

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Studio e caratterizzazione di SiPM per il TOF di ALICE 3

Relatore:
Prof.ssa Gilda Scioli

Presentata da:
Riccardo Sorcinelli

Correlatore:
Dott.ssa Bianca Sabiu

Anno Accademico 2022/2023

Sommario

Il presente elaborato riguarda lo studio e caratterizzazione di vari Fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM), candidati per la realizzazione del sistema Time-Of-Flight (TOF) dell'esperimento ALICE 3. Il lavoro di tesi riguarda lo studio dell'uniformità dei parametri costruttivi di 12 SiPM, includendo sia sensori singoli sia matrici 3x3, per un totale di 60 sensori. Per ognuno dei sensori sotto analisi si determinano quindi la tensione di breakdown e il profilo di drogaggio, nell'analisi dei SiPM singoli si può valutare quantitativamente la variazione fra sensori irradiati (in precedenti test su fascio al CERN di Ginevra) e non irradiati.

Indice

1	ALICE 3	2
1.1	ALICE, upgrade e limitazioni	3
1.2	Obiettivi di ALICE 3	5
1.3	Layout del rivelatore	7
1.3.1	Timing layers	8
1.3.2	RICH	10
1.3.3	RICH e TOF come singolo rivelatore	10
2	Rivelatori al Silicio	12
2.1	Diodi e rivelatori al Silicio	13
2.1.1	Particelle attraverso rivelatori al Silicio	16
2.2	SiPM	17
2.2.1	AD, APD e SPAD	17
2.2.2	Struttura e funzionamento dei SiPM	20
2.2.3	Photon Detection Efficiency	21
2.2.4	Rumore	22
3	Studio sui SiPM	25
3.1	Sensori in analisi e misure effettuate	26
3.2	Apparato sperimentale	27
3.3	Analisi IV	30
3.4	Analisi CV	35
	Conclusioni	39
	Appendice	41

Capitolo 1

ALICE 3

Alla base dell'esperimento ALICE 3 c'è l'idea di costruire un rivelatore compatto multifunzione di nuova generazione per LHC al CERN che andrà a studiare in particolare la produzione degli adroni heavy-flavour, ossia contenenti quark charm (c) o beauty (b), e in generale la radiazione adronica ed elettromagnetica prodotta da collisioni protone-protone ad alta energia e collisioni nucleari del tipo nucleo-nucleo o protone-nucleo [1]. L'esperimento sarà situato dove si trova attualmente ALICE (A Large Ion Collider Experiment) e verrà assemblato tra il 2033 e 2034, durante il periodo di Long Shutdown 4 (Figura 1.1).

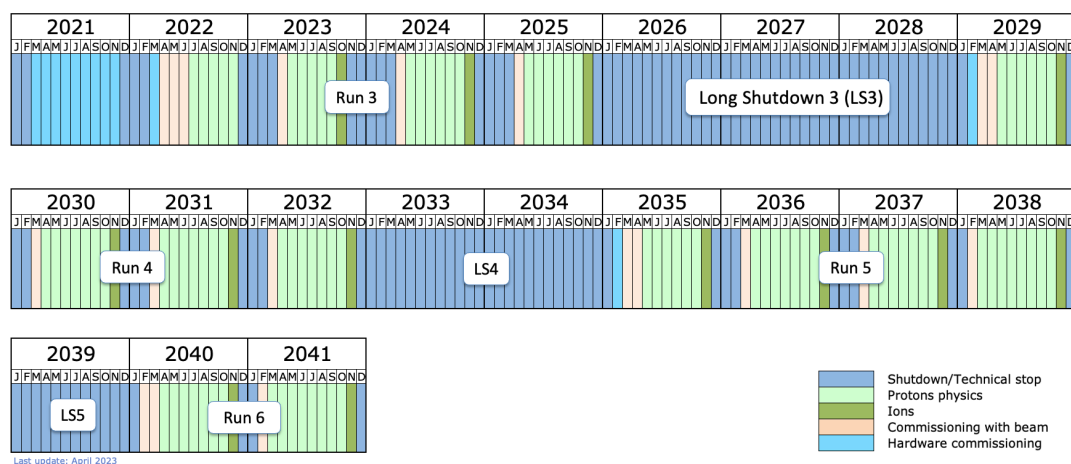


Figura 1.1: Timeline operativa per LHC; l'installazione di ALICE 3 è programmata durante il Long Shutdown 4[2].

ALICE 3 sarà composto da un rivelatore cilindrico (barrel detector) e sono diversi i tipi di sensori al Silicio proposti per i diversi sottorivelatori. L'esperimento sarà caratterizzato ottime capacità di vertexing in un vasto range di impulsi a partire da un minimo

di qualche decina di MeV/c^2 e sarà in grado di identificare le particelle utilizzando un detector TOF (Time Of Flight), che richiede una risoluzione temporale nell'ordine di $\simeq 20$ ps. Una possibile tecnologia considerata per realizzare il TOF è basata sul SiPM, il cui studio e caratterizzazione sarà oggetto della presente tesi.

Nel seguente paragrafo verranno brevemente trattati gli upgrade più recenti ed i limiti di ALICE ed in seguito sarà introdotto ALICE 3, la sua struttura e gli obiettivi prefissati.

1.1 ALICE, upgrade e limitazioni

L'obiettivo principale della collaborazione ALICE è lo studio delle proprietà della materia fortemente interagente e come essa deriva dalle interazioni descritte dalla cromodinamica quantistica (Quantum Chromodynamics, QCD). Tramite collisioni di ioni pesanti ultra relativistici è possibile studiare uno stato della materia caratterizzato da un'altissima temperatura e densità detto Quark-Gluon Plasma, o più brevemente QGP, e che si ritiene essere molto simile alle condizioni dell'universo primordiale.

La collaborazione ALICE ha recentemente completato un programma di upgrades mirato alla Fisica delle collisioni ultra relativistiche [3]: in particolare ALICE, durante i Run 3 e 4, punta a migliorare la precisione sulle misure della produzione di quark pesanti e misurare per la prima volta l'emissione termica di dileptoni in collisioni tra ioni pesanti, coprendo valori di quantità di moto trasversa da ~ 100 MeV/c fino a 100 GeV/c , questo grazie ad aumento del readout rate da meno di 1 kHz a 50 kHz per le collisioni Pb-Pb ed una risoluzione puntuale di 5 μm .

ALICE si propone di studiare la propagazione dei quark pesanti e l'adronizzazione [4][5]. I quark pesanti charm e beauty sono prodotti negli stadi iniziali di una collisione ed in tempi minori della termalizzazione (i.e. il raggiungimento dell'equilibrio termico nel mezzo) della QGP che è dell'ordine di alcuni fm/c , il che significa che la creazione di quark pesanti è limitata ad eventi di hard scattering iniziali oppure splitting gluonici in scale temporali molto brevi. Il numero di quark pesanti è conservato nel corso dell'evoluzione del QGP e questi interagiscono all'interno del plasma principalmente tramite processi inelastici ed elastici (rispettivamente perdita di energia per emissione di gluoni e dissipazione energetica dovuta a collisioni). Le interazioni tra quark pesanti all'interno del QGP sono descritte mediante modelli di trasporto in termini di coefficienti di resistenza e di diffusione p_T : nel limite $p_T \rightarrow 0$ gli scattering elastici danno origine ad un processo di moto Browniano che determina le proprietà di diffusione tipiche del QGP. In regime a basso impulso il coefficiente di resistenza è D_s ed è legato al tempo di rilassamento τ_Q per un quark pesante di massa m_Q in un mezzo a temperatura T dalla relazione:

$$\tau_Q = \frac{m_Q}{T} D_s \quad (1.1)$$

e poiché i quark beauty sono all'incirca 3 volte più massivi dei quark charm ($m_c \simeq 1.3 \text{ GeV}/c^2$ e $m_b \simeq 4.2 \text{ GeV}/c^2$), i primi raggiungono l'equilibrio tre volte più lentamente dei quark charm, quindi risultano un miglior candidato per effettuare test teorici su D_s . I test condotti fino ad oggi ne fissano il valore all'interno dell'intervallo $1.5 < 2\pi D_s T_c < 4.5$, con $T_c = 155 \text{ MeV}/c$ temperatura di transizione del QGP, e questa stima è tutt'ora limitata dalle incertezze sulle misurazioni. Una più precisa stima sarà effettuata nei Run 3 e 4, sempre da misure di adroni contenenti quark charm. Risulta però necessaria l'inclusione di dati ad alta precisione di mesoni e barioni beauty in regime $p_T \simeq 0$.

Sempre nei Run 3 e 4 verranno estesi agli adroni charm gli studi riguardanti un nuovo tipo di adronizzazione osservato ad LHC, consistente in quarks che si trovano "vicini" nello spazio delle fasi e che possono combinarsi in adroni bianchi: in collisioni tra ioni pesanti, dove i partoni possono percorrere distanze ben maggiori delle dimensioni degli adroni e formano un sistema denso vicino all'equilibrio, questo meccanismo risulta dominante, rendendo la creazione di adroni pesanti favorita rispetto a quanto possibile in collisioni protone-protone. Questa serie di test sarà però limitata ad adroni contenenti un solo quark charm. Dopo LS3, in cui verrà effettuato l'upgrade ITS3, ALICE opererà anche le prime misure con adroni beauty durante il Run 4: ci si aspetta che i quark beauty non raggiungano l'equilibrio termico e quindi offrono sia un test sul trasporto dei quark, che sull'adronizzazione non in condizioni di equilibrio.

Nel limite $m \rightarrow 0$, la lagrangiana della QCD è simmetrica sotto trasformazioni di riflessione tra stati destrorsi e sinistrorsi, cioè trasformazioni di chiralità. Tuttavia, lo spettro delle masse adroniche indica che l'interazione forte non conserva tale simmetria. La creazione di dileptoni l^+l^- , con $l = e, \mu$ a temperature vicine a T_c è sensibile ad effetti di ripristino della simmetria chirale tramite le funzioni spettrali dei mesoni che mediano l'interazione nel medium. La particella principale che rende possibile saggiare ciò è la $\rho^0(770)$, il cui allargamento della funzione spettrale è compatibile con il ripristino della simmetria chirale. Un modo non ambiguo per osservare tale ripristino sarebbe misurare l'impatto che il miscelamento di ρ ed il suo mesone chirale a_1 hanno sullo spettro termico dileptonico. Tale effetto si stima possa essere nel range di $0.85\text{-}1.2 \text{ GeV}/c$, dove la funzione spettrale dovrebbe presentare un minimo nel range della massa di a_1 , poiché non vi è nessun accoppiamento diretto di a_1 al canale dileptonico nel vuoto. Il valore atteso per tale effetto è del $\sim 15\%$ e l'errore sperimentale per una tale misura deve essere minore del 5% , cosa che non è raggiungibile con l'attuale setup dell'esperimento ALICE.

Durante tutte le fasi della collisione con fotoni e dileptoni è continuamente emessa radiazione elettromagnetica, data perlopiù da fotoni virtuali. Poiché con l'aumentare della temperatura si ha un forte aumento di emissioni termiche, le misurazioni di fotoni reali e virtuali sono adatte ad analizzare la fase iniziale di una collisione [6] e forniscono quindi un vincolo sul coefficiente di trasporto del QGP in funzione del tempo e della temperatura. Durante i Run 3 e 4, ALICE opererà le prime misurazioni sull'emissione termica di dileptoni.

1.2 Obiettivi di ALICE 3

ALICE 3 ha come obiettivo principale la completa comprensione della fenomenologia della materia QCD e per fare ciò è necessario con un nuovo approccio sperimentale. Alcuni esempi sono dati da:

- **Misure ad alta precisione del quark beauty.** Come già accennato, una connessione tra il trasporto di partoni e l'adronizzazione del QGP può essere sfruttata misurando gli spettri di p_T per adroni charm e beauty. ALICE 3 permetterà una grande accuratezza sulle misure di barioni e mesoni beauty, come Λ_b e B , fino a $p_T = 0$. Per fare ciò saranno necessarie capacità di read-out e di ricostruzione di vertici secondari e catene di decadimento nettamente superiori a quanto possibile con l'attuale setup di ALICE.
- **Decorrelazione azimutale di $D\bar{D}$.** Misure come le correlazioni nell'angolo azimutale $\Delta\phi$ tra coppie di adroni charm, come $D\bar{D}$, rispetto alla pseudovelocità $\Delta\eta$, permetterebbero di distinguere tra i differenti regimi di dissipazione dell'energia all'interno del QGP e fornirebbero nuovi vincoli sul meccanismo di propagazione dei quark pesanti. ALICE 3 permetterà di misurare coppie $D\bar{D}$ back-to-back con grande efficienza fino a valori molto bassi di p_T .
- **Barioni multi-charm, P-wave quarkonia, adroni esotici.** La formazione di barioni contenenti più di un quark charm per combinazione di quark non correlati, che si stima essere favorita in collisioni AA piuttosto che pp, fornirebbero uno sguardo diretto sull'adronizzazione da QGP deconfinato. Le misurazioni dei barioni multi charm possono essere rese possibili solo avendo la capacità di misurare la produzione di particelle per le quali la produzione attraverso altre vie risulta fortemente soppressa, di almeno due ordini di grandezza per adroni contenenti due quark charm, come il Ξ_{cc} , e fino a tre ordini di grandezza per adroni con 3 quark charm, come Ω_{ccc} .

La soppressione dei tassi di produzione di charmonium e bottonium in collisioni tra ioni pesanti rispetto alle collisioni pA o pp rappresenta un'ulteriore evidenza sperimentale dell'esistenza di quark e gluoni non confinati, dati da una probabile dissociazione degli stati legati all'interno del QGP dove la forza attrattiva fra quark ed antiquark è indebolita. Questi possono viaggiare liberamente e formare altri stati di quarkonium tramite rigenerazione di coppie pesanti quark-antiquark prodotte in fenomeni di hard-scattering indipendenti. La possibilità di osservare stati di P-wave ($L=1$), come χ_c e χ_b , permetterebbe di avere vincoli più forti sulle proprietà spettrali degli stati legati nel QGP. Per ALICE 3 è prefissato l'obiettivo di ricostruire gli stati di quarkonia ad $L=1$, con la possibilità di scendere fino a $p_T = 0$ e performance eccellenti per fotoni a bassa energia.

Anche lo studio di adroni esotici fa parte degli obiettivi di ALICE 3, come ad esempio la capacità di misurare la produzione di χ_{c1} (3872) nelle collisioni Pb-Pb a valori di impulso $p_T \leq 5-6$ GeV/c.

- **Radiazione elettromagnetica.** ALICE 3 sarà in grado di fornire miglioramenti significativi per quanto riguarda la misura di fotoni e dileptoni da radiazione termica utilizzando un tracciatore sottile per ridurre il rumore di fondo ed un calorimetro.
- **Ripristino simmetria chirale.** La transizione di fase di deconfinamento si aspetta essere accompagnata da un ripristino parziale della simmetria chirale, che comporta una variazione dello spettro di dileptone di ρ . Sono quindi necessari una grande capacità statistica e basso rumore di fondo. Questi sono garantiti da detectors per masse ultra-low e capacità di vertexing di alta risoluzione.
- **Fotoni ultra-soft** La misura di radiazione elettromagnetica ultra-soft nella regione $1 \text{ MeV}/c \leq p_T \leq 100 \text{ MeV}/c$ è di grande interesse in quanto nelle teorie di campo quantizzato la produzione di questi fotoni è collegata a teoremi come il Teorema di Low, che stabilisce la possibilità di relazionare le quantità di moto degli adroni prodotti in collisioni ad alta energia con il numero di fotoni soft prodotti. Fino ad ora si è riusciti ad sfruttare solo fotoni con energia maggiore di 1 GeV. ALICE 3 punta ad esplorare anche quest'area ancora inesplorata della fisica.

1.3 Layout del rivelatore

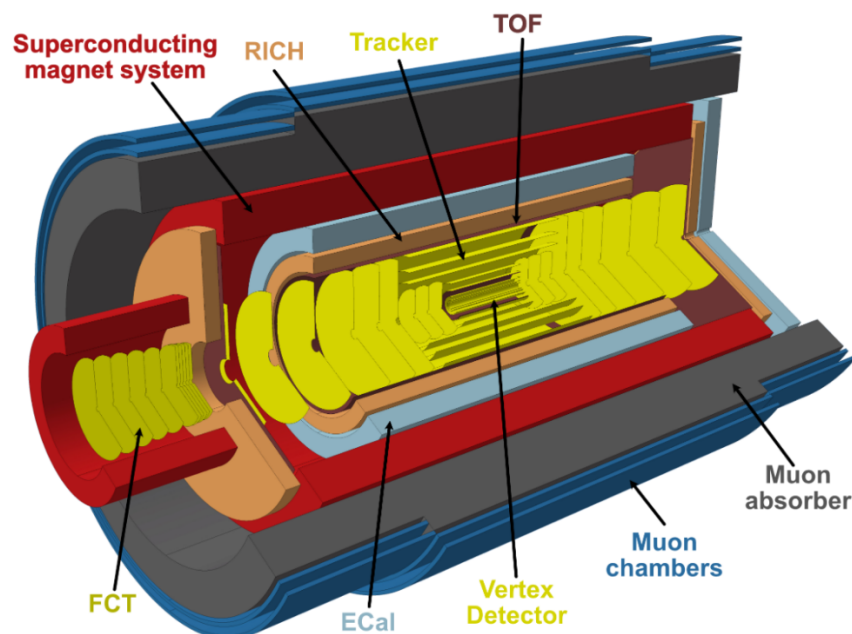


Figura 1.2: Schema di un possibile layout per ALICE 3 [1].

In Figura 1.2 è mostrato un possibile design per ALICE 3. Il rivelatore ha un layout compatto con dimensione radiale di circa 1.2 m e dimensione longitudinale di circa 4 m. Attualmente per l'esperimento ALICE sono utilizzati due magneti, il magnete L3 che produce un campo magnetico solenoidale di 0.5 T ed un magnete a dipolo che fornisce un campo magnetico di 4 T. Per l'installazione di ALICE 3 si opterà per un magnete a superconduttore capace di fornire un campo magnetico solenoidale di 2 T [1], che permetterà un'alta efficienza di tracking per momenti trasversi di qualche decina di MeV/c, mantenendo una buona risoluzione ad alti momenti trasversi di ~ 30 GeV/c.

Il sistema di vertexing e tracking di ALICE 3 consiste in un detector a CMOS MAPS complementato da rivelatori TOF e RICH (Ring-Imaging CHerenkov). Per raggiungere i livelli di risoluzione richiesti, si pianifica di posizionare un layer interno retrattile a 5mm dal punto di interazione durante la raccolta dati. Questo layer è composto da 3 strati cilindrici e 2×3 dischi perpendicolari. Il tracker esterno consiste in 8 strati cilindrici e 2×9 dischi. Il budget di potenza previsto per il vertex ed il tracker è di 70 mW/cm^2 e 20 mW/cm^2 .

Il tracker è complementato da sistemi per PID (Particle IDentification) quali: un detector TOF, un detector RICH, un Calorimetro Elettromagnetico (ECal), un FCT (Forward Conversion Tracker) ed un identificatore di muoni.

Di seguito saranno trattati i primi due sensori.

1.3.1 Timing layers

Per poter ricostruire i decadimenti di sapori pesanti, i layers di timing devono poter offrire un buon grado di separazione fra gli adroni $\pi/K/p$ per momenti trasversi fino a qualche GeV/c e di discriminare elettroni e adroni fino a 500 MeV/c. Per soddisfare tali requisiti si prevede di utilizzare tre layer TOF:

- un primo strato al di fuori del tracking detector di raggio di 85 cm, con una risoluzione temporale di 20 ps;
- uno strato interno di raggio 19 cm e risoluzione temporale sempre di 20 ps, per particelle ad impulso minore di 300 MeV/c che non raggiungerebbero lo strato esterno;
- dischi TOF perpendicolari al flusso incidente ad una distanza di circa 0.5-1.5 m dal punto di interazione.

In Figura 1.3 sono riportate le specifiche del sistema TOF.

	Inner TOF	Outer TOF	Forward TOF
Radius (m)	0.19	0.85	0.15–1.5
z range (m)	−0.62–0.62	−2.79–2.79	4.05
Surface (m ²)	1.5	30	14
Granularity (mm ²)	1 × 1	5 × 5	1 × 1 to 5 × 5
Hit rate (kHz/cm ²)	74	4	122
NIEL (1 MeV n_{eq}/cm^2) / month	1.3×10^{11}	6.2×10^9	2.1×10^{11}
TID (rad) / month	4×10^3	2×10^2	6.6×10^3
Material budget (% X_0)	1–3	1–3	1–3
Power density (mW/cm ²)	50	50	50
Time resolution (ps)	20	20	20

Figura 1.3: Specifiche per il sistema TOF di ALICE 3 [1].

Per quanto riguarda la tipologia di sensori che andrà a costituire il TOF layer, sono tre le principali tecnologie proposte:

- **Sensori CMOS MAPS completamente svuotati:** sensori con dimensioni dei pixel singoli molto contenute, a basso rumore e basso consumo energetico che possono produrre una copertura ottimale anche con un singolo strato, che ridurrebbe significativamente i costi di produzione. Essi presentano una buona capacità di timing, che però può risultare compromessa da campi elettrici non uniformi. Per ovviare a ciò una soluzione può essere l'introduzione di uno strato di guadagno all'interno del sensore CMOS;
- **Low Gain Avalanche Diode (LGAD):** sono sensori basati sugli Avalanche PhotoDiodes (APD) e già ora offrono risoluzioni temporali di 30-20 ps [7]. Questi sono prodotti su wafer di Silicio e necessitano di specifici circuiti elettronici di readout e ciò comporta un costo di produzione più elevato;
- **Single Photon Avalanche Diode (SPAD):** fabbricati con tecnologia CMOS potrebbero offrire una soluzione monolitica, tuttavia non sarebbe possibile l'utilizzo di un singolo layer per via del Dark Count Rate (effetto che genera segnali nello SPAD anche in assenza di fotoni incidenti) e del fill factor (frazione d'area attiva). L'utilizzo di SPAD può tuttavia risultare in una unione di TOF e RICH;

1.3.2 RICH

La radiazione Cherenkov può essere sfruttata per estendere la PID anche ad impulsi che risulterebbero altrimenti al di fuori delle capacità del TOF esterno. Il RICH è installato dopo il TOF e punta ad estendere la capacità di separazione e/π dai 500 MeV/c limite del TOF a ~ 2 GeV/c e fino a ~ 10 GeV/c per adroni carichi (separazione $3\sigma \pi/K$). Esso sarà costituito da uno strato di aerogel di 2 cm ed un fotorivelatore (possibile candidato il SiPM) posizionato a 20 cm dal radiatore. In Figura 1.4 sono riportate le specifiche per il detector RICH.

Inner Radius (m)	0.9
Proximity gap (m)	0.2
Length (m)	5.6
Aerogel surface (m ²)	32
NIEL (1 MeV n_{eq}/cm^2) / month	4.5×10^9
TID (rad) / month	1.4×10^2
Material budget (% X_0)	3
Power density (mW/cm ²)	50
Cherenkov angle resolution (mrad)	1.5

Figura 1.4: Specifiche per il detector RICH di ALICE 3 [1].

1.3.3 RICH e TOF come singolo rivelatore

Come già accennato, l'utilizzo di SiPM nel sistema TOF potrebbe fornire la possibilità di unificare quest'ultimo ed il RICH, in quanto gli SPAD sono sensibili sia al passaggio di MIPs (Minimum Ionizing Particles) che ai singoli fotoni e presentano contemporaneamente un'alta efficacia di rivelazione e buone capacità di timing. In Figura 1.5 è mostrato un possibile layout per un rivelatore che combina TOF e RICH.

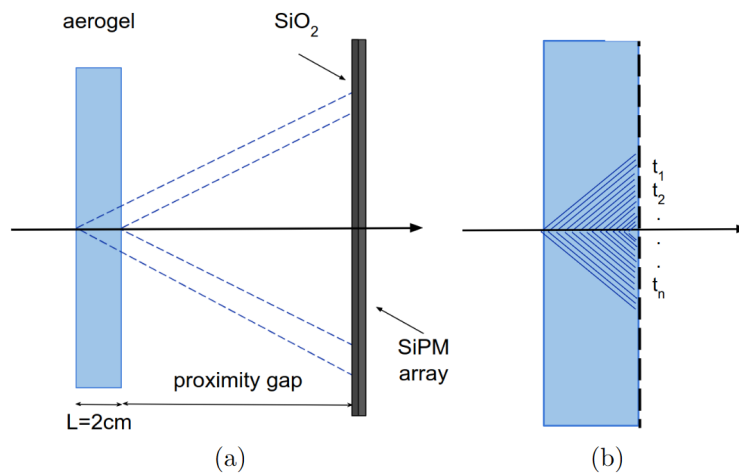


Figura 1.5: Possibile setup per un sistema combinato TOF e RICH [8].

I vantaggi derivanti dall'unione dei due sono molti: da un aumento delle performance del rivelatore, avendo una crescita della distanza per la PID, da circa 0.85 m a 1.1 m, ad una minore risoluzione angolare Cherenkov, data dall'aumento del proximity gap da 20 a 25 cm. Il tutto accompagnato da una possibile riduzione di costi e materiale e dalla capacità di avere un readout unico per TOF e RICH [8].

Capitolo 2

Rivelatori al Silicio

I rivelatori al Silicio trovano vastissimo impiego nelle applicazioni fisiche ad alta energia (High Energy Physics, HEP), ingegneristiche ed anche mediche, in quanto risultano essere eccellenti rivelatori di particelle cariche e fotoni.

In questo capitolo si riporta un'introduzione generale sui semiconduttori e sui rivelatori al Silicio, passando poi ad una descrizione dei sensori SiPM (Silicon Photo-Multiplier), a partire dalla loro cella fondamentale, denominata SPAD (Single Photon Avalanche Diode), analizzando in particolare l'efficienza e le forme di rumore che li contraddistinguono.

2.1 Diodi e rivelatori al Silicio

I rivelatori al Silicio sono delle camere di ionizzazione a stato solido. Essendo dispositivi a semiconduttore, il loro reticolo cristallino è dotato di due bande energetiche utili, la banda ad energia più alta è detta banda di conduzione dove gli elettroni sono liberi di muoversi, mentre quella ad energia più bassa è denominata banda di valenza, in cui gli elettroni sono legati. Le due bande sono separate da un gap energetico di circa 1 eV (1.12 eV a 300 K) ed è questo che li distingue dai materiali conduttori (che non presentano gap energetico) e dagli isolanti (con gap energetico > 5 eV), Figura 2.1.

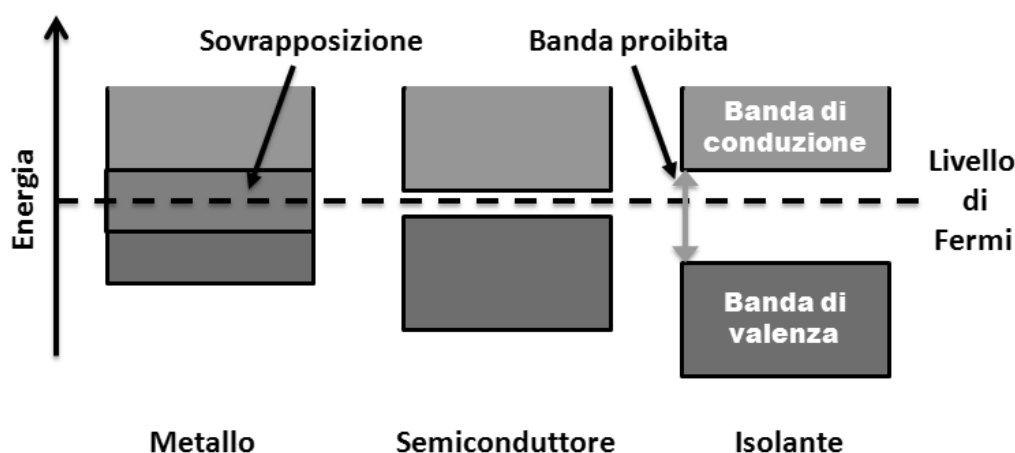


Figura 2.1: Schema bande energetiche per conduttori, semiconduttori ed isolanti.

Per il Silicio puro la sola energia termica può essere sufficiente per far superare il gap ad uno dei suoi elettroni di valenza, quest'ultimo, passando alla banda di conduzione, può quindi dare origine ad una corrente. Al suo posto rimane una lacuna che anch'essa può dare origine ad una corrente, gli elettroni nella banda di valenza possono ora muoversi per andare a coprire tale lacuna, lasciandone un'altra nella zona da cui sono partiti. La corrente totale per gli elettroni e per le lacune è data dalla somma fra la corrente di deriva e di diffusione:

$$J_{n,tot} = J_{n,drift} + J_{n,diff} = q(n\mu_n E + D_n \nabla n) \quad (2.1)$$

$$J_{p,tot} = J_{p,drift} + J_{p,diff} = q(p\mu_p E - D_p \nabla p) \quad (2.2)$$

dove $\mu_n \sim 1350 \text{ cm}^2\text{Vs}^{-1}$ e $\mu_p \sim 450 \text{ cm}^2\text{Vs}^{-1}$ sono le mobilità degli elettroni e delle lacune a 300 K, D_n e D_p i coefficienti di diffusione e n , p le concentrazioni intrinseche,

rispettivamente, di elettroni nella banda di conduzione e lacune nella banda di valenza, sempre a 300 K:

$$n_i = n = p = 1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \quad (2.3)$$

Le formule sopra riportate sono valide per campi elettrici fino a $\sim 10^4$ V/cm, in cui risulta che la corrente di deriva è sostanzialmente proporzionale ad E. Oltre a $\sim 10^4$ V/cm si ha che la velocità di deriva $v_D = \mu E$ raggiunge un valore asintotico di 10^7 cm/s, i portatori di carica impiegano quindi 10-30 ns per percorrere $300 \mu\text{m}$ nel cristallo. Il Silicio cristallino presenta una struttura a bande indiretta, ciò comporta che l'energia necessaria per creare una coppia elettrone-lacuna è di circa 3.62 eV, ben superiore rispetto al gap energetico fra le bande. Andando allora a considerare un cristallo di Silicio di spessore $d = 300 \mu\text{m}$, con un'energia di ionizzazione pari a $I_0 = 3.62$ eV e una $dE/dx = 4$ MeV/c per una MIP (Minimum Ionising Particle) si ottiene che il segnale generato dalla MIP nel rivelatore è:

$$\frac{dE/dx \cdot d}{I_0} \simeq 10^4 \text{ coppie } e^- - h^+$$

mentre il numero di coppie $e^- - h^+$ prodotte per effetto termico nel Silicio puro a 300K, considerando lo stesso spessore ed un'area $A = 1 \text{ cm}^2$ è

$$n_i dA \simeq 10^8 \text{ coppie } e^- - h^+$$

Queste coppie termiche devono quindi essere ridotte, ciò può essere fatto attraverso la creazione di una zona di svuotamento, ottenuta drogando il Silicio, i.e. introducendo nel reticolo cristallino delle impurità. Essendo il Silicio un elemento del IV gruppo, si possono utilizzare elementi del V gruppo, come il Fosforo, per introdurre elettroni di valenza debolmente legati (atomi donatori), o elementi del III, come ad esempio il Boro, creando così dei livelli accettori nella struttura a bande del Silicio. Nel primo caso si parla di drogaggio di tipo n, in cui gli elettroni sono i portatori di carica maggioritari mentre le lacune sono i portatori minoritari, nel secondo di tipo p, in cui si ha la condizione inversa rispetto alla precedente. Mettendo a contatto due interfacce di Silicio, drogate n e p rispettivamente (andando a creare quindi una giunzione p-n, Figura 2.2) ciò che avviene è una graduale diffusione di elettroni dalla zona drogata n alla zona drogata p e di lacune in senso opposto.

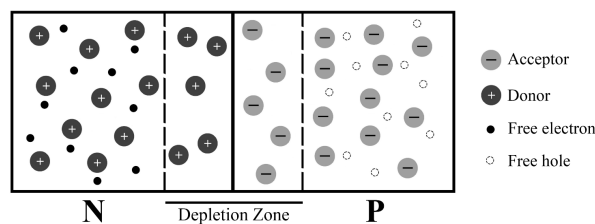


Figura 2.2: Giunzione P-N.

A coppie i portatori di carica, attraversando la giunzione, si ricombinano e nei pressi della giunzione stessa si forma una zona priva di portatori liberi detta zona di svuotamento, o depletion region, in cui sono presenti solo cariche scoperte che danno origine ad un campo elettrico \vec{E} , che se abbastanza intenso arresta il processo di diffusione. Applicando un potenziale elettrico esterno si determina un cambiamento nella larghezza della zona di svuotamento. Una giunzione p-n può essere polarizzata direttamente (collegando il terminale positivo di tensione alla zona n e il negativo alla zona p) con conseguente restringimento della depletion region, oppure inversamente (negativo-n, positivo-p), allargandola, come mostrato in Figura 2.3.

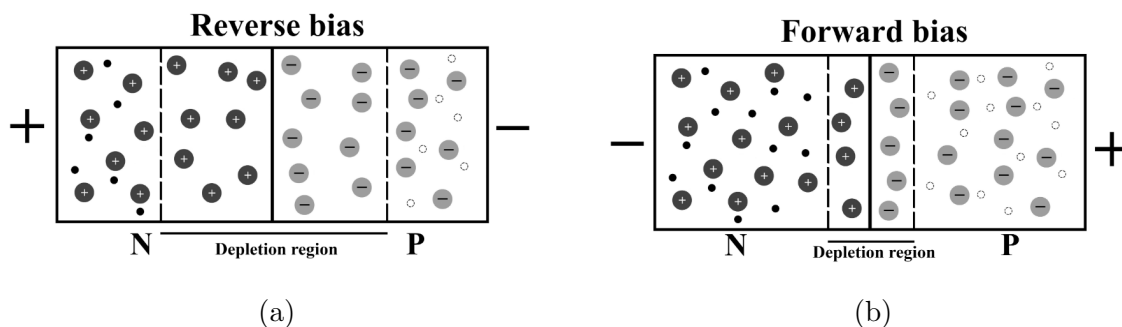


Figura 2.3: Schema dei due tipi di polarizzazione per una giunzione P-N: (a) polarizzazione inversa, (b) polarizzazione diretta.

Quest'ultima condizione è molto utile nei rivelatori, perché la polarizzazione inversa è caratterizzata da una corrente molto piccola prodotta dalle cariche minoritarie e dunque la corrente dovuta ad una particella incidente può essere discriminata dalla corrente intrinseca e quindi misurata. Infine, solitamente le giunzioni p-n sono realizzate in maniera asimmetrica, utilizzando cioè differenti concentrazioni di drogaggio nella zona n e p. Una giunzione altamente asimmetrica può essere di tipo n^+p o p^+n e in queste configurazioni la zona di svuotamento si estende maggiormente nella regione di semiconduttore con drogaggio minore.

2.1.1 Particelle attraverso rivelatori al Silicio

Solitamente un rivelatore al Silicio è composto da due elettrodi accoppiati a due zone fortemente drogate n^+ e p^+ , con in mezzo una zona debolmente drogata n^- (Figura 2.4). Il dispositivo opera in polarizzazione inversa e, una volta formata la zona di svuotamento, particelle cariche o fotoni interagiscono col Silicio creando coppie elettrone-lacuna, che conseguentemente danno origine ad una corrente all'interno del sensore.

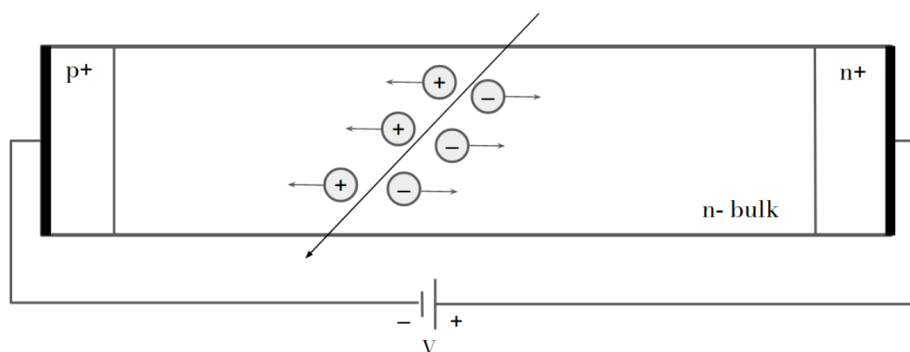


Figura 2.4: Schema di principio di un rivelatore al Si.

Le particelle cariche interagiscono principalmente per interazione elettromagnetica con gli elettroni atomici; una particella all'interno del corpo del rivelatore interagisce con più elettroni contemporaneamente tramite la forza di Coulomb e l'impulso generato può essere sufficiente a far passare tali elettroni a livelli energetici più alti, o anche a ionizzarli, ciò in maniera dipendente dalla prossimità della particella interagente.

In presenza di particelle cariche pesanti incidenti sul sensore, tipicamente l'energia trasferita in una singola collisione con un elettrone atomico è <100 eV. Quindi, poiché l'energia necessaria per creare una coppia e^-h^+ nel Silicio a temperatura ambiente è 3.6 eV, tali particelle incidenti creano molte coppie elettrone-lacuna. Invece, in presenza di elettroni e positroni, che hanno la stessa massa del bersaglio, si ha una maggiore perdita di energia per singola collisione. Inoltre elettroni e positroni perdono energia anche via Bremsstrahlung emettono fotoni, dopo essere stati deflessi per interazione elettromagnetica da un nucleo di Silicio.

Per quanto riguarda i fotoni, i tipi di interazione che questi possono avere nei mezzi materiali dipendono fortemente dalla loro energia e sono: effetto fotoelettrico a basse energie ($\gamma + atomo \rightarrow e^- + atomo^+$), Compton scattering per energie di qualche MeV ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$) e creazione di coppia elettrone-positrone ($\gamma + nucleo \rightarrow \gamma + e^+ + e^- + nucleo$) per raggi γ ad alta energia, in Fig 2.5 è graficato il contributo relativo dei diversi tipi di interazione.

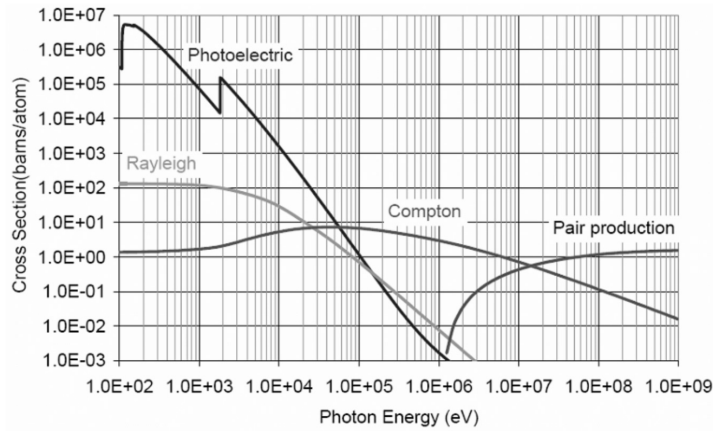


Figura 2.5: Sezione d'urto totale di un fotone in funzione della sua energia all'interno del Silicio. [9]

Il processo dominante ad energia minore di 100 keV è quindi l'effetto fotoelettrico: attraverso questa interazione il fotone interagente viene assorbito e un fotoelettrone è espulso da un atomo di Silicio, dando origine ad una corrente nel sensore.

2.2 SiPM

I Silicon PhotoMultipliers (SiPM) sono dispositivi mirati alla rivelazione di fotoni e trovano vari impieghi nei campi della Medicina (TOF-PET), Biologia (spettroscopia di fluorescenza), in Fisica, in particolare nella costruzione di sistemi LiDAR, per applicazioni di HEP ed in Astronomia [10][11]. Realizzato in tecnologia planare convenzionale, il Single Photon Avalanche Diode, o SPAD, è l'unità fondamentale del SiPM ed opera al di sopra della tensione di breakdown (in cosiddetto regime Geiger), riuscendo a fornire un'eccellente sensitività per singolo fotone.

2.2.1 AD, APD e SPAD

Il diodo a valanga (AD, Avalanche Diode) è strutturalmente caratterizzato da una sottile giunzione p-n. Un diodo a valanga di tipo n-on-p è realizzato da uno strato altamente drogato n^+ ed uno moderatamente drogato p , la sua struttura è riportata in Figura 2.6

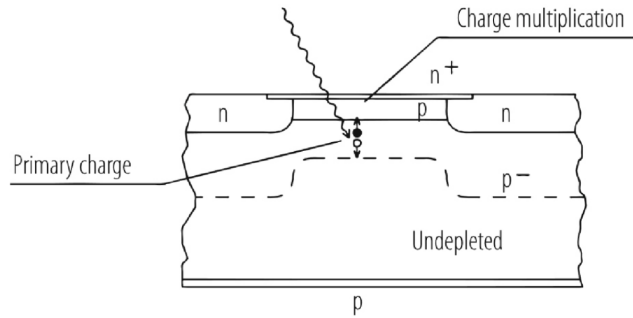


Figura 2.6: Schema di un diodo a valanga n-on-p [17].

Questo tipo di diodo opera in reverse bias, sfruttando l'effetto di moltiplicazione a valanga, che avviene quando la tensione inversa applicata al diodo fornisce ai portatori di carica abbastanza energia da rendere possibile la rottura di legami covalenti all'interno del cristallo dopo un urto, dando origine ad altre coppie e^-h^+ . Il processo a valanga aumenta con l'aumentare della tensione applicata al diodo e continua finché non viene arrestato da fluttuazioni statistiche o da una diminuzione sufficientemente il campo elettrico E . Un APD (Avalanche PhotoDiode) è un diodo a valanga specializzato nella rivelazione di fotoni; uno SPAD (Single Photon Avalanche Diode) è un tipo particolare di APD che opera in modalità Geiger (in Figura 2.7 sono riportate le varie regioni operative per un rivelatore), che rende possibile la rivelazione di singoli fotoni, con un gain ben maggiore dei normali APD (per uno SPAD il guadagno è $>10^4$), in quanto le lacune possono partecipare alla produzione di coppie e^-h^+ secondarie.

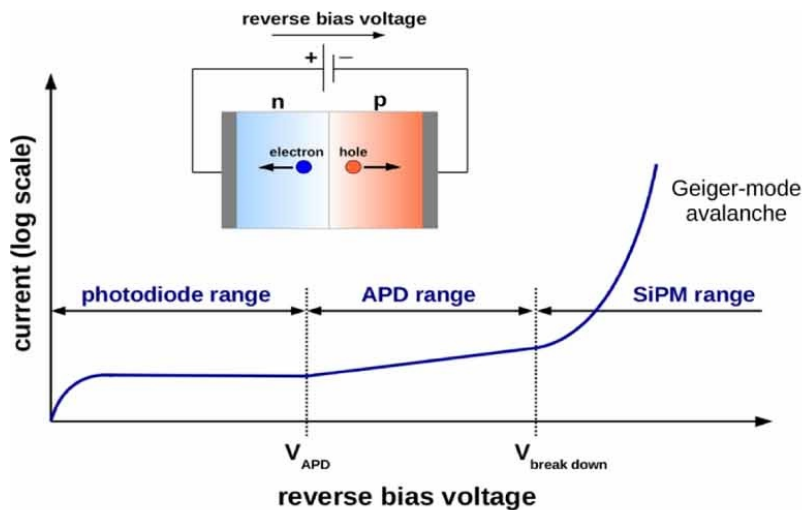


Figura 2.7: Differenti modalità operative per un rivelatore al Silicio in polarizzazione inversa [11].

Gli SPAD possono essere ottimizzati per rivelare fotoni a energie differenti, infatti si hanno due possibili configurazioni: n-on-p SPAD, specializzato nella rivelazione di fotoni rossi o N-IR (Near-InfraRed), e p-on-n SPAD, che invece ha maggiore sensibilità per fotoni UV/blu, entrambi sono mostrati in Figura 2.8. I fotoni UV/blu vengono assorbiti più vicino alla superficie del rivelatore (nel primo μm per fotoni di $\lambda \sim 450$ nm, a $T \sim 300$ K), generando quindi, nel caso di rivelatori p-on-n fotoelettroni che poi attraversano il corpo del rivelatore nella direzione dello strato drogato n, mentre i fotoni rossi/N-IR interagiscono più in profondità dello SPAD (a circa $10 \mu\text{m}$ per fotoni di $\lambda \sim 750$ nm, a $T \sim 300$ K) generando coppie $e^- - h^+$ nel bulk. In questo modo gli elettroni attraversano meno materiale e vengono raccolti prima. Come conseguenza la probabilità per gli elettroni di innescare una valanga è più bassa. Infatti la PDE (Photon Detection Efficiency) per un p-on-n SPAD è più bassa nello spettro del rosso e più alta nella regione del blu.

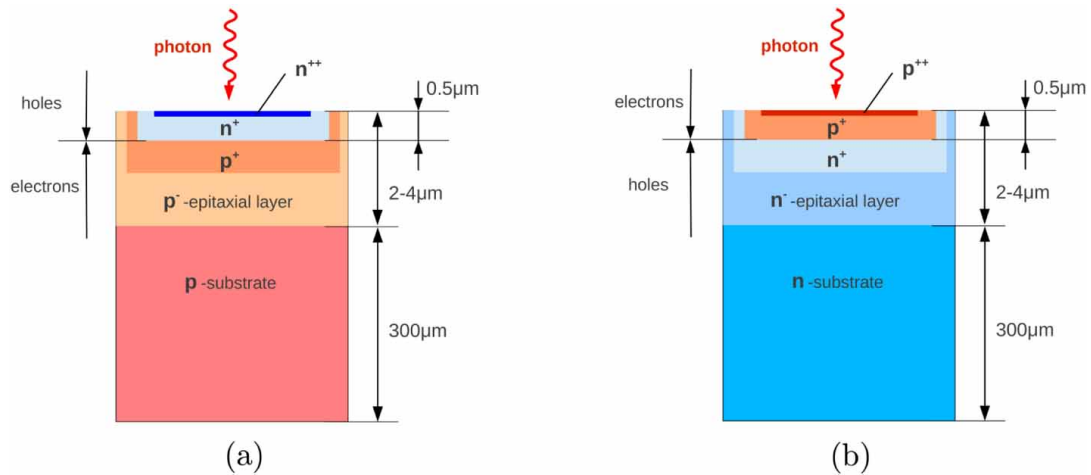


Figura 2.8: Diagramma di uno SPAD n-on-p (a), più sensibile ai fotoni nello spettro del rosso, e di uno SPAD p-on-n (b), più sensibili allo spettro UV [11].

2.2.2 Struttura e funzionamento dei SiPM

I SiPM sono dispositivi costituiti da un array di qualche mm^2 di $10^2 - 10^4$ SPAD in parallelo (Figura 2.9), distanziati di 10-100 μm ed il segnale prodotto sarà quindi proporzionale al numero di SPAD innescate.

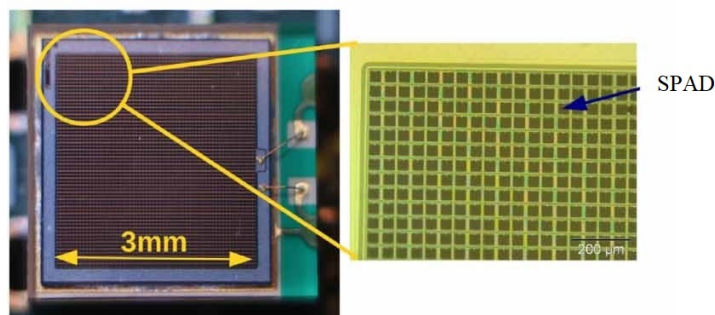


Figura 2.9: Fotografia di un SiPM con ingrandimento sulle SPAD.

Uno SPAD può essere modellato (Figura 2.10a) come una resistenza R_d di circa 1 $\text{k}\Omega$ collegata in parallelo ad un condensatore di capacità $C_d \sim 10$ fF (che rappresenta la depletion region) ed è solitamente posto in serie ad una sezione, detta di quenching, utile a fermare l'effetto valanga generato dal passaggio di fotoni o particelle nel sensore e costituita da una resistenza R_q dell'ordine di 10 $\text{k}\Omega$ -10 $\text{M}\Omega$ posta in parallelo ad un condensatore C_q di qualche fF. La struttura generale di un SiPM è mostrata in Figura 2.10b.

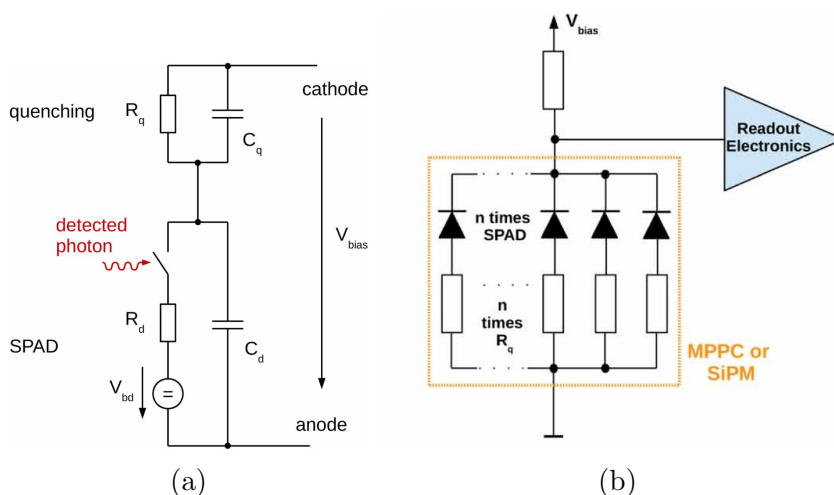


Figura 2.10: (a) Circuito equivalente per uno SPAD; (b) Circuito equivalente SiPM.

Il dispositivo opera a tensioni superiori al breakdown V_{bd} , indicando con V_{ov} (Over-Voltage) la differenza fra la tensione applicata e V_{bd} ($V_{ov} = V_{bias} - V_{bd}$). In questo regime, un fotone passante può essere modellato come la chiusura dell'interruttore nel circuito equivalente di Fig 2.10a, a questo punto la tensione sul nodo fra C_d e C_q decresce esponenzialmente e C_d comincia a scaricarsi, mentre C_q si carica attraverso R_d . Tale processo di carica e scarica si ferma solo quando la corrente attraverso R_d raggiunge il valore di soglia:

$$I_d \simeq \frac{V_{ov}}{R_q + R_d} \sim \frac{V_{ov}}{R_q} \quad (2.4)$$

A questo punto la valanga è smorzata ed il circuito torna nello stato iniziale con un tempo di ricarica costante di:

$$\tau_r = R_q(C_q + C_d) \quad (2.5)$$

Detto ciò, in un apparato di rivelatori risulta indispensabile un certo grado di uniformità dei sensori, specialmente per quanto riguarda la tensione di breakdown dei vari SiPM utilizzati, in maniera tale da poter stabilire un regime di OverVoltage operativo in cui ogni sensore si comporta in modo simile.

2.2.3 Photon Detection Efficiency

Una caratteristica di grande valore per i SiPM è la loro eccezionale sensibilità, che li rende capaci di rilevare singoli fotoni. E' possibile valutare l'efficienza di rivelazione del dispositivo (PDE, Photon Detection Efficiency) definita come il rapporto tra i fotoni di lunghezza d'onda λ rivelati ed i fotoni che effettivamente impattano il sensore, tramite la formula:

$$PDE(V_{ov}, \lambda) = QE(\lambda) \cdot P_T(V_{ov}, \lambda) \cdot FF(V_{ov}, \lambda) \quad (2.6)$$

dove QE è l'efficienza quantistica, ovvero la probabilità che un fotone incidente crei una coppia elettrone-lacuna nella zona attiva del SiPM, P_T la probabilità di generare una valanga, V_{ov} l'overvoltage e FF è il fill factor del sensore (rapporto fra area attiva e area totale). In Figura 2.11 è riportata la PDE in differenti regimi operativi.

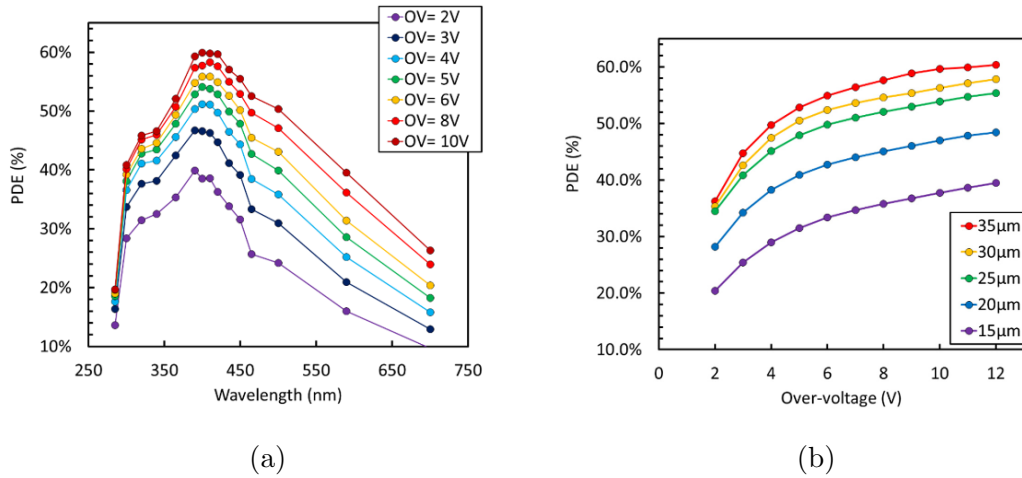


Figura 2.11: (a) PDE in funzione della lunghezza d'onda a differenti V_{ov} ; (b) PDE a $\lambda = 420nm$ per celle con dimensioni differenti. [12]

FF varia dipendentemente dal tipo di tecnologia dello SPAD ed è in genere compreso fra 30% e 80%, per quanto riguarda P_T il valore ideale è 1, ma questo può essere minore per via di imperfezioni nel profilo di drogaggio. L'efficienza quantistica del Silicio è invece dipendente dalla lunghezza d'onda del fotone incidente.

2.2.4 Rumore

I SiPM presentano in genere due tipi di rumore: primario e secondario, o correlato. La principale fonte di rumore primario è il Dark Count Rate (DCR), dovuto alla creazione di coppie elettrone-lacuna per effetto termico, che dando inizio alla valanga generano segnali nel sensore (Fig. 2.13) e un segnale prodotto per Dark Count è completamente indistinguibile da uno da uno prodotto da una particella incidente. Il DCR è proporzionale alla temperatura del SiPM, questo infatti dimezza per una diminuzione di ogni 10 °C circa (Fig. 2.12) e aumenta con l'aumentare dell'OverVoltage.

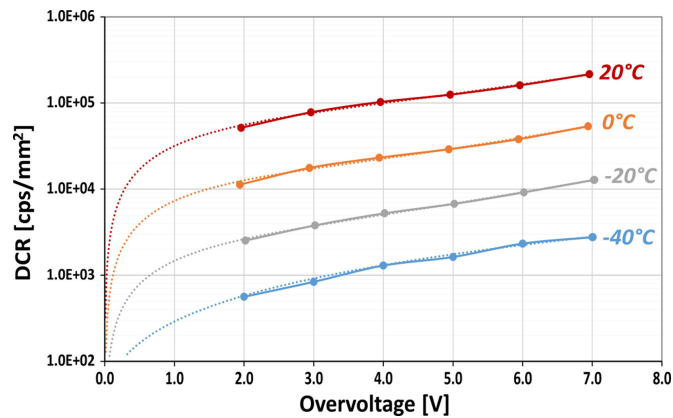


Figura 2.12: Esempio di DCR in un SiPM per unità di area ($1 \times 1 \text{ mm}^2$), in funzione dell'overvoltage a diverse temperature [13].

Esempi di rumore secondario sono l'Afterpulse in un singolo SPAD ed il crosstalk (CT) in SPAD adiacenti. L'Afterpulse può essere dovuto a:

- all'intrappolamento nelle impurità del materiale e successivo rilascio di portatori di carica nella zona a campo elettrico intenso, ciò risulta in una valanga spuria secondaria a breve distanza temporale dalla prima. La probabilità di avere afterpulse in questo caso dipende dal numero di impurità o trappole nel Silicio e dalla loro costante di tempo di rilassamento rispetto al tempo di recupero dello SPAD;
- al riassorbimento di fotoni secondari della valanga nella regione neutra al di sotto della regione attiva, originando una valanga secondaria spuria.

Il crosstalk in generale è dovuto ad un fotone ottico, prodotto durante il processo di moltiplicazione a valanga, che può essere rivelato da uno SPAD limitrofo, originando di conseguenza una valanga spuria e quindi un segnale spurio. Le modalità in cui avviene il crosstalk sono tre:

- **crosstalk diretto:** avviene quando un fotone proveniente da uno SPAD adiacente genera la creazione di una coppia e^-h^+ all'interno della depletion region;
- **crosstalk ritardato:** avviene quando un fotone proveniente da uno SPAD adiacente è assorbito generando una coppia elettrone-lacuna in una zona non svuotata all'interno dello SPAD; in tal caso è possibile che alcuni di questi elettroni riescano a diffondere nello strato a basso drogaggio e a dare il via ad una valanga;
- **crosstalk esterno:** alcuni fotoni generati nella valanga possono uscire dal SiPM ed essere riflessi per esempio nella resina epossidica protettiva, verso uno SPAD adiacente, causando la generazione di una valanga spuria.

In Figura 2.14 è riportato uno schema che raffigura i tre tipi di crosstalk.

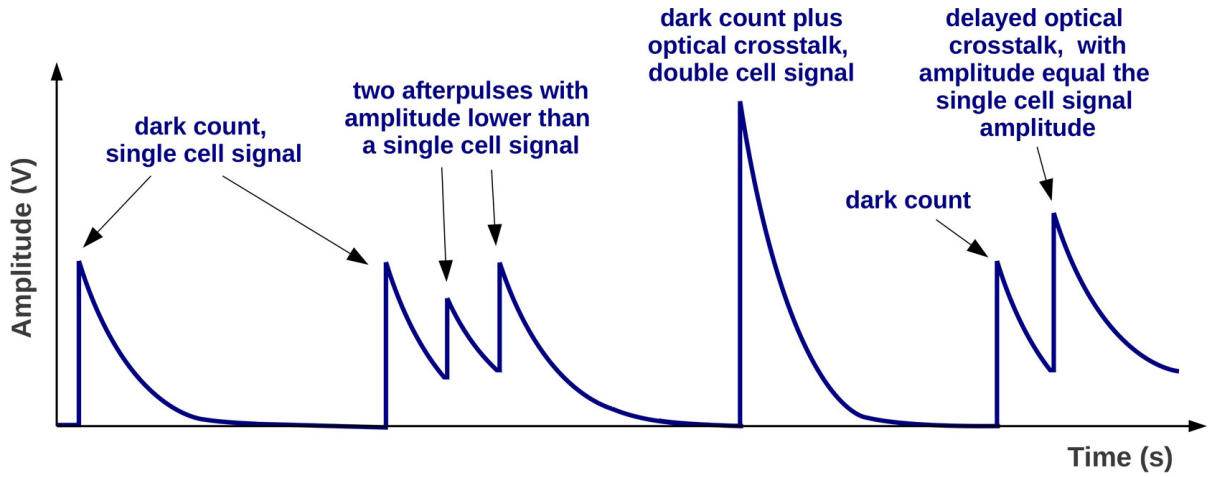


Figura 2.13: Esempio di output analogico di un SiPM con varie tipologie di rumore [13]

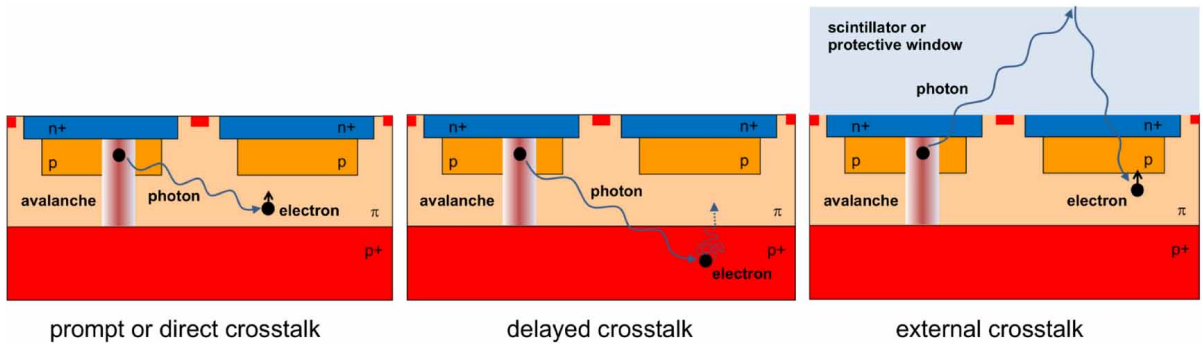


Figura 2.14: Illustrazione dei diversi tipi di crosstalk in un SiPM [11]

Capitolo 3

Studio sui SiPM

Dopo una breve descrizione dell'apparato strumentale utilizzato, in questo capitolo si andranno a studiare e comparare diversi SiPM, differenziati in base alla struttura del sensore (ossia SiPM singoli e matrici da 3×3 SiPM ciascuna) oltre che allo spessore dello strato protettivo di resina. In particolare sono eseguite le misure delle caratteristiche IV (corrente-tensione) e CV (capacità-tensione), da cui, in sede di analisi dei dati, verranno ricavate le rispettive tensioni di breakdown e i profili di drogaggio. I risultati ottenuti permetteranno di mettere a confronto le risposte dei vari prototipi, in modo da valutare le caratteristiche intrinseche e l'uniformità del campione in esame.

3.1 Sensori in analisi e misure effettuate

I SiPM studiati in questa tesi sono realizzati dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK) [14] e sono basati sulla tecnologia NUV-HD-RH [12]. In Figura 3.1 gli schemi, forniti da FBK, dei SiPM e le connessioni ai diversi canali.

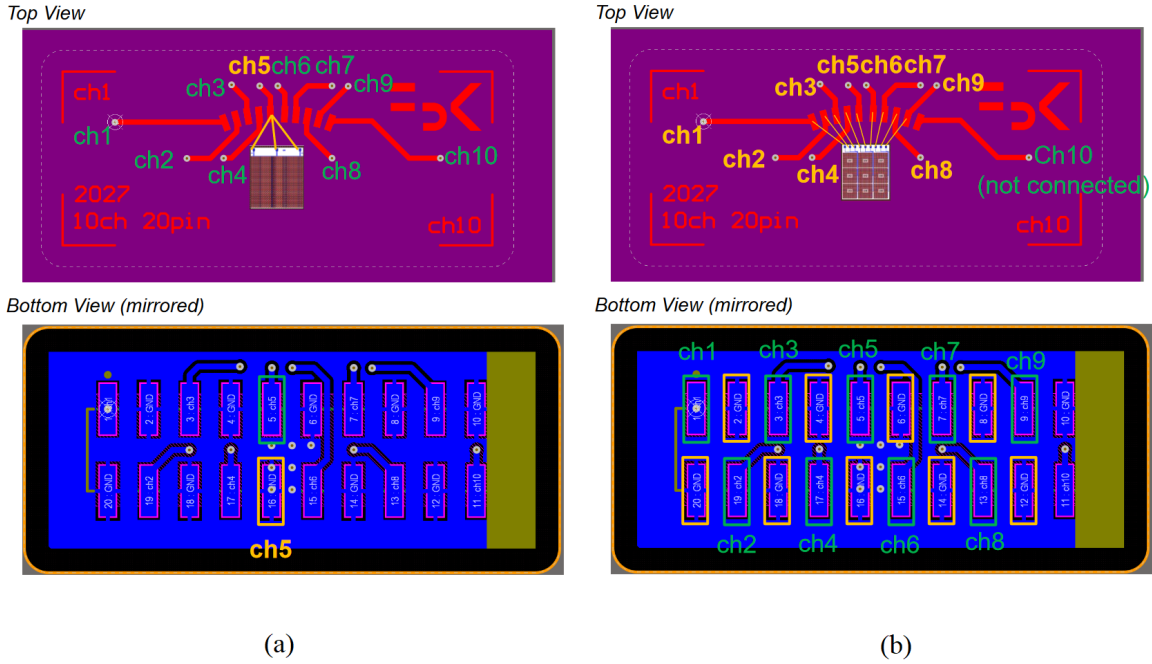


Figura 3.1: Schemi PCB su cui sono saldati i SiPM. Schemi tipici per SiPM singoli (a), bondati su un unico canale, e per le matrici (b), che utilizzano i canali da 1 a 9 per i corrispondenti pixel.

La caratteristica principale che differenzia i vari sample è lo spessore ed il tipo di resina applicata sopra al sensore. Questa può essere silconica o epossidica ed è applicata dal produttore come protezione meccanica per il dispositivo. I SiPM singoli con diversi spessori di resina protettiva sono recentemente stati studiati nella risposta temporale per una loro possibile applicazione nel rivelamento diretto di particelle cariche [15] [16].

In questa tesi sono stati testati 6 SiPM singoli e 6 matrici da 3×3 SiPM, divisi in tre raggruppamenti in base allo spessore dello strato protettivo di resina silconica, in questo caso 3 mm per i sample SR3-2, SR3-6, SR3-F, SR3-G, 1.5 mm per i sample SR1.5-7, SR1.5-10, SR1.5-B, SR1.5-D e 1.0 mm per i sample SR1.0-3, SR1.0-9, SR1.0-A, SR1.0-H (Tabella 3.1).

Le 60 curve IV e CV sono state misurate in polarizzazione inversa: questo permette di ricavare dalle IV i valori della tensione di breakdown per ogni sensore e dalle CV la

capacità equivalente, il profilo di drogaggio e l'andamento del campo elettrico all'interno del sensore.

Nome	Struttura	Resina protettiva	Area attiva SiPM (mm^2)	Cell size
SR3-2	Matrice	Silicon Resin 3 mm	0.92 x 0.96	40 μm
SR3-6	Matrice	Silicon Resin 3 mm	0.92 x 0.96	40 μm
SR3-F	Singolo	Silicon Resin 3 mm	3.2 x 3.12	40 μm
SR3-G	Singolo	Silicon Resin 3 mm	3.2 x 3.12	40 μm
SR1.5-7	Matrice	Silicon Resin 1.5 mm	0.92 x 0.96	40 μm
SR1.5-10	Matrice	Silicon Resin 1.5 mm	0.92 x 0.96	40 μm
SR1.5-B	Singolo	Silicon Resin 1.5 mm	3.2 x 3.12	40 μm
SR1.5-D	Singolo	Silicon Resin 1.5 mm	3.2 x 3.12	40 μm
SR1.0-3	Matrice	Silicon Resin 1.0 mm	0.92 x 0.96	40 μm
SR1.0-9	Matrice	Silicon Resin 1.0 mm	0.92 x 0.96	40 μm
SR1.0-A	Singolo	Silicon Resin 1.0 mm	3.2 x 3.12	40 μm
SR1.0-H	Singolo	Silicon Resin 1.0 mm	3.2 x 3.12	40 μm

Tabella 3.1: Principali caratteristiche dei SiPM in esame, con relativa nomenclatura. Il suffisso alfabetico indica la struttura di SiPM singolo, quello numerico le matrici.

3.2 Apparato sperimentale

Caratteristiche IV

L'apparato sperimentale per la misura delle IV consiste in:

- Picoamperometro Keithley 6487 [18], Fig. 3.2a;
- Alimentatore di tensione TDK-Lambda Z100-2 [19], Fig. 3.2b;
- Una gabbia di Faraday, Fig. 3.2c, essenziale per garantire l'isolamento dei SiPM da interferenze elettromagnetiche esterne.

Il sensore in analisi viene posizionato all'interno della gabbia di Faraday ed è collegato in serie al picoamperometro ed all'alimentatore (Figura 3.3).

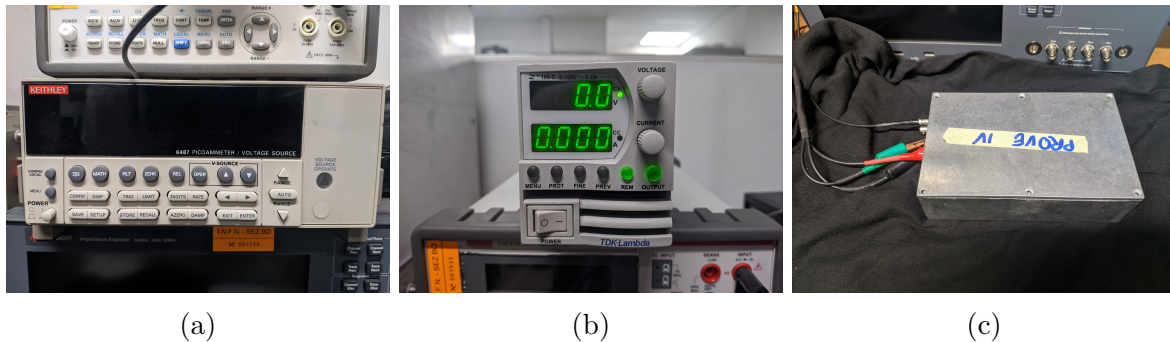


Figura 3.2: Strumentazione utilizzata per le misure di IV, (a) picoamperometro Keithley 6487, (b) TDK-Lambda Z100-2, (c) gabbia di Faraday.

Una volta chiusa la gabbia, questa è ricoperta in un telo nero per limitare la contaminazione luminosa durante la misura. La misura viene quindi effettuata tramite un programma LabVIEW attraverso il quale viene impostata la tensione applicata al SiPM e si acquisisce la corrente in uscita. La tensione applicata viene progressivamente aumentata a step di 1 V fino a 31 V. Da questo valore in poi, per tutte le matrici 3×3 e per i sample SR3-F e SR1.5-B, si prosegue fino a 37 V con un nuovo step di 50 mV. Per i sample SR3-G, SR1.5-D, SR1.0-A e SR1.0-H, prototipi irradiati, si è impostato uno step di tensione di 10 mV sempre nello stesso intervallo 31-37 V.

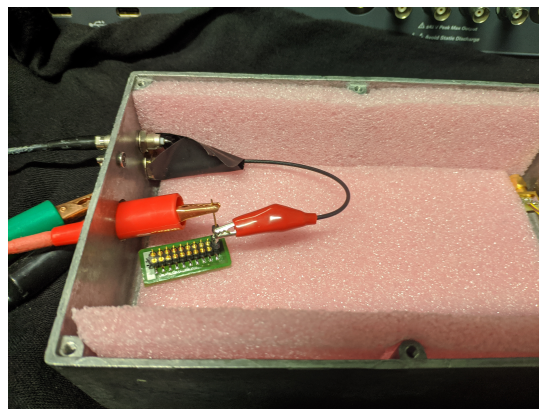


Figura 3.3: SiPM collegato in polarizzazione inversa in serie con il picoamperometro all'interno della gabbia di Faraday.

Quest'ultima scelta è stata operata sui quattro sample elencati perché presentano un rumore di fondo più elevato rispetto agli altri sample in esame, che si traduce in una più ripida caratteristica IV, tale da rendere necessaria l'acquisizione di un numero maggiore di punti nell'intervallo di valori contenente la tensione V_{bd} . In entrambi i casi la misura della corrente è presa dopo 1 s dall'applicazione dello step di tensione, tempo necessario

per lo smorzamento delle fluttuazioni dovute alle capacità parassite del circuito, ed il fondoscala del picoamperometro è impostato in modo tale da non saturare i valori più alti di corrente.

Caratteristiche CV

Per le misure di CV l'apparato sperimentale consiste in:

- Alimentatore di tensione TDK-Lambda Z100-2[19];
- Multimetro digitale Keithley 2110 [20], Fig. 3.4a, per misurare la tensione V_{bias} effettiva sul SiPM;
- Analizzatore di impedenza Keysight Impedance Analyzer E4990A [21], Fig. 3.4b, con cui si è misurata la capacità in serie equivalente del SiPM;
- Keysight 16065A External Voltage Bias Fixture [22], Figura 3.4c, utile per fornire una tensione di bias oltre ai 40 V, limite operativo dell'impedenzometro.

Le misure di CV sono state realizzate con due procedimenti differenti. Il primo metodo prevede solamente l'utilizzo dell'alimentatore di tensione interno dell'impedenzometro, in quanto sufficiente a raggiungere la tensione massima voluta di circa 37 V. Sempre tramite l'ausilio di un programma LabVIEW, viene inizialmente eseguita una compensazione Open Circuit e Short Circuit, utili a minimizzare effetti parassiti dovuti al cablaggio. Una volta collegato il SiPM in reverse bias, avviene la raccolta dati. Questa consiste in uno sweep su frequenze da 2 Hz fino a 2 MHz ad una tensione preimpostata, in modo da poter valutare diversi parametri del SiPM. Vengono infine considerati i valori della capacità in serie ad una frequenza di 20 kHz. La tensione applicata anche in questo caso varia a step, da 0 V fino a 37 V.

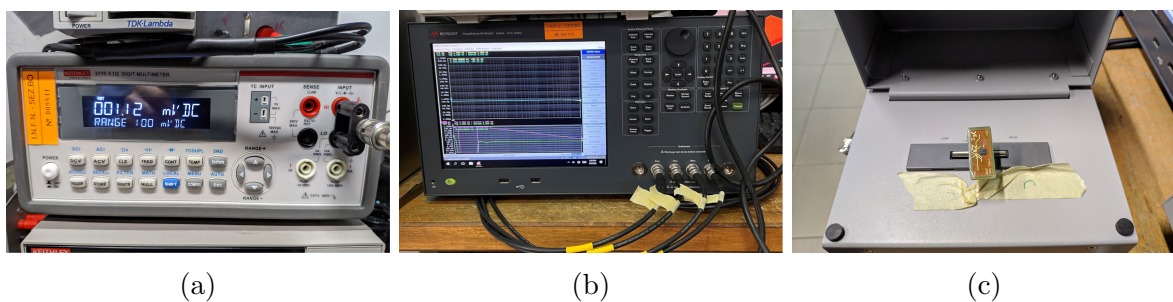


Figura 3.4: Strumentazione utilizzata per le misure di CV, (a) Multimetro digitale Keithley 2110, (b) Keysight E4990A Impedance Analyzer, (c) Voltage Bias Fixture Keysight 16065A.

Il secondo metodo è stato applicato al fine di eliminare errori sistematici sulle misure introdotti dal programma LabVIEW che determinano un offset positivo delle curve CV ed anche l'inattendibilità degli ultimi punti misurati per ogni curva. Il setup prevede l'utilizzo dell'alimentatore esterno per fornire la tensione sul SiPM e del multimetro digitale per misurare la V_{bias} effettiva. E' stato quindi necessario l'utilizzo della Voltage Bias Fixture, oltre che ad un programma LabVIEW differente, ma il procedimento di raccolta dati rimane invariato.

3.3 Analisi IV

La caratteristica IV per un dispositivo elettronico è estremamente importante se ne si vuole analizzare il regime operativo. Per quanto riguarda i SiPM è utile soprattutto per valutarne la tensione di breakdown V_{bd} , oltre al quale il SiPM entra in Geiger Mode. Esempi di tali caratteristiche sono riportati in Figura 3.5 per la matrice SR3-6 ed in Figura 3.6 per i SiPM SR1.5-B e SR1.5-D.

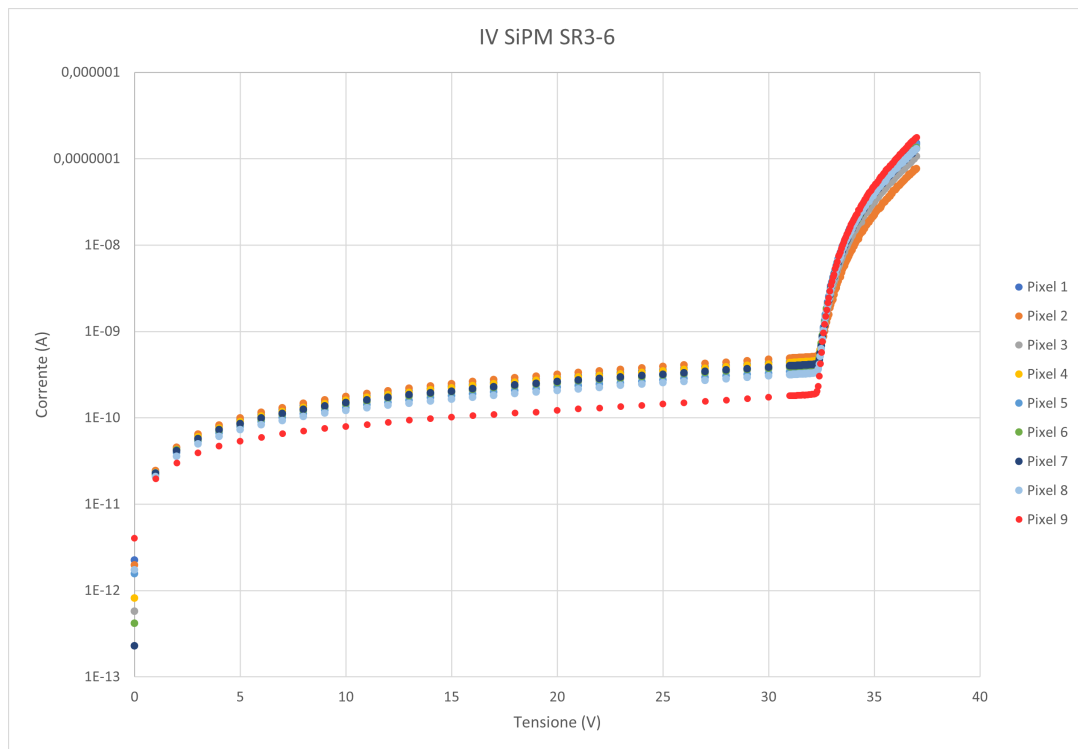


Figura 3.5: Esempio di caratteristica IV per una matrice 3×3.

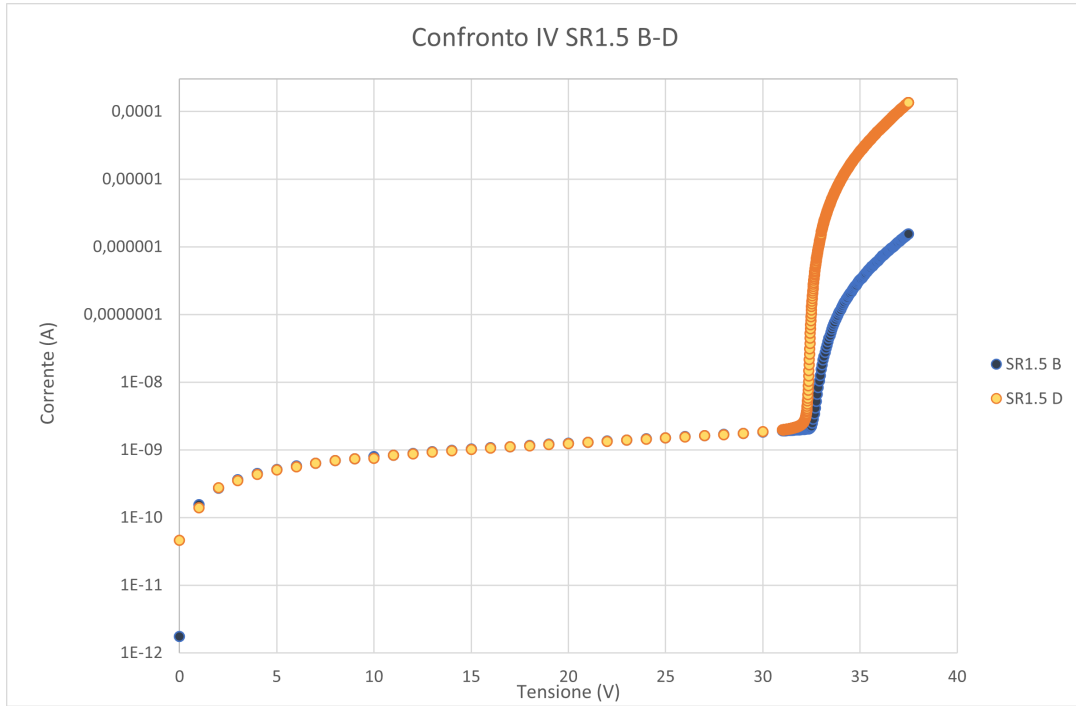


Figura 3.6: Confronto tra le caratteristiche IV dei SiPM SR1.5-B e SR1.5-D. Si può notare la differenza nel comportamento dei due sample dopo il breakdown. L'alto DCR presente nel SiPM SR1.5-D determina una corrente inversa che può risultare uno o due ordini di grandezza più alta a parità di tensione applicata rispetto al Sample B.

In prima analisi, dalle caratteristiche IV per le matrici di SiPM si può notare una sostanziale uniformità nel comportamento dei sensori. Le differenti correnti in uscita misurate per i pixel dei sample SR3-6 mostrato in figura sono imputabili principalmente ad una variazione della luminosità di fondo all'interno della gabbia di Faraday. Per quanto riguarda i SiPM singoli SR1.5-B e SR1.5-D in Figura 3.6 è possibile osservare come la caratteristica IV dei due sample sia molto differente una volta oltrepassata la tensione di breakdown. Questa differenza di comportamento è data dal fatto che il sample D è stato già utilizzato per il rivelamento di particelle MIP in sede di beam test, ciò comporta un aumento di Dark Counts che si riflette in correnti inverse dopo il breakdown maggiori rispetto al sample non irradiato. I restanti grafici di IV sono riportati in Appendice.

Per calcolare V_{bd} si è optato per l'utilizzo dei metodi della derivata logaritmica (LD) e della derivata logaritmica inversa (ILD) [23] della corrente:

$$LD \equiv \frac{d \ln(|I|)}{dV} \quad (3.1)$$

$$ILD \equiv \left(\frac{d \ln(|I|)}{dV} \right)^{-1} \quad (3.2)$$

Le curve così calcolate hanno un comportamento lineare prima e dopo la tensione di breakdown, con pendenze opposte. La posizione di V_{bd} è identificata da un massimo su LD ed un minimo su ILD, i quali vengono stimati tramite un fit con una funzione polinomiale di secondo grado (Figura 3.7). Il fit è effettuato mediante ROOT: il codice adottato calcola LD ed ILD operando una media fra i punti delle curve IV misurate e, dato un range di tensioni specifico per ogni sensore, approssima un intorno dei due punti critici con una quadratica. V_{bd} è ricavato come il valor medio fra il massimo V_{LD} ed il minimo V_{ILD} calcolati per le due curve. Per le matrici viene estratta quindi la media delle tensioni di breakdown per ognuno dei pixel e l'errore associato ad essa è dato dalla deviazione standard della media. I valori così ricavati, insieme al range di fit utilizzato, sono riportati nelle Tabelle 3.2 per i sample SR3-2 ed SR3-6, 3.3 per SR1.5-7 e SR1.5-10 e 3.4 per SR1.0-3 e SR1.0-3. Per i SiPM singoli non irradiati SR3-F e SR1.5-B viene invece utilizzata la differenza fra V_{LD} e V_{ILD} come errore. Per i sample SR3-G, SR1.5-D, SR1.0-A ed SR1.0-H, tutti e quattro già irradiati, si è usato come errore lo step di tensione di 10 mV, in quanto la differenza tra V_{LD} e V_{ILD} potrebbe sottostimare l'incertezza sulle misure. I risultati ottenuti per questi sono riportati in Tabella 3.5.

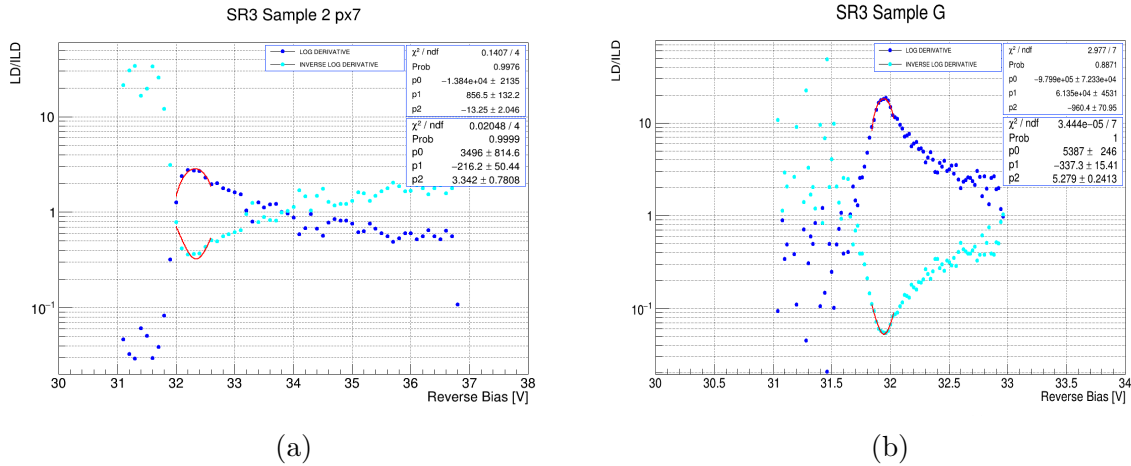


Figura 3.7: Esempi di fit delle caratteristiche IV utilizzando i metodi LD e ILD per il pixel 7 della matrice SR3-2 (a) e per il SiPM SR3-G (b).

N° Pixel	V_{bd} SR3-2 (V)	Range (V)	V_{bd} SR3-6 (V)	Range (V)
1	32.21	32 - 32.4	32.59	32.35 - 32.75
2	32.22	32 - 32.4	32.62	32.35 - 32.75
3	32.18	32 - 32.6	32.58	32.35 - 32.75
4	32.17	32 - 32.35	32.60	32.35 - 32.75
5	32.46	32.1 - 32.7	32.55	32.35 - 32.75
6	32.31	32 - 32.6	32.62	32.35 - 32.95
7	32.33	32 - 32.6	32.59	32.35 - 32.75
8	32.26	32 - 32.42	32.55	32.35 - 32.75
9	32.29	32 - 32.4	32.50	32.35 - 32.65
Media	(32.27 ± 0.03) V		(32.58 ± 0.01) V	

Tabella 3.2: Valori di V_{bd} calcolati per le Matrici SR3-2 e SR3-6 dei SiPM, dove *Range* indica l'intervallo di valori di tensione su cui è realizzato il fit di LD e ILD.

N° Pixel	V_{bd} SR1.5-7 (V)	Range (V)	V_{bd} SR1.5-10 (V)	Range (V)
1	32.67	32.35 - 32.85	32.45	32.15 - 32.6
2	32.63	32.35 - 32.85	32.48	32.15 - 32.7
3	32.58	32.35 - 32.75	32.47	32.15 - 32.7
4	32.68	32.35 - 32.95	32.43	32.15 - 32.65
5	32.59	32.35 - 32.75	32.47	32.25 - 32.65
6	32.64	32.35 - 32.85	32.48	32.25 - 32.65
7	32.63	32.35 - 32.85	32.42	32.15 - 32.65
8	32.63	32.35 - 32.85	32.46	32.25 - 32.65
9	32.59	32.35 - 32.85	32.45	32.25 - 32.65
Media	(32.63 ± 0.01) V		(32.46 ± 0.01) V	

Tabella 3.3: Valori di V_{bd} calcolati per le Matrici SR1.5-7 e SR1.5-10.

N° Pixel	V_{bd} SR1.0-3 (V)	Range (V)	V_{bd} SR1.0-9 (V)	Range
1	32.56	32.35 - 32.75	32.55	32.25 - 32.95
2	32.65	32.35 - 32.95	32.50	32.15 - 32.75
3	32.53	32.25 - 32.75	32.53	32.25 - 32.85
4	32.66	32.35 - 32.95	32.50	32.25 - 32.85
5	32.62	32.35 - 32.85	32.50	32.25 - 32.75
6	32.66	32.35 - 32.95	32.49	32.15 - 32.75
7	32.65	32.35 - 32.95	32.50	32.25 - 32.85
8	32.66	32.35 - 32.95	32.44	32.15 - 32.65
9	32.62	32.35 - 32.95	32.51	32.25 - 32.75
Media	(32.62 ± 0.02) V		(32.50 ± 0.01) V	

Tabella 3.4: Valori di V_{bd} calcolati per le Matrici SR1.0-3 e SR1.0-9.

V_{bd} SR3-F (V)	Range (V)	V_{bd} SR3-G (V)	Range (V)
(32.52 ± 0.01)	32.35 - 32.75	(31.94 ± 0.01)	31.84 - 32.03
V_{bd} SR1.5-B (V)	Range (V)	V_{bd} SR1.5-D (V)	Range (V)
(32.82 ± 0.01)	32.45 - 33.05	(32.39 ± 0.01)	32.3 - 32.47
V_{bd} SR1.0-A (V)	Range (V)	V_{bd} SR1.0-H (V)	Range (V)
(32.19 ± 0.01)	32.1 - 32.26	(32.26 ± 0.01)	32.16 - 32.33

Tabella 3.5: Valori di V_{bd} calcolati per i SiPM singoli.

Dai risultati ottenuti per le matrici si può notare un notevole grado di uniformità fra i vari pixel di una stessa matrice 3×3 , come atteso in quanto le caratteristiche costruttive degli SPAD sono le stesse. Un caso di V_{bd} differente di 0.2 V dal valore medio del sample si è verificato per il pixel 5 del sample SR3-2: questa deviazione può essere dovuta ad un difetto costruttivo, oppure ad un errore casuale introdotto in fase di misura. Calcolando la media di tutte le V_{bd} ricavate si ottiene un valore di $V_{medio} = (32.4 \pm 0.1)$ V, il cui errore associato è dato dalla deviazione standard della media, che risulta in accordo con la tensione di breakdown (32.2 ± 0.1) V fornita da FBK.

3.4 Analisi CV

Un'altra importante misura per la caratterizzazione di un SiPM è la caratteristica CV. Questa rende possibile valutare la capacità effettiva per pixel, il campo elettrico nel SiPM ed il profilo di drogaggio ed è ottenuta ad una frequenza operativa di 20 kHz. L'andamento della curva è tale da avere inizialmente una forte diminuzione della capacità, corrispondente allo svuotamento del gain layer, ed in seguito una più graduale discesa, fino ad arrivare ad un valore asintotico che corrisponde allo svuotamento totale del sensore. Ciò però avviene a tensioni superiori rispetto all'ultimo valore disponibile di ~ 37 V, valore non superato per non danneggiare il sensore stesso. Esempi di tali curve sono riportati di seguito in Figura 3.8 per la matrice SR1.0-9 e Figura 3.9 per il sample SR3-F. Dalla caratteristica CV per la matrice SR1.0-9 è possibile osservare come le curve corrispondenti ai diversi pixel siano sovrapposte.

Nei sample SR1.5-D (Figura 3.10), SR3-G, SR1.0-A e SR1.0-H si osserva un aumento della capacità equivalente per valori di tensione superiori di circa 2-4 V alla tensione V_{bd} . Tale comportamento è legato a ciò che si è visto nella sezione riguardante le caratteristiche IV per questi SiPM irradiati.

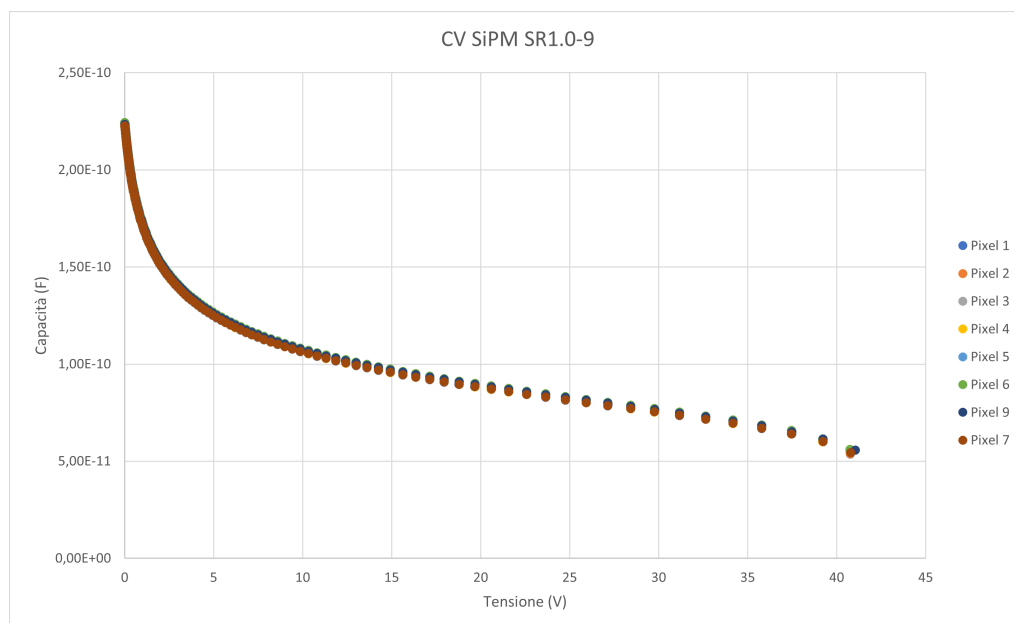


Figura 3.8: Esempio di caratteristica CV per la matrice 3×3 SR1.0-9.

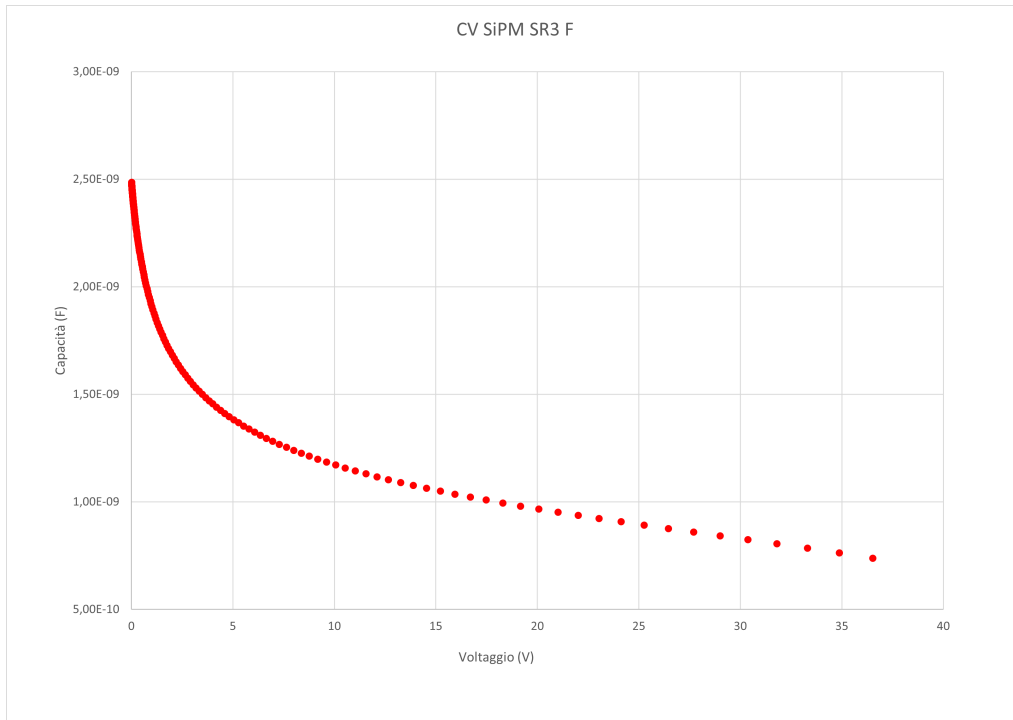


Figura 3.9: Caratteristica CV per il SiPM SR3-F.

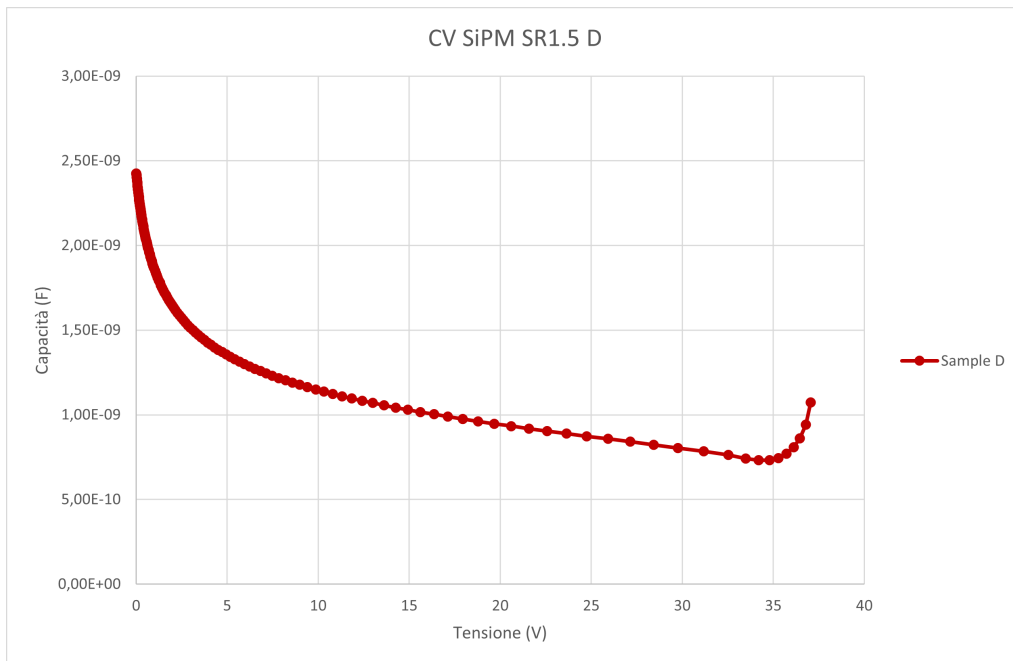


Figura 3.10: Caratteristica CV del sample SR1.5-D.

Il valore asintotico della capacità equivalente può essere ricavato tramite la formula per un condensatore a facce piane parallele:

$$C_{asin} = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si} \cdot A}{d} \quad (3.3)$$

con A l'area attiva del SiPM, ϵ_0 costante dielettrica del vuoto, ϵ_{Si} la costante dielettrica relativa del Silicio e d lo spessore dello strato di guadagno, che per gli SPAD analizzati è di circa $2 \mu\text{m}$ [24]. Da questa formula si ottengono valori di ~ 46 pF per i pixel delle matrici e ~ 520 pF per i SiPM singoli.

Per estrarre il profilo di drogaggio ed il campo elettrico si utilizza una macro di ROOT che agisce nel seguente modo:

- calcola iterativamente lo spessore del SiPM (W), invertendo la relazione 3.3, nel seguente modo

$$W = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si} \cdot A}{C_{serie}} \quad (3.4)$$

dove in questo caso C_{serie} indica la capacità in serie misurata;

- ricava il profilo di drogaggio $N_{dop}(x)$ secondo la formula:

$$N_{dop}(x) = \frac{dV}{d \left(\frac{1}{C(x)^2} \right)} \frac{2}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si} \cdot e \cdot A^2} \quad (3.5)$$

;

- calcola il campo elettrico E all'interno del SiPM tramite il seguente integrale:

$$E_{field} = - \int_0^W \frac{e \cdot N_{dop}(x)}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}} dx. \quad (3.6)$$

Alcuni grafici che derivano da questa serie di operazioni sono riportati di seguito in Figura 3.11.

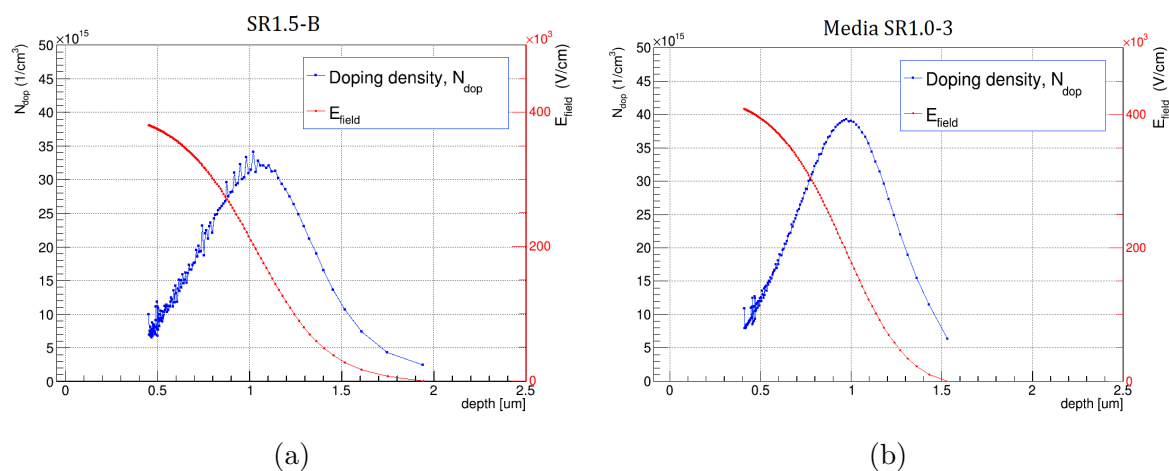


Figura 3.11: Esempi di profili di doping e campo elettrico (a) per il SiPM singolo SR1.5-B e (b) media dei pixel della matrice 3×3 SR1.0-3.

I restanti grafici del profilo di doping sono riportati in Appendice.

Andando a confrontare le curve si può notare, per il campo elettrico, come l'andamento sia simile per tutti i sensori: molto intenso in prossimità del gain layer e con un valore medio di circa $\sim 400 \times 10^3$ V/cm, che diminuisce poi con la profondità, in maniera compatibile con il comportamento di tali dispositivi [11] [25]. Per quanto riguarda il profilo di drogaggio questo risulta omogeneo tra i vari SiPM, con un picco di circa $\sim 35 \times 10^{15}$ cm $^{-3}$ mediamente ad una profondità di 1 μ m, in linea con le aspettative (vedi Sezione 2.2 Figura 2.8), in quanto i SiPM studiati utilizzano lo stesso tipo di SPAD. Queste considerazioni risultano consistenti anche per i sample SR3-G, SR1.5-D, SR1.0-A ed SR1.0-H.

Conclusioni

In questa tesi sono stati studiati e caratterizzati un totale di 60 SiPM della FBK, di cui 6 singoli e 54 facenti parte di matrici da 3×3 prototipi. In particolare, si è stabilito il grado di omogeneità fra i prototipi disponibili studiandone le caratteristiche tensione-corrente (IV) e tensione-capacità (CV). Le IV sono necessarie per estrapolare un parametro fondamentale per i SiPM, ossia la tensione di breakdown V_{bd} , oltre la quale i dispositivi usualmente operano. Sia per le matrici che per i SiPM singoli sono stati calcolati valori di V_{bd} e si evidenzia una buona uniformità fra i vari SiPM testati. In particolare si sono ricavati i valori medi per le matrici di 3×3 SiPM, che risultano (32.27 ± 0.03) V e (32.58 ± 0.01) V rispettivamente per le matrici SR3-2 e SR3-6, (32.63 ± 0.01) V e (32.46 ± 0.01) V per le matrici SR1.5-7 e SR1.5-10, (32.62 ± 0.02) V e (32.50 ± 0.01) V per le matrici SR1.0-3 e SR1.0-9; per quanto riguarda i SiPM singoli si nota come le caratteristiche IV abbiano un andamento differente se un sensore risulta essere irradiato, con Dark Counts significativamente maggiori e, di conseguenza, valori di corrente inversa più elevati al di sopra di V_{bd} . Per i valori della tensione di breakdown sono stati ottenuti i seguenti risultati: (32.52 ± 0.01) V e (31.94 ± 0.01) V per i sample SR3-F e SR3-G; (32.82 ± 0.01) V e (32.39 ± 0.01) V per i sample SR1.5-B e SR1.5-D; e infine (32.19 ± 0.01) V e (32.26 ± 0.01) V per i sample SR1.0-A e SR1.0-H.

Per quanto riguarda le caratteristiche CV, non si notano differenze significative di comportamento fra i pixel delle varie matrici, mentre per i SiPM singoli si è riscontrato un aumento anomalo della capacità negli ultimi punti della curva nei sensori che presentano un DCR elevato. Dalle CV è stato possibile ricavare anche il profilo di drogaggio e l'andamento del campo elettrico all'interno dei sensori. Si evidenzia un buon grado di uniformità tra i diversi SiPM: in particolare si evince in media un picco nel profilo di drogaggio di $\sim 35 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ad una profondità di $1 \mu\text{m}$. Anche per il campo elettrico si osserva il medesimo andamento tra i SiPM prototipi in esame, esso è molto intenso in prossimità del gain layer, dove mediamente vale $\sim 400 \times 10^3 \text{ V/cm}$, e si attenua quindi all'aumentare della profondità. I dati così ricavati sono in accordo con il comportamento atteso per sensori SPAD.

Va sottolineata l'importanza di questi risultati. Infatti l'omogeneità riscontrata, soprattutto per le matrici, indica la possibilità di realizzare apparati di rivelazione contenenti un numero molteplice di tali sensori utilizzando un unico canale per fornire la

stessa tensione operativa V_{bias} tale per cui tutti i dispositivi hanno comportamento simile. Questo approccio risulta l'unico percorribile se si vuole mantenere minimo il livello di complessità di un apparato di misura, oltre che a contenerne la potenza dissipata ed i costi di produzione.

Appendice

Grafici profili di drogaggio e campo elettrico

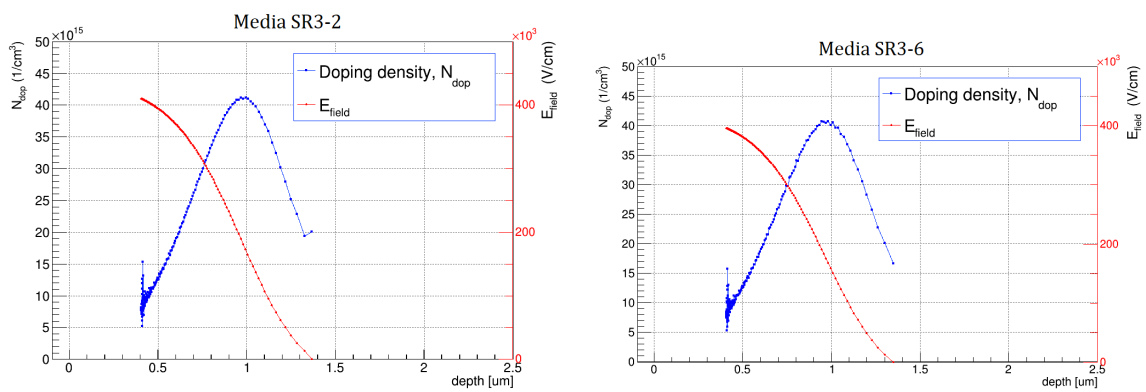


Figura A.12: Doping e campo elettrico per i Sample 2 e 6.

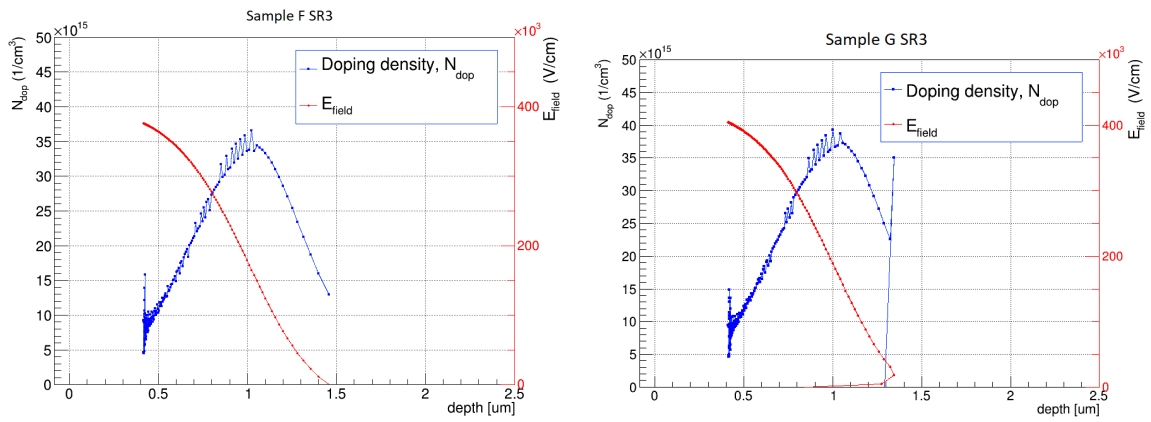


Figura A.13: doping e campo elettrico per i Sample F e G.

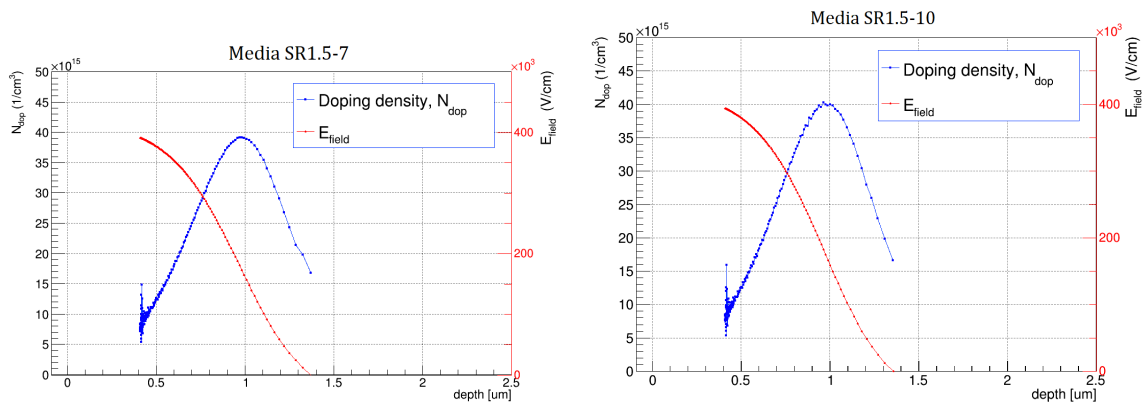


Figura A.14: Doping e campo elettrico per i Sample 7 e 10.

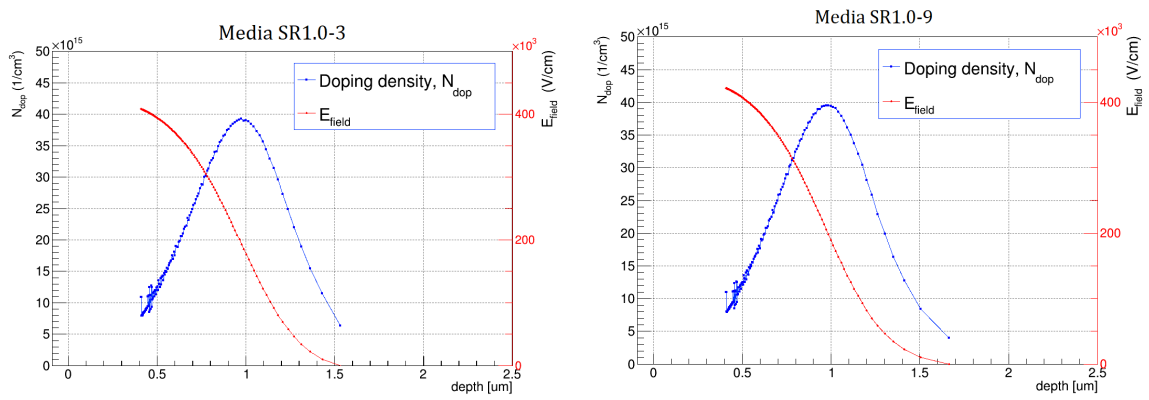


Figura A.15: Doping e campo elettrico per i Sample 3 e 9.

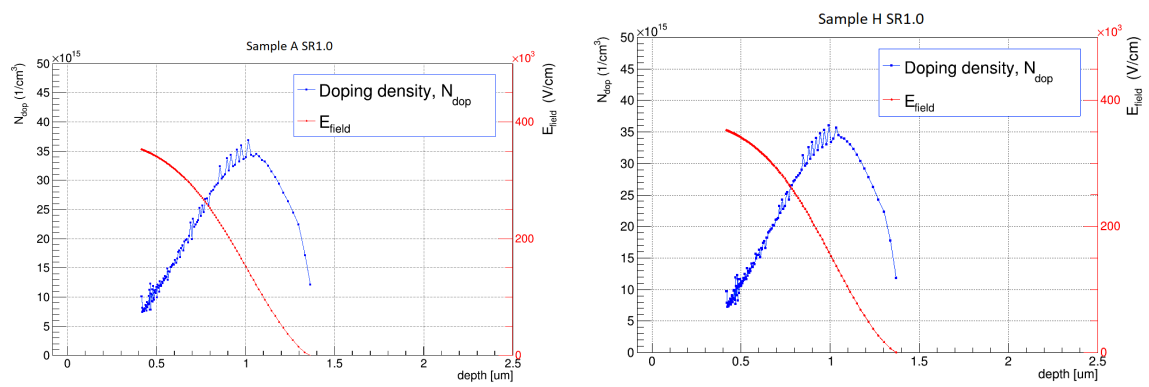


Figura A.16: Doping e campo elettrico per i Sample A e H.

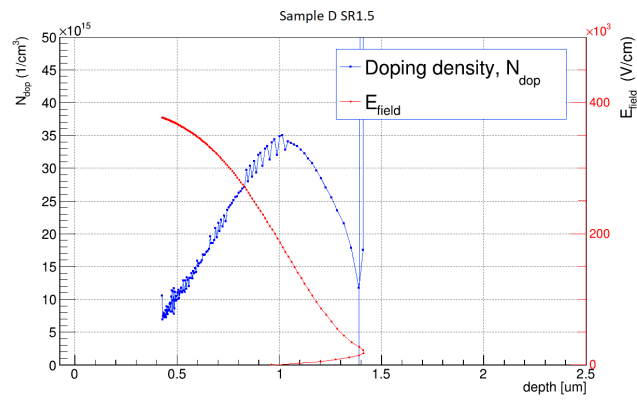


Figura A.17: Doping e campo elettrico per il Sample D.

Grafici caratteristiche IV

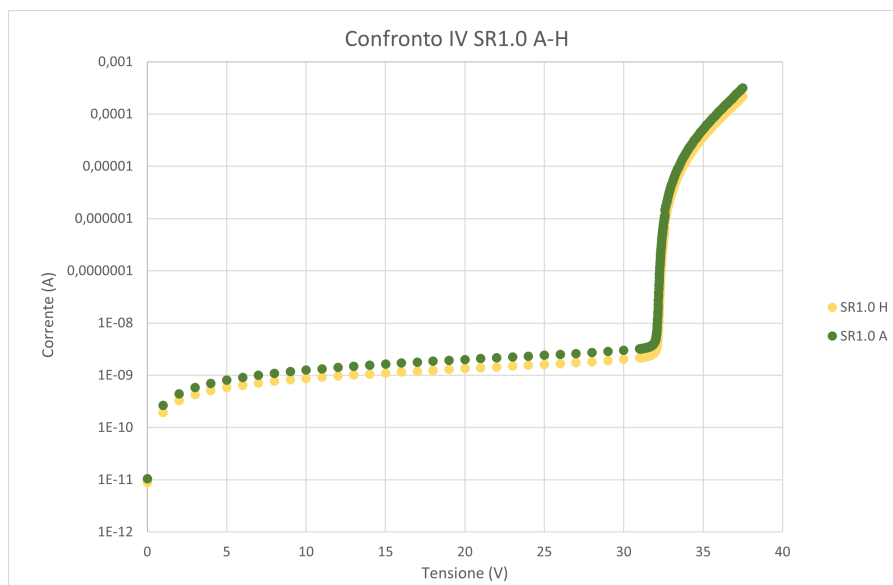


Figura A.18: Confronto caratteristiche IV SR1.0 Sample A ed H.

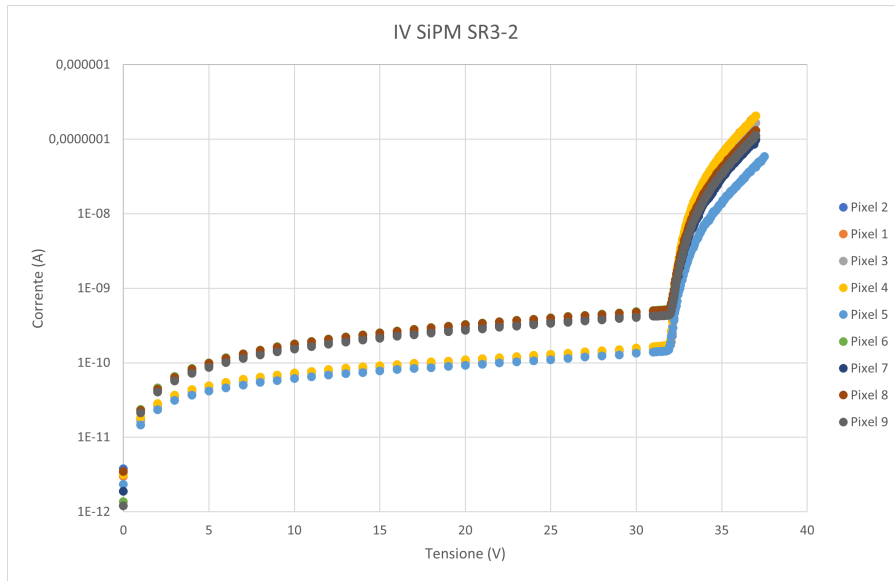


Figura A.19: Caratteristica IV Sample 2 SR3.

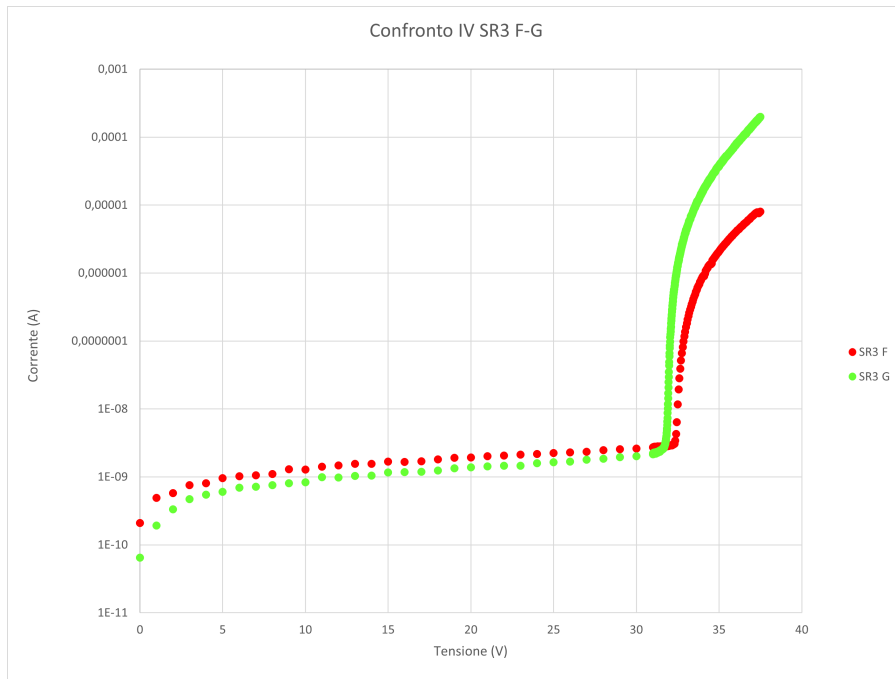


Figura A.20: Confronto caratteristiche IV SR3 Sample G ed F.

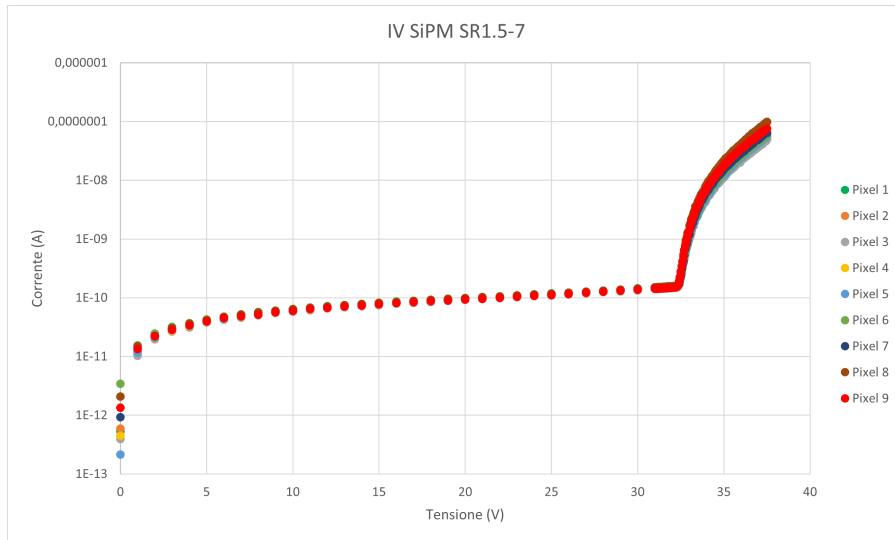


Figura A.21: Caratteristica IV SR1.5 Sample 7.

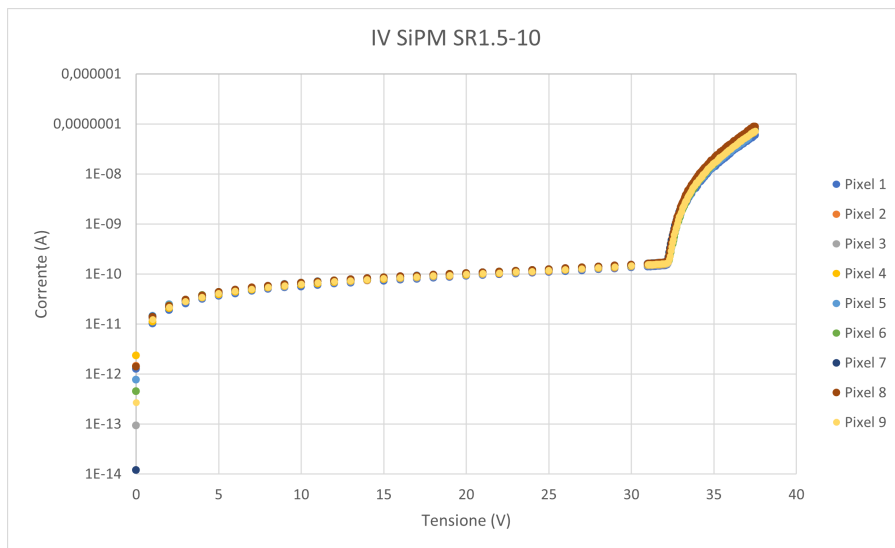


Figura A.22: Caratteristica IV SR1.5 Sample 10.

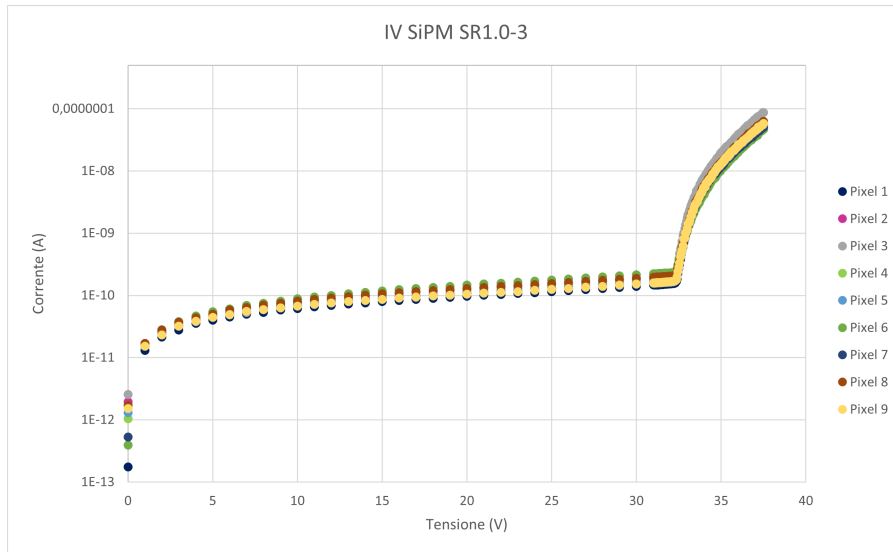


Figura A.23: Caratteristica IV SR1.0 Sample 3.

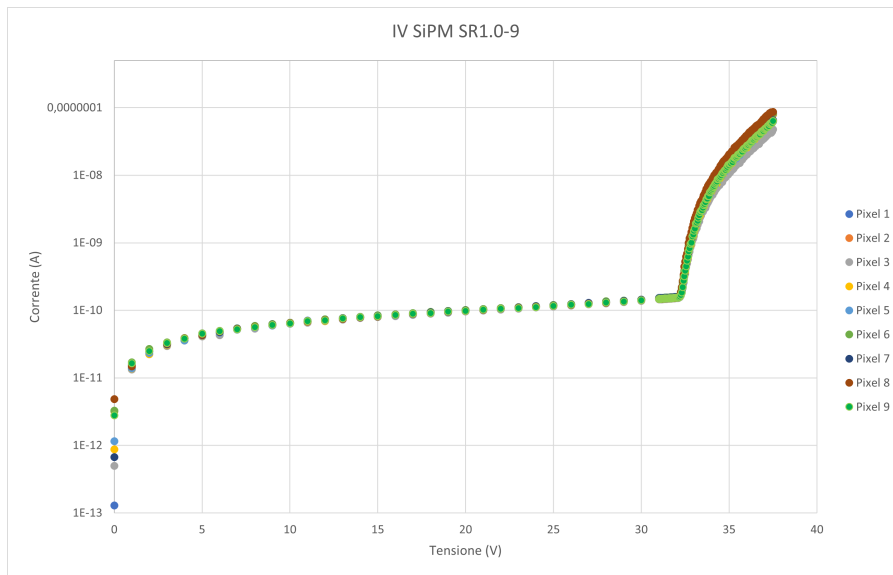


Figura A.24: Caratteristica IV SR1.0 Sample 9.

Bibliografia

- [1] ALICE Collaboration, *Letter of intent for ALICE 3: A next-generation heavy-ion experiment at the LHC* CERN-LHCC-2022-009 / LHCC-I-038 (2022) <https://cds.cern.ch/record/2803563>.
- [2] M. Lamont et al., LHC Performance Workshop (2022) Indico event 1097716 <http://lhcc-commissioning.web.cern.ch/schedule/LHC-long-term.htm>.
- [3] The ALICE collaboration, *ALICE upgrades during the LHC Long Shutdown 2*, CERN-EP-2023-009 (2023) <https://doi.org/10.48550/arXiv.2302.01238>.
- [4] A. Andronic et al., *Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: from proton-proton to heavy-ion collisions*, (2015) <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3819-5>.
- [5] U. Heinz, *The Little Bang: Searching for quark-gluon matter in relativistic heavy-ion collisions*, CERN-TH/2000-276 (2000) <https://doi.org/10.48550/arXiv.hep-ph/0009170>.
- [6] ALICE Collaboration, *Direct photon production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, CERN-PH-EP-2015-254 (2016) <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.01.020>.
- [7] CMS, *A MIP Timing Detector for the CMS Phase-2 Upgrade*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2019-003. CMS-TDR-020 (2019) <https://cds.cern.ch/record/2667167>.
- [8] B. Sabiu, *Study of the timing response of SiPM in direct detection of charged particles for the TOF System of ALICE 3*, MSc Thesis, University of Bologna (2023) <http://amslaurea.unibo.it/28756/>.
- [9] F. Berghmans et al., *An Introduction to Radiation Effects on Optical Components and Fiber Optic Sensors, Optical Waveguide Sensing and Imaging* (2007) <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4020-6952-9-6>.

- [10] P. Lecoq, S. Gundacker, *SiPM applications in positron emission tomography: toward ultimate PET time-of-flight resolution*, Eur. Phys. J. Plus (2021) <http://dx.doi.org/10.1140/epjp/s13360-021-01183-8>.
- [11] S. Gundacker, A. Heering, *The silicon photomultiplier: fundamentals and applications of a modern solid-state photon detector*, Phys. Med. Biol. 65 17TR01 (2020) <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab7b2d>.
- [12] A. Gola et al., *NUV-Sensitive Silicon Photomultiplier Technologies Developed at Fondazione Bruno Kessler*, Sensors 2019, 19(2), 308 <https://doi.org/10.3390/s19020308>.
- [13] F. Acerbi, S. Gundacker, *Understanding and simulating SiPMs*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 926, 16–35 (2019) <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.118>.
- [14] Sito web FBK <https://www.fbk.eu/it/>
- [15] F. Carnesecchi, G. Vignola, N. Agrawal et al., *Understanding the direct detection of charged particles with SiPMs*, Eur. Phys. J. Plus 138, 337 (2023). <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-023-03923-4>.
- [16] F. Carnesecchi, B. Sabiu, S. Strazzi et al., *Measurements of the Cherenkov effect in direct detection of charged particles with SiPMs*, Eur. Phys. J. Plus 138, 788 (2023), <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-023-04397-0>.
- [17] G. Vignola, *Time resolution study of SiPMs as tracker elements for the ALICE 3 timing layer*, MSc Thesis, University of Bologna (2021) <https://amslaurea.unibo.it/id/eprint/23512>.
- [18] Datasheet Keithley 6487: [download.tek.com/manual/6487-901-01\(B-Mar2011\)\(Ref\).pdf](download.tek.com/manual/6487-901-01(B-Mar2011)(Ref).pdf).
- [19] Datasheet TDK-Lambda Z100-2: eu.mouser.com/datasheet/2/400/z_plus_e_low_voltage_10v_to_100v-2581128.pdf.
- [20] Datasheet Keithley 2110 Multimeter: [download.tek.com/manual/2110-901-01\(C-Aug2013\)\(Ref\).pdf](download.tek.com/manual/2110-901-01(C-Aug2013)(Ref).pdf).
- [21] Datasheet Keysight E4990A Impedance Analyzer: <www.keysight.com/it/en/assets/7018-04256/data-sheets/5991-3890.pdf>.
- [22] Datasheet Keysight 16065A Voltage Bias Fixture: <www.keysight.com/us/en/assets/9018-01469/user-manuals/9018-01469.pdf>.

- [23] V. Chmill et al., *Study of the breakdown voltage of SiPMs*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 845 (2017) <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.04.047>.
- [24] Gaia Fabbri, *Studio e caratterizzazione di sensori Silicon PhotoMultiplier (SiPM) per applicazioni di timing nell'esperimento ALICE 3* Tesi Triennale, University of Bologna (2022), <https://amslaurea.unibo.it/id/eprint/27068>
- [25] Claudio Piemonte, Alberto Gola, *Overview on the main parameters and technology of modern Silicon Photomultipliers*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Volume 926, 2019, Pages 2-15, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.119>.

Ringraziamenti

Un sentito ringraziamento prima di tutto alla Prof.ssa Gilda Scioli, per avermi dato l'opportunità di lavorare a questo progetto di tesi. Grazie ai miei angeli custodi: la mia correlatrice Bianca Sabiu, per la sua infinita disponibilità e per avermi saputo indirizzare al meglio, e Daniele Cavazza, che in laboratorio è stato una guida fondamentale. Le parole non bastano per trasmettere quanto io vi sia riconoscente. Ancora una volta grazie infinite, farò tesoro di questa fantastica esperienza.