UNIVERSITÁ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia Galileo Galilei

Corso di Laurea in Fisica

Misura dell'efficienza di foto-moltiplicatori al silicio per la rivelazione di fotoni nel lontano ultravioletto

Relatore:

Dott. Gianmaria Collazuol

Candidato:

Alberto Bragagnolo

Matricola: 1029466

Anno Accademico 2014 - 2015

Sommario

Il lavoro della presente tesi si inserisce nell'ambito dello sviluppo di foto-moltiplicatori al silicio per la rivelazione di fotoni nel lontano ultravioletto. Questa regione dello spettro della radiazione elettromagnetica è di notevole interesse in vari ambiti della fisica sperimentale. Ad esempio diversi recenti esperimenti 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 della scintillazione di gas nobili liquefatti quali Argon (128nm) o Xenon (175nm).
Rispetto all'uso dei fotomoltiplicatori a vuoto (PMT) l'utilizzo di rivelatori a stato solido come i fotomoltiplicatori a silicio ($SiPM$) comporta semplificazioni notevoli, data la possibilità di rendere sensibili per la rivelazione di fotoni regioni molto superficiali dei dispositivi e dato anche il funzionamento ottimale di tali dispositivi alle basse temperature.
Recentemente in collaborazione con il Dipartimento di Fisica ed Astronomia la Fondazione Bruno Kessler (FBK, Trento) ha sviluppato diversi prototipi di SiPM sensibili nel UV.
Il lavoro di tesi consiste nella misura dell'efficienza di fotorivelazione (PDE) in funzione della lunghezza d'onda (curva di PDE) per vari prototipi di SiPM nella regione di lunghezza d'onda tra 180nm e 600nm, al fine di identificare quale tipologia di dispositivi sia più efficiente per la rivelazione di fotoni in questa regione dello spettro elettromagnetico.

Indice

1 Fotorivelazione UV **1**
- 1.1 Lo standard: i fotomoltiplicatori a vuoto . . . 1
  - 1.1.1 Problematiche nell'UV . . . 2
- 1.2 Fotorivelazione a stato solido . . . 4
  - 1.2.1 Avalance Photodiode (APD) . . . 4
    - 1.2.1.1 Risoluzione e fluttuazioni in guadagno . . . 5
  - 1.2.2 APD in regime Geiger (GM-APD) . . . 6
  - 1.2.3 Dal binario all'analogico: il SiPM . . . 7
    - 1.2.3.1 Photodetection Efficency (PDE) . . . 7
    - 1.2.3.2 Il rumore . . . 10
- 1.3 Fotorivelazione UV tramite SiPM . . . 12
  - 1.3.1 Struttura *n-su-p* e *p-su-n* . . . 12
  - 1.3.2 Utilizzo dei SiPM nell'UV . . . 13
    - 1.2.3.1 Problemi nel Middle/Vacuum Ultraviolet . . . 13
    - 1.3.2.2 Soluzioni per aumentare la sensibilità UV . . . 13

2 L'apparato sperimentale **17**
- 2.1 Il monocromatrore a reticolo . . . 20
  - 2.1.1 Cenni di spettroscopia a reticolo . . . 20
- 2.2 I PMT calibrati . . . 23
- 2.3 Fotorivelatori a stato solido studiati . . . 24
- 2.4 Sistema d'acquisizione . . . 25

3 Misure ed analisi dati **27**
- 3.1 Verifiche e test preparatori . . . 27
  - 3.1.1 Caratterizzazione dei dispositivi: curve tensione-corrente . . . 27
- 3.2 Misure di PDE . . . 28
  - 3.2.1 Strategia generale . . . 28
  - 3.2.2 Parametri acquisizione misure . . . 30

4 Risultati e conclusioni **35**
4.1 Curve di PDE dei dispositivi studiati 35
4.1.1 Presentazione risultati 35
4.1.2 Discussione dei risultati 35
4.2 Considerazioni finali 40
Riferimenti bibliografici 43

CAPITOLO 1

Fotorivelazione UV

Negli ultimi anni la fotorivelazione di radiazione elettromagnetica nello spettro dell'ultravioletto ha acquisito una crescente importanza. Questa regione dello spettro della radiazione elettromagnetica è di notevole interesse in vari ambiti della fisica sperimentale. Ad esempio diversi recenti esperimenti di fisica fondamentale, come alcuni per la ricerca del decadimento doppio β senza neutrini oppure per la ricerca di materia oscura, sono basati sulla rivelazione della scintillazione di gas nobili liquefatti quali Argon (128nm) o Xenon (175nm).

Lo spettro dell'ultravioletto viene comunemente sottodiviso in questo modo:

- *near ultraviolet (NUV)* nel range 400-300nm;
- *mid ultraviolet (MUV)* nel range 300-200nm;
- *vacuum ultraviolet (VUV)* nel range 200-10nm.

1.1 Lo standard: i fotomoltiplicatori a vuoto

I fotomoltiplicatori a vuoto (PMT) sono i rivelatori più largamente utilizzati e studiati per la rivelazione di luce nello spettro del visibile, dell'UV e del vicino infrarosso. Sono dei tubi a vuoto il cui funzionamento è basato su due fenomeni ben precisi: fotoemissione ed emissione secondaria.

I fotoni incidenti provocano l'emissione di elettroni dal fotocatodo per effetto fotoelettrico, i fotoelettroni verranno poi focalizzati nell'elettromoltiplicatore, dove verranno moltiplicati tramite il processo di emissione secondaria. L'efficienza ad una data lunghezza d'onda dipende fortemente dal tipo di fotocatodo e dalla finestra.
L'elettromoltiplicatore consiste in un numero di elettrodi chiamati dinodi. Fra ogni dinodo e il precedente viene applicata, da un partitore di corrente, una differenza di potenziale positiva di circa 100V. Gli elettroni primari verranno quindi accelerati verso il primo dinodo dove produrranno un numero maggiore di elettroni di bassa energia (emissione secondaria), questi saranno successivamente accelerati verso il secondo dinodo dove produrranno anch'essi un numero maggiore di elettroni, e cosí via attraverso tutti i dinodi fino all'anodo che raccoglie il segnale finale.

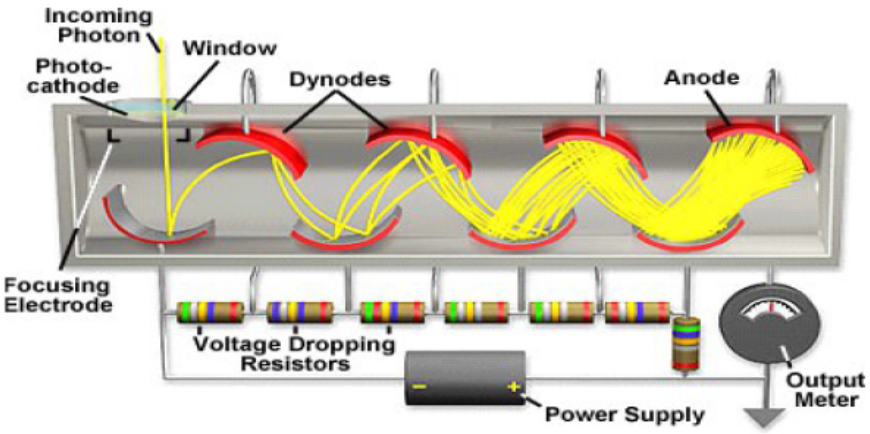


Figura 1.1: Struttura di un PMT.

Si definisce guadagno (*gain*) totale

$$G = \frac{\#e^- \ raccolti \ dall'anodo}{\#e^- \ catturati \ dal \ I^o \ dinodo}$$

pari al prodotto dei gain dei singoli dinodi $G = g_1 * g_2 ... g_n \sim g^n$ con $g = \#e^-_{\text{prodotti}}/\#e^-_{\text{incidenti}}$ guadagno del singolo dinodo. Un comune PMT alimentato da una tensione nell'ordine del migliaio di Volt puó raggiungere guadagni nell'ordine di $10^6 - 10^8$.
La combinazione di alto guadagno, basso rumore, risposta in alta frequenza, ampia area di rivelazione, linearità e capacità di rivelare fotoni singoli ha conferito ai PMT un ruolo fondamentale nel campo dela fotorivelazione in moltissimi campi della fisica sperimentale.

1.1.1 Problematiche nell'UV

La misura di fotoni nell'UV con fotomoltiplicatori a vuoto é problematica per i vari motivi. L'elevata probabilità di assorbimento dei fotoni da parte di molti dei più comuni materiali utilizzati per le finestre dove è depositato il fotocatodo riduce enormemente l'efficienza di fotorivelazione (PDE). I più comuni materiali di costruzione per le finestre sono infatti opachi alle lunghezze d'onda inferiori ai 300nm; sotto i 200nm anche le finestre speciali per spettroscopia UV risutano molto poco efficienti.
Le due principali cause della caduta del coefficiente di trasmissione a basse lunghezze d'onda sono:

- *riflessioni di tipo Frensel* sulle interfacce aria/finestra e finestra/fotocatodo.[1]
- *bulk absortion* dovuto alle impurità o al limite di cut-off intrinseco del materiale (fig. 1.2 a fronte). Questo assorbimento è proporzionale allo spessore della finestra. Per l'utilizzo in UV spinto (come nel nostro caso) è utilizzato il MgF_2.

[1] $R_{\text{Frensel}} = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$ con n= indice di rifrazione (dipendente dalla lunghezza d'onda). Ad esempio per il vetro $n_{\text{vetro}} \sim 1.5 \rightarrow R_{\text{Frensel}} = 0.04$.

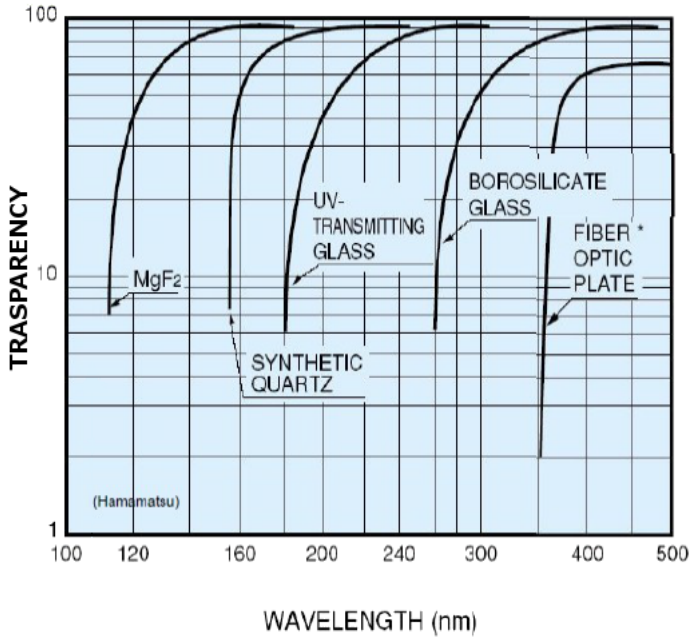


Figura 1.2: Trasparenza dei comuni materiali di costruzione per finestre.

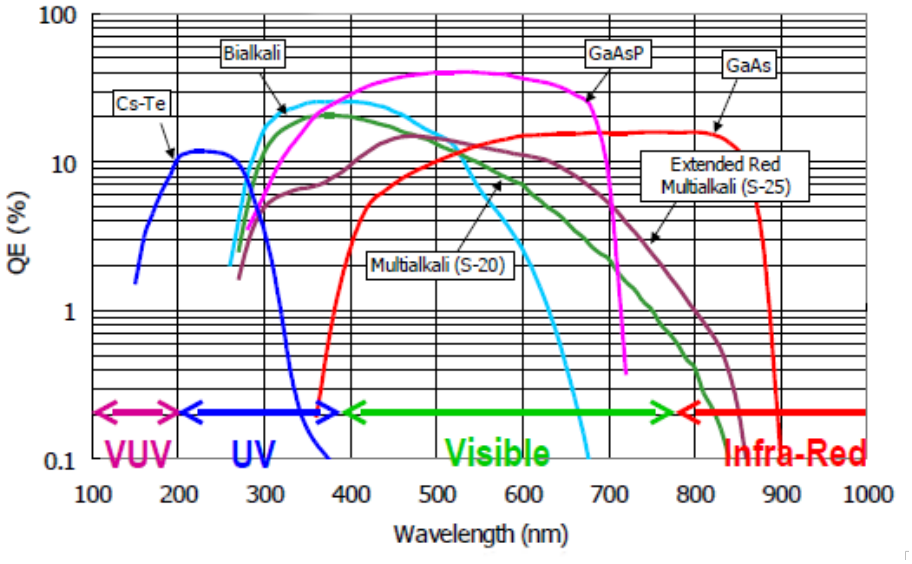


Figura 1.3: Efficienza Quantica di 6 diversi tipi di fotocatodo.

Altri problemi derivano dalle condizioni sperimentali dell'ambiente in cui deve avvenire la misura dei fotoni:

- basse temperature, diverse applicazioni richiedono il contatto dei PMT con il mezzo attivo che é raffreddato a temperature criogeniche. Questo rende necessario l'utilizzao di accorgimenti per evitare l'accumulo di resistività nel fotocatodo.
- presenza di forti campi magnetici. La forte sensibilitá dei PMT ai campi magnetici costringe ad usare una schermatura di *metallo* μ anche nel caso di un campo debole come il campo magnetico terreste.

1.2 Fotorivelazione a stato solido

La necessità di mitigare questi problemi unita alla costante ricerca di ottimizzazione e semplificazione portano allo sviluppo di fotorivelatori a stato solido. L'utilizzo di rivelatori a stato solido, come i fotomoltiplicatori al silicio (SiPM), comporta semplificazioni notevoli, data la possibilitá di rendere sensibili per la rivelazione di fotoni regioni molto superficiali dei dispositivi e dato anche il funzionamento ottimale di tali dispositivi alle basse temperature; in aggiunta dispositivi di questo tipo sono insensibili ai campi magnetici.

Un SiPM é costituito da una matrice di fotodiodi a valanga (APD) operanti in modalitá *Geiger* connessi in parallelo tramite resistenze di *quenching*.

1.2.1 Avalance Photodiode (APD)

La struttura tipica di un APD é presentata in figura 1.4 nella pagina successiva, dove si possono individuare quattro strati principali:

- una zona $n+$, molto drogata di donatori (10^{19} per cm^3);
- una zona p, una zona drogata con accettori, ma in quantitá inferiore alla zona $p+$ (10^{17} per cm^3);
- una zona π di semiconduttore epitassiale, drogata molto leggermente (10^{15} per cm^3);
- una zona $p+$ di substrato, con un'elevata concentrazione di accettori.

Si puó ottenere lo svuotamento, anche completo, della zona π applicando una tensione di *bias* al dispositivo, in questa regione un fotone incidente puó generare una coppia elettrone/lacuna (da qui in poi indicata come una coppia *e-h*). In tale regione si sviluppa un campo elettrico che permette il *drift* delle cariche verso la giunzione: dopo essere state generate da un fotone (per effetto fotoelettrico) le cariche di una coppia e-h si separano ad opera del campo di *drift* e migreranno verso gli elettrodi: le cariche negative verso la regione n e le cariche positive verso la regione p.

Se la tensione di bias è aumentata fino ad ottenere un campo elettrico superiore a qualche Volt per micrometro si innesca l'effetto moltiplicativo. Quando una carica attraversa la giunzione $n+/p$ acquisisce sufficiente energia cinetica per far passare un'altra carica (detta *secondaria*) dello stesso tipo nella banda di conduzione, che verrà anch'essa accelerata in seguito creando così un effetto a valanga. Queste cariche secondarie quindi saranno quelle che generano la corrente prodotta dal fotodiodo.
Entrambi le tipologie di cariche possono dare origine ad una moltiplicazione, ma le lacune il fenomeno è poco importante perchè la mobilità è inferiore. Il guadagno può raggiungere valori

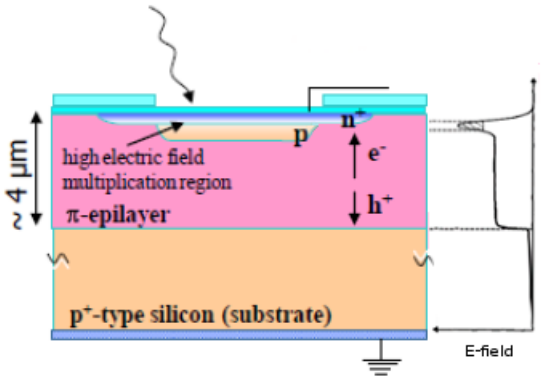


Figura 1.4: Struttura tipica di un APD n-su-p e andamento del campo di *drift*.

dell'ordine di 10^3 ed è limitato principalmente dalle fluttuazioni. I due principali parametri di efficienza per valutare i fotodiodi a valanga sono:

- il fattore moltiplicativo random M, che rappresenta il guadagno in corrente
- il fattore di rumore in eccesso ENF (*Excess Noise Factor*), legato alle fluttuazioni del guadagno e da un'indicazione della risoluzione del fotodiodo.

Questi parametri possono essere espressi come

$$M = \frac{1-\kappa}{e^{-(1-\kappa)\alpha_n W} - \kappa} \tag{1.1}$$

$$ENF \equiv F \equiv \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} \backsimeq \kappa M + (2 - \frac{1}{M}(1-\kappa)) \tag{1.2}$$

con $\kappa \equiv \frac{\alpha_n}{\beta_p}$ rapporto tra α_n coefficiente di ionizzazione degli elettroni e β_p coefficiente di ionizzazione delle lacune. Più basso risulta *ENF* più precisa sarà la risposta in energia del fotodiodo.

1.2.1.1 Risoluzione e fluttuazioni in guadagno

I maggiori svantaggi dei fotodiodi a valanga sono legati alla stabilità del gain. Quando il fotodiodo è polarizzato per bassi guadagni $M < 1/\kappa$, $\beta_p = 0$ la fluttuazione tende al valore minimo $ENF \to 2$. In questo regime il guadagno è dovuto quasi interamente dai portatori di carica, che si trovano in alto numero nella zona di elevato campo di *drift*, ad un dato istante, la moltiplicazioni delle lacune è trascurabile. Questo porta ad una veloce moltiplicazione e basse fluttuazioni del gain.

Per alti guadagni $M > 1/\kappa$, $\alpha_n = \beta_p$ invece la fluttuazione del guadagno aumenta linearmente con il guadagno stesso, $ENF \to 2 + \kappa M$. Questo è dovuto alla concomitanza di diversi fenomeni:

- significativa probabilità che una lacuna dia inizio ad una valanga;
- basso numero di portatori di carica, ad un dato istante, nella regione di alto campo di *drift*, questo porta a grandi fluttuazioni nel *gain*;
- elevato numero di portatori in un lungo intervallo di tempo, questo porta ad una moltiplicazione lenta ad una lunga creazione del segnale;

Per dispositivi con $M >> 1/\kappa$ ulteriori incrementi del guadagno sono dovuti ad un piccolo numero di impulsi relativamente molto grandi generati da una o più lacune che danno origine valanghe secondarie.

Altri svantaggi dei fotodiodi a valanga sono la sensibilità alle particelle cariche (*nuclear conter effect*) e la forte dipendenza delle condizioni lavoro (gain) dalla temperatura.
La sensibilità di un APD dipende quindi dal gain impostato e dalla temperatura del fotodiodo. A temperatura ambiente un buon APD ha una sensibilità di una decina fotoelettroni, a temperature criogeniche (*sim*77K), e con un'elettronica di ultra basso rumore, un ADP può eventualmente risolvere il singolo elettrone.

1.2.2 APD in regime Geiger (GM-APD)

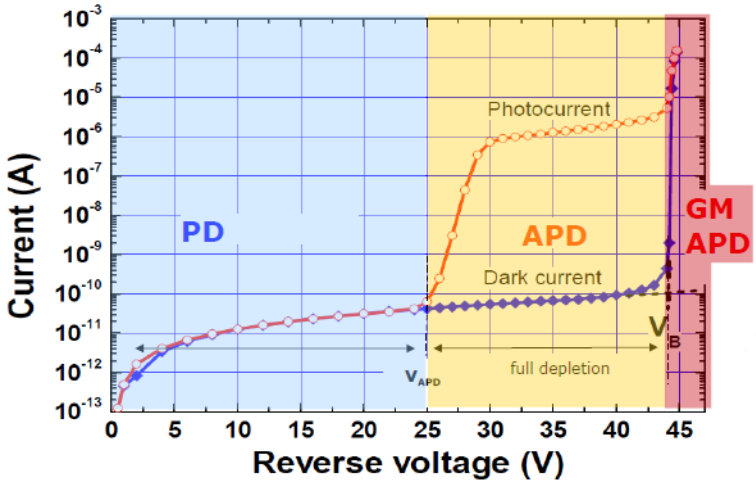
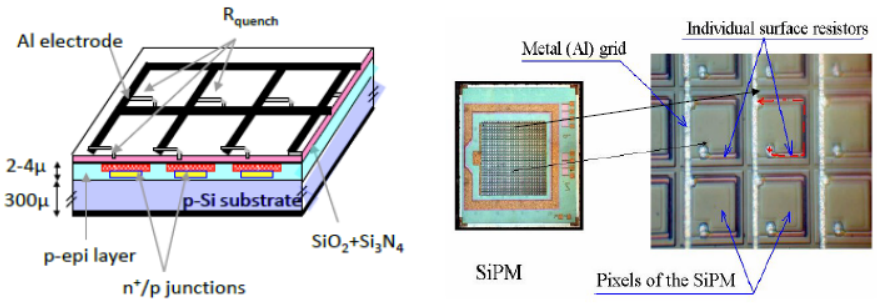


Figura 1.5: Tipica curva *tensione-corrente* di un fotodiodo. Sono evidenziati i tre regimi differenziali che differenziano i vari tipi di dispositivi.

In base alla tensione di bias inverso applicata si definiscono tre tipi di dispositivo:

- $V_{\text{bias}} < V_{\text{APD}}$: fotodiodo. Guadagno unitario, non è presente nessun meccanismo di moltiplicazione o amplificazione, sensibilità ∼100 fotoni;
- $V_{\text{APD}} < V_{\text{bias}} < V_{\text{bd}}$ fotodiodo a valanga. Amplificazione nell'ordine di 10^3 limitato dalle fluttuazioni, sensibilità ∼10 fotoelettroni (a T∼300K)
- $V_{\text{bd}} < V_{\text{bias}}$: fotodiodo a valanga in *Geiger Mode*. Guadagno nell'ordine di 10^6 limitato dalla capacità, sensibile al singolo fotoelettrone.

Portando il bias oltre alla tensione di *breakdown* si entra nel regime detto *Geiger*, la corrente del diodo aumenta in maniera esponenziale, fino ad autoalmentarsi raggiungendo un regime stazionario limitato dalle proprietà del sistema (resistenze in serie). In questo regime il dispositivo è in grado di vedere il singolo fotone, infatti anche una singola coppia e-h è in grado di generare una scarica misurabile. È necessario però introdurre un meccanismo per spegnere la valanga (*quencing*) in modo da rendere nuovamente utilizzabile il dispositivo ed evitarne il danneggiamento. Questo può essere ottenuto tramite una elevata resistenza in serie (*quencing passivo*) o un circuito



(a) (b)

Figura 1.6: Struttura di un SiPM *n su p*.

analogico (*quencing attivo*). Il guadagno di un GM-APD è dato dalla scarica del diodo stesso, che può essere assimilato ad un condensatore carico, ed è proporzionale alla capacità C della cella e dalla tensione di *overvoltage* $\Delta V = V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}}$.

$$A_{\text{i}} \sim C\Delta V \tag{1.3}$$

Si possono ottenere gain tra 10^4 e 10^7, paragonabile quindi a quello di un PMT. Un singolo fotone produce un segnale nell'ordine del millivolt su un carico di 50Ω.

Un GM-APD è un dispositivo binario, se più fotoni incidono contemporaneamente sul fotodiodo l'ampiezza del segnale non cambia. Il SiPM nasce per rispondere alla duplice richiesta di avere un dispositivo ad alto guadagno, ma in grado di misurare l'intensità del fascio di fotoni.

1.2.3 Dal binario all'analogico: il SiPM

Il SiPM è un dispositivo costituito di una matrice di fotodiodi a valanga operanti in regime *Geiger*, connessi in parallelo tramite resistenze di *quencing*, come mostrato in figura 1.6. Queste resistenze oltre a provvedere al *quencing* provvedono a distribuire il bias ai singoli APD, che deve essere di qualche volt superiore alla tensione di *breakdown*. Ogni cella è indipendente e produce lo stesso segnale quando converte un fotone, il segnale analogico del SiPM è quindi pari alla somma dei segnali binari delle singole celle.

$$A = \sum_i A_{\text{i}} \propto \#fotoni\ incidenti, \tag{1.4}$$

con A_{i} l'ampiezza di segnale prodotto dalla singola cella, definito dalla formula (1.3). Data l'uniformità di risposta da cella a cella la risposta di un fotomoltiplicatore al silicio sotto un fascio di fotoni risulta ben quantizzata: è possibile risolvere i singoli fotoni in maniera molto efficiente, come mostrato in figura 1.7 nella pagina successiva.

1.2.3.1 Photodetection Efficency (PDE)

La *PDE* è il parametro fondamentale di un SiPM ed è definita come

$$PDE = QE \times P_{01} \times FF \tag{1.5}$$

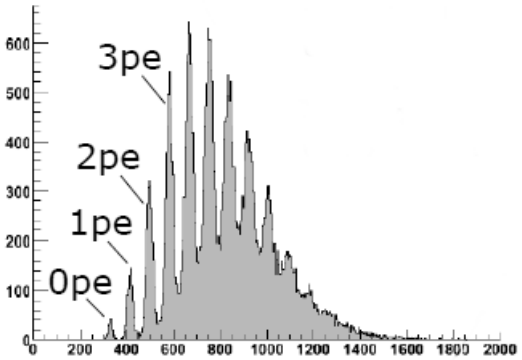


Figura 1.7: Distribuzione in ampiezza della risposta di un SiPM ad un LED.

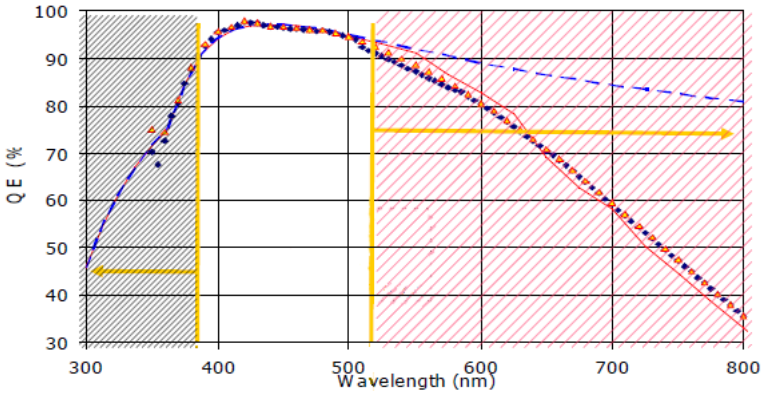


Figura 1.8: Dipendenza della QE dalla lunghezza d'onda di alcuni diodi prodotti dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK).

dove QE è l'efficienza quantica, P_{01} la probabilità di triggering per la valanga e FF il fattore geometrico di riempimento

Quantum Efficency L'efficienza quantica è definibile come la probabilitdi un fotone incidente di generare un portatore di carica che raggiunge la regione ad elevato campo di *drift*. È fortemente dipendente dalla lunghezza d'onda e dalla temperatura, è indipendente dalla tensione di *overvoltage*. La dipendenza dalla lunghezza d'onda (andamento tipico mostrato in figura 1.8) dipende da vari fattori:

- trasmittanza della finestra di ingresso;
- efficienza di raccolta dello strato $n+$, dipende principalmente dalla velocità di ricombinazione superficiale;
- efficienza quantica interna, la probabilità che un fotone generi una coppia e-h nella regione π

Le caratteristiche della regione superficiale sono critiche per l'efficienza quantica nello spettro dell'ultravioletto, mentre l'efficienza nello spettro del rosso e vicino infrarosso è influenzata dalla

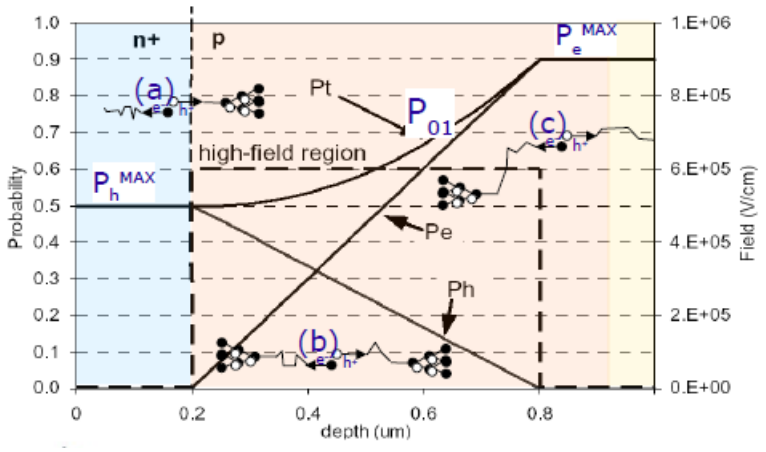


Figura 1.9: P_{01} in funzione della profondità.
a) *Moltiplicazione* h^+
b) *Moltiplicazione* e^- h^+
c) *Moltiplicazione* e^-

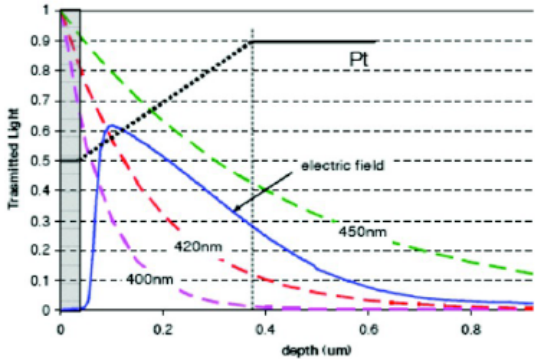


Figura 1.10: Trasmissione della luce di diversa λ a varie profondità.

profondità della regione π e in limite ultimo dalla *band gap* del silicio[2]. In queste due zone si ha tipicamente una netta diminuzione della *QE* come di può ben notare nella figura 1.8 nella pagina precedente in cui si possono notare gli effetti della trasmittanza dalla finestra (regione ultravioletta) e della profondit'a della zona π (regione del vicino infrarosso).

Avalanche Triggering Probability La probabilità di triggering indica la probabilità che una coppia e-h dia origine ad una valanga di emissioni secondarie. La moltiplicazione avviene con una certa probabilità quando un portatore di carica attraversa la zona ad alto campo. Gli elettroni hanno una probabilità maggiore di generare una valanga rispetto alle lacune ($P_\mathrm{e} \sim 2.5 \cdot P_\mathrm{h}$, dipende dal campo elettrico). Come mostrato in figura 1.9 in base alla profondità a cui viene generata la coppia e-h possono attraversare il campo di moltiplicazione solo gli elettroni, solo le lacune o entrambi. La probabilità di triggering P_{01} aumenta quindi all'aumentare della profondità di generazione dalla coppia e-h.

L'assorbimento della luce all'interno del materiale dipende fortemente dalla lunghezza d'onda della stessa, come mostrato in figura 1.10 fotoni più energetici convertono più in superficie. Conseguentemente anche P_{01} è dipendente dalla lunghezza d'onda del fotone incidente.

[2]Il silicio ha una band gap di circa 1.2 eV, fotoni con una energia minore (λ >1020 nm) non possono eccitare un'elettrone nella banda di conduzione.

La diversa probabilità di triggering di fotoni di diversa energia è la base della differenza in sensibilità dei SiPM NUV (*Near Ultra Violet*), rispetto ai SiPM RGB (*Red Green Blue*), differenza che verrà discussa nella sezione 1.3.1.

Fill Factor Il fattore di riempimento tiene conto delle condizioni geometriche di costruzione, principalmente dello spazio di separazione tra le celle (adibito ad esempio alle resistenze individuali), che diminuisce l'aria attiva. *FF* può essere ottimizzato usando meno celle, ma più estese, anche se questo limita il range dinamico e aumenta i tempi morti della singola cella. [1]

1.2.3.2 Il rumore

I SiPM sono dispositivi molto sensibili ed ad alto guadagno, rispondo anche ad una singola coppia e-h generata da un singolo fotoelettrone. Da questa grande sensibilità derivano le principali cause di rumore: anche una singola coppia di origine termica (più propriamente si tratta di fenomeni di generazione/ricombinazione) nella regione svuotata π può generare una valanga, la corrente generata dalle coppie di origine non fotoelettrica è chiamata *corrente di buio*.

Dark Current La corrente di buio è fortemente dipendente dalla temperatura e cala di un fattore 2 ogni decina di gradi. A temperatura ambiente il maggior contributo al rumore di buio è dato dalle coppie di origine termica; al di sotto dei 200K, il contributo termico è minore e la maggior parte delle coppie non fotoelettriche è dovuta ad effetto tunnel tra le bande del semiconduttore (figura 1.11 a fronte) [2].

Afterpulsing Oltre al rumore di buio altre tipologie di rumore possono dare origine a valanghe. Si parla di *afterpulsing* quando dei portatori, generati nella cascata elettronica, rimangono intrappolati in livelli intermedi tra la banda di valenza e quella ci conduzione. Questi verranno rilasciati successivamente, innescando un ulteriore valanga in *ritardo*. La probabilità di *afterpulsing* è in funzione del tempo e dipendente quadraticamente dalla tensione di *overvoltage*.

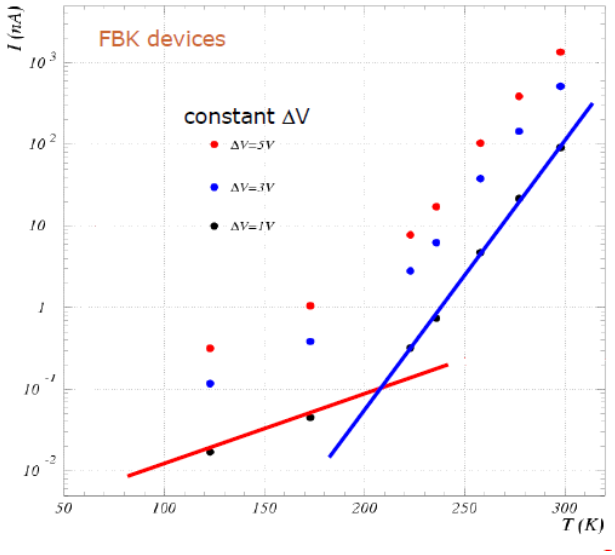
$$P_{\mathrm{AP}}(t) = P_{\mathrm{c}} \cdot \frac{\exp(-t/\tau)}{\tau} \cdot P_{01} \propto \Delta V^2, \tag{1.6}$$

con

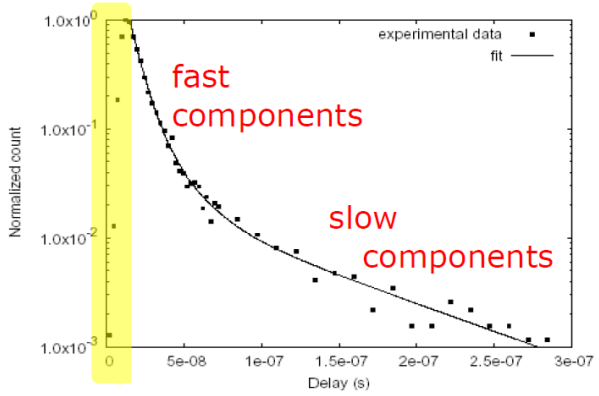
- P_{c} probabilità di cattura, dipende linearmente da ΔV e dal numero di trappole;
- τ vita media dell'intrappolamento, dipende dal livello energetico della trappola;
- P_{01}, probabilità di triggering della valanga definita in 1.2.3.1, dipende linearmente da ΔV.

La probabilità di *afterpulsing* tipicamente vale qualche frazione percentuale a temperatura ambiente ed è costante fino a 120K. A basse temperature si attivano molti nuovi centri di intrappolamento (*doping center*) e P_{AP} può raggiungere valori molto elevati ($40\% \sim 50\%$) [3].

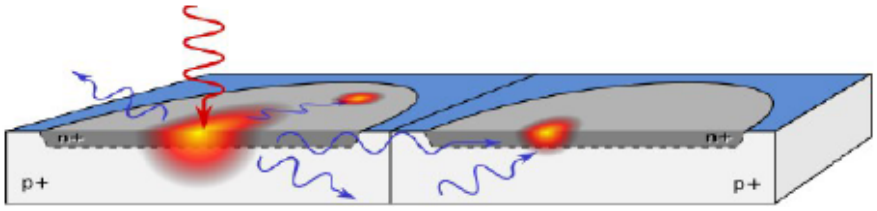
Cross-talk Durante una scarica si possono generare per luminescenza dei fotoni (rilassamento spontaneo nella banda di conduzione), la probabilità di emettere un fotone di energia superiore a $1.14eV$ è circa $3 \cdot 10^{-5}$ per portatore di carica [4]. I fotoni così generati possono indurre valanghe nelle celle vicine, si parla in questo caso di *cross talk*. Il *cross talk* dipende quadraticamente dalla tensione di *overvoltage* (gain $\propto \Delta V$, corrente durante una scarica $\propto \Delta V$) e dalla distanza tra le regioni ad elevato campo. Si può limitare il *cross talk* isolando otticamente le celle con del materiale opaco oppure operando a basse tensione di *overvoltage*. Può essere ridotto sotto il % in un largo range di tensione di bias.



(a) *Corrente di buio in funzione della temperatura. Componente termica (blu) e componente effetto tunnel (rosso)*



(b) *Spettro del ritardo dell'afterpulsing rispetto al segnale principale.*

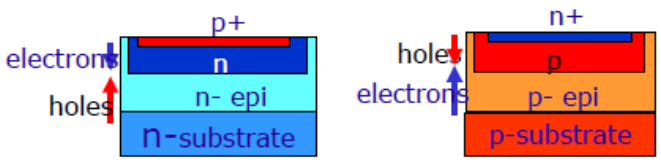


(c) *Rappresentazione schematica del cross talk.*

Figura 1.11: Fonti di rumore.

1.3 Fotorivelazione UV tramite SiPM

1.3.1 Struttura *n-su-p* e *p-su-n*



(a) *NUV (p-su-n).* (b) *RGB (n-su-p).*

Figura 1.12: Struttura della cella elementare di SiPM di tipo NUV e RGB.

I SiPM discussi fin'ora sono costituiti da celle di tipo *n-su-p* con una struttura simile a quella esposta in figura 1.4 a pagina 5. Come esposto in sezione 1.2.3.1, probabilità di triggering risulta elevata per fotoni poco energetici che convertono in profondità dato che la moltiplicazione a valanga viene innescata principalmente dagli elettroni. Dispositivi di questo tipo sono ottimizzati per lo spettro del visibile del visibile (per questo denominati *RGB*), dato che i fotoni in questo range convertono principalmente in profondità nello stato π.

È possibile aumentare l'efficienza di un SiPM nel range ultravioletto impiegando celle *p-su-n* (in figura 1.12 sono confrontate le due tipologie di celle). È stato osservato precedentemente (fig. 1.10) che la luce nel range dell UV converte principalmente nello stato superficiale, spesso *al di sopra* della giunzione p-n. In configurazione *p-su-n* le lacune vengono raccolte dal il contatto *p*, mentre gli elettroni, driftando verso il substrato *n*, attraversano la zona di elevato campo dando origine a moltiplicazione. L'efficienza è quindi migliore per i fotoni che convertono nello stato principale *sopra* la giunzione p-n e diminuita nel caso di conversioni in profondità nello strato π. Dispositivi con una struttura di tipo *p su n* sono anche chiamati *NUV* (*Near UV*). In figura 1.13 sono mostrate le differenze tra le curve di *PDE* per un SiPM NUV e uno RGB.
Lo studio dell'efficienza in queste due diverse configurazioni è uno dei contenuti principali di questa tesi.

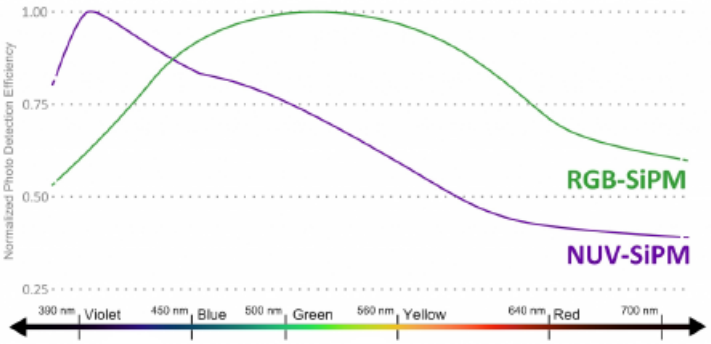


Figura 1.13: *PDE* attesa di SiPM di tipo NUV e RGB al variare della lunghezza d'onda.

1.3.2 Utilizzo dei SiPM nell'UV

Problemi nel Near Ultraviolet I fotomoltiplicatori al silicio RGB possono operare nello spettro del vicino ultravioletto anche se con efficienza ridotta. Come esposto in sez. 1.2.3.1 l'efficienza quantica nell'UV dei SiPM è ridotta a causa di fenomeni di ricombinazione superficiale, trasmittanza e bassa probabilità di triggering.

I SiPM NUV permettono di aumentare la probabilità di triggering nel range UV. È già stato discusso precedentemente che la configurazione *p-su-n* delle celle elementari permette alle coppie generate da fotoconversioni superficiali di effettuare moltiplicazione a valanga tramite gli elettroni invece che tramite le lacune.

1.3.2.1 Problemi nel Middle/Vacuum Ultraviolet

In queste regioni dello spettro ultravioletto la *PDE* tende a ridursi, questo è dovuto a seguenti motivi:

Strato epoxy La struttura a celle di un SiPM è molto delicata da maneggiare ed eventualmente da pulire, anche per il bonding superficiale presente nei comuni dispositivi. Uno strato di resina epossidica è applicato a quasi tutti i fotodispositivi a stato solido a fini protettivi. La resina epossidica è opaca alle lunghezze d'onda inferiori ai 300nm (fig. 1.14(a)).[5]

Bassa lunghezza di assorbimento silicio Il silicio ha una lunghezza di assorbimento media sotto il μm (fig. 1.14(b)) per fotoni dello spettro ultravioletto, che vengono quindi assorbiti molto superficialmente.

Strato nitruro Uno strato di nitruri di silicio (principalmente Si_3N_4) viene applicato nei normali processi di passivazione[3] come schermo UV. È noto che questi composti assorbono le lunghezze d'onda UV (fig. 1.14(c)-(d)), avendo una *band gap* ottica che varia tra i 2 e i 4 eV a seconda della composizione stechiometrica. [6].

Strato ossido Gli strati di ossido di silicio superficiale (principalmente SiO_2) assorbono (fig. 1.14(d)-(e)-(f)), e in parte riflettono, la luce UV avendo una *band gap* di circa 3 eV. [7]

Ulteriori problemi :

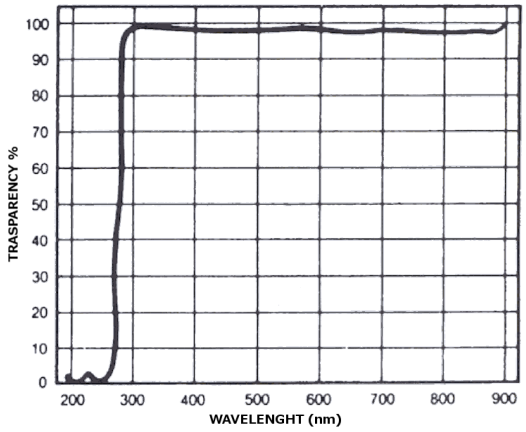
- Strato superficiale $p+$ insensibile ai fotoni MUV/VUV;
- alta riflessività del silicio per fotoni VUV;
- elevata probabilità ricombinazione superficiale.

1.3.2.2 Soluzioni per aumentare la sensibilità UV

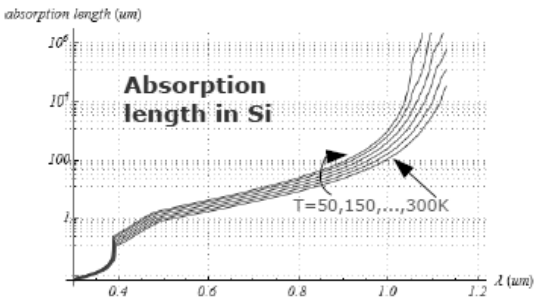
Per rendere sensibile i SiPM nello spettro UV si può agire in vari modi sullo stato superficiale:

- rimozione dello strato di resina protettiva;

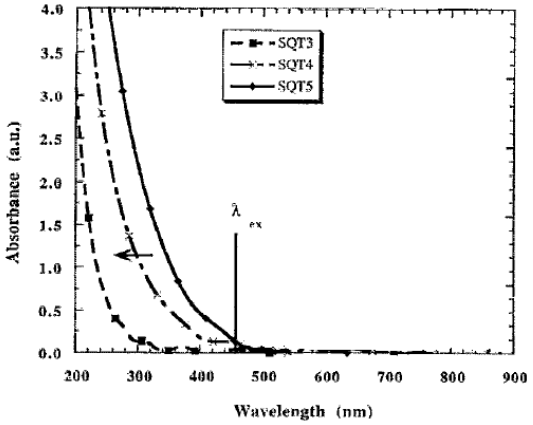
[3] Per *passivazione* si intende l'ossidazione controllata dello strato di silicio mediante ossidi e nitruri.



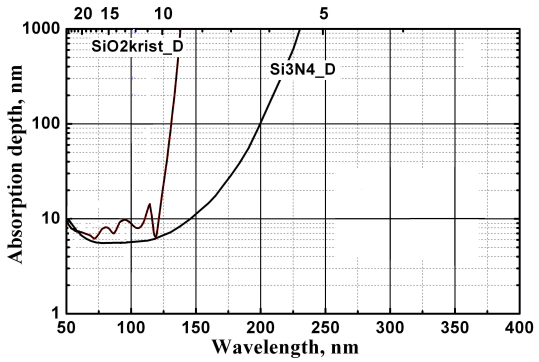
(a) *Trasparenza di resina* epoxy *utilizzata in dispositivi commerciali FBk.*



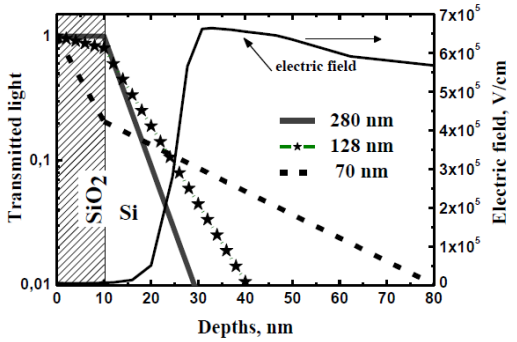
(b) *Lunghezza d'assorbimento del silicio.*



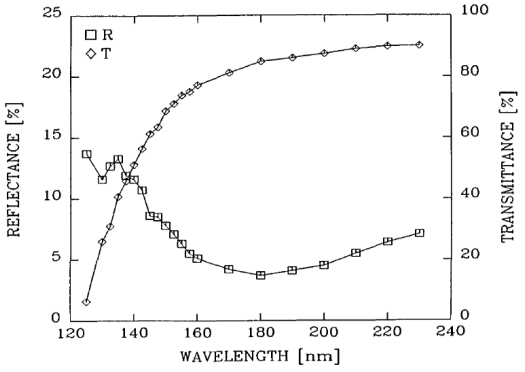
(c) *Assorbimento di luce in diversi tipi di nitruri di silicio.*



(d) *Profondità d'assorbimento di nitruro di silicio e diossio di silicio per luce UV.*



(e) *Esempio in dispositivi discussi in[7] di distribuzione del campo elettrico e assorbimento di fotoni UV.*



(f) *Coefficienti di trasmissione per ossido di silicio, spessore 51nm.*

Figura 1.14: Presentazione dei vari effetti che limitano l'efficienza dei SiPM nel regime ultravioletto.

- sfruttare le proprietà di segregazione dei droganti *tipo-n* (As, P) che permettono di sviluppare un campo elettrico intrinseco (detto campo di *built-in*) che si forma in corrispondenza dell'interfaccia SiO_2/Si. Tale campo riduce la probabilità di ricombinazione per portatori fotogenerati in tale regione. Tale fenomeno non si verifica nel caso della giunzione *p-su-n*, da questo punto di vista le giunzioni n^+*-su-p* presentano un vantaggio rispetto alle p^+*-su-n*. [8]
- ottimizzazione proprietà ottiche degli strati superficiali per migliorare la trasmissione ottica, con diverse soluzioni:
  - eliminazione nitruri di silicio (SI_3N_x) normalmente utilizzati, assieme agli ossidi, per *passivare* il silicio attivo;
  - ridurre il più possibile (fino a qualche decina di nanometri) lo spessore degli ossidi SiO_2 di silicio.[4]
- realizzare giunzioni p-n più superficiali possibili (ma il profilo della regione di campo elettrico elevato non deve essere necessariamente stretto);

Il lavoro principale di questa tesi consiste nello studiare le soluzioni proposte e valutarne l'efficacia nei prototipi FBK.

[4]Spessori di ossidi inferiori a 10nm possono rendere i dispositivi instabili, facilitando l'accumulazione di cariche in superficie.

CAPITOLO 2

L'apparato sperimentale

Il lavoro di tesi è consistito in una serie di test atti a misurare la risposta di vari prototipi di fotomoltiplicatori al silicio prodotti dalla Fondazione Bruno Kessler nel range del lontano ultravioletto. Le misure di efficienza di fotorivelazione (PDE) sono stati svolte presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL).

L'apparato sperimentale usato è mostrato schematicamente in figura 2.1 nella pagina seguente, e consiste in:

1. la sorgente,
2. il monocromatore a reticolo,
3. i fototubi moltiplicatori calibrati,
4. il fotorivelatore campione da studiare,
5. il sistema di acquisizione.

La sorgente Come sorgente è stata utilizzata una lampada alogena al deuterio,alimentata in continua a corrente costante, munita di una finestra di MgF_2[1] prodotta da HAMAMATSU. Lo spettro tipico di una lampada al deuterio è mostrato in figura 2.4 a pagina 19. La lampada ha un'emissione che varia nel tempo, per esempio ha un tempo di dimezzamento dell'efficienza luminosa di circa 10 ore. Dato che le sessioni di prese dati durano svariate ore si rende necessario l'utilizzo di un fotorivelatore che funge da normalizzatore nel tempo.

È stata inoltre utilizzata una lampada al Mercurio per la calibrazione del monocromatore.

[1] Il MgF_2 è un materiale trasparente fino all'ultravioletto spinto, tutte le finestre e i *coating* degli specchi e del reticolo sono composti da questo materiale.

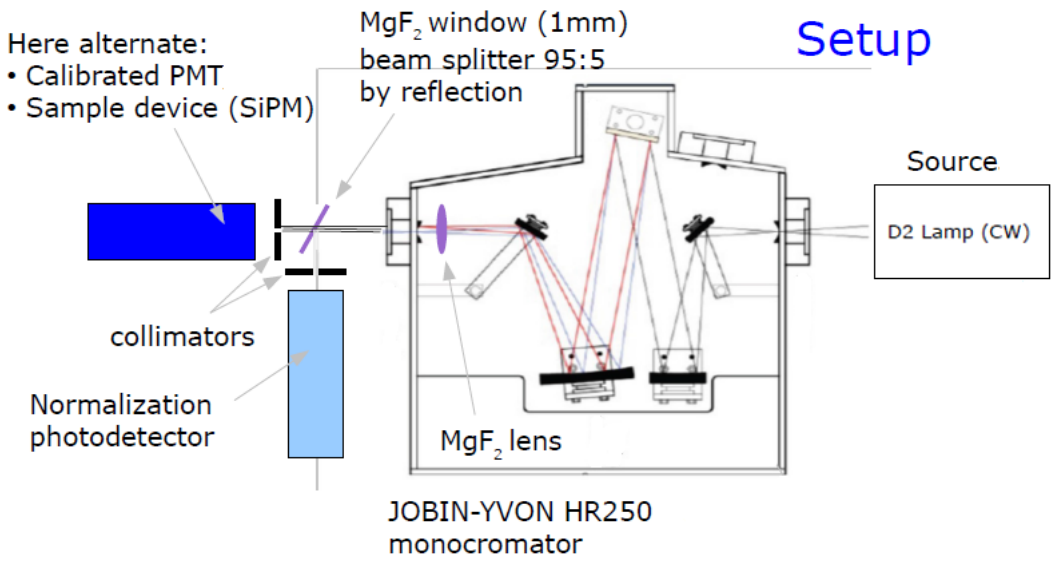


Figura 2.1: Rappresentazione schematica del setup sperimentale.

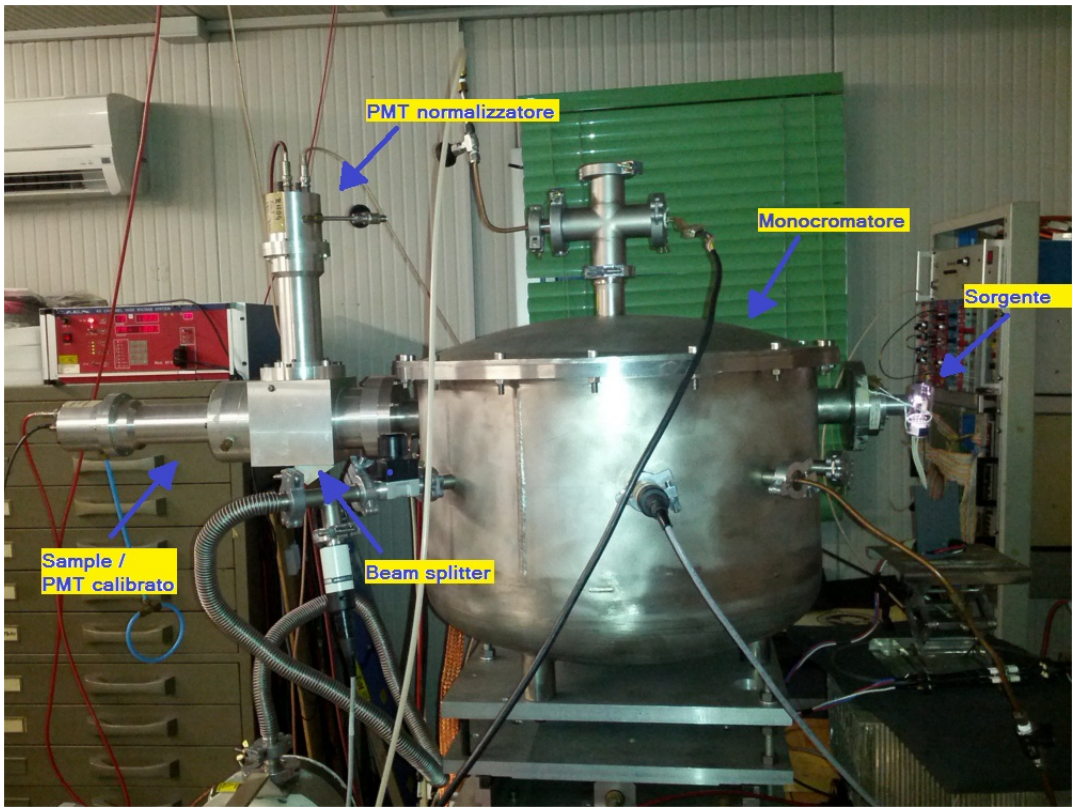


Figura 2.2: Setup sperimentale utilizzato, il monocromatore si trova all'interno del *vessel* ermetico.

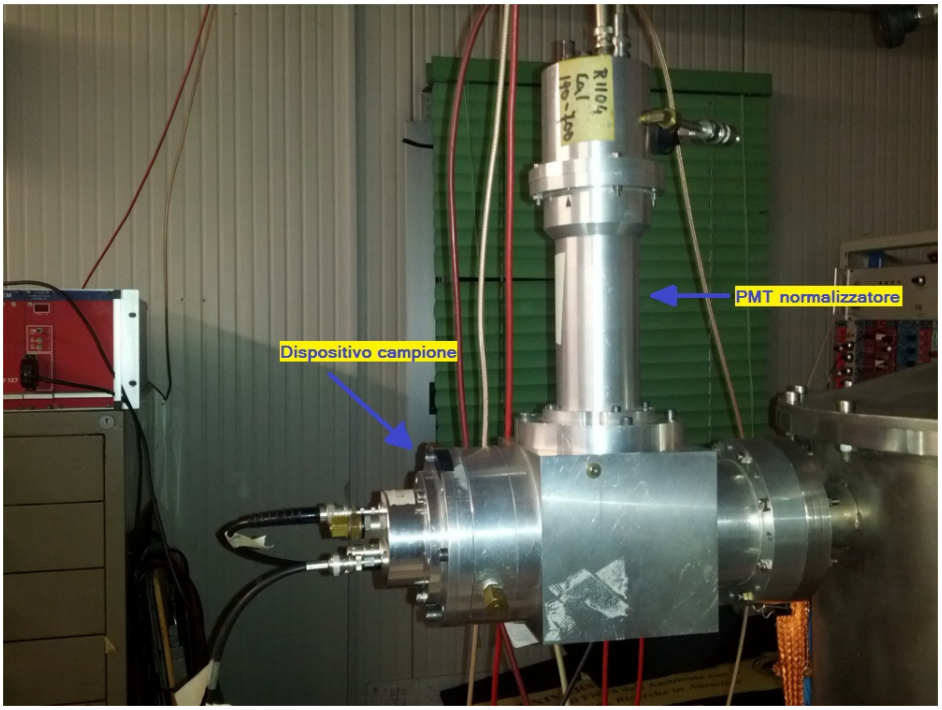


Figura 2.3: Apparato in configurazione per misura con SiPM.

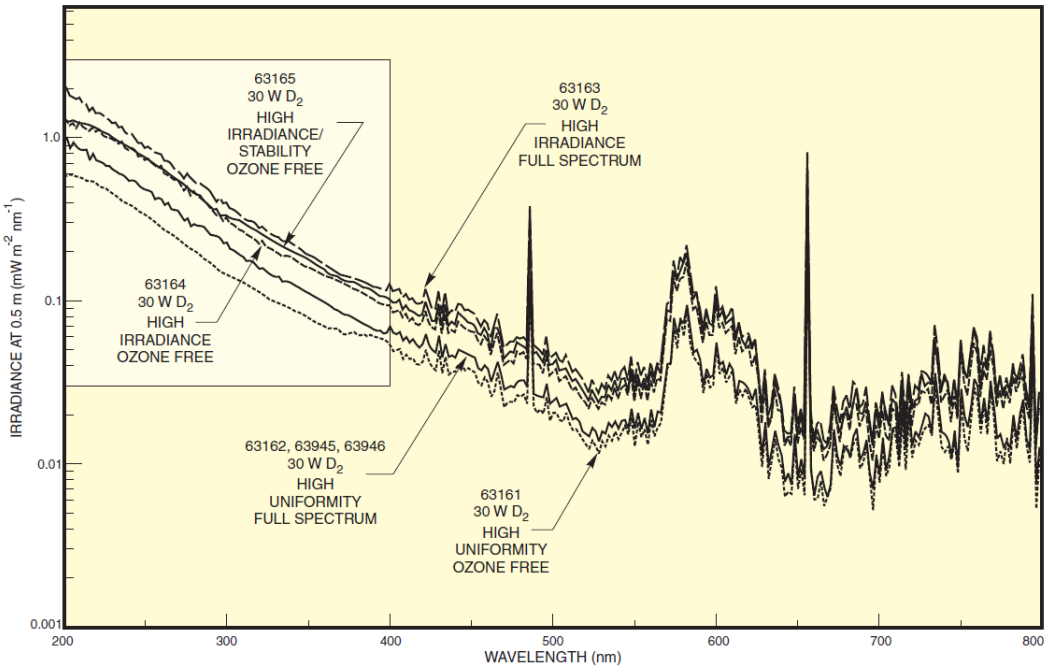


Figura 2.4: Spettro d'intensità di tipiche lampade al deuterio.

2.1 Il monocromatrore a reticolo

Per analizzare l'efficienza in funzione della lunghezza d'onda è stato utilizzato un monocromatore HR 250 prodotto da JOBIN-YVON. Il monocromatore è strutturato come in figura 2.1 a pagina 18: una fenditura fa entrare il fascio luminoso proveniente dalla sorgente, il fascio viene poi collimato da un sistema di specchi su un reticolo a diffrazione. Ruotando il reticolo si può selezionare una data lunghezza d'onda sul secondo specchio che provvederà a rifletterla sullo specchio finale. Il fascio viene poi focalizzato da una lente di MgF_2 su una finestra di MgF_2 semiriflettente che fungerà da *beam splitter*. Lo splitter ha il compito di dividere il fascio tra l'uscita dove verranno alternati campione e PMT calibrato, e l'uscita dove è montato il PMT normalizzatore. Lo *splitting* avviene in proporzioni di circa 95:5 in modo da massimizzare il fascio luminoso sul campione. Il monocromatore ha un range spettrale d'utilizzo che spazia da 140 nm a 4 μ a seconda del tipo di reticolo utilizzato[2], una risoluzione di 0.1 nm a 500 nm e una lunghezza focale di 245.761 mm. Il reticolo, utilizzato per le misure in questa tesi, ha una densità di 1200 righe al millimetro ed é mosso ma un motore a step in grado spostare la selezione con precisione di 0.1 Å. L'apparato è situato all'interno di un contenitore ermetico (vedi fig. 2.2 a pagina 18) dove è possibile fare il vuoto.

2.1.1 Cenni di spettroscopia a reticolo

La luce monocromatica ha una larghezza spettrale *infinitamente stretta.* Buone sorgenti approssimativamente monocromatiche sono laser o lampade di calibrazione. Uno spettro continuo ha una larghezza spettrale finita, in principio tutte le lunghezze d'onda all'interno del range dovrebbero essere presenti, in pratica uno spettro continuo è l'unione di più segmenti di spettro.

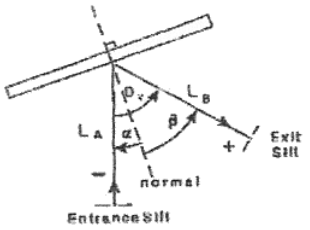


Figura 2.5: Configurazione di un monocromatore.

Leggi fondamentali La più fondamentale equazione di un reticolo è data da:

$$\sin\alpha + \sin\beta = 10^{-6} \cdot k \cdot n \cdot \lambda \tag{2.1}$$

dove α è l'angolo d'incidenza, β l'angolo di diffrazione, n la densità di fenditure in *fend/mm*, k l'ordine di diffrazione e λ la lunghezza d'onda nel vuoto in nanometri. Noi faremo l'assunzione che l'indice di rifrazione dell'aria $\mu_{\text{aria}} = 1$, quindi $\lambda_{\text{aria}} = \lambda$. Dato che la posizione delle fenditure d'ingresso e d'uscita della maggior parte dei monocromatori sono fisse definiamo l'angolo $D_{\text{v}} = \beta - \alpha$ costate. Data una lunghezza d'onda e conoscendo D_{v} si possono determinare α e β riscrivendo l'equazione 2.1 come:

$$10^{-6} \cdot kn\lambda = 2\sin(\frac{\beta+\alpha}{2})\cos(\frac{\beta-\alpha}{2}) \tag{2.2}$$

[2]Il nostro non si rivelerà in grado di scendere oltre i 185 nm.

Potere risolvente Il potere risolvente è teoricamente definito come la quantità adimensionale $R = \lambda/d\lambda$, dove $d\lambda$ è la differenza tra due linee spettrali di uguale intensità. La risoluzione è quindi l'abilità di uno strumento di separare due linee spettrali adiacenti. Due picchi sono considerati *ben risolti* se la distanza tra di essi è almeno tale che il massimo di uno cade nel minimo dell'altro. Questo è chiamato *criterio di Rayleigh* (fig. 2.6). Puè essere dimostrata la

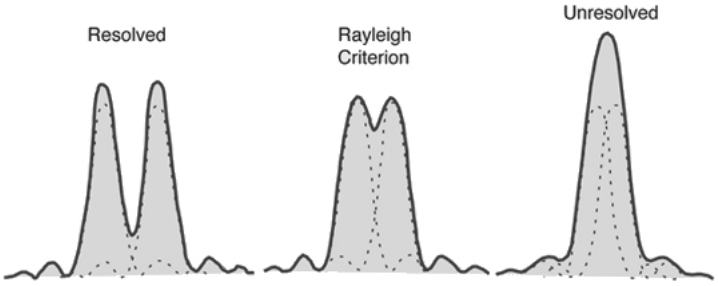


Figura 2.6: Criterio di Rayleight per la risoluzione.

seguente relazione:

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = knW_{\mathrm{g}} = kN, \tag{2.3}$$

dove λ è la la lungheza d'onda centrale della linea spettrale da risolvere, $\mathrm{W_g}$ la larghezza della zona del reticolo illuminata e N il numero totale di fenditure nel reticolo. Per fornire un esempio numerico consideriamo un reticolo, usato al primo ordine, con densità di fenditure pari a 1200 fend/mm e una larghezza di 110 mm. Un reticolo con queste caratteristiche ha, teoricamente un potere risolvente pari a $R = 1200 \times 110 = 132000$, e quindi a 500nm può separare due lunghezze d'onda che differiscono di $d\lambda = 500/132000 = 0.0038nm$.

In uno strumento reale la geometria è fissata dall'equazione 2.1, risolvendo per k si ottiene:

$$k = \frac{\sin\alpha + \sin\beta}{10^{-6} \cdot n\lambda}. \tag{2.4}$$

Sostituendo 2.4 e $N = W_{\mathrm{g}} \cdot n$ in 2.3 il potere risolvete si può quindi esprimere come:

$$R = \frac{W_{\mathrm{g}}(\sin\alpha + \sin\beta)}{10^{-6} \cdot \lambda}. \tag{2.5}$$

Il potere risolvente di un reticolo reale è, di conseguenza, dipendete dalla larghezza del reticolo, dalla lunghezza d'onda centrale che deve essere risolta e dalla geometria d'uso.

Ordini superiori La figura 2.7 nella pagina successiva mostra uno spettro al primo ordine tra 200 e 1000 nm. Dall'equazione 2.1, fissando α, β e n si ottiene

$$k \cdot \lambda = \text{costante}, \tag{2.6}$$

quindi all'ordine k doppio si trova λ dimezzata. Per esempio, se consideriamo una sorgente luminosa che emette uno spettro continuo da 20 nm a 1000 nm, alla posizione fisica del primo ordine pari a 600 nm si troveranno anche lunghezza d'onda di 300, 200 e 150 nm, seppur in intensità sempre decrescente.

Per stimare correttamente l'efficienza quantica di un fotorivelatore è fondamentale comprendere in che quantità gli ordini di diffrazione superiori al primo sono presenti quando viene selezionata una data lunghezza d'onda. Gli ordini superiori possono essere eliminati usando un filtro ottico passa-alto, nel nostro caso essi sono presenti solo nel range del visibile, le lunghezze d'onda inferiori a $\lambda_{\text{abs_aria}}$=180nm sono infatti assorbite dall'aria. A meno di operare in vuoto o in N_2, si rivela unicamente il primo ordine di diffrazione fino ad una lunghezza d'onda pari a $2 \cdot \lambda_{\text{abs_aria}}$=360nm. I contributi d'ordine superiore al primo, nel caso del nostro apparato strumentale, sono stati, in parte, oggetto di studio di questa tesi.

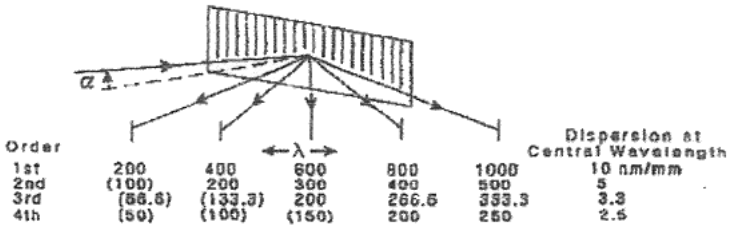


Figura 2.7: Dispersione delle lunghezza d'onda dei primi quattro ordini di diffrazione.

Efficienza di un reticolo di diffrazione L'efficienza assoluta di un reticolo si misura come il rapporto percentuale dell'intensità in ingresso su quella d'uscita. L'efficienza per gli ordini successivi segue, in forma, la curva di efficienza del primo ordine. L'efficienza massima degli ordini successivi diminuisce quando l'ordine aumenta. In figura 2.8 è riportata la curva d'efficienza del monocromatore utilizzato.

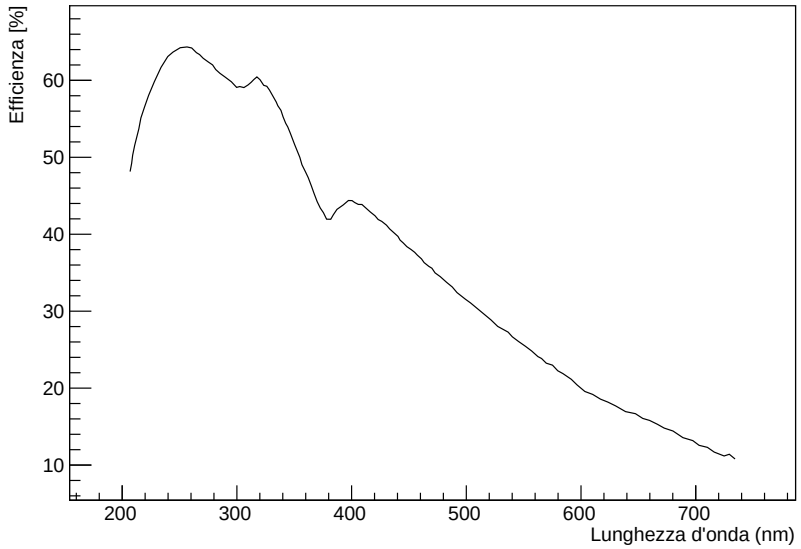


Figura 2.8: Curva d'efficienza del monocromatore HR 250.

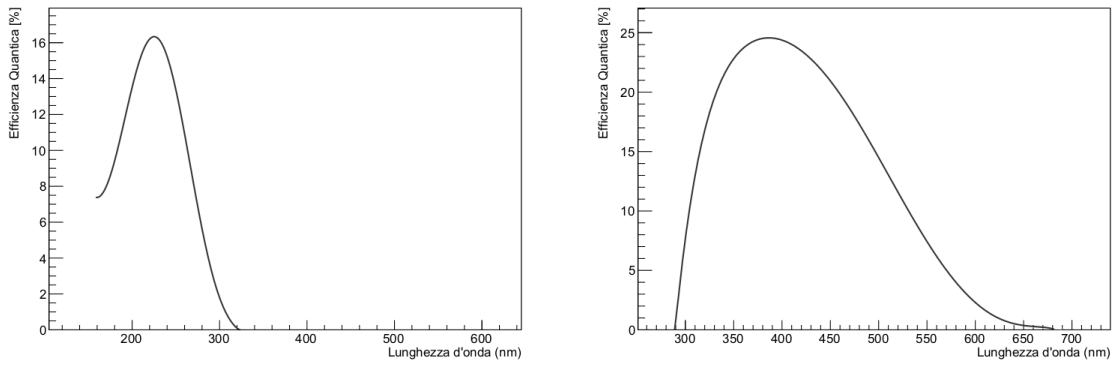
2.2 I PMT calibrati

Sono stati utilizzati tre fototubi moltiplicatori HAMAMATSU calibrati:

R1104 il PMT utilizzato con il più ampio spettro di efficienza (range 200nm∼800nm, picco efficienza a 420nm) e per questo è stato utilizzato come normalizzatore su tutto lo spettro di test. Il compito del normalizzatore è monitorare la variazione d'intensità della lampada nel tempo e in modo da poter introdurre un termine correttivo nel calcolo dell'efficienza quantica. Questo fototubo non è mai stato rimosso per tutto il periodo delle misure. È stato alimentato per tutte le misure a 1000V ($G = 2 \cdot 10^7$)

R1080 È un PMT per utilizzo ultravioletto spinto (range 120nm∼320nm, picco efficienza 240nm) ed è stato utilizzato come PMT di calibrazione per $\lambda < 300nm$. Data l'elevata QE nel range UV, nulla invece nel range del visibile, questo fototubo è particolarmente sensibile ai contributi di second'ordine di diffrazione del monocromatore. In figura 2.9 è riportata la curva di efficienza quantica del PMT. È stato alimentato per tutte le misure a 1000V ($G = 5 \cdot 10^5$).

R7195 È un PMT per utilizzo nel visibile e vicino ultravioletto (range 290nm∼700nm, picco di efficienza a 420nm). È stato utilizzato come fototubo di calibrazione per $\lambda > 300nm$. Per le grandi dimensioni del fotocatodo, dopo essere esposto alla luce diretta (anche se non alimentato) il dispositivo richiede di esser lasciato termalizzare al buio per qualche decina di minuti (il rumore di buio si dimezza dopo 5 minuti di riposo e si attesta al valore minimo dopo 20). In figura 2.9 è riportata la curva di efficienza quantica del PMT. È stato alimentato per tutte le misure a 1800V ($G = 10^7$).
I fototubi di calibrazione sono sempre posti nella stessa condizione sperimentale di illuminazione da parte del fascio uscente dal monocromatore in cui è stato posto il campione da esaminare.



(a) *Curva QE del PMT R1080.* (b) *Curva QE del PMT R7195.*

Figura 2.9: Curve di efficienza quantica dei fototubi di calibrazione.

2.3 Fotorivelatori a stato solido studiati

SiPM Nella tabella 2.1 sottostante sono riportati i fotorivelatori studiati ed evidenziate le caratteristiche rilevanti del loro funzionamento nel regime UV. A meno di dove esplicitamente indicato diversamente, tutti i dispositivi sono prodotti dalla Fondazione Bruno Kessler.

Tabella 2.1: Caratteristiche costruttive dei prototipi SiPM studiati.

Denominazione	**Tipologia**	**Strato superficiale**	**Dimensioni**
SiPM RGB0	n-su-p	Senza epoxy	1×1 mm^2
SiPM RGB0bis	n-su-p	Senza epoxy	1×1 mm^2
SiPM RGB1	n-su-p *old type*	Senza epoxy con nitruro	1×1 mm^2
SiPM RGB2	n-su-p *old type*	Senza epoxy	1×1 mm^2
SiPM NUV0	p-su-n	Senza epoxy	3×3 mm^2
SiPM NUV1	p-su-n	Epoxy con *PtP*	3×3 mm^2
SiPM NUV2	p-su-n	Epoxy	3×3 mm^2

La struttura dei diversi dispositivi si differenzia in base alla strutture *n-su-p* o *p-su-n* e al periodo di produzione:

- old type, possiedono una regione di campo elevato concentrata e una giunzione più profonda;
- recente (non specificato in tabella), possiedono una regione di campo elevato estesa[3] e una giunzione leggermente più superficiale, dovrebbero in oltre presentare uno strato di ossido più sottile rispetto alle vecchie generazioni (old type);

Gli strati superficiali dei diversi dispositivi si differenziano per:

- presenza o meno dello strato di resina *epoxy* protettiva;
- applicazione di uno strato di*p*-terphenyl (200μg/cm^2), che funge da *wavelength shifter*;
- presenza o meno dello strato di nitruro di silicio;

Il SiPM RGB0bis è un SiPM con le stesse caratteristiche costruttive del SiPM RGB0. È stato studiato per verificare la costanza delle proprietà con lo stesso metodo produttivo.

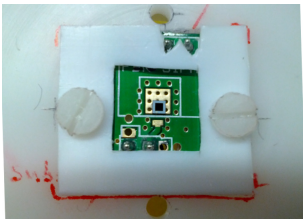
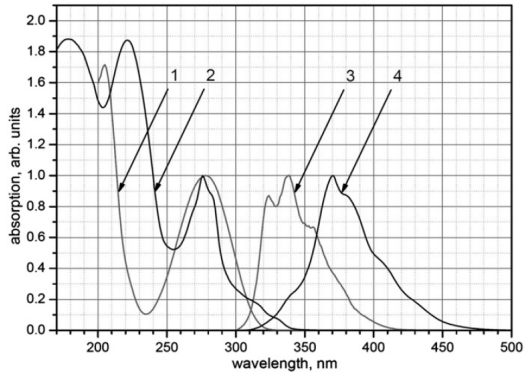


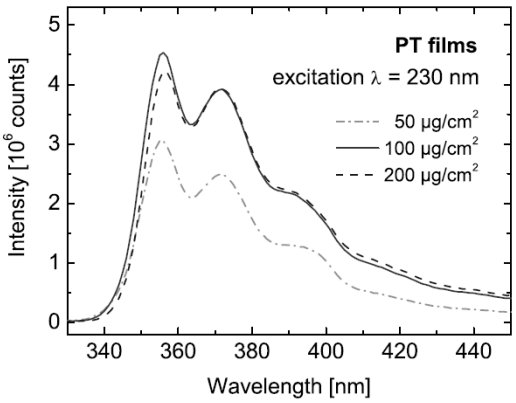
Figura 2.10: SiPM FBK con basetta montato nel supporto per le misure.

[3]Il campo elevato medio è più distribuito ed il dispositivo risulta meno rumoroso.

Wavelength shifter Un *wavelenght shifter* è un materiale fluorescente che assorbe radiazione elettromagnetica ad una certa lunghezza d'onda (nel nostro caso MUV/NUV) e la riemette ad una frequenza minore (nel nostro caso NUV). Il SiPM NUV2 presenta uno strato di *p*-terphenyl le cui curve di assorbimento/emissione sono riportate in figura 2.11.



(a) *Spettro di assorbimento ed emissione di* p-*terphenyl. 1-* p-*terphenyl in solvente, assorbimento. 2-* p-*terphenyl policristallino, assorbimento. 3-*p-*terphenyl in solvente, emissione. 4-*p-*terphenyl policristallino, emissione.*



(b) *Spettro di fotoluminescenza per film di PtP di diversi spessori. La lunghezza d'onda eccitante è 230nm*

Figura 2.11

Sono stati inoltre studiati a fine comparativo i seguenti dispositivi:

- un SiPM NUV prodotto da HAMAMATSU (abbreviato HPK) senza *epoxy*,[4]
- un fotodiodo W5-D13, in regime fotovoltaico, appartenente allo stesso *wafer*[5] del SiPM RGB0 per misurare QE indipendentemente dalla probabilità di triggering.

2.4 Sistema d'acquisizione

La misura della PDE (discussa nel prossimo capitolo) è stata effettuata con il metodo *in continua* ovvero attraverso la lettura delle correnti dei fotorivelatori illuminati da lampada in corrente continua.
Le correnti dei rivelatori sono state misurate attraverso amplificatori in transimpedenza e campionate a 20bit. I campioni invece richiedono uno strumento di lettura molto più preciso, a causa dell'inferiore guadagno con cui vengono fatti lavorare e per il più elevato rumore di buio. La lettura della corrente è fatta da un'unità Source-Meter della Keythley (mod. 6787), il segnale analogico di uscita verrà anch'esso letto dal sistema di acquisizione. Nel caso dei PMT la

[4] La versione commerciale, con *epoxy*, è tra i fotorivelatori al silicio più utilizzati attualmente.
[5] In microelettronica i circuiti integrati vengono costruiti su di una sottile fetta di materiale semiconduttore (*wafer*) attraverso processi di drogaggio, incisione fotolitografica e deposizione di strati sottili di materiali conduttori, semiconduttori e isolanti.

misura è stata fatta da moduli della JOBIN-YVON. In genere l'ordine di grandezza delle correnti con cui si lavora varia tra pA e nA a seconda dei rivelatori e del regime di funzionamento.

CAPITOLO 3

Misure ed analisi dati

Il lavoro di questa tesi consiste principalmente nella misura delle curve di *PDE* dei dispositivi studiati, nello spettro UV-Visibile, con particolare riguardo alla forma di tali curve (più che alla PDE assoluta). In questo capitolo vengono discusse le metodologie di misura e di analisi sia nella fase preparatoria sia nella misura della PDE dei fotorivelatori da indagare.

3.1 Verifiche e test preparatori

Prima di iniziare le misure con i fotomoltiplicatori al silicio l'apparato è stato testato con vari fototubi moltiplicatori, al fine di comprenderne l'efficienza e i limiti. Sono stati effettuati anche dei test di vuoto atti a determinare l'eventuale aumento d'intensità di luce VUV ai rivelatori in questa configurazione. È stato constatato a λ=180nm il limite inferiore del monocromatore. Questo limite è stato attribuito, dopo vari test, al reticolo del monocromatore; dato che questo limite è superiore alle lunghezze d'onda tipicamente assorbite dall'aria non si è ritenuto necessario lavorare in vuoto o in N_2.

Successivamente sono state costruite le *curve tensione corrente* (I-V) per i dispositivi studiati. Da queste curve è stata estrapolata la tensione di *breakdown* V_{bd} per ogni fotorivelatore, conoscere V_{bd} è fondamentale per poter alimentare i dispositivi con una tensione di *overbias* $\Delta V = V_{\mathrm{bias}} - V_{\mathrm{bd}}$ adeguata. Nelle misure di PDE in corrente, come quelle effettuate in questo lavoro, per minimizzare gli effetti dovuti al rumore di buio, afterpulsing e cross talk, ma al contempo ottenere una buona amplificazione, un SiPM normalmente viene alimentato con una bassa tensione di *overvoltage* al più di 2 Volt. Il guadagno dei nostri dispositivi in tali condizioni è di circa 10^6.

3.1.1 Caratterizzazione dei dispositivi: curve tensione-corrente

Al fine di stimare correttamente la tensione di *breakdown* e di caratterizzare ogni dispositivo, sono state costruite le *curve tensione corrente* di tutti i dispositivi studiati. In figura 1.5 a pagina 6 era stata mostrata una tipica curva di tensione di un fotodiodo.

I dispositivi sono stato montati sul supporto, che poi è stato otticamente oscurato in modo da evitare qualsiasi processo di fotorivelazione. I singoli dispositivi sono stati poi alimentati con

un generatore di tensione KEITHLEY 6787, strumento che funge anche da picoamperometro per le misurazioni di corrente.

Una curva I-V di un fotodiodo può essere modellizzata, in un intervallo di diversi volt attorno a V_{br} dalla seguente legge:

$$I = \begin{cases} I_0 + V/R_1, & \text{se } V < V_{bd}, \\ I_0 + V/R_1 + (V - V_{bd})^2/R_2^2, & \text{se } V > V_{bd}. \end{cases} \tag{3.1}$$

dove:

- I è la corrente di buio prodotta dal diodo,
- V è la tensione di *bias*,
- I_0 è la corrente intrinseca del fotodiodo a $V = 0$,
- R_1 e R_2 sono due parametri liberi che hanno le dimensioni di una resistenza per esigenze dimensionali,
- V_{bd} è la tensione di *breakdown* da stimare.

Si noti la dipendenza quadratica della corrente rispetto alla tensione di *overvoltage*, la corrente infatti è proporzionale al prodotto tra il guadagno e il numero medio di conteggi di buio al secondo (*Dark Count Rate*). Entrambi questi termini sono lineari in ΔV, da cui deriva la dipendenza quadratica della corrente.

Per stimare V_{bd} è stata quindi interpolata una funzionel del tipo 3.1 tramite il software ROOT, nello specifico è stata usata una funzione gradino di Heaviside centrata in V_{bd} moltiplicata per la componente quadratica.[1] Il modello interpolato è quindi il seguente:

$$m_0 + m_1 \cdot x + \theta(x - m_2) \cdot m_3 \cdot (x - m_2)^2 \,, \tag{3.2}$$

dove il parametro m_2 è naturalmente V_{bd}, che vogliamo andare a stimare, e $\theta(x-m_2)$ è la funzione gradino di Heaviside centrata in m_2. Con i dovuti valori iniziali dei parametri e condizioni al contorno il software si è dimostrato in grado di stimare correttamente V_{bd} (in figura 3.1 nella pagina successiva è riportato un esempio). In tabella 3.1 a fronte sono riportati i risultati. La tensione di *breakdown* dipende fortemente dal drogaggio del fotodiodo, si noti quindi come processi di produzione differenti tra i SiPM FBK e i SiPM HPK corrispondono a tensioni di *breakdown* molto diverse.

3.2 Misure di PDE

3.2.1 Strategia generale

Al fine di poter costruire correttamente la curva di *PDE* è fondamentale confrontare il campione con un dispositivo calibrato la cui efficienza quantica è nota. La *PDE* del campione vale quindi, a meno di un termine costante pari al rapporto tra il guadagno del calibrato e quello del campione:

$$PDE_{\text{sample}}(\lambda) = PDE_{\text{cal}}(\lambda)\, \frac{I_{\text{sample}}(\lambda)}{I_{\text{cal}}(\lambda)} \,, \tag{3.3}$$

[1] Si ricorda che la funzione gradino di Heaviside è una funzione discontinua che ha valore zero per argomenti negativi e uno per argomenti negativi.

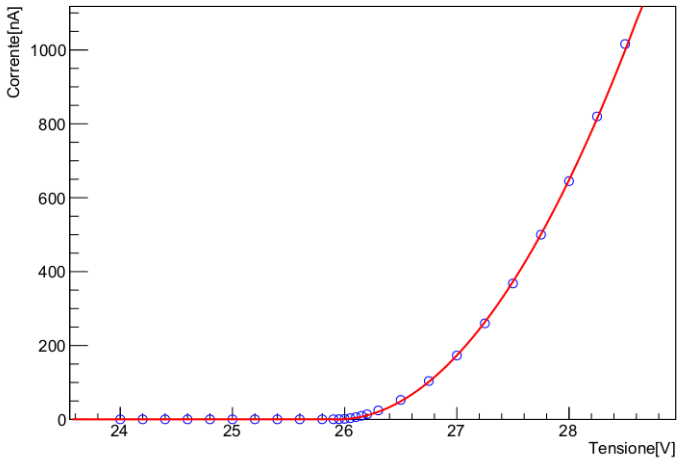


Figura 3.1: Curva tensione corrente del SiPM RGB0 (V_{bd}=25.89V) con fit modello 3.2.

Tabella 3.1: Tensione di breakdown dei dispositivi studiati.

Dispositivo	V_{bd}[V]
SiPM RGB0	25.89±0.01
SiPM RGB0bis	25.89±0.01
SiPM RGB1	28.90±0.01
SiPM RGB2	34.60±0.01
SiPM NUV0	25.75±0.01
SiPM NUV1	25.77±0.01
SiPM NUV2	25.78±0.01
SiPM HPK	69.80±0.01

dove con I si indica la corrente prodotta dal fotorivelatore indicato dal pedice ad una data lunghezza d'onda, nell'intervallo di misurazione. Al fine di riprodurre le stesse condizioni sperimentali per il fototubo calibrato non è possibile misurare I_{sample} e I_{cal} contemporaneamente. I fototubi calibrati infatti vanno posti esattamente nella stessa condizione e del campione, quindi nella stessa *uscita* del monocromatore. Risulta quindi fondamentale monitorare la variazione di intensità della lampada nel tempo[2] in modo da poter introdurre un termine correttivo nel calcolo della *PDE* del campione. Questo è ottenuto tramite l'uso del fototubo normalizzatore: in ogni singola sessione di acquisizione altre a misurare la risposta del campione (o del calibrato) si acquisisce anche la corrente prodotta dal normalizzatore, che riceve una frazione del fascio luminoso tramite un *beam splitter* (si ricorda la geometria dell'apparato strumentale schematizzato in figura 2.1 a pagina 18).

[2]Si ricorda che la lampada al deuterio utilizzata ha un tempo di dimezzamento dell'efficienza di circa 10h, una sessione di presa dati può durare anche diverse ore, l'efficienza può quindi calare in maniera significativa anche durante una singola giornata.

Possiamo ora effettuare un *doppio rapporto* tra le acquisizioni di calibrazione e quelle del campione, l'equazione 3.3 diventa quindi:

$$PDE_{\text{sample}} = \frac{I_{\text{sample}}}{I_{\text{PMT_norm}}} \frac{I_{\text{PMT_norm_cal}}}{I_{\text{PMT_cal}}} \frac{\text{Gain}_{\text{PMT_cal}}}{\text{Gain}_{\text{sample}}} PDE_{\text{PMT_cal}} \,, \quad (3.4)$$

tutto misurato ad una data lunghezza d'onda, dove i pedici sono così definiti:

- *sample*: campione;
- *PMT_norm*: normalizzatore acquisito insieme al campione;
- *PMT_norm_cal*: normalizzatore acquisito insieme al calibrato;
- *PMT_cal*: dispositivo di calibrazione.

Il rapporto tra $I_{\text{PMT_norm_cal}}$ e $I_{\text{PMT_norm}}$ normalizza il calcolo dell'efficienza quantica sulla variazione dell'intensità della lampada tra l'acquisizione del campione e quella dei dispositivi di calibrazione.

3.2.2 Parametri acquisizione misure

I fototubi calibrati sono amplificati a transipedenza e letti direttamente dall'apparato d'acquisizione. Il guadagno degli amplificatori lineari viene impostato da terminale ad ogni acquisizione in modo da non avere *overflow* sull'acquisizione, il gain impostato viene registrato nel file di output e automaticamente computato dal programma di analisi. Nell'equazione 3.4 ogni I è quindi già considerata scalata di un fattore $1/Gain_{\text{ampli}}$.

A meno di indicazioni diverse tutte le acquisizioni si sono svolte con i seguenti parametri:

Parametro	Valore
Range di scansione	150.00nm - 600.00nm
Passo di scansione	2.00nm
Amplif. normalizzatore	10^2
Amplif. campione/calibrato	Deciso di volta in volta
Nr. loop[a]	1
Attesa tra misure	1s

[a] Paramametro che indica quante misure (ripetute) vengono registrate durante un'acquisizione.

Normalizzatore Come esposto in sezione 2.2 come normalizzatore è stato usato il PMT R1104, il fototubo non è mai stato rimosso dall'apparato e alimentato in tutte le acquisizioni a 1000V. Una misura tipica d'intensità si può vedere in figura 3.2 a fronte.

Calibrazioni Come esposto in sezione 2.2 sono stati utilizzati due PMT come dispositivi di calibrazione: il PMT R1080 e il PMT R7195. È stato acquisito un file di calibrazione per ogni sessione di acquisizione dati, tipicamente all'inizio della tale dato che il PMT R7195 usualmente veniva lasciato termalizzare durante le ore notturne. I fototubi sono stati sempre alimentati rispettivamente a 1000V e 1800V da un generatore di alta tensione In figura 3.3 a pagina 32 si

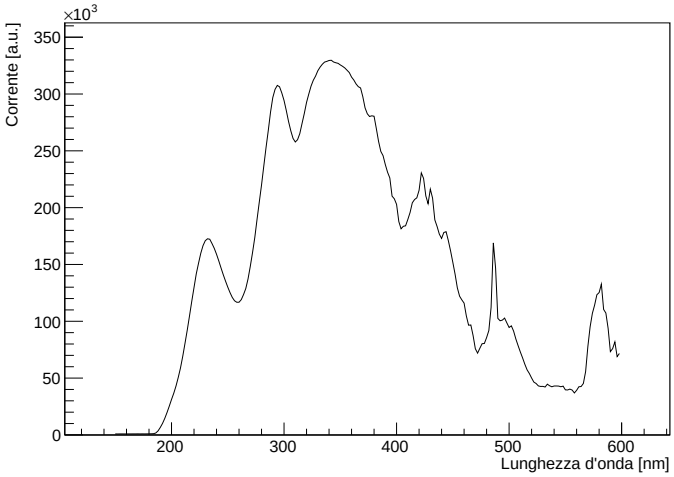


Figura 3.2: Esempio di misura con PMT normalizzatore R1104.

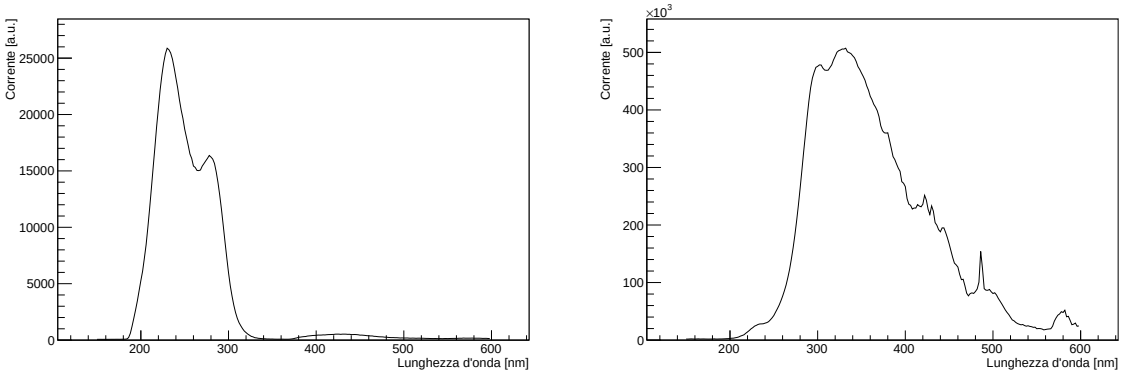
possono osservare due acquisizioni di esempio. A differenza che per le analisi, nei grafici presentati non è stata eseguita nessuna sottrazione di fondo, si noti il bassissimo rumore dei fototubi. Si noti inoltre che R1080 sembra rispondere anche nella zona del visibile, anche se in questo ha una QE, pari a zero: questo è il contributo del second'ordine di diffrazione del reticolo, discusso in sezione 2.1.1.

Raccolta dati campioni I dispositivi sono stati alimentati a diverse tensione di bias da un generatore di tensione KEITHLEY 6787[3], le tensioni di overvoltage $\Delta V = V_{\text{bias}} - V_{\text{bd}}$ sono riportate in tabella:

Dispositivo	ΔV [V]
SiPM RGB0	1.36
SiPM RGB0BIS	1.36
SiPM RGB1	2.50
SiPM RGB2	2.50
SiPM NUV0	1.50
SiPM NUV1	1.23
SiPM NUV2	1.22
SiPM HPK	1.00

L'amplificazione è stata scelta di volta in volta al fine di massimizzare la scala di lettura, evitando *overflow*. Per tutti i dispositivi è stato utilizzato un collimatore da 1mm, tranne per le misure con il diodo W5_D13 per cui è stato utilizzato un collimatore da 3mm per massimizzare l'intensità del fascio sul dispositivo. In figura 3.4 nella pagina seguente è riportata una misura *grezza*[4] di un SiPM campione. Si noti l'offset della scala delle ordinat: il segnale di un SiPM è una piccola variazione (meno del 10%) su un fondo molto elevato costituito dalla corrente di

[3]Lo stesso strumento che funge anche da picoamperometro di acquisizione.
[4]Senza manipolazioni di alcun tipo.

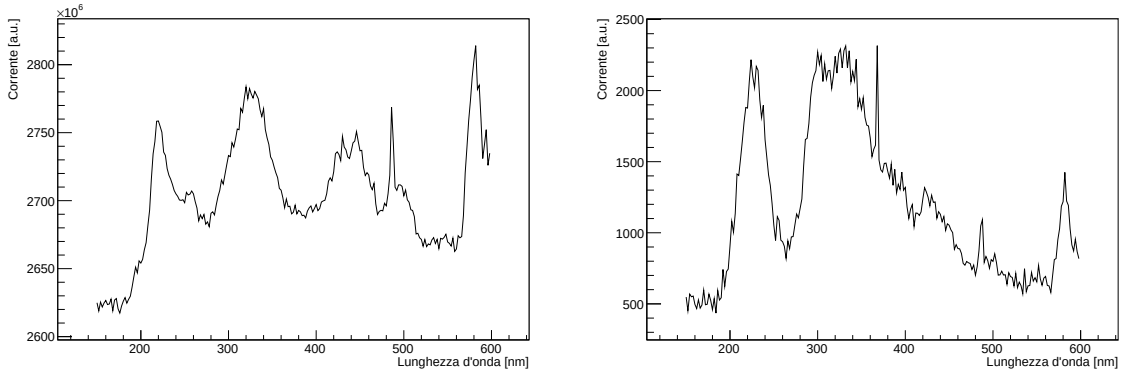


(a) *PMT di calibrazione R1080.* (b) *PMT di calibrazione R7195.*

Figura 3.3: Esempio di misure di calibrazioni

buio. Nella stessa figura è presentata anche una misura di un fotodiodo in regime fotovoltaico (PD) appartenente allo stesso *wafer*, si noti:

- l'andamento della curva simile specialmente nella regione λ <400nm,[5] la misura del SiPM nella regione del visibile è, in forma, più elevata a causa della maggiore efficienza della struttura *n-su-p* in questa regione. La differenza tra le due strutture compare solo in un dispositivo con guadagno da moltiplicazione[6];
- il guadagno del dispositivo molto inferiore (circa sei ordini di grandezza);
- la fluttuazione del segnale molto più elevata dovuta ad un peggior rapporto segnale/rumore.



(a) *SiPm campione (*SiPM RGB0*, ΔV=1.24V).* (b) *Fotodiodo in regime PD (*W5_D13*, V_{bias}=1V)*

Figura 3.4: Esempio di misure *grezze* di campioni appartenenti allo stesso *wafer*.

[5] Hanno la stessa struttura elementare.
[6] È legata alla probabilità di triggering della valanga.

Analisi dei dati I dati sono stati analizzati con un programma (scritto in ROOT), che svolge le seguenti operazioni:

1. lettura del file relativi all'acquisizione del campione e dei due file di calibrazione, si hanno quindi 6 canali: campione, R1080, R7195 e relativi normalizzatori;

2. memorizzazione dei dati utili all'analisi: letture dei due canali, gain degli amplificatori dei due canali, range e passo di scansione;

3. riscalamento di tutte le misure d'intensità di un fattore pari $1/gain$;

4. stima del fondo, stimato come media aritmetica tra le misure dei canali corrispondenti a $\lambda < 180$ nm;

5. sottrazione del fondo;

6. determinazione della curva $\mathrm{PDE}_{\mathrm{sample}}$ tramite computazione separata dell'equazione 3.4 per i due diversi calibrati;

7. sovrapposizione e raccordo delle due porzioni di curva di efficienza quantica del campione.

Le operazioni da 3. a 5. sono reiterate, singolarmente, su tutti i canali di acquisizione.[7]

Le curve di PDE ottenute sono riportate e discusse nel capitolo successivo.

Stima contributo del secondo ordine di diffrazione.

PMT calibrati La curva di *PDE* è stata costruita in due tratti, ognuno relativo al PMT calibrato corrispondente. Osservando le curve d'efficienza quantica dei due fototubi (fig. 2.9 a pagina 23), ricordando il limite inferiore del reticolo di diffrazione (185nm) e ricordando la relazione tra ordine di diffrazione e lunghezza d'onda (eqn. 2.6 a pagina 21), si ottiene che entrambi i fototubi calibrati non vedono effetti del secondo ordine[8]:

- R1080 le lunghezze d'onda del secondo ordine diffratte nel range d'efficienza (160-320 nm) sono quelle comprese tra 75-160 nm, pienamente sotto il limite inferiore di efficienza del reticolo;

- R7195 le lunghezze d'onda del secondo ordine diffratte nel range d'utilizzo (300-600 nm)[9] sono quelle comprese tra 150-300 nm. Ma il fototubo possiede un'efficienza quantica rilevante solo sopra i 300nm, quindi non è sensibile alle lunghezze d'onda del second'ordine di diffrazione.

SiPM Al contrario dei PMT i SiPM sono sensibili in tutto lo spettro di analisi. Risulta quindi necessario stimare il contributo del secondo ordine di diffrazione.

[7] In questa analisi con *canali* si intendono i segnali dei diversi fotorivelatori, a cui corrisponde un *canale* ciascuno. i.e. canale1 per SiPM, canale2 per PMT normalizzatore, canale3 per PMT di calibrazione e così via.

[8] E di conseguenza anche degli ordini superiori.

[9] Più propriamente R7195 ha un range d'efficienza pari a 300-700 nm, ma il nostro range di scansione è 150-600 nm. Il range di utilizzo del PMT risulta essere l'intersezione di questi due range.

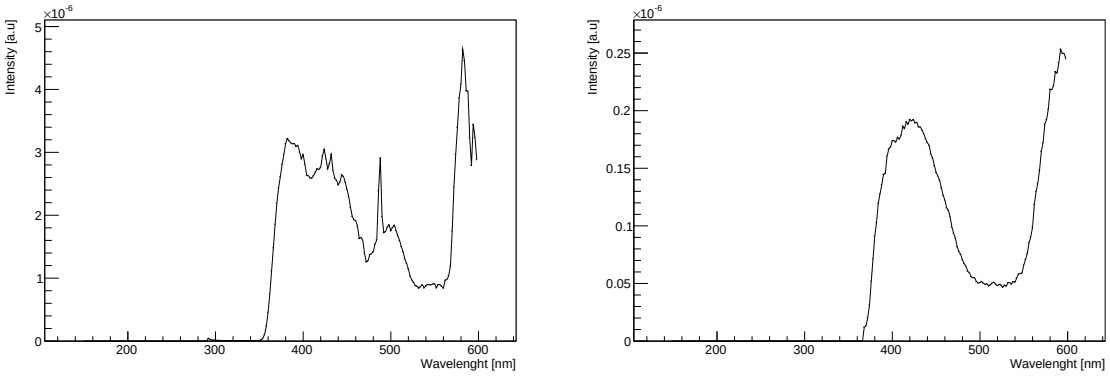
Nel caso siano presenti più ordini di diffrazione il segnale di un fotorivelatore generico può essere espresso come:

$$I = g \cdot L(\lambda) \cdot \epsilon_1(\lambda) \cdot PDE(\lambda) + g \cdot L(\lambda/2) \cdot \epsilon_2(\lambda) \cdot PDE(\lambda/2) \tag{3.5}$$

dove il *L(λ)* è la luminosità della lampada, PDE(λ) è la curva di PDE, $\epsilon_1(\lambda)$ e $\epsilon_2(\lambda)$ sono rispettivamente le efficienze del monocromatore al primo e al secondo ordine e g il gain del fotorivelatore. Il contributo del primo ordine è dato dal primo addendo, mentre il contributo al secondo, che vogliamo studiare è dato dal secondo addendo. Più precisamente il nostro obbiettivo è stimare l'entità del rapporto tra $L(\lambda/2) \cdot \epsilon_2(\lambda)$ e $L(\lambda) \cdot \epsilon_1(\lambda)$. Il contributo del second'ordine è presente solo sopra i 370nm, sotto questa lunghezza d'onda[10]. Per stimare il contributo del secondo ordine abbiamo utilizzato un filtro ottico passa-alto G375 con cut-off a 375nm, e i due fototubi calibrati. I coefficienti voluti sono stati stimati nei seguenti modi:

- per $L(\lambda) \cdot \epsilon_1(\lambda)$ si è proceduto effettuando una acquisizione con il PMT R7195 ed il filtro. In questa configurazione si misura, sopra il cut-off del filtro, solo il primo ordine $I = g_{\mathrm{R7195}} \cdot L(\lambda) \cdot \epsilon_1(\lambda) \cdot PDE_{\mathrm{R7195}}(\lambda)$. Il guadando e la PDE del fototubo sono nota (fig. 2.9 a pagina 23) e si ricava quindi la quantità voluta $L(\lambda) \cdot \epsilon_1(\lambda)$.
- per $L(\lambda/2) \cdot \epsilon_2(\lambda)$ si è proceduta effettuando una acquisizione sopra i 320nm con il PMT R1080, la cui QE in questo range è zero. Si misura così solo il contributo al secondo ordine $I = g_{\mathrm{R1080}} \cdot L(\lambda/2) \cdot \epsilon_2(\lambda) \cdot PDE_{\mathrm{R1080}}(\lambda/2)$. Il guadagno e la PDE del fototubo sono noti[11] (fig. 2.9 a pagina 23) e si può quindi ricavare la quantità voluta $L(\lambda/2) \cdot \epsilon_2(\lambda)$.

I risultati sono riportati in figura 3.5. Il coefficiente per il termine al second'ordine risulta essere qualche frazione percentuale (∼5%) rispetto a quello del primo. Considerata anche la minore efficienza nell'UV dei dispositivi studiati (circa il 15% rispetto a quella nel visibile), consideriamo trascurabile (∼ 10‰) il contributo al second'ordine di diffrazione nel range 380-600 nm e non effettuiamo dunque nessuna correzione alle curve di PDE.



(a) Coefficiente $L(\lambda) \cdot \epsilon_1(\lambda)$.

(b) Coefficiente $L(\lambda/2) \cdot \epsilon_2(\lambda)$

Figura 3.5

[10] Il limite inferiore del reticolo è λ_{min}=185nm, corrispondente ad una lunghezza d'onda del socond'ordine minima di $2 \cdot \lambda_{\mathrm{min}}$=370nm.

[11] La curva di PDE è stata riscalata in funzione di $\lambda/2$.

CAPITOLO 4

Risultati e conclusioni

4.1 Curve di PDE dei dispositivi studiati

4.1.1 Presentazione risultati

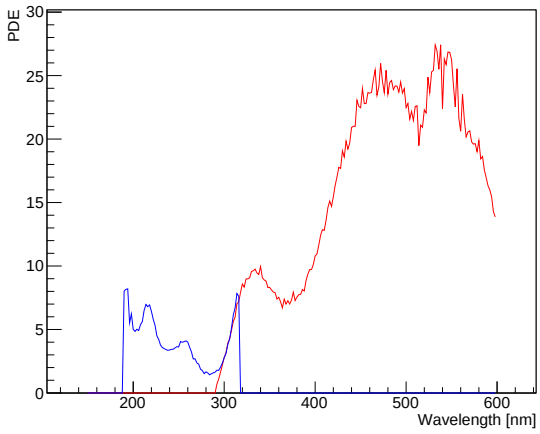
Si presentano in figure 4.1 e 4.2 le curve di efficienza quantica ottenute per i campioni analizzati. Si ricorda che il reticolo del monocromatore ha efficienza quasi nulla per lunghezze d'onda inferiori i 180nm, l'efficienza quantica in questa regione non è da intendersi pari a zero, ma *non misurata* per limiti sperimentali.

4.1.2 Discussione dei risultati

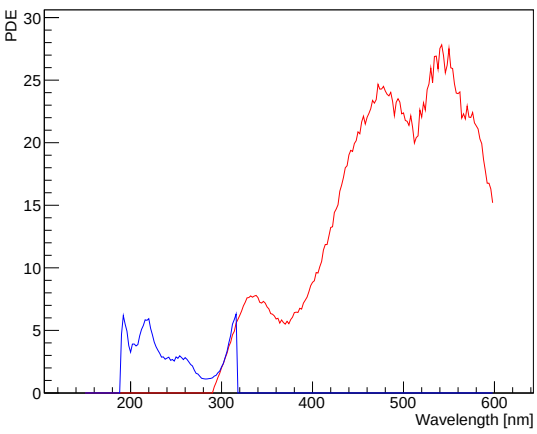
Resina epoxy I dispositivi che presentano lo strato protettivo di resina epossidica sono NUV1 e NUV2. Come è evidente dalla figura 4.2(d) l'*epoxy* risulta opaco alle lunghezze d'onda inferiori ai 300nm. Lo strato protettivo è normalmente applicato in tutti i SiPM commerciali, che risultano quindi inefficienti nell'ultravioletto spinto. Le possibili soluzioni sono:

- utilizzo di un *wavelenght shifter*, nel caso del dispositivo NUV1 (fig. 4.2(c)) è stato misurato che uno strato di materiale *p*-terphenyl rende sensibile il dispositivo con *epoxy* al lontano UV, con un'efficienza (in regione 200-300nm) pari al 15% della PDE del picco;
- rimozione dello strato di *epoxy*, tutti i SiPM studiati sprovvisti della protezione in *epoxy* risultano in effettiD sensibili sotto i 300nm in varia misura, a seconda delle loro strutture.

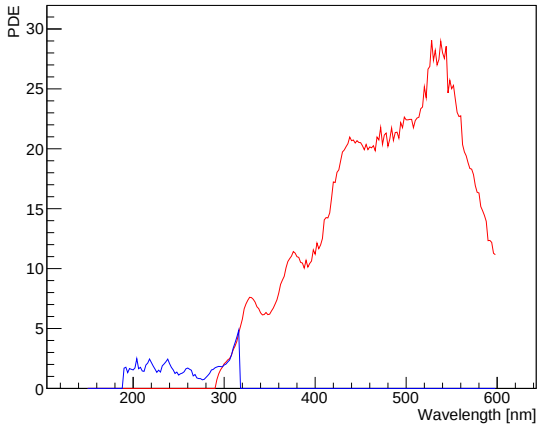
Nitruro di silicio Si è misurata anche l'attenuazione dovuta allo strato superficiale di nitruro di silicio, normalmente dpositato in fase di passivazione. Dal confronto tra curve di efficienza quantica dei SiPM RGB1 (con nitruro) e RGB2 (senza nitruro), riportate in figure 4.1(c) e 4.1(d), si stima lo strato di nitruro diminuisce l'efficienza nell'ultravioletto di circa 20%-50% a seconda della lunghezza d'onda.



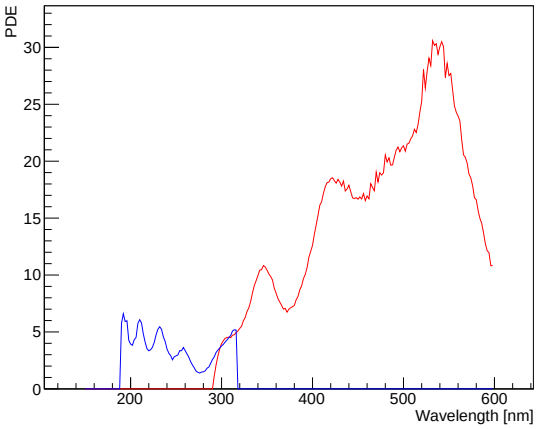
(a) *SiPM RGB0.*



(b) *SiPM RGB0bis.*

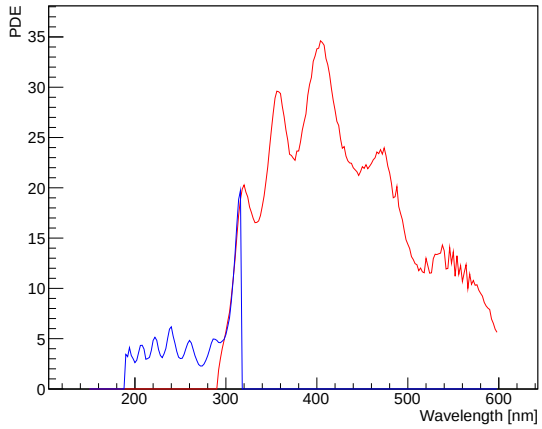


(c) *SiPM RGB1 (old con nitruro).*

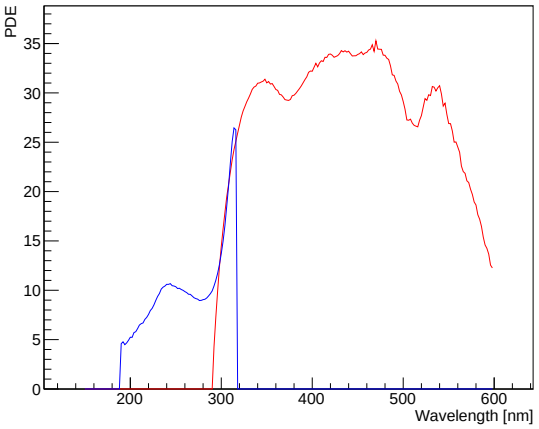


(d) *SiPM RGB2 (old senza nitruro).*

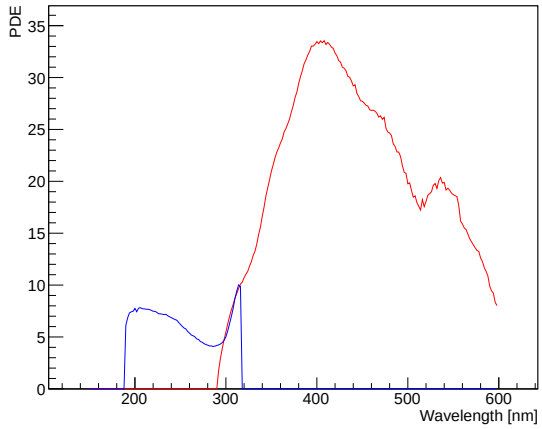
Figura 4.1: SiPM tipo RGB.



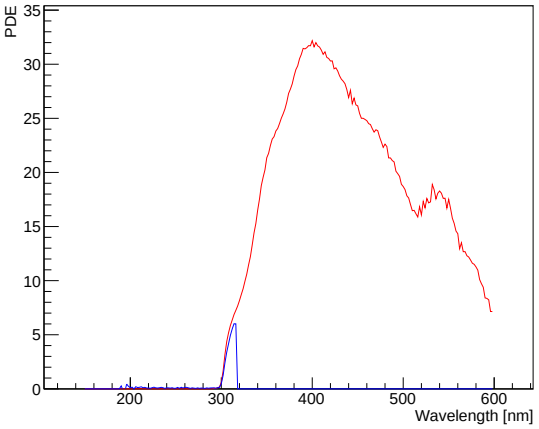
(a) *SiPM NUV0.*



(b) *SiPM HPK.*



(c) *SiPM NUV1 (epoxy+PtP).*



(d) *SiPM NUV2 (epoxy).*

Figura 4.2: SiPM NUV.

Differenze tra RGB e NUV Dalle curve di QE si osserva che:

- i SiPM RGB hanno il picco di efficienza a 500-550 nm, l'efficienza cala molto nettamente a partire da 460nm;
- i SiPM NUV hanno il picco di efficienza a 400-450 nm, l'efficienza cala in maniera molto drastica subito dopo il picco, a partire da circa 390nm;
- in entrambi i tipi di struttura l'efficienza nell'ultravioletto spinto (λ <300) si attesta a circa il 15% dell'efficienza massima.[1]
- gli RGB evidenziano tendenza a PDE maggiore per λ ∼200nm; effetto probabilmente dovuto al campo di *built-in* di giunzioni n^+-*su*-p;
- i dispositivi RGB presentano un *dip* d'efficienza intorno a 290nm, fenomeno che richiede un'ulteriore analisi;
- i SiPM RGB presentano una *modulazione in forma*[2] meno intensa rispetto ai NUV, questo è dovuto all'effetto etalon dell'ossido.

Effetto etalon L'effetto etalon è un effetto di interferenza di lamina sottile. L'espressione teorica del coefficiente di riflessione R(λ) per un singolo strato di diossido di silicio posto tra uno strato epitassiale di silicio e uno strato d'aria (mezzo incidente), è data da [12][13]:

$$R(\lambda) = \frac{n_{\mathrm{SiO_2}}^2(n_{\mathrm{air}} - n_{\mathrm{Si}})^2 \cos^2(\frac{2\pi p}{\lambda}) + (n_{\mathrm{air}} n_{\mathrm{Si}} - n_{\mathrm{SiO_2}}^2)^2 \sin^2(\frac{2\pi p}{\lambda})}{n_{\mathrm{SiO_2}}^2(n_{\mathrm{air}} + n_{\mathrm{Si}})^2 \cos^2(\frac{2\pi p}{\lambda}) + (n_{\mathrm{air}} n_{\mathrm{Si}} + n_{\mathrm{SiO_2}}^2)^2 \sin^2(\frac{2\pi p}{\lambda})}\,, \tag{4.1}$$

dove n_{air}, n_{Si} e $n_{\mathrm{SiO_2}}$ sono rispettivamente gli indici di rifrazione per aria, silicio cristallino, e diossido di silicio amorfo; λ è la lunghezza d'onda della luce incidente; p è la differenza di cammino ottico causata dallo strato di ossido data da: $p = n_{\mathrm{SiO_2}} \cdot t_{\mathrm{ox}} \cdot \cos(\alpha)$, con t_{ox} è lo spessore dello strato di ossido e α l'angolo di trasmissione (assunto essere zero nel nostro caso). La trasmissione varrà $T(\lambda) = (1 - R(\lambda))$. Dall'equazione 4.1 si ricava che l'espressione per la posizione dei massimi d'interferenza è data da:

$$\lambda_{\mathrm{m}} = \frac{2 n_{\mathrm{SiO_2}} t \cos(\theta)}{m}, \tag{4.2}$$

$$\Delta\lambda_{\mathrm{m}} \simeq \frac{2 n_{\mathrm{SiO_2}} t}{m(m+1)} \sim \frac{2 n_{\mathrm{SiO_2}} t}{m^2}. \tag{4.3}$$

con θ angolo d'incidenza (che noi assumeremo pari a $\pi/2$) e m, l'ordine. Risolvendo per m si ottiene:

$$\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = 2 n_{\mathrm{SiO_2}} t. \tag{4.4}$$

Si può quindi ricavare lo spessore t_{ox} di ossido come:

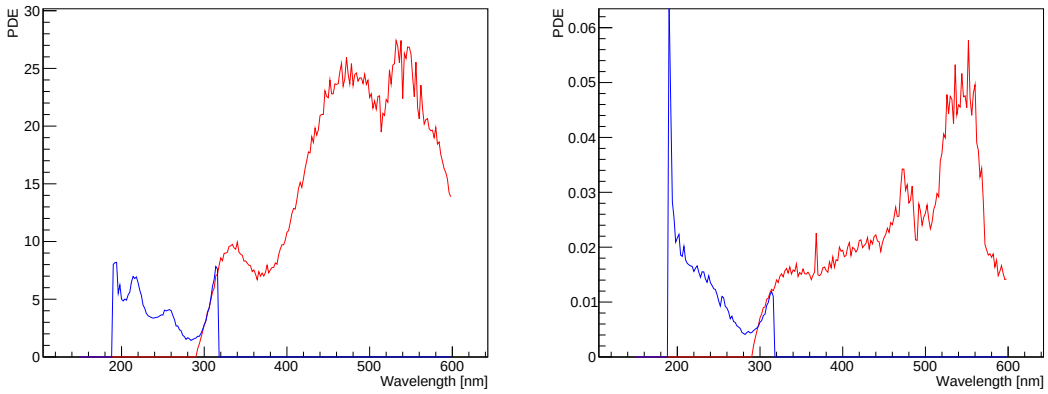
$$t = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda \cdot 2 n_{\mathrm{SiO_2}}}. \tag{4.5}$$

[1] i.e. del picco d'efficienza.
[2] Per *modulazione in forma* si intende l'andamento di tipo sinusoidale della forma della curva.

Utilizzando l'equazione 4.5 possiamo dare una stima dello spessore t_{ox} dello strato di ossido nei dispositivi, i risultati sono riportati in tabella.[3] Come ci aspettavamo i dispositivi più vecchi presentano uno strato di ossido maggiore.

Tabella 4.1: Stima dello spessore di ossido delle diverse generazioni di SiPM FBK.

Dispositivo	t_{ox}[nm]	Production gen.
SiPM RGB0	480	recent
SiPM RGB2	800	old
SiPM NUV0	1040	recent



(a) SiPM.

(b) Fotodiodo in regime fotovoltaico.

Figura 4.3: Confronto SiPM - Fotodiodo provenienti dallo stesso *wafer*.

Confronto con il diodo relativo Il diodo è sensibile a lunghezze d'onda maggiori poichè la regione svuotata è meno spessa e posizionata più in profondità, inoltre perchè è più sensibile alla ricombinazione superficiale. Il picco attorno a 550nm è anomalo e richiede ulteriori analisi, il picco a 190nm è un artefatto di analisi.

Confronto con i dispositivi HAMAMATSU Dal confronto con i dispositivi FBK il dispositivo HPK:

- sembra avere uno strato di ossido superficiale più sottile (effetto etalon ridotto);
- rispetto ai NUV FBK sembra rispondere con più efficienza in regione 200-300nm;
- rispetto ai RGB NUV sembra peggio in regioni attorno ai 200nm, si ipotizza quindi un'efficienza minore in regime VUV.

Ulteriori analisi e confronti risultano difficili dato che non è nota la struttura interna dei SiPM Hamamatsu.

[3] La stima è stata effettuata solo nel caso di evidente effetto etalon, nel caso di dispositivi simili è riportato un solo risultato.

4.2 Considerazioni finali

Lo studio presentato in questa tesi da una parte conferma i già noti problemi dei SiPM comuni nel lontano UV, dall'altra mostra come le varie soluzioni applicate siano efficaci.

Al fine di verificare se le soluzioni proposte, e qui mostrate efficienti nel *MUV*, sono funzionali anche nel *NUV* (regione dello spettro chiave per le applicazioni) si propone di continuare la ricerca in più aspetti:

- costruire le curve di *PDE* sotto i 180nm utilizzando un reticolo adeguato ed operando in vuoto;
- studiare il problema dei picchi anomali attorno a 550nm;
- misurare e studiare il guadagno dei dispositivi in modo da ottenere la *PDE* assoluta;
- studiare il comportamento a temperature criogeniche (tipiche delle applicazioni proposte), a queste temperature le varie componenti del rumore hanno comportamenti diversi.

Ringraziamenti

Vorrei cogliere l'occasione per ringraziare le persone che mi hanno seguito nello svolgimento di questa tesi.

Volevo ringraziare il Dott. Gianmaria Collazuol per avermi seguito attraverso i mesi di lavoro e studio. Lo ringrazio per la pazienza e la disponibilità, per le stimolanti discussioni e i preziosi insegnamenti. Ho appreso una vasta gamma di nozioni e competenze che spero di riuscire a mettere a frutto negli anni a venire.

Volevo inoltre ringraziare il Prof. Paolo Sartori per le fruttuose discussioni, gli utili consigli e il supporto sperimentale.

Volevo infine ringraziare la mia famiglia per avermi supportato negli anni di studio e per avermi dato la possibilità di raggiungere questo obiettivo.

Bibliografia

[1] D. Renker. *Geiger/mode avalanche photodiodes for Cherenkov detectors*. DIRC design DAQ. IOP Publishing e SISSA, 2010.

[2] G. Collazuol et al NIM A628 (2011) 389.

[3] S. Cova, A. Lacaita, G.Ripamonti, IEEE EDL (1991).

[4] A. Lacaita et al. IEEE TED (1993).

[5] EPOXY TECHNOLOGY INC EPO-TEK 301-2FL DATA SHEET.

[6] S. Deshpande, E. Gulari, S. Brown, S. Rand. *Optical properties of silicon nitride films deposited by hot filament chemical vapor deposition*. J. Appi. Phys., Vol. 77, No. 12, 15 June 1995, pp. 6534-6541.

[7] V. Zabroskii. *SiPM prototype efficency for direct VUV registration*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A., to be published.

[8] R. Korde, J. Geist. *Stable, high quantum efficency, UV-enhanced silicon photodiodes bu arsenic diffusion*. Solid-State Elettronics, Vol. 30, No. 1, 1987, pp. 89-92

[9] J. A. R. Samson. *Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy*

[10] HORIBA JOBIN YVON. *The Optics of Spectroscopy*.

[11] J. S. Lee, R. I. Hornsey, D. Renshaw. *Analysis of CMOS Photodiodes-Part I: Quantum Efficency*. IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 50, No. 5, May 2003. pp. 1233-1238.

[12] E. Hencht, A. Zajac. *Optics*, 4th ed. Reading,MA:Addison-Wesley. 1979.

[13] O.S. Heavens. *Thin Film Optics*. London, U.K.: Methuen. 1970.