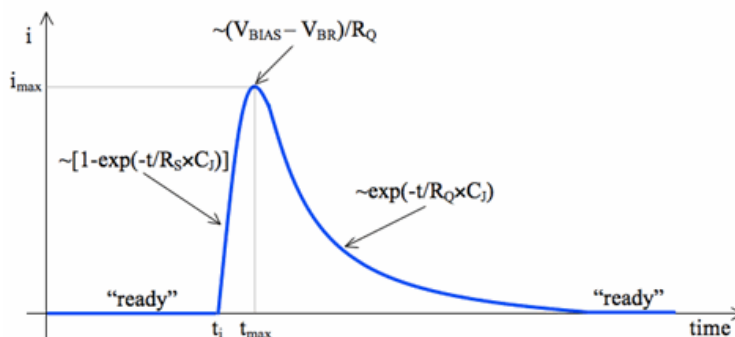


Figura 2.5: Impulso di corrente generato in una cella durante la valanga.

Quando la cella si trova nello stato ready la corrente $i(t)$ è nulla.

L'iniezione della carica che dà luogo alla valanga si verifica all'istante t_i , in corrispondenza del quale, la capacità tenderà a scaricarsi e la tensione ai suoi capi diminuisce; la corrente raggiunge il suo massimo valore $i_{max} = (V_{bias} - V_{bd})/R_Q$ a t_{max} ; la corrente che passa attraverso R_Q , riduce la tensione ai capi della giunzione. Se la tensione ai capi della giunzione risulta essere inferiore a V_{BR} la cella si riporta nel suo stato iniziale.

Tra t_i e t_{max} , l'andamento della corrente segue la forma $i(t) = i[1 - \exp(-t/R_s C_J)]$. Per tempi più grandi di t_{max} , la capacità si carica attraverso R_Q e la corrente decresce come $i(t) = i_{max} \exp(-t/R_Q C_J)$.

L'integrale di $i(t)$ dall'istante t_i fino a un tempo infinito è la carica Q totale prodotta durante la valanga e che risulta essere $Q = C(V_{bias} - V_{bd})$. Inoltre, definiamo il guadagno G , per questo processo, come:

$$G = \frac{Q}{q}$$

dove con q si indica la carica dell'elettrone.

Nella figura 2.6 viene rappresentato il circuito equivalente di un SiPM. In assenza di luce tutti gli interruttori sono in posizione OFF, e la tensione ai capi degli APD è V_{bias} . Quando un singolo APD assorbe un fotone e si innesca il processo di valanga, l'interruttore nel circuito equivalente va in posizione ON, e l'impulso di corrente inizia a fluire attraverso i terminali del SiPM, come mostrato in figura 2.5. Se due (o più) fotoni innescano simultaneamente una valanga, in diversi pixel, l'impulso di corrente che fluisce attraverso i terminali del SiPM è una sovrapposizione degli impulsi di corrente. Al contrario, se un singolo pixel assorbe simultaneamente due o più fotoni, l'impulso di corrente, che ne deriva, è identico a quello prodotto da un singolo fotone.

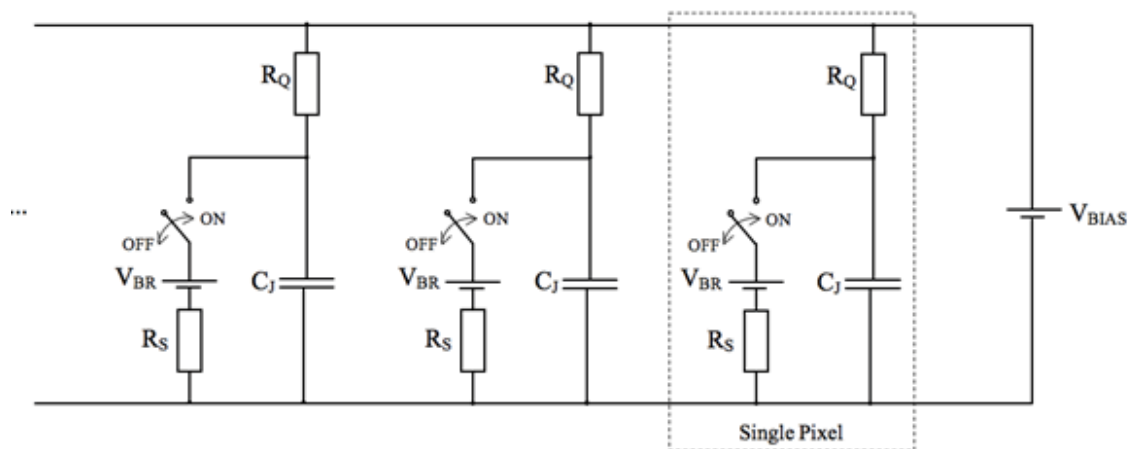


Figura 2.6: Circuito equivalente di un SiPM. Il rettangolo tratteggiato delinea un singolo pixel.

2.3 Forma del segnale

Il SiPM è costituito da una serie di APD collegati in parallelo e il segnale totale sarà ottenuto dalla somma degli impulsi dei singoli rivelatori, dai segnali provenienti dalle celle che hanno rivelato un fotone.

Il segnale che avevamo visto schematizzato in figura 2.5, è mostrato in figura 2.7 per il dispositivo utilizzato in laboratorio.

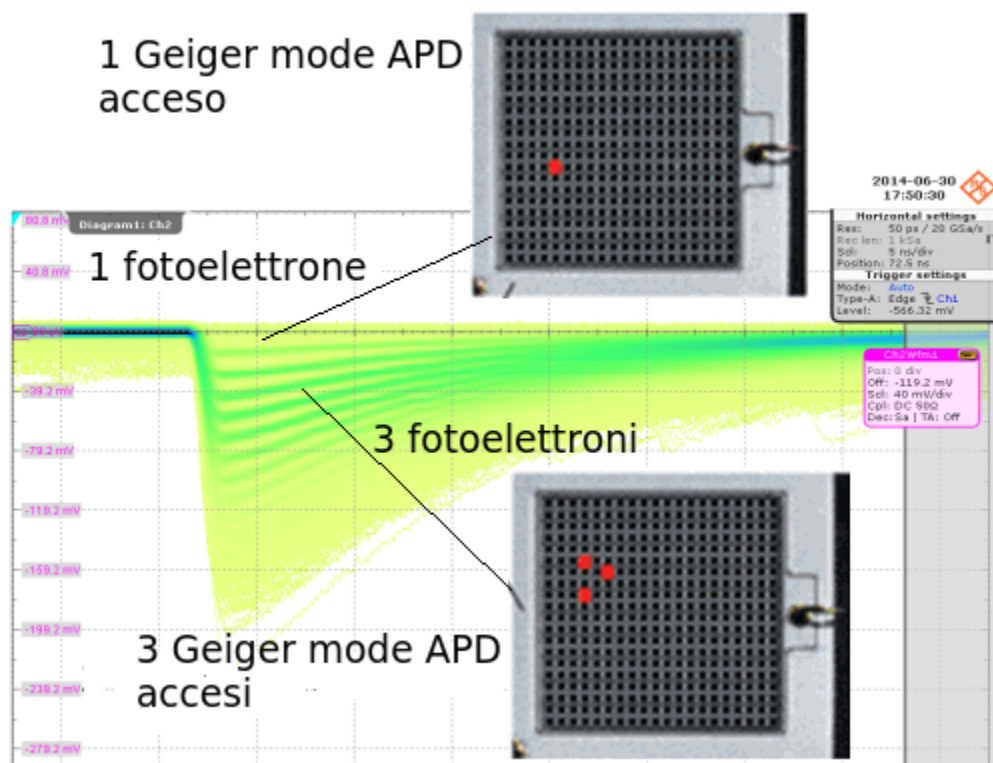


Figura 2.7: I pixel rossi rappresentano la scarica della cella quando un fotone incidente è rivelato. Nel rivelatore, in alto, un singolo fotone è rivelato, ottenendo come segnale un fotoelettrone; invece nel SiPM, in basso, abbiamo tre fotoni rivelati simultaneamente, ottenendo un impulso, la cui ampiezza è tre volte più grande.

2.4 Caratteristiche generali del segnale

In un semiconduttore la formazione della coppia elettrone-lacuna può essere generata anche per eccitazione termica; tali cariche possono innescare una valanga secondaria creando un impulso, chiamato dark pulse, indistinguibile dal segnale reale. La sua frequenza (il dark rate) varia in funzione della tensione di alimentazione e della temperatura. Il segnale reale osservato si discosta da quello atteso a causa di alcuni effetti: il crosstalk diretto, il crosstalk ritardato e gli afterpulse. La presenza di questi tre effetti sono correlati alla presenza della valanga, creata per l'arrivo di un fotone o per l'impulso dark.

Il crosstalk diretto si verifica quando, durante la moltiplicazione a valanga, viene emesso un fotone ottico, che venendo riassorbito da una cella vicina, genera un altro impulso simultaneo al primo. Questo è mostrato in figura 2.8.

Il crosstalk ritardato si osserva, invece, quando durante la valanga vengono emessi dei fotoni ottici che sono riassorbiti nella regione inattiva di un'altra cella. Di conseguenza,

le coppie elettrone lacuna generate devono spostarsi nella zona attiva della cella prima di innescare una valanga.

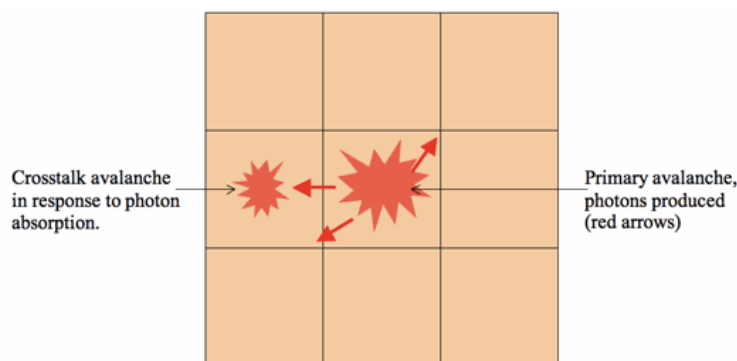


Figura 2.8: Meccanismo del crosstalk diretto. Una valanga nel pixel centrale produce fotoni abbastanza energetici da innescare una seconda valanga in una cella adiacente, risultato dell'assorbimento del fotone.

L'afterpulse si verifica, invece, quando in un pixel, sviluppata una valanga, alcuni portatori di carica possono essere intrappolati in un difetto cristallino; il loro successivo rilascio può innescare una seconda valanga nello stesso pixel. Questi impulsi hanno quindi un certo tempo di ritardo, da pochi ns ai μs , rispetto al segnale originale. La quantità di carica rilasciata in un afterpulse dipende dal tempo di ritardo tra le due valanghe e dal tempo di ricarica del pixel.

2.5 Efficienza di rivelazione dei fotoni (PDE)

Un importante parametro di un fotorivelatore è l'efficienza con cui i fotoni, di una data lunghezza d'onda, possono essere rivelati. Per i SiPM l'efficienza viene quantificata usando la cosiddetta PDE (photon detection efficiency) definita come il prodotto di tre fattori: efficienza quantica, la probabilità di valanga e l'efficienza geometrica. Questi ultimi due termini sono definiti come:

- La probabilità di valanga (P_a) è la probabilità che un elettrone o una lacuna innescano un processo di moltiplicazione a valanga. P_a dipenderà, di conseguenza, dal campo elettrico all'interno della zona di svuotamento, dalla tensione $\Delta V = V_{bias} - V_{br}$, dalla temperatura, e dalla lunghezza d'onda della luce incidente.
- In generale, l'area attiva di tutte le celle risulta inferiore rispetto all'area totale del dispositivo. Il loro rapporto rappresenta l'efficienza geometrica o il fill factor (ϵ_{geo}). L' ϵ_{geo} dipende inversamente dal numero di celle per unità d'area e da come vengono realizzate le resistenze di quencing nel dispositivo.

Come la tensione di alimentazione V_{bias} viene aumentata, la PDE diventa sempre più alta. Tuttavia, questo causa un aumento della rate di impulsi in assenza di illuminazione, e, di conseguenza, del crosstalk e dell'afterpulse.

Capitolo 3

Set-up misure

3.1 Descrizione del set-up dell'esperimento

Il modello del SiPM studiato è dell'Hamamatsu S10362-11-50C mostrato in figura 3.1. Dall'Hamamatsu il SiPM è stato caratterizzato a temperatura $T = 25$ C con le seguenti caratteristiche:

- la tensione di alimentazione V_{bias} uguale a 71.18 V;
- il valore del guadagno pari a $7.5 \cdot 10^5$;
- la frequenza degli impulsi dark risulta 556 kHz in assenza di illuminazione.

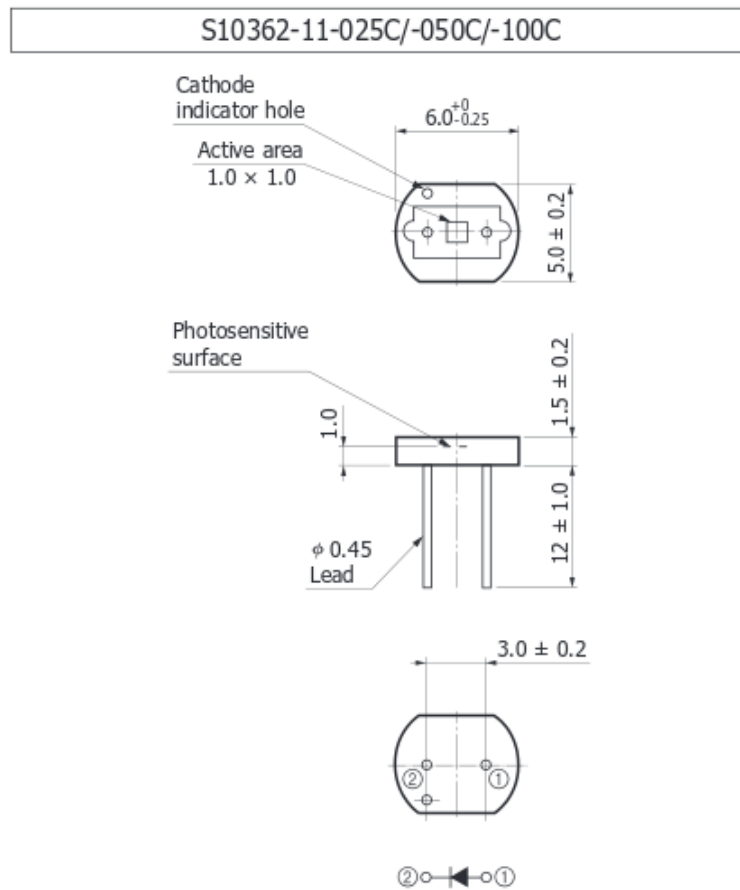


Figura 3.1: Caratteristiche del SiPM Hamamatsu S10362-11-50C

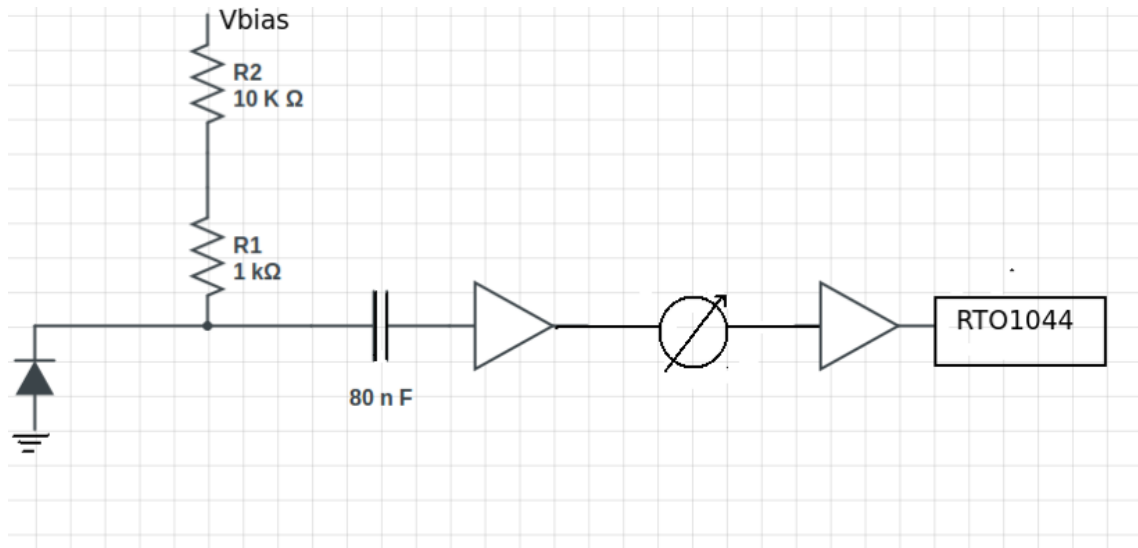


Figura 3.2: Circuito di alimentazione del SiPM.

Per realizzare le misure abbiamo utilizzato:

- LED blu (480 nm) per illuminare il SiPM;
- biasT costituito da una capacità ($C = 82 \text{ nF}$) e da una resistenza ($R_1 = 1 \text{ K}\Omega$) necessario per separare l'alimentazione dalla linea del segnale;
- due amplificatori AMPLIFIER ZFL-1000 LN+ della Minicircuits, ciascuno dei quali ha un guadagno di 25.4 dB, necessari per amplificare il segnale proveniente dal SiPM;
- tra i due amplificatori è presente un attenuatore AGILENT 8494A tra 0 e 110 dB;
- generatore di tensione costante HM7042 HAMEG TRIPLE POWER supply per alimentare i due amplificatori (15 V);
- elettrometro KEITHLEY 6517A per l'alimentazione e la misura della corrente nel SiPM;



Figura 3.3: Set-up dell'apparato sperimentale utilizzato per le misure.

Per generare degli impulsi luminosi con il LED è stato utilizzato un impulsatore. L'impulso generato viene raccolto in una lente e mandato al SiPM attraverso una fibra ottica. Per impulso arrivano, al rivelatore, al massimo 10 fotoni e la durata di un impulso è di 300 ps FWHM. Il SiPM è montato all'interno di un criostato, e la luce che esce dalla fibra può illuminarlo. L'acquisizione dei dati è stata effettuata attraverso l'utilizzo dell'oscilloscopio RTO1044 Rohde & Schwarz, necessario per visualizzare le forme d'onda del segnale e calcolare le aree di tutti gli impulsi.

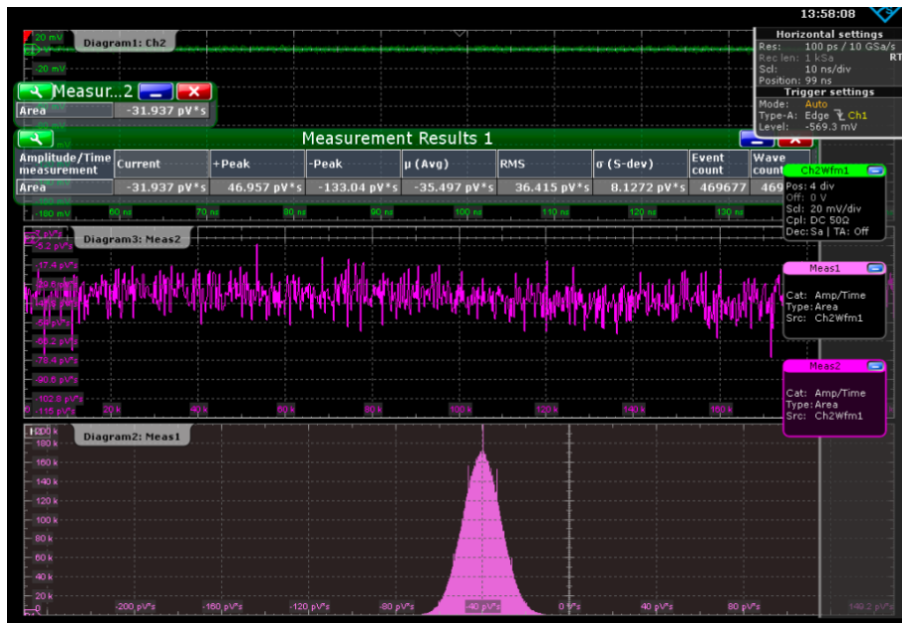


Figura 3.4: Acquisizione dell'oscilloscopio delle misure sulle forme d'onda del segnale. Entrambe le misure calcolano le aree dell'impulso. La misura 1 fa l'istogramma delle aree, (in questo caso particolare si osserva un solo picco perché il SiPM non è illuminato) mentre con la misura 2 in modalità "long term", le singole aree degli eventi vengono acquisite e trascritte in un vettore la cui lunghezza è data dal numero di acquisizioni. Il vettore viene, quindi, analizzato successivamente offline per le misure sul guadagno.

Capitolo 4

Misure: analisi delle ampiezze

Di seguito vengono riportate le misure effettuate, necessarie per caratterizzare il SiPM. Tali misure si suddividono in due gruppi: lo studio delle ampiezze dei segnali e l'analisi temporale dei singoli eventi. In questo capitolo affronteremo gli studi sull'analisi delle ampiezze, al fine di avere una stima del guadagno e della tensione di breakdown.

4.1 Analisi delle ampiezze

Quando il SiPM è illuminato con della luce, la cui intensità è ridotta, le ampiezze del segnale seguono una distribuzione in frequenza come quella mostrata in figura 4.1.

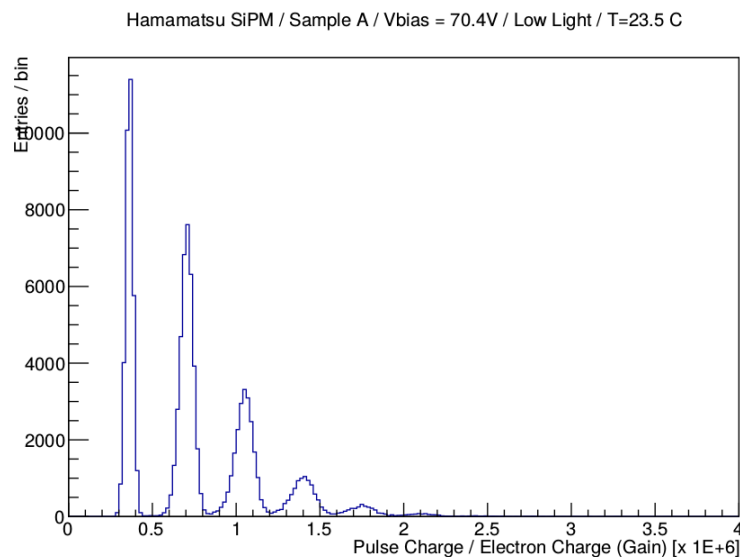


Figura 4.1: Le ampiezze del segnale del SiPM ad una tensione di alimentazione uguale a 70.4 V e alla temperatura di 23.5 C. Ciascun picco corrisponde ad un numero di fotoelettroni rivelati. Il primo picco corrisponde a 0 celle scattate; il secondo, invece, una cella scattata e così via.

4.1.1 Il guadagno

Dallo spettro delle ampiezze di figura 4.1 siamo in grado di determinare il valore del guadagno. Infatti, tale risultato si ottiene calcolando la distanza media tra le varie ampiezze, avendo posto come origine il primo picco, in quanto l'origine del sistema di riferimento non coincide con la posizione stessa del picco. In questo modo, i valori del guadagno del SiPM sono stati ottenuti per diversi valori della tensione di alimentazione, compresi nell'intervallo tra 70.2 V e 72 V. Nel grafico 4.2 viene mostrato l'andamento del guadagno in funzione della tensione di alimentazione.

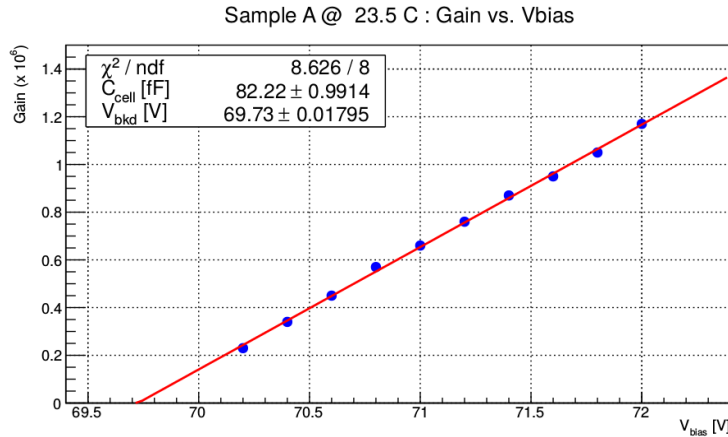


Figura 4.2: Grafico del guadagno in funzione della tensione di alimentazione V_{bias} . Le misure sono state effettuate ad una temperatura di 23.5 C. Dai parametri del fit abbiamo ottenuto una stima della tensione di breakdown (V_{bkd}) e la capacità di ogni singola cella (C_{cell}).

Inoltre, dalla definizione del guadagno, siamo stati in grado di calcolare la tensione di breakdown (V_{bkd}) e la capacità di ogni singola cella. La tensione di breakdown rappresenta la tensione, dopo la quale, si ha una moltiplicazione a valanga e a cui corrisponde un guadagno nullo ed è quindi data dall'intersezione del fit con l'asse delle tensioni. Mentre la capacità di ogni cella (C_{cell}) risulta essere il coefficiente angolare del fit $G = \frac{Q}{q} = \frac{C_{\text{cell}}(V_{\text{bias}} - V_{\text{bkd}})}{q}$, dove con q si indica la carica dell'elettrone.

4.1.2 Numero medio dei fotoelettroni

Quando l'impulso di luce è abbastanza debole che solo pochi fotoni sono emessi per impulso, la sua distribuzione in frequenza segue la distribuzione di Poisson con valor medio il numero di fotoni rivelati dai G-APD. Dalla rappresentazione delle singole aree, corrispondente ad ogni picco, in un istogramma, come mostrato in figura 4.3, si osserva che i dati sperimentali sono in accordo con la distribuzione di Poisson.

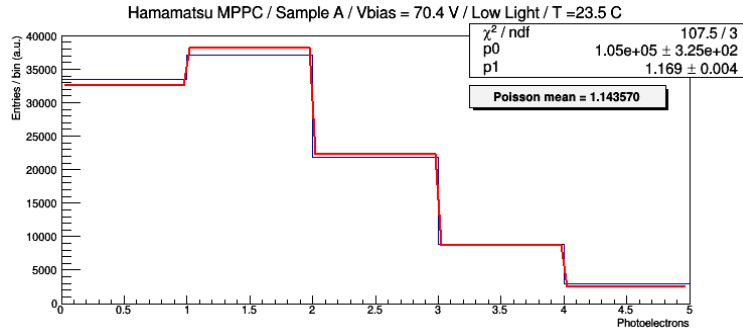


Figura 4.3: Istogramma delle aree dei singoli picchi della figura 4.1. In rosso il fit poissoniano.

Tuttavia, a partire dagli eventi corrispondenti ad un fotoelettrone, sono presenti il crosstalk e afterpulse, distorcendo la distribuzione realmente misurata dalla distribuzione di Poisson. A causa di questi due effetti il numero di celle scattate può essere maggiore delle celle effettivamente colpite. Attraverso la misura della probabilità che nessuna cella venga colpita siamo in grado di ottenere il corretto valor medio delle celle scattate senza includere quelle scattate per afterpulse e crosstalk. La distribuzione di Poisson è definita dall'espressione:

$$P(n, x) = \frac{n^x e^{-n}}{x!}$$

in cui n rappresenta il numero medio di fotoni rivelati dal SiPM e x indica il numero totale di fotoni rivelati.

Se x è uguale a zero, allora la distribuzione di Poisson è espressa dall'equazione:

$$P(n, 0) = e^{-n}$$

che corrisponde al rapporto tra il numero di eventi corrispondenti al primo picco N_0 e il numero totale degli eventi N_{tot} .

$$n = -\ln(P(0, n)) = -\ln\left(\frac{N_0}{N_{tot}}\right)$$

Di seguito, nel grafico 4.4, viene mostrato l'andamento del numero medio di fotoelettroni in funzione della tensione di alimentazione, fatta variare nell'intervallo compreso tra 70.2 V e 72 V, mantenendo il rivelatore sempre illuminato con impulsi di luce, le cui ampiezze sono costanti. Tale andamento ha una forma esponenziale che satura quando la probabilità di valanga raggiunge il suo valore massimo; per questo motivo è stato scelto come fit esponenziale, che rappresentasse meglio la curva, della forma $\alpha(1 - e^{-\tau(V_{bias} - V_{bkd})})$. I parametri caratteristici del fit sono α e τ . Il primo indica l'asintoto della curva, cioè ci dà informazioni sull'illuminazione massima che possiamo rivelare sul SiPM. Mentre τ ci dà

informazioni sulla sensibilità massima del SiPM, in questa condizione di funzionamento, a $V_{bias} - V_{bkd}$ infinito, una situazione però non realizzabile in pratica. Inoltre, tale rappresentazione ci permette di avere un secondo modo per ottenere una stima della tensione di breakdown V_{bkd} , in corrispondenza della quale il numero di celle scattate è nullo.

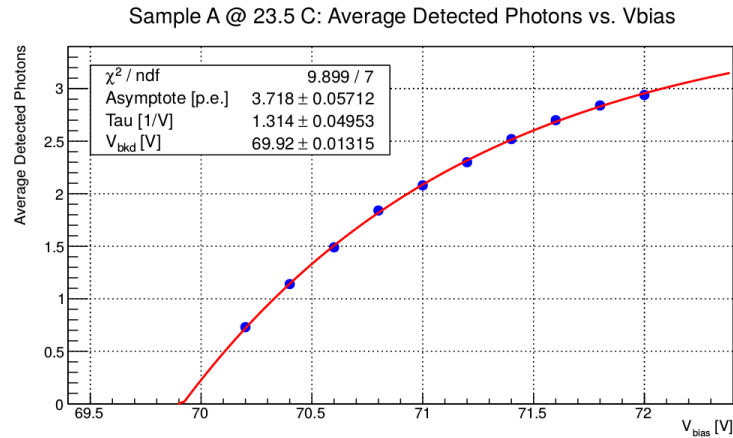


Figura 4.4: Numero dei fotoelettroni in funzione della tensione di alimentazione. Attraverso i parametri del fit abbiamo informazioni sul numero di celle scattate e sulla sensibilità massima del SiPM, in questa condizione particolare. Si è ottenuta anche una stima della tensione di breakdown.

Capitolo 5

Misure: analisi temporale

In questo capitolo verrà effettuata un'analisi temporale degli impulsi del SiPM in assenza di illuminazione, per vedere come effetti, quali gli afterpulse e il crosstalk, sono in grado di produrre delle correlazioni temporali tra gli eventi.

5.1 Metodologia

La misura viene fatta in assenza di illuminazione acquisendo con l'oscilloscopio una finestra temporale di $100 \mu s$. Nella figura 5.1 viene mostrata l'acquisizione dei dati dall'oscilloscopio: in verde si ha l'acquisizione della forma d'onda, mentre la forma d'onda rossa è ottenuta facendo la differenza, punto per punto, della forma d'onda verde e di se stessa ritardata di $1 ns$. In questo modo si riesce a ricostruire con precisione il tempo in cui si ha un segnale dal SiPM e si ottiene anche una stima dell'ampiezza del segnale. I dati vengono trascritti in un file, il quale conterrà, per ogni impulso, la sua ampiezza e il ritardo rispetto all'impulso precedente.

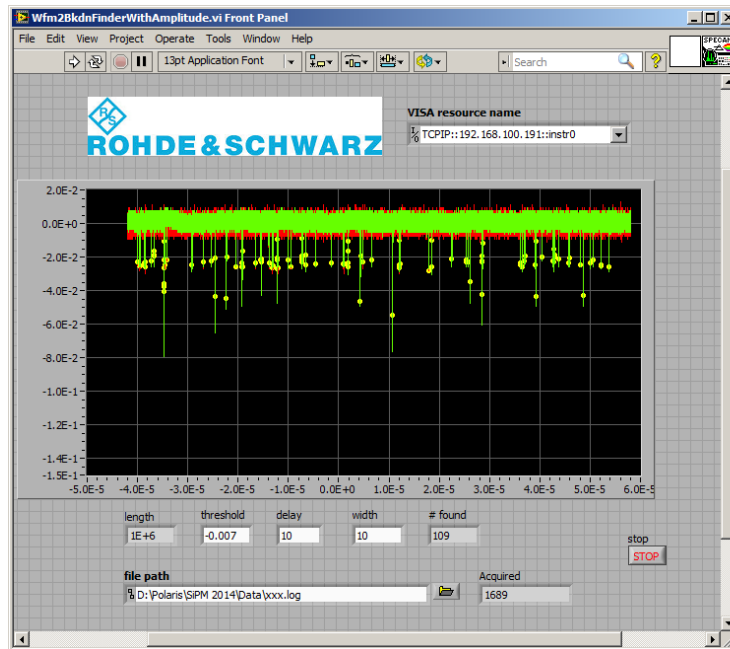


Figura 5.1: Acquisizione del segnale dell'oscilloscopio.

5.2 Distribuzione temporale

In figura 5.2 viene mostrato l'istogramma dei ritardi temporali di ogni impulso rispetto a quello precedente. La scala dei tempi usata presenta un numero di bin costante per decade. Questa rappresentazione è conveniente, in quanto ci permette di osservare effetti che avvengono su scale di tempi di molti ordini di grandezza diversi tra loro. La linea rossa continua indica il fit di un esponenziale decrescente, caratteristico della distribuzione degli impulsi dark, il cui valore massimo si osserva a 10^{-6} s. Inoltre, a distanze temporali più corte, si distinguono altri due picchi rispettivamente a 10^{-8} s e a 10^{-9} s; queste deviazioni dall'andamento degli impulsi dark, individuate dalla linea tratteggiata rossa, rappresentano gli afterpulse e i crosstalk ritardati.

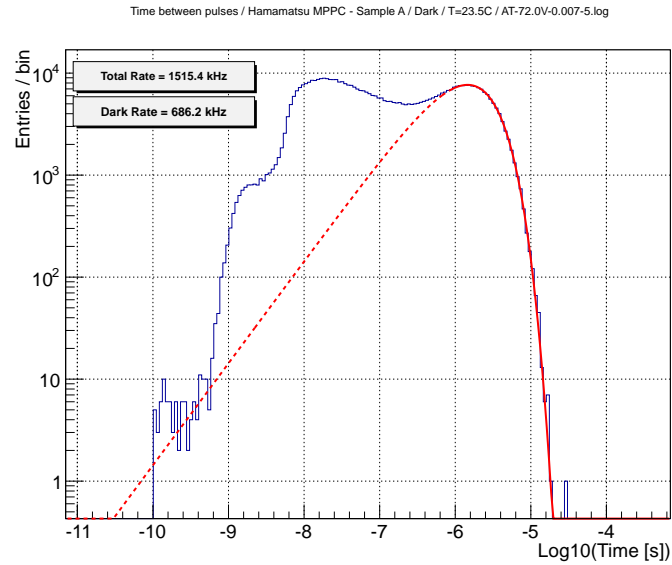


Figura 5.2: Istogramma dei ritardi di un impulso rispetto al precedente. La scala temporale ha un numero costante di bin per decade. La linea rossa continua indica il fit della distribuzione degli impulsi dark, e le deviazioni dal fit esponenziale rappresentano gli afterpulse e il crosstalk ritardato. La Total Rate è proporzionale all'area totale dell'istogramma mentre il Dark Rate rappresenta l'area corrispondente al fit della distribuzione degli impulsi dark. Inoltre dal fit esponenziale è possibile ricavare la dark rate, e dal rapporto delle aree la Total Rate. Misura effettuata in assenza di illuminazione alla tensione di alimentazione di 72 V e alla temperatura di 23.5 C.

Il prossimo obiettivo è, dunque, analizzare, nei prossimi paragrafi, i tempi caratteristici di questi due effetti e determinarne la loro probabilità in funzione della tensione di lavoro del SiPM.

5.3 Afterpulse

Nella figura 5.3 viene mostrato l'istogramma bidimensionale delle ampiezze di ogni singolo evento in funzione delle distanze temporali con l'evento precedente, nel caso particolare di misure effettuate alla tensione di alimentazione di 72 V e alla temperatura di 23.5 C. Nell'istogramma l'unico intervallo temporale, corrispondente al verificarsi degli afterpulse, è compreso tra 10^{-8} s e 10^{-7} s. Infatti, gli elettroni intrappolati durante la valanga vengono rilasciati successivamente, innescando una seconda valanga, ancora prima che la cella si sia completamente ricaricata. Ciò si verifica nella banda rossa in cui l'ampiezza, data dalla somma della scarica della cella accanto e di quella in ricarica, produce un segnale che cresce nel tempo, raggiungendo il suo valore massimo ad ampiezza 1.

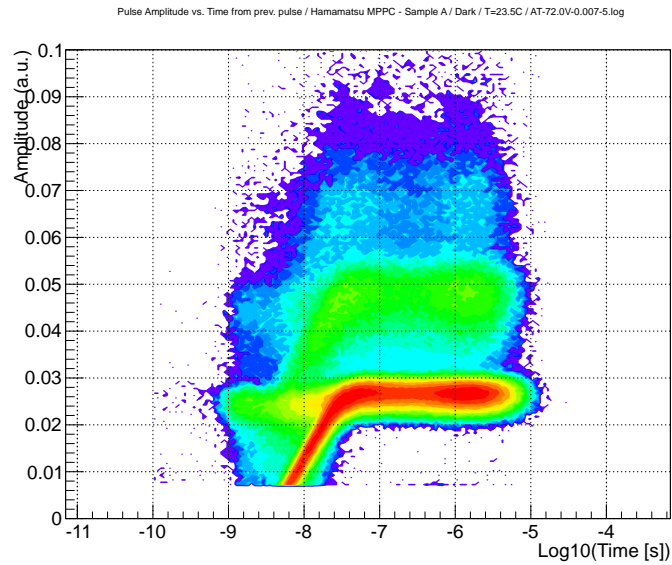


Figura 5.3: Istogramma bidimensionale dell'ampiezza di ogni singolo evento in corrispondenza della distanza temporale tra due eventi successivi. I tempi caratteristici degli afterpulse in funzione del suo ritardo dall'evento precedente sono compresi nell'intervallo tra 10^{-7} s e 10^{-8} s. Misure effettuate in assenza di illuminazione alla tensione di alimentazione pari a 72 V e ed a una temperatura di 23.5 C.

5.3.1 Misura della probabilità degli afterpulse

Assumendo come ipotesi che le deviazioni dalla distribuzione temporale degli impulsi dark siano dominate principalmente dagli afterpulse, come mostrato nell'istogramma di figura 5.2, definiamo come probabilità di afterpulse il rapporto tra l'area in eccesso dal fit esponenziale e l'area totale. Nell'istogramma l'area totale viene indicata con Total Rate, mentre il Dark Rate rappresenta l'area corrispondente al fit della distribuzione degli impulsi dark. L'area in eccesso, quindi, rappresenta l'area dell'istogramma, ottenuta dalla differenza tra ciascun bin della Dark Rate e i bin corrispondenti della Total Rate. In figura 5.4 viene mostrata l'area in eccesso nel caso particolare della misura effettuata alla tensione di alimentazione pari a 72 V ed a una temperatura di 23.5 C e la corrispondente probabilità di afterpulse risulta essere uguale al 54.7%.

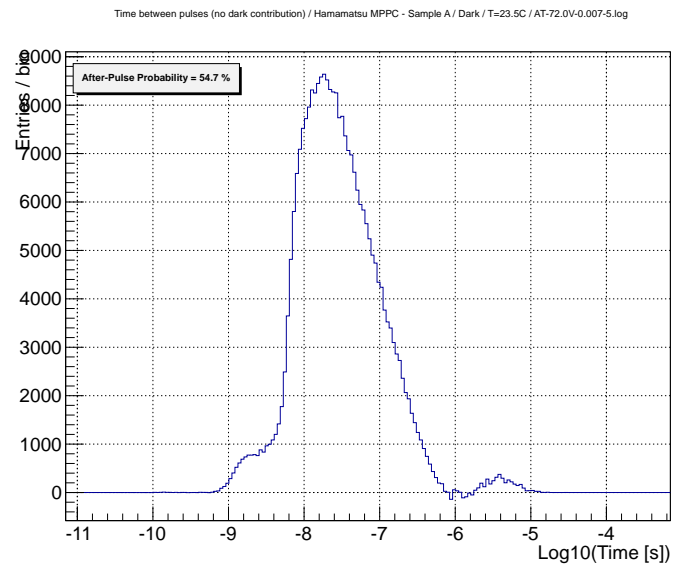


Figura 5.4: L'area in eccesso dal fit esponenziale. La probabilità di afterpulse risulta essere 54.7%.

Lo stesso procedimento svolto per la determinazione della probabilità di afterpulse è stato ripetuto per 11 valori diversi della tensione di alimentazione, compresi nell'intervallo tra 70.5 V e 72.4 V. Nel grafico 5.5 viene studiato l'andamento della probabilità di afterpulse in funzione della tensione, chiamata overvoltage, definita come $\Delta V = V_{bias} - V_{bkd}$. Si osserva che la probabilità di afterpulse aumenta rapidamente all'aumentare della tensione di alimentazione.

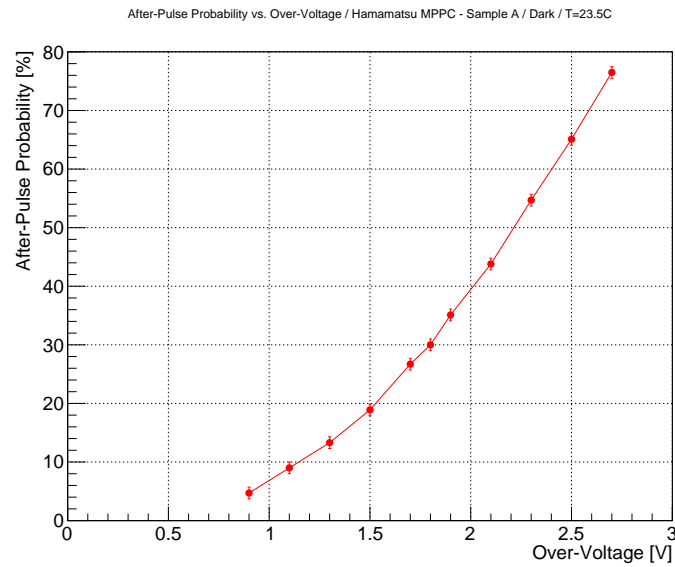


Figura 5.5: Andamento della probabilità di afterpulse in funzione della tensione $\Delta V = V_{bias} - V_{bkd}$. La probabilità di afterpulse aumenta rapidamente all'aumentare della tensione V_{bias} . Le misure sono state fatte alla temperatura di 23.5 C.

5.4 Studio della rate

Si è osservato che dall'istogramma di figura 5.2 si è studiato la Dark Rate e la Total Rate. La Rate Dark risulta essere l'inverso del valore massimo della distribuzione temporale degli impulsi Dark. Invece la Total Rate viene stimata dalla rate di dark ottenuta dal fit riscalata con il rapporto delle aree. Nel grafico di figura 5.6 vengono confrontati le due Rate in funzione della tensione $\Delta V = V_{bias} - V_{bkd}$. Si nota che la Total Rate cresce molto velocemente all'aumentare della tensione.

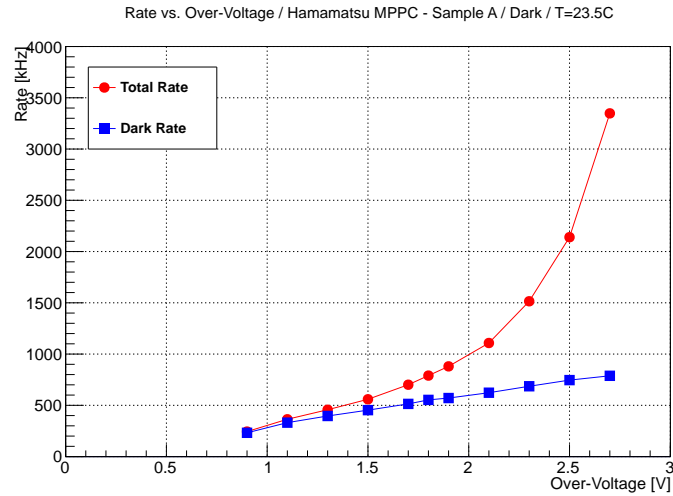


Figura 5.6: Andamento della Dark Rate e della Total Rate in funzione $\Delta V = V_{bias} - V_{bkd}$, chiamata Over-Voltage. La Total Rate cresce molto più velocemente all'aumentare della tensione rispetto alla Dark Rate.

5.5 Misura del crosstalk diretto

Il crosstalk diretto, come spiegato nel capitolo 2, è perfettamente sincrono con la valanga primaria e quindi non è visibile nella distribuzione dei ritardi. L'unico modo per misurarlo e determinarne la sua probabilità è analizzare lo spettro delle ampiezze dei singoli eventi quando il SiPM non è illuminato. Infatti, soltanto la presenza del primo picco è dovuta all'impulso dark, che è casuale nel tempo; e in un intervallo temporale molto breve ($100 \mu s$), la probabilità che due celle scattino contemporaneamente per effetto del dark è trascurabile. Quindi si può assumere che i picchi osservati dopo il primo siano dovuti al crosstalk diretto. Definiamo la probabilità che un evento sia un crosstalk diretto come il rapporto tra l'area corrispondente al secondo picco in poi e l'area totale di tutte le ampiezze. Nel caso particolare della figura 5.7 in cui la misura è stata fatta a 72 V la misura della probabilità di crosstalk diretto risulta essere il 16%.

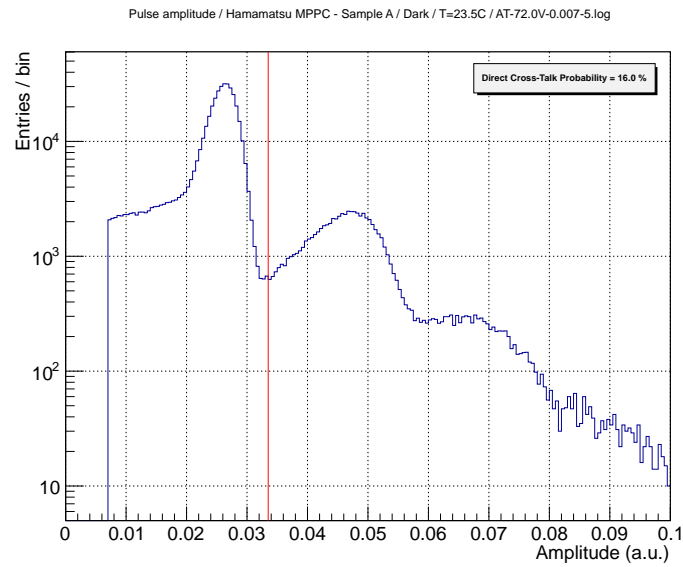


Figura 5.7: Spettro delle ampiezze dei singoli eventi quando il SiPM non è illuminato. Con una tensione V_{bias} di 72 V la probabilità di crosstalk risulta essere del 16%. La linea rossa rappresenta il valore di ampiezza oltre il quale consideriamo che si sia verificato un fenomeno di crosstalk diretto.

Il procedimento svolto per la determinazione della probabilità di crosstalk diretto è stato ripetuto variando la tensione di alimentazione nell'intervallo compreso tra 70.6 V e 72.4 V. In figura 5.8 viene mostrato l'andamento della probabilità di crosstalk diretto in funzione della tensione $\Delta V = V_{bias} - V_{bkd}$. Si osserva che la probabilità di crosstalk aumenta con la tensione di alimentazione.

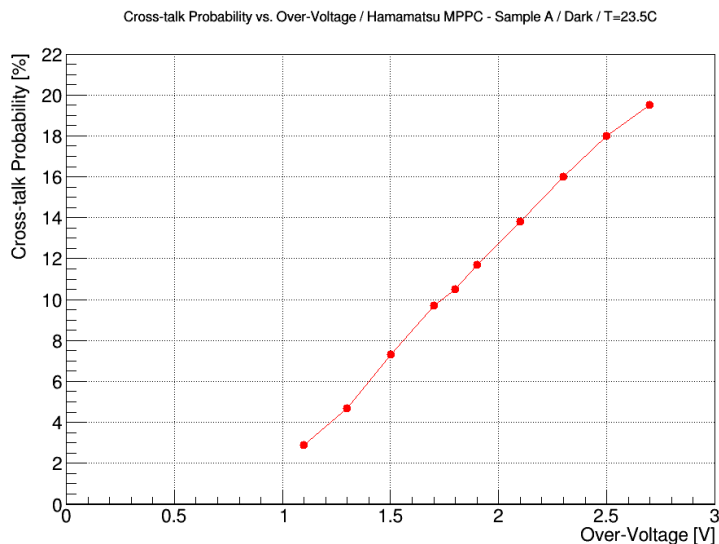


Figura 5.8: Andamento della probabilità di crosstalk in funzione della tensione (Over-Voltage) definita come $\Delta V = V_{bias} - V_{bkd}$. Si osserva che la probabilità di crosstalk aumenta al crescere della tensione di alimentazione V_{bias} . Tutte le misure sono state fatte quando il SiPM non è illuminato e ad una temperatura di 23.5 C.

5.6 Studio del crosstalk ritardato

Dall'analisi dell'istogramma bidimensionale dell'ampiezza di ogni singolo evento in corrispondenza della distanza temporale tra due eventi successivi di figura 5.3 si osserva che l'ampiezza di valore 1, tipica di una cella pienamente carica, si presenta anche ad un ritardo dell'ordine di un nanosecondo; ciò è dovuto all'effetto del crosstalk ritardato, spiegato nel capitolo 2, in cui più celle vicine scattano con un certo ritardo in seguito all'emissione di un fotone ottico da una cella e il riassorbimento in una cella accanto. In riferimento all'istogramma dei ritardi di un impulso rispetto al precedente di figura 5.2 si comprende che il picco a 10^{-9} s corrisponde al verificarsi del crosstalk ritardato.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è definita una metodologia per la caratterizzazione del SiPM a temperatura ambiente. È stata effettuata un'analisi sulle ampiezze dei segnali al fine di avere una stima del guadagno e della tensione di breakdown. Attraverso un'analisi temporale degli impulsi si sono analizzate le caratteristiche degli afterpulse e del crosstalk. Si è inoltre verificato che tali metodi fornissero risultati simili a quanto trovato in letteratura. Questi metodi verranno usati nei prossimi mesi per misurare le caratteristiche di questi SiPM a temperature criogeniche e fino alla temperatura dell'elio liquido.

Bibliografia

- [1] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, 1987
- [2] Donald A. Neamen, Semiconductor Physics and Devices: Basic Principle, Mc Graw Hill, 2003
- [3] http://advansid.com/uploads/up_89_1392130270.pdf
- [4] http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/tutorials/what_is_mppc/index.html
- [5] http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/tutorials/physics_of_mppc/index.htm
- [6] http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/tutorials/measuring_mppc/index.html
- [7] http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e02_handbook_si_photodiode.pdf
- [8] MPPC / Tecnical information Hamamatsu
- [9] ROOT, A Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch/drupal>
- [10] Impact of After-pulse, Pixel Crosstalk and Recovery Time in Multi-Pixel Photon Counter response. M.A.Ward, A.Vacheret - Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment (Impact Factor: 1.14). 01/2009; 610(1):370-373.
- [11] Development of an automatic procedure for the characterization of silicon photomultipliers. C. Piemonte et al. IEEE Trans. Nucl. Sci.
- [12] P. Eckert, H.C. Schultz-Coulon, W. Shen, R. Stamen and A. Tadday, "Characterization studies of silicon photomultipliers" Nucl. Instr. and Meth. A620 (2010) 217-226.