

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

Test in criogenia di SiPM per futuri esperimenti con neutrini

Relatore:
Prof. Maurizio Spurio

Presentata da:
Chiara Bartolini

Correlatore:
Dott. Alessandro Montanari
Dott. Laura Pasqualini
Dott. Michele Pozzato

Anno Accademico 2017/2018

Abstract

Il neutrino è la particella più elusiva che conosciamo. Tutt'oggi non abbiamo una descrizione completa delle sue proprietà e caratteristiche, in particolare rimangono ancora senza risposta diversi quesiti riguardanti le oscillazioni del neutrino, la violazione CP nel settore leptonic e la gerarchia di massa. Il progetto DUNE, in America, avrà lo scopo di ampliare le nostre conoscenze sui processi che coinvolgono queste particelle.

Nell'attività di laboratorio è stato realizzato un setup sperimentale per eseguire misure in azoto liquido e sono stati caratterizzati diversi fotomoltiplicatori al Silicio, a temperatura ambiente e in criogenia, in modo tale da identificare le criticità dei dispositivi e dell'allestimento.

Indice

Introduzione	5
1 La fisica dei neutrini	7
1.1 La scoperta del neutrino e il suo ruolo nel Modello Standard delle particelle	7
1.2 L'interazione debole	9
1.3 Oscillazione dei neutrini	10
1.3.1 Le oscillazioni del sapore nel vuoto e nella materia	11
1.4 Risultati sperimentali sulle oscillazioni del neutrino	14
1.5 Prospettive future: l'esperimento DUNE	15
2 Fotomoltiplicatori al Silicio SiPM	19
2.1 I Semiconduttori	19
2.2 Fotodiodi al Silicio	20
2.3 Fotomoltiplicatori al Silicio	22
2.4 Sorgenti di rumore	24
2.4.1 Dark Current	24
2.4.2 Crosstalk ottico	25
2.4.3 Afterpulses	26
3 Test in criogenia di SiPM	27
3.1 Introduzione	27
3.1.1 Curve tensione-corrente	27
3.1.2 Misure di dark current rate	28
3.1.3 Cicli termici ripetuti	28
3.2 Setup Sperimentale	28
3.2.1 Curve tensione-corrente	28
3.2.2 Misure di dark current rate	29
3.2.3 Cicli termici ripetuti	30
3.3 Risultati	30
3.3.1 Curve tensione-corrente	30
3.3.2 Misure di dark current rate	33
3.3.3 Cicli termici ripetuti	35
Conclusioni	37
Bibliografia	39

Introduzione

Nel 1956 venne rivelata, per la prima volta, la particella più elusiva che conosciamo: il neutrino. Questa particella, di massa piccolissima, è sensibile solamente all'interazione debole e ne esistono di tre tipi associati a tre leptoni carichi di sapore diverso. Attraverso gli esperimenti sui neutrini solari e atmosferici, è stato osservato il fenomeno delle *oscillazioni del neutrino* in cui questa particella cambia il proprio sapore in volo. Uno dei problemi ancora irrisolti è quello della *gerarchia di massa*, ovvero non è ancora noto l'ordine in cui sono disposte le masse dei tre tipi di neutrini, e la violazione CP nel settore leptonic. Per questi motivi sono in fase di progettazione e di sviluppo diversi esperimenti.

In particolare, al Fermilab (USA) si sta allestendo il più grande esperimento mai realizzato, volto a fare misure di precisione sulle oscillazioni di neutrino: DUNE. Il progetto farà uso di due rivelatori, il *near detector* e il *far detector* ad Argon liquido, posti a 1300 km di distanza l'uno dall'altro e i neutrini, durante il loro percorso, si trasformeranno da uno dei loro sapori in un altro. Le particelle che arriveranno all'interno del *far detector*, interagiranno con gli atomi di Argon liquido producendo particelle cariche che lasciano tracce all'interno del rivelatore.

I materiali semiconduttori possono essere utilizzati per realizzare dispositivi per la rivelazione dei fotoni. Tali dispositivi sono chiamati fotodiodi. Tra questi dispositivi i fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM), che nell'ultimo decennio hanno sostituito pian piano i normali fotomoltiplicatori, ricoprono un ruolo fondamentale nell'esperimento DUNE.

L'attività svolta in laboratorio ha avuto una prima fase di realizzazione di un setup sperimentale per il test di SiPM in ambiente criogenico in vista dell'utilizzo di tali dispositivi nell'esperimento DUNE. In seguito ho contribuito a misure di caratterizzazione di SiPM, appartenenti a diverse case produttrici, e ho condotto l'analisi dei dati per ricavare i loro parametri di performance.

Nel primo capitolo di questo elaborato, saranno introdotte le diverse proprietà dei neutrini e gli esperimenti che hanno indagato la loro natura. Inoltre saranno descritti il progetto DUNE, i suoi prototipi e la tecnologia in via di sviluppo per la ricostruzione di immagini tridimensionali.

Nel secondo capitolo, saranno presentate brevemente le caratteristiche dei semiconduttori e come essi possono essere utilizzati per la rivelazione di fotoni (fotodiodi). Si descriverà il funzionamento di una giunzione p-n e le proprietà dei fotomoltiplicatori al Silicio. Infine si descriveranno le sorgenti di rumore cui è sottoposto un SiPM.

Nell'ultimo capitolo, si descriverà in dettaglio l'attività di laboratorio, partendo da una descrizione del setup allestito fino ad arrivare alle misure eseguite sia a tem-

peratura ambiente sia in criogenia. Si analizzeranno la *resistenza di quenching* e la *tensione di breakdown*, di tre SiPM appartenenti a tre case produttrici differenti ad entrambe le temperature. Infine saranno mostrate le criticità individuate durante l'attività di laboratorio.

Capitolo 1

La fisica dei neutrini

1.1 La scoperta del neutrino e il suo ruolo nel Modello Standard delle particelle

Nei primi anni del 1900 fu già evidente che la radiazione emessa dai materiali radioattivi poteva essere catalogata in soli tre tipi differenti, che furono chiamati α , β e γ secondo la loro capacità di penetrazione nella materia. [8] Al contrario di quanto osservato nello studio dei decadimenti α e γ , lo spettro energetico degli elettroni coinvolti in un qualsiasi decadimento β risultava essere continuo. Tali osservazioni portarono, nel 1930, Wolfgang Pauli a proporre l'esistenza di una particella neutra, di massa piccolissima o nulla, che, emessa insieme all'elettrone nel decadimento β , si porta via una frazione dell'energia liberata nel processo. Tale particella di spin $1/2$ fu chiamata in seguito, da Enrico Fermi, *neutrino*, per distinguerla dalla particella neutra di nome *neutrone* scoperta nel 1932 da Chadwick. Nel 1934 Fermi sviluppò la teoria del decadimento β in cui finalmente apparve chiaro il ruolo del neutrino, o meglio dell'antineutrino, in tale tipo di decadimento. Il processo è il seguente:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

Oltre a questo tipo di decadimento è importante osservare un altro processo fondamentale, il decadimento β inverso, il quale presenta la seguente forma:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (1.2)$$

Il neutrino venne rivelato per la prima volta nel 1956 da Frederick Reines e Clyde Cowan, i quali utilizzarono come sorgente di antineutrini prima il reattore nucleare a fissione di Hanford Site (Washington) e poi quello di Savannah River Site (South Carolina). Essi adoperarono, per quest'ultimo esperimento, due serbatoi pieni d'acqua, per un totale di circa 200 litri, al cui interno era stato disciolto un sale di Cadmio, elemento con grande sezione d'urto per la cattura di neutroni. I serbatoi erano poi circondati da tre contenitori contenenti ciascuno 1400 litri di scintillatore liquido e dotati di 110 fotomoltiplicatori, col compito di rivelare i fotoni. All'interno del rivelatore, un protone, contenuto nei serbatoi, e un antineutrino, proveniente dal reattore, interagiscono e, tramite il decadimento β inverso, producono un positrone e un neutrone; il neutrone viene assorbito dal Cadmio, mentre il positrone annichila

con un elettrone. Il segnale caratteristico di un antineutrino è l'emissione di luce proveniente dall'annichilazione del positrone seguito, dopo $10\mu s$, dal fotone emesso dalla diseccitazione del Cadmio.

Nel 1962 venne identificato un secondo tipo di neutrino: il neutrino muonico, emesso dal decadimento di pioni $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. [9] Nel 1975 venne scoperto un nuovo leptone, il τ , motivo per cui si ipotizzò che potesse esistere un tipo di neutrino associato ad esso. Si dovette attendere il 2001, con l'esperimento DONUT al laboratorio Fermi, per identificarlo. [13]

A partire dagli anni '60 del secolo scorso, si è sviluppato il Modello Standard delle particelle che raggruppa le particelle come in Figura 1.1. Esso è caratterizzato da due gruppi di fermioni di spin $1/2$, i quark e leptoni, ognuna composta da ulteriori tre famiglie per un totale di dodici componenti differenti tra loro per carica elettrica, massa e sapore. Le tre generazioni di leptoni carichi sono costituite da elettroni, muoni, tau a cui sono associati i loro corrispondenti neutri, i neutrini ν_e, ν_μ, ν_τ rispettivamente. Questi ultimi interagiscono solo debolmente. Oltre a tutte queste, ci sono i bosoni, particelle a spin intero le quali vengono scambiate tra le particelle interagenti. I bosoni coinvolti nelle rispettive interazioni fondamentali sono: il fotone per l'interazione elettromagnetica, i gluoni per l'interazione forte, i due bosoni carichi W^\pm ed il bosone Z^0 per l'interazione debole. Per quanto riguarda l'interazione forte, essa coinvolge solo i gluoni e i quark in quanto essi possiedono un particolare tipo di carica chiamata *colore*. Inoltre nè i quark nè i gluoni sono mai stati osservati liberi; essi si trovano confinati all'interno di strutture, di colore neutro, chiamate *adroni*, a loro volta suddivisi in *barioni*, con spin semintero, e *mesoni*, con spin intero. Il modello standard contiene un ulteriore bosone: il bosone di Higgs, scoperto nel 2012 dagli esperimenti ATLAS e CMS a LHC. [5] [7]

Nel prossimo paragrafo verrà mostrata in dettaglio l'interazione debole.

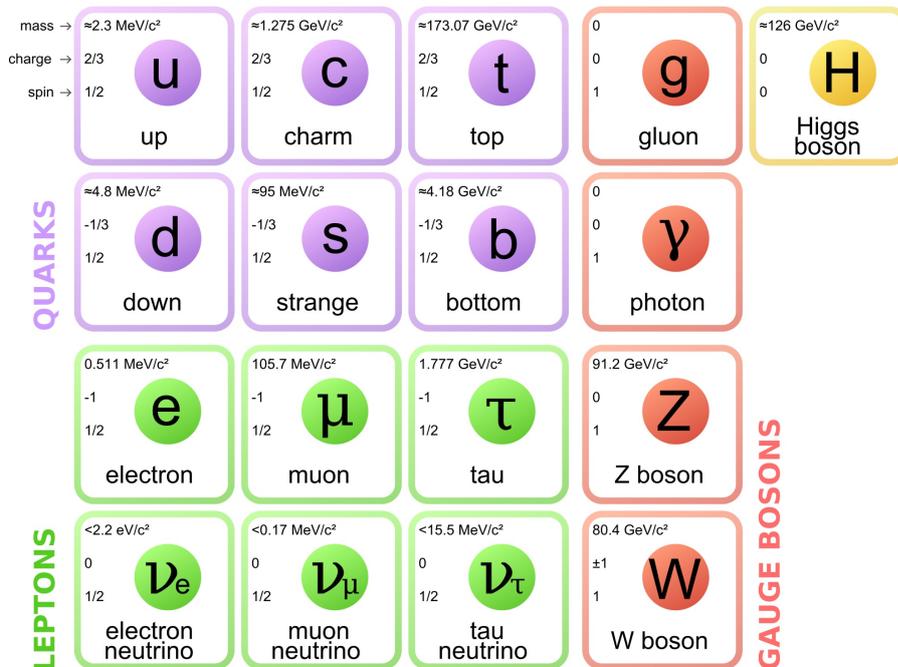


Figura 1.1: Modello Standard delle particelle.

1.2 L'interazione debole

L'interazione debole ha cortissimo raggio d'azione ed è caratterizzata dai seguenti tre tipi di reazioni: *leptoniche*, quando sono coinvolti solo leptoni, *semi-leptoniche*, quando sono coinvolti sia leptoni che adroni e *non leptoniche*, quando sono coinvolti solo adroni. Bisogna, inoltre, puntualizzare che i bosoni W^\pm sono virtuali. Infatti la conservazione dell'energia e dell'impulso è garantita dalla somma delle energie e degli impulsi delle particelle iniziali ma, purtroppo, la propagazione dei W^\pm non conserva queste due grandezze, si parla, in questo caso, di scambio virtuale. Altro elemento estremamente importante è la conservazione del numero quantico leptonico: il numero di leptoni di una certa famiglia coinvolti in una reazione si conserva, per questo motivo è consuetudine attribuire il numero $+1$ alle particelle e -1 alle antiparticelle, in questo modo è possibile capire quali decadimenti sono possibili e quali sono, invece, proibiti. Si conservano anche: momento angolare e carica elettrica. Un'altra importantissima proprietà dell'interazione debole, che nessuna altra interazione possiede, è la sua capacità di poter modificare il sapore delle particelle.

Interazione debole e interazione forte sono in forte analogia quando si parla dell'accoppiamento tra leptoni e bosoni W^\pm e Z^0 . Per quanto riguarda l'interazione elettromagnetica, il bosone che la caratterizza è il fotone e il suo modo di accoppiarsi con i leptoni deve tenere conto della somma dei momenti angolari delle diverse particelle. Tale modo di accoppiamento può ricordare quello di un vettore tridimensionale, per questo motivo si parla di *accoppiamento virtuale*. Visto che sia il fotone che i bosoni W^\pm e Z^0 hanno spin pari a 1, inizialmente si ipotizzò che l'accoppiamento dell'interazione debole fosse di tipo vettoriale. Purtroppo questa ipotesi si disgregò una volta scoperto che l'interazione debole non conserva la parità.

La parità di un'entità fisica indica come questa si comporta quando si inverte il sistema di coordinate, in questo modo è possibile definire i vettori posizione con segno negativo. In termini matematici si può definire un operatore di parità P tale che, una volta applicato a un vettore posizione \mathbf{x} , lo trasformi in $-\mathbf{x}$. Gli autovalori dell'operatore parità possono essere uguali a 1 o a -1 , nel primo caso si parla di parità positiva, nel secondo di parità negativa, le quantità vettoriali così definite vengono dette anche *vettori polari*. I vettori polari sono molto utili per costruire quantità con proprietà di parità differenti: il prodotto scalare di due vettori polari produce una quantità scalare con parità positiva, il prodotto vettoriale di due vettori polari produce un vettore che non cambia segno sotto parità (esso viene chiamato *vettore assiale*), il prodotto scalare tra un vettore polare ed uno assiale produce uno scalare con parità negativa detto *pseudoscalare*. Avendo chiaro cosa sia la parità e quali siano le quantità che è possibile costruire, si può parlare dei tipi di accoppiamento e di cosa sia la violazione di parità. Ci sono due tipi di accoppiamenti quello puramente vettoriale (V) e quello di tipo pseudo-assiale (A). Se l'unica modalità di accoppiamento fosse solo quello vettoriale o solo pseudo-assiale non si vedrebbe alcuna violazione di parità, ciò significa che la violazione avviene solo se sono presenti entrambi gli accoppiamenti all'interno della transizione dell'interazione debole. In questo caso il termine vettoriale cambia segno, al contrario di quello assiale. Facendo il quadrato della combinazione lineare dei termini V e

A , il termine di interferenza ha segno diverso se la parità viene violata, in formule matematiche:

$$|V + \alpha A|^2 = V^2 + 2\alpha VA + \alpha^2 A^2 \quad (1.3)$$

e applicando l'operatore parità \mathcal{P} :

$$\mathcal{P}(|V + \alpha A|^2) = (-V)^2 - 2\alpha VA + (A)^2 \quad (1.4)$$

con $\alpha = -1$ in entrambe le equazioni. Questo accoppiamento risulta essere estremamente importante nella fisica del neutrino, per capire il suo ruolo viene introdotta una nuova grandezza chiamata *elicità* e definita come:

$$h = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} \quad (1.5)$$

L'elicità può assumere due valori: $+1$, quando lo spin della particella $\boldsymbol{\sigma}$ è allineato con la direzione del moto, e -1 in caso contrario. L'accoppiamento V-A dell'interazione debole implica che tutti i neutrini che interagiscono con la materia abbiano elicità $+1$ e tutti gli antineutrini elicità -1 . Tuttavia la grandezza che si conserva nei processi indotti dai neutrini non è l'elicità ma la *chiralità* la quale è un'invarianza relativistico. Detto ciò l'affermazione corretta è: per l'accoppiamento V-A sono sensibili all'interazione debole solo le particelle dette *sinistrorse*, con chiralità pari -1 , e le antiparticelle dette *destrorse*, con chiralità pari a $+1$. Chiralità ed elicità coincidono per particelle di massa nulla, ovvero hanno autovalori e autovettori comuni. Nel caso di neutrini privi di massa, essi possono essere identificati solo se il loro spin è anti-allineato alla direzione del moto. Il contrario vale per gli antineutrini.

Un'altra caratteristica fondamentale dell'interazione debole sono le interazioni di *corrente carica* e di *corrente neutra* che coinvolgono leptoni e bosoni. Nell'interazione di corrente carica (CC), mediata dai bosoni W^{pm} , un neutrino interagisce con una particella carica e si trasforma nel suo leptone carico corrispondente, per esempio: $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + n$. Invece, nell'interazione di corrente neutra (NC), mediata dal bosone Z^0 , il neutrino rimane si trasforma in un'altra particella in quanto esso interagisce con un nucleo atomico o con un'altra particella neutra.

Infine, per riassumere, si ricorda che i neutrini sono sensibili solo all'interazione debole e gravitazionale, ne esistono di tre tipi (neutrini elettronici, muonici e tauonici) associati a tre leptoni carichi di sapore diverso e l'accoppiamento V-A, dei bosoni mediatori dell'interazione debole, implica che solo le particelle con chiralità sinistrorsa, e antiparticelle con chiralità destrorsa, siano sensibili all'interazione.

1.3 Oscillazione dei neutrini

Le oscillazioni del neutrino sono un fenomeno che prevede la conversione in volo del sapore dei neutrini. Tali oscillazioni, osservate sperimentalmente sia negli esperimenti sui neutrini solari sia sugli atmosferici, costituiscono un'evidenza di fisica oltre il Modello Standard in quanto implica masse non nulle per i neutrini. I neutrini osservati nelle interazioni deboli sono definiti da autostati di sapore ν_e, ν_μ, ν_τ . Nel 1957 Bruno Pontecorvo propose la teoria delle oscillazioni del neutrino

secondo la quale gli autostati di sapore non hanno masse ben definite. Essa prevede che, tra autostati di sapore e di massa, indicati con ν_i , con $i = 1, 2, 3$, intercorre una relazione lineare tramite una matrice unitaria 3×3 :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \mathbf{U} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

La matrice \mathbf{U} viene chiamata *matrice di mescolamento* o matrice di Pontecorvo-Maki-Nagakawa-Sakata e in generale viene rappresentata come prodotto di matrici elementari 3×3 :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{-i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

in questo caso la matrice di mescolamento dipende da tre angoli di mescolamento θ_{ij} e da una fase δ che tiene conto della violazione della parità CP. [15]

Per quanto riguarda le masse, invece, si vedrà che due neutrini hanno tra loro una differenza di massa minore della differenza di massa con il terzo stato. Per convenzione gli stati più vicini vengono denominati ν_1 e ν_2 con masse $m_1 < m_2$. Uno dei problemi, tutt'oggi irrisolto, è quello della *gerarchia*, ovvero sapere se m_3 sia maggiore o minore di $m_{1,2}$. Nell'ipotesi in cui $m_3 \gg m_2 > m_1$, quindi $\Delta m_{13}^2 > 0$, la gerarchia si dice normale, nel caso opposto, $m_3 \ll m_2 < m_1$, quindi $\Delta m_{13}^2 < 0$, viene detta invertita, come mostrato in Figura 1.2:

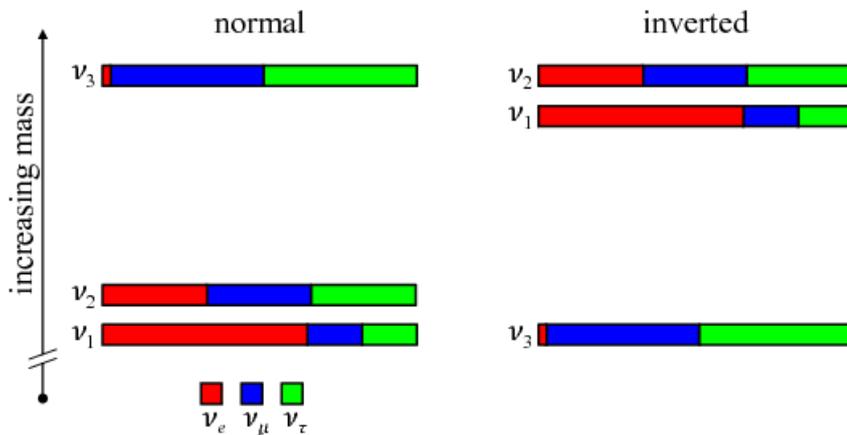


Figura 1.2: Gerarchie di massa dei neutrini.

1.3.1 Le oscillazioni del sapore nel vuoto e nella materia

Per spiegare le oscillazioni di sapore nel vuoto consideriamo un neutrino con energia ben definita E . Come è stato spiegato nel paragrafo precedente, questo stato sarà dato dalla sovrapposizione di autostati di massa; ciascuno di essi, a

causa del dualismo onda-particella della meccanica quantistica, si evolverà come un'onda con frequenza diversa. Tale fenomeno comporta che il neutrino si troverà in una combinazione diversa di stati di massa rispetto a quella iniziale, in altre parole, esiste una probabilità non nulla che il neutrino abbia cambiato il proprio sapore, trovandosi in uno stato diverso.

Supponiamo che un neutrino muonico, o di un qualsiasi altro sapore, con energia E venga prodotto nel punto $x = 0$. Al tempo $t = 0$ esso sarà quindi un autostato di sapore:

$$|\nu(0)\rangle \equiv |\nu_\mu\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle. \quad (1.8)$$

Poiché gli stati $|\nu_i\rangle$ hanno massa e energia definiti, essi si propagano come onde piane:

$$|\nu(x, t)\rangle = -e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_1x)} \sin\theta |\nu_1\rangle + e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_2x)} \cos\theta |\nu_2\rangle. \quad (1.9)$$

La probabilità che, a distanza L dal punto di produzione, il neutrino si osservi nello stato $|\nu_e\rangle$ sarà data da:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(L) &= |\langle \nu_e | \nu(L, t) \rangle|^2 = |\langle \cos\theta \langle \nu_1 | + \sin\theta \langle \nu_2 | | \nu(L, t) \rangle|^2 \\ &= | -\cos\theta \sin\theta e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_1L)} + \cos\theta \sin\theta e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_2L)} |^2. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Se $E \gg m_i$ possiamo riscrivere $p_i c = \sqrt{E^2 - m_i^2} \simeq E - \frac{m_i^2}{2E}$, otteniamo la seguente probabilità di conversione:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(L) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4\hbar c E}\right) L \quad (1.11)$$

in cui θ è l'angolo di mescolamento e $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Si nota che per $\theta = 0, 2\pi$ la probabilità si annulla, ciò significa che gli autostati di massa e di sapore coincidono, e che le oscillazioni non dipendono dalla massa dei neutrini considerati ma dal quadrato della loro differenza di massa. Gli esperimenti che studiano i parametri di oscillazione dei neutrini devono essere realizzati con valori ottimali del rapporto $L \setminus E$, in modo da massimizzare la probabilità di oscillazione. La lunghezza d'onda di oscillazione in metri è data da:

$$\lambda \simeq 2.48m \times \frac{E}{\text{MeV}} \frac{eV^2}{\Delta m^2}$$

Nel caso a tre generazioni, la formula di oscillazione è molto più complessa e implica due scale di oscillazioni: una dovuta alla differenza $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$ e una dovuta alla differenza $\Delta m_{13}^2 = m_3^2 - m_1^2$. Il segno di quest'ultima risulta essere particolarmente importante perché determina la gerarchia di massa: positivo per la gerarchia normale e negativo per quella inversa. Inoltre, la misura di θ_{13} non nullo ha aperto la possibilità di osservare anche le violazioni CP nel settore leptonic, misurando la fase δ presente nella seconda matrice dell'equazione (1.7). Con la lettera "C" si fa riferimento alla simmetria di *coniugazione di carica* in cui si sostituiscono le particelle con le antiparticelle, mentre con la lettera "P" si denota la trasformazione di *parità* in cui vengono riflesse le coordinate spaziali. Inizialmente si credeva che, per l'interazione debole, la combinazione CP (in cui si scambiano le particelle con le antiparticelle e si invertono le coordinate simultaneamente) fosse una simmetria esatta, in seguito si notò che alcuni decadimenti

che coinvolgono mesoni la violano. Ciò indica che è presente una violazione della simmetria CP nel settore adronico, ovvero nelle interazioni che coinvolgono i quark e questo potrebbe dare una spiegazione al fatto che nell'universo non è quasi presente antimateria, visto che la violazione si manifesta come una asimmetria nel comportamento di particelle e di antiparticelle. Infatti quando sostituiamo un neutrino con un antineutrino, operiamo una trasformazione CP; questo in quanto i neutrini sono oggetti *chirali*, ovvero il loro spin è diretto in direzione opposta rispetto al moto, mentre gli antineutrini sono oggetti *destrorsi* (la direzione del loro spin coincide con quella del moto). In conclusione, una violazione della parità CP equivale a dire che $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \neq P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$. Attualmente, non è noto il valore di δ_{CP} , la cui misura costituisce uno degli obiettivi di futuri esperimenti sulle oscillazioni di neutrino.

Un caso più generale lo si ha considerando i neutrini che attraversano la materia ordinaria. In tal caso, le componenti di sapore del neutrino che si propaga hanno probabilità di oscillazioni differenti. Visto che la materia contiene elettroni, i ν_e interagiscono in maniera differente rispetto ai ν_μ e ν_τ e quindi la propagazione del neutrino dipende dal suo sapore. I neutrini elettronici ν_e che si propagano in un mezzo ricco di elettroni, interagiscono tra loro in processi di diffusione senza che le rispettive cariche elettriche fossero modificate, tale fenomeno è chiamato *scattering elastico* $\nu_e e^-$ con conseguente emissione o assorbimento di un bosone W. In questo caso la componente elettronica del neutrino acquisisce una massa quadratica "effettiva" data da:

$$A = 2\sqrt{e}(\hbar c)^3 G_F N_e E \quad (1.12)$$

dove G_f è la costante di Fermi e N_e è la densità di elettroni della materia attraversata. Ciò porta a una modifica dell'equazione di evoluzione degli autostati di sapore, nota anche come effetto di Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein (MSW) [14] [26] la quale, in un sistema con due sole generazioni di neutrini, è scritta nella seguente forma:

$$i \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{2\hbar c E} \left[\frac{\Delta m^2}{2} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A(x) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

in cui A è dato dall'equazione (1.12). Se il neutrino attraversa un mezzo a densità costante, si può vedere che la probabilità di oscillazione può essere riscritta come:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}^M = 1 - \sin^2 2\theta^M \sin^2 \left(\frac{4\pi L}{\lambda_\nu^M} \right) \quad (1.14)$$

in cui θ^M e λ_ν^M sono l'angolo di mescolamento e la lunghezza d'onda di oscillazione nella materia la cui espressione esatta è data da:

$$\sin 2\theta^M = \frac{s_{2\theta}}{\sqrt{(A/\Delta m^2 - c_{2\theta})^2 + s_{2\theta}^2}} \quad (1.15)$$

$$\lambda_\nu^M = \frac{\lambda_\nu}{\sqrt{(A/\Delta m^2 - c_{2\theta})^2 + s_{2\theta}^2}} \quad (1.16)$$

dove $c_{2\theta} = \cos(2\theta)$ e $s_{2\theta} = \sin(2\theta)$. Dalle precedenti equazioni si nota che, se si verifica la condizione $A = \Delta m^2 \cos 2\theta$, si ha un'amplificazione dell'ampiezza di oscillazione notevole, tale fenomeno è chiamato *risonanza*.

Gli effetti sulle oscillazioni derivanti dalla propagazione dei neutrini nella materia causano una asimmetria nelle probabilità di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, il cui segno dipende dalla gerarchia di massa. Quest'ultima può essere indagata mediante esperimenti su *long baseline* ($10^3 - 10^4$ m) in quanto è sensibile agli effetti della materia sulle oscillazioni.

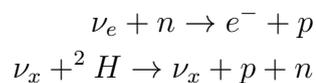
In conclusione, uno dei più importanti obiettivi futuri, per allargare le nostre conoscenze sul neutrino, sarà stabilire la gerarchia di massa e gli angoli di oscillazione. Purtroppo la misura della gerarchia di massa.

1.4 Risultati sperimentali sulle oscillazioni del neutrino

I neutrini sono in grado di viaggiare attraverso materiali molto densi quasi senza interagire con alcun atomo a causa della loro bassissima sezione d'urto ($10^{-43} - 10^{-38}$ cm). I fisici hanno realizzato diversi rivelatori per osservare i rari eventi in cui queste particelle interagiscono con la materia.

Il primo esperimento di rivelazione dei neutrini venne realizzato nella miniera di Homestake da Davis negli anni '60. Esso sfruttava la reazione $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ per misurare il flusso di neutrini solari. In tale esperimento si presentò un'anomalia: il flusso osservato di neutrini era circa $1/3$ di quello previsto, per cui ci si chiese se il meccanismo di oscillazione dei neutrini fosse in atto per quelli solari. Ogni dubbio venne superato con gli esperimenti *Kamiokande*, *GALLEX/GNO* e *SAGE* i quali rivelavano neutrini tramite la tecnica della luce *C̆erenkov*. Tale tecnica si basa sul fatto che, a volte, una particella carica si muove in un mezzo a una velocità superiore rispetto a quella della luce nel mezzo stesso. In questo modo la particella perde energia e rilascia dietro di sé un cono di luce il quale viene rivelato dai fotomoltiplicatori presenti nell'apparato sperimentale. Il risultato degli esperimenti sopracitati fu il seguente: il flusso di neutrini solari è più basso di quello atteso.

Il passo successivo per poter riuscire a trovare una spiegazione a questo fenomeno fu realizzato nell'esperimento *SNO*. Tale esperimento rivelava la luce *C̆erenkov* emessa dalle particelle cariche in propagazione nel rivelatore, riempito con 1000t di acqua pesante (D_2O). Il fatto che SNO usasse acqua pesante permetteva di rivelare i neutrini anche tramite i processi di *corrente carica* (*CC*) e *corrente neutra* (*CN*):



con $D \equiv {}^2\text{H}$ e $\nu_x = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$. Nel primo caso un neutrino elettronico modifica un neutrone in protone trasformandosi in elettrone, invece, nel secondo un neutrino di qualunque sapore spezza un nucleo di deuterio in un protone e un neutrone. Il primo processo misura solo il flusso della componente elettronica ($\phi(\nu_e) = \phi_{CC}$) mentre il secondo è in grado di stimare il flusso totale di neutrini provenienti dal Sole ($\phi(\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau) = \phi_{NC}$). Il risultato che derivò dall'esperimento fu che il flusso totale di neutrini proveniente dal Sole era perfettamente compatibile con quello atteso dai modelli e pure il flusso dei neutrini elettronici era compatibile con

quello misurato negli altri esperimenti, per cui:

$$\frac{\phi(CC)}{\phi(NC)} = \frac{1}{3}.$$

Ciò fu la prova che nel sole avviene un processo di conversione di neutrini elettronici in muonici. I neutrini solari sono sensibili a tutti i parametri di oscillazione però, nell'ipotesi $|\Delta m_{13}^2| \gg \Delta m_{12}^2$, dipendono sostanzialmente dal Δm_{21}^2 e dall'angolo di mescolamento θ_{12} .

Altri esperimenti vennero realizzati per studiare i neutrini atmosferici. Infatti anche l'atmosfera terrestre è sorgente di neutrini a causa delle interazioni con raggi cosmici ad alta energia. Quando un raggio cosmico primario colpisce un nucleo in alta atmosfera può dare luogo ad uno sciame di particelle secondarie, per lo più pioni, che via via decadono. La conseguenza di questo fenomeno è che il numero di ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ prodotti risulta essere il doppio di ν_e e $\bar{\nu}_e$, mentre i ν_τ sono quasi assenti. Anche in questo caso gli esperimenti mostrarono un'anomalia: il flusso di neutrini muonici risulta essere decisamente minore di quello atteso per cui ci si aspettava che avvenisse una conversione di tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Per verificare l'ipotesi di oscillazione, sono stati realizzati diversi esperimenti a *long baseline*, tra cui *T2K*. Le oscillazioni dei neutrini atmosferici sono diverse rispetto a quelle dei neutrini solari in quanto sono sensibili al Δm_{31}^2 e all'angolo θ_{23} .

Per riuscire a effettuare una misura dell'angolo θ_{13} , sono stati realizzati esperimenti ai reattori in cui il rivelatore è posizionato a pochi chilometri dalla sorgente (*short baseline*). L'esperimento *Daya Bay*, realizzato in Cina, ha confermato l'esistenza delle oscillazioni corte fornendo una misura di θ_{13} .

Nella seguente tabella 1.1 sono raccolti i valori dei parametri di oscillazioni, insieme alla fase δ . [23] [21]

Parametro	Misura
Δm_{21}^2	$(7.55 \pm 0.20)10^{-5} eV^2$
$ \Delta m_{31}^2 (NO)$	$(2.50 \pm 0.03)10^{-3} eV^2$
$ \Delta m_{31}^2 (IO)$	$(2.42 \pm 0.03)10^{-3} eV^2$
$\sin^2 \theta_{12}$	$(3.20 \pm 0.20)10^{-1}$
$\sin^2 \theta_{23} (NO)$	$(5.47 \pm 0.20)10^{-1}$
$\sin^2 \theta_{23} (IO)$	$(5.51 \pm 0.18)10^{-1}$
$\sin^2 \theta_{13} (NO)$	$(2.160 \pm 0.083)10^{-2}$
$\sin^2 \theta_{13} (IO)$	$(2.220 \pm 0.074)10^{-2}$
$\delta/\pi (NO)$	1.32 ± 0.21
$\delta/\pi (IO)$	1.56 ± 0.13

Tabella 1.1: Valori dei parametri di oscillazione in cui *NO*(*IO*) indica la gerarchia normale(*invertita*).

1.5 Prospettive future: l'esperimento DUNE

Attualmente in America e in Europa si stanno progettando vari esperimenti volti ad ampliare le attuali conoscenze in questo campo e a chiarire le idee sui pro-

cessi di oscillazione dei neutrini e sulla gerarchia di massa. Al Fermilab nell'Illinois (USA), si intende realizzare l'esperimento più grande mai realizzato per lo studio delle oscillazioni del neutrino: DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment). L'esperimento utilizzerà due rivelatori disposti a una distanza di 1300 km l'uno dall'altro: un *near detector* presso il Fermilab e un *far detector* ad Argon liquido da 68000 tonnellate, posto a 1.5 km di profondità, presso il Sanford Underground Research Laboratory in South Dakota. Il fascio di neutrini sarà prodotto al Fermilab accelerando protoni dal *Main Injector (MI)* e, durante il percorso verso il *far detector*, i neutrini si trasformeranno da uno dei loro tre sapori in un altro. Una rappresentazione della struttura dell'esperimento DUNE è raffigurata in figura 1.3.

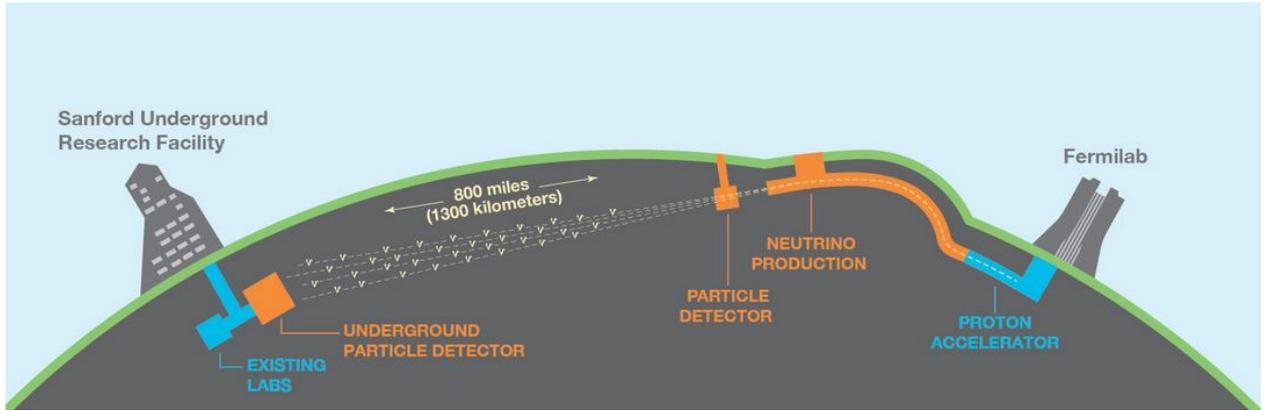


Figura 1.3: *Struttura dell'esperimento DUNE.*

La distanza tra i due rivelatori offre la massima sensibilità per misurare le seguenti caratteristiche:

- i parametri di oscillazione di $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ con estrema precisione con lo scopo di:
 - misurare la fase δ per un'eventuale violazione CP nel settore leptonic;
 - determinare la gerarchia di massa ovvero il segno di Δm_{31}^2 ;
- il decadimento del protone previsto dalle teorie di grande unificazione;
- la misura del flusso dei neutrini elettronici proveniente da un'esplosione di supernova nella nostra galassia.

Lo scopo del *near detector* è quello di caratterizzare il fascio di neutrini nel loro stato iniziale in modo tale da osservare lo spettro dei neutrini non oscillanti e massimizzare il potenziale fisico di oscillazione del neutrino nell'esperimento DUNE. [11] Il *far detector* sarà formato da quattro moduli criogenici separati contenenti ognuno 17000 tonnellate di Argon liquido. All'interno di ogni criostato, i neutrini interagiscono con gli atomi di Argon producendo particelle cariche che ionizzano gli elettroni liberi. Tali particelle si propagano nel mezzo sotto l'influenza di un campo elettrico ad alto-voltaggio, senza venir assorbiti dagli atomi che li circondano. Inoltre, le interazioni tra neutrini e atomi di Argon producono, in modo isotropo, luce di scintillazione, che viene rivelata, la quale fornisce un tempo iniziale t_0 per

gli eventi. La tecnologia, che si sta attualmente progettando e testando per utilizzarla all'interno del *far detector*, è di tipo *single-phase* formata da piani di fili paralleli che permettono di rivelare immagini tridimensionali delle tracce lasciate dalle particelle cariche in Argon liquido, create dalle interazioni coi neutrini. Per di più nell'Argon non c'è moltiplicazione di carica, per cui l'ampiezza del segnale sarà proporzionale alla carica di ionizzazione. La figura 1.4 rappresenta la traccia degli elettroni ionizzati e dalle particelle che si sono venute a creare all'interno di uno dei piani di uno dei predecessori del *far detector*, mentre la figura 1.5 rappresenta come sono disposti i piani di fili nel rivelatore.

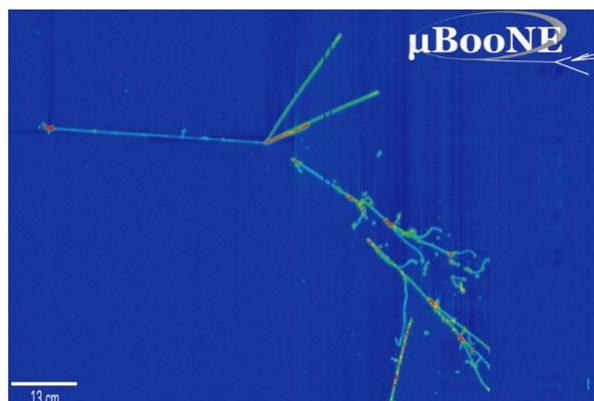


Figura 1.4: Traccia di un'interazione di neutrino nel rivelatore MicroBooNE.

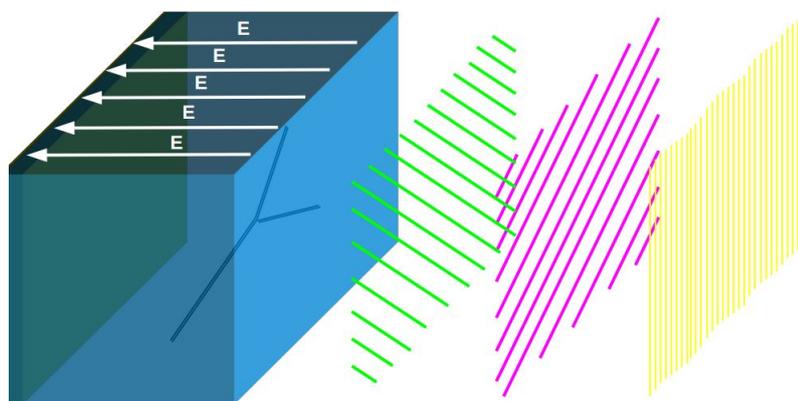


Figura 1.5: Disposizione dei piani di fili all'interno dell'Argon liquido per ricostruire immagini 3D dell'interazione tra neutrini.

Al *CERN* sono stati realizzati prototipi di rivelatori, chiamati *ProtoDUNE*, i quali hanno acquisito dati di un fascio di particelle a bassa intensità fornito da un acceleratore. I dati raccolti permettono, e permetteranno, di costruire e migliorare l'elettronica e l'infrastruttura di calcolo dei quattro moduli del *far detector*. In *ProtoDUNE* i piani di lettura sono immersi nell'Argon liquido e non si verifica nessuna amplificazione prima che un segnale di interazione arrivi all'elettronica.

Capitolo 2

Fotomoltiplicatori al Silicio SiPM

2.1 I Semiconduttori

Nei materiali cristallini i livelli energetici atomici si uniscono a formare delle bande di stati energetici molti vicini tra loro in cui è possibile trovare gli elettroni: la banda di valenza (completamente piena) e quella di conduzione (parzialmente o completamente vuota). La classificazione dei vari materiali in isolanti, semiconduttori e metalli dipende dalla separazione energetica che esiste tra queste due bande come mostrato in figura 2.1.

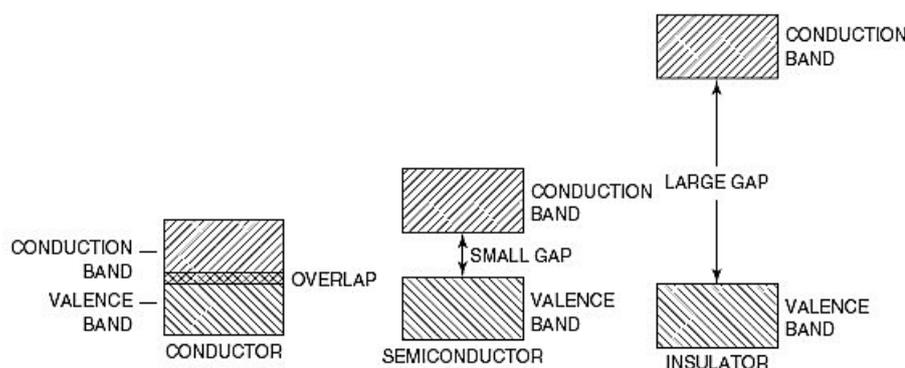


Figura 2.1: Bande di valenza e bande di conduzione di metalli, semiconduttori e isolanti.

Nei materiali semiconduttori, a temperatura ambiente, avvengono due processi l'uno in competizione con l'altro: da una parte gli elettroni sono sufficientemente energetici da passare alla banda di conduzione lasciando una lacuna nella banda di valenza, dall'altra gli elettroni dalla banda di conduzione ritornano in quella di valenza attratti dalle lacune presenti e si ricombinano con esse.

Il Silicio è un materiale semiconduttore appartenente al IV gruppo della tavola periodica i cui quattro elettroni dell'orbitale più esterno sono condivisi, attraverso legami covalenti, con altri quattro atomi di Silicio. La separazione tra la banda di valenza e quella di conduzione di questo semiconduttore è pari a $1eV$ e, all'equilibrio termico, la concentrazione di carica di elettroni e lacune è uguale a quella dei portatori intrinseci che è circa pari a $n = 1.4510^{10}cm^{-3}$.

Il drogaggio (*doping*) è la sostituzione di un piccolo numero di atomi nel reticolo con atomi dei gruppi vicini nella tavola periodica. Se si inseriscono atomi con un

elettrone di valenza in più, rispetto all'atomo del materiale di partenza, si parla di *n-doping*, se invece si introducono atomi con un elettrone in meno si dice *p-doping*: tale processo inserisce dei livelli energetici alterando la conduttività del materiale.

Per il Silicio aggiungendo atomi pentavalenti (detti *donatori*) si otterrà un drogaggio di tipo n: quattro dei cinque elettroni dell'atomo aggiunto andranno a formare legami covalenti con gli elettroni di valenza degli atomi di Silicio mentre il quinto elettrone, essendo debolmente legato, può essere facilmente promosso alla banda di conduzione. Nel caso si aggiungano, invece, atomi trivalenti (detti *accettori*) si otterrà un drogaggio di tipo p: tre dei quattro elettroni del Silicio andranno a formare legami covalenti con quelli dell'atomo trivalente, mentre l'elettrone del Silicio rimasto libero può accettare un elettrone della banda di valenza per completare il quarto legame formando così una lacuna.

2.2 Fotodiodi al Silicio

I materiali semiconduttori possono essere utilizzati per realizzare dispositivi per la rivelazione di fotoni.

Quando un fotone viaggia all'interno del Silicio, è possibile che venga assorbito e che la sua energia venga trasferita a un elettrone che transiterà dalla banda di valenza a quella di conduzione creando una coppia elettrone-lacuna. Il Silicio assorbe efficientemente un ampio intervallo delle lunghezze d'onda della luce entro una profondità massima di poche decine di micron e, per questo, è adatto come fotorivelatore. [18] L'efficienza con cui un fotorivelatore al Silicio rivela un fotone è dipendente dalla lunghezza d'onda, questo a causa dal fatto che anche l'assorbimento di un fotone è dipendente da questa grandezza.

Un fotodiode al Silicio è una giunzione *p-n* drogata in modo fortemente asimmetrico (la zona *p* è molto più drogata di quella *n*). Le differenze di concentrazione dei portatori di carica nelle due regioni della giunzione generano due correnti di diffusione: le lacune migrano, attraverso la giunzione, verso la regione *n*, gli elettroni invece verso la regione *p*. A causa di questo movimento di cariche, gli ioni fissi nel reticolo del semiconduttore generano un campo elettrico intenso tale da opporsi alla migrazione delle lacune e degli elettroni attraverso la giunzione. Nel caso in cui non venisse applicata una tensione al semiconduttore, viene raggiunto l'equilibrio ovvero, in prossimità della giunzione, le cariche maggioritarie delle regioni *n* e *p* si ricombinano con le cariche mobili generando una regione chiamata *depletion region* priva di cariche libere. In figura 2.2 è raffigurata la struttura di una giunzione p-n con la depletion region formata. [16]

Se, invece, viene applicata una tensione esterna si possono distinguere i due casi rappresentati in figura 2.3. [19] Nel primo caso, chiamato *polarizzazione diretta*, viene applicata una tensione positiva nel polo P e la regione di svuotamento si restringe, nel secondo caso, detto *polarizzazione inversa*, si applica una tensione negativa in P e si ha la situazione opposta in cui la *depletion region* si allarga.

Nel caso in cui un fotodiode venga polarizzato direttamente, esiste una soglia di tensione (*threshold*) oltre la quale inizia a scorrere corrente all'interno della giunzione. Invece nel caso in cui una giunzione venga polarizzata inversamente, si potrebbe pensare che nessun portatore di carica attraversi la depletion region; in

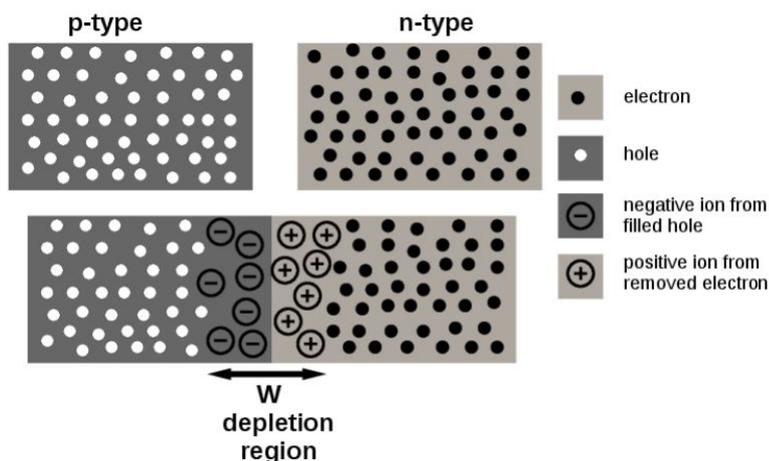


Figura 2.2: Giunzione p-n in cui è visibile il movimento di cariche e la formazione della depletion region.

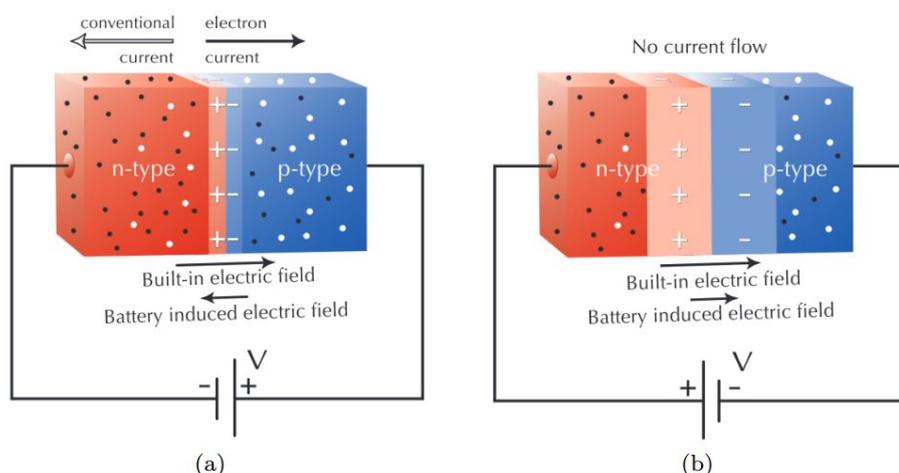


Figura 2.3: (a) Giunzione p-n polarizzata direttamente. (b) Giunzione p-n polarizzata inversamente.

realtà all'interno della regione di svuotamento si formano continuamente coppie elettrone-lacuna a causa dell'agitazione termica. La conseguenza di ciò è che le cariche che attraversano la giunzione generano una piccolissima corrente chiamata *corrente di saturazione inversa*. Tale corrente rimane costante fino al momento in cui la tensione inversa diventa così grande da dotare le cariche di un'energia cinetica tale da generare ulteriori coppie elettrone-lacuna, prima di raggiungere gli elettrodi, generando una valanga. In questo caso la corrente di saturazione inversa cresce rapidamente e può causare la distruzione del dispositivo, mentre la tensione oltre la quale si ha questo fenomeno, viene chiamata *tensione di breakdown*. In figura 2.4 è raffigurato l'andamento corrente-tensione di una giunzione p-n in polarizzazione diretta e inversa.

Questo fenomeno si chiama *cascata di Geiger* (figura 2.5 [25]) e un fotodiodo, che lavora attraverso il meccanismo che lo sfrutta, si chiama **SPAD** (Single Photon Avalanche Diode). La corrente che scorre all'interno del diodo, a partire

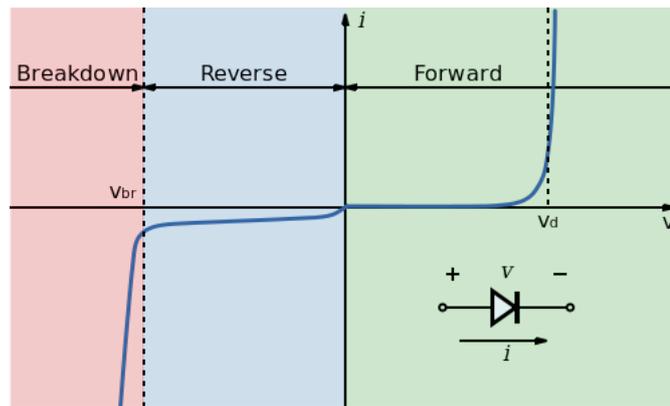


Figura 2.4: Curva I - V di una giunzione p - n .

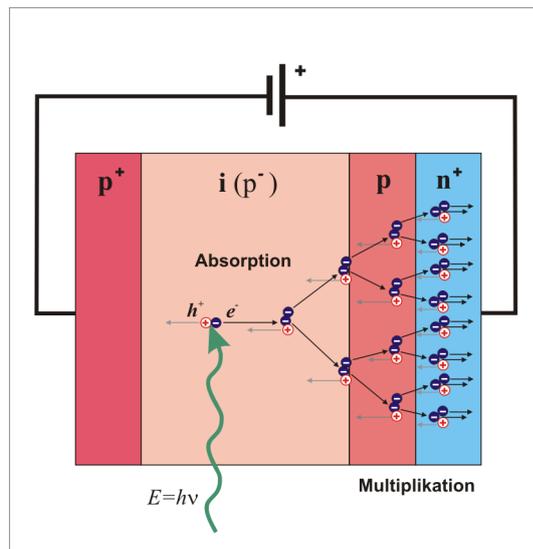


Figura 2.5: SPAD al cui interno si è innescata una cascata di Geiger.

dal breakdown, può essere limitata attraverso l'utilizzo di una serie di resistenze, grazie a ciò il fotodiode ritorna al voltaggio di partenza ed è sensibile a rivelare altri fotoni. [6]

2.3 Fotomoltiplicatori al Silicio

I fotomoltiplicatori al Silicio (SiPM) sono formati da un array di piccole microcelle (o pixel), in parallelo, composte da SPAD indipendenti e dai loro resistori di *quenching* in serie. In Figura 2.6 viene mostrato un circuito semplificato e le microcelle di un SiPM. [18] [4]

I SiPM lavorano in regime di polarizzazione inversa e, per questo, gli viene applicata una differenza di potenziale, detta V_{BIAS} , in modo tale che ogni SPAD sia operante ad una tensione maggiore rispetto a quella di breakdown V_{BD} di circa il 10% – 25%. La differenza tra V_{BD} e V_{BIAS} viene chiamata tensione di *overvoltage* ΔV ed è dell'ordine di pochi Volt. [10] Quando un pixel del SiPM assorbe un fotone, si viene a creare una cascata di Geiger la quale provoca lo scorrere di

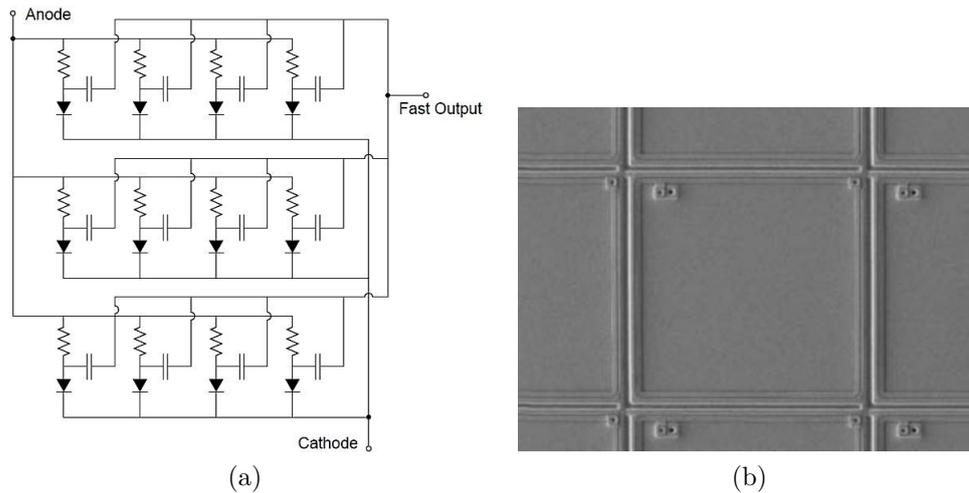


Figura 2.6: (a) Rappresentazione di un SiPM formato da un array di microcelle. (b) Microcelle.

una fotocorrente attraverso la microcella: durante questo processo gli altri SPAD, non essendo interessati al processo di scarica, rimangono sensibili al passaggio di altri fotoni. Lo scopo del resistore è proprio quello di riportare la microcella alla tensione iniziale V_{BIAS} limitando la corrente, in modo tale che il pixel sia in grado di assorbire altri fotoni. Il *tempo di recupero dell'intero sensore*, o tempo di decadimento dell'impulso, è determinato dalla *costante di tempo di recupero della singola microcella* data da:

$$\tau_{RC} = C_d (R_q + R_s \cdot N) \quad (2.1)$$

in cui C_d è la capacità effettiva della microcella, R_q è la sua *resistenza di quenching*, N è il numero di pixel nel SiPM e R_s è la resistenza in serie al sensore.

Il guadagno di un SiPM è definito come la carica generata da ogni fotone rivelato ed è una funzione lineare della tensione applicata e delle dimensioni di una microcella. Invece il guadagno di una singola SPAD viene indicato come il rapporto tra la carica raccolta e la carica di un elettrone, la sua espressione è data da:

$$G = \frac{C_d \cdot \Delta V}{q} \quad (2.2)$$

in cui q è la carica dell'elettrone.

Il segnale prodotto da un SiPM, mostrato in figura 2.7, è dato dalla somma dei segnali delle singole celle. Poiché il dispositivo lavora in regime Geiger, non è possibile distinguere la valanga generata da un singolo fotone da quella indotta da più fotoni che colpiscono simultaneamente la stessa cella. Ogni fotomoltiplicatore al Silicio è perciò caratterizzato da un range dinamico in cui il dispositivo si comporta in maniera lineare. Oltre questo range la probabilità che due fotoni colpiscano la stessa cella non è più trascurabile. Il range dinamico è dipendente dal numero di celle che compongono il SiPM, dall'overvoltage e dalla lunghezza d'onda dei fotoni. La relazione tra il numero di fotoni incidenti N_{ph} e il numero di microcelle colpite N_{fired} è data da:

$$N_{fired}(M, V, \lambda) = M \left(1 - \exp \left(- \frac{PDE(V, \lambda) \cdot N_{ph}}{M} \right) \right)$$

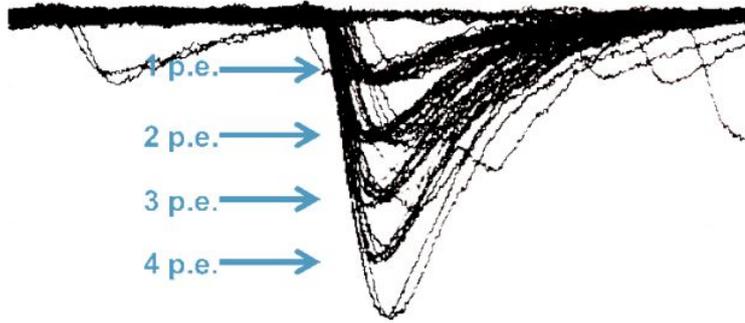


Figura 2.7: Segnale di un SiPM osservato tramite un oscilloscopio.

in cui PDE è l'efficienza di rivelazione dei fotoni.

Tale efficienza è la probabilità che un fotomoltiplicatore al Silicio produca un segnale di uscita una volta che venga rivelato un fotone incidente su una microcella ed è data da:

$$PDE = QE \cdot P_{trig} \cdot GE \quad (2.3)$$

in cui QE è l'efficienza quantica, ovvero la probabilità che un fotone incidente produca un portatore di carica in grado di generare una scarica di Geiger, GE è l'efficienza geometrica, ovvero la frazione di area di SiPM occupata da pixels attivi, e P_{trig} è la probabilità che avvenga una cascata di Geiger. [20]

In conclusione i SiPM sono dispositivi di interesse in diversi settori di fisica applicata in quanto lavorano a tensioni di alimentazione basse, sono molto compatti, la loro area attiva è di pochi mm^2 e sono utilizzabili anche all'interno di un campo magnetico. Purtroppo essi sono affetti da diverse sorgenti di rumore quali: *dark current rate (DCR)*, *crasstalk ottico* e *afterpulse* i quali verranno trattati in dettaglio nel prossimo paragrafo.

2.4 Sorgenti di rumore

2.4.1 Dark Current

La sorgente più significativa di rumore di un SiPM è la corrente di buio, *dark current rate (DCR)*. Questa corrente si viene a formare a partire dagli elettroni, generati termicamente, che innescano una cascata nel volume attivo del dispositivo in assenza di luce ed è dipendente dalla temperatura, dall'area attiva e dall'overvoltage. Inoltre la valanga indotta da un singolo fotone non è distinguibile da quella generata da un elettrone termico. Per applicazioni in cui il numero di fotoni attesi sia molto elevato, il fondo dovuto a DCR può venire trascurato, mentre deve essere considerato nel caso in cui si abbiano pochi fotoni incidenti, questo perché tale corrente influenza particolarmente le prestazioni del SiPM. A temperatura ambiente la corrente di buio è di circa $100\text{KHz}/\text{mm}^2$ e può essere ridotta lavorando a basse temperature (a 100K il DCR è di $200\text{Hz}/\text{mm}^2$). In ogni caso la corrente di buio influenzerà sempre in parte il segnale che viene misurato. Per caratterizzare il DCR di un SiPM si utilizza la *staircase curve* in cui ogni gradino è di fatto la risposta di

una cella piuttosto che una soglia: sostanzialmente applicando una soglia via via crescente, ed effettuando delle misure di conteggio, si può vedere il contributo dovuto alle singole celle, come mostrato in figura 2.8 [18] (nella stessa immagine viene mostrato anche l'andamento della corrente di buio in funzione dell'overvoltage).

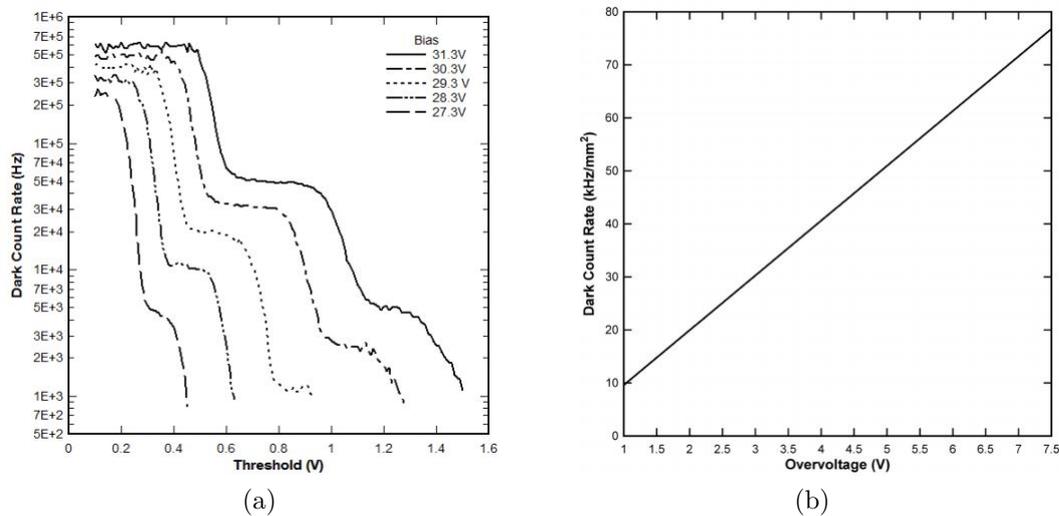


Figura 2.8: (a) DCR in funzione della threshold per differenti tensioni iniziali. (b) DCR in funzione dell'overvoltage.

2.4.2 Crosstalk ottico

Il crosstalk ottico è un ulteriore sorgente di rumore all'interno dei SiPM. Le microcelle sono state progettate per poter lavorare le une indipendentemente dalle altre ma, quando all'interno di un pixel si produce una cascata di Geiger, i fotoni generati dalle cariche coinvolte durante il processo possono migrare in celle adiacenti innescando un'ulteriore valanga. Il crosstalk viene definito come la probabilità che una microcella, al cui interno è stata innescata una cascata di Geiger, causi una cascata in una seconda microcella. In figura 2.9 viene mostrato il segnale di un SiPM, osservato tramite oscilloscopio, in cui è ben visibile il crosstalk.

Ci sono tre differenti modalità per ridurre il crosstalk ottico:

- modificare i parametri strutturali del SiPM, aumentando la distanza tra i pixels;
- introdurre dei solchi tra le celle in modo tale da isolarle otticamente;
- ridurre la tensione di bias in modo tale da ridurre la probabilità che il fenomeno avvenga.

Il metodo che risulta essere il più conveniente e quello maggiormente utilizzato è il secondo.

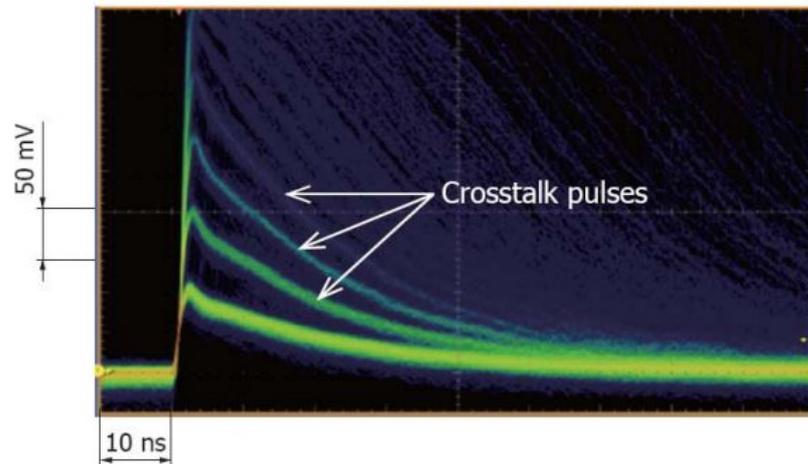


Figura 2.9: *Crosstalk in un segnale di un SiPM.*

2.4.3 Afterpulses

Durante l'effetto valanga, le cariche possono venir intrappolate in impurità del reticolo cristallino ed essere rilasciate dopo diversi nanosecondi, causando una seconda cascata nella microcella: il fenomeno è detto afterpulse (figura 2.10 [4]). Se l'afterpulse è rilasciato durante il tempo di recupero della cella, esso fornisce un contributo al segnale integrato alterando la misura della carica raccolta in quella cella.

La probabilità che si verifichi un fenomeno di afterpulse è proporzionale alla tensione di polarizzazione.

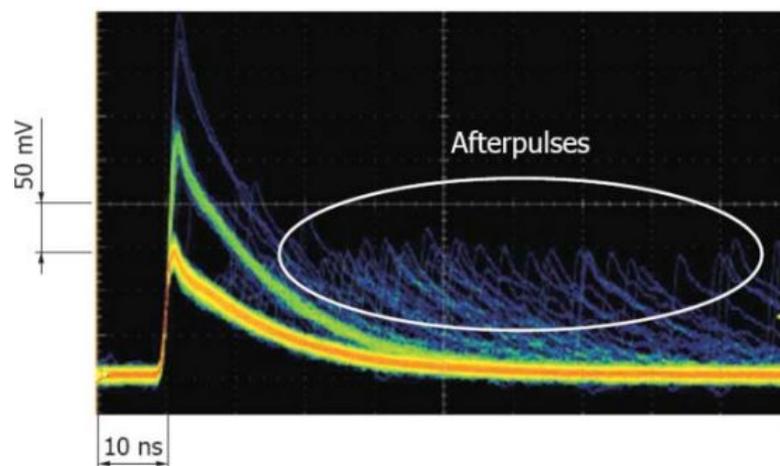


Figura 2.10: *Afterpulse in un segnale di un SiPM.*

Capitolo 3

Test in criogenia di SiPM

3.1 Introduzione

Il progetto DUNE, come è stato detto nei paragrafi precedenti, ha come obiettivo lo studio delle oscillazioni di neutrino attraverso l'utilizzo di un rivelatore ad Argon liquido il cui punto di fusione è di -189.35°C . Una possibile modalità di rivelazione, delle tracce prodotte dalle interazioni tra neutrini e atomi di Argon, consiste nell'uso di opportuni fotomoltiplicatori al Silicio in grado di lavorare e di resistere a tale temperatura. Questi dispositivi riveleranno i fotoni rilasciati dalle interazioni tra particelle cariche presenti nel mezzo.

In questo lavoro di tesi ho partecipato all'allestimento di un setup sperimentale adatto a svolgere misure di caratterizzazione di fotomoltiplicatori al Silicio, appartenenti a diverse case produttrici, a temperatura ambiente e in criogenia. In questo ultimo caso i dispositivi sono stati immersi in azoto liquido la cui temperatura è di -195.82°C , in modo tale da riprodurre condizioni simili a quelle che si avranno in Argon liquido. Scopo dello studio è la caratterizzazione di diversi fotomoltiplicatori al Silicio per quanto riguarda la corrente di buio (DCR), curve tensione-corrente (I-V) e resistenza a cicli termici ripetuti. I SiPM testati appartengono alle tre industrie *FBK*, *Hamamatsu*, *SensL* e sono: *FBK NUV* $3 \times 3\text{mm}^2$, *Hamamatsu 60275* e *13360* $3 \times 3\text{mm}^2$, *SensL 30020J* $3 \times 3\text{mm}^2$ con packaging in vetro. [1] [2] [3]

3.1.1 Curve tensione-corrente

La curva caratteristica di un fotomoltiplicatore, mostrata in figura 2.4, è la rappresentazione della relazione presente tra corrente e tensione data da:

$$I = I_0 e^{V_D/\eta V_T} \quad (3.1)$$

in polarizzazione diretta, mentre in polarizzazione inversa è data da:

$$I = I_0 (e^{V_D/\eta V_T} - 1) \quad (3.2)$$

in cui I_0 è la corrente inversa di saturazione, V_D è la tensione di polarizzazione diretta, η è il fattore di idealità del materiale e V_T è l'analogo in Volt della temperatura. I SiPM testati sono stati polarizzati sia direttamente sia inversamente per misurare la *resistenza di quenching* R_q e la *tensione di breandown* V_{BD} , sia a temperatura ambiente che in criogenia.

3.1.2 Misure di dark current rate

L'esperimento DUNE richiede che i fotomoltiplicatori al Silicio, in previsione di un loro utilizzo all'interno del rivelatore, rispettino alcuni requisiti. Per quanto riguarda la corrente di buio, si richiede che essa sia minore di $1Hz/mm^2$ in criogenia. [24] [22]

Le misure di dark current rate, realizzate in laboratorio, sono state eseguite in modo tale da verificare che i dispositivi testati fossero in linea col requisito richiesto o meno.

3.1.3 Cicli termici ripetuti

Un altro fondamentale requisito richiesto dal progetto riguarda i cicli termici cui i SiPM devono essere sottoposti. I fotomoltiplicatori al Silicio devono essere dotati di un packaging e di una struttura tale da resistere a 5 cicli termici.

Nell'attività di laboratorio sono stati sottoposti i SiPM testati a 3 immersioni nell'azoto.

3.2 Setup Sperimentale

Il setup realizzato in laboratorio per poter eseguire le misure e acquisire i dati è caratterizzato dalle diverse componenti mostrate in Figura 3.1. Il contenitore criogenico utilizzato è composto da un recipiente di plastica di altezza di 30cm e capacità totale di 2.2l, rivestito da uno spesso strato di polistirolo al fine di isolarlo termicamente il più possibile dall'ambiente ed evitare l'ebollizione, e l'evaporazione, dell'azoto. Per rendere stabile la struttura, il contenitore è stato fissato a un basamento rivestito sempre da polistirolo. Per immergere in azoto i dispositivi, è stato utilizzato un supporto in teflon su cui era fissata una basetta, nella quale collegare i SiPM da testare, e al cui interno venivano fatti passare i cavi per polarizzare il dispositivo in modo tale da impedirgli il contatto diretto con l'azoto. Questi cavi sono stati poi collegati al dispositivo *Keysight B2901A* facendoli passare, dal contenitore criogenico all'ambiente esterno, attraverso un tappo realizzato con polistirolo. Inserita all'interno di un supporto fissato al teflon è stata collocata anche una fibra a LED con cui mandare impulsi luminosi al fotomoltiplicatore; essa è posizionata davanti al SiPM ed è collegata a un impulsatore esterno. Inoltre, per accertarsi che il setup fosse a tenuta di luce, il contenitore criogenico è stato collocato all'interno di una scatola e ricoperto da due teli neri di diversi materiali; fatto ciò, come verifica, ho realizzato diverse misure con la luce del laboratorio accesa e spenta.

3.2.1 Curve tensione-corrente

Per le misure della curva I-V, i fotomoltiplicatori al Silicio testati, sia in polarizzazione diretta che in inversa, sono stati collegati al dispositivo *Keysight B2901A Series of Precision Source/Measure Units*. Questo strumento ha una risoluzione di $10fA$ e $100nV$, per quanto riguarda le misure di corrente e tensione. [12]

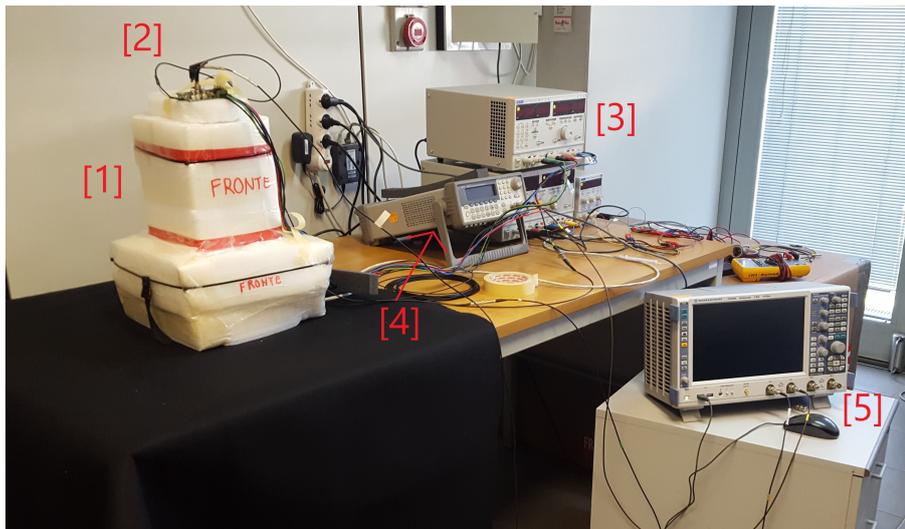


Figura 3.1: *Setup sperimentale realizzato in laboratorio contenente 1) contenitore criogenico; 2) amplificatore; 3) generatore di tensione; 4) impulsatore; 5) oscilloscopio.*

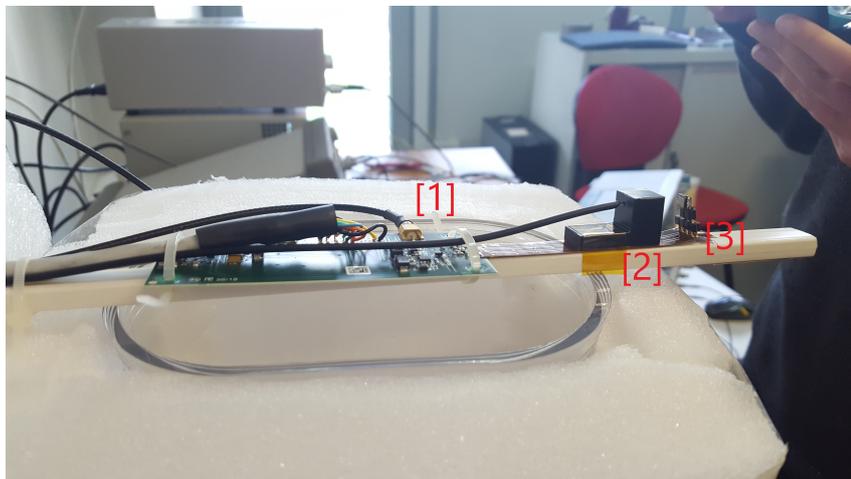


Figura 3.2: *Bacchetta di plastica in cui 1) amplificatore; 2) supporto fibra e fibra; 3) SiPM.*

3.2.2 Misure di dark current rate

Per la misura di DCR e per osservare la risposta dei dispositivi agli impulsi luminosi, i SiPM sono stati collegati all'oscilloscopio digitale *Rohde& Schwarz RTO2024*. La risoluzione di questo dispositivo è di 8 bit ma, se si riduce la frequenza di campionamento, essa sarà di 16 bit. [17] Per le misure di DCR è stato utilizzato un amplificatore posto all'esterno del contenitore criogenico il cui scopo era, come suggerisce il nome, quello di amplificare il segnale proveniente dal fotomoltiplicatore testato e visualizzato sul pannello dell'oscilloscopio. In figura 3.3 sono mostrati i pixel accesi di un SiPM in ambiente criogenico il quale è stato illuminato da diversi impulsi, grazie l'utilizzo della fibra.

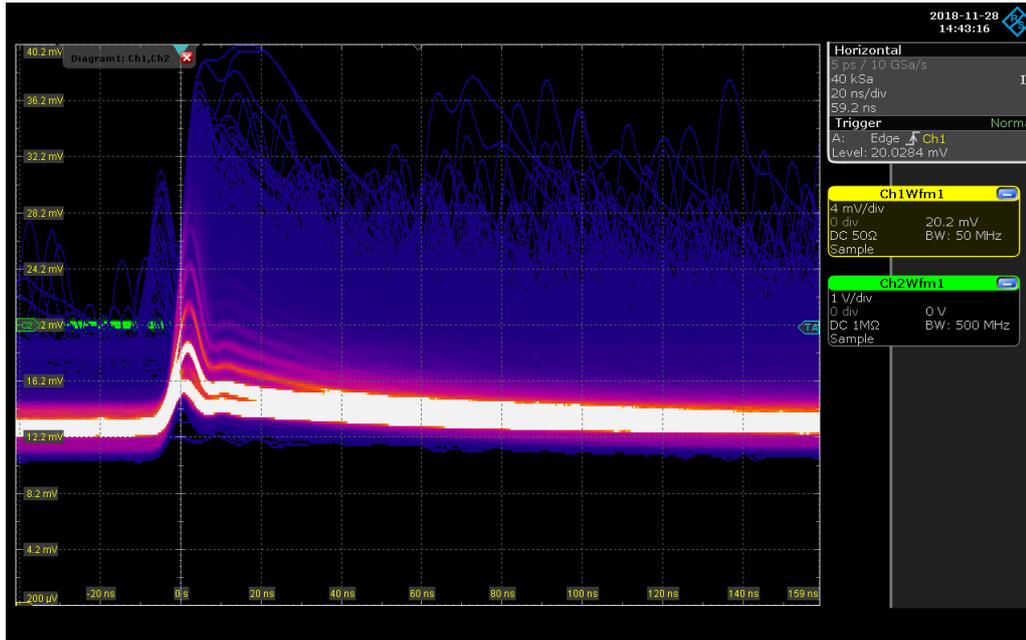


Figura 3.3: Rappresentazione dei pixel accesi di un SiPM in criogenia sul pannello dell'oscilloscopio.

3.2.3 Cicli termici ripetuti

Ogni SiPM testato è stato immerso 3 volte direttamente in azoto. In questo modo i dispositivi sono stati sottoposti a diversi shock termici in quanto non si è fatto uso di profili termici per poter farli passare da temperatura ambiente a -195.82°C e, a causa della loro bassa inerzia, la temperatura è precipitata molto velocemente a quella dell'azoto liquido.

3.3 Risultati

3.3.1 Curve tensione-corrente

Durante l'attività di laboratorio, ho realizzato diverse misure, a temperatura ambiente (T_{amb}) e in criogenia (T_{crio}), delle curve corrente- tensione (IV) dei fotomoltiplicatori al Silicio delle tre case produttrici *FBK*, *Hamamatsu*, *SensL*. Polarizzando i dispositivi, sia direttamente sia inversamente, si è potuto osservare come variano la *resistenza di quenching* e la *tensione di breakdown* dei SiPM a -195.82°C rispetto a T_{amb} .

Come si può osservare in figura 3.4 l'andamento della curva I-V, del dispositivo *FBK NUV*, può essere suddiviso in tre regioni: una prima zona in cui non circola praticamente corrente nel dispositivo, una seconda in cui la corrente cresce mediante un andamento esponenziale e una terza in cui, al crescere del voltaggio, la corrente cresce linearmente. In quest'ultima regione la corrente dipende linearmente dalla tensione di bias (V_{BIAS}) in quanto essa è principalmente governata dalla *resistenza di quenching* R_q delle microcelle. Approssimando quindi questa regione a una funzione lineare, si può estrarre la R_q complessiva del dispositivo e, da questa,

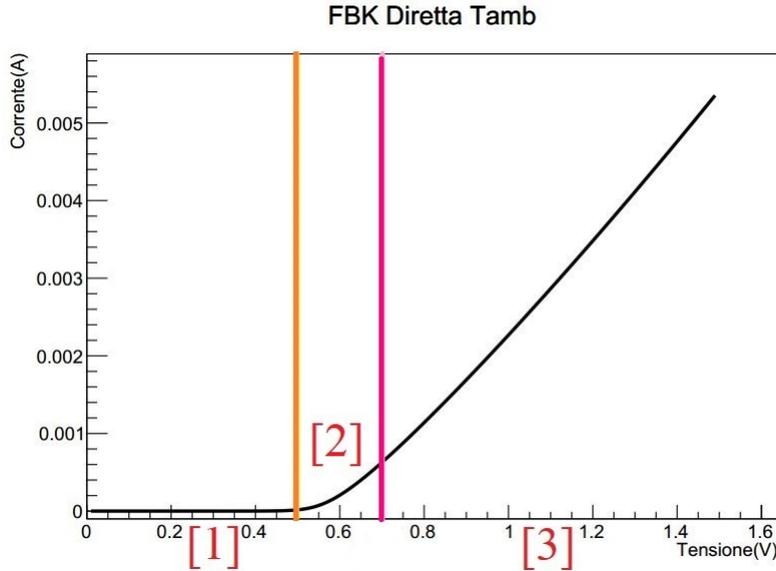


Figura 3.4: Curva I-V, del SiPM FBK NUV polarizzato direttamente a temperatura ambiente, suddivisa in tre regioni: [1] zona in cui non scorre corrente; [2] zona in cui ad andamento esponenziale; [3] zona ad andamento lineare.

calcolare quella della singola microcella definita come: $R_{microcella} = N_{celle}R_q$, in cui N_{celle} è il numero di microcelle contenute nel SiPM.

In tabella 3.1 sono mostrati i valori della *resistenza di quenching* dei tre dispositivi testati, a T_{amb} e a T_{crio} . Come si può notare, R_q aumenta al diminuire della temperatura.

In figura 3.5 è mostrato l'andamento della curva tensione-corrente ($\sqrt{I} - V$) in polarizzazione inversa, per il dispositivo FBK NUV sotto esame, sono identificabili due regioni: la prima dovuta alla corrente di saturazione inversa e la seconda, dopo la *tensione di breakdown*, in cui la corrente cresce linearmente. La (V_{BD}) è identificabile come quella dopo la quale si ha un rapido incremento della corrente. Tramite un fit lineare del grafico $\sqrt{I} - V$ è possibile estrarre il valore di V_{BD} come l'intersezione tra la retta che segue l'andamento lineare della regione [2] e quella data dal fit fatto nella regione [1].

In tabella 3.1 sono mostrati i valori della V_{BD} dei tre dispositivi testati, a T_{amb} e a T_{crio} . Come si può notare, V_{BD} decresce al diminuire della temperatura.

		FBK	Hamamatsu	SensL
T_{amb}	$R_q(M\Omega)$	2.5	1.3	0.3
	$V_{BD}(V)$	26.4	51.6	24.7
T_{crio}	$R_q(M\Omega)$	12.3	1.8	0.7
	$V_{BD}(V)$	21.9	42.3	21.6

Tabella 3.1: Valori della *resistenza di quenching* e della *tensione di breakdown* a temperatura ambiente e in criogenia dei dispositivi delle tre case produttrici.

Nel caso del SiPM FBK NUV si è osservato che il dispositivo, in polarizzazione inversa a T_{crio} , mostra un doppio breakdown, ovvero la curva I-V cambia due

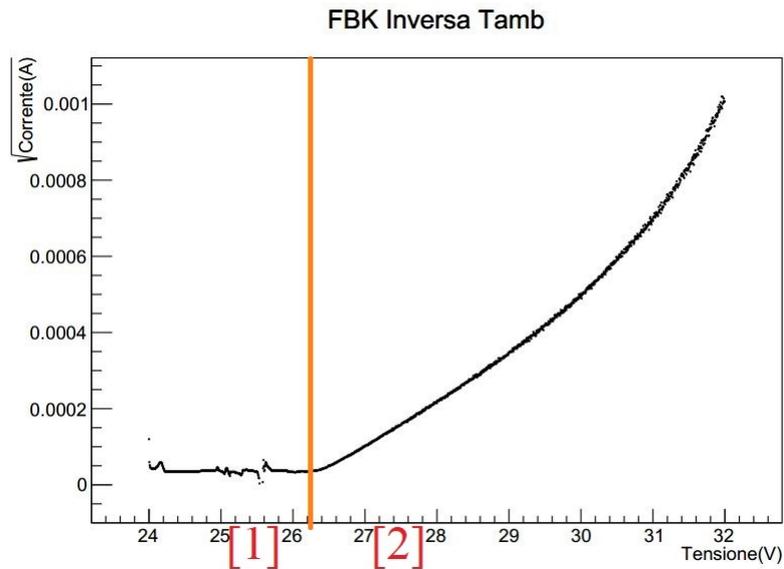


Figura 3.5: Curva I-V, del SiPM FBK NUV polarizzato inversamente a temperatura ambiente, suddivisa in due regioni: [1] zona dovuta alla corrente di saturazione inversa; [2] zona ad andamento lineare.

volte pendenza una volta superata la V_{BD} , come mostrato in figura 3.6. Ciò è dovuto alla presenza eccessiva di impurità all'interno del Silicio le quali producono *afterpulse* elevato e quindi un cambiamento ben visibile del segnale in uscita una volta superata V_{BD} . Quest'ultimo elemento non ci permette di utilizzare questi dispositivi a tensioni elevate (*overvoltage*) e di avere un guadagno alto per cui i SiPM FBK NUV testati non risultano rispettare i requisiti richiesti da DUNE.

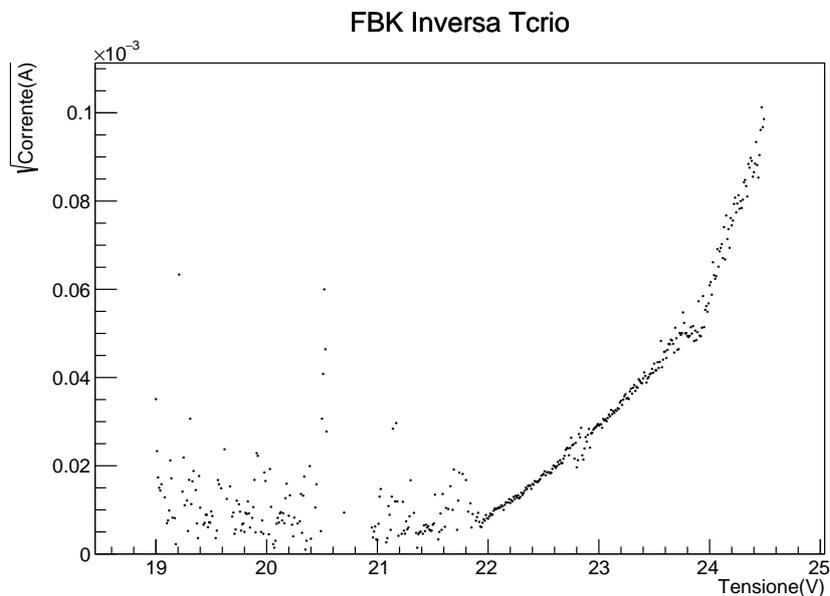


Figura 3.6: Curva I-V del SiPM FBK NUV polarizzato inversamente in criogenia la quale mostra la presenza di un secondo breakdown

3.3.2 Misure di dark current rate

Attraverso l'utilizzo dell'oscilloscopio, sono state acquisite le forme d'onda (*waveform*) dei SiPM testati per ricavare la distribuzione delle ampiezze dei segnali. Nell'immagine 3.7 sono rappresentate le ampiezze dei segnali del dispositivo *FBK NUV* a $V_{BIAS} = 30V$ e a temperatura ambiente in cui ogni picco corrisponde a un pixel acceso.

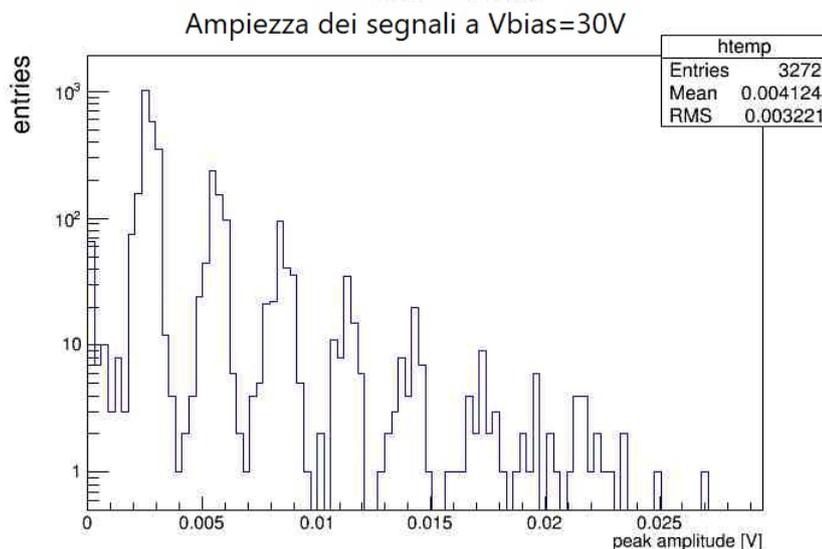


Figura 3.7: Ampiezze dei segnali del dispositivo *FBK NUV* in cui ogni picco rappresenta un pixel acceso.

Oltre a ciò si è potuto calcolare il DCR dei dispositivi alla sola temperatura ambiente. Infatti il set up, descritto nel paragrafo 3.2, ha una buona tenuta di luce per il calcolo della DCR a T_{amb} , in quanto il suo valore atteso è dell'ordine del MHZ/mm^2 . Purtroppo, in criogenia, il rate della corrente di buio è molto più piccolo ($< Hz/mm^2$) e il setup che ho allestito non isolava in modo adeguato i SiPM dai fotoni, provenienti dall'esterno, per potermi permettere di osservare la corrente di buio. Inoltre, un altro problema che ho riscontrato, è stato cercare di coprire il più possibile il cavo che collega la fibra all'impulsatore, il quale porta all'interno del contenitore criogenico la maggior parte di luce rivelata dai fotomoltiplicatori testati. In molti casi, durante le acquisizioni effettuate tramite oscilloscopio, è stato anche impostato un filtro sulla frequenza in modo tale che le misure per il DCR fossero il meno influenzate possibile dalle frequenze delle diverse stazioni radio e oggetti elettronici. La figura 3.8 rappresenta lo studio del DCR in funzione della V_{BIAS} , a temperatura ambiente, del SiPM *FBK NUV* mentre la tabella 3.2 raccoglie al suo interno i valori della corrente di buio, a T_{amb} e *overvoltage* pari a $3V$, dei dispositivi testati delle tre marche produttrici.

Infine è stato stimato il crosstalk dei vari SiPM: esso è dato dal rapporto dei rate di eventi in cui si sono accesi 2 pixel e quelli in cui se n'è acceso solo 1. La figura 3.9 rappresenta la stima di crosstalk, del SiPM *FBK NUV*, a partire dallo studio delle ampiezze del segnale. In tabella 3.2 sono raccolte le stime dei crosstalk dei tre dispositivi analizzati a temperatura ambiente e *overvoltage* pari a $3V$.

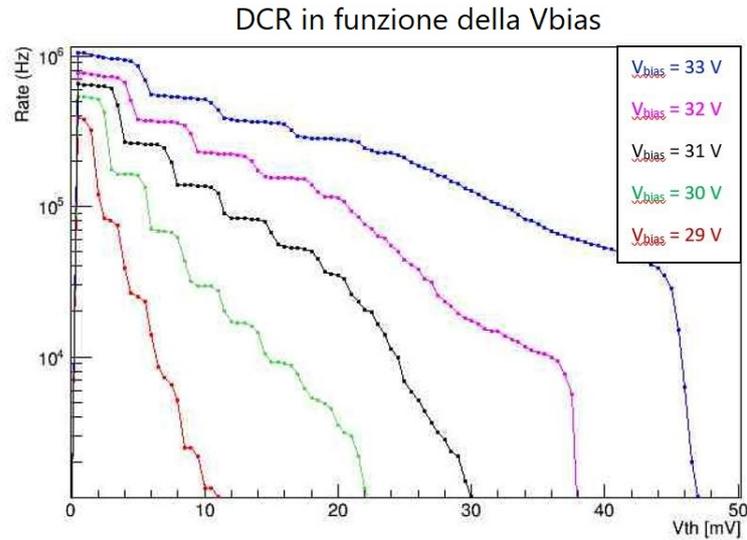


Figura 3.8: *DCR in funzione della soglia del dispositivo FBKNUV a temperatura ambiente.*

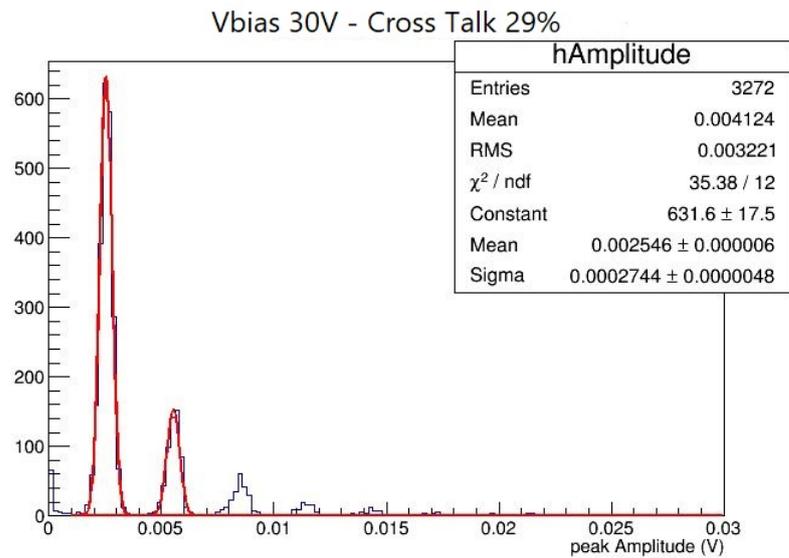


Figura 3.9: *Stima del crosstalk a temperatura ambiente del dispositivo FBKNUV.*

Dispositivo	DCR(KHz/mm^2)	Crosstalk
FBK	48	29%
Hamamatsu	32	7%
SensL	74	3%

Tabella 3.2: *Valori di DCR e di crosstalk dei tre SiPM a temperatura ambiente e overvoltage uguale a 3V.*

3.3.3 Cicli termici ripetuti

I SiPM *Hamamatsu 60275* e *FBK NUV* sono stati sottoposti a 3 cicli termici senza mai rompersi o presentare comportamenti anomali. Invece il packaging in vetro del fotomoltiplicatore *SensL 30020J* si è rotto dopo il secondo ciclo termico, come mostrato il figura 3.10. A causa di ciò non si è potuto procedere con una terza immersione, non potendo così adempiere ai requisiti prefissati.

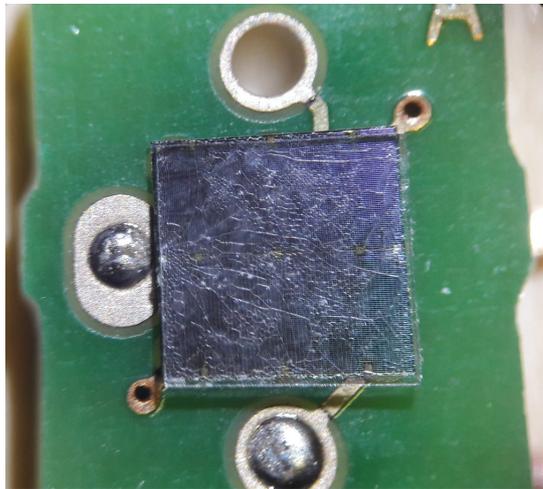


Figura 3.10: *SensL* con packaging rotto dopo la seconda immersione.

Conclusioni

Questo progetto di tesi si inserisce nell'ambito dell'esperimento DUNE il quale si occupa della rivelazione delle interazioni di neutrini e il cui obiettivo è quello di studiare le oscillazioni di neutrino e determinare la gerarchia di massa. La tecnologia del progetto, che si sta attualmente progettando, sarà immersa in Argon liquido insieme a diversi fotomoltiplicatori al Silicio i quali dovranno essere in grado di lavorare a basse temperature e resistere a più cicli termici.

L'attività svolta si è incentrata sulla caratterizzazione di diversi SiPM in vista del loro impiego in criogenia. In laboratorio è stato allestito un primo setup per svolgere misure in azoto liquido e sono stati testati diversi dispositivi appartenenti alle case produttrici *FBK*, *Hamamatsu* e *SensL*. Attraverso l'analisi dati sono stati misurati R_q , V_{BD} , DCR e la resistenza ai cicli termici dei SiPM, ciò mi ha permesso di individuare alcune criticità come: il doppio breakdown presente nelle misure della curva I-V dei dispositivi *FBK NUV*, polarizzati inversamente e a T_{crio} , la tenuta di luce non adatta per le misure di DCR in criogenia e la rottura del packaging dei dispositivi *SensL* sempre a T_{crio} .

I prossimi obiettivi saranno realizzare un setup migliore, usufruendo di un contenitore criogenico professionale e migliorando la tenuta di luce, e utilizzare fotomoltiplicatori al Silicio di nuova generazione.

Bibliografia

- [1] URL: <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/mppc/index.html>.
- [2] URL: <https://sensl.com/>.
- [3] URL: <https://www.fbk.eu/en/>.
- [4] K. Kobayashi A. Ghassemi K. Sato. «MPPC». In: (2017). URL: <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/mppc/index.html>.
- [5] Georges Aad et al. «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC». In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), pp. 1–29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. arXiv: 1207.7214 [hep-ex].
- [6] Alessandro Berra. «Silicon Photomultipliers in High Energy and Space Applications». Tesi di dott. Insubria U., Como, 2012. URL: http://www.infn.it/thesis/thesis_dettaglio.php?tid=7280.
- [7] Serguei Chatrchyan et al. «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC». In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), pp. 30–61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
- [8] Giampaolo Co. «Neutrini ed interazione debole». In: *Ithaca, Viaggio nella Scienza* 6 (2015).
- [9] G. Danby, J. M. Gaillard, Konstantin A. Goulianos, L. M. Lederman, Nari B. Mistry, M. Schwartz e J. Steinberger. «Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos». In: *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962), pp. 36–44. DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.36.
- [10] B. Dolgoshein et al. «Status report on silicon photomultiplier development and its applications». In: *Nucl. Instrum. Meth.* A563 (2006), pp. 368–376. DOI: 10.1016/j.nima.2006.02.193.
- [11] Ernesto Kemp. «The Deep Underground Neutrino Experiment – DUNE: the precision era of neutrino physics». In: *Astronomische Nachrichten* 338 (set. 2017). DOI: 10.1002/asna.201713417.
- [12] «Keysight Technologies B2900A Series Precision Source/Measure Unit». In: (feb. 2018). URL: <https://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5990-7009EN.pdf?id=2035016>.

- [13] K. Kodama et al. «Observation of tau neutrino interactions». In: *Phys. Lett. B* 504 (2001), pp. 218–224. DOI: 10.1016/S0370-2693(01)00307-0. arXiv: hep-ex/0012035 [hep-ex].
- [14] S.P. Mikheyev e A.Yu. Smirnov. «Resonant neutrino oscillations in matter». In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 23 (1989), pp. 41–136. ISSN: 0146-6410. DOI: [https://doi.org/10.1016/0146-6410\(89\)90008-2](https://doi.org/10.1016/0146-6410(89)90008-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0146641089900082>.
- [15] Daniele Montanino. «Le oscillazioni di neutrino». In: *Ithaca, Viaggio nella Scienza* 6 (2015).
- [16] Laura Pasqualini. «A tracking detector to study O(1 GeV) ν_μ CC interactions». Tesi di dott. Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, mar. 2017. DOI: 10.6092/unibo/amsdottorato/7806. URL: <http://amsdottorato.unibo.it/id/eprint/7806/>.
- [17] «R& S RTODigital Oscilloscope Specifications». In: (giu. 2016). URL: <https://www.sjelectronics.co.uk/media/acatalog/rto2000-datasheet.pdf>.
- [18] SensL. «An Introduction to the Silicon Photomultiplier». In: (2017).
- [19] Dr. Alistair Sproul. «Understanding the p-n Junction». In: (). DOI: https://doi.org/0.1007/0-306_47622-3_4.
- [20] Marialisa Stagliano, Luis Abegão, Andrea Chiericia e Francesco d’Errico. «Silicon photomultiplier current and prospective applications in biological and radiological photonics». In: (nov. 2018).
- [21] «T2K Status and Results». In: (2018). URL: <https://indico.ph.qmul.ac.uk/indico/getFile.py/access?contribId=22&resId=0&materialId=slides&confId=289>.
- [22] «The Single-Phase Far Detector». In: (feb. 2018).
- [23] Mariam Tortola. «Global fits to neutrino data: first hint on mass ordering and CP violation». In: (2018). URL: <https://indico.ph.qmul.ac.uk/indico/getFile.py/access?contribId=12&resId=0&materialId=slides&confId=289>.
- [24] V.Zutshi. «DUNE Photon Detector Review Photosensor Baseline and Testing». In: (feb. 2016). URL: <https://indico.fnal.gov/event/12585/contribution/6/material/slides/1.pdf>.
- [25] «What is avalanche photodiode?» In: (). URL: <https://www.semiconductorforu.com/what-is-avalanche-photodiode/>.
- [26] L. Wolfenstein. «Neutrino Oscillations in Matter». In: *Phys. Rev. D* 17 (1978). [,294(1977)], pp. 2369–2374. DOI: 10.1103/PhysRevD.17.2369.

Ringraziamenti

Primi fra tutti vorrei ringraziare il mio relatore Maurizio Spurio e i miei correlatori Michele Pozzato, Laura Pasqualini e Alessandro Montanari che mi hanno permesso di partecipare, per la prima volta in vita mia, a una vera e propria attività di laboratorio. Grazie a loro ho scoperto quanto possa essere emozionante lavorare in squadra e dare il meglio di sé per raggiungere un comune obiettivo, inoltre ho capito che distruggere con le proprie mani un dispositivo, o un qualsiasi altro oggetto, non è assolutamente una dote da punire. Ringrazio anche tutti coloro che ho conosciuto nella stanza comune: Nicoletta, Cecco, Gianni, Buddha, Carlo, Casimiro, Luigi ecc... che hanno sempre rallegrato le mie giornate di studio e di scrittura accogliendomi sempre con gioia.

Ringrazio Coppa per tutto il sostegno e l'amore che mi ha dato, spronandomi a fare sempre del mio meglio e a non demoralizzarmi mai, probabilmente non sarei arrivata a questo punto senza di lui. Ringrazio tantissimo tutti i miei amici di facoltà (troppi per elencarli tutti) e le mie coinquiline che mi sono sempre stati accanto, che mi hanno sempre coinvolta in tutti i loro momenti di gioia e di sofferenza, ma soprattutto in tutti i loro scherzi, e che mi hanno sostenuta nei momenti peggiori. Senza di loro questi tre anni, quasi quattro, sarebbero stati tremendi e non avrei mai capito di essere migliore di quanto io pensassi. Ringrazio tantissimo anche i "Vips" (anche loro sono tanti) di Cesena che mi hanno sempre fatto ridere, anche nelle situazioni più disperate, e che mi hanno sempre accolta a braccia aperte nonostante tutti i miei errori.

Ringrazio infine i miei genitori, mia sorella Yerma e il mio gatto sia per l'oneroso aiuto economico sia per il loro sostegno a superare ogni ostacolo che si presentava durante questo percorso.