

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**Studio delle performance di
fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) per
l'identificazione di elettroni**

Relatore:
Prof. Andrea Alici

Presentata da:
Silvia Iannetta

Anno Accademico 2023/2024

Sommario

La capacità di identificazione degli elettroni (e delle loro antiparticelle, i positroni) è di fondamentale importanza negli esperimenti alle alte energie. Per l'esperimento ALICE al Large Hadron Collider (LHC) del CERN, ad esempio, dedicato allo studio della materia nucleare in condizioni estreme di temperatura e densità di energia, questa misura permette di investigare alcune proprietà dello stato di Quark-Gluon Plasma (QGP) creato in collisioni di ioni pesanti ultrarelativistici, come la sua temperatura, la densità e la viscosità, fornendo inoltre informazioni sulla natura della forza forte subnucleare e dell'universo primordiale. La misura di elettroni ad alto impulso trasverso viene inoltre utilizzata nello studio delle proprietà di trasporto del QGP.

Nel progetto di upgrade dell'esperimento ALICE, denominato ALICE 3, sono al momento in discussione per l'identificazione degli elettroni l'utilizzo di un rivelatore di tipo RICH (Ring Imaging Cherenkov) e di un calorimetro elettromagnetico. Data la loro massa ridotta, gli elettroni sono le uniche particelle cariche in grado di produrre luce Cherenkov in aria; è stato quindi proposto di utilizzare questa caratteristica peculiare come base per la realizzazione di un rivelatore basato su fotosensori in grado di segnalare il passaggio di elettroni. La possibilità di utilizzare SiPMs come fotosensori per la separazione di elettroni e adroni carichi è stata indagata alla beam facility PS-T10 del CERN utilizzando un sensore di $3 \times 3 \text{ mm}^2$ di area prodotto dalla foundry FBK. La capacità di separare i segnali provenienti da elettroni da quelli delle altre particelle cariche è stata investigata anche utilizzando una tecnica di selezione basata sul machine learning e reti neurali tramite il framework TensorFlow e l'API Keras.

Indice

Introduzione	v
1 ALICE 3	1
1.1 L'esperimento ALICE e l'upgrade ad ALICE 3	1
1.2 Obiettivi fisici di ALICE 3	2
1.3 Layout dell'esperimento ALICE 3	6
1.3.1 Rivelatore TOF	8
1.3.2 Rivelatore RICH	9
1.3.3 RICH e TOF come unico rivelatore	10
1.4 Identificazione degli elettroni in ALICE 3	11
2 Rivelatori al silicio	15
2.1 Proprietà dei semiconduttori	15
2.2 Giunzioni p-n e rivelatori al silicio	17
2.2.1 Particelle attraverso rivelatori al silicio	20
2.3 Misure dei tempi mediante rivelatori al silicio	20
2.4 SiPM	22
2.4.1 AD, APD e SPAD	22
2.4.2 Struttura e funzionamento dei SiPM	24
2.4.3 Photon Detection Efficiency	26
2.4.4 Rumore	27
2.4.5 Shape del segnale	29
3 SiPM per l'identificazione di elettroni	31
3.1 Apparato sperimentale	32
3.2 Selezione del segnale	36
3.3 Analisi dati e risultati	37
3.4 Machine learning per l'identificazione di elettroni	41
3.4.1 TensorFlow	41
3.4.2 Costruzione e addestramento della rete neurale	42
3.4.3 Identificazione degli elettroni	45

3.5	Analisi temporale	50
	Conclusioni	53
	Bibliografia	55

Introduzione

Negli esperimenti alle alte energie risulta fondamentale l'identificazione degli elettroni e delle loro antiparticelle, i positroni. Un esempio è l'esperimento ALICE al Large Hadron Collider (LHC) del CERN, che si propone come obiettivo lo studio del Quark Gluon Plasma (QGP). Si tratta di uno stato della materia creato in collisioni pesanti di ioni ultrarelativistici che si manifesta a temperature e densità estreme; in tali condizioni, quark e gluoni si comportano come se fossero quasi liberi, riproducendo le caratteristiche dell'universo primordiale. Per investigare le proprietà del QGP, l'identificazione degli elettroni è di primaria importanza: lo studio dello spettro della radiazione elettromagnetica emessa dal QGP durante le sue diverse fasi evolutive e l'analisi della produzione di dielettroni permettono di ottenere informazioni relative alla densità, alla temperatura e alla viscosità del QGP, oltre a consentire l'indagine del ripristino della simmetria chirale. Inoltre, rimuovendo gli elettroni dai decadimenti adronici degli adroni heavy-flavour e studiando i decadimenti semileptonici delle particelle prodotte, è possibile analizzare nuovi meccanismi di adronizzazione del QGP, legati alla combinazione di quark non correlati. Saranno anche investigate le proprietà di trasporto del QGP mediante la misura di elettroni ad alto impulso trasverso.

Per affrontare tali questioni, è necessario un apparato sperimentale avanzato come quello proposto da ALICE 3, in cui la selezione degli elettroni avverrebbe tramite un rivelatore RICH (Ring Imaging Cherenkov) e un calorimetro elettromagnetico. Tuttavia, l'effettiva realizzazione di questo apparato presenta alcune criticità: in questo lavoro di tesi è stata quindi presentata un'alternativa per l'identificazione degli elettroni, basata sull'utilizzo di SiPM e sulla proprietà degli elettroni di essere le uniche particelle a produrre effetto Cherenkov in aria a basso impulso trasverso, per via della loro massa ridotta. Tale studio è stato effettuato analizzando dati raccolti su un fascio di particelle cariche di impulso di 1.5 GeV/c alla beam facility PS-T10 del CERN, utilizzando un SiPM di $3 \times 3 \text{ mm}^2$ di area prodotto dalla foundry FBK: a causa dei fotoni Cherenkov emessi, ci si aspetta che gli elettroni accendano più di uno SPAD (le unità fondamentali di un SiPM), al contrario delle altre particelle, che sono in grado di attivarne soltanto uno.

La misura, tuttavia, presenta due principali fonti di incertezza: la reale composizione del fascio e l'elevata contaminazione del fondo. Per aumentare l'efficienza di identificazione

degli elettroni, è stata esplorata la possibilità dell'utilizzo di tecniche di machine learning e di reti neurali, implementate mediante il framework TensorFlow e l'API Keras. L'elevata efficienza ottenuta con questo metodo alternativo ha inoltre permesso di valutare la risoluzione temporale del SiPM in esame al passaggio degli elettroni.

Nel Capitolo 1 di questo lavoro di tesi, sono presentati i principali obiettivi dell'esperimento ALICE, l'upgrade ad ALICE 3 e i rivelatori necessari per lo studio del QGP; sono inoltre evidenziate le tecniche per l'identificazione degli elettroni e l'importanza di tale misura nell'ambito della fisica delle alte energie.

Nel Capitolo 2, dopo una breve introduzione relativa ai rivelatori al silicio, sono descritti la struttura e il funzionamento dei SiPM, la shape del segnale generato, il contributo del rumore di fondo e l'efficienza di rivelazione.

Il Capitolo 3 presenta una prima parte in cui è illustrato il setup sperimentale e sono riportate le proprietà del SiPM utilizzato durante il test alla facility PS-T10; in seguito, sono analizzate le due modalità con le quali può essere effettuata l'identificazione degli elettroni mediante i SiPM e l'analisi temporale del sensore.

Capitolo 1

ALICE 3

1.1 L'esperimento ALICE e l'upgrade ad ALICE 3

L'esperimento ALICE 3 [1] nasce come evoluzione del progetto ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [2], con lo scopo di migliorare la precisione delle sue misure, in particolare quelle riguardanti la produzione di adroni contenenti quark pesanti e lo spettro dileptonico da radiazione termica, in collisioni ad alta energia protone-protone (pp) e nucleari (pA e AA) a LHC.

L'esperimento ALICE è l'unico esperimento a LHC espressamente dedicato allo studio delle collisioni tra ioni pesanti ultra-relativistici. Lo scopo principale è lo studio della materia nucleare creata in tali collisioni, il Quark-Gluon Plasma (QGP), e in particolare la comprensione di come le proprietà fondamentali di tale stato possano essere derivate dalla teoria della Cromodinamica Quantistica (QCD) che regola le interazioni tra particelle fortemente interagenti.

Il QGP è uno stato della materia che si manifesta ad elevate temperature e densità in cui quark e gluoni si comportano come se fossero quasi liberi, riproducendo le caratteristiche dell'universo primordiale (Figura 1.1). Questa condizione è replicabile a LHC tramite le collisioni di nuclei pesanti e comporta un'enorme produzione di adroni heavy-flavour, cioè contenenti quark charm e beauty.

In particolare, ALICE vuole investigare la natura delle interazioni tra quark e gluoni energetici e il QGP, i meccanismi che permettono al QGP di raggiungere l'equilibrio termico, il fenomeno dell'adronizzazione che avviene nella fase di raffreddamento del QGP e la differenza con la formazione di adroni nelle collisioni elementari e il ripristino della simmetria chirale che avviene alla temperatura di deconfinamento.

Per far fronte a tali questioni, è necessario un apparato sperimentale avanzato come quello proposto da ALICE 3, caratterizzato da un material budget estremamente basso,

un elevato readout rate, ed una eccellente capacità di tracciamento, di vertexing e di identificazione delle particelle su un ampio intervallo di impulsi a partire da un minimo di poche decine di MeV/c.

Per quanto riguarda l'identificazione delle particelle, saranno utilizzati un rivelatore di Time Of Flight, un rivelatore Cherenkov, un calorimetro elettromagnetico e un rivelatore per muoni.

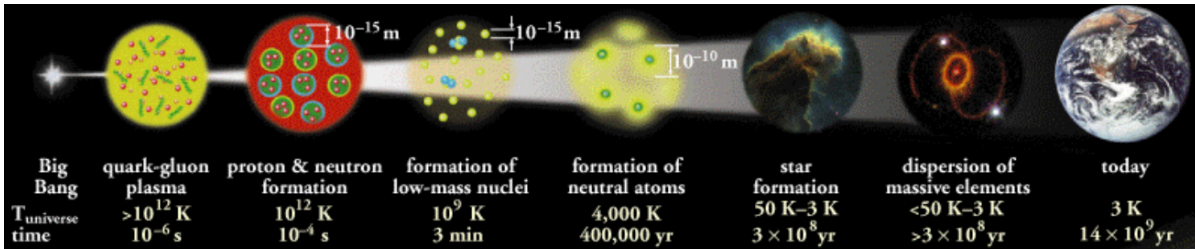


Figura 1.1: Schema relativo all'espansione dell'universo nel tempo. Dopo circa 10^{-6} s dal Big Bang, l'universo si è trovato in una fase di QGP, dalla quale è uscito quando la temperatura è scesa a circa 10^{12} K [3].

ALICE 3 coprirà un range di pseudorapidità 4 volte maggiore di quello di ALICE e saranno inoltre accessibili luminosità 20-50 volte maggiori di quelle raggiunte attualmente: per soddisfare gli obiettivi del programma, nelle collisioni pp saranno necessarie una luminosità istantanea di $3.0 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e una luminosità integrata per un mese di attività pari a 0.5 fb^{-1} . Per quanto riguarda le collisioni di nuclei pesanti, si lavorerà con una luminosità integrata per un mese di attività di 5.6 nb^{-1} .

Per migliorare le misure di produzione dei quark pesanti e studiare l'emissione termica di dileptoni nelle collisioni, si lavorerà con un ampio range di impulso trasverso (da 100 MeV/c a 100 GeV/c), con un readout rate aumentato da meno di 1 kHz a 50 kHz per le collisioni Pb-Pb ed una risoluzione puntuale di $5 \mu\text{m}$.

L'esperimento sarà situato dove si trova attualmente ALICE e verrà assemblato nel 2033-34, durante il periodo di Long Shutdown 4 (Figura 1.2).

1.2 Obiettivi fisici di ALICE 3

I principali obiettivi di ALICE 3, volti allo studio completo del QGP, sono i seguenti:

- **Studio dell'adronizzazione nel QGP.** Misure a LHC già esistenti hanno evidenziato la presenza di nuovi meccanismi di adronizzazione, ad esempio dovuti alla

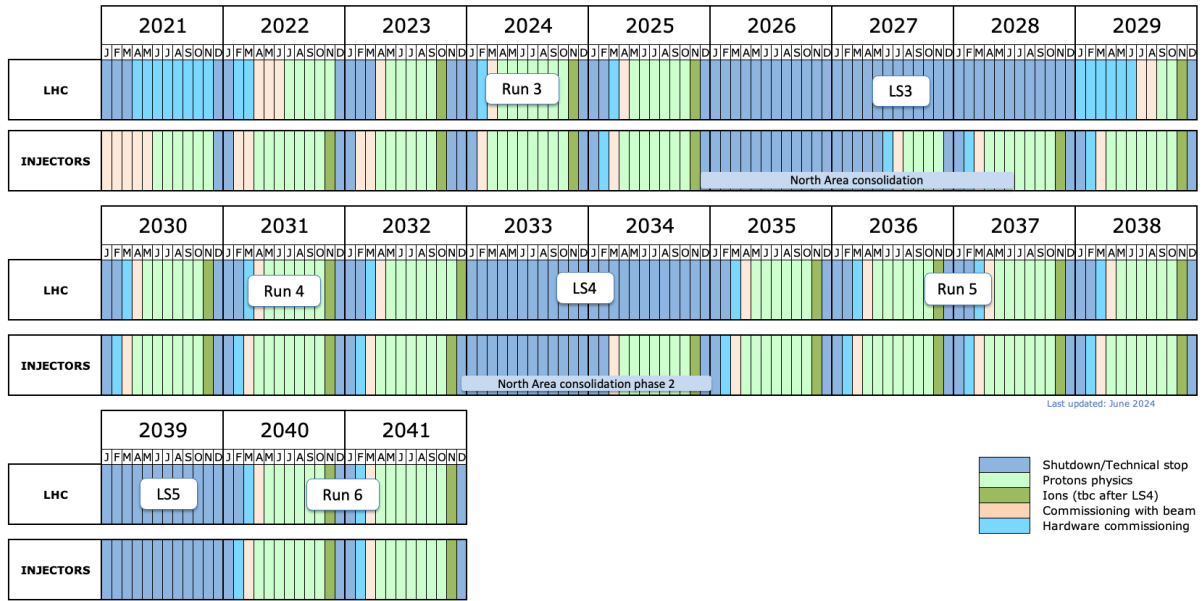


Figura 1.2: *Programma di LHC. I prossimi upgrade saranno effettuati tra i Run 3 e 4; ALICE 3 sarà installato durante LS4* [4].

combinazione di quark non correlati. Tali processi dominano nelle collisioni tra ioni pesanti, che portano alla formazione di un insieme denso di partoni all’equilibrio termico; questo meccanismo rende la produzione di barioni (stati adronici contenenti 3 quark) meno sfavorita rispetto alla produzione di mesoni (coppie quark-antiquark). Il rapporto di produzione barione/mesone misurato a LHC è risultato superiore a quello misurato finora in collisioni pp ed ep a più basse energie.

Già nei Run 3 e 4 di LHC, ALICE fornirà misure più dettagliate su barioni contenenti un solo quark charm per comprendere meglio il processo di adronizzazione nel QGP. Con ALICE 3, questi studi verranno estesi a barioni multi-charm, P-wave quarkonia (stati con momento angolare orbitale $L=1$) e adroni esotici. In particolare, ci si aspetta di osservare una soppressione nei tassi di produzione di stati di charmonium e di bottonium nelle collisioni tra nuclei pesanti rispetto che in quelle pp o pA, dal momento che nel QGP l’intensità dell’interazione forte tra un quark e il suo antiquark è indebolita. Questi ultimi si muovono liberamente nel mezzo e possono formare nuovi stati di quarkonium in collisioni energetiche, come gli stati di P-wave χ_c e χ_b ; mediante la loro osservazione, sarà possibile studiare le proprietà spettrali degli stati legati nel QGP.

Lo studio dell’adronizzazione nel QGP tramite processi di ricombinazione (o coalescenza) è fondamentale per comprendere le dinamiche che legano trasporto partonico, flusso collettivo e adronizzazione. Per tale motivo, nonostante il gran numero di specie di particelle contenenti quark pesanti che saranno accessibili in ALICE 3,

questi studi saranno limitati agli adroni per i quali gli altri meccanismi di produzione, come ad esempio il processo di frammentazione, sono fortemente soppressi, di almeno due ordini di grandezza per adroni contenenti due quark charm, come la Ξ_{cc} , fino a tre ordini di grandezza per adroni contenenti tre quark charm, come la Ω_{ccc} .

Inoltre, con ALICE 3, si vogliono compiere per la prima volta misure di precisione relative al quark beauty. Il vantaggio dello studio di adroni contenenti beauty è legato al minor feeddown: infatti, la maggior parte degli adroni contenenti charm non sono originati all'interno del QGP ma provengono da decadimenti di adroni beauty.

- **Studio della propagazione dei quark pesanti.** A causa della loro massa elevata, i quark pesanti come il charm e il beauty (di massa rispettivamente pari a $m_c \sim 1.3 \text{ GeV}/c^2$ e $m_b \sim 4.2 \text{ GeV}/c^2$) possono essere prodotti solo attraverso processi di hard scattering e gluon splitting nelle primissime fasi della collisione tra ioni pesanti, con tempi inferiori a quello di termalizzazione del QGP (pari a qualche fm/c). Essi interagiscono con i costituenti del QGP tramite collisioni elastiche o anelastiche; queste ultime sono dominanti a bassi impulsi, e possono essere descritte attraverso il coefficiente di resistenza D_s . In tale regime, la relazione che lega D_s al tempo di rilassamento τ_Q di un quark pesante è:

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

dove m_Q è la massa del quark e T la temperatura del mezzo.

Finora, la misura di D_s è stata effettuata solo per adroni contenenti charm e ha restituito un intervallo di valori $1.5 < 2\pi D_s T_c < 4.5$, con $T_c = 155 \text{ MeV}/c$ (temperatura di transizione del QGP). Nei Run 3 e 4 ne verrà migliorata la precisione, mentre la misura di D_s anche per adroni contenenti beauty potrà essere effettuata solo con il nuovo apparato sperimentale di ALICE 3. Quest'ultima misura è importante perchè restituisce informazioni sulla propagazione dei quark pesanti nel QGP durante tutte le fasi di evoluzione del mezzo: infatti, dalla (1.1), il beauty raggiunge l'equilibrio tre volte più lentamente del charm, essendo $m_b \simeq 3m_c$.

Lo studio della propagazione dei quark nel QGP può essere effettuato anche tramite l'analisi della perdita di energia nel mezzo. Questa grandezza può essere investigata misurando la decorrelazione azimutale di coppie di adroni charm, come $D\bar{D}$, rispetto alla pseudorapidità.

Tali misure verranno effettuate su un ampio range di pseudorapidità ($|\eta| < 4$), mentre finora si è lavorato con $|\eta| < 0.9$.

Per compiere queste misure è richiesta un'ampia accettazione, non solo per ragioni statistiche, ma anche per esaminare la dipendenza della produzione degli adroni multi-charm dalla variazione della densità di quark pesanti con la rapidità.

- **Misura di dileptoni da radiazione termica** (coppie l^+l^- , con $l = e, \mu$). Fotoni e dileptoni (fotoni virtuali) vengono emessi durante tutte le fasi della collisione e non interagiscono fortemente con il mezzo. Poiché i rate di emissione termica dipendono dalla temperatura della sorgente, tramite il loro studio si possono ottenere informazioni complementari sulla temperatura e la velocità di espansione radiale del QGP. Inoltre, lo studio del flusso ellittico dei dileptoni permette di ricavare alcuni importanti parametri fisici del QGP, come la sua viscosità, in funzione del tempo e quindi della temperatura del mezzo.

La produzione di dileptoni dal mezzo in prossimità della temperatura di transizione è anche sensibile agli effetti del ripristino della simmetria chirale, attraverso la modifica delle proprietà, ad esempio, dei mesoni vettori. Tra di loro, un ruolo prominente è giocato dal mesone $\rho^0(770)$; la sua breve vita media (1.3 fm/c) fa sì che esso decada all'interno del plasma, inoltre il suo decadimento in e^+e^- è un fattore circa 10 volte maggiore rispetto agli altri mesoni vettori. In aggiunta, il mesone ρ ha un partner chirale ben definito, il mesone $a_1(1260)$. Lo studio dello spettro di massa dei dileptoni termici può quindi rivelare la presenza o meno di effetti dovuti al mezzo QGP e l'eventuale mixing chirale tra ρ^0 e a_1 .

Come si può notare in Figura 1.3, ci si aspetta una modifica dello spettro di massa dei dileptoni a causa del mixing chirale nell'intervallo tra 0.85 GeV/c² e 1.2 GeV/c².

L'emissione termica di dileptone sarà misurata per la prima volta già nei Run 3 e 4 di ALICE. Tuttavia, l'intensità attesa del fenomeno è del 15% ed è richiesto un errore sperimentale minore del 5%: ciò è fuori dalla portata di ALICE, dunque è richiesto un apparato sperimentale innovativo come quello di ALICE 3.

- **Studio dei fotoni ultra-soft.** Attualmente, è possibile lavorare solo con fotoni di energia maggiore di 1 GeV; con ALICE 3 sarà possibile studiare anche la radiazione elettromagnetica caratterizzata da un impulso trasverso $1 \text{ MeV}/c \leq p_T \leq 100 \text{ MeV}/c$ per ottenere informazioni relative all'impulso degli adroni prodotti nelle collisioni ad alta energia. Infatti, tale grandezza è correlata al numero di fotoni soft prodotti, come enunciato da alcuni teoremi, come quello di Low [5], nelle teorie di campo quantizzato.

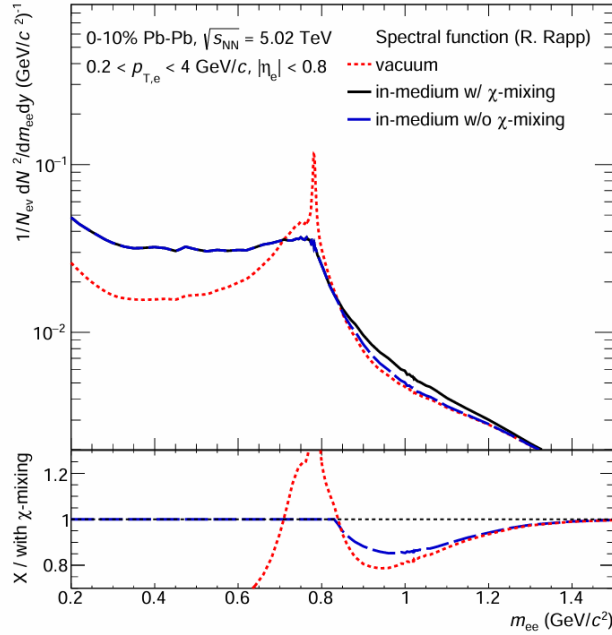


Figura 1.3: *Spettro di massa dei dileptoni termici in tre diversi scenari: senza gli effetti del mezzo, nel mezzo senza gli effetti del mixing chirale, nel mezzo con gli effetti del mixing chirale* [1].

1.3 Layout dell'esperimento ALICE 3

L'apparato sperimentale di ALICE 3 consiste in una parte centrale con una copertura in pseudorapidità di $|\eta| < 1.4$, e in due end-caps da entrambi i lati del punto di interazione in modo da estendere la copertura fino a $|\eta| < 4$.

Un possibile layout per il rivelatore dell'esperimento ALICE 3 è mostrato nelle Figure 1.4 e 1.5. Sarà caratterizzato da un tracker in silicio per la ricostruzione delle tracce relative a particelle cariche, con sensori disposti in strati cilindrici e dischi, che occuperà una regione di 80 cm di raggio e si estenderà per una lunghezza di ± 4 m attorno al punto di interazione.

Il tracker è progettato in modo da avere 2 strati, quello interno (di vertexing) posizionato all'interno del tubo a vuoto di LHC e retrattile, composto da 3 strati cilindrici e 2×3 dischi perpendicolari all'asse del fascio; quello esterno da 8 strati cilindrici e 2×9 dischi. Per raggiungere la risoluzione desiderata, il layer interno dovrà essere collocato il più vicino possibile al punto di interazione, ossia a 5 mm da esso, e dovrà avere un material budget di 0.1% lunghezze di radiazione X_0 per ridurre il multiple scattering.

Affinché sia possibile misurare l'impulso delle particelle rivelate, il tracker sarà inserito all'interno di un campo magnetico solenoidale di 2 T, che permetterà un'alta efficienza

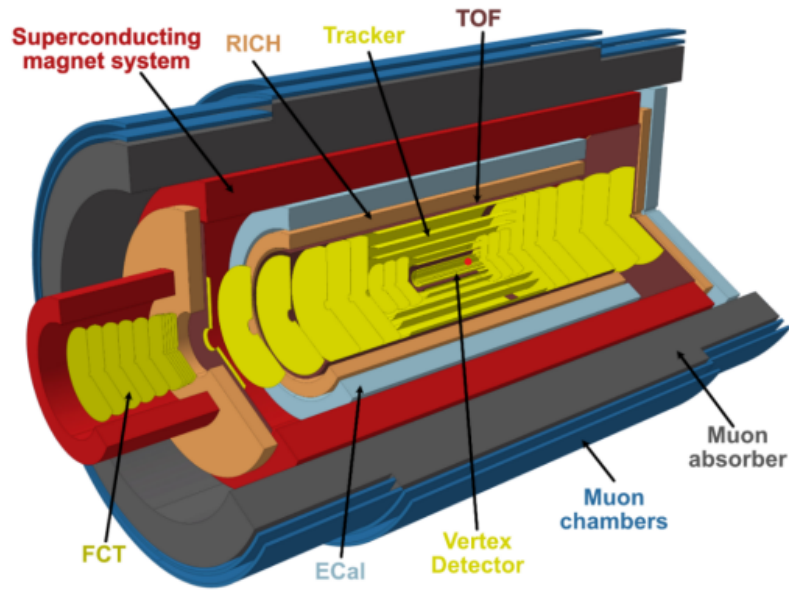


Figura 1.4: *Layout di ALICE 3* [1].

di tracking per momenti trasversi di qualche decina di MeV/c, mantenendo una buona risoluzione ad alti momenti trasversi di ~ 30 GeV/c.

Oltre al tracker, sono presenti dei dispositivi necessari per l'identificazione delle particelle (PID, Particle IDentification): un rivelatore TOF (Time Of Flight), un rivelatore RICH (Ring-Imaging CHerenkov), un Calorimetro Elettromagnetico (ECal), un sistema per l'identificazione di muoni e un rivelatore FCT (Forward Conversion Tracker).

I rivelatori TOF e RICH saranno presentati nel dettaglio nei prossimi paragrafi.

Per l'identificazione dei muoni, sarà presente un blocco assorbitore in ferro al di fuori del magnete, con uno spessore di circa 70 cm; per associare le tracce identificate dal tracker con quelle dei muoni e misurare l'impulso trasverso, saranno presenti due strati di rivelatori di muoni.

Il calorimetro elettromagnetico sarà usato prevalentemente per le misure relative ai fotoni; per lo studio dei fotoni a basso impulso trasverso (< 1 MeV/c), verranno tracciate le coppie e^+e^- prodotte dai fotoni tramite il rivelatore FCT. Quest'ultimo sarà costituito da un array di dischi in silicio installati nella regione di pseudorapidità $3 < \eta < 5$.

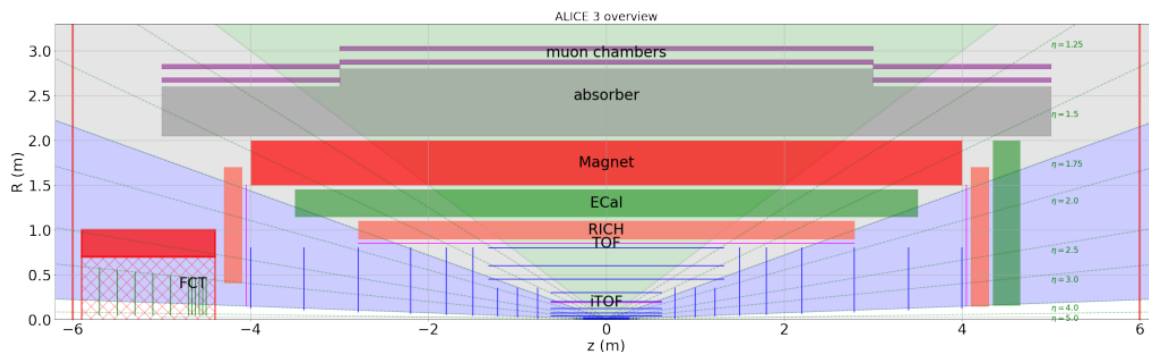


Figura 1.5: Sezione longitudinale di ALICE 3. Sono riportate le dimensioni longitudinali (z) e radiali (R) del rivelatore e i valori di pseudorapidità a cui operano gli elementi del detector [1].

1.3.1 Rivelatore TOF

Per limitare il material budget dell'apparato, anche il rivelatore TOF sarà costituito da sensori al silicio. Le dimensioni compatte dell'esperimento però impongono requisiti molto severi al sistema, inclusa una risoluzione temporale totale di circa 20 ps che va oltre lo stato dell'arte delle attuali tecnologie di sensori basate sul silicio; un intenso programma di ricerca e sviluppo (R&D) sul sensore che dovrà comporre il sistema è quindi attualmente in corso.

Il rivelatore TOF sarà costituito da 3 layers. Quello esterno, situato ad un raggio $R = 85$ cm dall'asse del fascio, permetterà di identificare elettroni e adroni fino a un impulso trasverso rispettivamente di 500 MeV/c e 2 GeV/c; lo strato interno, situato a $R = 19$ cm, consentirà le misure sotto i 300 MeV/c; un ulteriore strato sarà costituito da dischi perpendicolari al fascio ad una distanza di circa $|z| = 405$ cm dal punto di interazione.

La capacità di separare le diverse specie di particelle cariche in funzione dell'impulso per i due layer TOF centrali, simulata con collisioni Pb-Pb e considerando un campo magnetico di 2 T, è riportata in Figura 1.6.

Le specifiche del rivelatore TOF sono riportate in Figura 1.7.

Le possibili tecnologie sotto studio al momento per la realizzazione del TOF sono:

- CMOS MAPS: sono vantaggiosi in termini di compattezza, minimizzazione del rumore, consumo di energia e risoluzione temporale (~ 100 ps). Quest'ultima però è compromessa dalla presenza di campi elettrici non uniformi; una possibile soluzione consiste nell'introduzione di un sottile strato di guadagno, come nei rivelatori LGAD.

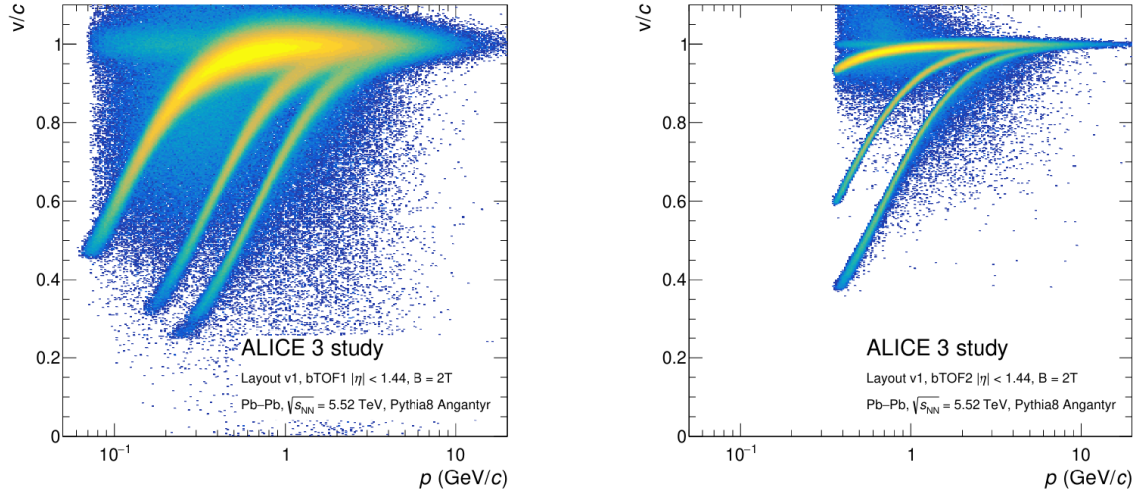


Figura 1.6: Velocità delle particelle in funzione del momento misurata dai rivelatori inner (a sinistra) e outer (a destra) TOF in collisioni Pb-Pb con un campo magnetico di 2 T [1].

- LGAD (Low-Gain Avalanche Diodes): si tratta di sensori con ottima risoluzione temporale ($\sim 20 - 30$ ps) basati sugli Avalanche PhotoDiodes (APD). Questi sfruttano l'effetto a valanga mediante un campo elettrico generato da uno strato fortemente drogato p vicino alla giunzione p-n. I vantaggi di tale tecnologia sono il basso cross-talk, la facile segmentazione e i tempi morti ridotti; tuttavia, richiedono un'elettronica di readout dedicata, dunque potrebbero non essere la scelta primaria.
- SPAD (Single Photon Avalanche Diodes): sono sensori fabbricati con tecnologia CMOS, la cui struttura sarà presentata nel Capitolo 2. Lo svantaggio nel loro impiego è dovuto al fatto che non è possibile usare un singolo layer, a causa del dark count e del fill factor.

1.3.2 Rivelatore RICH

Per identificare le particelle con impulsi maggiori di quelli accessibili con il rivelatore TOF, sarà utilizzato un rivelatore RICH.

Nella regione centrale, sarà costituito da uno strato di aerogel di 2 cm, con indice di rifrazione $n = 1.03$ e risoluzione angolare Cherenkov ~ 1.5 mrad; ciò consentirà l'identificazione di elettroni e pioni fino a 2 GeV/c e la separazione dei protoni da elettroni, pioni e kaoni fino ai 14 GeV/c. Nella regione frontale, sarà usato un materiale con indice di rifrazione minore per compensare gli effetti relativistici.

	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 1.7: *Specifiche del rivelatore TOF* [1].

Il fotorivelatore sarà realizzato utilizzando fotomoltiplicatori al silicio (Silicon PhotoMultipliers, SiPMs).

Le specifiche relative al rivelatore RICH sono riportate in Figura 1.8.

1.3.3 RICH e TOF come unico rivelatore

Recenti studi sulla possibilità di utilizzare i SiPMs nella rivelazione diretta di particelle cariche [6] hanno aperto alla possibilità di utilizzare lo strato di fotosensori del rivelatore RICH anche per effettuare misure di tempo di volo, realizzando quindi un unico rivelatore in grado di fornire le informazioni dei rivelatori TOF e RICH.

Questa configurazione risulta vantaggiosa perché comporta un aumento della sensibilità e della precisione dei due detector, grazie alla maggiore distanza del TOF dal punto di interazione (da 0.85 m a 1.1 m) e alla migliore risoluzione angolare Cherenkov (ottenuta aumentando il proximity gap da 20 a 25 cm). Inoltre, sarebbe possibile una riduzione dei costi, in quanto la superficie dei rivelatori sarebbe ridotta da circa 70 cm² (se costruiti separatamente) a circa 30 cm² (se unificati).

Un possibile modo di realizzare un unico rivelatore TOF+RICH è mostrato in Figura 1.9.

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 1.8: *Specifiche del rivelatore RICH* [1].

1.4 Identificazione degli elettroni in ALICE 3

L'identificazione degli elettroni in ALICE 3 è di fondamentale importanza perchè parte cruciale di molte analisi volte a studiare i parametri fisici del QGP; ne sono un esempio lo studio dello spettro della radiazione elettromagnetica emessa dal QGP durante le sue diverse fasi evolutive, lo studio della produzione di dielettroni in funzione dell'impulso trasverso e della massa invariante, la rimozione degli elettroni dai decadimenti adronici degli adroni heavy-flavour in modo da ridurre il fondo combinatoriale, fino allo studio dei decadimenti semileptonici delle varie particelle prodotte.

Da notare inoltre che queste misurazioni saranno uniche a LHC, poiché gli altri esperimenti si basano principalmente sull'identificazione dei muoni nello studio delle sonde leptoniche. In aggiunta, in tale canale, la soglia in impulso trasverso per l'identificazione dei muoni in ATLAS e CMS è di $p_T \sim 3$ GeV/c (e ~ 1 GeV/c per LHCb), un valore troppo alto per poter studiare lo spettro dileptonico da radiazione termica. Per le motivazioni appena elencate, in ALICE 3 sarà fondamentale riuscire ad identificare elettroni in un intervallo di impulsi trasversi compreso da ~ 50 MeV/c a ~ 2 GeV/c.

Il sistema di identificazione si basa sull'utilizzo di diversi rivelatori, in modo da lavorare su un grande range di energie e da minimizzare la contaminazione adronica.

Per le misure relative all'emissione termica di dileptoni, è necessaria l'identificazione di elettroni a basso impulso trasverso p_T . A tal proposito, assumendo un campo magnetico di 0.5 T, l'inner TOF sarà utilizzato per le misure comprese nell'intervallo 0.015 GeV/c $< p_T < 0.1$ GeV/c.

A impulsi maggiori (fino a 0.5 GeV/c), si farà uso dell'outer TOF per una corretta separazione tra elettroni, muoni e pioni. Per le misure fino a 1 GeV/c, si utilizzerà il rivelatore RICH.

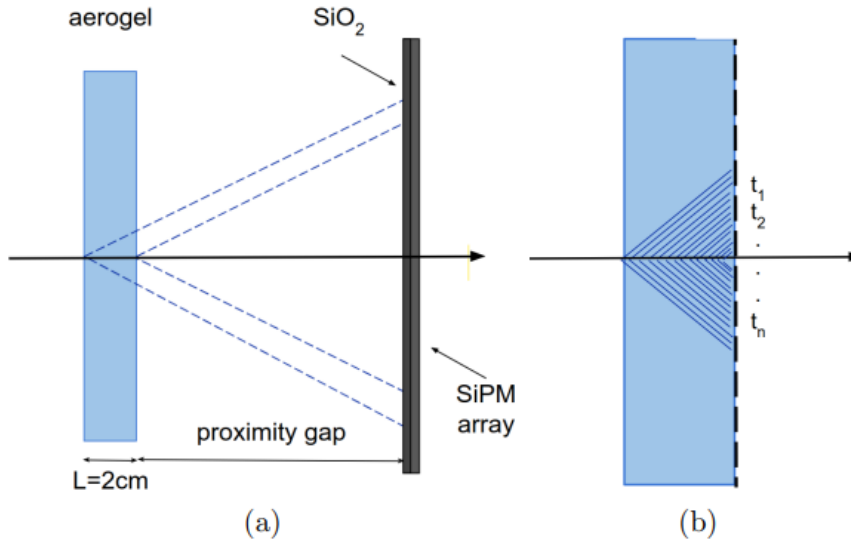


Figura 1.9: (a) Possibile implementazione dell'unione dei rivelatori TOF e RICH; (b) il SiPM con l'informazione temporale per ogni sensore [7].

L'ECal fornirà misure ad impulso ancora maggiore, utili per lo studio delle proprietà di trasporto del QGP, attraverso il metodo E/p . Questo metodo consiste nel confronto tra l'energia della particella, rilasciata nel calorimetro elettromagnetico, con il suo impulso, misurato dal tracker e sfrutta il fatto che, mentre gli elettroni depositano tutta la loro energia nel calorimetro, gli adroni in genere ne perdono solo una piccola frazione.

Gli elettroni mostrano quindi un chiaro picco a $E/p \sim 1$, con una coda a valori più bassi a causa di Bremsstrahlung nel materiale del rivelatore davanti all'ECal. I pioni, d'altro canto, sono per lo più particelle minimo ionizzanti (MIP), con un tipico $E/p \sim 0.1$ e una spalla a valori più alti a causa di ulteriori interazioni adroniche nel calorimetro, come mostrato in Figura 1.10.

Il layout dell'esperimento ALICE 3 illustrato in [1] presenta però alcune criticità. La prima riguarda il rivelatore ECal, per la cui realizzazione si era proposto il gruppo di ricerca responsabile della progettazione, assemblaggio e gestione dei rivelatori PHOS (PHOton Spectrometer) e CPV (Charge Particle Veto) dell'attuale esperimento ALICE. Il gruppo però è diretto e composto da ricercatori di istituti di ricerca russi con i quali il CERN cesserà ogni tipo di collaborazione scientifica a fine 2024 per effetto dalla situazione geopolitica attuale. La Collaborazione ALICE 3 sta sondando l'interessamento di altri gruppi di ricerca nel progetto ECal.

La seconda riguarda il progetto RICH che, date le dimensioni del rivelatore, presenta

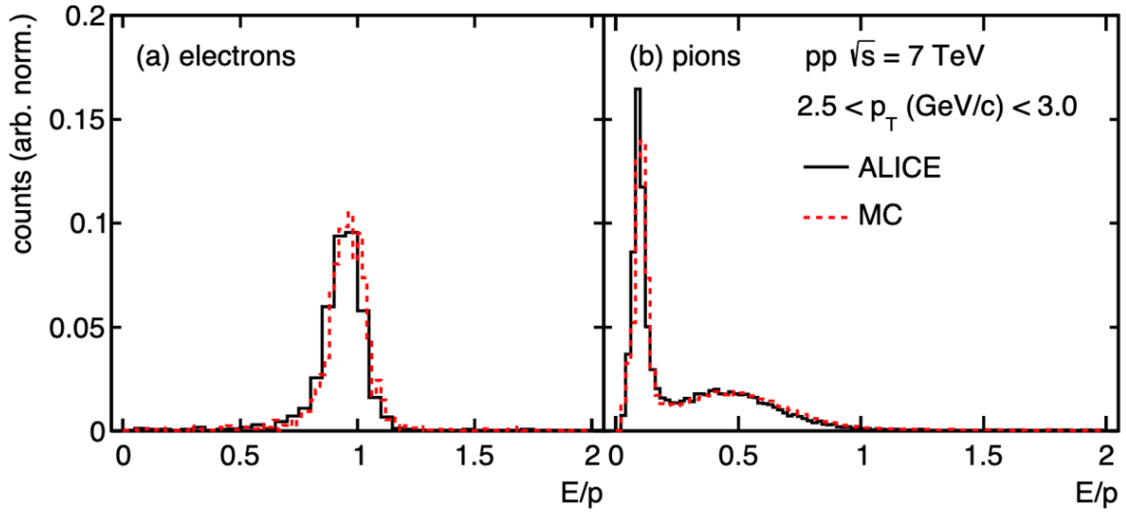


Figura 1.10: *Distribuzioni E/p per (a) elettroni e (b) pioni in collisioni pp a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, misurate nell'esperimento ALICE (linea tratteggiata rossa) e rispetto a dati simulati (linea nera intera). La simulazione è stata eseguita con il generatore MC Pythia e comprende una descrizione realistica del rivelatore realizzata con GEANT3.*

ingenti costi di realizzazione.

Data l'enorme importanza che l'identificazione degli elettroni riveste in ALICE 3, è diventata quindi di primaria importanza la ricerca di eventuali metodi alternativi e possibilmente "low-cost". Nel Capitolo 3 di questo lavoro di tesi, l'utilizzo e le performance di un approccio alternativo, che sfrutta rivelatori al silicio SiPM e la proprietà degli elettroni di essere le uniche particelle a produrre effetto Cherenkov in aria a p_T bassi e intermedi, sono stati preliminarmente studiati utilizzando dati raccolti su fasci di particelle cariche alla facility PS-T10 del CERN.

Capitolo 2

Rivelatori al silicio

Come discusso nel Capitolo 1, i principali candidati per l'apparato sperimentale di ALICE 3 sono i rivelatori al silicio, gli unici in grado di fornire la risoluzione spaziale e il basso material budget necessari per ottenere le performance in termini di pointing resolution e risoluzione in impulso trasverso necessarie per raggiungere gli obiettivi fisici prefissati per tale esperimento.

In particolare, in questo lavoro di tesi l'attenzione sarà focalizzata sui SiPMs (Silicon PhotoMultipliers), rivelatori al silicio utilizzati principalmente come fotorivelatori ma che, come dimostrato in recentissimi studi, sono in grado di rivelare direttamente e con una ottima risoluzione temporale anche particelle cariche. La comprensione della loro struttura e del loro funzionamento è cruciale per lo studio relativo all'identificazione di elettroni, presentato nel Capitolo 3.

2.1 Proprietà dei semiconduttori

Secondo la teoria delle bande, i livelli energetici discreti degli elettroni in un solido sono così vicini in energia da formare un insieme di bande, separate tra loro da un gap proibito. L'ultima banda occupata da elettroni alla temperatura di 0 K è detta banda di valenza, mentre la prima libera nelle stesse condizioni è detta banda di conduzione; acquistando energia, gli elettroni possono passare in quest'ultima banda in cui sono liberi di muoversi all'interno del volume del solido.

Le proprietà di un solido dipendono dall'ampiezza del gap tra tali bande (Figura 2.1): nei conduttori, il gap è assente perché le due bande sono a contatto oppure si sovrappongono; negli isolanti, il gap è maggiore di 5 eV; nei semiconduttori, si ha una situazione intermedia in cui il gap è dell'ordine dell'eV (nel silicio, per esempio, vale 1.12 eV a 300 K). Come conseguenza, gli elettroni in un semiconduttore possono passare dalla banda di valenza a quella di conduzione grazie all'eccitazione dovuta alla sola energia termica, mentre ciò non è sufficiente nel caso dei materiali isolanti.

Nei semiconduttori come silicio e germanio, ogni atomo del reticolo ha quattro elettroni di valenza che condivide con gli atomi adiacenti mediante legame covalente. Alla temperatura $T = 0$ K, tali materiali si comportano come isolanti, dal momento che i loro elettroni di valenza sono fortemente legati agli atomi del reticolo. Tuttavia, all'aumentare della temperatura, alcuni legami possono rompersi per effetto dell'agitazione termica; ciò provoca un passaggio di elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione, lasciando una lacuna nella banda di valenza. La vita media di ogni coppia elettrone-lacuna generata in questo modo è dell'ordine di $1 - 100 \mu\text{s}$: le lacune, infatti, tendono ad essere occupate da un elettrone. Se quest'ultimo si trovava nella banda di conduzione, si ha una perdita di due portatori di carica; se invece faceva parte della banda di valenza, si genera un moto di lacune (che coincide con il moto degli elettroni di valenza).

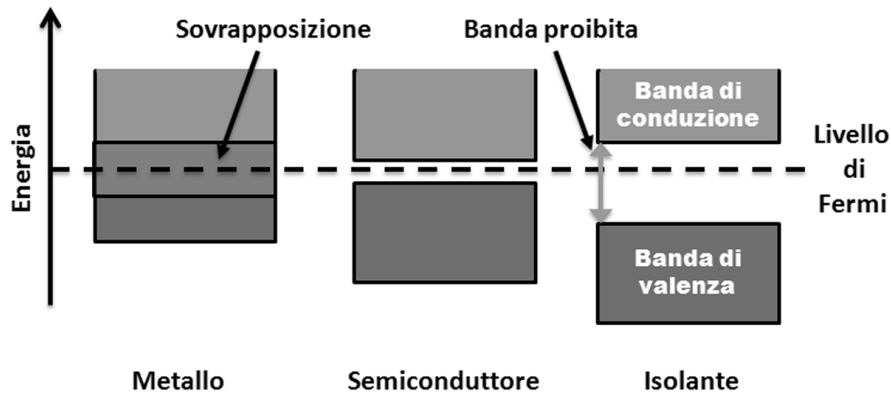


Figura 2.1: Schema delle bande energetiche per conduttori, semiconduttori e isolanti [8].

La densità di corrente totale di elettroni (J_n) e di lacune (J_p) tiene conto dei contributi di diffusione e di deriva:

$$\begin{aligned} J_n &= J_{n,diff} + J_{n,drift} = q(n\mu_n E + D_n \nabla n) \\ J_p &= J_{p,diff} + J_{p,drift} = q(p\mu_p E - D_p \nabla p) \end{aligned} \quad (2.1)$$

dove μ_n e μ_p sono rispettivamente le mobilità degli elettroni e delle lacune, D_n e D_p i coefficienti di diffusione, n e p le concentrazioni intrinseche, E il campo elettrico applicato, q la carica dell'elettrone.

I valori tipici di queste grandezze fisiche nel caso del silicio a $T = 300$ K sono: $\mu_n \sim 1350 \text{ cm}^2 \text{Vs}^{-1}$, $\mu_p \sim 450 \text{ cm}^2 \text{Vs}^{-1}$, $n_i \equiv n = p = 1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Per campi elettrici fino a $\sim 10^4$ V/cm, la velocità di deriva dei portatori di carica è proporzionale a E ($v_D = \mu E$); al di sopra di tale valore, v_D raggiunge un valore asintotico di 10^7 V/cm.

Per aumentare la conducibilità elettrica di un semiconduttore, è possibile aggiungere nel reticolo atomi di impurezze. Nel caso del silicio, che appartiene al gruppo IV, il reticolo può essere drogato con elementi dei gruppi III e V della tavola periodica. I primi sono detti accettori, in quanto forniscono una lacuna al reticolo; i secondi sono detti donatori, poiché rendono disponibile un elettrone di valenza.

Come conseguenza, si ottengono rispettivamente un semiconduttore drogato p, in cui le lacune sono i portatori maggioritari, e un semiconduttore drogato n, in cui gli elettroni sono i portatori maggioritari.

2.2 Giunzioni p-n e rivelatori al silicio

Mettendo a contatto un semiconduttore drogato p e un semiconduttore drogato n dello stesso materiale, si ottiene una giunzione p-n. In Figura 2.2 si può osservare come, in corrispondenza della giunzione, ci sia un gradiente di concentrazione di lacune e di elettroni. Tale gradiente genera un moto di diffusione dei portatori di carica, che subiscono ricombinazione una volta giunti nell'altra regione, e porta alla formazione di una regione di carica scoperta (depletion region) a cavallo della giunzione. Per via delle cariche scoperte, nella depletion region si sviluppa un campo elettrico che si oppone al moto di diffusione delle cariche elettriche; quando tale campo diventa sufficientemente intenso ($10^4 - 10^5$ V/cm), la diffusione si arresta e si raggiunge una condizione di equilibrio.

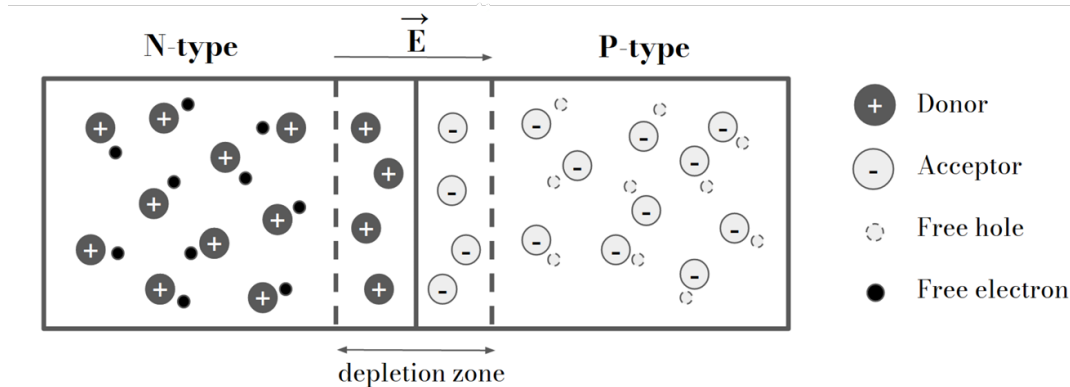


Figura 2.2: *Schema di una giunzione p-n* [8].

Nel caso di giunzione asimmetrica nella concentrazione di atomi dopanti, la depletion region penetra maggiormente nella regione meno drogata. Infatti, la carica totale contenuta all'interno della depletion region deve essere nulla. Indicando con N_A , N_D , x_n e x_p le concentrazioni delle impurità di tipo accettore e donatore, e lo spessore della depletion region all'interno della regione n e della regione p, questo equivale a dire che

$$N_A x_p = N_D x_n . \quad (2.2)$$

A drogaggi inferiori corrispondono quindi profondità della depletion region maggiori.

Una giunzione può essere polarizzata applicando una differenza di potenziale esterna ai suoi capi; il primo effetto di tale polarizzazione del dispositivo è la variazione della larghezza della depletion region. Come mostrato in Figura 2.3, collegando il terminale positivo alla regione p e il terminale negativo alla regione n, la giunzione p-n risulta polarizzata direttamente; i portatori maggioritari delle due regioni sono respinti dai corrispondenti terminali e attratti da quelli collegati all'altra regione, il che provoca un restringimento della depletion region. Viceversa, si è in condizioni di polarizzazione inversa collegando il terminale positivo alla regione n ed il terminale negativo alla regione p; in questo caso, i portatori maggioritari sono attratti dai terminali collegati alla propria regione provocando un allargamento della depletion region.

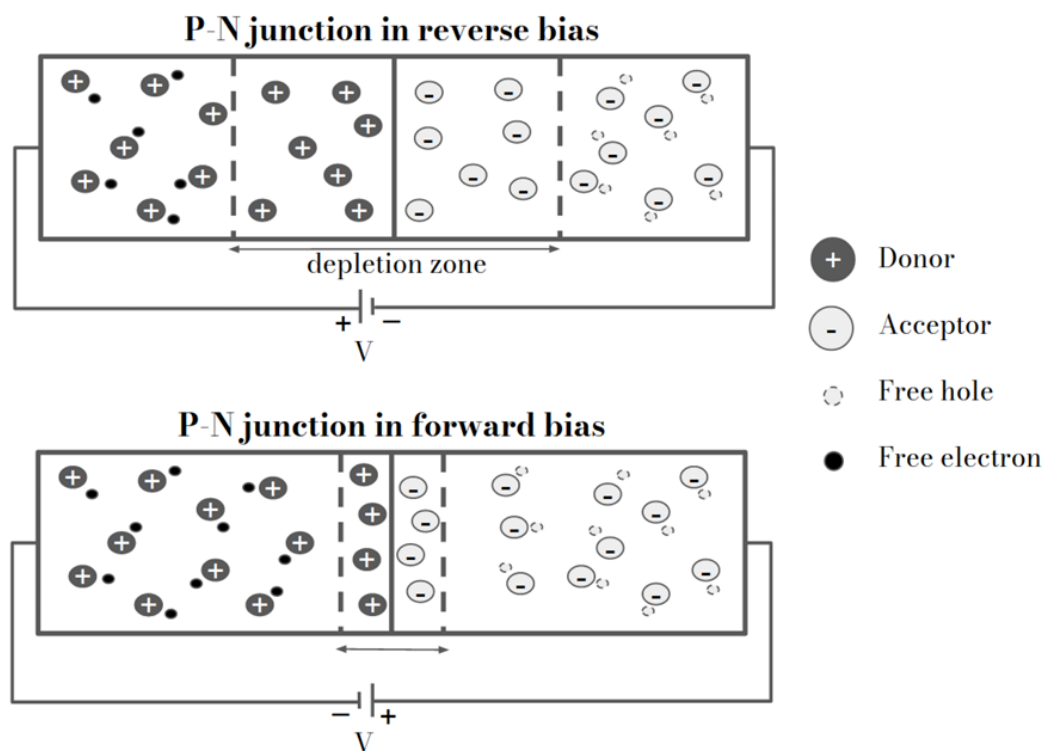


Figura 2.3: Schema di una giunzione p-n polarizzata inversamente (in alto) e direttamente (in basso) [8].

Tipicamente, i rivelatori al silicio sono costituiti da giunzioni p-n asimmetriche polarizzate inversamente.

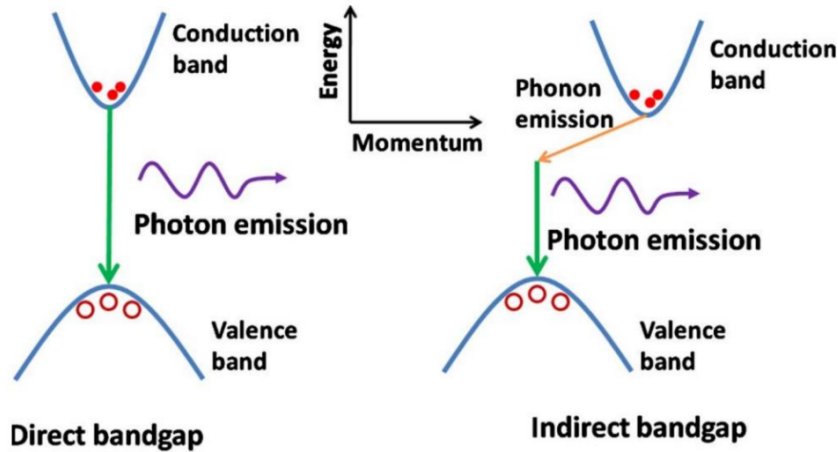


Figura 2.4: Tipi di gap energetico proibito.

La necessità di lavorare con il silicio drogato deriva dal fatto che nel silicio intrinseco il numero di coppie termiche elettrone-lacuna è troppo elevato rispetto al numero di coppie prodotte al passaggio di una MIP (Minimum Ionizing Particle). Infatti, assumendo uno spessore del silicio $d = 300 \mu\text{m}$, un $dE/dx = 4 \text{ MeV/cm}$ per una MIP e un'energia di ionizzazione media $I_0 = 3.62 \text{ eV}$, si trova che il segnale generato dalla MIP nel rivelatore è:

$$\frac{dE/dx \cdot d}{I_0} \simeq 10^4 \text{ coppie } e^-h^+ \quad (2.3)$$

Si noti che il valore di I_0 è maggiore dell'ampiezza del gap energetico tra le bande: il silicio ha una struttura a bande indirette (Figura 2.4), dunque per la conservazione dell'impulso è necessario uno scambio di fononi oltre che di fotoni.

Il numero di coppie termiche a 300K per un blocco di silicio intrinseco dello stesso spessore e di area $A = 1 \text{ cm}^2$ è dato da:

$$n_i dA \simeq 10^8 \text{ coppie } e^-h^+ \quad (2.4)$$

Il confronto tra questi due valori dimostra perchè non si possono utilizzare semiconduttori intrinseci per la rivelazione di particelle. Risulta invece congeniale la depletion region in quanto regione priva di portatori di carica. Se la giunzione p-n è fortemente asimmetrica, l'ampiezza della depletion region nella regione più drogata può essere trascurata, permettendo di concentrare lo studio dell'interazione delle MIP principalmente nella parte meno drogata. Inoltre, la polarizzazione inversa è necessaria affinché la corrente che attraversa la giunzione sia molto piccola (perché dovuta al solo contributo dei minoritari); ciò permette di discriminare la corrente dovuta ad una particella incidente dalla corrente intrinseca.

2.2.1 Particelle attraverso rivelatori al silicio

Lo schema tipico di un rivelatore al silicio è presentato in Figura 2.5: presenta due elettrodi accoppiati a due zone fortemente drogate n^+ e p^+ , tra le quali si trova una zona debolmente drogata n^- .

Tale struttura è collegata a un circuito di polarizzazione esterno, in modo da operare in polarizzazione inversa; una volta formata la depletion region, particelle cariche o fotoni interagiscono con il silicio creando coppie elettrone-lacuna. Queste coppie danno origine ad una corrente all'interno del sensore che può essere misurata: il segnale inizia quando i portatori iniziano a muoversi e termina quando raggiungono gli elettrodi.

Le particelle cariche interagiscono con gli elettroni del silicio prevalentemente per interazione elettromagnetica: durante il passaggio nel rivelatore, possono dare luogo a fenomeni di ionizzazione o di eccitazione tramite la forza di Coulomb. L'energia ceduta nella collisione con un singolo elettrone del reticolo diminuisce all'aumentare della massa delle particelle incidenti; inoltre, per particelle leggere quali elettroni e positroni, un'ulteriore perdita di energia è dovuta alla Bremsstrahlung causata dall'interazione elettromagnetica con i nuclei del reticolo. I fotoni, invece, interagiscono prevalentemente per effetto fotoelettrico a basse energie ($\gamma + \text{atomo} \rightarrow e^- + \text{ione}$), Compton scattering per energie dell'ordine del MeV ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$) e creazione di coppie e^+e^- ($\gamma + \text{nucleo} \rightarrow \gamma + e^+ + e^- + \text{nucleo}$) ad alta energia.

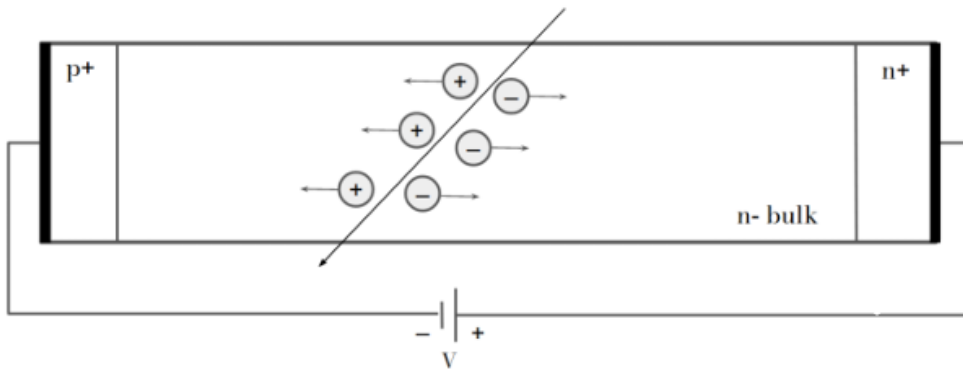


Figura 2.5: *Schema tipico di un rivelatore al silicio.*

2.3 Misure dei tempi mediante rivelatori al silicio

Lo schema della catena di temporizzazione di un rivelatore al silicio è mostrato in Figura 2.6 [9] [10]. Il rivelatore può essere schematizzato come un generatore collegato in parallelo a un condensatore, in quanto le particelle incidenti depositano energia nel dispositivo

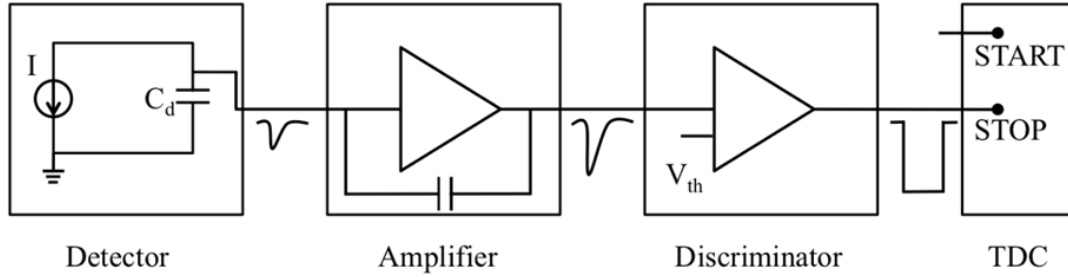


Figura 2.6: *Schema della catena di temporizzazione di un rivelatore al silicio [9].*

e generano una corrente elettrica di coppie elettrone-lacuna. Inoltre, sono presenti una serie di amplificatori di segnale, un discriminatore che permette la registrazione del segnale solo quando esso raggiunge una determinata soglia e un TDC (Time-To-Digital Converter), che misura l'intervallo di tempo tra la ricezione del segnale nel rivelatore e un segnale di start di riferimento, dato ad esempio da un secondo rivelatore.

La risoluzione temporale di questo sistema si può esprimere come:

$$\sigma^2 = \sigma_{jitter}^2 + \sigma_{TDC}^2 + \sigma_{intrinsic}^2 . \quad (2.5)$$

Il termine di jitter è legato alla presenza del rumore: sul fronte di salita del segnale, l'acquisizione da parte del discriminatore può avvenire in anticipo o in ritardo in base al contributo del fondo; il termine di TDC è costante e deriva dalla risoluzione intrinseca del TDC; $\sigma_{intrinsic}$ è legato alla risoluzione intrinseca del rivelatore che, nel caso di rivelatori al silicio, può dipendere da fluttuazioni nella quantità di energia rilasciata da una particella carica nell'attraversare il volume attivo del rivelatore e da disuniformità del campo elettrico interno.

Per migliorare la risoluzione temporale, sono richiesti un elevato rapporto segnale-rumore e un fronte di salita veloce, necessario per determinare con maggiore precisione il tempo esatto in cui il segnale raggiunge il valore di soglia del discriminatore.

Tipicamente, si lavora con campi elettrici dell'ordine di 10^4 V/cm per permettere ai portatori di carica di raggiungere una velocità di deriva massima ($\sim 10^7$ cm/s, come visto nella sezione 2.1). In questo modo, il tempo di raccolta (tempo necessario affinché tutti i portatori di carica siano raccolti dagli elettrodi dopo essere stati generati) associato a un rivelatore di spessore $300 \mu\text{m}$ è pari a 10 ns per gli elettroni e 25 ns per le lacune. Inoltre, tali campi elettrici devono essere il più possibile uniformi, in modo da evitare cambiamenti indesiderati alle shape dei segnali delle particelle incidenti. Per questo motivo, per avere elevate prestazioni di timing la geometria planare risulta essere la scelta ottimale.

2.4 SiPM

I SiPM sono una delle tecnologie più avanzate per la rivelazione di fotoni e trovano impiego in numerosi ambiti, quali la fisica delle alte energie, l'astronomia, la medicina e la biologia. Si tratta di fotorivelatori allo stato solido, le cui unità fondamentali sono gli SPAD (Single Photon Avalanche Diode), caratterizzati da un'ottima risoluzione spaziale e temporale e da un'alta sensibilità per la rivelazione di singoli fotoni [11].

2.4.1 AD, APD e SPAD

In base al range di tensioni in cui operano (Figura 2.7), i rivelatori al silicio specializzati nella rivelazione di fotoni sono classificati in fotodiodi, APD (Avalanche PhotoDiode) e SPAD (Single Photon Avalanche Diode).

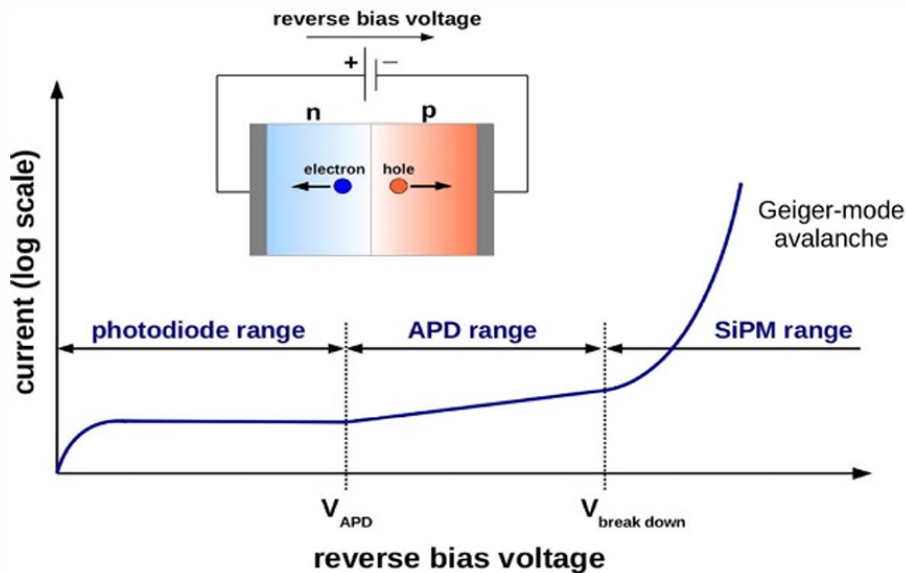


Figura 2.7: Modalità operative per un rivelatore al silicio in polarizzazione inversa [11].

Gli APD sono diodi a valanga (AD, Avalanche Diode) per la rivelazione di fotoni. Un AD è una sottile giunzione p-n che opera in condizioni di polarizzazione inversa, la cui struttura per il tipo n-on-p è riportata in Figura 2.8a. È caratterizzato da una regione fortemente drogata n^+ e una regione meno drogata di tipo p chiamata strato di guadagno o gain layer; l'accoppiamento di queste due regioni di cui almeno una fortemente drogata porta alla creazione di un potenziale di contatto, e quindi di un campo elettrico interno, molto intensi e che si sommano al potenziale e al campo elettrico esterni. La presenza del gain layer è la particolarità dei rivelatori al silicio con guadagno. Al di sotto dello strato

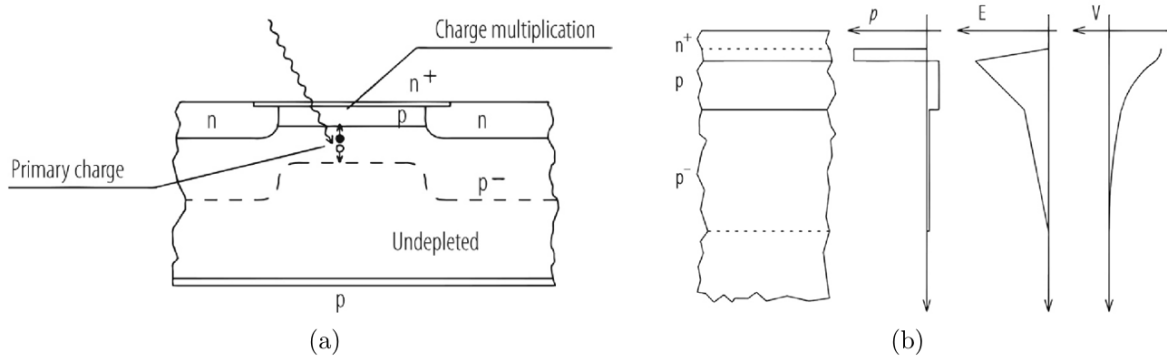


Figura 2.8: (a) Struttura di un AD p-on-n; (b) andamento della densità di carica, del campo elettrico e del potenziale di contatto nell'AD p-on-n [12].

p è presente un substrato più spesso drogato p⁻, la cui parte superiore è interamente occupata dalla depletion region.

Nel normale fotodiode, un fotone incidente può dare origine a una coppia elettrone-lacuna; se l'interazione avviene nella depletion region, i portatori di carica generati vengono separati dal campo elettrico presente in tale regione e si dirigono verso i rispettivi terminali, generando una corrente elettrica proporzionale all'intensità della radiazione incidente.

Nell'APD, invece, viene sfruttato l'effetto di moltiplicazione a valanga: quando la tensione inversa applicata al diode supera una certa soglia, possono essere generate delle coppie elettrone-lacuna secondarie, in quanto gli elettroni della coppia primaria, accelerati dal forte campo elettrico, raggiungono un'energia sufficiente per rompere i legami covalenti del reticolo. Il campo elettrico necessario a questo scopo è ottenuto sia mediante la tensione esterna che mediante il potenziale di contatto dovuto allo strato di guadagno (Figura 2.8b). Questo meccanismo porta ad un guadagno lineare che amplifica il segnale di un fattore 50-500.

Lo SPAD è un APD che lavora in regime Geiger, cioè con tensioni superiori a quella di breakdown. Per via dell'alta tensione applicata, le coppie secondarie di portatori di carica vengono generate sia dagli elettroni, come nell'APD, sia dalle lacune; il guadagno di uno SPAD, dunque, è maggiore di quello di un APD ($> 10^4$).

Esistono due tipi di SPAD (Figura 2.9): n-on-p, specializzati per migliorare la fotosensibilità nel rosso/N-IR (Near-InfraRed), e p-on-n, per migliorare la fotosensibilità nell'UV/blu.

Per studiare la PDE (Photon Detection Efficiency) dei due tipi di SPAD, è importante notare che gli elettroni hanno maggiore probabilità di innescare la valanga rispetto alle lacune, per via della loro minore massa effettiva. Dunque, da ora in avanti sarà analizzato

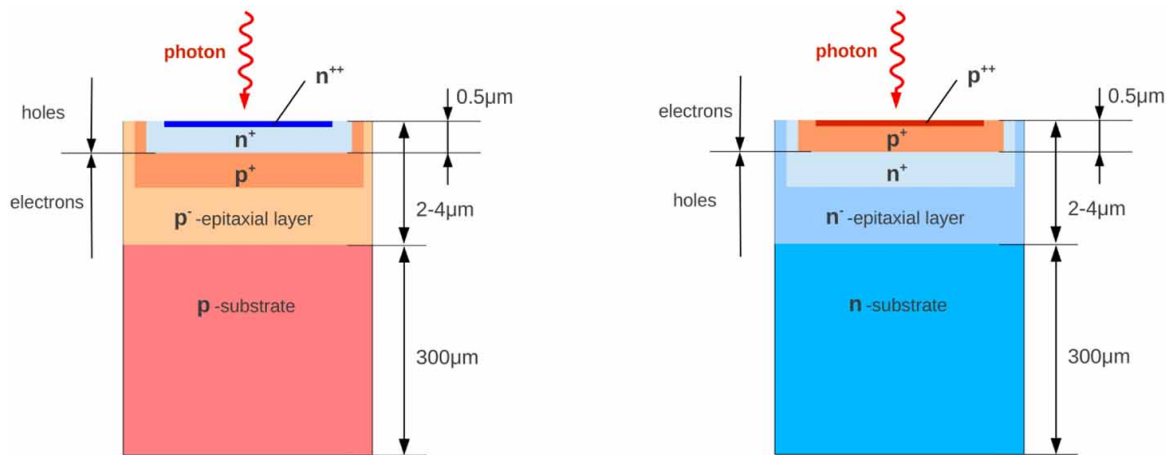


Figura 2.9: Diagramma di uno SPAD *n-on-p* (a) e di uno SPAD *p-on-n* (b) [11].

solo il comportamento degli elettroni.

Si consideri il tipo *p-on-n*. I fotoni nello spettro UV/blu sono assorbiti più vicino alla superficie del rivelatore (nel primo μm per fotoni di $\lambda \sim 450 \text{ nm}$, a $T \sim 300 \text{ K}$), mentre i fotoni nello spettro rosso/N-IR sono assorbiti più in profondità (a circa $10 \mu\text{m}$ per fotoni di $\lambda \sim 750 \text{ nm}$, a $T \sim 300 \text{ K}$). Poiché siamo in condizioni di polarizzazione inversa, gli elettroni generati si muovono verso la regione *n*, a cui è collegato il terminale positivo. Allora, gli elettroni percorreranno nel mezzo una distanza più grande nel caso blu/UV e la probabilità di innescare una valanga sarà maggiore; per questo motivo, la PDE di uno SPAD *p-on-n* è maggiore per i fotoni nello spettro blu/UV.

Per il tipo *n-on-p* vale il ragionamento inverso, dal momento che gli elettroni sono raccolti anche in questo caso dal terminale positivo, collegato alla regione *n*, e percorrono una distanza maggiore se i fotoni interagiscono con il rivelatore più in profondità (Figura 2.10); quindi, la sua PDE sarà maggiore per la rivelazione dei fotoni nello spettro rosso/N-IR.

2.4.2 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 distanziati di $10 - 100 \mu\text{m}$ (Figura 2.11). Gli SPAD sono tutti indipendenti e collegati ad un unico sistema di readout; di conseguenza, il segnale finale sarà proporzionale al numero di SPAD innescati.

In Figura 2.12 è presentato un modello che descrive gli SPAD. Si tratta di una resistenza R_d dell'ordine del $\text{k}\Omega$, che descrive l'opposizione da parte del mezzo al passaggio delle cariche elettriche, collegata in parallelo a un condensatore di capacità $C_d \sim 10 \text{ fF}$, che rappresenta la depletion region. Per fermare la valanga e permettere la rivelazione di

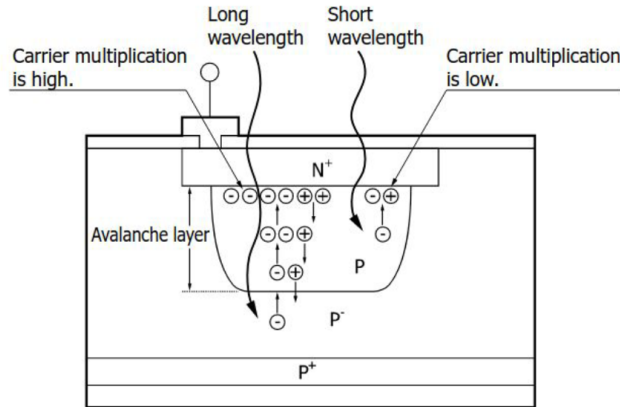


Figura 2.10: *Moltiplicazione a valanga generata a seguito dell'assorbimento di un fotone a diverse lunghezze d'onda per uno SPAD n-on-p* [13].

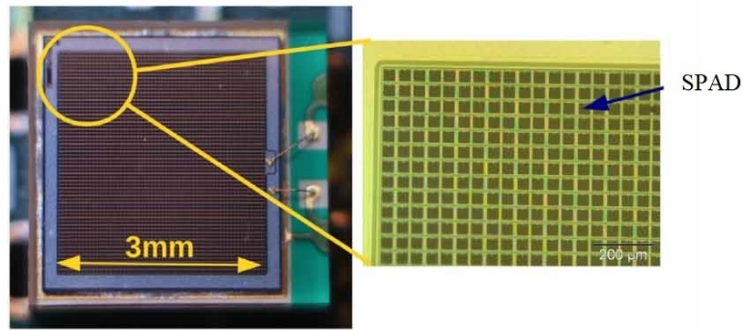


Figura 2.11: *Immagine relativa a un SiPM, con ingrandimento degli SPAD* [7].

un nuovo fotone, questo circuito è posto in serie a un circuito di quenching, costituito da una resistenza R_q dell'ordine di $10\text{ k}\Omega - 10\text{ M}\Omega$ collegata in parallelo ad un condensatore di capacità C_q dell'ordine del fF.

Al passaggio di un fotone, il circuito si chiude; dunque, C_d inizia a scaricarsi su R_d e C_q si carica sulla stessa resistenza, in un tempo di:

$$\tau_d = R_d(C_q + C_d) . \tag{2.6}$$

Questo processo viene interrotto quando si raggiunge una corrente di soglia data da:

$$I_d \simeq \frac{V_{ov}}{R_q + R_d} \sim \frac{V_{ov}}{R_q} . \tag{2.7}$$

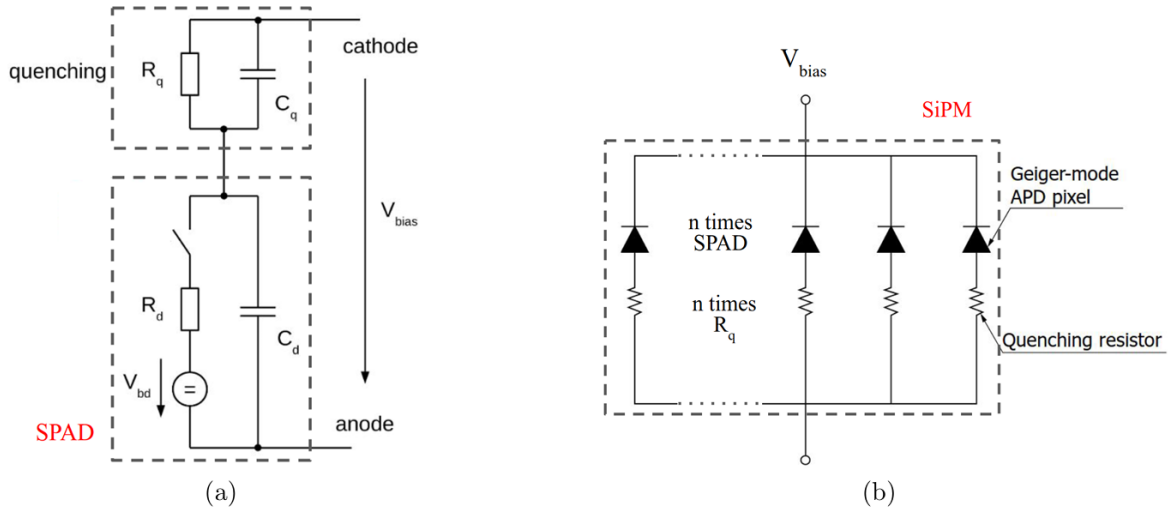


Figura 2.12: Circuito equivalente di uno SPAD (a) e di un SiPM (b) [11].

dove V_{ov} è la tensione di overvoltage, pari alla differenza tra la tensione di polarizzazione V_{bias} e la tensione di breakdown V_{bd} . A questo punto, il dispositivo torna alla configurazione iniziale in un tempo pari a:

$$\tau_r = R_q(C_q + C_d) . \quad (2.8)$$

2.4.3 Photon Detection Efficiency

La PDE (Photon Detection Efficiency) misura l'efficienza di rivelazione, cioè la probabilità che un fotone incidente sul rivelatore produca effettivamente un segnale rilevabile. È definita come il rapporto tra il numero di fotoni di lunghezza d'onda λ rivelati e il numero totale di fotoni che impattano il sensore:

$$PDE(V_{ov}, \lambda) = QE(\lambda) \cdot P_T(V_{ov}, \lambda) \cdot FF(V_{ov}, \lambda) . \quad (2.9)$$

QE è l'efficienza quantistica, data dalla probabilità che un fotone incidente generi una coppia elettrone-lacuna nella depletion region del SiPM, e dipende dalla lunghezza d'onda del fotone incidente; P_T è la probabilità di generare una valanga, il cui valore ideale è 1, ma può essere minore per via della disomogeneità nel drogaggio del silicio, causata ad esempio dall'esposizione alla radiazione; V_{ov} è l'overvoltage e FF è il fill factor, definito come il rapporto fra l'area attiva e l'area totale del sensore. Quest'ultimo dipende dalla tecnologia utilizzata per la realizzazione degli SPAD e del SiPM ed è tipicamente compreso tra il 30% e l'80%. In Figura 2.13 è riportata la PDE per un NUV-HD (Near-UV high-density) SiPM in diversi regimi operativi.

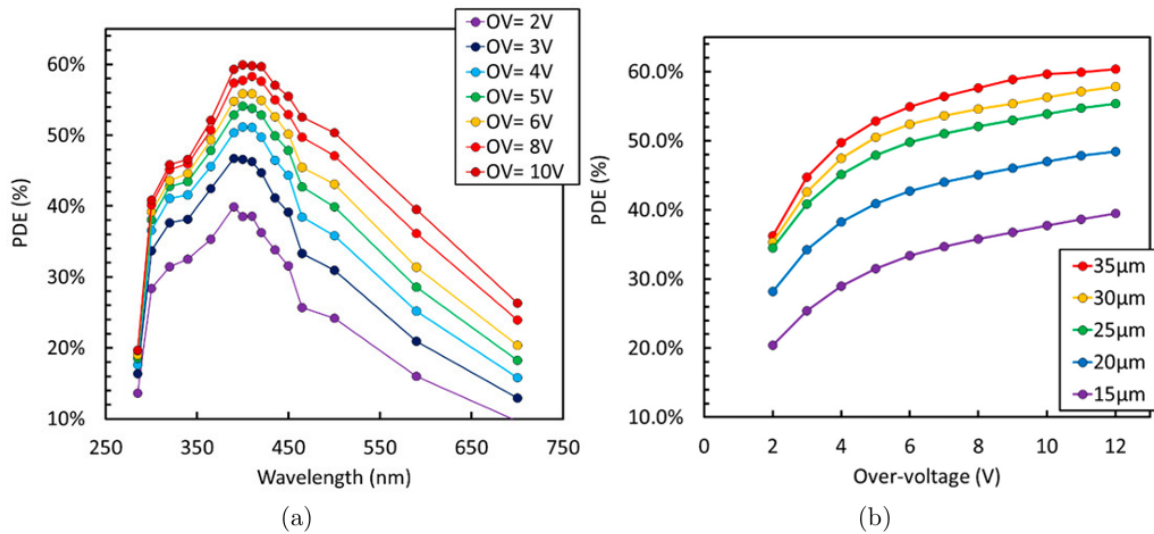


Figura 2.13: (a) PDE in funzione della lunghezza d'onda a diversi V_{OV} ; (b) PDE a $\lambda = 420 \text{ nm}$ per SPAD di diverse dimensioni [14].

2.4.4 Rumore

La fonte primaria di rumore in un SiPM è il Dark Count (DC), un segnale dovuto alla valanga generata dalle coppie termiche elettrone-lacuna nel sensore. Come mostrato in Figura 2.14, il DC rate (DCR) è proporzionale alla temperatura del SiPM (dimezza ogni 8°C circa) e aumenta con l'overvoltage. Il segnale prodotto per DC è indistinguibile da uno generato dall'assorbimento di un fotone.

Inoltre, esiste un rumore secondario dovuto alla generazione di una valanga dagli eventi del rumore primario. Esempi di tale rumore sono l'Afterpulse e il crosstalk (CT).

L'Afterpulse riguarda il singolo SPAD ed è dovuto all'intrappolamento di portatori di carica nelle impurità della depletion region; il loro successivo rilascio genera una valanga secondaria a breve distanza temporale dalla prima. La probabilità di Afterpulse dipende dal numero di impurità del silicio e dalla durata dell'intrappolamento rispetto al tempo di recupero dello SPAD: una possibile soluzione è quella di aumentare il tempo di recupero in modo da avere un rilascio da parte delle impurità prima della completa ricarica dello SPAD.

L'Afterpulse può essere anche causato dal riassorbimento di fotoni secondari (generati nella valanga per Bremsstrahlung o ricombinazione radiativa) nella regione neutra al di sotto della depletion region. Introducendo un substrato di drogaggio opposto in questa zona, si genererebbe una nuova giunzione p-n che impedirebbe la diffusione delle cariche fotogenerate verso la depletion region.

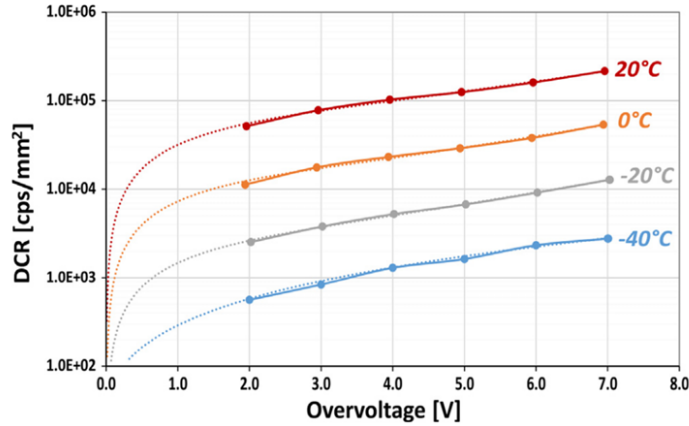


Figura 2.14: Esempio di DCR in un SiPM per unità di area, in funzione dell'overvoltage a diverse temperature [15].

Il CT, invece, dipende dall'interazione tra SPAD adiacenti ed è definito come:

$$CT = \frac{DCR \text{ con } \geq 1 \text{ SPAD accesi}}{DCR \text{ con } \geq 2 \text{ SPAD accesi}} \quad (2.10)$$

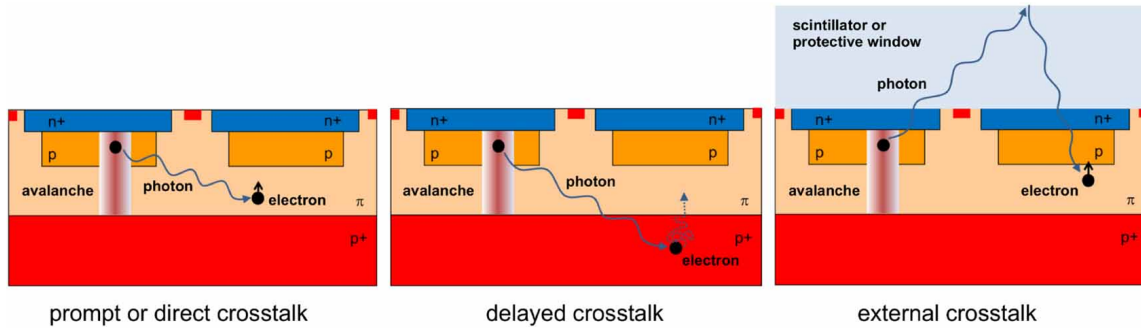


Figura 2.15: Tipi di crosstalk in un SiPM [11].

Si possono avere 3 modalità di CT, illustrate in Figura 2.15. Nel crosstalk diretto, un fotone proveniente da uno SPAD adiacente genera una coppia elettrone-lacuna nella depletion region. Nel crosstalk ritardato, un fotone proveniente da uno SPAD adiacente viene assorbito nella regione neutra al di sotto della depletion region, generando una coppia elettrone-lacuna; se gli elettroni generati riescono a diffondere verso la depletion region, possono generare una valanga. Nel crosstalk esterno, un fotone generato nella

valanga esce dal SiPM e viene riflesso dalla resina protettiva verso uno SPAD adiacente, generando dunque una valanga.

2.4.5 Shape del segnale

Il segnale generato da un SiPM presenta due componenti: una veloce, dovuta alla corrente prodotta nella depletion region dalle coppie di portatori generati, e una lenta, relativa al tempo di ricarica del SiPM in cui viene ripristinato l'overvoltage. In Figura 2.16 è mostrato un esempio di segnale, con e senza rumore.

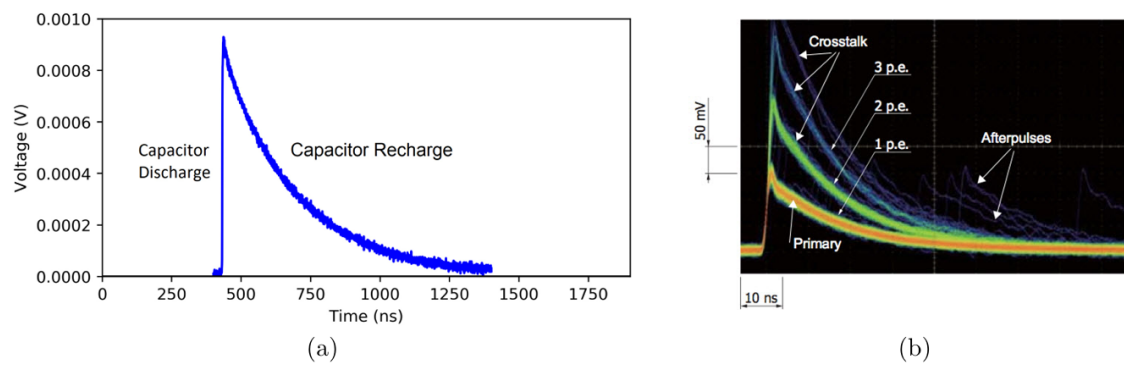


Figura 2.16: *Shape del segnale (a) senza rumore; (b) con rumore (le waveform primarie sono dovute al DC, quelle di ampiezza maggiore sono legate al CT) [13].*

Capitolo 3

SiPM per l'identificazione di elettroni

Grazie agli studi presentati in [6][16][17], è stato dimostrato che i SiPM possono essere utilizzati per la rilevazione di particelle cariche, oltre che di fotoni, sfruttando la radiazione Cherenkov prodotta nella resina protettiva del sensore.

L'effetto Cherenkov si verifica quando una particella carica attraversa un mezzo con velocità $v = \beta c$ maggiore di quella della luce in quel mezzo, pari a $v_n = c/n$, con n indice di rifrazione del mezzo. L'energia spesa dalla particella nel polarizzare gli atomi del mezzo viene restituita nel processo di diseccitazione sotto forma di radiazione coerente (onda d'urto elettromagnetica) producendo un cono d'onda di semiapertura angolare pari all'angolo Cherenkov θ , definito dalla relazione

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} . \quad (3.1)$$

Questo lavoro di tesi si propone di investigare la possibilità di separare gli elettroni dalle altre particelle cariche mediante l'utilizzo di sensori SiPM privi di resina protettiva. Infatti, in assenza di tale strato, le particelle cariche che attraversano il sensore accendono solo uno SPAD, ad eccezione degli elettroni: fino ad impulsi di 5–6 GeV/c, gli elettroni sono le uniche particelle in grado di produrre effetto Cherenkov in aria, come mostrato nel grafico in Figura 3.1.

In questo capitolo, saranno analizzati i dati acquisiti con un fascio di particelle cariche, costituito da protoni, pioni ed elettroni, raccolti nell'ottobre 2023 alla facility PS-T10 del CERN. Saranno inoltre riportate informazioni relative al setup sperimentale e alle modalità con le quali può essere effettuata la separazione degli elettroni tramite i SiPM.

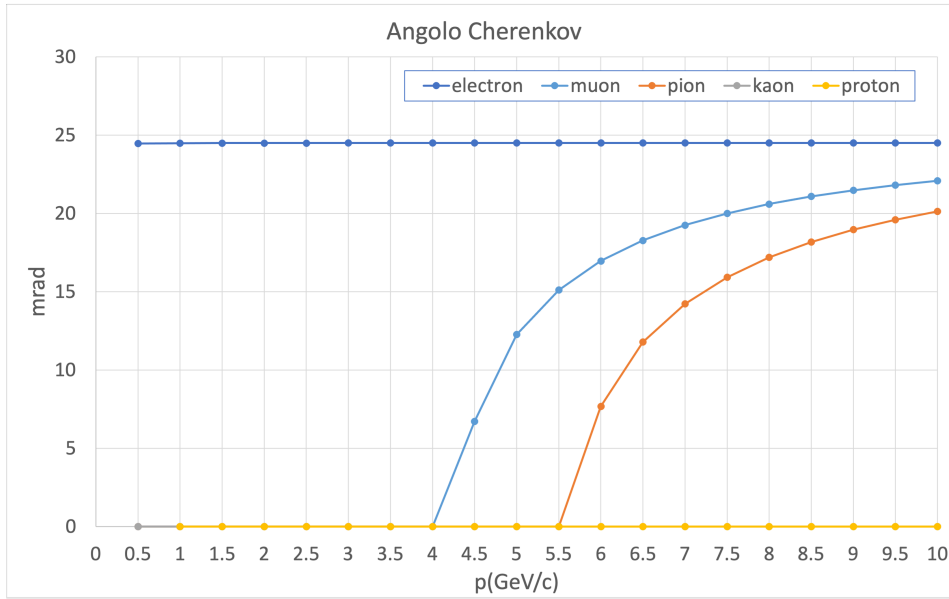


Figura 3.1: *Angolo Cherenkov per diverse particelle cariche (elettroni, muoni, pioni, kaoni, protoni) in funzione dell'impulso.*

3.1 Apparato sperimentale

Il telescopio usato durante i test di ottobre 2023 è costituito da 4 sensori (Figura 3.2): due SiPM e due rivelatori LGAD [18].

Gli LGAD, di area 1 mm^2 e spessore di $25 \text{ }\mu\text{m}$ e $35 \text{ }\mu\text{m}$ [19], sono posizionati all'inizio e alla fine del telescopio e sono utilizzati come riferimento temporale e come trigger per l'acquisizione del segnale delle particelle del fascio.

I quattro sensori sono posizionati a circa 7 cm l'uno dall'altro e collocati su una struttura mobile in grado di effettuare un posizionamento in entrambe le direzioni ortogonali all'asse del fascio con precisione di $10 \text{ }\mu\text{m}$, per garantire l'allineamento dei SiPM rispetto agli LGAD.

L'intero sistema è racchiuso all'interno di una box metallica, utilizzata per evitare di esporre i sensori alla luce ambientale e come gabbia di Faraday contro il rumore elettromagnetico presente nell'area sperimentale, e rivestita internamente da un materiale nero per assorbire eventuali fotoni diffusi; la temperatura all'interno della box è continuamente monitorata e mantenuta ad una temperatura di $20\text{--}25^\circ\text{C}$ grazie ad un sistema di raffreddamento composto da un criostato e da celle di Peltier.

I SiPM sono collegati ad amplificatori X-LEE, con un fattore di guadagno di circa 40 dB . Ad ogni trigger, i segnali analogici dei 4 sensori sono acquisiti sotto forma di waveform con un oscilloscopio digitale Lecroy Wave-Runner 9404M-MS con 4 GHz di bandwidth. La discriminazione dei segnali analogici per l'analisi temporale dei sensori viene fatta offline

nel programma di analisi dati.

Tutti gli strumenti sono controllati da un programma LabVIEW per il trasferimento e l'acquisizione dei dati e per impostare e monitorare i valori di V_{bias} , di corrente e di temperatura (Figura 3.3).

Il SiPM studiato in questa tesi è il WR 3x3-40, realizzato dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK) [20][21][22] e basato sulla tecnologia NUV-HD [23].

Si tratta di un SiPM privo di resina protettiva con 6200 SPAD quadrati di lato $40\ \mu\text{m}$; è caratterizzato da un'area $A = 3.2 \times 3.12\ \text{mm}^2$, un fill factor $FF = 83\%$ e una tensione di breakdown $V_{bd} = 32.2 \pm 0.1\ \text{V}$ [23][24].

Il sensore è stato testato con un fascio di particelle cariche di $1.5\ \text{GeV}/c$, la cui composizione è mostrata in Figura 3.4, lavorando con una tensione di overvoltage di $2\ \text{V}$.

A tale valore di impulso, gli elettroni sono le uniche particelle a generare luce Cherenkov; in particolare, da alcune semplici simulazioni, gli elettroni dovrebbero provocare l'emissione di un fotone Cherenkov ogni circa $24\ \text{mm}$ di aria, dunque ci si aspetta che nei $7\ \text{cm}$ di aria che il SiPM ha davanti a sé ogni elettrone produca in media 3 fotoni. Inoltre, a $1.5\ \text{GeV}/c$, i 2 LGAD hanno una risoluzione temporale sufficiente per separare gli elettroni e i pioni dai protoni, come mostrato nella Figura 3.5.



Figura 3.2: *I quattro sensori che costituiscono il telescopio: alle estremità i due LGAD, al centro i due SiPM.*

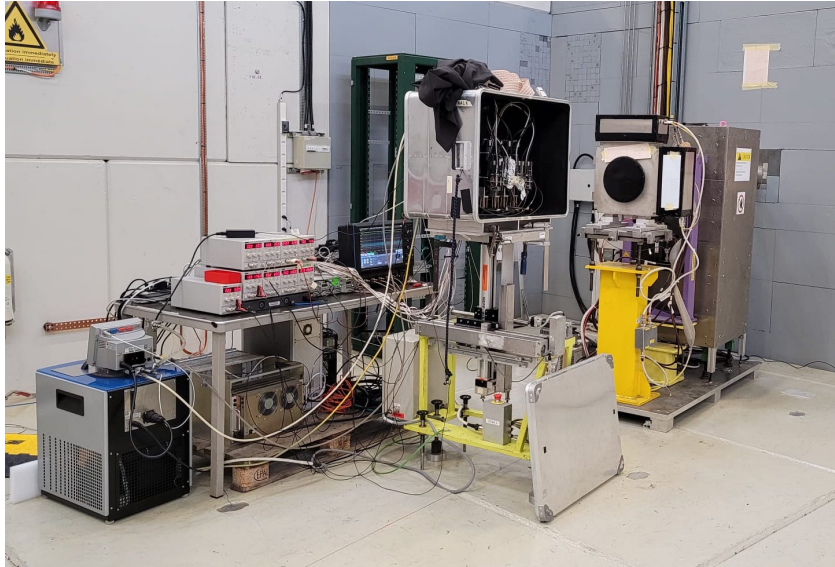


Figura 3.3: *Setup sperimentale all'interno dell'area di test T10 del CERN. Sono visibili il telescopio all'interno della box metallica, gli alimentatori di alta e bassa tensione utilizzati per alimentare i sensori e le schede di elettronica di front-end, l'oscilloscopio utilizzato per la presa dati e il criostato.*

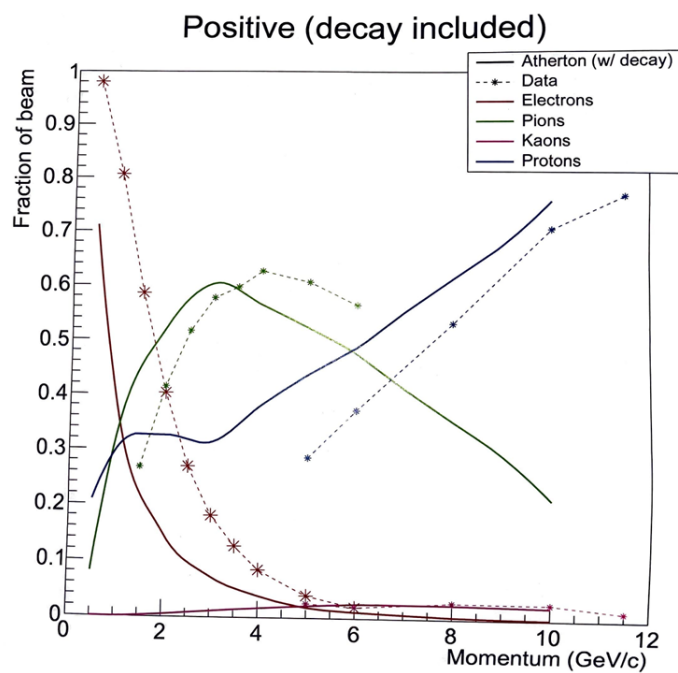


Figura 3.4: *Composizione del fascio all'area T10 del CERN in funzione dell'impulso.*

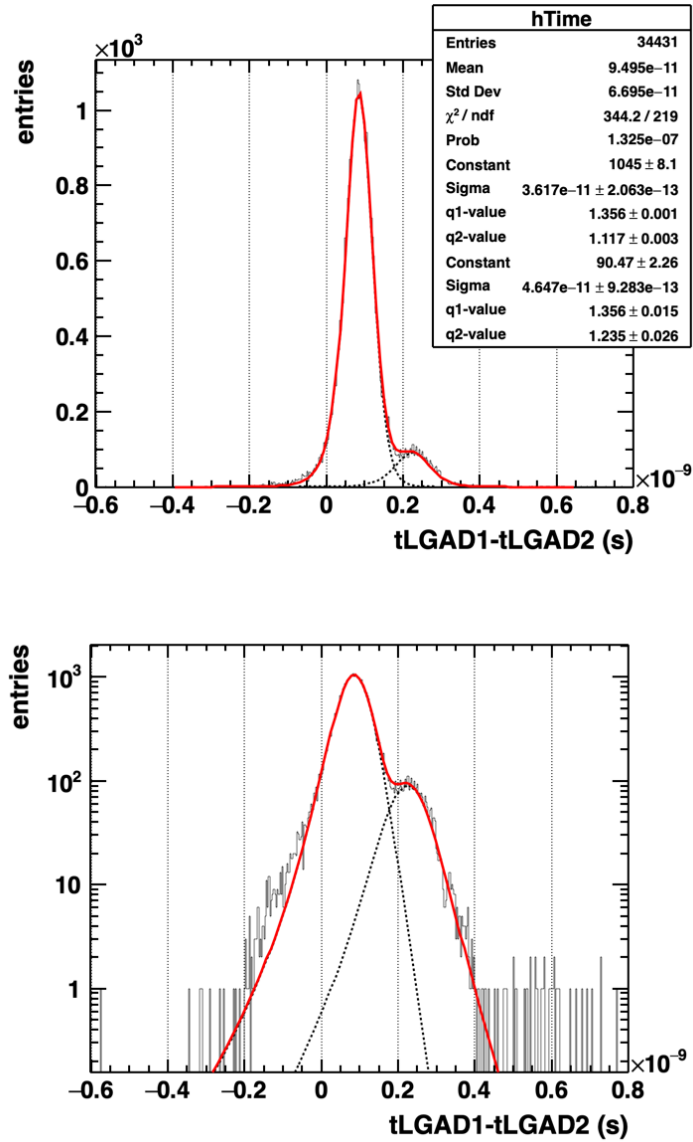


Figura 3.5: Istogramma relativo alla differenza dei tempi di arrivo delle particelle nei due LGAD, in scala lineare (in alto) e in scala logaritmica (in basso). Il fit è stato effettuato mediante due q-gaussiane.

3.2 Selezione del segnale

Per separare i segnali dei protoni da quelli degli elettroni e dei pioni, sono state valutate la somma $t_{\text{LGAD1}} + t_{\text{LGAD2}}$ e la differenza $t_{\text{LGAD1}} - t_{\text{LGAD2}}$ dei tempi di arrivo delle particelle nei due LGAD. In Figura 3.6 è riportato un grafico bidimensionale che presenta $t_{\text{LGAD1}} - t_{\text{LGAD2}}$ in ascissa e $t_{\text{LGAD1}} + t_{\text{LGAD2}}$ in ordinata, per ogni particella del fascio. A 1.5 GeV/c, i due LGAD hanno una risoluzione temporale sufficiente per separare gli elettroni e i pioni dai protoni: poiché i protoni sono più pesanti, ci si aspetta che si trovino in una regione a sinistra di quella occupata da elettroni e pioni.

La selezione dei protoni è stata effettuata mediante un taglio rettangolare per $0.2 \text{ ns} < t_{\text{LGAD1}} - t_{\text{LGAD2}} < 0.4 \text{ ns}$ e $-1.2 \text{ ns} < t_{\text{LGAD1}} + t_{\text{LGAD2}} < -0.95 \text{ ns}$; i pioni e gli elettroni, invece, sono stati identificati negli intervalli $0 \text{ ns} < t_{\text{LGAD1}} - t_{\text{LGAD2}} < 0.16 \text{ ns}$ e $-1.2 \text{ ns} < t_{\text{LGAD1}} + t_{\text{LGAD2}} < -0.7 \text{ ns}$ (Figura 3.6).

Gli eventi di segnale dei SiPM sono compresi in un intervallo di $\pm 2 \text{ ns}$ dal trigger t_0 , dato dalla coincidenza dei due LGAD.

Per effetto del noise elettromagnetico, non tutti i segnali analogici presi sull'oscilloscopio hanno la stessa linea di fondo (baseline). Questa è stata calcolata come media dell'ampiezza nella regione che precede la finestra di segnale, tra -7 ns e -2 ns dal t_0 , e poi sottratta segnale per segnale. Questa normalizzazione è importante soprattutto per lo studio della risoluzione temporale del SiPM. Inoltre, per rimuovere eventi con residui importanti di segnali precedenti, sia da MIP che da DC, è stato effettuato un taglio su tutti gli eventi con una rms della distribuzione del baseline maggiore di 0.001.

Per la determinazione del tempo del segnale degli LGAD è stata utilizzata la tecnica Constant Fraction Discriminator (CFD) applicando una soglia di discriminazione pari al 60% dell'altezza massima del segnale.

In Figura 3.7 sono mostrati i segnali del SiPM WR 3x3-40 acquisiti con l'oscilloscopio: a sinistra sono visualizzati tutti gli eventi; al centro, i segnali con la baseline sottratta, valutata nella regione di DC, per gli eventi identificati come protoni; a destra, i segnali con la baseline sottratta per gli eventi identificati come elettroni o pioni.

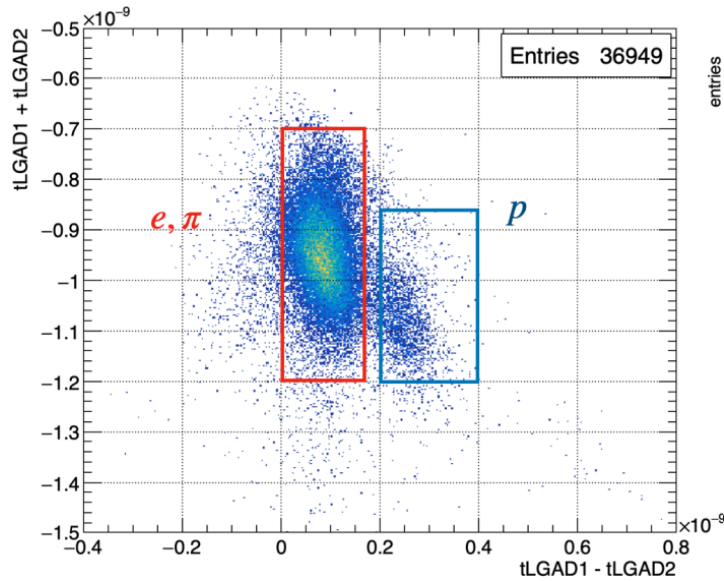


Figura 3.6: Grafico bidimensionale relativo ai tempi di volo delle particelle del fascio. Il riquadro in rosso rappresenta la selezione di elettroni e pioni, quello in blu il taglio per i protoni.

3.3 Analisi dati e risultati

Una volta effettuata la separazione dei protoni, è possibile calcolare lo spettro di carica (in realtà nei grafici che seguono, al posto della carica viene mostrata una quantità ad essa correlata, ovvero l'ampiezza massima del segnale analogico) relativo al SiPM in esame dei soli protoni (Figura 3.8) e quello di elettroni e pioni (Figura 3.9). Siccome i pioni, esattamente come i protoni, non producono effetto Cherenkov in aria, si può assumere che lo spettro di carica dei pioni sia identico a quello dei protoni: se si normalizza la distribuzione dei protoni al numero atteso di pioni nei nostri dati e la si sottrae a quella in Figura 3.9, si può ottenere una stima dello spettro di carica dei soli elettroni (Figura 3.10).

Per tale normalizzazione, è necessario conoscere la composizione del fascio, presentata in Figura 3.4: assumendo che a 1.5 GeV/c il fascio sia composto da 60:28:12% elettroni:pioni:protoni, nella distribuzione di pioni ed elettroni si avrà 68:32% elettroni:pioni. Dunque, bisogna dividere la distribuzione di carica dei protoni per il numero di protoni (numero di eventi del grafico in Figura 3.8) e moltiplicarla per il numero di pioni (numero di eventi del grafico in Figura 3.9 moltiplicati per un fattore di scala pari a 0.32).

Il confronto tra le distribuzioni di carica mostrate nelle Figure 3.8 e 3.10 evidenzia una

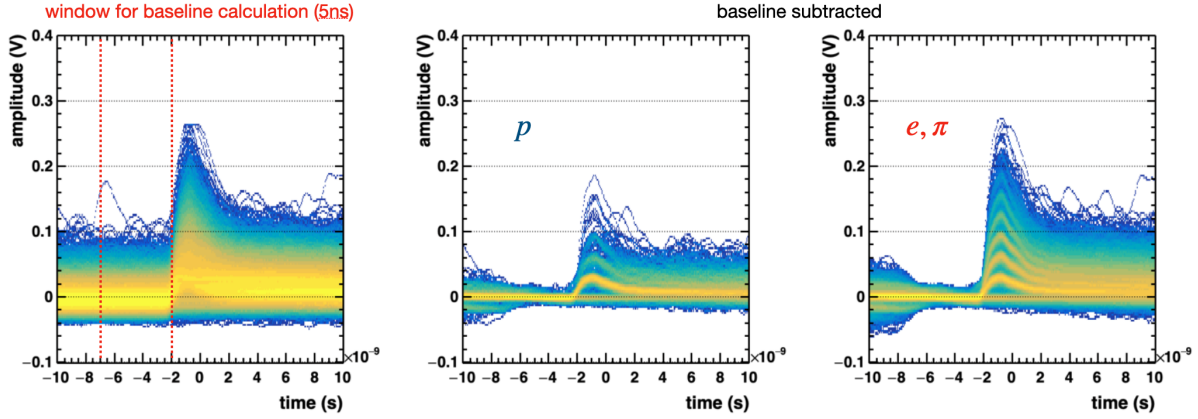


Figura 3.7: Segnali acquisiti dal SiPM WR 3x3-40. A sinistra, tutti i segnali rilevati; al centro, i segnali con la baseline sottratta per eventi identificati come protoni; a destra, i segnali con la baseline sottratta per eventi identificati come elettroni e pioni.

sostanziale differenza; come atteso, i protoni (e i pioni) accendono al loro passaggio prevalentemente un solo SPAD, mentre per gli elettroni questo numero è maggiore. Un taglio a 0.05 V sull'ampiezza massima del segnale (equivalente a numero di SPAD accese > 1 dato che l'ampiezza massima media di uno SPAD per il SiPM testato è di circa 0.035 V) permette di separare gli elettroni dalle altre particelle cariche con una buona efficienza e purity. In particolare, l'analisi dei dati raccolti mostra, per tale taglio, un'efficienza di rivelazione degli elettroni pari al 60%, con una contaminazione da pioni del 20%.

Questo metodo soffre comunque di due importanti fonti di incertezza; come mostrato in Figura 3.5, nel campione di segnali identificato come soli protoni ci può essere sicuramente la presenza di alcuni segnali dovuti ad elettroni, ma la statistica a disposizione non permette tagli più stretti. In aggiunta, gioca un ruolo importantissimo l'indeterminazione sulla reale composizione del fascio di particelle utilizzato, che è fondamentale per la normalizzazione dello spettro di carica dei protoni a quello dei pioni.

Per tentare di superare, o almeno attenuare, queste incertezze, si è deciso di esplorare l'utilizzo di tecniche di machine learning basate su reti neurali per separare con più precisione i segnali dei protoni da quelli degli elettroni e dei pioni all'interno dei dati a disposizione.

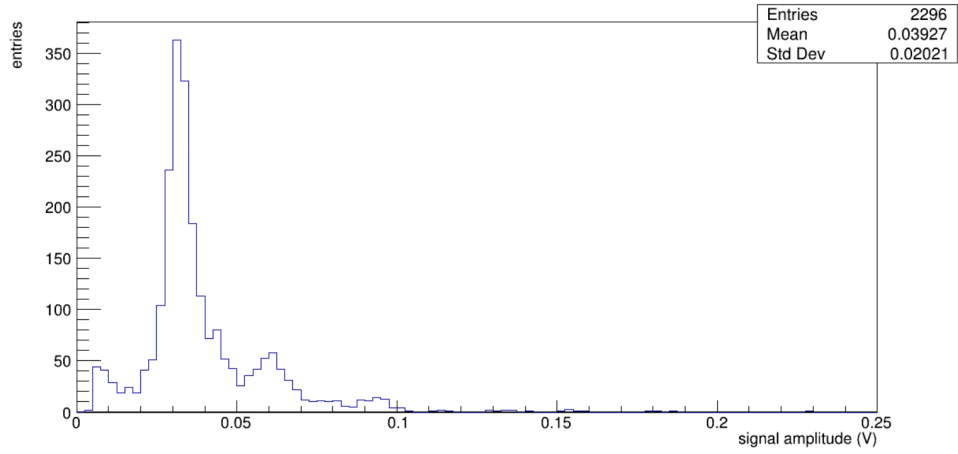


Figura 3.8: *Spettro di carica dei protoni.*

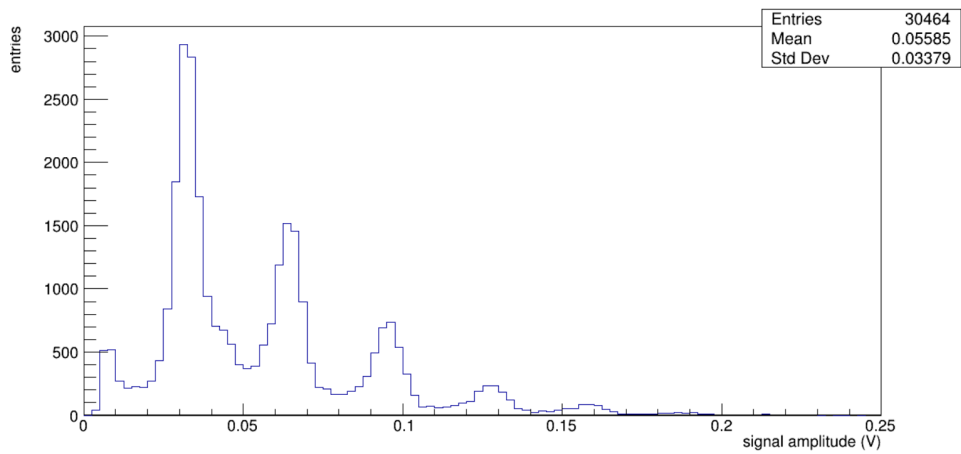


Figura 3.9: *Spettro di carica di pioni ed elettroni.*

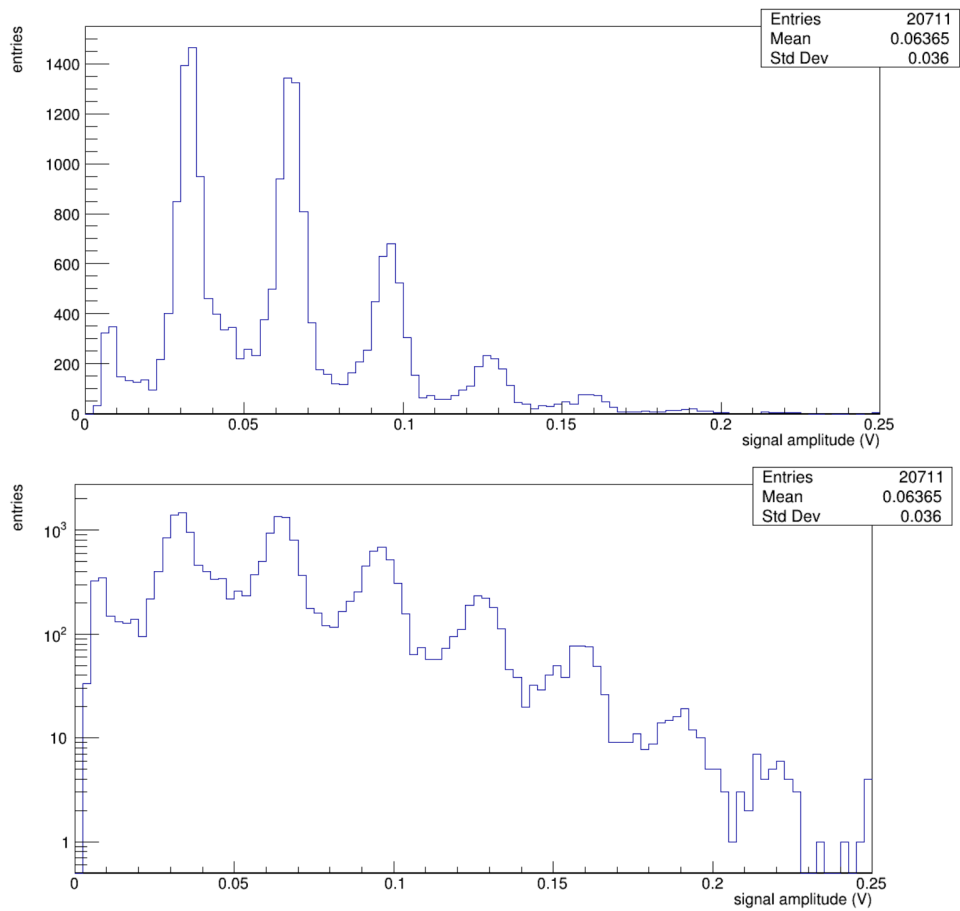


Figura 3.10: Spettro di carica degli elettroni, in scala lineare (in alto) e in scala logaritmica (in basso).

3.4 Machine learning per l'identificazione di elettroni

Le tecniche di machine learning utilizzate per l'identificazione degli elettroni si basano sulle reti neurali, una classe di modelli di apprendimento automatico ispirati ai meccanismi del cervello umano. Sono utilizzate per compiti di classificazione e raggruppamento di dati, ad esempio per il riconoscimento di immagini e per il riconoscimento vocale.

In Figura 3.11 è presentata la struttura tipica di una rete neurale: è costituita da una serie di layers, strati addetti all'esecuzione di un compito specifico, formati da un certo numero di neuroni interconnessi che ricevono e processano le informazioni. Le connessioni sono a carico dei bordi, i quali sono associati a un peso che esprime la rilevanza dell'informazione trasmessa.

Tipicamente si lavora con un input layer a cui vengono forniti i dati sottoforma di tensori, un certo numero di layers nascosti che applicano trasformazioni ai dati ed estraggono informazioni e un output layer, che restituisce il risultato finale.

In questo lavoro di tesi, le reti neurali sono state implementate e addestrate mediante TensorFlow, utilizzando Keras come API (Application Programming Interface).

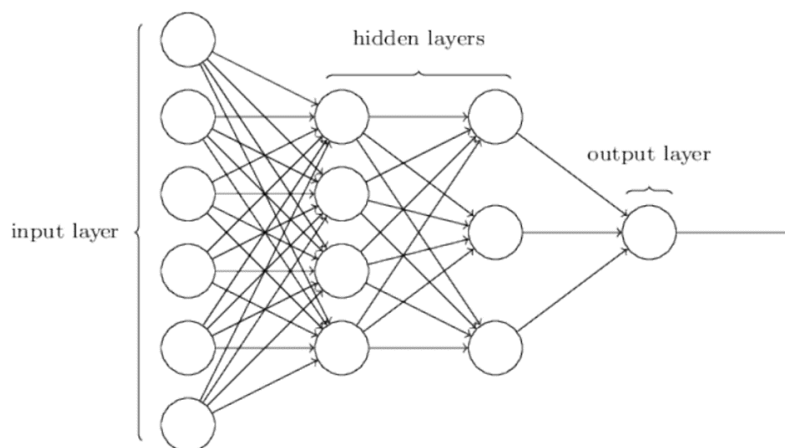


Figura 3.11: *Esempio di rete neurale* [25].

3.4.1 TensorFlow

TensorFlow [26] è una libreria open-source sviluppata dal Google Brain Team per l'implementazione, l'addestramento e la distribuzione di modelli di machine learning: ad esempio, offre strumenti utili per la gestione dei dati, l'ottimizzazione dei modelli e il

monitoraggio delle prestazioni. Tale libreria supporta diversi linguaggi di programmazione, tra cui Python, utilizzato in questo progetto di tesi.

Con il rilascio di TensorFlow 2.0, l'API Keras [27] è stata ufficialmente incorporata in TensorFlow come `tf.keras`. Per API si intende un'interfaccia che permette ai programmi software di comunicare tra loro; nell'ambito del machine learning, semplifica la programmazione da parte dell'utente, fungendo da interfaccia di alto livello nello sviluppo di reti neurali. Keras è scritta in Python e supporta come back-end le librerie Microsoft Cognitive Toolkit e Theano, oltre a TensorFlow.

3.4.2 Costruzione e addestramento della rete neurale

Per sviluppare una rete neurale in grado di identificare gli elettroni da un insieme di dati sperimentali, è necessaria una fase di addestramento preliminare.

I dati presentati come esempio alla rete neurale sono contenuti all'interno di due tree, strutture del programma di analisi dati ROOT costituite da rami in cui sono memorizzati i dati sperimentali; tali tree contengono rispettivamente le informazioni relative a 2099 eventi di fondo (protoni) e quelle relative a 12953 eventi di segnale (elettroni). I due campioni per il training sono stati prodotti a partire dai dati raccolti al test beam, applicando i tagli rettangolari presentati nella sezione 3.2 relativi ai tempi di arrivo nei due LGAD, in modo da separare i protoni da pioni ed elettroni. In aggiunta, per gli eventi di segnale, è stato richiesto che l'ampiezza del segnale fosse maggiore di 0.05 V dato che nel caso di elettroni ci aspettiamo l'accensione di più di 1 SPAD, mentre per gli eventi di fondo è stato richiesto che l'ampiezza fosse minore di 0.08 V (numero SPAD accesi < 2).

Si vogliono utilizzare due parametri identificativi delle particelle: i tempi di volo, misurati come differenza dei tempi di arrivo dei due LGAD, e le waveform relative ai segnali del SiPM WR 3x3-40 acquisite con l'oscilloscopio. Per fornire tali dati alla rete neurale, sono stati implementati 2 array per la fase di addestramento, relativi a 2000 eventi di fondo e 12000 eventi di segnale ($x1_train$ e $x2_train$), e due per la fase di validazione del modello ($x1_test$ e $x2_test$), relativi a 99 eventi di fondo e 953 eventi di segnale. $x1_train$ e $x1_test$ sono array di 402 elementi e contengono le ampiezze delle waveform delle particelle; $x2_train$ e $x2_test$ contengono le informazioni relative ai tempi di volo.

Ad essi sono associati gli array y_train per la fase di addestramento e y_test per la fase di validazione, i cui elementi assumono due possibili valori: 0 per il fondo, 1 per il segnale.

Il codice relativo all'implementazione della rete neurale è presentato in Figura 3.12. Gli input forniti sono due: $inputs1$, array di 402 elementi scalari, e $inputs2$, array di un solo scalare.

Sono stati inseriti tre strati intermedi per l'elaborazione dei dati forniti da $inputs1$: *Conv1D*, *GlobalMaxPool1D* e *Dense*.

Conv1D insegna a riconoscere i dati in ingresso utilizzando dei filtri che restituiscono

una mappa delle caratteristiche; i parametri di ingresso sono *filters*, che indica il numero di filtri utilizzati, *kernel size*, che indica il numero di dati adiacenti confrontati contemporaneamente, *activation*, che permette di applicare una trasformazione (in questo caso ReLU, che restituisce $\max\{0, x\}$, con x dati di ingresso). *GlobalMaxPool1D* riduce la complessità della mappa delle caratteristiche prodotte nel layer precedente. *Dense* permette la costruzione di uno strato completamente connesso al precedente; i parametri di ingresso sono *units*, che indica il numero di neuroni del layer e *activation* (in questo caso è utilizzata la trasformazione ReLU).

Dopo aver applicato la funzione *Multiply* su *inputs2* per associare un peso alle informazioni di tale array, i due input vengono concatenati. L'output si ottiene applicando al layer degli input concatenati la funzione *Dense* con *activation* Sigmoid, che comprime i dati dell'intervallo $[0,1]$.

Nelle righe di codice 82-84 il modello viene creato e addestrato tramite gli array *x1_train* e *x2_train*; in particolare, l'addestramento viene effettuato con dimensione del batch pari a 8, su 10 epoche, con una funzione di perdita data dalla crossentropy binaria.

La crossentropy viene utilizzata tipicamente come funzione di perdita nell'algoritmo relativo all'ottimizzazione delle reti neurali, che consiste nella minimizzazione del gradiente della funzione di perdita rispetto ai pesi del modello. Tale funzione misura la differenza tra la distribuzione reale dei dati e quella prevista dal modello, dunque è indice dell'efficacia del modello. Per ogni batch, la rete neurale esegue una previsione, calcola la funzione di perdita, ne minimizza il gradiente e aggiorna il valore dei pesi. Il processo continua finché si raggiunge un adeguato grado di generalizzazione, cioè fino a quando la rete non mostra più miglioramenti sui dati di validazione. In questo caso si utilizza la crossentropy binaria, tipica di problemi che ammettono due sole possibilità di risposta (ad esempio vero o falso).

Per batch si intende un sottoinsieme di dati analizzati in un'unica iterazione dall'algoritmo di apprendimento. La sua dimensione è importante per il corretto riconoscimento degli eventi da parte della rete neurale: una dimensione ridotta rende il processo di generalizzazione più efficace, ma batch più grandi riducono l'errore associato alla stima del gradiente.

Il ciclo di analisi di tutti i batch del set di dati di addestramento prende il nome di epoca.

Infine, il modello viene salvato e ne vengono restituite le prestazioni (Figura 3.13): la training accuracy rappresenta la frazione di eventi classificati correttamente dal modello nella fase di addestramento; la training loss restituisce l'andamento della funzione di perdita nella stessa fase. Dai grafici si può osservare che la training accuracy aumenta con le epoche fino a tendere a un valore asintotico del 92% circa: ciò indica che il numero scelto di epoche è adeguato, in quanto il modello raggiunge il massimo delle sue potenzialità. Al contrario, la training loss diminuisce all'aumentare delle epoche e tende a un valore asintotico del 19% circa, dunque l'errore del modello risulta minimizzato con 10 epoche.

```

66 #input layer 1
67 inputs1 = tf.keras.layers.Input((402, 1))
68 x1 = tf.keras.layers.Conv1D(64, kernel_size=3, activation='relu')(inputs1)
69 x1 = tf.keras.layers.Conv1D(32, kernel_size=3, activation='relu')(x1)
70 x1 = tf.keras.layers.GlobalMaxPool1D()(x1)
71 x1 = tf.keras.layers.Dense(64, activation='relu')(x1)
72
73 #input layer 2
74 inputs2 = tf.keras.layers.Input((1,))
75 inputs2w = tf.multiply(inputs2, 3)
76
77 x12 = tf.keras.layers.Concatenate()([x1, inputs2w])
78
79 #output layer
80 outputs = tf.keras.layers.Dense(1, activation='sigmoid')(x12)
81
82 #creazione del modello
83 model = tf.keras.Model([inputs1, inputs2w], outputs)
84 model.compile(loss='binary_crossentropy', optimizer='adam', metrics=['accuracy'])
85 history = model.fit([X1_train, X2_train], y_train, batch_size=8, epochs=5, verbose=1, validation_data=([X1_test, X2_test], y_test))
86
87 loss, accuracy = model.evaluate([X1_test,X2_test], y_test)
88 print('Test Loss:', loss)
89 print('Test Accuracy:', accuracy)
90
91 modelName = 'model_3.keras'
92 model.save(modelName)

```

Figura 3.12: Codice per l'implementazione della rete neurale.

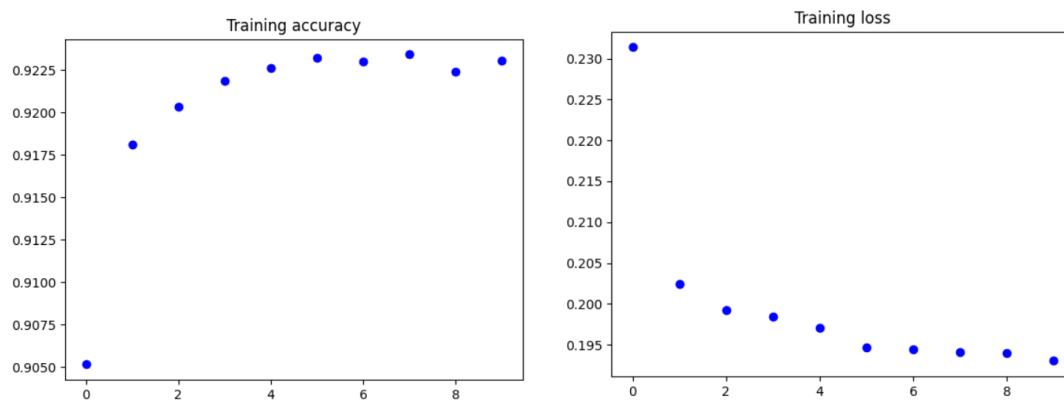


Figura 3.13: Accuracy (a sinistra) e loss (a destra) per la fase di addestramento.

3.4.3 Identificazione degli elettroni

Una volta costruito e addestrato, il modello viene applicato sull'insieme di dati sperimentali in cui si vogliono identificare gli elettroni. In Figura 3.14 è riportato l'istogramma relativo al numero di eventi in funzione della variabile *prediction*, che rappresenta gli elementi dell'array di output del modello: ci si aspetta un valore prossimo a 1 per gli eventi che l'algoritmo identifica come elettroni con alta probabilità, ed un valore prossimo allo 0 per gli eventi per i quali al contrario questa probabilità è molto bassa. Per i pioni, si prevede che *prediction* assuma un valore intermedio tra 0 e 1, in quanto hanno proprietà intermedie tra protoni ed elettroni.

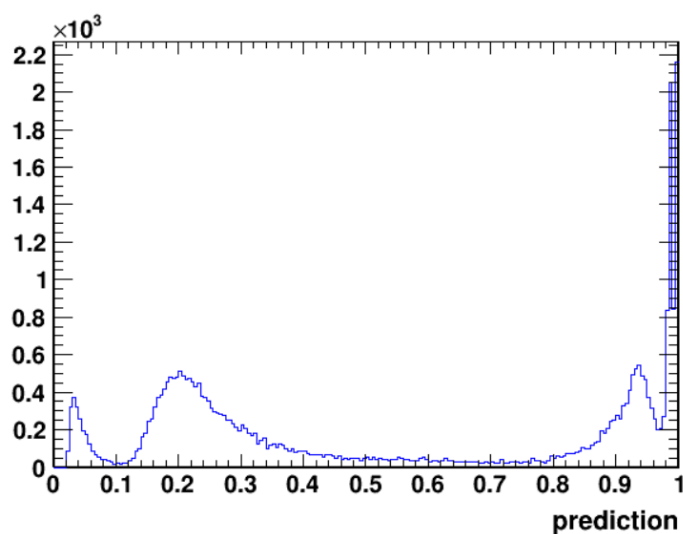


Figura 3.14: *Istogramma del numero di eventi in funzione della variabile prediction.*

In realtà, dall'analisi di tali dati si deduce che il machine learning è in grado di identificare unicamente gli elettroni, ma non riesce a separare i protoni dai pioni.

Infatti, in Figura 3.15 sono riportate le waveform acquisite dal SiPM relative a ognuno dei tre picchi della Figura 3.14. Si osserva che i segnali che appartengono al primo picco sono quelli che corrispondono all'accensione di zero SPAD, cioè relativi a particelle il cui passaggio non è rivelato dal sensore; al secondo picco appartengono i segnali relativi all'accensione di un solo SPAD, dunque gli eventi del fondo (protoni e pioni); il terzo picco invece contiene gli eventi caratterizzati prevalentemente dall'accensione di più di uno SPAD, ossia gli elettroni.

Inoltre, analizzando la distribuzione della somma dei tempi dei due LGAD in funzione della loro differenza (Figura 3.16), si ipotizza che i segnali del primo picco siano relativi a protoni e pioni, in quanto la distribuzione dei punti del grafico a sinistra ha un andamento simile a quello del grafico centrale relativo agli eventi del fondo.

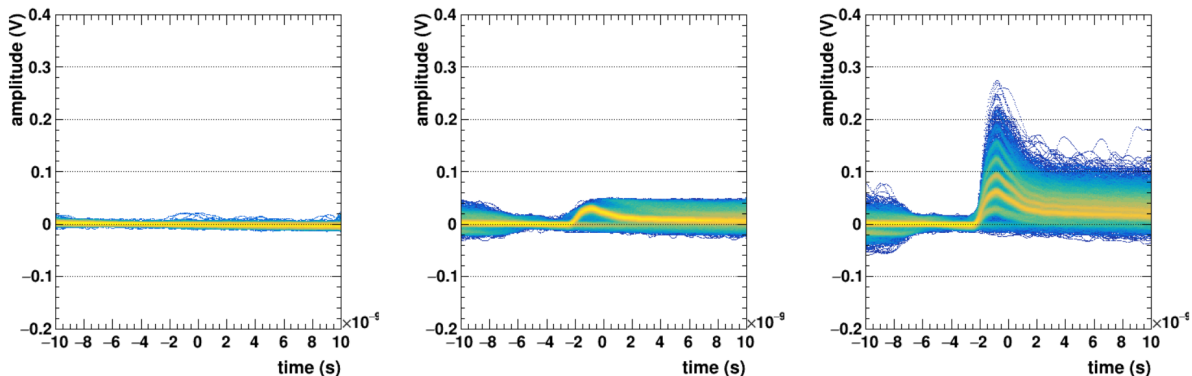


Figura 3.15: Segnali acquisiti dal SiPM WR-3x3-40 con la baseline sottratta degli eventi appartenenti al primo (sinistra), al secondo (centro) e al terzo picco (destra) della Figura 3.14.

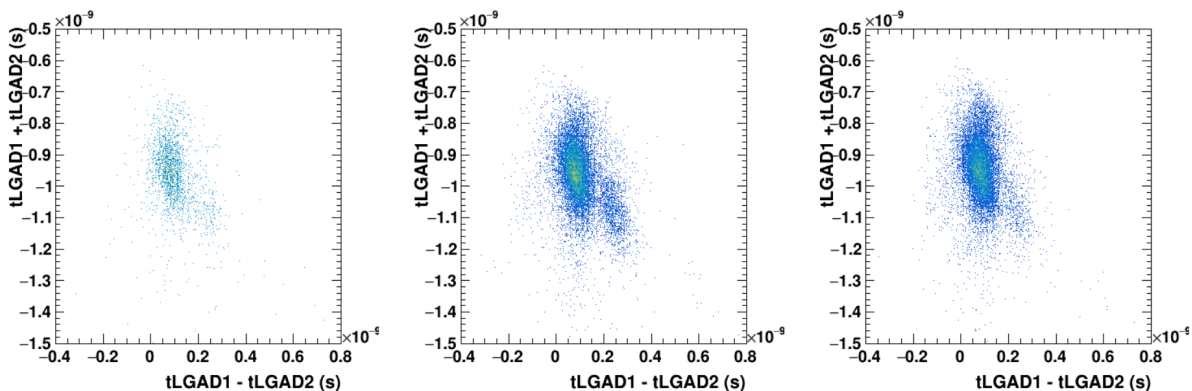


Figura 3.16: Grafico bidimensionale relativo ai tempi di volo degli eventi appartenenti al primo (sinistra), al secondo (centro) e al terzo picco (destra) della Figura 3.14.

La Figura 3.17 mostra l'integrale cumulativo dell'istogramma in Figura 3.14, normalizzato al numero totale di eventi. Questo istogramma è utile per studiare la composizione relativa del fascio: la frazione di elettroni risulta essere del 45% circa, un risultato intermedio tra le previsioni teoriche (22% elettroni) e le misure sperimentali (60% elettroni) a 1.5 GeV/c presentate in Figura 3.4.

Nel proseguo dell'analisi quindi, per la selezione dei soli elettroni utilizzeremo un taglio su questa variabile pari a $prediction > 0.55$.

Tramite tale taglio, è possibile calcolare lo spettro di carica per gli elettroni (Figura 3.18). Inoltre, applicando i tagli rettangolari sui tempi di volo descritti nella sezione 3.2, è possibile distinguere i pioni dai protoni nei segnali di fondo (sia rivelati dal SiPM che

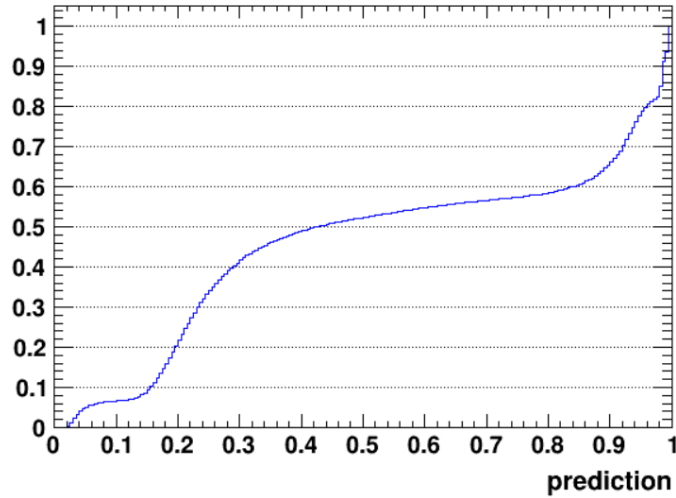


Figura 3.17: *Integrale cumulativo dell'istogramma in Figura 3.14, normalizzato al numero totale di eventi, in funzione di prediction.*

non); i loro spettri di carica sono presentati in Figura 3.19.

Confrontando le Figure 3.18 e 3.10, si osserva che il numero di eventi caratterizzati da un'ampiezza inferiore a 0.05 V nello spettro di carica degli elettroni è molto minore nell'analisi ottenuta con il machine learning. Infatti, in quest'ultimo caso l'efficienza di rivelazione degli elettroni è dell'88%, contro il 60% ottenuto con l'analisi presentata in sezione 3.3.

Inoltre, in Figura 3.19 si può notare che lo spettro di carica dei pioni ha un andamento analogo a quello dei protoni e che tutti gli eventi sono caratterizzati da un'ampiezza del segnale minore di 0.05 V; ciò conferma i risultati ottenuti con il machine learning, in quanto ci si aspetta che né i protoni né i pioni emettano fotoni Cherenkov in aria, dunque che accendano solo uno SPAD. Imponendo un taglio sull'ampiezza del segnale pari a 0.05 V, la contaminazione di pioni nei dati selezionati è quindi pari allo 0%.

La frazione di eventi non rivelati dal SiPM, che coincide con la frazione di eventi appartenenti ai picchi centrati sullo zero degli spettri di carica dei pioni e dei protoni, risulta del 20% circa. Tale valore è compatibile con l'accettanza geometrica del sensore, che presenta un $FF=83\%$.

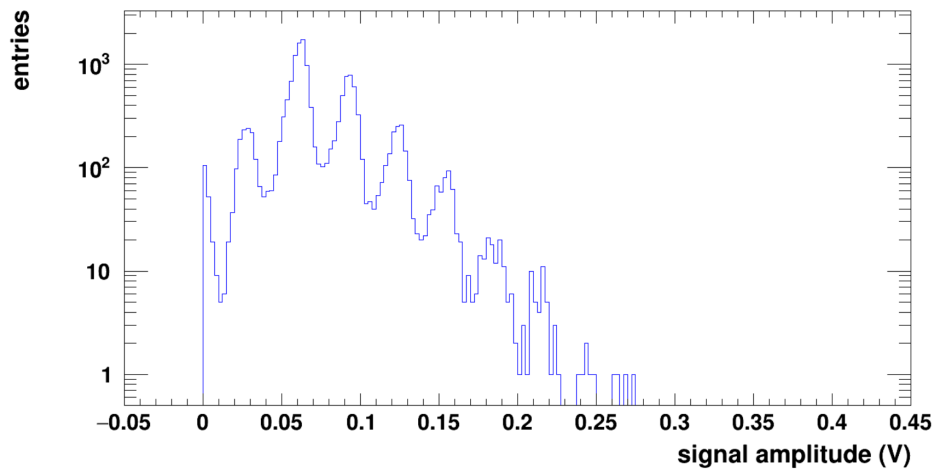
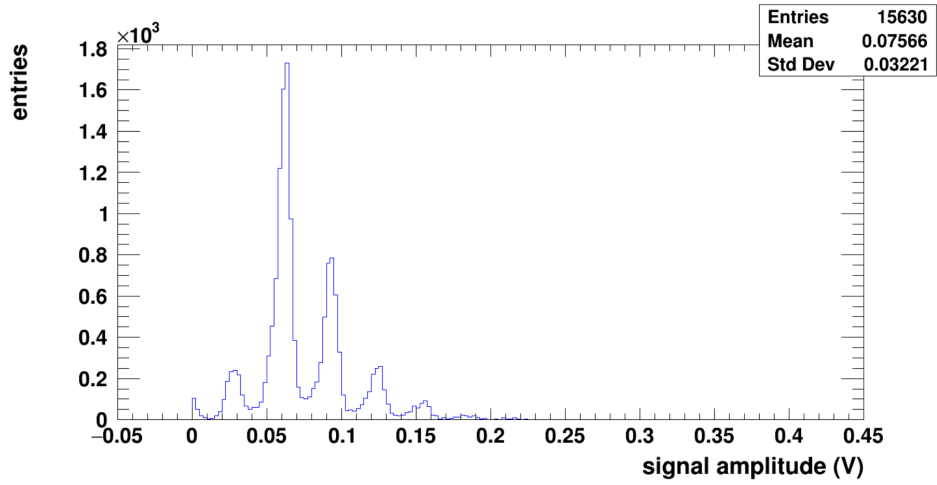


Figura 3.18: *Spettro di carica degli elettroni, in scala lineare (in alto) e in scala logaritmica (in basso).*

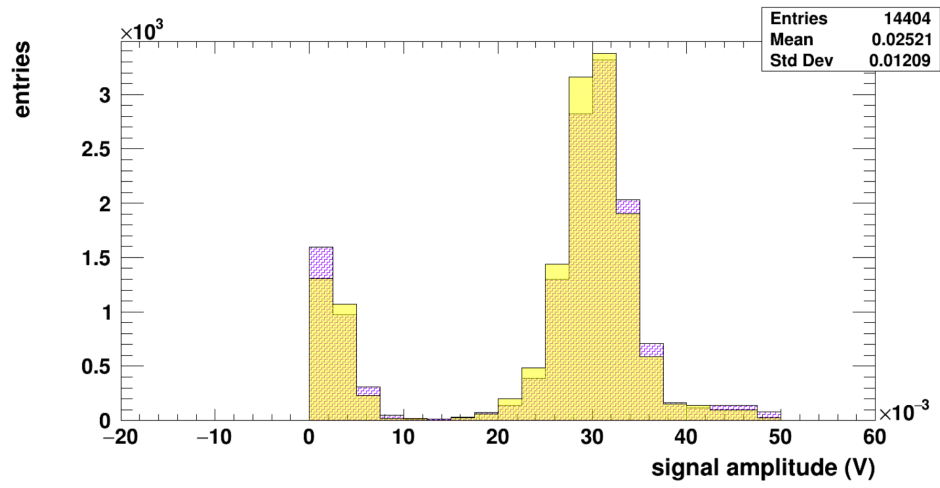


Figura 3.19: *Spettro di carica dei protoni (in giallo) e dei pioni (in viola).*

3.5 Analisi temporale

Dopo aver identificato le particelle dal fascio incidente, si vuole studiare la risposta temporale del SiPM in esame al passaggio degli elettroni. Per la selezione di tali particelle, si farà riferimento ai tagli presentati nella sezione 3.4.3, dal momento che l'efficienza di identificazione ottenuta mediante tecniche di machine learning risulta maggiore; in particolare, sono stati considerati eventi con un valore della variabile di output del ML > 0.55 e con un'ampiezza del segnale $> 0.05V$.

La risoluzione temporale σ_{SiPM} è valutata a partire dalla distribuzione relativa alla differenza tra il tempo di passaggio dell'elettrone nel SiPM misurato sperimentalmente (t_{SiPM}) e il tempo di riferimento t_0 , definito come la media dei tempi di passaggio nei due LGAD. Per il calcolo del tempo t_{SiPM} , a differenza di quanto fatto per gli LGAD in cui si era scelta una soglia pari al 60% del valore di ampiezza massimo del segnale, si è scelto di utilizzare una soglia fissa di 0.01 V ovvero di circa il 50% dell'ampiezza del segnale di una singola SPAD.

Lo spread di tale distribuzione (hTime3 in Figura 3.20 a destra), misurato tramite un fit con una funzione q-gaussiana per tenere conto anche delle code, è legata alla risoluzione temporale del SiPM e a quella del riferimento scelto dalla formula:

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{SiPM}}^2 + \sigma_{\text{ref}}^2, \quad (3.2)$$

dove σ_{ref} è relativa all'istogramma della media dei tempi di passaggio nei due LGAD (hRef in Figura 3.20 a sinistra) la cui larghezza è stata valutata essere, mediante un fit con una funzione q-gaussiana, dell'ordine di 18 ps, compatibile con una risoluzione temporale per i singoli LGAD di circa 30 ps.

La risoluzione cercata risulta dunque:

$$\sigma_{\text{SiPM}} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_{\text{ref}}^2} \simeq 61 \text{ ps}. \quad (3.3)$$

Da notare che sia l'efficienza di selezione degli elettroni che la risoluzione temporale possono essere migliorate aumentando la lunghezza del volume d'aria davanti al SiPM.

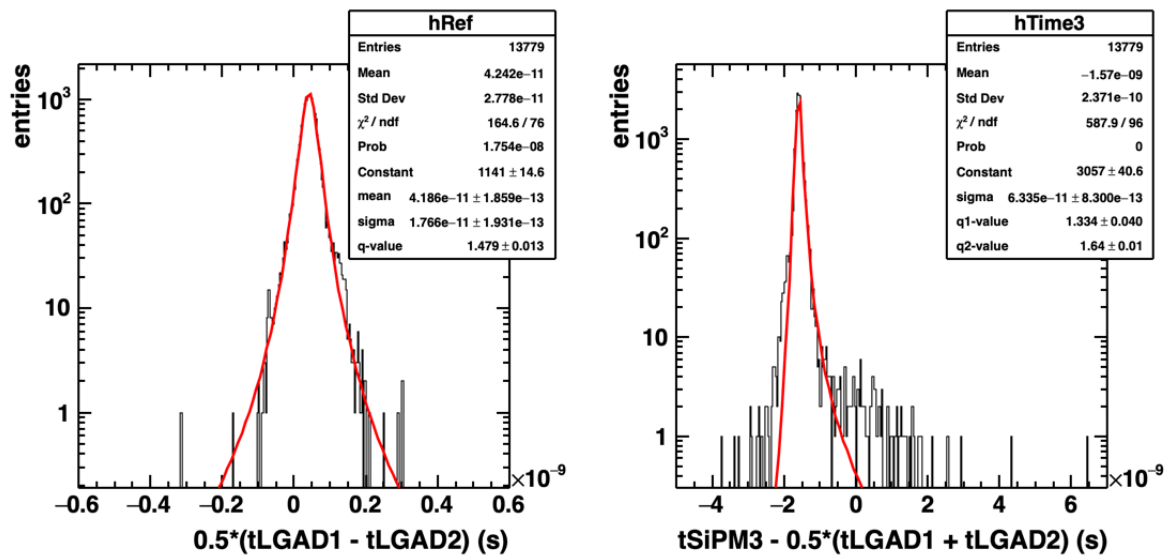


Figura 3.20: Istogrammi relativi a metà della differenza dei tempi di arrivo degli elettroni nei due LGAD (a sinistra) e alla differenza tra il tempo di passaggio degli elettroni nel SiPM e il tempo di riferimento t_0 (a destra).

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata indagata la possibilità di identificare gli elettroni mediante i SiPM, grazie al fatto che tali particelle sono le uniche a produrre effetto Cherenkov in aria a bassi valori di impulso, per via della loro massa ridotta. L'analisi è stata effettuata su un fascio di particelle cariche (elettroni, pioni, protoni) di impulso pari a 1.5 GeV/c alla beam facility PS-T10 del CERN, utilizzando un SiPM di $3 \times 3 \text{ mm}^2$ di area prodotto dalla foundry FBK.

L'idea alla base di questo lavoro richiede che il segnale del SiPM sia diverso nel caso di elettroni rispetto alle altre particelle cariche più pesanti. Per verificarlo, sono stati utilizzati due metodi: nel primo, lo spettro di carica prodotto da particelle cariche più pesanti dell'elettrone è stato ottenuto grazie alla selezione di un campione di dati con solo protoni, ottenuto con il setup sperimentale e mediante la tecnica di tempo di volo; il secondo metodo è basato sull'utilizzo di tecniche di machine learning e reti neurali, implementate mediante il framework TensorFlow e l'API Keras.

Il principale limite del primo approccio consiste nell'indeterminazione sulla reale composizione del fascio, necessaria per la fase di analisi dati. L'ausilio di tecniche di machine learning e reti neurali, invece, ha permesso di separare con maggiore precisione i segnali degli elettroni da quelli del fondo. Infatti, gli elettroni sono stati selezionati con un'efficienza del 60% e una contaminazione del 20% con la prima procedura, mentre la seconda procedura ha riportato un'efficienza dell'88% e una contaminazione dello 0%.

Infine, dopo aver selezionato gli elettroni con il metodo più efficiente, ovvero tramite l'algoritmo di ML, è stato possibile effettuare l'analisi temporale del sensore al passaggio degli elettroni; la risoluzione temporale del SiPM è risultata essere di circa 61 ps. Sia tale risoluzione, sia l'efficienza di identificazione, possono essere migliorate aumentando la lunghezza del volume d'aria davanti al SiPM.

In conclusione, lo studio presentato dimostra come i SiPM possano rappresentare una valida alternativa per l'identificazione degli elettroni negli esperimenti alle alte energie, sia in termini di efficienza sia di risoluzione temporale.

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] ALICE collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08002 (2008) <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>.
- [3] Esperimento ALICE, *Simulazione dell'evoluzione dell'universo* <http://www-alice.gsi.de/fsp201/qgp.html>.
- [4] CERN (2024), *Complex Long-Term Schedule June 2024* <https://lhc-commissioning.web.cern.ch/schedule/images/2024/Complex-Long-Term-June24.png>.
- [5] F. Low, *Bremsstrahlung of very low-energy quanta in elementary particle collisions*, Phys. Rev. 110, 974-977 (1958) <https://doi.org/10.1103/PhysRev.110.974>.
- [6] F. Carnesecchi et al., *Direct detection of charged particles with SiPMs*, Journal of Instrumentation 17(P06007) (2022) <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/06/P06007>.
- [7] B. Sabiu, *Study of the timing response of SiPM in direct detection of charged particles for the TOF System of ALICE 3* [Laurea magistrale], Università di Bologna (2023) <http://amslaurea.unibo.it/28756/>.
- [8] M. Guzzi, *Principi di fisica dei semiconduttori*, Hoepli (2013).
- [9] F. Carnesecchi, *Experimental study of the time resolution for particle detectors based on MRPC, SiPM and UFSD technologies* [tesi di dottorato], Università di Bologna (2018) <http://amsdottorato.unibo.it/id/eprint/8538>.
- [10] H. Spieler, *Semiconductor Detector Systems*, vol. v.12 of Semiconductor Science and Technology, Oxford University Press, Oxford (2005).

- [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] G. Vignola, *Time resolution study of SiPMs as tracker elements for the ALICE 3 timing layer* [Laurea magistrale], University of Bologna (2021) <https://amslaurea.unibo.it/id/eprint/23512>.
- [13] A. Ghassemi, K. Sato, K. Kobayash, *MPPC*, Hamamatsu Literature, Cat. No. KAPD9005E04 (2022).
- [14] 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>.
- [15] 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>.
- [16] F. Carnesecchi 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>
- [17] F. Carnesecchi 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>
- [18] F. Carnesecchi, et al. (in preparation), *Measurements of Efficiency and Response to Radiation for Direct Detection of Charged Particles with SiPMs*, Springer Nature.
- [19] F. Carnesecchi, et al., *Beam test results of 25 μm and 35 μm thick FBK ultra fast silicon detectors*, The European Physical Journal Plus 138(99) (2023). <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-022-03619-1>
- [20] A. Mazzi, et al., *SiPM development at FBK for the barrel timing layer of CMS* (2020). <https://indico.cern.ch/event/813597/contributions/3727862/>
- [21] A. Altamura, et al., *Characterization of Silicon Photomultipliers after proton irradiation up to 10^{14} neq/cm²*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 1040 (October 2022). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.167284>
- [22] A. Altamura, et al., *Radiation damage on sipms for space applications*, NIMA 1045, 167,488 (2023). <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.167488>

- [23] A. Gola, et al., *NUV-Sensitive Silicon Photomultiplier Technologies Developed at Fondazione Bruno Kessler*, *Sensors* 19 (2019). <https://doi.org/10.3390/s19020308>
- [24] S. Gundacker, et al., *On timing-optimized sipms for cherenkov detection to boost low cost time-of-flight pet*, *Physics in Medicine & Biology* 68(16) (2023). <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ace8ee>
- [25] M. A. Nielsen, *Neural Networks and Deep Learning*, Determination Press (2015). <http://neuralnetworksanddeeplearning.com/>
- [26] TensorFlow Developers, *TensorFlow*, Zenodo (2022).
- [27] F. Chollet, *Deep learning with Python*, Simon e Schuster (2021).

Ringraziamenti

Al termine di questo percorso desidero ringraziare il Prof. Andrea Alici per avermi guidato lungo tutta la stesura della tesi, con i suoi preziosi consigli e la sua infinita disponibilità, e per avermi trasmesso un grande interesse nel suo ambito di ricerca.

Grazie alla mia famiglia, in particolare a mamma e papà, per avermi incoraggiato a seguire la strada che desideravo e per avuto fiducia nelle mie capacità.

Grazie a Francesco, per la nostra complicità e per il forte legame che ci unisce.

Grazie ai miei amici di sempre, per aver gioito di ogni mio traguardo e per avermi sostenuto nei momenti di difficoltà. Vi sono grata per esserci sempre, nonostante la distanza e le diverse strade intraprese, e per l'affetto che mi dimostrate ogni giorno. La vostra amicizia è preziosa e porterò sempre con me ogni avventura vissuta insieme.

Grazie agli amici che ho conosciuto in questi tre anni, per aver condiviso con me gioie, ansie e traguardi. Senza di voi il mio percorso non sarebbe stato lo stesso: in ogni momento trascorso insieme mi avete fatto sentire a casa.

Infine, grazie a Lorenzo per l'amore incondizionato, l'immensa pazienza e la costante presenza di questi anni. Hai sempre trovato le parole giuste per incoraggiarmi e sostenermi nei momenti di difficoltà, per spronarmi a credere nelle mie capacità e a inseguire ogni mio sogno; mi hai insegnato ad affrontare ogni sfida con il sorriso e hai portato tanta gioia con ogni tuo piccolo gesto. Questo traguardo è anche il tuo.