



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
CORSO DI LAUREA IN FISICA

Misura dell'efficienza di
fotomoltiplicatori al Silicio per la
rivelazione di fotoni nel lontano
ultravioletto

Laureando:
Leonardo ZANINI

Relatore:
Dott. Gianmaria COLLAZUOL

ANNO ACCADEMICO 2014/2015



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
CORSO DI LAUREA IN FISICA

**MISURA DELL'EFFICIENZA DI FOTOMOLTIPLICATORI
AL SILICIO PER LA RIVELAZIONE DI FOTONI NEL
LONTANO ULTRAVIOLETTO**

Tesi di
Leonardo Zanini

Relatore:

Dott. Gianmaria COLLAZUOL

Candidato:

Leonardo ZANINI

Sessione di Laurea 23 Settembre 2015
ANNO ACCADEMICO 2014/2015

Indice

Introduzione	iii
1 Fotorivelazione UV con SiPM	1
1.1 Fotomoltiplicatori al Silicio	2
1.1.1 APD e struttura di un SiPM	2
1.1.2 Efficienza di fotorivelazione	3
1.1.3 Rumore di un SiPM	4
1.2 Problemi nell’ultravioletto e soluzioni	5
1.2.1 Legame tra struttura del SiPM e PDE	6
2 Apparato sperimentale	9
2.1 Sorgenti	9
2.2 Monocromatore a reticolo	11
2.2.1 Caratteristiche dei reticoli	12
2.3 Fotomoltiplicatori calibrati e di normalizzazione	14
2.4 Campione di SiPM	15
2.5 Filtri	16
2.6 Catena elettronica e parametri d’acquisizione	16
2.7 Limiti dell’apparato	17
3 Misure ed Analisi dei dati	19
3.1 Calibrazione dell’apparato	20
3.1.1 Studio dello shift tra campione e normalizzatore	20
3.1.2 Stima del secondo ordine di diffrazione	21
3.2 Caratterizzazione del SiPM	26
3.3 Errori sistematici dell’apparato	27
3.3.1 Influenza della meccanica di movimentazione del reticolo	27
3.3.2 Influenza dello shift tra normalizzatore e campione	28
3.3.3 Influenza dell’intensità della lampada	28
3.3.4 Influenza dei massimi di secondo ordine	30
3.3.5 Influenza dei tempi di attesa	31
3.3.6 Influenza della posizione del SiPM rispetto all’asse del fascio	32
3.3.7 Effetti del rumore di buio	33
3.4 PDE finale	34
3.5 Confronto SiPM a tensioni diverse	37
3.5.1 Confronto PDE	37

3.5.2	Confronto Spettri	38
4	Conclusioni	41
	Bibliografia	43

Introduzione

Diversi esperimenti recenti di fisica fondamentale, come alcuni per la ricerca del doppio beta decay senza neutrini oppure per la ricerca di materia oscura, sono basati sulla rivelazione di fotoni nel lontano ultravioletto (FUV), come la scintillazione di gas nobili liquefatti quali Argon (128 nm) o Xenon (175 nm).

Rivelare lunghezze d'onda di questo tipo può risultare arduo con i tradizionali fotomoltiplicatori a vuoto (PMT) per via della riduzione della loro efficienza in quella regione dello spettro elettromagnetico, oltre ad un'elevata probabilità di assorbimento di fotoni UV da parte dei più comuni materiali utilizzati per le finestre dove è depositato il fotocatodo. Ulteriori complicazioni possono derivare dalle condizioni sperimentali delle misure, come ad esempio il contatto del fototubo con il mezzo attivo raffreddato a temperature criogeniche, a causa dell'incremento di resistività nel fotocatodo, o la presenza di campi magnetici. A tutto ciò si può ovviare con l'uso di fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM), rivelatori a stato solido ad elevata efficienza e guadagno interno, insensibili ai campi magnetici e con ottimo funzionamento a basse temperature.

Il lavoro di questa tesi consiste in una serie di misure, svoltesi presso i Laboratori Nazionali di Legnaro, per ricostruire la curva di efficienza di foto-rivelazione (PDE) in funzione della lunghezza d'onda di un prototipo di SiPM, prodotto dalla Fondazione Bruno Kessler di Trento. Per selezionare le varie lunghezze d'onda si utilizza un monocromatore a reticolo che può operare in regime di vuoto. Le curve di PDE sono ricavate invece dalle misure delle foto-correnti in PMT calibrati e nel SiPM da analizzare, focalizzandosi sulla loro forma in funzione della lunghezza d'onda più che sul loro valore assoluto. Lo scopo principale di queste misure è infatti di determinare la configurazione ottimale per la rivelazione di fotoni nel FUV. Verranno posti in evidenza i limiti dell'apparato sperimentale e gli errori sistematici che questi comportano nella misura delle correnti, presentando metodologie di analisi atte a ridurre il loro impatto nel calcolo della PDE.

Capitolo 1

Fotorivelazione UV con SiPM

La regione ultravioletta dello spettro elettromagnetico è generalmente suddivisa in vicino ultravioletto (NUV, 400-300 nm), medio ultravioletto (MUV, 300-200 nm), lontano ultravioletto (FUV, 200-100 nm) ed estremo ultravioletto (EUV, 100-10 nm). Frequentemente la regione dello spettro tra 200 e 10 nm viene identificata come VUV (*vacuum ultraviolet*). I principali costituenti dell'atmosfera terrestre assorbono fortemente lunghezze d'onda inferiori a 300 nm: la regione MUV dello spettro viene assorbita soprattutto dall'ozono mentre l'ossigeno molecolare assorbe le lunghezze d'onda del lontano ultravioletto. Questo aspetto, unitamente all'assenza di materiali, finestre, reticoli e filtri idonei, ha determinato un chiaro ostacolo tecnologico all'osservazione e alla ricerca nel campo di questa regione dello spettro, che ha avuto inizio principalmente nella seconda metà del XX secolo con lo sviluppo di tecnologie ottiche e del vuoto adatte per questo tipo di rivelazione. Tuttora questa parte dello spettro elettromagnetico è di notevole interesse per la fisica sperimentale. Recenti esperimenti, quali alcuni per la ricerca di materia oscura o del doppio β decay senza neutrini, richiedono la rivelazione di scintillazioni di gas nobili nella regione del FUV. I fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM) si propongono di costituire una migliore alternativa all'impiego dei tradizionali fototubi a vuoto nello studio della spettroscopia ultravioletta, ma anche in altri potenziali campi di applicazione quali l'*imaging* diagnostico in ambito medico.

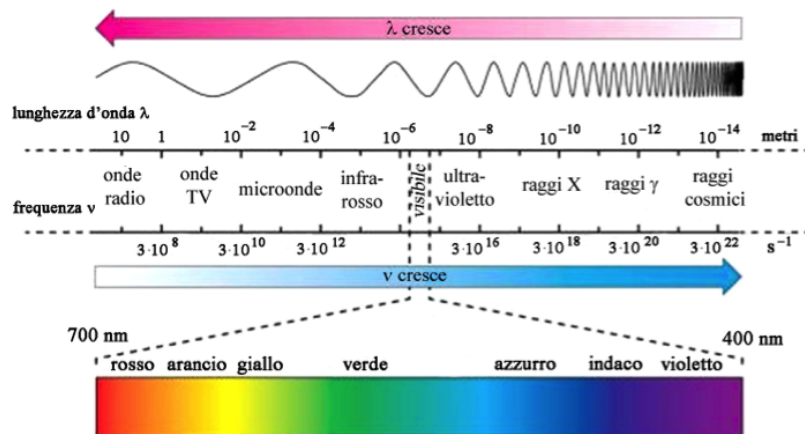


Figura 1.1: Spettro elettromagnetico

1.1 Fotomoltiplicatori al Silicio

Un fotomoltiplicatore al Silicio è una matrice composta da un elevato numero di celle (dette *pixel*) indipendenti fra loro e connesse in parallelo. Ciascun *pixel* è costituito da un fotodiode a valanga (APD) operante in regime Geiger e da una resistenza in serie che provvede al *quenching* (smorzamento) della valanga.

1.1.1 APD e struttura di un SiPM

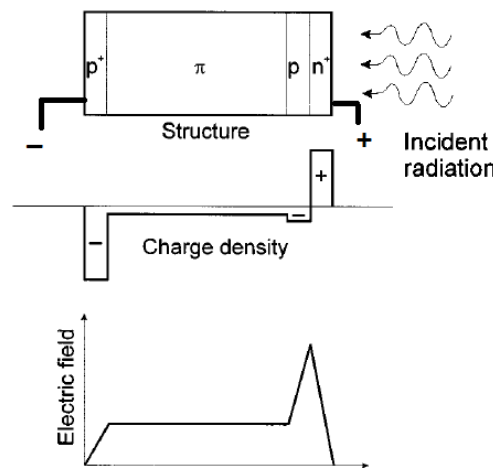


Figura 1.2: Struttura di un APD del tipo *n-su-p*

La struttura tipica dell'APD[6] è presentata in figura 1.2. Essa è ripartita in quattro strati:

- uno strato superficiale n^+ con un drogaggio molto elevato di donori (con 10^{19} per cm^3),
- uno strato p con un drogaggio minore di accettori (10^{17} per cm^3),
- uno strato intermedio π di semiconduttore epitassiale drogato molto leggermente di accettori (10^{15} per cm^3),
- una regione di substrato p^+ con un drogaggio molto elevato di accettori.

Un APD di questo tipo prende il nome di *n-su-p*. Si possono scambiare i ruoli degli strati p con strati n e viceversa ottenendo una struttura *p-su-n*.

Il dispositivo è polarizzato inversamente (*reverse-biased*) con V_{bias} superiore ad un certo valore di soglia, che indichiamo come V_{APD} , oltre il quale c'è moltiplicazione interna della carica. Un fotodiode a valanga funziona sostanzialmente convertendo ciascun fotone rilevato in una cascata di coppie di portatori di carica liberi. Il fotone incidente interagisce con il semiconduttore mediante effetto fotoelettrico, generando una coppia elettrone-lacuna. Ciò può avvenire a diverse profondità a seconda della lunghezza d'onda del fotone. Tali portatori di carica si separano e migrano verso gli elettrodi sotto il campo elettrico di *drift*: l'elettrone verso la zona n , a contatto con l'elettrodo positivo, e la lacuna verso la zona p , a

contatto con l'elettrodo negativo. Il campo elettrico nella zona di giunzione è molto elevato ed è tale da accelerare i portatori di carica in modo che acquisiscano energia sufficiente per eccitare nuovi portatori di carica, detti secondari, con un processo di ionizzazione ad impatto. Tale fenomeno è presente sia per le lacune che per gli elettroni, ma è maggiore per i secondi poiché la mobilità delle lacune è inferiore. Si ottiene così un processo di moltiplicazione con un guadagno dell'ordine di 10^3 , attraverso cui un fotone incidente produce una corrente misurabile ben sopra il rumore elettrico.

Se il dispositivo è polarizzato inversamente con valori inferiori a V_{APD} , non si innescano alcun effetto moltiplicativo e l'APD opera come un semplice fotodiodo con guadagno unitario e una sensibilità dell'ordine di 10^2 fotoni a causa del rumore.

Se invece si porta la tensione oltre una soglia V_{BD} caratteristica dell'APD e detta di *breakdown*, si entra nel cosiddetto regime *Geiger*, in cui l'APD per ciascun fotone incidente genera una scarica in grado di autoalimentarsi e di crescere in modo esponenziale. Di conseguenza, per non danneggiare l'APD e permettere la rivelazione di un fotone successivo, occorre introdurre un meccanismo di smorzamento della scarica (*quenching*), mediante un circuito (*quenching attivo*) o con delle resistenze elevate in serie (*quenching passivo*). Il guadagno di un APD in Geiger mode è dell'ordine di 10^6 ed è dato dalla scarica del fotodiodo stesso, assimilabile ad un condensatore carico e quindi proporzionale all'*overvoltage* $\Delta V = V_{bias} - V_{BD}$. La sensibilità in questo regime può arrivare fino al singolo fotone.

Poiché mentre è attivo il meccanismo di scarica un APD in *Geiger Mode* non può rivelare contemporaneamente un altro fotone, esso è un dispositivo che non registra l'intensità del fascio di fotoni incidente. A ciò si pone rimedio nel SiPM, con l'utilizzo di un gran numero di APD in parallelo indipendenti l'uno dall'altro e con resistenze in serie che, oltre a provvedere al meccanismo di *quenching*, distribuiscono il *bias* di alimentazione del SiPM sulle diverse celle e le disaccoppiano elettricamente. Ciascun APD rivelando un fotone genera lo stesso segnale che si somma a quelli degli altri APD producendo il segnale analogico del SiPM. In tal modo si ottiene una risposta ben quantizzata proporzionale al numero di fotoni incidenti del fascio illuminante il SiPM.

1.1.2 Efficienza di fotorivelazione

L'efficienza di un SiPM[7] con cui si può rivelare un fotone di determinata lunghezza d'onda prende il nome di efficienza di fotorivelazione (Photodetection Efficiency, PDE). Essa si può esprimere come il seguente prodotto:

$$PDE = QE \cdot \varepsilon_{trigger} \cdot FF \quad (1.1)$$

Sono quindi tre i fattori che concorrono a determinarla:

- Efficienza quantica (QE),
- Probabilità di *triggering* della valanga ($\varepsilon_{trigger}$),
- Fill Factor (FF).

L'**efficienza quantica** (QE) è la probabilità del fotone incidente di generare una coppia elettrone-lacuna. Essa è dipendente dalla lunghezza d'onda e dalla temperatura ed indipendente dall'*overvoltage* ΔV . È legata principalmente alle caratteristiche del semiconduttore e del suo strato superficiale. Inoltre, poiché il Silicio ha una band-gap di 1.2 eV,

fotoni con energia inferiore, corrispondenti a lunghezze d'onda maggiori di 1020 nm, hanno efficienza quantica nulla perché non possono eccitare un elettrone in banda di conduzione. La probabilità di generare coppie (P_{gen}) dipende dalla profondità di fotoconversione in modo esponenziale con costante di assorbimento dipendente dalla lunghezza d'onda. L'efficienza quantica risulta quindi

$$QE = \int_0^w P_{gen}(x)dx = \int_0^w Ae^{-x/l_{abs}} dx \quad (1.2)$$

con la variabile x indicante la profondità di conversione e con w la profondità della zona attiva della cella.

La **probabilità di triggering della valanga** ($\varepsilon_{trigger}$) è la probabilità che la coppia elettrone-lacuna generi una valanga. Essa è funzione della profondità di fotoconversione e dell'*overvoltage* ΔV ed è diversa per i due tipi di portatori di carica. Infatti, poiché gli elettroni per via del campo elettrico hanno una mobilità maggiore delle lacune, la probabilità di *triggering* è più alta per gli elettroni rispetto alle lacune. Tale probabilità per entrambi i portatori di carica varia con la profondità di fotoconversione come mostrato in figura 1.3. La PDE risulta dunque una convoluzione, a partire dall'espressione 1.1, di $\varepsilon_{trigger}(x)$ e $P_{gen}(x)$ rispetto a x . La probabilità di generazione della valanga presenta anche una dipendenza dall'*overvoltage*: essa è proporzionale a ΔV per suoi piccoli valori e satura a ΔV maggiori quando $\varepsilon_{trigger}$ raggiunge il suo massimo.

Il **Fill Factor** (FF) è un fattore geometrico dato dal rapporto tra la superficie attiva del SiPM e la sua area totale, che tiene conto della riduzione della superficie attiva del SiPM per via dello spazio di separazione fra le celle occupato soprattutto dalle resistenze di *quencing*.

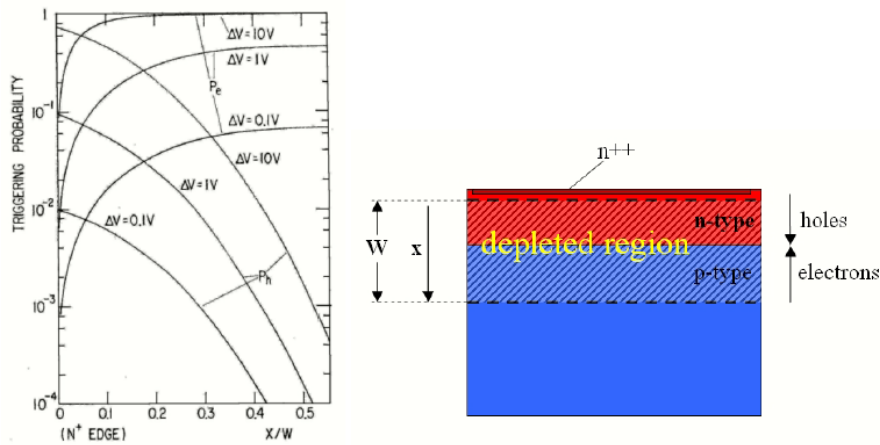


Figura 1.3: Probabilità di triggering per elettroni e lacune in funzione di x/w di ΔV per un SiPM *n-si-p* (vedi accanto)

1.1.3 Rumore di un SiPM

Anche il rumore[3] può generare una valanga, come un qualunque fotone incidente, una volta prodotta una singola coppia elettrone-lacuna. Il rumore di un SiPM si caratterizza per tre cause principali:

- il rumore termico (*dark current*), che genera correnti e conteggi di buio ed è causato dall'eccitazione in banda di conduzione di una coppia e-h per fluttuazioni termiche,
- il *cross-talk*, corrispondente alla probabilità che nella valanga si generi luminescenza e che tali fotoni provochino valanghe nelle celle adiacenti,
- l'*afterpulsing*, cioè la probabilità che portatori di carica generati nella scarica restino intrappolati in livelli intermedi e che producano una scarica in un secondo momento.

Gli ultimi due contributi presentano un andamento approssimativamente quadratico nell'*overvoltage* e si osservano poco per piccoli valori di esso.

1.2 Problemi nell'ultravioletto e soluzioni

I principali problemi che un SiPM può presentare nella fotorivelazione UV sono:

- la presenza di uno strato *epoxy* sulla sua superficie,
- la presenza di strati superficiali di ossidi e di nitruri,
- la profondità di conversione dei fotoni ultravioletti nel Silicio.

L'*epoxy* è uno strato di resina epossidica[2] che può essere applicato al dispositivo per proteggere il *bonding* superficiale, essendo la struttura del SiPM facilmente danneggiabile. Tale resina è opaca per lunghezze d'onda inferiori a 300 nm. Per ovviare a questo, si possono utilizzare SiPM privi di questa protezione.

Molti dispositivi[4] presentano uno strato superficiale protettivo contro l'ossidazione composto da ossidi di Silicio (soprattutto SiO_2) che assorbono i fotoni UV in particolare sotto 150 nm, come mostra la figura 1.4 che riporta la lunghezza di assorbimento¹ in funzione della lunghezza d'onda per Si e per SiO_2 . Inoltre un altro strato superficiale protettivo è costituito da nitruri di Silicio, utilizzati come schermo UV e che assorbono questi fotoni.

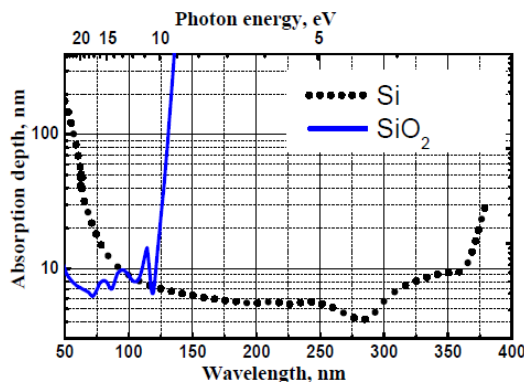


Figura 1.4: Lunghezza di assorbimento del Silicio in funzione della lunghezza d'onda

¹La lunghezza di assorbimento della luce da parte di un materiale è definita come la lunghezza a cui l'intensità del fascio incidente si attenua di un fattore $1/e$

Il Silicio presenta una bassa lunghezza di assorbimento per fotoni ultravioletti, come mostra sempre la figura 1.4. Si può osservare infatti che il range 90-360 nm, in cui la lunghezza di assorbimento è dell'ordine di 10 nm, è il più difficile da rivelare per via delle proprietà ottiche del Silicio. In generale la profondità della giunzione è compresa tra 20 e 200 nm: quindi la fotoconversione per i fotoni UV avviene molto spesso addirittura al di sopra della giunzione pn . Di conseguenza, ci possono essere difficoltà nella generazione della valanga da parte degli elettroni per via del basso campo elettrico che essi incontrano a quella profondità (vedi figura 1.5).

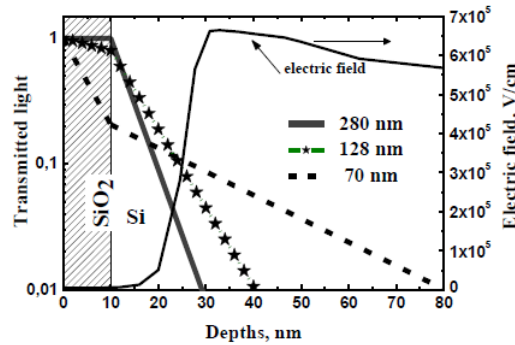


Figura 1.5: Distribuzione del campo elettrico e assorbimento di fotoni UV in un prototipo di SiPM analizzato in [4]

La soluzione per evitare tutti questi problemi è sviluppare una giunzione pn il più vicina possibile alla superficie, ridurre al minimo lo strato di ossidi di Silicio ed evitare i nitruri, come appare chiaro sempre dall'osservazione di figura 1.5. Inoltre, si possono valutare ottimizzazioni della struttura del SiPM stesso per l'ultravioletto, utilizzando ad esempio APD $p-su-n$ anzichè $n-su-p$, come esposto al paragrafo seguente.

Lo strato superficiale di SiO_2 è anche responsabile di un effetto di interferenza di lamina sottile, detto **effetto Etalon**. Nei SiPM che hanno questo strato nell'interfaccia aria-Silicio, questo effetto si può ben osservare negli spettri delle correnti con frange di interferenza localizzate molto evidenti che si presentano di conseguenza anche nelle curve di PDE che si stimano in questa tesi.

1.2.1 Legame tra struttura del SiPM e PDE

La struttura dell'APD è molto importante per le sue capacità di rivelazione. Come accennato, esistono due tipologie principali di APD, $n-su-p$ o $p-su-n$, a seconda del drogaggio dello strato più superficiale.

Un APD $n-su-p$ è ottimizzato per le lunghezze d'onda nel visibile e ha minore efficienza in quelle dell'ultravioletto. Infatti i fotoni del visibile hanno una probabilità maggiore di innescare la valanga, convertendo mediamente più in profondità, rispetto alla luce ultravioletta. Occorre tenere presente per quanto visto alla sezione 1.1.2 che la moltiplicazione si deve principalmente agli elettroni. Una volta generata la coppia e-h, l'elettrone migra verso la zona n^+ mentre la lacuna verso il substrato p^{++} . Gli elettroni derivanti dai fotoni del visibile produrranno più efficacemente una valanga nel loro percorso passando attraverso la zona ad alto campo elettrico della giunzione, viceversa quelli generati dai fotoni

UV, molto spesso al di sopra della giunzione, si dirigono direttamente all'elettrodo positivo connesso a n^+ senza innescare moltiplicazione, che viene lasciata alle lacune.

La configurazione $p-su-n$ offre invece un'alternativa migliore per la rivelazione ultravioletta (in figura 1.6 se ne riporta la struttura tipica). Infatti gli elettroni prodotti in superficie dai fotoni UV vengono attratti dall'elettrodo positivo connesso in questo caso al substrato n^{++} e attraversano la zona di campo elevato della giunzione dando origine efficacemente ad una valanga. Al contrario, gli elettroni generati dal visibile, che convertono mediamente più in profondità, non passano attraverso la zona della giunzione lasciando la moltiplicazione meno efficiente alle lacune. Pertanto con questa configurazione il SiPM presenta un'efficienza migliore nell'ultravioletto e minore nel visibile.

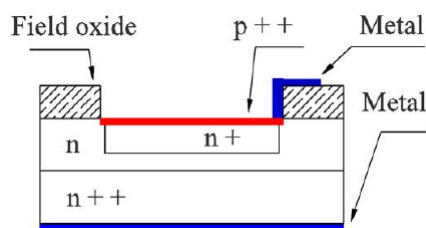


Figura 1.6: Struttura di un APD del tipo $p-su-n$

Capitolo 2

Apparato sperimentale

L'apparato sperimentale si compone principalmente di un monocromatore a reticolo JOBIN YVON HR 250 che scompone un fascio di luce policromatica originato da una sorgente luminosa nelle sue diverse componenti monocromatiche. Mediante un motore a step si seleziona in uscita un fascio di luce parallela con una determinata lunghezza d'onda che viene condotto con una lente di MgF_2 ¹ su di una finestra, sempre di MgF_2 , posta a 45° rispetto alla direzione del fascio. La finestra funge da splitter del fascio stesso, suddividendolo in un fascio riflesso (coefficiente di riflessione circa 0.08) e in uno trasmesso. Il fascio trasmesso viene analizzato da un foto-rivelatore che può essere alternativamente un campione di SiPM da studiare o un fotomoltiplicatore a vuoto con curva di efficienza nota per calibrare la PDE del SiPM. Il fascio riflesso viene invece ricevuto da un fotomoltiplicatore a vuoto che funge da “normalizzatore” d'intensità per tenere conto delle variazioni di luminosità e di spettro di emissione della lampada nell'arco di tempo delle misure.

Sia il fascio riflesso che quello trasmesso passano attraverso dei collimatori posti di fronte ai foto-rivelatori. Per il fascio trasmesso tale collimatore ha un diametro di 3 mm ed è possibile inserire in uscita da esso un filtro per eliminare determinati range di lunghezza d'onda. Uno schema dell'apparato sperimentale è presentato in figura 2.1.

2.1 Sorgenti

Nel corso delle misure si sono utilizzate più sorgenti per studiare un range spettrale esteso. Si sono usate una lampada a scarica al Deuterio, munita di una finestra in MgF_2 , nel range 180-600 nm e una lampada alogena nel range 250-950 nm. Entrambe queste lampade possono presentare cambi della loro luminosità che rendono necessario l'impiego del fototubo “normalizzatore”. Mentre la lampada alogena opera mediante riscaldamento del filamento ed emissione di corpo nero, quella al Deuterio è una lampada a scarica in cui il D_2 emette uno spettro in virtù degli urti con gli elettroni della scarica e della conseguente eccitazione dei suoi livelli elettronici che poi rilassandosi generano luce.

Per la calibrazione dell'apparato si è invece usata una lampada a scarica al $HgCd$, con emissione di uno spettro di righe caratteristiche dei livelli elettronici del $HgCd$ nuovamente eccitati dagli urti con gli elettroni della scarica.

¹L'uso del MgF_2 è dettato dal fatto che esso è trasparente nella regione del lontano ultravioletto.

Apparato sperimentale

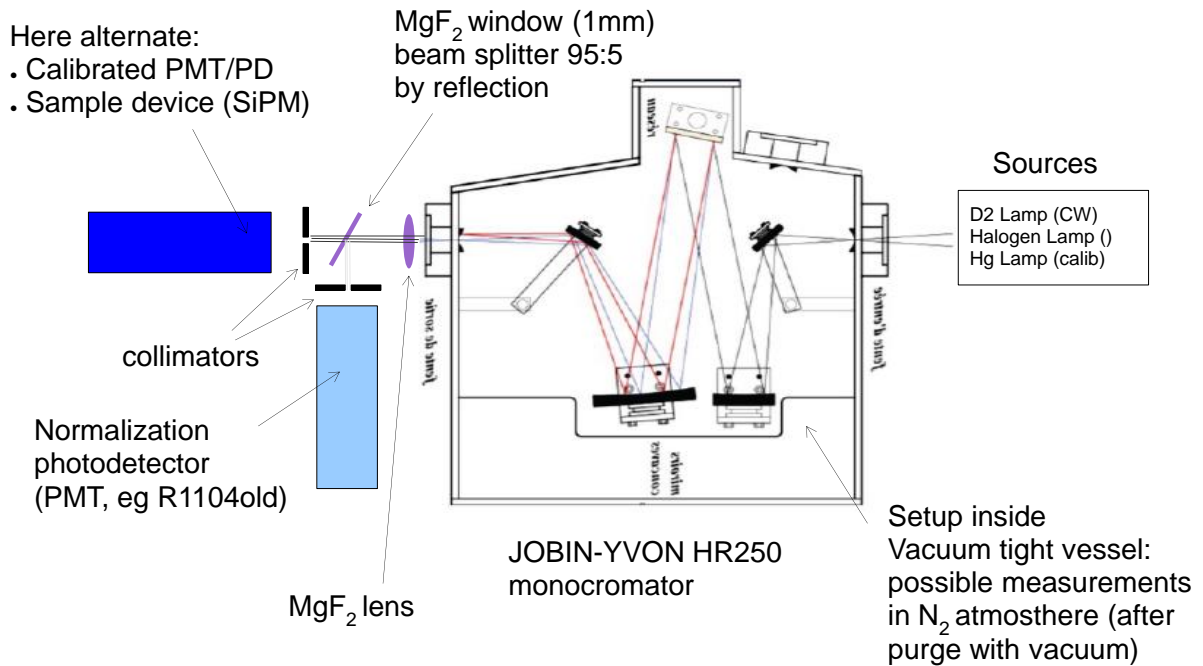


Figura 2.1: Schema dell'apparato sperimentale

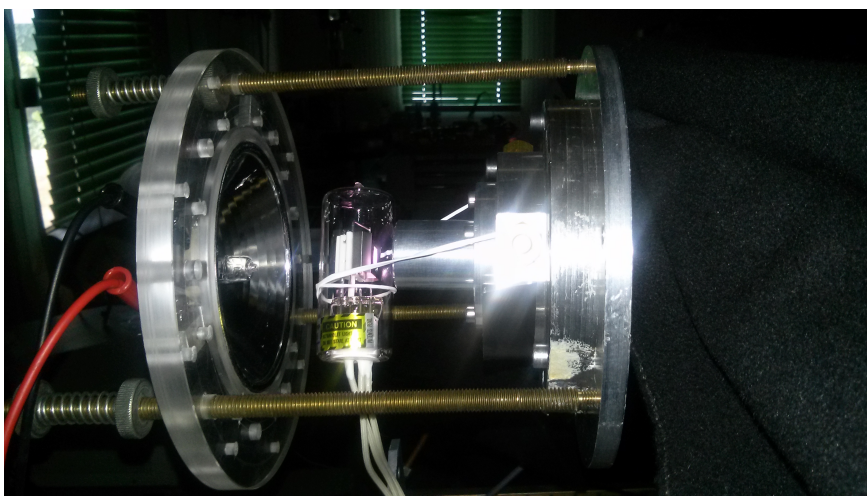


Figura 2.2: Sorgenti dell'apparato: la lampada alogena (sulla sinistra) e la lampada al Deuterio (sulla destra). Le lampade sono usate alternativamente e messe nell'apparato solo quando devono essere usate

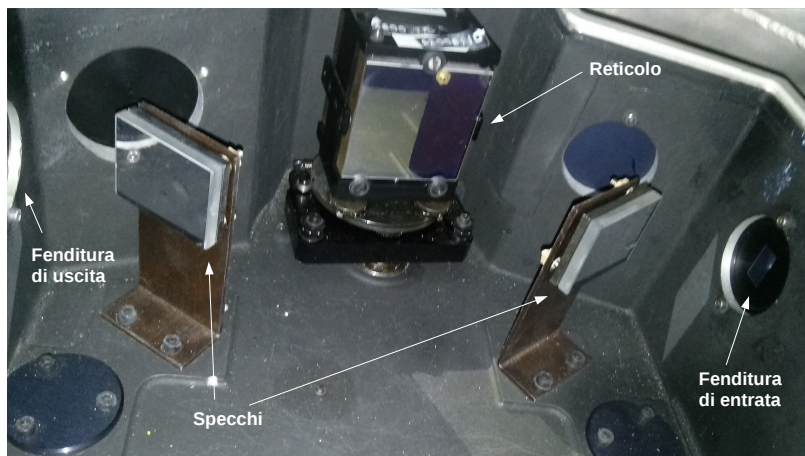


Figura 2.3: Interno del monocromatore JOBIN-YVON HR250. Gli specchi sferici non sono presenti nell'immagine

2.2 Monocromatore a reticolo

Il monocromatore è il cuore dell'apparato sperimentale. Esso presenta una fenditura regolabile d'ingresso da cui entra la luce emessa dalla sorgente. Questo fascio viene poi riflesso mediante uno specchio piano ed inviato ad uno specchio concavo, il cui fuoco è posto in corrispondenza del collimatore d'ingresso e che pertanto collima verso il reticolo il fascio rendendolo parallelo. Il reticolo *Blazed Holographic 530 25* dell'apparato presenta una densità di 1200 righe/mm ed opera in riflessione. La luce diffratta al primo ordine viene indirizzata verso un altro specchio concavo, il quale focalizza la luce sulla fenditura d'uscita, anch'essa regolabile, dopo la riflessione ad opera di un ultimo specchio piano. Il motore meccanico a step che regola la lunghezza d'onda del fascio in uscita ruota il reticolo in modo tale che il secondo specchio concavo focalizzi sulla fenditura in uscita la luce diffratta al primo ordine con la lunghezza d'onda desiderata. Il motore viene controllato mediante un programma dal computer: lo sperimentatore imposta una scansione in un determinato range spettrale e il motore trasmette al sistema di acquisizione il numero del passo corrispondente alla lunghezza d'onda in analisi, conteggiandolo dalla lunghezza d'onda di partenza. Un *encoder* esterno alla movimentazione controlla la posizione del reticolo e permette la lettura in tempo reale della effettiva lunghezza d'onda associata al fascio in uscita a seguito della calibrazione. In figura 2.3 si può vedere un'immagine dell'interno del monocromatore.

Gli specchi sono realizzati in Alluminio con rivestimento in MgF_2 per poter essere trasparenti nel lontano ultravioletto. I componenti ottici per UV non possono essere costruiti in vetro poiché questo assorbe le radiazioni con lunghezza d'onda inferiore a 320 nm, mentre per poter scendere sotto i 180 nm occorre operare in azoto, perché l'ossigeno atmosferico ne assorbe lunghezze d'onda inferiori.[8] Nel monocromatore HR 250 è possibile operare in vuoto, tuttavia questa possibilità non viene sfruttata per le misure discusse in questa tesi.

2.2.1 Caratteristiche dei reticoli

I reticoli possono generalmente operare in trasmissione o, come nell'apparato in uso, in riflessione. Un reticolo in riflessione è costituito da un substrato, composto solitamente di un materiale ottico, su cui si realizzano un gran numero di scanalature replicate sulla sua superficie e che viene ricoperto di materiali riflettenti, come l'Alluminio di cui è rivestito il reticolo del monocromatore HR 250. La geometria e la periodicità del reticolo sono fondamentali per una sua performance efficace e pertanto occorre maneggiarlo con molta cura, non toccando direttamente la sua superficie, perché potrebbe danneggiarsi facilmente. Il parametro principale del reticolo è il suo passo, reciproco della sua densità di fenditure. In figura 2.4 viene presentato il meccanismo di interferenza con cui opera un reticolo a riflessione.

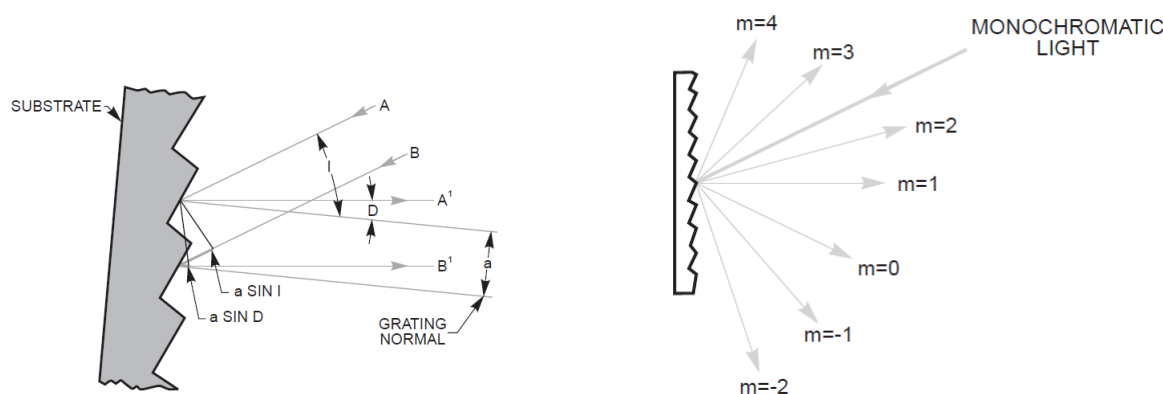


Figura 2.4: Profilo di un reticolo e meccanismo di interferenza

Due raggi paralleli di lunghezza d'onda λ incidono sulla superficie del reticolo ad un angolo I su due scanalature adiacenti e vengono riflessi ad un determinato angolo D . Tutti gli angoli sono riferiti rispetto alla direzione normale al reticolo, con la convenzione che il senso antiorario sia positivo. I raggi riflessi interferiscono costruttivamente tra loro se e solo se la differenza del loro cammino ottico è multiplo della loro lunghezza d'onda, ovvero se vale la relazione:

$$a \cdot (\sin I + \sin D) = m\lambda \quad (2.1)$$

ove con a indichiamo proprio il passo del reticolo. La riflessione di un fascio parallelo di luce ad opera di N scanalature illuminate è analoga al caso con due: i massimi di interferenza si assottigliano al crescere di N perché la distanza tra un massimo e un minimo adiacente è $\frac{\lambda}{Na}$. Al variare di m abbiamo ordini successivi di diffrazione che si presentano a diverse angolature date dall'angolo D risolvete la 2.1 e con intensità modulata dal fattore di forma della diffrazione. Poiché la direzione di incidenza e di uscita dei raggi è fissata dalla geometria dell'apparato e si opera ruotando la posizione del reticolo, risulta conveniente considerare la 2.1 nella forma data dalla seguente:

$$2a \cdot \cos\phi \cdot \sin\theta = m\lambda \quad (2.2)$$

in cui $\phi = \frac{D-I}{2}$ è metà dell'angolo compreso tra le direzioni di incidenza ed uscita ed è fissato dalla geometria del monocromatore e $\theta = \frac{D+I}{2}$ è l'angolo cui si deve ruotare il reticolo perché in uscita ci sia l'ordine zero di diffrazione, ovvero luce bianca. Pertanto, al variare di θ ottengo in uscita, per $m = 1$, il massimo di diffrazione di primo ordine alla lunghezza λ . Tuttavia, come mostrato in figura 2.5, all'angolo θ posso trovare anche il massimo di secondo ordine corrispondente alla lunghezza d'onda $\frac{\lambda}{2}$, quello di terzo ordine per $\frac{\lambda}{3}$ e così via: una volta fissati con θ la posizione del reticolo e con ϕ la geometria del monocromatore, nella 2.2 il prodotto $m \cdot \lambda$ è costante. Esamineremo meglio in seguito le conseguenze di questo fenomeno, che costituisce una possibile fonte di errore sistematico sulla misura della PDE e che si può ovviare ad esempio con l'uso di filtri passa alto. [9]

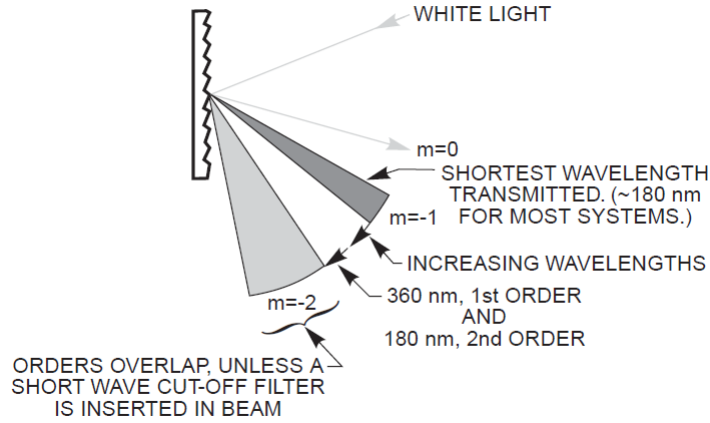


Figura 2.5: Sovrapposizione degli ordini di diffrazione

Un parametro molto importante per un reticolo è il suo potere risolvete, dato dal rapporto $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$. Esso identifica la minima distanza a cui possono essere distinti due massimi di ordine m vicini per lunghezze d'onda λ e $\lambda + \Delta\lambda$. In base al criterio di Rayleigh, ciò avviene se la separazione tra i due massimi di ordine m , per la 2.2 data da $m\frac{\Delta\lambda}{a}$, è maggiore della distanza tra un massimo e il minimo ad esso adiacente, che si dimostra essere pari a $\frac{\lambda}{Na}$. Pertanto, sfruttando di nuovo la 2.2, si ottiene:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN = N \cdot \frac{2a \cos\phi \sin\theta}{\lambda} = w \cdot \frac{2 \cos\phi \sin\theta}{\lambda} \quad (2.3)$$

ove w identifica l'ampiezza del fascio illuminante il reticolo. Il potere risolvete pertanto dipende dalla lunghezza d'onda, dall'ampiezza della fenditura e dalla geometria del reticolo. La risoluzione per il reticolo dell'apparato è migliore di 0.1 nm a 500 nm.

L'efficienza di un reticolo è definita come il rapporto tra l'intensità del fascio in uscita e quello incidente ed è funzione della lunghezza d'onda. Essa è determinata, oltre che dal materiale, dalla forma, dalla profondità e dagli angoli delle scanalature: si chiama *blazing* l'ottimizzazione dell'efficienza di un reticolo ad una determinata lunghezza d'onda (detta *blazed*) mediante modifica della sua geometria. In generale, si fa riferimento alla curva di efficienza del primo ordine, poiché quelle degli ordini successivi seguono, in forma, quella del primo, con un *rescaling* della lunghezza d'onda dato dall'ordine m e un calo dell'efficienza

stessa dovuto alla minore intensità della luce in uscita per ordini maggiori. Il reticolo Blazed Holographic 530 25 ha efficienza massima alla lunghezza *blazed* 250 nm.[5]

2.3 Fotomoltiplicatori calibrati e di normalizzazione

Nel corso delle sessioni di laboratorio, si sono usati diversi fotomoltiplicatori a vuoto di calibrazione, tutti prodotti dalla *Hamamatsu*. Essendone nota l'efficienza, si può sfruttare la loro curva di risposta in funzione della lunghezza d'onda per ricavare la PDE del campione di SiPM. Ogni fotomoltiplicatore presenta un'alimentazione in HV e un'uscita che viene collegata al modulo di amplificazione del segnale. In tabella 2.1 riportiamo le loro caratteristiche e le loro condizioni di lavoro, mentre presentiamo le loro curve di efficienza quantica nelle figure 2.6 e 2.7. Il gain di ogni PMT è definito con un errore pari al 10% del valore riportato.

Tabella 2.1: PMT di calibrazione e di normalizzazione

Nome PMT	Range (nm)	HV (Volt)	Gain	i_{buio} (nA)
R1080	117-340 nm	1100 V	10^6	ca. 0.4 nA
R7195	292-705 nm	1800 V	10^7	ca. 5 nA
R1104new	200-880 nm	1000 V	$2 \cdot 10^7$	ca. 20 nA
R1104old	200-920 nm	1000 V	$2 \cdot 10^7$	ca. 10 nA

I fotomoltiplicatori di calibrazione usati nelle misure con sorgente la lampada al Deuterio sono R1080, R7195 e un fototubo R1104 di recente fabbricazione (che viene indicato come "R1104new"), mentre nelle misure con la lampada alogena si sono usati i fotomoltiplicatori R7195 e R1104new. Il PMT R7195 presenta un significativo rumore dopo la messa in posizione nella stazione di misura per via delle grandi dimensioni del suo fotocatodo. Anche R1104new presenta un notevole rumore di poche decine di nA, essendo stato esposto parecchio alla luce esterna nelle fasi del suo montaggio. Per entrambi i PMT inoltre si rende necessaria una copertura con un sacco nero per isolarli da altre fonti di luce esterne. Tale rumore tende comunque a diminuire nel corso del tempo per via della diseccitazione delle bande elettroniche precedentemente eccitate. Pertanto prima di utilizzare questi fototubi si attendono almeno 15 minuti dalla loro messa in posizione nell'apparato di misura.

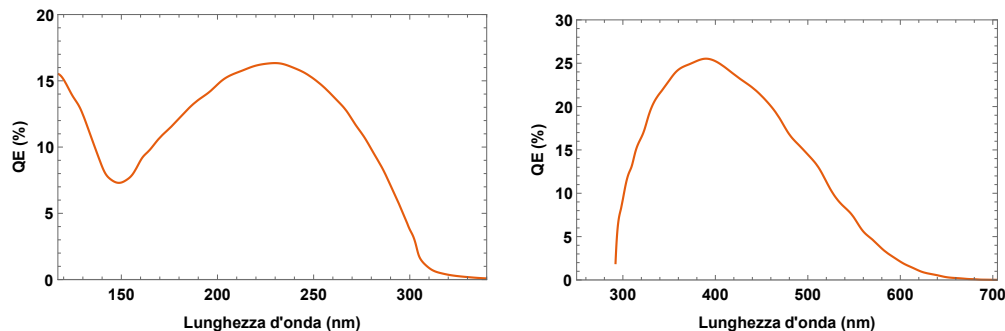


Figura 2.6: Curva di QE per R1080 (a sinistra) e R7195 (a destra)

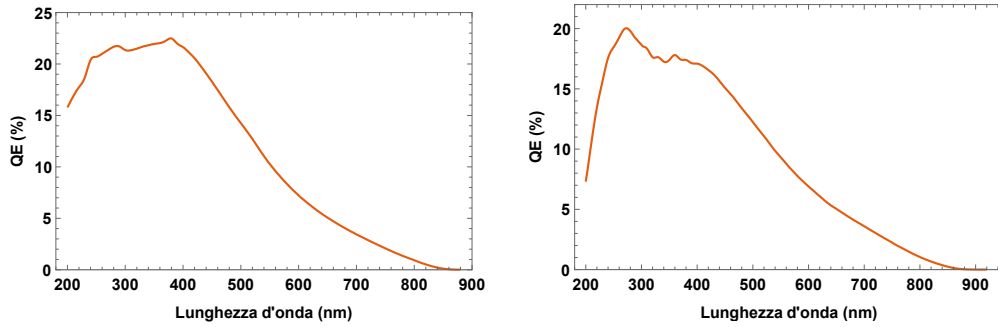


Figura 2.7: Curva di QE per R1104new (a sinistra) e R1104old (a destra)

Come normalizzatore degli spettri rispetto alle variazioni di intensità della lampada, si è sempre preso in tutte le misure il PMT “R1104old” (modello più vecchio), il quale presenta un range spettrale molto largo tra 200 e 920 nm. Nel corso delle sole misure di calibrazione del monocromatore con la lampada al Hg/Cd si è invece usato il PMT XP 2020, il quale presenta una buona efficienza quantica nell’intervallo 200-600 nm ed è alimentato a 2350 V.

2.4 Campione di SiPM

Il campione di SiPM studiato è un fotorivelatore che presenta una struttura p-su-n ottimizzata per la rivelazione nella regione del NUV. La sua denominazione identifica la regione dello spettro elettromagnetico per cui è realizzato. In tabella 2.2 riportiamo le caratteristiche del suo strato superficiale e le sue dimensioni, mentre in figura 2.8 riportiamo un’immagine del SiPM NUV6.

Denominazione	Tipologia	Strato superficiale	Area attiva	Spessore
NUV6	p-su-n	Senza epoxy	1 mm^2	$25 \text{ }\mu\text{m}$

Tabella 2.2: Campione di SiPM

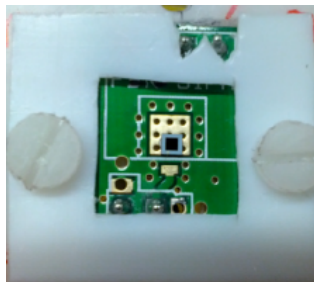


Figura 2.8: Immagine del SiPM NUV6

Il dispositivo in analisi non è fornito di strato *epoxy*. Questo permette al SiPM di rivelare lunghezze d'onda inferiori ai 300 nm.

2.5 Filtri

Nel corso delle misure, si sono utilizzati due filtri diversi per eliminare componenti non desiderate di luce in uscita dovuti ai massimi di diffrazione del secondo ordine. Tali filtri non sono altro che delle finestre realizzate in quarzo, materiale che permette di lavorare fino a circa 180 nm.[8] Per le misure con la lampada al Deuterio si è preso un filtro passa alto con taglio a 305 nm, mentre per le misure con la lampada alogena il filtro presenta un taglio a 475 nm. La scelta del taglio è operata proprio per tagliare nello spettro tutti i massimi di secondo ordine presenti nella scansione delle lunghezze d'onda: infatti le misure con il Deuterio arrivano fino a 600 nm mentre quelle con l'alogena fino a 950 nm. Riportiamo di seguito le specifiche dei due filtri.

Nome filtro	Taglio (nm)	Spessore (mm)	Diametro (mm)
WG 305	305 nm	2 mm	8 mm
GG 475	475 nm	2 mm	8 mm

2.6 Catena elettronica e parametri d'acquisizione

Come già illustrato, tutti i PMT sono alimentati mediante un generatore di alta tensione e presentano un'uscita che viene collegata con un cavo coassiale all'amplificatore con la lettura del segnale in ingresso effettuata in tensione.

Il SiPM presenta invece due terminali: uno collegato alla parte più superficiale del dispositivo (per il NUV6 lo strato p^+) e l'altro collegato al *substrato* (per il NUV6 lo strato n^{++}). Il dispositivo deve essere polarizzato inversamente e la sua corrente deve essere misurata, convertita in tensione e inviata al modulo di amplificazione. A tal fine, il SiPM viene connesso ad un modulo KEITHLEY Model 6487 Picoammeter/Voltage Source che funge sia da generatore di tensione che da picoamperometro. Si collega il *substrato* con l'alimentazione positiva del generatore di tensione del modulo, mentre lo strato superficiale viene connesso con l'input del KEITHLEY, chiudendo il circuito e ponendo lo strato p^+ a terra rispetto al generatore e quindi allo strato n^{++} . Il modulo presenta quindi un'uscita analogica in tensione che converte, attraverso un amplificatore in transimpedenza, il segnale letto dal picoamperometro in una tensione che viene inviata all'amplificatore e quindi all'acquisizione del sistema.

Il picoamperometro lavora con fondo scala fisso impostato a 200 nA e con la modalità di misura SLOW. Quest'ultima specifica in particolare il tempo d'integrazione del segnale in ingresso in corrente. Con il rate SLOW, con potenza di alimentazione 50 Hz l'input è integrato per 5 NPLC (Number of Power Line Cycles): pertanto, il tempo d'integrazione è 100 ms. Come mostrato in figura 2.9, il rumore di lettura è strettamente legato al tempo d'integrazione ed è reso minimo proprio usando la modalità SLOW. Il tempo di rise time, invece, è fissato dal fondo scala del picoamperometro e per 200 nA è pari a 1 ms. [1]

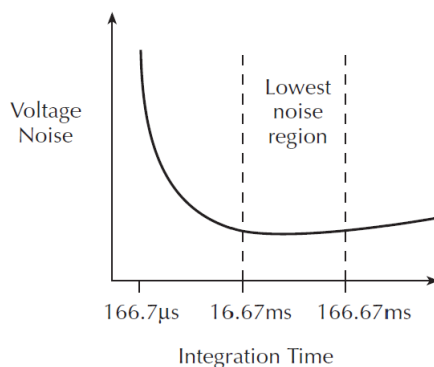


Figura 2.9: Legame tra il rumore e il tempo di integrazione del KEITHLEY 6487

I segnali così processati per i PMT e per il SiPM vengono amplificati e inviati al convertitore analogico digitale che digitalizza e memorizza il valore del segnale amplificato. Dal terminale è possibile impostare:

- il valore del gain dell'amplificazione per i due canali di acquisizione, uno per il normalizzatore e uno per il campione o il fototubo,
- il range della scansione, indicando la lunghezza d'onda di partenza e quella finale (150-600 nm per la lampada al Deuterio, 250-950 nm per la lampada alogena),
- il passo della scansione (minimo impostabile 0.1 nm), tenuto a 2 nm per tutte misure di acquisizione,
- il tempo di attesa (*wait*) tra una misura e l'altra (salvo diverse indicazioni, sempre 1 s),
- il tempo d'integrazione del segnale in ingresso agli amplificatori (sempre a 1 s).

In ogni scansione il motore sposta il reticolo, il sistema aspetta il *wait* impostato e poi acquisisce la misura integrando nel tempo di integrazione, quindi il sistema ricomincia il ciclo per la lunghezza d'onda successiva. Ciascuna misura registra i valori dei parametri impostati, il passo associato alla posizione del reticolo conteggiato dalla lunghezza d'onda di partenza della scansione e le misure amplificate e convertite dei segnali dei due fotoregistratori. La catena elettronica dei PMT converte 1 nA rispettivamente in 10 conteggi dell'ADC con gain $G=1$, in 10^2 con $G=2$, quella del SiPM converte 1 nA in 10^3 conteggi con gain $G=1$, 10^4 con $G=2$. Le correnti in analisi sono dell'ordine compreso tra 1-100 nA.

2.7 Limiti dell'apparato

I principali limiti attesi per l'apparato sperimentale sono riportati di seguito:

- il motore meccanico può posizionarsi in modo non corretto all'inizio di una scansione e introdurre uno shift sistematico nelle misure,
- l'intensità delle sorgenti varia nel tempo e ciò richiede la presenza dei normalizzatori,

- il monocromatore può riportare in uscita una sovrapposizione di massimi di secondo ordine a quelli del primo e pertanto il fascio non è necessariamente monocromatico,
- occorre essere certi che le misure sul SiPM, che ha un'area comparabile con quella del fascio che lo illumina, non dipendano dal posizionamento.

Alcuni di questi possono essere ovviati con accorgimenti nelle misure e nell'analisi dei dati, come l'eliminazione del secondo ordine con l'uso di filtri. Il lavoro di questa tesi è consistito anche nella stima dell'impatto che questi limiti hanno nella misura della PDE e nel determinare metodi di analisi atti a ridurre gli errori sistematici da essi introdotti.

Capitolo 3

Misure ed Analisi dei dati

Generalmente un fotorivelatore esposto ad una sorgente continua di luce monocromatica produce una corrente di risposta proporzionale al numero di fotoni che impattano su di esso al secondo, al prodotto del guadagno del dispositivo e della catena di acquisizione del segnale e alla probabilità di rivelare un fotone alla determinata lunghezza d'onda λ . Nei fotomoltiplicatori a vuoto quest'ultima non è altro che l'efficienza quantica (QE), mentre nel caso di un fotomoltiplicatore al Silicio essa è identificata con l'efficienza di fotorivelazione (PDE). Pertanto la corrente in uscita da un PMT e quella da un SiPM risulteranno:

$$i_{PMT}(\lambda) = n(\lambda) \cdot g_{PMT} \cdot QE(\lambda) \quad (3.1)$$

$$i_{SiPM}(\lambda) = m(\lambda) \cdot g_{SiPM} \cdot PDE(\lambda) \quad (3.2)$$

ove $m(\lambda)$ e $n(\lambda)$ sono il numero di fotoni che impattano sul fotorivelatore al secondo e g_{PMT} e g_{SiPM} i prodotti del gain del PMT e del SiPM per il gain dell'amplificatore.

Svolgendo il rapporto fra le correnti del SiPM e del PMT, esso risulta:

$$\frac{i_{SiPM}(\lambda)}{i_{PMT}(\lambda)} = \frac{m(\lambda) \cdot g_{SiPM} \cdot PDE(\lambda)}{n(\lambda) \cdot g_{PMT} \cdot QE(\lambda)} \quad (3.3)$$

Se ipotizzassimo di esporre i due rivelatori alla stessa lampada con la medesima lunghezza d'onda, in uguali condizioni geometriche di illuminazione e con pari intensità della sorgente, i termini m e n sarebbero uguali e si semplificherebbero. Si otterrebbe in questo modo la PDE del campione di SiPM dalla misura del rapporto fra le correnti del SiPM stesso e di un fotomoltiplicatore con curva di QE nota. Tuttavia è fondamentale replicare le stesse condizioni geometriche nelle due misure per il SiPM e per il PMT calibrato e ciò implica che i due fotorivelatori vadano posti nella stessa stazione di misura e quindi in due momenti separati. Poiché l'intensità della sorgente muta nel tempo, si rende necessaria l'introduzione nell'espressione 3.3 di un termine correttivo che tenga conto della variazione d'intensità della lampada nel tempo. Pertanto in ogni misura si utilizza sempre un fototubo di normalizzazione (il PMT R1104old) contemporaneamente ai PMT calibrati e al SiPM: esso, attraverso il *beam splitter*, riceverà sempre una frazione di fotoni al secondo costante del fascio in uscita dal monocromatore e monitorerà così l'intensità della lampada.

Se infatti dividiamo il rapporto fra le correnti in 3.3 per il rapporto delle correnti del fototubo di normalizzazione, che si usa sempre allo stesso guadagno nelle diverse misure con il SiPM e con il PMT calibrato, si ottiene il seguente doppio rapporto:

$$\frac{\frac{i_{SiPM}(\lambda)}{i_{PMT}(\lambda)}}{\frac{i_{NormSiPM}(\lambda)}{i_{NormPMT}(\lambda)}} = \frac{\frac{m(\lambda) \cdot g_{SiPM} \cdot PDE(\lambda)}{n(\lambda) \cdot g_{PMT} \cdot QE(\lambda)}}{\frac{m_{NormSiPM}(\lambda) \cdot g_{Norm} \cdot QE_{Norm}(\lambda)}{n_{NormPMT}(\lambda) \cdot g_{Norm} \cdot QE_{Norm}(\lambda)}} \quad (3.4)$$

e, poiché in virtù dello splitting costante vale $\frac{m(\lambda)}{m_{NormSiPM}(\lambda)} = \frac{n(\lambda)}{n_{NormPMT}(\lambda)}$, si può ottenere l'efficienza di fotorivelazione per un SiPM come

$$PDE(\lambda) = \frac{i_{SiPM}(\lambda)}{i_{PMT}(\lambda)} \frac{i_{NormPMT}(\lambda)}{i_{NormSiPM}(\lambda)} \cdot \frac{g_{PMT}}{g_{SiPM}} \cdot QE(\lambda) \quad (3.5)$$

Nelle misure non si è determinato in modo preciso il guadagno del SiPM e pertanto non otteniamo una PDE assoluta ma in scala relativa, a meno di una normalizzazione data dal rapporto dei guadagni del SiPM e del fototubo di calibrazione. Lo scopo principale di queste misure è infatti di ricavare la forma della PDE in funzione della lunghezza d'onda più che il suo valore assoluto.

3.1 Calibrazione dell'apparato

Occorre prima di ogni cosa analizzare l'apparato sperimentale, calibrandolo e studiando la presenza nello fascio in uscita di massimi di secondo ordine.

3.1.1 Studio dello shift tra campione e normalizzatore

La calibrazione dell'apparato consiste nell'orientare correttamente il reticolo in modo tale che il motore possa posizionarlo su comando dello sperimentatore con in uscita la lunghezza d'onda desiderata. Questa operazione viene effettuata mediante lo studio della spettro di una sorgente nota, la lampada al *HgCd*, analizzato dal fototubo di calibrazione XP 2020 e dal normalizzatore R1104old. Una volta riconosciuti i picchi del Mercurio mediante confronti di intensità e di distanze fra di essi, si agisce sull'*encoder* imponendo alla loro posizione il valore corretto della lunghezza d'onda. Il motore a step associa così questo valore impostato dallo sperimentatore alla posizione del reticolo.

Come mostrato in figura 3.1, nel corso delle misure di calibrazione abbiamo riscontrato nell'apparato uno shift sistematico costante di circa 0.4 nm lungo tutto lo spettro tra i centroidi dei picchi del calibratore e quelli del normalizzatore, in difetto per quest'ultimo. Questo fatto è stato attribuito ad una rotazione dello splitter attorno all'asse parallelo alla direzione del fascio.

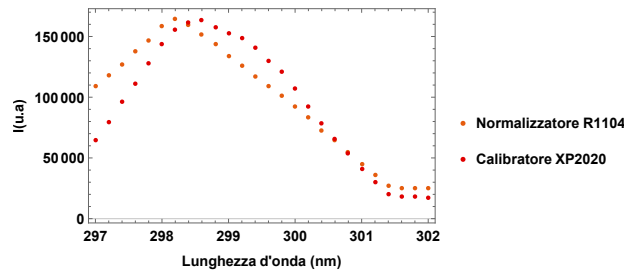


Figura 3.1: Shift normalizzatore-calibratore: spettri della riga 298.4 nm del HgCd

3.1.2 Stima del secondo ordine di diffrazione

La sovrapposizione di massimi di secondo ordine a quelli di primo ordine, come esposto nella sezione 2.2.1, si riverbera in una sovrastima della corrente totale negli intervalli d'uso. Presentiamo quindi un'analisi volta a determinare la loro presenza nel fascio in uscita dal monocromatore e il loro impatto sul computo totale della corrente. Ciò va fatto separatamente per le due sorgenti.

Lampada al Deuterio

La lampada al Deuterio ha un range spettrale d'uso compreso tra 180 e 600 nm. Nell'intervallo 360-600 nm vi è sovrapposizione dei massimi del secondo ordine corrispondenti al range 180-300 nm a quelli del primo ordine. Per eliminarli dalle misure occorre quindi usare un filtro passa-alto con cut off a 305 nm. Possiamo confrontare gli spettri con e senza filtro dei PMT e del NUV6 andando a computare il rapporto tra lo spettro con filtro e quello senza filtro, rinormalizzando gli spettri alla stessa intensità della lampada mediante i normalizzatori. Poiché il filtro presenta una riflessione pari a circa l'8% del fascio incidente, rinormalizzeremo questa curva imponendo il suo massimo a 100, in modo tale da eliminare gli effetti di riflessione. Ciò tuttavia è valido in prima approssimazione poiché il coefficiente di riflessione è funzione della lunghezza d'onda mentre qui lo valutiamo come costante. Considerando il complemento al 100% della funzione di trasferimento così rinormalizzata, otteniamo il plot di figura 3.2 in basso che mostra l'incidenza dei massimi di secondo ordine sulla corrente totale di ciascun dispositivo.

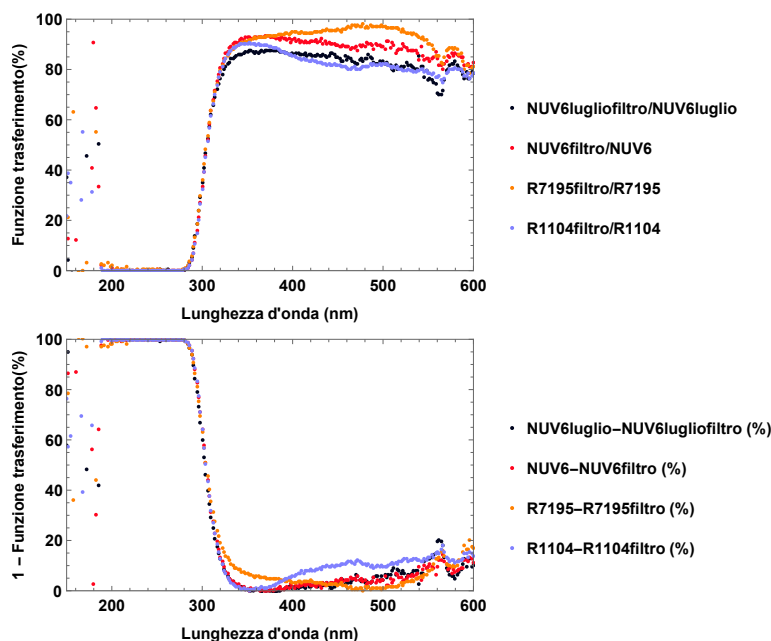


Figura 3.2: Funzioni di trasferimento del filtro passa alto a 305 nm

Da questo confronto vediamo come la variazione in presenza e in assenza di filtro dello spettro del NUV6 può arrivare fino al 10-15% sul totale e quindi ci aspettiamo che esso presenti una buona PDE nel range inferiore a 360 nm. Si è verificato anche come

questa incidenza sia costante nel tempo: in figura 3.2 si presentano infatti due misure del NUV6 effettuate a distanza di un mese circa e come atteso l'incidenza percentuale è la stessa. Nel PMT R1104new constatiamo la presenza maggiore di massimi di secondo ordine, coerentemente con la sua curva di efficienza molto più alta per valori inferiori a 360 nm. Al contrario, la sovrapposizione di massimi di secondo ordine è presente in modo ridotto nel R7195 nel range 584-600 nm per via della sua QE d'uso tra 292-600 nm.

Il PMT R1080, invece, essendo cieco per lunghezze d'onda maggiori di 340 nm, permette di vedere nello spettro il primo ordine di diffrazione ben separato dal secondo: come mostrato in figura 3.3, sotto 360 nm abbiamo i massimi di primo ordine mentre sopra 360 nm ci sono solo quelli di secondo ordine.

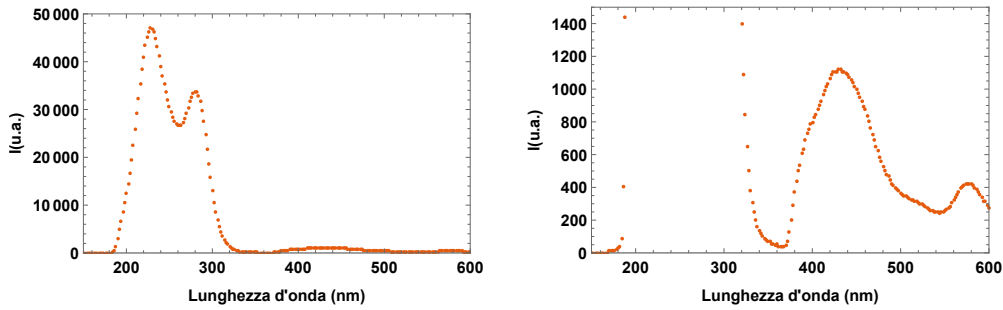


Figura 3.3: Spettri del fototubo R1080 con lampada al D2

Possiamo determinare un procedimento per stimare l'incidenza delle correnti di massimo di secondo ordine nel computo della corrente finale in ciascun dispositivo, aggiungendo alle equazioni 3.1 e 3.2 un termine correttivo che tenga conto della loro sovrapposizione. Inoltre, con riferimento alle medesime equazioni, il numero di fotoni di determinata lunghezza d'onda che impattano al secondo sul fotorivelatore corrispondono al prodotto della luminosità della lampada $L(\lambda)$ e dell'efficienza del reticolo $\varepsilon(\lambda)$, entrambe funzioni della lunghezza d'onda. In tal modo, per un generico fototubo si otterrà la seguente:

$$i_{PMT}(\lambda) = L(\lambda) \cdot \varepsilon_1(\lambda) \cdot g_{PMT} \cdot QE(\lambda) + L(\lambda/2) \cdot \varepsilon_2(\lambda/2) \cdot g_{PMT} \cdot QE(\lambda/2) \quad (3.6)$$

ove $\varepsilon_1(\lambda)$ e $\varepsilon_2(\lambda/2)$ sono le efficienze del monocromatore rispettivamente al primo e al secondo ordine di diffrazione. Note le QE e il gain g , possiamo ricavare in funzione di λ i coefficienti $c_1 = L(\lambda) \cdot \varepsilon_1(\lambda)$ e $c_2 = L(\lambda/2) \cdot \varepsilon_2(\lambda/2)$ e vedere il loro rapporto. Per fare questo avremo bisogno di due spettri: uno di correnti relative ai soli massimi di primo ordine (che designiamo i_1) e l'altro di correnti relative al solo secondo ordine (i_2).

Per stimare i_1 , consideriamo lo spettro di R7195 con filtro, mentre per i_2 prendiamo R1080 sopra 360 nm. Per avere un confronto omogeneo, dovremo inoltre rapportare i due spettri alla stessa intensità della lampada e considerare per lo spettro con filtro lo stesso fattore di correzione per la riflessione usato nella determinazione degli spettri di figura 3.2. In tal modo otteniamo delle stime dei coefficienti $c_1 = \frac{i_1}{g_1 \cdot QE(\lambda)}$ e $c_2 = \frac{i_2}{g_2 \cdot QE(\lambda/2)}$ e ne possiamo valutare il rapporto, dipendente solo dalle caratteristiche della lampada e del monocromatore. Questo rapporto, come mostrato in figura 3.4, è sempre maggiore di 15 lungo tutto lo spettro.

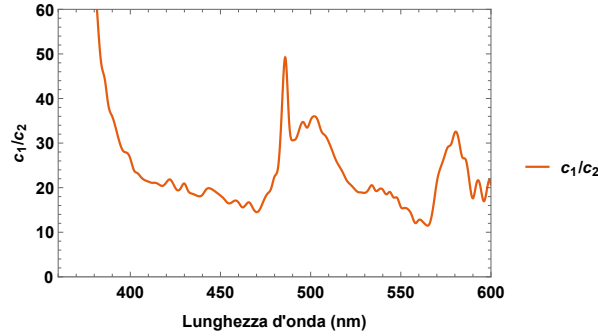


Figura 3.4: Rapporto coefficienti c_1/c_2 per la lampada al Deuterio

Una volta ricavati i coefficienti c_1 e c_2 , si potrà stimare nel range interessato il rapporto tra $i_1(\lambda) = c_1 \cdot QE(\lambda)$ e $i_2(\lambda/2) = c_2 \cdot QE(\lambda/2)$ di un qualunque fototubo in uso. Questo verrà fatto per R7195 (range 584-600 nm) e per R1104new (360-600 nm). Presentiamo quindi un grafico di correlazione in figura 3.5 con la percentuale di corrente i_2 per entrambi i fototubi sul totale $i = i_1 + i_2$, con anche il raccordo per R7195 di questa previsione sui dati attesi dallo scarto percentuale fra gli spettri con e senza filtro di fig. 3.2.

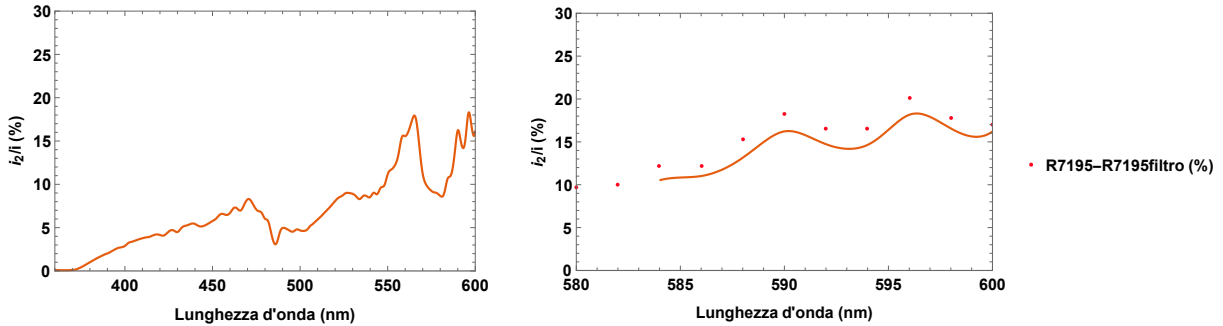


Figura 3.5: Incidenza percentuale di i_2 per R1104new (a sinistra) e R7195 (a destra)

Il raccordo di questa previsione con l'attesa è abbastanza soddisfacente. Il fatto che il raccordo non sia perfetto dipende soprattutto dalla rinormalizzazione effettuata per la riflessione, che stimiamo in approssimazione costante lungo lo spettro ma che in realtà dipende dalla lunghezza d'onda. D'altro canto non rinormalizzare per via della riflessione non ci permetterebbe di stimare correttamente il coefficiente c_1 , poiché si considererebbe una i_1 minore di quanto in realtà sarebbe nello spettro senza filtro.

Riassumendo, abbiamo trovato un procedimento che, una volta estrapolati da misure sperimentali dirette i coefficienti c_1 e c_2 , ci permette di stimare per qualunque fototubo quale sarà la sovrastima della corrente totale dovuta ai massimi di secondo ordine e quindi l'impatto che essa può avere nella stima della PDE. In particolare l'effetto dipende dal rapporto tra l'incidenza nelle correnti del campione e in quelle del fototubo calibrato. Non si può però applicare questo procedimento al NUV6 non essendo la sua PDE nota e pertanto si osservano le differenze a posteriori usando il filtro.

Lampada alogena

La lampada alogena ha uno spettro che parte principalmente da circa 375 nm. Un'attenta osservazione del confronto degli spettri con e senza filtro mostra come sotto 375 nm vi sia della luce ma con intensità molto bassa (vedi figura 3.6). Poiché il suo range d'uso è 250-950 nm, ci aspettiamo nuovamente che nell'intervallo 750-950 nm si sovrappongano ai massimi di primo ordine quelli di secondo ordine compresi tra 375 e 475 nm. Per eliminare la loro presenza occorrerà pertanto inserire un filtro passa alto a 475 nm.

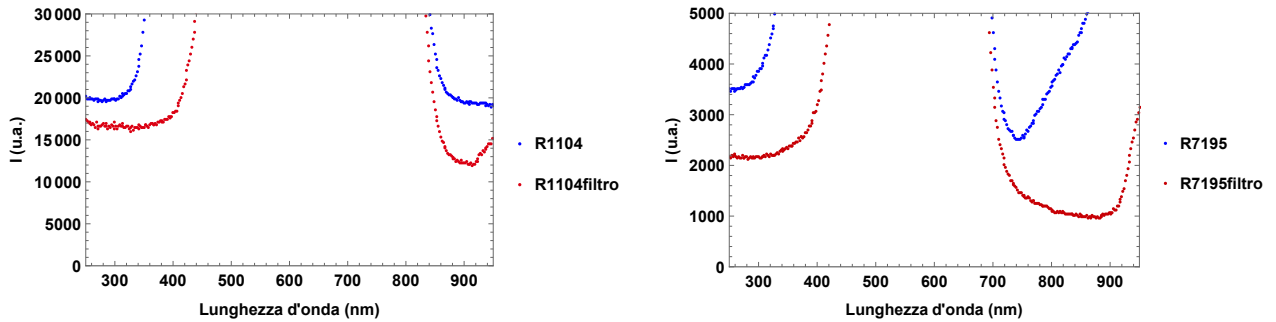


Figura 3.6: Spettri con la lampada alogena per R1104new (a sinistra) e R7195 (a destra)

Con riferimento alla figura 3.6, sia R7195 che R1104new evidenziano presenza di massimi di secondo ordine coerentemente con la loro QE e l'intensità della lampada: in particolare, per R7195 vediamo distintamente il secondo ordine partire da 750, poiché la sua efficienza quantica si annulla oltre 705 nm. Inoltre, osserviamo che oltre 900 nm ritorna l'influenza del secondo ordine di 475 nm che cade a 950 nm e che fa salire la corrente di entrambi i fototubi dopo 930 nm nelle misure con filtro.

Per valutare correttamente la presenza di massimi di secondo ordine dovremo sottrarre il rumore opportuno per non introdurre errori sistematici nella determinazione dei coefficienti c_1 e c_2 . Questa è un'operazione delicata in quanto si osserva una tendenza del rumore a calare nel tempo. Tuttavia, poiché per stimare l'incidenza del secondo ordine siamo interessati solo agli spettri a fine corsa, ci basterà ottenere la migliore stima del rumore solo in questa regione dello spettro. In definitiva, per R7195 con filtro considereremo la media dei bin tra 860-880 dello spettro con filtro e, poiché gli spettri senza filtro e con filtro sono consecutivi, prenderemo per lo spettro senza filtro la media delle correnti tra 250 e 270 nm. Per il rumore di R1104 considereremo sia per lo spettro con filtro che per quello senza la media tra 900 e 920 nm dello spettro con filtro.

Possiamo procedere quindi a valutare le funzioni di trasferimento tra gli spettri con e senza filtro per il NUV6, per R1104new e per R7195, una volta rinormalizzati gli spettri per l'intensità della lampada e per le riflessioni. I complementi a 100 di tali funzioni di trasferimento (vedi fig. 3.7) mostrano come il PMT R7195, nel range d'uso 250-700, non registri sovrapposizione del secondo ordine al primo, poiché la sua QE termina a 700 e l'intensità della lampada inizia principalmente da 375 nm (e il secondo ordine quindi da 750 nm): i due ordini risultano perciò separati. Per quanto riguarda R1104new, la presenza di massimi di secondo ordine si nota nell'intervallo tra 800 e 950 nm, mentre dopo 880 nm

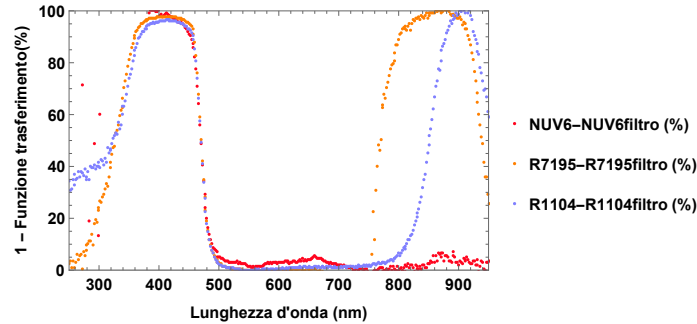


Figura 3.7: Funzioni di trasferimento con filtro passa alto a 475 nm

vi è solo secondo ordine. Il NUV6, invece, sembra risentire in modo molto inferiore ai due fototubi nell'ordine del 5-10% alla fine dello spettro.

Oltre 900 nm non consideriamo attendibile il plot della funzione di trasferimento poiché vi è di nuovo l'influenza del secondo ordine sulla misura filtrata: ci aspetteremmo infatti che l'incidenza del secondo ordine restasse attorno al 100%.

Con riferimento all'equazione 3.6, applicheremo nuovamente il procedimento usato per la lampada al Deuterio, otterremo delle stime dei coefficienti c_1 e c_2 e ricaveremo sulla base di questi l'incidenza della corrente del secondo ordine sulla corrente totale. In questo caso, come set di misure di massimi del secondo ordine, prenderemo lo spettro senza filtro di R7195 valutandolo per lunghezze d'onda maggiori di 750 nm. Per stimare i massimi di primo ordine, invece, si considera il PMT R1104new con filtro. Il rapporto dei coefficienti non si considera oltre 880 nm per via della QE di R1104new (range 200-880 nm) e del ritorno dell'influenza del secondo ordine a 930 nm. Il rapporto $\frac{c_1}{c_2}$, presentato in figura 3.8 mostra come esso sia sempre maggiore di 200 fino a 880 nm.

A questo punto, potremo stimare l'incidenza del secondo ordine per questa lampada per qualunque fototubo. L'analisi per R1104new, effettuata nel range 750-880 nm, mostra un buon raccordo con i dati attesi dello scarto percentuale di figura 3.7. Nuovamente, le lievi differenze dipendono dalla normalizzazione per le riflessioni. Si trova che oltre 820 nm la percentuale di i_2 sul totale è notevole e giunge quasi il 100% andando verso 880 nm. Ciò può portare a differenze nella stima della PDE finale. Come già detto, invece, il PMT R7195 non presenta sovrapposizioni nella regione d'uso per via della sua QE e della luminosità della lampada.

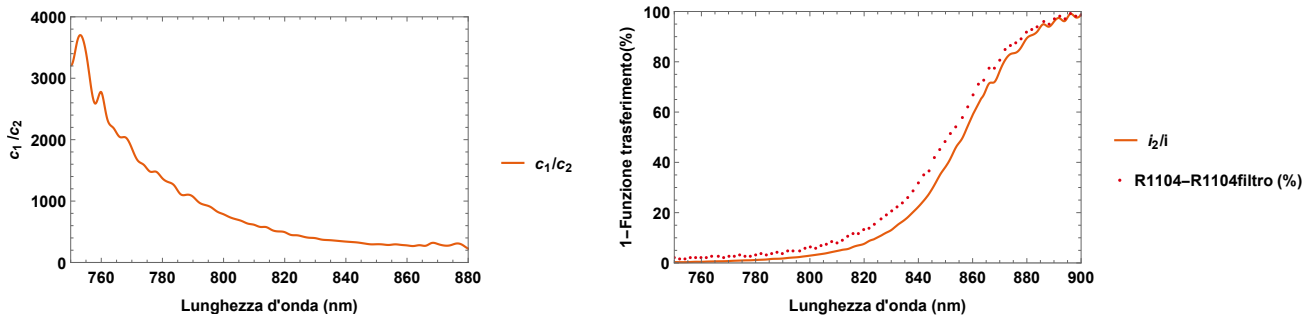


Figura 3.8: Rapporto coefficienti c_1/c_2 e incidenza percentuale di i_2 per R1104new

3.2 Caratterizzazione del SiPM

La caratterizzazione del SiPM consiste nella stima della sua tensione di *breakdown* V_{BD} . Occorre a tal fine studiare la curva della sua corrente di buio, ovvero senza sorgenti di luce, in funzione della tensione di *bias* applicata al dispositivo. Si opera con il SiPM collegato al modulo KEITHLEY 6487 come descritto alla sezione 2.6. Una volta registrati i valori di corrente in funzione del voltaggio, si può stimare V_{BD} tramite un fit con il modello seguente:

$$I = \begin{cases} I_0 + \frac{V}{R_1} & V_{bias} < V_{BD} \\ I_0 + \frac{V}{R_1} + \frac{(V-V_{BD})^2}{R_2^2} & V_{bias} > V_{BD} \end{cases} \quad (3.7)$$

Il raccordo che si ottiene con i dati è piuttosto delicato: un fit su tutto il range a disposizione non si raccorda bene, viceversa uno nella regione attorno al *breakdown* mostra un buon raccordo. A V_{BD} associamo quindi un errore pari all'1% del valore ricavato dal fit, ottenuto computando le sue fluttuazioni variando gli estremi del range di tensione. Riportiamo i risultati del fit e in figura 3.9 i grafici della curva corrente-tensione per il NUV6. Per valutare meglio il raccordo, lo si osserva in scala logaritmica.

	$I_0(nA)$	$R_1(G\Omega)$	$R_2(G\Omega)$	$V_{BD}(Volt)$
NUV6	0.07 ± 0.36	38 ± 21	0.5501 ± 0.0008	25.5 ± 0.2

Tuttavia occorre osservare come il V_{BD} sia soggetto a variazioni dovute a temperatura e umidità che ne possono far cambiare il valore anche nel corso di una stessa sessione di misure. Stimiamo che l'errore sulla PDE introdotto da queste fluttuazioni durante le misure sia inferiore all'1%.

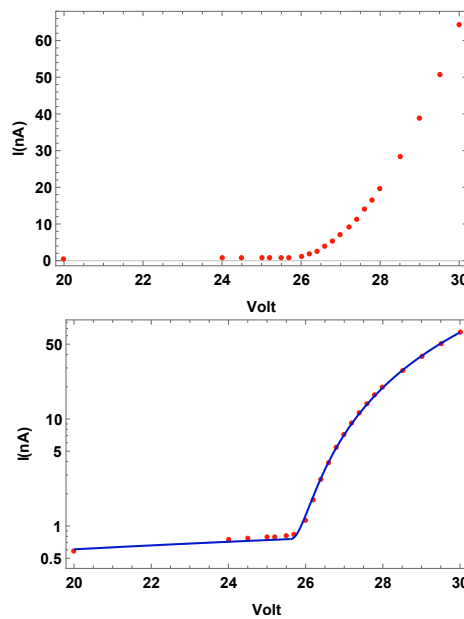


Figura 3.9: Curva I-V e fit in scala logaritmica per determinare V_{BD} per il NUV6

3.3 Errori sistemati dell'apparato

Con riferimento all'equazione 3.5, per stimare la PDE con l'uso di un determinato fototubo di calibrazione si computa bin per bin il doppio rapporto tra le correnti dei campioni e dei normalizzatori e quindi si interpola il doppio rapporto con una funzione spline di grado 3, per poi moltiplicarla per la QE del PMT di calibrazione. Riportiamo in figura 3.10 un esempio degli spettri delle correnti della lampada al Deuterio con rumore non sottratto. Il NUV6 ha un rumore di buio di 3 nA circa, pari a $3 \cdot 10^4$ u.a. del grafico. L'analisi è effettuata mediante il software *Mathematica*. La presenza di errori sistemati nell'apparato può comportare variazioni nella stima della PDE che presentiamo in questa sezione.

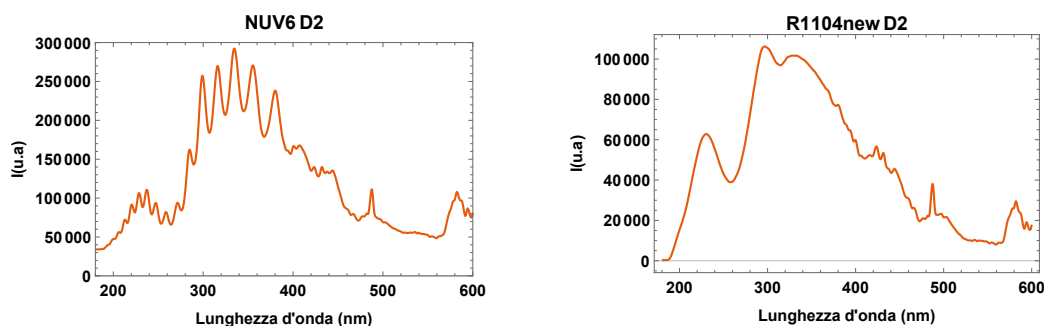


Figura 3.10: Esempio di spettri di correnti con lampada al Deuterio

3.3.1 Influenza della meccanica di movimentazione del reticolo

Il motore che regola la posizione del reticolo può introdurre shift sistemati di tipo meccanico dovuti al suo riposizionamento all'inizio della scansione. Una volta che lo sperimentatore imposta il range della misura, il motore ruota il reticolo per far corrispondere in uscita il fascio con la lunghezza d'onda di partenza. Tuttavia, nel riposizionarsi esso si muove con un passo pari allo step impostato e pertanto, essendo lo step impostato pari a 2 nm, il motore riposiziona il reticolo a meno di 2 nm di precisione. Si possono vedere questi effetti con un confronto tra gli spettri delle correnti di due scansioni effettuate in senso opposto, come quelle di figura 3.11 per il NUV6 con la lampada al D2.

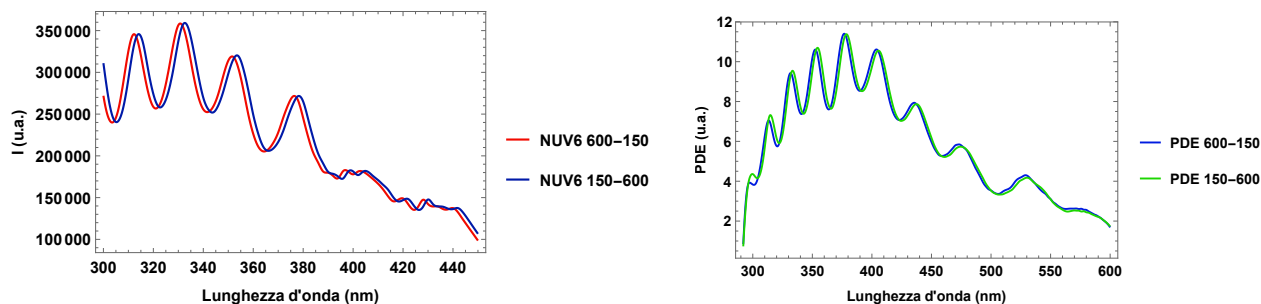


Figura 3.11: Spettro NUV6 con lampada al Deuterio con scansioni 150-600 e 600-150 nm e PDE con R7195 come fototubo calibrato.

Le scansioni 150-600 nm e 600-150 nm differiscono tra di loro per uno shift sistematico di 2 nm lungo tutto lo spettro: le scansioni in andata sono spostate verso lunghezze d'onda maggiori, mentre le scansioni all'indietro lo sono verso lunghezze d'onda minori. Non vi è alcuna differenza nelle PDE ricavate con i due spettri a parte uno shift sistematico di 2 nm in tutto lo spettro. Mediando fra le due curve, riposizioneremmo la PDE di 1 nm. Pertanto stimiamo un errore massimo di 2 nm nelle lunghezze d'onda dovuto allo shift meccanico.

3.3.2 Influenza dello shift tra normalizzatore e campione

Come esposto in precedenza, nel corso della calibrazione dell'apparato sperimentale si è individuato uno shift costante lungo tutto lo spettro pari a 0.4 nm tra i centroidi del normalizzatore e del campione in analisi. La presenza dello shift ci impone di separare i rapporti $\frac{i_{SiPM}}{i_{PMT}}$ e $\frac{i_{NormSiPM}}{i_{NormPMT}}$ e di interpolarli separatamente, per dividere in seguito le due funzioni interpolanti fra loro.

L'incidenza di questa correzione, dovuta nella nostra ipotesi ad una rotazione dello splitter attorno all'asse parallelo al fascio, è tuttavia piuttosto piccola. Mediante lo studio degli scarti percentuali nella funzione doppio rapporto con e senza shift, osserviamo scostamenti inferiori allo 0.2%, come mostra la figura 3.12 per il calibratore R1104new con la lampada al Deuterio. Ciò può essere spiegato col fatto che il rapporto $\frac{i_{NormSiPM}}{i_{NormPMT}}$ è pressochè costante a meno di variazioni dell'ordine dell'1% circa lungo tutto lo spettro della scansione. In conclusione, l'incidenza dello shift tra normalizzatore e campione, per piccole variazioni di questo tipo, è minima. Lo shift verrà comunque considerato in tutte le analisi.

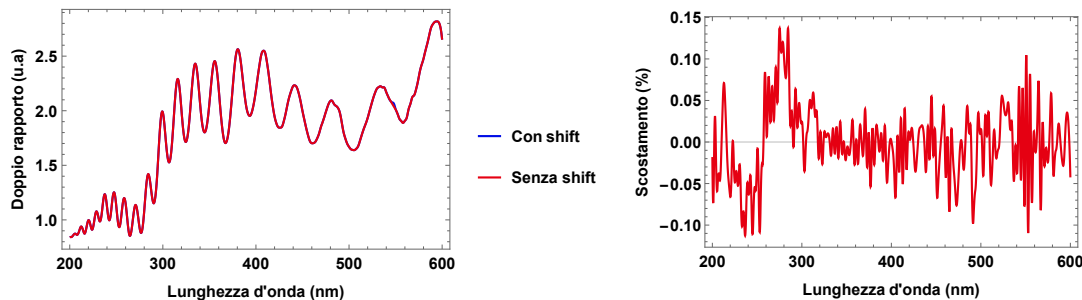


Figura 3.12: Confronto della funzione doppio rapporto con e senza l'introduzione dello shift

3.3.3 Influenza dell'intensità della lampada

Con riferimento alla figura 3.10, osserviamo come la combinazione della luminosità della lampada al Deuterio e dell'efficienza del monocromatore fanno sì che nella regione superiore a 450 nm il rapporto segnale/rumore non sia molto elevato. In questa regione il range utilizzato nella lettura del sistema d'acquisizione risulta minore e possono esserci fluttuazioni nel computo delle correnti.

Ciò inevitabilmente si ripercuote nella stima del doppio rapporto e quindi della PDE, producendo nella forma della sua curva delle piccole fluttuazioni da eliminare: ci attendiamo infatti che la PDE presenti un andamento liscio con oscillazioni marcate dovute solo

all'effetto *etalon* e quindi ondulazioni di altro tipo vanno appianate. Lo stesso software *Mathematica*, interpolando i punti mediante funzioni *spline*, introduce modulazioni di questo genere indipendentemente dall'ordine di interpolazione. Si rende dunque necessario un procedimento di *smoothing*, utilizzando la funzione *MovingAverage*[list, r] del software con grado $r = 3$, la quale restituisce la lista delle medie degli elementi appartenenti a *list* presi a blocchi di tre. Mediante tale procedimento risolviamo questo aspetto, come mostrato in figura 3.13 in cui confrontiamo la funzione doppio rapporto derivante dall'analisi degli spettri mostrati in figura 3.10.

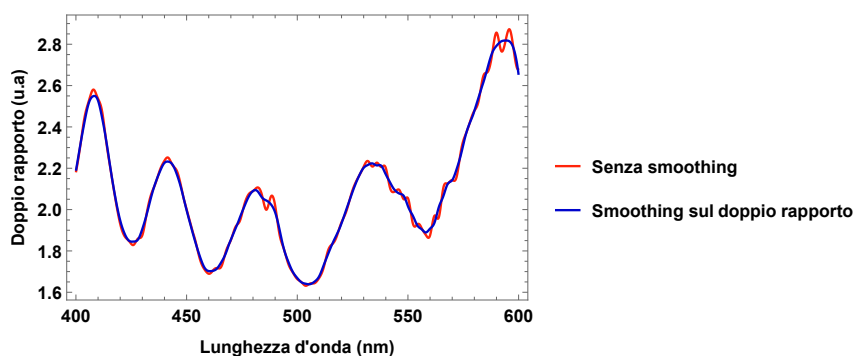


Figura 3.13: Funzione doppio rapporto con e senza smoothing

Tuttavia, occorre prestare molta attenzione a non usare un grado di *smoothing* troppo elevato e a non applicare questo procedimento laddove non è necessario, poiché la media può portare a distorsioni della curva della PDE che non cerchiamo, come mostrato in figura 3.14. Analogamente alla sorgente al Deuterio, la lampada alogena presenta effetti di questo tipo, anche se più lievi. Inoltre, in questi spettri lo *smoothing* non introduce alcuna distorsione. La soluzione seguita nell'analisi è di usare la funzione smussata finché essa non superi una soglia determinata e comunque non comporti scostamenti accentuati sulla curva della PDE, correggendo solamente le fluttuazioni di frequenza elevata. Per le PDE ottenute con la sorgente al Deuterio si considera sempre la funzione smussata sopra 400 nm e non smussata sotto questa soglia, mentre per la lampada alogena si considerano sempre le curve smussate.

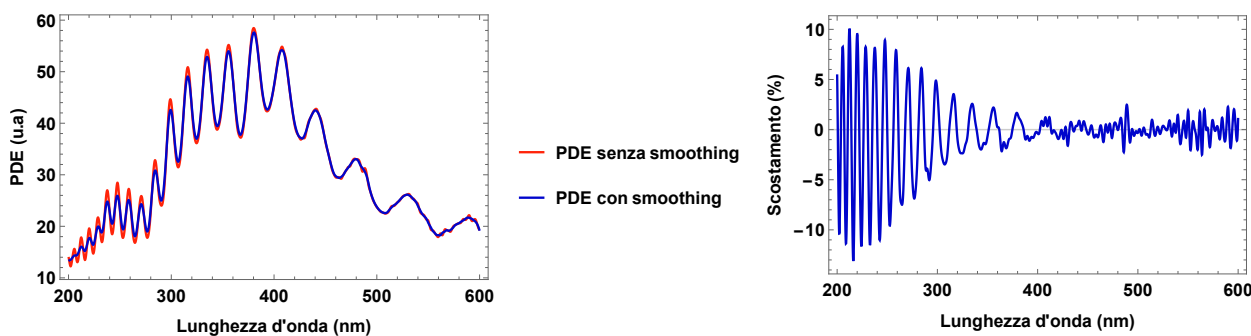


Figura 3.14: Confronto della PDE NUV6 con e senza l'introduzione dello smoothing sul doppio rapporto complessivo

3.3.4 Influenza dei massimi di secondo ordine

Come riportato alle figure 3.15 e 3.16, l'introduzione del filtro a 305 nm sulla lampada al Deuterio porta a cambiamenti considerevoli nella PDE, la quale viene a discostarsi del 10-15% rispetto alla PDE senza filtro. Ciò è diretta conseguenza della sovrapposizione del secondo ordine al primo negli spettri non filtrati. Questo scostamento dipende dal rapporto tra l'incidenza della sovrapposizione nelle correnti del SiPM e nelle correnti del fototubo. Infatti, come mostrato in figura 3.2, il fototubo R1104new, per via della sua QE, risente maggiormente dei massimi del secondo ordine rispetto al NUV6 e pertanto ciò porta ad una sottostima significativa del valore reale della PDE senza l'uso del filtro. Per avere una buona stima della PDE occorre quindi considerare per valori maggiori di 360 nm la PDE con filtro. Osserviamo anche che tra 350 e 360 nm le due coincidano in modo buono, come atteso.

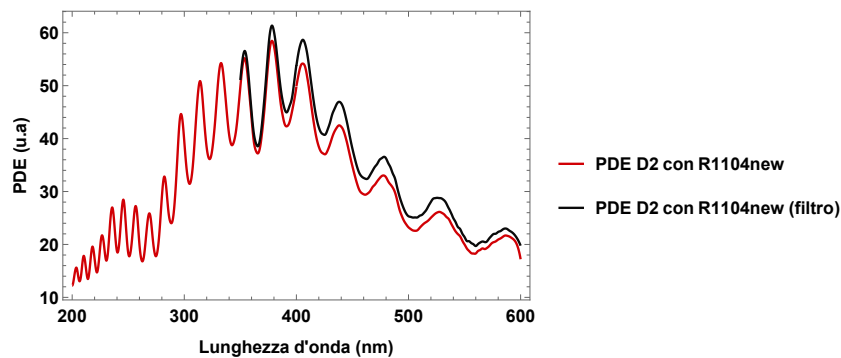


Figura 3.15: Confronto della PDE del NUV6 con e senza filtro

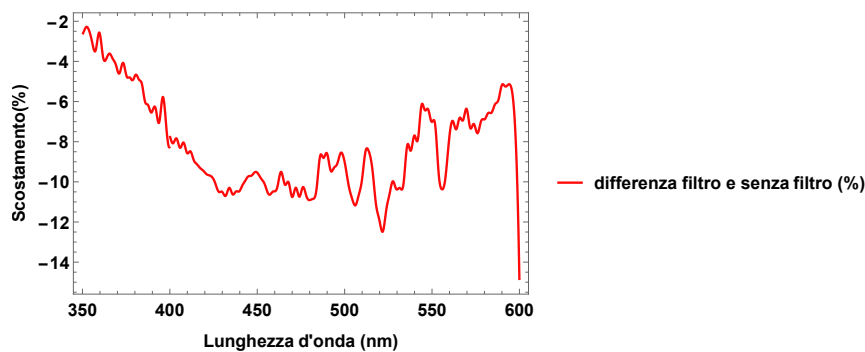


Figura 3.16: Scostamento percentuale della PDE del NUV6 con e senza filtro

Il filtro applicato alle misure con la lampada alogena non mostra invece notevoli differenze rispetto alla situazione in assenza di filtro. Vi sono lievi scostamenti solo a fine corsa nella forma che non si notano comunque molto essendo la PDE in quella regione dello spettro piuttosto bassa. Infatti, come riportato in 3.7, la presenza del secondo ordine non si nota nè per il NUV6 nè per R7195, mentre per R1104new si osserva un'incidenza solo tra 820 e 880 nm. Per un confronto tra queste si rimanda alla figura 3.21. Tuttavia, nella determinazione della PDE complessiva che svolgeremo nella sezione 3.4, useremo per valori maggiori di 475 nm le PDE ottenute con filtro anche per la lampada alogena.

3.3.5 Influenza dei tempi di attesa

Come esposto nella sezione 2.6, a ciascuna lunghezza d'onda è associato un valore in conteggi proporzionale all'intensità della corrente nel fototubo o nel SiPM. Questo valore è il risultato della conversione e dell'integrazione del segnale in ingresso nel tempo da parte del sistema di acquisizione e, solo per il SiPM, del picoamperometro. Le misure sono effettuate consecutivamente per le varie lunghezze d'onda, distanziate tra loro solo dallo spostamento meccanico del motore (che dura circa 2 s) e dal *wait* impostato dallo sperimentatore. Risulta necessario verificare se misure consecutive si influenzino tra di loro e se l'impostazione di un diverso tempo di attesa tra di esse possa modificare in qualche modo gli spettri in analisi.

Per fare ciò, si sono presi in considerazione con sorgente la lampada alogena gli spettri con il NUV6 nel range 450-700 nm, impostando tempi di attesa pari a 0, 1, 3 e 5 s e confrontando i risultati tra loro. Per effettuare correttamente il confronto, risulta necessario normalizzare gli spettri in base all'intensità della sorgente mediante i normalizzatori e monitorare il comportamento del guadagno e le sue possibili fluttuazioni. Questo può essere fatto andando a computare i rapporti degli spettri rinormalizzati rispetto ad uno di essi, come si riporta in figura 3.17 in cui gli spettri sono rapportati al wait 5 s.

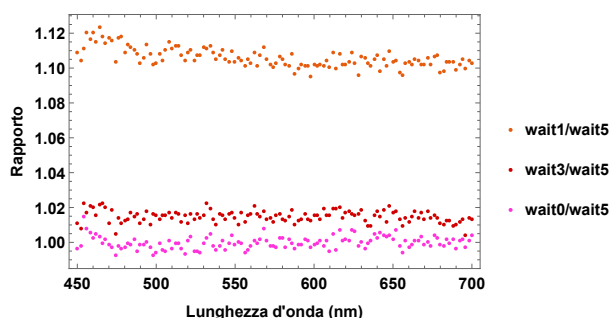


Figura 3.17: Rapporto degli spettri del NUV6 con wait 0, 1, 3 sul wait 5 s

La fluttuazione è ben presente per lo spettro con il wait 1 s. Questo spettro infatti è preso ad alcune ore di distanza dagli altri tre e nel frattempo il NUV6 è stato utilizzato nelle misure con ΔV diversi, il che comporta cambio del gain e sue possibili fluttuazioni. Osserviamo anche una fluttuazione iniziale del gain del wait 1 s rispetto al wait 5 s, aspetto che riteniamo indipendente dal *wait* e legato all'accensione del SiPM, essendo quella la prima misura di quel giorno. Pertanto rinormalizzeremo gli spettri con *wait* diverso in base all'intensità della lampada e al gain del SiPM.

Per rivelare eventuali scostamenti dovuti invece al diverso *wait*, occorre prendere in esame il grafico dei residui percentuali che riportiamo in figura 3.18. In esso si può constatare un'oscillazione casuale lungo tutto lo spettro per tutti i *wait* impostati, tranne che per quello con 1 s in cui per lunghezze d'onda minori c'è uno scostamento crescente per via della fluttuazione del gain. Tuttavia, quando il gain del wait 1 s si attesta ad un valore stabile per lunghezze d'onda maggiori, si osservano scostamenti casuali anche per questo tempo di attesa. In definitiva, concludiamo che non vi è influenza del *wait* sulla bontà delle misure svolte.

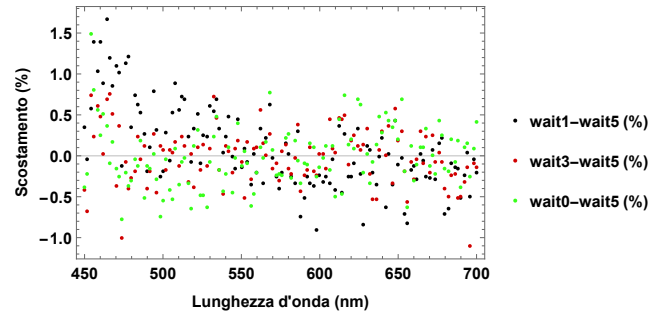


Figura 3.18: Scostamento percentuale degli spettri del NUV6 con wait 0, 1, 3 s rispetto al wait 5 s

Questo aspetto in realtà non dovrebbe sorprendere: come visto infatti alla sezione 2.6, il picoamperometro KEITHLEY 6487 ha un tempo di risposta pari a 1 ms e un tempo di integrazione pari a 100 ms. Tenendo presente che il sistema di acquisizione media il segnale per un tempo pari a 1 s, l'influenza della misura precedente nella media totale delle correnti istantanee che viene poi memorizzata dall'acquisizione è residuale.

3.3.6 Influenza della posizione del SiPM rispetto all'asse del fascio

Il SiPM deve essere il più possibile centrato rispetto all'asse del fascio e nella medesima condizione geometrica d'illuminazione dei fototubi calibrati. Come visto nella presentazione all'inizio del capitolo, questo aspetto è fondamentale per la validità dell'equazione 3.5 per il calcolo della PDE. Occorre innanzitutto notare come il SiPM offra una piccola superficie attiva (1 mm^2) rispetto al fotocatodo dei PMT e come non sia possibile collimare il fascio su di un'area più piccola della superficie attiva del SiPM perché si avrebbe un'intensità di luce troppo esigua. Inoltre la fenditura ha una certa ampiezza che determina l'estensione del fascio in uscita e che ne limita la monocromaticità. Tale estensione, dipendente dalla lunghezza d'onda per via degli effetti di aberrazione introdotti dalle lenti e dagli specchi, può essere quindi maggiore della superficie attiva del SiPM. Questo potrebbe dunque intercettare una porzione del fascio variabile con la sua posizione. In conclusione, la combinazione dell'estensione del fascio e delle aberrazioni può introdurre una dipendenza dello spettro misurato con il SiPM dalla posizione. Come mostriamo in figura 3.19, questo si ripercuote in deformazioni sistematiche delle curve di PDE.

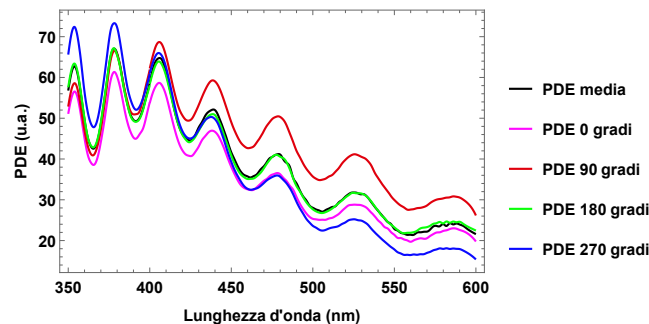


Figura 3.19: PDE con la lampada al Deuterio del NUV6 in diverse angolazioni con fototubo R1104new con filtro

Il fenomeno è ben visibile per la lampada al Deuterio mentre è meno rilevante in quella alogena. Questo dipende essenzialmente dal fatto che la lampada alogena ha uno spettro più spostato verso grandi lunghezze d'onda e quindi sono meno evidenti gli effetti dovuti all'aberrazione da parte delle lenti e degli specchi, che sono maggiori per piccole λ . La PDE misurata con la lampada alogena risentirà in modo minore della posizione e può essere considerata più affidabile.

Si è dunque stimata una posizione del supporto che riteniamo migliore in quanto il SiPM risulta più centrale e la PDE del NUV6 con il Deuterio si sovrappone meglio a quella con la lampada alogena: chiamiamo questa posizione 0 gradi. Le altre posizioni sono ottenute per rotazioni di 90, 180 e 270 gradi rispetto ad essa.

Possiamo ottenere una stima dell'errore sulla PDE dovuto all'orientazione del SiPM sfruttando le PDE di figura 3.19 ricavate con misure con filtro tra 350 e 600 nm a diversi angoli. Mediando tra loro queste curve posso calcolarne l'errore della media e prendere questo come stima dell'errore legato alla posizione del SiPM, calcolandone l'errore relativo percentuale come mostrato in figura 3.20.

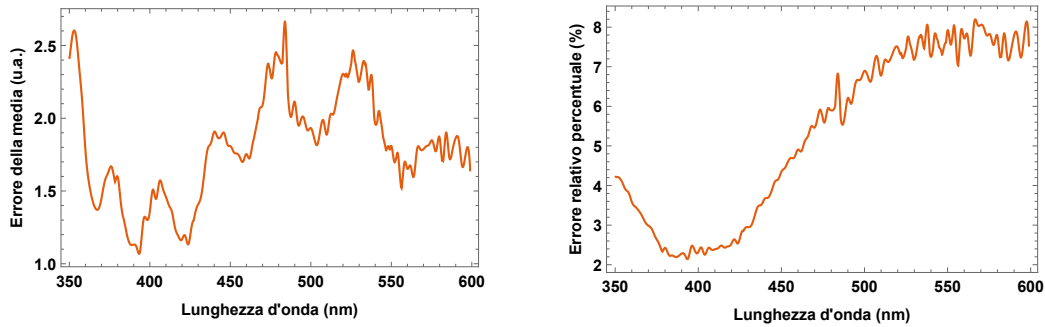


Figura 3.20: Stima dell'errore sulla PDE del NUV6 dovuto al posizionamento del SiPM

L'errore che stimiamo è piuttosto largo, compreso tra il 2 e l'8% del valore della PDE. Nella scala relativa che usiamo per la PDE, che nel *matching* finale nella sezione 3.4 non cambiamo, si tratta di un errore compreso tra 1 e 2.5 u.a.

Come migliore stima della PDE per la lampada al Deuterio considereremo dunque la posizione 0 gradi e non la media delle curve. Infatti non è detto che le difformità siano isotrope e che quindi la media le azzeri facendo ottenere una migliore stima della PDE.

3.3.7 Effetti del rumore di buio

Come accennato alla sezione 2.3, il rumore per i fotomoltiplicatori tende a calare gradualmente nel tempo dopo il loro montaggio nell'apparato sperimentale. Pertanto si rende necessaria una presa dati del rumore di ciascun dispositivo per ogni misura che effettuiamo. Per le misure con la lampada al Deuterio, si prende la media delle correnti tra 150 e 180 nm, mentre per le misure con l'alogena, presentando questa un po' di luce a 250 nm, si acquisisce un set di misure specifiche tra 150 e 160 nm prima di ogni acquisizione. Per il SiPM si procede in modo analogo.

3.4 PDE finale

In figura 3.21 presentiamo tutte le PDE per il NUV6 ottenute con la lampada alogena e quella al Deuterio. Il NUV6 è polarizzato inversamente con $V_{bias} = 26.5 V$. Per le misure con il Deuterio si sono calcolate le PDE con i fototubi R1080 e R7195 senza filtro e R1104new con e senza filtro a 305 nm. Per quelle con l'alogena si sono presi i fototubi R7195 e R1104new con e senza filtro a 475 nm. Le misure sono raccordate tra loro imponendo il *matching* tra esse nelle regioni prive di massimi di secondo ordine, ove le PDE devono coincidere.

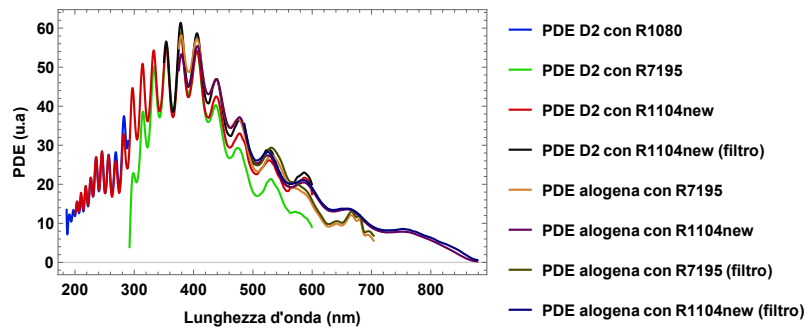


Figura 3.21: PDE del NUV6

Il raffronto delle PDE mostra come i fototubi R1080 e R7195 con il Deuterio diventino inaffidabili al calare della loro efficienza. Infatti, confrontando le curve delle loro efficienze quantiche di figura 2.6 con il plot di figura 3.22, si nota una stretta correlazione tra gli scostamenti rispetto alle altre PDE e la forma delle loro curve di QE. Ciò si può desumere già nell'analisi delle corrispondenti funzioni doppio rapporto: in R1080, ad esempio, il doppio rapporto cresce molto sopra 280 nm per via del calo delle correnti di R1080 al denominatore e ciò può generare distorsioni nel computo finale se la curva di QE non è determinata in modo preciso. In linea di massima R1080 è valutabile fino a 280 e R7195 lo è da 330 a 500 nm. Teniamo presente che vi sono scostamenti ovvi nelle PDE senza filtro sopra 360 nm dovuti al secondo ordine di diffrazione.

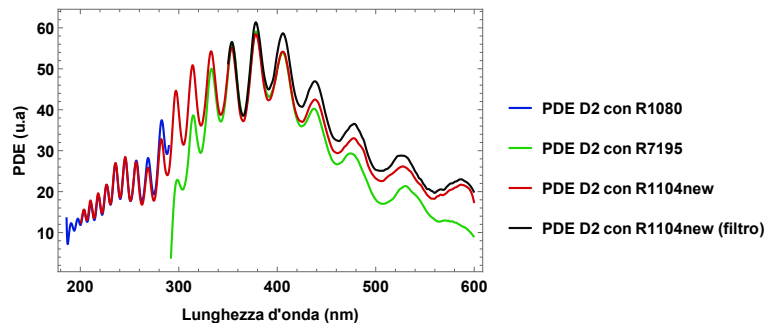


Figura 3.22: PDE del NUV6: raccordo tra le PDE ottenute con R1104new, R1080 e R7195

Per quanto riguarda le misure con e senza filtro con l'alogena, esse mostrano un ottimo raccordo fra loro poiché, per quanto detto in precedenza, esse devono sovrapporsi bene nella regione 475-700 nm. Tale raccordo è buono anche con le misure della PDE con la lampada

al Deuterio con il fototubo R1104new con filtro. Il filtro si rivela necessario per eliminare le distorsioni introdotte dal secondo ordine e per far combaciare le PDE con le due sorgenti, come mostrato in figura 3.23. Possiamo quindi concludere che con l'inserimento dei filtri si ottiene un risultato migliore nella stima della PDE e nella giunzione con i vari PMT e le due sorgenti.

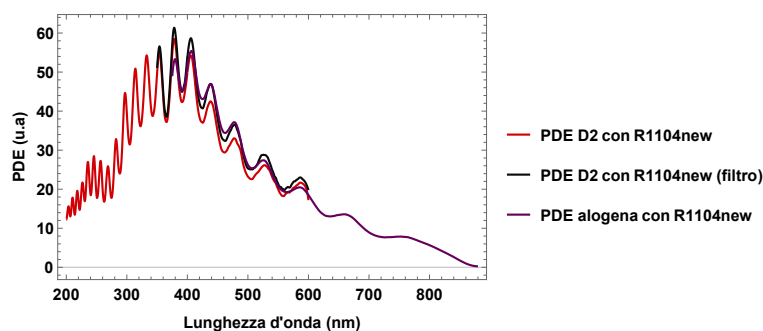


Figura 3.23: PDE del NUV6: raccordo tra le PDE ottenute con R1104new con il Deuterio e la lampada alogena

Per la costruzione della PDE finale del NUV6, tenendo presente l'analisi degli errori sistematici, prenderemo le misure con filtro laddove vi è sovrapposizione del secondo ordine e PDE con *smoothing* quando necessario. In definitiva, la giunzione finale è realizzata con:

- la PDE con il Deuterio con fototubo R1080 sotto 280 nm senza smoothing,
- la PDE con il Deuterio con fototubo R7195 tra 330 e 400nm senza smoothing,
- la PDE con il Deuterio con fototubo R1104new senza filtro sotto 360 nm e con filtro sopra 350 nm, con smoothing a partire da 400 nm,
- la PDE con la lampada alogena con fototubo R1104new senza filtro fino a 700 nm e con filtro sopra 475 nm, entrambe con smoothing,
- la PDE con la lampada alogena con fototubo R7195 senza filtro da 375 nm a 475 nm, con smoothing.

Il plot ottenuto della PDE è presentato in figura 3.24.

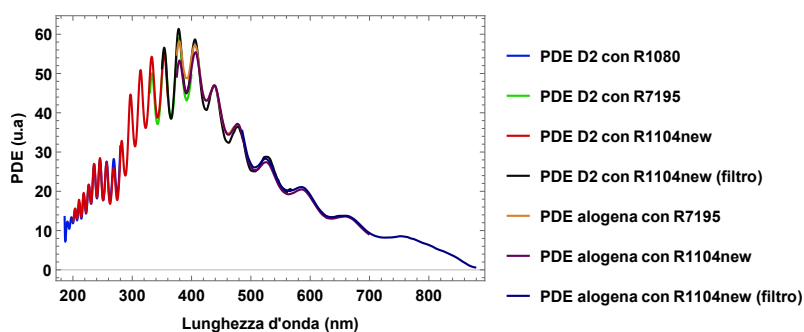


Figura 3.24: Stima finale della PDE del NUV6

Possiamo associare alla PDE così ottenuta un errore che tenga conto sia del posizionamento del SiPM che delle oscillazioni fra le diverse PDE ottenute nelle regioni di loro sovrapposizione. Quest'ultimo si ottiene come scarto quadratico medio delle PDE nelle regioni di *overlap* e viene presentato in figura 3.25.

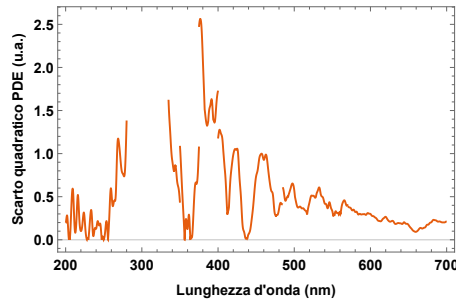


Figura 3.25: Scarto quadratico medio tra le PDE nelle regioni di loro sovrapposizione

Come si può notare, l'errore è piuttosto frammentato ed oscillante dato che in ogni intervallo intervengono diverse PDE concomitanti. L'errore totale si ottiene come somma in quadratura di questo errore e dell'errore dato dall'allineamento del SiPM, presentato in figura 3.20. Occorre tenere presente che l'errore dovuto al posizionamento è stimato solo nella regione 350-600 nm e che nell'intervallo 280-330 nm l'errore nel plot di figura 3.25 risulta pari a zero poiché non vi sono fototubi in sovrapposizione. Possiamo tuttavia presentare un processo di smoothing sulle curve e considerare costante l'errore tra 280 e 330 nm. Il risultato è raffigurato in figura 3.26. In percentuale sulla PDE l'errore può arrivare fino al 9%. L'errore sul posizionamento domina nelle regioni in cui è determinato.

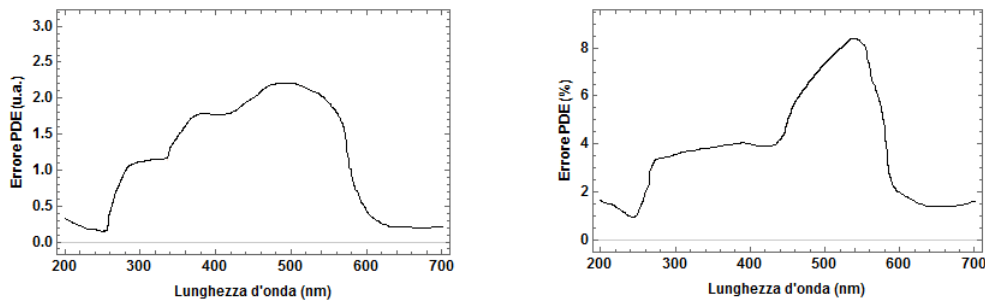


Figura 3.26: Stima finale dell'errore sulla PDE del NUV6 e dell'errore relativo percentuale

3.5 Confronto SiPM a tensioni diverse

In questa sezione, presentiamo un confronto tra le PDE e gli spettri delle correnti del NUV6 ottenute polarizzando il SiPM con *overvoltage* differenti. Si è polarizzato il SiPM con un V_{bias} pari a 26.0, 26.5, 27.0 e 27.5 Volt, che riferito al $V_{BD} = 25.5 \pm 0.2 V$ stimato alla sezione 3.9 equivalgono a ΔV rispettivamente pari a circa 0.5, 1.0, 1.5 e 2.0 V. Le misure sono effettuate con la lampada alogena.

3.5.1 Confronto PDE

Valutiamo le diverse PDE ottenute con tensioni di *bias* diverse dividendole per il ΔV assegnato e le confrontiamo tra loro in figura 3.27. Questa operazione è necessaria per un confronto efficace in quanto le PDE sono ricavate in scala relativa a meno del fattore di guadagno del SiPM, che risulta proporzionale a ΔV . Eliminiamo così tale fattore ottenendo un plot più adeguato al confronto.

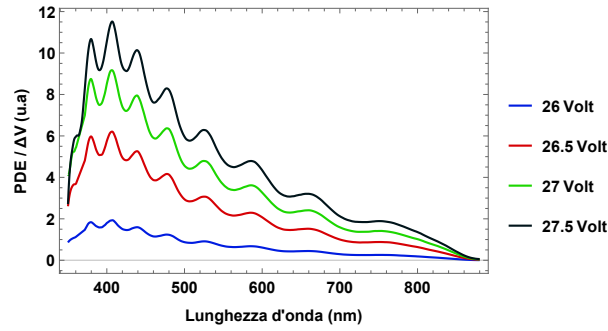


Figura 3.27: PDE del NUV6 a diversi ΔV

Presentiamo quindi il rapporto $PDE/\Delta V$ in funzione di ΔV per alcune lunghezze d'onda. La PDE, per via del fattore di probabilità di *triggering* della valanga, dovrebbe essere proporzionale a ΔV per piccoli valori di quest'ultimo, come esposto al 1. Verifichiamolo valutando un fit lineare sui primi tre punti di ciascun array, come si mostra in figura 3.28.

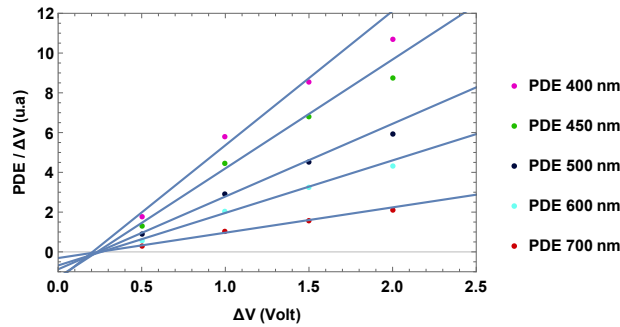


Figura 3.28: PDE del NUV6 in funzione di ΔV

L'andamento è piuttosto lineare con ΔV per suoi piccoli valori, ma sussiste una tendenza alla saturazione, come del resto atteso, per valori maggiori. Questo è direttamente

conseguente al fatto che la probabilità di *triggering* della valanga tende alla saturazione quando raggiunge il suo massimo per valori maggiori di ΔV .

Dalla media dell'intercetta sull'asse orizzontale ΔV , si può stimare una correzione di 0.2 V al *breakdown*, che quindi sarebbe $V_{BD} = 25.7$ V. Osserviamo dunque come la stima di V_{BD} del paragrafo 3.9 ($V_{BD} = 25.5 \pm 0.2$ V) non combaci con il valore ricorretto qui ottenuto, anche se risulta compatibile con l'errore da noi associato. In definitiva la stima del *breakdown* con fit è piuttosto delicata e sensibile a scostamenti dovuti a temperatura e umidità anche nello stesso giorno.

3.5.2 Confronto Spettri

Dal confronto degli spettri che presentiamo in figura 3.29 vediamo come, a parità di gain nell'amplificatore, un maggiore ΔV porta ad una migliore statistica di acquisizione poiché i dati tendono a disporsi su un range più ampio di conteggi e con un più alto rapporto segnale/rumore. Ciò segue dal fatto che la corrente nel SiPM cresce all'aumentare di ΔV .

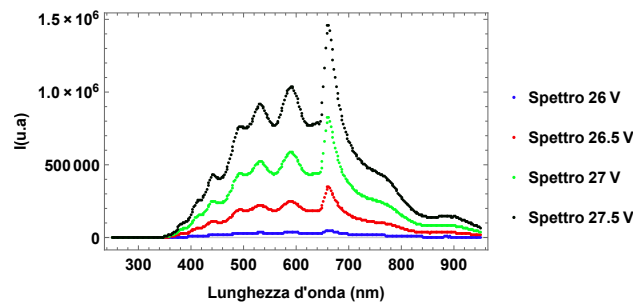


Figura 3.29: Spettri delle correnti del NUV6 a diversi ΔV

Si può valutare questa crescita al variare di ΔV presentando il rapporto degli spettri a tensioni di bias diverse rispetto a uno spettro di riferimento (scegliamo quello a 26 V), rinormalizzandoli alla stessa intensità della lampada alogena. Si ottiene il grafico che mostriamo in figura 3.30.

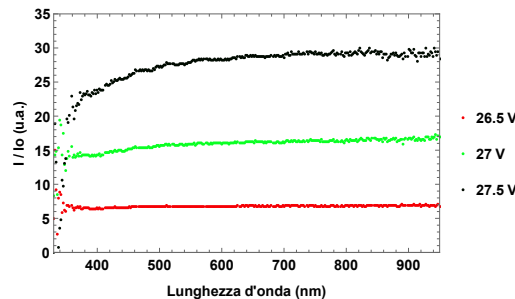


Figura 3.30: Rapporti fra gli spettri del NUV6 a diversi ΔV

Ricordando che la corrente è proporzionale alla PDE (che in scala assoluta è proporzionale a ΔV per piccoli valori) e al gain del SiPM (che risulta proporzionale a ΔV), possiamo dedurre che i rapporti abbiano un andamento quadratico in ΔV per piccoli valori di esso. Questo comportamento si può osservare andando a dividere il rapporto tra gli spettri per

ΔV^2 e verificando il risultato in figura 3.31. Osserviamo che per valori più alti di ΔV tende ad esserci, come atteso, uno scostamento maggiore.

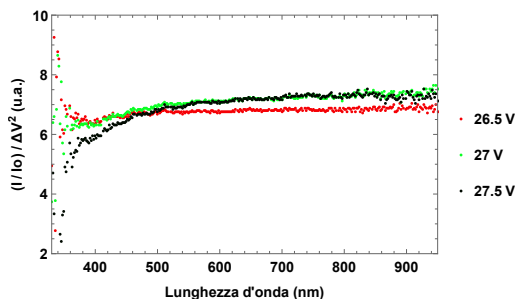


Figura 3.31: Andamento quadratico dei rapporti fra gli spettri del NUV6 a diversi ΔV

L'andamento crescente in funzione della lunghezza d'onda delle curve dei grafici 3.30 e 3.31 a valori maggiori di ΔV è nuovamente conseguenza del comportamento della PDE, in particolare della probabilità di *triggering*, in funzione di ΔV e della lunghezza d'onda. Infatti, osservando il plot di figura 3.32, vediamo come per diverse lunghezze d'onda i rapporti tendano alla saturazione al crescere dell'*overvoltage* in modo diverso: le lunghezze d'onda più corte tendono a saturare prima, come già emerso nel grafico di figura 3.28.

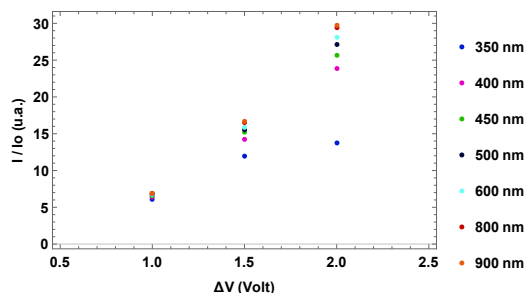


Figura 3.32: Rapporti fra gli spettri del NUV6 a diversi ΔV in funzione di ΔV

Infine possiamo vedere come anche il rumore di buio presenti un andamento quadratico con l'*overvoltage* per piccoli valori di esso. Ciò dipende nuovamente dall'andamento della corrente, la quale risulta proporzionale alla probabilità di *triggering* e al gain anche per la corrente di buio. Si può mostrare questo aspetto con un fit parabolico sul rumore del SiPM ai vari ΔV , trovando un buon raccordo come mostra la figura 3.33.

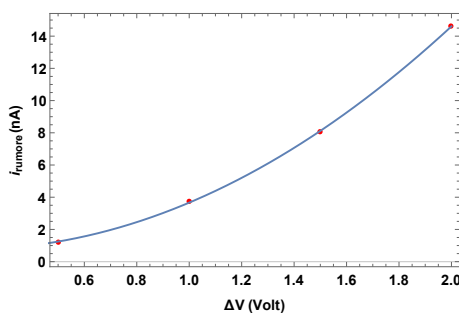


Figura 3.33: Rumore del NUV6 al variare di ΔV

Capitolo 4

Conclusioni

Il lavoro svolto in questa tesi si è concentrato principalmente sullo studio della curva di PDE di un SiPM e sull'analisi degli errori sistematici nella stima della PDE introdotti dall'apparato sperimentale. Si è posta attenzione anche al comportamento del SiPM al variare della sua tensione di *bias*.

Il contributo maggiore all'errore nella misura della PDE si deve alla possibile sovrapposizione tra il primo e il secondo ordine di diffrazione nel fascio in uscita dal monocromatore. Dopo aver stimato che questo contributo può generare un errore nella PDE fino al 10-15% del suo valore, si è deciso di utilizzare nelle misure della PDE filtri passa alto in quarzo che eliminano questo problema. Un altro errore sistematico importante è causato dalla posizione del SiPM rispetto al fascio, dovuto alla combinazione delle aberrazioni e dell'estensione del fascio in uscita, a cui abbiamo associato un errore percentuale sulla PDE che può arrivare fino all'8%. Si è osservato anche come la meccanica dell'apparato possa provocare uno shift sistematico sulle lunghezze d'onda pari al massimo a 2 nm e che in alcune regioni dello spettro il rapporto segnale/rumore non molto elevato possa rendere necessario, per via delle fluttuazioni introdotte, lo *smoothing* delle curve di PDE.

Tenendo in considerazione le sistematiche introdotte dall'apparato, abbiamo ricavato la curva di PDE del NUV6 in un intervallo molto esteso tra 180 e 880 nm, utilizzando diversi fototubi di calibrazione. Poiché le calibrazioni diventano meno affidabili al calare della QE dei fototubi, si sono presi negli intervalli di sovrapposizione le curve di PDE con i fototubi con efficienze quantiche migliori, ottenendo una stima dell'errore derivante da più misure con PMT diversi. La curva di PDE ottenuta è determinata a meno di un errore percentuale complessivo inferiore al 9% e di un'incertezza inferiore a 2 nm sulle lunghezze d'onda. Si può notare come la forma della curva di PDE del NUV6 sia molto buona nella regione del MUV e del NUV (200-400 nm). Questo si deve alla struttura del SiPM *p-su-n* ottimizzata per lo studio proprio di questa parte dello spettro elettromagnetico. L'*effetto Etalon* risulta ben visibile sia negli spettri delle correnti che nelle curve di PDE.

Applicando diverse tensioni di *bias* al NUV6, si è potuta verificare la dipendenza crescente della PDE dall'*overvoltage* e la sua saturazione per ΔV maggiori, per cui la probabilità di *triggering* raggiunge il suo massimo. Si sono anche studiati gli spettri delle correnti del NUV6 in funzione della tensione di *bias*, determinando un loro andamento quadratico in ΔV per piccoli valori di esso dovuto alla dipendenza lineare del gain dall'*overvoltage* e dall'andamento della probabilità di *triggering* in ΔV . Si è osservato infine che al calare della lunghezza d'onda la saturazione avviene per ΔV minori come atteso.

Bibliografia

- [1] *Model 6487 Picoammeter/Voltage Source Reference Manual*. Keithley Instruments, Inc., 2011.
- [2] *Epo-Tek 301-2FL Data Sheet*. EPOXY technology INC, 2015.
- [3] P. Eckert et al. *Characterisation studies of silicon photomultipliers*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2010.
- [4] V. Zabrodskii et al. *SiPM prototype efficiency for direct VUV registration*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2015.
- [5] J.M. Lerner and A. Thevenon. *The Optics of Spectroscopy*. HORIBA Jobin Yvon, Inc., 2005.
- [6] M. Razeghi and A. Rogalski. *Semiconductor ultraviolet detectors*. APPLIED PHYSICS REVIEWS, 1996.
- [7] D. Renker and E. Lorenz. *Advances in solid state photon detectors*. IOP Publishing for SISSA, 2009.
- [8] N. Rosato. *Enciclopedia Italiana*, volume XXXIV, chapter Appendice V, page 643. 1995.
- [9] ORIEL Product training. *Monochromators and Spectrographs*. Newport, 2006.