



UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI CATANIA
FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
CORSO DI LAUREA SPECIALISTICA IN FISICA

GIUSEPPE GRECO

CARATTERIZZAZIONE DI DISPOSITIVI
FOTOMOLTIPLICATORI AL SILICIO PER APPLICAZIONI
DI MONITORAGGIO DI RADIAZIONI

TESI DI LAUREA SPECIALISTICA

RELATORI:
CHIAR.MO PROF. GIOVANNI VALERIO RUSSO
DOTT. PAOLO FINOCCHIARO
DOTT. ALFIO PAPPALARDO

Anno Accademico 2008 – 2009

Indice

<i>Introduzione</i>	<i>I</i>
<i>1. I fotorivelatori</i>	<i>1</i>
1.1. <i>Il fotomoltiplicatore</i>	<i>2</i>
1.2. <i>Rivelatori a stato solido</i>	<i>5</i>
1.3. <i>Caratteristiche generali</i>	<i>23</i>
<i>2. Il SiPM</i>	<i>28</i>
2.1. <i>Il guadagno del SiPM</i>	<i>39</i>
2.2. <i>Il rumore nel SiPM</i>	<i>40</i>
<i>3. Apparato sperimentale</i>	<i>48</i>
3.1. <i>Elettronica di front-end e logica di trigger</i>	<i>49</i>
3.2. <i>Il software PAW</i>	<i>54</i>
3.3. <i>Descrizione apparato</i>	<i>55</i>
<i>4. Le misure</i>	<i>57</i>
4.1 <i>Dark counts e afterpulsing</i>	<i>59</i>
4.2 <i>Risposta in carica del sensore</i>	<i>72</i>
4.3 <i>Risposta in tempo del sensore</i>	<i>83</i>
4.4 <i>Il guadagno</i>	<i>92</i>
4.5 <i>Linearità del sensore</i>	<i>94</i>
4.6 <i>La PDE</i>	<i>95</i>
<i>5. Amplificatore LNS</i>	<i>102</i>

<i>6. Possibili applicazioni.....</i>	<i>111</i>
<i>Conclusioni</i>	<i>120</i>
<i>Bibliografia</i>	<i>123</i>
<i>Ringraziamenti</i>	<i>129</i>

Introduzione

Negli ultimi anni la fotorivelazione ha assunto una notevole importanza nella vita di tutti i giorni, e nella seguente tesi cercheremo di dimostrare il perché attraverso lo studio di un particolare rivelatore e di qualche sua possibile applicazione, senza ovviamente però trascurare tutti quei processi fisici che ci hanno dato la possibilità di comprendere il funzionamento e le caratteristiche di tale rivelatore.

Il termine fotorivelazione deriva dal greco *phos*, *photos* (luce) e *re-velare* (togliere il velo), dunque letteralmente togliere il velo alla luce, che in altre parole esprime il concetto di rendere visibile la luce. La fotorivelazione ultimamente ha vissuto notevoli progressi, dovuti alla crescente richiesta, in molti settori scientifico-tecnologici di dispositivi in grado di fornire prestazioni di punta nella rivelazione di fotoni dall'infrarosso all'ultravioletto.

Il rapido avanzamento nella ricerca e sviluppo di nuovi sensori ottici con prestazioni sempre crescenti, in termini di sensibilità, precisione temporale e affidabilità, trova una importante collocazione all'interno di una nuova branca scientifica e tecnologica nota come fotonica. La fotonica è proprio quella branca della fisica che studia l'amplificazione, la trasmissione, la manipolazione e l'individualizzazione dei fotoni.

Il mio lavoro di tesi riguarda lo studio di una nuova generazione di fotorivelatori sensibili al singolo fotone, basati sull'uso di giunzioni al silicio, la cui tecnologia consente ormai di ottenere dispositivi di dimensioni micrometriche altamente performanti in termine di rapporto segnale rumore, dissipazioni di potenza, costi e robustezza. I dispositivi studiati, denominati SiPM (Silicon Photo Multiplier), sono stati realizzati mediante tecnologia planare, dall'azienda multinazionale STMicroelectronics, e stanno diventando realmente importanti agli occhi di molti studiosi di tutto il mondo.

Lo scopo principale del presente lavoro di tesi, realizzato ai LNS (Laboratori Nazionali del Sud) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, è quello di caratterizzare e studiare tali dispositivi SiPM, e si colloca all'interno del progetto **DMNR (Detector Mesh for Nuclear Repositories)**, che fa parte del più ampio progetto *RIACE (Rivelatori e Acceleratori per l'Energia)*, nato dalla collaborazione tra l'INFN e l'Ansaldo Nucleare, e nel quale sono stato piacevolmente coinvolto. All'interno di questo attuale progetto, verranno utilizzati sensori basati su schiere di fotomoltiplicatori SiPM per la realizzazione di un sistema di monitoraggio di scorie radioattive.

Nel **primo capitolo** è descritto un excursus storico dei dispositivi utilizzati come fotosensori, dall'inizio del XX secolo sino ai nostri giorni. Sono illustrate le differenze sostanziali tra PMT (Photo Multiplier Tube) e i dispositivi a stato solido, analizzando vantaggi e svantaggi degli uni e degli altri. Nei dispositivi a semiconduttore si è osservato come ci sia stata un

escalation che ha portato da dispositivi che lavorano in zona lineare (con coefficiente di moltiplicazione intrinseco unitario) a dispositivi con un guadagno intrinseco elevato, quali gli SPAD (Single Photon Avalanche Diode) e infine il SiPM, che si presenta come una opportuna configurazione in array di sensori SPAD. Nel suddetto capitolo sono descritti anche i principi fisici di base che regolano la rivelazione di fotoni ottici.

Nel **secondo capitolo** è descritto il sensore SiPM, il cui studio è interesse principale di questa tesi. La descrizione fisica e tecnologica del sensore rivela l'idea innovativa che sta dietro l'utilizzo dei SiPM, che va dall'usufruire di dispositivi SPAD in grado di rivelare un solo fotone per volta, a dispositivi che sfruttano gli stessi principi fisici degli SPAD, ma che sono capaci di rivelare più fotoni. Nel capitolo in esame, oltre ai vantaggi che derivano dall'utilizzo di questi sensori, vengono descritte le principali caratteristiche che ne regolano il comportamento (guadagno, linearità, PDE) senza tralasciare i difetti che possono limitare il suo utilizzo (rumore scorrelato, cross talk, scarsa efficienza geometrica).

IL **terzo capitolo** è quello dedicato all'apparato sperimentale utilizzato per la caratterizzazione dei sensori, descrivendo le logiche e il funzionamento della modulistica discreta NIM (Nuclear Instruments and Measurement), dell'elettronica CAMAC (Computer Automated Measurement And Control), e del software di acquisizione e elaborazione dati, permettendo al lettore del presente lavoro una migliore comprensione della parte di tesi relativa alle misure sperimentali.

Il **quarto capitolo** è invece il capitolo dedicato alla parte sperimentale del lavoro di tesi, e cioè la caratterizzazione dei dispositivi fotomoltiplicatori SiPM. Ciò comprende una reale valutazione del rumore associato al sensore, distinguendo soprattutto la differenza fra rumore correlato e rumore scorrelato. E' inoltre descritto il comportamento del sensore in carica e in tempo, mettendo in evidenza l'ottima risoluzione temporale del sensore ma, soprattutto, una risoluzione in numero di fotoni senza precedenti. Si è successivamente valutato anche il guadagno intrinseco del dispositivo e verificata la linearità del SiPM per un tasso di fotoni incidenti non troppo elevato. Infine è anche riportata una misura sulla PDE (Photon Detection Efficiency), ovvero sulla probabilità che un fotone venga rivelato dal fotosensore.

Il **quinto capitolo** è ancora dedicato alla parte sperimentale della tesi. In esso viene descritto un set di misure realizzate con gli stessi sensori SiPM, ma utilizzando un nuovo amplificatore monolitico *white band* e *low noise* appositamente sviluppato dal Servizio di Elettronica e Rivelatori dei LNS. Ho voluto così mettere in evidenza come la parte elettronica che forma il segnale del SiPM e che regola l'acquisizione dei dati giochi un ruolo fondamentale nell'utilizzo corretto di un SiPM, come in qualsiasi altro tipo di rivelatore fisico.

Nel **sesto capitolo** è descritto il progetto DMNR a cui questa tesi è strettamente collegata, che è parte integrante della collaborazione RIACE tra INFN ed Ansaldo Nucleare nonché del progetto strategico INFN-Energia. E' dunque descritto l'utilizzo dei SiPM per la realizzazione di

sensori in accoppiamento con delle fibre scintillanti. Il progetto consiste nella realizzazione di un sistema di monitoraggio di scorie radioattive, sistema in cui il SiPM gioca un ruolo determinante e fondamentale.

1. I fotorivelatori

La rivelazione di radiazioni luminose è affidata a sensori di diversa natura e diverso principio di funzionamento, alla base dei quali però vi è sempre in comune l'effetto fotoelettrico. Questi sensori prendono il nome di **fotorivelatori**.

I primi fotorivelatori sono nati all'inizio del XX secolo. Questi erano i padri dei nostri più recenti **tubi fotomoltiplicatori (PMT)**; in seguito si sono utilizzati rivelatori a stato solido come i **diodi p-i-n**, poi gli **APD**, dei fotodiodi a valanga che poi si sono evoluti in **SPAD**, fotodiodi a valanga con possibilità di rivelare il singolo fotone, per poi nei nostri giorni arrivare al **SiPM (Silicon PhotoMultiplier)**, fotorivelatore che consiste in una matrice operante di più rivelatori SPAD, connessi in parallelo (ovvero con anodi e catodi rispettivamente in comune) e collegati ad un unico carico comune.

Andando a vedere l'evoluzione storica del fotorivelatore, si nota come questo si trasformi da un rivelatore a vuoto sensibile ai campi elettromagnetici, in un rivelatore realizzato in Silicio, che segue la fisica dei semiconduttori.

1.1. Il fotomoltiplicatore

Un **PMT** è una struttura elettronica, costituita da un catodo fotosensibile, da una serie di elettrodi, *i dinodi*, mantenuti a potenziale crescente positivo, e da una griglia che funge da collettore elettronico (anodo).

Tutta la struttura è racchiusa in un tubo a vuoto, così da massimizzare il percorso libero medio degli elettroni. I fotoni incidenti sul PMT, la cui energia è superiore alla funzione di lavoro del fotocatodo, danno luogo, per effetto fotoelettrico, all'emissione di elettroni liberi che vengono poi accelerati da un dinodo all'altro. L'energia cinetica impartita dal forte campo elettrico alla nube elettronica, produce, per emissione secondaria della superficie degli elettrodi, un arricchimento numerico della nube stessa, ad ogni successivo impatto sui dinodi.

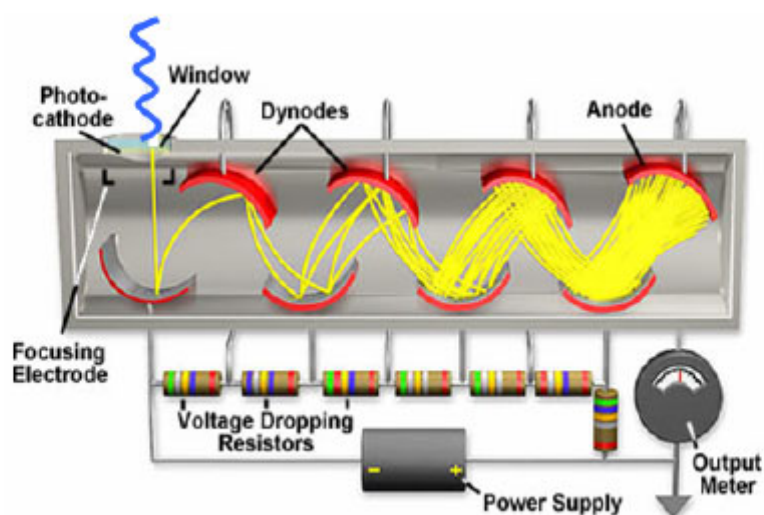


Fig. 1.1 : Schema di principio di un PMT.

Il numero di dinodi di un fotomoltiplicatore è compreso tra 8 e 12 e il risultato di questo effetto valanga è che ogni fotone può arrivare a produrre anche 10^8 elettroni successivamente raccolti dall'anodo. Ad ogni dinodo il numero di elettroni è mediamente moltiplicato per il guadagno g dello stadio. Se gli stadi moltiplicativi hanno tutti lo stesso guadagno, il guadagno totale per n stadi risulta essere

$$G = g^n \quad (\text{Eq. 1.1})$$

Il numero medio di elettroni secondari dipende oltre che dal materiale dei dinodi e del fotocatodo, dall'energia dell'elettrone primario, e da questo numero dipende l'ampiezza del segnale d'uscita. La tensione tra uno stato moltiplicativo e il successivo è tipicamente dell'ordine del centinaio di volt, con l'eccezione del primo dinodo che è tenuto a una tensione più alta, così da massimizzare la sua efficienza di raccolta dal fotocatodo, arrivando ad una tensione complessiva tra anodo e catodo superiore al migliaio di volt.

Se dunque α è l'efficienza di raccolta del primo dinodo, per un numero medio di fotoni incidenti N_{ph} sul fotocatodo, si ottiene un numero medio di elettroni raccolti all'anodo avente valor medio

$$N_a = N_{ph} \cdot \alpha \cdot G \cdot QE \quad (\text{Eq. 1.2})$$

ribadendo quanto sia importante il ruolo del primo stadio di ingresso.

Un segnale luminoso, anche di durata infinitesima, inviato sul fotocatodo, produce come risposta un impulso di corrente di durata finita, il cui valor medio risulta ritardato rispetto alla sollecitazione luminosa, a causa del tempo di transito degli elettroni che attraversano i vari stadi

moltiplicativi. Esistono così varie geometrie per collocare i dinodi all'interno del fotomoltiplicatore, così da migliorare sensibilmente la risposta temporale del dispositivo.

I principali svantaggi dei PMT sono rappresentati dalle dimensioni ingombranti, dalla loro fragilità, dal rumore, dall'elevata tensione di alimentazione e dagli eccessivi costi.

Il rumore nei fotomoltiplicatori è dovuto principalmente all'emissione termoelettrica del fotocatodo; ovvero anche se nessun fotone colpisce il fotocatodo, questo mette elettroni per effetto termico. Tale *corrente di buio* (**Dark Currents**) dipende quadraticamente dalla temperatura secondo la legge di Richardson [1]

$$J = C \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{E_g + E_n}{KT}} \quad (\text{Eq. 1.3})$$

dove J è il numero di termoelettroni emessi per cm², K la costante di Boltzman (1.38*10⁻¹⁹ J/°K), E_g e E_n sono rispettivamente l'energia di gap del materiale che costituisce il fotocatodo e la sua affinità elettronica, ovvero l'energia che va dal fondo della banda di conduzione al suo livello energetico massimo, mentre C è una costante adimensionata che dipende sempre dal materiale del fotocatodo che è circa dell'ordine di 7.5*10²⁰.

Un'altra causa di rumore è data dalla produzione di fotoni da parte degli elettroni che erroneamente colpiscono le pareti del tubo fotomoltiplicatore, i quali se raggiungono il fotocatodo generano a loro volta degli elettroni “spuri”, che producono degli impulsi secondari (**Afterpulsing**) che limitano le prestazioni del dispositivo, aumentandone il rumore.

1.2. Rivelatori a stato solido

Una grande innovazione è stata però l'utilizzo di sensori a stato solido. Questi hanno portato degli enormi vantaggi nel campo della fotorivelazione, in quanto presentano dimensioni fisiche più ridotte, tensioni d'alimentazioni più basse, una maggiore robustezza e affidabilità, insensibilità ai campi elettromagnetici e, soprattutto, un minore costo di produzione.

Questi rivelatori vengono realizzati sfruttando le caratteristiche dei materiali semiconduttori. I semiconduttori sono dei materiali che possiedono una *gap energetica* che divide la banda di valenza da quella di conduzione, variabile tra 0,5 e 2-3 eV. Il motivo per cui vengono utilizzati questi materiali è che, grazie ad un particolare procedimento, detto *drogaggio* del materiale, è possibile introdurre all'interno della *gap*, dei livelli accessibili agli elettroni del semiconduttore, generando così portatori liberi nel materiale. Se ad esempio viene inserito, all'interno del reticolo cristallino del silicio, un atomo avente una valenza minore, questo si comporta come uno ione negativo che sottrae un elettrone dalla banda di conduzione, lasciando una lacuna libera di muoversi in banda di valenza. Se invece si inserisce un atomo avente valenza maggiore a quella del silicio, questo si comporta da ione positivo, e nello stabilire tutti i legami con il reticolo del silicio, viene liberato un elettrone nella banda di conduzione che è libero di muoversi e capace di condurre. Introducendo dunque atomi droganti nel semiconduttore si ottengono materiali drogati di tipo *p*, nel

primo caso o di tipo n , nel secondo caso, a seconda che i portatori liberi di carica siano rispettivamente lacune o elettroni.

Mettendo a contatto un semiconduttore drogato di tipo p e un o di tipo n , si ottiene una giunzione $p-n$. Qui, le lacune presenti nel semiconduttore di tipo p diffondono nel semiconduttore n , creando così una zona svuotata di portatori liberi, che prende il nome di **zona di svuotamento**. In questa zona, si crea un campo elettrico, che si oppone alla diffusione di elettroni nel materiale p e di elettroni nella zona drogata n ; tale campo elettrico è dovuto alla presenza degli ioni immobili rimasti scoperti, a causa della ricombinazione di elettroni e lacune. In questo modo si è realizzato un **diodo**.

Se al diodo viene applicata una *polarizzazione diretta*, ovvero viene collegato il semiconduttore drogato p al polo positivo e quello n al polo negativo, le lacune della zona p e gli elettroni nella zona n , ovvero le cariche maggioritarie, non incontrano difficoltà a diffondere rispettivamente verso il polo negativo e positivo. In un diodo così polarizzato bastano piccoli valori di tensione per far sì che la giunzione conduca grandi correnti. Se invece si invertono i collegamenti (silicio p collegato col polo negativo e silicio n collegato al polo positivo) si ottiene una *polarizzazione inversa*. In questa configurazione non si ha più questo passaggio di corrente, in quanto la differenza di potenziale esterna, non fa che accrescere la barriera di potenziale in corrispondenza della giunzione, così che ogni flusso di cariche maggioritarie viene bloccato. Risulta invece favorito il passaggio di cariche minoritarie; di elettroni dallo strato p a quello n , e di lacune in senso

inverso. Se il voltaggio inverso diventa troppo grande si ha quello che viene chiamato breakdown e un improvvisa corrente inversa inizierà a scorrere in tutto il diodo [2] [3].

La regione di svuotamento in polarizzazione inversa, ha delle proprietà molto interessanti come mezzo di rivelazione della radiazione. Il campo elettrico esistente spinge gli elettroni che si creano vicino alla giunzione, verso il materiale di tipo n , mentre ogni lacuna viene allo stesso modo spinta verso la regione drogata p . Le uniche cariche significative che rimangono nella regione svuotata sono i siti ionizzati degli atomi donatori e accettori.

Poiché queste ultime cariche non contribuiscono alla conduttività, la regione di svuotamento possiede una resistività piuttosto alta. Così una coppia elettrone-lacuna creata all'interno della regione di svuotamento dal passaggio della radiazione, verrà spinta fuori dalla regione di svuotamento dal campo elettronico, e il loro moto costituirà il segnale elettrico di base.

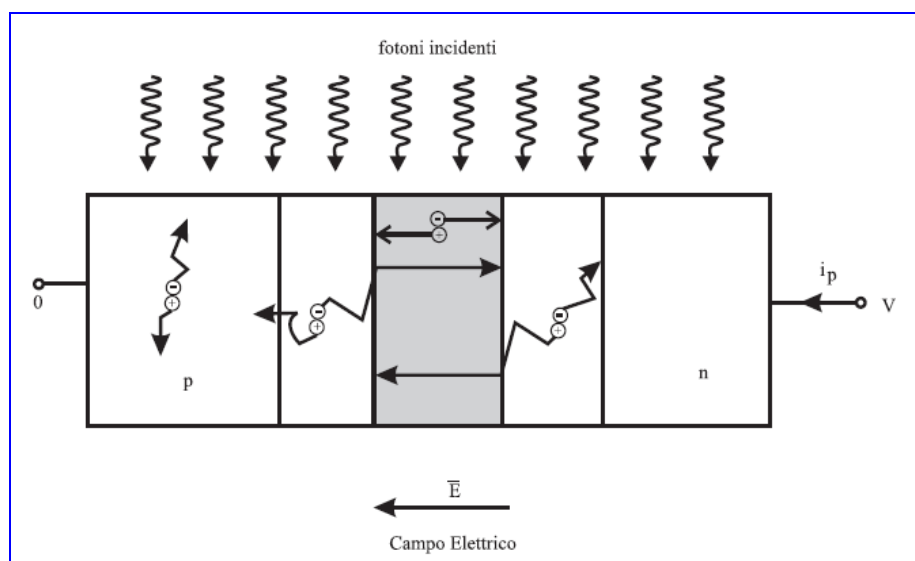


Fig. 1.2 : Principio di funzionamento di un fotodiodo.

I **fotodiodi**, sono per l'appunto dei particolari diodi, polarizzati con polarizzazione inversa che sfruttano proprio questa regione per la rivelazioni di radiazioni luminose. Quando i fotoni incidono nella regione di svuotamento, questi con una certa probabilità possono generare portatori di carica nella banda di conduzione del semiconduttore e quindi liberi di muoversi, generando una corrente proporzionale alla potenza ottica che incide sul fotodiodo, e che viene detta *fotogenerata*.

La caratteristica I-V di un fotodiodo dunque è strettamente connessa al tipo di polarizzazione che agisce sul diodo. Abbiamo visto come per rivelare la radiazione sia conveniente operare in polarizzazione inversa. Quando il fotodiodo rivela una radiazione, alla normale corrente di portatori minoritari, in **Fig. 1.3** indicata con I_D , si deve considerare anche la corrente di fotogenerazione I_{ph} .

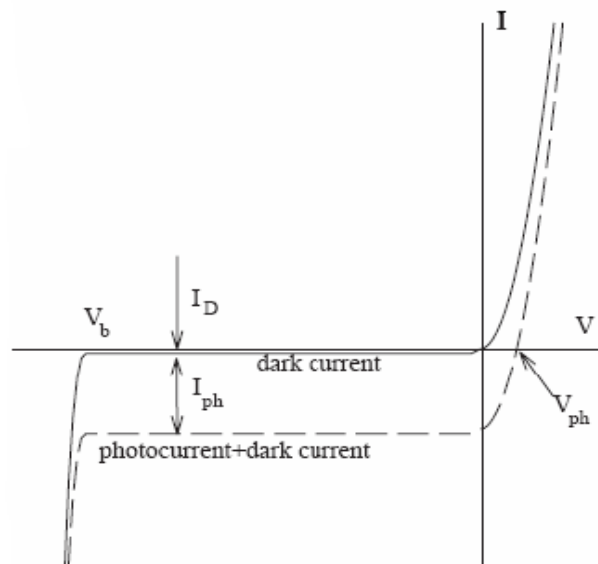


Fig. 1.3 : Caratteristica I-V di un fotodiodo, a riposo e in presenza di una corrente fotogenerata I_{ph} .

Allora in questo caso la corrente del fotodiodo può essere descritta come

$$I = I_D - I_{ph} = I_S (e^{V_A/V_T} - 1) - I_{ph} \quad (\text{Eq. 1.4})$$

dove I_S è la corrente di saturazione inversa del diodo, V_A è la tensione di polarizzazione inversa e V_T è la tensione termica pari a KT/q , che a temperatura ambiente ha il valore di 25 mV [6].

La funzione del fotodiodo è comunque subordinata ad una condizione che risulta fondamentale per il suo funzionamento. Affinché infatti il flusso luminoso venga assorbito dal semiconduttore è necessario che l'energia trasportata da un fotone $h\nu$, sia maggiore della gap energetica E_{gap} , tra la banda di valenza e la banda di conduzione. Ciò si può tradurre che la lunghezza d'onda della radiazione incidente non deve superare un certo valore λ_{soglia} . Sia E_{gap} che λ_{soglia} differiscono a seconda del materiale semiconduttore utilizzato. La differenza di energia $h\nu - E_{gap}$ viene ceduta dal fotone al portatore generato, che transita dalla banda di valenza alla banda di conduzione.

Nel caso in cui sul diodo arrivino fotoni con una potenza ottica P_{opt} , ognuno dei quali ha un energia $h\nu$, se consideriamo n_d la probabilità che un fotone assorbito generi un portatore di carica (l'efficienza quantica del fotodiodo), allora la corrente che si riesce ad avere nel fotodiodo è

$$i = P_{opt} \cdot \frac{q}{h\nu} \cdot n_d \quad (\text{Eq. 1.5})$$

Nel diodo polarizzato in maniera inversa, la massima caduta di campo si ha all'interno della giunzione. Le coppie fotogenerate all'interno della

zona svuotata si muovono con una **velocità di deriva** che è direttamente proporzionale al valore del campo elettrico

$$|\vec{v}| = \mu \cdot |\vec{E}| \quad (\text{Eq. 1.6})$$

con μ mobilità elettronica dei portatori di carica [7].

Se però la zona di svuotamento è poco estesa, molte coppie elettrone-lacuna non riescono a essere disaccoppiate dal campo elettrico presente nella zona di svuotamento, e finiscono per ricombinarsi non dando un reale contributo alla corrente del fotodiode.

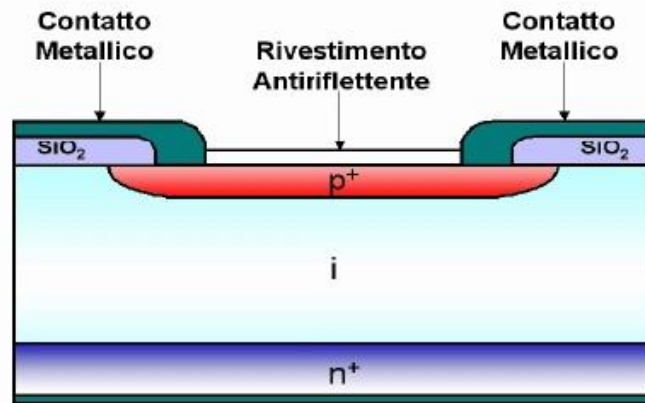


Fig. 1.4 : Cross section di un fotodiode pin con rivestimento antiriflettente.

Se invece la regione svuotata è molto grande, le coppie generate vengono subito separate dal campo elettrico e riescono a dare un contributo più sostanziale al segnale del fotodiode. Per di più aumentando la zona svuotata, la capacità del rivelatore diminuisce come un normale condensatore a facce piane e parallele

$$C = \epsilon \frac{A}{d} \quad (\text{Eq. 1.7})$$

Ciò porta dei benevoli contributi al comportamento del fotodiodo, in quanto il rumore prodotto dal rivelatore è dipendente da questa capacità. Inoltre potendo rappresentare il rivelatore come una capacità, il segnale che esce fuori da questo sarà proporzionale ad $1/C$, e dunque diminuendo la capacità avremo, a parità di carica rivelata, segnali con ampiezza maggiore e dunque in definitiva un rapporto segnale rumore molto più basso. Avere una capacità minore nel rivelatore dà anche un ottimo comportamento temporale, in quanto la costante di tempo è senz'altro più piccola, e ciò mi determina in particolar modo un tempo di discesa del segnale uscente dal rivelatore nettamente più piccolo.

Naturalmente aumentando la zona di svuotamento aumenta anche il volume attivo del rivelatore. Si ottiene in questo modo un ottimo fotorivelatore a stato solido con una grande zona di svuotamento. Tale rivelatore è il **fotodiodo p-i-n**. Lo strato p e lo strato n hanno drogaggi molto alti, così che la zona svuotata ricada completamente all'interno della regione intrinseca.

Questa regione viene allargata ancora di più, quando la giunzione viene polarizzando inversamente; in questo modo si crea un campo elettrico interno maggiore che rimuove più velocemente i portatori generati per assorbimento dalla zona attiva, ovvero la zona intrinseca. Infatti se un fotone interagisce con la giunzione nella zona di svuotamento, la coppia elettrone lacuna generata viene allontanata rapidamente dal campo elettrico, cosicché il movimento dei portatori innescato, rinforza la debole corrente di conduzione inversa (*corrente di trascinamento*). Se invece la coppia

elettrone lacuna si trova al di fuori della zona attiva, i portatori devono prima diffondere, con una *corrente di diffusione*, sino alla zona di svuotamento, e poi possono partecipare attivamente alla corrente di trascinamento. Questo fenomeno limita notevolmente la velocità di risposta del dispositivo, e fa comprendere l'importanza fisica della zona intrinseca.

I fattori che dunque caratterizzano la risposta temporale del dispositivo sono principalmente 3: il **tempo di diffusione** dei portatori per raggiungere la zona svuotata, il **tempo di transito** dei portatori nella regione di svuotamento e la **capacità di giunzione** del fotodiodo. Questi tre parametri dipendono fortemente dalle dimensioni del dispositivo. Se ampliamo sufficientemente l'area della zona di svuotamento si ha una velocità di risposta più lenta, ma si migliora l'efficienza di rivelazione del dispositivo, in quanto si aumenta l'area attiva. Occorre quindi, trovare il giusto compromesso nella scelta delle dimensioni per ottenere una buona risposta in frequenza, senza peggiorare l'efficienza [2].

I fotodiodi *p-i-n* sono dispositivi molto veloci, in quanto il tempo di transito dei portatori è molto piccolo e presentano una banda passante abbastanza larga; una cosa su cui difettano però è la mancanza di un meccanismo interno di moltiplicazione, e dunque risulta necessario uno stadio esterno di amplificazione, con tutti gli svantaggi che questo comporta, soprattutto il rumore introdotto dalla catena elettronica.

Il problema dei piccoli segnali di uscita dei fotodiodi convenzionali viene risolto con i **fotodiodi a valanga (APD)**, ai quali viene applicata un'alta differenza di potenziale che accelera le cariche formatesi, in modo

da creare nuove coppie elettrone-lacuna. Il valore limite di tensione applicabile è detto *tensione di breakdown* V_{BD} e rappresenta il valore di tensione nel diodo oltre il quale la corrente aumenta in maniera considerevole. Questi fotodiodi contengono un campo elettrico molto alto, in grado di provocare un processo di moltiplicazione dei portatori di carica, e dunque della corrente generata, che può raggiungere fattori di moltiplicazione superiori a 100, tale da aumentare la sensibilità ottica del dispositivo.. Il processo di amplificazione della corrente si basa su un fenomeno statistico di moltiplicazione di carica, e contribuisce anch'esso alla produzione di rumore elettronico. L'elettrone prodotto nelle collisioni tra atomo e fotone, giunto nella zona p , viene trascinato dal campo elettrico, che ne aumenta l'energia, nella regione n , provocando un effetto valanga, con il conseguente risultato di una produzione di carica.

Il fotone entra nell'APD attraverso una finestra di ossido di silicio (SiO_2), per poi passare nella *zona di conversione*, una zona molto drogata (p^{++}). In questa zona i fotoni incidenti vengono convertiti in coppie elettroni-lacune. Lo spessore di questa zona deve essere sufficientemente grande da assorbire completamente la luce incidente, evitando che raggiunga la regione di moltiplicazione, ma abbastanza piccola da minimizzare, i segnali spuri dovuti a particelle ionizzanti che attraversano il diodo (*Nuclear Counter Effect* NCE), e la generazione termica di corrente di buio.

A questo punto gli elettroni prodotti, passando dalla *zona di accelerazione* (drogata p) arrivano alla *zona di moltiplicazione* (drogata n)

dove aumentano di un fattore di circa $50 \div 200$. Questa zona è caratterizzata dalla presenza di un picco nel campo elettrico, che favorisce la moltiplicazione della carica nella regione centrale dell'APD ed ha uno spessore di $5 \mu\text{m}$, tale da mantenere uniforme il guadagno.

Una volta moltiplicati, gli elettroni arrivano alla *zona di deriva* per poi raggiungere le *zone di contatto*, realizzate con materiali molto drogati. La zona di deriva, composta da semiconduttore intrinseco, ha il compito di assicurare una diminuzione drastica della capacità del dispositivo, a spese dell'aumento della tensione di alimentazione.

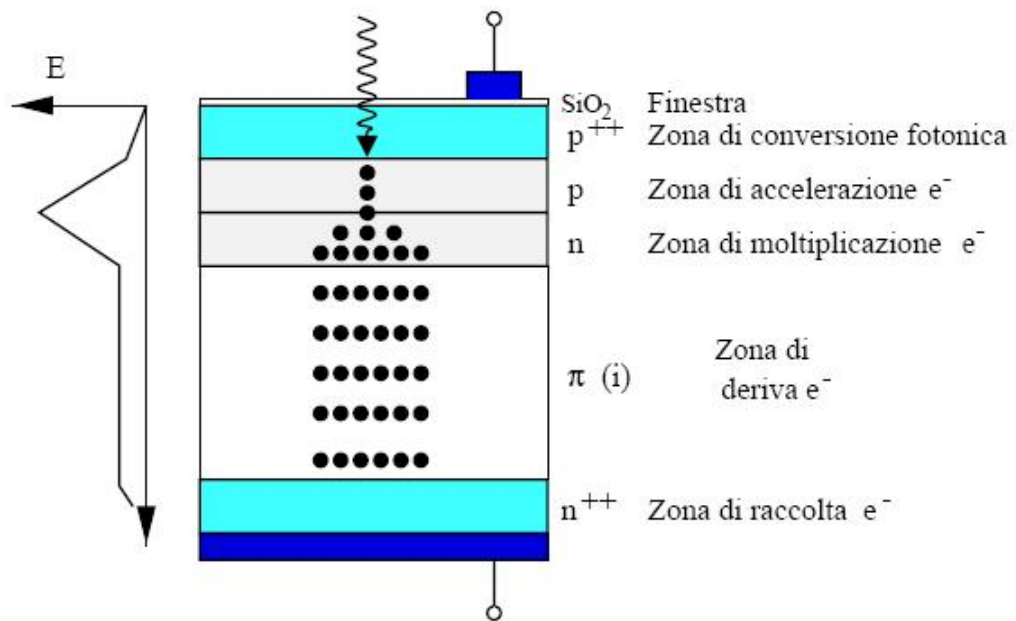


Fig. 1.5 : Sezione verticale di un APD

Infatti una zona svuotata più ampia, promette una minore capacità e dunque di ridurre i contributi di rumore nell'amplificatore di carica.

Nel processo di moltiplicazione un parametro molto importante è rappresentato dal *coefficiente di ionizzazione ad impatto* di entrambi i portatori di carica, per gli elettroni α_e e per le lacune α_p . Questi coefficienti rappresentano la probabilità che gli elettroni o le lacune generate creino a loro volta altre coppie elettrone- lacuna per effetto di ionizzazione [8]. Il fattore di moltiplicazione dipende proprio da questi coefficienti, ed è definito come il rapporto tra le densità di corrente, J_1 e J_2 , considerate agli estremi della regione di moltiplicazione [9]

$$M = \frac{J_1}{J_2} = \frac{1}{1 - \int_{x_2}^{x_1} \alpha(x) dx} \quad (\text{Eq. 1.8})$$

Dove x_1-x_2 è la dimensione della zona di moltiplicazione. Condizione affinché dunque si abbia una valanga infinita è che risulti

$$\int_{x_2}^{x_1} \alpha(x) dx = 1 \quad (\text{Eq. 1.9})$$

Il problema del *Nuclear Counter Effect*, può invece considerarsi trascurabile rispetto a quello che si osserva nei diodi p-i-n. Negli APD infatti solo gli elettroni creati prima della regione di amplificazione vengono moltiplicati dal campo elettrico; dunque solo una piccola parte della carica prodotta da queste particelle ionizzanti producono un segnale comparabile con il segnale prodotto dal fotoelettroni, e solo tale parte viene poi amplificata [3]. Se questa regione è sufficientemente stretta l'*NCE* si riduce notevolmente. I fotodiodi a valanga sono molto usati nelle

comunicazioni ottiche grazie al guadagno interno e alla loro elevata velocità di risposta.

Un ulteriore sviluppo degli APD sono i dispositivi **SPAD (Single Photon Avalanche Diode)**. Gli SPAD sono dei normali fotodiodi a valanga, polarizzati però con una tensione inversa superiore alla tensione di breakdown (circa il 10%-20% in più). In questo modo si viene a creare un fortissimo campo elettrico capace di trasferire al singolo portatore un grandissimo valore di energia cinetica, così che sia sufficiente una sola coppia elettrone-lacuna per innescare il processo di moltiplicazione a valanga dei portatori. Lo SPAD, si definisce dunque come un dispositivo capace di fornire in uscita segnali di corrente, direttamente amplificati come risposta ad un singolo fotoelettrone prodotto.

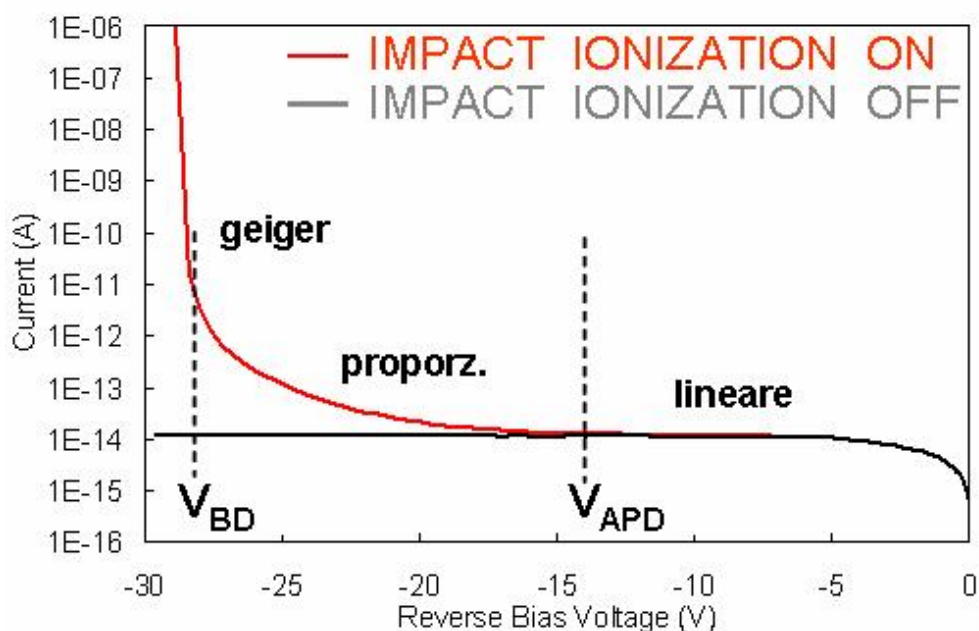


Fig. 1.6 : Regione di funzionamento del fotorivelatore in funzione della tensione di polarizzazione.

Dunque questi nuovi dispositivi, non si discostano tanto dagli APD, in quanto funzionano sempre con lo stesso principio della ionizzazione ad impatto che genera la valanga; quello che cambia tra i due sensori è solo il regime operativo, che laddove negli APD era lineare, gli SPAD lavorano in regime Geiger.

Dunque i diodi p-i-n lavoravano in zona lineare, con un fattore di moltiplicazione lineare e con una tensione di alimentazione minore del valore che genera la valanga, gli APD in zona proporzionale con una tensione minore della tensione di valanga ma dove agisce un fattore di moltiplicazione M che non è unitario, e che dipende dai coefficienti di ionizzazione, mentre come abbiamo visto, i dispositivi SPAD sono realizzati per essere utilizzati con una tensione di alimentazione, superiore a quella di breakdown.

In *Geiger mode* il dispositivo invece avrà un fattore di moltiplicazione illimitato, ovvero, qualsiasi sia il numero di fotoni che incidono nel sensore, questo risponderà in maniera rapida e veloce con una valanga. Ciò significa anche che il sensore non è in grado di distinguere l'arrivo di ulteriori fotoni, se ancora sta operando la valanga generata dal precedente fotone, contando l'arrivo di un solo fotone anche quando in realtà ne sono arrivati in numero maggiore. Per questo motivo è necessario un sistema che fermi la valanga. L'unica soluzione allora sembra essere quella di abbassare il campo elettrico ai capi della regione di svuotamento, così da non permettere più la moltiplicazione per impatto dei portatori. Per tale motivo allora occorre riportare la tensione di alimentazione, ad un valore minore di V_{BD} , per un

certo periodo detto, **tempo di hold-hoff**, durante il quale il dispositivo è disabilitato alla rivelazione di alcun fotone [3].

Per condurre a termine il tempo di hold-hoff è necessario successivamente che siano ripristinate le condizioni di polarizzazione precedenti, ovvero ripristinare una tensione maggiore di V_{BD} , che riporti il sensore in una regione Geiger così da ristabilire il suo funzionamento come sensore SPAD. Questo intervallo di tempo, dunque deve essere il più piccolo possibile, in modo che il dispositivo stia spento il meno tempo possibile. Il sistema che abbassa e poi rialza la tensione di polarizzazione del dispositivo è un **circuito di quenching**, ovvero un circuito di spegnimento. Questi circuiti possono essere sia passivi che attivi, ma agiscono in entrambi i casi come controllo sulla valanga del dispositivo SPAD.

Come ogni fotorivelatore al silicio, anche per lo SPAD, vengono definite le sue prestazioni in base a fenomeni fisici quali il *Dark Count Rate*, l'*Afterpulsing*, e l'*Efficienza Quantica*. Il **Dark Count Rate** è dato dalle fluttuazioni dovute a impulsi spontanei provocati dalla generazione di coppie elettrone-lacuna nella regione svuotata. Il suo inverso è definito invece come l'intervallo di tempo che passa da quando il sensore viene polarizzato con una tensione maggiore della sua tensione di *breakdown*, sino a quando il sensore auto-innesca la valanga per generazione termica di una coppia elettrone-lacuna.

L'**Afterpulsing** è invece il fenomeno di disturbo dovuto all'emissione secondaria di portatori a causa di difetti presenti nella zona di svuotamento.

Questi difetti possono catturare e rilasciare, con un certo tempo di ritardo, portatori che poi partecipano alla corrente di valanga. Durante però il tempo di hold-hoff, questo fenomeno non può avvenire in quanto il campo elettrico che agisce nella zona di svuotamento è eccessivamente basso, mentre se il rilascio del portatore, da parte di una trappola, avviene successivamente al tempo di hold-hoff, questo può dare vita ad una valanga “spuria”, con un valore di carica inferiore, determinando una correlazione di impulsi spuri e causando un aumento ancor più notevole del fenomeno di Dark Count Rate. Inoltre essendo questo rumore correlato, e dunque non distribuito in maniera casuale, provoca una rilevante distorsione nell’istogramma che traccia la distribuzione dei tempi d’arrivo dei fotoni. Una soluzione che riesce a minimizzare questo problema è quello di avere dei tempi di hold-hoff lunghi, in modo da rendere inattive la maggior parte delle trappole. Ciò però porta a un tempo di spegnimento più lungo del sensore; per questo occorre trovare un giusto compromesso nello scegliere la durata di tale tempo.

L’ultimo parametro che rivela le buone o no peculiarità del sensore è l’**Efficienza Quantica**. In un rivelatore SPAD, la probabilità che un fotone venga assorbito, coincide con la probabilità che questo inneschi la valanga, e quindi sia rivelato. Importante risulta dunque che il fotone non venga riflesso nell’interfaccia tra aria e silicio e che questo arrivi ad essere assorbito dalla zona di svuotamento del sensore.

All’interno di uno SPAD, quando i portatori di carica attraversano la zona ad alto campo elettrico, qui hanno un elevata probabilità di generare

un valanga. In caso di un evento di fotogenerazione, vengono creati due portatori che viaggiano in direzione opposta. Tenendo conto di entrambi i contributi la probabilità totale, detta anche **probabilità di trigger**, sarà

$$P_t = P_e + P_h - P_e \cdot P_h \quad (\text{Eq. 1.10})$$

dove P_e e P_h sono le probabilità rispettivamente degli elettroni e delle lacune di generare la valanga [10]. Per capire l'andamento di tali probabilità consideriamo una giunzione n^+p con una regione ad alto campo elettrico costante

Se guardiamo l'andamento della probabilità in funzione della profondità, vediamo che se una coppia è generata nella parte sinistra della zona ad alto campo elettrico, l'elettrone è direttamente raccolto sull'elettrodo n^+ e non contribuisce alla probabilità di trigger. La lacuna invece deve oltrepassare tutta la regione ad alto campo e quindi la sua probabilità sarà massima, $P_t = P_{hM}$.

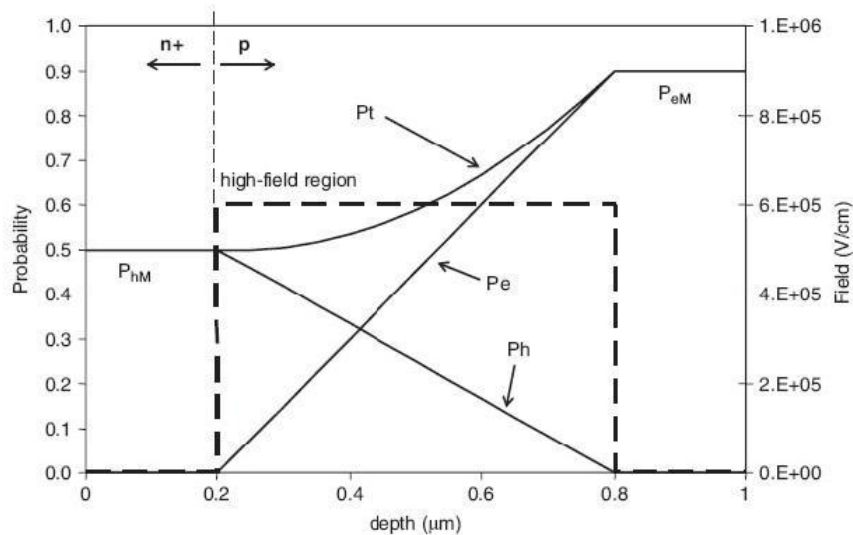


Fig. 1.7 : Probabilità di trigger in funzione della profondità di fotogenerazione.

In caso di fotogenerazione nella parte destra, la situazione è simmetrica e solo gli elettroni contribuiscono alla probabilità di trigger, quindi $P_t = P_{eM}$. Nella regione centrale entrambi i portatori di carica contribuiscono in diversa misura, in funzione della posizione di interazione, e il valore di P_t si trova tra P_{eM} e P_{hM} .

P_e e P_h dipendono dal rate di ionizzazione degli elettroni (α_e) e degli ioni (α_p). Questi coefficienti hanno delle caratteristiche ben stabilite: aumentano man mano che aumenta il campo elettrico; inoltre gli elettroni presentano un coefficiente più alto, e tale differenza fra i due diminuisce maggiore è il campo elettrico.

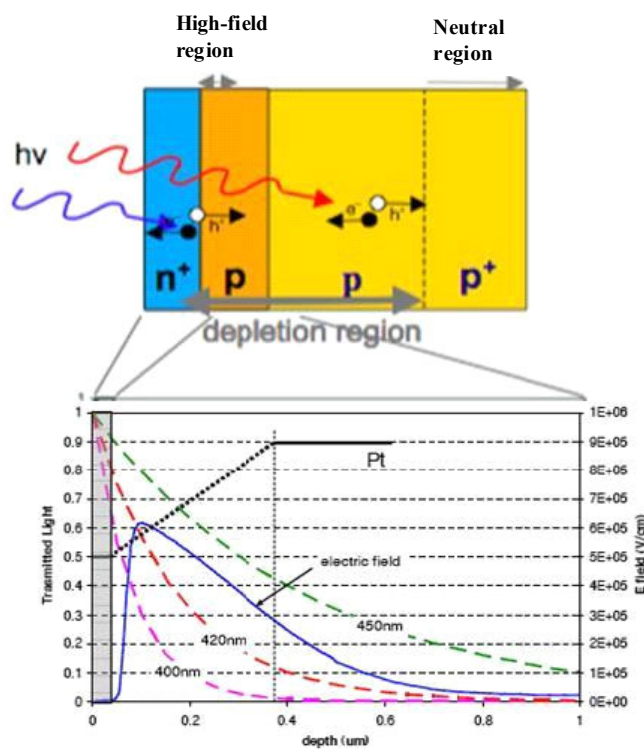


Fig. 1.8 : Campo elettrico presente nell'area attiva in funzione della profondità. Sempre nella stessa figura si nota l'andamento della curva di assorbimento per tre diverse lunghezze d'onda.

Questo comportamento si riflette nell'andamento delle due probabilità, le quali sono funzione del punto dove si è venuto a creare il portatore di carica, all'interno della zona di svuotamento [11]

$$\frac{dP_e}{dz} = \alpha_e (1 - P_e) P_t \quad (\text{Eq. 1.11})$$

e

$$\frac{dP_p}{dz} = \alpha_p (1 - P_p) P_t \quad (\text{Eq. 1.12})$$

con le condizioni al contorno che $P_e(z_n)=0$ e $P_h(z_p)=0$, dove z_n e z_p sono rispettivamente i limiti della giunzione $p-n$. Il significato di queste due equazioni è che la probabilità che un elettrone o una lacuna inizi una valanga sia quasi zero quando l'elettrone (o la lacuna) si trova vicino lo strato n^+ (o p nel caso della lacuna). Infatti in questo caso c'è un'alta probabilità che il portatore sia semplicemente raccolto. Quindi per massimizzare la probabilità di trigger è necessario che: la fotogenerazione avvenga nello strato p della giunzione, in modo che gli elettroni attraversano la zona ad alto campo elettrico; inoltre la tensione di alimentazione (V_{bias}) sia più elevata possibile in modo che la raccolta degli elettroni sia più efficiente possibile.

1.3. Caratteristiche generali

Come abbiamo visto il principio su cui si basano tutti i fotorivelatori è sempre quello di convertire i fotoni assorbiti in portatori carichi elettricamente. Tali cariche, rappresentate dai fotoelettroni, sono poi in grado successivamente di produrre un segnale elettrico.

I fotorivelatori presentano una finestra d'ingresso da dove entra la radiazione luminosa e questa rappresenta l'area sensibile di tutto il rivelatore. La luce incidente viene dunque assorbita e convertita in segnale elettrico, la cui intensità dipende dall'**efficienza quantica (QE)**, definita come:

$$QE = \frac{\# \text{coppie elettrone-lacuna prodotte}}{\# \text{fotoni incidenti}} = \frac{N_{pe}}{N_{fh}} \quad (\text{Eq. 1.13})$$

L'efficienza quantica è un parametro intrinseco del materiale. Inoltre ogni materiale presenta un coefficiente di assorbimento che dipende fortemente dalla lunghezza d'onda della luce incidente. In **Fig. 1.9** è riportato l'andamento del coefficiente di assorbimento per i materiali semiconduttori che usualmente si utilizzano per la costruzione di fotorivelatori.

L'inverso del coefficiente di assorbimento è la lunghezza di penetrazione di un flusso ottico con una data lunghezza d'onda caratteristica per un determinato materiale. Se consideriamo dunque una radiazione luminosa incidente con *potenza ottica* P_0 , all'interno del fotorivelatore si avrà un'intensità che dipende sia dal coefficiente di

assorbimento α , che dallo spessore di materiale attraversato x , secondo la legge [1]:

$$P(\lambda) = P_0(\lambda)e^{-\alpha x} \quad (\text{Eq 1.14})$$

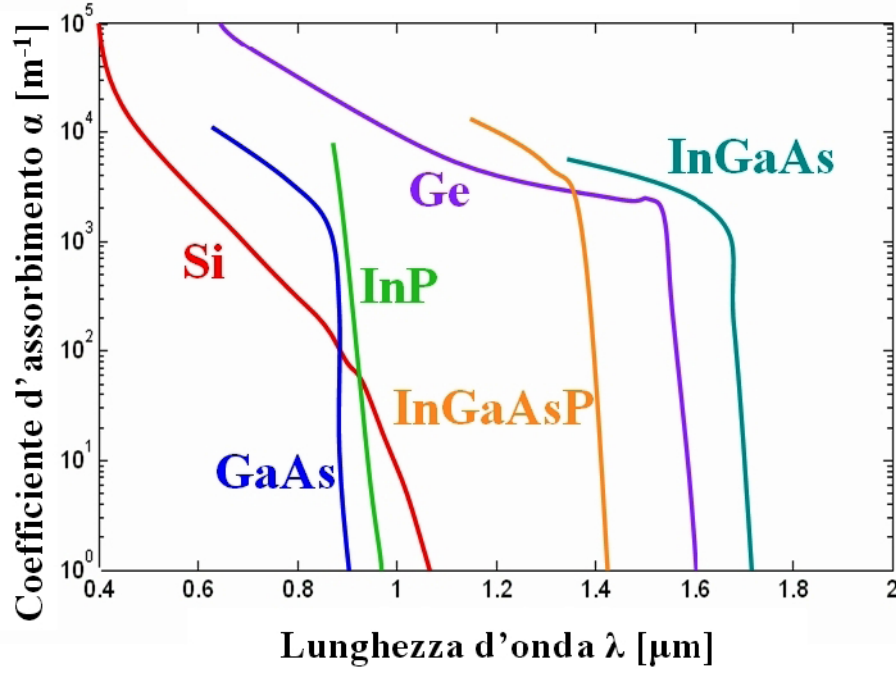


Fig. 1.9 : Andamento del coefficiente di assorbimento in funzione della lunghezza d'onda per alcuni materiali semiconduttori.

Inoltre è possibile anche ricavare, dall'efficienza quantica, la *sensibilità spettrale* $\sigma(\lambda)$ del materiale, in funzione sempre della lunghezza d'onda della radiazione incidente, definita come il rapporto tra la corrente generata e la potenza ottica incidente:

$$\sigma(\lambda) = \frac{I}{P} = \frac{N_{pe} \cdot q}{N_{ph} \cdot h\nu} = \frac{QE \cdot q}{h\nu} = \frac{QE \cdot \lambda \cdot q}{hc} = \frac{QE \cdot \lambda}{1.24} \quad (\text{Eq 1.15})$$

dove q rappresenta la carica dell'elettrone ($1.6 \cdot 10^{-19}$ C), h la costante di Planck ($6.62617 \cdot 10^{-34}$ Js) e c la velocità della luce (10^8 m/s).

L'efficienza quantica però, che come abbiamo visto è una caratteristica del materiale, non basta a descrivere il reale comportamento del fotorivelatore, in quanto entrano in gioco anche altri fattori come la tensione di alimentazione, la concentrazioni di atomi droganti, lo spessore dell'area sensibile, l'accoppiamento ottico, ecc. Anche le riflessioni sulla superficie, che indicano la percentuale di fotoni persi nell'impatto della luce con il rivelatore, a causa del cambio di indice di rifrazione, danno un importante contributo a definire l'efficienza reale del rivelatore, così come l'*efficienza geometrica*, dovuta alla frazione di area sensibile rispetto all'area totale del rivelatore, e le condizioni operative del dispositivo.

Occorre allora definire un altro parametro intrinseco proprio del fotorivelatore che è l'**efficienza di rivelazione (DE)**, che si definisce come:

$$DE = \frac{\# \text{ fotoelettroni}}{\# \text{ fotoni incidenti}} \quad (\text{Eq. 1.16})$$

In questo modo è possibile valutare la reale efficienza di rivelazione del fotorivelatore.

Il processo di fotorivelazione può essere dunque visto come la generazione di una serie di eventi costituiti dalla promozione di una carica, da *legata*, a *libera*, in corrispondenza dell'assorbimento da parte dell'area sensibile del fotorivelatore, di un singolo quanto di luce. Questa liberazione di carica genera un impulso di corrente elettrica, convertendo dunque l'intensità ottica del segnale luminoso in impulsi elettrici di corrente. Il

numero medio di tali impulsi di corrente in unità di tempo è direttamente proporzionale all'intensità ottica. Se poi questi impulsi elettrici sono abbastanza elevati da emergere dal rumore, allora possono essere rivelati e contati da un opportuno dispositivo elettronico.

L'analisi di un segnale prodotto da un fotorivelatore va fatta in termini di risposta temporale e in termini di ampiezza., ovvero della quantità di carica prodotta. Quando inviamo un segnale luminoso al fotorivelatore, questo produce un segnale di corrente ritardato rispetto all'impulso ottico. Tale ritardo è stabilito dal tempo di transito dei portatori carichi all'interno del dispositivo, il quale non è uniforme ma subisce un allargamento a causa di diversi motivi, quali la disomogeneità dei campi elettrici, imperfezioni geometriche, emissioni casuali di portatori, ecc. Così il segnale di corrente non è una delta, ma una risposta che ha la forma di una gaussiana. L'allargamento del segnale uscente dal fotorivelatore è dunque dovuto allo sparpagliamento del tempo di transito della carica all'interno del fotorivelatore, ovvero al **TTS (Time Transit Spread)**.

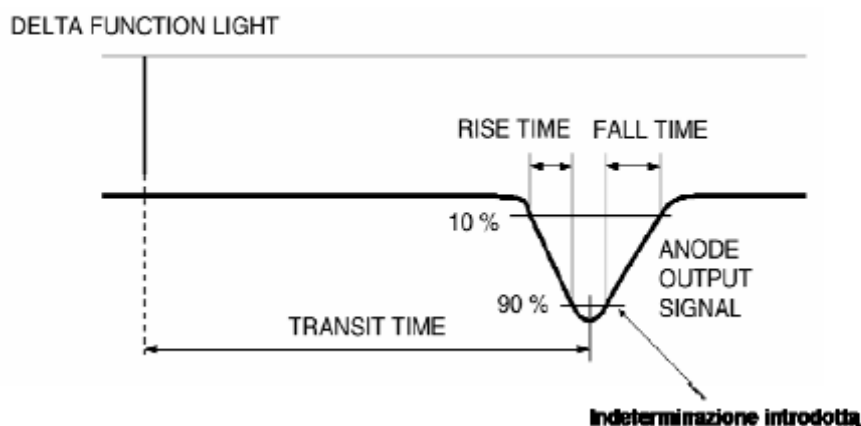


Fig. 1.10 : Risposta temporale di un fotorivelatore ad un impulso di luce.

Il TTS di un fotorivelatore può essere misurato e diminuisce con l'aumentare della tensione di alimentazione del fotorivelatore, in quanto l'elevata tensione applicata al fotorivelatore comporta una maggiore caduta di campo, che meglio direzione il moto delle cariche, e riduce i tempi di salita del segnale, accelerando la risposta.

Il segnale elettrico avrà dunque un tempo di salita e un tempo di discesa [12]. Il tempo di salita è dettato dall'iniezione di carica durante la moltiplicazione del segnale all'interno stesso del dispositivo, mentre il tempo di discesa si può ricavare immaginando il dispositivo come un condensatore che libera una quantità di carica accumulata precedentemente. L'aumento della tensione applicata, dunque non solo migliora il TTS, ma conferisce una maggiore velocità al processo di moltiplicazione, velocizzando l'iniezione di carica e diminuendo il tempo di salita.

L'ampiezza del segnale invece, dipende dalla quantità di carica prodotta dai fotoni rivelati. Il processo di moltiplicazione interna, che segue un processo del tutto poissoniano, fa sì che al numero medio di portatori generati si somma una fluttuazione statistica pari alla radice quadrata dello stesso valor medio.

2. Il SiPM

Il SiPM, *Silicon Photo-multiplier*, è il più giovane e il più innovativo tra i fotorivelatori a stato solido. Nasce da un brevetto di Z. Sadygov del 1996, ed ancora risulta un dispositivo tutto da studiare.

Il SiPM consiste in una matrice planare di più dispositivi SPAD, identici in forma, dimensione e caratteristiche costruttive e operanti in regime Geiger. Questi dispositivi vengono collegati in parallelo, con gli anodi collegati fra loro, e poi connessi ad un unico carico comune.

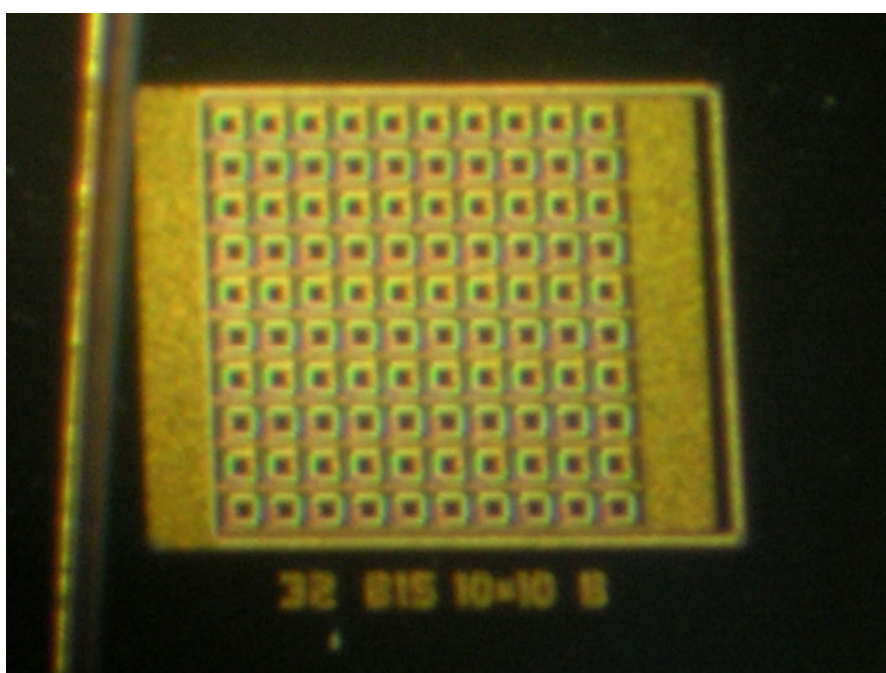


Fig. 2.1 : Foto al microscopio di un dispositivo SiPM.

Ad ogni SPAD di tale matrice, è poi associato un resistore di quenching integrato R_L , che ha lo stesso valore per ogni singolo SPAD, e che oltre ad avere la funzione di spegnere la valanga nel dispositivo, riportando il valore di tensione di polarizzazione ad un valore inferiore a quello di breakdown, ha anche la funzione di disaccoppiamento elettrico fra uno SPAD e l'altro, permettendo loro di operare come se fossero indipendenti nonostante l'alimentazione e il carico in comune.

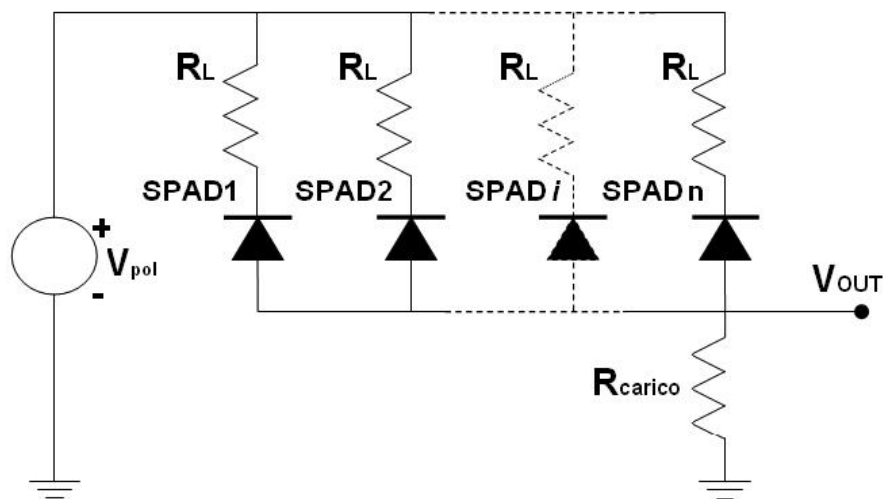


Fig. 2.2 : Schema circuitale di un SiPM.

Il resistore di quenching è generalmente realizzato in polisilicio; il SiPM utilizza sistemi di quenching passivi, in quanto pensare di avere diversi componenti attivi per ciascun dispositivo SPAD diventa troppo costoso e dispendioso anche in termini di spazio sulla fetta di silicio. Ogni singola coppia formata dallo SPAD e dal suo resistore di quenching è detto **pixel** del SiPM [13].

Il segnale d'uscita del SiPM, è un segnale formato dalla somma di tutti i segnali dovuti ai singoli pixel, i quali rispondono all'assorbimento di un fotone con un identico segnale. Infatti dato che, all'interno di un SiPM tutti i pixel sono identici, quando questi rivelano, emettono tutti la stessa quantità di carica, e dunque dalla quantità di carica totale raccolta in uscita si può risalire al numero di celle accese nel dispositivo. La carica in uscita è praticamente un multiplo della carica emessa dalla singola microcella accesa.

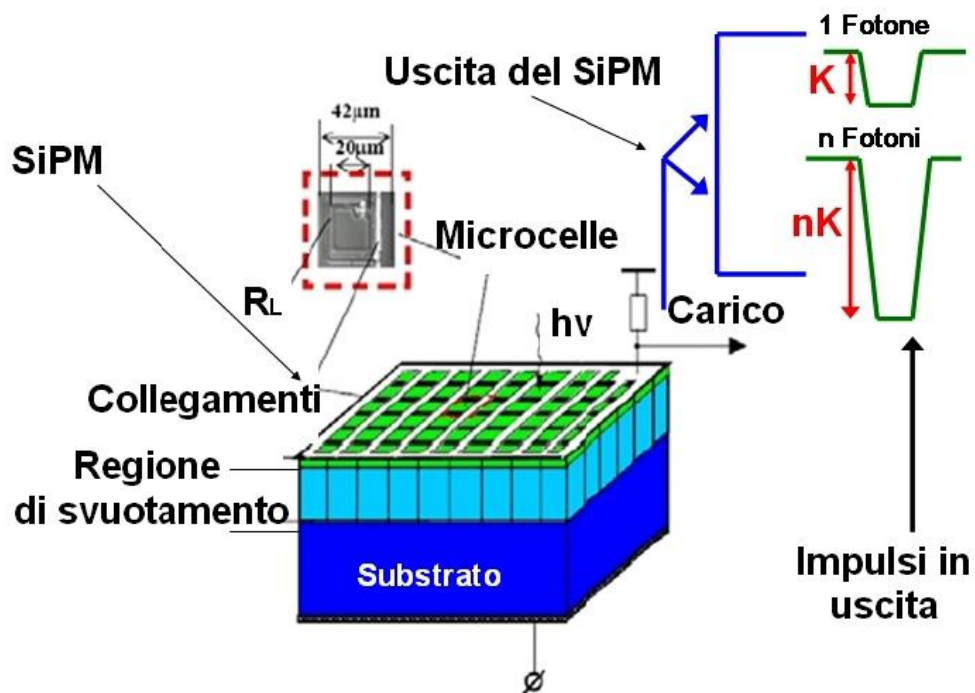


Fig. 2.3 : Struttura del SiPM.

Proprio per questo motivo, ogni singolo pixel si comporta da dispositivo digitale, in quanto ha un'uscita quantizzata ogni qual volta riceve un fotone, invece il SiPM è un vero e proprio dispositivo analogico,

poiché in uscita vede la somma dei singoli impulsi di carica derivanti dai pixel [16].

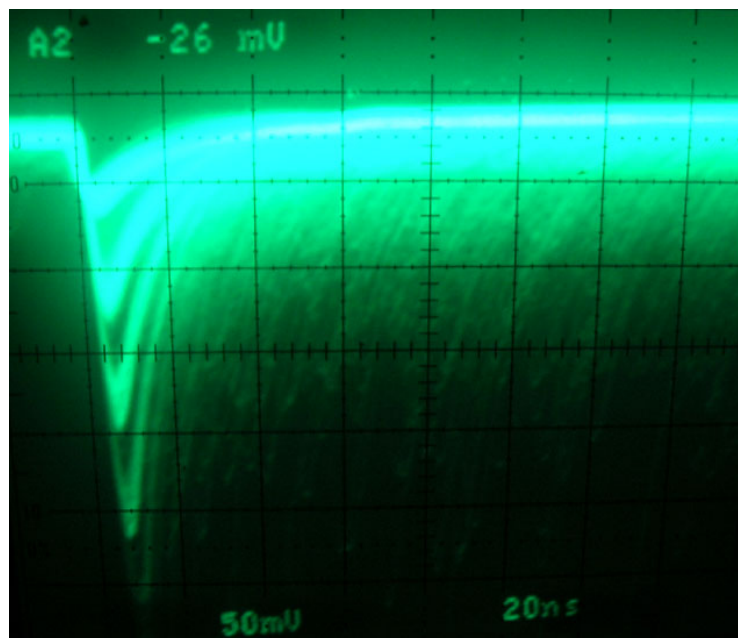


Fig. 2.4 : Foto di un segnale uscente da un SiPM visto all'oscilloscopio.

Dunque quando alcuni fotoni provenienti da una sorgente di radiazione interagiscono con alcune celle, generano un impulso con una velocità di risposta che caratterizza il dispositivo, e poi rimangono inattive durante tutto il tempo di scarica. Mentre queste celle sono inattive, altre celle sono coinvolte nel processo di rivelazione. Così durante il tempo dell'impulso della radiazione, ci saranno sempre alcune celle che si stanno scaricando e altre celle attivate. L'impulso finale presenterà allora una forma continua, ma con delle strutture ben distinguibili di singoli fotoni.

L'efficienza di raccolta del SiPM, la PDE (Photon Detection Efficiency) del dispositivo, rappresenta la capacità del SiPM di rivelare

fotoni, e si può considerare come la combinazione di tre importanti elementi del dispositivo, l'efficienza quantica QE , l'efficienza geometrica ε_{geom} e la probabilità che il fotone assorbito generi la scarica P_t .

Possiamo dunque esprimere tale efficienza come il prodotto di questi tre parametri che caratterizzano il dispositivo [10] [14]

$$PDE = QE \cdot \varepsilon_{geom} \cdot P_t \quad (\text{Eq. 2.1})$$

L'**efficienza quantica QE** rappresenta la probabilità che un fotone venga assorbito e sia poi capace di generare una coppia elettrone-lacuna nella zona attiva che inneschi la valanga nel sensore [17] :

$$QE = (1 - R)(1 - e^{-\mu x}) \quad (\text{Eq. 2.2})$$

P_{av} è il parametro che descrive la probabilità che venga innescata la valanga, R è il coefficiente di riflessione per il sistema aria-ossido-silicio dell'area attiva del rivelatore, ovvero il coefficiente di riflessione della superficie di ingresso del dispositivo, μ invece il coefficiente lineare di attenuazione dei fotoni all'interno del silicio. Gli ultimi due parametri dipendono dalla lunghezza d'onda della luce incedente, e dunque questo causa anche la dipendenza di QE da costei. L'efficienza geometrica del nostro dispositivo tiene conto del fatto che l'area attiva del SiPM, non è rappresentata dall'area complessiva del rivelatore, ma tale parametro ci offre proprio la percentuale di area attiva (A_{act}) rispetto all'area totale (A_{tot})

$$\varepsilon_{geom} = \frac{A_{act}}{A_{tot}} \quad (\text{Eq. 2.3})$$

Da tutte queste considerazioni si può notare come una buona efficienza di rivelazione si ottiene solo quando il fotone incidente viene assorbito nella regione di svuotamento della giunzione. Per quanto riguarda invece il coefficiente lineare di attenuazione μ , questo gioca un ruolo realmente importante nella rivelazione, in quanto il suo inverso esprime il libero cammino medio di un fotone all'interno del materiale di cui è composto il sensore, ovvero la distanza media che il fotone può compiere in esso. Il numero di fotoni trasmessi I in un materiale atto ad assorbirli, decresce esponenzialmente rispetto al numero dei fotoni incidenti in funzione appunto di tale coefficiente di assorbimento μ , e dello spessore attraversato

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (\text{Eq. 2.4})$$

Lo strato di ossido in cima al dispositivo introduce invece il problema della trasmittanza T , parametrizzato con R . La trasmissione della radiazione dall'aria al substrato di silicio coperto da un sottile strato di ossido è espresso dal parametro T [11]

$$T = \frac{n_0 \cdot n_s}{|n_0 B + C|^2} \quad (\text{Eq. 2.5})$$

dove B e C sono dei coefficienti che tengono conto dell'indice di rifrazione del silicio n_s , dell'aria n_0 , e dell'ossido coprente. Sia R che T sono parametri che variano in un intervallo che ha per estremi lo 0 e l'unità, e la loro somma non può che essere uguale a 1, dato che T è espresso come la differenza $R-I$.

Per migliorare l'efficienza quantica è dunque dimostrato che occorre abbassare il coefficiente di riflessione R , utilizzando un rivestimento antiriflettente sulla superficie esterna del dispositivo, ed aumentare la superficie più esterna del dispositivo. Tuttavia lo spessore e il materiale dello strato d'ossido deve essere scelto in modo che il rivelatore sia estremamente sensibile alla lunghezza d'onda della radiazione da rivelare.

Interessante risulta anche vedere il comportamento dinamico del SiPM. La sua **dinamica** d'uscita è definita come il massimo numero di fotoni che può rilevare simultaneamente. Questa caratteristica è fortemente limitata dal numero di pixel contenuti in un SiPM.

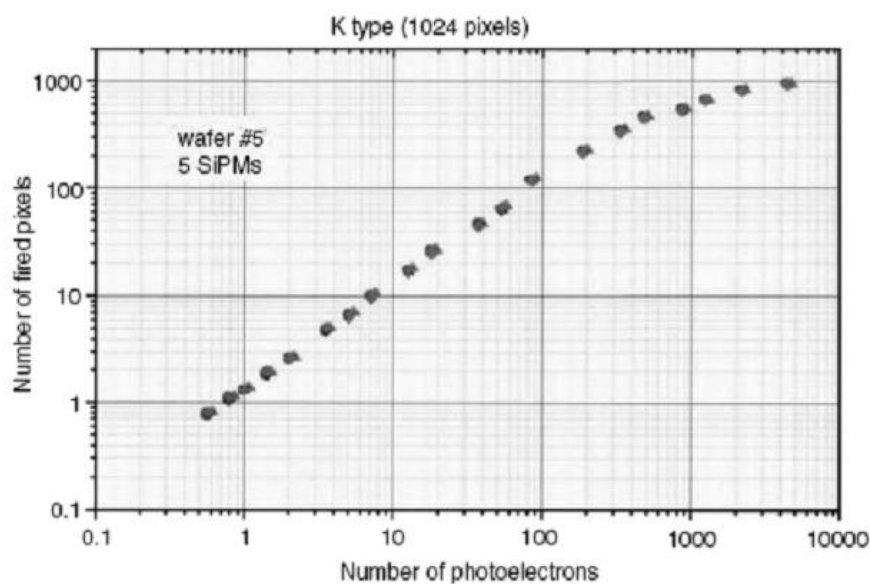


Fig. 2.5 : *Curva di saturazione per numero di pixel accesi in funzione di fotoelettroni rivelati.*

Difatti nel SiPM, ciascun pixel emette sempre la stessa quantità di carica quando assorbe un fotone, in quanto come detto precedentemente una

volta assorbito un fotone e generata la valanga, la microcella si spegne e non risulta più capace di rivelare altri fotoni.

Inoltre se arriva un fotone durante il tempo morto del dispositivo, il tempo in cui agisce il circuito di quenching abbassando la tensione da quella di polarizzazione ad un tensione minore di quella di breakdown, l'efficienza con il quale viene rivelato è molto minore e anche la carica che emette il pixel è inferiore a quella che il dispositivo ha durante il suo normale regime di funzionamento.

Questo oltre a peggiorare la sua efficienza peggiora anche la risoluzione in carica del dispositivo. Se dunque abbiamo un numero molto alto di fotoni incidenti sul rivelatore, può succedere che il segnale che esce viene saturato.

L'andamento di tale saturazione può essere calcolato considerando poissoniana la *dispersione* σ dei fotoni che incidono sulla superficie del fotorivelatore, si può stimare l'andamento di tale saturazione che interessa proprio il numero di celle accese e dunque il dispositivo [13] :

$$\sigma = \sqrt{N_{\varphi} \cdot PDE} \quad (\text{Eq. 2.6})$$

dove N_{φ} è il numero di fotoni incidenti sulla superficie del SiPM.

L'efficienza quantica insieme al numero finito di microcelle, impone un limite alla linearità del sistema. Infatti è stato dimostrato che il numero di microcelle colpite segue la relazione

$$N_{\text{pixel colpiti}} = N_{\text{pixel totali}} \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{PDE}{N_{\text{pixel totali}}} \right)^{N_{\varphi}} \right] \quad (\text{Eq. 2.7})$$

che per N_φ non troppo basso equivale ad un'equazione esponenziale dove il numero di pixel colpiti è dato da

$$N_{pixel\ colpiti} = N_{pixel\ totali} \cdot \left(1 - e^{-\frac{N_\varphi \cdot PDE}{N_{pixel\ totali}}} \right) \quad (\text{Eq. 2.8})$$

Tale relazione risulta invece essere sufficientemente lineare quando $\frac{N_\varphi \cdot PDE}{N_{pixel\ totali}} \ll 1$, come si vede in **Fig. 2.5**, ossia per un flusso molto basso di fotoni.

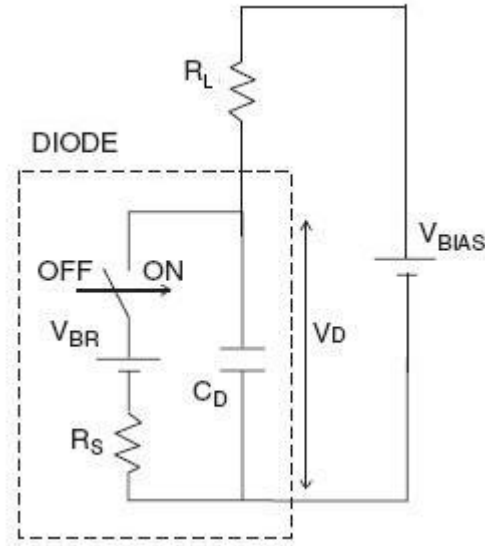


Fig. 2.6 : Circuito equivalente di un singolo pixel.

Quando il sensore si trova in uno stato inattivo, ogni singolo pixel si trova in uno stato di *pre-breakdown* e può essere schematizzato come la sua capacità C_D , posta in serie alla resistenza di quenching. Se al sensore viene data una tensione V_{pol} , maggiore della tensione di breakdown V_{BR} , allora diventerà attivo.

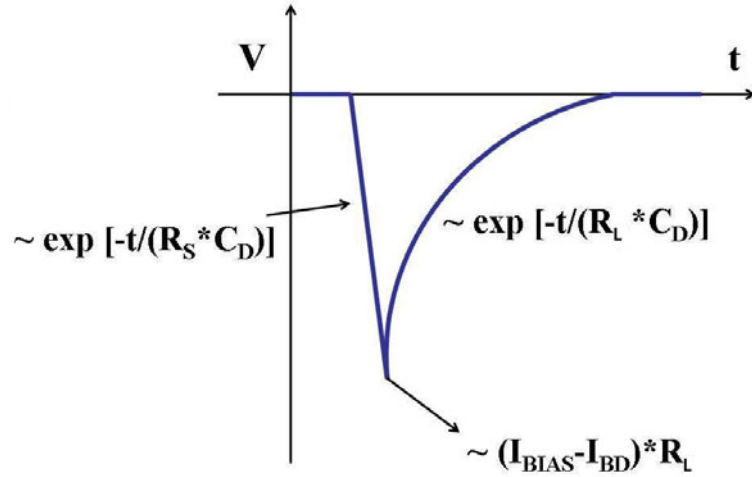


Fig. 2.7 : Schematico andamento del segnale d un SiPM.

Quando un fotone innesca una scarica nel diodo, il nuovo stato del sistema può essere schematizzato aggiungendo al circuito un generatore di tensione V_{BR} , con una resistenza in serie R_S , parallela alla capacità del diodo [10]. C_D è inizialmente carica alla tensione $V_{pol} > V_{BR}$ e si scarica tramite la resistenza R_S , al di sotto di V_{BR} , con una costante di tempo τ_D

$$\tau_D = R_S \cdot C_D \quad (\text{Eq. 2.9})$$

Mentre la tensione sulla capacità C_D diminuisce, la corrente che scorre attraverso la resistenza di quenching tende a un valore asintotico:

$$I = \frac{V_{pol} - V_B}{R_S + R_L} \quad (\text{Eq. 2.10})$$

Il tempo medio necessario al sistema di quenching per fermare una valanga dipende proprio dal valore di R_L . Una volta terminato il processo di

valanga, la capacità C_D , incomincia a ricaricarsi alla tensione $V_{pol} > V_{BR}$ con una costante di tempo $\tau_{ricarica}$

$$\tau_{ricarica} = R_L \cdot C_D \quad (\text{Eq. 2.11})$$

E il dispositivo è pronto per rivelare un nuovo fotone. Conoscendo i valori delle resistenze e delle capacità, diventa facile andare a misurare i tempi di scarica e di ricarica del segnale.

Si nota subito come il segnale di output del SiPM abbia due componenti, una lenta e una veloce. La componente rapida transitoria è la replica della corrente di valanga, che è visibile grazie alla capacità parassita in parallelo con la resistenza di quenching, mentre la componente più lenta è dovuta alla ricarica della capacità della giunzione attraverso la resistenza di quenching.[18].

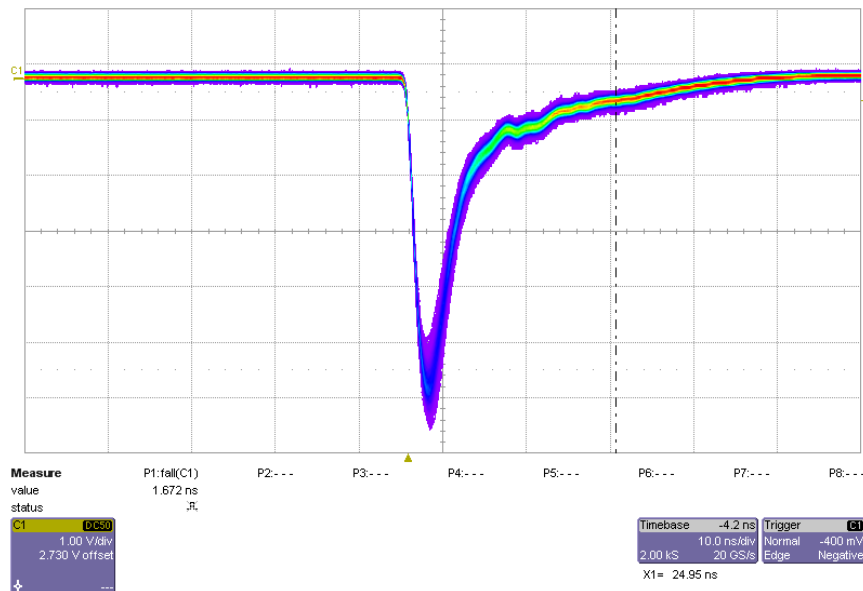


Fig. 2.8 : Segnale del SiPM visto ad un oscilloscopio digitale.

2.1. Il guadagno del SiPM

Il **guadagno** G di ogni singola microcella, e dunque di tutto il SiPM, dipende fortemente dall'overvoltage e dalle caratteristiche costruttive del dispositivo. Per ogni singolo pixel il guadagno può essere definito come il rapporto tra la carica totale che attraversa la giunzione della cella quando viene rivelato un fotone, e la carica elementare [15]

$$G_{pixel} = \frac{Q_{pixel}}{q} = C_{pixel} \cdot \frac{V_{pol} - V_B}{q} \quad (\text{Eq. 2.12})$$

Affinché sia possibile individuare semplicemente il guadagno complessivo del sensore, è conveniente che tutti i pixel abbiano un guadagno uniforme, e quindi identiche caratteristiche. Purtroppo parametri come la tensione di breakdown, o la capacità associata alla microcella hanno valori che facilmente possono variare da pixel a pixel in quanto sono facilmente influenzabili da caratteristiche quali la temperatura o più semplicemente il bounding dei contatti ohmici dei pixel. I soli parametri esterni con i quali è possibile migliorare il guadagno sono la tensione di polarizzazione V_{pol} e le dimensioni geometriche del pixel, dalle quali poi dipende la capacità intrinseca di questo, C_{pixel} . Il guadagno di ogni singolo pixel cresce in maniera direttamente proporzionale all'aumentare del valore di questi due parametri.

Il guadagno totale del SiPM si può ricavare dallo spettro di emissione dei fotoni, andando a conoscere la carica totale in uscita dal dispositivo

$$G = \frac{Q_{tot}}{n_f \cdot q} \quad (\text{Eq. 2.13})$$

in cui n_f rappresenta il numero di fotoni incidenti e Q_{tot} la carica totale, che può essere ricavata dalla tensione di uscita V_{out} , letta ai capi della resistenza di carico R_{carico} . Questa viene divisa per il valore di tale resistenza, per poi integrare così la corrente di uscita del dispositivo nell'intervallo di tempo che delimita l'intera durata del segnale

$$Q_{tot} = \int_{t_1}^{t_2} \frac{V_{out}(t)}{R_{carico}} dt \quad (\text{Eq. 2.14})$$

Naturalmente si può operare anche in maniera inversa, ovvero conoscendo il guadagno dell'intero dispositivo, si può risalire facilmente al numero di fotoni incidenti sul rivelatore n_f , sempre dall'Eq. 2.13, misurando la carica totale uscente dal SiPM [14].

2.2. Il rumore nel SiPM

Come per ogni rivelatore, le prestazioni dei SiPM sono determinate, oltre che dall'efficienza di rivelazione, anche dal rumore che è originato da fluttuazioni statistiche di natura termica che producono ugualmente una scarica (**dark count**). Una sorgente secondaria di rumore è dovuta ai portatori di carica intrappolati durante una scarica che vengono rilasciati

dopo il tempo di recupero (**afterpulsing**) e dai portatori generati dalle interferenze ottiche ed elettriche tra pixel confinanti (**cross-talk**).

Effetti come *dark count* e *afterpulsing*, essendo il SiPM costituito da una matrice di SPAD, sono fenomeni abbastanza simili a quelli visti nei precedenti dispositivi.

Il primo (**dark counts**) è definito dunque come il numero di impulsi per unità di tempo in assenza di luce. Nel silicio infatti, diversi processi statistici causano la produzione spontanea di portatori di carica. Se questi portatori, generati in modo casuale, arrivano alla zona di moltiplicazione, possono dare origine a una scarica. Questo effetto non è distinguibile dagli effetti prodotti da eventi reali. Ciò significa che il segnale risultante da un fotoelettrone generato nella regione di svuotamento è lo stesso di quello prodotto da un portatore generato casualmente. Il processo fisico che causa il dark rate è intrinseco nella struttura a bande del silicio [6]. Dovendo sempre verificarsi la *legge di azione di massa*

$$np = n_i p_i \quad (\text{Eq. 2.15})$$

poiché quando si è in presenza di un semiconduttore drogato, occorre sempre che questo sia elettricamente neutro, nel semiconduttore avviene una continua produzione e ricombinazione di portatori di carica. Questa generazione di carica è proprio quella responsabile della corrente di buio.

Una formula per il rate di generazione nel silicio che tiene in considerazione i vari processi che la causano è quella data dall'equazione di Shockley Read Hall [19]

$$G = \frac{n_i^2 - pn}{\tau_{e0}(p + n_i e^{\frac{E_T - E_0}{KT}}) + \tau_{h0}(p + n_i e^{\frac{E_T - E_0}{KT}})} \quad (\text{Eq. 2.16})$$

dove E_T e E_0 sono rispettivamente i livelli energetici dell'impurezza e del livello di Fermi, mentre τ_{e0} e τ_{h0} sono i tempi caratteristici di cattura e rilascio nei centri di intrappolamento di elettroni e lacune. G rappresenta il rate netto di generazione, che diventa negativo se la ricombinazione supera la generazione. Questi portatori così generati sono quelli che, se diffusi nella zona di svuotamento, possono causare con probabilità P_t proprio una valanga, che rappresenta poi il nostro dark count.

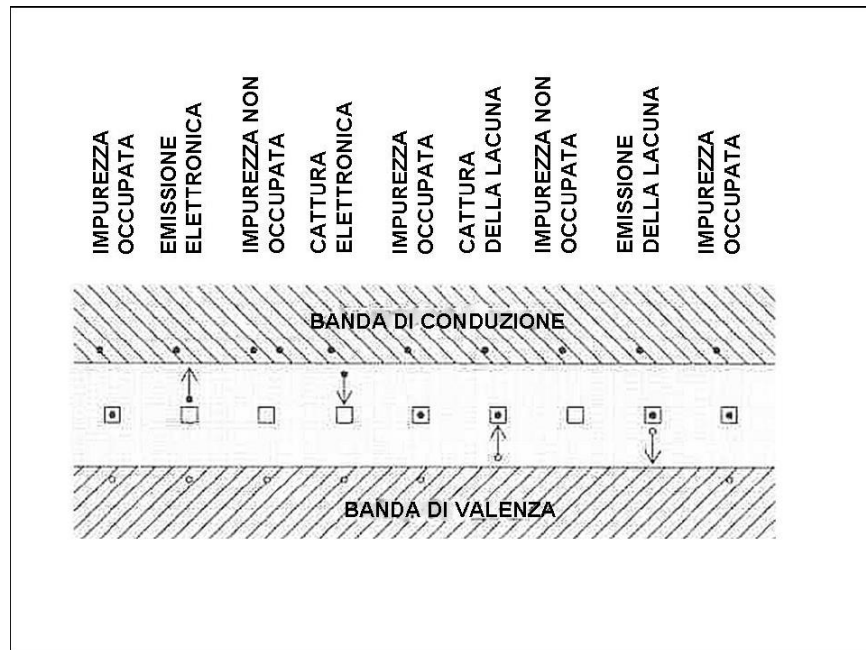


Fig. 2.9 : Possibili processi che causano cattura e ricombinazione nel silicio.

Come si può vedere dall'**Eq. 2.16** che regola i processi di generazione di carica, la temperatura gioca un ruolo fondamentale. Maggiore è il valore della temperatura, maggiore sarà la produzione di cariche per effetto termico. Per questo motivo, un ottimo sistema per ridurre notevolmente il rumore termico è quello di abbassare la temperatura con adeguati sistemi di refrigerazione. Ciò non è però sempre realizzabile a causa degli alti costi che prevedono i sistemi di refrigerazione.

L'**afterpulsing** invece è definito come la probabilità che un portatore sia intrappolato durante una valanga e che poi sia rilasciato dopo un tempo caratteristico. La presenza di impurezze all'interno del semiconduttore, può infatti produrre dei livelli trappola che possono di fatto costituire delle vere e proprie trappole per le i portatori di carica, catturandole e rilasciandole successivamente.

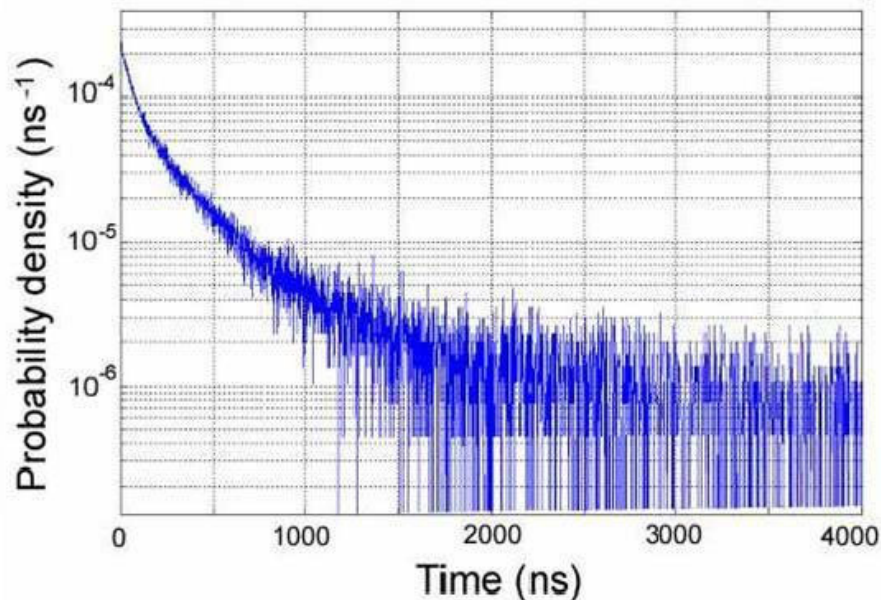


Fig. 2.10 : Andamento nel tempo della probabilità di afterpulsing.

Questo meccanismo di rilascio da parte delle trappole avviene in tempi più o meno rapidi, ed è collegato alla concentrazione di impurezze all'interno del semiconduttore. Se un portatore liberato trova una caduta di tensione sufficiente ad innescare nuovamente la valanga, si ha un fenomeno di afterpulsing.

Come abbiamo visto per gli SPAD, anche per il SiPM, tale probabilità è strettamente collegata al tempo morto del dispositivo. Difatti se il tempo morto è elevato, c'è minor probabilità che un portatore rilasciato inizi una nuova valanga. Il tempo morto del dispositivo, non è però fisso, ma dipende da vari fattori. L'afterpulsing è dunque un processo statistico e per questo si parlerà di probabilità di afterpulsing, la quale sarà descritta da [10]

$$P_{AP} = P_t \cdot P_c \cdot P_r \quad (\text{Eq. 2.17})$$

dove, P_t è la probabilità di trigger (Eq. 1.10), P_c rappresenta la probabilità di cattura e P_r è considerata la probabilità di rilascio

$$\frac{P_r}{dt} = \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} \quad (\text{Eq. 2.18})$$

con τ vita media del centro intrappolatore. Il contributo totale di questo fenomeno al rumore è dato dalla somma dei contributi dei singoli pixel, così che può raggiungere frequenze di diversi MHz [17]. Il processo di afterpulsing è quello che domina maggiormente all'interno dei fenomeni che collaborano alla produzione di rumore, in quanto altre correnti che vengono da zone morte del dispositivo possono essere ragionevolmente trascurate. Un sistema abbastanza efficace per limitare gli effetti di

afterpulsing è quello di diminuire il più possibile la concentrazione di impurezze all'interno della zona svuotata del sensore, evitando così la probabilità di rilascio ritardato di cariche che possono provocare conseguentemente un processo di valanga.

Un altro contributo di rumore è quello dovuto al fenomeno del **cross talk**. Questo è caratteristico di tutti i dispositivi a matrice, e si presenta quando due o più pixel interferiscono fra loro, o per ragioni ottiche (*cross talk ottico*) o per cause di natura elettronica (*cross talk elettronico*).

Il **cross talk ottico** si verifica quando, durante una fotorivelazione, i portatori che formano la corrente inversa dovuta alla valanga generata dal fotone incidente, emettono dei fotoni che vengono detti di *Bremsstrahlung*, e che si propagano lungo il silicio come su delle guide d'onda. Se uno di questi fotoni, dovuti proprio al meccanismo interno di funzionamento dello stesso dispositivo, raggiunge l'area attiva di un altro pixel del sensore e viene assorbito, innescando in questo una moltiplicazione a valanga, viene generato un impulso spurio fortemente correlato all'assorbimento del fotone primario. Questo impulso si presenta come il contributo del cross talk al rumore del sensore. La relazione che si ha fra la corrente inversa e la produzione interna di fotoni, intesa come flusso è data dalla seguente equazione

$$I = \frac{I_{reverse}}{q} \cdot \gamma \quad (\text{Eq. 2.19})$$

dove $I_{reverse}$ è la corrente inversa che attraversa la giunzione, q è la carica dell'elettrone e γ è il coefficiente di emissione ($2,9 \cdot 10^{-5}$ per ogni elettrone

che attraversa la giunzione) [20]. Nonostante la probabilità di emissione di un fotone sia molto bassa (γ piccolo), circa un fotone ogni 10^5 elettroni, la probabilità di avere cross talk ottico è del tutto significativa, e ciò si deve alla notevole sensibilità degli SPAD (i pixel) che compongono nella loro totalità il più complesso SiPM. Il segnale di ogni singolo pixel può venire contaminato dai fotoni derivanti dalle microcelle vicine anche in funzione del suo coefficiente di assorbimento α , che come per tutti i fotorivelatori a stato solido, è strettamente legato alla lunghezza d'onda λ della luce in questione

$$I_{\text{photon}}(\lambda, d) = I_{\text{photon}}(\lambda, 0) \cdot e^{-\alpha(\lambda)d} \quad (\text{Eq. 2.20})$$

Inoltre l'attenuazione di tale flusso di fotoni dipende ovviamente anche dal percorso nel dispositivo.

Il **cross talk elettronico** invece, ha luogo quando dei portatori di carica emessi dalla giunzione di un pixel che ha assorbito un fotone, diffondono attraverso la regione epitassiale di tipo p^+ , comune a tutte le microcelle del SiPM. Qui possono essere assorbiti da pixel vicini, dove innescano valanghe che introducono impulsi spuri correlati dalla reale rivelazione di fotoni. Anche per questo processo, l'elevata sensibilità del sensore non gioca un ruolo del tutto favorevole.

I sistemi utilizzati nel SiPM per evitare, o per lo meno attenuare il fenomeno del cross talk, sono principalmente due e fanno riferimento o ad aumentare la minima distanza fra le zone attive di due pixel adiacenti, il cosiddetto *pitch*, o a realizzare uno scavo fra un pixel e un altro, delle

trincee riempite di ossido, così da realizzare un isolamento ottico-elettrico tra le varie microcelle [16].

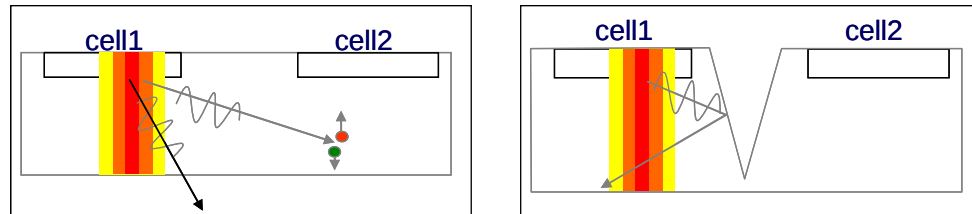


Fig. 2.11 : Benefici effetti del *trench* che limitano notevolmente il crosstalk tra celle adiacenti.

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

3. Apparato sperimentale

Dai precedenti capitoli si è visto come la fisica nucleare non possa certamente fare a meno di dispositivi elettronici quali i fotorivelatori. L'utilità di questi, non può però trascendere dall'utilizzo di sistemi elettronici che coadiuvano tra loro al fine di estrapolare dati utili, che possano apportare una qualche informazione. Tutta l'elettronica adoperata, deve essere di facile lettura e comunque deve essere tale da introdurre la minima indeterminazione possibile.

La maggior parte delle apparecchiature elettroniche adoperate negli esperimenti di fisica nucleare fanno riferimento a degli standard sia per quanto riguarda la parte meccanica (dimensioni, tipi di connettori), sia per quanto riguarda la parte elettrica (forma ed ampiezza del segnale). Due standard molto diffusi per la realizzazione della logica elettronica nella fisica nucleare, sono lo standard NIM (Nuclear Instruments and Measurement), e quello CAMAC (Computer Automated Measurement And Control). La parte hardware è invece interfacciata con tutto il resto dell'esperimento con dei computer dotati di software per l'acquisizione ed elaborazione dati. Dunque gli elementi base che occorre utilizzare in un esperimento di fisica nucleare sono diversi. I **rivelatori** hanno il compito di fornire un segnale dovuto alla rivelazione di particelle. Natura e forma del segnale dipendono dalle informazioni che si vogliono ottenere e dal tipo di

energia delle particelle da rivelare. L'**elettronica di front-end** serve a trattare i segnali uscenti dal rivelatore, così da ricavarne le informazioni desiderate. Col termine trattare si intende effettuare operazioni sul segnale, utili per la lettura dei dati che arrivano dai rivelatori, operazioni quali amplificare, discriminare, formare e anche convertire il segnale (se ad esempio deve essere letto da un software presente in un computer è necessaria la digitalizzazione). La **logica di trigger** serve a selezionare quali delle molteplici informazioni che arrivano dai vari front-end sono veramente utili per ottenere le informazioni desiderate. Infine la **logica di lettura** permette di inviare i dati che arrivano dalla logica di trigger ai successivi stati di acquisizione, rendendoli comprensibili (formattazione) e compatibili (temporizzazione).

3.1. Elettronica di front-end e logica di trigger

Negli esperimenti di fisica nucleare, per ottenere informazioni, abbiamo visto come, oltre ai rivelatori sono necessari diversi moduli elettronici che trattano i segnali uscenti dai rivelatori. Discriminatori, Generatori di Gate, Contatori, TAC (Time Amplitude Converter), unità coincidenza per segnali logici, linear fan in/fan out, ecc son tutti elementi

indispensabili per un'acquisizione dati in un esperimento di fisica nucleare. Tutte queste componenti dell'apparecchiatura fondamentale per una acquisizione dati, fanno riferimento, come abbiamo già detto in precedenza, a una modulistica NIM e CAMAC.

La sigla **NIM** sta per *Nuclear Instrument Module*, ovvero moduli per strumenti nucleari, descrive bene di cosa si tratta. E' il primo e più semplice standard stabilito per la fisica nucleare. In questo sistema, gli apparati base di elettronica sono costruiti in moduli secondo specifici standard meccanici ed elettronici. Un sistema elettronico necessario per la rivelazione è composto da vari moduli NIM, che vengono alloggiati in un raccoglitore, detto **crate**. I crate vengono poi ospitati in delle strutture dette **rack**.



Fig. 3.1 : Crate in cui sono inseriti moduli NIM, di diversa misura e funzionalità.

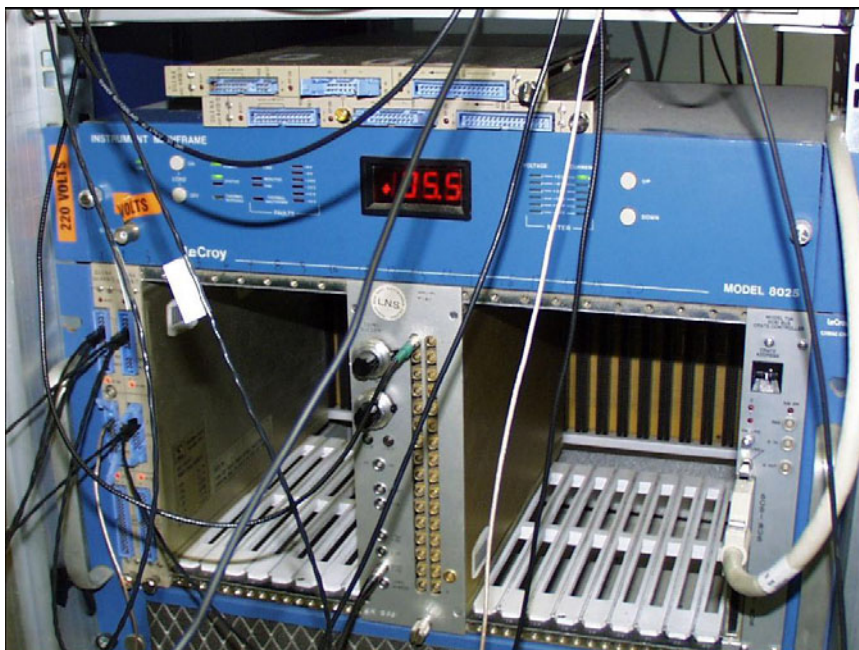


Fig. 3.2 : Crate CAMAC in cui si notano i convertitori nella parte sinistra, il TINA nella parte centrale e il crate controller nella parte di destra

Meccanicamente i moduli NIM hanno una larghezza standard di 3,43 cm e un'altezza di 22,2 cm. Il crate accetta sino a 12 moduli a larghezza singola (in quanto a volte alcuni moduli occupano uno spazio doppio, se non triplo, rispetto alla larghezza standard NIM) ed ha dimensioni tali da poter essere montato su un alloggio rack con profondità di 48,26 cm (19 pollici). Il connettore di alimentazione fornisce sei tensioni continue: +12V, -12V, +24V, -24V, +6V, -6V, ed un connettore per la massa. I segnali digitali sono standardizzati secondo una precisa convenzione che assegna dei valori di corrente agli stati logici "1" e "0".

Il CAMAC fu introdotto alla fine degli anni 70 come estensione dello standard NIM, per consentire il controllo computerizzato della strumentazione. Anche il CAMAC è un sistema modulare nel quale non

scorrono più solo le alimentazioni, ma include un bus vero e proprio con dati, indirizzi e segnali di controllo. Un crate CAMAC normalmente è dotato di 25 locazioni dove inserire i vari moduli, le slot.

Tutte le comunicazione sul bus sono gestite da un crate controller (CC), che funge da pilota per il controllo dei comandi e dei dati verso le altre schede del crate; anche l' interfaccia verso il computer è contenuta nel CC stesso. Al crate controller sono sempre riservati gli slot 24 e 25 del crate, le ultime slot. Mentre le slot centrali sono riservati per il TINA, che gestisce i segnali di LAM e di INHIBIT.

Sul bus CAMAC esistono tre categorie di segnali:

- ✓ *le alimentazioni*: segnali che servono ad alimentare i moduli presenti nei vari slot (hanno gli stessi valori già incontrati nella modulistica NIM);
- ✓ *i segnali comuni*: dati, indirizzi e segnali di controllo necessari per il corretto funzionamento di tutto il sistema;
- ✓ *i segnali punto-punto*: linee non condivise tra le varie schede, ma dedicate, che da un singolo slot vanno al crate controller. Le linee interessate sono il crate address(N) e il Look-At Me (LAM).

Il **crate address** memorizza la posizione delle slot in cui sono inseriti i moduli, così che quando il CC riceve un segnale di controllo selezioni correttamente una determinata posizione in memoria nel crate address prelevando i dati contenuti nel rispettivo modulo.

La linea di LAM invece, è pilotata in genere da un segnale che viene dall'esterno del CAMAC, che generalmente fornisce al controllore una richiesta di attenzione. Nelle misure da me effettuate questa funzione è svolta dal modulo TINA (Integrated Trigger for Nuclear Acquisition data), che abbiamo visto in **Fig. 3.2** in posizione centrale. Questo modulo invia il segnale di attenzione al controller per registrare i dati contenuti nei convertitori. Inoltre esso genera un segnale NIM che viene utilizzato per mantenere bloccato il sistema di acquisizione durante la fase di elaborazione e lettura dati. Questo segnale di INHIBIT, viene gestito dal modulo TINA secondo un preciso schema temporale.

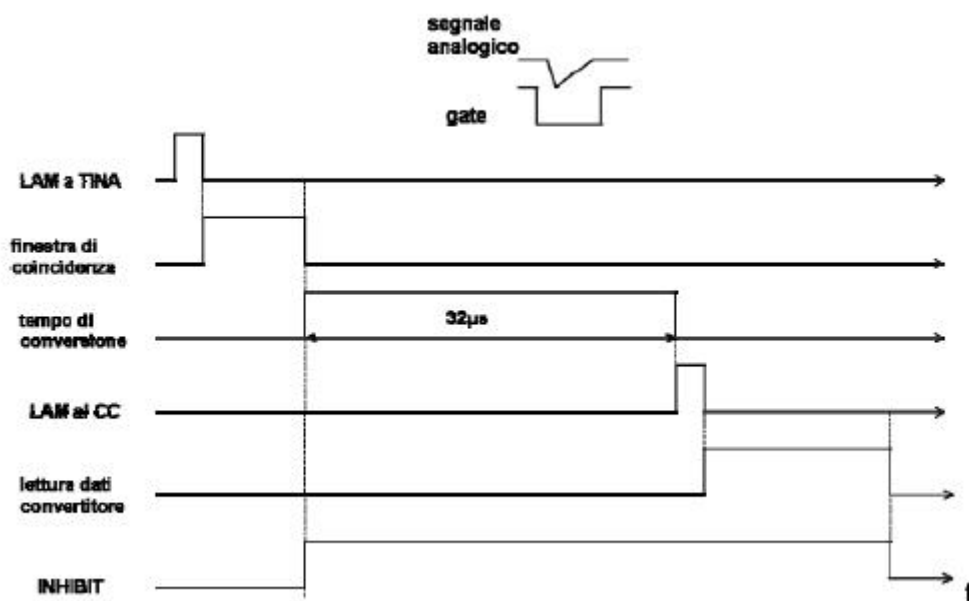


Fig. 3.3 : Schema logico di funzionamento della logica CAMAC

Il LAM gioca così un ruolo fondamentale nell'interfacciare la parte hardware dalla parte software. Il software è impostato in maniera tale da

leggere in maniera sequenziale, da sinistra a destra i due convertitori. Per regolare i segnali di LAM e INHIBIT occorre costruire una logica di trigger tra i segnali che viaggiano nei moduli NIM e poi sincronizzarli con il segnale di LAM inviato al crate controller. Quando la logica di trigger decide che nei moduli posizionati nel crate controller vi sono dati utili, viene automaticamente inviato un segnale di LAM per prelevarli.

Nelle misure da me effettuate ho utilizzato due moduli che facevano riferimento al crate controller. Due convertitori che lavoravano sul tempo di risposta e sulla carica prodotta del fotosensore da me caratterizzato, il SiPM. Se indichiamo con t e q le variabili di conversione, nel momento in cui arriva il segnale di LAM al controllore, questo legge le due variabili e le utilizza come coordinate per incrementare di un'unità tutti gli istogrammi dove esse sono coinvolte. I valori letti vengono inoltre registrati, in un opportuno formato per successive analisi, in liste e eventi.

3.2. Il software PAW

Per quanto riguarda la parte software necessaria ai fini delle misure, è stato utilizzato il **PAW** (Physical Analysis Workstation), un software fornito dal CERN. Il PAW è un programma in grado di effettuare un'analisi statistica e matematica dei dati, manipolando istogrammi e vettori. I

comandi possono essere forniti on-line durante le misure, seguend così l'evoluzione dei dati in tempo reale, o ad acquisizione terminata, in modo da poter effettuare delle ulteriori operazioni, eseguendo delle macro, le **kumac**, composte da diversi comandi PAW.

Il PAW è direttamente interfacciato con il CAMAC, attraverso un software di collegamento, ed è accompagnato dall'interfaccia grafica X11, tramite cui vengono ad esempio definiti gli istogrammi.

3.3. Descrizione apparato

L'apparato sperimentale utilizzato per effettuare le misure comprendeva un alimentatore HP6625A per polarizzare i sensori, un laser impulsato con lunghezza d'onda di 671 nm e con una FWHM di 42 ps. Inoltre ho utilizzato anche vari moduli NIM, di cui riporto a seguito un elenco:

1. TTL-NIM-ECL level adapters;
2. Lecroy 4608 leading edge discriminator;
3. Lecroy 222N gate and delay generator;
4. Lecroy 428F linear fan-in fan-out;
5. Lecroy 429° logic fan-in fan-out;

6. fast amplifier ORTEC FTA810B con guadagno 200 e tempo di salita di 1 ns;
7. fast counter-timer Tennelec TC535P;
8. Ortec 457 Time-to-Amplitude Converter (TAC);
9. moduli di ritardo.

Per la modulistica CAMAC invece ho utilizzato i convertitori:

1. Silena 4418/Q CAMAC convertitore digitale di tensione;
2. Silena 4418/V CAMAC convertitore digitale di carica;
3. Silena 4418/T CAMAC convertitore digitale di tempo.

Inoltre ho utilizzato un sistema di acquisizione dati sviluppato ai LNS (Tatocamac).

Per leggere il segnale uscente dal SiPM, ancor prima dell'amplificatore si è utilizzata un elettronica di front-end, realizzata con componenti discrete, tale da formare in maniera migliore possibile il segnale del SiPM. Lo schema è riportato in **Fig. 3.4**.

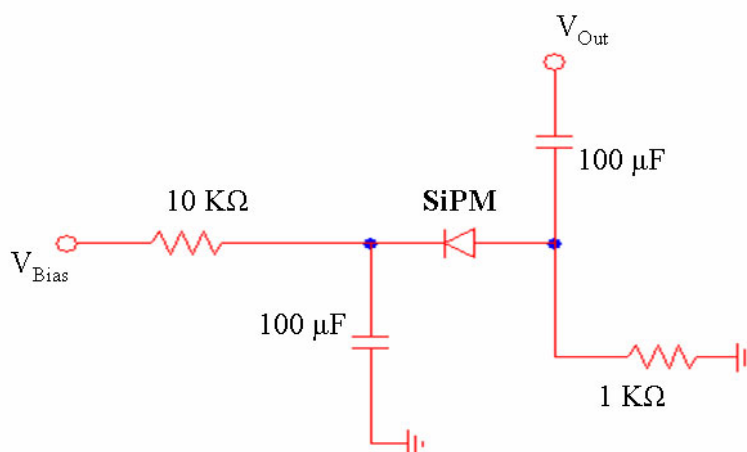


Fig. 3.4 : Elettronica di front- end utilizzata.

4. Le misure

Le misure da me effettuate, hanno come traguardo la caratterizzazione di due diversi dispositivi fotomoltiplicatori SiPM. I due dispositivi sono entrambi realizzati dalla STMicroelectronics. Si tratta di un SiPM fornito di 100 canali, ovvero una matrice quadrata di pixel 10x10, che rappresentano l'area attiva del sensore, ed un altro SiPM con identici processi di fabbricazione ma che presenta una matrice di pixel 17x17, ovvero 289 canali d'ingresso. I pixel sono tutti identici, di forma quadrata, ed hanno, per il sensore 10x10 un area attiva di $32 \mu\text{m}^2$ su un area totale di $50 \mu\text{m}^2$, con una efficienza geometrica del 36%. Mentre il dispositivo 17x17 si avvale di un area attiva di $40 \mu\text{m}^2$ su un area totale di $50 \mu\text{m}^2$, arrivando ad ottenere un efficienza geometrica del 40%. I due dispositivi dunque avranno un area totale differente, il primo si estende per una superficie complessiva di 0.25 mm^2 , mentre il secondo di 1 mm^2 , ovvero possiede una struttura quadrata dove il lato risulta esattamente il doppio rispetto a quello del sensore 10x10.

Il circuito di quenching che le singole celle utilizzano per lo spegnimento del dispositivo durante la rivelazione, è un resistore realizzato tramite una cornice quadrata di polisilicio trasparente, inserito nella parte superiore dei catodi delle celle.

Questi dispositivi sono realizzati con una tecnologia planare ed hanno la caratteristica di lavorare con bassi valori di tensione. La tensione nominale di breakdown BV è dichiarata dal produttore ad un valore di 29.5 Volt a temperatura ambiente, con un coefficiente di temperatura di 35 mV/°C. Dunque, dato che questi dispositivi richiedono 2-3 Volt di overvoltage per lavorare al meglio (circa il 10% del BV), le misure che ho effettuato hanno adoperato tensioni di polarizzazione nell'intervallo tra 31.5 e 33 Volt.

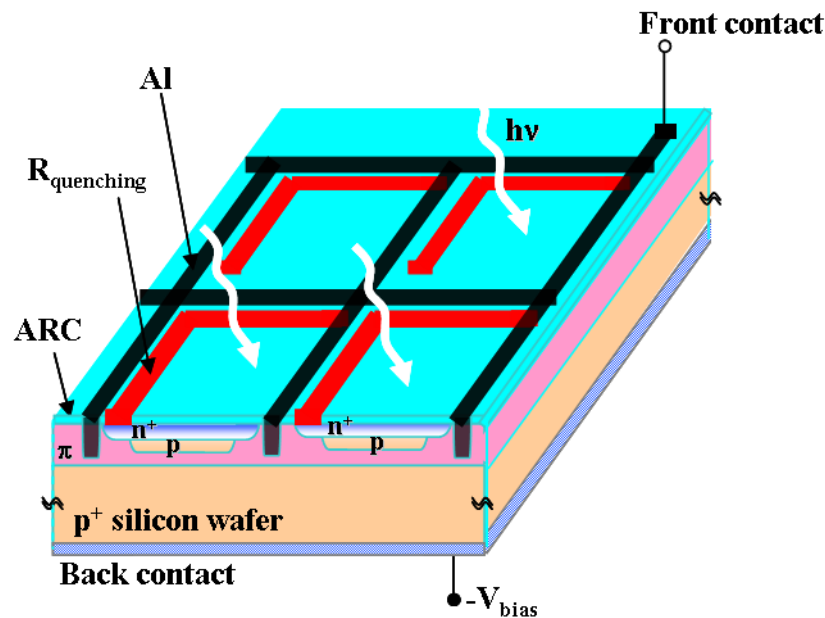


Fig. 4.1 : Layout tridimensionale di 4 pixel di un dispositivo SiPM.

Inoltre sulla superficie dei SiPM è stato depositato uno strato antiriflesso (Anti Reflective Coating) formato da un primo strato di ossido di silicio (SiO_2) e da un secondo strato ancora più superficiale di nitrato di silicio (Si_3N_4) e contemporaneamente è stato ridotto lo spessore della regione quasi neutra, sopra la giunzione sottile.

Ogni cella è circondata da un solco realizzato con materiale opaco (nel caso dei SiPM realizzati dalla STMicroelectronics si è trattato di tungsteno) che ha il compito di ridurre drasticamente la probabilità di cross talk ottico tra celle adiacenti con degli appositi **trench**, che è una delle cause principali per cui l'efficienza geometrica, in questi nuovi dispositivi della STMicroelectronics, è minore rispetto a quelli prodotti dalla Hamamatsu.

Le misure da me realizzate hanno lo scopo di studiare sia la risoluzione in carica, che quella temporale del dispositivo. Inoltre ho eseguito misure per stimare il rumore di entrambi i dispositivi. Le prime misure sono state effettuate a temperatura ambiente, in quanto il coefficiente di variazione della tensione di breakdown in funzione della temperatura è sufficientemente piccolo ($35 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$). Invece per le misure di dark counts è stato necessario stabilizzare la temperatura grazie all'utilizzo di una cella Peltier.

Tutte le misure sono state eseguite in un contenitore a tenuta di luce in modo da assicurare il buio nell'ambiente circostante al dispositivo.

4.1. Dark counts e afterpulsing

Per valutare i fenomeni di conteggio di buio e di afterpulsing presenti nel nostro dispositivo ho effettuato due differenti misure con rispettivamente due differenti setup di acquisizioni.

Per le misure di conteggio di buio, oltre all'amplificatore non rappresentato in figura, è stato necessario utilizzare soltanto un discriminatore e un contatore (**Fig. 4.2**).

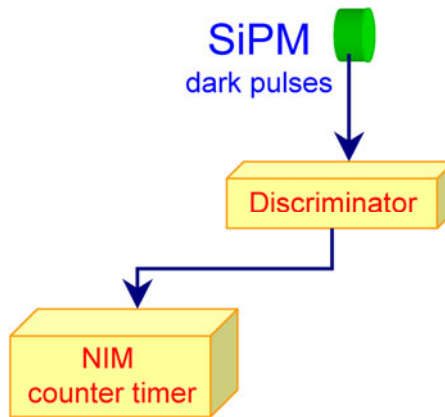


Fig. 4.2 : Logica utilizzata per le misure dei conteggi di dark counts.

Ho misurato il numero di impulsi generati dal rumore in funzione della soglia del discriminatore. La soglia è stata poi normalizzata rispetto al relativo valore di ampiezza di un fotone. Per segnale di ampiezza di un fotone intendiamo il valore che il segnale di uscita del SiPM ha quando si accende una singola cella.

Come si può vedere dai risultati di queste misure (**Fig. 4.3**), stabilendo nel discriminatore una soglia corrispondente al valore di ampiezza di un segnale di $\frac{1}{2}$ fotone, il segnale di singolo fotone non viene tagliato per niente, per questo motivo è stato scelto proprio questo valore di soglia per lavorare nelle misure di noise. Ricordiamo nuovamente che i conteggi così ottenuti, sono conteggi di rumore che comprendono anche eventuali fenomeni di afterpulsing e di crosstalk.

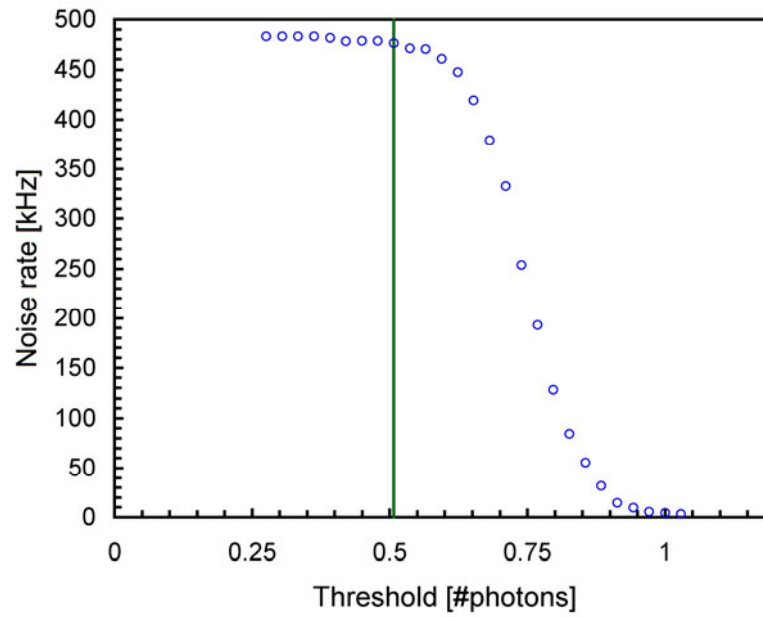


Fig. 4.3 : *Conteggi di buio in funzione della soglia del discriminatore per il SiPM 10x10 alla tensione di polarizzazione di 32.5 V.*

Al fine di valutare il peso di questi contributi sul rumore complessivo misurato nel dispositivo si è implementata una tecnica di misura che sfrutta un TAC, ovvero un Time to Amplitude Converter, che converte i valori temporali che arrivano all'ingresso di questo modulo in dei segnali di ampiezza poi letti da un ADC. Ho utilizzato il TAC per analizzare la distribuzione di afterpulsing in un intervallo di tempo da 50 ns a 5 μ s.

Ho effettuate misure a diversi valori di tensione di polarizzazione, selezionando il fondo scala del TAC anche a 400 ns, così da osservare in dettaglio fenomeni di fast afterpulsing, ovvero impulsi di rumore molto vicini nel tempo (50 ns – 400 ns). Queste misure più dettagliate sono state poi raccordate, dopo una appropriata normalizzazione a quelle a largo range (5 μ s), nell'analisi dati.

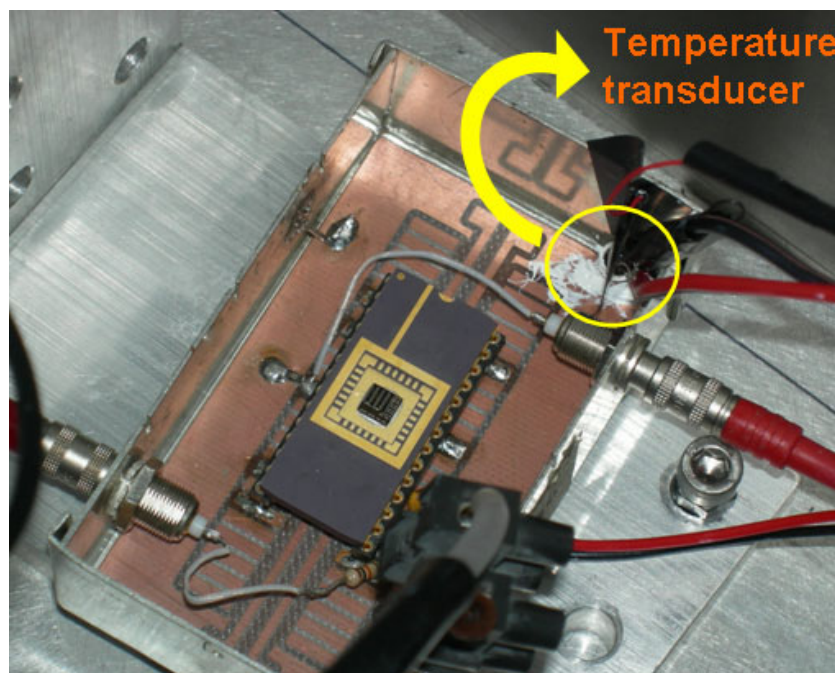


Fig. 4.4 : *Dispositivo SiPM con il temperature transducer addossato con una pasta termica alla basetta del sensore.*

Tutte le misure che ho effettuate per valutare l'afterpulsing, sono state realizzate controllando la temperatura con una cella Peltier. La temperatura veniva letta da un particolare sensore, un *temperature transducer* AD590 della Analogic Device.

Questo dispositivo produce in uscita una corrente proporzionale alla temperatura assoluta della parte metallica che riveste lo stesso. La misura della temperatura può dunque essere fatta tramite un tester, leggendo proprio la caduta di potenziale ai capi di un resistore di valore noto, nel quale passa questa corrente in uscita dal sensore. Il sensore è realizzato in modo da avere come regolatore un coefficiente che fa la corrente di

$1 \mu\text{A}/^\circ\text{K}$. Inoltre è fabbricato in modo da avere una corrente in uscita di $298.2 \mu\text{A}$, per una temperatura assoluta di 298.2 K (25°C). Considerando quindi I la corrente d'uscita del sensore, la temperatura assoluta T misurata si trova come

$$T(K) - 298.2K = \frac{I(\mu\text{A}) - 298.2\mu\text{A}}{1 \mu\text{A} / K} \quad (\text{Eq. 4.1})$$

ovvero essendo il coefficiente di regolazione 1, ci sarebbe un'equivalenza tra la temperatura in K e la corrente espressa in μA : $I(\mu\text{A}) = T(k)$.

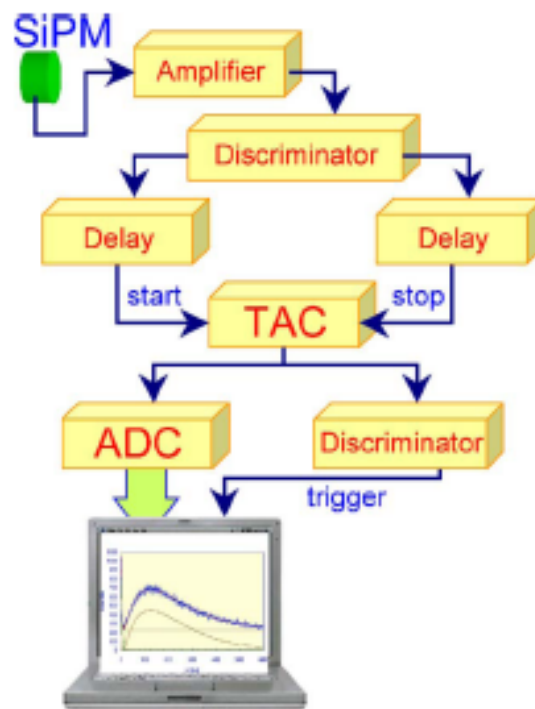


Fig. 4.5 : Logica utilizzata per effettuare la calibrazione nelle misure di *afterpulsing*.

Avendo io dedotto il valore della temperatura, non dalla lettura della corrente d'uscita, ma dalla lettura della tensione ai capi di un resistore dove scorre tale corrente, l'Eq. 4.1 diventa

$$T(K) = \frac{V(Volt)}{R(\Omega)} \cdot 10^6 \quad (\text{Eq. 4.2})$$

ed avendo adoperato una resistenza di 10 k Ω il valore finale di temperatura si trova facilmente come

$$T(K) = \frac{V(Volt)}{10^4 \Omega} \cdot 10^6 = V(volt) \cdot 10^2 \quad (\text{Eq. 4.3})$$

Nelle mie misure che sono state eseguite tutte ad una temperatura costante di 291 K (18 °C), il valore che appariva nel tester leggendo la differenza di potenziale ai capi del resistore in serie al sensore era quello di 2.91 Volt.

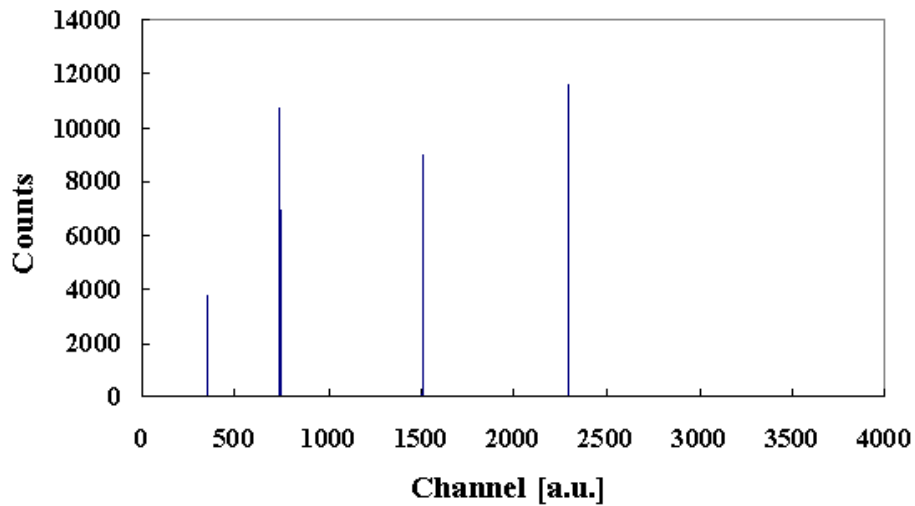


Fig. 4.6 : *Calibrazione del TAC sfruttando lo stesso segnale del SiPM, ritardato opportunamente di quantità di tempo a me note.*

Prima di effettuare ogni misura è stata realizzata la calibrazione dell'apparato. Il segnale uscente dal SiPM, dopo essere stato amplificato, viene fatto passare dal discriminatore regolato con la soglia a $\frac{1}{2}$ fotone, e da questo si prendono due uscite. Entrambe, vengono prima ritardate e poi mandate al TAC, una viene sfruttata come *start*, mentre l'altra ritardata maggiormente di un valore temporale a me noto, viene utilizzata come *stop*. La logica elettronica è mostrata in **Fig. 4.5**.

Eseguendo questa operazione a più valori di ritardo mi è stato possibile associare all'asse delle x espresso in canali, una scala di valori temporali, ottenendo un'equazione che mi calibrasse il TAC (**Fig. 4.7**) che ho poi utilizzato per le misure effettuate.

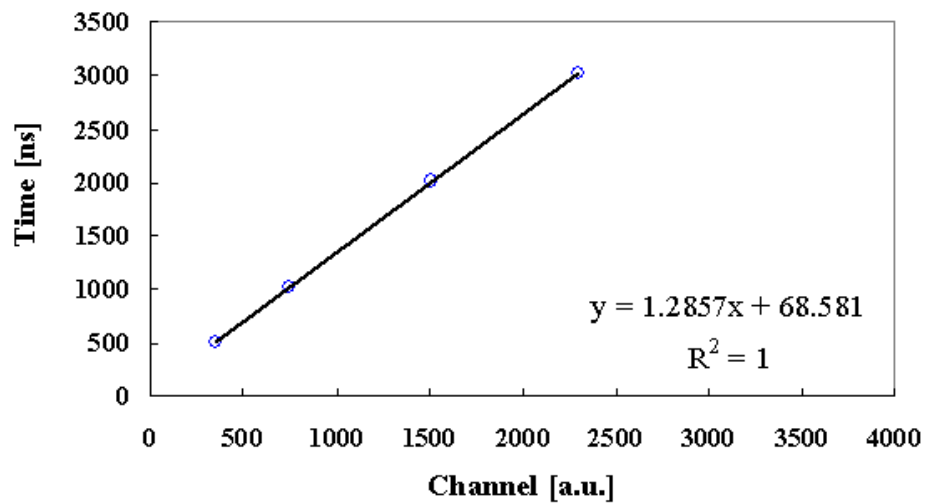


Fig. 4.7 : Retta di calibrazione del TAC, ottenuta associando i valori misurati dall'ADC ai rispettivi intervalli di tempo a me noti.

Una volta effettuata la calibrazione, ho effettuato le misure di afterpulsing. Per queste misure ho utilizzato la stessa logica usata per la calibrazione, dove però stavolta, invece di ritardare lo *stop*, ho ritardato lo *start*, in quanto quello che si vuole andare a misurare è la distribuzione degli intervalli di tempo tra due impulsi di rumore successivi, distanti temporalmente da un minimo di 50ns a un massimo di 5µs. Quello che ci si aspetta di trovare, nel caso di eventi poissoniani, è una dipendenza esponenziale tra i conteggi e gli intervalli temporali.

La distribuzione di Poisson ci dice infatti la probabilità che si verifichino un certo numero di eventi, noto il numero medio di eventi, che nella seguente espressione è espresso con il parametro λ [21]

$$P(x) = \frac{\lambda^x}{x!} \cdot e^{-\lambda} \quad (\text{Eq. 4.4})$$

dove x è invece il numero eventi che si accadono.

Nel caso di probabilità di avere afterpulsing, quello che vogliamo trovare è la probabilità che accadano due impulsi di rumore successivi in un intervallo di tempo dt . Se definiamo r il rate medio di eventi di rumore al secondo, la probabilità dp che accada un evento è data da rdt . La probabilità che stiamo cercando è allora data dal verificarsi di due condizioni: che non si abbia nessun evento nell'intervallo di tempo tra 0 e t , e che si verifichi un evento nel successivo istante di tempo dt .

Stiamo dunque cercando una probabilità composta $I_1(t)dt$ ricavata dalla moltiplicazione delle due singole probabilità riferite alle due condizioni che vogliamo si riverifichino

$$I_1(t)dt = P(0) \cdot rdt \quad (\text{Eq. 4.5})$$

$P(0)$ è la probabilità che non si verifichi alcuno evento nell'intervallo di tempo di durata t ed è il contributo che da una dipendenza poissoniana,

$$P(0) = \frac{(rt)^0}{0!} e^{-rt} \quad (\text{Eq. 4.6})$$

mentre rdt è la probabilità che si verifichi un evento in un intervallo di tempo dt .

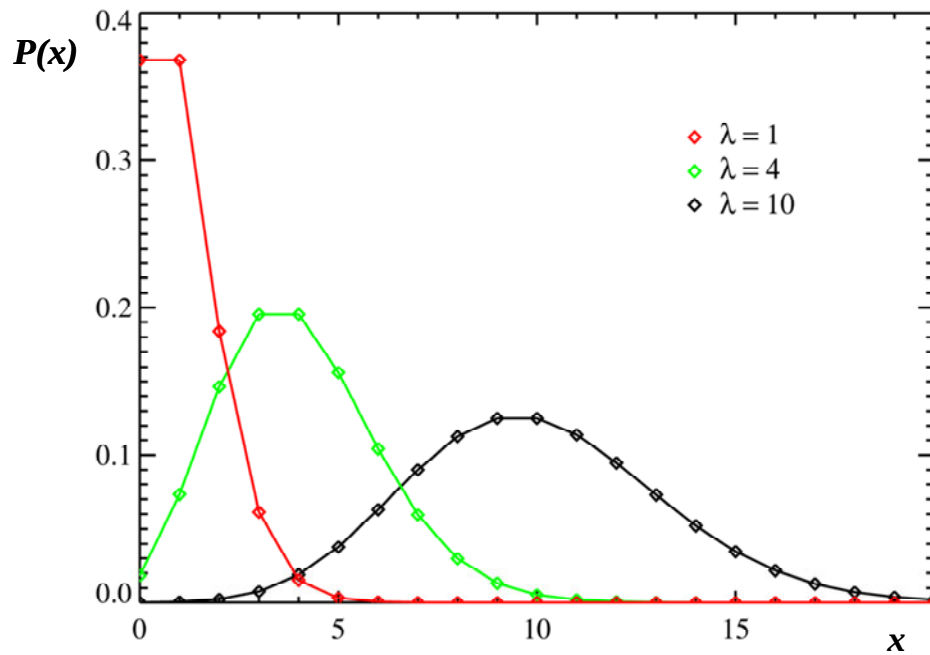


Fig. 4.8 : Funzione poissoniana.

L'andamento che si ottiene è un andamento di tipo esponenziale

$$I_1(t)dt = re^{-rt} dt \quad (\text{Eq. 4.7})$$

Un processo poissoniano ci darebbe dunque, tramite la distribuzione esponenziale, l'indicazione che tutto il rumore presente nel dispositivo sia rumore "puro", del tutto scorrelato. Quello che si ottiene invece è una funzione non esattamente esponenziale, ma che si discosta da questa con un leggero contributo da parte di un'altra fonte di rumore che invece evidenzia la presenza di rumore correlato (**Fig. 4.9**). Questo rumore correlato è proprio quello dovuto al fenomeno fisico dell'afterpulsing.

Si sono ottenuti risultati che ben riproducono la distribuzione misurata, grazie a una funzione dipendente da 6 parametri indipendenti fra loro

$$F(A) = A_{dark} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{dark}}} + [t > t_{thr}] \cdot A_{AP} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_{thr}}{\tau_R}}\right) \cdot e^{-\frac{t-t_{thr}}{\tau_{AP}}} \quad (\text{Eq. 4.8})$$

I parametri che descrivono il comportamento tra rumore correlato e rumore scorrelato nel nostro dispositivo sono:

- a) A_{dark} e A_{AP} , che rappresentano rispettivamente il peso nella funzione del rumore puro e del rumore dovuto ad afterpulsing;
- b) τ_{dark} e τ_{AP} , che rappresentano le costanti di tempo dei rispettivi fenomeni;
- c) τ_R , rappresentante la costante di tempo di ricarica della cella interessata dall'impulso;
- d) t_{thr} , rappresentante un tempo di offset, dovuto al fatto che i fenomeni di afterpulsing che avvengono durante il tempo di ricarica della cella possiedono un'ampiezza che è ancora al di sotto della soglia, e quindi non sono visibili dal nostro apparato di misura.

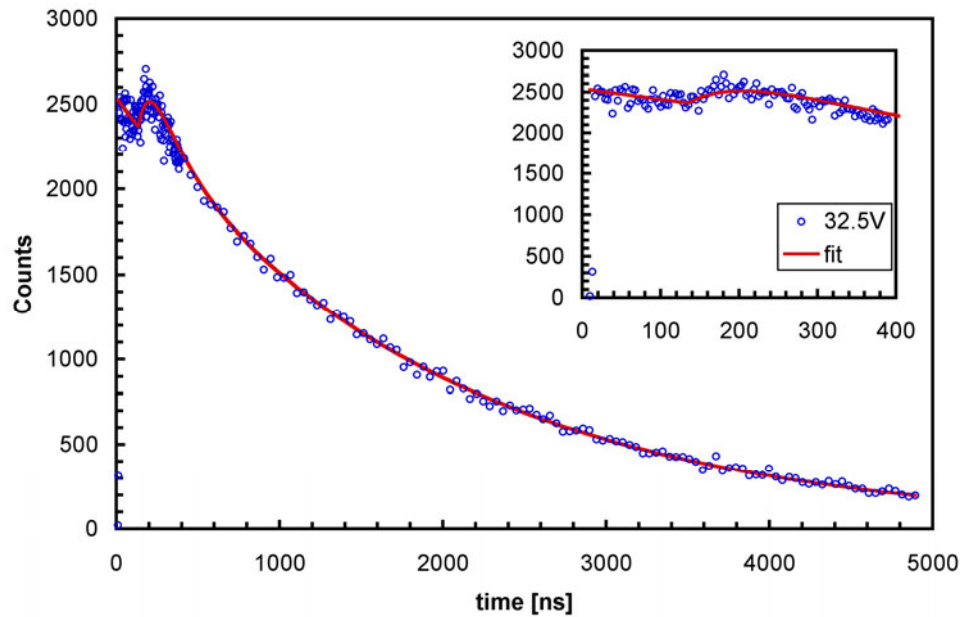


Fig. 4.9 : *Distribuzione dell'intervallo di tempo tra due impulsi di rumore successivi e il relativo fit.*

Sempre con le stesse misure mi è stato possibile osservare la probabilità $dP(t)/dt$, che esprime la distribuzione di probabilità degli intervalli temporali tra due impulsi successivi (**Fig. 4.10**). Distinguendo il contributo dovuto al rumore casuale e quello dovuto al rumore correlato di afterpulsing.

Per meglio quantificare il contributo relativo dell'afterpulsing al comportamento del dispositivo, in **Fig. 4.11** è mostrata la probabilità che avvenga un secondo impulso dopo un dato tempo t_0 . Ho poi utilizzato la distribuzione della probabilità di rumore ottenuta dai fit per stimare il rate di rumore, e l'ho confrontato con quello che avevo misurato direttamente tramite discriminatore e contatore NIM.

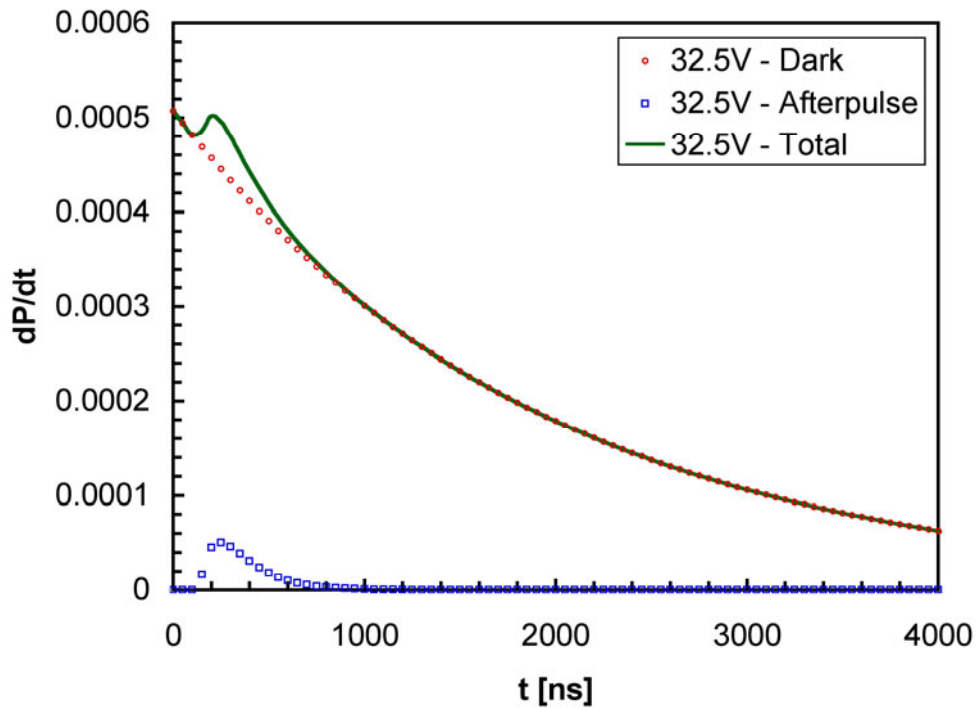


Fig. 4.10 : *Distribuzione di probabilità dell'intervallo di tempo tra due impulsi di rumore successivi distinguendo i contributi dovuti al dark counts da quelli dovuti a fenomeni di afterpulsing.*

I sensori studiati mostrano un consistente rate di rumore, e questo è un po' il limite di questa famiglia di fotorivelatori. Nonostante ciò il dispositivo caratterizzato può essere fruttuosamente adoperato per la rivelazione di flussi luminosi di bassa intensità a singolo fotone.

Certamente, quando il dispositivo viene utilizzato per singoli fotoni si corre il rischio di misurare anche falsi eventi dovuti al dark noise; ciò si può facilmente evitare grazie all'utilizzo di un trigger esterno.

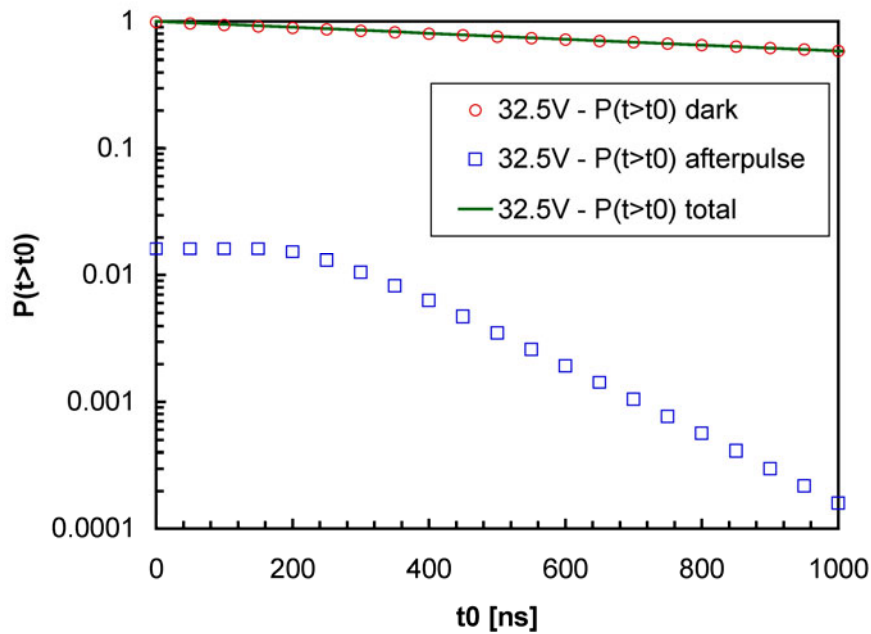


Fig. 4.11 : Distribuzione di probabilità che si verifichi un secondo segnale dopo un certo tempo t_0 , distinguendo i contributi dovuti al dark counts da quelli dovuti a fenomeni di afterpulsing.

Le misure da me effettuate mostrano come una volta fissata la temperatura, il comportamento del rumore del sensore, è facilmente riproducibile con semplici leggi matematiche, essenzialmente esponenziali. Per tutte le applicazioni dove si può utilizzare una soglia a 1.5 fotoni, considerando misure di singolo fotone, è possibile considerare che il rumore decresce di un fattore 100-200. Se possiamo introdurre una soglia ancora più alta allora il contributo del rumore si ridurrà ancor di più. Questo non è ovviamente vero per dispositivi con un elevato crosstalk.

4.2. Risposta in carica del sensore

Per poter effettuare la caratterizzazione del dispositivo a basse intensità di luce e a diversi valori di tensione di polarizzazione è stato realizzato il setup mostrato in **Fig. 4.12**. I due SiPM caratterizzati sono stati posizionati nuovamente all'interno della scatola metallica che ha consentito un isolamento dalla luce ambientale; il setup ottico-meccanico è stato fissato per tutte le misure e sebbene misure assolute non siano possibili, ha garantito misure commensurabili una con l'altra.

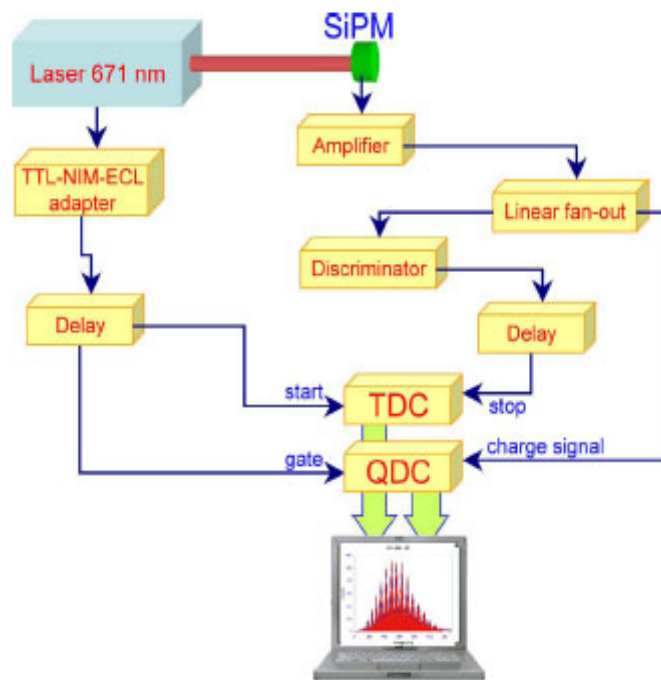


Fig. 4.12 : Logica utilizzata per effettuare le misure di carica e di tempo

Per effettuare queste misure è stato utilizzato un impulsatore laser con il quale venivano stimolati i SiPM, per ottenerne un segnale di uscita, che variava a seconda della potenza ottica programmata sul laser. La fibra ottica di uscita del laser è stata posizionata in maniera tale che lo spot luminoso coprisse l'intera area attiva del sensore. Oltre che al variare della tensione di polarizzazione le diverse misure sono state effettuate al variare dell'intensità luminosa del laser. Il sistema utilizzato è un laser pulsato ad una frequenza di 1 kHz e ad una lunghezza d'onda di 671 nm (nel rosso) con una FWHM di 40 ps.

Il segnale ideale in carica del SiPM dovrebbe apparire approssimativamente come un'informazione digitale dipendente dal numero di fotoni rivelati dal sensore, ovvero un segnale che sia un multiplo intero dell'uscita delle singole celle elementari. Questo ovviamente può accadere solo nel caso ideale per diverse ragioni:

- a) piccole differenze fra le varie celle del SiPM possono dare risultati differenti per quanto riguarda il segnale d'uscita;
- b) rumore elettrico, dark noise scorrelato, afterpulsing e crosstalk possono ampiamente disturbare la forma del segnale d'uscita;
- c) l'interazione di un fotone con una cella, mentre questa è ancora in fase di ricarica, risponde con un segnale di carica più piccolo;
- d) l'interazione di un fotone in una zona limite tra le celle o ad una profondità diversa può dare origine a segnali di output più piccoli o ritardati.

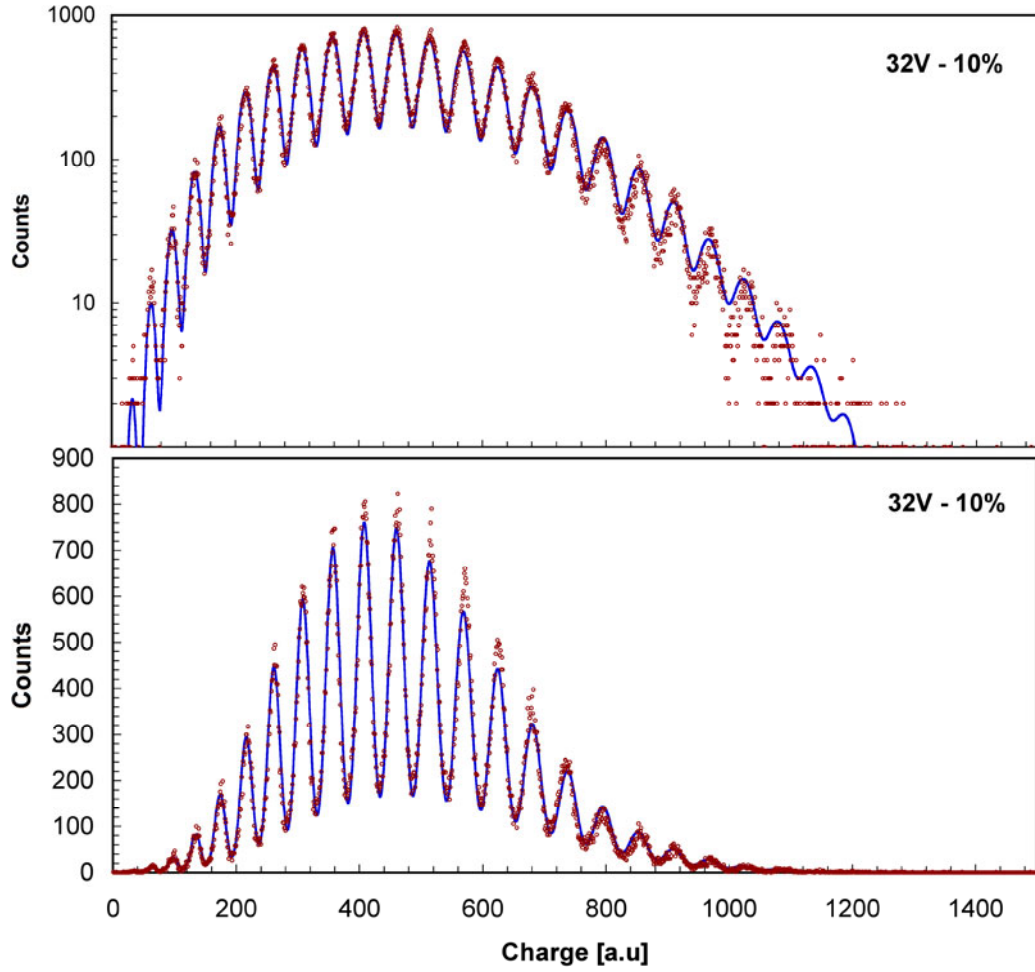


Fig. 4.13 : *Spettro in carica del SiPM 10x10 alimentato a 32 V e illuminato con luce ad intensità luminosa nominale del 10%, in scala lineare e scala logaritmica.*

Per tutte queste ragioni menzionate, ci si aspetta che un SiPM risponda con uno spettro in carica che riproduca complessivamente una distribuzione di Poisson, modulata con picchi strettamente connessi al numero di fotoni rivelati. Questo è effettivamente quello che si osserva nelle misure che ho realizzato.

$$Poisson(\mu, n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (\text{Eq. 4.9})$$

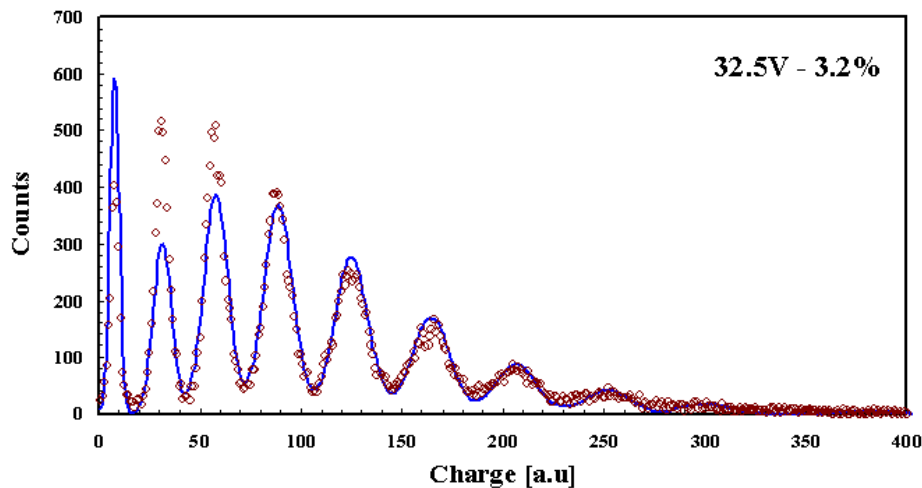


Fig. 4.14 : *Spettro in carica del SiPM 17x17 alimentato a 32.5 V e illuminato con luce ad intensità luminosa nominale del 3.2%, in scala lineare.*

Si può notare che nelle misure a bassa intensità di luce, appare un picco supplementare, antecedente al picco dovuto alla rivelazione di un fotone. Questo picco, chiamato *pedistallo*, e la cui posizione non è ugualmente spaziata rispetto agli altri picchi, è dovuto alla probabilità di “rivelare” zero fotoni. A bassa intensità luminosa in molti casi, dato che è il trigger del laser a fornire lo start all’acquisizione dati, il sensore non rivela fotoni e la carica che arriva al convertitore è solo quella del livello di riferimento, dovuta al convertitore stesso, dando origine ai conteggi che creano il pedistallo.

I risultati sono mostrati in **Fig. 4.13** e in **Fig. 4.14** , dove con i cerchi sono indicati i valori sperimentali, mentre con la linea continua si indica il risultato del fit. Si può vedere che il risultato preannunciato di trovare delle poissoniane, per misure a bassa intensità di luce col SiPM, è perfettamente

confermato. Ovviamente la poissoniana ottenuta, per i motivi sopra elencati è estesa su dei picchi di natura gaussiana. La larghezza di ogni picco dipende essenzialmente da due fattori:

- a) il rumore elettronico complessivo del rivelatore e della sua elettronica, che supponiamo sia costante per tutto il set di misure;
- b) la combinazione fra le varie fluttuazioni e la non uniformità tra tutte le celle elementari che costituiscono il sensore, derivante da un contributo che dovrebbe scalare con la radice quadrata del numero di celle interagenti.

Perciò la varianza complessiva σ_{tot} risulta essere data da

$$\sigma_{tot}^2(n) = \sigma_e^2 + n\sigma_1^2 \quad (\text{Eq. 4.10})$$

dove con σ_e consideriamo il contributo a), mentre con σ_1 la larghezza Gaussiana dovuta al contributo del primo picco. La forma della spettro che ho ottenuto è dunque la convoluzione di una distribuzione poissoniana con più picchi, la cui larghezza gli viene dettata dalla σ_{tot} , che è stata trovata nell'Eq. 4.9, e la quale si può esprimere come

$$F(x) = A \frac{dP}{dx} = A \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \text{Poisson}(\mu, n) \cdot \frac{1}{\sigma_{tot}(n)\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-c(n))^2}{2\sigma_{tot}^2(n)}} \quad (\text{Eq. 4.11})$$

in cui A è una costante di normalizzazione che viene fuori dall'integrale di tutto lo spettro di misure, μ è il valore medio della distribuzione di Poisson, $c(n)$ è una funzione che esprime la coordinata del centroide dell' n -esimo picco. Nel caso ideale ci aspetteremmo che la funzione $c(n)$ sia proprio una

retta, ma nelle misure ciò non è del tutto vero. Infatti la risposta del QDC è affetta da non linearità differenziale (DNL); ovvero la larghezza reale di ogni bin è soggetta a delle fluttuazioni spostandoci dall'inizio alla fine della scala di conversione. Perciò sebbene il comportamento del QDC sia lineare con uno $+0.005\%$ a fondo scala, la non-linearità locale è solo al di sotto dell'1%, a seconda delle specifiche di costruzione. Ciò significa che la prevista equidistanza fra i picchi non può essere soddisfatta, in quanto viene alterata dalla DNL. Infatti è stato dimostrato che l'effetto è fondamentalmente dovuto alla DNL più che alla non linearità nella risposta del SiPM. Per questo motivo si è dovuta eseguire una calibrazione, per trovare gli effettivi picchi della Poissoniana, ricalibrando la posizione dei picchi con una polinomiale del terzo ordine. Ciò equivale a ricalibrare la scala del QDC, cercando di sanare i problemi dovuti alla non linearità del QDC.

Le procedure utilizzate per i fit, basate sulla minimizzazione della funzione di χ^2 per ogni valore di polarizzazione e di intensità di luce, mi hanno permesso di ottenere i tre valori di σ_e , σ_l e μ . Purtroppo in alcuni casi ho dovuto scartare alcuni dati a causa di rumore dovuto a interferenze elettriche casuali che erano talvolta presenti nel laboratorio dove ho realizzato le misure. Nonostante ciò i dati ricavati mi hanno ragionevolmente sostenuto nella comprensione e caratterizzazione del dispositivo.

Nel fit, ovviamente non è stato incluso il picco dovuto al piedistallo, dovuto alla carica di riferimento intrinseca nel convertitore, in modo da non intaccare la calibrazione dei centroide e la forma della Poissoniana.

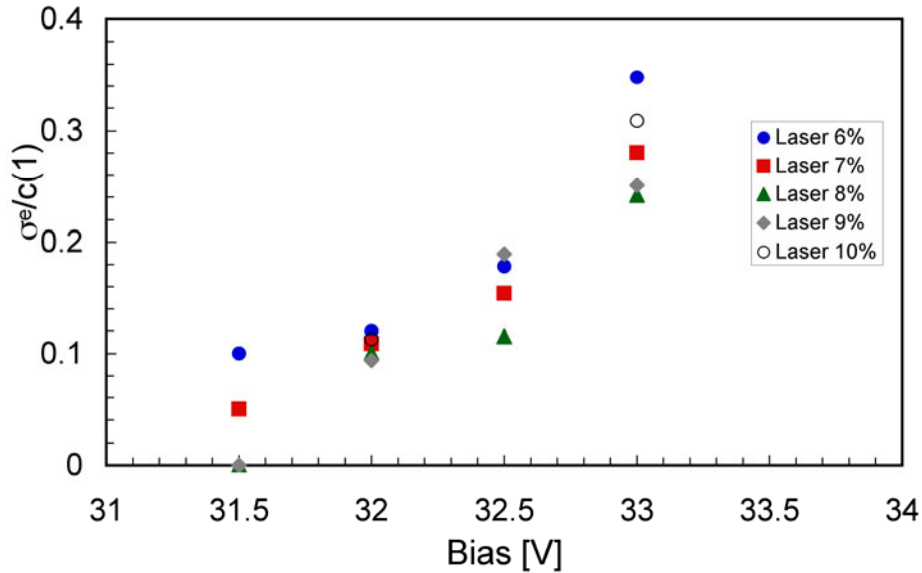


Fig. 4.15 : Contributo del rumore elettronico $\sigma_e(n)/c(1)$ del SiPM 10x10 in funzione della tensione di polarizzazione per diversi valori di intensità luminosa.

Quello che ci aspettiamo per i diversi valori di polarizzazione è che σ_l rimanga costante al variare dell'intensità luminosa, mentre il parametro μ dovrebbe scalare piuttosto linearmente.

Un'altra interessante misura per valutare il rumore elettronico ci è data dal rapporto $\sigma_e/c(1)$ in funzione della tensione di polarizzazione, per vari valori di intensità luminosa (**Fig. 4.15**). Ho normalizzato il valore assoluto di σ_e con la posizione del centroide del primo picco in modo da ottenere dei risultati confrontabili fra loro. Abbastanza ragionevolmente il rumore

aumenta con la tensione di polarizzazione. La stessa normalizzazione è stata applicata a σ_I (**Fig. 4.16**). Questa volta ho ottenuto un andamento piuttosto costante, in quanto questo ultimo rapporto dipende essenzialmente dalla non uniformità fra le celle, e non da tensione di polarizzazione o intensità luminosa.

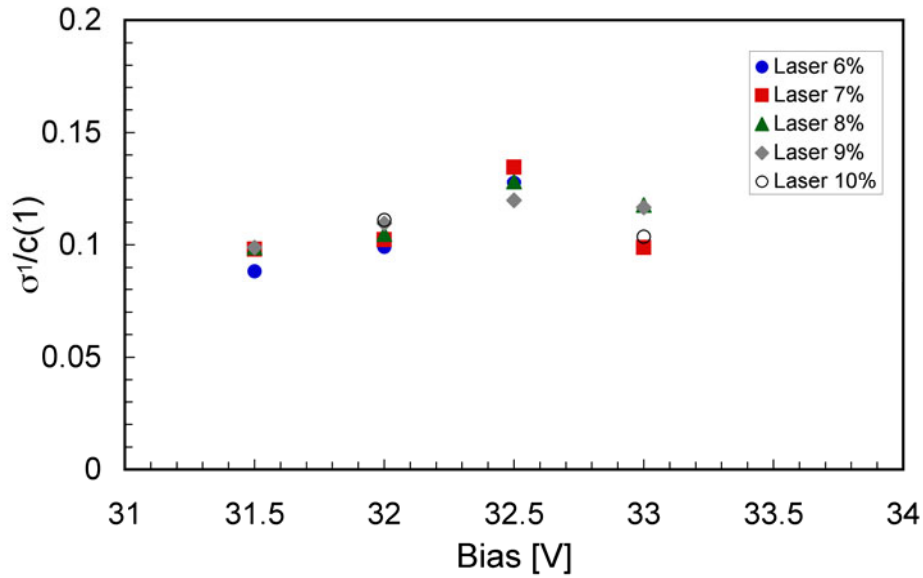


Fig. 4.16 : Contributo del rumore $\sigma_I(n)/c(1)$ del SiPM 10x10 in funzione della tensione di polarizzazione per diversi valori di intensità luminosa.

In **Fig. 4.17** è mostrata invece la risoluzione complessiva relativa al SiPM 10x10, $\sigma_{tot}(n)/c(n)$, come funzione del numero di fotoni rivelati per differenti valori di tensione di polarizzazione.

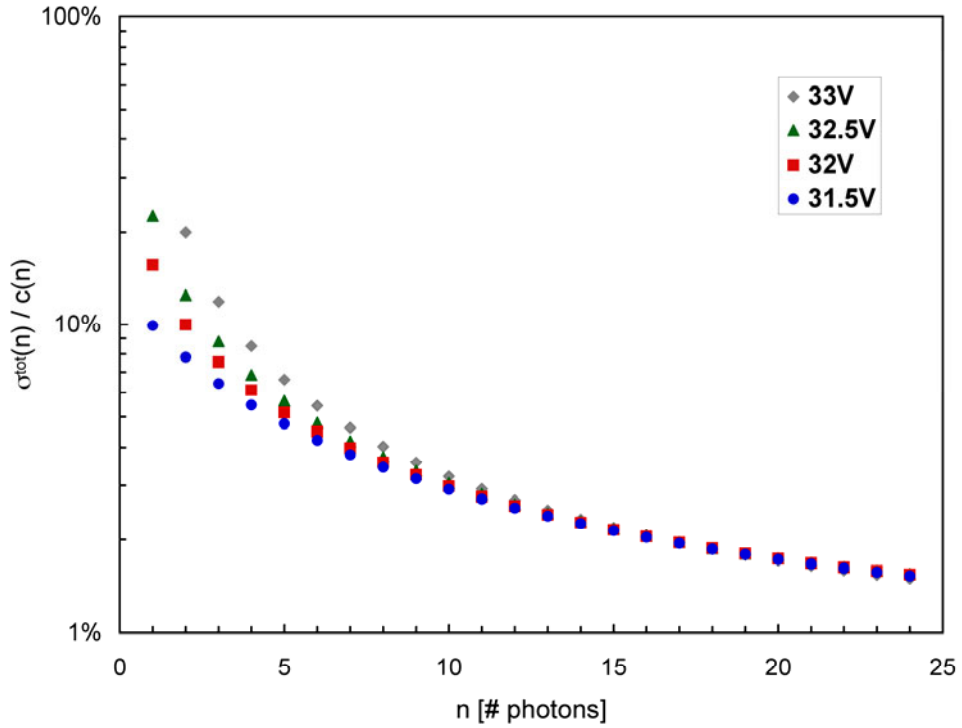


Fig. 4.17 : Risoluzione $\sigma_{tot}(n)/c(n)$ del SiPM 10x10 espresso come funzione del numero di fotoni rivelati per diversi valori di polarizzazione.

Per il SiPM 17x17 è stato riportato invece nello stesso grafico, l'andamento della $\sigma_{tot}(n)$ e della $\sigma_{tot}(n)/c(n)$ in funzione sempre del numero di fotoni rivelati simultaneamente (**Fig. 4.18**).

Una volta valutato σ_e e σ_l siamo ora in grado di valutare il potere risolutivo dei sensori studiati. Chiamando d la distanza media tra due picchi consecutivi, possiamo definire $R_{3\sigma}$ come il numero n di fotoni misurati tale che la separazione tra due picchi consecutivi sia 3σ , ovvero definendo

$$d = 3\sigma_{tot}(n) \quad (\text{Eq. 4.12})$$

si ottiene dall' Eq. 4.10

$$n = \frac{1}{\sigma_1^2} \left(\frac{d^2}{9} - \sigma_e^2 \right) = R_{3\sigma} \quad (\text{Eq. 4.13})$$

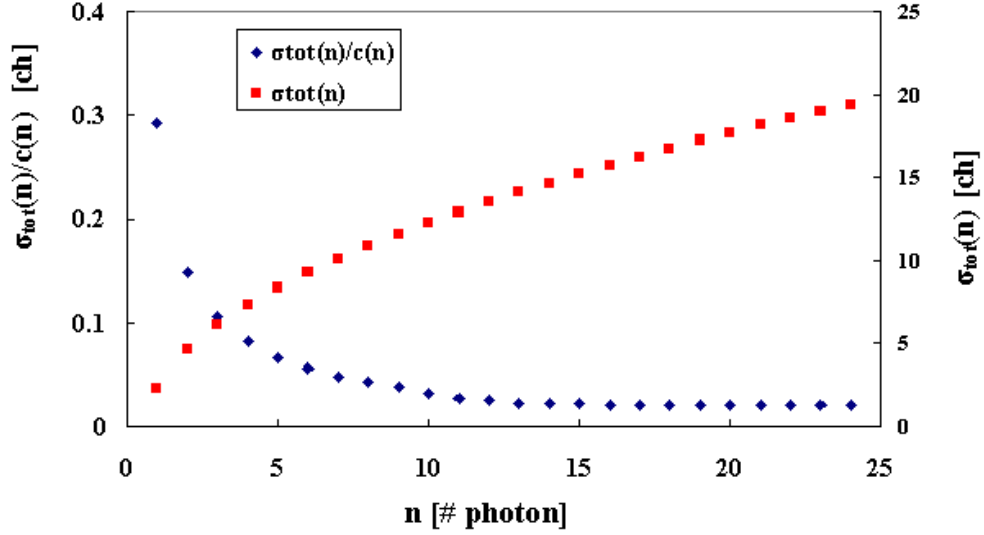


Fig. 4.18 : Risoluzione espressa come $\sigma_{\text{tot}}(n)$ e come $\sigma_{\text{tot}}(n)/c(n)$ del SiPM 17x17 in funzione del numero di fotoni rivelati per un valore di polarizzazione di 32.5 V e un intensità luminosa del 3.2%.

Con la stessa procedura si può ottenere $R_{2\sigma}$ che rappresenta il numero di fotoni rivelati quando la distanza tra due picchi consecutivi diventa 2σ , il che significa che non possiamo più visualizzare i picchi separati tra loro.

In queste misure ho definito $R_{3\sigma}$ come potere risolutivo del SiPM, ottenendo un valore costante di circa 20 per il SiPM 10x10 per diverse configurazioni di tensione di polarizzazione (**Fig. 4.19**). Per il SiPM 17x17 invece ho trovato un valore di 8 ancora pressoché costante a diversi valori di polarizzazione (**Fig. 4.20**).

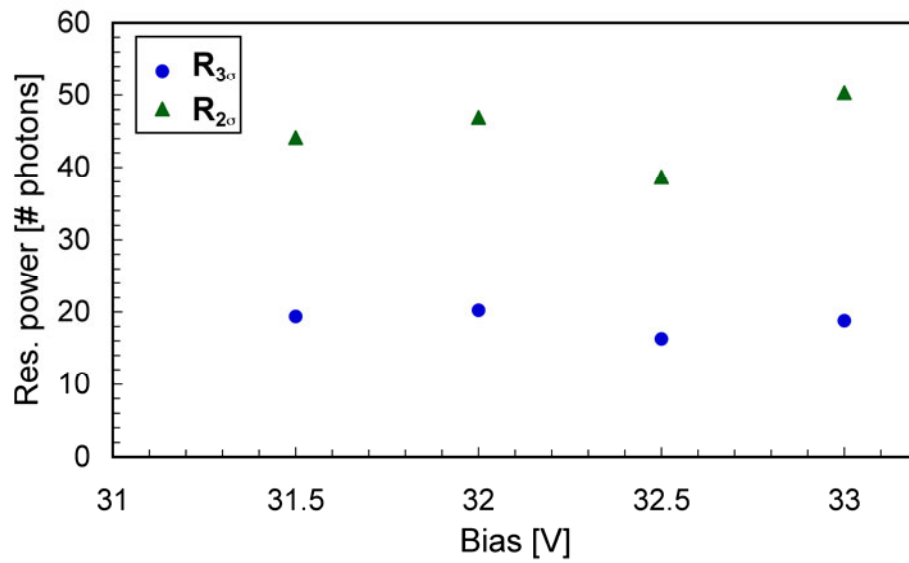


Fig. 4.19 : Potere risolutivo del SiMP 10x10 indicato come il numero di fotoni rivelari quando la distanza tra due picchi consecutivi è di 3σ .o di 2σ in funzione della tensione di polarizzazione.

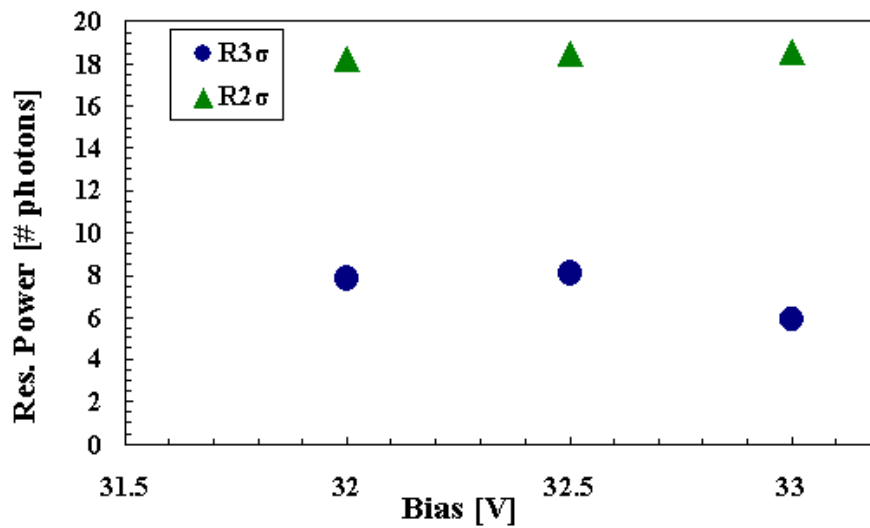


Fig. 4.20 : Potere risolutivo del SiMP 17x17 quando la distanza tra due picchi consecutivi è di 3σ .o di 2σ in funzione della tensione di polarizzazione.

Ciò significa che utilizzando i SiPM sono riuscito a vedere strutture chiaramente separate sino a 20 fotoni, per $d=3\sigma$, e sino a 45 fotoni spingendomi a $d=2\sigma$ per il 10x10, mentre per il 17x17 ho trovato strutture separate sino a 8 fotoni per $d=3\sigma$, e sino a 18 fotoni spostandomi a $d=2\sigma$.

4.3. Risposta in tempo del sensore

Le prestazioni temporali del dispositivo sono estremamente interessanti, soprattutto se pensiamo che si riescono ad ottenere con un numero anche basso di fotoni rivelati.

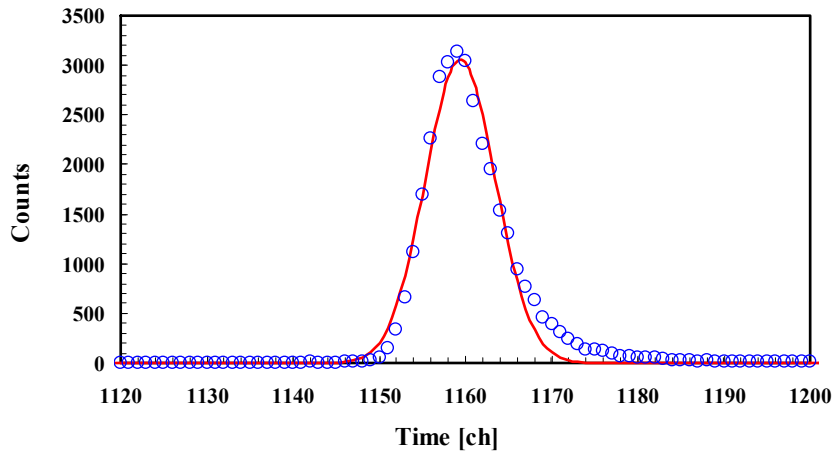


Fig. 4.21 : Spettro tempo misurato ottenuto per un'intensità nominale del 10%, per una tensione di polarizzazione di 32 V, per il SiPM 10x10.

In **Fig. 4.21** è mostrato un singolo spettro tempo, per il SiPM 10x10, ottenuto a una intensità nominale del laser del 10% e ad una tensione di alimentazione di 32V. La risoluzione temporale che ho ottenuto è $\sigma \approx 200\text{ps}$.

Per il SiPM 17x17, la risoluzione temporale è mostrate in **Fig. 4.22**, con una σ di circa 200 ps.

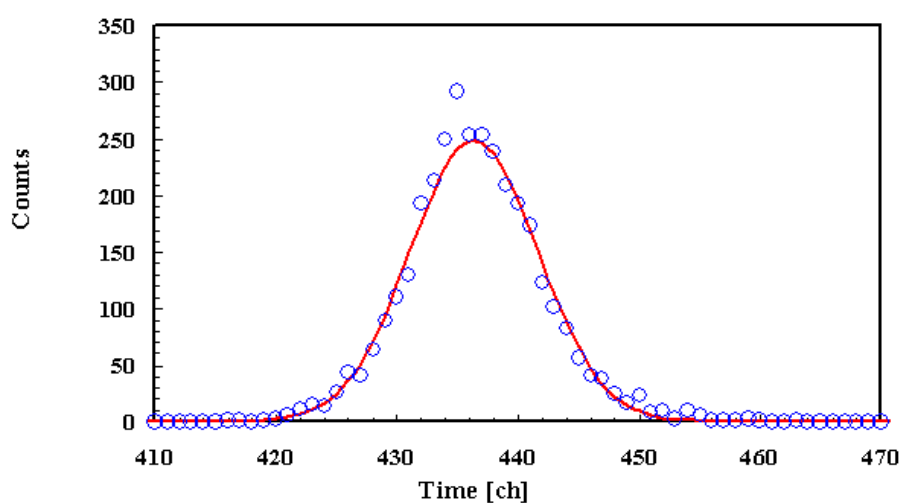


Fig. 4.22 : Spettro tempo misurato ottenuto per un'intensità nominale del 3.2%, per una tensione di polarizzazione di 32.5 V, per il SiPM 17x17.

In realtà però mi sono accorto che queste misure erano influenzate da un effetto di walk, dovuto all'utilizzo del discriminatore leading edge (in realtà anche utilizzando un discriminatore a frazione costante si avrebbe un walk residuo). Per questo motivo ho successivamente voluto correggere questi istogrammi per mezzo di un nuovo parametro tempo da calcolare evento per evento.

Per procedere alle relative correzioni, dapprima ho realizzato due istogrammi di dispersione carica-tempo ad un unico valore di tensione di polarizzazione di 32 V. Come ci si aspettava il picco di singolo fotone spicca notevolmente. A basso numero di fotoni l'effetto del walk residuo è evidente. Infatti le isole ottenute sono più spostate verso tempi più lunghi a causa del segnale, la cui ampiezza risulta troppo vicina alla soglia del discriminatore.

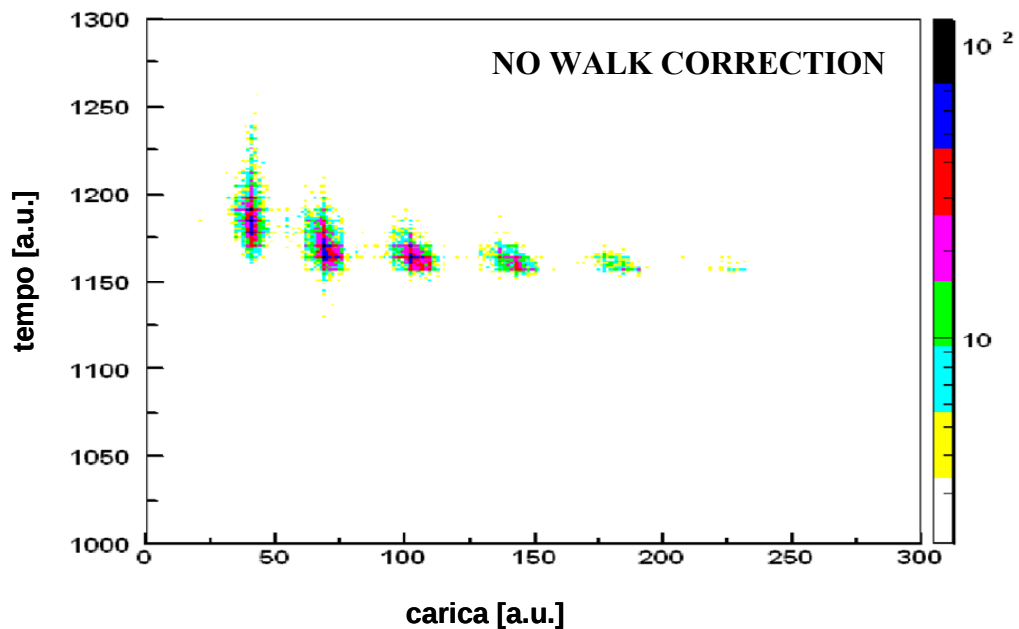


Fig. 4.23 : *Istogrammi di dispersione carica-tempo senza correzione del walk, per un intensità nominale di luce del 5% a una tensione di polarizzazione di 32 V, per il SiPM 10x10.*

Per questo motivo ho dovuto correggere l'effetto del walk sulle misure effettuate. Per riuscire a valutare realmente la giusta correzione da apportare

alle misure di tempo è stato utilizzato il seguente metodo. Dato che in un grafico 2D carica-tempo i punti sperimentali si mostravano come delle isole, mi è stato possibile distinguere i vari conteggi di tempo in base alla carica rivelata.

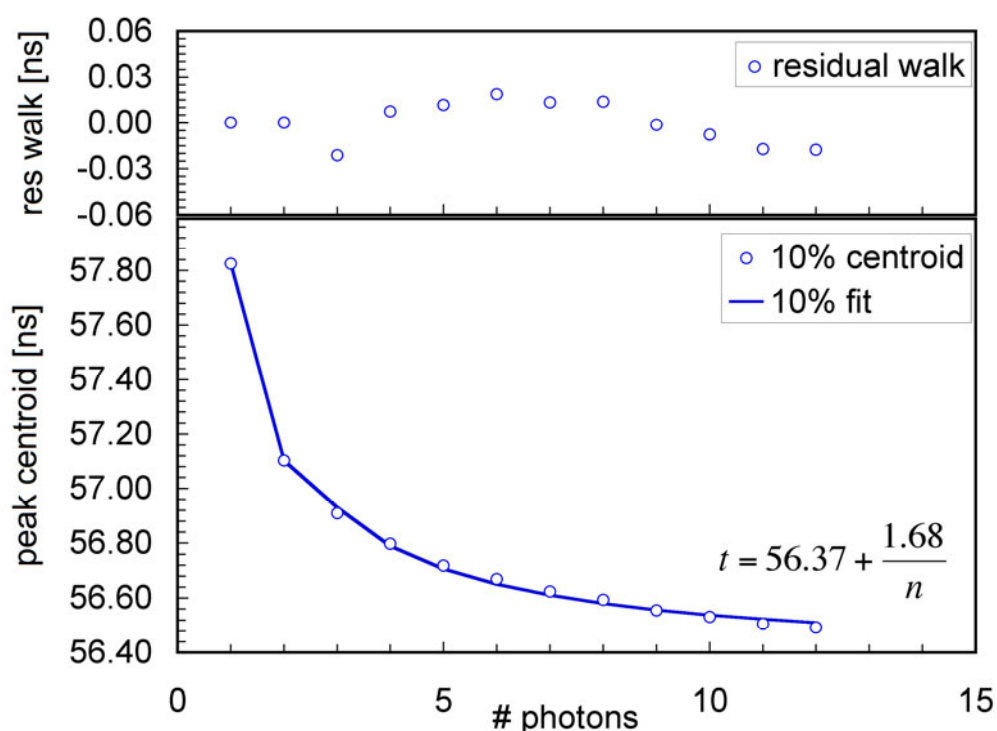


Fig. 4.24 : Il centroide dei picchi degli spettri tempo in funzione del numero di fotoni rivelati. Intensità nominale del laser al 10% e tensione di polarizzazione di 32 V, per il SiPM 10x10.

Proiettando ciascuna isola sui due assi è facile individuare i centroidi di ogni singola gaussiana risultante. Riportando i centroidi tempo in funzione della carica, espressa come numero di fotoni al quale si riferisce il centroide, la curva risultante è un ramo di iperbole

$$Y = \frac{a}{X} + b \quad (\text{Eq. 4.14})$$

come si può facilmente intuire dalla distribuzione delle isole nell'istogramma carica-tempo. Iperbole in cui b è proprio l'asintoto orizzontale, ovvero il tempo reale al quale dovrebbero essere centrate tutte le isole, e non solo quelle a più fotoni. Ciò inoltre coincide con la minore influenza del walk per misure su segnali che hanno un'ampiezza maggiore. Y rappresenta il tempo misurato, mentre X la carica rivelata.

In fig. **Fig. 4.24** è mostrato il centroide del picco tempo in funzione dei fotoni che interagiscono col sensore. Il fit mostra come stavolta l'andamento dipenda piuttosto da una funzione che va come $1/n$.

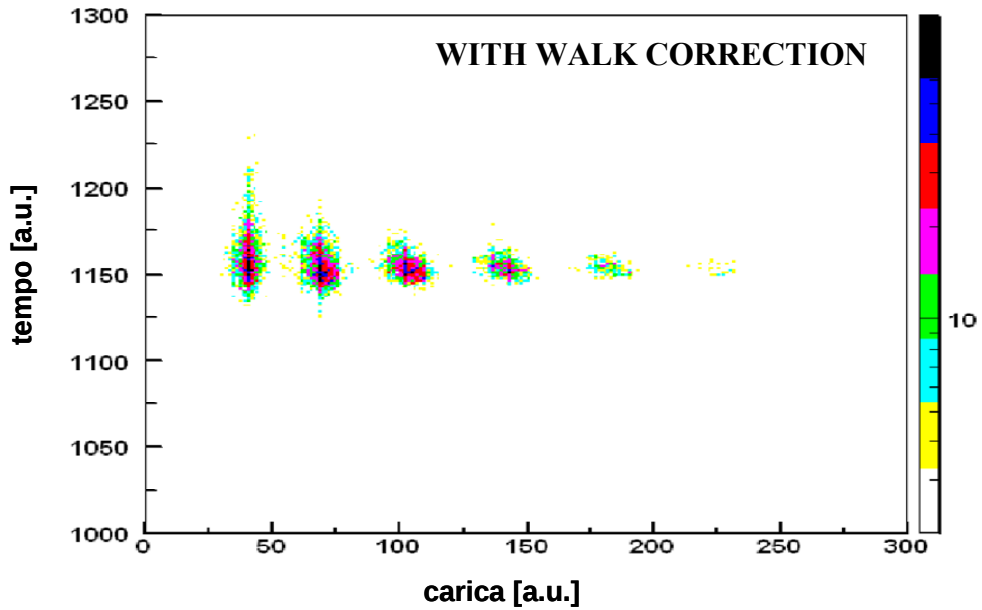


Fig. 4.25 : Istogrammi di dispersione carica-tempo con correzione del walk, per un'intensità nominale di luce del 5% a una tensione di polarizzazione di 32 V, per il SiPM 10x10.

A questo punto ho realizzato una correzione del walk evento per evento, sottraendo il valore di a/X al valore del tempo misurato. In questo modo mi è stato possibile ottenere b col quale correggere l'istogramma di dispersione carica-tempo (**Fig. 4.25**).

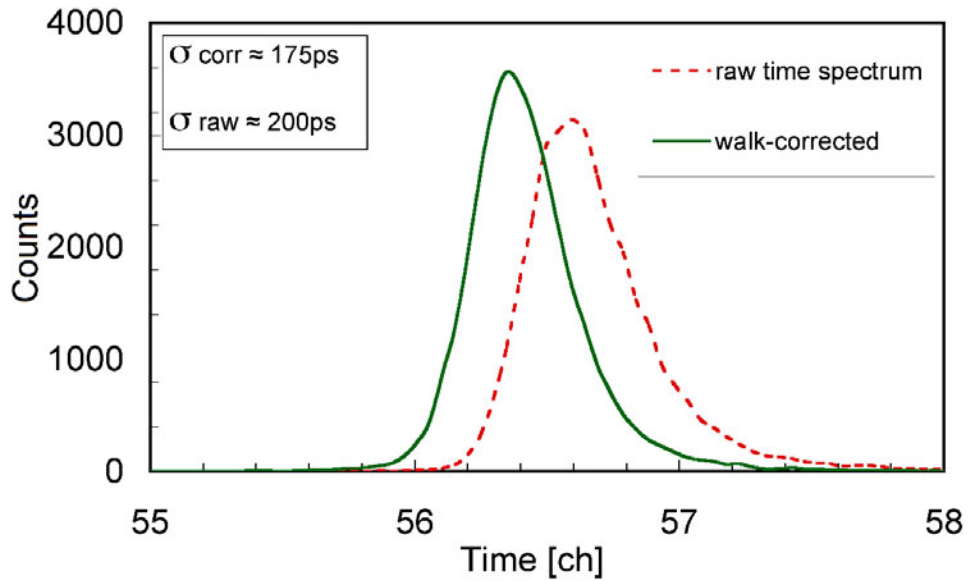


Fig. 4.26 : *Spettro tempo misurato e spettro tempo con la correzione di walk, ottenuti per un'intensità nominale di luce del 10% a una tensione polarizzazione di 32V, per il SiPM 10x10.*

La stessa correzione è stata effettuata per l'istogramma che mostra la risoluzione temporale del rivelatore (**Fig. 4.26**). Anche in questo caso, ai valori temporali misurati è stato sottratto il valore dovuto al walk residuo ottenendo così uno spettro tempo a valori temporali più bassi con una risoluzione temporale ancora migliore.

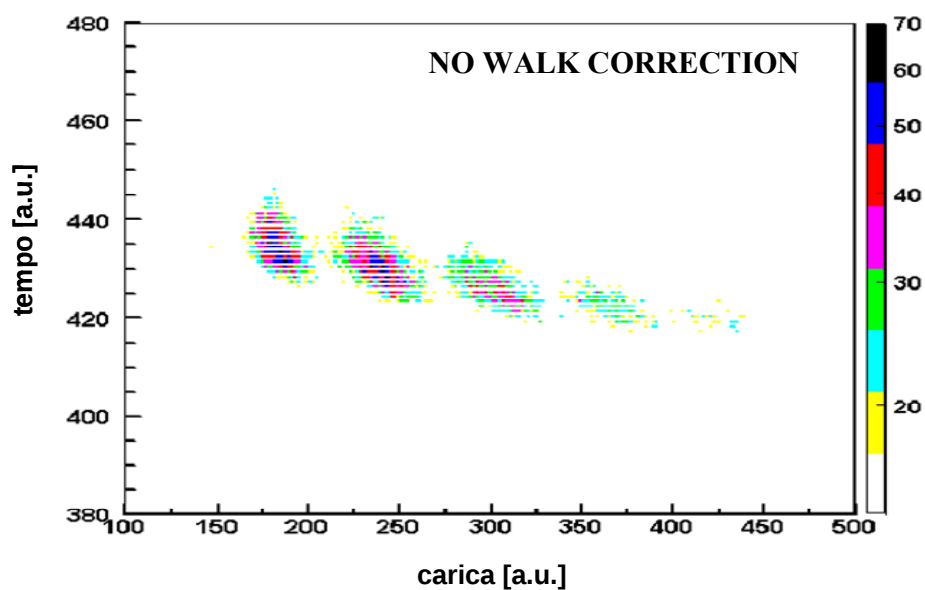


Fig. 4.27 : Istogrammi di dispersione carica-tempo senza correzione del walk, per un intensità nominale di luce del 3.2% a una tensione di polarizzazione di 32 V, per il SiPM 17x17.

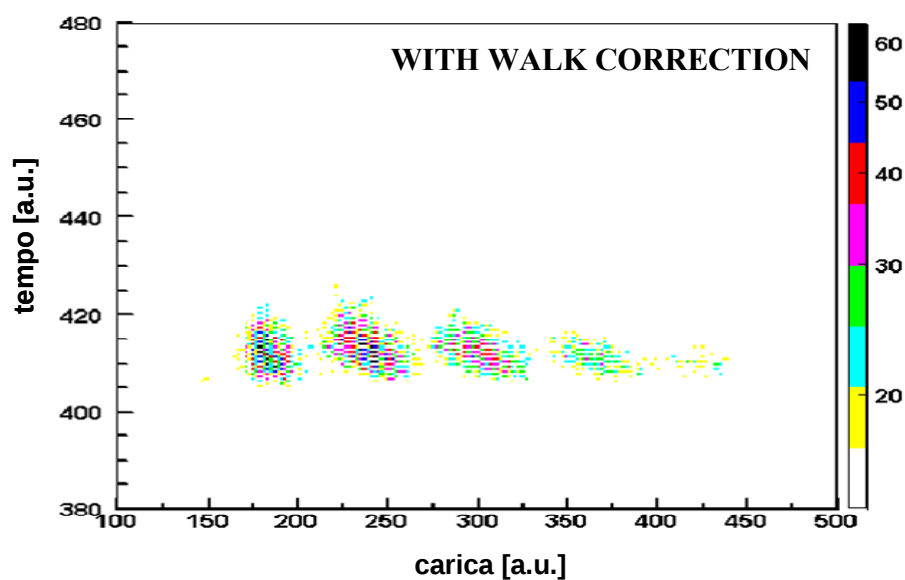


Fig. 4.28 : Istogrammi di dispersione carica-tempo con correzione del walk, per un intensità nominale di luce del 3.2% a una tensione di polarizzazione di 32 V, per il SiPM 17x17.

In questo modo sono riuscito ad ottenere i risultati relativi alla risoluzione in tempo, con le dovute correzioni di walk, realizzate evento per evento.

La stessa correzione è stata effettuata nel SiPM 17x17 con i seguenti risultati, mostrati in **Fig. 4.27**, **Fig. 4.28**, e in **Fig. 4.29**.

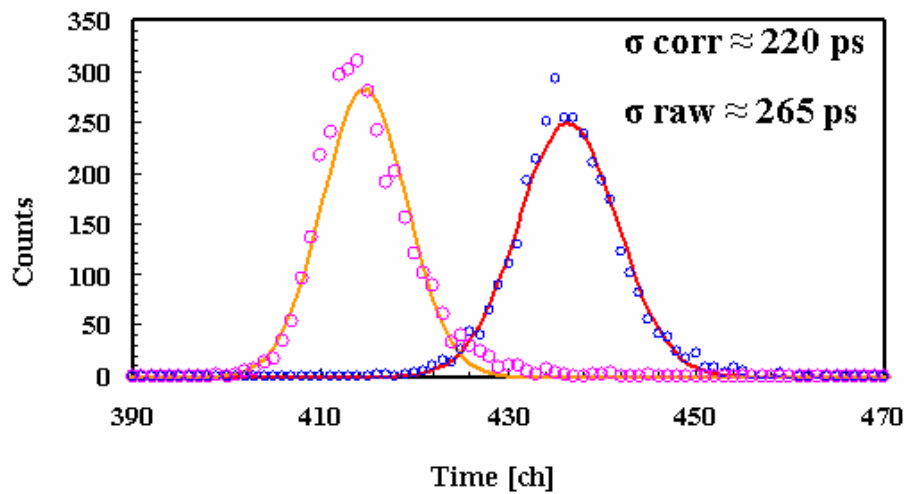


Fig. 4.29 : *Spettro tempo misurato e spettro tempo con la correzione di walk, con i relativi fit, ottenuti per un'intensità nominale di luce del 3.2% a una tensione polarizzazione di 32 V, per il SiPM 17x17.*

Fittando diversi spettri tempo, associati allo stesso numero di carica rivelato, e le loro rispettive larghezze ho potuto vedere come si possono trovare risoluzioni temporali sino a 140 ps, soprattutto se consideriamo impulsi di luce con più di otto fotoni rivelati.

Con un semplice fit si può vedere come le larghezze ottenute dai dati sperimentali sono fedelmente riprodotte da una funzione inversamente

proporzionale alla radice quadrata del numero di fotoni rivelati (anche questo secondo le previsioni).

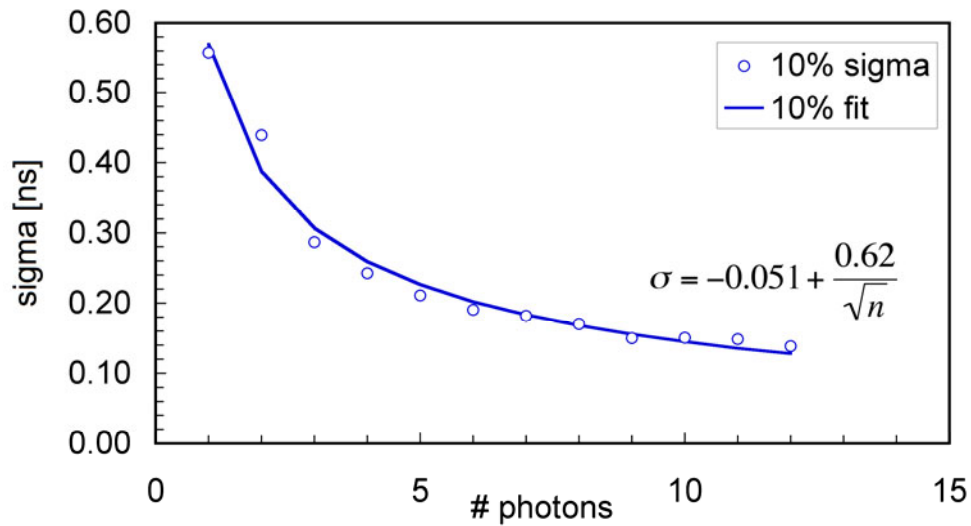


Fig. 4.30 : Risoluzione temporale in funzione del numero di fotoni rivelati, con un intensità luminosa del laser del 10%, a 32 V di Bias Voltage, per il SiPM 10x10.

Dalle misure effettuate per i due sensori, si è potuto vedere che anche per la risoluzione temporale, il SiPM 10x10 dimostra un comportamento superiore rispetto al SiPM 17x17, presentando una risoluzione di 175 ps, rispetto a ai 220 ps del sensore con maggior numero di celle.

4.4. Il guadagno

Il guadagno del SiPM è definito come il numero di cariche elementari (il numero di elettroni) creati in risposta dell'interazione di un fotone. Dato che il dispositivo opera in regione Geiger, la rivelazione di un fotone crea una coppia elettrone-lacuna, seguita da una moltiplicazione a valanga. Il fattore moltiplicativo della valanga è proprio il guadagno. Quello che ci si aspetta è che questo, oltre a dipendere fortemente dalla tensione di alimentazione, cresca linearmente con essa (Eq. 2.11).

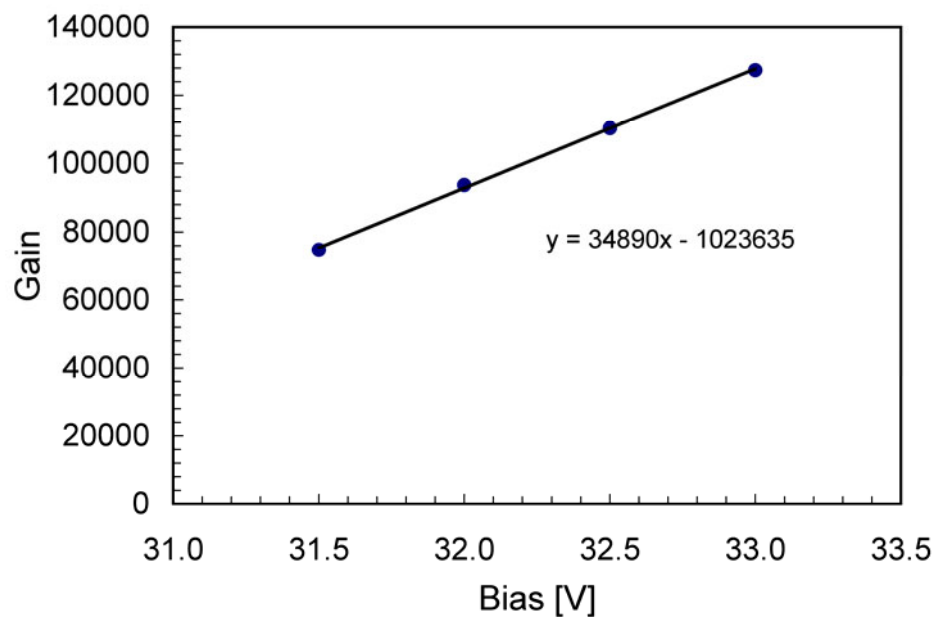


Fig. 4.31 : *Guadagno del SiPM 10x10 in funzione della tensione di polarizzazione.*

Per riuscire a valutare il guadagno, ho analizzato la spaziatura media tra due picchi consecutivi, come intervalli di canali del QDC. Dopodichè, conoscendo il valore di carica che il QDC assegna ad un canale, ho tradotto questi valori in termini di carica/canali, per poi scalarli nuovamente per il fattore moltiplicativo dell'amplificatore, così da riuscire a ricavare il valore del guadagno.

Riportando i valori ottenuti in funzione della tensione di polarizzazione si ottiene un andamento pressoché lineare (**Fig. 4.31** e **Fig. 4.32**)..

L'estrapolazione dell'intercetta sull'asse- x restituisce un valore di tensione di breakdown molto vicina a quella nominale (29.5 V) e ciò ci dà un'ulteriore rassicurazione che le misure effettuate possano ritenersi del tutto corrette.

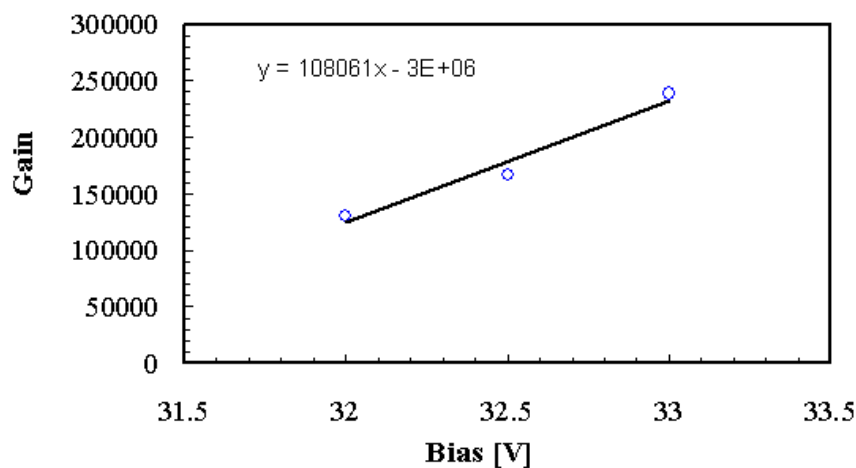


Fig. 4.32 : *Guadagno del SiPM 17x17 in funzione della tensione di polarizzazione.*

4.5. Linearità del sensore

Un'altra misura che ho potuto effettuare, è stata quella di verificare che il sensore risponde alla luce in maniera lineare. Per studiare questo comportamento è stato studiato il parametro μ ottenuto dai fit nelle misure di carica descritte precedentemente.

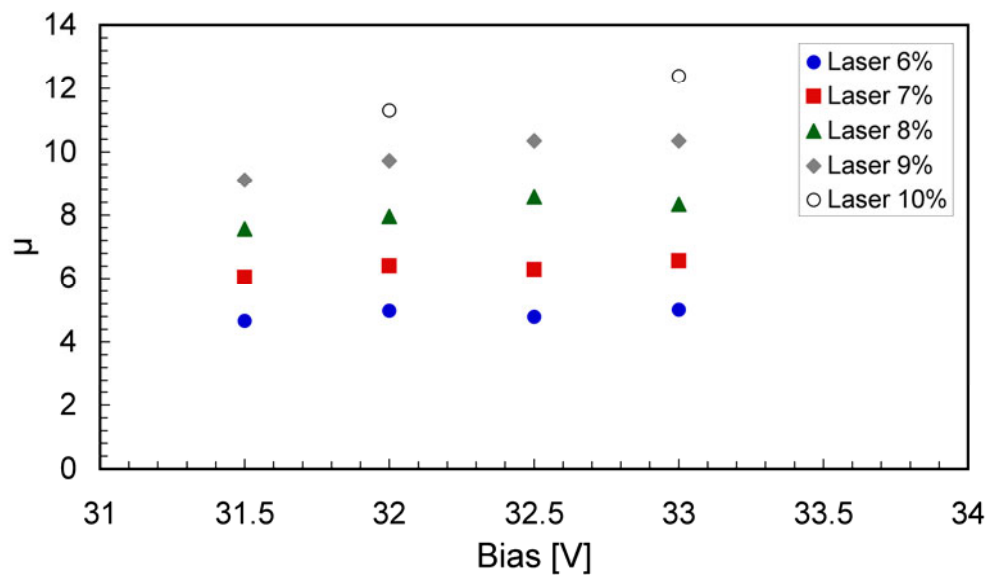


Fig. 4.33 : Numero medio di fotoni rivelati nel SiPM 10x10 in funzione della tensione di polarizzazione per differenti valori di intensità luminosa.

In **Fig. 4.33** è mostrato il numero medio μ di fotoni rivelati in funzione del valore di polarizzazione del sensore, per differenti intensità luminose.

Analogamente ho studiato (**Fig. 4.34**) il comportamento di μ in funzione dell'intensità luminosa del laser, per differenti valore di polarizzazione. Qui si vede come l'andamento è lineare, confermando dunque come il SiPM

risponda in maniera lineare alla luce. Questo comportamento è però valido solo quando il numero di celle accese rimane ben al di sotto del 50% del numero complessivo di celle del sensore (vedi Capitolo 2).

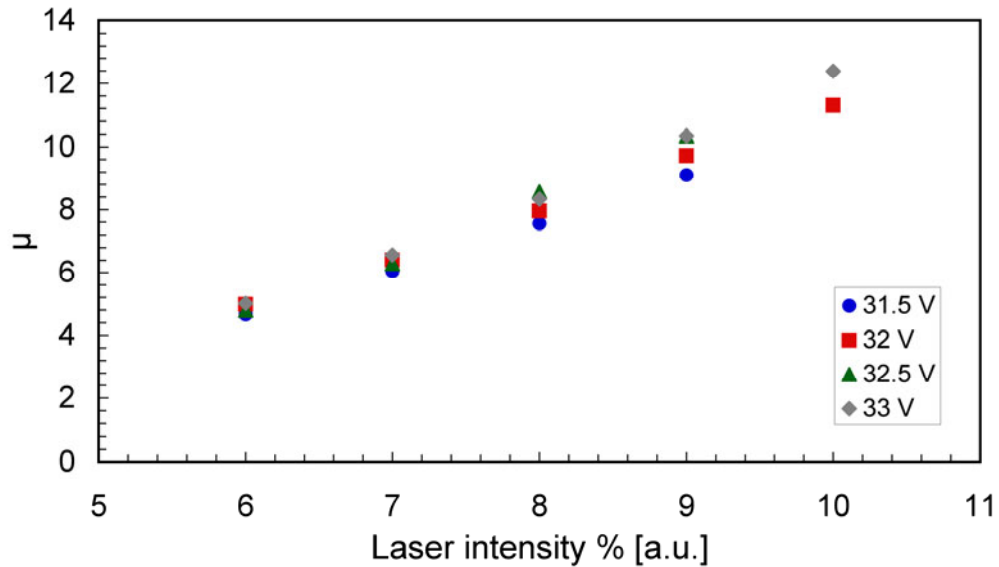


Fig. 4.34 : Numero medio di fotoni rivelati nel SiPM 10x10 in funzione dell'intensità luminosa nominale del laser per diversi valori di polarizzazione.

4.6. La PDE

Naturalmente di tutti i fotoni che arrivano al nostro fotosensore, non tutti vengono rivelati, ma grossa parte di questi pur incidendo sul sensore non vengono visti da quest'ultimo. Una frazione di questi non riuscirà a creare la valanga e dunque un segnale rivelabile. Le principali ragioni che

causano ciò sono motivate con l'**efficienza geometrica** $\varepsilon_{\text{geom}}$, dovuta alla regione inattiva fra le celle, l'**efficienza elettronica** ε_{el} , in quanto affinché sia possibile innescare la valanga occorre che la conversione del fotone avvenga in regioni dove il campo elettrico lo permetta, e inoltre per motivi fisici quali la riflessione o assorbimento tra due strati successivi, rappresentati dall'**efficienza quantica** QE . L'efficienza complessiva del sensore viene definita generalmente come PDE, e il numero di fotoni in effetti rivelati dal sensore è legato a questa grandezza

$$\mu = \mu_0 \cdot PDE = \mu_0 \cdot \varepsilon_{\text{geom}} \cdot \varepsilon_{\text{el}} \cdot QE \quad (\text{Eq. 4.15})$$

in cui μ_0 rappresenta il numero reale di fotoni che incidono nel sensore.

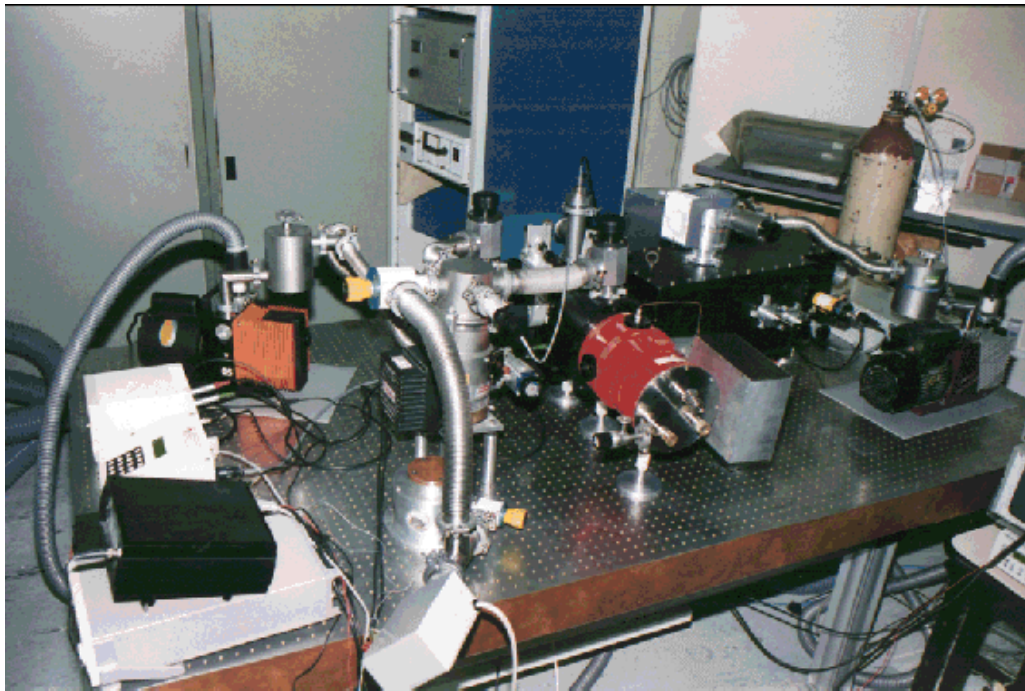


Fig. 4.35 : Banco ottico utilizzato per misurare l'efficienza quantica del SiPM.

La misura relativa alla **PDE** del SiPM è stata effettuata solo sul dispositivo 10x10, presso l'Osservatorio Astrofisico di Catania (INAF) [22] [23], utilizzando una facility dell'INAF di Catania e un fotodiodo NIST calibrato (**Fig. 4.35**).

La strumentazione utilizzata comprendeva una lampada allo Xenon, utilizzata come sorgente luminosa, la cui lunghezza d'onda è regolata da un *monocromatore Czerny-Turner* (FWHM < 1 nm in 130-1100 nm di range spettrale), il cui fascio attraverso un *beam splitter* viene diretto ad una sfera integratrice che garantisce un'integrazione spaziale costante all'interno di tutta la sfera. Nella sfera sono stati posizionati, in modo tale da avere la stessa distanza dal centro della sfera, il fotodiodo calibrato e il SiPM del quale si vuole conoscere la PDE.

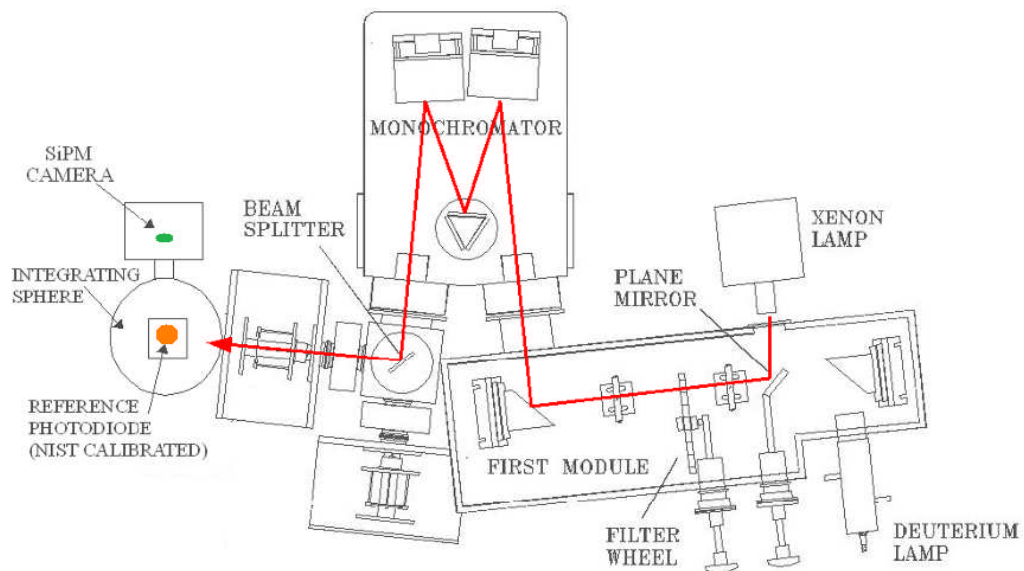


Fig. 4.36 : Schema a blocchi del sistema ottico utilizzato.

Il fotodiodo calibrato, permette di valutare il numero assoluto di fotoni per unità di area, e dunque normalizzando per l'area del SiPM anche il numero effettivo di fotoni che incidono sul SiPM.

Per misurare la PDE si sono utilizzati due diversi approcci. Il primo metodo, basato sulla *fotocorrente*, si fonda sulla misura della carica considerata come corrente, il secondo invece, basato sul *conteggio*, consiste nel contare ogni evento prodotto. Considerando che il fotodiodo di riferimento aveva l'area di 1 cm^2 , mentre il SiPM ha dimensioni dell'ordine di mm^2 , usando il metodo a *conteggio* si è dovuto aggiustare l'intensità del flusso di fotoni, in modo che il fotodiodo risulti ancora sensibile a tale flusso, mentre il SiPM sia in regime di singolo fotone, in condizione di poter trascurare con sicurezza fenomeni di pile-up.

Il metodo *fotocorrente* consiste nel paragonare le fotocorrente del rivelatore da caratterizzare con la fotocorrente del fotodiodo NIST

$$PDE = \frac{I_{Det} - I_{DarkDet}}{I_{PhD} - I_{DarkPhD}} \cdot \frac{1}{G} \cdot PDE_{PhD} \cdot \frac{A_{PhD}}{A_{Det}} \quad (\text{Eq. 4.16})$$

dove $I_{Det}-I_{DarkDet}$ è la corrente misurata nel SiPM, $I_{PhD}-I_{DarkPhD}$ è la corrente misurata nel fotodiodo, G è il guadagno del SiPM, PDE_{PhD} è la PDE del fotodiodo calibrato, e A_{PhD}/A_{Det} rappresenta il rapporto tra le aree dei due rivelatori.

La PDE misurata in questo modo però è in realtà sovrastimata , in quanto in questo modo vengono incluse anche cariche dovute a fenomeni di afterpulsing e a fenomeni di crosstalk. Per questo motivo si è utilizzato il più accurato metodo di *conteggio*.

Questo metodo è invece basato sulla misura dei conteggi dovuti a segnali reali, paragonati alla fotocorrente misurata da degli amperometri e convertita in numero di elettroni al secondo. Si è dunque potuto trovare la PDE del SiPM come

$$PDE = \frac{CR_{Det} - CR_{DarkDet}}{I_{PhD} - I_{DarkPhD}} \cdot q \cdot PDE_{PhD} \cdot \frac{A_{PhD}}{A_{Det}} \quad (\text{Eq. 4.17})$$

in cui $CR_{Det} - CR_{DarkDet}$ rappresenta il rate dei conteggi nel SiPM e q è la carica dell'elettrone.

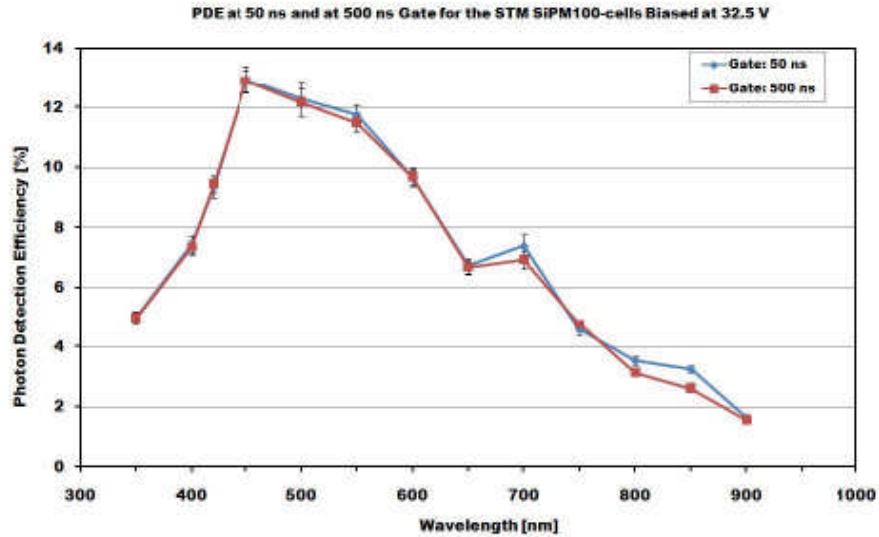


Fig. 4.37 : Confronto fra le PDE misurate e corrette utilizzando due diverse durate del tempo di holdoff (50 e 500 ns)

Utilizzando questo metodo afterpulsing e crosstalk possono essere adeguatamente tenuti in conto: il crosstalk tende a far aumentare in media l'ampiezza dei singoli impulsi, lasciando inalterato il numero di conteggi.

Piuttosto i conteggi misurati potrebbero essere affetti da una dipendenza dalla soglia del discriminatore, ma si è visto come scegliendo una soglia a $\frac{1}{2}$ fotoni ci si mette in una condizione del tutto ottimale. Poichè invece la probabilità di afterpulsing è apprezzabile solo per tempi non superiori a 500-1000 ns, l'afterpulsing va eliminato tramite l'imposizione di un opportuno tempo morto (holdoff). Successivamente si applica una correzione al numero di conteggi misurati che tenga conto di quelli perduti durante il tempo di holdoff. Varie misure effettuate con differenti tempi di holdoff hanno fornito, dopo la correzione, risultati del tutto in accordo tra loro, a testimonianza della correttezza del metodo (**Fig. 4.37**).

Si è misurato il numero di conteggi di buio e il numero di conteggi in presenza della luce monocromatica, registrando allo stesso tempo la luce vista dal fotodiiodo di riferimento, per diverse lunghezze d'onda.

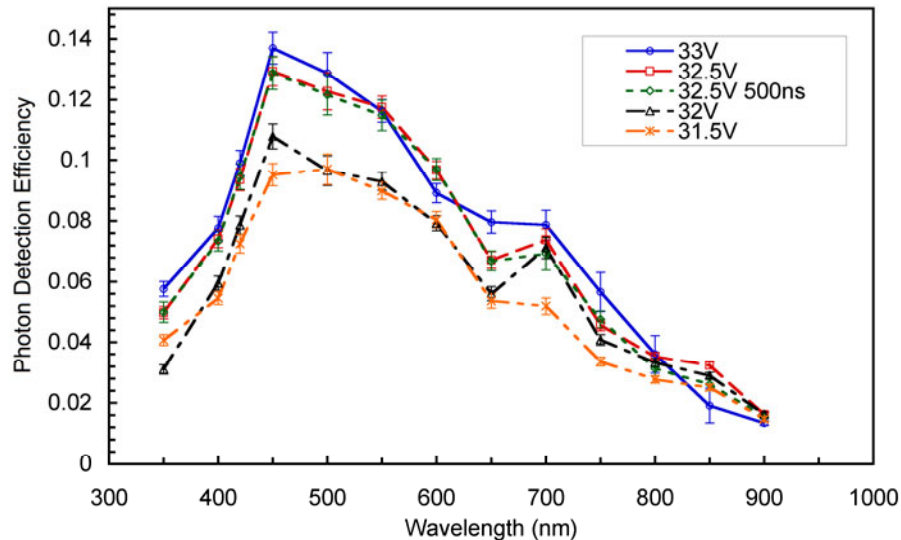


Fig. 4.38 : Confronto fra la PDE misurata per varie tensioni di polarizzazione.

In **Fig. 4.38** si nota come al variare della tensione di polarizzazione del SiPM la PDE tenda ad una leggera crescita, pur mantenendo il medesimo andamento in funzione della lunghezza d'onda. Ciò indica chiaramente come al crescere della tensione di polarizzazione aumenti l'efficienza di innesco della valanga. Il valore massimo della PDE , 14%, è stato riscontrato per una lunghezza d'onda di 420 nm a 33V. Non si è esplorata la regione oltre i 33V per paura di innescare delle instabilità che potessero danneggiare il sensore.

5. Amplificatore LNS

Dalle misure effettuate si è visto come i sensori da me caratterizzati hanno una notevole efficienza in condizione di bassa intensità luminosa. Inoltre, migliorando l'elettronica di front-end, si può vedere come aumentino notevolmente la sensibilità ed il rapporto segnale rumore.

Nell'ambito del progetto DMNR il servizio di elettronica e rivelatori dei Laboratori Nazionali del Sud ha sviluppato, proprio nel periodo in cui stavo svolgendo la mia attività di tesi, un nuovo amplificatore che, alla luce degli ottimi risultati ottenuti, si pone come principale candidato per molte applicazioni nelle quali si vogliano adoperare i SiPM.

L'amplificatore che è stato sviluppato, si basa sulle nuove tecnologie realizzate con **circuiti integrati monolitici** a larga banda e basso rumore. Monolitici in quanto sono realizzati in un unico supporto semiconduttore. Il vantaggio di questi integrati è appunto quello di avere una banda passante molto larga e inoltre di contribuire al rapporto segnale rumore in maniera migliore possibile. Per questo motivo questi dispositivi sono stati sviluppati soprattutto nella parte d'ingresso dell'amplificatore, in quanto è quella che poi determina in uscita un contributo maggiore di rumore. Importante è anche il comportamento in frequenza dell'amplificatore, in quanto segnali realmente veloci potrebbero non essere ben amplificati e quindi non letti in maniera ottimale da tutto il sistema di acquisizione.

Per valutare realmente il miglioramento del rapporto segnale rumore e l'ottimo funzionamento in frequenza, si è realizzato uno spettro in carica per il SiPM 10x10, con tensione di polarizzazione del sensore di 32 V e intensità nominale luminosa del laser dell'8% (**Fig. 5.1**).

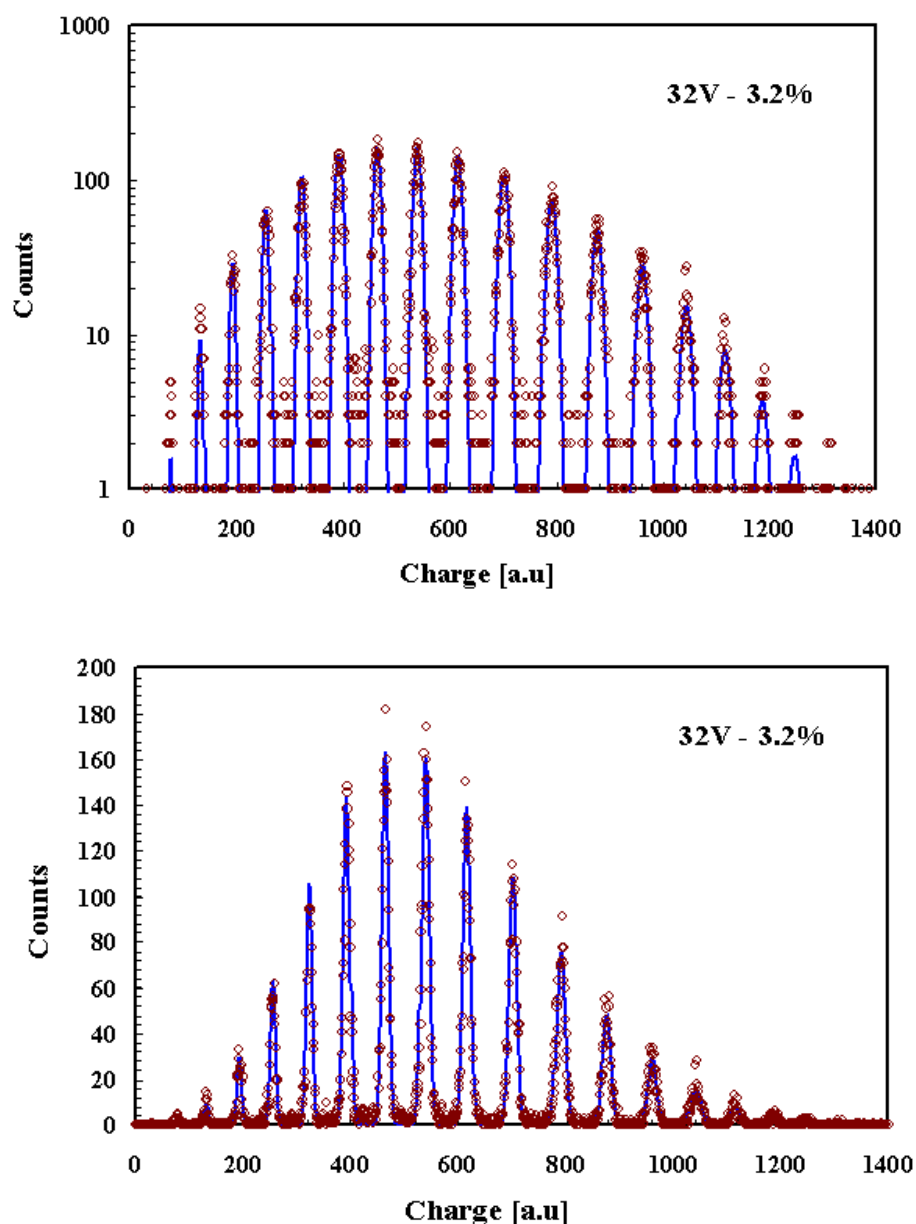


Fig. 5.1 : Spettro in carica acquisito con il nuovo amplificatore LNS, in scala logaritmica e lineare.

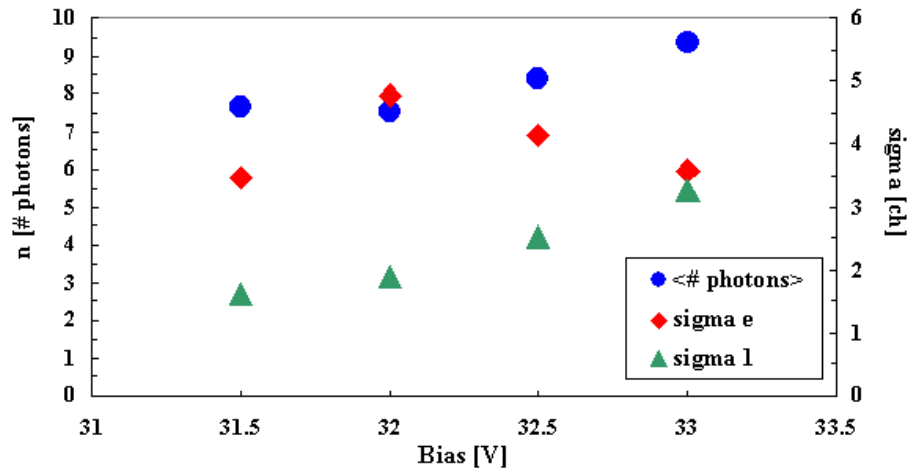


Fig. 5.2 : I parametri μ , σ_e e σ_l per una intensità luminosa dell'8% e una tensione di polarizzazione di 32 V, nel SiPM 10x10.

Dalle misure effettuate risulta subito evidente come il nuovo amplificatore dia una risoluzione migliore dei picchi di carica, rispetto alle misure realizzate con l'amplificatore *Ortec*.

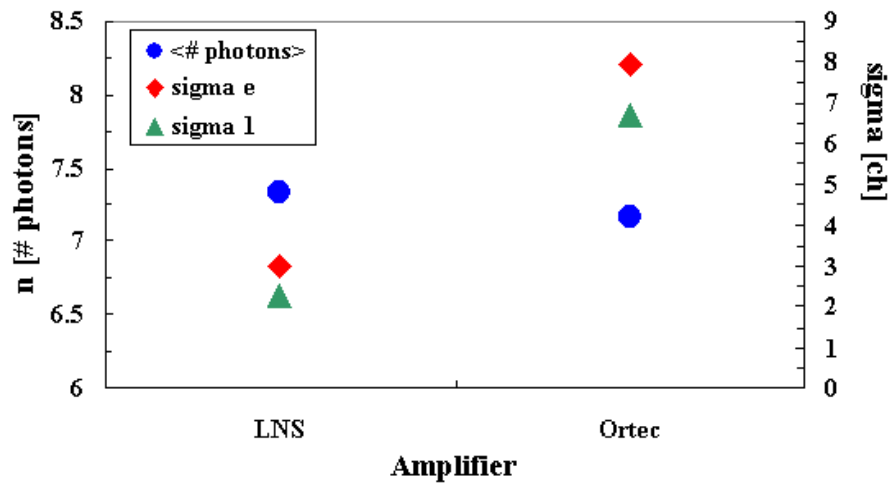


Fig. 5.3 : Confronto fra i parametri μ , σ_e e σ_l per l'amplificatore *Ortec* e *LNS*.

Nello spettro ottenuto si può riscontrare una differenza sostanziale con gli spettri ottenuti in precedenza, soprattutto nella risoluzione dei picchi (**Fig. 5.3**). Le σ_l riferite a tali picchi sono in effetti molto inferiori e il picco riferito al piedistallo dello spettro compare con una σ_e concretamente inferiore.

Si può notare anche, dal parametro μ , come il numero di fotoni che il sensore riesce a risolvere sia superiore a quello ottenuto con l'amplificatore *Ortec*. Se infatti calcoliamo il numero effettivo di fotoni che si possono realmente distinguere con questa nuova elettronica, considerando due picchi di carica distinti quando la loro spaziatura è pari a $3\sigma_{tot}$, si ottiene un numero intorno a 100, nettamente migliore del ≈ 20 che si ottiene con l'amplificatore di riferimento (**Fig. 5.4**). E ciò significa che utilizzando il nuovo amplificatore con il SiPM da 10x10 celle si è in grado di risolvere tutti i picchi a qualsiasi numero di fotoni rivelati.

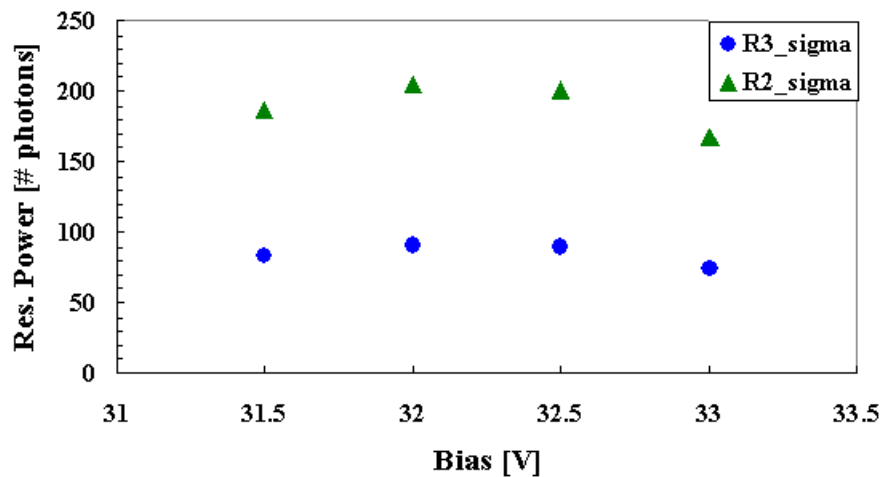


Fig. 5.4 : Potere risolutivo del SiMP 10x10, valutato con l'amplificatore LNS.

Un'ulteriore verifica dei miglioramenti ottenuti con la nuova elettronica, si ha dall'andamento della risoluzione complessiva relativa al SiPM $\sigma_{tot}(n)/c(n)$ come funzione del numero di fotoni rivelati per differenti valori di tensione di polarizzazione, mostrato in **Fig. 5.5**.

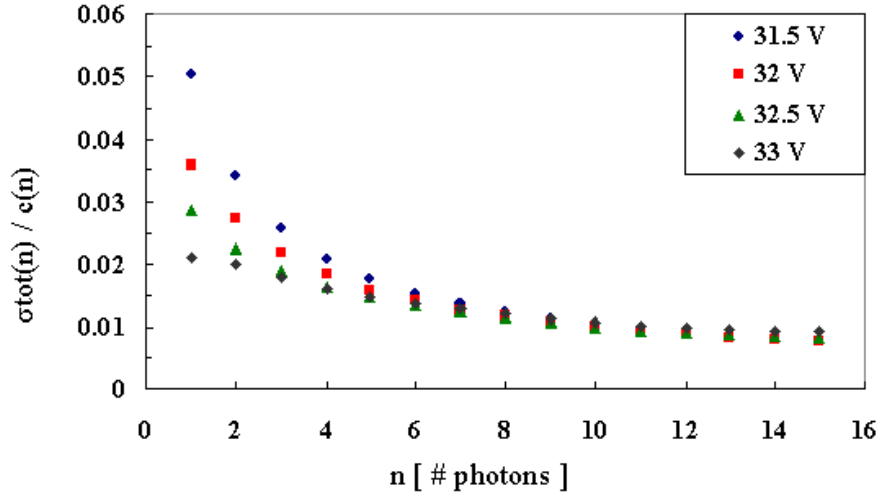


Fig. 5.5 : Risoluzione $\sigma_{tot}(n)/c(n)$ del SiPM 10x10 espresso in funzione del numero di fotoni rivelati per diversi valori di polarizzazione, per l'amplificatore LNS.

Se confrontiamo gli spettri di risoluzione ottenuti con l'amplificatore LNS e lo confrontiamo con quelli ottenuti con l'amplificatore Ortec, notiamo sensibilmente come i primi diano e risultati notevolmente migliori. In **Fig. 5.6** e **Fig. 5.7** sono mostrati i confronti tra i due amplificatori, rispettivamente delle sigma relative e delle sigma totali.

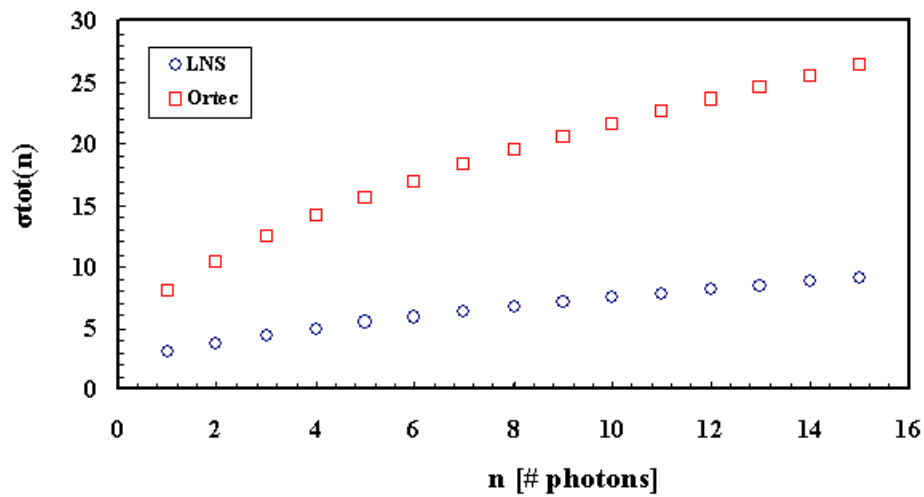


Fig. 5.6 : Confronto fra le $\sigma(n)$ ottenute con l'amplificatore LNS e con quello Ortec per diversi valori fotoni rivelati.

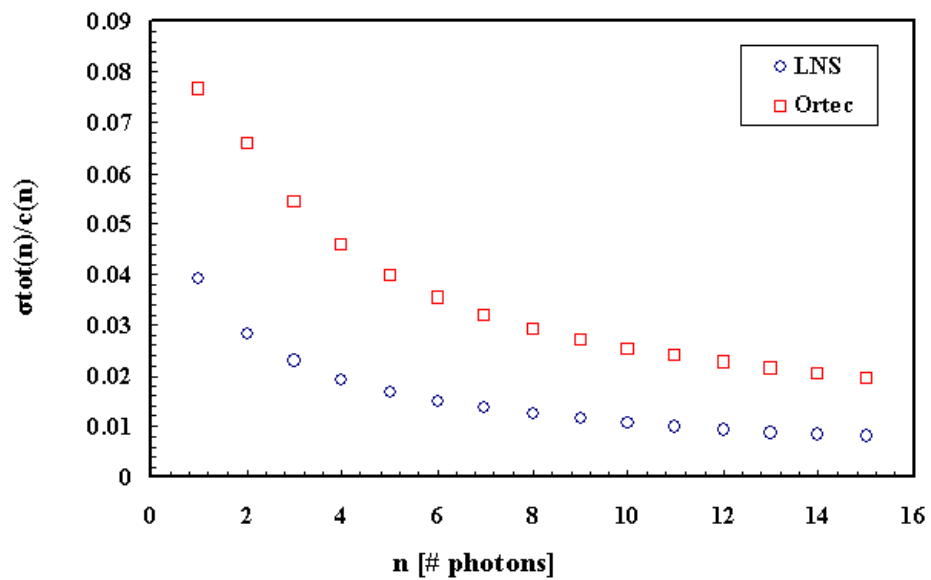


Fig. 5.7 : Confronto fra le risoluzioni complessive $\sigma_{tot}(n)/c(n)$ ottenute con l'amplificatore LNS e con quello Ortec per diversi valori fotoni rivelati.

Ovviamente anche le prestazioni temporali hanno subito dei miglioramenti del tutto non indifferenti. Migliorando soprattutto il segnale rapporto rumore è difatti aumentata notevolmente la risoluzione temporale del dispositivo, o meglio la risoluzione temporale che si è potuto apprezzare grazie al dispositivo e tutta l'elettronica utilizzata per tale stima. Andando a realizzare l'istogramma 2D carica tempo si nota anche stavolta l'andamento iperbolico dovuto all'effetto del walk (**Fig. 5.8**).

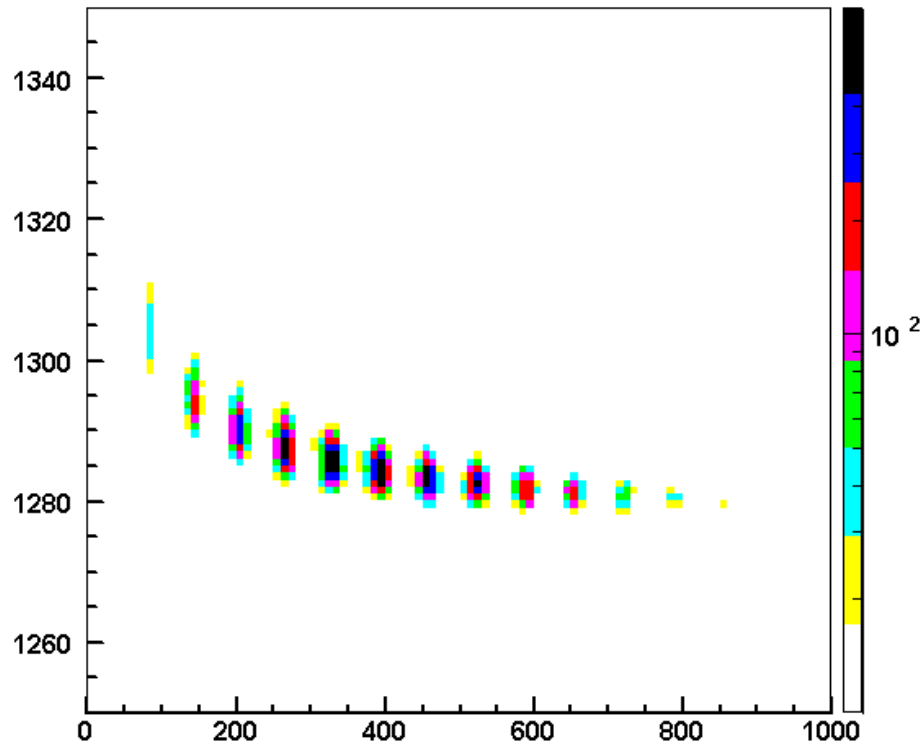


Fig. 5.8 : Istogrammi di dispersione carica-tempo senza correzione del walk, per un'intensità nominale di luce dell'8% a una tensione di polarizzazione di 32 V, per il SiPM 10x10.

Anche in questo set di misure ho eseguito una correzione del walk evento per evento (**Fig. 5.9**), ottenendo così la reale risoluzione degli spettri temporali per il dispositivo 10x10. Si può notare come con lo stesso dispositivo, utilizzando questo nuovo amplificatore *LNS*, si riesca ad avere una risoluzione che arrivi addirittura a 100 ps (**Fig. 5.10**).

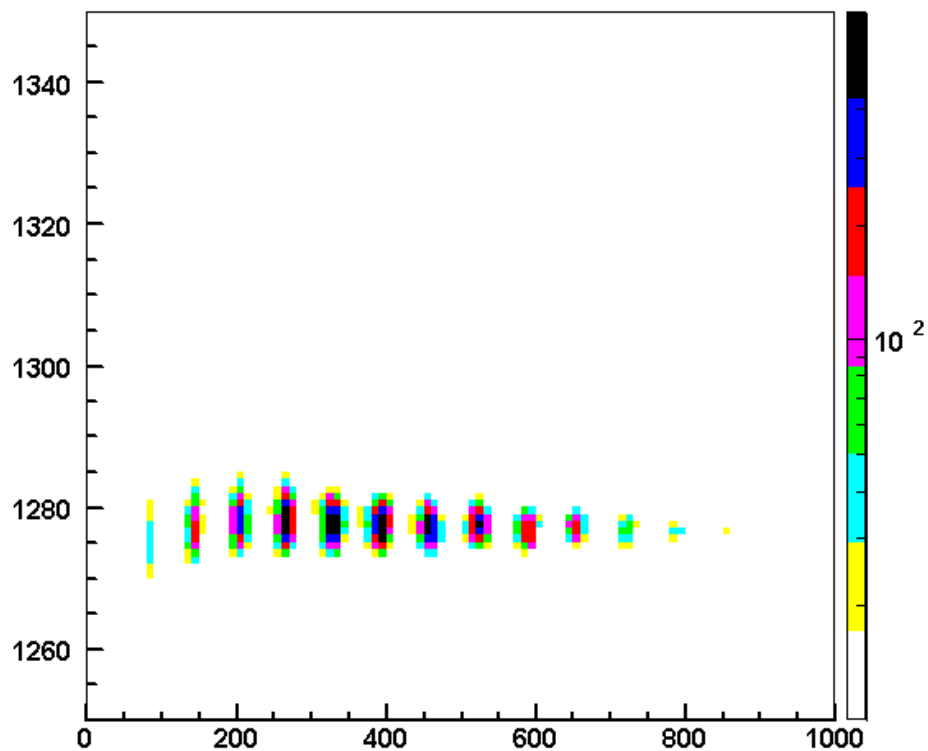


Fig. 5.9 : Istogrammi di dispersione carica-tempo con correzione del walk, per un intensità nominale di luce dell' 8% a una tensione di polarizzazione di 32 V, per il SiPM 10x10.

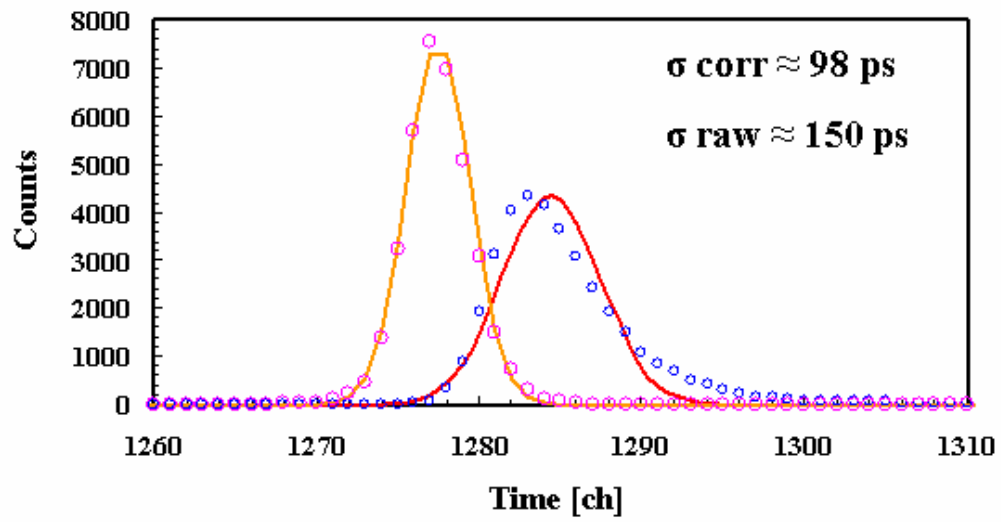


Fig. 5.10 : Spettro tempo misurato e spettro tempo con la correzione di walk, con i relativi fit, ottenuti per un'intensità nominale di luce dell'8% a una tensione polarizzazione di 32 V, per il SiPM 10x10.

6. Possibili applicazioni

Una possibile futura applicazione del SiPM, sta senz'altro nel progetto **Detector Mesh for Nuclear Repositories DMNR**, nato dalla collaborazione tra l'INFN e l'azienda genovese Ansaldo Nucleare. Questo progetto intende affrontare il problema della gestione delle scorie radioattive. Esso prevede la realizzazione di un sistema di monitoraggio per scorie radioattive nucleari che sia capillare e interattivo, basato su componenti di basso costo, e dunque facilmente commercializzabile. Tale progetto ha visto nei SiPM una sua possibile e reale concretizzazione.

Uno dei principali problemi del *decomissioning* e dello *stoccaggio* di rifiuti radioattivi in forma vetrificata o cementificata che sia, riguarda il monitoraggio nel breve, medio e lungo termine, con particolare attenzione alla pronta rivelazione di perdite dovute a crepe strutturali e o lesioni dei fusti. Qualunque sia la struttura fisica e geometrica dei fusti, il punto focale del monitoraggio di scorie radioattive è rappresentato dalla necessità di effettuare misure di attività intorno a ogni singolo fusto. Queste misure vanno effettuate con cadenze temporali definite, avendo cura di registrare i risultati di ciascuna serie temporale, in modo da determinare con prontezza eventuali andamenti anomali, indici di lesioni e di perdite di materiale radioattivo.

Il progetto DMNR ha l'audacia di spingersi ancora oltre, progettando la realizzazione di un sistema che riesca a fornire una *monitorizzazione* in regime continuativo, con sensori dedicati a ciascun fusto presente in un dato sito di stoccaggio. I dati prodotti da questo sistema, consentirebbero di avere istante per istante una mappa tridimensionale della radioattività del sito.

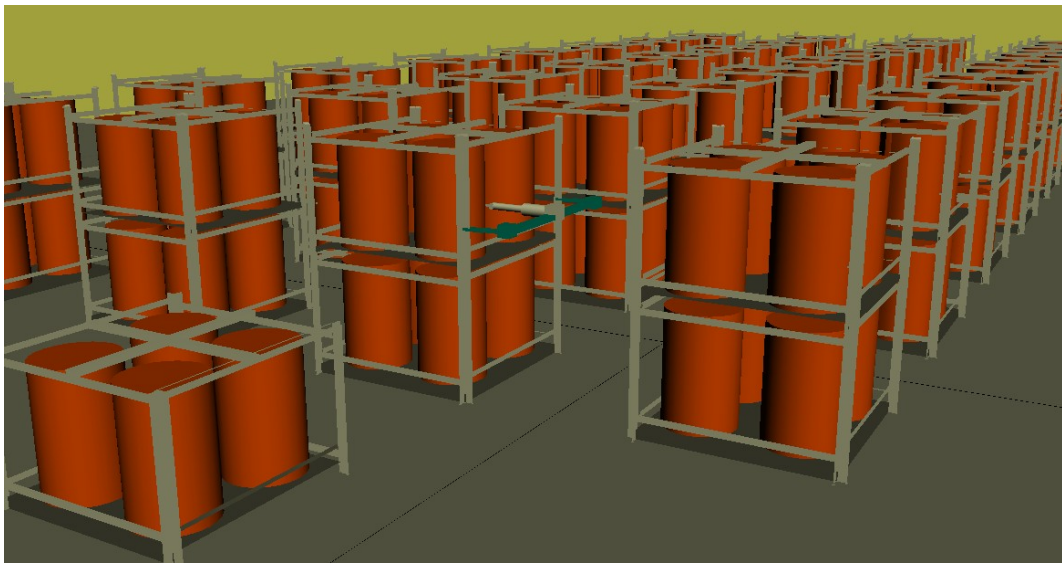


Fig. 6.1 : Esempio di una ipotetica rappresentazione grafica di un sito di stoccaggio, dove i fusti sono raggruppati in gruppi da quattro a formare dei box.

Inoltre con moderni strumenti software sarebbe immediato avere varie rappresentazioni grafiche dei dati, ad esempio tramite realtà virtuali, che forniscano anche i possibili livelli di preallarme e di allarme, a seconda dall'attività misurata.

Il SiPM trova impiego all'interno del progetto DMNR come parte integrante di sensori più complessi. Sensori composti, oltre che dal SiPM,

da delle **fibre ottiche scintillanti**. Esiste una certa varietà di fibre scintillanti, con differenti caratteristiche ottiche, geometriche e di composizione. Esse si basano su un materiale scintillante, ovvero un materiale che possiede la proprietà di emettere luce di scintillazione quando colpito da radiazione ionizzante. Le caratteristiche ottiche della luce di scintillazione dipendono dal materiale adoperato e dalla sua esatta composizione (esistono inoltre diverse possibilità di drogare i materiali così da variarne le proprietà ottiche). Il progetto DMNR prevede anche la possibilità di utilizzo di fibre scintillanti drogate o rivestite da materiale che le rendano sensibili anche ai neutroni, ad esempio ^6Li .

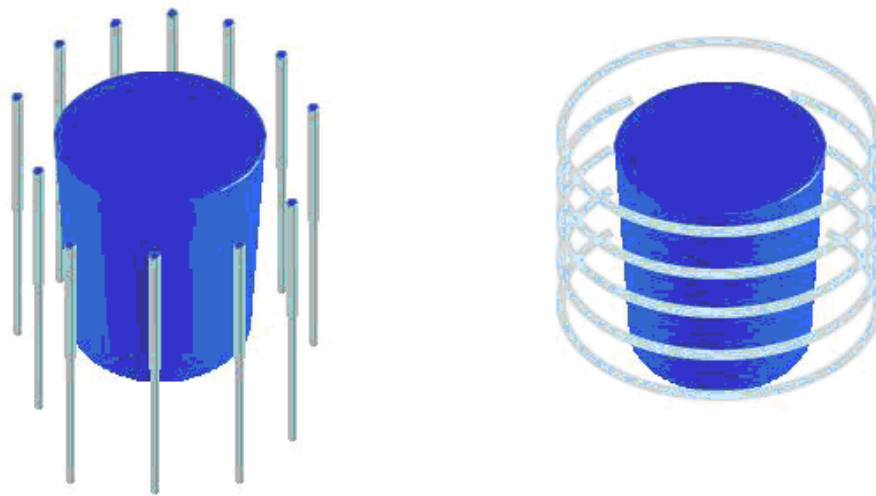


Fig. 6.2 : Due possibili schemi di configurazioni di fibre intorno a un fusto.

Le fibre sono generalmente costituite da materiale plastico o da vetro, essendo le prime molto più veloci in termini di tempo di scintillazione (nanosecondi contro millisecondi). L'elemento sensibile alla radiazione è

costituito da una o da un gruppo di fibre, inglobato in una matrice di materiale da scegliere opportunamente in modo da migliorarne le caratteristiche di rivelazione e sensibilità. Le fibre da utilizzare saranno di una lunghezza di 1 o 2 metri, installate intorno a ogni singolo fusto, in geometria longitudinale o anulare (non è esclusa una geometria mista).

A ciascuna estremità della fibra viene installato uno speciale connettore ottico che le raccordi ad una fibra ottica non scintillante, ma con bassa attenuazione, che trasporti il segnale ottico sino al fotosensore, posto in zona a bassa radioattività. La funzione del SiPM è proprio quella di raccogliere la luce di scintillazione prodotta da queste fibre, che per ciascun evento di interazione di radiazione è un impulso di bassa intensità.

Tipicamente in una fibra plastica vengono prodotti circa 8000 fotoni di scintillazione per MeV di energia rilasciata nella fibra. Questi fotoni vengono però emessi in maniera isotropa, e solo il 3.5% di essi rimangono intrappolati nella fibra e si propagano lungo essa (*fibre single clad* a sezione circolare). Inoltre le fibre presentano una ulteriore attenuazione in funzione della lunghezza, a causa del riassorbimento di fotoni da parte della fibra stessa, la cui lunghezza di attenuazione può raggiungere i 3 metri. E dunque il numero finale di fotoni alle estremità di ciascuna fibra sarà davvero esiguo, e questo giustifica l'idea di utilizzare i SiPM come fotosensori in questo progetto.

Un'altra considerazione che ha suggerito l'utilizzo di questo tipo di sensore costituito dall'accoppiamento tra i SiPM e le fibre è la resistenza alle radiazioni. Gli scintillatori plastici infatti, non presentano una grande

resistenza alle radiazioni, ma tenendo conto degli esigui spessori in gioco e della conseguente bassa efficienza, il danno subito è molto ridotto. Dalla documentazione presente nella stesura del progetto si stima che una fibra con un diametro di 1 mm potrebbe avere durata dell'ordine di 100-1000 anni, supponendo che si trovi a ridosso di un fusto che abbia un rateo di dose di 10-100 mGy/h.

Altre caratteristiche che hanno suggerito l'utilizzo di questo sensore all'interno del progetto DMNR, sono la bassa tensione di polarizzazione e la resistenza alla luce: contrariamente a tutti gli altri fotosensori, i SiPM non vengono danneggiati se esposti alla luce ambiente anche per periodi prolungati, ed anche se alimentati.

Il dispositivo non è capace di autodanneggiarsi perchè intrinsecamente protetto dagli eccessi di corrente a causa della presenza della resistenza di quenching su ciascuna cella. La massima corrente che può fluire in ogni cella è determinata da progetto, e si ottiene quando il dispositivo è soggetto a un flusso continuo di fotoni (ogni cella carica e scarica in continuazione, già durante la ricarica).

Un aspetto critico del sistema progettato sta nell'accoppiamento tra fibre ottiche e fotosensori. Infatti, considerato l'esiguo numero di fotoni uscenti dalle fibre, non si ci può permettere ulteriori perdite dovute ad un cattivo accoppiamento ottico. Tali perdite possono essere di natura puramente ottica, e quindi dovute a riflessione e assorbimento in corrispondenza dell'interfaccia tra fibra e silicio, o a problemi di natura meccanico-geometrica per un cattivo allineamento tra fibra e sensore o a

una non corrispondenza della superficie attiva del sensore con la superficie di uscita della fibra. Per il primo caso si adottano degli accorgimenti ben collaudati come strati antiriflesso sui fotosensori o gel siliconici per armonizzare gli indici di rifrazione. Il secondo invece è tuttora un problema di grande attualità.

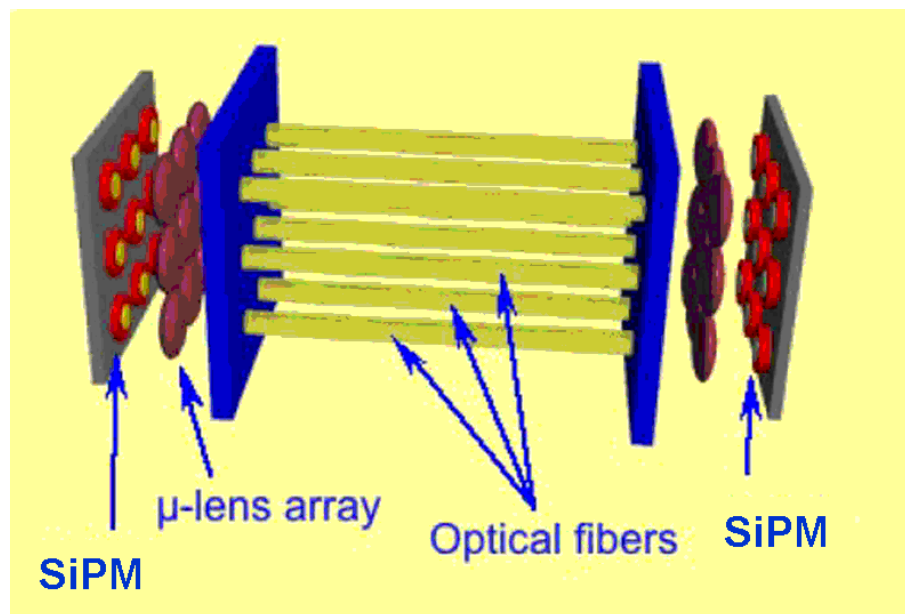


Fig. 6.3 : Schema esplicativo per un possibile accoppiamento ottico mediante l'utilizzo di una matrice di microlenti.

I sensori da posizionare all'interno del sito, richiedono anche l'utilizzo di un sistema di front-end e un sistema di acquisizioni dati dedicato proprio alla loro caratteristica. Nel progetto DMNR è stata prevista un'elettronica di front-end molto semplice e economica, così da non vanificare gli sforzi progettuali volti a ridurre drasticamente i costi per la produzione dei sensori.

Ciascuna fibra fornirà due segnali di luce, che i SiPM trasformeranno in segnali elettrici di tipo on-off. Sarà quindi sufficiente impiegare, oltre alla adeguata amplificazione, due circuiti discriminatori per ciascuna fibra, che forniranno in uscita segnali digitali in corrispondenza di segnali sui relativi SiPM.

La rivelazione di radiazione sarà marcata dalla presenza di segnale ad entrambe le estremità di una fibra, e a tale scopo si impiegherà una logica di coincidenza, mentre la determinazione dell'intervallo di tempo tra i due segnali fornirà la coordinata lungo la fibra. Imporre tra l'altro la coincidenza tra i segnali, riduce notevolmente il tasso di segnali spuri dovuti a conteggi di buio scorrelati dei due SiPM.

Per tale motivo per semplificare misure con un elevato numero di coincidenze, unitamente a misure temporali, e per facilitare misure di rate per stimare l'attività del fusto esaminato, è previsto l'utilizzo di componenti **FPGA, Field Programmable Gate Array**. Il tutto ovviamente deve essere gestito da software capaci di amministrare questi tipi di misure, segnalando anche un relativo stato di preallarme o allarme, a seconda del rate stimato. L'FPGA sinora sviluppato è capace di gestire 5 dati: un delta contatore, un delta tempo, dal quale rapporto si può trovare facilmente il rate, un tempo assoluto, un canale, che corrisponde al numero di fibre dedicate per ogni fusto, e un ID identificativo del bidone o del box (costituito da quattro bidoni) in questione. Il tutto ovviamente deve essere gestito da software capaci di amministrare questi tipi di misure, segnalando anche un relativo stato di preallarme o allarme, a seconda del rate stimato.

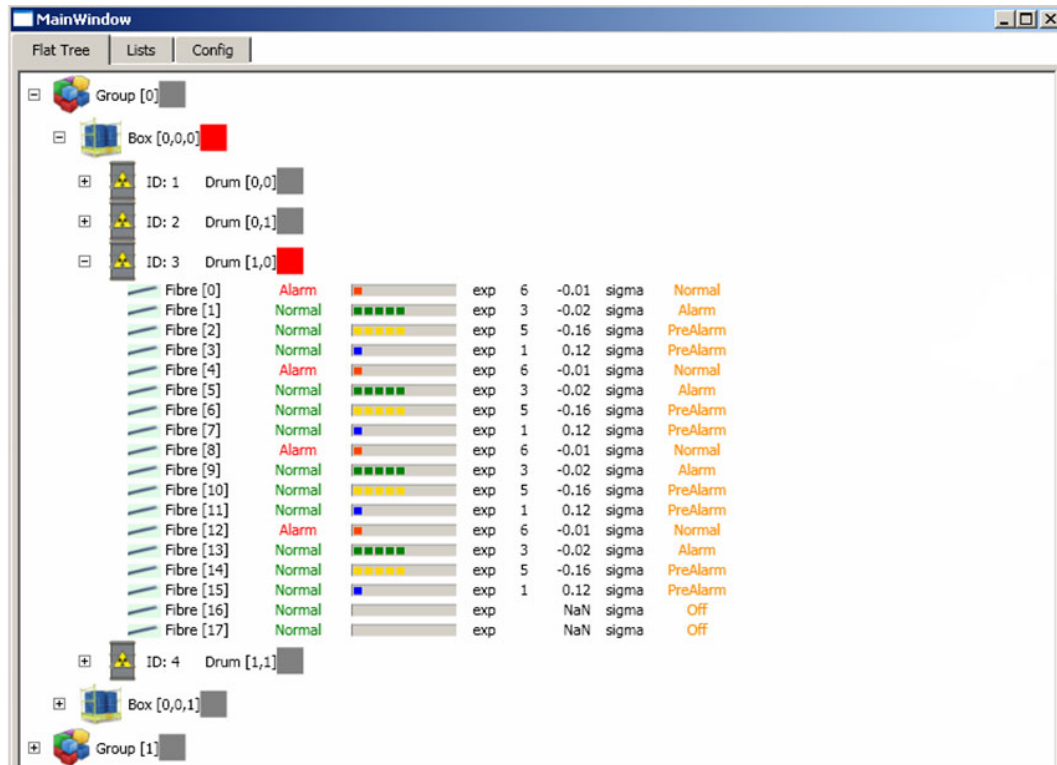


Fig. 6.4 : Visualizzazione on-line dell'attività dei fusti

Il software sviluppato riesce a visualizzare sul monitor, con una rappresentazione virtuale, il rate di attività di ogni singola fibra. In **Fig. 6.4** è mostrato un esempio di monitoraggio ed ispezione puntuale di un gruppo di 18 fibre disposte attorno ad un fusto, dove si può distinguere quelle in stato normale (verde), quelle in stato preallarme (giallo) e quelle in allarme (rosso). Sempre nella stessa figura, il software mostra come il segnale di allarme viene visualizzato sia nel fusto a cui si riferisce la fibra che riporta un tasso più elevato di quello ritenuto normale, sia il box. I vari box, sono poi a loro volta riuniti in gruppi.

Naturalmente i computer che gestiscono questi dati non necessitano di essere posizionati nelle vicinanze del sito di stoccaggio; dunque potendo

essere installati a notevole distanza, non sono richiesti particolari requisiti per ambienti ostili, e sono sufficienti dei personal computer standard.

All'interno del sito di stoccaggio, non meno importante è la parte robotica. Il progetto DMNR prevede infatti anche la realizzazione di un braccio meccanico, con la possibilità di installarvi un eventuale rivelatore più specifico, che permetta di investigare in maniera dettagliata e puntuale intorno ai fusti che risultano in allarme. Su tale braccio, attualmente in fase di studio e progettazione, si prevede di installare anche una microcamera incorporata, così da poter investigare anche visivamente eventuali danni o lesioni ai fusti.

Il progetto in questione, tuttora in via di sviluppo, ha già prodotto indicazioni e risultati preliminari estremamente incoraggianti che fanno auspicare un suo reale utilizzo nei più moderni siti di stoccaggio per scorie radioattive.

Conclusioni

Scopo fondamentale di questa tesi è stata la caratterizzazione di una nuova categoria di sensori, i SiPM, capaci di ottime prestazioni sia temporali che in carica, e sensibili anche a impulsi luminosi di singolo fotone. Questi fotomoltiplicatori si sono dimostrati robusti e resistenti, non hanno bisogno di un'alta tensione di polarizzazione e non si danneggiano per lunghe esposizioni alla luce ambientale, come accade per i normali fotomoltiplicatori e fotosensori.

Nelle misure di caratterizzazione si è dimostrata la coesistenza di *rumore correlato* (cross-talk, afterpulsing) e *rumore scorrelato* (termico) e, tramite opportune tecniche di misura, si sono messe in evidenza e poi caratterizzate le semplici leggi matematico-statistiche alla base di tale rumore. In particolare, il dispositivo studiato mostra una probabilità di afterpulsing che non supera il 20% rispetto al rumore totale presente nel dispositivo, mentre il cross-talk è risultato praticamente trascurabile.

Le misure in carica effettuate hanno invece dimostrato come questa nuova tecnologia permetta di realizzare dispositivi sensibili a bassissime intensità luminose, sino al singolo fotone. E partendo da questa caratteristica principale, utilizzando lo stesso dispositivo al crescere dell'intensità luminosa, si è messo in evidenza un potere risolutivo in numero di fotoni che non ha precedenti.

Anche le caratteristiche temporali del SiPM, sono risultate ottime. Si sono infatti ottenute risoluzioni temporali a singolo fotone che, con le adeguate correzioni di walk, hanno fatto registrare valori inferiori ai 100 ps.

Si sono inoltre verificati l'ottimo guadagno intrinseco del dispositivo e la sua effettiva linearità per impulsi di luce con intensità non troppo elevata. Difatti il dispositivo perde linearità quando il numero di celle attivate diviene circa il 50% del numero totale di celle presenti nel SiPM, e ciò per motivi puramente statistici.

Le misure effettuate sfruttando il nuovo amplificatore realizzato dal Servizio di Elettronica e Rivelatori dei LNS, hanno inoltre dimostrato come sia indispensabile avere un'ottima elettronica che permetta di gestire sia la formazione del segnale che la logica di acquisizione, per ottenere misure di precisione che sfruttino appieno le reali potenzialità dei SiPM.

Nuovi SiPM sono oggi disponibili o in fase di realizzazione, da diverse aziende che operano su dispositivi a stato solido. Tecnologie sempre più spinte hanno permesso e permetteranno nei prossimi anni la realizzazione di dispositivi con un numero sempre crescente di pixel e con prestazioni sempre migliori. Alla luce dei risultati ottenuti qualche tempo fa da una collaborazione tra LNS e VUB (Vrije Universiteit Brussels), potrebbe diventare realistico un progetto ambizioso di realizzare delle schiere di microlenti a basso costo in tecnologia *DLP (Deep Lithography with Protons)*, allo scopo di incrementare l'efficienza geometrica dei SiPM.

Numerosi sono i campi dove il SiPM potrà trovare terreno fertile, per via di una crescente richiesta di rivelare sempre più piccole quantità di luce

con ottime prestazioni temporali. In particolar modo il progetto RIACE, di cui la proposta DMNR fa parte, sembra realmente intenzionato a investire su questi fotosensori di ultima generazione. La loro applicazione, associata a fibre scintillanti, sta diventando importante all'interno non solo del progetto DMNR, ma anche di altre applicazioni fisiche e tecnologiche. Per questo motivo si prevedono diversi sviluppi e investimenti nello studio e nella realizzazione di questa nuova tecnologia di sensori.

Ringraziamenti

Un vivo ringraziamento va al Dott. Alfio Pappalardo, per la sua guida indispensabile e per i suoi preziosi insegnamenti ricevuti lungo il percorso di questo lavoro.

Un altro sincero ringraziamento spetta al Dott. Gianluigi Casentino per i suoi utilissimi e sempre eccellenti consigli.

Fondamentale è stato il contributo del gruppo di elettronica dell'INFN, in particolar modo di Claudio Calì, Pietro Litrico, Giuseppe Passaro e Salvatore Marino, per la parte elettronica e in particolar modo per la realizzazione dell'amplificatore LNS, che ha senz'altro migliorato notevolmente le misure effettuate con i SiPM.

Un ringraziamento speciale va al Dott. Paolo Finocchiaro, per le sue magistrali indicazioni e i suoi insostituibili insegnamenti.

Un particolare ringraziamento va al relatore di questa tesi, il Prof. Giovanni Valerio Russo, per l'accurata revisione di tutto il lavoro.

Prezioso è stato anche il contributo dei colleghi che lavorano al progetto DMNR, ovvero Massimo Barbagallo, Vincenzo Febbraro e Sergio Scirè.

Infine ringrazio quanti in questi anni mi hanno sostenuto con il loro affetto e simpatia, incoraggiandomi e sostenendomi sino al raggiungimento di questo importantissimo obiettivo.