

Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA TRIENNALE

Caratterizzazione di fotosensori al silicio per telescopi Cherenkov di nuova generazione

Relatore :
Prof. Mosè Mariotti

Laureando :
Filippo Zorzi

Anno Accademico 2015/2016

Indice

Introduzione	1
1 Aspetti teorici	5
2 Apparato sperimentale	11
3 Misure e analisi dati	15
3.1 Simulazioni	15
3.2 Caratterizzazione del SiPM	18
3.2.1 Misura del crosstalk e del guadagno al variare del BIAS V	18
3.2.2 Regione di ottimizzazione del rapporto segnale - rumore	23
3.2.3 Calibrazione del sensore	25
Conclusioni	29
Bibliografia	31
Elenco delle figure	33

Introduzione

La rilevazione della luce ha sempre avuto un ruolo importante in tutta la fisica sperimentale: dall'astrofisica alla fisica della materia, fino alla fisica nucleare e subnucleare. Si va alla ricerca di dispositivi sempre più sensibili e veloci, in grado di rivelare il singolo quanto di luce. Per la rilevazione della luce sono stati sviluppati nell'arco degli anni diversi strumenti, dai fototubi ai diodi PIN, per passare agli APD (*Avalanche PhotoDiode*), fino ad arrivare ai SiPM (*Silicon Photomultiplier*), una nuova tecnologia che sta emergendo negli ultimi anni grazie ai suoi numerosi pregi.

Questa tesi si concentrerà sull'analizzare il comportamento di questi nuovi dispositivi, fino ad arrivare a determinare il loro punto di lavoro ottimale ed a determinare una procedura di calibrazione, in maniera tale da poterli utilizzare praticamente in contesti sperimentali come ad esempio i telescopi Cherenkov MAGIC.

MAGIC (*Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov*) è un esperimento situato a La Palma, alle isole Canarie, costituito da due telescopi Cherenkov con una superficie riflettente di 17 metri di raggio. MAGIC è uno strumento realizzato e gestito da una collaborazione internazionale a cui partecipa anche l'Università di Padova e la sezione dell' INFN di Padova.



Figura 1: I due telescopi MAGIC all'osservatorio di Roque de los Muchachos a La Palma.

Assieme ad altri due esperimenti, MAGIC è lo strumento più sensibile per la rilevazione di radiazione gamma con un'energia che va da poche decine di GeV, fino a qualche decina di TeV. Il sistema di due telescopi osserva i flash di luce Cherenkov provenienti dagli sciami (sia elettromagnetici che adronici) che si sviluppano nell'atmosfera [1]. La luce, emessa principalmente nell'ultravioletto e nel visibile, è prodotta dalla radiazione Cherenkov emessa dalle particelle cariche dello sciame che si forma nell'atmosfera. Il fenomeno di emissione Cherenkov si realizza

quando una particella carica si muove in un mezzo con indice di rifrazione n con una velocità v maggiore della velocità della luce nel mezzo (c/n) [2]. Quando si verificano queste condizioni si sviluppa un fronte d'onda di forma conica, con una lunghezza d'onda blu-azzurra. L'angolo di apertura del cono dipende dalla velocità della particella e dall'indice di rifrazione del mezzo (in questo caso l'atmosfera). Il fascio arriva sui telescopi e i riflettori proiettano questa luce Cherenkov sulle camere fotosensibili formate da pixel, creando delle immagini tipicamente ellittiche, i cui estremi sono la testa e la coda del fascio (Figura 2). L'immagine si forma in regioni diverse della camera a seconda della diversa direzione di provenienza del raggio gamma.

L'osservazione di questa luce Cherenkov e della sua immagine che si forma nel piano focale del sistema ottico ci permette quindi di capire le caratteristiche dello sciame elettromagnetico (e di capire energia e provenienza dei gamma), distinguendo dunque le cascate originate da gamma da quelle originate da adroni. Con l'utilizzo di due (o più) telescopi è possibile determinare con una maggiore precisione la direzione del gamma incidente.

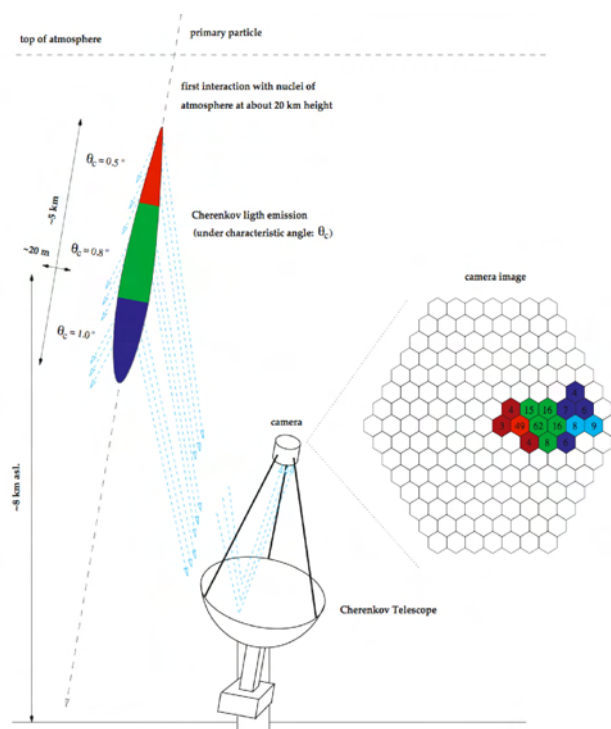


Figura 2: Schema che spiega la modalità di formazione dell'immagine in un telescopio Cherenkov. Una particella carica entrando nell'atmosfera inizia a produrre uno sciame elettromagnetico composto da una testa (in blu), un corpo (in verde) e una coda (in blu). Le particelle di questo sciame emettono radiazione Cherenkov (linee tratteggiate) se si muovono a velocità ultrarelativistiche, a diversi angoli a seconda della loro velocità, creando così una fascia di luce. Il riflettore del telescopio Cherenkov intercetta questo fascio e proietta un'immagine nella camera composta da pixel. [3]

Lo scopo dell' esperimento MAGIC è quello di rilevare e studiare fotoni primari provenienti da varie sorgenti, tra cui:

- resti di *supernovae*;
- sorgenti galattiche come pulsar o sistemi di stelle binarie;
- sorgenti extragalattiche come AGN e Radiogalassie;
- lampi di raggi gamma;

- annichilazione di materia oscura.

Le camere fotosensibili rappresentano un elemento fondamentale per lo strumento, e le loro buone prestazioni contribuiscono a determinare la sensibilità del sistema di telescopi alla radiazione gamma. Per questo motivo, poichè i flash della luce Cherenkov sono molto brevi (tipicamente della durata di qualche nanosecondo), è essenziale usare come elementi costitutivi della camera dei sensori estremamente veloci e particolarmente sensibili (ad esempio i PMT, *Photo Multiplier Tubes*) per poter distinguere la luce proveniente dallo sciame elettromagnetico dalle fluttuazioni dovute al fondo del cielo notturno. Il numero di fotoni Cherenkov che raggiungono i pixel del piano focale è ricostruito a partire dal segnale di carica che restituisce il PMT. Questi PMT sono raggruppati in *cluster*, sistemi di sette fotomoltiplicatori organizzati in maniera modulare e intercambiabile. Si è adottata questa configurazione principalmente per facilitare la manutenzione dell'apparato.

Le camere inoltre sono focalizzate a circa 10 km di altitudine, dove c'è il massimo sviluppo dello sciame elettromagnetico [3].

I due telescopi MAGIC iniziano ad essere operativi nel 2004 e nel 2009. Il secondo è una sorta di copia migliorata del primo, dove si sono implementate delle nuove tecnologie che sono state sviluppate negli anni tra le progettazioni dei due telescopi, tra cui una diversa camera, diversi trigger e diversi sistemi di acquisizione dei dati. Entrambi i telescopi sono stati costruiti in maniera tale da poter essere orientati rapidamente verso determinate regioni del cielo, in modo tale da poter rilevare anche eventi molto rapidi come i lampi gamma.

Sulla camera del telescopio MAGIC I oltre ai PMT è presente anche un *cluster* composto da sette pixel, ognuno composto da nove SiPM. In ogni pixel il segnale rilevato dai nove sensori singoli viene sommato in un unico segnale.

Questo *cluster* è un prototipo ancora in fase di test, se ne stanno cioè analizzando le caratteristiche, i pregi e i difetti per poi arrivare a una futura sostituzione dei PMT.

Un altro importante settore di applicazione di fotosensori al silicio, oltre a quello della ricerca scientifica, è anche quello della diagnostica medica, in esami come la PET (*Positron Emission Tomography*). Qui sono utilizzati, accoppiati a dei piccoli cristalli di ioduro di sodio per convertire e rivelare i raggi gamma prodotti dall'annichilazione del positrone veicolato dal radiofarmaco del paziente. Tramite la rilevazione di questi gamma è possibile determinare le regioni di maggiore attività del radiofarmaco, permettendo in questo modo di rilevare alterazioni a livello biologico molecolare come, ad esempio, i tumori.

Capitolo 1

Aspetti teorici

Prima di iniziare ad illustrare le misure effettuate, illustriamo rapidamente i concetti che stanno dietro al funzionamento dei fotomoltiplicatori al silicio (*Silicon Photomultiplier*, SiPM) e le problematiche ad essi correlati.

I fotomoltiplicatori al silicio sono dei sensori utilizzati per rilevare la luce incidente sulla loro superficie, costituiti da array di fotodiodi a valanga (APD, *Avalanche PhotoDiode*).

I fotodiodi sono delle particolari giunzioni p-n in cui un materiale come il silicio viene diviso in due regioni, drogandolo con atomi di tipo p (che provocano uno scompenso di carica positiva, come il boro; vengono detti accettori) e con atomi di tipo n (scompenso di carica negativa, come il fosforo; detti donatori). In questa maniera si forma in tra le due zone quella che viene chiamata regione di svuotamento (*depletion region*): mentre esternamente il silicio è globalmente neutro, in mezzo c'è una densità di carica diversa da zero. All'interno di questa zona si forma una differenza di potenziale (chiamato potenziale *built-in*), e quindi un campo elettrico, diretto dalla zona dove c'è il drogaggio n a quella con il drogaggio p (Figura 1.1) [4].

Si sa che per la larghezza della regione di svuotamento (che chiamiamo w) vale la relazione di proporzionalità 1.1

$$w \propto \sqrt{|\phi - v_d|} \quad (1.1)$$

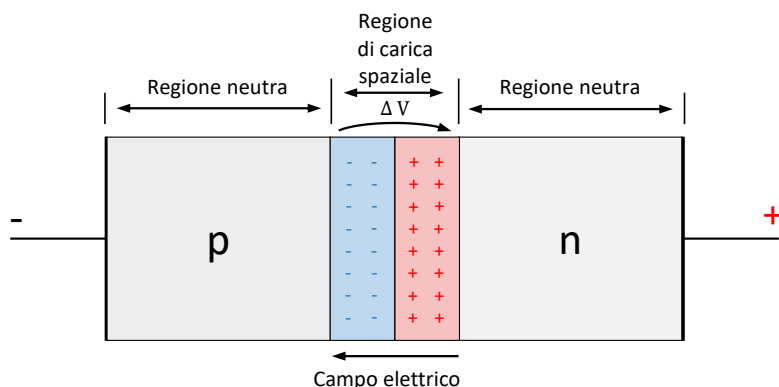


Figura 1.1: Schema di un diodo a giunzione p-n. Il campo elettrico che si forma nella regione di svuotamento va dalla zona a drogaggio n a quella a drogaggio p.

(dove ϕ è il potenziale built-in mentre v_d è la tensione esterna applicata al diodo stesso), e che per il campo elettrico che si forma vale 1.2 [4].

$$E_{max} = \frac{1}{\epsilon} q N_A x_p = \frac{1}{\epsilon} q N_D x_n \quad (1.2)$$

In questo caso N_A e N_D sono le concentrazioni dei droganti, x_p e x_n l'estensione della regione di svuotamento nei lati p e n del diodo. Poichè spesso le concentrazioni di droganti sono molto diverse tra i due lati, la regione di svuotamento tende ad estendersi quasi esclusivamente in un lato. Si può dire quindi che E_{max} sia proporzionale a w , con w la larghezza della regione di svuotamento.

Se il fotodiodo è polarizzato direttamente è in tutto e per tutto uguale a un normale diodo (lascia scorrere la corrente solo in una direzione), tuttavia se viene polarizzato inversamente la regione di svuotamento tende ad allargarsi, e di conseguenza il campo elettrico tende ad aumentare.

Quando un fotone passa attraverso la regione di svuotamento, se ha un'energia sufficiente perchè avvenga il processo, può portare un elettrone di valenza in banda di conduzione, creando una coppia elettrone-lacuna (e-h). Questa coppia, sottoposta al campo elettrico che si forma nella regione di svuotamento del diodo, accelera quindi verso gli elettrodi, determinando una corrente proporzionale al flusso dei fotoni incidenti.

Poichè con dei normali diodi a giunzione p-n la regione di svuotamento anche ad elevati campi elettrici rimane comunque piccola si tendono ad usare i diodi PIN, che permettono una fotoconversione più efficiente. Tuttavia questi diodi hanno l'inconveniente di fornire un'amplificazione del segnale praticamente nulla. Se risultasse utile o necessario essere sensibili ai singoli fotonelettroni diventa necessaria una amplificazione del segnale in corrente, ovvero di un sistema di "guadagno" interno al diodo, in questo caso si possono utilizzare i diodi a valanga (*Avalanche PhotoDiode*, APD).

I diodi a valanga sono fatti in maniera leggermente diversa rispetto ai diodi PIN, essendo divisi in quattro regioni (1.2) [5]:

- una regione drogata p^+ ;
- la regione intrinseca di semiconduttore (vale a dire non drogato) come nel diodo PIN, che ha varie funzioni tra cui quella di mantenere costante il campo elettrico;
- una regione drogata p, ma con una bassa concentrazione di drogante;
- una regione drogata n^+ .

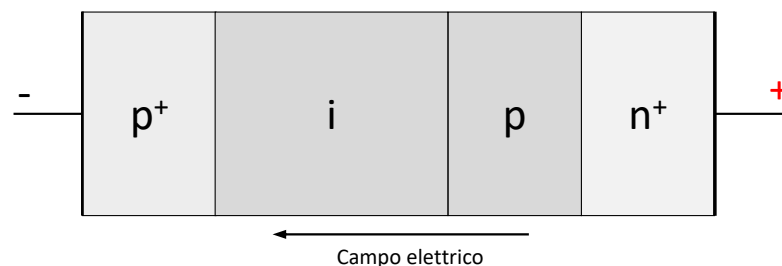


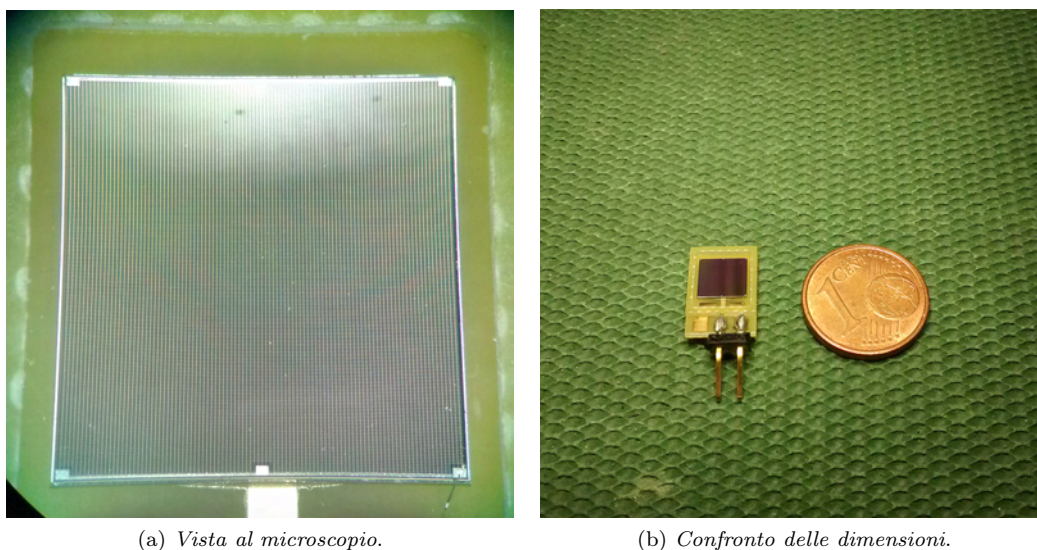
Figura 1.2: Schema di un *Avalanche PhotoDiode*. In questo caso la regione in cui vengono accelerate le cariche è una zona intrinseca.

Grazie alla regione leggermente drogata p, una volta polarizzato inversamente il diodo e superato un valore critico di tensione, il campo elettrico nella regione di svuotamento assume un valore

abbastanza elevato da creare una valanga : l'elettrone generato acquista sufficiente energia cinetica da creare ulteriori coppie, in seguito all'impatto con gli atomi del materiale. Queste cariche a loro volta ne possono produrre delle altre, amplificando quindi il segnale di un fotoelettrone in una corrente. In tal modo si ottiene un guadagno interno al diodo, che risulta essere attorno a $10^2 - 10^3$. I diodi APD operano ad un voltaggio minore della *tensione di breakdown*, in questa maniera a contribuire alla valanga sono solamente gli elettroni.

Se si vuole aumentare ulteriormente il guadagno, arrivando a un'amplificazione di $10^4 - 10^7$, bisogna applicare al diodo una tensione maggiore, superando quella che viene definita *tensione di breakdown*. Una volta superata questa tensione si sviluppa una scarica Geiger (*Geiger discharge*), in cui anche le lacune contribuiscono alla formazione della valanga. Un fotodiodo che opera in *Geiger mode* (come, ad esempio, i fotomoltiplicatori al silicio) sfrutta questo meccanismo per ottenere un grande guadagno [6].

In regime Geiger, la corrente innescata svuota completamente la capacità intrinseca generata dalla giunzione. La corrente viene successivamente bloccata dall'abbassamento di tensione creato da una grossa resistenza in serie detta di spegnimento (*quenching resistor*). In seguito allo spegnimento della corrente, il fotodiodo si deve ricaricare, come un condensatore, con un tempo tipico di qualche centinaia di nanosecondi, dato dal prodotto della resistenza di spegnimento per la capacità del diodo. Con questo dispositivo il segnale non può essere proporzionale al numero di fotoni incidenti. Si tratta infatti di una risposta quantica, sempre la stessa, qualunque sia il numero di fotoni incidenti. Il dispositivo funziona come un contatore di fotoni singoli e non risulta adatto alla rivelazione di molti fotoni contemporaneamente.



(a) Vista al microscopio.

(b) Confronto delle dimensioni.

Figura 1.3: Un fotomoltiplicatore al silicio. A sinistra si possono notare le microcelle, i piccoli quadrati che vanno a formare il SiPM, a destra invece viene fatto un confronto con le dimensioni di una moneta da un centesimo di Euro.

Per realizzare un dispositivo in grado di avere la risoluzione del singolo fotoelettrone, ma anche capace di poter rivelare distintamente più fotoni, si è arrivati al concetto di Silicon Photomultiplier. Questi dispositivi sono composti da un ampio array di fotodiodi a valanga in regime Geiger (*Single Photon Avalanche Diode*, SPAD); in sostanza ogni SPAD rappresenta una microcella della nostra matrice (vedi figura 1.3 (a)). Ogni microcella ha la sua resistenza di spegnimento, che viene in parallelo alle altre, su un comune substrato di silicio. Il segnale di tutte le microcelle viene sommato in un unico segnale, che in tal modo risulta proporzionale al numero di valanghe prodotte dunque, con una certa efficienza, proporzionale al numero di fotoni incidenti sulla sua superficie.

Tra i parametri caratteristici di un SiPM ci sono il guadagno (*gain*) che rappresenta la carica che viene sviluppata in seguito alla valanga causata da un singolo fotone (grazie ad un amplificatore opportuno trasformiamo in seguito il segnale in un impulso in tensione, e quindi chiameremo guadagno l'ampiezza del segnale equivalente alla rilevazione di un singolo fotoelettrone), e l'efficienza di rilevazione dei fotoni (*Photon detection efficiency*, PDE), la quale rappresenta la probabilità che un fotone, incidendo sulla superficie del sensore, produca un fotoelettrone che a sua volta inneschi una valanga e quindi che venga rilevato. Purtroppo l'apparato sperimentale in nostro possesso non ci permette di calcolare in maniera assoluta la PDE, che per questo motivo verrà presa come un valore noto da altre misure di laboratorio.

Si spiegherà in seguito la dipendenza del guadagno e della PDE da vari fattori.

I SiPM in esame sono candidati per poter sostituire i fotosensori con tecnologia a fototubo attualmente in uso (*Photomultiplier Tube*, PMT) in esperimenti come MAGIC, alle isole Canarie, dove sono ancora in fase di test. Lo schema di un fototubo e' rappresentato in 1.4.

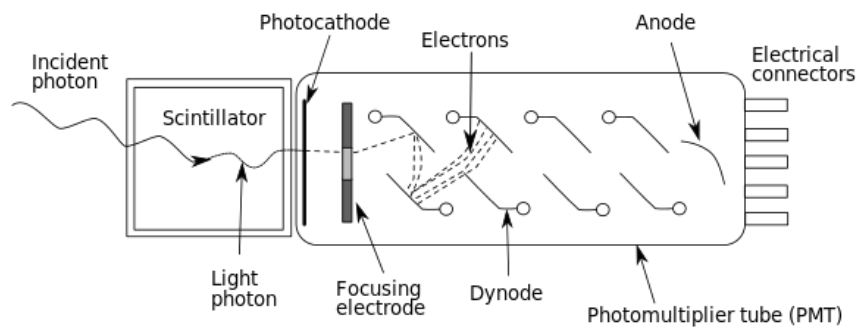


Figura 1.4: Schema di un fototubo (PMT). Nel momento in cui un fotone urta su un fotocatodo, questo emette degli elettroni in un tubo a vuoto, dove è presente un forte campo elettrico. L'elettrone urta sui dinodi, generando ulteriori portatori di carica, e quindi un segnale in corrente.

I fototubi sono strumenti nei quali i fotoni incidenti su un fotocatodo provocano l'emissione di fotoelettroni in un tubo a vuoto, i quali, a loro volta, accelerati da un forte campo elettrico vanno ad urtare su dei dinodi, generando ulteriori cariche che portano ad avere un segnale in corrente.

I principali difetti di questi dispositivi sono dati dall'elevata tensione a cui operano (1-2 kV), le loro dimensioni e la loro fragilità, dovuta alla struttura del tubo a vuoto e alla possibilità di venir danneggiati se sottoposti ad alte luminosità. Sono inoltre sensibili a campi magnetici esterni e hanno bisogno di speciali accorgimenti (come rivestimenti in materiale *mu-metal*) per minimizzarne gli effetti.

I Silicon Photomultiplier hanno una PDE comparabile o maggiore rispetto ai fototubi (che dipende anche dalla densità delle celle, dunque dal rapporto della superficie attiva rispetto alle zone "morte"). Mentre i fototubi arrivano al massimo al 40% di efficienza quantica, i SiPM possono facilmente superare il 50% con le attuali tecnologie. La sensibilità spettrale dei SiPM è più ampia rispetto ai fototubi, con alcune difficoltà nell'ultravioletto, ma più estesa verso l'infrarosso. Il sensore oggetto di questo studio (NUV, *Near Ultra Violet*) ha comunque una buona risposta anche nel regime ultravioletto. Hanno comunque altri importanti pregi, tra cui una maggiore robustezza, l'insensibilità a campi magnetici, una grande amplificazione a un voltaggio molto basso (da 30 a 100 V a seconda della tecnologia particolare adottata) e un costo decisamente inferiore rispetto ai fototubi [6]. Inoltre con i SiPM è possibile distinguere precisamente l'evento associato alla rilevazione di un singolo fotone dal dispositivo. Questo è più difficile con i fototubi, a causa delle maggiori fluttuazioni di guadagno dovute ai vari stadi di amplificazione

sui diodi.

La fonte principale di rumore nei SiPM è quello che viene chiamato *Dark Count Rate* (DCR), dato da elettroni generati termicamente che vanno a creare valanghe all'interno dei fotodiodi, causando un segnale in corrente. Il segnale dato da fotoelettroni e da elettroni termici è quindi identico. Tuttavia questi elettroni formano una sorgente di rumore al livello di un singolo fotone. Il Dark Count Rate dipende dal voltaggio applicato al sensore, e anche dalla temperatura. Può essere infatti sensibilmente ridotto diminuendo la temperatura del sensore, ma nell'uso del sensore su telescopi Cherenkov questo "difetto" non risulta particolarmente rilevante dato che la luminosità diffusa del cielo notturno supera abbondantemente il dark count.

Un'altra fonte di rumore ed incertezza dei SiPM è data dal fenomeno del crosstalk, che si presenta in maniera più subdola e si può verificare tra le microcelle del sensore. Quando è in corso la valanga i portatori di carica, accelerati dal campo elettrico, emettono fotoni, i quali a loro volta possono viaggiare verso una microcella vicina e innescare anche lì una valanga. La probabilità di crosstalk (che noi chiameremo P_{Ct}) è la probabilità che la valanga in una cella provochi una seconda valanga in un'altra cella limitrofa. Il risultato netto di questo effetto è quello di rilevare, all'arrivo di un fotone, due o più fotoelettroni (infatti anche il fotoelettrone secondario può a sua volta fare crosstalk).

Come è facile comprendere, il seguente fenomeno peggiora la qualità delle misure effettuate con i SiPM. L'obiettivo di questa tesi sarà quindi quello di :

- Cercare di comprendere meglio in che maniera il fenomeno del crosstalk inficia queste misure, utilizzando un modello e facendo delle simulazioni.
- Verificare se il modello usato per stimare l'effetto del crosstalk sui dati è consistente con i risultati sperimentali, effettuando delle misure attraverso l'apparato strumentale di cui siamo dotati.
- Cercare una regione di funzionamento ottimale del SiPM: infatti all'aumentare della tensione applicata al diodo aumenta anche la PDE, ma a sua volta aumenta la probabilità di crosstalk. Tuttavia, poichè ad un certo punto la PDE tende a saturare, ci si aspetta un voltaggio per cui viene massimizzato il rapporto segnale-rumore.
- Determinare una procedura di calibrazione del dispositivo. Arrivare cioè a capire, una volta rilevato un determinato segnale in carica, a quanti fotoni incidenti sulla superficie corrisponde e con quale errore.

Capitolo 2

Apparato sperimentale

Per le misure in laboratorio si sono utilizzati due fotorilevatori, uno, il sensore che dobbiamo caratterizzare, è un singolo SiPM, mentre l'altro è un array di nove sensori (del tipo di quelli montati sull'esperimento MAGIC), utilizzato come sensore di riferimento¹ (Figura 2.1 (a) e (b)). Entrambi i sensori si trovano in un contenitore oscurato, in maniera tale da limitare il più possibile il rumore dovuto alla luce dell'ambiente. All'interno della camera oscura si trova anche la sorgente, il laser *PicoQuant PLS 8-2-519*, il cui fascio prima di essere rilevato dai sensori viene fatto incidere su uno schermo, così da fare arrivare sui sensori una luce il più uniforme possibile. Il laser emette radiazione di luce "visibile", precisamente a una lunghezza d'onda di 500 nm (di colore blu - verde) [8].

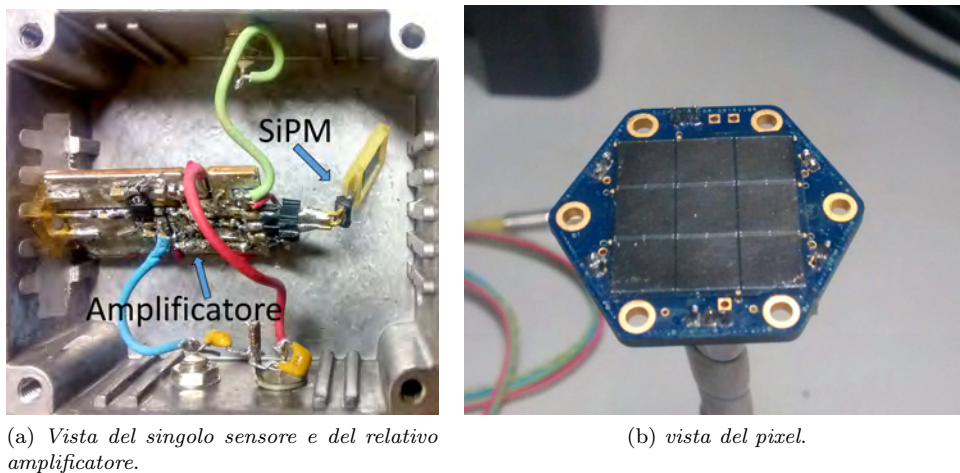


Figura 2.1: a sinistra si nota, all'interno di un piccolo contenitore, il sensore singolo, collegato a un amplificatore dedicato. Nella figura a destra il pixel usato come sensore di riferimento. Si possono vedere i nove SiPM singoli, i cui segnali vengono sommati in un unico segnale.

Questi sensori sono collegati a degli alimentatori per la tensione di BIAS, tuttavia faremo variare solo la tensione applicata al singolo oggetto della misura, mantenendo fissa quella del pixel, utilizzato come sensore campione per compensare eventuali variazioni di intensità del laser. Infatti, sebbene fissata ad un certo valore, l'intensità del laser tende a variare, facendo variare in questa maniera anche il numero medio di fotoni incidenti sulla superficie, e quindi rendendo inconsistenti le misure effettuate. La tensione applicata al pixel sarà comunque tale da far "accendere" i nove sensori da cui è composto, che è stata impostata per tutte le misure a 36 V .

¹L'uso del pixel come sensore di riferimento è solo per motivi di praticità, poichè era già pronto e funzionante

Nel limite del possibile si è anche cercato di prendere misure a temperatura quasi costante, poiché aumentando la temperatura il gain tende a diminuire. Siccome si sono verificate escursioni massime di circa mezzo grado centigrado tra i vari set di dati e si sa che sperimentalmente che il guadagno subisce variazioni rilevanti con differenze di decine di gradi, possiamo considerare le misure non dipendenti da errori sistematici dovuti alla temperatura.

L'array di nove sensori ha già incorporato al suo interno un amplificatore (Figura 2.1 (b)), mentre il sensore singolo è stato collegato ad un amplificatore dedicato (Figura 2.1 (a)), a sua volta alimentato ad una tensione di -3.3 V e $+3.3\text{ V}$. Questo amplificatore è costituito da due stadi, un primo in cui si ha un transistor che dà una grande amplificazione con poco rumore, e un secondo con una media amplificazione del segnale. Con una simile configurazione si riesce a ridurre il rumore elettronico dello stesso amplificatore, ottenendo un segnale molto pulito e veloce. Prima del primo stadio, attraverso un filtro passa-alto si ottiene la derivata del segnale di risposta del SiPM; in questa maniera si ottiene una risposta come in Figura 2.4.

Nella Figura 2.2 è rappresentato un semplice schema dell'apparato sperimentale.

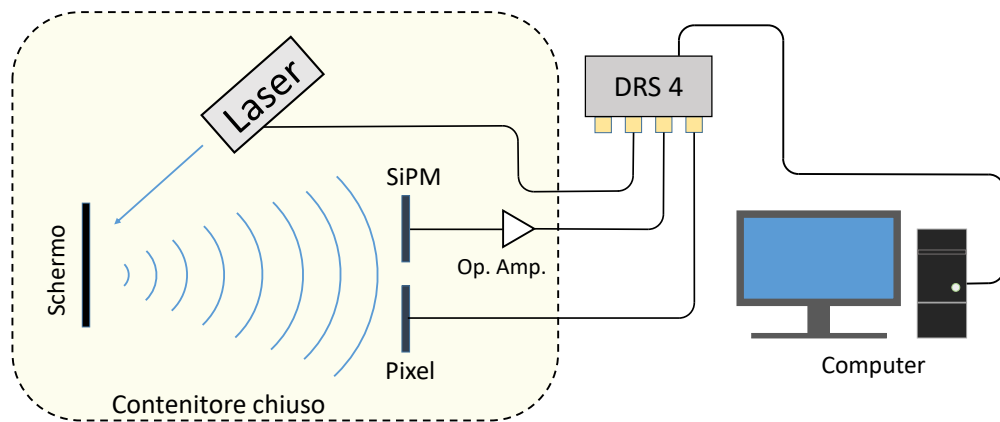


Figura 2.2: Rappresentazione schematica dell'apparato sperimentale. L'impulso emesso dal laser viene fatto incidere su uno schermo e quindi rilevato dal sensore e dal pixel. I tre segnali (rispettivamente del sensore, del pixel e del laser) vengono processati dal DRS4 e quindi visualizzati sul monitor del computer. Laser, sensore e pixel si trovano in un contenitore chiuso.

L'acquisizione dei dati è stata fatta attraverso un DRS4 (*Domino Ring Sampler 4*), un convertitore da segnale analogico a digitale che viene utilizzato per l'acquisizione dei dati anche a MAGIC (Figura 2.3 (a)). E' in grado di registrare i segnali provenienti da quattro canali diversi, attraverso un apposito programma controllato da un computer, che si chiama *DRS Oscilloscope*. Questo programma permette di acquisire simultaneamente i dati provenienti dai quattro canali, rendendo contemporanee e dunque più consistenti le misure relative al sensore e al pixel. Per l'analisi dei dati si è impostato il trigger sul laser, un rate di campionamento di 2 GS/s , l'intervallo temporale (e la frequenza degli impulsi del laser, data dal driver *PicoQuant PDL 800-B*, fissata a 5 MHz [9]) in maniera tale da visualizzare un solo picco alla volta. L'interfaccia del programma si può vedere in Figura 2.3 (b).

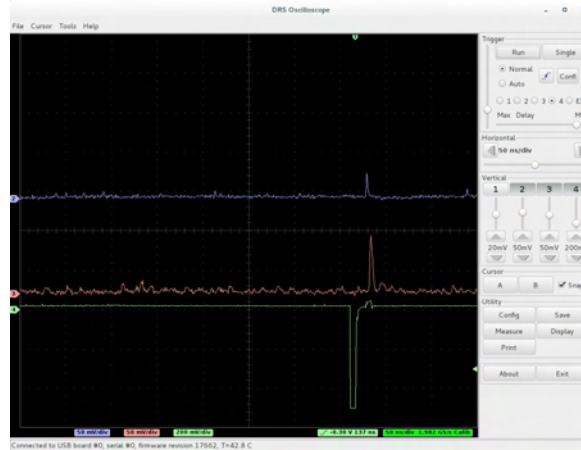
Per avere una visione più immediata del segnale oggetto della misura si è utilizzato contemporaneamente un oscilloscopio *Tektronix DPO 7354*. Quello che si osserva nell'oscilloscopio è un picco di tensione pochi istanti dopo l'impulso del laser, la cui ampiezza dipende dal numero di fotoni rivelati. Questo si può vedere facilmente nella Figura 2.4, dove, poiché impostato con una certa persistenza per graficare molti eventi contemporaneamente, compaiono delle fasce più rosse (che coincidono con un maggior numero di dati presi in quel punto) in corrispondenza dei voltaggi relativi alla rilevazione di uno, due o più fotoni. Come detto in precedenza, sarebbe stato molto difficile vedere una cosa simile utilizzando dei PMT.

Nel sottofondo, a bassa intensità, si vedono dei picchi più piccoli, quasi sempre al livello di un

fotone: questi non sono altro che il Dark Count Rate, come detto in precedenza sono elettroni termici che fanno eccitare le singole microcelle del sensore. Questo è quello che viene definito rumore di fondo, e andrà considerato e sottratto al segnale, in fase di analisi dei dati. L'oscilloscopio dà inoltre la possibilità di vedere degli istogrammi che forniscono un'idea immediata dello spettro delle ampiezze acquisite in un fissato intervallo temporale a partire dal trigger.



(a) *Domino Ring Sampler 4 (DRS4)*.



(b) *DRS Oscilloscope*.

Figura 2.3: A sinistra una vista del DRS4. Durante l'acquisizione dei dati il led verde è acceso. A destra l'interfaccia del programma DRS Oscilloscope. In verde è rappresentato il laser, sul cui segnale abbiamo effettuato il trigger, in rosso la risposta del pixel, in blu quella del sensore.

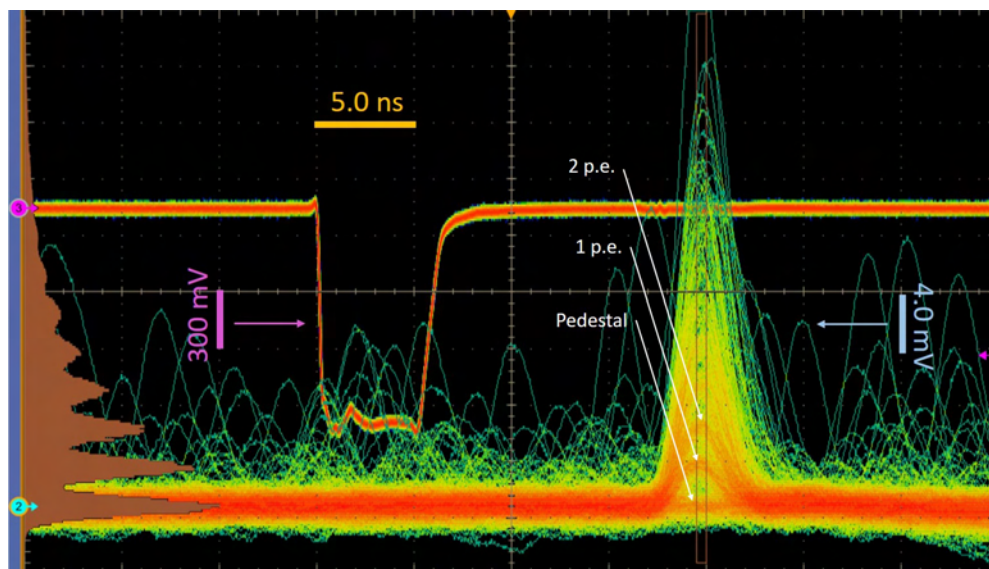


Figura 2.4: Segnale del laser (a sinistra) e relativa risposta del SiPM al segnale (a destra), visualizzata sull'oscilloscopio. Si possono notare nel picco principale i voltaggi relativi alla rilevazione di uno o più fotoni, mentre, lontano da questo, i picchi dati da elettroni termici. All'estrema sinistra è possibile vedere anche l'istogramma di frequenza relativo alle altezze di impulso rilevate in coincidenza con il segnale laser. Nell'istogramma sono chiaramente visibili e distinguibili le frequenze dei fotoelettroni da zero fino a sette.

Capitolo 3

Misure e analisi dati

3.1 Simulazioni

Il numero di fotoni che vengono rilevati da un fotorilevatore segue la distribuzione di Poisson

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (3.1)$$

dove μ è il numero medio di fotoni che arrivano sul sensore e n il numero di fotoni rivelati. Come si sa la media e la deviazione standard di questa distribuzione sono rispettivamente μ e $\sqrt{\mu}$. Questa è una conseguenza del fatto che i fotoni all'interno di impulso laser seguono la statistica di Poisson. Il fenomeno del crosstalk ridistribuisce gli eventi verso un numero maggiore di fotoni rivelati. L'unico evento che non subisce l'effetto del crosstalk è quello associato alla rilevazione di zero fotoni, perchè se non c'è nessuna valanga nei fotodiodi non può esserci crosstalk.

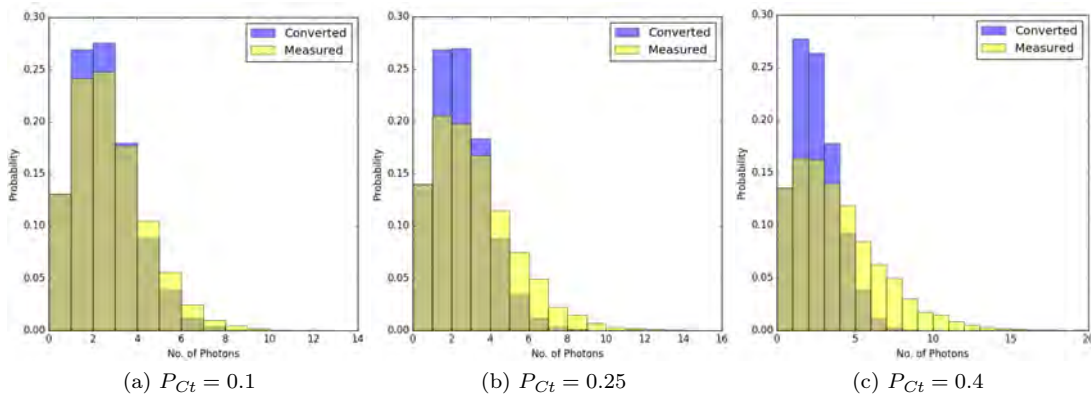


Figura 3.1: Distribuzione di Poisson modificata dal crosstalk al variare di P_{Ct} , con $\mu = 2$. Il numero di conteggi previsto dalla teoria è colorato in blu, quello effettivamente misurato in giallo.

Prima di effettuare qualsiasi misura si sono effettuate delle simulazioni per capire meglio il fenomeno del crosstalk. Inizialmente si è effettuata una simulazione in cui, partendo da una classica distribuzione poissoniana, si immagina che un elettrone primario emesso abbia una probabilità P_{Ct} di fare crosstalk, fermando la catena di crosstalk al primo termine. Successivamente si è cercato di migliorare questo modello, immaginando che il primo elettrone e tutti quelli successivi abbiano la probabilità P_{Ct} di fare crosstalk. Questa idea era giustificata dal fatto che se un elettrone genato da crosstalk non "conosce la sua provenienza" ha comunque la stessa probabilità di fare crosstalk. Si è iterato questo processo attraverso un programma, fino a che il numero di

conteggi aggiunto dal ciclo n-esimo non è risultato uguale a zero. Nella Figura 3.1 si vedono i risultati di queste simulazioni, nel caso in cui $\mu = 2$.

Come prima cosa si è fatto un plot di come variano la media e la RMS della distribuzione all'aumentare del crosstalk. Come si può vedere in 3.2 utilizzando questo modello per il fenomeno del crosstalk entrambe hanno un andamento circa esponenziale. Tuttavia la RMS della distribuzione tende ad aumentare di più.

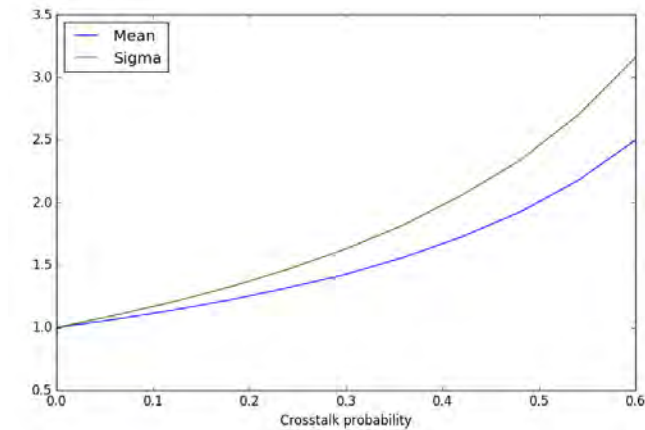


Figura 3.2: Variazione di media e RMS della poissoniana in funzione della probabilità di crosstalk, normalizzata con la media della distribuzione μ , che in questo caso risulta essere pari a 2.

Si può capire facilmente che questo incremento diverso della media e della RMS porta a una diminuzione del rapporto 3.2. Questo si può vedere nella Figura 3.3, dove tramite un programma si è calcolata la variazione di questo rapporto all'aumentare del crosstalk, fino ad una probabilità del 60%. Si sono simulate quindi cento poissoniane, ognuna con 20000 eventi (circa lo stesso numero di dati presi sperimentalmente), per poi fittarle assieme (3.4). la linea più scura corrisponde alla media di queste curve, le altre due linee rappresentano la fascia di errore associata a questa curva, con un errore relativo circa dell' 1%.

$$\frac{\text{mean}}{\text{RMS}} \quad (3.2)$$

Da qui si è voluto quantificare come in questo modello il crosstalk influisca sul rapporto segnale-rumore. Come sappiamo, nel caso in cui non si verifichi il fenomeno del crosstalk la media e la deviazione standard di una poissoniana sono costanti e pari a μ e $\sqrt{\mu}$. Tuttavia notiamo da 3.2 che per effetto del crosstalk questi parametri variano. Per questo motivo chiameremo la media della distribuzione μ^* e la sua deviazione standard $\sqrt{\mu^*}$. Si è quindi fatto un plot per vedere qual è la variazione (in percentuale) della μ^* rispetto alla μ con l'effetto del crosstalk, mettendo sulle ascisse la probabilità di crosstalk e sull'ordinata .

$$\frac{1}{\mu} \left(\frac{\text{mean}^*}{\text{RMS}^*} \right)^2 = \frac{\mu^*}{\mu} \quad (3.3)$$

Anche in questo caso si è fatto un plot come in 3.3, simulando cento poissoniane, ognuna da 20000 eventi, e tracciando la linea che rappresenta la media, con il suo errore.

Come si può vedere dalla Figura 3.4 con una probabilità di crosstalk pari al 50% si ha una variazione di circa il 40% rispetto al caso ideale, se si conta come fattore di disturbo il solo effetto del crosstalk.

Analizzando solo l'effetto del crosstalk sulla distribuzione dei fotoelettroni abbiamo quindi visto

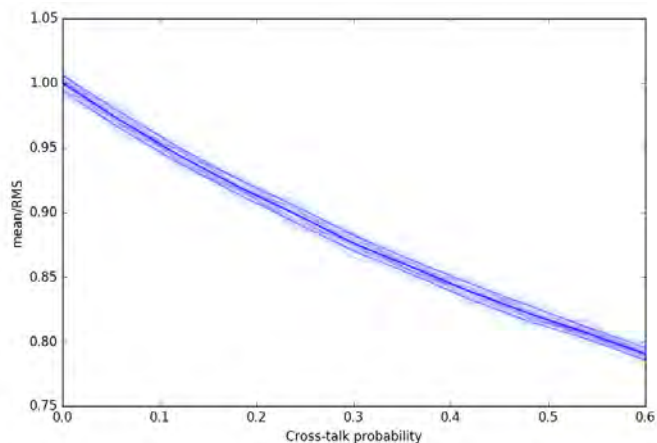


Figura 3.3: Variazione del rapporto tra media e RMS della poissoniana in funzione della probabilità di crosstalk.

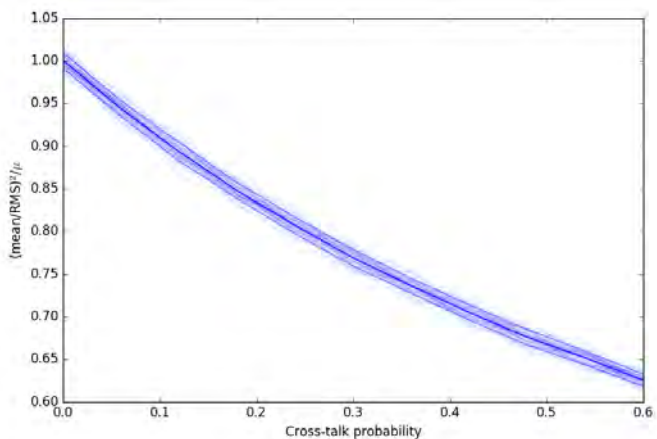


Figura 3.4: Variazione del rapporto dei quadrati di media e deviazione standard della distribuzione poissoniana rispetto alla probabilità di crosstalk, normalizzata con la media della distribuzione μ , che in questo caso risulta essere pari a 2. La linea più scura corrisponde alla media delle curve, le linee più chiare l'errore relativo alle singole curve.

come all'aumentare della probabilità di crosstalk aumentano sia la media che la deviazione standard della distribuzione, tuttavia tra le due la seconda aumenta più rapidamente della prima, deteriorando così il rapporto segnale-rumore.

3.2 Caratterizzazione del SiPM

In questa sezione si sono analizzati i dati acquisiti, al fine di determinare la dipendenza dal voltaggio di vari parametri importanti per l'analisi successiva, quali :

- il guadagno;
- il numero medio di fotoelettroni rilevati;
- la probabilità di crosstalk.

Per fare ciò si sono acquisiti gli spettri dei voltaggi rilevati al variare della tensione, e si sono calcolati i suddetti parametri come spiegato di seguito.

Una volta capita questa dipendenza si è valutato in che regione il rapporto segnale - rumore del sensore viene ottimizzato, trovando così un regime di ottimizzazione della PDE del sensore stesso per una determinata lunghezza d'onda.

Quindi si è fatto un confronto tra i risultati ottenuti sperimentalmente e quelli derivanti dalla simulazione, per realizzare se effettivamente si è capito bene il fenomeno del crosstalk oppure no.

Infine si è determinata una procedura di calibrazione del sensore, che ci ha permesso di associare ad un'ampiezza del picco di tensione rilevato un numero ben preciso di fotoni incidenti sulla superficie del sensore, con una sua incertezza.

3.2.1 Misura del crosstalk e del guadagno al variare del BIAS V

Prima di quantificare l'effetto del crosstalk sulla qualità delle misure e arrivare a una calibrazione del sensore utilizzato, abbiamo bisogno di conoscere la dipendenza di questo parametro, del guadagno e del numero di fotoelettroni rilevati (perchè proporzionale alla PDE) rispetto alla tensione applicata al sensore stesso.

Con il programma DRS Oscilloscope si è effettuato il trigger sul segnale del laser e si sono registrate le risposte del SiPM in un ristretto intervallo temporale, attraverso un apposito programma, in maniera da rimuovere la maggior parte di impulsi dati dal rumore di fondo. Si è anche applicato un filtro che limita la banda a 200 MHz per cercare di "pulire" ulteriormente il segnale dal rumore ad alta frequenza. Sempre attraverso il programma è stato calcolato e sottratto il piedistallo (la *baseline*). Per avere una buona statistica si sono prese circa 25000 forme d'onda, sia per il sensore singolo che per il pixel.

Come detto precedentemente, il numero di fotoni rilevati dal sensore segue la distribuzione di Poisson modificata dal crosstalk (3.1), poichè i fotoni all'interno del fascio seguono la statistica di Poisson. Istogrammando quindi l'ampiezza del picco o la carica associata alla risposta del SiPM si trova uno spettro discreto che mostra il numero discreto di fotoelettroni prodotti dal sensore per ogni impulso del laser, come si può vedere nella Figura 3.5.

Nel caso del pixel invece non si vedono i vari picchi, dal momento il suo segnale è dato dalla somma dei segnali di nove sensori con il relativo rumore, che quindi tende a nascondere i picchi. Inoltre la distribuzione assume una forma diversa, poichè quando μ diventa grande la distribuzione di Poisson tende alla distribuzione normale (3.6).

Alcuni parametri importanti al fine della caratterizzazione del SiPM sono il guadagno, che rappresenta la tensione che viene sviluppata in seguito alla valanga causata da un singolo fotone, il parametro di Poisson μ , che indica il numero medio di fotoelettroni incidenti sul sensore, e la probabilità di crosstalk.

Per la determinazione di questi tre parametri si è fatta una scansione della risposta del sensore a vari voltaggi, da 36 V a 43 V, cercando di mantenere l'intensità del laser costante e la temperatura dell'ambiente circa costante (si è osservata una variazione massima di circa mezzo grado centigrado). Il voltaggio del pixel, come già detto, è stato tenuto costante a 36 V.

Sapendo che il numero di fotoni rilevati dal sensore segue la distribuzione Poissoniana, avremo

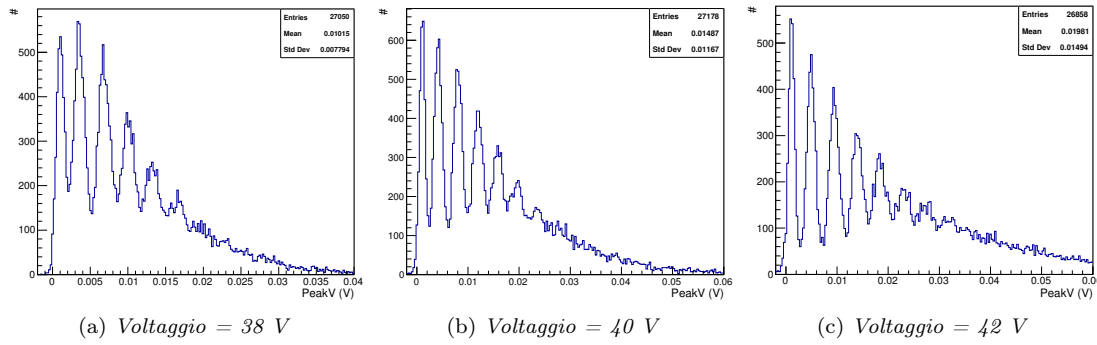


Figura 3.5: Esempi di spettri di voltaggi rilevati dal sensore, al variare del voltaggio applicato allo stesso, rispettivamente 38 V, 40 V e 42 V.

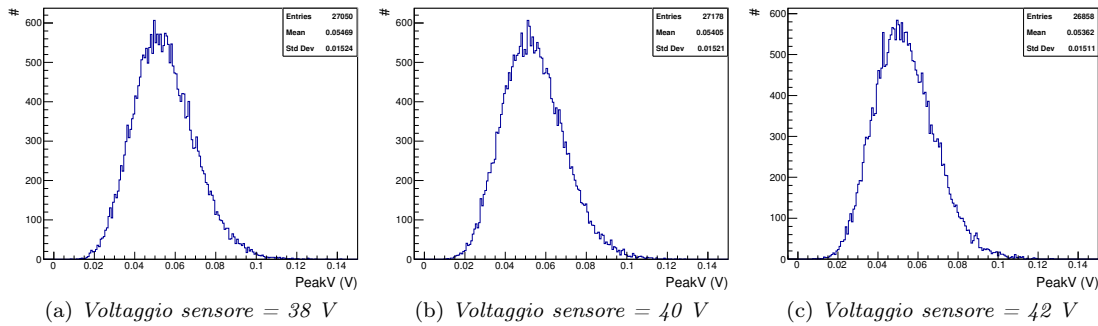


Figura 3.6: Esempi di spettri di voltaggi rilevati dal pixel, al variare del voltaggio applicato al sensore, rispettivamente 38 V, 40 V e 42 V. Il voltaggio applicato al pixel è sempre rimasto costante e pari a 36 V.

che la probabilità di rilevare zero fotoni sarà come in 3.4, poichè se non avviene nessuna valanga all'interno del SiPM non c'è alcuna probabilità che si verifichi crosstalk.

$$P(0, \mu) = e^{-\mu} \quad (3.4)$$

Tuttavia nel caso della rilevazione di un fotone la probabilità misurata non sarà più quella data dalla Poissoniana, bensì sarà ridotta della probabilità P_{Ct} che un elettrone faccia crosstalk (3.5). Quando un elettrone fa crosstalk, infatti, il sensore restituisce un segnale equivalente alla rilevazione di due o più fotoni.

$$P(1, \mu) = \mu e^{-\mu} \rightarrow P(1, \mu)^* = \mu e^{-\mu} (1 - P_{Ct}) \quad (3.5)$$

Invertendo le formule è facile capire come basti misurare la probabilità di avere zero fotoni e un fotone per ricavarsi il μ della distribuzione (che riordiamo essere il numero di fotoelettroni effettivamente rilevato) e la probabilità di crosstalk (3.6).

$$\mu = -\log P(0, \mu) \quad P_{Ct} = 1 - \frac{P(1, \mu)^*}{P(1, \mu)} \quad (3.6)$$

Tuttavia il calcolo di queste probabilità è un po' articolato, infatti come si vede nella Figura 3.5 c'è una certa sovrapposizione tra i vari picchi, dovuta al rumore dato dalla catena elettronica di acquisizione del segnale (il DRS 4) e dall'elettronica di amplificazione. Per questo motivo si è deciso di fittare i picchi con delle gaussiane, almeno tre per riuscire a fare un fit accurato sui

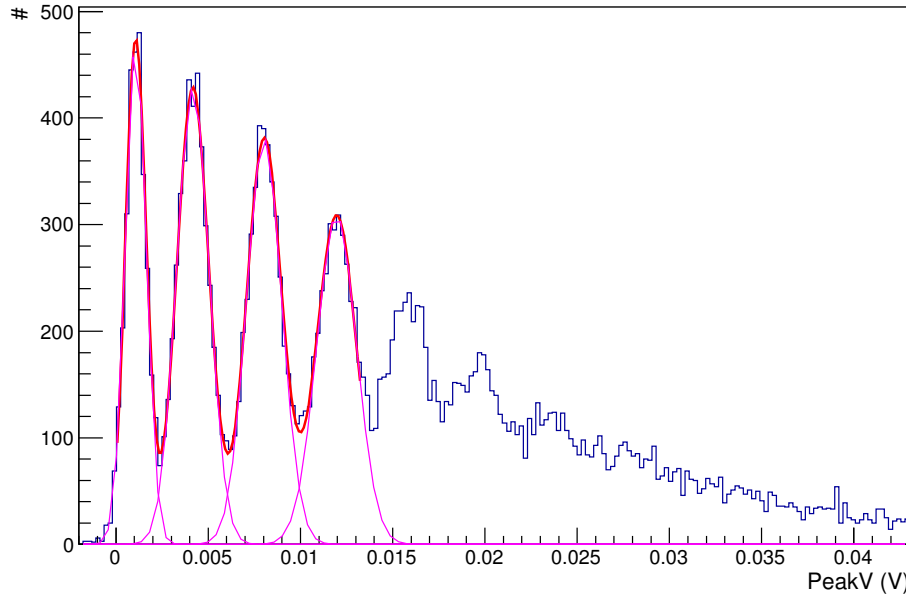


Figura 3.7: Esempio di fit delle gaussiane sullo spettro dei voltaggi. In questo caso lo spettro corrisponde all'acquisizione con 40 V di tensione. Per via della buona separazione tra i picchi si è deciso di fittare quattro gaussiane.

primi due picchi (Figura 3.7). In questo modo si riescono a contare anche gli eventi che stanno nelle code delle gaussiane.

Si sono quindi calcolate le probabilità di avere zero fotoni o un fotone come nella formula 3.7.

$$P(0, \mu) = \frac{\text{area}(0)}{N_{\text{tot}}} \quad P(1, \mu)^* = \frac{\text{area}(1)}{N_{\text{tot}}} \quad (3.7)$$

Qui con $\text{area}(0)$ e $\text{area}(1)$ si intendono l'area della gaussiana del picco relativo a zero fotoni e a un fotone rilevato, calcolate con il loro errore in 3.8, dove con n si intende l'altezza della gaussiana considerata e con s la sua deviazione standard.

$$\text{area} = \frac{n \cdot s}{\text{larghezza bin}} \sqrt{2\pi} \quad \sigma_{\text{area}} = \text{area} \sqrt{\left(\frac{\sigma_n}{n}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_s}{s}\right)^2} \quad (3.8)$$

Dal fit inoltre si sono ricavati altri valori utili, come la posizione dei picchi e il relativo errore.

Il guadagno viene calcolato come la distanza tra due picchi adiacenti, con l'errore ottenuto tramite l'utilizzo della formula di propagazione (3.9).

$$g = x_1 - x_0 \quad \sigma_g = \sqrt{\sigma_{x_0}^2 + \sigma_{x_1}^2} \quad (3.9)$$

Otteniamo il fit visibile in Figura 3.8. L'errore associato alle misure è dell' 1%, e come si può vedere il chi quadro del fit è buono, prova che conferma la dipendenza lineare del guadagno rispetto al voltaggio applicato al sensore. L'errore associato a misure prese con voltaggi più bassi è maggiore come conseguenza del fatto che, sebbene il segnale diminuisca, il rumore di fondo rimane costante, riducendo il rapporto segnale-rumore. Calcolando l'intercetta con l'asse delle ascisse è possibile stimare la *tensione di breakdown*, la quale risulta essere pari a $27.8 V \pm 0.8 V$.

Da qui si è proseguito fittando la dipendenza di μ , il numero medio di fotoelettroni primari

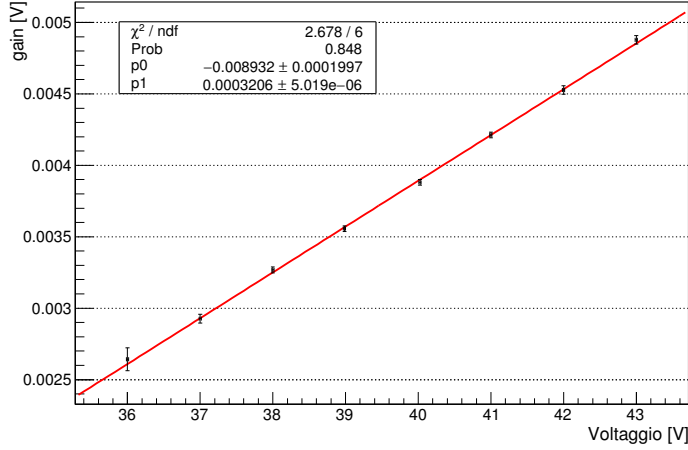


Figura 3.8: Fit del guadagno rispetto all'overvoltage.

rilevati dal sensore, rispetto al voltaggio. Tuttavia si è resa necessaria una piccola modifica rispetto al caso del guadagno. Infatti, mentre il guadagno non dipende dall'intensità del laser (potrà cambiare il numero di conteggi dei vari picchi, ma non la loro distanza), la μ dipende da questa, poichè ad una sua variazione corrisponderà una variazione delle aree dei picchi, e quindi della probabilità di non rilevare fotoni. Per questo motivo si è deciso di fittare un parametro m che corrisponde a μ normalizzato con il numero medio di fotoni rivelati dal pixel ad un determinato voltaggio μ_{Pix} (che risulta essere proporzionale all'intensità). Per avere un valore dell'ordine di grandezza del numero di fotoni rivelati si è moltiplicato per il numero di fotoni rivelati dal pixel a voltaggio più basso (36 V), μ_{Pix_1} (3.10). A questo parametro m si è associato un'incertezza ricavata dalla formula di propagazione, in cui si è tenuto conto dell'errore relativo a μ , μ_{Pix} e μ_{Pix_1} .

$$m = \frac{\mu_{\text{Pix}_1}}{\mu_{\text{Pix}}} \mu \quad (3.10)$$

I valori di μ_{Pix} si sono ricavati dal rapporto tra la media della distribuzione rilevata dal pixel quando il sensore era ad un determinato voltaggio (che si può vedere nell'immagine 3.6) e il guadagno del sensore a 36 V, chiamato g (infatti il pixel è sempre rimasto fissato ad una tensione di 36 V). Gli errori si sono ricavati attraverso la formula di propagazione (formula 3.11).

$$\mu_{\text{Pix}} = \frac{\text{media}(V)}{g} \quad \sigma_{\mu_{\text{Pix}}} = \frac{\text{media}(V)}{g^2} \sigma_g \quad (3.11)$$

Il parametro di Poisson invece si è calcolato dalla prima delle formule 3.6, con $P(0, \mu)$ calcolato come in 3.7. Anche nel caso del suo errore si è applicata la formula di propagazione degli errori, ottenendo la seconda formula in 3.12.

$$\sigma_{P_0} = \frac{\sigma_{\text{area}(0)}}{N_{\text{tot}}} \rightarrow \sigma_{\mu} = \frac{\sigma_{\text{area}(0)}}{P_0 \cdot N_{\text{tot}}} \quad (3.12)$$

Si è ottenuto il grafico 3.9. I risultati del plot mostrano un errore relativo di circa il 2%, che risulta essere ragionevole. Si vede che all'aumentare del voltaggio applicato al sensore la μ tende ad aumentare. Tuttavia, poichè la μ è proporzionale alla PDE, e questa ad un certo punto tende a saturare, ci si aspetta che anche la μ tenda a saturare.

Per la probabilità di crosstalk invece, poichè non dipende dall'intensità del laser, non si è resa necessaria la normalizzazione di con μ_{Pix} . Ad ogni modo la probabilità di crosstalk si è calcolata usando la seconda formula in 3.6, con l'errore ottenuto attraverso la formula di propagazione,

come in 3.13, ottenendo il grafico 3.10.

$$\sigma_{P_{Ct}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{P_1^*}}{P_1}\right)^2 + \left(\frac{P_1^*}{P_1^2}\right)^2 \sigma_{P_1}^2} \quad \text{dove si ha} \quad \sigma_{P_1} = e^{-\mu}|1 - \mu|\sigma_{\mu} \quad (3.13)$$

I dati relativi alla probabilità di crosstalk mostrano un errore relativo che va dal 10% al 4%, il che rende chiaramente il chi quadro del fit molto buono ma che ci fa capire come il metodo utilizzato per stimare questo parametro sia robusto ma tecnicamente un po' articolato, e risulta essere efficace solo nel caso in cui si abbia poco rumore elettronico e il numero di fotoelettroni piccolo. Nel nostro caso purtroppo il nostro sistema di acquisizione era un po' rumoroso, non permettendo di avere i picchi degli spettri ben separati e aumentando di conseguenza gli errori sui fit delle gaussiane. Questo fattore ci ha fatto ottenere un errore sui parametri del fit in 3.10 del $\sim 10\%$.

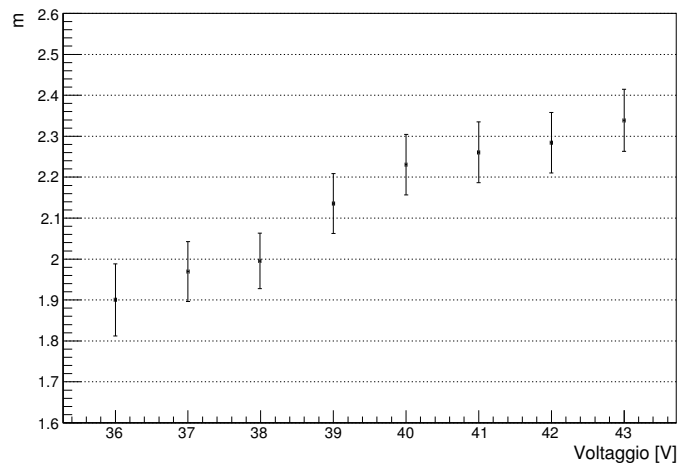


Figura 3.9: Plot del parametro m , definito in 3.10, rispetto alla tensione applicata al sensore. E' in pratica la μ ricavata in 3.9 normalizzata con il numero di fotoelettroni rilevati dal pixel (per rendere la misura indipendente dall'intensità del laser). Poichè si tratta della dipendenza della PDE del sensore rispetto al BIAS, ad un certo punto tende a saturare.

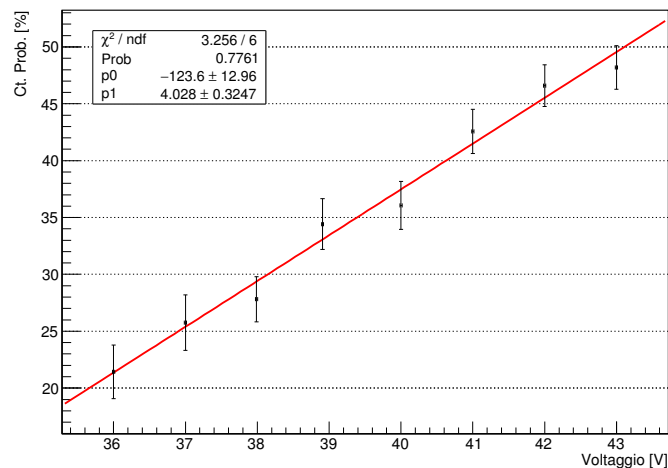


Figura 3.10: Fit della probabilità di crosstalk (in percentuale) al variare della tensione applicata al SiPM. In questo caso, poichè non dipende dall'intensità del laser, non stato necessario normalizzare la probabilità di crosstalk con la μ del pixel.

3.2.2 Regione di ottimizzazione del rapporto segnale - rumore

L'analisi successiva di questa tesi si concentra proprio sul crosstalk e su come questo modifica la qualità del segnale in termini del rapporto segnale - rumore. Dopo aver visto come aumenta questo parametro all'aumentare del bias, vogliamo analizzare quantitativamente come peggiora la precisione delle misure riguardanti il numero di fotoni rivelati dal sensore, andando quindi a trovare una regione di lavoro ottimale (in termini del rapporto segnale - rumore al variare del voltaggio) del SiPM.

Infatti noi conosciamo da quanto visto prima come varia la μ al variare del voltaggio (Figura 3.9). Sappiamo anche però che μ rappresenta il numero di fotoelettroni rilevato, dunque vale

$$\mu(V) \propto \text{PDE}(V) \quad (3.14)$$

dove, come già detto, la PDE è la *Photon Detection Efficiency*. Per cui all' aumentare del voltaggio applicato al SiPM tenderà ad aumentare anche la PDE del sensore stesso. Al contempo, però, aumenterà anche la probabilità di crosstalk, che tende a far allargare tutta la distribuzione, cioè ad aumentare la RMS della distribuzione. Tuttavia mentre il crosstalk continua ad aumentare, ad un certo punto la PDE tenderà a saturare, perchè non può mai superare il 100 % della parte "attiva" del sensore. Tipicamente si arriva al 50 %, tenendo conto delle zone morte (*fill factor*) e dell'efficienza della singola cella (che per definizione non sarà mai il 100 %).

Per questo ci si aspetta l' esistenza di una regione "ottimale" di lavoro per il SiPM, cioè un voltaggio tale da massimizzare il rapporto segnale-rumore, in pratica il rapporto tra media e RMS della distribuzione. Poichè anche in questo caso le misure effettuate dipendono dalla stabilità del laser, si è normalizzato questo rapporto per il numero medio di fotoni rilevati dal pixel di riferimento (3.15). Per avere comunque un valore che rappresenti circa il numero medio di fotoni rilevati dal sensore, si è moltiplicato per la μ del pixel rilevata con il voltaggio più basso.

$$\frac{\mu_{\text{pix}_1}(\text{mean})}{\mu_{\text{pix}}(\text{RMS})} \quad (3.15)$$

Ponendo sulle ordinate questo parametro e sull'asse delle ascisse il voltaggio si è quindi cercata una regione in cui venga ottimizzato il rapporto segnale - rumore, a varie intensità del laser (3.11).

Si sa che fare un fit parabolico ha poco senso, tuttavia il nostro scopo è di cercare di trovare una regione ottimale di lavoro in termini di rapporto segnale - rumore, e capire se ci sono delle criticità al variare della tensione. Per questo affermiamo che si vede in tutti e tre i casi che il picco è attorno ai 37 ± 1 V. Si vede inoltre che il massimo non è un punto estremamente critico, si forma infatti una sorta di *plateau* attorno ai 37 V, che va dai 36 ai 38 V, dove il rapporto segnale - rumore rimane circa costante.

A tensioni più alte questo rapporto tuttavia tende a diminuire, a causa dell'aumentare dell'effetto del crosstalk (che fa allargare l'intera distribuzione), mentre a più basse tensioni tende a diminuire a causa della bassa PDE del sensore (ricordiamo che il SiPM si "accende" a circa 29 V).

Una volta visto l'andamento del rapporto segnale - rumore al variare della tensione, si è fatto un primo confronto con la simulazione precedentemente fatta. Per questo si sono messi nello stesso plot i risultati della simulazione, con il loro errore, e i risultati sperimentali, rappresentati da un parametro k , calcolato come in 3.16.

$$k = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\text{mean}^*}{\text{RMS}^*} \right)^2 \frac{\mu_{\text{pix}_1}}{\mu_{\text{pix}}} \quad (3.16)$$

Questa volta la μ è stata ottenuta per ogni voltaggio attraverso la formula 3.6. Gli errori relativi ai dati sperimentali sono dati dall'incertezza legata al guadagno, alla probabilità di crosstalk e alla μ . Otteniamo il grafico 3.12.

Come si può vedere, i risultati ottenuti dalla simulazione non si discostano significativamente da

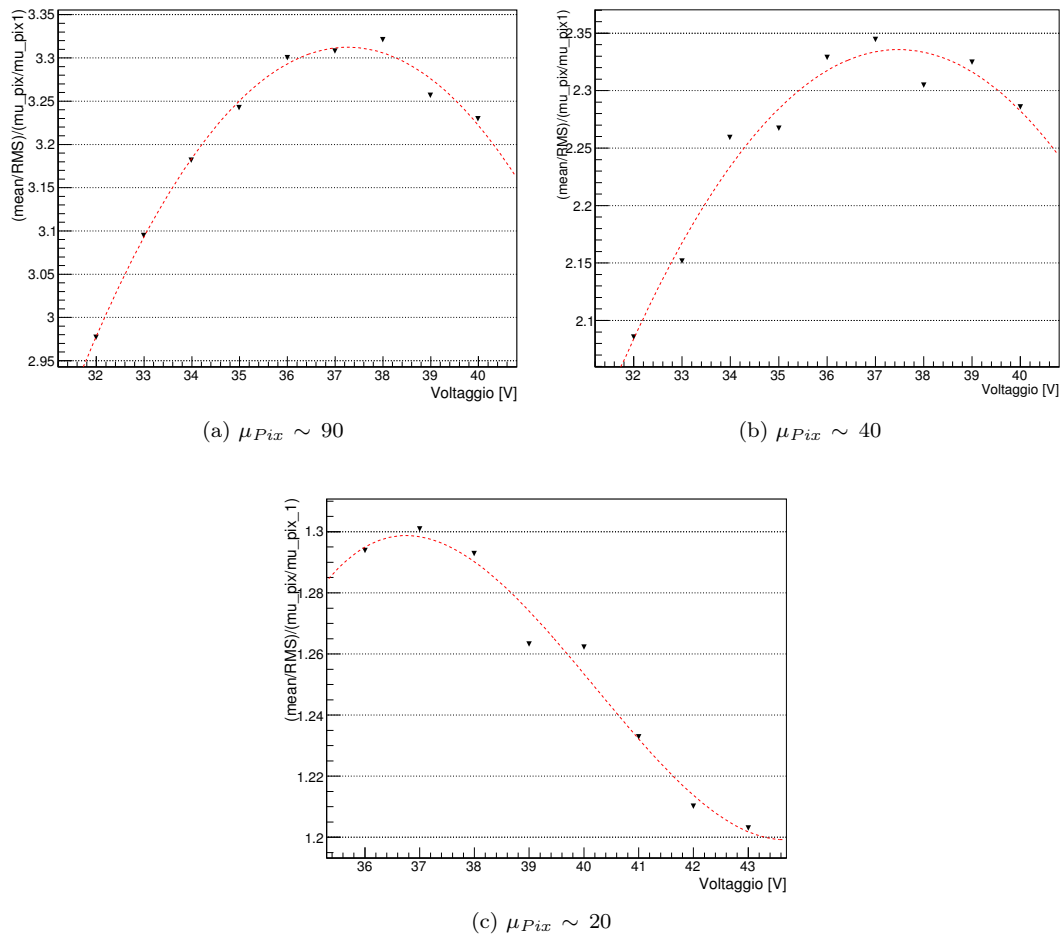


Figura 3.11: Esempi di plot del rapporto segnale - rumore, a diverse intensità del laser. Come si può vedere, il picco è sempre attorno ai 37 V.

quelli ottenuti sperimentalmente, tenendo anche conto che non è stata simulata in dettaglio la risposta dell'amplificatore e di tutta la catena elettronica di acquisizione. Questo ci fa pensare che l'idea alla base della simulazione (secondo cui la probabilità di fare crosstalk rimane costante per tutti i fotoelettroni coinvolti nel processo) possa essere giusta. Tuttavia sembra anche chiaro che ci possano essere altri contributi che non sono stati considerati, i quali deteriorano ulteriormente il rapporto segnale - rumore. Un esempio di questi contributi è probabilmente il rumore elettronico dato dal dark count rate, in figura 3.13. Infatti all'aumentare del voltaggio applicato al sensore aumenta anche la probabilità che vengano rilevati elettroni termici. Questo potrebbe comportare come conseguenza un aumento della RMS della distribuzione, facendo diminuire il rapporto segnale - rumore.

Sarebbe stato interessante vedere anche l'andamento sperimentale con un regime di crosstalk più basso, ma con l'apparato sperimentale a nostra disposizione sotto una certa tensione i picchi non risultavano più distinguibili a causa del rumore.

Ad ogni modo possiamo affermare che il contributo maggiore all'abbassamento della qualità della nostra rilevazione di fotoni sia dato dall'effetto del crosstalk.

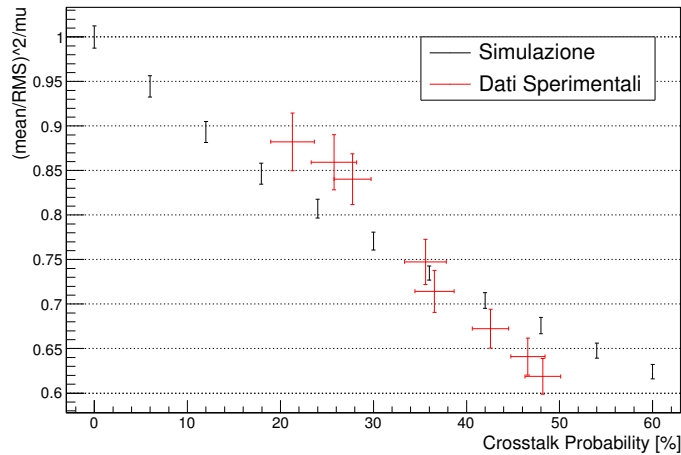


Figura 3.12: Confronto tra i risultati ottenuti dalla simulazione (in cui si è contato solo l'effetto del crosstalk) e quelli sperimentali.

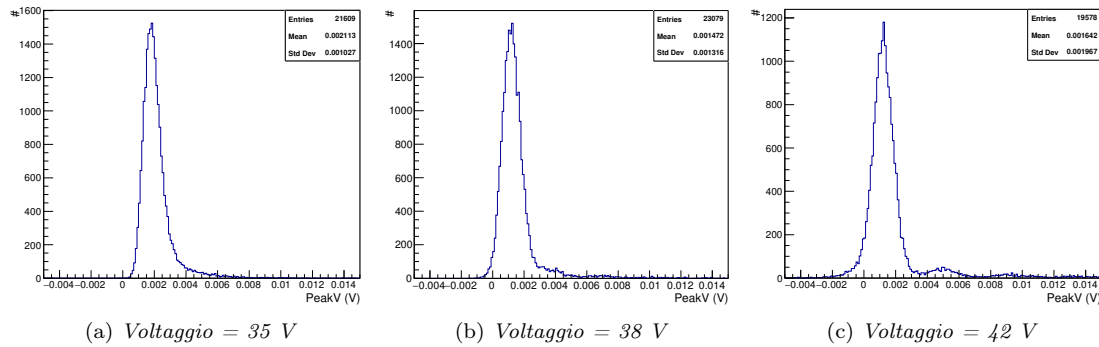


Figura 3.13: Esempi di spettri di voltaggi rilevati dal sensore a laser spento, dunque eventi di "piedistallo" in presenza di dark count di origine termica, al variare del voltaggio applicato allo stesso sensore, rispettivamente 35 V, 38 V e 42 V.

3.2.3 Calibrazione del sensore

Dopo aver visto questo confronto tra dati sperimentali e simulazione, passiamo alla calibrazione del sensore.

Il nostro obiettivo è quello di determinare una procedura di calibrazione del sensore, vogliamo cioè arrivare ad associare a una determinata ampiezza di impulso rilevata un certo numero di fotoni, con il relativo errore. Per fare ciò bisogna però tenere conto dell'effetto del crosstalk, che fa rilevare un numero di fotoelettroni maggiore rispetto a quelli effettivamente prodotti sul nostro sensore per via della luce usata. Risulta indispensabile inoltre conoscere la PDE del sensore, infatti era già stato spiegato che questa rappresenta la probabilità che un fotone, incidendo sulla superficie del sensore, inneschi una valanga. Se noi riusciamo a conoscere il numero di fotoelettroni rilevati possiamo quindi andare a calcolare il reale numero di fotoni incidenti sulla superficie del sensore attraverso la formula :

$$n_{\text{fotoni}} = \frac{n_{\text{fotoelettroni}}}{\text{PDE}} \quad (3.17)$$

Tuttavia noi, come detto in precedenza, non disponiamo di una strumentazione adeguata per calcolare la PDE, quindi la consideriamo un valore noto a priori dalle specifiche del sensore, che

dipenderà dalla tensione di lavoro. Si era già detto che il sensore utilizzato era fatto appositamente per essere più sensibile a lunghezze d'onda vicine all'ultravioletto, e il grafico 3.14 (che rappresenta l'andamento della PDE al variare della lunghezza d'onda della radiazione a una tensione di 33.5 V), ce lo può confermare. Poichè la PDE varia anche in base alla tensione applicata al sensore, usiamo le curve visibili in 3.15, e, sapendo che il nostro laser emette radiazione con una lunghezza d'onda di 500 nm [8], consideriamo la curva relativa a quella lunghezza d'onda. Otteniamo così i valori della PDE a 36, 37 e 38 V, con i relativi errori. Per voltaggi maggiori si sono ricavati i valori della PDE attraverso il fit di interpolazione.

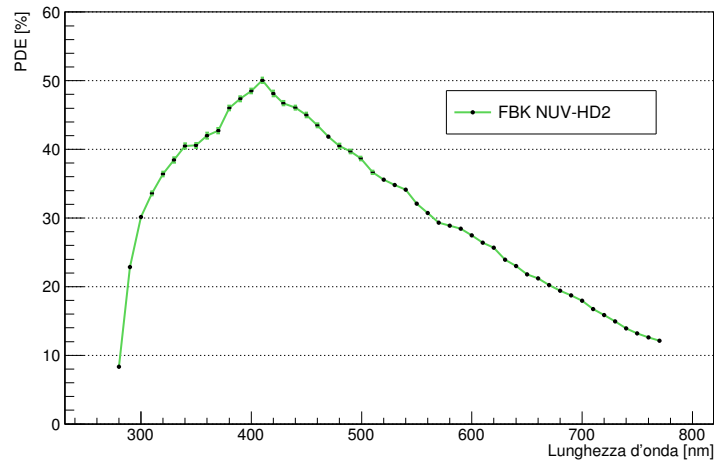


Figura 3.14: Andamento della PDE del sensore utilizzato al variare della lunghezza d'onda della radiazione incidente sul sensore stesso, con una tensione applicata al SiPM di 33.5 V. Si nota come ci sia un picco attorno ai 400 nm di lunghezza d'onda, nella regione del blu - violetto. Questo perchè si sta usando un sensore *NUV-HD2*, più sensibile in questa regione. Poichè si sta usando un laser che emette radiazione con una lunghezza d'onda di 500 nm, assumiamo che la PDE sia pari a 38.5%. Immagine presa da [13].

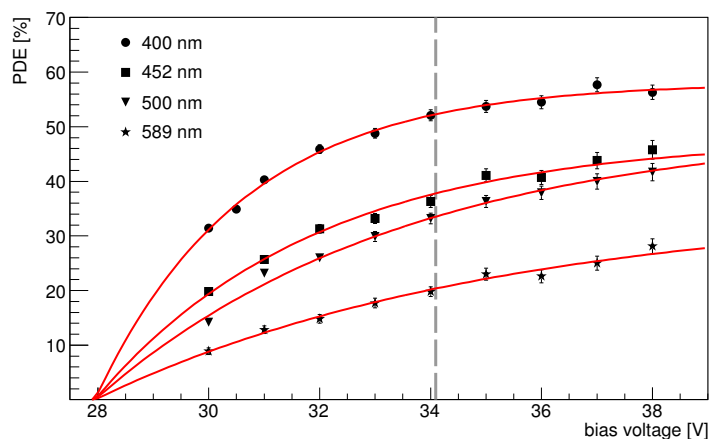


Figura 3.15: Andamento della PDE del sensore utilizzato al variare della tensione applicata al sensore stesso, un *FBK NUV-HD2*, per più lunghezze d'onda della radiazione. Immagine presa da [14].

Come detto sopra, vogliamo associare ad un'ampiezza del picco rilevato, un numero di fotoni incidenti sulla superficie del sensore. Sappiamo che il guadagno è per definizione la tensione sviluppata dalla valanga provocata da un fotone, e ovviamente varia a seconda del voltaggio applicato al sensore. Quindi attraverso la formula 3.18 possiamo semplicemente ricavare il numero di fotoelettroni che corrisponde a una certa tensione rilevata:

$$n^* = \frac{V_{\text{picco}}}{\text{guadagno}} \quad (3.18)$$

Tuttavia questo numero di fotoelettroni non tiene conto dell'effetto del crosstalk, il quale fa sovrastimare il numero reale di fotoelettroni rilevati. Bisogna quindi capire ad ogni voltaggio quale probabilità di crosstalk associare, e in che misura questa probabilità influisce sulla variazione della media della distribuzione. Per valutare questo effetto, sapendo che se non si verificasse il fenomeno del crosstalk la media sarebbe sempre pari alla μ calcolata nella formula 3.6, che riportiamo sotto,

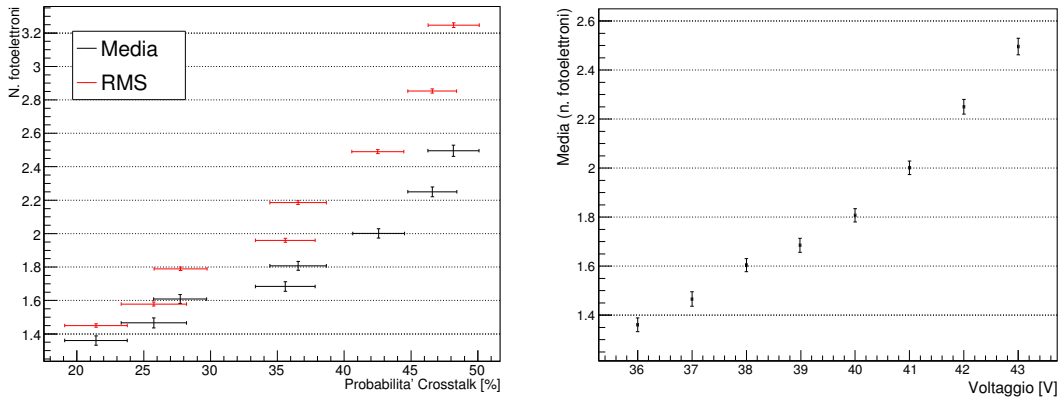
$$\mu = -\log P(0, \mu)$$

dividiamo il valore della media (convertito in numero di fotoelettroni, con la seconda formula in 3.19) per la μ che si è calcolata ad ogni voltaggio (prima formula in 3.19).

In questo modo possiamo correggere i valori ottenuti sperimentalmente.

$$k = \frac{\text{media}(\text{n.fotoelettroni})}{\mu} \quad \text{media}(\text{n.fotoelettroni}) = \frac{\text{media}(V)}{\text{guadagno}} \quad (3.19)$$

Otteniamo i grafici 3.16. Come si vede nei grafici di figura 3.16, il crosstalk ha l'effetto di fare aumentare la media rispetto al caso ideale, in cui coinciderebbe sempre con μ . Come conseguenza di questo fatto il crosstalk fa rilevare un maggiore numero di fotoelettroni rispetto a quelli effettivamente prodotti dai fotoni incidenti. Usiamo il grafico 3.16 (b) per quantificare l'effetto del crosstalk sui nostri dati, e per fare ciò associamo ad un determinato voltaggio a cui si lavora una precisa variazione sulla media, avendo visto come varia la probabilità di crosstalk all'aumentare della tensione di BIAS (grafico 3.10).



(a) *Variazione della media e della RMS relativamente a quelle senza crosstalk, in funzione del crosstalk*

(b) *Variazione della media relativamente a quella senza crosstalk, in funzione del voltaggio.*

Figura 3.16: Andamento della media delle distribuzioni (in numero di fotoelettroni), normalizzato con la μ della distribuzione (formula 3.19), al variare della voltaggio applicato al sensore e al variare della probabilità di crosstalk. Si può notare che in entrambi i casi la media tende ad aumentare all'aumentare di V e dunque del crosstalk. Notiamo anche che media e RMS in funzione del crosstalk hanno circa lo stesso andamento predetto dalla semplice simulazione, in figura 3.2.

Normalizziamo quindi il numero di fotoelettroni calcolato in 3.18 con questa variazione come in 3.20. In questo modo otteniamo il numero reale di fotoelettroni rilevati.

$$n = \frac{n^*}{k} \quad (3.20)$$

Dopo aver ottenuto il numero di fotoelettroni primari, per determinare il numero di fotoni incidenti sulla superficie del sensore basta usare la formula 3.17, con una diversa PDE in base alla tensione a cui stiamo lavorando. In questa maniera possiamo ottenere una curva per ogni tensione che associ all'ampiezza di un picco rilevato (e quindi ad una tensione) un ben preciso numero di fotoni incidenti sul sensore. L'errore sul numero di fotoni è stato ricavato attraverso la formula di propagazione, in cui si è tenuto conto dell'errore sulle misure della PDE, quello sul guadagno e quello sulle misure di V_{picco} derivante dai fit gaussiani.

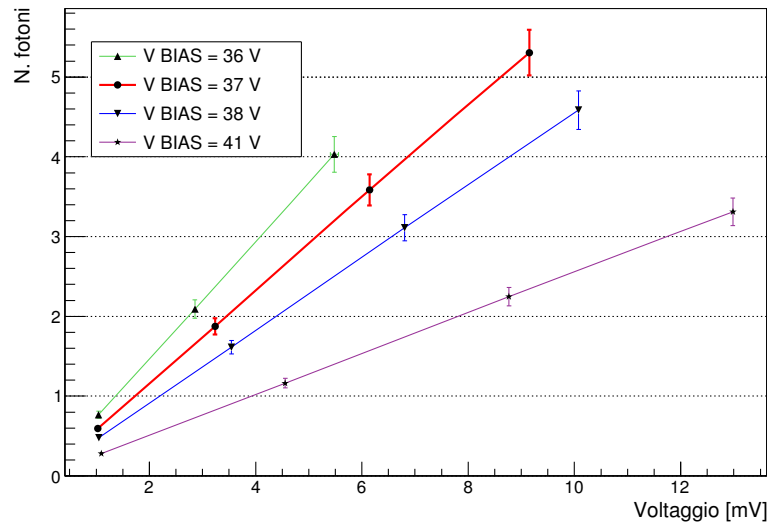


Figura 3.17: Curve di calibrazione del sensore a varie tensioni di lavoro, in cui si associa al voltaggio di un picco relativo alla rilevazione di un certo numero di fotoelettroni un numero di fotoni incidenti sul sensore, tenendo conto dell'effetto del crosstalk. La linea rossa è stata evidenziata perchè rappresenta la tensione che ottimizza il rapporto segnale - rumore.

Tramite questa procedura di calibrazione siamo dunque riusciti ad associare all'ampiezza di un picco registrata dall'oscilloscopio un numero di fotoni, con un errore.

Si può notare dal grafico 3.17 che all'aumentare della tensione applicata al sensore, a parità di altezza del picco rilevato ($PeakV$ nel grafico) diminuisce il numero di fotoni effettivamente rilevati. Questo è evidente, dal momento che aumenta anche il guadagno del sensore. Tuttavia questa diminuzione è accentuata anche dall'effetto del crosstalk, che fa aumentare in modo fittizio il numero di fotoni rilevati. Si è notato inoltre che l'errore (in percentuale) è circa costante in tutti e quattro i casi. Tuttavia l'incertezza su questi valori è dovuta quasi esclusivamente all'errore sistematico, pari al 5% [14], associato alla misura della PDE.

Sarebbe quindi utile avere delle misure della PDE non affette da errore sistematico, in maniera tale da valutare meglio l'incertezza sul numero effettivo di fotoni incidenti sul nostro sensore.

Conclusioni

In questa tesi abbiamo studiato il guadagno il crosstalk e la PDE del nostro sensore (un *FBK-HD2*) al variare della tensione di lavoro cercando di capire il meccanismo del crosstalk e di trovare un punto ottimale di lavoro del sensore usando come fattore di merito il rapporto segnale - rumore. Si è visto inoltre che la tecnica utilizzata per la determinazione della probabilità di crosstalk è robusta ma tecnicamente un po' articolata, e funziona bene solo se il rumore elettronico è basso ed il numero di fotoelettroni piccolo. Purtroppo il nostro sistema di acquisizione DRS4 aveva un rumore elettronico un po' elevato, che ha reso più impreciso il calcolo del crosstalk.

Tramite i plot del rapporto segnale - rumore al variare della tensione applicata al sensore si è visto che anche variando l'intensità del laser (si andava da un numero medio di fotoni rilevati pari a 20 fino a 90) la regione che ottimizza questo rapporto (e che quindi massimizza l'efficienza del sensore) si trova sempre nella stessa regione, tra i 36 e i 38 V.

Si è visto che la simulazione effettuata considerando solo l'effetto del crosstalk in parte coincide con i risultati sperimentali. Questo probabilmente conferma che l'idea alla base del modello utilizzato nella simulazione possa essere giusta. Tuttavia si sarebbe potuta affinare la simulazione se si fosse introdotto qualche altro fattore di rumore, come ad esempio il contributo del dark count rate. Questo, poichè aumenta la probabilità di rilevare uno o più fotoni, potrebbe aumentare ulteriormente la RMS della distribuzione, abbassando così il rapporto segnale - rumore. Ad ogni modo si è capito che il fattore che maggiormente deteriora la qualità delle misure è dunque del funzionamento del fotosensore stesso è il fenomeno del crosstalk.

Infine si sono riuscite a tracciare delle curve di calibrazione a diversi voltaggi per il sensore. Dopo aver osservato l'effetto del crosstalk sulla media delle varie distribuzioni si è "pesato" il numero di fotoni rilevati con questi valori (che per il crosstalk tendevano ad aumentare). In questo modo si è risaliti al numero reale di fotoelettroni rilevati. Dividendo per la PDE si è trovato anche il numero reale di fotoni incidenti sulla superficie del sensore.

Si può notare che per via dell'aumento del guadagno e del crosstalk all'aumentare della tensione applicata al sensore diminuisce il numero di fotoni rilevati. Inoltre, poichè aumenta l'errore sulla misura della PDE (non effettuata da noi, presa da [14]), tende ad aumentare anche l'errore in percentuale sulla misura del numero di fotoni. Tuttavia si ritiene che l'incremento dell'errore associato alla PDE sia un errore sistematico dovuto al metodo stesso con cui si è effettuata la misura.

Probabilmente si sarebbe potuti arrivare a risultati più precisi se si fossero messi in atto alcuni semplici ma essenziali accorgimenti. Un modo per migliorare la qualità delle misure poteva essere quello di mantenere la temperatura dell'ambiente più costante, oppure usare un laser con un'intensità costante. Si è visto più volte infatti che il laser tendeva a variare l'intensità, variando di conseguenza altri parametri importanti per l'analisi dati. L'utilizzo del sensore di riferimento ha reso le misure indipendenti dall'intensità del laser ma, poichè inserito nelle formule di propagazione dell'errore, ha comportato l'aumento dell'incertezza in vari parametri.

Tuttavia a mio parere la parte dell'esperimento che in assoluto poteva essere migliorata maggiormente era il rumore elettronico del sistema di acquisizione. Dal rumore elettronico introdotto dal sistema di acquisizione dipendeva infatti la qualità dell'analisi dati, ad esempio i fit che sono stati necessari per ricavare il guadagno, la PDE e il crosstalk. Se avessimo avuto un sistema di acquisizione meno rumoroso, o un segnale più amplificato, i picchi sarebbero stati più separati, e questo ci avrebbe permesso di prendere misure a tensioni più basse (34 - 35 V), che ci sarebbero state molto utili ad esempio nel grafico 3.12 per vedere l'andamento del rapporto segnale - rumore a bassi regimi di crosstalk. Una migliore elettronica ci avrebbe permesso inoltre di fare fit più precisi, abbassando drasticamente le incertezze per parametri come il crosstalk (a noi era venuto $\sim 10\%$). Si sarebbe potuta utilizzare quindi un'elettronica migliore, come ad esempio un nuovo DRS4 meno rumoroso.

Un altro aspetto molto importante per la caratterizzazione di questi fotosensori al silicio, ma che purtroppo in questa tesi non è stato analizzato, è la dipendenza dei vari parametri dalla temperatura. Sarebbe utile approfondire questo aspetto della caratterizzazione, cercando di capire quale sia la dipendenza di parametri come il guadagno e la PDE dalla temperatura. Si potrebbe ad esempio porre la camera oscura in una camera climatica e, una volta fissata la tensione di BIAS, valutare come variano questi parametri al variare della temperatura. Da qui fare quindi anche altre misure, ad esempio per vedere se le condizioni ottimali di lavoro rimangono costanti oppure variano a seconda della temperatura a cui si sta operando. Infine si potrebbero valutare le curve di calibrazione a varie temperature, per vedere come varia il numero di fotoni rilevati a parità di voltaggio applicato al sensore e di tensione di BIAS.

Bibliografia

- [1] J. Aleksic et al. (2016), *Astroparticle Physics*, no. 72, pg 61.
- [2] L. Nobili (2002), *Processi radiativi ed Equazione del Trasporto nell'Astrofisica delle alte energie*, Padova, Cleup editore, pg 186.
- [3] C. Schultz (2013), Ph.D. degree Thesis, Università degli studi di Padova, Italia.
- [4] G. Lutz (2007), *Semiconductor Radiation Detectors*, pg 41, Berlino, Springer.
- [5] G. Lutz (2007), *Semiconductor Radiation Detectors*, pg 240, Berlino, Springer.
- [6] SensL (2011), *Introduction to SPM: technical note*,
<http://www.sensl.com/downloads/ds/TN%20-%20Intro%20to%20SPM%20Tech.pdf>
- [7] A. N. Otte (2007), Ph.D. degree Thesis, Max-Planck-Institut für Physik, Germany.
- [8] PicoQuant PLS 8-2-519 datasheet.
- [9] PicoQuant PDL 800-B datasheet.
- [10] S. Vinogradov (2011), *Analytical model distribution and excess noise factor of Solid State Photomultiplier signals with crosstalk*.
- [11] K. Prothmann (2009), M.A. Thesis, pg 57, Max-Planck-Institut für Physik, Germany.
- [12] M. Mariotti (2016), note personali sul crosstalk.
- [13] A. N. Otte, D. Garcia (2015), *A very brief review of recent SiPM developments*, Proceeding of Science in International Conference on New Photo-detectors (PhotoDet2015), Mosca, Russia.
- [14] A. N. Otte, D. Garcia, T. Nguyen, D. Purushotam (2016), *Characterization of Three High Efficiency and Blue Sensitive Silicon Photomultipliers*, ArXiv e-prints

Elenco delle figure

1	Telescopi dell'esperimento MAGIC.	1
2	Modalità di formazione dell'immagine in un telescopio Cherenkov.	2
1.1	Schema di un diodo a giunzione p-n.	5
1.2	Schema di un diodo a valanga.	6
1.3	Fotomoltiplicatore al silicio.	7
1.4	Schema di un fototubo.	8
2.1	Singolo sensore e pixel.	11
2.2	Rappresentazione apparato sperimentale.	12
2.3	Vista del DRS4 e del programma DRS Oscilloscope.	13
2.4	Visualizzazione dei segnali sull'oscilloscopio.	14
3.1	Distribuzione di Poisson modificata dal crosstalk	15
3.2	Variazione di media e RMS della poissoniana in funzione del crosstalk.	16
3.3	Variazione del rapporto tra media e RMS della poissoniana in funzione del crosstalk.	17
3.4	Effetto del crosstalk sulla media della distribuzione.	17
3.5	Esempi di spettri del voltaggio rilevati dal sensore	19
3.6	Esempi di spettri del voltaggio rilevati dal pixel	19
3.7	Fit delle gaussiane	20
3.8	Fit del guadagno rispetto all'overvoltage	21
3.9	Plot del parametro m rispetto al voltaggio	22
3.10	Fit del parametro p rispetto al voltaggio	22
3.11	Esempi di plot del rapporto segnale - rumore	24
3.12	Confronto tra simulazione (solo crosstalk) e dati sperimentali	25
3.13	Esempi di spettri del rumore	25
3.14	Andamento della PDE del sensore rispetto alla lunghezza d'onda	26
3.15	Andamento della PDE del sensore rispetto alla tensione	26
3.16	Variazione della media delle distribuzioni in funzione del voltaggio e del crosstalk	27
3.17	Curve di calibrazione del sensore a varie tensioni di lavoro.	28