

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DELL'INSUBRIA
- COMO -

DIPARTIMENTO DI SCIENZE ED ALTA TECNOLOGIA
CORSO DI LAUREA IN FISICA

**RELAZIONE DI
LABORATORIO DI FISICA 1**

Docente:

Prof. Massimo Luigi Maria Caccia

Assistenti di laboratorio:

Samuela Lomazzi, Luca Malinverno, Massimiliano Antonello



SiPM: fotomoltiplicatore al Silicio

Elisa Annoni, Simone Guerrera

L'analisi riportata in questa relazione riguarda la caratterizzazione di alcuni parametri tipici di un rivelatore a semiconduttore: il SiPM.

molto lineare e pulito!

Indice

1	Introduzione	4
1.1	Rivelazione di radiazione luminosa	4
1.2	Il SiPM	5
1.3	Setup sperimentale	5
1.4	Misure condotte	6
2	Analisi dati	7
2.1	Dark count rate	7
2.2	Verifica del carattere poissoniano dei dark counts	7
2.3	Tempo medio di interrarrivo tra un dark count e l'altro	8
2.4	Optical crosstalk	9
2.5	Breakdown voltage	9
2.6	Analisi della staircase	10
2.7	Analisi di istogrammi in assenza di luce	13
2.8	Analisi di istogrammi in presenza di luce	15
2.8.1	Gate d'inegrazione ottimale	15
2.8.2	Breakdown voltage	16
2.8.3	Carattere poissoniano	17
3	Conclusioni	18

1 Introduzione

1.1 Rivelazione di radiazione luminosa

L'occhio può essere considerato come il primo rivelatore di radiazione luminosa, captando luce dall'ambiente esterno e trasformando questo input in un segnale elettrico che funge da impulso nervoso per il cervello. In base all'essere vivente preso in considerazione la sensibilità di questo organo e la risposta allo stimolo luminoso variano notevolmente. Con lo sviluppo della fisica è comparsa l'esigenza di strumenti che fossero in grado di rilevare la radiazione luminosa, talvolta anche sotto forma di pochi fotoni (non sempre così facilmente osservabili dall'occhio umano). Un esempio significativo riguardo questa necessità nello sviluppo fisico risale allo sfintariscopio di Crooks (1903), uno schermo di Solfuro di Zinco che colpito da particelle α emette una debole luce. Inizialmente l'osservazione era effettuata ad occhio, contando le scintille emesse osservando il fenomeno con un microscopio in una stanza buia. Nel 1944 Curran e Baker sostituirono l'occhio umano con un fotomoltiplicatore (PM) in modo da rendere la lettura più facile e con un'affidabilità definita. Questo strumento è in grado di convertire un segnale luminoso in un segnale elettrico. L'amplificazione è proporzionale al segnale in ingresso.

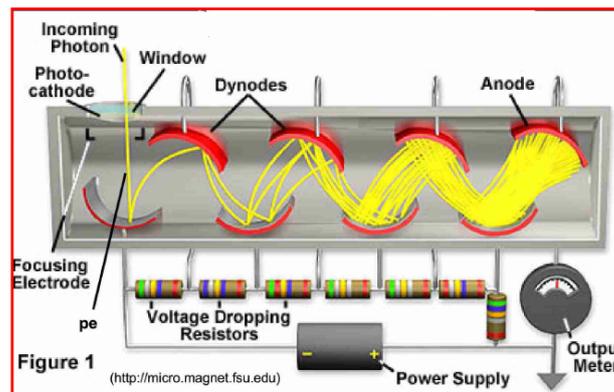


Figura 1: Rappresentazione schematica di un fotomoltiplicatore.

hmmm.. Esso consta di una camera a vuoto e di un fotocathodo sensibile alla radiazione luminosa. Il fotone entrante colpisce un primo dinodo che porta ad emissione secondaria diretta verso un secondo dinodo e così via. I dinodi sono posti a potenziale crescente in modo tale che i fotoelettroni vengano accelerati, emettendo radiazione secondaria tra un dinodo e l'altro e pertanto amplificando il segnale. Gli elettroni dell'ultimo dinodo sono raccolti da un anodo ottenendo così un segnale in corrente. L'output è alto (il gain è dell'ordine di $10^3 - 10^8$), il funzionamento è veloce (dell'ordine dei nanosecondi) e il rumore elettronico caratteristico è relativamente basso. Tuttavia questi tipi di dispositivi sono ingombranti e significativamente influenzabili dalla presenza di campi magnetici esterni, problema non banale nell'organizzazione di un setup sperimentale efficiente.

Con la diffusione del Silicio (materiale abbondantemente presente in natura e poco costoso) nell'elettronica, è stato possibile sviluppare sensori alternativi basati su semiconduttori, a costi e dimensioni ridotti e maggiore efficienza. Tali sensori sono detti fotodiodi.

1.2 Il SiPM

Esistono diversi tipi di fotodiodi: alcuni si limitano a convertire fotoni in coppie elettrone-lacuna in grado di generare un segnale, altri invece prevedono un sistema di amplificazione a valanga.

Il SiPM, o Silicon Photomultiplier, è un tipo di fotomoltiplicatore al Silicio che sfrutta proprio questo meccanismo a valanga. Esso è formato da una matrice di fotodiodi al Silicio. **L'area complessiva di rivelazione è di circa $50 \times 50 \mu\text{m}^2$.** Il rivelatore lavora in regime Geiger, ovvero gli elettroni di conduzione vengono accelerati da una differenza di potenziale esterna tale per cui, al passaggio del primo fotone il pixel viene saturato; questo permette di avere una precisione molto alta (si è in grado di vedere il singolo fotone), a discapito di perdere la rivelazione di più fotoni che vanno a colpire uno stesso pixel.

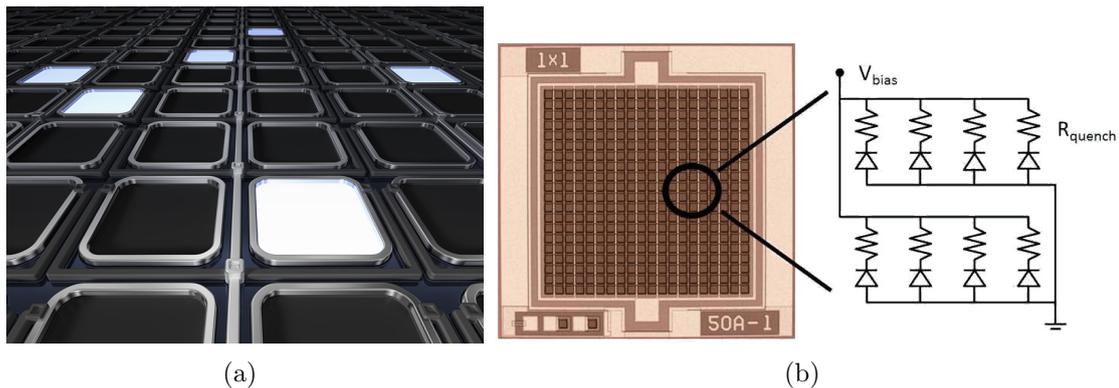


Figura 2: (a) Rappresentazione grafica della matrice di fotodiodi che formano un SiPM. (b) Schema della matrice di fotodiodi, con ingrandimento su un singolo pixel.

1.3 Setup sperimentale

Il setup sperimentale utilizzato per la presa dati è rappresentato schematicamente nella figura 3. Esso consta di una sorgente di fotoni: nel caso in esame si tratta di un **LED** ultraveloce con lunghezza d'onda della luce emessa di 405 nm (violetto). Il LED è collegato al SiPM mediante cavi di fibra ottica. La **PSAU** (Power Supply and Amplification Unit) che si trova dopo il SiPM è in grado di fornire una tensione grazie alla quale è possibile amplificare il segnale in uscita. Nell'analisi condotta l'amplificazione sarà sempre di 40 dB (ovvero il segnale viene amplificato di un fattore 100). Il segnale amplificato passa poi ad un **digitizer** che lo converte da segnale elettrico (analogico) in un segnale analizzabile dal computer (quindi digitale). La sorgente di fotoni e il digitizer sono collegati da una **linea di sincronizzazione** per cui ogni fotone emesso dal LED invia al digitizer un segnale di trigger

che "avverte il digitizer dell'arrivo del fotone". Per alcune misure la PSAU è stata connessa direttamente con un **oscilloscopio** che permette di leggere i dati in tempo reale.

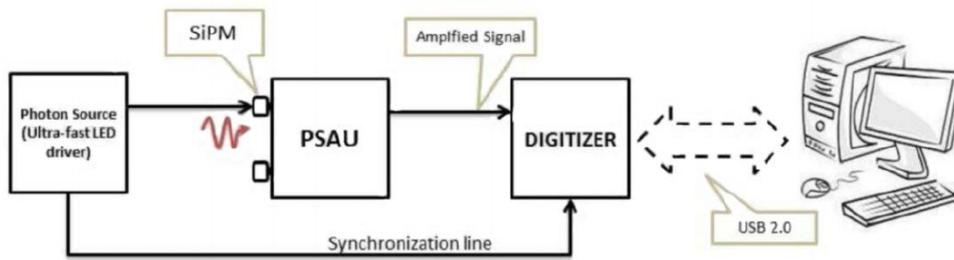


Figura 3: Setup sperimentale.

1.4 Misure condotte

L'esperimento è volto a determinare alcuni parametri caratteristici dello strumento riferiti ai seguenti fenomeni:

- **dark count** - si tratta di una misura del rumore dello strumento (numero di impulsi registrati nell'unità di tempo non corrispondenti ad un effettivo segnale). Questa misura viene condotta a LED spento (rivelatore al buio) e permette di osservare quante volte il fotodiodo si attiva non per effetto fotoelettrico ma per effetto termoelettrico. È infatti possibile che si generino in modo stocastico delle coppie elettrone-lacuna a causa dell'agitazione termica (vibrazioni del reticolo che causano rottura di legami) che portano alla lettura apparente di un fotone che in realtà non ha colpito il rivelatore; **essendo i dark count dei fenomeni comunque rari** (trattasi di disturbo nel rivelatore) ci si aspetta che la loro distribuzione di conteggio abbia un carattere poissoniano;
- **crosstalk** - fenomeno che avviene quando uno dei fotoni prodotti in una valanga propaga fino ad una cella adiacente ed innesca una nuova valanga. Questo avvenimento porta pertanto al conteggio di due fotoni per uno solo che colpisce il rivelatore;
- **breakdown voltage** - tensione di alimentazione sotto la quale non è più possibile distinguere il segnale;

2 Analisi dati

2.1 Dark count rate

oscilloscopio...

Questa misura è stata condotta interagendo esclusivamente con l'**oscillatore**, senza raccolta di dati con il computer. Il LED è stato lasciato spento, i dati sono stati pertanto raccolti in condizione di buio. La tensione è stata fissata a 56 V mentre la finestra temporale di acquisizione scelta Δt è di 50 μs . Per 200 volte è stato "fotografato" il segnale e sono stati contati il numero di dark counts, ovvero il numero di picchi che superano una soglia stabilita (di 0.5 V). La temperatura alla quale sono state condotte le misure (espressa come una media tra la temperatura iniziale e quella finale) è di (27.5 ± 0.1) °C.

Il dark count rate ν non è altro che il numero di dark counts nell'unità di tempo ed è perciò stato calcolato come:

$$\nu = \frac{\bar{n}_{DC}}{\Delta t} = \frac{\sum_{i=1}^N n_i}{N \Delta t} \quad (1)$$

con \bar{n}_{DC} media dei conteggi e N numero totale di conteggi (nel caso in esame $N = 200$).

L'errore associato, per propagazione sarà:

$$\delta \nu = \frac{\sigma_n}{\Delta t \sqrt{N}} \quad (2)$$

con σ_n deviazione standard dei conteggi.

Pertanto si ottiene che:

$$\nu = (299 \pm 5) \text{ kHz} \quad (3)$$

Essendo la temperatura del rivelatore abbastanza alta il risultato sembra essere ragionevole.

2.2 Verifica del carattere poissoniano dei dark counts

Ci si propone ora di verificare il carattere poissoniano della distribuzione dei dark counts. Si è provveduto perciò alla costruzione di una distribuzione teorica dei conteggi utilizzando la funzione di MATLAB *poisspdf* e utilizzando come valor medio di tale distribuzione la media dei conteggi \bar{n}_{DC} . Il modello è stato poi confrontato con le probabilità trovate sperimentalmente mediante un test del chi-quadro. In figura 4 è riportato un plot normalizzato di quanto ottenuto.

Il chi-quadro ridotto è stato calcolato come:

$$\tilde{\chi}^2 = \frac{\chi^2}{dfe} \quad (4)$$

con *dfe* numero di gradi di libertà del sistema e

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{25} \left(\frac{y_{i_{teor}} - y_{i_{sperim}}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5)$$

Nell'equazione 5, $y_{i_{teor}}$ rappresenta la probabilità i -esima ottenuta teoricamente, $y_{i_{sperim}}$ la probabilità i -esima ottenuta sperimentalmente e σ_i l'errore binomiale sul contenuto dell' i -esimo bin sperimentale: $\sigma_i = \sqrt{n_i(1 - n_i/N)}$. Per n_i si intende l'altezza del bin i -esimo, mentre per N il numero totale di conteggi.

Il chi-quadro ridotto ottenuto in questo modo risulta essere $\tilde{\chi}^2 = 0.77$. Si conclude pertanto che l'accordo tra le distribuzioni è generalmente buono e si considera verificato il carattere poissoniano della distribuzione di arrivo dei dark counts.

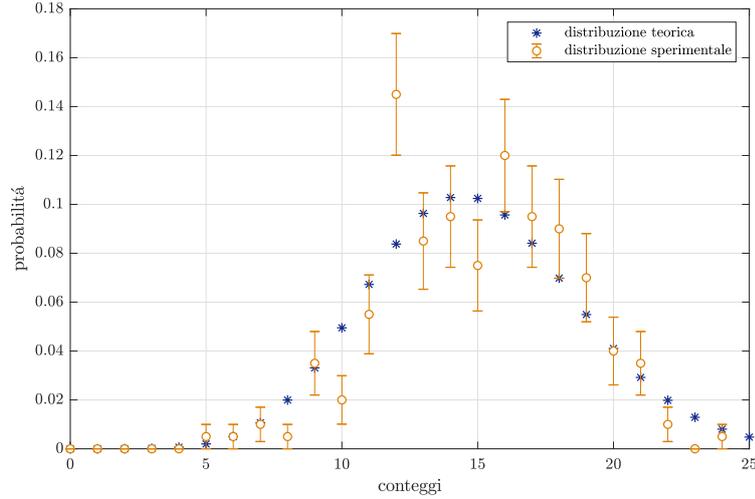


Figura 4: Confronto tra distribuzione teorica attesa e probabilità di misurare un dark count trovate sperimentalmente. L'errore associato ad ogni punto sperimentale è un errore binomiale e il chi-quadro ridotto tra le due distribuzioni è di 0.77.

2.3 Tempo medio di interrarrivo tra un dark count e l'altro

Supposto il carattere poissoniano della distribuzione dei dark counts risulta sensato affermare che la distribuzione dei tempi di attesa per i dark counts sia di tipo esponenziale e dunque calcolare il tempo medio di attesa τ come l'inverso della frequenza ν . L'errore ad esso associato per propagazione è: $\delta\nu = \sigma_\nu/\nu^2$.

In questo modo si ottiene:

$$\tau = (3.35 \pm 0.05) \mu s \quad (6)$$

Si può osservare come il valore di τ ottenuto sia effettivamente piccolo ad ulteriore conferma del fatto che il fenomeno è poissoniano.

Questo dato può tornare utile nella scelta della finestra di acquisizione perché rende possibile effettuare una rapida stima di quanti dark counts ci si aspetta di vedere scelta una data finestra.

[sarebbe stato interessante vedere la distribuzione per capire se veramente esponenziale](#)

2.4 Optical crosstalk

Avendo registrato tutti quegli eventi che superano il doppio della soglia iniziale, questi eventi sono proprio quelli riferiti al fenomeno del crosstalk (spiegazione del fenomeno nella sezione 1.4). La probabilità di crosstalk, mediante definizione frequentista, risulta pertanto essere:

$$P_{CT} = \frac{\bar{n}_{CT}}{\bar{n}_{DC}} \cdot 100 \quad (7)$$

con \bar{n}_{CT} media dei conteggi di crosstalk e \bar{n}_{DC} media dei conteggi di dark count.

Il rispettivo errore calcolato per propagazione risulta essere:

$$\delta P_{CT} = 100 \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\bar{n}_{CT}}}{\bar{n}_{DC}}\right)^2 + \left(\frac{\bar{n}_{CT}\sigma_{\bar{n}_{DC}}}{\bar{n}_{DC}^2}\right)^2} \quad (8)$$

con $\sigma_{\bar{n}_{CT}}$ e $\sigma_{\bar{n}_{DC}}$ errori sulle due medie (ovvero deviazione standard normalizzata sulla radice del numero di conteggi).

Così facendo si ottiene:

$$P_{CT} = (8.0 \pm 1.6) \% \quad (9)$$

2.5 Breakdown voltage

Le misure riportate in questa sottosezione sono state condotte con LED acceso, in modo tale che il SiPM riceva luce. È stata misurata la distanza tra un picco e il successivo (**delta peak to peak**) mediante l'utilizzo dei **cursori puntatori** dell'oscillatore facendo variare la tensione da 53 V a 59 V a step di 0.5 V. Le misure sono state ripetute quattro volte in modo tale da avere una statistica accettabile.

Riportando in un plot il delta peak to peak in funzione della tensione ed eseguendo un fit lineare è stato possibile trovare il punto di breakdown, ovvero il punto al di sotto del quale non è più possibile distinguere due segnali (dove la distanza tra i picchi risulta essere nulla). La delta peak to peak risulta infatti dipendere linearmente dalla tensione secondo la legge $y = mx + q$ con m e q parametri ottenuti dal fit, x tensione e y delta peak to peak. Invertendo e ponendo $y = 0$ si ottiene perciò che il valore di breakdown voltage è:

$$x_{BV} = \frac{-q}{m} \quad (10)$$

L'incertezza su x_{BV} ottenuta per propagazione degli errori risulta essere:

$$\delta x_{BV} = \sqrt{\left(\frac{\delta q}{m}\right)^2 + \left(\frac{q\delta m}{m^2}\right)^2} \quad (11)$$

In figura 5 è riportato il fit ottenuto mentre i risultati ricavati sono:

$$x_{BV} = (51.6 \pm 0.7) \text{ V} \quad (12)$$

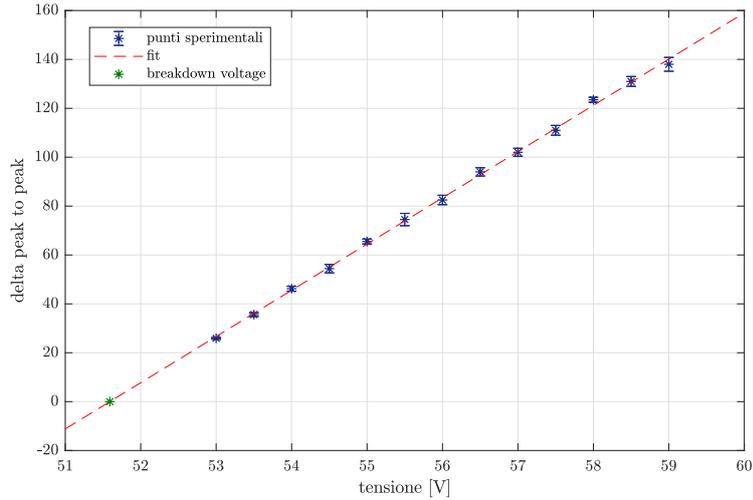


Figura 5: Tensione in funzione del voltaggio, fit lineare. Il $\tilde{\chi}^2$ del fit è di 1.42. In figura è riportato anche il breakdown voltage.

2.6 Analisi della staircase

Per questa parte della presa dati il SiPM è stato collegato al computer e il collegamento LED - SiPM rimane chiuso. In figura 6 è riportato un plot dei conteggi (rappresentati in scala logaritmica) al variare della soglia oltre la quale contare i picchi. Il grafico presenta dei "gradini" (da qui il nome staircase) in quanto, aumentando la soglia, diminuirà il numero di eventi che superano la soglia stessa.

La finestra temporale di acquisizione è stata fissata a 30 ms e la soglia è stata fatta variare da 15 a 200 mV con passo di 2 mV. Il numero di finestre temporali analizzate per ogni soglia è di 20. La temperatura del sensore durante la presa dati era di (26.8 ± 0.1) °C. Il bias voltage è stato fissato a 54 V.

Definiamo "plateau" come l'intervallo in cui i valori rimangono mediamente costanti e "gradino" come la discontinuità tra un plateau e l'altro. Nel plot il primo plateau corrisponderà ad una soglia molto bassa per cui i conteggi comprenderanno tutti i picchi. Il secondo plateau invece corrisponderà ai crosstalk perché, essendo in condizione di buio, l'unico modo per ottenere un'intensità pari ad almeno due fotoni è che si verifichino più valanghe.

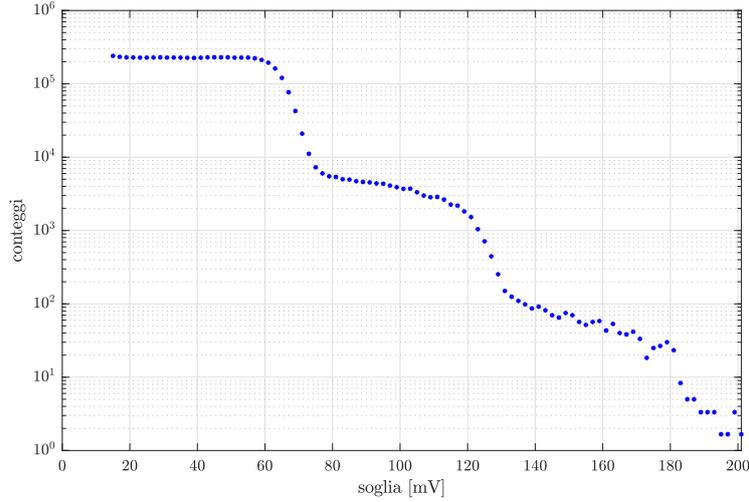


Figura 6: Staircase (i dati sulle ordinate sono raffigurati in scala logaritmica).

L'obiettivo di questa parte di analisi è quello di fornire una seconda stima del dark count rate. A tale scopo è stato necessario trovare il numero di dark counts, corrispondente al numero di conteggi intermedio tra il primo (tutti i conteggi) ed il secondo (crosstalk) plateau. La modalità di scelta di tale punto è stata effettuata mediante un fit lineare dei valori compresi tra l'ultimo punto del primo gradino e il primo punto del secondo e scegliendo poi il conteggio corrispondente al punto medio di tale segmento. In figura 7 viene riportato il procedimento appena descritto.

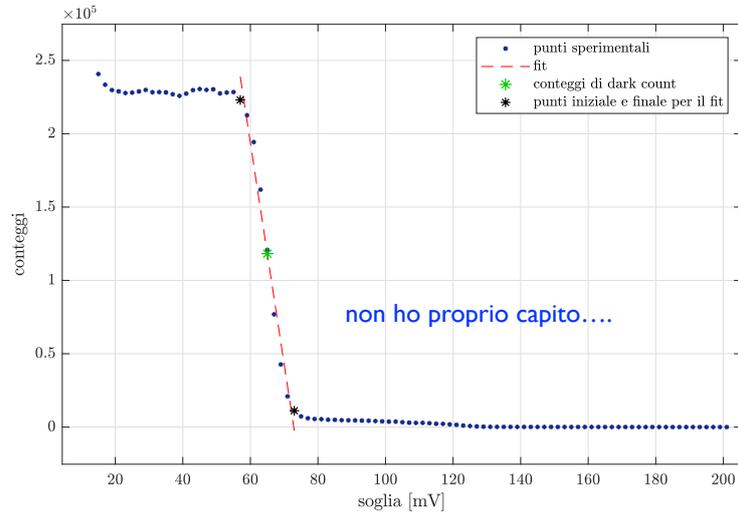


Figura 7: Bias voltage fissato a 54 V. Fit rettilineo dei punti tra il primo ed il secondo plateau e punto medio del segmento tra il primo e l'ultimo punto considerato nel fit. Tale punto corrisponde al numero di conteggi di dark count.

È così possibile calcolare il dark count rate ν secondo la formula 1, dove al posto della media dei conteggi di dark count è stato posto il numero di conteggi trovati grazie all'analisi della staircase. L'errore associato è $\delta\nu = (\sqrt{n})/\Delta t$ dove n rappresenta il numero di conteggi

di dark count ricavati dall'analisi della staircase.

Il valore ottenuto è di:

$$\nu_{54} = (197.1 \pm 0.6) \text{ kHz} \quad (13)$$

L'analisi appena descritta è stata riprodotta per altri due set di dati, questa volta con bias voltage fissato a 56 V e 58 V. La temperatura in questi due casi subisce una lieve variazione, essendo rispettivamente di $(26.9 \pm 0.1) \text{ }^\circ\text{C}$ e $(27.0 \pm 0.1) \text{ }^\circ\text{C}$. In figura 8 sono riportati i plot di tali staircase con indicato il punto raffigurante il numero di dark count individuati, mentre i risultati ottenuti per il dark count rate sono rispettivamente:

$$\nu_{56} = (334.7 \pm 0.7) \text{ kHz} \quad (14)$$

$$\nu_{58} = (495.8 \pm 0.9) \text{ kHz} \quad (15)$$

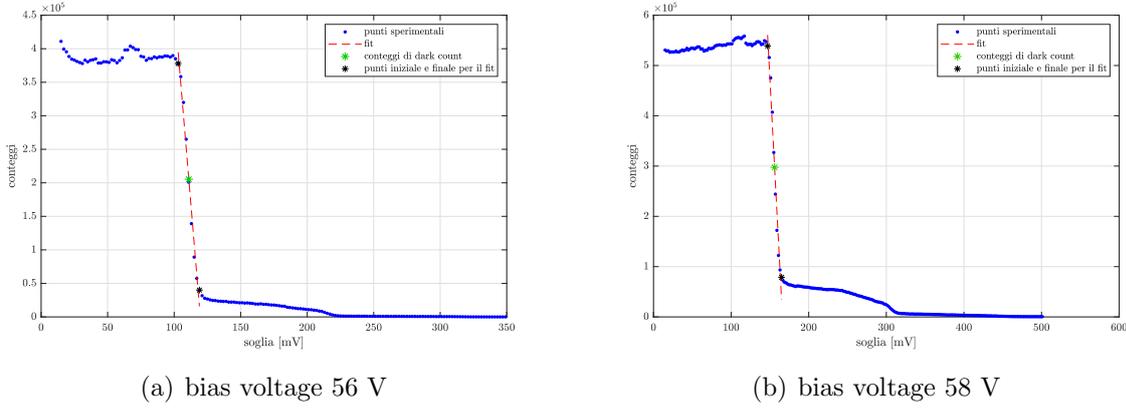


Figura 8: Fit rettilineo dei punti tra il primo ed il secondo plateau e punto medio del segmento tra il primo e l'ultimo punto considerato nel fit. Tale punto corrisponde al numero di conteggi di dark count.

Si osserva come, coerentemente, all'aumentare del bias voltage aumenti anche il dark count rate.

È stata infine calcolata la probabilità di crosstalk dall'analisi della staircase secondo la formula 7. I risultati ottenuti per i tre diversi bias voltage sono:

$$P_{CT-54} = (3.26 \pm 0.06)\% \quad (16)$$

$$P_{CT-56} = (8.29 \pm 0.07)\% \quad (17)$$

$$P_{CT-58} = (15.88 \pm 0.09)\% \quad (18)$$

La probabilità di crosstalk ottenuta dall'analisi della staircase dista 0.23σ dall'analogha probabilità calcolata nella sezione 2.4. Le due misure sono pertanto da ritenersi compatibili con un'affidabilità del 99%.

2.7 Analisi di istogrammi in assenza di luce

Per questa parte di presa dati è stato utilizzato il digitizer collegato al computer in modo tale che, all'arrivo del segnale, questi venisse integrato in un gate ben definito e i dati così ottenuti raccolti in un istogramma di frequenze. Le misure sono state ripetute per i tre valori diversi di bias voltage già utilizzati nella sezione precedente: 54 V, 56 V e 58 V. I dati sono stati registrati in condizione di buio (collegamento LED-SiPM chiuso). Il gate temporale di acquisizione Δt è di 504 ns, mentre la $binsize = 8$. La temperatura di presa dati risulta essere di (28.3 ± 0.1) °C per tutti e tre i file di dati.

In figura 9 è riportato, a titolo esemplificativo, l'istogramma ottenuto per una tensione di 54 V.

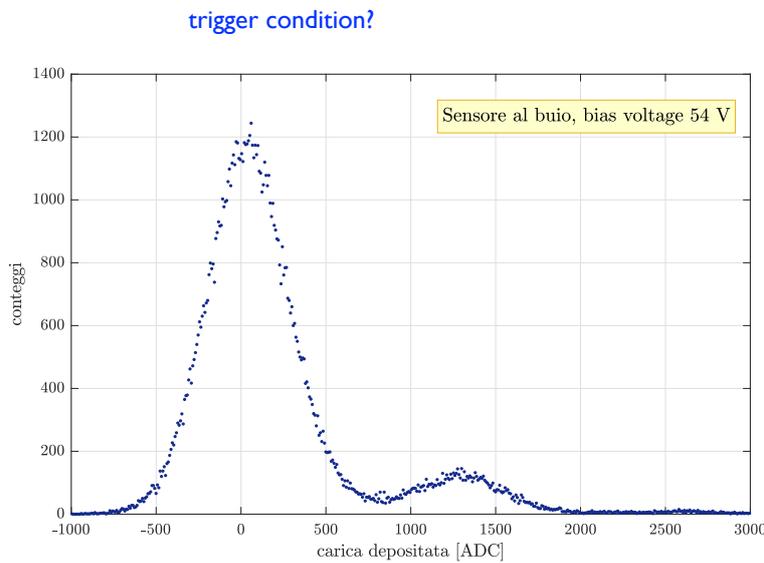


Figura 9: Istogramma di frequenze per la tensione a 54 V in condizione di buio.

L'area sottesa al primo picco dell'istogramma corrisponde all'assenza di segnale. Interpolando con due gaussiane i dati è possibile estrapolare la probabilità di non registrare segnale come il rapporto tra l'area del primo picco e l'area totale.

Parametrizzando ogni gaussiana come:

$$f(x) = a \exp\left(-\frac{(x-b)^2}{c^2}\right) \quad (19)$$

L'area sottesa, ricavata dall'integrale gaussiano, risulta essere:

$$A_0 = \frac{\sqrt{\pi} c a}{binsize} \quad (20)$$

Il suo errore associato per propagazione è:

$$\delta A_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{binsize} \sqrt{(a \delta c)^2 + (c \delta a)^2} \quad (21)$$

Avendo verificato la natura poissoniana dell'insorgenza dei dark counts è possibile trovare la media caratteristica della distribuzione sapendo che $P(0) = e^{-\mu}$ e quindi invertendo $\mu = -\ln(P(0))$. Pertanto il dark count rate sarà:

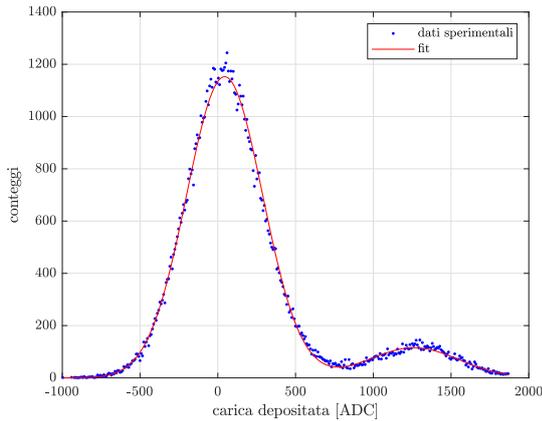
$$\nu = \frac{-\ln(P_{A_0})}{\Delta t} \quad (22)$$

e l'errore ad esso associato

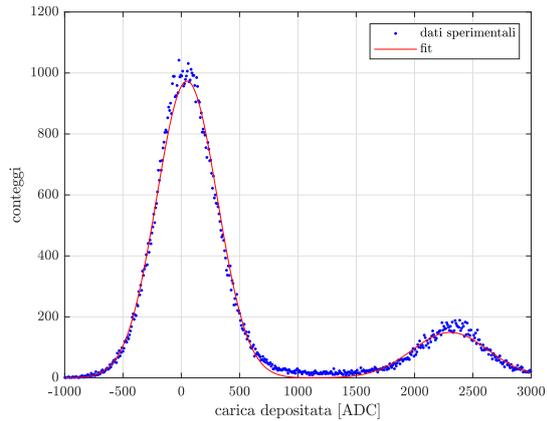
$$\delta\nu = \frac{\delta P_{A_0}}{P_{A_0} \Delta t} \quad (23)$$

dove P_{A_0} è la probabilità di non registrare segnale ricavata dall'area sottesa al primo picco.

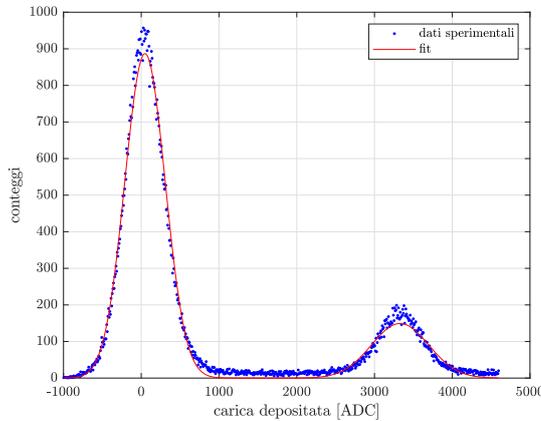
In figura 10 sono riportati i fit pesati effettuati per le tre serie di dati e in seguito i risultati ottenuti per il calcolo del dark count rate. I chi quadri ridotti per i 3 fit sono rispettivamente: 1.57, 4.38, 6.53.



(a) bias voltage 54 V



(b) bias voltage 56 V



(c) bias voltage 58 V

Figura 10: Fit gaussiani dell'istogramma in condizione di buio per tre differenti valori di tensione.

I valori di dark count rate così ottenuti sono:

$$\nu_{54} = (221 \pm 16) \text{ kHz} \quad (24)$$

$$\nu_{56} = (352 \pm 28) \text{ kHz} \quad (25)$$

$$\nu_{58} = (424 \pm 35) \text{ kHz} \quad (26)$$

Gli errori associati risultano essere abbastanza ampi, fatto da imputarsi probabilmente alla scarsa accuratezza del fit (si osservi come l'altezza del primo picco non è stimata al meglio) e ad una lunga propagazione degli errori che potrebbe portare ad una sovrastima dell'errore stesso.

2.8 Analisi di istogrammi in presenza di luce

2.8.1 Gate d'integrazione ottimale

I dati con cui si lavora in questa sezione sono stati presi con il collegamento SiPM - LED aperto in modo tale che la luce vada a colpire il rivelatore.

Per prima cosa è necessario cercare il gate di integrazione ottimale, ovvero l'intervallo di tempo minimo tale per cui tutto il segnale venga incluso nella misura. A tale scopo, fissata la tensione a 54.5 V ed essendo la temperatura del sensore di $(27.1 \pm 0.1) \text{ }^\circ\text{C}$, sono stati presi 9 diversi set di dati variando il gate da un minimo di 104 ns ad un massimo di 504 ns. Ognuno di questi set di dati presenta un andamento del tipo mostrato in figura 11(a). Per ogni set dei dati è stato effettuato un fit dei primi due picchi (picchi corrispondenti alla rivelazione di 0 e 1 fotone) come somma di due gaussiane e da queste calcolata la delta peak to peak, ovvero, parametrizzando le due gaussiane come nella 19, come il modulo della differenza tra il parametro b del primo picco e quello del secondo. In figura 11(b) è riportato, a titolo esemplificativo, uno di questi fit per gate fissato a 104 ns.

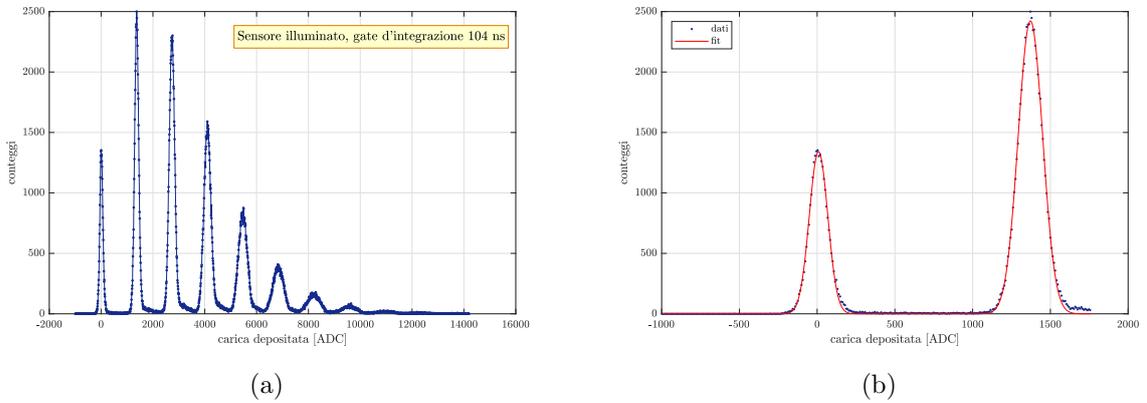


Figura 11: (a) Plot di uno dei set di dati (istogramma di frequenze dei segnali con sensore illuminato). (b) Fit dei primi due picchi dell'immagine (a).

All'aumentare del gate cresce la porzione di segnale inclusa nella misura e così aumenta la distanza tra i due picchi. Al crescere del gate di integrazione, da un certo punto in poi, aumenterà però anche il rumore associato a tale misura. Il gate ottimale risulta perciò essere quel gate tale per cui viene considerato tutto il segnale e minimizzato il rumore. In figura 12 è riportato l'andamento della delta peak to peak in funzione del gate.

Si può notare come da un certo punto in poi la delta peak to peak rimanga pressoché costante. Il gate ottimale risulta perciò essere di 248 ns. Oltre a tale valore un aumento del tempo di presa dati corrisponde esclusivamente ad un aumento del rumore considerato.

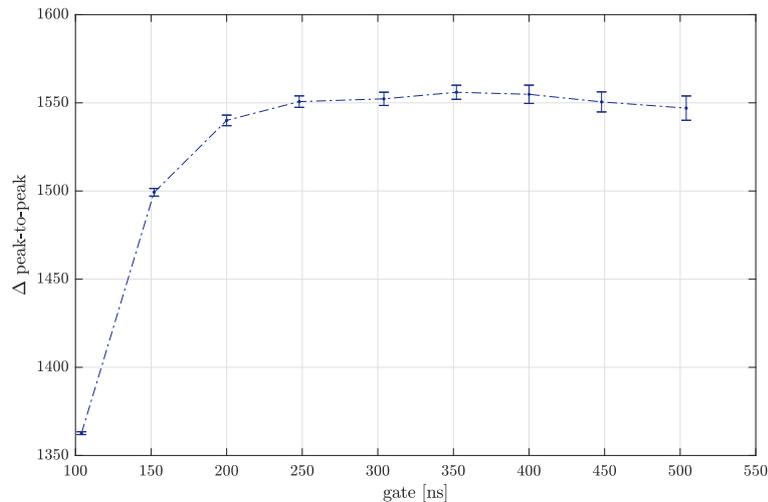


Figura 12: Andamento della delta peak to peak in funzione del gate.

2.8.2 Breakdown voltage

Individuato il gate ottimale a 248 ns e fissato tale gate, sono stati acquisiti diversi istogrammi variando la tensione da 53 V a 59 V a passi di 0.5 V. La temperatura del rivelatore era di (27.3 ± 0.1) °C. Come fatto nella sezione 2.8.1 sono stati presi i primi due picchi corrispondenti alla rivelazione di 0 e 1 fotone, è stato effettuato un fit come somma di due gaussiane ed è stata calcolata la distanza tra i due picchi. In figura 13 è riportato un plot della delta peak to peak in funzione del bias voltage. È stato effettuato un fit rettilineo di tali punti ed è stato individuato il breakdown voltage come il punto tale per cui la delta peak to peak risulta essere nulla. L'errore sul punto di breakdown è ricavato per propagazione degli errori risultanti dal fit analogamente a quanto fatto nella sezione 2.5.

Il breakdown voltage così ottenuto è:

$$x_{BV} = (51.5 \pm 0.3) \text{ V} \quad (27)$$

Esso dista 0.13σ dal corrispettivo calcolato nella sezione 2.5 e pertanto, con un livello di confidenza del 99% si può affermare che le due misure sono tra loro compatibili.

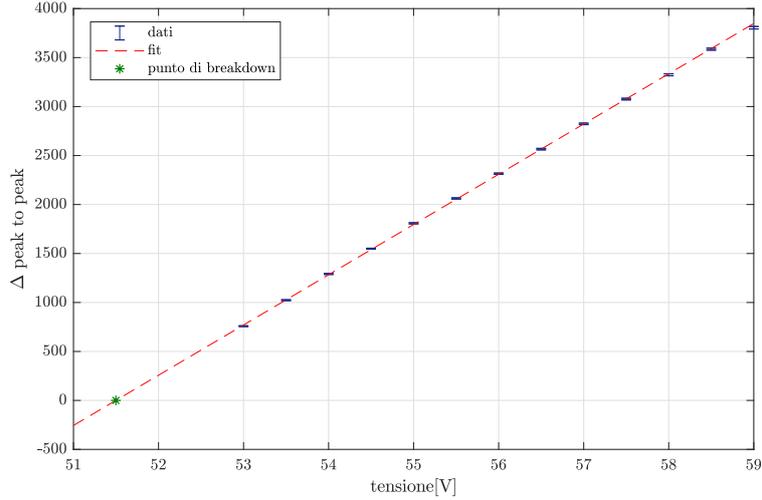


Figura 13: Fit lineare della distanza tra i primi due picchi dei dati in esame al variare del bias voltage. In verde è raffigurato il punto di breakdown.

2.8.3 Carattere poissoniano

In questa sezione ci si ripropone di verificare che il numero di fotoni emessi segua la distribuzione di Poisson. Per tale verifica è stato utilizzato il set di dati con gate 248 ns e bias voltage 55 V.

Analogamente a quanto fatto nelle sottosezioni precedenti si è provveduto ad effettuare dei fit gaussiani dei primi cinque picchi. I fit sono stati eseguiti separatamente ad uno ad uno per ogni picco in modo tale da garantire una maggior precisione nella stima dei due parametri necessari al calcolo dell'area gaussiana data dalla formula 20. L'area di ogni picco è stata poi normalizzata sull'area totale (somma delle aree delle 5 gaussiane in esame) e riportata in figura 14 sotto la dicitura di dato sperimentale. Il dato teorico nell'immagine si riferisce invece alla probabilità che si avrebbe ipotizzando la distribuzione poissoniana di media $\mu = -\ln(P_{A_0})$, con P_{A_0} probabilità di misurare zero conteggi.

È stato infine condotto un test del chi quadro per confrontare quantitativamente quanto riportato qualitativamente in figura 14:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(P_i^{sp} - P_i^{teor})^2}{\sigma_i^2} \quad (28)$$

con P^{sp} probabilità sperimentale, P^{teor} probabilità teorica e σ errore sul dato sperimentale. Dividendo poi per il numero di gradi di libertà del sistema (nel caso in esame si hanno 5 misure e un parametro), si ottiene il valore di $\tilde{\chi}^2$.

Il $\tilde{\chi}^2$ trovato è pari a 4.34. Nonostante sia maggiore di 1, osservando il grafico e considerando il fatto che il numero di dati a disposizione per il confronto è relativamente ristretto si suppone comunque verificata l'ipotesi di poissonianità.

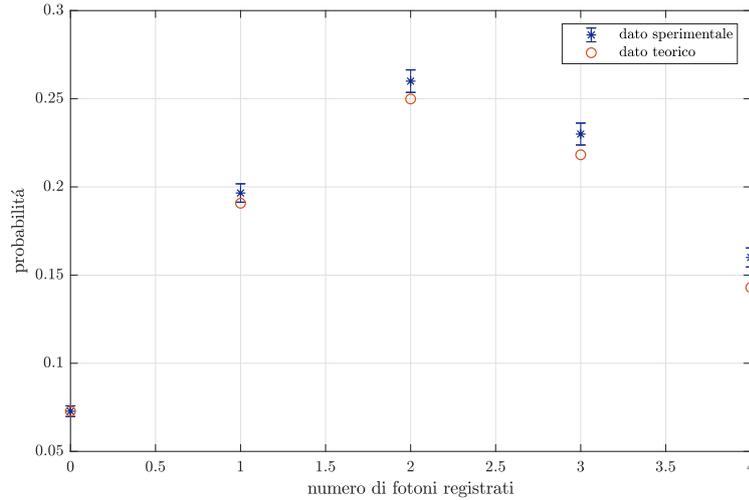


Figura 14: Verifica dell'andamento poissoniano della distribuzione del numero di fotoni emessi.

3 Conclusioni

Nell'analisi condotta sono stati individuati numerosi parametri caratteristici del SiPM. In tabella 1 sono riassunti tutti i risultati trovati.

		Valore	Bias voltage	Temperatura
Oscilloscopio	Dark count rate	(299 ± 5) kHz	56 V	(27.5 ± 0.1) °C
	Probabilità di crosstalk	$(8.0 \pm 1.6)\%$	56 V	(27.5 ± 0.1) °C
	Breakdown voltage	(51.6 ± 0.7) V	-	(27.5 ± 0.1) °C
Staircase	Dark count rate	(197.1 ± 0.6) kHz	54 V	(26.8 ± 0.1) °C
		(334.7 ± 0.7) kHz	56 V	(26.9 ± 0.1) °C
		(495.8 ± 0.9) kHz	58 V	(27.0 ± 0.1) °C
	Probabilità di crosstalk	$(3.26 \pm 0.05)\%$	54 V	(26.8 ± 0.1) °C
		$(8.29 \pm 0.07)\%$	56 V	(26.9 ± 0.1) °C
		$(15.88 \pm 0.08)\%$	58 V	(27.0 ± 0.1) °C
Istogrammi	Dark count rate	(221 ± 16) kHz	54 V	(28.3 ± 0.1) °C
		(352 ± 28) kHz	56 V	(28.3 ± 0.1) °C
		(424 ± 35) kHz	58 V	(28.3 ± 0.1) °C
	Breakdown voltage	(51.5 ± 0.3) V	-	(27.3 ± 0.1) °C

Tabella 1: Tabella riassuntiva delle caratteristiche del sensore.

Si osserva come i vari parametri risultino generalmente compatibili e sensati (in alcuni casi il confronto quantitativo è stato riportato nelle rispettive sezioni). Il dark count rate presenta invece delle variazioni abbastanza ampie che non sembrano essere direttamente collegate alla variazione di temperatura del sensore (per cui si suppone che ad un aumento di temperatura

corrisponda un aumento nel dark count rate). Nel caso di misure all'oscilloscopio questo fatto potrebbe essere dovuto ad un'imprecisione nella scelta della soglia oltre la quale contare un dark count; probabilmente si è scelta una soglia troppo alta per cui sono stati esclusi dal conteggio degli eventi, scambiandoli per semplice rumore. Per quanto riguarda il dark count rate ottenuto mediante analisi di istogrammi osserviamo come l'errore associato sia molto ampio, fatto dovuto a propagazione degli errori ricavata da dei fit probabilmente non ottimali. Per via di queste problematiche (e anche della variazione di temperatura, che seppur piccola non trascurabile) si è evitato di effettuare nelle rispettive sezioni un confronto quantitativo tra questi risultati e si ritengono tali parametri non del tutto affidabili. In generale, considerate queste problematiche, l'analisi condotta risulta coerente ed i risultati abbastanza soddisfacenti.

Riferimenti bibliografici

1. J.R.Taylor, *Introduzione all'analisi degli errori*, Zanichelli, 2000
2. M.Caccia, XVII Giornate di Studio sui rivelatori, Cogne, 2018
3. Geigermode avalanche photodiodes, history, properties and problems