

POLITECNICO DI MILANO
Facoltà di Ingegneria
Corso di Laurea in Ingegneria Elettronica
Dipartimento di Elettronica e Informazione



CARATTERIZZAZIONE DI MATRICI DI FOTODIODI A VALANGA PER LA RIVELAZIONE DI SINGOLI FOTONI

Relatore: Chiar. mo Prof. Ing. Vincenzo VAROLI
Correlatori: Chiar. mo Prof. Ing. Alberto FAZZI
Chiar. mo Dott. Paolo FINOCCHIARO
Dott. Luigi COSENTINO

Tesi di Laurea di:
Angelo CAMPISI, Matricola 637322

Anno Accademico 2004-2005

*Alla mia famiglia...mio padre, mia madre,
mia sorella e i miei nonni, senza i quali
non avrei mai provato le gioie della vita...
Grazie di cuore a tutti voi*

Ringraziamenti

Desidero ringraziare:

Il *Dott. Paolo Finocchiaro* per tutto ciò che mi ha insegnato, per la sua onestà di uomo e di scienziato, che riesce ad esercitare con la saggezza della persona matura qual'è e allo stesso tempo con la gioia, l'inventiva e la voglia di fare di un adolescente.

Il *Dott. Luigi Cosentino*, un vero amico, che mi ha sempre sostenuto, difeso, aiutato e incoraggiato nei momenti in cui stavo per mollare tutto e mi ha fatto capire quanto è importante aver sempre fiducia in se stessi e nelle proprie capacità.

Il *Prof. Alberto Fazzi* per la sua disponibilità nonostante la distanza tra Milano e Catania e per il fatto che mi abbia convinto ad accettare questo lavoro di tesi malgrado tutte le mie perplessità iniziali.

Il *Prof. Vincenzo Varoli* per la cortesia e la gentilezza di essere stato il relatore di questo lavoro di tesi.

Tutte quelle persone che mi hanno aiutato nel lavoro, in particolare: il *Dott. Alfio Pappalardo*, il *Dott. Domenico Santonocito* e il *Dott. Gaetano Agnello* dei LNS; il *Dott. Salvatore Tudisco* dell'università di Catania; il signor *Franco Ferrera* del centro di calcolo dei LNS; i signori *C. Calì*, *P. Litrico*, *S. Marino* e *G. Passero* della sezione di elettronica; i *Dott.ri Gaspare Saccà e Maurizio Dandrea* del gruppo CHIMERA; il *Dott. Michael Vervaeke* della VUB; il *Dott. Massimo Cataldo Mazzillo* della STM; i ragazzi tutti della stanza tesisti.

Ringrazio personalmente: la mia ragazza *Fina Ciliberto* per essermi stata sempre accanto nei momenti difficili; i miei parenti tutti e in particolare mio zio *Domenico Campisi* e la sua famiglia senza i quali non avrei avuto la possibilità di studiare a Milano; gli amici *Gabriele Bettineschi*, *Alessandro Boella*, *Andrea Bianco*, *Alpino Flavio* e *Luigi Castelli* che ho conosciuto a Milano e con cui ho condiviso il corso di studi al Politecnico; *Giuseppe Campanella*, *Diego Noto* ed *Enzo Alessi* che conosco da sempre; i ragazzi di Catania *Sergio*, *Sebastiano*, *Carlotta* e *Linda Scirè*, *Giovanni Micieli*, *Giuseppe Agosta*, *Corrado Padova*, *Giovanni Venuto*, *Francesco Armeri*, *Manuele Maltese*.

Un ringraziamento particolare al *Dott. Mario Mazza* ed *Arturo Caniglia*
dell'Istituto Ortopedico Gaetano Pini di Milano.

Indice

Ringraziamenti	4
Indice	6
1 I Fotorivelatori e le Tecniche di Misura in regime impulsato.	13
1.1 Introduzione	13
1.2 Generalità sui fotorivelatori	14
1.2.1 L'area sensibile e l'efficienza di rivelazione.	14
1.2.2 Segnale di risposta di un fotorivelatore.	18
1.2.3 Il rumore nei fotorivelatori.	21
1.3 Il regime impulsato e le tecniche di misura.	22
1.3.1 Misure di risoluzione in carica.	25
1.3.2 Misura di correlazione temporale tra sorgenti luminose e fotorivelatori.	28
1.3.3 Conteggio di impulsi.	31
1.4 Fotomoltiplicatori e Fotodiodi	33
1.4.1 Il Fotomoltiplicatore	33
1.4.2 I fotodiodi.	40
2 Il modo di conteggio SPAD.	49
2.1 Dal regime operativo lineare al Geiger Mode: lo SPAD.	49
2.2 Conteggio di fotoni, Single-Photon Avalanche Diode e circuiti di quenching.	50
2.3 Tipi di fotodiodi SPAD e loro condizioni operative.	52
2.4 L'efficienza di rivelazione.	53
2.5 La risposta temporale.	56
2.6 Il rumore intrinseco: generazione termica ed afterpulsing.....	58
2.7 Il circuito di Quenching Passivo.	62
2.8 Il circuito di Quenching attivo	65
2.9 Lo SPAD-STMicroelectronics in tecnologia planare.	69
2.9.1 Caratteristiche strutturali.	70
2.9.2 Prestazioni del dispositivo.	72
2.10 Conclusioni	78

3	<i>Descrizione dell'apparato di misura.</i>	80
3.1	Introduzione.	80
3.2	Gli scintillatori.	83
3.2.1	Scintillatori liquidi.	84
3.2.2	Gli scintillatori plastici.	84
3.3	Elettronica di Front-End negli esperimenti di fisica nucleare.	85
3.3.1	Lo standard NIM e il CAMAC.	86
3.4	Il software PAWX11.	92
4	<i>Caratterizzazione della risposta su segnale degli SPAD-STM singoli.</i>	94
4.1	Introduzione.	94
4.2	Risposta dello SPAD-STM allo scintillatore liquido dye.	99
4.2.1	Descrizione del set-up sperimentale e dell'apparato elettronico.	100
4.2.2	Misure per diverse lunghezze d'onda.	104
4.2.3	Misure per diverse intensità luminose.	114
4.3	Risposta dello SPAD-STM ad un laser Veloce.	119
5	<i>Caratterizzazione degli array 2D 5x5 di SPAD-STM.</i>	121
5.1	Introduzione.	121
5.2	Struttura e caratteristiche della matrice di SPAD-STM.	126
5.3	Parte Sperimentale.	130
5.3.1	Analisi del dark count.	130
5.3.1.1	Dark count di un pixel in funzione della tensione applicata e della temperatura.	133
5.3.1.2	Uniformità del dark count tra i pixel.	135
5.3.2	Analisi del guadagno in funzione della tensione e della temperatura.	137
5.3.2.1	Analisi in carica del singolo pixel.	139
5.3.2.2	Analisi in carica di più pixel.	144
5.3.3	Misura di cross talk.	146
5.3.3.1	Set up sperimentale	147
5.3.3.2	Analisi dati.	149
5.3.3.3	Cross Talk Vero.	157
5.3.3.4	Cross Talk per afterpulsing.	162
5.4	Risposta in carica della matrice in configurazione SiPM.	164
5.4.1	Analisi dei dati.	166
6	<i>Conclusioni e Prospettive Future</i>	171
	<i>Bibliografia</i>	175

Introduzione.

Negli ultimi anni il campo della fotorivelazione ha subito dei progressi notevoli, dovuti alla crescente richiesta, in molti settori scientifico-tecnologici, di dispositivi in grado di fornire prestazioni di punta nella rivelazione di fotoni dall'ultravioletto all'infrarosso. 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.

L'oggetto di studio della presente tesi riguarda 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 termini di rapporto segnale/rumore, dissipazione di potenza, costi, robustezza.

Detti dispositivi, realizzati mediante tecnologia planare, vengono denominati SPAD (Single Photon Avalanche Diode) e sono costituiti essenzialmente da una giunzione p-n con elevata concentrazione di drogante, che viene polarizzata inversamente ad una tensione superiore a quella di breakdown. Quando un fotone produce una coppia elettrone-lacuna all'interno della zona di svuotamento o nelle immediate vicinanze, i portatori accelerati dall'elevato campo elettrico nella zona di carica spaziale innescano in tempi molto rapidi (centinaia di ps) una valanga che produce in uscita un segnale di corrente macroscopico (dell'ordine del mA). Questo regime operativo è definito come Geiger mode.

La STMicroelectronics negli anni passati ha realizzato, in collaborazione con il Politecnico di Milano, dei dispositivi SPAD in silicio altamente competitivi, che oggi possono essere integrati in array mono e bidimensionali.

Questi array sono parte integrante di un progetto di collaborazione internazionale tra LNS (Laboratori Nazionali del Sud), STM, la VUB (Vrije Universiteit Brussel) e di recente UCLA (University of California Los Angeles).

Tra gli obiettivi più rilevanti citiamo:

- la realizzazione di matrici di SPAD accoppiate a matrici di microlenti per ottimizzare l'efficienza di raccolta di ciascun pixel.
- il SiPM (Silicon Photo Multiplier) che opera con gli SPAD ad uscita in comune, in grado di rivelare contemporaneamente più fotoni.

La realizzazione delle strutture micro-ottiche è basata su una tecnologia innovativa detta DLP (Deep Lithography with Particles), basata sull'uso di fasci di particelle.

Il tema principale di questo lavoro di tesi è appunto la caratterizzazione degli SPAD-STM nella versione a singoli pixel e dei rispettivi array 2D di 25 sensori, portata avanti dallo scrivente nell'arco di un anno di stage presso gli LNS.

La presente tesi di laurea è organizzata come segue:

Il Capitolo 1 è puramente teorico ed ha lo scopo di introdurre il concetto di fotorivelazione, con la descrizione dettagliata delle caratteristiche intrinseche dei dispositivi quali i fotomoltiplicatori e i fotodiodi. Inoltre vengono discussi degli esempi di misure in cui i fotorivelatori sono adoperati in regime impulsato, nel settore della fisica nucleare così come in altri settori.

Nel Capitolo 2 si entra maggiormente nel dettaglio dello SPAD, cercando di capire perché un fotodiodo polarizzato al di sopra della sua tensione di breakdown sia in grado di rivelare singoli fotoni. Si discute inoltre dei circuiti di polarizzazione che consentono a tali dispositivi di lavorare in modalità Geiger, e vengono quindi esposte le proprietà caratteristiche quali l'efficienza di rivelazione, il dark count e la risposta temporale. Viene poi descritta in maggior dettaglio l'attuale generazione di SPAD-STM, e vengono riportati i risultati sperimentali ottenuti nelle caratterizzazioni precedenti il presente lavoro.

Il Capitolo 3 è invece dedicato all'apparato sperimentale impiegato nella caratterizzazione dei sensori: elettronica e sorgenti di luce, quali laser e scintillatori. Viene poi introdotta la modulistica discreta NIM (Nuclear Instrument and Measurement), il CAMAC (Computer Automated Measurement And Control), e il software di acquisizione ed elaborazione dati, per comprendere meglio l'organizzazione delle misure riportate nella parte sperimentale della tesi.

La parte sperimentale inizia con il Capitolo 4, che ha per oggetto di studio lo SPAD-STM singolo con 50 μm di diametro attivo, e che fa da base realizzativa per gli array 2D trattati nel capitolo successivo. Il fotodiodo è mantenuto in condizioni operative tramite un circuito di quenching passivo con alimentazione in continua, e vengono studiate le proprietà temporali dello SPAD, con riferimento ai risultati ottenuti in precedenza. La caratterizzazione temporale è stata operata in regimi di pochi e di molti fotoni e a diverse lunghezze d'onda, tramite l'impiego di scintillatori e laser ad alta risoluzione. Contemporaneamente all'analisi temporale, viene presentata un'analisi di guadagno in carica del segnale di valanga dello SPAD, in cui si dimostra come, in base al suo stesso principio di funzionamento, questo non dipenda dal numero di fotoni effettivamente assorbiti nell'area attiva, come accade invece nel caso dei tubi fotomoltiplicatori. Lo studio del guadagno e soprattutto della risoluzione in carica non è fine a se stesso, ma ci darà un'idea di come più SPAD che operino contemporaneamente, con uscite comuni, possano riuscire a distinguere impulsi di differenti intensità con ottima risoluzione.

Il Capitolo 5 tratta la parte più innovativa dell'intero lavoro, relativa alla caratterizzazione dell'array 2D STM. Tale matrice è formata da un insieme di 25 SPAD-STM dello stesso tipo discusso nel capitolo precedente, integrati sul medesimo substrato e suddivisi in cinque array lineari, aventi ciascuno cinque fotodiodi polarizzati indipendentemente e con uscita in comune. Questo permette di lavorare in tre diverse configurazioni: con cinque SPAD indipendenti, con array lineare con cinque pixel ad uscita comune e con i 25 sensori contemporaneamente, ovvero in configurazione SiPM, cortocircuitando esternamente le uscite dei cinque array. I campioni di matrici forniti da STM sono di due tipi: con e senza trench. Il trench consiste nell'inserimento di un materiale diverso dal silicio (nel caso specifico tungsteno) in opportuno solco attorno a ciascuno SPAD per ridurre il fenomeno del cross talk ottico, dovuto ai fotoni emessi dalla valanga stessa. Il dispositivo completo è costituito da venticinque SPAD delle medesime dimensioni, con 50 μm di diametro attivo, equispaziati su una superficie complessiva di 1 mm*1mm con passo di 200 μm . Abbiamo valutato i più importanti parametri intrinseci del sensore con tensione applicata e temperatura mantenute sotto controllo durante i test.

Infine il capitolo viene chiuso da una serie di misure di carica effettuate in configurazione SiPM, con la matrice accoppiata ad uno scintillatore plastico (BC408), pompato con un laser UV. Si potrà osservare da queste come il SiPM possa effettivamente risolvere singoli fotoni.

L'ultimo capitolo, il 6, è quello conclusivo ed è dedicato agli sviluppi futuri da apportare a livello tecnologico, in particolare per la riduzione del passo, la conseguente integrazione di un numero maggiore di SPAD e contemporaneamente dei circuiti di quenching. Vengono brevemente descritti i componenti microottici attualmente realizzati con la tecnica DLP, e infine si parlerà delle possibili applicazioni per questi fotorivelatori.

1 I Fotorivelatori e le Tecniche di Misura in regime impulsato.

1.1 Introduzione

La rivelazione di radiazioni luminose è affidata a sensori di diversa natura e diverso principio di funzionamento, alla base dei quali vi è in comune l'effetto fotoelettrico. Tali sensori vengono chiamati fotorivelatori.

I fotorivelatori vengono utilizzati in diversi settori scientifici, in particolare nell'astrofisica, nelle comunicazioni spaziali, nello studio dei raggi cosmici, nella biologia per l'analisi di fluorescenza molecolare e cellulare, nel campo medico per le PET e le tomografie, nella fisica nucleare per la lettura dell'emissione di luce prodotta dai rivelatori a scintillazione, nel campo della telecomunicazione, nei vari settori dell'industria per la caratterizzazione di fibre ottiche, la determinazione di irregolarità su superfici microscopiche e dispositivi elettronici, ecc. Sono quindi oggetto di analisi per fotorivelatori sia le sorgenti di luce diretta (es. laser) ma anche quelle prodotte per interazioni di particelle, quali elettroni, protoni, raggi gamma, raggi x, beta, neutroni, ecc con scintillatori per applicazioni di spettroscopia. Si richiede così ad un fotorivelatore di conservare nella sua risposta il massimo numero di informazioni inerenti la sorgente luminosa, in particolare intensità e tempo di arrivo. In genere detti sensori sono in grado di generare un segnale elettrico che sia il più possibile proporzionale all'energia emessa dalla sorgente, essendo inoltre in grado di ricostruire il profilo temporale dell'impulso luminoso originario. Un fotorivelatore deve spesso essere in grado di rivelare anche minime quantità di luce prodotte da pochi fotoni, producendo impulsi elettrici discriminabili e con il minor contributo possibile di rumore intrinseco. A tale scopo vengono selezionati dispositivi con meccanismi interni che provvedono ad una elevata moltiplicazione della quantità di carica iniziale, in maniera tale che un meccanismo di guadagno interno riduca o elimini stadi esterni

di amplificazione, che introducono a valle del processo di rivelazione un rumore di tipo elettronico e limitano la banda dell'apparato per il processamento del segnale stesso. L'analisi dei segnali elettrici prodotti da un fotorivelatore fornisce informazioni sull'energia emessa dalla sorgente e sul tempo di arrivo dell'impulso luminoso, a meno delle indeterminazioni introdotte dallo stesso rivelatore e della strumentazione impiegata. Per l'applicazione di queste misure si utilizzano apparati e componentistica di svariato genere, che vanno da un semplice oscilloscopio per arrivare a sistemi complicatissimi, in cui l'elaborazione dei segnali elettrici avviene su stadi multipli che richiedono l'impiego anche di risorse notevoli per ottenere i risultati auspicati.

1.2 Generalità sui fotorivelatori

Introdurremo in questo paragrafo i fotorivelatori nei loro concetti generali, quali area sensibile, efficienza di rivelazione e rumore intrinseco ed avere così le nozioni fondamentali per la comprensione del paragrafo che segue quando si parlerà di misure in regime impulsato, in cui trovano impiego molti fotorivelatori.

1.2.1 L'area sensibile e l'efficienza di rivelazione.

Il principio su cui si basano i rivelatori per fonti luminose è l'effetto fotoelettrico, nelle sue due forme interno ed esterno, ove si sfrutta la capacità che hanno alcuni materiali di convertire fotoni assorbiti in portatori carichi elettricamente. Se tali cariche sono poi in grado di produrre un segnale elettrico in uscita dal fotorivelatore vengono definiti come "fotoelettroni".

I fotorivelatori in genere presentano una finestra di ingresso per la rivelazione della radiazione luminosa, in cui è presente un'area sensibile, che costituisce il

primo stadio del processo di fotorivelazione. Qui la luce incidente viene assorbita e convertita in segnale elettrico, la cui intensità dipende dall'efficienza quantica QE (Quantum Efficiency), definita come:

$$QE = \frac{\# \text{Coppie elettrone – lacuna prodotte}}{\# \text{Fotoni incidenti}} \quad (1.1)$$

La QE cambia a seconda del dispositivo considerato poiché è legata al tipo di materiale utilizzato nella realizzazione dell'area sensibile. Ogni materiale presenta un coefficiente di assorbimento per la luce che dipende fortemente dalla lunghezza d'onda, di conseguenza l'efficienza quantica non è un parametro costante in banda spettrale, ma segue un andamento preciso in funzione della lunghezza d'onda. L'efficienza quantica è un parametro intrinseco del materiale, mentre nel processo di fotorivelazione entrano in gioco ulteriori fattori dovuti al tipo di dispositivo considerato. Infatti la raccolta di luce da parte di un fotorivelatore dipende dallo spessore dei materiali sensibili, dalle tensioni di alimentazione, dagli accoppiamenti ottici, ecc. Si parla allora di efficienza di rivelazione DE (Detection Efficiency), definita come il rapporto tra il numero di fotoelettroni prodotti e il numero di fotoni incidenti:

$$DE = \frac{\# \text{Fotoelettroni}}{\# \text{Fotoni incidenti}} \quad (1.2)$$

In figura 1.1 (*Rif. 42*) è riportato l'andamento dell' coefficiente di assorbimento per i materiali semiconduttori utilizzati nella costruzione dei fotorivelatori.

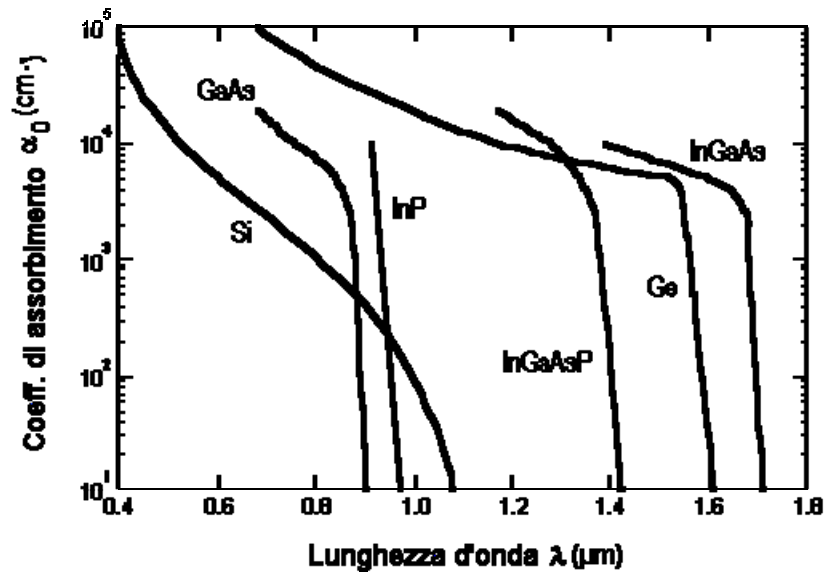


Figura 1.1: Andamento del coefficiente di assorbimento in funzione della lunghezza d'onda per alcuni materiali semiconduttori

L'inverso del coefficiente di assorbimento è la lunghezza di penetrazione nel materiale per un flusso ottico ad una determinata lunghezza d'onda. Se consideriamo una potenza ottica P_0 incidente ad una determinata lunghezza d'onda, la lunghezza di penetrazione è quel valore per cui P_0 si riduce di un fattore $1/e$ (*Rif. 42; 45*):

$$P = P_0 \cdot e^{(-\alpha \cdot z)} \quad (1.3)$$

in cui α è il coefficiente di assorbimento espresso in cm^{-1} e z l'asse lungo la sezione d'incidenza. L'efficienza di rivelazione dipende quindi anche dallo spessore del materiale utilizzato per realizzare la zona sensibile del fotorivelatore. Dall'efficienza quantica espressa come rapporto tra numeri discreti di portatori carichi generati e fotoni incidenti, si ricava la sensibilità spettrale $\sigma(\lambda)$, definita come rapporto tra la corrente prodotta e potenza ottica incidente, e si ricava dall'espressione (*Rif. 42; 45*):

$$\sigma(\lambda) = \frac{QE \cdot q}{h \cdot \nu} = \frac{QE \cdot \lambda \cdot q}{h \cdot c} = \frac{QE \cdot \lambda}{1.24} \left[\frac{A}{W} \right] \quad (1.4)$$

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

La relazione I/P si ricava considerando che il flusso di corrente rivelata è pari a $q \cdot N_{pe}$, dove N_{pe} è il tasso di fotoelettroni emessi a seguito della raccolta di N_{ph} fotoni al secondo, e che la potenza radiante è pari a $N_{ph} h \nu$.

L'andamento specifico con la lunghezza d'onda dell'efficienza di rivelazione e della sensibilità per i diversi tipi di sensori verrà esposta nei paragrafi che seguono, quando si parlerà di due tipologie di rivelatori di uso comuni, i fotomoltiplicatori e i fotodiodi a valanga.

Oltre alle caratteristiche intrinseche del materiale utilizzato nella realizzazione dell'area attiva, vi sono altri fattori che entrano in gioco nel processo di fotorivelazione. Tra questi vi possono essere le riflessioni sulla superficie, che indicano la percentuale di fotoni persi nella superficie di impatto della luce sul rivelatore, percentuale legata al materiale accoppiato per via del salto d'indice, ma anche alla struttura del dispositivo, ad esempio alla frazione dell'area sensibile rispetto all'area totale su cui essa è adagiata, chiamata anche efficienza geometrica, dalla concentrazioni di atomi droganti, dalle tensioni di alimentazione, ecc. Considerando il dispositivo per intero, come insieme di area attiva e zone morte e il sistema impiegato per la fotorivelazione, si definisce una efficienza di rivelazione che dipende da più parametri, quali dall'efficienza quantica, l'efficienza geometrica, il direzionamento della luce sull'area attiva, le condizioni operative del dispositivo, dall'adeguatezza dell'apparato elettronico impiegato nelle misure, ecc, cioè da un insieme di parametri non strettamente inerenti al materiale che forma l'area sensibile del fotorivelatore.

Come detto in precedenza, l'efficienza quantica e la sensibilità dipendono dal tipo di materiale utilizzato nella realizzazione dell'area attiva, e in base a questo i valori dei due parametri possono cambiare di molto. Per i fotorivelatori presenti in commercio, i semiconduttori del quarto gruppo (Si, Ge, ...) e i composti III-V (GaAs, InGaAsP, ...) presentano una sensibilità elevata che si estende in un range spettrale ampio di lunghezze d'onde, che vanno dall'ultravioletto al lontano infrarosso, adattandosi bene nella costruzione di aree sensibili per dispositivi monolitici, in cui i portatori fotogenerati vengono confinati all'interno del

dispositivo stesso. I bialkali e i multialkali, per i quali l'elemento principe è il cesio (Cs), vengono utilizzati in quelle tipologie di fotorivelatori in cui si sfrutta l'emissione esterna dei portatori, l'effetto fotoelettrico esterno, tipicamente in vuoto. Questi in genere presentano un range spettrale ed una sensibilità inferiori ai semiconduttori, ma nel loro complesso i fotorivelatori costruiti con questi materiali sono stati in passato, e tuttora, preferiti ai dispositivi a semiconduttore. La ragione di ciò è dovuta alle loro prestazioni in termini di rumore e, malgrado un parametro di sensibilità inferiore, la loro effettiva capacità di raccolta di luce avviene anche su segnali debolissimi.

1.2.2 Segnale di risposta di un fotorivelatore.

In seguito all'effetto fotoelettrico si fa in modo che i portatori generati producano un impulso di segnale, tensione o corrente, opportunamente formato, trattato, amplificato, etc.

Il trattamento del segnale è tipicamente di amplificazione, perché tali rivelatori devono rivelare eventi microscopici, fotoni, che nel contempo devono essere convertiti in eventi macroscopici, come i segnali elettrici. Si prediligono due tipi di amplificazione del segnale: elettroniche, esterne al sensore, e fisiche, con processi interni di moltiplicazione. Gli stadi moltiplicativi, sia interni che esterni, non sono privi di fattori di disturbo, quali rumori elettrici e fluttuazioni di tipo statistico.

Tra le due tipologie di amplificazione si preferisce in genere quella fornita da stadi di moltiplicazione interni al dispositivo. La motivazione è legata al tipo di indeterminazione introdotta nei due casi differenti. L'amplificazione esterna viene effettuata tramite dei preamplificatori di segnale ottenuti con stadi attivi, che introducono delle vere e proprie sorgenti di rumore che si sovrappongono al segnale utile da rivelare.

L'amplificazione per moltiplicazione di carica introduce un contributo di rumore in genere dato da fluttuazioni statistiche legate alla natura discreta del

processo di moltiplicazione, che si ripercuotono sul tempo di risposta e sulla carica prodotta dal fotorivelatore.

L'analisi di un segnale prodotto da un fotorivelatore va fatta in termini di risposta temporale ed ampiezza, o meglio quantità di carica prodotta. La caratterizzazione in tempo va fatta inviando sul sensore un impulso luminoso di durata infinitesima, o delta di luce, dopodichè si attende l'istante di tempo in cui è generato il corrispondente segnale elettrico. Ciò che ci si attende è a sua volta una delta di tensione o di corrente ritardata rispetto all'impulso ottico, in realtà otteniamo una risposta in tempo di larghezza finita, tipicamente prossima ad una gaussiana. Una delle ragioni dell'allargamento del segnale è, come definito nel linguaggio dei fotomoltiplicatori, lo sparpagliamento del tempo di transito della carica all'interno del fotorivelatore o TTS (Time Transit Spread).

Ad un impulso luminoso corrisponde un segnale del rivelatore, che viene generato con un certo ritardo rispetto all'arrivo della luce, stabilito dal tempo di transito dei portatori carichi all'interno del dispositivo. Già partendo dall'istante in cui avviene la fotogenerazione vengono introdotte delle indeterminazioni, le ragioni possono essere svariate come: una disomogeneità dei campi elettrici, imperfezioni geometriche, danneggiamento dei materiali, emissione casuali di portatori, ecc. Delle indeterminazione si hanno poi sul percorso del segnale di corrente: differenze nelle aree di moltiplicazione, traiettorie non regolari, accelerazioni diverse dei portatori per effetto di campo, ecc. Queste fluttuazioni sull'istante di risposta sono di tipo statistico e vengono riassunte nel TTS. La figura 1.2 (*Rif 40*) mostra la risposta temporale del segnale elettrico ad una delta di luce, vi sono rappresentati oltre all'indeterminazione introdotta anche i tempi di salita e discesa del segnale.

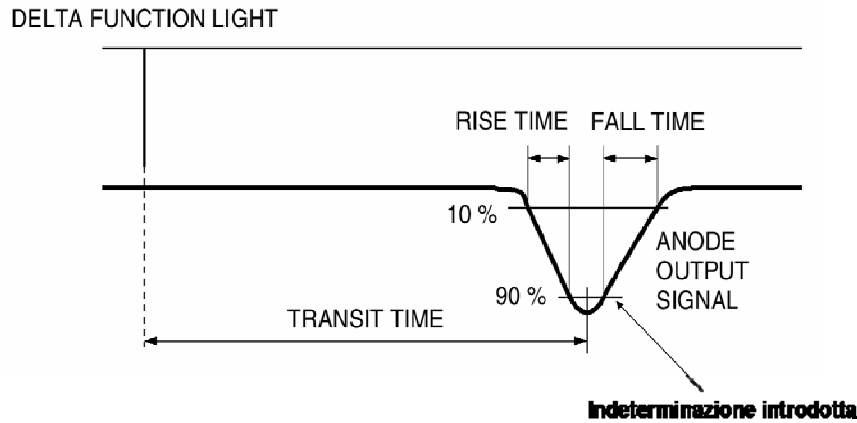


Figura 1.2: Risposta temporale di un fotorivelatore ad un impulso di luce.

Lo sparpagliamento del tempo di transito si riduce con l'aumento della tensione applicata sul dispositivo, per riduzione degli effetti precedentemente discussi. In generale una elevata tensione applicata al fotorivelatore comporta una maggiore caduta di campo che meglio direziona il moto delle cariche, e riduce i tempi di salita del segnale, accelerandone la risposta.

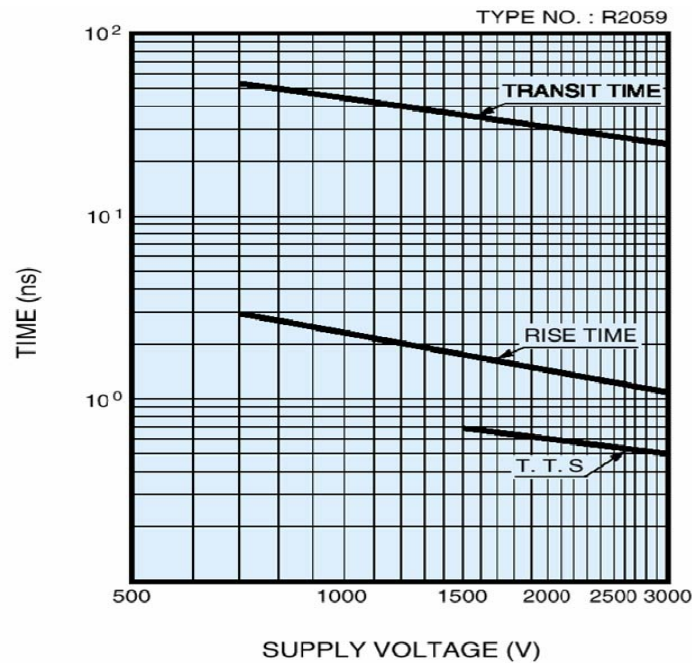


Figura 1.3: Andamento dei tempi di salita, discesa e del TTS della risposta di un fotorivelatore (*Rif. 40*).

Le costanti di tempo di salita e discesa del segnale sono ricavabili riconducendo il fotorivelatore ad un circuito RC. Considerando un dispositivo con meccanismo di guadagno interno, il tempo di salita è dettato dall'iniezione di carica durante la moltiplicazione e il dispositivo si può immaginare come un condensatore che libera una quantità di carica attraverso l'intero fotorivelatore. L'aumento della tensione applicata conferisce una velocità maggiore al processo di moltiplicazione, si velocizza l'iniezione di carica e il tempo di salita si riduce.

L'analisi in ampiezza va poi fatta considerando la quantità di carica prodotta in un segnale. Per studiarne il comportamento in carica si possono inviare una serie di impulsi ottici ripetuti sul fotorivelatore, e capire come, evento dopo evento, cambia l'ampiezza del segnale di risposta. Le variazioni di ampiezza si legano nel caso di moltiplicazione interna alla natura discreta di un processo di tipo poissoniano, in cui si somma ad un numero medio di portatori generati una fluttuazione statistica contenuta nella radice quadrata dello stesso valor medio.

1.2.3 Il rumore nei fotorivelatori.

I vari fotorivelatori si distinguono anche in base al loro rumore intrinseco, come presenza di segnali elettrici casuali emessi in assenza di luce, presente in maniera minore o maggiore in tutti i fotorivelatori. Questi eventi sono legati a delle densità di corrente che si generano all'interno e sulla superficie del dispositivo. Il contributo comune a tutti i fotorivelatori è quello dovuto all'emissione di elettroni per effetti della temperatura. L'emissione termoelettronica è dovuta ad eccitazione termica di elettroni con energia sufficiente per produrre segnali rivelabili.

I termoelettroni emessi costituiscono un disturbo che si sovrappone al segnale utile cioè ai fotoelettroni prodotti dalla luce incidente. Un altro termine di rumore comune a quasi tutti i fotorivelatori è dovuto alle debolissime correnti di leakage, che si sviluppano all'interno degli stadi del rivelatore e sulla superficie.

Il rumore pone un limite al segnale minimo che può essere rivelato da un sensore luminoso.

Spesso l'emissione degli eventi di rumore viene caratterizzata mediante il valor medio della corrente elettronica ad essa associata. Se consideriamo un fotorivelatore con meccanismo interno di guadagno che lavora su segnali impulsivi di luce, il disturbo di rumore è introdotto come numero medio di eventi spuri, e si parla in tal caso di conteggio di buio al secondo (cp/s) o dark count.

1.3 *Il regime impulsato e le tecniche di misura.*

Consideriamo un modello semplificato ed ideale di fotorivelatore (trascurando i contributi di rumore) soggetto ad una serie di impulsi ripetuti nel tempo e di breve durata, focalizzando l'attenzione sull'interazione con i singoli quanti energetici, i fotoni. L'interazione fotone-zona sensibile avviene in tempi così veloci da essere considerati istantanei, e il risultato netto della deposizione di un'energia $h\nu$ è la comparsa di una certa quantità di carica elettrica Q nella zona attiva del dispositivo. Supponiamo che la carica Q inizi a fluire nell'istante di tempo $t = 0$ e successivamente venga collezionata imponendo un campo elettrico di raccolta, sì da formare il segnale elettrico di uscita. Nella figura sottostante (*Rif. 44*) è rappresentato il segnale di corrente prodotto entro un intervallo di tempo e la carica ottenuta dall'integrazione dello stesso.

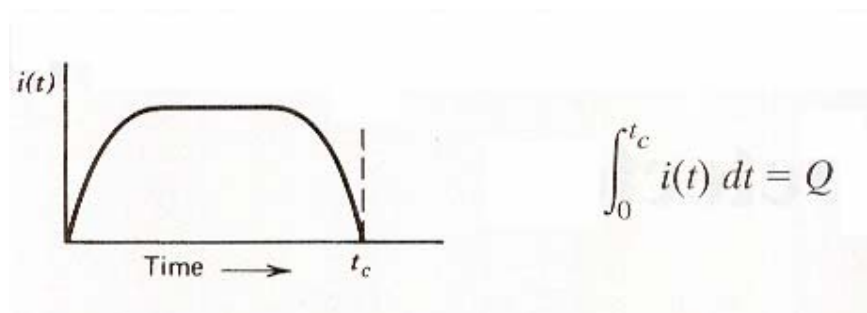


Figura 1.4: Idealizzazione del segnale di corrente di un fotorivelatore, con durata t_c , Q rappresenta la carica contenuta nel segnale.

L'ampiezza e la durata di ogni impulso di corrente variano in funzione dell'energia depositata, con il risultato di avere un treno di impulsi elettrici differenti (figura 1.5, **Rif. 44**). Questo è dovuto alla natura discreta degli impulsi luminosi e alla statistica che li governa. L'arrivo di una radiazione quantistica è un fenomeno casuale governato dalla statistica di Poisson e le sue fluttuazioni intorno al numero medio di fotoni inviati si ripercuote sulla risposta del sensore.

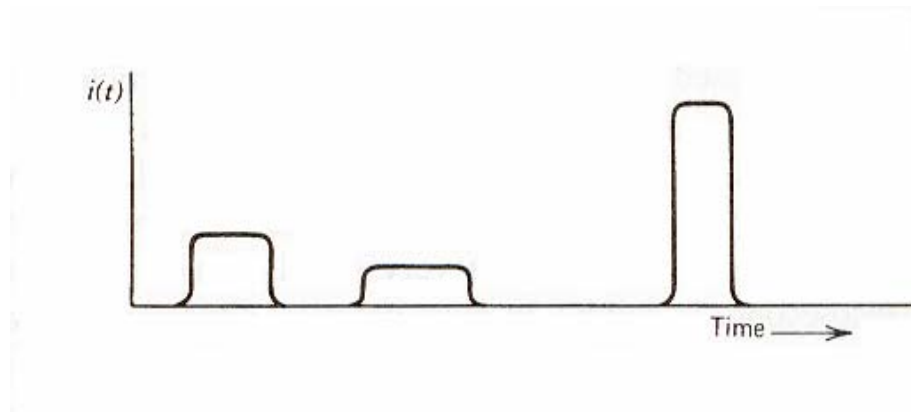
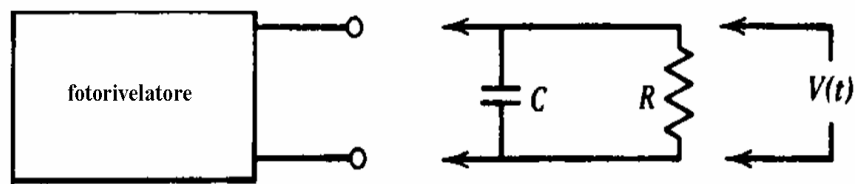


Figura 1.5: Treno di impulsi in uscita dal fotorivelatore in seguito ad una serie di impulsi ottici in ingresso.

In queste ipotesi, ogni impulso di corrente che esce dal rivelatore viene elaborato da una particolare strumentazione, progettata per registrare ogni singolo impulso di luce che interagisce con lo stesso. La carica contenuta nel segnale di corrente viene così registrata e relazionata alla radiazione luminosa incidente. Non tutti gli impulsi provenienti dal sensore vengono riconosciuti come utili, vengono considerati solamente quelli che all'ingresso nell'apparato di misura superano un certo livello di soglia di carica Q . Tale approccio viene chiamato conteggio di impulsi e fornisce, oltre alla carica, informazioni sul tempo di arrivo dei fotoni sul fotorivelatore.

La natura di ogni impulso di corrente dipende dalle caratteristiche dello stadio di uscita del dispositivo (ad esempio un preamplificatore o una resistenza di carico che sviluppano un segnale di tensione).

Il circuito equivalente può essere schematizzato come (**Rif. 44**):



dove R rappresenta la resistenza di ingresso del circuito, C la capacità equivalente del rivelatore, del cavo di connessione e dell'eventuale preamplificatore. La tensione $V(t)$ sulla resistenza di carico è il segnale elaborato dall'apparato di misura. La costante di tempo RC dello stadio di uscita influenza la forma d'onda $V(t)$. Se $RC \ll t_c$ (t_c durata dell'impulso di corrente), $V(t)$ è simile nella forma e nella durata al segnale di corrente. Se $RC \gg t_c$ la corrente che fluisce sul carico viene integrata attraverso la capacità C , e se si suppone l'intervallo di tempo tra due impulsi sufficientemente lungo, successivamente la stessa capacità si scarica attraverso la resistenza R ; la forma d'onda del segnale originario viene così modificata. In figura 1.6 (*Rif. 44*) sono rappresentate le forme di segnale nei due casi e i livelli di soglia per la discriminazione e il conteggio dei singoli impulsi.

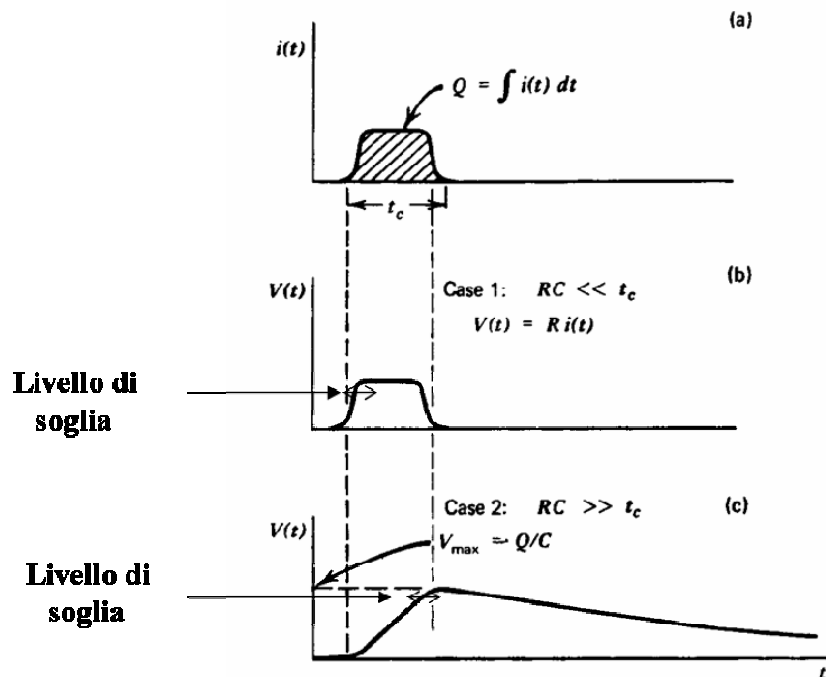


Figura 1.6: Casi di segnali differenti in uscita dal fotorivelatore in base alle caratteristiche del circuito di uscita.

In questo caso, l'ampiezza massima della tensione è determinato dal rapporto tra la carica Q interna del fotorivelatore e la capacità C del circuito di carico. Poiché C è tipicamente fissata, l'ampiezza dell'impulso è direttamente proporzionale alla carica generata dal fotorivelatore

$$V_{max} = \frac{Q}{C} \quad (1.5)$$

così si conserva l'informazione sulla carica prodotta e l'ampiezza del segnale.

1.3.1 Misure di risoluzione in carica.

In molte applicazioni (principalmente nel campo della fisica nucleare) per la rivelazione di particelle, quali fotoni, particelle alfa, ioni pesanti, ecc, l'oggetto da misurare è la distribuzione di energia di un flusso delle stesse particelle incidenti su un sistema di rivelazione. Questo tipo di misura prende il nome di spettroscopia.

I fotorivelatori vengono di solito accoppiati direttamente con delle sorgenti di luce o interfacciati con un rivelatore a scintillazione, che assorbe un'energia sotto forma di particelle cariche, e la riemette come fotoni in un determinato range di lunghezze d'onda. Così dalla proporzionalità della luce incidente e dalla rispettiva quantità di carica (o l'ampiezza) prodotta dal segnale elettrico in uscita dal sensore, si possono ricavare informazioni sull'energia iniziale del flusso di particelle.

La figura 1.7 mostra un esempio ideale di distribuzione di ampiezza differenziale o carica (H) del segnale di un rivelatore soggetto a degli impulsi ripetuti di particelle monoenergetiche (*Rif. 44*).

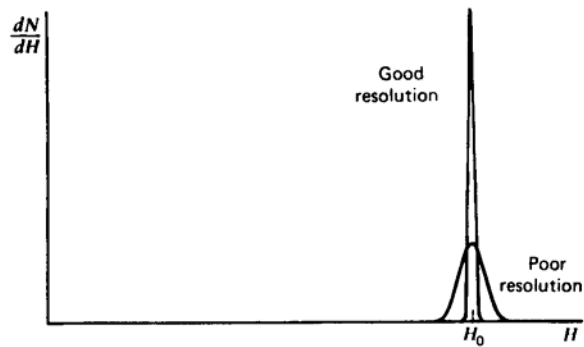


Figura 1.7: Spettro ideale di ampiezza del segnale di un fotorivelatore.

Questa distribuzione prende il nome di funzione o spettro di ampiezza. Le due curve sono relative a rivelatori con diverse risoluzioni, la cui risposta è centrata intorno al valor medio di ampiezza H_0 . La curva più bassa fa riferimento ad un rivelatore la cui risposta è influenzata da un certo numero di fluttuazioni, mentre per il rivelatore con migliori prestazioni vi è una più bassa indeterminazione sul segnale, difatti la sua risposta in ampiezza (o carica) tende ad approcciarsi ad una delta di Dirac.

Vi sono diverse sorgenti di fluttuazioni nella risposta in ampiezza di un fotorivelatore, in particolare derivate dalle caratteristiche operative del dispositivo durante una misura, sorgenti di rumore nel rivelatore e del sistema di misura, rumore statistico dovuto alla natura discreta del segnale da misurare, ecc.

Il rumore statistico legato alla sorgente rappresenta il limite ultimo di risoluzione, oltre il quale non possono andare le prestazioni del sensore. Questa indeterminazione è legata alla natura discreta del processo di generazione di carica.

Se si considera un numero medio N_{ph} di portatori generati in risposta ad una radiazione con la stessa energia, dalla statistica di Poisson si ricava una deviazione standard $\sqrt{N_{ph}}$ sul valor medio. In caso di rivelatore ideale con sole fluttuazioni statistiche la risposta in carica (o ampiezza) ha una forma gaussiana (figura 1.8, **Rif. 44**).

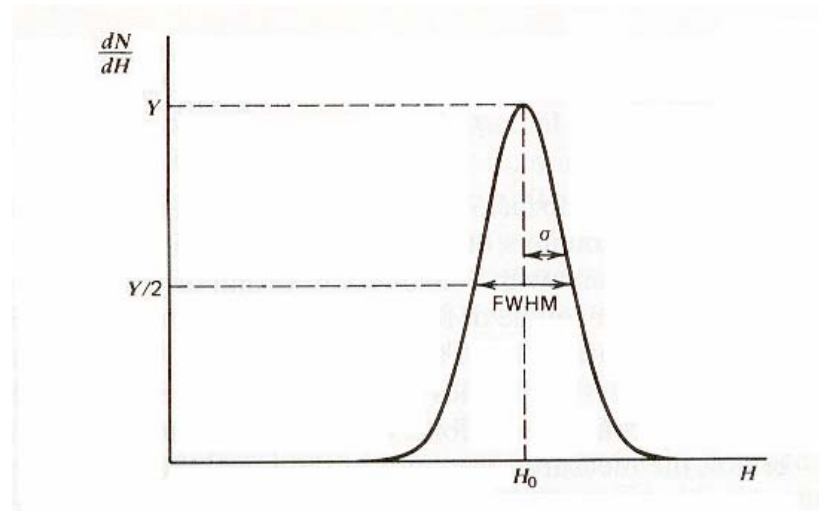


Figura 1.8: Risposta in ampiezza di forma gaussiana per un fotorivelatore ideale.

L'espressione matematica di una forma gaussiana è

$$G(H) = (A / \sigma \sqrt{2\pi}) \cdot e^{-(H-H_0)^2 / 2\sigma^2} \quad (1.6)$$

dove σ è la deviazione standard, A una costante di ampiezza ed H_0 il centroide.

La larghezza a metà altezza FWHM (Full Width at Half Maximum) è definita come la larghezza della distribuzione per un valore di ordinata pari alla metà di quella del picco (Y in figura). FWHM e σ sono relazionate come

$$FWHM \cong 2.35 \cdot \sigma \quad (1.7)$$

Si definisce risoluzione in ampiezza R dello spettro il rapporto

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \quad (1.8)$$

R ha un valore adimensionale e viene espressa in percentuale.

La distribuzione di Gauss è comunemente usata per rappresentare la funzione di risposta di un rivelatore e del sistema impiegato nelle misure. Oltre al rivelatore e alla natura granulare del segnale, contribuiscono alla risoluzione dello spettro tutte le possibili sorgenti di indeterminazione quali strumentazione, rumore, ecc.

La FWHM diventa allora somma quadratica di tutti i contributi di indeterminazione:

$$(FWHM)_{mis}^2 = (FWHM)_{stat}^2 + (FWHM)_{rumore}^2 + (FWHM)_{deriva}^2 + \dots \quad (1.9)$$

La risoluzione di ampiezza è importante qualora il rivelatore debba separare impulsi di luce aventi diversa energia, e in questo caso tanto più bassa sarà la risoluzione di ampiezza tanto più semplice sarà distinguere le singole componenti energetiche che entrano in gioco nella risposta del sensore.

1.3.2 Misura di correlazione temporale tra sorgenti luminose e fotorivelatori.

La correlazione temporale tra un segnale di luce e un fotorivelatore si basa sulla capacità di quest'ultimo di poter ricostruire la forma d'onda della radiazione luminosa tramite la rivelazione di fotoni appartenenti ad impulsi ripetuti di luce. Questa tecnica di misura si indica tipicamente con la sigla TCSPC (Time Correlated Single Photon Counting) ed il risultato che si ottiene esprime il grado di correlazione temporale tra il segnale inviato dalla sorgente e quello di risposta del fotorivelatore.

Per la comprensione di questa tecnica di misura prendiamo in esame un fotorivelatore ideale, privo di sorgenti di rumore, avente per esempio una efficienza di rivelazione del 10%, e supponiamo che il fotorivelatore fornisca un segnale elettrico in uscita qualora riesca ad assorbire un fotone. Consideriamo due tipi di impulsi ottici di breve durata provenienti da due sorgenti con intensità differente, che arrivano sul fotorivelatore. I due tipi di segnali ottici differiscono per intensità, contenendo un numero medio di fotoni alto in un caso e basso nell'altro, $N_{ph1} > N_{ph2}$. Le due sorgenti di luce da cui partono i segnali sono

comprehensive di fluttuazioni statistiche discrete sul numero di fotoni prodotti, schematizziamo i loro due nella figura che segue.

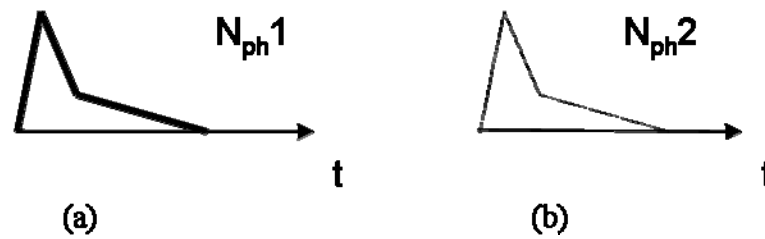


Figura 1.9: Schematizzazione di due segnali ottici con diversa intensità, $N_{ph1} > N_{ph2}$.

Supponiamo che le due sorgenti producano degli impulsi ripetuti nel tempo. Quando arriva l'impulso, il fotorivelatore inizia ad integrare fotoni, scalandoli per la sua efficienza di rivelazione, e nel nostro caso ideale si avrà in media un segnale elettrico in uscita ogni dieci fotoni arrivati sull'area attiva. Nel caso (a) il fotorivelatore vede nella parte iniziale dell'impulso ottico un numero elevato di fotoni, così da produrre il segnale di corrente dopo un tempo molto breve. Inviando allora una serie di questi impulsi ripetuti, il fotorivelatore risponde alle sollecitazioni quasi sempre in maniera molto veloce e allo stesso istante di tempo, a meno delle fluttuazioni statistiche della sorgente. Nel caso (b) il fotorivelatore vede invece un numero basso di fotoni, e l'integrazione sull'area attiva può avvenire lungo tutta la durata dell'impulso ottico, in maniera casuale, cioè il fotorivelatore può vedere subito nella parte iniziale dell'impulso un numero di fotoni sufficiente per innescare un segnale di corrente, e nella stessa maniera questo può accadere in un altro punto dell'impulso o non accadere per nulla. Immaginiamo di ricostruire adesso un istogramma dei tempi di rivelazione per le due diverse sequenze di segnali.

Nel caso di luce intensa il fotorivelatore risponde quasi sempre allo stesso istante di tempo, così da ottenere una figura molto stretta nell'intorno di un certo valor medio temporale. Nel secondo caso invece la figura cambia nettamente, per via della casualità dell'istante di risposta, e in questo modo si ottiene un istogramma distribuito sull'asse dei tempi per tutta la durata dell'impulso ottico, la sua forma sarà molto prossima a quella dell'impulso di luce. Il secondo caso è illustrato nella figura che segue (**Rif. 38**).

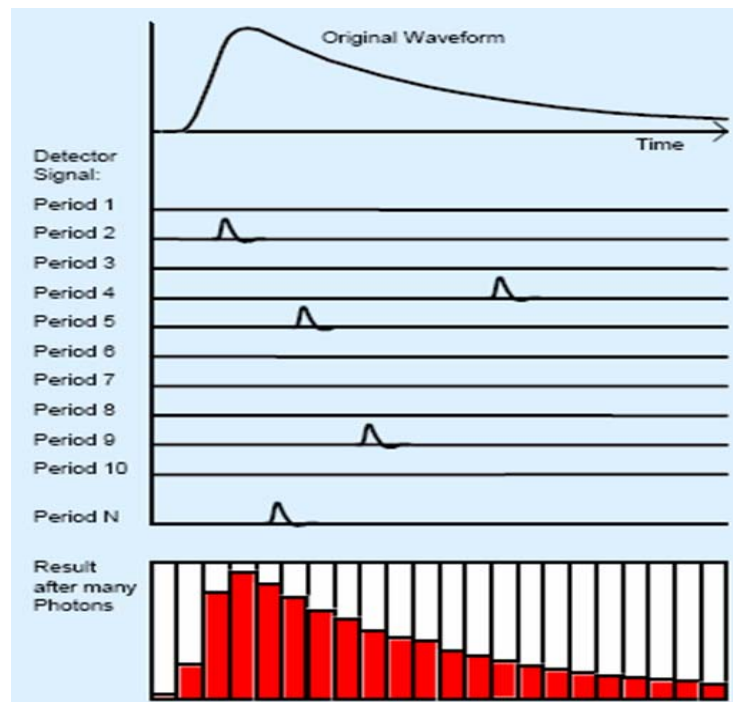


Figura 1.10: Schematizzazione della tecnica TCSPC e forma di un impulso ottico ricostruito tramite essa.

In questo caso si dice che il fotorivelatore segue l'impulso di luce e riesce a ricostruirne il profilo temporale.

Il caso considerato era quello di un fotorivelatore ideale, privo di indeterminazione nella durata del segnale elettrico di risposta, ovvero il TTS, e privo di dark count. Il TTS produce un allargamento dell'istogramma temporale ottenuto con la tecnica TCSPC, che si somma quadraticamente all'indeterminazione data dalle fluttuazioni statistiche della sorgente, come succedeva per la risoluzione in carica.

Per quanto riguarda invece gli eventi di dark count, questi si sommano entrano nell'istogramma temporale in maniera casuale modificandone l'ampiezza nei vari punti. In genere questo si manifesta con la somma di un fondo di conteggi uniforme che si sovrappone alla parte di correlazione con la sorgente.

Se questo fondo uniforme ha un'ampiezza complessiva molto più piccola del contributo di correlazione con la sorgente, allora può essere sottratto senza alterare in modo gravoso la forma dello spettro di correlazione. Se invece il numero di eventi di rumore che entra in coincidenza con la sorgente in modo

casuale è troppo elevato, il fondo uniforme assume un ruolo dominante nell'istogramma, e la sua forma viene pesantemente distorta, rendendo inaffidabile l'informazione temporale del contributo di correlazione sorgente-rivelatore.

1.3.3 Conteggio di impulsi.

Nella misura di impulsi di luce molto deboli, con pochissimi fotoni, si richiede ai fotorivelatori di rivelare un numero di impulsi luminosi che sia distinguibile dal dark count intrinseco del fotorivelatore.

Anche in assenza di illuminazione si osservano un certo numero di eventi dovuti all'emissione termica di elettroni o ad altri fenomeni. Si parla allora di conteggio di buio, avente un certo valor medio di eventi al secondo $\langle N_{dc} \rangle$, ed una varianza ricavata dalla statistica di Poisson come la radice quadrata dello stesso numero medio, $\sigma_{dc} = \sqrt{\langle N_{dc} \rangle}$.

Così si può esprimere il conteggio totale di buio di un fotorivelatore come:

$$N_{dc} = \langle N_{dc} \rangle \pm \sqrt{\langle N_{dc} \rangle} \quad (1.10)$$

Da questo si evince che in presenza di impulsi luminosi, i conteggi di buio entrano nel numero complessivo di eventi contati da un fotorivelatore, e per distinguere il numero di eventi utili con una certa percentuale di errore si deve far riferimento alla varianza sul dark count medio, supposto noto, e alla distribuzione normale.

Inviando sul fotorivelatore un numero di impulsi ottici con una certa frequenza al secondo, e supponiamo di contare in uscita un numero di eventi maggiore del dark count medio di una quantità N_{ex} . A questo punto si distinguono due casi:

- Se $N_{ex} > \sqrt{\langle N_{dc} \rangle}$ possiamo dedurre che N_{ex} si riferisce a degli impulsi ottici visti dal fotorivelatore;
- Se $N_{ex} < \sqrt{\langle N_{dc} \rangle}$ non possiamo dire nulla in quanto le fluttuazioni sul rumore sono maggiori degli eventuali impulsi ottici contati.

Per capire poi quale sia la percentuale di errore sul numero effettivo di eventi contati si fa riferimento alla tavola della distribuzione normale, tabulata per processi aventi una certa deviazione standard σ .

Se le fluttuazioni sul dark count superano di molto il numero di eventi utili si perde l'affidabilità di una misura, come accennato nel caso di misure TCSPC.

1.4 *Fotomoltiplicatori e Fotodiodi .*

Parliamo adesso di due particolari fotorivelatori: i fotomoltiplicatori, dispositivi di antica concezione ancora impiegati in molti settori (tipo la fisica nucleare), impieganti in alcune misure inerenti la presente tesi; i fotodiodi, dei dispositivi a stato solido, su cui nel corso degli anni si sono fatti dei notevoli passi avanti, e che ci introdurranno alla struttura del rivelatore di nostro interesse, lo SPAD.

1.4.1 *Il Fotomoltiplicatore*

Un fototubo moltiplicatore è un rivelatore di luce la cui zona sensibile, o area attiva, prende il nome di fotocatodo, che emette elettroni in vuoto per assorbimento di radiazione luminosa. Questo è dotato di un meccanismo di guadagno interno, tramite cui gli elettroni emessi dal fotocatodo vengono moltiplicati prima di essere raccolti da un terminale, detto anodo, per cui il relativo segnale di uscita non necessita di stati esterni di amplificazione per essere studiato. Gli elettroni in uscita dal fotocatodo vengono detti fotoelettroni.

Condizione necessaria affinché un elettrone venga emesso all'esterno del catodo è data dall'energia del fotone incidente. Perché il fotoelettrone abbia probabilità non nulla di uscire dal materiale deve possedere, al momento in cui entra nella banda di conduzione, un'energia superiore al lavoro di estrazione dal materiale, dato dalla somma della banda di energia proibita E_g e dal salto energetico E_a tra il fondo della banda di conduzione e il suo livello energetico massimo, detta anche affinità elettronica (*Rif. 43;48*):

$$h\nu \geq E_g + E_a \quad (1.11)$$

I principali fotocatodi impiegati in tali dispositivi sono detti semitrasparenti, per via dell'emissione di elettroni da una superficie opposta a quella di incidenza dei fotoni. Il coefficiente di assorbimento dei semiconduttori è quello che meglio si adatta ad un ampio spettro di lunghezze d'onda, e per ridurre l'affinità elettronica (o lavoro di estrazione) e massimizzare l'uscita dei portatori, si opera uno speciale trattamento superficiale, depositando ad esempio sul semiconduttore degli strati di Cs, con opportuna sequenza e spessore, così da ottenere una affinità elettronica "negativa" rispetto a quella del semiconduttore.

La deposizione in superficie del Cesio, un metallo elettropositivo, dà origine ad una polarizzazione elettrica che produce l'incurvamento delle bande e riduce il livello energetico di vuoto (*Rif. 48*).

Tipicamente la radiazione giunge sul materiale sensibile attraverso una speciale finestra trasparente, generalmente in vetro o quarzo, determinando la risposta del rivelatore alle lunghezze d'onda più basse (UV).

In figura 1.12 (*Rif. 40*) è rappresentata la curva di sensibilità per alcuni fotocatodi impiegati per la realizzazione dei fotomoltiplicatori.

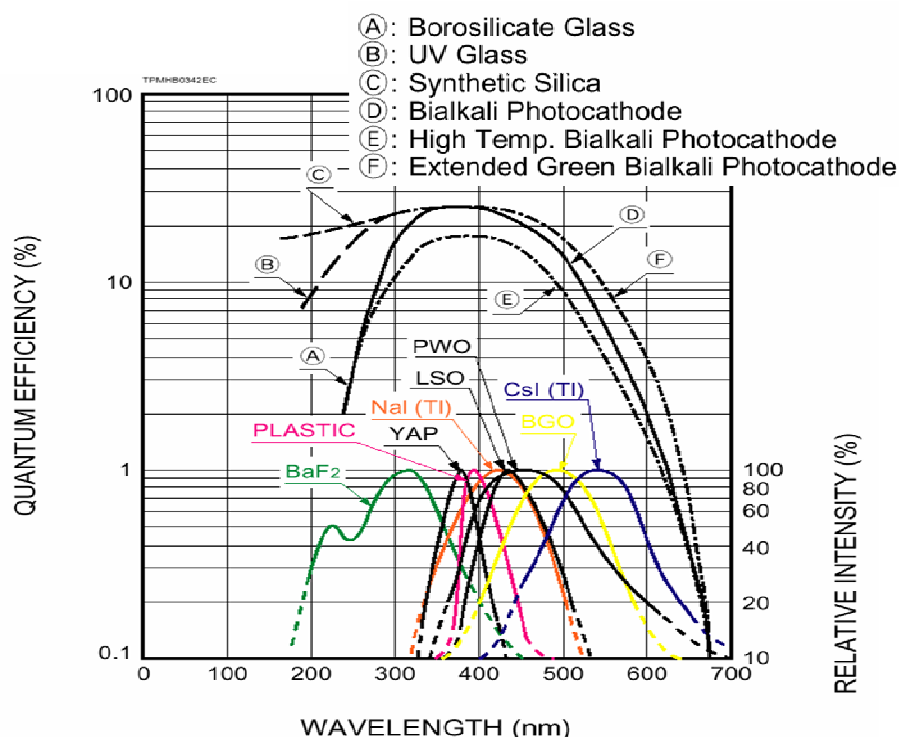


Figura 1.12: Efficienza quantica e sensibilità per i materiali principalmente utilizzati nella realizzazione dei fotocatodi.

Appartengono alla famiglia dei fotocatodi semitrasparenti gli S-1 (Ag-O-Cs), gli S-11 e gli S-21 in antimoniuro di Cesio (Cs_3Sb), tra i più usati per la buona efficienza di rivelazione nel visibile e per il basso rumore termico. Il fotocatodo S-20 appartiene alla famiglia dei multialcali e contiene diversi metalli alcalini; la sua composizione è $(\text{Cs})\text{Na}_2\text{KSb}$ e presenta una buona risposta anche a lunghezze d'onda prossime all'infrarosso, efficienza di rivelazione di picco del 25%, basso rumore termico ed è di largo uso nei fotomoltiplicatori moderni.

La moltiplicazione dei fotoelettroni si ottiene sfruttando il fenomeno dell'emissione secondaria, per cui un elettrone che colpisce con sufficiente energia determinati materiali può produrre l'emissione di un certo numero di elettroni secondari. Quindi il fotomoltiplicatore è costituito dal fotocatodo, gli elettrodi moltiplicatori, detti dinodi, e l'anodo collettore (figura 1.13, **Rif. 48**).

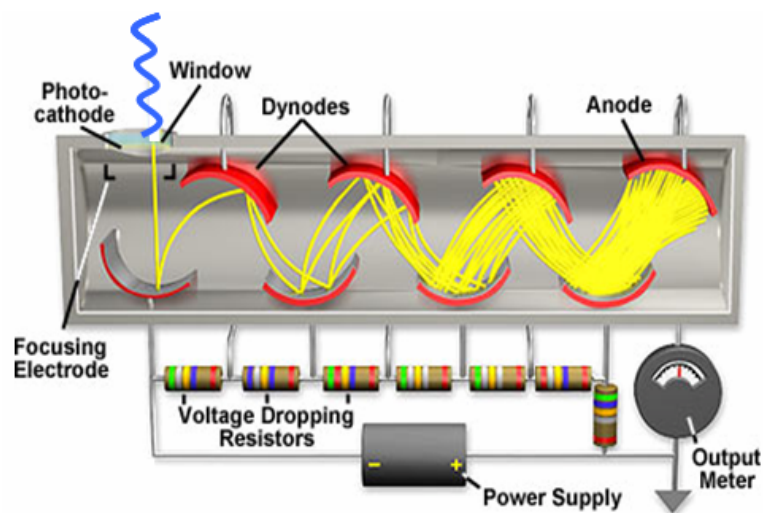


Figura 1.13: Sezione di un PMT a 8 stadi amplificanti con relativo schema di polarizzazione nella parte inferiore.

Ad ogni dinodo il numero degli 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

$$G = g^n \quad (1.12)$$

Il numero di dinodi in un fotomoltiplicatore è compreso tra 8 e 12, e già con un guadagno del singolo stadio pari a 3, si arriva ad un guadagno totale tra 10^6 e 10^8 .

Il numero medio di elettroni secondari emessi dipende, oltre che dal materiale, dall'energia dell'elettrone primario. In figura 1.14 (*Rif. 40*) è rappresentato l'andamento del coefficiente di emissione secondaria in funzione della tensione applicata tra il fotocatodo e il primo dinodo.

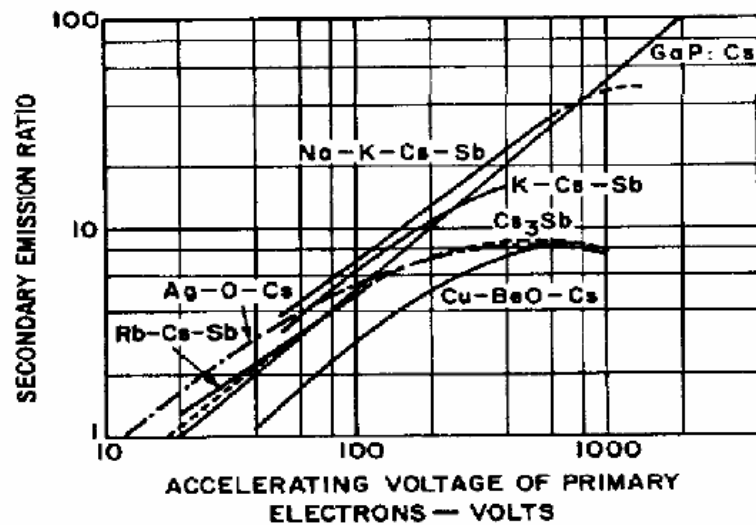


Figura 1.14: Andamento del coefficiente di emissione secondaria in funzione della tensione applicata tra il fotocatodo e il primo dinodo. Si ha una elevata emissione secondaria per il GaP, questo perché è un materiale ad elevata affinità elettronica negativa.

Nel funzionamento di un fotomoltiplicatore i vari dinodi hanno forma e posizione opportuna e vengono mantenuti ad una differenza di potenziale relativa tale da garantire un certo fattore di moltiplicazione secondaria e ridurre le sue fluttuazioni statistiche, come vedremo più avanti quando si parlerà del rumore nei fotomoltiplicatori. La tensione tra uno stadio moltiplicativo ed il successivo è tipicamente dell'ordine del centinaio di volt o più, con l'eccezione del primo dinodo che è mantenuto ad una tensione più elevata, al fine di massimizzare la sua efficienza di raccolta dal fotocatodo, grandezza cruciale per il contenimento delle fluttuazioni sul segnale di uscita e ottimizzarne le prestazioni temporali. A tale scopo si scelgono opportuni partitori di tensione, realizzati con resistori, capacità

ed in alcuni casi anche con componenti attivi. La tensione complessiva applicata tra il fotocatodo e l'anodo raggiunge anche qualche migliaio di volt.

Ai fini della descrizione della risposta di un fotomoltiplicatore ad un segnale luminoso inviato sul fotocatodo, è di grande importanza conoscere la risposta ad un singolo fotoelettrone emesso dal fotocatodo. La risposta ad un impulso di luce con un certo numero di fotoni si compone come molteplicità di impulsi elettrici dovuti a singoli fotoelettroni.

Un elettrone che lascia il fotocatodo produce in uscita dall'anodo un segnale di corrente negativo detto di SER (Single Electron Response), la cui forma e ampiezza dipendono dalla moltiplicazione operata dai dinodi e dalle fluttuazioni dei tempi di transito. La carica elettrica raccolta all'anodo rappresenta il guadagno del fotomoltiplicatore. Dato il carattere statistico del processo di moltiplicazione, questo numero non è una costante e la distribuzione statistica dipende dalle modalità del processo stesso. Questa distribuzione può essere calcolata inviando debolissimi segnali di luce e integrando i segnali elettrici in uscita. Si ottiene così una distribuzione del numero di elettroni prodotti in moltiplicazione delle singole SER in funzione del guadagno (**Rif. 48**).

La varianza relativa di guadagno degli elettroni secondari si ricava come (**Rif. 48**):

$$V_G^2 = \left(\frac{1}{\gamma_1} \right) \cdot \sum_0^{n-1} \frac{1}{\gamma^k} = \frac{1}{\gamma_1} \cdot \frac{\gamma^n - 1}{\gamma^{n-1} \cdot (\gamma - 1)} \cong \frac{\gamma / \gamma_1}{(\gamma - 1)} \quad (1.13)$$

dove $\gamma = \alpha \cdot g$ è il guadagno medio del singolo dinodo e $\gamma_1 = \alpha_1 \cdot g$ quella del primo dinodo, con α l'efficienza di raccolta, il caso ideale si ha per $\alpha = 1$. Si noti dall'espressione come l'efficienza α_1 del primo dinodo incide fortemente sulla varianza.

Dalla varianza della SER si può risalire alla varianza relativa della risposta ad un'illuminazione impulsiva. Per un numero medio N_{ph} di fotoni incidenti sul fotocatodo per impulso, si ottiene un numero di elettroni raccolti all'anodo avente valor medio e varianza relativa (**Rif. 45**):

$$N_a = N_{ph} \cdot QE \cdot \alpha_1 \cdot G_{SER} \quad (1.14)$$

$$V_a^2 = \frac{I}{N_{ph} \cdot QE \cdot \alpha_1} \cdot (1 + V_G^2) \quad (1.15)$$

Quest'ultima relazione fornisce una valutazione della risoluzione in ampiezza intrinseca del fotomoltiplicatore ed evidenzia il ruolo dell'efficienza del fotocatodo e l'efficienza di collezione dello stadio d'ingresso.

Illuminando un fotomoltiplicatore con una delta di Dirac, un segnale di durata infinitesima, si ottiene sull'anodo un impulso di corrente avente durata finita e il cui baricentro è ritardato rispetto alla sollecitazione luminosa del tempo di transito degli elettroni attraverso i vari stadi moltiplicativi. L'ampiezza, la forma e il ritardo in uscita fluttuano variando da impulso ad impulso a parità di eccitazione. Valutandoli in rapporto ai corrispondenti valori medi, tali fluttuazioni si riducono al crescere del numero di fotoni contenuti nell'eccitazione impulsiva.

Il TTS e la variazione di ampiezza in un fotomoltiplicatore dipendono per prima cosa dalla radiazione incidente, ossia dal fatto che questa è concentrata in un solo punto o se è distribuita uniformemente sull'intera superficie del fotocatodo, dalla composizione spettrale della luce, dal suo angolo d'incidenza etc. Ad influenzare le fluttuazioni della risposta ci pensa poi il processo di moltiplicazione: i tempi di transito dei vari elettroni secondari differiscono tra loro nell'ambito dello stesso stadio per effetto di un diverso punto di partenza, per le diverse velocità iniziali e le differenti traiettorie compiute tra due dinodi. La distribuzione delle condizioni iniziali del moto di questi elettroni si può considerare casuale, governata quindi da una legge statistica.

Nei fotomoltiplicatori veloci la geometria degli stadi è studiata in maniera da minimizzare questo effetto. Vengono introdotti elettrodi ausiliari di focalizzazione ed accelerazione e vengono applicate tra stadio e stadio tensioni sufficientemente elevate per ridurre i tempi di transito e di conseguenza anche le loro fluttuazioni.

Il rumore nei fotomoltiplicatori è dovuto principalmente all'emissione termoelettronica del fotocatodo. Anche quando nessun fotone colpisce il fotocatodo, vengono emessi elettroni per effetto termico. L'emissione termoelettronica è dovuta ad eccitazione termica di elettroni dalla banda di

valenza a quella di conduzione, con energia sufficiente a provocarne l'uscita. L'emissione "di buio" dipende dalla temperatura secondo la legge di Richardson (*Rif. 45*):

$$J = C \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{(E_g + E_a)}{KT}} \quad (1.16)$$

dove J è il numero di termoelettroni emessi per cm², T la temperatura assoluta, K la costante di Boltzman (1.38*10⁻¹⁹ joule/°K), C una costante del materiale (per i fotocatodi in genere è pari a 7.5*10²⁰).

La distribuzione di ampiezza degli eventi di buio si discosta da quella della SER soprattutto per la presenza di un elevato numero di impulsi di piccola ampiezza ed a volte per la presenza di impulsi più ampi (*Rif. 48*).

Gli impulsi più piccoli sono principalmente dovuti all'emissione di elettroni da parte dei dinodi e di altri elettroni a valle del fotocatodo, elettroni che non subiscono la piena moltiplicazione attraverso la catena di dinodi. Gli impulsi più grandi sono dovuti ai raggi cosmici, a radioattività di fondo, a bombardamento ionico, ecc. Ad esempio raggi cosmici che incidono sulla finestra di vetro provocano un effetto di scintillazione, rilasciando un alto numero di fotoni. Se gli impulsi di buio fossero dovuti unicamente ad emissione termoelettronica dal fotocatodo la loro distribuzione sarebbe identica a quella della SER.

1.4.2 I fotodiodi.

Un semiconduttore si definisce drogato qualora si innestano nel suo reticolo cristallino degli atomi con valenza minore o maggiore a quella del quarto gruppo. Un atomo avente valenza minore, ad esempio boro, si comporta nel reticolo come uno ione positivo, che sottrae un elettrone dalla banda di conduzione lasciando una lacuna libera di muoversi in banda di valenza. Si parla in questo caso di semiconduttore drogato p e il boro prende il nome di atomo accettore.

Un atomo avente valenza superiore, tipo il fosforo, si comporta invece da ione negativo e nello stabilire i legami con gli altri atomi di semiconduttore libera un elettrone in banda di conduzione. Si parla in questo caso di semiconduttore drogato n, e il fosforo prende il nome di atomo donore.

n e p rappresentano la concentrazione di carica espressa in cm^{-3} . Nel caso di drogaggio n gli elettroni vengono detti portatori maggioritari e le lacune portatori minoritari, viceversa nel caso di drogaggio p. Un semiconduttore con tasso netto di carica nullo viene definito intrinseco, e per esso vale che

$$n = p = n_i \quad (1.17)$$

Due strati di semiconduttore oppostamente drogati formano una giunzione in cui si crea una zona di svuotamento di carica in prossimità del contatto tra i due strati, ovvero un diodo. Se si applica al diodo una tensione in inversa, si genera una debolissima corrente di minoritari tra i due strati di semiconduttore.

Qualora un pacchetto di fotoni viene assorbito, questo genera una serie di coppie elettrone-lacuna che producono una corrente, detta fotogenerata, all'uscita del diodo, o meglio fotodiodo. La zona di svuotamento o di carica spaziale viene considerata l'area attiva di questo fotorivelatore.

La caratteristica I-V del diodo è rappresentata in figura 1.15, **(Rif. 49)** in cui si riporta la corrente di minoritari, denominata in figura come dark current I_D , e la corrente fotogenerata I_{ph} .

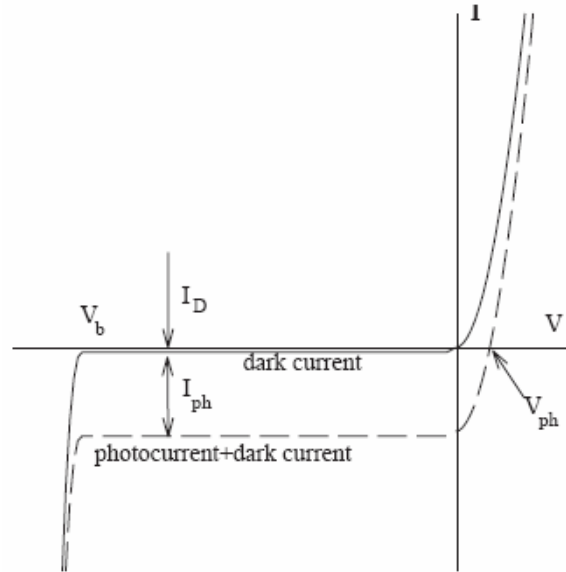


Figura 1.15: Caratteristica I-V di un fotodiode in presenza di una corrente fotogenerata I_{ph} .

Così la corrente del fotodiode operante in inversa può essere scritta come (**Rif. 45**):

$$I = I_D - I_{ph} = I_S (e^{V_a/V_T} - 1) - I_{ph} \quad (1.18)$$

Dove I_S è la corrente di saturazione inversa del diodo (molto piccola), V_a la tensione di alimentazione e V_T la tensione termica pari a KT/q (a T ambiente $V_T = 25$ mV)

Condizione affinché un flusso luminoso venga assorbito dal semiconduttore è che l'energia trasportata da un fotone, $h\nu$, sia maggiore della gap energetica, E_{gap} , tra la banda di valenza e di conduzione. Ciò si può tradurre dicendo che la lunghezza d'onda della radiazione incidente non deve superare un certo valore di soglia λ_{soglia} . La E_{gap} e la λ_{soglia} differiscono in base al tipo di materiale semiconduttore.

Le due condizioni di assorbimento per i semiconduttori si schematizzano come (**Rif. 42**):

$$E_{h\nu} > E_{gap} \quad (1.19)$$

$$\lambda_{h\nu} < \lambda_{soglia} \quad (1.20)$$

La differenza di energia $E_{h\nu} - E_{gap}$ viene così ceduta dal fotone al portatore generato, che transige dalla banda di valenza alla banda di conduzione.

Combinando le due precedenti espressioni otteniamo:

$$\lambda [\mu m] = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_{gap}} = \frac{1.24}{E_{gap}} [eV \cdot \mu m] \quad (1.21)$$

I materiali impiegati per la costruzione di rivelatori per radiazioni sono il silicio, il germanio ed altri ottenuti dalla composizione di elementi del terzo e quinto gruppo della tavola periodica, GaAs, GaP, InGaAsP, etc. Riportiamo in tabella i valori tipici per tre diversi semiconduttori di impiego comune nella realizzazione dei fotodiodi:

	Si	Ge	GaAs
$\lambda_{soglia} \text{ (nm)}$	1110	1880	870
$E_{gap} \text{ (eV)}$	1.12	0.66	1.424

Tab. 1.1

Così l'efficienza quantica massima e la sensibilità arrivano a valori molto elevati, e in alcuni casi si estendono in un intervallo spettrale più ampio rispetto ai PMT (figura 1.16; **Rif. 37**), per via dell'effetto fotoelettrico interno e dello spessore dei materiali utilizzati.

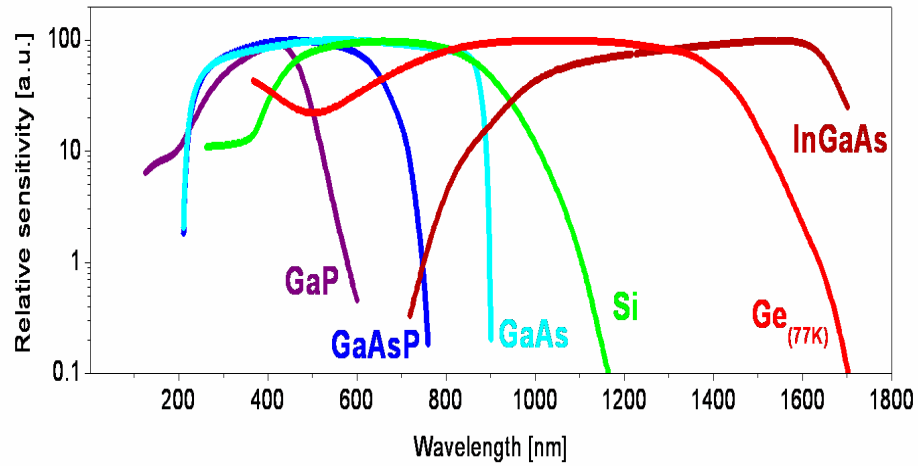


Figura 1.16: Sensibilità per i materiali principalmente utilizzati nella realizzazione dei fotodiodi a semiconduttore, nell'intervallo spettrale delle lunghezze d'onda.

Dalla relazione 1.3 sulla sensibilità si ricava il massimo valore della corrente fotogenerata, definendo P_{in} la potenza ottica incidente, la $I_{ph,max}$ è pari a:

$$I_{ph,max} = \frac{q}{h\nu} \cdot P_{in} \quad (1.22)$$

Questa relazione è valida qualora si considera una QE del fotodiode pari ad uno. Se valutiamo la QE come il numero di fotoni che penetrano nel fotodiode e vengono effettivamente assorbiti lungo il suo spessore d , si ricava:

$$I_{ph,max} = (1 - R) \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot d}) \cdot \frac{q}{h\nu} \cdot P_{in} \quad (1.23)$$

dove R è il coefficiente di riflessione in potenza, α il coefficiente di assorbimento e d è lo spessore del fotodiode considerando una incidenza della luce normale alla sua superficie.

Nel diode polarizzato inversamente si ha la massima caduta di campo nella giunzione. Allora le coppie che vengono fotogenerate nella zona di carica spaziale si muovono con una velocità detta di deriva, proporzionale al modulo del campo elettrico (*Rif. 43*):

$$|\vec{v}| = \mu \cdot |\vec{E}| \quad (1.24)$$

dove μ è la mobilità dei portatori ed $|\vec{E}|$ il modulo del campo elettrico.

La velocità di deriva è superiore alla velocità di diffusione con cui si muovono i portatori generati nelle zone quasi neutre. Questa è una delle ragioni, oltre a delle motivazioni tecniche, per cui un semplice diodo non è adatto alla fotorivelazione, in quanto i portatori che si muovono per diffusione contribuiscono al segnale con una componente troppo lenta. Per ovviare a questo problema si inserisce tra la giunzione una zona di semiconduttore intrinseco, che estende la zona di carica spaziale rendendo la caduta di campo più uniforme lungo il dispositivo. Una struttura di questo tipo prende il nome di fotodiodo PIN, dove I indica il semiconduttore intrinseco. In figura 1.25 (*Rif. 40*) è mostrata la struttura di un fotodiodo PIN e della caduta nelle tre regioni.

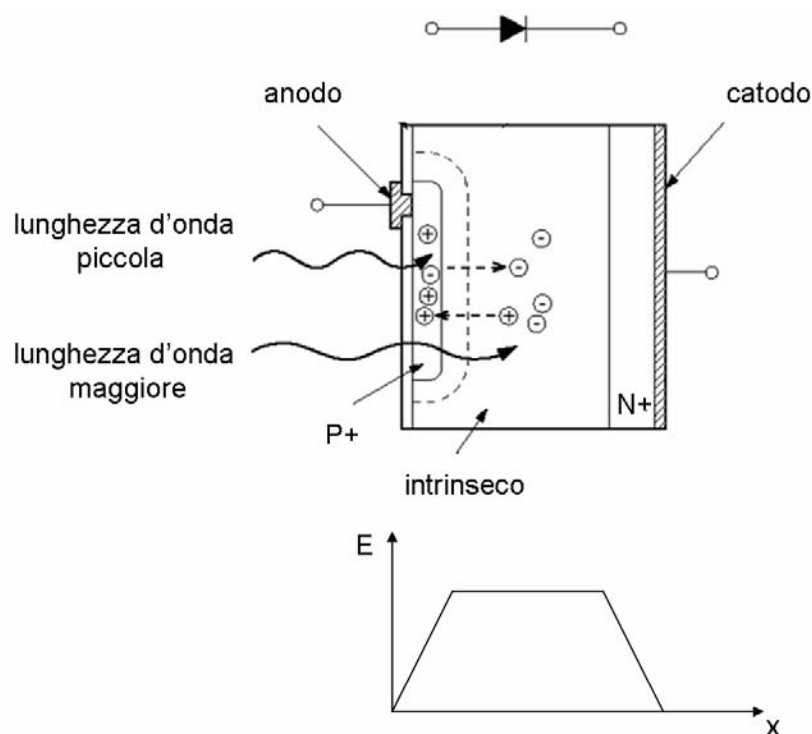


Figura 1.17: Sezione di un fotodiodo PIN in alto e andamento del campo elettrico per una certa tensione applicata (in basso). Viene messo in evidenza il diverso movimento delle cariche minoritarie fotogenerate in zona di carica spaziale e nella regione intrinseca per effetto di due diverse radiazioni incidenti.

Il ruolo del semiconduttore intrinseco è quello di estendere la regione di svuotamento, in modo da rendere il più possibile uniforme l'effetto del campo elettrico, così da non avere forti differenze tra le velocità dei portatori che si muovono nelle diverse regioni di semiconduttore.

In questa condizione, i fotoni con una lunghezza d'onda maggiore, che vengono assorbiti ad una certa profondità all'interno del dispositivo, generano delle coppie elettrone-lacuna che vengono anch'esse direzionate dal campo.

Dopo un impulso di luce inviato sul fotodiodo si deve attendere un certo intervallo di tempo prima che questo dia luogo ad un segnale elettrico di risposta. La velocità di risposta del segnale è dettata dal tempo di transito del segnale nel dispositivo. Nel caso di un PIN ideale, privo del contributo di diffusione, il tempo di transito medio è dato dal rapporto (*Rif. 49*):

$$t_{tr} = \frac{w}{2 \cdot v_s} \quad (1.25)$$

dove w è lo spessore della zona di carica spaziale, il 2 presuppone una profondità media in cui i portatori vengono generati, e v_s è la velocità di deriva conferita dal campo.

I fotodiodi PIN sono in genere veloci, per via del tempo di transito molto breve e abbastanza stabile, e una larga banda di frequenze li rende, in generale, i fotodiodi più utilizzati nell'ambito delle telecomunicazioni. Una limitazione di questi dispositivi, è la mancanza di un meccanismo di guadagno interno. I PIN forniscono in uscita dei segnali molto deboli, che necessitano di stadi esterni di amplificazione, con tutti gli svantaggi che questi comportano, soprattutto per il rumore che introducono nella catena elettronica.

Per ovviare a questo problema si realizzano dei fotodiodi con strutture più complesse, comprensive di stadi interni di guadagno tramite dei processi di moltiplicazione di cariche. Per generare un processo di moltiplicazione di carica si inserisce all'interno del fotodiodo una giunzione con elevata concentrazione di drogante, che riesca a sostenere una elevata caduta di campo elettrico, cosicché i portatori fotogenerati ricevano una energia cinetica tale da strappare delle cariche negli urti con gli ioni fissi del reticolo cristallino, e portarle così in banda di

conduzione. Un fotodiodo di questo tipo prende il nome di APD (Avanche Photon Dioede), una tipica cross-section di questo dispositivo è riportata in figura 1.18 (*Rif. 5*).

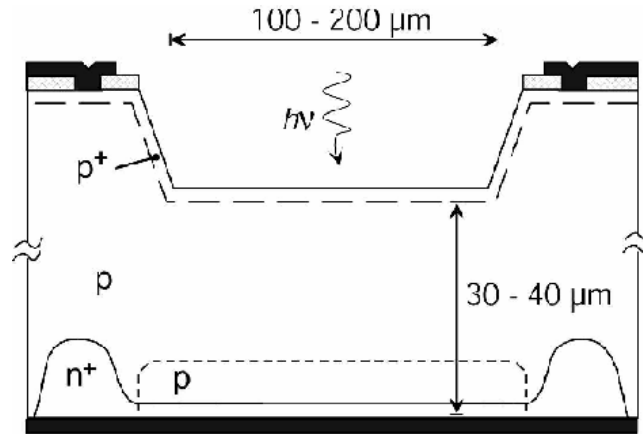


Figura 1.18: Sezione di un fotodiodo APD: la parte superiore è la finestra d'ingresso per la luce, con una superficie sensibile di 100-200 µm; la zona di semiconduttore spessa 30-40 µm rappresenta la zona di assorbimento, mentre in basso è rappresentata la giunzione di moltiplicazione n^+-p .

Il valore limite di tensione applicabile ad un APD è detto di rottura o break down V_b , definito come quel valore di tensione oltre il quale la corrente nel diodo aumenta rapidamente (vedi figura 1.15). Il suo valore dipende dallo spessore della zona di svuotamento e dalla concentrazione di atomi droganti nel semiconduttore (*Rif. 46*). I valori tipici della tensione di polarizzazione per un APD vanno dai 50 ai 500 V a seconda del tipo.

Ciò che si tiene in considerazione durante un processo di moltiplicazione a valanga, è il coefficiente di ionizzazione ad impatto per i due tipi di portatori, elettroni e lacune, indicati tipicamente come α_n per gli elettroni e α_h per le lacune.

In base al tipo di materiale semiconduttore, i coefficienti di ionizzazione assumono valori differenti, e il processo di moltiplicazione viene pilotato dai portatori con coefficiente di ionizzazione maggiore (per il Si gli elettroni, per il Ge le lacune).

I coefficienti di ionizzazione sono definiti come l'incremento di portatori in uno spessore infinitesimo di semiconduttore diviso per la concentrazione di stessa dei portatori. Nel caso di elettroni è pari a (**Rif. 47**):

$$dn = \alpha_n \cdot n \cdot dx \quad (1.26)$$

La ionizzazione causa la generazione di elettroni e lacune addizionali, e se assumiamo che i coefficienti di ionizzazione per i due tipi di portatore siano gli stessi (esempio del GaP), si ricava una relazione per il guadagno pari (**Rif. 47**):

$$M = \frac{1}{1 - \int_{x1}^{x2} \alpha \cdot dx} \quad (1.27)$$

L'integrale è considerato tra $x1$ ed $x2$, una regione della zona di svuotamento in cui la caduta di campo è uniforme e abbastanza elevata per dar luogo alla ionizzazione. L'equazione assume valore infinito quando l'integrale è pari ad uno, che coincide con un processo di moltiplicazione infinito. In realtà la valanga si autosostiene, e il coefficiente di moltiplicazione assume un valor medio $\langle M \rangle$ finito.

Il guadagno medio $\langle M \rangle$ degli APD oscilla in genere tra i 200 e i 300, ed è accompagnato da una certa fluttuazione statistica dovuta alla natura Poissoniana del processo di moltiplicazione. Questa indeterminazione è racchiusa in un fattore correttivo per il guadagno, che dipende dal guadagno stesso e dal rapporto tra i coefficienti di ionizzazione dei due tipi di portatore, dato dall'espressione (**Rif. 31**):

$$F(M) = M \cdot \left(1 + \frac{(1-k)}{k} \cdot \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right) \quad (1.24)$$

$$\text{dove } K = \alpha_h / \alpha_n$$

Come per i fotocatodi, anche per i rivelatori in semiconduttore continua a valere la legge di Richardson sull'emissione termoionica, in cui al posto del lavoro di estrazione troviamo il valore di E_g . La probabilità di emissione di portatori non è identica per tutti gli strati di semiconduttore, poiché incrementando il grado di concentrazione di drogante aumenta il numero di difettosità, definite come trappole energetiche. Queste si collocano tra le due bande energetiche, e catturano i portatori che transigono dalla valenza alla conduzione, rilasciandoli dopo un certo intervallo di tempo. Se i livelli trappola si collocano in prossimità delle bande, basta una piccola variazione di temperatura per fornire una energia sufficiente a liberare i portatori e mandarli in banda di conduzione.

Oltre al contributo termoelettronico, nei fotodiodi PIN ed APD assume una certa rilevanza la corrente di minoritari. In assenza di radiazione luminosa tutti i fotodiodi mostrano una conducibilità finita e si può osservare un livello di corrente costante, detta di buio. Se le fluttuazioni sul valor medio di questo contributo di rumore sono elevate, i segnali prodotti per assorbimento ottico vengono allora oscurati.

2 *Il modo di conteggio SPAD.*

2.1 *Dal regime operativo lineare al Geiger Mode: lo SPAD.*

Nella misura di segnali luminosi deboli e di breve durata, il limite ultimo di risoluzione è il fotone. L'esigenza di rivelare i singoli fotoni nasce dal fatto che in queste particolari condizioni si è in presenza di intensità talmente basse che risulta indispensabile l'impiego di dispositivi molto sensibili. Già nel 1960 alcuni studi, condotti soprattutto da R.H.Haitz, avevano dimostrato la possibilità, da parte dei diodi APD, di rivelare minime quantità di luce; ma solo dopo gli anni '80 i miglioramenti conseguiti nella tecnologia di produzione dei dispositivi a semiconduttore, hanno portato alla realizzazione degli SPAD (Single Photon Avalanche Diode), rivelatori di singoli fotoni, rendendoli per certi versi concorrenti ai tubi fotomoltiplicatori (PMT), nonché ad altri rivelatori a stato solido, quali APD, fotodiodi ibridi e matrici CCD.

In letteratura si indica come SPAD un dispositivo in grado di fornire in uscita segnali di corrente direttamente amplificati come risposta ad un singolo fotoelettrone prodotto. In realtà lo SPAD non differisce come struttura da altri fotodiodi a valanga presenti in commercio, ciò che cambia è il regime operativo. Mentre con il termine APD si indica un fotodiodo a valanga operante in regime lineare con alimentazione fissata ai suoi capi, con il termine SPAD si indica un dispositivo dato dal complesso di un sensore monolitico ed di un particolare circuito, detto di quenching. L'accoppiamento con il circuito di quenching permette al fotodiodo di operare in una condizione digitale di on-off sul singolo fotoelettrone, il cosiddetto "Geiger Mode". Un fotodiodo operante in modalità Geiger è a tutti gli effetti un contatore di fotoni.

L'evoluzione di tali sensori in termini di prestazioni su segnale ottico, quali velocità di risposta, sensibilità, rumore di buio, circuiti di quenching è uno dei

campi più aperti dal punto di vista scientifico, tecnologico ed economico per l'elettronica moderna.

2.2 Conteggio di fotoni, Single-Photon Avalanche Diode e circuiti di quenching.

Lo SPAD è un rivelatore a stato solido a semiconduttore con sezione e struttura simili ad un APD, ma con principio di funzionamento diverso, che permette di generare un impulso di corrente per valanga di portatori carichi a partire da un singolo fotoelettrone. Questo regime operativo è chiamato Geiger Mode e lo SPAD funge da contatore di fotoni anche per sorgenti luminose molto deboli. Il regime operativo Geiger permette al dispositivo di avere un comportamento monostabile su segnale.

Il fotodiodo viene polarizzato inversamente ad una tensione V_a , superiore al valore nominale di breakdown V_b , con un valore di tensione in eccesso V_{ex} che in genere viene scelta tra il 10 e il 30% del breakdown stesso, entro i limiti di rottura del dispositivo. Con l'utilizzo di particolari circuiti, detti di quenching, il diodo è mantenuto in uno stato forzato di quiescenza al valore di tensione V_a . La giunzione p-n del fotodiodo ha una concentrazione di drogante molto elevata, cosicché la zona di carica spaziale si comporta come un condensatore che immagazzina una grossa quantità di carica sulle proprie facce.

Quando un fotone viene assorbito nel semiconduttore, la coppia elettrone-lacuna generata si separa e i portatori si dirigono nelle zone per loro maggioritarie, attraversando la zona di carica spaziale. In questa il portatore, detto "primario", viene rapidamente accelerato da un'elevata caduta di campo elettrico, innescando velocemente una vera e propria valanga di cariche. Una tensione superiore al breakdown dà luogo ad un guadagno che, a seconda dei casi, arriva anche a 10^8 portatori. La capacità di giunzione a questo punto si scarica verso l'esterno, producendo una corrente macroscopica, e di contro la tensione sul diodo si

abbassa istantaneamente al valore di breakdown, spegnendo la corrente nel diodo. Dopo un certo intervallo di tempo il circuito di quenching riporta la tensione al valore nominale V_a , sicché il fotodiodo è pronto a rivelare un altro fotone.

La caratteristica corrente-tensione si muove in tempi molto rapidi su due fasi racchiuse tra due punti di lavoro, che coincidono con la condizione di acceso e di spento, rispettivamente sui valori di tensione di alimentazione e di breakdown. In figura 2.1 sono rappresentate le diverse fasi del diodo sulla sua caratteristica I-V.

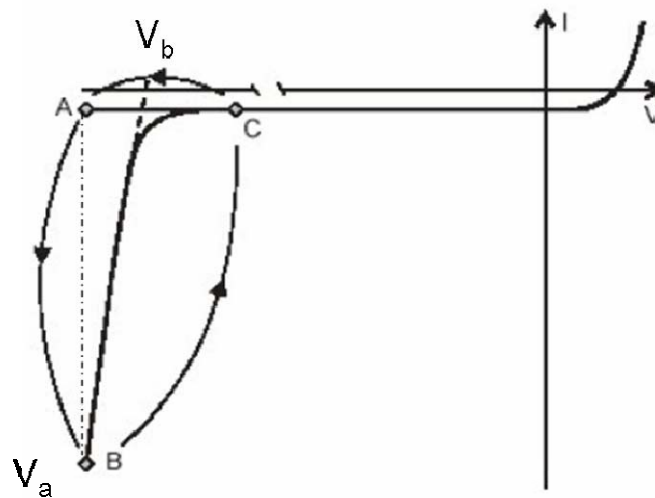


Figura 2.1: Caratteristica I-V di un fotodiodo operante in Geiger Mode.

La transizione B→C rappresenta la fase di quenching o spegnimento della valanga, mentre la fase intermedia tra i punti C e A è detta di “hold off”, in cui la caduta di tensione sul diodo non è sufficiente per produrre una valanga di portatori; la transizione finale A→B, detta fase di “hold on”, ripristina la tensione sul diodo al valore V_a , a questo punto lo SPAD è pronto per rivelare un altro fotone. Questa condizione operativa è ottenuta con i circuiti detti di quenching.

I tempi di commutazione della corrente e della tensione vengono gestiti sia dai parametri del diodo, quali la capacità di giunzione e la resistenza interna, e sia da quelli del circuito di quenching. Nel caso di circuiti con soli componenti passivi si parla di PQC (Passive Quenching Circuit), mentre i circuiti con componentistica attiva vengono detti AQC (Active Quenching Circuit).

Il PQC è un circuito molto semplice, realizzato con un solo resistore di polarizzazione che fa da partitore di tensione con il diodo in fase di ricarica. Un AQC si può realizzare invece in più modi, a seconda dello SPAD e dei tempi di hold off minimi che si vogliono ottenere; in genere si può schematizzare come un circuito retroazionato che in tempi molto rapidi spegne il segnale di valanga e ripristina la tensione sul fotodiodo al valore di polarizzazione.

2.3 *Tipi di fotodiodi SPAD e loro condizioni operative.*

Come detto in precedenza, lo SPAD è un fotodiodo che opera ad una tensione superiore a quella del breakdown. La tensione di polarizzazione V_a eccede il valore di V_b per una tensione in eccesso $V_{ex} = (V_a - V_b)$ che influenza, in base alle prestazioni richieste al fotodiodo, la scelta di una particolare struttura per il diodo rispetto ad un'altra. La V_{ex} non è un parametro da prendere in considerazione singolarmente, ma va rapportato al valore di V_b , che può variare dai 10 ai 500 V a seconda della dimensioni della giunzione e della concentrazione dei droganti. Di conseguenza la V_{ex} varia in base al tipo di dispositivo tra 1 e 50 V.

In genere gli SPAD sono realizzati con aree attive circolari e si distinguono in due tipologie, quelli con area attiva “piccola” con diametro che va dai 10 ai 100 μm e quelli con area attiva “grande”, con diametro che va dai 150 ai 500 μm . Ciò comporta delle nette differenze in termini di condizioni operativi e prestazioni su segnale. In figura 2.2 (a) è rappresentata la sezione verticale di uno SPAD con area attiva piccola e in 2.2 (b) quella con area attiva spessa (struttura nota come reach-through) (*Rif. 8*).

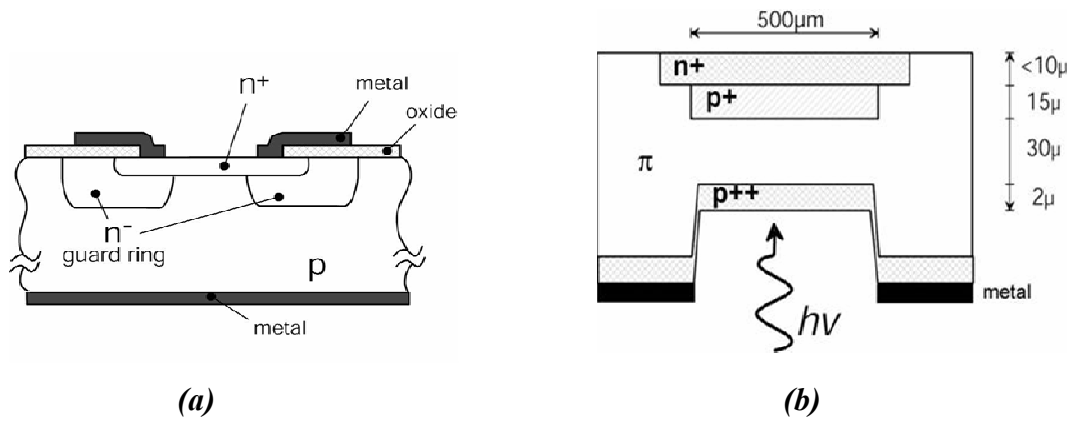


Figura 2.2: (a) Sezione di un SPAD con area attiva piccola: si nota sulla parte superiore, la finestra di ingresso nello strato n^+ , la zona di carica spaziale, coincide con quella di valanga, e si estende nella giunzione formata con lo strato p sottostante, in genere per una profondità di $1\ \mu\text{m}$; la due zone n^- sono gli anelli di guardia per la riduzione della corrente di leakage. (b) Sezione di uno SPAD con area attiva grande (struttura reach-through): la zona di assorbimento ottico, formata dalla zona p^{++} e dalla regione intrinseca π , è separata dalla zona di valanga n^+p^+ in alto; si nota inoltre che la zona di valanga si estende per una profondità maggiore di $10\ \mu\text{m}$.

Le due strutture sono differenti nelle dimensioni, nelle tensioni operative, nel meccanismo di assorbimento della luce, nella velocità di risposta al segnale ottico, nelle fluttuazioni statistiche della valanga, nel guadagno in carica e nel dark count.

2.4 L'efficienza di rivelazione.

Affinché un fotone venga rivelato non è sufficiente che sia assorbito in zona di carica spaziale, ma è anche necessario che la coppia elettrone-lacuna prodotta sia in grado di innescare il processo di valanga. Il prodotto tra l'efficienza di assorbimento e probabilità d'innescio della valanga fornisce l'efficienza di rivelazione dello SPAD.

Se la luce non è perfettamente focalizzata nella zona sensibile, per le piccole dimensioni del dispositivo, l'efficienza di raccolta per i fotoni si riduce

pesantemente per via della scarsa efficienza geometrica, data dal rapporto tra area sensibile ed area soggetta ad illuminazione.

Una volta raggiunta l'area attiva, il numero di fotoni viene effettivamente scalato per l'efficienza quantica, che dipende dal coefficiente di assorbimento α , che a sua volta è funzione della temperatura e dell'energia del fotone incidente, come rappresentato in figura 2.3 (*Rif. 16*). Il silicio è uno dei materiali maggiormente utilizzati nella realizzazione degli SPAD, per via dell'elevato coefficiente di assorbimento che garantisce una buona efficienza quantica nel range del visibile, fino ad arrivare nel vicino infrarosso.

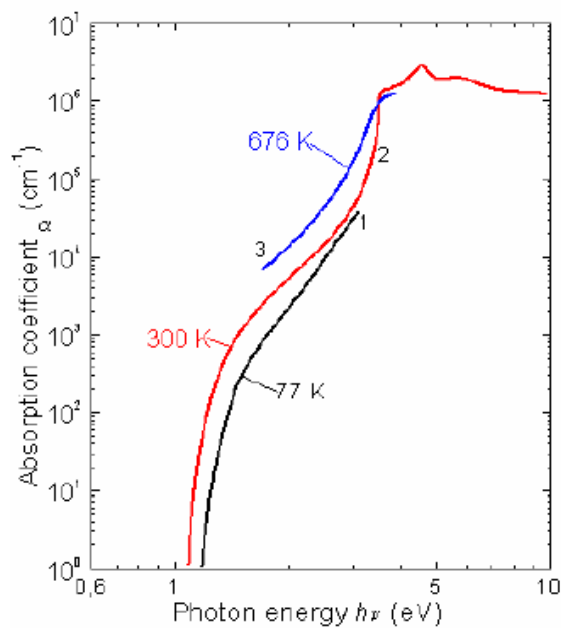


Figura 2.3: Coefficiente di assorbimento del silicio a varie temperature ($^{\circ}\text{K}$), in funzione dell'energia dei fotoni incidenti.

Possiamo schematizzare l'efficienza di rivelazione come il prodotto tra un'efficienza di assorbimento ed una probabilità d'innesco della valanga da parte della coppia elettrone lacuna fotogenerata. L'efficienza di assorbimento è un parametro adimensionale che scala il numero di fotoni giunti nella finestra di accettazione per il valore (*Rif 16*):

$$\eta_{ass} = (1 - R) \cdot e^{(-\alpha D)} \cdot [1 - e^{(-\alpha W)}] \quad (2.1)$$

dove:

- $1-R$ è il coefficiente di trasmissione per la superficie d'impatto della luce sul materiale;
- $e^{(-\alpha \cdot D)}$ è la percentuale di fotoni persi nello strato morto di spessore D , che precede l'arrivo dei fotoni nella giunzione attiva (in genere dello stesso materiale);
- $1 - e^{(-\alpha \cdot w)}$ è la percentuale di fotoni realmente assorbiti nello spessore W di carica spaziale;

Una volta che il fotone viene assorbito, la coppia elettrone-lacuna deve essere in grado di generare una valanga, tale probabilità è chiamata efficienza di innesco e dipende fortemente dalla tensione in eccesso sulla giunzione, dalla profondità a cui il fotone viene assorbito e dal tipo di portatore che innesca la valanga (diversi coefficienti di ionizzazione tra elettrone e lacuna). Per i diodi con bassa tensione di breakdown l'efficienza di innesco cresce molto rapidamente con l'aumentare della tensione applicata al fotodiodo, in riferimento al rapporto V_{ex}/V_B .

L'efficienza quantica DE è quindi data dal prodotto dell'efficienza di assorbimento per la probabilità d'innesco della valanga, ed è funzione della V_{ex} . In figura 2.4 (*Rif. 5*) è riportata l'efficienza di rivelazione per uno SPAD con zona attiva sottile.

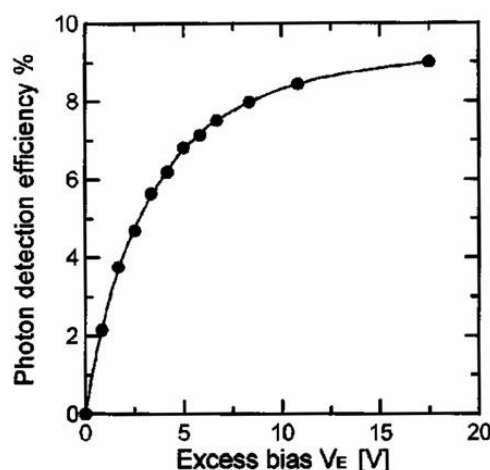


Figura 2.4: Andamento dell'efficienza di rivelazione di un fotodiodo SPAD con con spessore della zona di carica spaziale di 1 μm e breakdown di 16 V, in funzione della tensione in eccesso.

Gli SPAD con volume attivo sottile vengono mantenuti in condizioni operative tali da avere efficienza di rivelazione del 40-50% per lunghezze d'onda compresa tra i 400 e i 500nm ad tensione di eccesso tipicamente del 20% rispetto a V_b , declinando al 30% nei 630 nm, per poi tendere a zero nel lontano infrarosso. Quelli con volume attivo spesso hanno in media una profondità di giunzione di 150 μm , grazie agli strati intrinseci, ed una efficienza quantica superiore al 60% a 500nm con banda spettrale che supera i 1000nm.

2.5 *La risposta temporale.*

Il modo di conteggio SPAD fa sì che i fotodiodi rispondano anche ad un solo fotone assorbito per un impulso di luce inviato, ed il loro impiego nelle tecniche di correlazione temporale permette di ricostruire dei profili luminosi con elevata risoluzione, per impulsi ottici di bassa intensità.

L'indeterminazione intrinseca introdotta dagli SPAD nelle distribuzioni temporali è legata alla diversa concentrazione di carica nel volume attivo, che può innescare differenti processi di valanga, a partire da punti diversi in cui i fotoni vengono assorbiti. Ciò fa sì che se si considera una sorgente di luce ideale (priva di fluttuazioni statistiche), che invia sul dispositivo una serie di impulsi ripetuti di luce, risulta che i tempi di risposta dei rispettivi segnali dello SPAD non siano effettivamente identici uno con l'altro. Questo perché in base al punto del volume attivo in cui il portatore primario viene generato, l'innescamento di una valanga può risultare più o meno rapido rispetto ad un'altra innescata in un punto differente. La ragione di ciò si lega al fatto che la concentrazione di carica nel volume attivo non è uniformemente distribuita, per via dei difetti in fase di realizzazione del fotodiodo. In genere si ha nella zona centrale dell'area attiva una concentrazione maggiore rispetto alle zone laterali (*Rif. 12*), con tempi di innescamento più rapidi. Questa indeterminazione costituisce il TTS dello SPAD.

Il tempo che intercorre tra lo stato di quiescenza dello SPAD e la produzione di una valanga coincide con il fronte di salita del segnale di corrente e marca il

tempo di arrivo del fotone; questo tempo di arrivo è valutato comprensivamente dell'indeterminazione discussa in precedenza.

I portatori generati al di fuori dell'area attiva si muovono verso la zona di carica spaziale o per diffusione o per un minore effetto di campo elettrico, ed impiegano così un certo ritardo per innescare la valanga. Un portatore primario che si muove con velocità inferiore entra quindi con un certo ritardo in correlazione con l'impulso ottico che lo ha generato, aggiungendo una componente lenta nella distribuzione temporale. L'andamento tipico della risoluzione temporale di uno SPAD è riportato in figura 2.5 (**Rif. 8**).

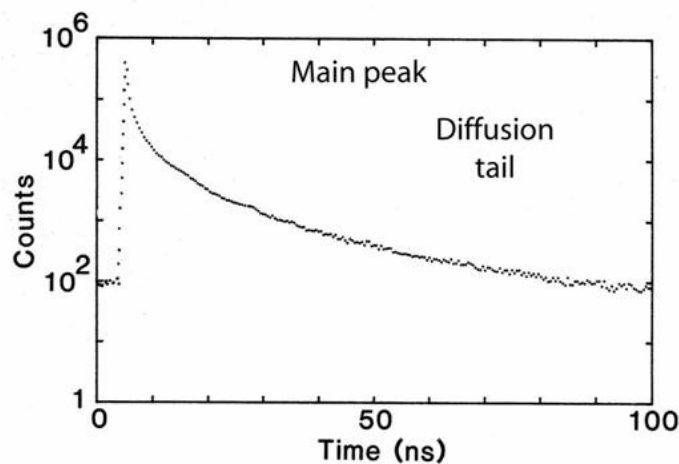


Figura 2.5: Tipica distribuzione temporale della risposta di uno SPAD ad un impulso di luce ultrabreve. Il picco veloce (Main peak) è dovuto al TTS del segnale di valanga, la coda lunga è dovuta ai fotoelettroni generati al di fuori della zona di carica spaziale e che si muovono per diffusione.

Il picco principale è dovuto all'indeterminazione dei portatori primari generati in zona di carica spaziale, mentre la coda lenta è dovuta ai fotoni che vengono assorbiti nelle zone quasi neutre. Il picco principale ci dà la risoluzione dello spettro tempo. Osserviamo inoltre nella parte sinistra della figura un livello di fondo costante verosimilmente dovuto al dark count.

Così come l'efficienza di rivelazione, anche la risoluzione nella risposta temporale dello SPAD migliora con l'aumentare della V_{ex} . Migliora perché con una caduta di campo maggiore il TTS si riduce, in quanto tutti i processi di spostamento e raccolta di cariche avvengono più rapidamente (figura 2.6, **Rif. 5**).

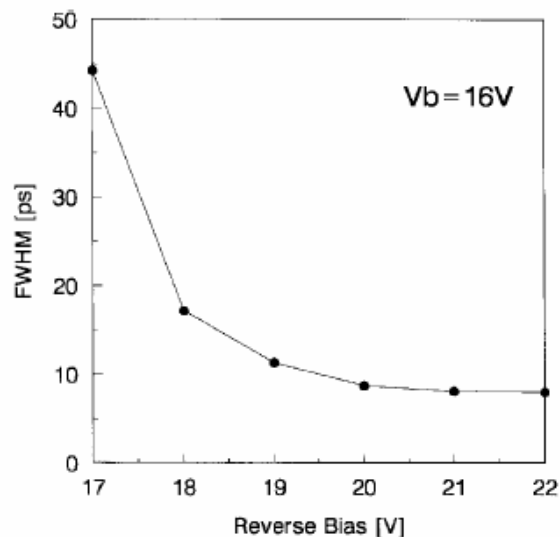


Figura 2.6: Andamento della risoluzione temporale di uno SPAD con spessore del volume attivo sottile e tensione di breakdown di 16 V in funzione della tensione di polarizzazione.

2.6 *Il rumore intrinseco: generazione termica ed afterpulsing.*

In tutti i semiconduttori vi è un continuo processo di generazione termica di coppie elettrone–lacuna che, per l’equilibrio di carica, è bilanciato da un successivo processo opposto di ricombinazione dei portatori. In uno SPAD polarizzato con tensione superiore al breakdown, i portatori generati termicamente possono innescare una valanga qualora non venissero rapidamente ricombinati.

Nonostante il dispositivo sia tenuto al buio, senza che vi sia assorbimento alcuno di fotoni, si ha un certo tasso di segnali spuri, ovvero un dark count. L’emissione termica di portatori nella zona di carica spaziale differisce da quella delle zone quasi neutre. Questo perché la probabilità di emissione è legata alla densità di carica nel semiconduttore e ai livelli energetici in cui i centri di generazione, o trappole, si collocano. Nelle zone quasi neutre la densità di carica è molto più piccola rispetto agli strati che formano la zona sensibile, inoltre

un'elevata concentrazione di drogante incrementa le difettosità nel cristallo, rendendo non uniforme la distribuzione delle trappole nella gap energetica.

Per un semiconduttore intrinseco, o quasi, si assume una probabilità di emissione (nel caso di elettroni) pari a (**Rif. 46;47**):

$$e_{n_i} = A_{n_i} \cdot n_i \cdot e^{\left(-\frac{E_{gap}}{KT}\right)} \quad (2.2)$$

dove A_{n_i} è un termine supposto costante con la temperatura, n_i è la densità di carica in un semiconduttore intrinseco. Per le zone altamente drogate la forma di questa espressione cambia. I difetti nel semiconduttore incrementano in fase di drogaggio, quali atomi differenti e i droganti che provocano delle irregolarità nel reticolo cristallino. Questi fungono da centri di generazione e si collocano in genere nel livello di energia proibita, tra la banda di valenza e quella di conduzione, fungendo da trappole energetiche per i portatori. A seconda della posizione in cui questi si collocano provocano un effetto diverso, dando un diverso contributo al dark count del fotodiodo. Se si collocano in prossimità del centro della gap proibita si comportano da centri di generazione termica, come detto in precedenza, se invece si collocano molto in prossimità delle bande energetiche, basta una piccola variazione di energia, per diverse ragioni (temperatura, effetti di induzione, ecc), che i portatori intrappolati vengano liberati in banda di conduzione. La relazione 2.2 diventando allora (**Rif. 46;47**):

$$e_{n_d} = A_{n_d} \cdot n_d \cdot e^{\left(-\frac{E_{gap}}{2KT}\right)} \quad (2.3)$$

dove A_{n_d} e n_d hanno lo stesso significato della relazione precedente, ma in riferimento ad un semiconduttore drogato; nella relazione (**2.3**) si assume una posizione delle trappole pari ad un valor medio della gap energetica.

I due contributi di emissione si sommano, ma prevale nettamente quello dovuto agli strati ad elevato drogaggio.

Una sostanziale diminuzione del dark count di uno SPAD si può ottenere in fase di progetto e di realizzazione, riducendo il più possibile la densità di difetti ed impurità nel silicio che fungono da centri di generazione. In condizioni operative è anche possibile ridurre il tasso di conteggi di buio riducendo la tensione in eccesso applicata al fotodiodo, che tuttavia ne ridurrebbe anche l'efficienza di rivelazione. Una sostanziale riduzione del dark count si ha raffreddando il dispositivo, vista la dipendenza esponenziale con la temperatura da parte dei centri di generazione.

Durante una valanga un'elevata quantità di carica attraversa la zona di carica spaziale, cosicché alcuni portatori vengono catturati dalle trappole energetiche e rilasciati dopo un certo intervallo di tempo. Questo meccanismo di rilascio da parte delle trappole avviene in tempi più o meno rapidi, ed è correlato al precedente segnale di valanga. Se un portatore liberato trova una caduta di tensione sufficiente ad innescare nuovamente la valanga si manifesta un evento detto di afterpulsing. Il processo di intrappolamento e rilascio è mostrato in figura 2.7 (*Rif. 8*).

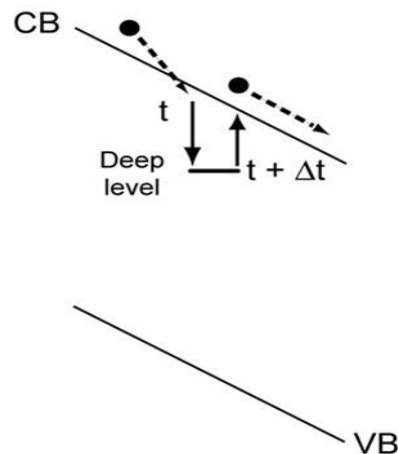


Figura 2.7: Schematizzazione del fenomeno dell'intrappolamento energetico con successivo rilascio del portatore dopo un tempo Δt .

L'afterpulsing causa un aumento del dark count e nel caso di segnale ottico provoca una correlazione spuria con l'impulso elettrico fotogenerato in precedenza, che si ripercuote sulla distribuzione temporale distorcendone la forma. Il fenomeno dell'afterpulsing dipende dalla tensione in eccesso sul

fotodiodo, in quanto la probabilità d'intrappolamento dipende dalla quantità di carica che attraversa la giunzione. L'afterpulsing è un fenomeno statistico e in genere si parla di probabilità di afterpulsing P_{ap} distribuita nel tempo (figura 2.8; *Rif. 8*).

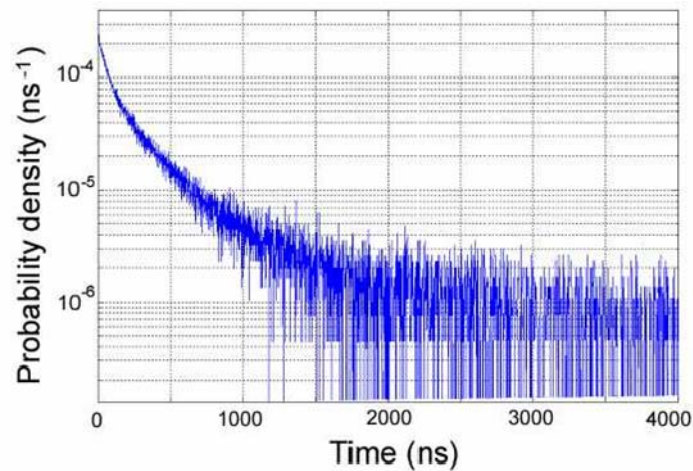


Figura 2.8: Andamento nel tempo della probabilità di afterpulsing valutata con un circuito AQC.

Una soluzione per contenere il fenomeno dell'afterpulsing è quella di ridurre il tempo di spegnimento della valanga per diminuire il numero di cariche che attraversano il dispositivo, e successivamente tenere bassa la tensione di polarizzazione per una durata tale da annullare la probabilità d'innescio da parte di questi eventi. Vedremo meglio il processo nei prossimi paragrafi quando si parlerà dei circuiti di quenching attivi.

2.7 Il circuito di Quenching Passivo.

Un circuito di quenching passivo o PQC (Passive Quenching Circuit) è costituito da una resistenza R_L connesso in serie ad uno dei due morsetti del diodo, in maniera tale da formare un partitore di tensione sull'alimentazione. La scelta della resistenza, detta di polarizzazione, dipende dalle dimensioni della resistenza interna del diodo, ed è in genere $\geq 50 \text{ K}\Omega$. L'altro morsetto del diodo viene connesso ad un carico di bassa impedenza su cui si sviluppa il segnale di tensione in uscita, come ad esempio i 50Ω di un cavo coassiale.

Lo schema di un PQC è mostrato in 2.9 (**Rif. 5**) e per comprendere le tre fasi dello SPAD, valanga, spegnimento e ricarica, si fa riferimento al circuito equivalente riportato nella parte (b) della figura. Il fotodiodo è schematizzato come un interruttore, e R_D e C_D sono rispettivamente la resistenza interna del diodo e la capacità di giunzione, mentre C è la capacità parassita vista verso massa dal nodo di collegamento tra il diodo e resistore di polarizzazione.

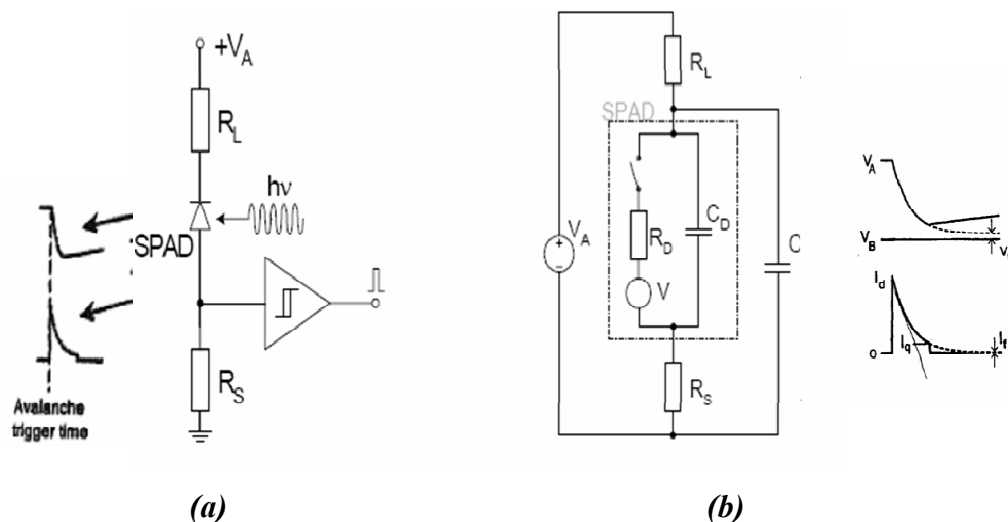


Figura 2.9: (a) Schema circuitale del PQC e modello equivalente (b); vengono riportate in figura l'andamento della tensione e della corrente ai capi del diodo.

Definendo I_D e $V(t)$ rispettivamente la corrente e la tensione sul diodo, con $V_{ex} = V_a - V_b$, possiamo esprimere la corrente $I_D(t)$ in uscita dal diodo con la relazione (dalla 2.4 alla 2.9 **Rif. 5**):

$$I_D = \frac{V(t) - V_b}{R_D} \quad (2.4)$$

la dipendenza dal tempo della tensione sul diodo è dovuta alle transizioni dal valore V_a al valore di breakdown V_b in fase operativa.

Quando lo SPAD si trova in quiescenza su di esso non passa corrente, questa situazione corrisponde alla fase di interruttore aperto, e sul diodo cade tutta la tensione di alimentazione. Successivamente alla produzione di una corrente di valanga, sul carico R_s si sviluppa il segnale di tensione in uscita, che nel circuito equivalente corrisponde alla situazione di interruttore chiuso. La tensione sul diodo crolla rapidamente verso il valore V_b e il segnale di corrente si spegne attraverso la scarica delle due capacità C_D e C sul parallelo delle resistenze R_D ed R_L . In realtà la corrente e la tensione sul diodo tendono ai valori asintotici I_f e V_f , molto prossimi rispettivamente a zero e al valore di breakdown:

$$V_f = V_b + R_D \cdot I_f \quad (2.5)$$

$$I_f = \frac{V_a - V_b}{R_L + R_D} \quad (2.6)$$

Questa è la fase detta di quenching, e la scarica di corrente avviene con una costante di tempo pari a:

$$\tau_q = (C_D + C) \cdot \frac{R_D \cdot R_L}{R_D + R_L} \cong (C_D + C) \cdot R_D \quad (2.7)$$

La quantità di carica prodotta da un impulso di valanga è data dall'espressione:

$$Q_{pqc} = (V_a - V_f) \cdot (C_D + C) \quad (2.8)$$

Dopo un certo periodo di tempo inizia la fase di ricarica delle due capacità C_D e C attraverso la resistenza di polarizzazione R_L , con durata pari alla somma dei tempi di hold off e di hold on. La tensione sul diodo si riporta al valore di alimentazione con un tempo

$$\tau_r = R_L \cdot (C_D + C) \quad (2.9)$$

A questo punto lo SPAD è pronto per generare un nuovo impulso di corrente.

Se consideriamo uno SPAD con area attiva piccola, i valori della resistenza R_D si aggirano nell'intorno di 1-2 K Ω e la capacità C_D di giunzione è tipicamente ≤ 1 pF, mentre C dipende molto da come è fatta la rete circuitale, ma in generale è $<$ di C_D . Per una R_L di 100 K Ω e la somma delle due capacità di 1 pF, si ha una costante di tempo di ricarica di 200 ns.

Se un fotone arriva immediatamente dopo un impulso di valanga, nella fase di hold off, la probabilità che questo venga rivelato è nulla, perché la tensione sul diodo è ancora troppo bassa per generare un impulso. Nella fase di hold on, lo SPAD è in grado di rivelare un fotone anche se la tensione non ha ancora raggiunto il valore di alimentazione, poiché questa può essere sufficiente ad innescare una valanga anche ad un valore inferiore a V_a . In questo caso l'impulso di uscita ha una ampiezza, minore.

Nel caso di misure ad elevata frequenza di ripetizione di impulsi, la lunga ricarica del PQC costituisce un limite sul massimo numero di impulsi contati, dato che quelli giunti in fase di ricarica possono avere una ampiezza troppo bassa per produrre un segnale di tensione discriminabile o non generare affatto la valanga.

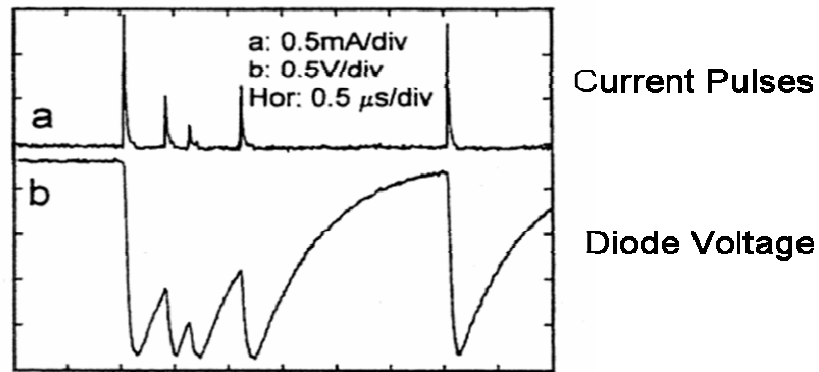


Figura 2.10: Risposta del PQC nel caso di impulsi ottici con elevata frequenza di ripetizione, si nota la presenza di impulsi di corrente con ampiezza inferiore (**Rif 5**).

Il circuito di quenching passivo ha pertanto dei limiti a livello applicativo sul conteggi di impulsi.

Un altro problema del PQC, legato ai tempi lunghi di spegnimento della valanga, è un alto contributo di afterpulsing al dark count complessivo. Il tempo di spegnimento della valanga risulta essere lungo, cosicché si ha un'alta densità di trappole energetiche popolate ed un'elevata probabilità di afterpulsing.

Le prestazioni dello SPAD in termini di conteggio di fotoni e spegnimento del tempo di valanga, con conseguente riduzione dell'afterpulsing, vengono migliorate se si utilizza un circuito di quenching attivo.

2.8 Il circuito di Quenching attivo

Le prestazioni di uno SPAD nel conteggio di impulsi possono essere migliorate se si utilizza un circuito di quenching attivo che spegne velocemente la valanga di portatori e riporta in un tempo breve e regolabile la tensione sul diodo al valore di alimentazione. In figura 2.11 (**Rif. 5**) sono riportati lo schema e il principio di funzionamento di un AQC (Active Quenching Circuit) in due

differenti configurazioni, rispettivamente con due terminali del diodo (a) ed uno (b) connessi all'ingresso di un comparatore.

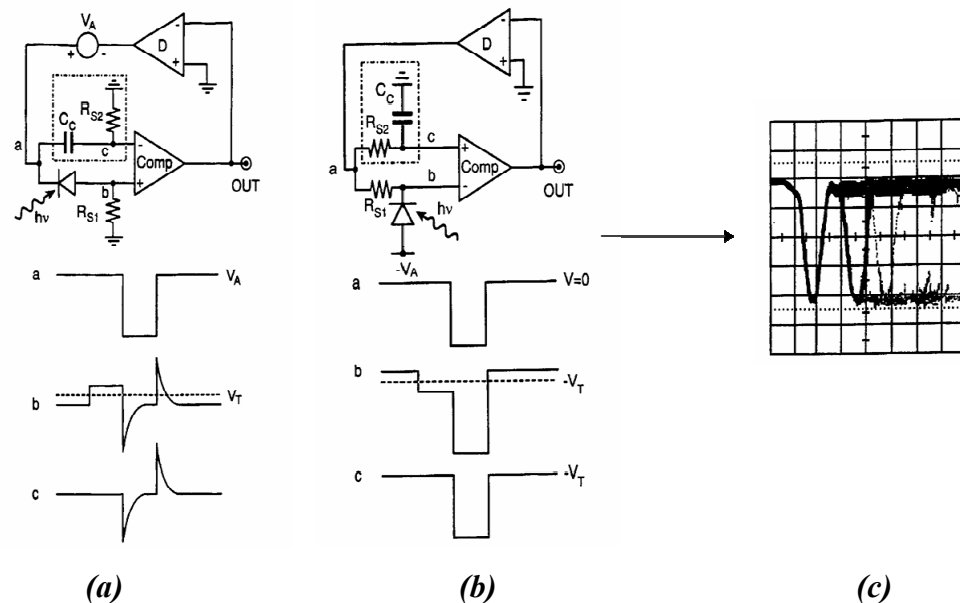


Figura 2.11: Rappresentazione di due modelli per circuiti di quenching attivo: con due terminali connessi al circuito di quenching (a) e con uno solamente (b). Nella figura (c) il segnale in uscita dal comparatore in coincidenza con un impulso di valanga. Il primo circuito funziona bene con fotodiodi aventi tensione di breakdown non troppo elevate, mentre il secondo opera per qualsiasi valore di breakdown.

Il principio di funzionamento di un AQC è suddiviso in più passi, regolati con le transizioni dello SPAD. Il fotodiodo sviluppa un segnale di tensione su un carico resistivo connesso all'ingresso di un comparatore veloce, che scatta con un opportuno valore di soglia, fornendo in uscita un impulso logico. L'impulso logico fa da riferimento per il segnale di valanga in uscita dallo SPAD e comanda una rete di retroazione che, in tempi molto rapidi, spegne la valanga, portando la tensione del diodo al valore di break down. Successivamente questo valore di tensione viene mantenuto fisso per un tempo sufficiente da far scaricare le trappole energetiche popolate e ridurre così il fenomeno dell'afterpulsing.

I due circuiti in figura si basano sullo stesso principio di funzionamento, la differenza sta nel fatto che il circuito di figura (a) funziona bene per SPAD con break down basso mentre il secondo lavora anche con break down elevato. Nel circuito (a) entrambi i contatti dello SPAD sono collegati al circuito di quenching, e nel caso di break down elevato, con impulsi random emessi dallo SPAD, delle

grosse variazioni sulla tensione in eccesso si ripercuoterebbero sui tempi di commutazione degli stadi attivi del circuito rendendoli instabili. Nel modello di figura (b), il diodo ha un terminale libero dal circuito, collegato all'alimentazione, così le variazioni di tensione sullo SPAD si ripercuotono solo sul primo comparatore (**Rif. 5**), non influenzando le prestazioni del resto del circuito.

Il circuito è connesso con il carico R_S e la soglia del comparatore è mantenuta tipicamente ad un valore basso per essere sensibile anche a segnali con ampiezza piccola. Lo stadio D è un invertitore di tensione che riceve in ingresso l'impulso logico negativo di figura 2.11 (c) e fornisce in uscita un segnale di tensione positivo che si somma all'alimentazione, cosicché la tensione sul diodo si abbassa velocemente e la valanga stessa è spenta. Il tempo morto del rivelatore è gestito da un circuito monostabile esterno (non rappresentato in figura) e la rete $R_{S2}C_C$ ha dimensioni tali che la resistenza sia uguale a quella di carico e la capacità sia confrontabile con quella di giunzione del diodo, per compensare i due ingressi del comparatore e ridurre la reiezione di modo comune. Il circuito monostabile esterno ha il ruolo fondamentale di regolare sul sensore il tempo di hold off, la cui durata ha un limite inferiore dato dal tempo di rilascio delle trappole di afterpulsing, facendo sì che questo fenomeno non diventi predominante nel tempo successivo alla valanga, alterando il conteggio di segnali utili. Per SPAD con volumi attivi sottili in genere si scelgono tempi di hold off compresi tra i 100 e i 400ns per mantenere la probabilità di afterpulsing al di sotto dell'1%.

I tempi di funzionamento dello SPAD sono dettati dal circuito, rimandiamo la loro trattazione dettagliata ai molteplici articoli che trattano l'argomento, in particolare ai **Rif. 5, 7, 8, 12**.

Il circuito di quenching attivo nasce con componentistica discreta alla fine degli anni settanta e grazie agli studi condotti al DEI (Dipartimento di Elettronica ed Informazione) del Politecnico di Milano si è arrivato ad avere un AQC con componenti integrati in tecnologia CMOS, con prestazioni di gran lunga superiori a quelli ottenuti con le precedenti versioni circuitali. In un iAQC le fasi dello SPAD sono gestite da un mix di uno spegnimento passivo ed attivo.

Riportiamo nella figura che segue il segnale di tensione sul diodo accoppiato con un iAQC.

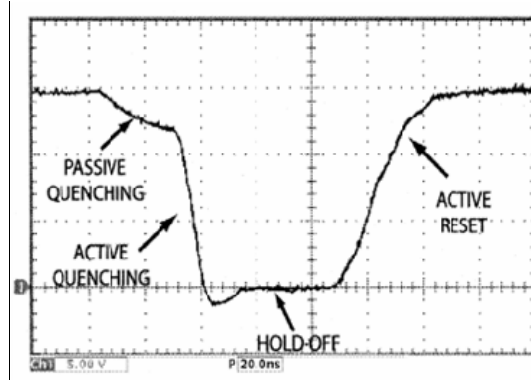


Figura 2.12: Andamento del segnale fornito dall'iAQC, la parte iniziale è data da una componente di quenching passivo (resistore di polarizzazione integrato), mentre il resto del segnale viene gestito dai componenti attivi.

Per le caratteristiche tecniche e le prestazioni di questo circuito rimandiamo al **Rif. 7**.

2.9 *Lo SPAD-STMicroelectronics in tecnologia planare.*

Gli SPAD che si trovano attualmente in commercio (PerkinElmer, Hamamatsu, Becker & Hickl, idQuantique, SensL, ecc) sono generalmente costruiti in tecnologia planare, ed arrivano ad avere diametri dell'area attiva anche da 10 a 100 μm , con ottime prestazioni su segnale. Alcuni di questi si presentano già in strutture integrate con più SPAD ed altri componenti circuitali.

Il rivelatore SPAD studiato in questo lavoro di tesi è un sensore costruito in tecnologia planare dalla STM. Gli strati del dispositivo sono accresciuti su una stessa base di silicio, hanno piccole dimensioni e una bassa dissipazione in potenza, oltre che un basso costo di produzione. E' compatibile con i moderni processi produttivi per dispositivi microelettronici, in particolare con la tecnologia CMOS, ed è quindi di possibile integrazione futura con altri componenti.

Questo paragrafo inizia con una descrizione generale della sezione verticale del rivelatore, partendo dal suo substrato fino ad arrivare all'area attiva. Si elencheranno le prestazioni del dispositivo in termini di rumore, efficienza di rivelazione e risoluzione temporale, ricavate in precedenza con una caratterizzazione fatta da STM, CNR-IMM ed INAF di Catania in collaborazione con il Politecnico di Milano. Sulle specifiche tecniche e su come sono state realizzate le misure si rimanda al **Rif. 14, 17**.

2.9.1 Caratteristiche strutturali.

La figura 2.13 mostra la sezione verticale di uno SPAD-STM.

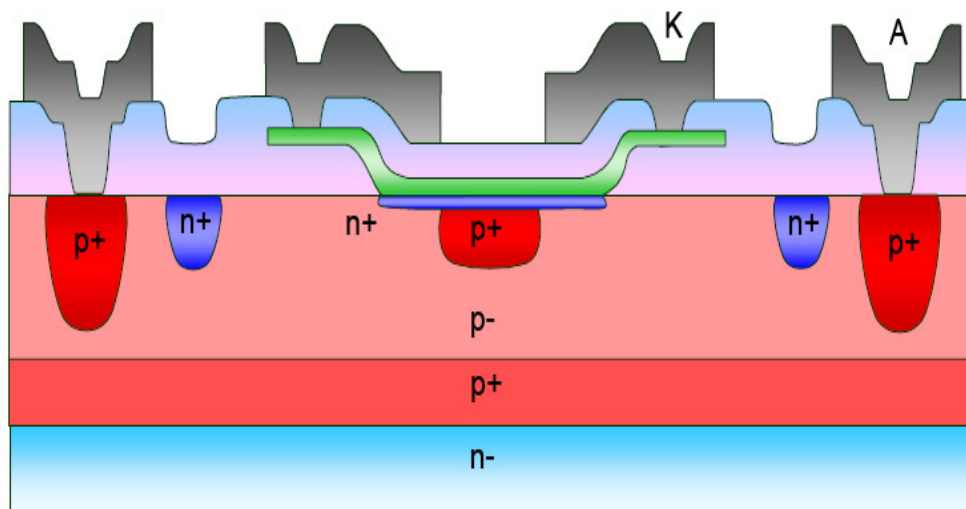


Figura. 2.13: Sezione verticale dello SPAD-STM; la zona attiva del rivelatore è data dalla giunzione n^+-p^+ in alto.

Il processo di realizzazione del dispositivo parte da un substrato n^- (strato in basso di figura 2.13) con uno spessore di circa $500\text{ }\mu\text{m}$, su cui vengono accresciuti due strati drogati boro p^+ e p^- . Questi formano con lo strato n^- una giunzione sepolta, che diminuisce l'effetto dei portatori che si muovono per diffusione verso la zona attiva, riduce la resistenza serie del diodo ed isola il substrato dal resto del dispositivo. Come vedremo più avanti (capitolo 5) l'isolamento dal substrato è il passo fondamentale per integrare più SPAD che operino contemporaneamente sul medesimo chip. Le due sacche p^+ laterali sono drogate fortemente boro per abbassare la resistenza di anodo e quindi rendere il percorso della corrente di valanga il meno resistivo possibile. Un vantaggio di questo dispositivo sono le due sacche laterali drogate n^+ , grazie alle quali la corrente direzionata dal campo si muove verso l'anodo con un percorso circolare. Se osserviamo la figura 2.2.(a),

l'anodo del dispositivo è realizzato nella parte inferiore, il moto della corrente avviene in direzione verticale e una struttura siffatta non permetterebbe l'integrazione di più SPAD su unico substrato. La zona attiva dello SPAD-STM è formata dalla giunzione p^+-n^+ in alto. L'elevata concentrazione di drogante nei due strati di silicio riduce la tensione di breakdown e permette di estendere l'area attiva ad un diametro superiore ai 50 μm , con una profondità di giunzione di 0.2 μm e uno spessore è di 1 μm . Il profilo della concentrazione di portatori lungo la sezione del dispositivo, a partire dalla giunzione n^+-p^+ in alto, è riportato in figura 2.14.

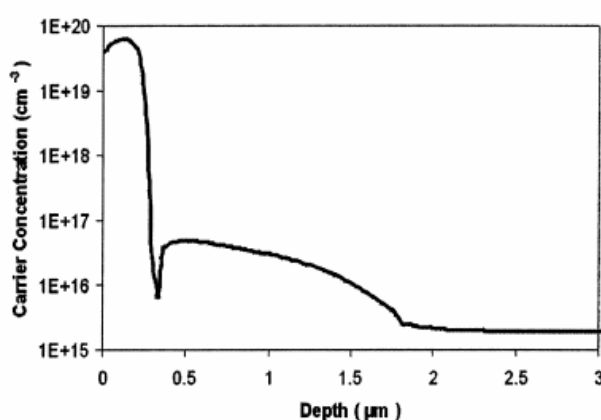


Figura 2.14: Concentrazione dei portatori lungo l'asse verticale del dispositivo

In questi anni la STM ha prodotto tre generazioni di rivelatori SPAD aventi questo tipo di struttura, l'ultima è quella di nostro diretto interesse. Le tre generazioni si distinguono nel processo di deposizione di uno strato di polisilicio (strato in verde in figura 2.13) che forma il catodo. Questo processo realizzativo è molto delicato, in quanto il polisilicio si trova a diretto contatto con la zona attiva. Notevoli passi avanti sono stati fatti nell'ultima generazione di SPAD, con il risultato di avere un breakdown uniforme lungo l'area attiva e un dispositivo con dark count ridotto.

Una tensione di breakdown uniforme lungo la giunzione di valanga è dovuta ad una migliore uniformità nella concentrazione di carica. Nel caso contrario l'efficienza d'innesco della valanga non sarebbe a sua volta uniforme, e di conseguenza anche l'efficienza di rivelazione del dispositivo dipenderebbe dalla

posizione in cui i fotoni vengono assorbiti nell'area attiva. Il confronto tra le aree attive nelle tre diverse generazioni di sensori è mostrata in figura 2.15. La figura di destra rappresenta la terza generazione, in cui si nota un profilo più regolare dell'area attiva, il cerchio centrale, rispetto alle due precedenti. Si osserva inoltre l'assenza di spot luminosi, che indicano dei punti con diversa tensione di breakdown.

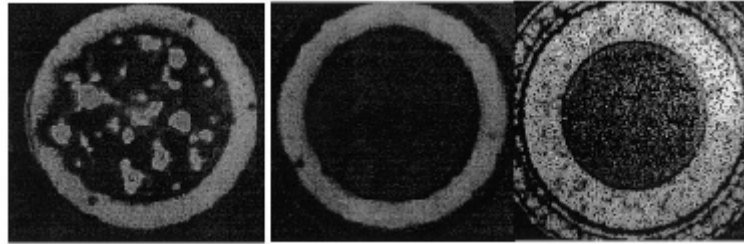


Figura 2.15: Immagini microscopiche delle aree attive per le tre diverse generazioni di SPAD, in sequenza da sinistra a destra; è possibile vedere il miglioramento del profilo apportato nella terza generazione e la riduzione di spot luminosi che indicano punti con diverso valore di break down.

I diodi SPAD-STM realizzati in questi anni hanno una profondità di giunzione di circa $0.2 \mu\text{m}$ ed una larghezza della regione di svuotamento di $1 \mu\text{m}$. Essendo lo strato n^+ molto sottile, la regione di carica spaziale coincide pressoché con la regione p^+ e valutando una giusta lunghezza di assorbimento si può dedurre che il funzionamento di questi diodi è ottimale nella regione del visibile.

2.9.2 Prestazioni del dispositivo.

Il primo risultato importante ottenuto con la nuova generazione di SPAD-STM è una riduzione del dark count primario per generazione termica, che indicheremo in questa sessione con il termine R_{th} . Il valor medio dei conteggi per generazione termica è stato valutato isolando il rumore complessivo dal contributo di afterpulsing. Per ottenere ciò si è polarizzato lo SPAD con una tensione in

continua, minore del breakdown, a cui si somma un'onda quadra di tensione periodica distribuita in maniera tale da portare il dispositivo al disopra del breakdown per una durata limitata e successivamente riportarlo a tensione più bassa per una lunga durata, tale da far scaricare tutte le trappole energetiche che danno afterpulsing. Il risultato ottenuto e il confronto tra le tre diverse generazioni di SPAD è rappresentato in figura 2.16 (*Rif. 17*), in cui si riporta l'andamento di R_{th} in funzione delle dimensioni dell'area attiva del sensore. Il rumore o dark counts è misurato come numero medio di eventi al secondo (cp/s).

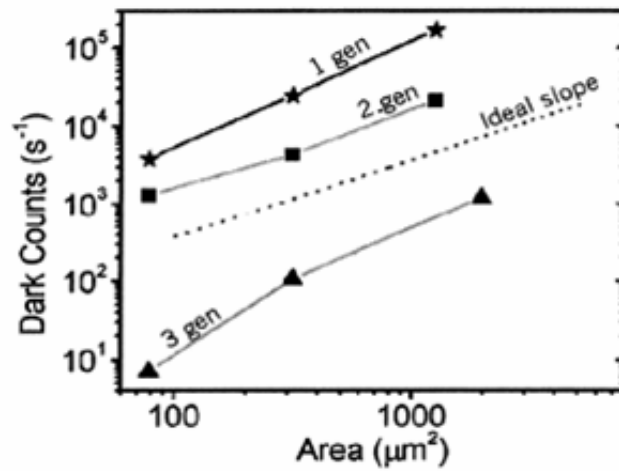


Figura 2.16: Andamento del dark count a meno dell'afterpulsing in funzione delle dimensioni dell'area attiva del sensore nell'attuale generazione di SPAD e nelle due precedenti.

Conoscendo il rate di rumore complessivo $R_{m,dark}$ del dispositivo e il rumore termico R_{th} , si può stimare la probabilità di afterpulsing P_{ap} in assenza di segnale tramite lo sviluppo in serie:

$$\begin{aligned}
 R_{m,dark} &= R_{th} + R_{th} \cdot P_{ap} + R_{th} \cdot (P_{ap})^2 + \dots + \\
 &+ R_{th} \cdot (P_{ap})^n + \dots = R_{th} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (P_{ap})^n = \\
 &= R_{th} \cdot \frac{1}{1 - P_{ap}}
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

lo sviluppo in serie è lecito poiché sia il contributo di generazione e sia quello di afterpulsing hanno la stessa distribuzione statistica legata ai livelli energetici trappola che si collocano nella gap tra le due bande di valenza e di conduzione, e l'emissione dei portatori differisce nei due casi in base alla diversa collocazione del livello energetico.

Dalla relazione 2.10 si ricava la probabilità di afterpulsing in assenza di segnale luminoso. Utilizzando un laser impulsato ad elevata intensità e frequenza di ripetizione elevata, $R_L \gg R_{m,dark} > R_{th}$, in modo da generare una valanga per ogni impulso ottico, si ricava la probabilità di afterpulsing come:

$$R_{m,laser} = (R_{th} + R_L) \cdot \frac{1}{1 - P_{ap}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow P_{ap} = 1 - \frac{R_{th} - R_L}{R_{m,laser}} \quad (2.11)$$

In figura 2.17 è riportata la probabilità di afterpulsing in funzione della tensione in eccesso per due diversi diametri dell'area attiva e con un tempo di hold off di 360ns.

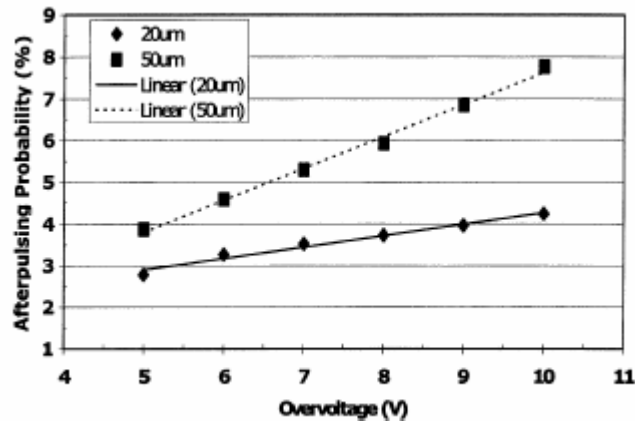


Figura 2.17: Probabilità di afterpulsing in funzione della tensione in eccesso per SPAD-STM con diametri dell'area attiva di 20 e 50 μm.

Le ultime misure fatte in quest'anno dall'INAF (Istituto Nazionale di Astrofisica) di Catania, riportate in figura 2.18, mostrano l'andamento dei conteggi di buio complessivo, rumore termico ed afterpulsing, in funzione della tensione applicata con l'utilizzo di un AQC con hold off di 450ns.

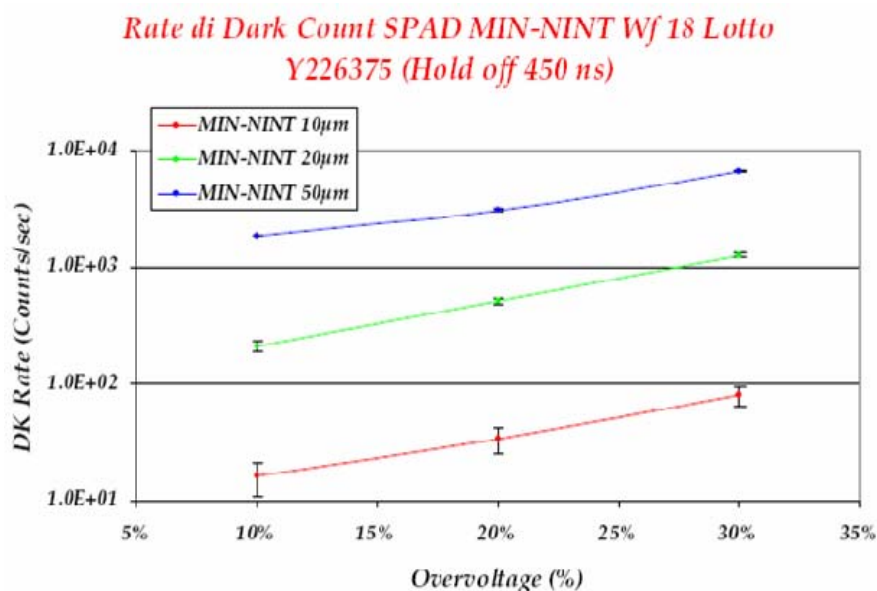
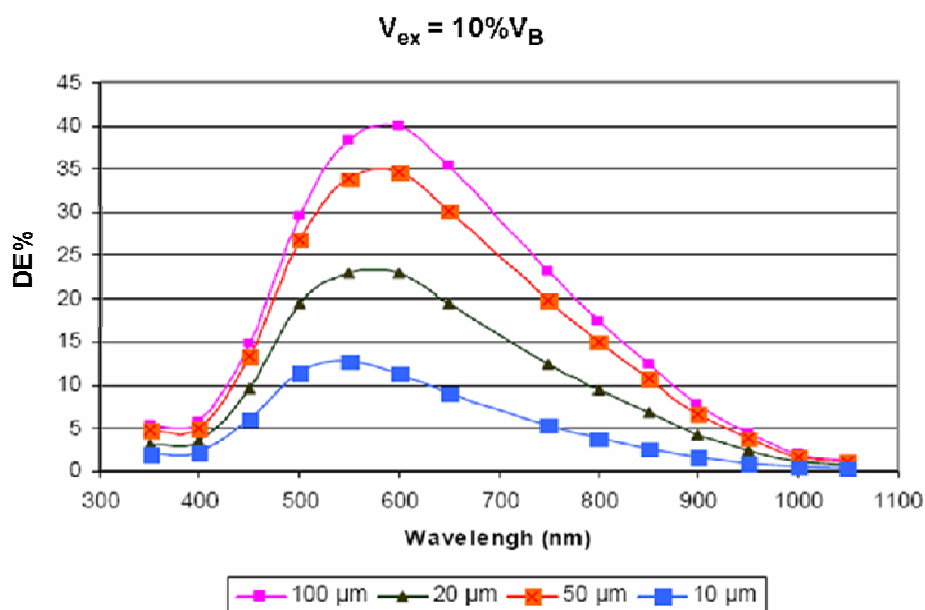
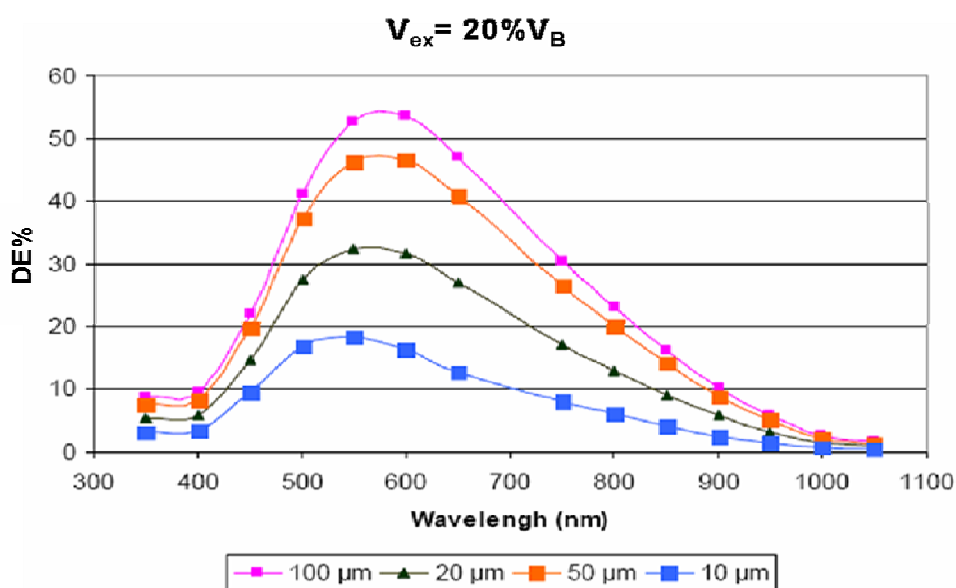


Figura 2.18: Andamento del dark count complessivo per SPAD-STM con diverso diametro dell'area attiva, in funzione della tensione in eccesso, ottenuto impiegando un circuito di quenching attivo. La sigla MIN-NINT indica il lotto di produzione.

Le misure sull'efficienza di rivelazione sono state condotte dall'INAF e dal CNR su campioni di SPAD con area attiva compresa tra i 10 e i 100 µm, con una tensione in eccesso del 10% e del 20% rispetto al break down. Gli andamenti della DE sono riportati nelle figure 2.19 (a) e (b).



(a)



(b)

Figura 2.19: Efficienza di rivelazione per una tensione in eccesso del 10% (a) e del 20% (b) rispetto al valore nominale di breakdown, per campioni di SPAD con differenti aree attive.

Le risoluzioni temporali sono state ricavate con la tecnica TCSPC, facendo uso di un laser a lunghezza d'onda di 820 nm ed una larghezza impulso di 20 ps, con la luce focalizzata direttamente sul rivelatore. In figura 2.20 è riportato lo spettro tempo di uno SPAD-STM con diametro attivo di 10 μm .

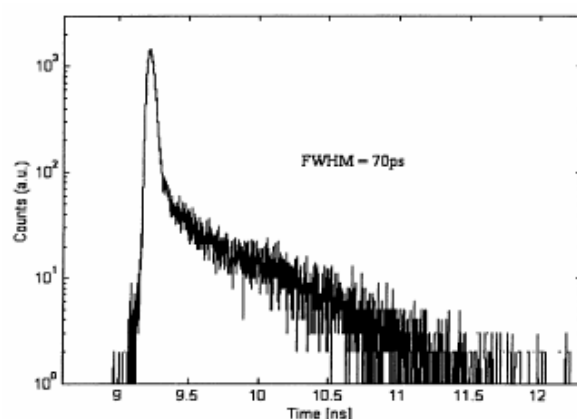


Figura 2.20: Risoluzione temporale di uno SPAD-SM con $10\mu\text{m}$ di diametro di area attiva; la larghezza del picco è dovuta al TTS del segnale di corrente e la coda al contributo per diffusione dalla regione quasi neutra.

Nella seguente tabella sono riportati i valori FWHM per gli SPAD-STM con diverso diametro dell'area attiva e diversi valori della tensione in eccesso:

SPAD Active Area	FWHM @5V	FWHM @10V	FWHM @ 13V
10 μm	161 ps	77 ps	74 ps
20 μm	184 ps	144 ps	113 ps
30 μm	236 ps	181 ps	165 ps
40 μm	285 ps	232 ps	188 ps
50 μm	330 ps	250 ps	-

Tab. 2.1

Raffreddando il dispositivo con delle celle Peltier, che si trovano in commercio, la risoluzione migliora (figura 2.21), poiché un abbassamento della temperatura nella zona di svuotamento provoca un aumento del libero cammino medio dei portatori, che acquisiscono quindi una maggiore velocità per effetto di campo. Il processo di valanga diventa più veloce e si riducono le sue fluttuazioni statistiche.

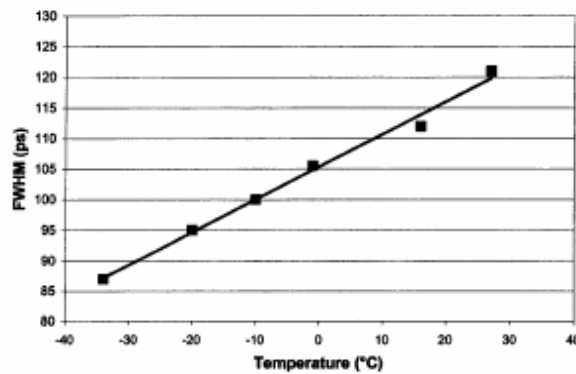


Figura 2.21: FWHM della risposta di uno SPAD come funzione della temperatura per un diametro dell'area attiva di 20 μm e una sovratensione di 10V.

2.10 Conclusioni

In questo capitolo si è cercato di dare una spiegazione esaustiva delle caratteristiche principali dei fotodiodi SPAD e di introdurre quelli prodotti da STM in tecnologia planare. Per quanto riguarda i circuiti di quenching ci siamo soffermati di più su quelli passivi, con una dettagliata descrizione formulistica, mentre lo stesso non è stato fatto per il quenching attivo. La ragione di ciò è legata al fatto che il PQC è stato utilizzato come circuito impiegato nella parte sperimentale, in quanto per il tipo di applicazioni non c'è stata un'effettiva esigenza di un AQC. Per questo circuito ci siamo limitati a darne una descrizione di base evitando i particolari e la parte formulistica che sarebbe risultata pesante in tale contesto.

Di recente sono comparsi, in molti articoli scientifici e anche sul mercato, dei dispositivi integrati con più SPAD, disposti in array 1D e 2D operanti a diverse configurazioni. L'integrazione di più SPAD su un unico chip conferisce al sensore, oltre alle proprietà temporali, la capacità di rivelare la posizione di arrivo dei fotoni ed una diretta proporzionalità con l'intensità dell'impulso luminoso, cosa non possibile per uno SPAD singolo. Tuttavia un dispositivo di questo genere introduce delle problematiche nuove rispetto allo SPAD singolo, come ad es. il fenomeno del cross-talk. La STM ha realizzato un prototipo di questo

dispositivo integrando 25 SPAD in un'area di 1mm^2 su un unico chip. La sua caratterizzazione, discussa nel capitolo 5, è stata effettuata ai Laboratori Nazionali del Sud di Catania dove il presente lavoro di tesi è stato svolto.

3 Descrizione dell'apparato di misura.

3.1 Introduzione.

Negli esperimenti di fisica nucleare si effettuano misure di spettroscopia su particelle cariche (raggi x, gamma, ioni pesanti,...) e non (neutroni,...), facendo uso di acceleratori (quali ad esempio il Tandem e il Cs ai LNS) di particelle, per l'identificazione delle proprietà delle stesse, quali energia, angolo di emissione del bersaglio, ecc.

Le informazioni prodotte dai sistemi di rivelazione vengono poi opportunamente elaborate, sì da poterne estrarre dati utili.

Per la precisione dei risultati si richiede l'utilizzo di un'elettronica che introduca la minima indeterminazione e che nel contempo sia di facile gestione. La maggior parte delle apparecchiature utilizzate negli esperimenti di fisica nucleare, è realizzata secondo alcuni standard che riguardano sia la parte meccanica (dimensioni, tipi di contenitori e di connettori, etc..) sia la parte elettrica (forma ed ampiezza dei segnali). Due standard molto diffusi sono il NIM e il CAMAC. La parte hardware è poi interfacciata con dei computer dotati di software per l'acquisizione ed elaborazione dei dati.

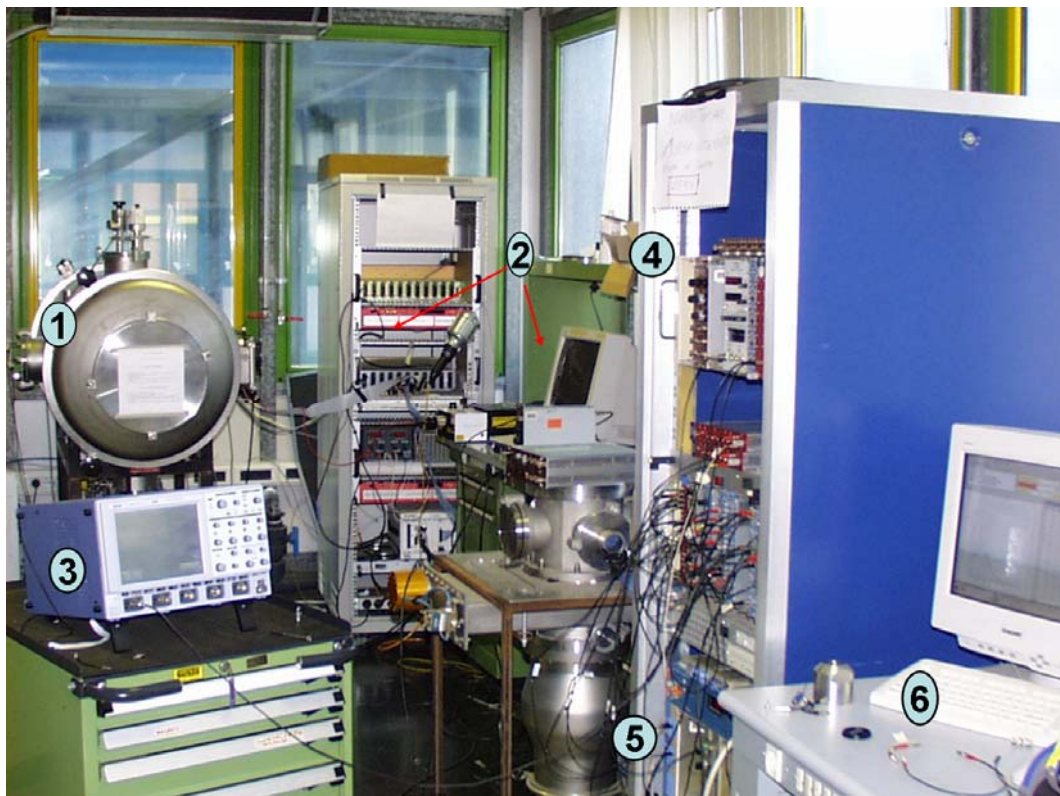
Nella caratterizzazione di SPAD singoli (cap. 4) e nella matrice 5x5 (cap. 5) è stato realizzato un apparato ottimizzato per la valutazione delle caratteristiche intrinseche come: rumore di buio, guadagno in carica, cross-talk (per la matrice), tensioni di breakdown, ecc, in funzione della temperatura e della tensione applicata. Inoltre per poter valutare le prestazioni in condizioni realistiche si è fatto uso di scintillatori veloci e di segnali laser impulsati.

In questo capitolo si farà una breve rassegna sui rivelatori a scintillazione e sull'elettronica utilizzata per effettuare misure di fisica nucleare, soffermandoci in particolare su alcuni aspetti e componenti di diretto interesse per il nostro lavoro.

Per ragioni di chiarezza, nella spiegazione partiremo dalle sorgenti di luce, gli scintillatori, impiegati per sollecitare lo SPAD per poi descrivere il trattamento dei segnali analogici prodotti da questo e la successiva conversione in dati leggibili nel crate CAMAC, accennando ai convertitori, al modulo TINA e al programma di elaborazione PAWX11.

L'elettronica di base rimarrà la stessa in tutte le misure effettuate e ciò che verrà modificato esperimento per esperimento sarà la configurazione logica dei segnali e l'utilizzo dei singoli moduli elettronici NIM.

La struttura e la descrizione dei blocchi del sistema di acquisizione impiegato per la caratterizzazione degli SPAD-ST è mostrato nella seguente foto:



- 1) Camera buia per l'alloggiamento dei rivelatori.
- 2) Sistema di controllo per la temperatura.
- 3) Oscilloscopio digitale.
- 4) Crates con l'elettronica di frontend e readout.

5) Computer con software di acquisizione dati ed interfaccia grafica.

E' utile fornire una descrizione degli elementi (hardware) che costituiscono un esperimento e il ruolo degli apparati elettronici.

Gli elementi costitutivi di base di un esperimento sono:

- **Rivelatori:** hanno il compito di fornire un segnale dovuto alla rivelazione di particelle. La loro natura e forma dipendono dalle informazioni che si vogliono ottenere e dal tipo di energia delle particelle da rivelare.
- **Elettronica di front-end:** ha il compito di trattare i segnali generati dai rivelatori in modo da ricavarne le informazioni desiderate. Si tratta in genere di segnali che devono essere amplificati, discriminati, formati e (se si vuole una informazione digitale) convertiti.
- **Logica di trigger:** le informazioni che arrivano dai vari front-end sono spesso una moltitudine dalla quale si devono selezionare quelle veramente utili da acquisire.
- **Logica di lettura:** per poter inviare le informazioni dalla logica di trigger agli stadi successivi dell'acquisizione, occorre trattarli per renderli comprensibili (formattazione) e compatibili (temporizzazione).

3.2 *Gli scintillatori.*

Per rivelare le particelle nucleari si utilizzano spesso dei particolari rivelatori che convertono energia cinetica in energia luminosa tramite scintillazione. Di norma questi sono accoppiati a fotorivelatori.

Descriveremo in questo paragrafo il principio di scintillazione e spiegheremo le caratteristiche degli scintillatori utilizzati nelle misure effettuate nella presente tesi: scintillatori liquidi usati come wavelenght shifter e lo scintillatore plastico BC408.

I materiali scintillanti esibiscono la proprietà conosciuta come luminescenza. Questo fenomeno consiste nell'assorbimento dell'energia corrispondente ad una forma di radiazione e nella riemissione della stessa sotto forma di luce visibile.

L'emissione di luce avviene con una costante di tempo caratteristico τ_d , che va da centinaia di picosecondi ad alcune ore a seconda del materiale scintillante.

In prima approssimazione l'evoluzione del processo di riemissione può essere descritto da una semplice legge esponenziale per un decadimento radioattivo:

$$N = \left(\frac{N_0}{\tau_d} \right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_d}} \quad (3.1)$$

dove:

N = numero di fotoni emessi all'istante di tempo t

N_0 = numero totale di fotoni emessi

τ_d = tempo di decadimento

La luce prodotta è convertita in impulso elettrico ad esempio da un fotomoltiplicatore, fornendo così informazioni sulla radiazione incidente. In

particolare l'intensità della luce di scintillazione è proporzionale all'energia depositata dalla particella ionizzante nello scintillatore.

3.2.1 *Scintillatori liquidi.*

Sono soluzioni liquide di uno o più solventi organici. Il processo di scintillazione avviene con un meccanismo di conversione dell'energia cinetica della particella incidente che viene assorbita principalmente dal solvente e poi passata al soluto.

La risposta degli scintillatori liquidi è generalmente molto veloce, dell'ordine di 3-4 ns. Il processo di scintillazione può avvenire pompando energia sul liquido attraverso un laser ad elevata potenza, ad esempio nel nostro caso un laser a azoto.

In base al tipo di solvente, di soluto e alle loro concentrazioni si realizzano liquidi di diverso colore ed ognuno di questi produce luce con un picco di emissione in una determinata zona dello spettro del visibile. Nel caso di pompaggio laser questi prendono il nome di dye laser e fungono da selettori di lunghezza d'onda: hanno la capacità di assorbire radiazione con una determinata lunghezza d'onda e riemetterla in un altro valore di λ .

3.2.2 *Gli scintillatori plastici.*

Uno scintillatore plastico è formato da una soluzione di materiale scintillante organico disciolto in un solvente e successivamente polimerizzato, diventando così una soluzione solida. Questi offrono un segnale veloce con una costante di decadimento di circa 2-3 ns ed un'alta resa in luce. Uno dei maggiori vantaggi degli scintillatori plastici è la loro duttilità che li rende facilmente manipolabili, e

il loro costo non eccessivo li rende particolarmente utili nel caso in cui si necessiti l'utilizzo di scintillatori con ampi volumi.

Il plastico di nostro interesse è il BC408, che presenta le seguenti caratteristiche:

Densità [g/cm ³]	1.032
λ del massimo di emissione [nm]	425
Indice di rifrazione ai λ max	1.50 (310 nm)
tempo di decadimento [ns]	2.1

Tabella 3.1

3.3 Elettronica di Front-End negli esperimenti di fisica nucleare.

Negli esperimenti di fisica nucleare è necessario misurare con precisione grandezze fisiche di vario tipo. Le grandezze da misurare sono tempi, energie, posizioni, ecc. Queste informazioni sono chiaramente convertite in segnali elettrici da trattare opportunamente.

I componenti elettronici più frequentemente utilizzati per tale scopo sono:

- Discriminatore;
- Generatori di Gate;
- Counter
- TAC (Time Amplitude Converter)
- Moduli di coincidenza per segnali logici
- Convertitori di standard logici
- Convertitori di carica (QDC), tempo (TDC), ampiezza (ADC), ecc.

Descriveremo la modulistica NIM e CAMAC in generale ed in particolare il ruolo del discriminatore mentre la descrizione del resto della catena elettronica verrà fatta più avanti, quando si descriverà ciascuna delle misure. Le caratteristiche tecniche dei singoli moduli utilizzati (Discriminatori vari, Linear Fan-in/Fan-out, Gate Generator, Delay Generator, ecc.) verranno inserite nell'appendice...

3.3.1 *Lo standard NIM e il CAMAC.*

La sigla NIM sta per *Nuclear Instrument Module* (moduli per strumenti nucleari). E' il primo e più semplice standard stabilito per la fisica nucleare. In questo sistema, gli apparati base di elettronica, per esempio amplificatori, discriminatori, ecc, sono costruiti in moduli secondo specifici standard meccanici ed elettrici. Un sistema elettronico specifico per una data applicazione può essere facilmente costituito da una raccolta di moduli (come un amplificatore, un discriminatore, uno scaler) che vengono installati in un contenitore NIM (crate). I crate NIM vengono solitamente alloggiati in strutture o armadi detti "rack".

Il sistema NIM offre enormi vantaggi per la sua flessibilità, (riduce lo sforzo di progettazione, agevola l'aggiornamento degli strumenti, ecc...) aiutando a ridurre i costi e a migliorare l'efficienza degli strumenti. Per questi motivi il sistema NIM è ancora adottato nei laboratori di ricerca di tutto il mondo.

La figura 3.1 mostra alcuni moduli a semplice, a doppia e a tripla larghezza inseriti in uno dei crate inseriti nel rack utilizzato le misure.



Figura 3.1: Crate con inseriti i moduli NIM di diversa larghezza e differenti funzionalità.

Meccanicamente, i moduli NIM hanno una larghezza standard di 1,35 pollici (3,43cm) ed un'altezza di 8,75 pollici (22,2 cm). Il contenitore (o crate) standard NIM accetta fino a 12 moduli a larghezza singola (vedi figura precedente). Le dimensioni del contenitore sono tali da permetterne l'alloggiamento in un Rack con profondità di 19 pollici. Il connettore di alimentazione fornisce sei tensioni continue: +12V, -12V, +24V, -24V, +6V e -6V, e un connettore per la massa.

Per quanto riguarda i segnali digitali, lo standard NIM stabilisce una precisa convenzione per i valori di corrente corrispondenti agli stati logici "1" e "0". Ad esempio un discriminatore che riceve in ingresso un segnale analogico fornisce in uscita un segnale digitale NIM negativo, pari ad una tensione di 800mV sviluppata su un carico da 50 Ω , con durata regolabile in genere dal modulo.

Il CAMAC fu introdotto agli inizi degli anni 70 come estensione dello Standard NIM per consentire il controllo computerizzato della strumentazione. Come il NIM, il Camac è un sistema modulare con un pannello posteriore, sul quale non scorrono più solo le alimentazioni, ma è un vero bus con dati, indirizzi e segnali di controllo. Un crate Camac è normalmente dotato di venticinque postazioni per l'inserimento dei moduli, dette slot. Tutte le comunicazioni sul bus sono arbitrate e gestite da un crate controller (CC), che funge da pilota per la

gestione dei comandi e dei dati verso le altre schede del crate; in genere l'interfaccia verso il computer è contenuta nel CC stesso.

Al crate controller, sono sempre riservati le slot 24 e 25 del crate. In figura 3.2 è rappresentato il crate CAMAC con inseriti dei convertitori (mod. Silena 4418), il modulo TINA per la gestione dei segnali di LAM e INHIBIT (vedi più avanti) al centro e il crate controller come l'ultimo modulo a destra.

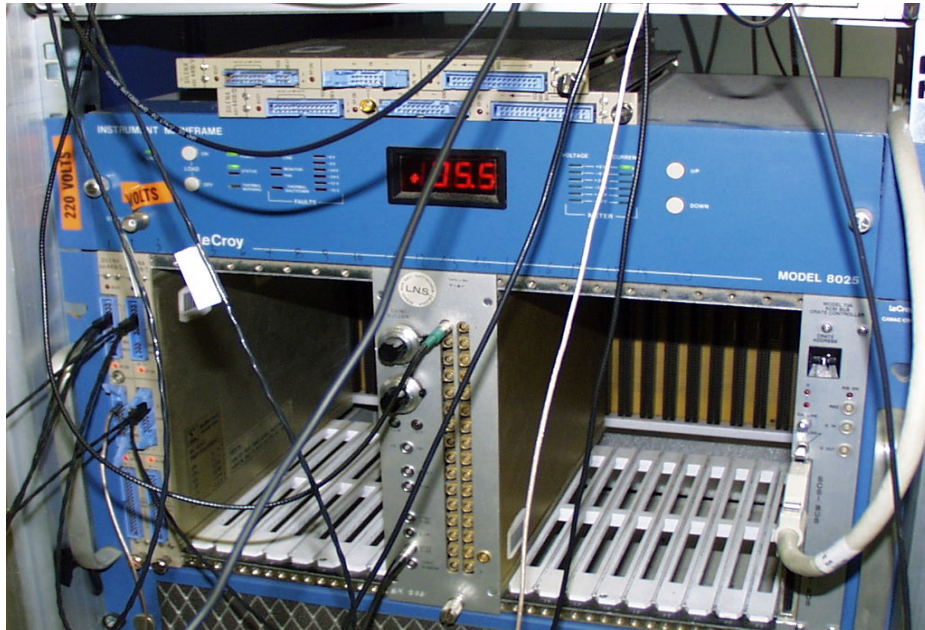


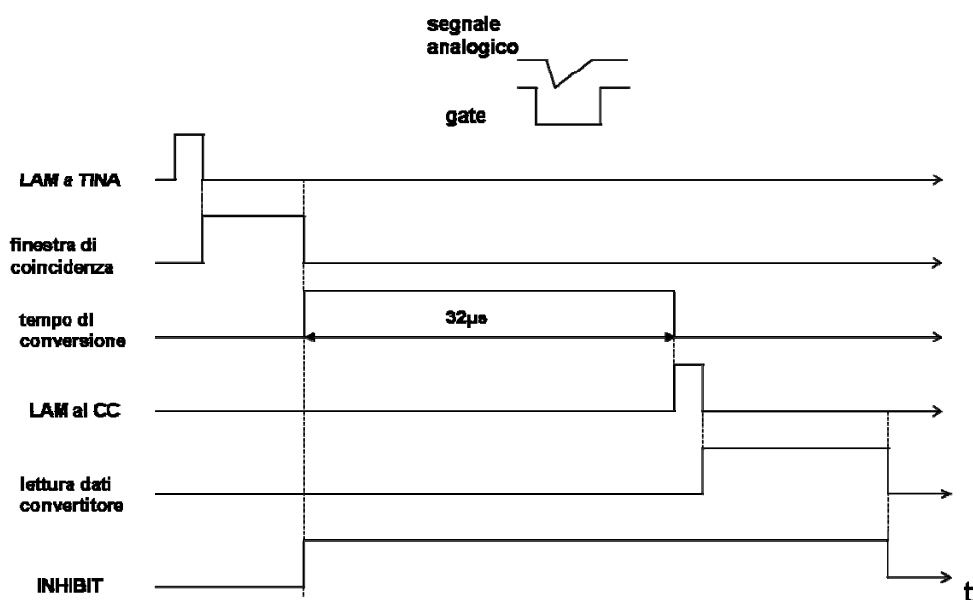
Figura 3.2: Crate CAMAC impiegato nelle misure fatte per gli SPAD-STM; si notano i convertitori nella parte sinistra, il modulo TINA al centro e il crate controller a destra.

Sul bus CAMAC esistono tre categorie di segnali:

- Alimentazioni: sono presenti +6V, -6V, +12V, -12V, +24V, -24V.
- Segnali comuni: si tratta di dati, indirizzi e segnali di controllo. I livelli sono di tipo TTL.
- Segnali punto-punto: sono linee non condivise tra le varie schede, dette “slave” in riferimento al CC, ma linee dedicate, che da ciascuna slot raggiungono la numero 25.

Queste linee sono solo due: il crate address (N) e il Look – at – Me (LAM).

Il crate address memorizza la posizione delle slot in cui sono inseriti i moduli, e il CC quando riceve un segnale di controllo seleziona una determinata posizione in memoria nel crate address prelevando i dati contenuti nel rispettivo modulo. La linea di LAM è pilotata di solito da un segnale generato dall'esterno del crate CAMAC, che nel nostro caso è gestito da un modulo particolare che segnala al controllore una richiesta di attenzione. Nella spiegazione che segue indichiamo come LAM il segnale di comando. Nella figura 3.2, in cui è rappresentato il crate usato nelle misure, questa funzione è svolta dal modulo centrale progettato e realizzato ai LNS, detto TINA (Integrated Trigger for Nuclear Acquisition Data), che invia il segnale di attenzione al controllore per registrare i dati contenuti nei convertitori; inoltre genera un segnale NIM che viene utilizzato per mantenere bloccato il sistema durante la fase di elaborazione e lettura dei dati. Ad esempio con i convertitori Silena/ 4418 il tempo di conversione dati è di $32\mu\text{s}$, a cui si sommano il tempo di lettura dati del CC e la durata di altri segnali per gestire gli input ed output. Per tale intervallo di tempo nell'apparato elettronico non viaggia alcun segnale. Il segnale di INHIBIT viene gestito dal modulo TINA secondo lo schema temporale illustrato qui sotto nel caso dell'integrazione di un segnale:



Il LAM ha un ruolo fondamentale nell'interfacciare la parte hardware con quella software. Nel sistema di acquisizione di figura 3.2 il software è impostato in maniera tale da leggere in sequenza da sinistra a destra i due convertitori.

Per la regolazione del segnale di LAM e INHIBIT si fa riferimento alle impostazioni fatte dall'utente in base agli eventi che si vogliono misurare. Ovvero si costruisce una logica di trigger tra i segnali che viaggiano nei crate NIM, sincronizzati con un segnale di LAM inviato al crate controller. Quando la logica di trigger decide che nei moduli posizionati nel crate controller vi sono dati utili, si invia automaticamente a questo un segnale di LAM per prelevarli. Un esempio pratico può essere una logica di trigger basata su una correlazione temporale tra un segnale inviato da un laser e il segnale di risposta di un fotorivelatore.

Supponiamo di utilizzare due moduli nel crate controller che lavorano sul tempo di risposta e sulla carica prodotta da un certo rivelatore (due convertitori), e che la lettura dei loro dati avvenga in maniera sequenziale. Indichiamo con t e q le variabili di conversione: nell'istante in cui si genera il LAM al controller questo legge le due variabili e le utilizza come coordinate per incrementare di una unità tutti gli istogrammi 1D e 2D, definiti in precedenza, in cui esse sono coinvolte. I valori letti vengono inoltre registrati, in un formato opportuno per analisi successive, sotto forme di liste di eventi.

Per fare un esempio che chiarisca come viene costruito un istogramma 2D, supponiamo di aver acquisito due eventi, il primo con $(t,q) = (2;3995)$ e il secondo con $(3992;4)$. Per ciascun evento viene effettuato un incremento di una unità del contenuto della corrispondente cella dell'istogramma $H(t;q)$, come indicato in figura 3.3. L'istogramma H viene quindi presentato graficamente come una vera e propria mappa tridimensionale, dove il terzo asse (tipicamente a colori) rappresenta il numero di conteggi registrati in corrispondenza delle coordinate $(t;q)$.

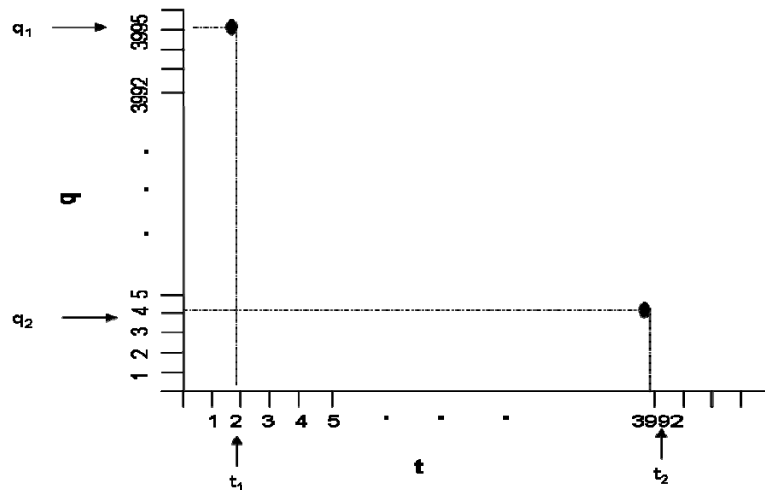


Figura 3.3: Schematizzazione della disposizione dei dati in un istogramma bidimensionale tempo-carica.

Riassumiamo allora quello che è lo schema base più semplice per l'elettronica utilizzata nelle misure sugli SPAD-STM. Il circuito di polarizzazione dello SPAD è quello mostrato in figura 2.9, quindi il segnale di corrente in uscita dal rivelatore sviluppa una tensione positiva sul carico. L'elettronica NIM lavora su segnali negativi, e prima di discriminare il segnale di tensione dello SPAD questo deve essere inviato ad un modulo Linear Fan-in/Fan-out, che possiede quattro ingressi indipendenti per elaborare così quattro segnali. Esso è in grado di invertire un segnale positivo in negativo e replicare ogni ingresso in quattro uscite con impedenza adattata. Lo schema a blocchi base dell'elettronica si può riassumere come mostrato in figura 3.4 (a e d stanno rispettivamente per analogico e digitale).

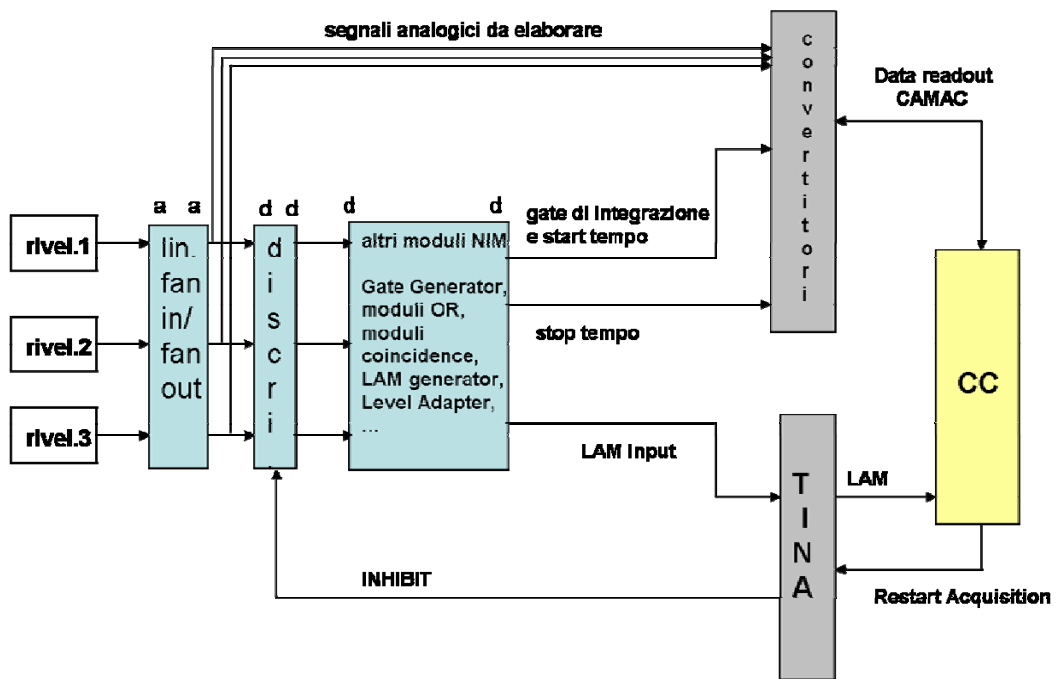


Figura 3.4: Schema a blocchi base dell'elettronica NIM e CAMAC impiegata nella caratterizzazione degli SPAD-STM.

Nelle misure che seguiranno sono stati impiegati i convertitori Silena 4418/T/Q/V, definiti anche come TDC, QDC e ADC che distribuiscono gli istogrammi misurati in 4096 canali.

3.4 Il software PAWX11.

Il PAW (Physical Analysis Workstation) è un software fornito dal CERN e viene utilizzato dai fisici nell'analisi e nella presentazione dei dati. Questo è supportato dall'interazione grafica (X11) ed è in grado di effettuare un'analisi statistica e matematica dei dati, manipolando vettori ed istogrammi. I comandi possono essere forniti on-line durante le misure, seguendo così l'evoluzione dei dati in tempo reale, o ad acquisizione terminata, in modo da poter effettuare delle elaborazioni ulteriori sui dati eseguendo delle macro, chiamate kumac, scritte con una serie di comandi PAW. Oltre all'esecuzione dei comandi scritti direttamente

dall'utente, è possibile operare delle chiamate alle librerie di base CERNLIB. Nel caso di un istogramma un comando del PAW è strutturato come:

➤ **hist**/(operazione da eseguire)(numero di riconoscimento dell'isto.).condizioni.

Nel nostro caso 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. L'interfaccia X11 è stata inoltre un potente strumento per la regolazione fine dell'elettronica per le sincronizzazioni temporali tra il segnale di LAM, gli start e i gate dei convertitori, rilevando i casi di regolazione errata con la comparsa di eventi non validi negli istogrammi.

4 Caratterizzazione della risposta su segnale degli SPAD-STM singoli.

4.1 Introduzione.

Abbiamo illustrato nei precedenti capitoli i concetti che stanno alla base del processo della fotorivelazione e ci siamo soffermati su alcuni esempi specifici di dispositivi che si usano nel campo della fisica nucleare e non solo. Abbiamo poi introdotto gli SPAD e i circuiti di quenching, così da trattare successivamente le specifiche tecniche e le prestazioni fornite dagli SPAD-STM realizzati in tecnologia planare. Questi vengono classificati in base alle dimensioni delle aree attive circolari, che variano tra i 10 e i 100 μm di diametro, e si è visto che le diverse dimensioni influenzano le prestazioni del sensore. Tra vari SPAD-STM si è scelto di caratterizzare direttamente quello con 50 μm di diametro, e la scelta è in accordo con il fatto che tale sensore farà da base realizzativa per le matrici nel capitolo successivo. Il chip che studiamo ha nel complesso un lay-out con più sensori di diverse dimensioni, che vengono accesi in maniera indipendente tramite una piedinatura dedicata a ciascun anodo e catodo del diodo; all'interno sono presenti un totale di quarantasei SPAD divisi in quattro gruppi, distinti dalle concentrazioni di drogante negli strati di silicio che l'area sensibile. Ciascun gruppo possiede degli SPAD con diametro attivo di 10, 20, 30, 40, 50, 75 e 100 μm , e non tutti sono abilitati al funzionamento, dato che il package ha di 32 piedini per le connessioni esterne. Il lay-out del chip con i collegamenti verso l'esterno è mostrato in figura 4.1 .

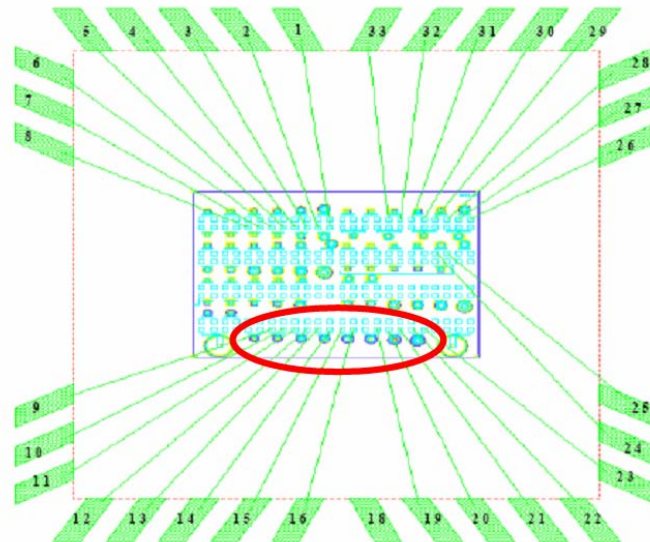


Figura 4.1: Lay-out del chip SPAD: le linee in verde sono i fili di collegamento o di bonding; la zona evidenziata in rosso contiene un gruppo completo di SPAD disposti in sequenza da sinistra a destra in base alle dimensioni dell'area attiva.

Il circuito con cui abbiamo accoppiato il fotodiodo è quello di quenching passivo a componenti discreti SMD, la ragione di questa scelta si basa su un discorso di pura semplicità d'impiego. Infatti le sorgenti di impulsi ottici che abbiamo utilizzato nella caratterizzazione hanno un rate di emissione molto basso, di conseguenza un circuito di quenching attivo avrebbe richiesto la gestione di parametri ulteriori (regolazione del tempo di hold-off, alimentatori, ecc.). Si potrà constatare inoltre che per varie misure condotte la frequenza degli eventi da rivelare sarà così bassa che i limiti del PQC non influenzano le prestazioni dello SPAD come contatore d'impulsi luminosi. Nella figura che segue si vede un'immagine del dispositivo completo di circuito di quenching.

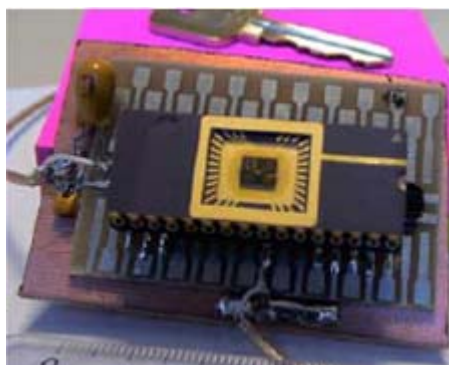


Figura 4.2: In primo piano è mostrato il package, il chip con gli SPAD e la basetta su cui sono saldati i componenti discreti del circuito di quenching passivo.

Il PQC è costituito da una basetta di materiale isolante, bachelite, su cui vengono inserite due piste parallele conduttrici, con connessi trentadue piedini, quanti sono i collegamenti dei sensori sul chip. I segnali di uscita vengono prelevati tramite due cavetti da $50\ \Omega$. La scelta dei $50\ \Omega$ è fatta per adattare il segnale l'impedenza di uscita del circuito a quella di ingresso dei moduli NIM. I due condensatori in figura filtrano l'alimentazione in continua.

In corrispondenza dei piedini dello SPAD di interesse, si collocano un resistore SMD da $100\text{K}\Omega$ sul catodo per il quenching passivo e un secondo resistore da $1\text{K}\Omega$ sull'anodo per l'uscita, che va in parallelo al cavetto da $50\ \Omega$. Il resistore da $1\text{K}\Omega$ verso massa influenza di poco la corrente d'uscita, che va quasi tutta sul cavo, e in fase di ricarica della tensione sullo SPAD il rapporto di partizione è di 100 ad 1 con il resistore di polarizzazione. Lo schema elettrico è quello riportato in figura 2.9 (a) capitolo 2. Il segnale di tensione sviluppato dallo SPAD sul carico da $50\ \Omega$ è invece mostrato in figura 4.3.

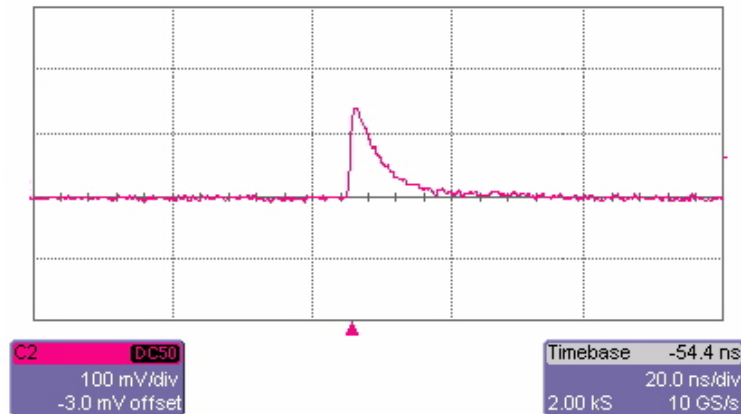


Figura 4.3: Segnale di tensione in uscita dal circuito di quenching sviluppato dalla corrente di valanga dello SPAD su l'impedenza di 50 Ω .

Lo studio della risposta temporale è stato effettuato prima utilizzando un laser avente come materiale attivo degli scintillatori liquidi pompati da un laser ad azoto e successivamente con un laser a stato solido ad elevata risoluzione.

Nel primo caso gli scintillatori fungono da wavelenght shifter e si è studiata la risoluzione temporale e di carica del rivelatore, mantenendo basso il grado di trasmissione del pompaggio, così da far operare lo SPAD in un regime di pochi fotoni variando la lunghezza d'onda del laser. Successivamente abbiamo lavorato ad una lunghezza d'onda fissata variando il grado di trasmissione del laser di pompaggio, così da studiare il comportamento dello SPAD nei due regimi di singolo fotone e di molti fotoni. Nel regime di regime di singolo fotone lo SPAD ricostruisce bene il profilo dell'impulso luminoso, mentre nel caso di molti fotoni la risoluzione temporale si riduce nettamente e dominano le fluttuazioni statistiche del rivelatore. Per capire qual'è il valore di tale risoluzione temporale verrà presentata una misura di correlazione temporale dello SPAD con un laser a stato solido con larghezza d'impulso di 60 ps. Dai dati ottenuti si è osservato un'indeterminazione temporale del rivelatore di qualche decina di ps.

Oltre alla caratterizzazione temporale, viene presentata un'analisi di guadagno in carica del segnale di valanga dello SPAD. In questa verrà messo in evidenza come, in base al suo stesso principio di funzionamento, la carica media prodotta dal dispositivo non dipende dal numero di fotoni effettivamente assorbiti nell'area attiva né tanto meno dalla lunghezza d'onda, come accade invece per i tubi

fotomoltiplicatori. Lo studio del guadagno e della risoluzione in carica non è fine a se stesso, ma ci darà un'idea di come più SPAD che operino contemporaneamente, con uscite in comune, siano in grado di distinguere con buona risoluzione complessiva impulsi ottici di diverse intensità.

4.2 *Risposta dello SPAD-STM allo scintillatore liquido dye.*

Gli SPAD-STM sono dei fotodiodi con $0.2\ \mu\text{m}$ di profondità di giunzione di valanga e di $1\ \mu\text{m}$ di spessore della zona di carica spaziale, e si adattano bene alla luce nello spettro del visibile e nel vicino infrarosso. Il coefficiente di assorbimento del silicio, così come la lunghezza di penetrazione, è funzione della lunghezza d'onda come discusso nei capitoli 1 e 2.

Analizzando la risposta temporale di uno SPAD con dei convertitori in tempo (tipo TAC e TDC) si osserva in genere uno spettro tempo dato dalla somma di due componenti: un picco di correlazione stretto e una componente più lenta. Il picco è dovuto alla luce assorbita nella zona di carica spaziale, ed ha una larghezza dovuta alle fluttuazioni statistiche della sorgente e dello stesso rivelatore. La componente lenta ha la forma di una coda esponenziale decrescente, dovuta ai fotoni assorbiti nelle zone quasi neutre, i quali generano portatori che si muovono per diffusione. Se la coda di diffusione è accentuata, si rischia di mascherare al rivelatore eventuali effetti del secondo ordine della sorgente. Quindi si può studiare bene il comportamento dello SPAD in un regime di pochi fotoni e alle diverse lunghezze d'onda, facendo uso di spettri di correlazione temporale che ricostruiscono fedelmente la risposta del sensore ad una serie di impulsi luminosi.

Il regime di pochi fotoni si ottiene interponendo tra il pompaggio e gli scintillatori dei filtri attenuatori, che riducono l'intensità del laser fino ad una trasmissione prossima allo 0%. Oltre all'analisi della risposta temporale del dispositivo abbiamo analizzato gli spettri di carica ottenuti con dei convertitori QDC, che permettono di studiare il guadagno del dispositivo per le diverse lunghezze d'onda, ad una determinata tensione di polarizzazione e grado di attenuazione del laser. Oltre allo SPAD, abbiamo impiegato un fotomoltiplicatore operante nelle medesime condizioni con un ruolo di sensore di riferimento.

4.2.1 Descrizione del set-up sperimentale e dell'apparato elettronico.

Il laser utilizzato è suddiviso in due parti: una camera di alloggiamento per i liquidi dye ed una per la bombola contenente azoto per il pompaggio. E' un modello VSL-337 della Spectra-Physics con lunghezza d'onda nell'ultravioletto, 337nm, FWHM dell'impulso di 4ns e frequenza di ripetizione massima di 30Hz. La forma del suo impulso è stimata essere di tipo gaussiano. L'alloggiamento per i dye è un accessorio dello stesso laser ad azoto, modello DUO 220, comprensivo di un sistema di lenti per la focalizzazione della luce in ingresso e in uscita dallo scintillatore. Una ruota di filtri grigi attenuanti si interpone tra il laser di pompaggio e il materiale attivo.

Il liquido dye riceve in ingresso il laser nell'UV ed emette luce ad una diversa lunghezza d'onda in modo istantaneo e per una durata pari a quella dell'impulso di pompaggio. Alla fluttuazione di 4ns del laser ad azoto si somma la costante di tempo di emissione dello scintillatore. Lo schema di funzionamento del laser completo è mostrato in figura 4.4

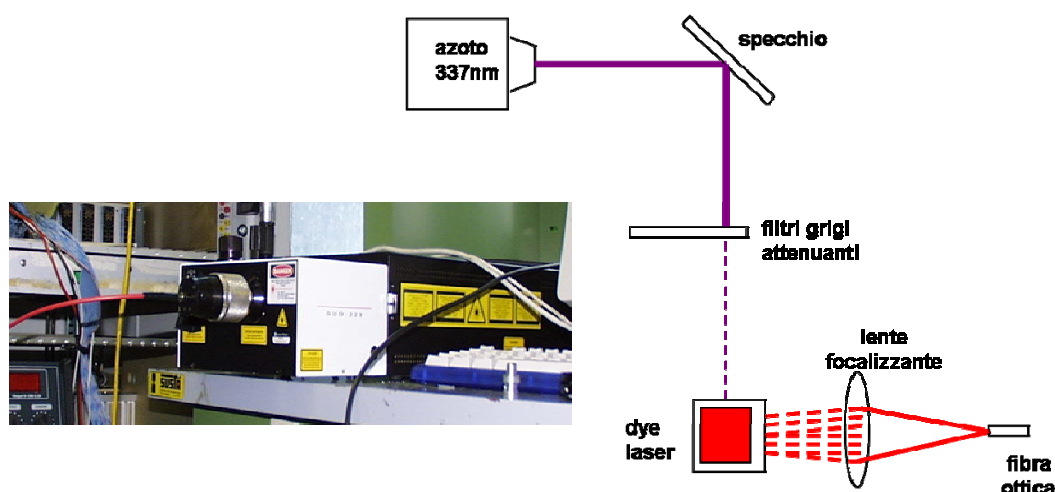


Figura 4.4: Laser di pompaggio e principio di funzionamento.

Il laser VSL-337 fornisce anche un impulso logico TTL di 5V correlato al segnale ottico con un ritardo di 50ns, che può essere utilizzato nell'occorrenza, come trigger. I dye utilizzati sono invece dei modelli standard impiegati in precedenza per misure di fluorescenza molecolare ai LNS. Non sono esattamente delle sorgenti monocromatiche e presentano in lunghezza d'onda una banda spettrale di qualche decina di nanometri nell'intorno di un picco di emissione. Il range spettrale più o meno ampio di queste sorgenti è dovuto al principio stesso di funzionamento degli scintillatori, che emettono luce per decadimento tra due livelli energetici, e a questo decadimento partecipano a loro volta dei sottolivelli energetici, stimolati anch'essi dal laser di pompaggio. La tabella che segue riporta la lista dei dye impiegati nella nostra misura e le loro caratteristiche tecniche.

<i>Modello</i>	<i>λ di picco nm</i>	<i>range spettrale nm</i>	<i>solvente</i>
<i>PBBO</i>	<i>395</i>	<i>385-420</i>	<i>dioxane</i>
<i>Coumarin 120</i>	<i>438</i>	<i>418-465</i>	<i>dioxane</i>
<i>Coumarin 102</i>	<i>470</i>	<i>454-506</i>	<i>metanolo</i>
<i>Coumarin 153</i>	<i>537</i>	<i>517-590</i>	<i>metanolo</i>
<i>Rhodamine 6G</i>	<i>581</i>	<i>573-618</i>	<i>metanolo</i>

Tabella 4.1

Il set-up sperimentale per i fotorivelatori è comprensivo di due SPAD-STM da 50 μ m di diametro con breakdown misurato da STM di 26V, polarizzati ad una tensione di 32V e pertanto con una tensione in eccesso di circa il 23 % rispetto al breakdown. Il dark count medio è di 4 Kcp/s per uno e 15 Kcp/s per l'altro, e in base a questo li distinguiamo come SPAD1 e 2. La differenza notevole tra i due conteggi di buio è probabilmente dovuta a delle maggiori difettosità dello SPAD2 rispetto al primo, che si traducono in trappole energetiche e centri di generazione.

Il fotomoltiplicatore di riferimento è un modello R6427 della HAMAMATSU, polarizzato ad una tensione di 800V negativa, con un TTS della SER di 1.5ns, un range spettrale di funzionamento che va da 280 a 630nm ed un picco di efficienza quantica del 40% a 430nm.

L'accoppiamento luce-sensore non è diretto, ma si è scelto un set-up con geometria particolare, in cui la luce viene inviata sui tre sensori attraverso un diffusore in plexiglas, opportunamente lucidato. La forma è quella di un prisma trapezoidale con le facce laterali inclinate di 45° rispetto alla base, che serve a distribuire la luce sui tre rivelatori. Sulle facce laterali vengono posizionati il PMT e i due SPAD.

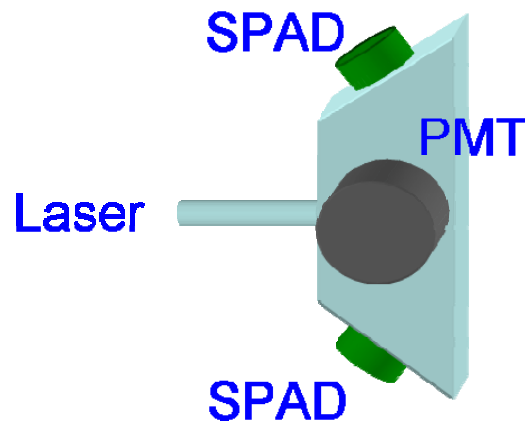


Figura 4.5: Set-up sperimentale per il posizionamento dei tre rivelatori e per l'ingresso della luce nel diffusore in plexiglas.

La faccia opposta a quella d'ingresso della luce è stata verniciata di bianco per avere riflessione lambertiana.

Gli SPAD hanno un diametro attivo di 50 μm e il PMT di 1 cm, così da avere il seguente rapporto tra le aree attive:

$$\varepsilon = \frac{\text{Area}_{PMT}}{\text{Area}_{SPAD}} = 40000 \quad (4.1)$$

A causa della bassissima efficienza geometrica relativa, se la luce laser è opportunamente attenuata, lo SPAD vede i singoli fotoni distribuiti lungo la durata dell'impulso. Il PMT vede invece all'inizio dell'impulso un numero

elevato di fotoni, e di conseguenza risponde velocemente e quasi sempre allo stesso istante, in coincidenza con il tempo di salita dell'impulso ottico.

Passiamo ora a descrivere l'apparato elettronico utilizzato e come in esso avviene il processamento dei segnali. Lo scopo della misura è quello di ottenere due tipi di spettri per ciascuno dei tre fotorivelatori, uno spettro di correlazione temporale e uno in carica ricavato dall'integrazione del segnale.

Il primo passo è quello di discriminare il segnale analogico con un CFD, ottenendo in uscita un segnale NIM e, visto che cerchiamo una correlazione temporale, abbiamo scelto di utilizzare un discriminatore che non risente del walk di ampiezza. Ad esso seguono un convertitore TDC che riceve come start il segnale del laser e come stop i tre segnali differenziali ECL riferiti ai tre rivelatori, i tre convertitori QDC per gli spettri di carica con gate e segnali d'ingresso indipendenti. Il punto chiave per un buon impiego di questo apparato rispetto al set-up di misura è la generazione del segnale di LAM (trigger) per l'acquisizione dei dati prodotti dai convertitori e la sincronizzazione di questo con i quattro segnali: laser, PMT e i due SPAD.

Scegliamo come LAM il segnale di start del laser. Per quanto detto in precedenza, il fotomoltiplicatore risponde sempre, mentre lo SPAD potrebbe in alcuni casi non vedere fotoni appartenenti all'impulso ottico. In questo caso la sua risposta temporale verrebbe collocata nel fondo scala del convertitore, oppure potrebbe rispondere come evento di rumore, non avendo alcun grado di correlazione con la sorgente. Valutiamo la probabilità d'ingresso di eventi di dark count (cp/s) nei dati misurati come il prodotto del range temporale di 180 ns del TDC per il tasso di buio di ciascuno SPAD:

$$P_{SPAD1} = 180 \times 10^{-9} \text{ s} \cdot 4000 \text{ s}^{-1} \cong 7 \times 10^{-4} \quad (4.2)$$

$$P_{SPAD2} = 180 \times 10^{-9} \text{ s} \cdot 15000 \text{ s}^{-1} = 27 \times 10^{-4}$$

Lo schema a blocchi dell'apparato elettronico è mostrato in figura 4.5 e si fa riferimento al percorso del segnale di un solo rivelatore.

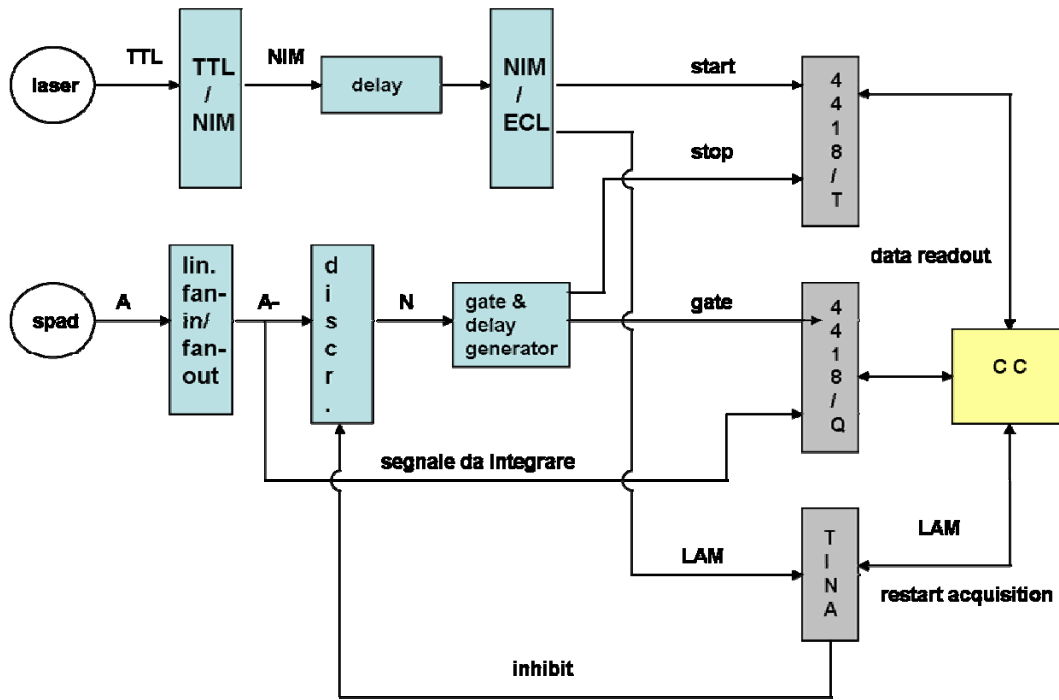
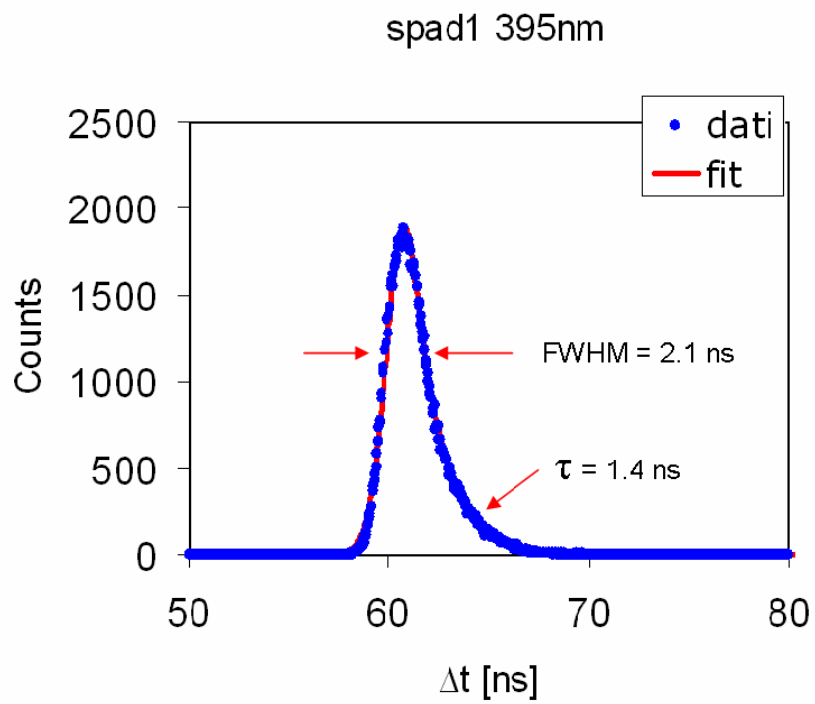


Figura 4.6: Schema a blocchi dell'apparato elettronico utilizzato con i dye laser, in riferimento ad un solo rivelatore (A sta per analogico, A- il suo negato).

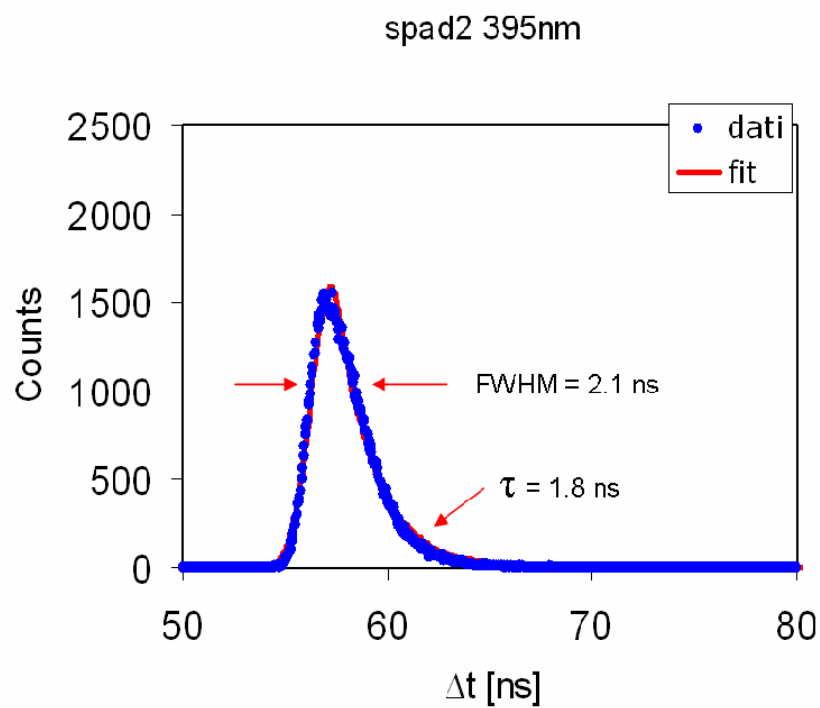
Dopo aver generato il LAM, tutti i segnali necessitano di essere sincronizzati temporalmente ad esso e tra di loro, in maniera da arrivare con una corretta sequenza al Crate CAMAC (CC in figura 4.6).

4.2.2 Misure per diverse lunghezze d'onda.

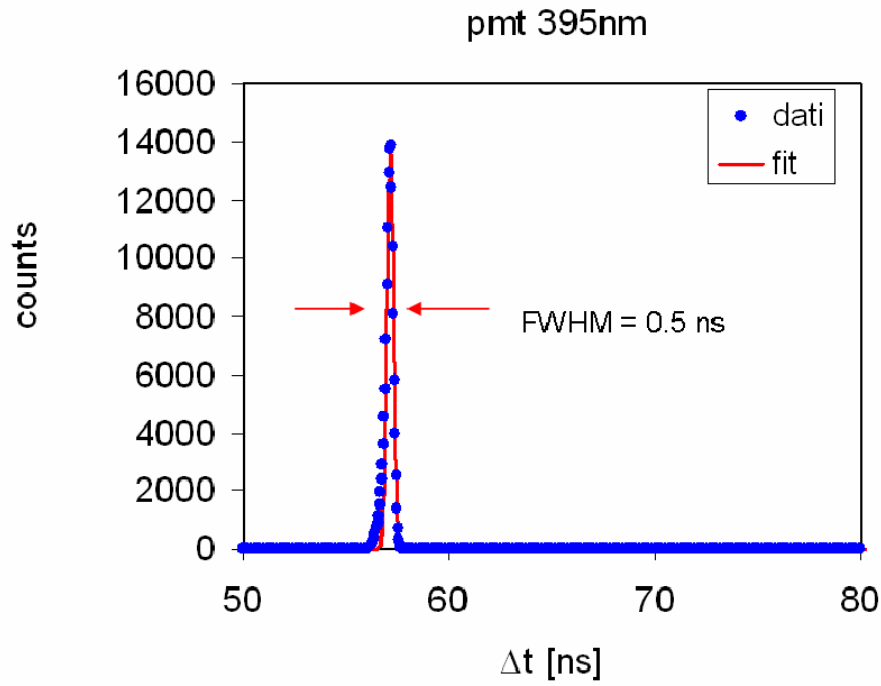
Riportiamo nelle figure 4.7 (a), (b), (c) le distribuzioni temporali ottenute con il convertitore TDC per i tre fotorivelatori ad una lunghezza d'onda di 395 nm e ad un grado di trasmissione del laser di pompaggio dello 0.6%. I cerchi in blu della figura sono i dati sperimentali e la linea continua di colore rosso rappresenta una funzione di fit che riproduce il loro andamento.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.7: (a) e (b) Spettro tempo dei due SPAD, (c) spettro tempo del PMT ad una lunghezza d'onda di 395nm.

La funzione analitica scelta per ricostruire i dati sperimentali è data dalla composizione di una funzione gaussiana con un esponenziale decrescente, e viene detta di fit:

$$f(t) = \begin{cases} C \cdot e^{\left[-0.5 \cdot \left(\frac{t - \text{centroide}}{\sigma}\right)^2\right]} & t < t_1 \\ A \cdot e^{\left(-\frac{t - t_1}{\tau}\right)} & t \geq t_1 \end{cases} \quad (4.3)$$

Spieghiamo il ruolo dei parametri ricavati dal fit:

- C è l'ampiezza del picco;

- A è l'ampiezza della componente esponenziale, calcolata in maniera da raccordarsi alla gaussiana con continuità;
- il “*centroide*” corrisponde al valor medio del picco;
- σ è la deviazione standard della gaussiana;
- τ la costante di tempo dell'esponenziale;
- t_l è il punto di raccordo tra la curva gaussiana e l'esponenziale;

I dati inerenti lo spettro tempo del PMT, figura 4.7 (c), vengono ben riprodotti dalla sola funzione gaussiana.

Iniziamo con l'analizzare la parte gaussiana del fit sugli SPAD e confrontiamola con lo spettro tempo del fotomoltiplicatore. La risoluzione temporale di uno spettro gaussiano si può ricavare dalla relazione $FWHM \cong 2.35 \cdot \sigma$, in cui si sommano quadraticamente le fluttuazioni statistiche della sorgente e il TTS del fotorivelatore. In questo caso il dye laser e lo SPAD:

$$FWHM_{1-395nm} = \sqrt{FWHM_{SPAD1}^2 + \frac{FWHM_{dye-laser}^2}{N_{ph}}} = 2.1ns \quad (4.5)$$

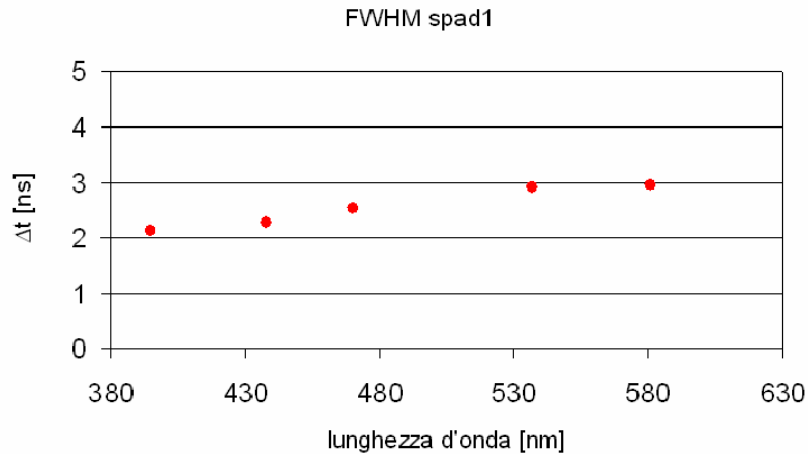
la risoluzione del laser vista dal sensore è $\frac{FWHM_{dye-laser}}{N_{ph}}$, scalata per il numero di fotoni e quindi per l'intensità. Se N_{ph} fosse pari ad 1 lo SPAD lavorerebbe in un regime di singolo fotone, ricostruendo il profilo dell'impulso laser. Da questa relazione non è possibile ricavare la risoluzione intrinseca dello SPAD1, poiché non conosciamo con esattezza il valore di N_{ph} . Ci aspettiamo che l'indeterminazione intrinseca del rivelatore sia molto piccola, ma il fatto che la risoluzione complessiva dello spettro sia inferiore a quella del laser ci fa capire che a 0.6% di trasmissione non siamo ancora in un regime di singolo fotone, o quantomeno ad un numero di fotoni così basso tale che lo SPAD possa ricostruire con esattezza il profilo dell'impulso luminoso.

A prima vista si potrebbe pensare che il PMT abbia una risoluzione temporale migliore rispetto a quella dello SPAD, in realtà non è così poiché i due

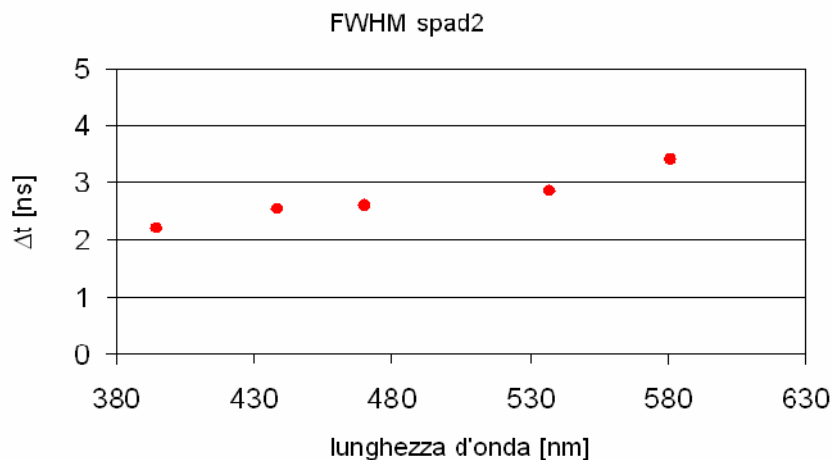
fotorivelatori vedono una quantità di luce diversa. Il PMT lavora in un regime di molti fotoni e risponde subito ad ogni impulso ottico, così da non seguirne il profilo. La fluttuazione in questo modo si riduce di un fattore $\frac{1}{\sqrt{N_{ph}}}$ rispetto

alla SER. Lo SPAD vede invece un numero di fotoni molto più basso rispetto al PMT (1/40000), e può produrre il segnale elettrico di uscita in corrispondenza di punti diversi per ogni impulso ottico. Quindi dopo un accumulo statistico, la risposta dello SPAD ricostruisce in parte il profilo dell'impulso ottico, a meno di un'indeterminazione dovuta alle fluttuazioni sull'istante d'innesco della valanga.

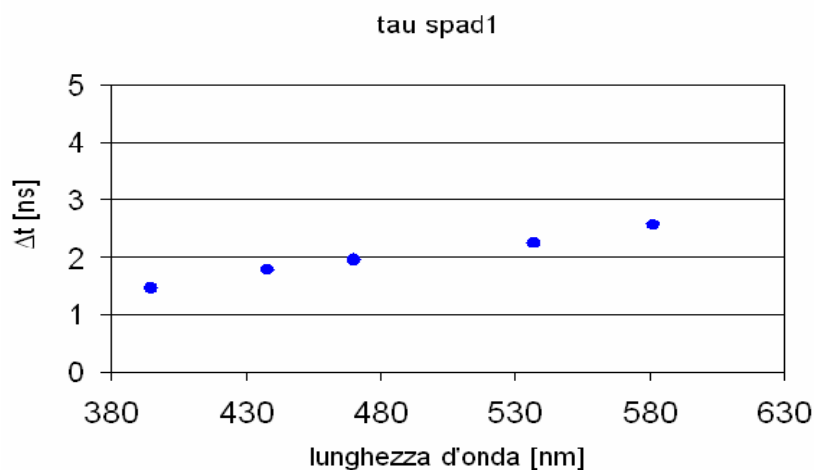
Riportiamo di seguito l'andamento delle **FWHM** e delle costanti di tempo delle code esponenziali alle diverse lunghezze d'onda per i due SPAD.



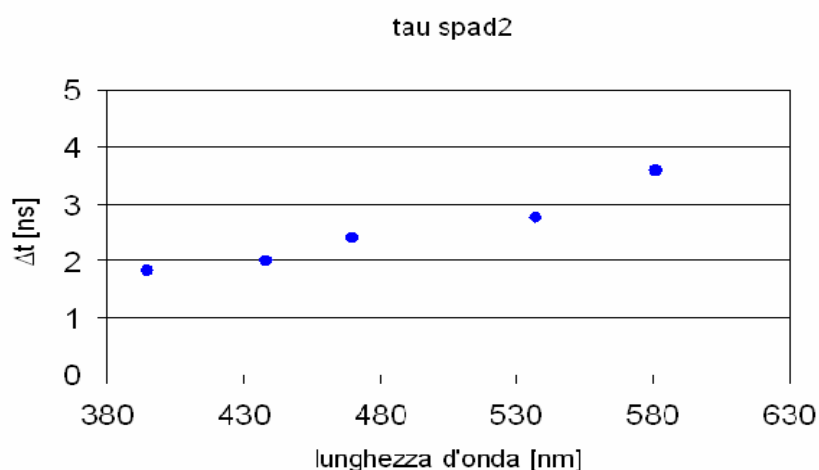
(a)



(b)



(c)



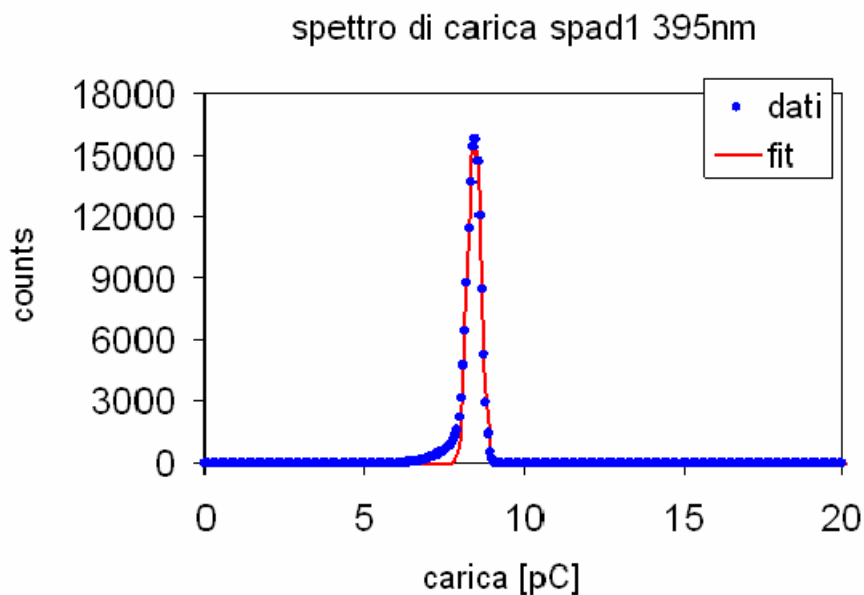
(d)

Figura 4.9: Andamento delle risoluzioni temporali dei due SPAD (a), (b), e delle due costanti di tempo esponenziali (c), (d) per le diverse lunghezze d'onda.

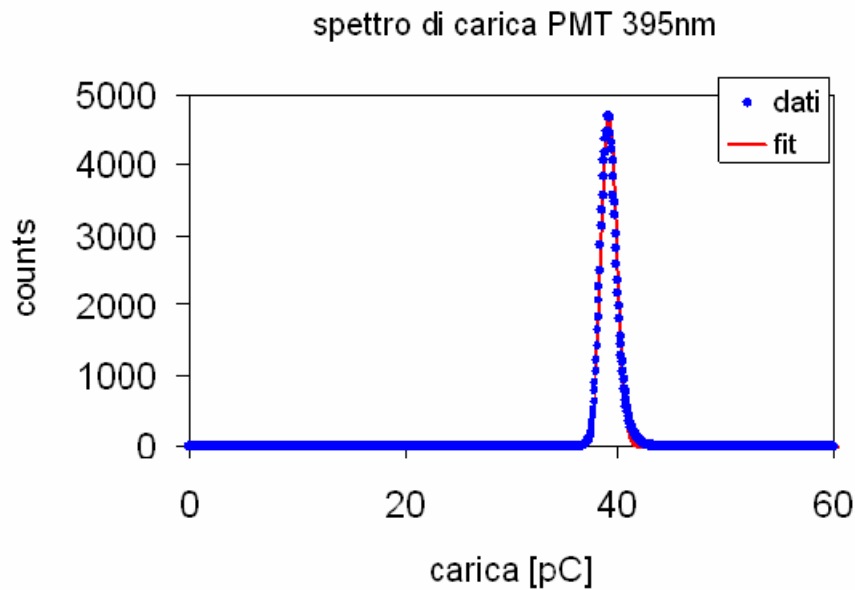
L'andamento della risoluzione degli spettri temporali SPAD sembra crescere con l'aumentare della lunghezza d'onda. Questo comportamento potrebbe essere ragionevole da accettare qualora fossimo in presenza di sorgenti perfettamente monocromatiche e con le medesime costanti di tempo di decadimento. Infatti se tutti i parametri della sorgente fossero stabili, si potrebbe attribuire tale comportamento ad un innesco ritardato della valanga dovuto ai fotoni che penetrano a maggiori profondità nel dispositivo. L'andamento della risposta temporale dei due SPAD per le diverse lunghezze d'onda si mantiene regolare, e il

dispositivo lavora bene nella condizione di pochi fotoni. La differenza di valori ottenuti tra lo SPAD2 e lo SPAD1 può essere dovuta al fatto che i due rivelatori non sono posti in maniera perfettamente simmetrica uno rispetto all'altro in corrispondenza dell'asse d'incidenza della luce, cosicché lo SPAD2 vede componenti dell'impulso di luce ritardate rispetto allo SPAD1.

Passiamo ora ad analizzare i dati ottenuti dai convertitori in carica QDC. Da un sensore come lo SPAD ci aspettiamo un guadagno in carica elevato e che non dipende dalla lunghezza d'onda. Il gate di integrazione inviato al modulo è sincronizzato in tempo con il segnale di figura 4.3, ed ha una durata regolata con di 20 ns. Le figure che seguono mostrano l'andamento degli spettri di carica di uno dei due SPAD e del PMT. Per comodità prendiamo in considerazione solamente lo SPAD denominato come 1.



(a)



(b)

Figura 4.10: Spettro di carica prodotta dallo SPAD1 (a) e dal PMT (b) ad una lunghezza d'onda di 395nm.

I dati questa volta sono stati fittati utilizzando solamente la funzione gaussiana, per riprodurre la zona del picco. Il centroide rappresenta la carica media prodotta, la FWHM viene presa come valore di risoluzione data dalle fluttuazioni statistiche dei due processi di moltiplicazione.

I valori dei due centroidi risultano rispettivamente di 8.3 pC per lo SPAD e di 39 pC per il PMT, da cui ci si può ricavare il guadagno in carica se dividiamo tale valore per la carica dell'elettrone ($q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$):

$$G_{SPAD} = \frac{\text{centroide}}{q} = 5.3 \times 10^7 \quad (4.6.a)$$

$$G_{PMT} = \frac{\text{centroide}}{q} = 3,4 \times 10^8 \quad (4.6.b)$$

Il guadagno del PMT è un ordine di grandezza superiore a quello dello SPAD, ma il fotomoltiplicatore vede comunque un numero maggiore dei fotoni. Entrambe i guadagni risultano elevati, ma c'è da tenere in considerazione la non piccola differenza che, per ottenere un guadagno così alto, il PMT ha bisogno di

alimentare otto dinodi ad una tensione complessiva di 800 V, quando lo SPAD viene alimentato con 32 V.

Sullo spettro di carica dello SPAD si evidenzia la presenza di una piccola coda esponenziale nella parte sinistra, dovuta all'integrazione di impulsi con ampiezza minore. Segnali di ampiezza minore si possono attribuire a dei fotoni assorbiti quando lo SPAD è in fase di ricarica, sicché il campo elettrico è più basso e la valanga meno intensa. L'indeterminazione dello spettro in carica dello SPAD a 395 nm è pari a:

$$\sigma_{SPAD,395nm} \cong 0.02 \text{ pC} \quad (4.7)$$

Il parametro che tipicamente si utilizza per valutare uno spettro di carica è la risoluzione percentuale, dato dal rapporto tra la FWHM della distribuzione e il centroide dello spettro:

$$\begin{aligned} R[\%]_{SPAD,395nm} &= \frac{FWHM_{SPAD,395nm}}{\text{centroide}} = \\ &= \frac{2.35 \cdot \sigma_{SPAD,395nm}}{\text{centroide}} \cong 0.6\% \end{aligned} \quad (4.8)$$

La risoluzione percentuale e il valor medio del guadagno di carica dello SPAD1 verso la lunghezza d'onda sono riportati in figura 4.11.

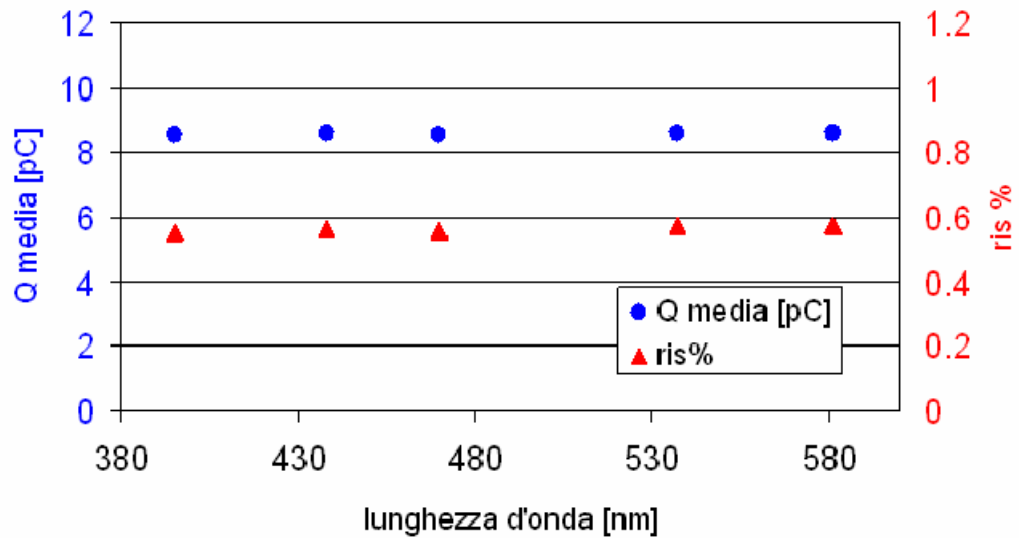


Figura 4.11: Risoluzione percentuale dello SPAD1 e la carica media prodotta dal suo segnale di valanga in funzione della lunghezza d'onda ad una tensione di 32V.

Da questi risultati possiamo dire che sia la carica media (o il guadagno) prodotta dallo SPAD sia la risoluzione non dipendono dalla lunghezza d'onda. Lo SPAD infatti produce segnale sul primo fotone assorbito che innesca la valanga, di conseguenza non opera come integratore di fotoni. Il discorso vale per tutte le lunghezze d'onde impiegate e per l'intero range spettrale.

Una risoluzione percentuale in carica dello 0.6%, è di buon auspicio qualora si integrino più dispositivi su un unico chip, operanti ad anodo comune tipo SiPM. In questo caso il sensore risponde ad un impulso di luce con un segnale di ampiezza proporzionale al numero di fotoni assorbiti, come si vedrà nel capitolo 5.

4.2.3 *Misure per diverse intensità luminose.*

Nella misura descritta nel paragrafo precedente abbiamo studiato la risposta di uno SPAD-STM con 50 μm di diametro attivo su segnali luminosi di bassa intensità inviati dal dye laser, ma non così bassi da operare in un regime di singolo fotone. Dalle varie risoluzioni temporali dello si è visto come che la risposta del sensore si mantiene sufficientemente stabile per le varie lunghezze d'onda. La forma della distribuzione temporale degli SPAD ha come contributi predominanti la larghezza dell'impulso del laser e la costante di decadimento dello scintillatore liquido, a meno di una indeterminazione intrinseca del dispositivo, dovuta alle fluttuazioni statistiche sul tempo d'innescò della valanga. La spiegazione di questa sorta di TTS dello SPAD è attribuita in letteratura ad una concentrazione di cariche non uniforme nel suo volume attivo, cosicché in alcuni punti il portatore primario deve percorrere una certa distanza prima d'innescare la valanga, introducendo delle fluttuazioni nella risposta.

Se si utilizza, come nel nostro caso, un laser con larghezza dell'impulso di 4 ns, si può studiare in l'indeterminazione nella risposta del sensore inviando dei segnali ottici di elevata intensità, in maniera tale che lo SPAD, come il PMT in precedenza, lavori in un regime di molti fotoni. Il PMT integra tutti i fotoni che arrivano sul suo catodo, mentre lo SPAD genera una valanga sul primo fotone assorbito risultando cieco per tutti i rimanenti. In un regime di molti fotoni lo SPAD vede subito luce rispondendo sempre allo stesso istante e non segue più il profilo dell'impulso luminoso, allora l'indeterminazione introdotta dal rivelatore pesa maggiormente nella risoluzione complessiva dello spettro temporale. La struttura del laser e il set-up sperimentale ci permettono di operare sullo SPAD sia in un regime molto prossimo a quello di singolo fotone sia in un regime di molti fotoni, grazie ad una serie di filtri grigi attenuatori che si interpongono tra il laser di pompaggio e lo scintillatore dye.

Il laser utilizzato è equipaggiato con quattro filtri attenuatori, con valori espressi in percentuale di trasmissione (sul laser ad azoto) di: 0.3%, 0.6%, 2% e 10%. A cui si aggiunge il laser privo di attenuazione, che denominiamo per

comodità come 100%. Eseguiamo allora una serie di misure ad una lunghezza d'onda fissata di 395 nm, spaziando per tutti i gradi di trasmissione disponibili. Le due distribuzioni temporali con relative funzioni di fit allo 0.3% e al 100% sono riportate in figura 4.12.

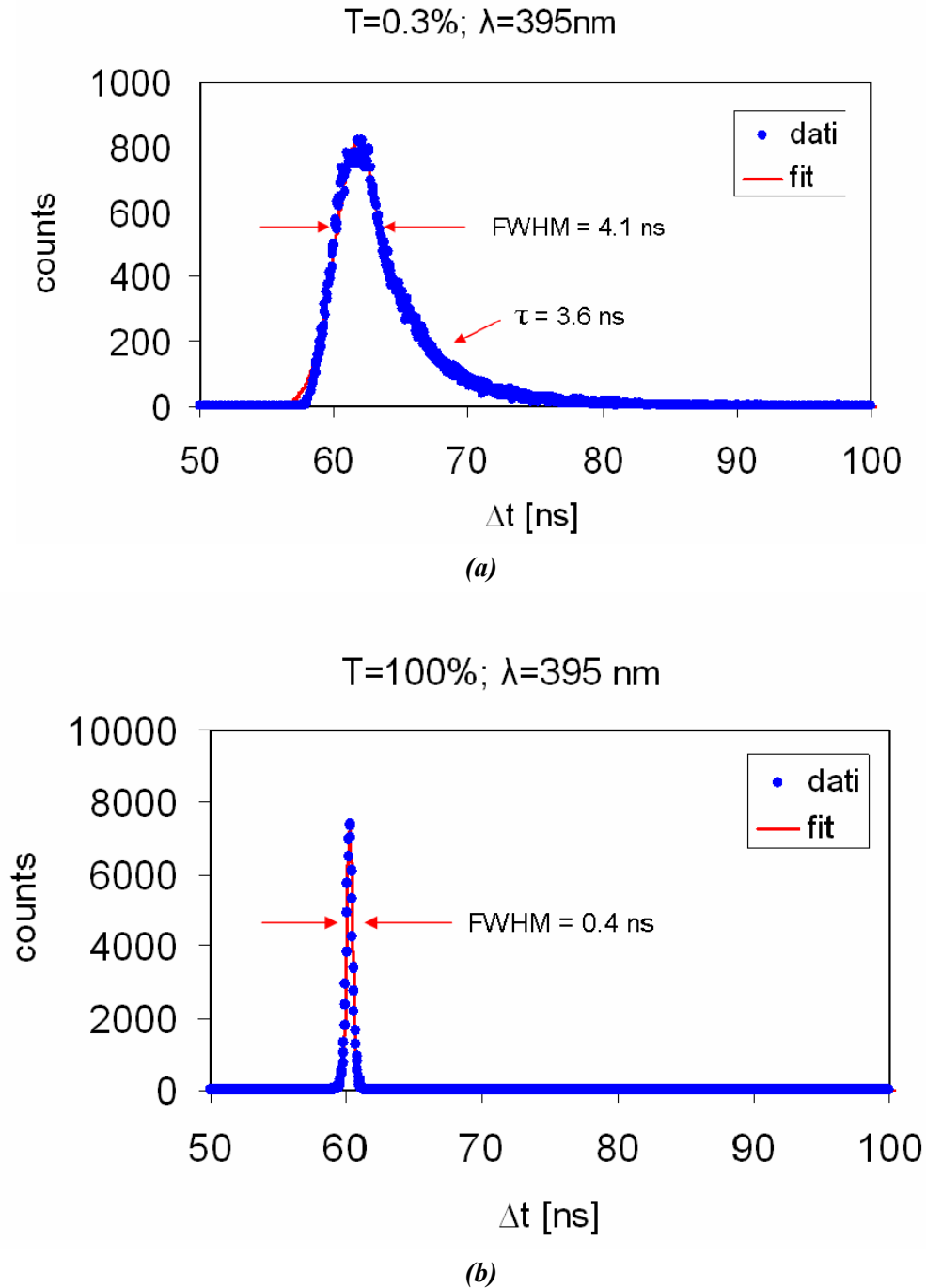


Figura 4.12: Risoluzione temporale dello SPAD1 con grado di trasmissione dello 0,3% (a) e del 100% (b).

I dati sperimentali di figura 4.12 (a) sono stati ricostruiti con la composizione della curva gaussiana e dell'esponenziale decrescente, mentre la curva (b) solamente con la gaussiana. Dalla (a) ricava un σ della gaussiana di 1.75 ns, corrispondente ad una **FWHM** di 4.1 ns, consistente con la larghezza dell'impulso laser, a meno delle fluttuazioni temporali del sensore. La coda esponenziale è messa bene in evidenza, ed ha un valore molto prossimo alla costante di tempo di emissione di uno scintillatore liquido, tipicamente compresa tra 3.5 e 3.8 ns (**Rif: 45**). Da questi dati possiamo concludere che lo SPAD ha lavorato in un regime di singolo fotone. Nella figura (b) si nota come la velocità di risposta dello SPAD schiaccia la curva nella parte destra dello spettro, con il contributo del laser che si riduce di molto, mentre quello dello scintillatore si annulla completamente.

Riportiamo di seguito sullo stesso plot, in scala logaritmica, l'andamento della FWHM dello SPAD e del PMT in funzione del grado di trasmissione.

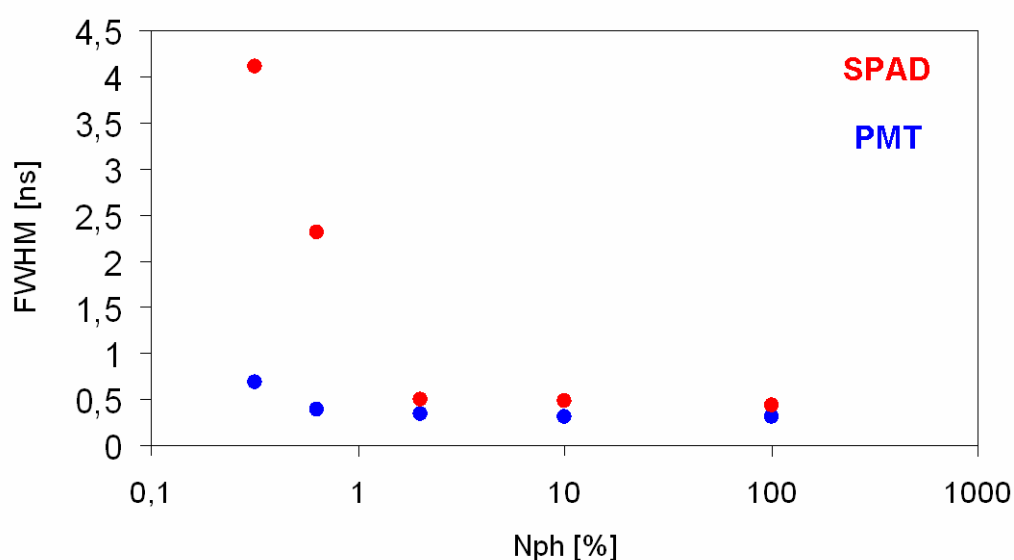


Figura 4.13: Andamento delle risoluzioni degli istogrammi temporali per SPAD (rosso) e PMT (blu), in funzione del grado di trasmissione del laser ad azoto.

L'andamento delle due risoluzioni temporali scala con il grado di trasmissione e quindi con il numero di fotoni che arriva sui due rivelatori. Lo SPAD lavora in regime di singolo fotone per $T = 0.3\%$, mentre il PMT vede sempre molta più luce. Al valore del 2% la risposta dello spettro SPAD non segue più il profilo

dell'impulso e crolla verso i 0.5 ns, mantenendosi su questo valore fino alla trasmissione massima. La risoluzione del PMT scala in base al numero di fotoni visti come $\frac{1}{\sqrt{N_{ph}}}$ (Poisson) come noto in letteratura e in base al suo principio di funzionamento (figura 4.14).

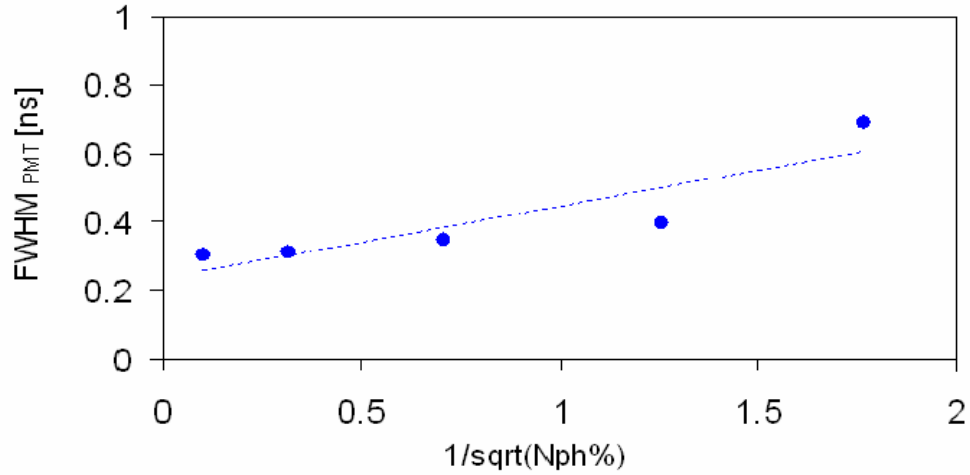


Figura 4.14: Andamento della risposta del PMT in funzione dell'inverso della radice quadrata del grado di trasmissione (o fotoni); tale andamento è tipico di un PMT. I risultati sono coerenti in base al principio di funzionamento del sensore.

Dalle risoluzioni spettrali ricavate con lo SPAD a 0.3 e 100% risaliamo ad valore indicativo per l'indeterminazione introdotta dal rivelatore. Per la condizione di singolo fotone consideriamo la larghezza intera dell'impulso laser vista dallo SPAD, che scala di ~300 volte quando portiamo al massimo la trasmissione del laser sullo scintillatore. Scriviamo le due equazioni:

$$\sqrt{FWHM_{SPAD}^2 + FWHM_{laser}^2} \cong 4.1ns \quad (4.7)$$

$$\sqrt{FWHM_{SPAD}^2 + \frac{FWHM_{laser}^2}{300}} \cong 0.42ns \quad (4.8)$$

Da cui ricaviamo la larghezza a metà altezza dell'impulso laser (4 ns) ed una indeterminazione dello SPAD, ad una tensione di eccesso del 20% circa rispetto al breakdown:

$$\sigma_{SPAD 50 \mu m, 32V} \leq 180 ps \quad (4.9)$$

Così come per le varie lunghezze d'onda, riportiamo l'andamento della carica media prodotta dallo SPAD e la sua risoluzione percentuale in figura 4.15.

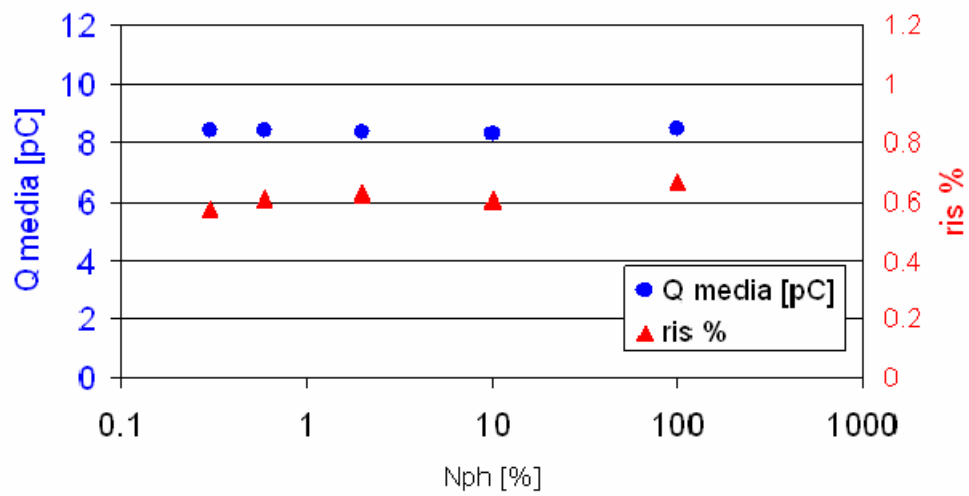


Figura 4.15: Andamento della carica media dello SPAD e della sua risoluzione percentuale.

Da questa figura si nota che per le varie intensità luminose, lo SPAD produce sempre la medesima quantità di carica media con una risoluzione percentuale praticamente costante.

4.3 Risposta dello SPAD-STM ad un laser Veloce.

La risoluzione dello spettro temporale ottenuta con lo SPAD migliora nettamente qualora venga impiegata una sorgente laser monocromatica e con una larghezza d'impulso molto bassa. A tale proposito abbiamo effettuato delle misure di correlazione temporale accoppiando il rivelatore ad un laser con una lunghezza d'onda di 400 nm e una larghezza d'impulso di 60 ps, con la luce inviata direttamente sul dispositivo. Il modello utilizzato è il PDL 800 della Pico Quant con una testina laser a stato solido.

Lo SPAD-STM utilizzato è quello che abbiamo denominato nel capitolo precedente come 1, alimentato a 32 V e il circuito di polarizzazione è ancora quello passivo. L'elettronica NIM impiegata si semplifica poiché vengono gestiti due soli segnali, il trigger del laser e lo SPAD e abbiamo scelto di non effettuare delle misure in carica. Gli spettri temporali vengono ottenuti con una correlazione start-stop in un TDC. La frequenza del laser è settata a 500 Hz per mantenere le prestazioni del PQC a un buon livello. La schematizzazione del set-up sperimentale è mostrata in figura 4.16.

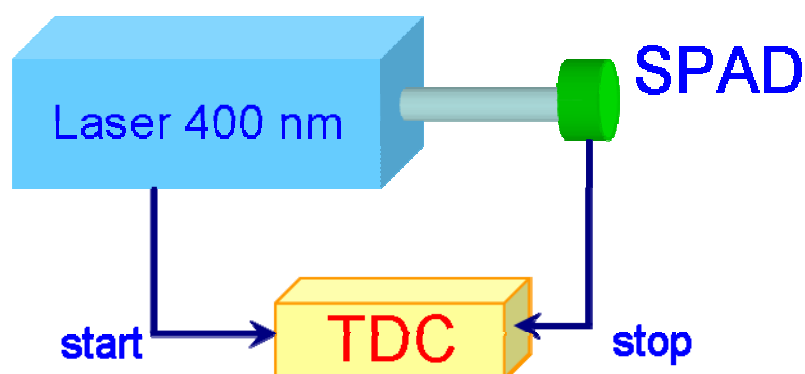


Figura 4.16: Schematizzazione della correlazione start-stop tra il laser e lo SPAD.

Lo spettro temporale ottenuto è mostrato in figura 4.17. Il fit sui dati è stato fatto con la funzione 4.3, e dalla parte gaussiana ricaviamo una σ di 70 ps, pari ad una risoluzione complessiva dello spettro di 160 ps

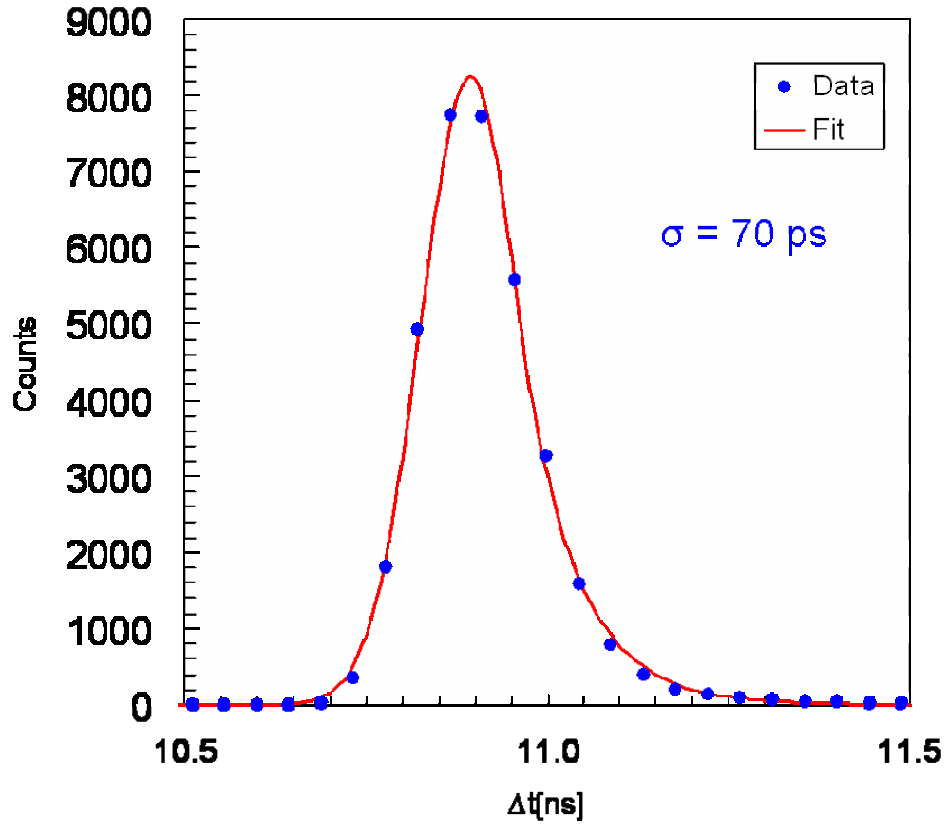


Figura 4.17: Spettro di correlazione temporale start-stop dello SPAD accoppiato ad un laser veloce con larghezza d’impulso di 60 ps.

Da questa distribuzione temporale e per quanto discusso nel paragrafo precedente ricaviamo un’indeterminazione temporale dello SPAD pari a:

$$\sigma_{SPAD, 50\mu m, 32V} \leq 70 \text{ ps} \quad (4.10)$$

Tale valore è nettamente superiore a quello ottenuto nella precedente misura con il dye laser in un regime operativo di molti fotoni.

5 Caratterizzazione degli array 2D 5x5 di SPAD-STM.

5.1 Introduzione.

L'utilizzo della tecnologia planare e di altre tipologie innovative nella fabbricazione di SPAD monolitici ha permesso di realizzare nuovi tipi di dispositivi, diversi dalle strutture precedenti ed aventi aree attive ridotte, con conseguente diminuzione della tensioni di breakdown e del dark count. Il notevole vantaggio nei nuovi dispositivi è, in genere, quello di possedere una giunzione sepolta, che isola la zona d'innesco della valanga dal substrato su cui questa è accresciuta, come avviene per la struttura dello SPAD-STM in silicio (vedi fig. 2.13). Questa caratteristica permette di integrare sul medesimo substrato più sensori elettricamente isolati, disposti in genere in modo regolare lungo array mono e bidimensionali (matrici). Una schematizzazione di questi dispositivi è mostrata in figura 5.1 (*Rif. 3;4*).

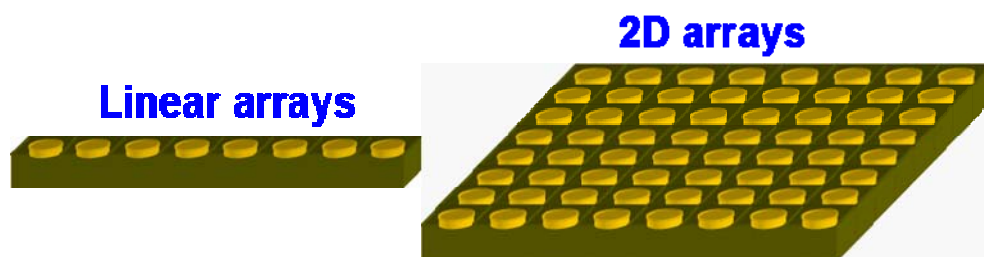


Figura 5.1: Schematizzazione ideale di più SPAD disposti in array mono e bidimensionali integrati sul medesimo substrato; i cerchi in giallo rappresentano le zone sensibili dei rivelatori, mentre quelle in verde le cosiddette zone morte.

L'integrazione di più sensori dello stesso tipo permette di operare in due configurazioni: con gli SPAD ad uscite indipendenti o in comune, sovrapponendo l'ampiezza dei segnali in uscita. La configurazione con uscite indipendenti fa sì che il dispositivo operi come un sensore di posizione sui fotoni incidenti. Questa configurazione tuttavia presenta delle limitazioni, poiché un numero troppo elevato di SPAD con uscite indipendenti richiederebbe l'impiego di un'elettronica per il processamento dei segnali di grosse dimensioni e di non facile gestione. A tale problema si può ovviare, in parte, accomunando in unica uscita i segnali di tutti gli SPAD. In tal caso il dispositivo non opera più come un sensore di posizione, ma come risolutore di impulsi luminosi di diverse intensità. La configurazione comune è stata definita con il termine Silicon Photo Multiplier (SiPM). Una schematizzazione del SiPM è mostrata in figura 5.2 (*Rif. 3;4*).

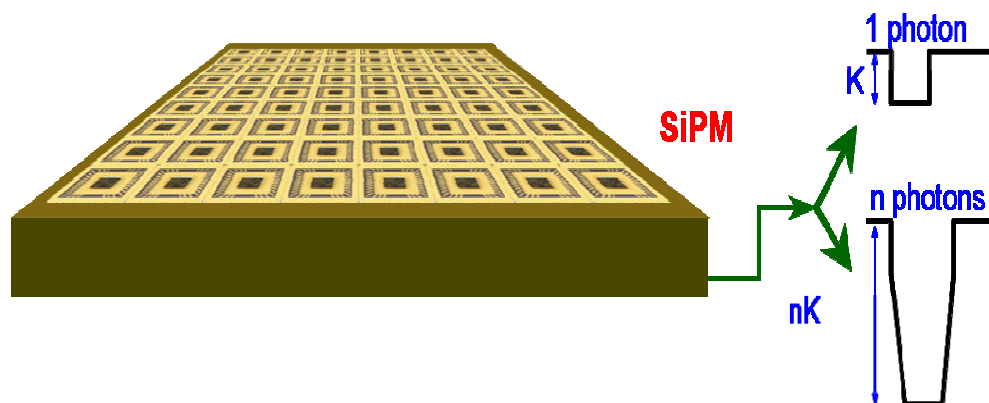


Figura 5.2: Idealizzazione di un array 2D di SPAD operanti in configurazione SiPM, in cui K è l'ampiezza del segnale in uscita di un suo singolo SPAD, ed n il numero di SPAD che produce valanga rispondendo ad una determinata sollecitazione.

In tali dispositivi ritroviamo nuove problematiche rispetto agli SPAD singoli, che insorgono dall'integrazione dei vari sensori. Tra queste nuove problematiche vi sono: il fenomeno del cross-talk, una scarsa efficienza geometrica, la non uniformità del dark count e del guadagno di carica tra i vari diodi che la compongono. Queste sono legate alle dimensioni dei singoli sensori, al passo di

separazione, ad eventuali imperfezioni e concentrazioni di carica non uniformi tra i vari SPAD.

Per una questione di comodità useremo d'ora in avanti il termine pixel riferendoci al singolo SPAD facente parte dell'array o della matrice.

In una matrice di SPAD, il cross talk è quel fenomeno per cui un pixel acceso innesca delle valanghe spurie negli altri pixel. Il cross talk limita fortemente l'integrazione di un numero elevato di fotodiodi in quanto dipende dal passo della matrice. In figura 5.3 (*Rif. 6*) è mostrato l'effetto del cross talk (in questo caso specifico ottico, vedi più avanti) in uno dei primissimi array di fotodiodi SPAD.

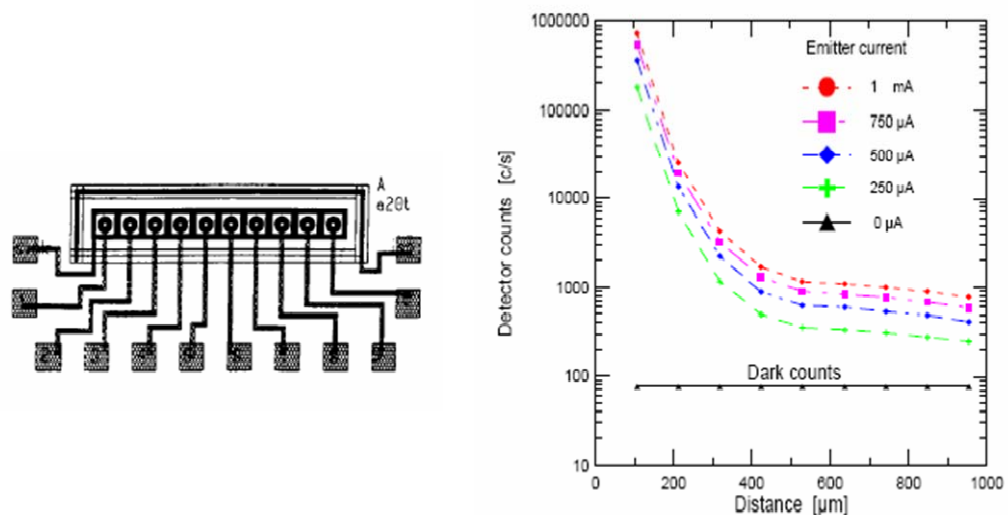


Figura 5.3: Array lineare di 10 SPAD aventi un passo di 100 μm (a sinistra). Il cross talk (a destra) è valutato come incremento del dark count di tutti i pixel in funzione dalla distanza di separazione da un pixel di riferimento.

L'entità del cross-talk dipende generalmente dalla struttura dell'array, in particolare dal passo e dagli strati di semiconduttore che separano i pixel. Il fenomeno può avere natura diversa, ma tipicamente è classificato come cross talk ottico. Il cross talk ottica è largamente documentato in letteratura, ed è associata al segnale di valanga. Durante la valanga viene liberata una certa quantità di fotoni per un effetto detto Bremsstrahlung (*Rif. 10*). Per quantificare il fenomeno di emissione si fa riferimento alla corrente media che attraversa la giunzione, e il

numero di fotoni emessi per portatore è di circa $2.9 \cdot 10^5$ (Rif. 33;36). Questo numero ci dice che viene emesso un fotone ogni 10^5 cariche elettriche prodotte. Se consideriamo l'isotropia dell'emissione e il fatto che la luce si propaga come un'onda elettromagnetica nel silicio, può accadere che un certo numero di fotoni emessi durante la valanga arrivino ad innescare altri pixel. La luce si propaga nel silicio in base al coefficiente di assorbimento e allo spessore dei vari strati che attraversa, quindi l'entità del cross talk ottico dipende dalla distanza tra i pixel della matrice. Questo limita fortemente la riduzione del passo e quindi l'integrazione di un determinato numero di SPAD. Per ridurre questo fenomeno si ricorre ad un isolamento ottico tra i pixel, realizzato inserendo uno strato di materiale opaco all'interno di uno scavo nel semiconduttore, detto trench.

Per un'array di SPAD si introduce un fattore geometrico dato dalla somma di tutte le aree attive dei pixel rapportate alle dimensioni dell'intero dispositivo, incluse le cosiddette zone morte. In genere le piccole dimensioni dell'area sensibile fanno sì che un certo numero di fotoni vengano persi nel processo di rivelazione, limitando così le prestazioni dell'array. Definiamo allora per un array (o matrice) un'efficienza di rivelazione, data dal prodotto dell'efficienza di rivelazione del singolo pixel per l'efficienza geometrica della matrice. L'inserimento del trench tra due pixel permette, oltre alla riduzione del cross talk ottico, di ridurre anche il passo, con la possibilità di integrare più sensori, e quindi di migliorare l'efficienza geometrica.

In tutto questo discorso è stata trascurata l'eventualità che l'efficienza di rivelazione tra i pixel non sia uniforme, e questo può essere un ulteriore problema.

Con l'impiego della tecnologia planare la STM, ricava degli SPAD con aree attive circolari, compatibili con una seconda tecnologia per la realizzazione dei dispositivi microelettronici, quella CMOS. Ciò permette oggi di poter integrare un discreto numero di componenti passivi per la realizzazione dei PQC, in modo da eliminare le capacità parassite, e forse in un futuro prossimo di integrare anche una componentistica elettronica per la realizzazione dei circuiti di quenching attivi e di sistemi per il processamento dei segnali elettrici (ad esempio comparatori, discriminatori, counter, oscillatori, ecc).

Come esempi di array di SPAD realizzati in una tecnologia simile alla nostra e che presentano un livello avanzato del sensore, citiamo un dispositivo realizzato

dal Politecnico di Milano nell'ambito del progetto SPADA (*Rif. 9; 13*). Questo è formato da sessanta SPAD di diverse dimensioni, con accoppiato un iAQC per ogni pixel, un sistema di raffreddamento Peltier e una scheda elettronica per il processamento dei segnali. Un sistema siffatto permette, in base alle esigenze, di selezionare solamente determinati pixel, con segnali di uscita già in parte elaborati. Altro modello sempre realizzato in tecnologia CMOS è stato presentato qualche anno fa da un gruppo di ricercatori svizzeri (*Rif. 27; 29*), che hanno realizzato una matrice di 4*8 SPAD con 6.4 μm di diametro attivo e passo di 75 μm , con integrato sullo stesso chip i resistori per il PQC e un comparatore per avere, malgrado le piccole dimensioni del pixel, in uscita un segnale di tensione consistente.

Queste due citazioni fanno riferimento ad array operanti con SPAD indipendenti. Come esempio di configurazione SiPM citiamo invece un dispositivo prodotto in Russia in una tecnologia detta MRS (Metal Resistor Semiconductor), con una densità di 1000 pixel/mm² e con passo praticamente nullo. Hanno il vantaggio di avere integrati tutti i resistori di PQC, e, in base ai loro risultati, la carica media prodotta è uniforme su tutti i pixel, così il dispositivo funziona perfettamente da risolutore d'impulsi di diverse intensità (*Rif. 23; 24; 25; 26*).

5.2 *Struttura e caratteristiche della matrice di SPAD-STM.*

Iniziamo a presentare l'array in due dimensioni di fotodiodi SPAD facente parte di un primo lotto di prototipi costruiti da STM.

Il dispositivo è formato da 25 SPAD suddivisi in cinque array lineari, con cinque fotodiodi che lavorano ad una tensione di polarizzazione positiva. Ciascuno dei cinque SPAD possiede un contatto di catodo indipendente e gli anodi collegati in modo da formare un'uscita in comune. I venticinque complessivi sono equispaziati su una superficie quadrata, avente un'area di 1 mm^2 , e ciascuno con diametro attivo di $50 \text{ }\mu\text{m}$. Il passo tra due pixel è di $200 \text{ }\mu\text{m}$, misurato dal centro delle aree attive.

Il processo di fabbricazione parte da uno strato piano di semiconduttore drogato n, con uno spessore di $500 \text{ }\mu\text{m}$. Su questo vengono effettuati degli scavi circolari profondi $10 \text{ }\mu\text{m}$ circa, distanziati l'uno dall'altro di $200 \text{ }\mu\text{m}$. All'interno di ogni foro circolare vengono accresciuti gli strati di silicio a diverso drogaggio che formeranno i singoli SPAD, con struttura identica a quella di figura 2.13. La separazione della zona di valanga dal substrato permette di isolare elettricamente, e quindi di integrare, più pixel. Il lay-out del chip è mostrato in figura 5.4.

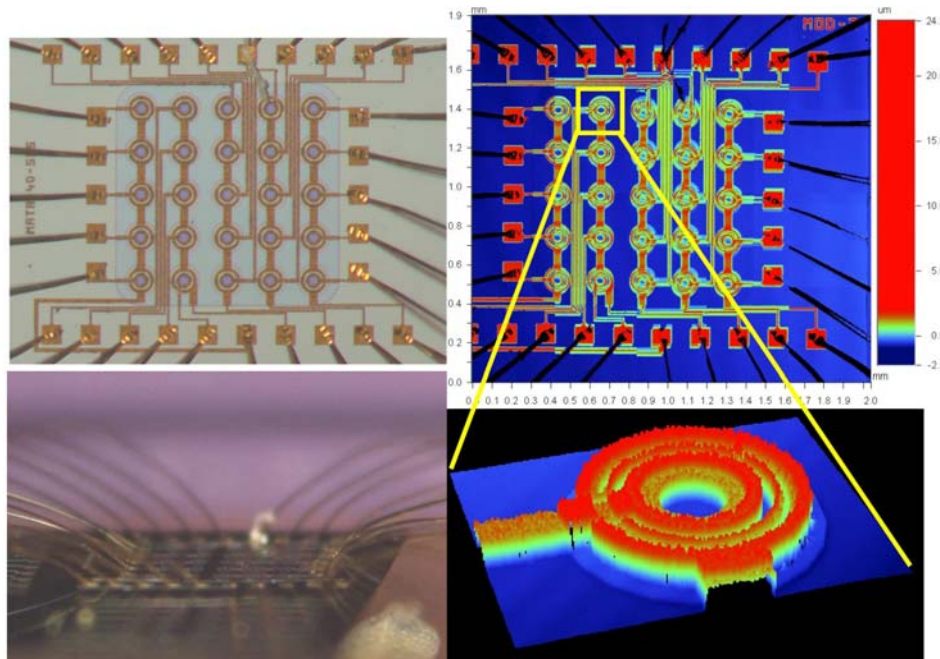


Figura 5.4: Lay-out della matrice 5x5. Nella parte sinistra della figura sono riportate due immagini del dispositivo al microscopio ottico: in alto si vede la parte superficiale della matrice, in cui si distinguono le venticinque aree attive circolari circondate dai contatti metallici per le alimentazioni e le uscite; in basso sono visibili i fili di bonding destinati alla piedinatura. A destra si riportano invece due figure fatte con un profilometro a interferometria ottica e si mette ben in evidenza, in basso, il profilo tridimensionale del pixel, con la profondità riportata nella figura in alto.

L'anodo in comune di un array lineare è ottenuto collegando i contatti metallici esterni che si trovano al disopra delle zone p^+ che formano i cinque anodi dei pixel. I pad su cui terminano le piste di metal sono collegati tramite fili di bonding a 32 pin di uscita del package, 30 dei quali attivi, 25 per i catodi e cinque per gli anodi. Il chip non include resistori di polarizzazione o altri componenti circuitali, come le matrici citate in precedenza, e quindi bisognerà accoppiare ad ogni pixel un circuito di quenching passivo.

La STM ha messo a disposizione dei LNS due lotti di sei matrici ciascuno, un lotto con trench ed uno senza. Per realizzare il trench si effettua ad una distanza di 100 μm uno scavo circolare concentrico con l'area attiva, spesso 0.8 μm sulla superficie e riempito da tungsteno. La lavorazione del trench precede nella

sequenza realizzativa della matrice l'inserimento degli strati che costituiscono i vari SPAD, in maniera tale da non danneggiarli.

La doppia caratterizzazione sulle matrici, con e senza trench, ha lo scopo di capire quanto effettivamente il trench sia vantaggioso nella riduzione del cross-talk ottico in un dispositivo con un passo di queste dimensioni. La questione è posta poiché il processo di realizzazione del trench è molto delicato e deve avvenire con precisione estrema, considerando la sensibilità alle minime imperfezioni e ai difetti da parte dello SPAD. Inoltre vi sono da valutare i costi economici aggiuntivi che questo processo introduce.

I due tipi di matrice appartengono al lotto di produzione MIN-NINT, lo stesso discusso nel capitolo precedente, che riguardava gli SPAD singoli, con breakdown medio di 26 V per i vari pixel, forniti dal costruttore.

Per quanto riguarda invece l'efficienza di rivelazione, l'analisi è stata fatta allo stesso maniera del singolo SPAD (*Rif. 17*), da cui è risultato un valore uniforme per tutti i pixel. In figura 5.5 riportiamo l'andamento della DE (Detection Efficiency) in funzione della lunghezza d'onda e della tensione in eccesso per un pixel campione.

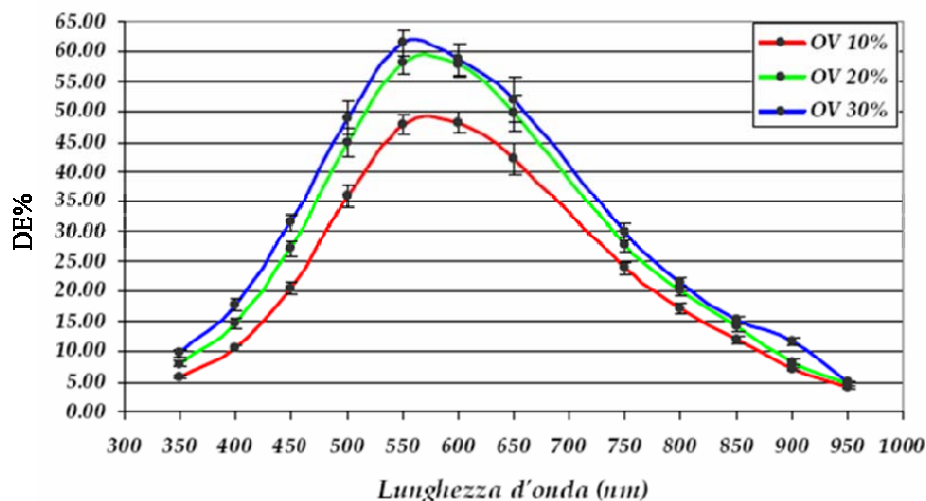


Figura 5.5: Andamento della DE% di un pixel appartenente ad una matrice, in funzione della lunghezza d'onda e per tre diversi valori di tensione in eccesso.

Ricaviamo invece analiticamente l'efficienza geometrica, dividendo la somma delle aree attive dei pixel per l'area complessiva della matrice. Se inglobiamo nel calcolo dell'area totale anche i pad metallici a cui si collegano i fili di bonding, otteniamo un'area complessiva del sensore di 1.1 mm^2 , ovvero una efficienza geometrica di circa il 5%. Come detto in precedenza, la matrice può operare in due diverse configurazioni, ovvero con cinque SPAD ad uscite indipendenti appartenenti a cinque array separati, e in configurazione SiPM con un numero di pixel con uscite in comune che può variare da 5 a 25, a seconda che venga acceso un solo array o tutti contemporaneamente.

5.3 *Parte Sperimentale.*

La parte sperimentale fa riferimento alla caratterizzazione delle due matrici avvenuta ai LNS. Inizieremo con lo studio del dark count e del guadagno di un pixel di riferimento, in funzione della tensione applicata e della temperatura, per arrivare al confronto degli stessi parametri per più pixel. Passeremo successivamente allo studio del cross talk confrontando i risultati ottenuti per le due matrici con e senza trench. Da queste misure otteniamo anche degli interessanti risvolti sul comportamento dello SPAD nelle sue fasi di funzionamento ed in particolare riguardo l'afterpulsing. Il capitolo sarà infine chiuso da una serie di misure che illustrano le prestazioni di alcuni array e della matrice completa su segnale di luce emesso da uno scintillatore plastico BC408 nella configurazione SiPM.

5.3.1 *Analisi del dark count.*

Il dark count intrinseco dello SPAD è dato dalla somma di eventi spuri dovuti alla generazione termica e all'afterpulsing, ed entrambe le componenti dipendono loro qual modo sia dalla tensione applicata e sia dalla temperatura del diodo. Per effettuare quindi una corretta caratterizzazione del valor medio del dark count in bisogna tenere sotto controllo questi due parametri. Il controllo della tensione non è particolarmente complicato se si hanno a disposizione degli alimentatori in continua abbastanza stabili, mentre il controllo di temperatura richiede dei sistemi di raffreddamento adatti alla dissipazione in potenza dei pixel e dell'intera matrice.

Per minimizzare le variazioni del valor medio di dark count con la temperatura è stato impiegato un sistema di celle Peltier interfacciate al chip. Il sistema di raffreddamento è formato da due celle poste a contatto tra loro, una con il ruolo di

raffreddare il dispositivo e l'altra di dissipare verso l'esterno il calore prodotto. Le variazioni di temperatura sulla prima cella si riflettono in tensione sulla sua alimentazione, e, attraverso un opportuno sensore, tale variazione arriva ad un circuito retroazionato. Questo riporta con il suo loop la tensione, e quindi la temperatura, al valore fissato dall'utente. Il processo è pilotato da un computer remoto, che regola la temperatura entro i limiti di 5 e 30° C. Bisogna mettere in evidenza che il sistema non è stato realizzato ad hoc per gli SPAD, ma per altri dispositivi in silicio con bassa potenza dissipata (appartenenti al gruppo CHIMERA dei LNS), tuttavia il sistema si può adattare agli SPAD entro certi limiti operativi.

L'accoppiamento fisico SPAD-Peltier non è diretto, e richiede una parte meccanica per interfacciare il dispositivo alla cella. Lo scambio di calore è ottenuto ricoprendo la parte inferiore della basetta di bachelite con una strato di ottone adesivo, da cui partono due strisce flessibili, sempre in ottone, che arrivano a contattare la parte inferiore del package. Non essendo il rivelatore direttamente accoppiato al Peltier, non è da escludere la presenza di un gradiente di temperatura tra la cella e il chip. In conseguenza di ciò non si può affermare che la temperatura della piastra (nota) sia uguale alla temperatura della matrice di SPAD. E' comunque ragionevolmente garantito che entrambe le temperature si mantengano stabili in condizioni operative.

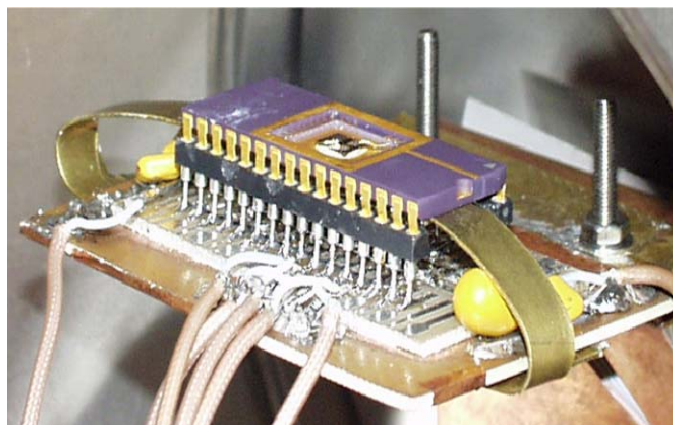


Figura 5.6: Accoppiamento SPAD-Peltier: la base piatta è la cella Peltier di interfaccia, da cui si notano le due strisce di ottone per lo scambio di calore.

Settiamo l'elettronica NIM e il CAMAC per lavorare con il solo segnale di buio dello SPAD. Il segnale dello SPAD attraversa il linear fan-in/fan-out per essere invertito e successivamente inviato ad un discriminatore leading-edge. Il segnale NIM di uscita da questo va ad un contatore di impulsi che segna su un display il numero di eventi contati al secondo. Il passo di discriminazione del segnale analogico è obbligato dal fatto che il contatore lavora con segnali negativi in ingresso di ampiezza superiore rispetto a quelli prodotti direttamente dallo SPAD, mentre il linear fan-in/fan-out serve ad invertire il verso del segnale SPAD. Lo schema a blocchi dell'elettronica è mostrato in figura 5.7.

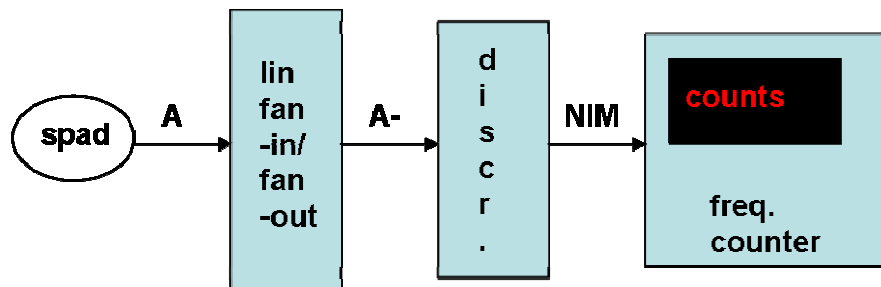


Figura 5.7: Schema a blocchi dell'elettronica impiegata nella misura di dark count. In uscita da ogni stadio è indicato il tipo di segnale (A- sta per segnale analogico negato).

La soglia del discriminatore è mantenuta al valore minimo di -19 mV, da tenere in considerazione come parametro, poiché vi può essere un insieme di eventi spuri di ampiezza inferiore persi nel conteggio complessivo. La scelta di un leading-edge, e non di un CFD, è dovuta al fatto che il discriminatore presenta un solo parametro da gestire, la soglia, ed il walk di ampiezza non è un problema che incide nella valutazione del dark count.

La temperatura è stata regolata nelle varie misure in un range di valori compresi tra 10° a 25° C con step di 5°, per non sovraccaricare il sistema di raffreddamento.

5.3.1.1 Dark count di un pixel in funzione della tensione applicata e della temperatura.

Riportiamo adesso il dark count di un pixel campione, appartenente alla matrice senza trench. Questa prima parte della misura ha come oggetto di interesse la dipendenza del rumore dalla tensione applicata e dalla temperatura, e come il suo valor medio sia sensibile alle variazioni dei due parametri, il tutto visto in un ambiente e con una componentistica tipiche della fisica nucleare.

La figura che segue riporta i risultati in funzione della tensione per misure ripetute a varie temperature.

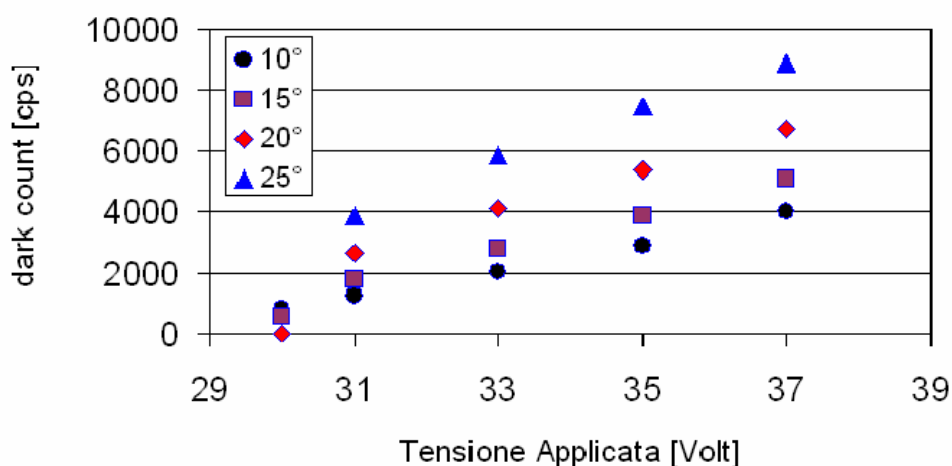


Figura 5.8: Andamento del dark count di un pixel appartenente alla matrice senza trench, in funzione della tensione e per quattro diversi valori di temperatura.

L'andamento del dark count è crescente per tensione compresi tra i 31 e i 37 V, ed aumenta con la temperatura. Per il valore di 30 V il trend crescente rispetto alla temperatura subisce un'inversione, e il dark count medio risulta minore per le temperature maggiori. La ragione di ciò si può ricondurre ad una dipendenza del breakdown (V_b) dalla temperatura.

In letteratura si ritrova infatti che per un diodo in fase di valanga, la tensione questa cresce con l'aumentare della temperatura, $\frac{dV_b}{dT} > 0$ (Rif: 31;50). Se fissiamo quindi la tensione sullo SPAD ad un valore di 30 V, aumentando la temperature si ha una riduzione della tensione di eccesso e quindi dell'ampiezza del segnale. Questo fenomeno riduce progressivamente il numero di eventi che superano la soglia di discriminazione di -19 mV, fino ai 25° C per cui il contatore non segna più alcun evento. Il discorso verrà ripreso ed integrato più avanti quando tratteremo il guadagno in carica dello SPAD.

Invertiamo adesso i due parametri, e riportiamo l'andamento del dark count con la temperatura (figura 5.9).

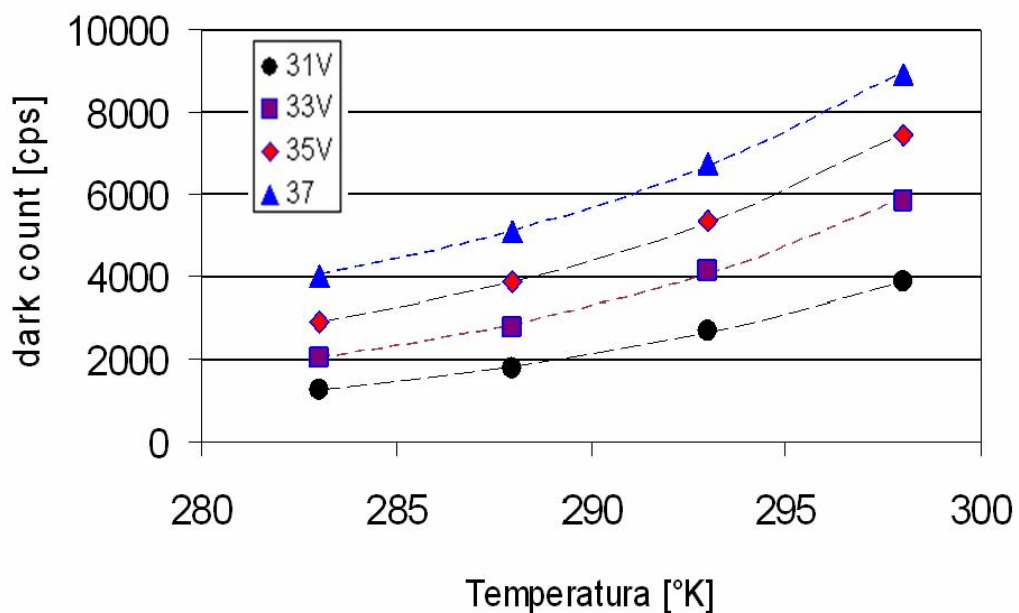


Figura 5.9: Andamento del dark count di un pixel appartenente alla matrice senza trench, in funzione della temperatura e per quattro valori di tensione; le linee continue hanno uno scopo visualizzativo.

Il dark count complessivo dello SPAD è dato dai due contributi di generazione termica e di afterpulsing. La probabilità di emissione di eventi con la temperatura ha un andamento esponenziale, come discusso nel capitolo 2, e nel caso degli SPAD gli strati di silicio che contribuiscono maggiormente alla generazione

termica sono quelli che formano la giunzione di valanga per via di un elevato drogaggio.

5.3.1.2 Uniformità del dark count tra i pixel.

Il valor medio del dark count di un fotorivelatore è fondamentale per stabilire quale sia il numero minimo di impulsi o di fotoni che un esso riesce a contare. Per la matrice operante con uscite indipendenti, diventa fondamentale che il valor medio del dark count si mantenga il più possibile uniforme, affinché tutte e cinque i pixel si comportino allo stesso modo.

Il procedimento di valutazione del dark count è stato ripetuto per più pixel (per l'esattezza undici), per la matrice senza trench, mantenendo la temperatura della cella Peltier ad un valore costante di 15° C e ad una tensione di polarizzazione di 34V. Il risultato è mostrato in figura 10, con i pixel disposti in ordine crescente di rumore.

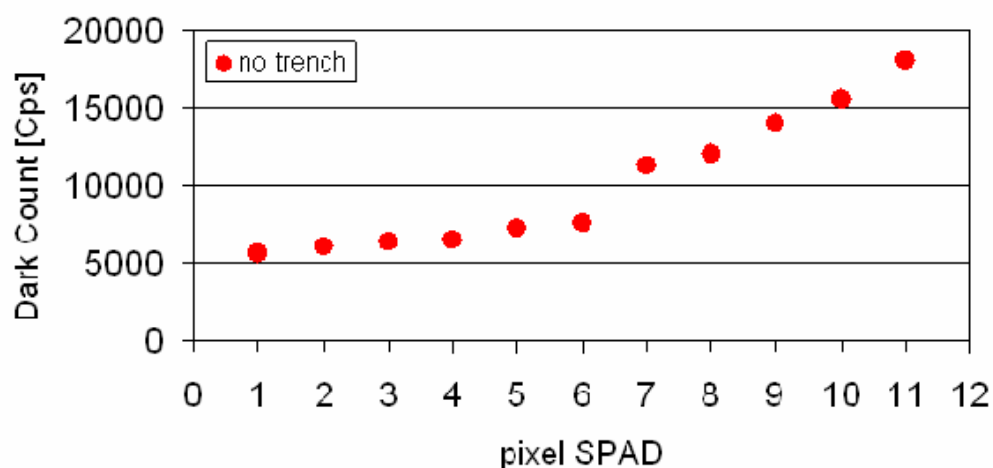


Figura 5.10: Confronto del dark count di 11 pixel appartenenti alla matrice senza trench, disposti in ordine crescente di rumore (temperatura di 15° C e tensione di polarizzazione di 34V).

La differenza di dark count è legata ad un numero diverso di difetti nel cristallo tra i vari pixel, ma anche ad una possibile non uniformità del breakdown. Un breakdown inferiore di uno SPAD rispetto ad un altro, per la stessa tensione di alimentazione e per la stessa temperatura, comporta una maggiore tensione in eccesso e quindi un maggior numero di eventi che superano la soglia di discriminazione.

Le stesse problematiche di rumore si hanno per la configurazione SiPM, e riportiamo in figura 5.11 l'andamento del dark count complessivo per un array acceso per intero, ad una temperatura di 15° C e in funzione della tensione applicata.

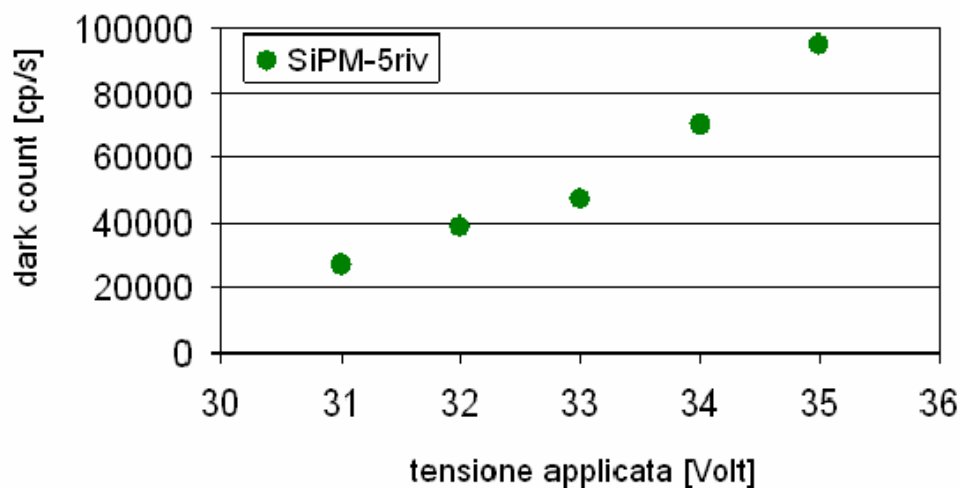


Figura 5.11: Andamento del dark count medio in funzione della tensione applicata di un array lineare in configurazione SiPM (temperatura monitorata a 15° C).

Dai dati si può dedurre che per mantenere il dark count entro certi limiti in una configurazione SiPM, bisogna operare alla tensione di 31 V, altrimenti un rumore troppo elevato in una misura reale potrebbe dar luogo a delle coincidenze spurie tra fotoni rivelati ed eventi di rumore. Questo effetto falserebbe il numero effettivo di fotoni contati dal SiPM e quindi la vera risoluzione spettrale.

5.3.2 *Analisi del guadagno in funzione della tensione e della temperatura.*

Il numero medio di portatori che attraversano la giunzione durante una valanga, per un dato valore di tensione applicata, rappresenta il guadagno medio dello SPAD. Facendo riferimento alla figura 2.9, alla schematizzazione di circuito equivalente per il PQC, la carica contenuta nel segnale di uno SPAD è data dalla somma di quella liberata dalla capacità interna del diodo e di quella fornita dalla capacità parassita vista dal catodo verso massa.

La carica complessiva è data dall'espressione:

$$Q_{pqc} = (V_a - V_b) \cdot (C_D + C) \quad (5.1)$$

dove V_a è la tensione di alimentazione V_b quella di breakdown, C_D la capacità di giunzione e C quella parassita. L'unico valore noto in partenza nella relazione è la V_a , ed effettuando una integrazione del segnale per varie temperature e tensioni, cercheremo di ricavare il massimo numero di informazioni inerenti le capacità e il breakdown.

La forma del segnale in uscita prodotto da un evento di buio dello SPAD è la stessa di quello prodotto da un fotoelettrone, e i risultati presentati in questo paragrafo sono stati ottenuti lavorando proprio sul dark count.

La temperatura sul chip è mantenuta sotto controllo con il sistema Peltier descritto nel paragrafo precedente. Il numero di moduli NIM e la logica di acquisizione dell'elettronico sono introdotti in funzione di un solo rivelatore, che allo stesso tempo produce il segnale da integrare, il gate di integrazione per il convertitore Silena 4418/Q e il trigger per il crate CAMAC (ovvero il LAM).

Il gate d'integrazione viene generato dall'uscita del discriminatore, di durata fissata da un opportuno trimmer e sincronizzato in tempo con il segnale analogico in uscita dal linear fan-in/fan-out. Lo schema a blocchi è mostrato in figura 5.12.

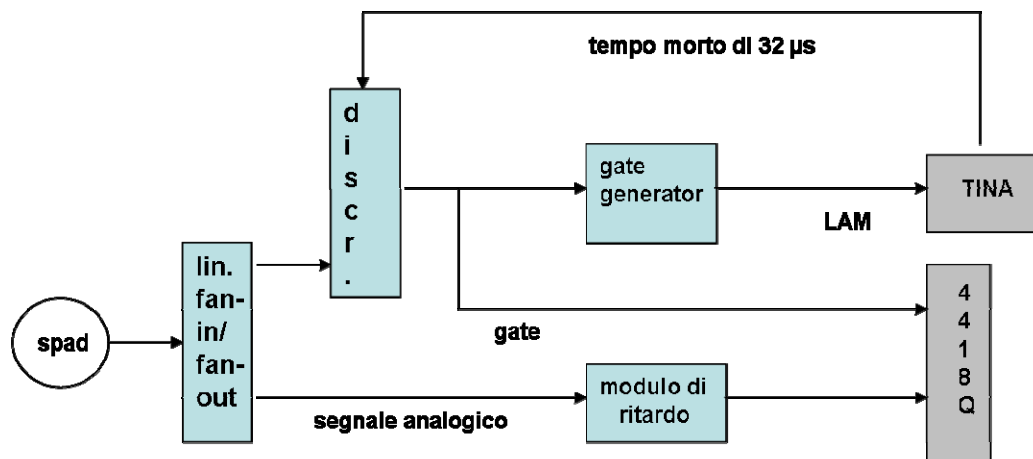


Figura 5.12: Schema a blocchi dell'elettronica NIM impiegata nella misura in carica.

In fase di scarica la corrente di valanga non arriva a zero, ma si stabilizza su un valore I_f , diverso, come discusso nel capitolo 2. Per eliminare questa componente di segnale, scegliamo una durata del gate d'integrazione strettamente limitata alla sola fase di produzione della valanga e di scarica del segnale, basandoci sui segnali visti all'oscilloscopio. La durata del gate viene scelta di circa 20 ns come mostrato in figura 5.13.

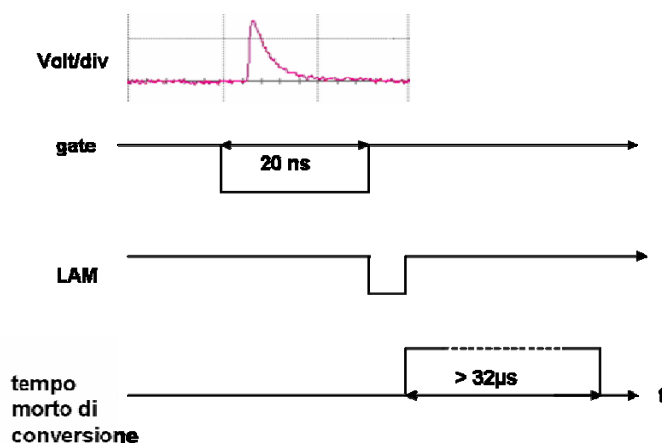


Figura 5.13: Sequenza dei segnali gestiti in fase di acquisizione ed elaborazione dati per la misura in carica.

Il segnale positivo in figura è direttamente quello di uscita dallo SPAD, successivamente invertito dal linear fan-in/fan-out e poi integrato.

5.3.2.1 Analisi in carica del singolo pixel.

Analizziamo l'andamento del guadagno in carica di un pixel della matrice variando tensione e temperatura. In acquisizione si osservano delle distribuzioni statistiche aventi un picco alto e stretto, confinato in pochi canali (figura 5.14). Questo ha un profilo riconducibile ad una funzione gaussiana, con il valor medio e la deviazione standard che rappresentano rispettivamente il guadagno medio del segnale e le sue fluttuazioni statistiche.

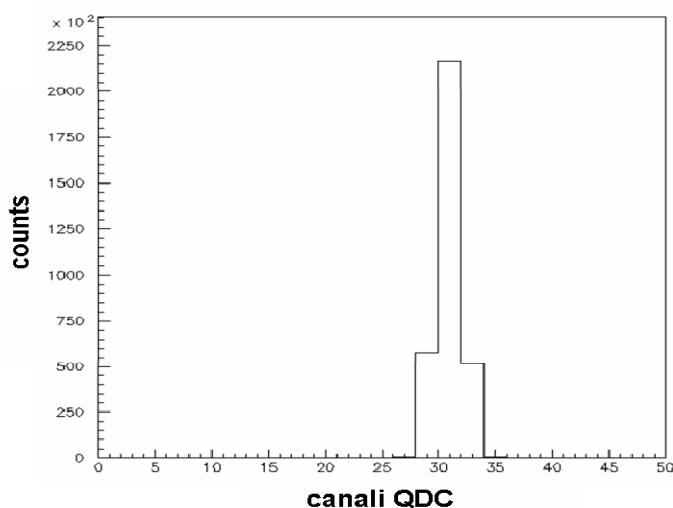
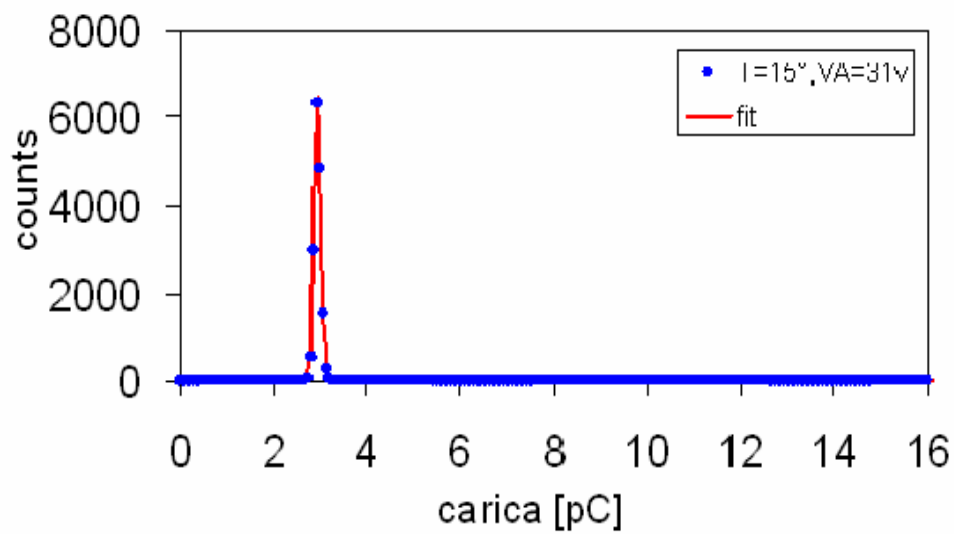
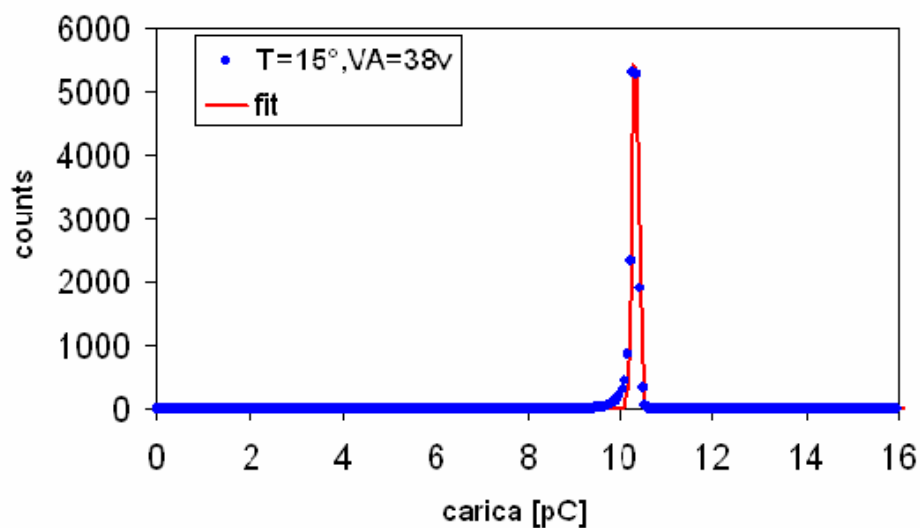


Figura 5.14: Esempio di istogramma in carica di uno SPAD osservato on-line durante l'accumulo statistico.

Il profilo dell'istogramma visto on-line ha una forma segmentata per come è stato impostato il programma stesso di acquisizione, che raggruppa i canali a 4 a 4 (in gergo si dice che il bin è di 4 ad 1), per velocizzare il controllo on line su spettri con basso conteggio. Successivamente questo viene ricostruito a piacimento a partire dagli eventi registrati su file. Lo spettro è distribuito in 4096 canali e il convertitore ha una calibrazione in carica di 0.0625 pC per canale. Riportiamo a titolo di esempio in figura 5.15 i profili degli istogrammi elaborati e comprensivi di fit gaussiano per le tensioni di 31 e 38 V.



(a)



(b)

Figura 5.15: Distribuzione in carica e relativa funzione di fit gaussiano, alle due tensioni di alimentazione di 31 V (a) e di 38 V (b), per una temperatura di 15° C.

A 31 V l'andamento dei dati sperimentali coincide con la funzione di fit, mentre a 38 V si ha un discostamento, con una distorsione nella parte iniziale dei dati sperimentali, dovuta ad un consistente incremento degli eventi di afterpulsing che generano segnali quando la tensione sullo SPAD è ancora in fase di ricarica, di conseguenza con ampiezza minore.

Dai fit ricaviamo un valore medio del guadagno (denominato *centroide*) di 3 pC per i 31 V e di 10.4 pC per i 38 V. Dividendo la carica media prodotta per la carica di un elettrone ($q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C) otteniamo il guadagno:

$$G_{31V} = \text{centroide} / q = 1.9 \times 10^7 \quad (5.2.a)$$

$$G_{38V} = 6.5 \times 10^7 \quad (5.2.b)$$

Il guadagno in carica ottenuto è elevato, dell'ordine di grandezza del segnale di un fotomoltiplicatore, così come discusso nel capitolo 4. Allo stesso modo ricaviamo la risoluzione spettrale e la risoluzione percentuale:

$$\sigma_{31V} = 0.02 \text{ pC} \rightarrow R[\%] = \frac{FWHM_{31V}}{\text{centroide}_{31V}} \cong 1\% \quad (5.3.a)$$

$$\sigma_{38V} = 0.02 \text{ pC} \rightarrow R[\%] = 0.5\% \quad (5.3.b)$$

Le risoluzioni percentuali sono confrontabili con quelle viste per lo SPAD singolo. I valori delle risoluzioni percentuali sono confortanti, non tanto per lo SPAD nell'ottica della matrice operante in configurazione SiPM, e nella sua capacità di poter distinguere nello spettro di carica i fotoni che compongono una serie di impulsi con diversa intensità, e quindi energie differenti.

La risoluzione percentuale misurata ad una tensione di alimentazione di 38 V è migliore rispetto ai 31 V, poiché a tale valore di tensione la carica prodotta è maggiore e il bin del convertitore incide di meno sul risultato. La carica media cresce linearmente con la tensione applicata, come mostrato in figura 5.16.

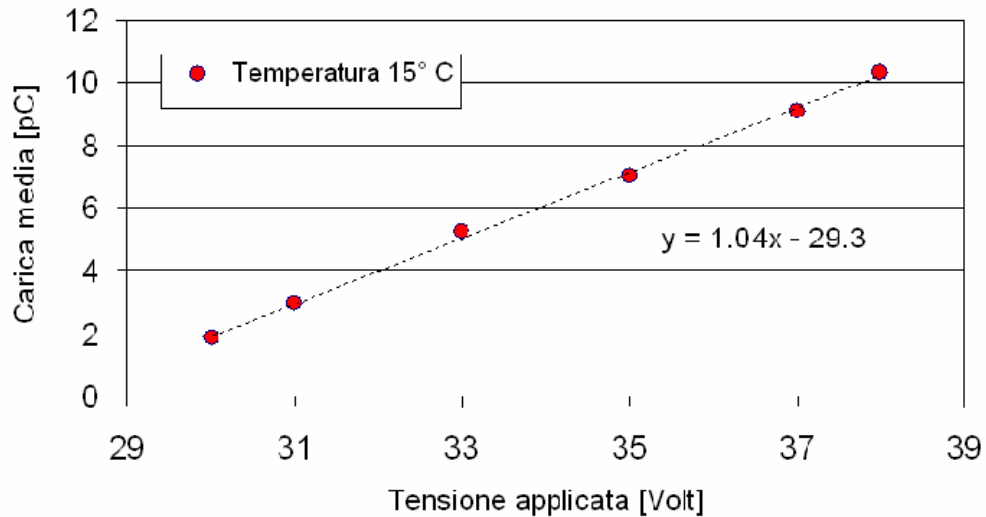


Figura 5.16: Andamento della carica media di un pixel campione della matrice senza trench con rispettiva retta di fit.

Se consideriamo che il plot di figura 5.16 ha come assi rispettivamente la tensione e la carica, il coefficiente angolare è dimensionalmente una capacità, che risulta essere pari a circa 1 pF. In tale valore sono comprese sia la capacità di giunzione che quella parassita. La retta interseca l'asse delle tensioni al valore di 28.2 V, che in base ai dati coincide con quel valore di tensione per cui il dispositivo non innesca più la valanga. Ad esso contribuiscono il breakdown, il piedistallo del convertitore e la capacità parassita vista nel nodo di catodo. Il piedistallo del convertitore è trascurabile rispetto alla carica del segnale, in quanto corrisponde ad una ampiezza di 0.2 mV costante all'interno del gate di integrazione.

Cambiando la temperatura del sistema Peltier cambia anche il guadagno dello SPAD, a 25° C con 30 V di alimentazione il convertitore non integra più carica. Come visto nell'analisi del dark count per questi due valori di tensione e temperatura il segnale non è più discriminabile. I dati in funzione della tensione per quattro diverse temperature sono riportate in figura 5.17.

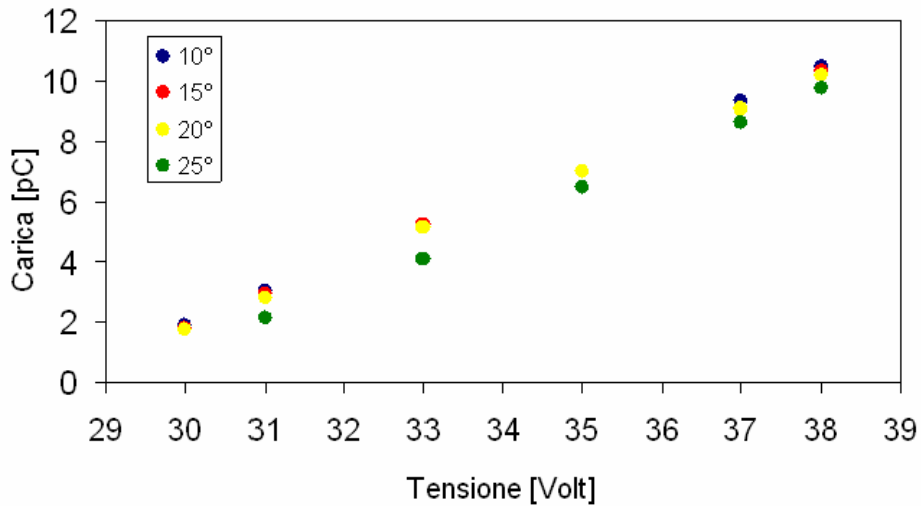


Figura 5.17: Guadagno medio dello SPAD in funzione della tensione, per quattro valori diversi di temperatura.

Allora la quantità di carica prodotta dallo SPAD è influenzata dalla temperatura, e vediamo dalla figura 5.17 che le quattro rette di fit assumono valori:

- $10^\circ : y = 1.03 \cdot x - 28.7$
- $15^\circ : y = 1.04 \cdot x - 29.3$
- $20^\circ : y = 1.04 \cdot x - 29.4$
- $25^\circ : y = 1.1 \cdot x - 32$

Rapportando per ogni retta il termine noto con il coefficiente angolare, otteniamo un andamento del punto di intersezione retta-asse delle tensioni che cresce con la temperatura. Trascuriamo le variazioni percentuali con la temperatura della capacità parassita, e assumiamo che la variazione di questo punto di tensione siano dovute al breakdown del diodo. Così fissata l'alimentazione, ciò che cambia con la temperatura è la tensione di eccesso, cambiando il guadagno in carica. In figura 5.18 sono riportati i valori del punto di carica zero per le quattro temperature, e i dati sembrano soddisfare la relazione $dV_b/dT > 0$.

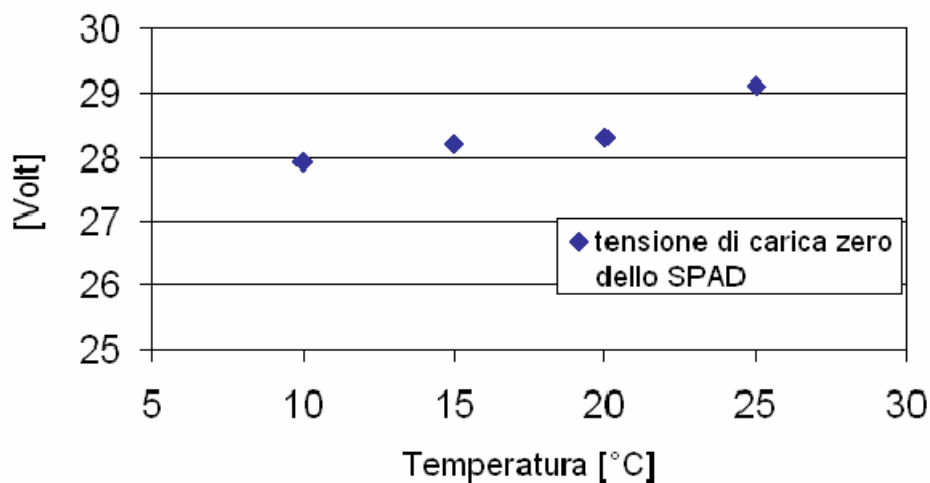


Figura 5.18: Andamento del punto di intersezione tra la retta di guadagno e l'asse delle tensioni, valore per cui lo SPAD non produce più carica.

5.3.2.2 Analisi in carica di più pixel.

Nelle misure di carica (o ampiezza) di segnali associati alla rivelazione di particelle, è fondamentale che il contributo di indeterminazione introdotto dal rivelatore nella risoluzione spettrale sia il più basso possibile, così come accade per le correlazione temporale sorgente-rivelatore. Un esempio di riferimento è il caso della SER di un PMT, che peggiora in presenza di indeterminazioni dovute al rumore e alle fluttuazioni statistiche dei dinodi. In un fotorivelatore che integra un dato numero di fotoni appartenenti ad un impulso e li converte in segnale elettrico, ogni singolo stadio del processo contribuisce all'indeterminazione complessiva del guadagno in carica del segnale elettrico prodotto. Per una matrice di SPAD, operante in configurazione SiPM, la quantità di carica contenuta nel suo segnale di uscita è comprensiva di una indeterminazione dovuta alle fluttuazioni statistiche del singolo pixel, la FWHM dello spettro di carica, e ai segnali che si sovrappongono con ampiezze medie differenti. Se il valor medio della carica prodotta dai vari pixel non è uniforme, la risoluzione spettrale del SiPM risulta essere distorta.

Al fine di valutare le eventuali disuniformità sulla carica media tra i vari pixel, studiamo l'andamento della stessa in funzione della tensione per tre pixel campione della matrice senza trench, ad una temperatura fissata di 15° C.

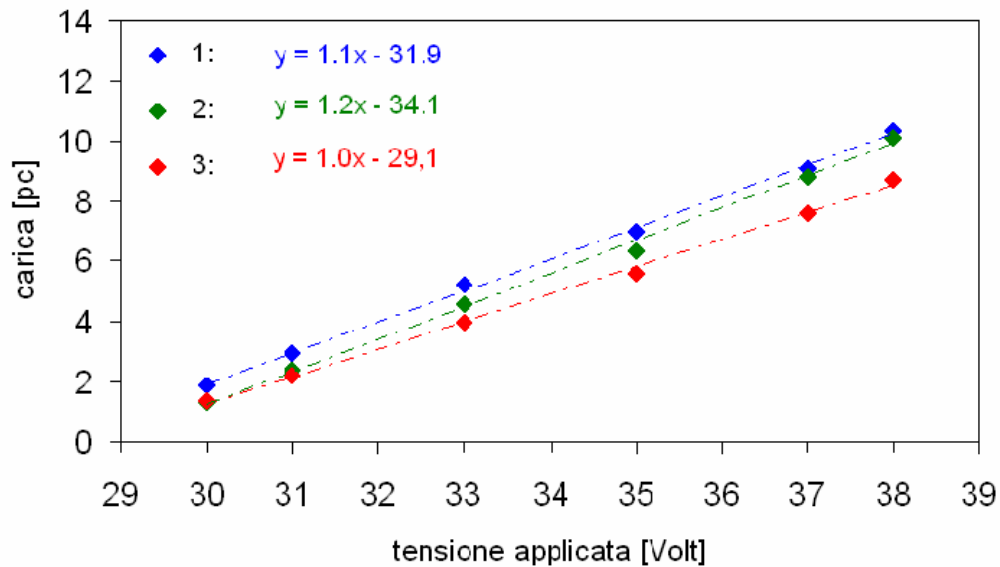


Figura 5.19: Confronto della carica media prodotta da tre pixel differenti della stessa matrice, ad una temperatura fissata di 15° C.

L'andamento del guadagno con la tensione non è lo stesso per i tre pixel esaminati, e in alcuni punti si discosta anche di 2 pC. Se si considerano poi le tre rette di fit, osserviamo che i valori differiscono sia nel punto di intersezione con l'asse delle tensioni e sia nella pendenze. Le differenze sono legate al diodo e al circuito di polarizzazione. Al diodo perché vi possono essere disuniformità nella concentrazione di drogante negli strati di silicio e differenze nelle dimensioni della zona di svuotamento. Queste comportano un breakdown non identico per i tre rivelatori. Riguardo al circuito vi può essere una differenza di capacità parassita a causa del layout del PQC nei tre diversi punti della basetta di polarizzazione. Per i tre pixel otteniamo un punto di intersezione con l'asse delle tensioni, tensione di carica zero, pari a:

- **29.1 V**
- **28.1 V**
- **28.3 V**

In configurazione SiPM, la risoluzione in carica del segnale di uscita verrebbe pesantemente influenzata dalla non uniformità di carica dei singoli pixel. Se invece si sceglie di lavorare a canali individuali, queste disuniformità di carica non hanno rilevanza alcuna.

5.3.3 *Misura di cross talk.*

In precedenza abbiamo accennato al fenomeno del cross talk, definendolo come l'influenza che un pixel acceso ha in fase di valanga sugli altri appartenenti alla matrice, incrementando in essi il numero di eventi spuri.

Per verificare la presenza, ed eventualmente comprenderne anche la natura, di tale fenomeno nella matrice di SPAD-STM, bisogna partire analizzando la sua struttura interna e superficiale, e studiare il problema con delle opportune misure di correlazione temporale tra i vari pixel.

La via di comunicazione che si può instaurare tra i pixel della matrice sono gli strati di silicio che li separano. In riferimento a questi, e per quanto riportato in letteratura, abbiamo inizialmente pensato di misurare l'entità del cross talk ottico e osservare la sua dipendenza con la distanza. L'altro eventuale tipo di cross talk presumibile, ipotizzato a priori delle misure, può essere dovuto ad elettroni che sfuggono alle valanghe e che si propagano via substrato innescando altri pixel.

Se le due ipotesi fossero confermate dovremmo osservare due componenti di cross talk, una veloce ed una lenta, legate a due radiazioni che si propagano con velocità diversa nel silicio, i fotoni ($\sim 75 \mu\text{m/ps}$) e gli elettroni (velocità dovuta al prodotto tra la mobilità, $8-32 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, e al modulo del campo a cui l'elettrone è soggetto). Ci si aspetta quindi una certa dipendenza dei due cross talk dalla distanza di separazione tra pixel.

Stimiamo la probabilità di cross talk tramite una correlazione temporale start-stop tra due pixel della stessa matrice, come schematizzato in figura 5.20, mantenendo fissa la posizione del pixel in start e variando quella del pixel in stop.

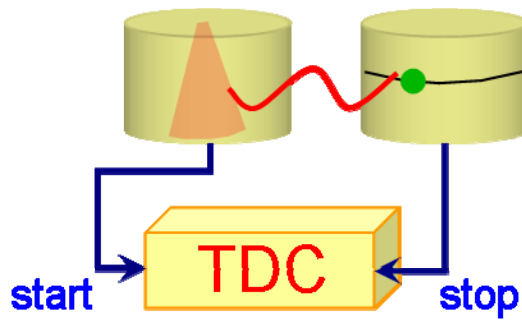


Figura 5.20: Schematizzazione di cross talk con corrispondente sistema di start e stop tra i due pixel per un TDC.

Ancora una volta verranno utilizzati i segnali di dark count.

5.3.3.1 Set up sperimentale

La correlazione temporale tra due pixel può essere studiata leggendo le loro uscite in modo indipendente, e per far ciò bisogna prendere per forza due pixel appartenenti ad array lineari separati. Abbiamo studiato la correlazione temporale in diverse misure, impiegando due convertitori temporali diversi, il TAC (Time Amplitude Converter), che accetta due ingressi NIM come start e stop, e il TDC (Silena 4418/T). I due moduli ricevono il segnale di start di uno dei due pixel ed aprono un range temporale per l'attesa dello stop prodotto dall'altro pixel. Il TAC impiegato ha un range temporale di attesa dello stop di durata regolabile, che va da 1 μ s a 8 μ s, mentre il TDC ha una durata del range fissata a 180 ns, ma con una risoluzione più spinta di 45 ps/canale. Il TAC fornisce in uscita un segnale di tensione di ampiezza proporzionale alla durata dell'intervallo di tempo che intercorre tra l'apertura del range temporale da parte dello start e l'arrivo del segnale di stop. Se lo stop è fuori tempo massimo, il modulo non fornisce alcun segnale di uscita.

Discutiamo la logica NIM nel caso del convertitore TAC. Il segnale di tensione di uscita del TAC viene inviato ad un secondo convertitore di ampiezza,

un ADC Silena 4418/V che lavora con segnali ECL. Da questo si ottiene una distribuzione di ampiezza calibrata in tempo dai parametri del TAC.

Il sistema TAC fornisce una correlazione temporale tra due eventi e prevede un'uscita logica gate da inviare all'ADC, da cui possiamo ricavare anche un LAM già sincronizzato con i segnali da analizzare. In questa condizione possiamo studiare contemporaneamente alla correlazione temporale anche la quantità di carica prodotta dai due rivelatori tramite due convertitori QDC (Silena 4418/Q).

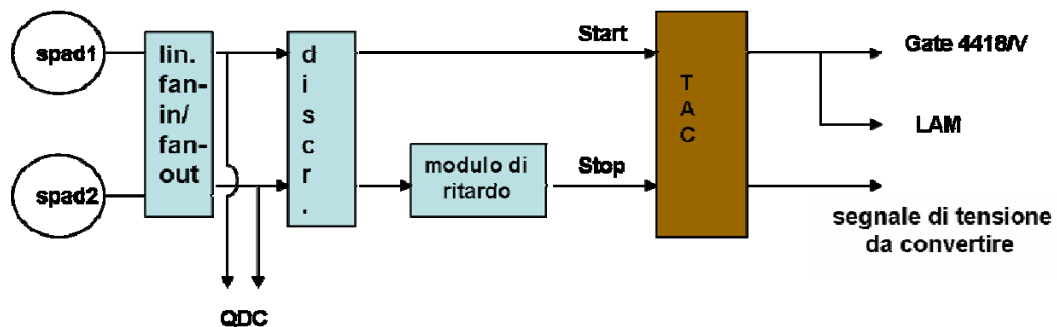


Figura 5.21: Schema a blocchi dell'elettronica per la misura di cross talk (il discriminatore impiegato è un CFD).

La temperature sul chip era mantenuta stabile a 15° C, con una tensione di polarizzazione di 34 V ($V_{ex} \approx 30\%V_b$) per avere un tasso di rumore medio stabile e allo stesso tempo elevato tale da generare con maggior frequenza degli eventi di cross-talk sullo stop. Il range temporale del TAC è settato ad 1 μ s.

5.3.3.2 Analisi dati.

Lo spettro di correlazione temporale tra due pixel con anodi separati, visto on line direttamente in acquisizione, presenta due picchi di correlazione nell'intorno di un punto corrispondente allo zero temporale dello spettro, traslato del ritardo impostato nell'elettronica tra lo start e lo stop. Lo spettro on line è mostrato in figura 5.22.

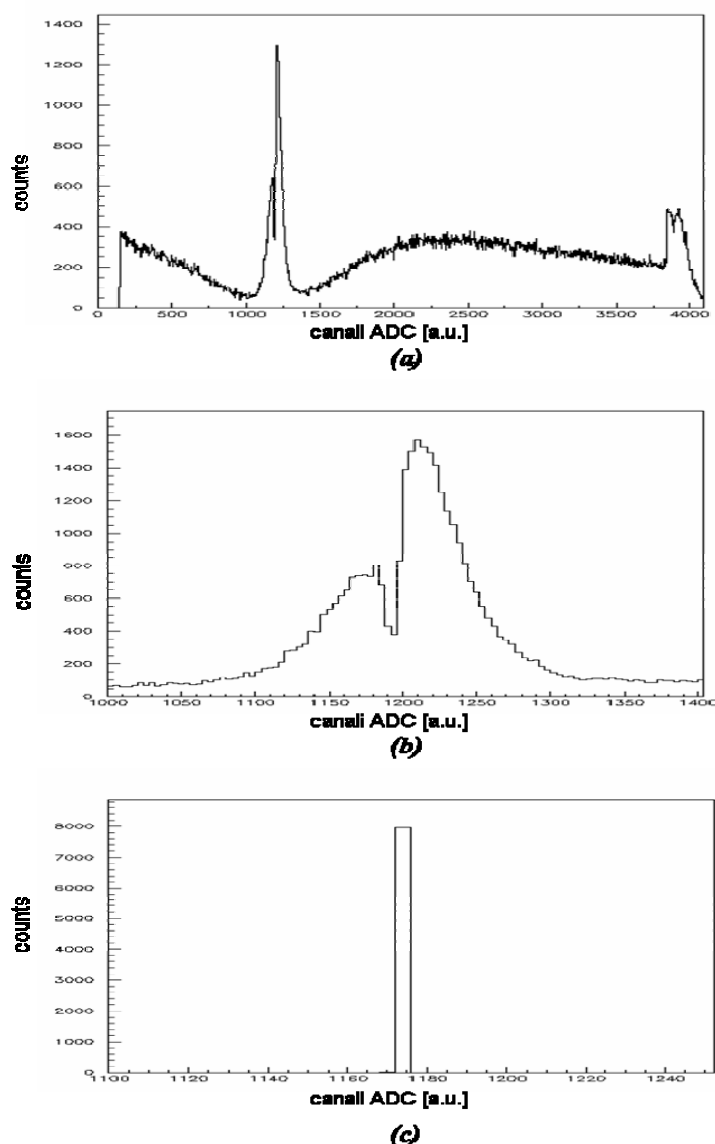


Figura 5.22: Sequenza di spettri di cross talk visti on line in una stessa misura: (a) riporta lo spettro temporale completo; (b) un ingrandimento dei picchi speculari rispetto allo zero; (c) lo zero dello spettro valutato come correlazione start-stop di un segnale con se stesso. Lo spettro è distribuito complessivamente su 500 ns.

La figura 5.22 (a) è speculare rispetto al punto di separazione tra i due picchi, coincidente con lo zero impostato dall'elettronica, calibrando il TAC con lo stesso segnale per gli ingressi di start e stop. Il picco alla destra dello zero è dato dagli eventi di stop in coincidenza con lo start, mentre il picco di sinistra è il suo speculare. I due picchi sono seguiti da una discesa esponenziale rapida, una salita ed una seconda discesa esponenziale, questa volta lenta.

La misura è stata ripetuta più volte in diverse situazioni, per valutare la correttezza dei dati, ovvero per diversi range temporali e ritardi impostati tra start e stop, con due pixel appartenenti a chip diversi, fornendo tensione con un solo alimentatore e con due alimentatori diversi, ecc. Tutto ciò per essere sicuri che il profilo degli istogrammi ottenuti abbia natura fisica e non sia dovuto ad altre cause di natura elettronica. I risultati ottenuti nelle varie prove mantengono lo stesso profilo di figura 5.16, qualora si impiegano due pixel appartenenti alla stessa matrice, mentre si osserva sempre uno spettro piatto qualora i due pixel appartengano a due basette indipendenti. Questo ci assicura che lo spettro di correlazione è strettamente legato all'interazione tra i due pixel della matrice.

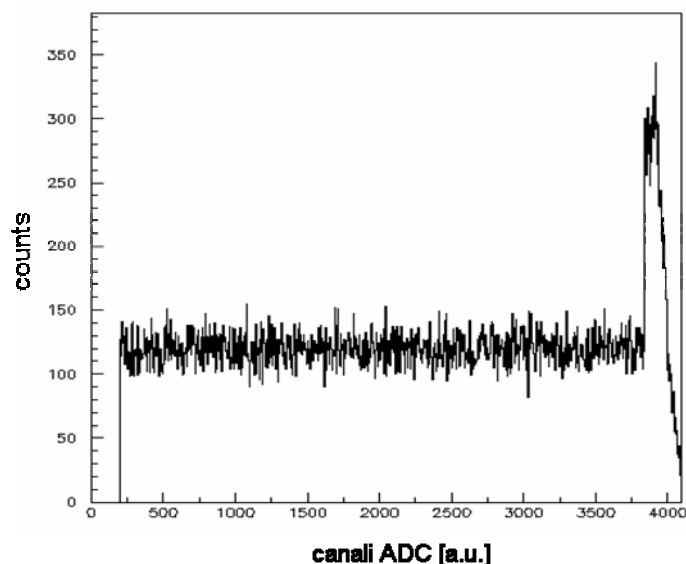


Figura 5.23: Spettro di correlazione temporale tra due SPAD appartenenti a chip differenti, si nota come le coincidenze siano in questo caso random e generano un fondo uniforme di conteggi.

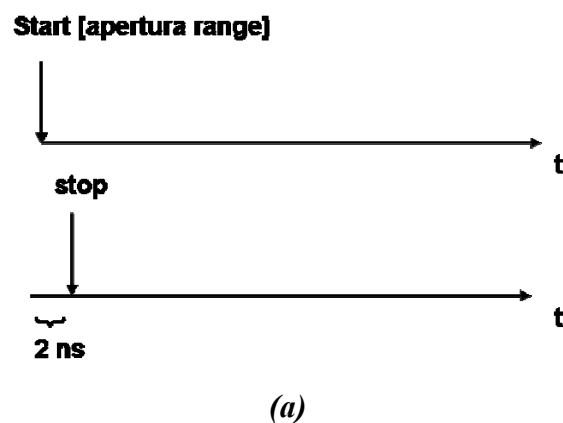
Lo spettro di figura 5.22 è speculare rispetto allo zero impostato con il ritardo start-stop. Calibriamo allora i canali in nanosecondi e trasliamo la figura in maniera tale che il suo zero coincida effettivamente con lo zero dell'asse temporale. Ci limitiamo così ad analizzare la parte destra dello spettro, che riguarda il cross talk del pixel in start sul pixel in stop, su cui basiamo le nostre ipotesi interpretative.

La prima ipotesi che facciamo è quella di supporre che lo spettro ha una forma dovuta ad eventi di cross talk a cui si somma un fondo uniforme di conteggi, di dark count dello stop. La parte iniziale dello spettro ha la forma di un picco con una coda esponenziale decrescente, che tende verso il fondo ipotetico di rumore. Calibrando l'asse dei tempi si osserva che questa parte di cross talk si manifesta (anche per altre misure) dopo un tempo medio di circa 2 ns. La forma è quella di un picco veloce con una coda esponenziale rapida, e ciò ci porta a pensare che questo contributo dello spettro è dovuto ad un cross talk che si manifesta in uno qualsiasi dei punti lungo la durata del segnale dello SPAD in start. Definiamo questa prima parte dello spettro come cross talk pronto o istantaneo.

Al cross talk pronto seguono un andamento dello spettro simile ad una ricarica temporale ed una parte che decresce in maniera lenta. Questo contributo, ritardato rispetto allo zero temporale, si ha qualora lo start apre il range del TAC e lo stop non risponde né istantaneamente per cross talk pronto (dai dati circa 2 ns) né come rumore spurio. Il pixel in stop viene triggerato da un successivo evento di start, che innesca cross talk sullo stop all'interno del range temporale del TAC aperto in precedenza da un altro segnale. Subito dopo la scarica del segnale di valanga dello start inizia la fase di ricarica della tensione. La probabilità che il pixel in start genera un segnale in questa fase è bassa per istanti di tempo immediatamente successivi alla valanga (fase di hold off), ma cresce man mano che la tensione sul diodo si va ripristinando (fase di hold on). Alla stessa maniera si comporta la probabilità d'innescare del cross talk sul pixel in stop, visto quanto ipotizzato in precedenza. C'è un altro fenomeno che entra in gioco in questo processo, correlato al segnale di start che ha aperto il range temporale, questo fenomeno è l'afterpulsing. Quando la tensione sul diodo si trova ad un valore sufficiente ad innescare una valanga consistente di portatori, accade con una certa probabilità che una carica intrappolata durante il precedente segnale venga

liberata, triggerando allo stesso modo, per cross talk, il pixel di stop. L'afterpulsing modifica allora il profilo di conteggi della fase di ricarica, conferendo allo spettro un decadimento esponenziale dovuto al tempo di rilascio delle trappole energetiche. Ricapitoliamo il discorso: inizia la fase di ricarica della tensione dello start con una certa costante di tempo, la probabilità d'innescare la valanga cresce ed entrano in gioco gli eventi di afterpulsing dello start che innescano lo stop. E' ragionevole presumere che il rilascio delle trappole energetiche di afterpulsing avviene con una certa costante di tempo e con un decadimento di tipo esponenziale. Indichiamo con il termine di cross talk ritardato questo contributo dello spettro.

In base a queste ipotesi diciamo che il cross talk pronto è il vero cross talk del pixel in start sul pixel in stop, mentre il cross talk ritardato è dovuto agli eventi di afterpulsing dello start che innescano valanghe spurie nello stop con lo stesso principio fisico. Ancora a questo stadio di analisi la natura del cross talk risulta oscura. I due meccanismi di cross talk, vero e di afterpulsing, sono schematizzati in figura 5.24 (a) e (b).



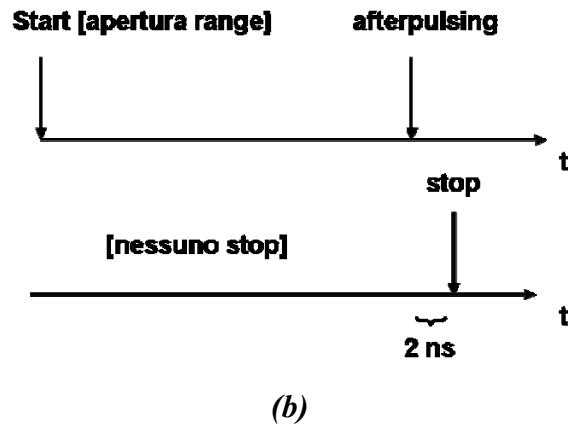


Figura 5.24: Schematizzazione del cross talk pronto (a) e del cross talk ritardato per afterpulsing (b).

Dalle ipotesi fatte costruiamo una funzione di fit che ripercorra i dati dello spettro come somma di più componenti funzionali, dovute ad eventi disgiunti: una costante di rumore dello stop, la componente veloce e quella ritardata. La funzione $F(t)$ è pari a:

$$F(t) = f_1(t) + f_2(t) + f_3(t) \quad (5.6)$$

dove:

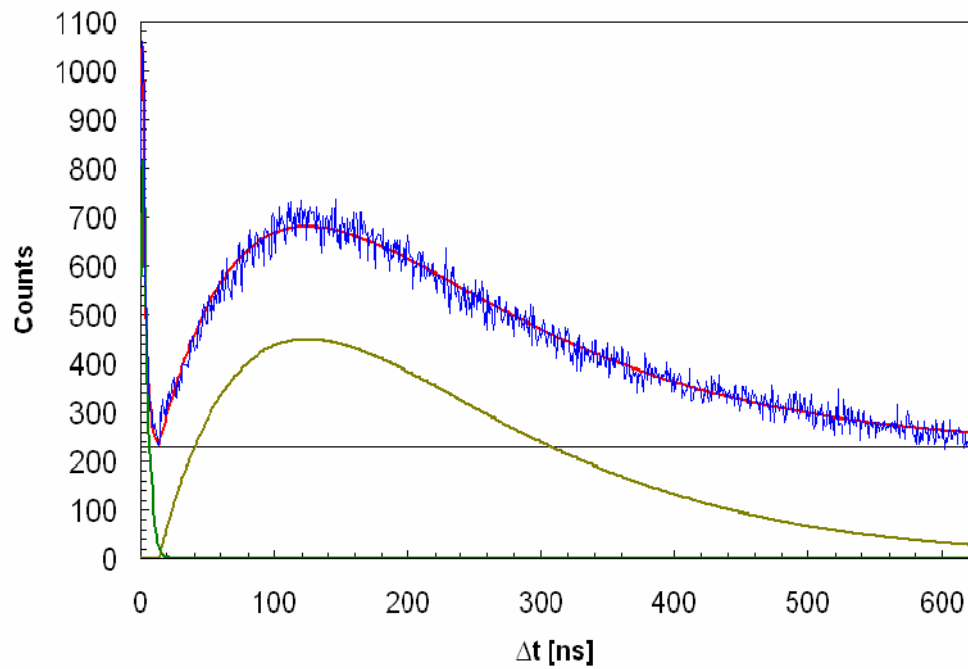
$$f_1(t) = \text{costante} \quad (5.6.a)$$

$$f_2(t) = \begin{cases} C_1 \cdot e^{-0.5 \cdot \left(\frac{t - \text{centroide}}{\sigma} \right)^2} & t < t_1 \\ A_1 \cdot e^{-\frac{t - t_1}{\tau_1}} & t \geq t_1 \end{cases} \quad (5.6.b)$$

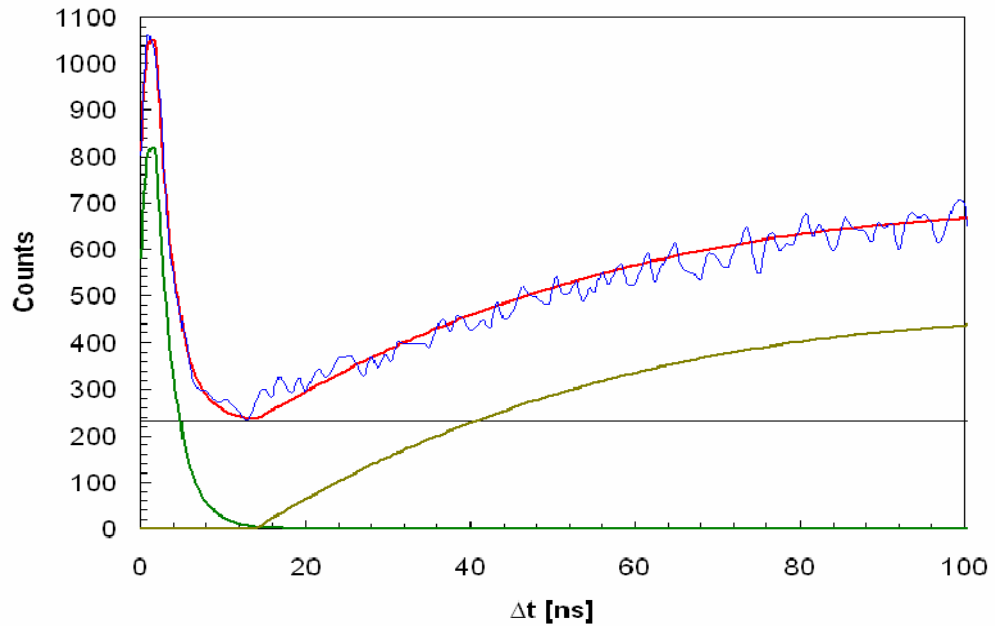
$$f_3(t) = C_2 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_2}{\tau_2}} \right) \cdot e^{-\frac{t - \text{centroide}}{\tau_3}} \quad (5.6.c)$$

La $f_3(t)$ è data dal prodotto di due funzioni, associate rispettivamente alla fase di ricarica e all'afterpulsing. Il prodotto è dovuto al fatto che l'emissione di eventi di afterpulsing è modulata dalla ricarica di tensione.

I dati elaborati (calibrati e traslati in tempo) con le funzioni di fit per un range di 1 μ s del TAC sono mostrati in figura 5.25.



(a)



(b)

Figura 5.25: Spettro di cross talk completo (a) ed ingrandimento del cross talk pronto (b). Le linee in blu sono i dati sperimentali, la parte in rosso la funzione di fit completa; le curve riportano le varie componenti del fit: il rumore dello stop (nero), la parte gaussiana più l'esponenziale veloce (verde) e le due fasi di ricarica ed afterpulsing.

Spieghiamo il ruolo dei parametri ricavati di fit:

- C_1 , A_1 e C_2 sono le ampiezze dei conteggi;
- t_1 e t_2 sono due offset tecnici che fungono da cut-off per raccordare la coda esponenziale decrescente veloce con la funzione gaussiana, e la stessa coda esponenziale con la fase di ricarica;
- il **centroide** e la σ rappresentano l'istante temporale medio in cui il cross talk avviene e la sua deviazione standard;
- τ_1 rappresenta la costante di tempo con cui la probabilità di cross talk si riduce nell'arco dei primi ns successivi all'istante di tempo medio in cui il fenomeno avviene;
- τ_2 rappresenta la costante di tempo della fase di ricarica del segnale di tensione del pixel in start;
- τ_3 rappresenta il tempo di rilascio delle trappole energetiche che danno luogo all'afterpulsing nel pixel in start;

I valori assunti dai parametri fisicamente significativi sono riportati nella seguente tabella.

	<i>centroide</i>	σ	τ_1	τ_2	τ_3
Valori in ns	1.9	2	3	30	300

Tabella 5.1

Il fit e i valori assunti dai suoi parametri sono consistenti con le ipotesi fatte in precedenza. Il *centroide*, la σ e τ_1 si avvicinano alle tempistiche del segnale del nostro SPAD visto all'oscilloscopio; τ_2 è consistente con quanto riportato in letteratura riguardo la fase di ricarica e il tempo medio di attesa (in base al diodo e al resistore di quenching) per avere una caduta di tensione sufficiente ad innescare una valanga; τ_3 sembra ragionevolmente essere la costante di tempo di rilascio delle trappole di afterpulsing. Possiamo allora affermare che lo spettro temporale misurato ripercorre attraverso il cross talk il comportamento dello SPAD in start nelle sue diverse fasi operative. Per quanto riguarda l'analisi in carica i risultati sono praticamente simili a quelli ottenuti nei precedenti paragrafi, senza quindi risvolti particolari.

Cerchiamo di spiegare quali possono essere le probabili cause di cross talk, di giustificare la presenza dell'afterpulsing nello spettro e la dipendenza dei parametri discussi dalla distanza tra i pixel di start e di stop e dalla tensione di alimentazione.

5.3.3.3 Cross Talk Vero.

La funzione gaussiana di figura 5.18 ha un centroide (valor medio) posizionato con un ritardo di 1.9 ns rispetto all'origine, ed una deviazione standard anch'essa di 2 ns. L'esponenziale decrescente ha una costante di tempo di 3 ns. Il numero complessivo di eventi che cadono dentro quest'area rappresenta il vero cross talk osservato nella misura, dovuto all'influenza diretta del pixel di start su quello di stop.

Stimiamo la probabilità d'innescio di un evento per cross talk dividendo il numero complessivo di eventi di cross talk pronto contati per il numero totale di eventi di dark count (cp/s) del pixel di start, valutato in una durata pari a quella dell'acquisizione e con il pixel di stop non alimentato. Si ottiene così una probabilità di cross talk, pari a:

$$P_{ct} = \frac{\text{Eventi di cross - talk pronto}_{\text{acquisizione}}}{\text{Dark Count complessivo}_{\text{Start-acquisizione}}} \cong 10^{-4} \quad (5.7)$$

Cerchiamo adesso di trovare le possibili cause di questo fenomeno. Consideriamo due pixel distanziati del passo (200 μm), uno dei quali sia attraversato durante la valanga da una corrente di 1 mA. In queste condizioni i fotoni emessi da una valanga di un pixel incrementano il dark count dell'altro pixel di circa 0.1 cp/s [*Rif 34; 36*].

Un incremento così piccolo di rumore sul pixel in stop è, per la statistica discreta, praticamente indistinguibile dalle fluttuazioni su un valor medio di rumore intrinseco di 6000 cps. Tuttavia si può individuare l'incremento di conteggi tramite un accumulo statistico che evidenzia i gradi di correlazione tra i due segnali, come fatto appunto in queste misure.

Qualora il cross talk fosse esclusivamente di tipo ottico, la P_{ct} dovrebbe dipendere dalla distanza, considerando che la luce emessa dalla valanga è una

radiazione elettromagnetica che si propaga all'interno del dispositivo. A tale scopo abbiamo effettuato una serie di misure prendendo come segnale di start sempre lo stesso pixel, e variando ad ogni misura la posizione del pixel in stop, così da valutare il grado di correlazione spaziando dai 200 μm fino ad 1 mm di distanza. Le misure sono state fatte sia sulle matrici con il trench che in quelle senza trench, per valutare quale possa essere la differenza del cross talk nei due casi. La tensione e la temperatura sono mantenute per tutte le misure ai valori di 34 V e 15° C. Per studiare la dipendenza del cross talk tra due pixel in funzione della distanza di separazione, si è deciso di sostituire il sistema TAC-ADC con un convertitore temporale TDC, il Silena 4418/T, che fornisce uno spettro limitato in un range temporale di 180 ns, ma con una risoluzione di 45 ps/canale. Praticamente il TDC è l'equivalente di TAC+ADC in unico modulo. Se il picco di cross talk pronto fosse dovuto ad una radiazione elettromagnetica che si propaga nel silicio, tipo la luce, il suo effetto sul pixel di stop dovrebbe dipendere dalla distanza, sia in termini di probabilità sia come istante di tempo medio in cui esso si manifesta. I valori della probabilità di cross talk in funzione della distanza sono riportati in figura 5.26.

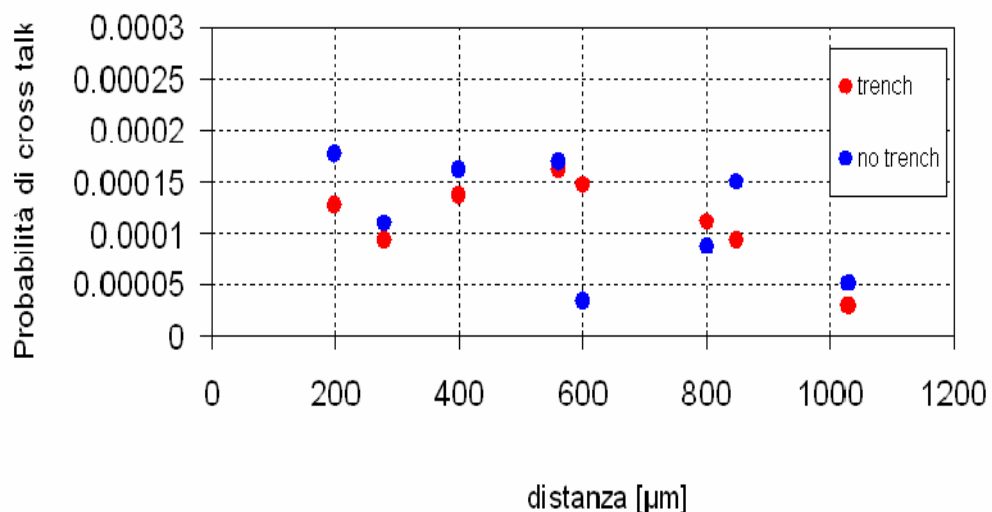


Figura 5.26: Andamento della probabilità di cross talk con la distanza tra i due pixel di start e di stop, per le matrici con e senza trench

Si osserva dai dati che la P_{ct} non sembra dipendere dalla distanza e soprattutto dall'isolamento apportato dal trench. Da questo traiamo la conclusione che il contributo ottico al cross talk c'è, ma non è particolarmente influente in una matrice avente un passo di queste dimensioni, a meno forse dei primi 200 μm . Ad esso si sommano probabilmente degli altri fenomeni che provocano cross talk. Sicuramente questi fenomeni non possono essere attribuiti ad eventuali elettroni che sfuggono alla valanga e si propagano via substrato, poiché risulta da tutte le misure che il valor medio della funzione gaussiana rimane costante sui 1.9 ns. Dai segnali visti in uscita dai due SPAD all'oscilloscopio si osserva, posizionando lo start come trigger, che sullo stop nasce un segnale di segno opposto a quello di una normale valanga, avente la stessa durata, ma di ampiezza molto più piccola, compresa tra i 5 e 10 mV (sempre ad una tensione di 34 V). Tale segnale non può far scattare il discriminatore, perché troppo piccolo e di segno opposto.

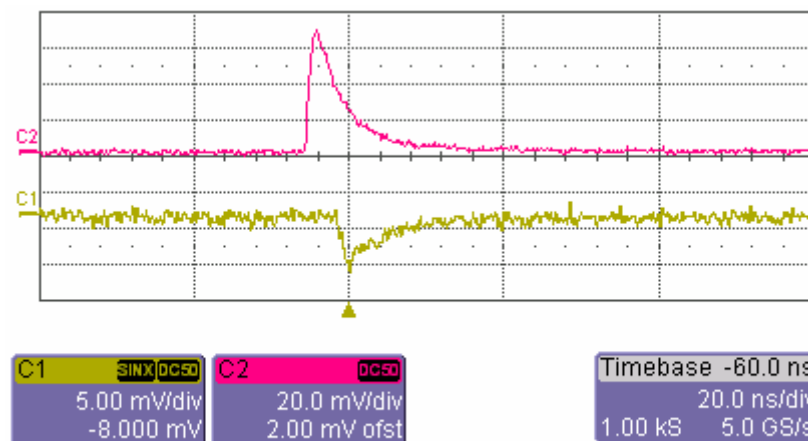


Figura 5.27: Immagine all'oscilloscopio dei segnali dei due SPAD in coincidenza, si osserva sullo SPAD in stop la presenza di un segnale "indotto" di segno opposto.

Allora abbiamo associato una parte di cross talk alla presenza di questo segnale, definendo il fenomeno come un "*detrapping stimolato*". Il riferimento viene fatto ad una sollecitazione del segnale di segno opposto su dei livelli energetici trappola, che liberano così dei portatori innescando una conseguente valanga spuria nello stop.

I due segnali di tensione correlati di figura 5.27, si sviluppano entrambi su un carico resistivo da $50\ \Omega$, su cui deve fluire quindi per il segnale di segno negativo una corrente con verso contrario a quella sprigionata dalla valanga. Questo segnale è sempre presente per qualsiasi distanza start-stop, e dipende dalla tensione applicata sul pixel di start, se questa si riduce o aumenta l'ampiezza del segnale opposto visto sullo stop cambia in maniera proporzionale. La più probabile via di comunicazione tra due pixel, tramite cui il segnale si può propagare, è il substrato in comune. Tuttavia come questo possa effettivamente produrre una corrente di segno opposto nell'altro SPAD risulta non chiaro e su questo bisogna investigare meglio. La variazione di tensione prodotta da questo segnale per così dire “indotto” può stimolare dei livelli energetici nello stop (così come nello start), che liberano delle cariche intrappolate, producendo un segnale di valanga correlato. Il cross talk che osserviamo è quindi un effetto combinato di un cross talk ottico e un detrapping stimolato, e il processo avviene con una probabilità di 10^{-4} per le varie distanze degli SPAD nella matrice.

Studiamo la dipendenza di questo cross talk dalla tensione applicata sui due SPAD, prendendo come riferimento i pixel primi vicini della matrice (passo $200\ \mu\text{m}$). La probabilità di cross talk aumenta con la tensione come mostrato in figura 5.28.

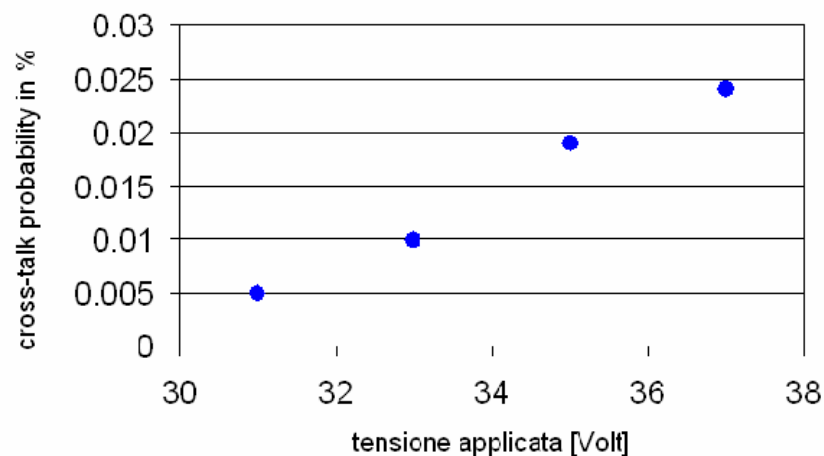


Figura 5.28: Andamento della $P_c(\%)$ dalla tensione applicata sugli SPAD, le misure sono relative ad un sistema TAC+ADC.

Sia il cross talk elettrico che il detrapping stimolato dipendono dall'ampiezza dei segnali dello start, di conseguenza con l'aumentare della tensione aumenta anche la probabilità che si possano innescare eventi di cross talk nella matrice.

5.3.3.4 *Cross Talk per afterpulsing.*

Abbiamo definito la seconda parte dello spettro di correlazione temporale tra due pixel, ricarica ed esponenziale decrescente lenta, come cross talk ritardato. Fittizio in quanto reputiamo che il cross talk vero sia quello istantaneo, mentre in questo caso l'innescò di eventi spuri sul pixel di stop è causato dall'afterpulsing per lo stesso meccanismo fisico.

Il processo può essere schematizzato dicendo che un segnale di valanga dello start apre il range temporale del TAC, ma lo stop non risponde istantaneamente e il range rimane allora aperto per tutta la sua durata. Se lo stop non entra nel range come evento di "rumore" istantaneamente correlato, un evento di afterpulsing dello start, con lo stesso processo fisico, può innescare il pixel di stop correlandolo ad esso. Così con l'accumulo statistico lo stop ripercorre l'andamento temporale degli eventi di afterpulsing dello start.

L'esponenziale decrescente lento possiede una costante di decadimento che può essere ricondotta quindi al tempo di rilascio delle trappole energetiche che provocano afterpulsing. La costante di decadimento ha un valore di circa 300 ns per una tensione di 34 V. L'afterpulsing decrescente è preceduto nello spettro da un andamento che riproduce la fase di ricarica di tensione dello start. La ricarica avviene con costante di tempo di circa 30 ns, pari al tempo di attesa necessario per avere sul diodo una tensione sufficiente a produrre un segnale di ampiezza discriminabile. La costante di tempo di ricarica per la tensione sullo SPAD si mantiene costante, e l'emissione di eventi di afterpulsing raggiunge un massimo dopo circa 150 ns, cioè quando termina la fase di hold off. La costante di tempo di decadimento aumenta con la tensione applicata come mostrato in figura 5.31.

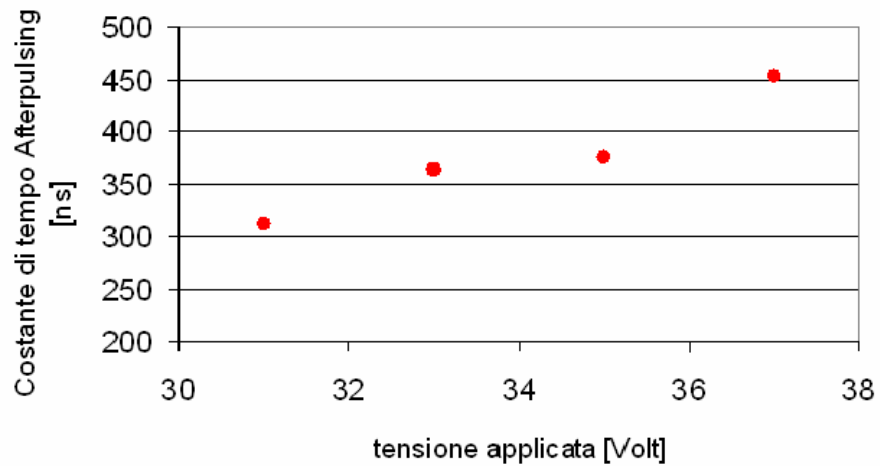


Figura 5.29: Andamento della costante di tempo di emissione delle trappole energetiche con la tensione.

L'incremento della costante di tempo è probabilmente dovuta ad un effetto non lineare: con l'aumento del numero di portatori che attraversano la giunzione, aumenta anche la densità di trappole popolate, con il conseguente aumento delle valanghe di afterpulsing, e ciascuna valanga di afterpulsing popola a sua volta nuove trappole prolungando nel tempo l'effetto di questo fenomeno.

5.4 *Risposta in carica della matrice in configurazione SiPM.*

L'insieme di tutte le misure presentate in questo lavoro di tesi trova la sua conclusione nel test d'impiego della matrice completa nella configurazione detta SiPM. Si è presa in considerazione la matrice senza trench, visti i risultati ottenuti in precedenza sul cross talk che ci orientano verso questo dispositivo.

La sorgente di luce è costituita dallo scintillatore plastico BC408, accoppiato al laser di pompaggio ad azoto VSL 337 ($\lambda=337\text{nm}$). Il plastico ha la forma di un parallelepipedo di dimensioni: base 4 cm*5 cm; altezza 3 cm. Questo riceve energia dal laser sotto forma di luce e la trasla ad una lunghezza d'onda di 425 nm, diffondendo la luce in maniera isotropa. Posizioniamo su una faccia dello scintillatore la matrice, e su un'altra perpendicolare ad essa un fotomoltiplicatore di riferimento (lo stesso impiegato nel capitolo 4), così da generare il trigger al sistema elettronico per la selezione degli eventi utili del SiPM.

Il rapporto tra le aree dei due rivelatori è quello discusso nel capitolo precedente, con la differenza che stavolta gli SPAD in considerazione sono 25. Risulta quindi un rapporto complessivo tra le aree attive pari a:

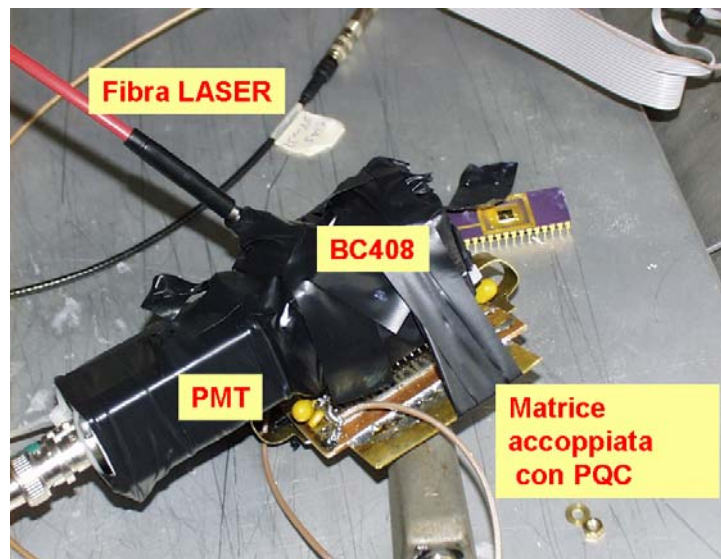
$$A_{SiPM} / A_{PMT} = 25 \times (1 / 40000) = 1 / 1600 \quad (5.7)$$

ovvero sul SiPM giunge 1 fotone ogni 1600 arrivati sul PMT, qualora la luce arrivi nello stesso istante e contemporaneamente sui due fotorivelatori. Il set up sperimentale, l'efficienza di ionizzazione UV sullo scintillatore e la diffusione isotropa della luce nel cristallo, ci hanno portato ad effettuare due misure con un grado di trasmissione del pompaggio del 10 e del 100 %, per avere un numero consistente di fotoni visti dal SiPM.

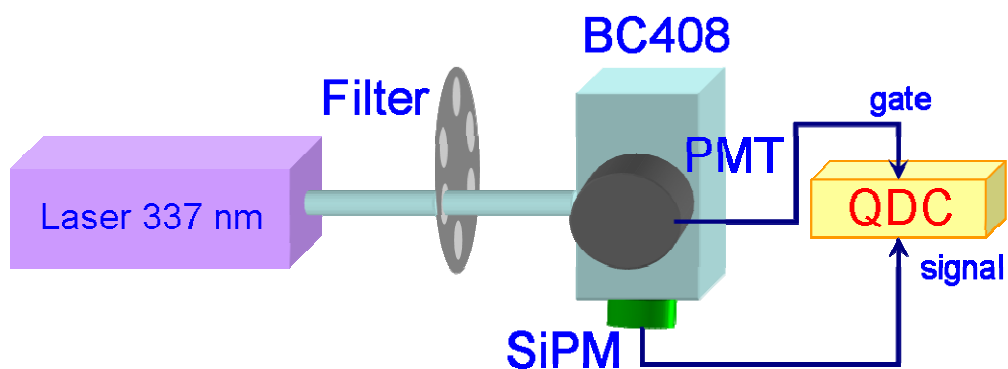
La basetta di polarizzazione è costituita da venticinque resistori da 100 K Ω , uno per ogni pixel, mentre abbiamo scelto di cortocircuitare esternamente gli anodi dei cinque array così da lavorare in una configurazione complessiva ad

anodo comune. La tensione di alimentazione e la temperatura erano mantenute rispettivamente a 31 V ($V_{ex} \approx 20\%V_b$) e 15° C, per mantenere il dark count del SiPM ad un valore minimo di 100 Kcp/s ed avere una elevata efficienza quantica. Ridurre la tensione a 30 V potrebbe invece comportare la perdita di conteggi per alcuni pixel, come detto nei paragrafi 1.3.1 e 1.3.2. La probabilità di cross talk misurata tra due pixel è come detto dell'ordine di 10^{-4} .

Una foto del set-up sperimentale con rispettiva schematizzazione è riportata in figura 5.32.



(a)



(b)

Figura 5.30: Set-up sperimentale (a) si distingue nella parte superiore la fibra ottica da cui arriva il segnale di pompaggio e al centro l'accoppiamento tra il BC408 e i due sensori. La parte (b) della figura schematizza il set up sperimentale con sorgente e convertitore in carica.

Il gate di integrazione aveva una durata di 50 ns. Al disotto di questo valore si rischiava di perdere le code di segnali dati dalla sovrapposizione della risposta di più pixel, mentre aumentandolo c'era il rischio che alcuni eventi di rumore potessero entrare nel gate di integrazione.

5.4.1 Analisi dei dati.

La forma dell'istogramma visto on-line è del tipo multipicchi, in cui si distinguono i picchi di carica associati alla risposta di più pixel contemporaneamente, come mostrato in figura 5.33 per la trasmissione del 10%.

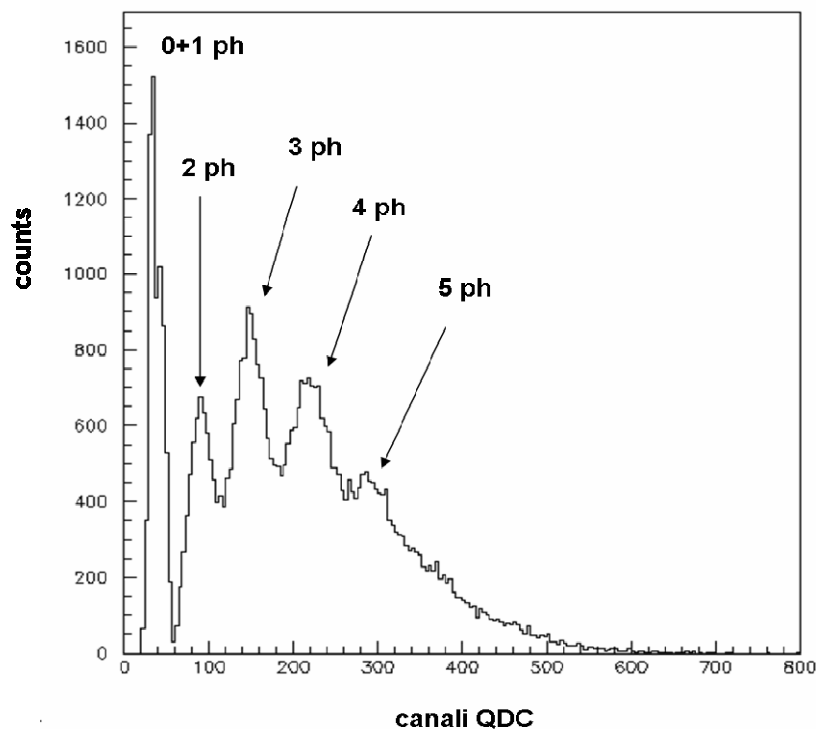


Figura 5.31: Distribuzione in carica vista on line nella misura con lo scintillatore plastico BC408, con 25 pixel SPAD accesi contemporaneamente in configurazione SiPM con un grado di trasmissione del laser di pompaggio del 10%. Vengono messi in evidenza il numero di fotoni visti in base alla quantità di carica prodotta. La calibrazione dello spettro è di 0.125 pC/canale.

Dallo spettro osserviamo a sinistra un picco marcato di carica, relativo agli eventi di dark count dei pixel che entrano singolarmente in coincidenza spuria con il PMT. A questo si sommano le coincidenze vere di un fotone visto da un solo pixel della matrice durante il segnale di luce. La forma del primo picco a sinistra è distorta rispetto a quella ottenuta da un solo SPAD, per via della carica media non uniforme per i vari pixel della matrice (come discusso nel paragrafo 1.3.2). Questo fenomeno è accentuato quando aumenta il numero di pixel che rispondono contemporaneamente, aumentando quindi il numero di fotoni visti (picchi indicati come 2 ph, 3 ph, ecc). La risoluzione dello spettro peggiora per via della propagazione di due errori: quello associato alla risoluzione della risposta dei singoli pixel e quello associato alla non uniformità della carica media prodotta tra i vari pixel. Un errore aggiuntivo è dovuto alle condizioni operative, a fotoelettroni che generano segnale di valanga con ampiezza minore quando la tensione sul diodo è in fase di ricarica.

Ai dati sperimentali associamo una funzione di fit analitica ricavata da una distribuzione di Poisson con media μ , con eventi discreti definiti da funzioni gaussiane di larghezza pari all'indeterminazione in carica dello SPAD. Procediamo come segue:

- Assegniamo una distribuzione di Poisson con una certa media μ ;
- Immagino che vengano generati k fotoni interagenti col silicio: i fotoni veri sono di più, i k considerati sono già filtrati per la DE. Se vogliamo, è come se, a questo stadio, avessimo $DE=1$;
- Per ciascun valore di k calcoliamo la probabilità che, attesi μ , ne arrivino k (Poisson);
- Il numero di fotoni contati (cioè l'ampiezza complessiva del segnale) sarà compreso da 0 a k , a causa del fatto che più fotoni possono arrivare sullo stesso pixel (abbiamo trasformato l'ampiezza da carica in numero di pixel interessati);
- scaliamo la probabilità che arrivino k fotoni per una seconda probabilità di "Multiple Hits", che tiene in considerazione il fatto che più fotoni incidano sullo stesso pixel;

- Ciascun valore misurato di ampiezza risulta in una gaussiana (e non una delta), la cui larghezza è la risoluzione del singolo SPAD (sigma1, assunta uguale per tutti i pixel), moltiplicata per la radice quadrata del numero di pixel interessati (propagazione degli errori);
- Dunque, assegnati μ e sigma1, per ciascun valore atteso di fotoni x calcoliamo la dP/dx sommando le probabilità di tutti i modi in cui partiamo con k fotoni ($k \geq x$) e finiamo con x SPAD interessati;
- Ciascun valore di x in realtà non è un intero (infatti è un'ampiezza rinormalizzata al numero di fotoni), e attorno ad esso la dP/dx è una gaussiana la cui area è la probabilità totale di misurare x . La larghezza è la sigma1 citata in precedenza;
- Sommando tutte le dP/dx per i vari valori attesi di x (cioè un numero di gaussiane centrate attorno a valori interi) otteniamo la distribuzione attesa;
- A questo punto minimizziamo il χ^2 degli scarti tra la distribuzione attesa (che è una probabilità) e quella sperimentale normalizzata ad 1, facendo variare μ , cioè la media della poissoniana, e sigma1, cioè la risoluzione del singolo SPAD.

La probabilità di Multiple Hit che moltiplica la distribuzione di Poisson ha un'espressione implicita del tipo:

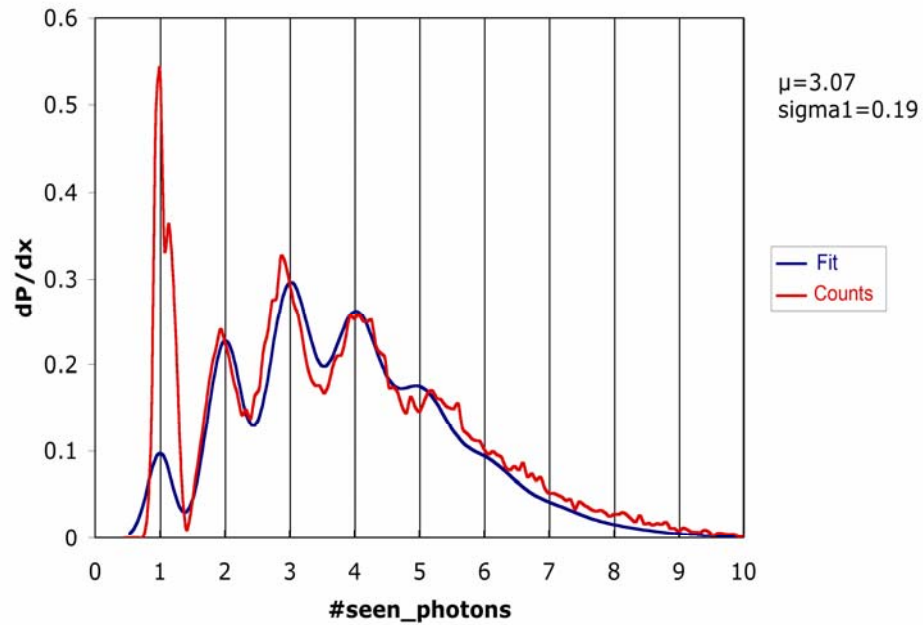
$$P(n, k) = P(n-1, k-1) \frac{[N - (k-1)]}{N} \varepsilon + P(n-1, k) \left[\frac{k}{N} + \frac{N-k}{N} (1-\varepsilon) \right] \quad (5.11)$$

dove:

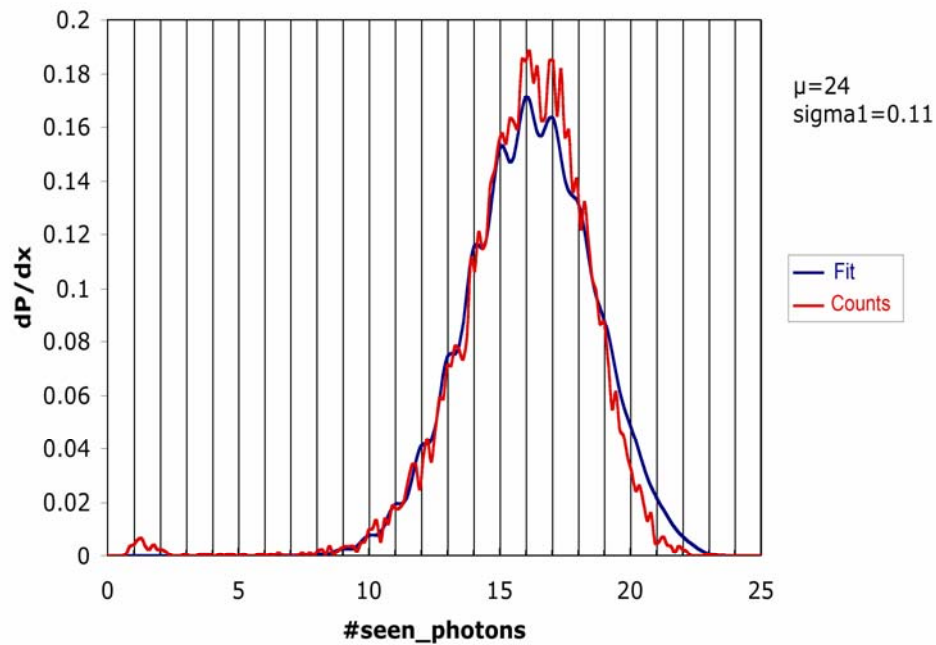
- n è il numero di fotoni inviati;
- k è il numero di fotoni visti;
- N sono i pixel interessati (25);
- ε è l'efficienza di rivelazione della matrice;

Il primo termine dell'espressione è la probabilità che inviati $n-1$ fotoni ne vengano visti $k-1$, mentre il secondo termine è la probabilità che inviati $n-1$ fotoni

la matrice ne veda già un numero k . Per ulteriori chiarimenti riconduciamo al **Rif. 55**. Otteniamo così due fit per i risultati delle due misure a diversi gradi di trasmissione, riportati in figura 5.34.



(a)



(b)

Figura 5.32: Distribuzione della probabilità di rivelazione per un certo numero di fotoni μ in due misure a diverse intensità, 10% (a) e del 100 % (b), completi di fit con funzione poissoniana scalata della probabilità di Multiple Hit.

I valori della media μ tornano con le due percentuali di trasmissione del pompaggio. Il fit è costruito ipotizzando che il guadagno in carica sia uniforme per tutti i pixel, di conseguenza la funzione non ricostruisce esattamente i dati sperimentali. Questo ci porta ad avere valori diversi della σ nei due plot, in quanto essendo determinata da una minimizzazione degli scarti quadratici tra i dati e la funzione, dipende dal diverso peso della propagazione degli errori nei due plot. Il risultato potrebbe migliorare qualora si realizzasse un chip con carica prodotta dai pixel più uniforme, e si elimini la componente di capacità parassita con l'integrazione dei resistori di quenching passivo. L'integrazione del resistore di quenching comporterebbe una migliore distribuzione della tensione di alimentazione su i pixel, una diminuzione della fase di ricarica e quindi una minore probabilità di avere segnali con ampiezze differenti.

6 Conclusioni e Prospettive Future

La caratterizzazione effettuata in questo lavoro di tesi ci permette di trarre le conclusioni seguenti riguardo alle effettive prestazioni dei fotodiodi a valanga realizzati dalla STMicroelectronics per la rivelazione di singoli fotoni.

Abbiamo visto come uno SPAD-STM sia un dispositivo efficiente nella ricostruzione di profili luminosi per sorgenti di luce operanti in regime impulsato e in una condizione di singolo fotone, con un'indeterminazione intrinseca nella risposta temporale del dispositivo $\sigma \leq 70$ ps, con una efficienza di rivelazione che arriva al 60% nel range del visibile.

Le matrici caratterizzate sono formate da 25 sensori identici, ciascuno con un diametro dell'area attiva di 50 μm , disposti su una superficie di 1 mm^2 con un passo di 200 μm . Si è osservato che il rumore del singolo pixel della matrice è fortemente dipendente dalle condizioni operative, quali tensione e temperatura e si mantiene ragionevolmente uniforme tra i vari pixel testati. Il dark count del pixel oscilla a seconda delle condizioni operative dai 500 cp/s fino ai 20 Kcp/s, di conseguenza bisogna trovare un compromesso per avere allo stesso tempo un dark count accettabile e una buona efficienza di rivelazione.

Si è studiato il cross talk tra i vari pixel della matrice tramite delle misure di correlazione temporale al variare della tensione applicata. I risultati sono di ottimo auspicio, poiché la probabilità che due pixel si inneschino a vicenda per cross talk è dell'ordine di 10^{-4} . Questo ci fa capire che il passo della matrice può essere ulteriormente ridotto ed integrare così un numero maggiore di sensori.

Dalle misure di cross talk si sono ottenuti degli interessanti risvolti sull'afterpulsing del singolo pixel, e abbiamo stimato che il rilascio delle trappole energetiche avviene con una costante di tempo di circa 300 ns.

La risposta in carica dei vari pixel risulta avere una risoluzione $\approx 0.5\%$, tuttavia l'uniformità di risposta tra i vari pixel non è ancora soddisfacente. L'effetto appare evidente nella misura di risoluzione in fotoni effettuata con la matrice operante in configurazione SiPM. La matrice è in grado di contare un numero massimo di fotoni pari al numero di pixel che la compongono, tuttavia

man mano che più segnali si sovrappongono in uscita aumenta l'indeterminazione dovuta alla carica media non uniforme prodotta dai vari pixel.

Ad oggi nuovi prototipi di matrice sono in fase di realizzazione. Questi prevedono un miglioramento nei processi realizzativi, che porteranno ad un dispositivo con concentrazione di carica, difetti di drogaggio e dimensioni delle aree attive i più possibili uniformi tra i vari pixel. Oltre a ciò ogni pixel avrà un resistore di quenching passivo integrato, con lo scopo di ridurre le capacità parassite dovute ai componenti discreti, migliorando le prestazioni di ogni pixel sul tasso di conteggio e sull'uniformità di carica. Inoltre si ridurrà anche l'afterpulsing per via di una diminuzione della quantità di carica complessiva che attraversa l'area attiva del sensore in fase di valanga.

Un nuovo dispositivo prodotto da STM avrà un numero di 49 pixel, con diametro attivo di 50 μm e passo di 130 μm , sarà più performante in termini di rumore e uniformità di carica e con il circuito di quenching passivo integrato individualmente per ogni pixel. Non si esclude la possibilità di fabbricare delle superfici maggiori di 1 mm^2 e quindi con più SPAD integrati.

Sono in fase di realizzazione attualmente due nuovi prototipi aventi queste caratteristiche e su una superficie di 1 mm^2 . La differenza tra i due sta nelle loro condizioni operative. Uno è destinato ad essere un SiPM a tutti gli effetti avente due connessioni per tutti i pixel, una per l'alimentazione e l'altra per il segnale d'uscita. L'altro modello è un dispositivo operante con pixel indipendenti, così da agire come un sensore di posizione per l'arrivo dei fotoni e sfruttare allo stesso tempo le prestazioni temporali. Su questo argomento è in corso una collaborazione con il dipartimento di biochimica di UCLA (University of California Los Angeles).

Si pensa inoltre in un prossimo futuro di integrare per ciascun pixel un circuito di hold off per ridurre l'afterpulsing e conseguente dark count.

Le prestazioni del dispositivo sono tuttavia limitate dalla scarsa efficienza geometrica, dovuta alle piccole dimensioni delle aree attive rispetto al resto del chip. Il problema si può in parte risolvere accoppiando la matrice con delle schiere di microlenti realizzate in plexiglas, con bassi costi di produzione e riproducibili in serie, nell'ambito di una collaborazione in corso tra LNS e VUB (Vrije Universitet Brussel). Con un tale accoppiamento l'efficienza geometrica del

sensores può arrivare anche a valori dell'80%. Le lenti verranno allineate in corrispondenza delle aree sensibili, cosicché la luce venga direttamente focalizzata incrementando l'efficienza di raccolta di ogni pixel. Le microlenti vengono realizzate tramite una tecnica innovativa che prevede l'impiego della DLP (Deep Lithography with Particles). Alla stessa maniera si possono produrre delle schiere di microfori per accoppiare delle fibre ottiche alle lenti, e quindi alla matrice. Gli attuali prototipi di microlenti e microfori sono mostrati nella figura seguente, in cui viene anche schematizzato l'accoppiamento con la matrice SPAD (*Rif. 1;2;3;4;19;20;21;22*).

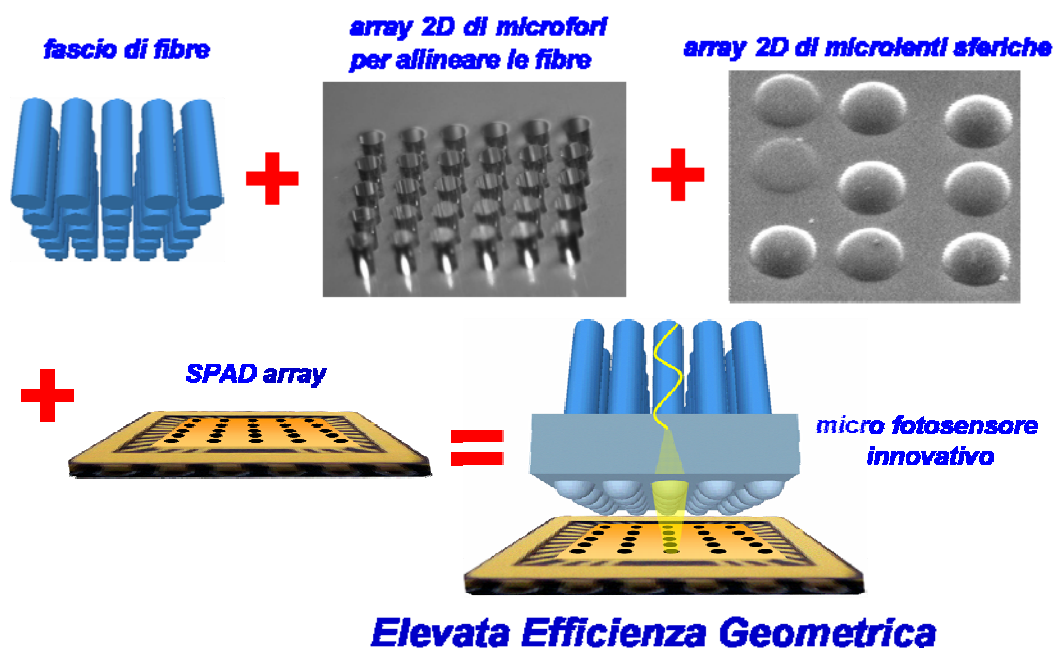


Figura 6.1: Schematizzazione dell'accoppiamento tra le microlenti e i microfori con la matrice di SPAD. In particolare si mostrano nelle foto reali gli ingrandimenti dei componenti ottici.

Abbiamo presentato in questo lavoro di tesi un sensore in grado di rivelare i singoli fotoni appartenenti ad un impulso luminoso. Svariate sono le sue prospettive future e le possibili applicazioni. Tra queste citiamo lo spettrometro SINPHOS (SINGLE PHOTON Spectrometer) (*Rif. 4*) che vedrà accoppiati degli array lineari di SPAD, operanti in modo indipendente, con un microprisma realizzato sempre con la tecnica DLP. I vari pixel dell'array saranno in grado di distinguere le componenti di luce in uscita dal prisma aventi diverse lunghezze

d'onda ed angolo di deflessione, ricostruendo così il profilo della luce in ingresso attraverso l'analisi delle sue componenti alle diverse lunghezze d'onda con un ottimo timing.

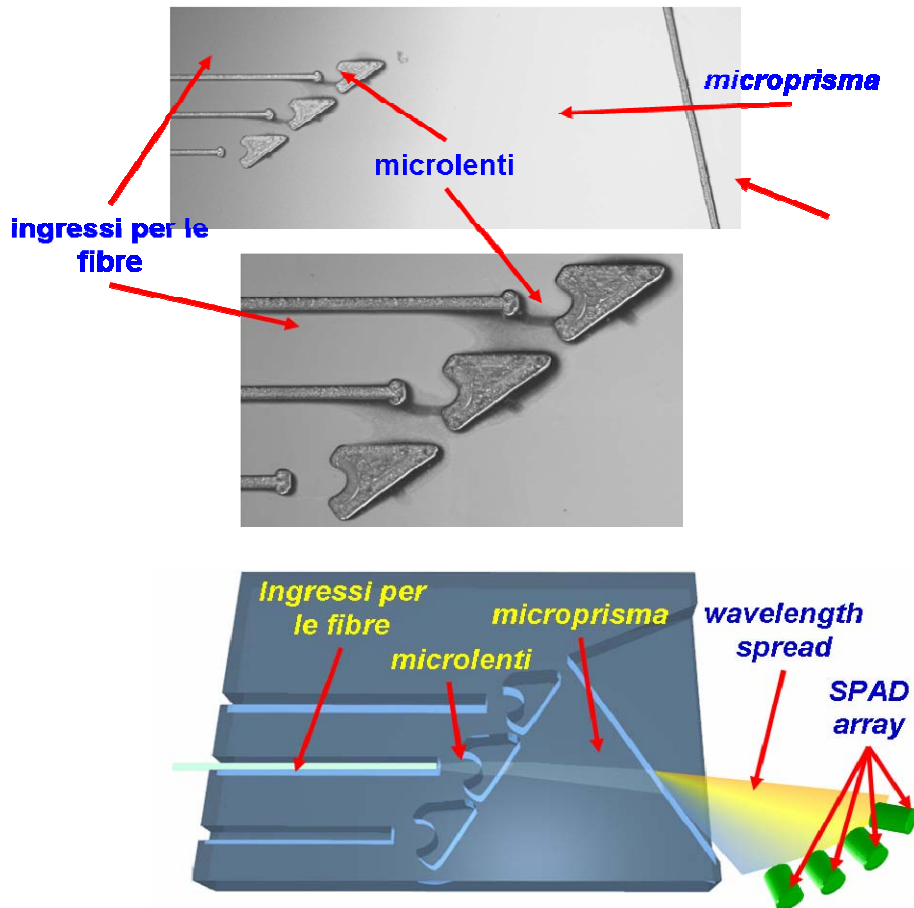


Figura 6.2: In alto è riportato un prototipo del microprisma in cui vengono messi in evidenza gli ingressi per le fibre, le lenti focalizzatrici e l'uscita come separatore di lunghezze d'onda. In basso riportiamo la schematizzazione di SINPHOS completo di array.

Numerosi sono i campi applicativi in cui le matrici potranno trovare terreno fertile negli anni a venire, per via di una crescente richiesta da parte di molti settori di rivelare sempre più piccole quantità di luce con ottime prestazioni temporali. Tra questi citiamo la diagnostica medica in cui dispositivi di questo tipo potrebbero essere utilizzati per la realizzazione di sistemi di scansione PET ad alta precisione.

Bibliografia

1. ***Test of scintillator readout with single photon avalanche photodiodes*** [P. Finocchiaro, A. Campisi, D. Corso, L. Cosentino, et al.; in stampa su IEEE TRANSACTION ON NUCLEAR SCIENCE].
2. ***A new generation of low voltage single photon micro sensors with timing capabilities*** [P. Finocchiaro, A. Campisi, L. Cosentino, et al.; Workshop, Beaune June 19-24 2005, New Developments in Photodetection].
3. ***SPAD Arrays and Micro-Optics: towards a real single photon spectrometer*** [P. Finocchiaro, A. Campisi, L. Cosentino, et al.; Teddington October 24-26 2005, Single Photon Workshop].
4. ***A single photon spectrometer for biomedical applications*** [S. Tudisco, L. Cosentino, A. Campisi, P. Finocchiaro, et al.; Proceedings of SPIE Volume: 5864 Novel Optical Instrumentation for Biomedical Applications II].
5. ***Avalanche photodiodes and quenching circuits for single photon detection*** [S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samaori and F. Zappa; Applied Optics/ vol. 35, No. 12 / 20 1996].
6. ***Integrated array of avalanche photodiodes for single-photon counting*** [F. Zappa, M. Ghioni, L. Varisco, B. Sinnis, et al.; proceedings ESSDERC 22-24 SETTEMBRE'97, Stuttgart, Germania, pp. 600-603].
7. ***Monolithic Active-Quenching and Active-Reset Circuit for Single-Photon Avalanche Detectors*** [F. Zappa, A. Lotito, A. C. Giudice, S. Cova, and M. Ghioni; IEEE Journal of solid state-circuits, vol. 38, No. 7, JULY 2003].
8. ***Evolution and Prospect of Single-Photon Avalanche Diodes and Quenching Circuits*** [S. Cova, M. Ghioni, A. Lotito, F. Zappa; Workshop of Single Photon Detectors, NIST, Gaithersburg, MD, March 31-April 1, 2003].
9. ***SPADA: Single-Photon Avalanche Diode Arrays*** [Franco Zappa, Angelo Gulinatti, Piera Maccagnani, Simone Tisa, and Sergio Cova, Fellow, IEEE; IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 17, No. 3, March 2005].
10. ***On the Bremsstrahlung Origin of Hot-Carrier-Induced Photons in Silicon Devices*** [Andrea L. Lacaita, Member, IEEE, Franco Zappa, Stefano Bigliardi, and Manfredo Manfredi; IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 40, NO. 3, MARCH 1993].
11. ***Laser-based distance measurement using picosecond resolution time-correlated single-photon counting*** [Sara Pellegrini, Gerald S Buller, Jason M Smith, Andrew W. Wallace and Sergio Cova; Meas. Sci. Technol. 11 (2000) 712-716].
12. ***Tracking Capabilities of SPADs for laser ranging*** [F. Zappa, G. Ripamonti, A. Lacaita, S. Cova and C. Samori; 8th International Workshop on Laser Ranging Instrumentation, Annapolis, MD, May 18-22, 1992].

13. ***Photon Counting Chip for Avalanche Detectors*** [Franco Zappa, Arturo Lotito, and Simone Tisa; IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 17, No. 1, January 2005].
14. ***S.P.A.D. (Single Photon Avalanche Diode) Descrizione del Test Pattern di Tecnologia*** [D. Sanfilippo, A. Rundo, S. Marchese; Activity Report STM-CT8938 R.T. G0401-0006; Catania, May-14-2001].
15. ***Single Photon Avalanche Diode Misure di efficienza quantica di SPAD 6"*** [C. Di Franco, D. Sanfilippo, R. Cosentino, E. Sciacca, M. Belluso; Activity Report R. T. G0402-0008; Catania June-07-2002].
16. ***Efficienza quantica ed afterpulsing in fotodiodi SPAD singoli*** [Massimo Mazzillo, Massimo Belluso; Activity Report STMicroelettronics, 08/01/05 Catania].
17. ***Silicon Planar Technology for Single Photon Optical Detectors*** [E. Sciacca, Andrea C. Giudice, Delfo Sanfilippo, Franco Zappa, Salvatore Lombardo et al.; IEEE Transaction of Electron Devices, Vol. 50, No. 4, April 2003].
18. ***Silicon p-n junction biased above breakdown used as a monitors of carrier lifetime*** [E. Sciacca, S. Lombardo, D. Patti, M. Ghioni, F. Zappa, et al.; Materials Science in Semiconductor Processing 4 (2001) 159-161].
19. ***Beam Monitoring Enhances Deep Proton Lithography: Towards High-Quality Micro Optical Components*** [L. Cosentino, P. Finocchiaro, A. Hermanne, A. Pappalardo, H. Thienpont et al.; LNS Activity Report 2003].
20. ***Fabrication of Micro Opto-Mechanical Components with Highly Energetic Heavy Ion Beams*** [Bart Volckaerts, Luigi Cosentino, Alfio Pappalardo, Pedro Vynck, Michael Vervaeke, and Paolo Finocchiaro; LNS Activity Report].
21. ***Micro Beam Diagnostics for DLP Applications*** [Paolo Finocchiaro; CIAE Beijing 28-Mar, 3-Apr, 2002].
22. ***SINPHOS – SINGLE PHOTON Spectrometer for Biomedical Application*** [S. Tudisco, L. Cosentino, G. Fallica, P. Finocchiaro, A. Hermanne, et al.; NIMB Volume: 150, Complete, January, 2006, pp. 317-320].
23. ***Silicon photomultiplier and its possible applications*** [P.Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Ilyin, V. Kantzerov, et al.; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 504 (2003) 48-52].
24. ***Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation*** [V. Golovin, V. Saveliev; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 518 (2004) 560-564].
25. ***Silicon avalanche photodiodes on the base of metal-resistor-semiconductor (MRS) structures*** [V. Saveliev, V. Golovin; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 442 (2000) 223-229].
26. ***The recent development and study of silicon photomultiplier*** [Valeri Saveliev; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 535 (2004) 528-532].
27. ***First Fully Integrated 2-D Array of Single Photon Detectors in Standard CMOS Technology*** [A. Rochas, M. Gösch, A. Serov, P. A. Besse, R. S. Popovic et al; IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, No. 7, July 2003].

28. ***Design and Characterization of a CMOS 3-D Image Sensor Based on Single Photon Avalanche Diodes*** [Cristiano Niclass, Alexis Rochas, Pierr André Besse, and Edoardo Charbon; IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 40, No. 9, September 2005].
29. ***Geiger-Mode Avalanche Photodiodes for Three-Dimensional Imaging*** [Brian F. Aull, Andrew H. Loomis, Douglas J. Young, Richard M. Heinrichs, Bradley J. Felton, et al.; Volume 13, Number 2, 2002 Lincoln Laboratory Journal]
30. ***Quenching circuits for single photon avalanche photodiodes*** [Josef Šíp 1st year Phd. student, worked up on Dept. of Radioelectronics, supervisor: Doc. Ing. Otakar Wilfert, CSc.].
31. ***The Physics of Low Noise Avalanche Photodiodes*** [John P. R. David & Graham J. Rees Electronic & Electrical Engineering University of Sheffield, U.K.].
32. ***Photon-Counting Avalanche Photodiodes*** [Gauri Karve, Shuling Wang, Feng Ma, Xiaoguang Zheng, Ning Li, Rubin Shidu, Joe Campbell, and Archie Holmes, Jr.; Microelectronics Research Center Department of Electrical and Computer Engineering The University of Texas at Austin].
33. ***Influence of hot-carrier luminescence from avalanche photodiodes on time-correlated photon detection*** [Gökhan Ulu, A. V. Sergienko and M. S. Ünlü; OPTICS LETTERS / Vol. 25, No. 10 / May 15, 2000].
34. ***Characterization of Geiger Mode Avalanche Photodiodes for Fluorescence Decay Measurements*** [J. C. Jackson, D. Phelan, A. P. Morrison, R. M. Redfern and A. Mathewson; Proceedings of SPIE, Vol. 4650-07, Photonics West, San Jose, CA, January 19-25, 2002].
35. ***Compensation of SPAD time-walk effects*** [Georg Kirchner and Franz Koidl; J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 1 (1999) 163–167].
36. ***Geiger Mode Avalanche Photodiodes for Microarray Systems*** [Don Phelan, J. C. Jackson, R.M. Redfern, Alan P. Morrison, Alan Mathewson; Proceedings of SPIE, Vol. 4626A-18, Photonics West, San Jose, CA, January 19-25, 2002].
37. ***Recent Achievements in Solid State Photon Detector Development at the Czech Technical University*** [Ivan Procházka, Karel Hamal, Brno Sopko, Josef Blazej; Workshop on Single-Photon: Detectors, Applications and Measurement Methods National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, March 31, 2003].
38. ***Detectors for High-Speed Photon Counting*** [Wolfgang Becker, Axel Bergmann Becker & Hickl GmbH, Berlin].
39. ***Centimetre precision eye-safe satellite laser ranging using a Raman-shifted Nd:YAG laser and germanium photon counter*** [H. Kunitani, B. Greene, K. Hamal, and I. Prochazka; J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2 (2000) 1–4. Printed in the UK].
40. ***Principle of PMT and its Calibration*** [Katsushi Arisaka, University of California, Los Angeles Department of Physics and Astronomy].
41. ***BaF2 Detector Development*** [Jérôme Gauthier, Groupe de Recherche en Physique des Ions Lourds].
42. ***http://www.ing.unipi.it/~d7384/com_ottiche/cap2.html***
43. ***Fotorivelatori*** [Testo: Silvano Donati; AEI – Associazione Elettrotecnica ed Elettronica Italiana; Milano, 1997].

44. ***Radiation Detection and Measurement*** [Glenn F. Knoll-Jhon Wiley & Sons];
45. ***Techniques for Nuclear and Particles Physics Experiments*** [W.R.Leo; Sprinter-Verlag];
46. ***Physics and Technology of semiconductor*** [Andrew S. Grove; Ed: John Wiley & Sons, Inc., N.Y., U.S.A., 5^a edizione 1993].
47. ***Principles of Semiconductor Devices*** [B. Van Zeghbroeck; <http://ece-www.colorado.edu>];
48. ***Fotorivelatori*** [Note di lezioni tenute da M. Bertolaccini all'Istituto Nazionale di Ottica (Firenze); S. Cova al Politecnico di Milano].
49. ***Lezioni sui Rivelatori*** [Antonio Di Domenico; Dipartimento di fisica, Università di Roma "La Sapienza"];
50. ***Voltage References*** [Jhon Atwood; TUBE CAD JOURNAL VOLUME 2 NUMBER 4 JUNE 2000].
51. **www.medphys.ucl.ac.uk/research/borl/homepages/davek/phd/chapter3.pdf**;
52. ***The Quantization Cell Profile: A Useful Concept for a Deeper Insight in Analog to Digital Conversion*** [E. Gatti and S. Cova; Proceedings of the International Conference on Measure Systems and Distribute Processing – University of Pavia, Oct 15-16, 1979, pp. 121-131, Invited Paper].
53. ***ENDAT: A General Purpose Data Acquisition Trigger*** [Paolo Finocchiaro; Antonino Anzalone and Concettina Maiolino; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A271 (1988) 563-566].
54. ***Integrated Trigger for Nuclear Acquisition Data – TINA*** [C. Cali; F. Ferrera; Documentazione INFN/BE 28 Settembre 1989; INFN Sezione di Catania].
55. ***Paolo Finocchiaro – Comunicazione Privata.***

