

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

**Caratterizzazione e studio della risoluzione
temporale tramite laser di LGAD singoli e
doppi per il TOF del futuro esperimento
ALICE 3 a LHC**

Relatore:

Prof.ssa Gilda Scioli

Presentata da:

Marta Grenno

Correlatore:

Dott.ssa Sofia Strazzi

Anno Accademico 2022/2023

Sommario

Questo lavoro di tesi si svolge nell'ambito del progetto di ricerca e sviluppo per la costruzione del nuovo rivelatore ALICE 3 al Large Hadron Collider (LHC) al CERN. L'obiettivo principale è quello di valutare la risoluzione temporale degli LGAD (Low Gain Avalanche Detector) per comprendere se sono buoni candidati per la costruzione del rivelatore TOF (Time of Flight). In particolare, questo lavoro di tesi è focalizzato allo studio dell'implementazione dell'innovativo concetto di doppio-LGAD, prendendo in considerazione sensori molto sottili. Nello specifico sono stati caratterizzati 4 sensori LGAD di spessore $20\mu m$ e 4 dello spessore di $15\mu m$, tutti montati su schede elettroniche in configurazione doppio-LGAD. Per la valutazione della risoluzione temporale è stato utilizzato un laser per simulare il passaggio della MIP sul sensore. In particolare si è ottenuta una risoluzione temporale di 18 ps per il sensore con spessore di $20\mu m$ e 21.7 ps per il sensore con spessore di $15\mu m$.

Indice

1	L'esperimento ALICE 3	7
1.1	Introduzione alla Fisica del Modello Standard	7
1.2	Quark-Gluon Plasma (QGP)	8
1.2.1	Collisioni tra ioni pesanti	10
1.2.2	Evoluzione del QGP	10
1.2.3	Evidenze sperimentali	11
1.3	L'esperimento ALICE 3	14
1.3.1	LHC	14
1.3.2	Le caratteristiche di ALICE 3	15
1.3.3	Vertex Tracker	16
1.3.4	Outer Tracker	16
1.3.5	Time Of Flight	17
1.3.6	RICH detector	19
1.3.7	Electromagnetic calorimeter (ECal)	20
1.3.8	Muon Identifier	20
1.3.9	Forward Conversion Tracker	20
1.3.10	Magnete	21
2	Rivelatori al silicio	22
2.1	Materiali semiconduttori e drogaggio	22
2.2	Diodo a giunzione	24
2.3	Rivelatore a semiconduttore	26
2.3.1	Rilevatori al Silicio con guadagno	27
2.3.2	Rivelatori al Silicio per le applicazioni di timing	27
2.4	LGAD, Low Gain Avalanche Detector	29
2.4.1	Struttura del LGAD	29
2.4.2	Principali caratteristiche del LGAD	31
2.4.3	Applicazioni del LGAD	33
3	Misure sperimentali su LGAD	35
3.1	Sensori LGAD testati	35
3.2	Caratteristiche IV	36
3.2.1	Apparato sperimentale	37
3.2.2	Analisi dati	39
3.3	Misure di risoluzione temporale	43
3.3.1	Apparato sperimentale	43

3.3.2	Misure e analisi dati	46
3.3.3	Analisi preliminari e principali tagli del segnale	49
3.3.4	Estrazione del guadagno	50
3.3.5	Risoluzioni temporali	53
	Conclusione	57

Elenco delle figure

1.1	<i>Modello standard.</i>	8
1.2	<i>Transizione di fase per la QGP, in funzione della temperatura e del potenziale bariochimico.</i>	9
1.3	<i>Schema delle collisioni tra due ioni pesanti dove vengono messi in evidenza i parametri fondamentali di queste interazioni.</i>	10
1.4	<i>Evoluzione del Quark Gluon Plasma.</i>	11
1.5	<i>Rappresentazione del flusso ellittico.</i>	12
1.6	<i>Fenomeno del Jet Quenching.</i>	13
1.7	<i>Schema di LHC al CERN.</i>	14
1.8	<i>Storia dell'esperimento ALICE.</i>	15
1.9	<i>Possibile Layout di tutti i rivelatori che faranno parte di ALICE 3.</i>	15
1.10	<i>Schema del Vertex detector.</i>	16
1.11	<i>Struttura dell'Outer Tracker.</i>	17
1.12	<i>Specifiche strutturali e tecniche del TOF.</i>	17
1.13	<i>Rappresentazione della tecnologia MAPS del progetto ARCADIA.</i>	18
1.14	<i>Struttura del RICH.</i>	19
1.15	<i>Angolo di Cherenkov in funzione dell'impulso delle particelle.</i>	19
1.16	<i>Specifiche costruttive Ecal.</i>	20
1.17	<i>Struttura del FCT: è messa in evidenza la differente spaziatura tra i dischi che compongono il rivelatore.</i>	21
1.18	<i>Le due possibili soluzioni per l'installazione dei magneti di ALICE 3.</i>	21
2.1	<i>Struttura a bande per isolanti,semiconduttori e conduttori.</i>	23
2.2	<i>Livelli energetici dopo il processo di drogaggio del semiconduttore.</i>	23
2.3	<i>Giunzione P-N, relativo campo elettrico e voltaggio ai capi della giunzione.</i>	24
2.4	<i>Caratteristica IV della giunzione P-N.</i>	25
2.5	<i>Modello per un rivelatore al Silicio a pixel.</i>	26
2.6	<i>Elementi base di un circuito associato al sensore al Silicio per le misure temporali.</i>	28
2.7	<i>Effetto del time walk sulla risoluzione temporale.</i>	29
2.8	<i>Rumore elettronico che causa incertezza temporale nel tempo in cui viene oltrepassata la soglia fissa in voltaggio.</i>	29
2.9	<i>Struttura interna del LGAD.</i>	30
2.10	<i>Formazione del segnale all'interno di un LGAD.</i>	30
2.11	<i>Andamento del campo elettrico attraverso il sensore LGAD.</i>	31
2.12	<i>Risoluzione temporale in funzione dello spessore del sensore.</i>	32
2.13	<i>Risoluzione temporale in funzione della CFD, per diversi guadagni e spessori.</i>	33

2.14	<i>Rappresentazione dell'importanza delle informazioni temporali nella distinzione di eventi con medesimo vertice.</i>	34
3.1	<i>Foto realizzata al microscopio di uno degli LGAD bondato sulla scheda elettronica. Nell'ingrandimento sono ben visibili, la struttura del sensore, formato da un pad centrale e dal guard ring più esterno, tre finestre sulla superficie metallica e i due bonding (fili d'argento) che collegano elettricamente il pad all'amplificatore e il guard ring alla massa.</i>	35
3.2	<i>Schema configurazione doppio LGAD.</i>	36
3.3	<i>In questa foto è possibile vedere il lato frontale della scheda elettronica, dove è stato montato uno dei due sensori LGAD della coppia.</i>	37
3.4	<i>Setup per le misure IV. Il sensore è posizionato dentro la scatola che verrà chiusa e coperta per mantenere il sensore completamente al buio e schermato da un eventuale noise elettronico esterno durante la presa dati. La scheda è alimentata dall'esterno da un alimentatore di alta tensione e il connettore centrale è connesso al picoamperometro per le misure di corrente.</i>	38
3.5	<i>Il grafico in alto mostra le curve I-V per la scheda 1 e quello in basso per la scheda 2 a cui sono connessi i sensori con spessore nominale di 15μm. In entrambi sono presenti le tre curve: due per gli LGAD singoli (verde e rosso) e una per LGAD doppio (blu).</i>	39
3.6	<i>Il grafico in alto mostra le curve I-V per la scheda 3 e quello in basso per la scheda 4 a cui sono attaccati i sensori con spessore di 20μm. In entrambi sono presenti le tre curve: due per gli LGAD singoli (giallo e fucsia) e una per LGAD doppio (blu).</i>	40
3.7	<i>Il grafico in alto mostra il confronto delle curve I-V tra due LGAD singoli con spessori diversi e quello in basso mostra il confronto delle curve I-V tra due LGAD doppi con spessori diversi.)</i>	41
3.8	<i>Estrazione del breakdown con i due tipi di fit parabolico e intersezione delle rette per il sensore W17_15D (20μm).</i>	42
3.9	<i>Setup della presa dati effettuata con il laser. A sinistra: il controller del laser e la testa laser. Al centro in alto: computer con il programma LabView e oscilloscopio. Al centro in basso: alimentatori di bassa e alta tensione. A destra scatola nera in cui è posizionato il sensore sotto test.</i>	43
3.10	<i>Setup laser all'interno della scatola. Si può vedere il sensore inserito sulla scheda che è montata sul movimentatore, sono visibili anche la videocamera ad infrarossi e la fonte laser.</i>	45
3.11	<i>In questa immagine si può vedere la visione della fotocamera sul sensore all'interno della scatola e la formazione della forma tipica del segnale su l'oscilloscopio. Nella parte bassa dell'oscilloscopio si possono vedere alcuni degli strumenti utilizzati per calcolare la carica.</i>	46
3.12	<i>A_segnoale – A_baseline in funzione di vari voltaggi per il sensore W18_18D.</i>	48
3.13	<i>Forma tipica del segnale di un LGAD.</i>	49
3.14	<i>Distribuzione delle ampiezza massime del segnale per il sensore W18_18D e il voltaggio di 130V.</i>	49

3.15	<i>Nella prima immagine si può vedere la sovrapposizione di circa 2000 segnali, nel seconda immagine invece possiamo vedere i medesimi segnali dopo i tagli spiegati in questo paragrafo.</i>	50
3.16	<i>Distribuzione della cariche per il sensore W18_18D e voltaggio di 130V.</i>	50
3.17	<i>Guadagno in funzione del voltaggio.</i>	52
3.18	<i>Fit con q-Gaussian per le distribuzione dei tempi in cui il segnale passa la CFD del 50% per il voltaggio di 145 V; per il sensore con spessore di 15μm (sinistra) e per il sensore con spessore di 20μm (destra).</i>	53
3.19	<i>Risoluzione temporale di W18_15D (15μm) in funzione della CFD per diversi voltaggi(sinistra) e risoluzione temporale di W18_18D (15μm) in funzione della CFD per diversi voltaggi(destra).</i>	53
3.20	<i>Risoluzione temporale di W17_18D (20μm) in funzione della CFD per diversi voltaggi.</i>	54
3.21	<i>Risoluzione temporale di W18_15D (15μm) in funzione del voltaggio per diverse CFD(sinistra) e risoluzione temporale di W18_18D (15μm) in funzione del voltaggio per diverse CFD(destra).</i>	55
3.22	<i>Risoluzione temporale di W17_18D (20μm) in funzione del voltaggio per diverse CFD.</i>	55
3.23	<i>Risoluzione temporale dei tre LGAD in funzione del voltaggio per la miglior CFD.</i>	55
3.24	<i>Risoluzione temporale in funzione della carica.</i>	56
3.25	<i>Risoluzione temporale in funzione della guadagno.</i>	56

Elenco delle tabelle

3.1	<i>LGAD testati.</i>	36
3.2	<i>Voltaggi di breakdown per i sensori testati.</i>	42
3.3	<i>Cariche del sensore W18_18D calcolate con i dati acquisiti con l'oscilloscopio per i voltaggi scelti per l'acquisizione dati.</i>	48
3.4	<i>Cariche e guadagni per i 3 sensori in funzione del voltaggio.</i>	52
3.5	<i>Risoluzioni temporali come funzione del voltaggio applicato, scelte per la miglior CFD per ogni LGAD testato.</i>	54

Capitolo 1

L'esperimento ALICE 3

Nella prima parte di questo capitolo viene fatta un'introduzione alla Fisica del Modello Standard e al Quark-Gluon Plasma. Nella seconda parte si descrive l'apparato sperimentale del futuro esperimento ALICE 3.

1.1 Introduzione alla Fisica del Modello Standard

La teoria del Modello Standard è la miglior teoria per la trattazione della Fisica delle particelle [1], capace di descrivere tre delle quattro interazioni fondamentali: **elettromagnetica**, **forte** e **debole**. La teoria gravitazionale rimane esclusa in quanto non descrivibile con una teoria di campo quantizzato. Le fondamentali matematiche della struttura della teoria del Modello Standard si possono trovare nella **teoria di campo quantizzata (QFT)**, sintesi perfetta tra la teoria della relatività ristretta e la meccanica quantistica. L'idea fondamentale della QFT è l'interpretazione della particella non come corpuscolo ma come quanto discreto che è descrivibile come perturbazione di un campo d'onda associato ad un'interazione. Non vi è quindi più una netta divisione tra l'idea di particella e di campo, l'entità fondamentale per descrivere la materia è il **campo**, i cui quanti associati sono dotati di un momento angolare di spin, una massa e una carica interna.

Le particelle fondamentali descritte ,per ora, del Modello standard si possono dividere in tre categorie: **quark**, **leptoni** e **bosoni**. Quark e leptoni, i costituenti della materia, sono detti **fermioni** perchè dotati di spin semintero ($\frac{1}{2}$) e seguono quindi la statistica di Fermi-Dirac. I quark sono 6 (*up, down, charm, strange, top e bottom*), sono dotati di una carica interna detta carica di colore e interagiscono tra di loro per forza forte. I leptoni sono 6 (*elettrone, muone, tauone, neutrino elettronico, neutrino muonico e neutrino tauonico*), non hanno una carica di colore e sono meno massivi dei quark. Sia i quark sia i leptoni interagiscono elettrodebolmente.

I **bosoni**, che invece hanno spin intero (1) e sono quindi soggetti alla statistica di Bose-Einstein, sono i mediatori delle interazioni fondamentali: il fotone quanto del campo elettromagnetico, il gluone mediatore della forza forte ed infine i tre bosoni W^+ , W^- e Z che mediano l'interazione debole. A questo quadro si aggiunge il Bosone di Higgs, che però è uno scalare (spin=0). L'intero schema del Modello Standard è visibile in figura 1.1.

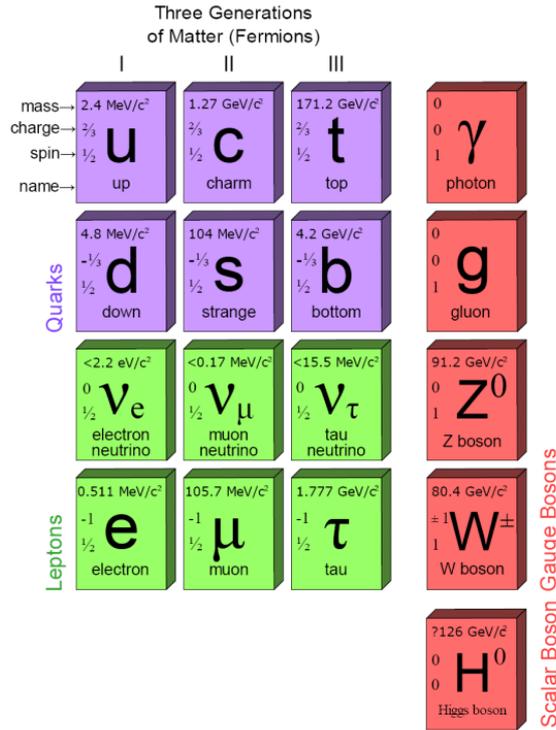


Figura 1.1: *Modello standard.*

1.2 Quark-Gluon Plasma (QGP)

I quark si combinano tra di loro creando gli adroni, stati legati di quark con carica di colore nulla e si possono dividere in due categorie:

- **Mesoni:** particelle formate da combinazioni di quark-antiquark;
- **Barioni:** particelle formate dalla combinazione di tre quark o tre antiquark.

La vita media degli adroni è molto breve circa $\tau = 10^{-22}s$ il che li rende incredibilmente instabili. Il risultato del decadimento di un adrone può essere un adrone stabile (come il protone) oppure un adrone quasi stabile che decade in seguito per interazione elettromagnetica o interazione debole.

Gli adroni sono quindi particelle soggette alla forza forte, che è descrivibile dalla teoria di Gauge denominata **Cromodinamica Quantistica (QCD)** che nasce come analogia alla **QED**, la teoria di campo quantizzato per l'interazione elettromagnetica. La teoria matematica della QCD si basa sulla simmetria del gruppo **SU(3)**. La teoria descrive l'interazione con la predizione dei mediatori, i gluoni, che trasmettono la forza forte tra i quark che hanno un carica di **colore**, che convenzionalmente viene indicata con i colori: rosso, blu e verde. L'interazione forte è associata ad un potenziale che ha la caratteristica di aumentare con la distanza, ciò comporta il fenomeno della **libertà asintotica**: a grandi distanze i quark sono soggetti ad un'interazione a maggior intensità, mentre la forza diminuisce a piccole distanze. Per separare i quark dagli adroni è quindi necessario fornire molta energia. Tuttavia a causa della natura del campo di interazione forte nel quale sono

immersi i quark, anche qualora raggiungessero un'energia sufficiente per abbandonare lo stato legato, la loro energia cinetica verrà trasformata in energia potenziale immagazzinata nel campo, impedendo al quark di separarsi dall'adrone. Questo processo è chiamato **confinamento** dei quark all'interno degli adroni. Quando il valore di energia fornito ai quark per separarli dall'adrone diventa elevato l'energia viene impiegata per la creazione di nuove coppie di quark-antiquark, detti **jet adronici**.

La teoria della QCD prevede una transizione di fase che porta al **deconfinamento** dei quark dai nuclei quando si raggiunge una densità energetica superiore a $1 \frac{GeV}{fm^3}$ e si supera una certa temperatura critica. Si ottiene un nuovo stato della materia detto **Quark-Gluon Plasma (QGP)** [2] dove quark e gluoni sono liberi. Questo nuovo stato della materia si trova all'equilibrio termico e vicino all'equilibrio chimico. La parola plasma sottolinea la presenza di cariche di colore libere. I principali modelli sullo studio della formazione dell'universo validano l'idea che la materia si sia trovata per un intervallo temporale molto breve (circa $10^{-6}s$) in questa forma di plasma a seguito del Big Bang. Possiamo descrivere il sistema della QGP con alcuni parametri chiave come l'energia del sistema, il numero di barioni N_B , la temperatura e il potenziale bariochimico definito come :

$$\mu_B = \frac{dE}{dN_B} \quad (1.1)$$

La transizione di fase avviene ad una temperatura critica che si trova per $\mu_B = 0$ e ha il valore di circa $170 MeV$. In figura 1.2 è possibile osservare il diagramma di fase relativo alle transizioni della QCD in funzione della temperatura T e del potenziale bariochimico, che corrisponde alla quantità di energia che è necessario fornire al sistema per incrementare dell'unità il relativo numero barionico N_B . Dopo la formazione del QGP vi è un'evoluzione del sistema che è descritta nel paragrafo 1.2.2.

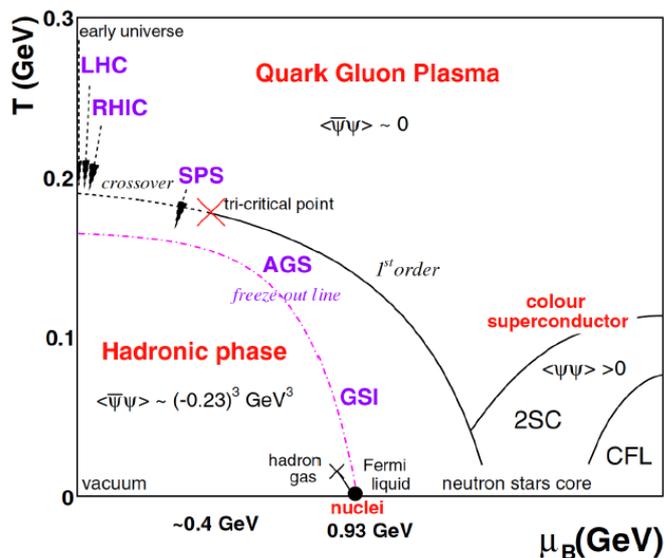


Figura 1.2: Transizione di fase per la QGP, in funzione della temperatura e del potenziale bariochimico.

1.2.1 Collisioni tra ioni pesanti

Per studiare queste condizioni di temperatura e densità energetica necessarie alla formazione del plasma primordiale si utilizzano collisioni tra ioni in regime ultra-relativistico. Infatti nell'istante successivo alla collisione tra ioni si può assistere alla creazione di una zona ad alta temperatura ed alta densità, che possono dare origine al QGP. Considerando la grandezza degli ioni rispetto alla scale di interesse della Fisica delle alte energie, è interessante studiare la geometria di queste collisioni [3], visibili in figura 1.3.

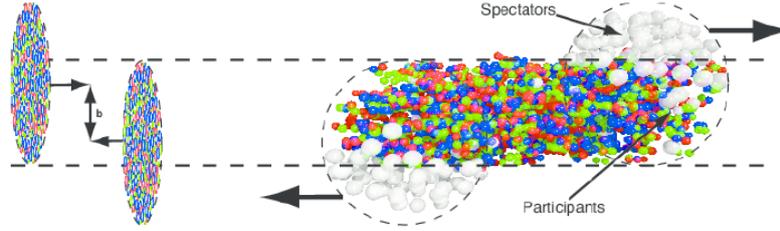


Figura 1.3: Schema delle collisioni tra due ioni pesanti dove vengono messi in evidenza i parametri fondamentali di queste interazioni.

Alcune delle grandezze fisiche rilevanti nella collisione sono:

- Il parametro di impatto \mathbf{b} , ovvero la distanza tra il centro dei nuclei.
- Il numero di nucleoni coinvolti (**partecipanti**) all'interno dei nuclei collidenti, ossia il numero di neutroni e protoni dei due ioni che prendono parte alla collisione; i restanti vengono chiamati **spettatori** e continuano a muoversi nella loro traiettoria quasi imperturbati.

Questi due parametri servono per descrivere la **centralità** che identifica la percentuale di nucleoni coinvolti nella collisione. La centralità si esprime tipicamente come una percentuale della sezione d'urto totale nucleare d'interazione σ .

Un altro osservabile fisico è la **rapidità** definito come :

$$y = \frac{1}{2} \cdot \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad (1.2)$$

dove p_L è la quantità di moto longitudinale e $E = \sqrt{p^2 + m^2}$. Si definisce anche la **pseudovelocità**:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{p + p_L}{p - p_L} = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.3)$$

dove θ è l'angolo polare e p è la quantità di moto.

1.2.2 Evoluzione del QGP

A seguito della collisione tra ioni pesanti, se vi sono le condizioni di temperatura e densità necessarie, si ha la creazione del Quark-Gluon Plasma.

La figura 1.4 mostra l'evoluzione della collisione tra ioni pesanti in caso di formazione del QGP [4]:

- **Termalizzazione:** interazioni elastiche ed inelastiche tra i partoni (quark e gluoni, componenti degli adroni) nel QGP conducono alla fase di termalizzazione. Le interazioni inelastiche possono cambiare la composizione di sapore delle particelle. A causa della pressione interna, il sistema all'equilibrio termico inizia ad espandersi rapidamente.
- **Adronizzazione:** durante l'espansione il sistema si raffredda. Dopo aver raggiunto un valore critico di densità inizia il processo di adronizzazione durante il quale quark e gluoni si condensano in nuovi adroni. Questo processo continua finché l'energia risulta essere troppo bassa per permettere collisioni anelastiche; non vi è più la possibilità del passaggio tra specie chimiche e avviene quindi il **freeze-out chimico**, caratteristico di temperature di circa $150/170\text{MeV}$.
- **Thermal freeze-out:** L'espansione continua grazie agli urti elastici, fino a quando la distanza media tra gli adroni diventa maggiore del raggio d'interazione forte (a circa $T = 120\text{MeV}$), le diffusioni elastiche tra adroni cessano e si conclude la QGP.

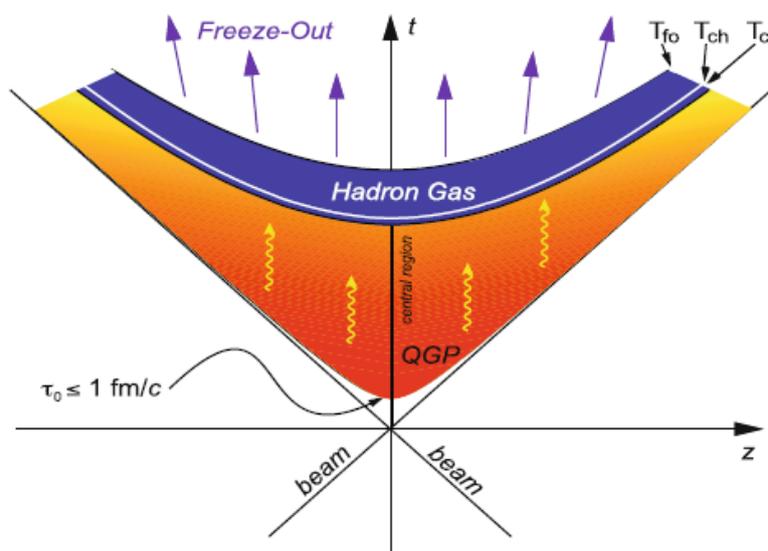


Figura 1.4: *Evoluzione del Quark Gluon Plasma.*

1.2.3 Evidenze sperimentali

Il QGP è uno stato di materia difficile da gestire sperimentalmente, poichè non solo si manifesta sotto particolari condizioni fisiche, ma soprattutto perchè caratterizzato da una brevissima vita media. Lo studio di tale fase è pertanto basato su osservazioni indirette, ossia sui prodotti delle collisioni che si possono dividere in:

- **Soft probes:** segnali prodotti in fasi successive alle collisioni e legati ad interazioni tra quark e gluoni a basso impulso;

- **Hard probes:** segnali prodotti nelle prime fasi delle collisioni per interazioni tra quark e gluoni ad elevato momento.

Descriviamo gli aspetti principali delle soft probes e delle hard probes [5].

Soft Probes

- **Aumento della stranezza:** Nei normali processi di decadimento di nucleoni composti da quark up e down le particelle prodotte sono adroni formati da quark up e down, oppure vi possono essere come prodotti finali elettroni e positroni che hanno una massa inferiore a quella dei quark, ma non vi è la comparsa di quark e antiquark strange che hanno una massa dinamica superiore ai quark up e down. Nei processi di collisione tra ioni pesanti invece si ha la formazione di quark e antiquark strange. Questo può succedere perchè durante la fase di QGP, l'elevata energia della collisione permette di coprire la differenza di massa tra quark up, quark down e quark strange. La formazione di coppie quark strange-antistrange è favorita a causa dell'interazione tra gluoni liberi tramite il processo di annichilamento: questo processo prende il nome di **thermal production**. Grazie alla presenza dei quark strange e antistrange, si ha un aumento della presenza di adroni con stranezza, sia mesoni sia iperoni. La probabilità della formazione di queste particelle, in particolare gli iperoni, aumenta se aumenta il numero di nucleoni coinvolti nella collisione.
- **Flusso ellittico:** Il flusso ellittico descrive l'anisotropia azimutale dell'emissione delle particelle prodotte con collisioni periferiche tra ioni pesanti. Durante una normale collisione centrale gli ioni sono uniformemente distribuiti attorno al punto di impatto e quindi anche le particelle prodotte avranno una distribuzione sferica. Ciò non accade nel caso di collisioni con ioni pesanti che non sono centrali a causa della presenza degli spettatori che non prendono parte alla collisione, in questo caso la distribuzione dei impulsi delle particelle diventa anisotropa ed è descritta da un'ellisse. L'ellisse risulta maggiormente schiacciata se ci discosta sempre di più da una collisione centrale (quindi aumenta il numero di spettatori). L'anisotropia è maggiore durante la formazione del QGP. Si può vedere un'immagine schematica di questo processo in figura 1.5.

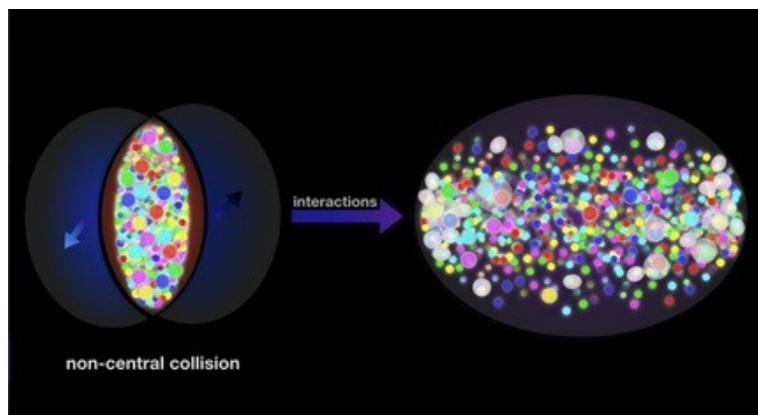


Figura 1.5: *Rappresentazione del flusso ellittico.*

Hard Probes

- **Jet Quenching:** Questo fenomeno accade durante le collisioni di ioni quando vengono prodotti dei getti di particelle ad alto impulso che interagiscono con il QGP perdendo energia per urti inelastici e effetti radiativi. Dall'osservazione dell'interazione dei getti con il QGP è possibile estrarre alcune caratteristiche: infatti i jet si formano in direzioni opposte, ma dato che probabilisticamente l'urto che origina i getti non si trova mai al centro del QGP, uno dei due jet dovrà percorrere un cammino più lungo che comporterà una maggior perdita energetica rispetto alla sua controparte (fig. 1.6). Questa perdita energetica si traduce in **radiazione da frenamento** che costituisce una prova dell'esistenza del QGP.

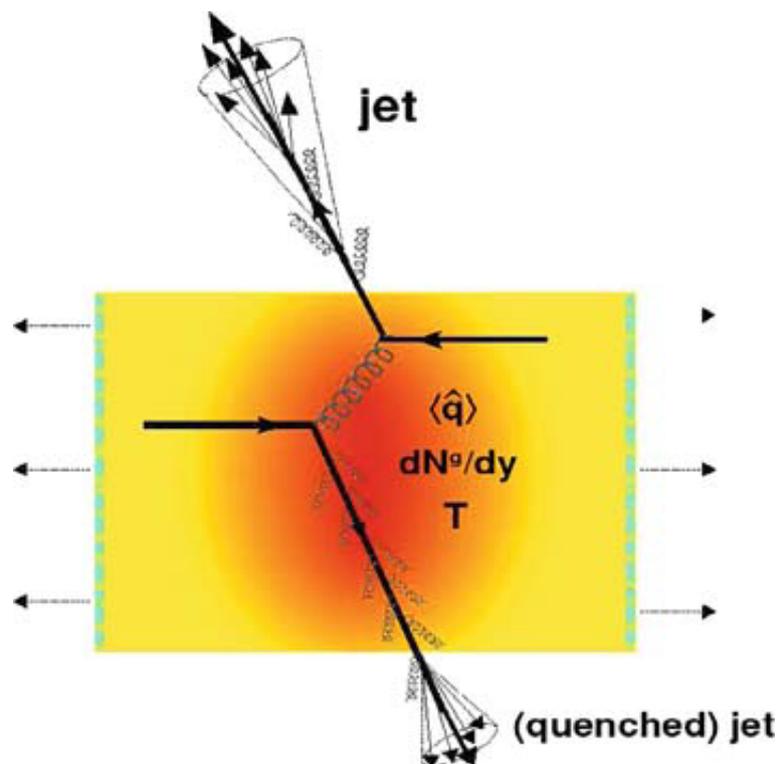


Figura 1.6: Fenomeno del Jet Quenching.

- **Stati quarkonia:** Gli stati di quarkonia sono definiti come stati legati di quark pesanti, ad esempio $J/\psi(c\bar{c})$ e $\Upsilon(b\bar{b})$. Le collisioni Pb-Pb impediscono la produzione di stati legati di quark pesanti, per via della schermatura della forza forte nel QGP. All'interno di quest'ultimo ci sono condizioni di densità energetica e temperature elevate, che portano i quark bottom e charm a distanziarsi oltre il raggio di azione della forza forte. In seguito si ricombinano con quark up, down o strange per formare i mesoni D.

1.3 L'esperimento ALICE 3

1.3.1 LHC

Il **Large Hadron Collider (LHC)** è il più grande acceleratore di particelle costruito al mondo situato al CERN di Ginevra. Si tratta di un acceleratore circolare con una circonferenza di 27 chilometri, nel quale, all'interno di tubi a vuoto, vengono fatti circolare due fasci di particelle in direzioni opposte con velocità ultra-relativistiche; si può vedere uno schema di LHC in figura 1.7. Vi sono quattro esperimenti attualmente attivi, presso i quali vengono fatti collidere i fasci:

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment);
- CMS (Compact Muon Solenoid);
- LHCb (Large Hadron Collider beauty);
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS).

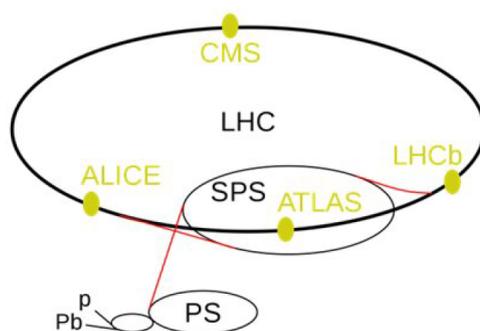


Figura 1.7: *Schema di LHC al CERN.*

ALICE

Lo scopo scientifico è quello di studiare urti tra nuclei di Pb per ottenere la temperatura e la densità di energia al fine di produrre la fase di materia chiamata plasma di quark e gluoni (acronimo inglese QGP), nel quale i quark e i gluoni sono liberi. Il progetto ALICE si propone di portare avanti uno studio ad ampio raggio degli adroni, degli elettroni, dei muoni e dei fotoni prodotti nella collisione dei nuclei pesanti. L'apparato sperimentale ha una lunghezza di $26m$ e un diametro di $16m$, ed è composto di 19 rivelatori, ognuno preposto ad analisi specifiche sulle particelle rivelate. Il rivelatore verrà sostituito nel 2035 dal nuovo rivelatore ALICE 3. In figura 1.8 è possibile vedere un riassunto del presente e del futuro dell'esperimento ALICE.

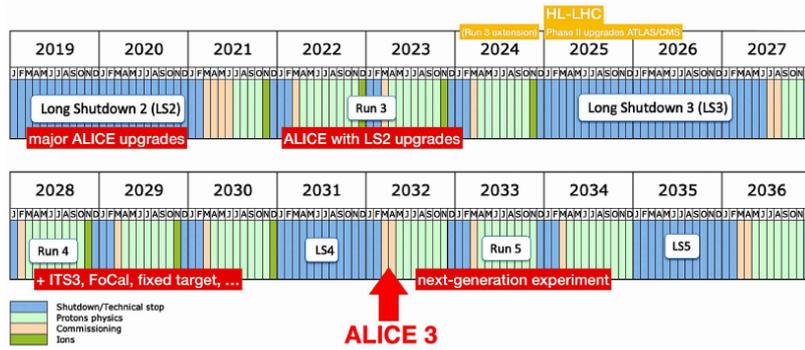


Figura 1.8: Storia dell'esperimento ALICE.

1.3.2 Le caratteristiche di ALICE 3

L'esperimento ALICE 3 [6] [7] che sostituirà l'esperimento ALICE, rappresenta la nuova generazione di rivelatori per lo studio delle collisioni a ioni pesanti. L'esperimento si fonderà sull'utilizzo di **sensori al Silicio ultra-sottili** sia per il tracciamento delle particelle fino a bassi impulsi trasversi con ottima risoluzione spaziale, sia per l'identificazione delle particelle in base al tempo di volo (TOF). Il detector si compone di 11 strati cilindrici e 2×12 dischi perpendicolari al fascio; è diviso nel **Vertex tracker**, parte più interna, che è composto da 3 strati cilindrici e 2×3 dischi e dell'**Outer Tracker**. Una possibile struttura del detector è presente in figura 1.9.

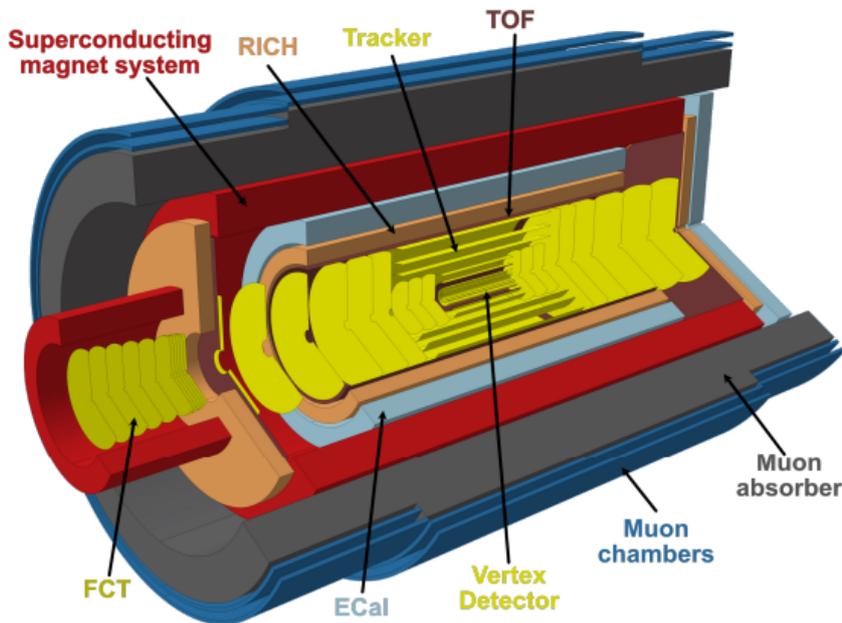


Figura 1.9: Possibile Layout di tutti i rivelatori che faranno parte di ALICE 3.

Gli obiettivi principali di questo nuovo rivelatore sono:

- Gestire la maggior luminosità degli collisioni Pb-Pb e poter fare nuovi collisioni tra Ar-Ar e Kr-Kr.

- Misurare barioni con due o più charm e fotoni con basso impulso.
- Misurare il flusso ellittico di coppie elettrone-positrone.

1.3.3 Vertex Tracker

Il Vertex tracker (figura 1.10) si trova all'interno della beampipe per poter essere allontanato o avvicinato al punto di interazione del fascio. Il sistema del rivelatore è costituito da 4 petali (**iris tracker**) che possono avvicinarsi meccanicamente fino ad ottenere un apertura circolare detto diaframma di 5mm per consentire il passaggio del fascio. L'iris tracker permette inoltre di inserire rivelatori all'interno dei "petali" quindi di poter aver detector molto vicini al punto di collisione: questo ci permette di diminuire l'incertezza sulla misura del vertice primario della collisione e del parametro di impatto. Il rivelatore al suo interno è anche ricoperto di uno strato di titanio-zinco-vanadio capace di assorbire le particelle residue che colpiscono la camera causando un aumento della pressione di vuoto.

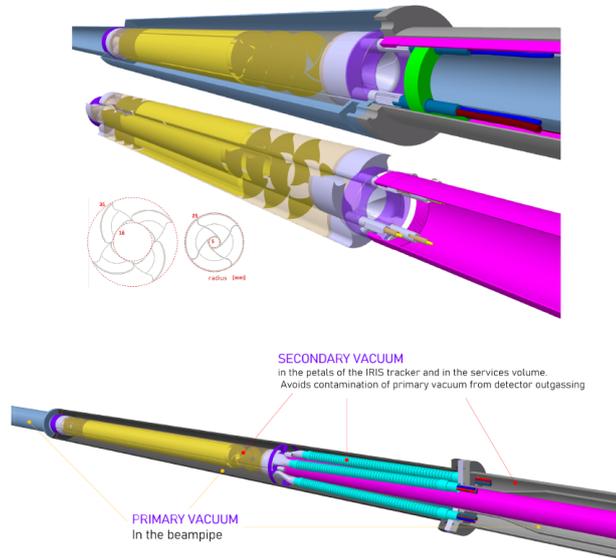


Figura 1.10: *Schema del Vertex detector.*

1.3.4 Outer Tracker

La struttura dell'Outer Tracker (visibile in figura 1.11) si basa su moduli ed elementi strutturali come componenti principali; in ogni modulo diversi sensori sono accoppiati e connessi ad uno strato termico altamente conduttivo. Ogni modulo è singolarmente collegato ad un supporto che fornisce supporto meccanico, allineamento, raffreddamento e collegamento elettrico. L'intera struttura si basa su due elementi chiave: **staves longitudinali** per i moduli nella regione centrale e **dischi piatti** per le due estremità.

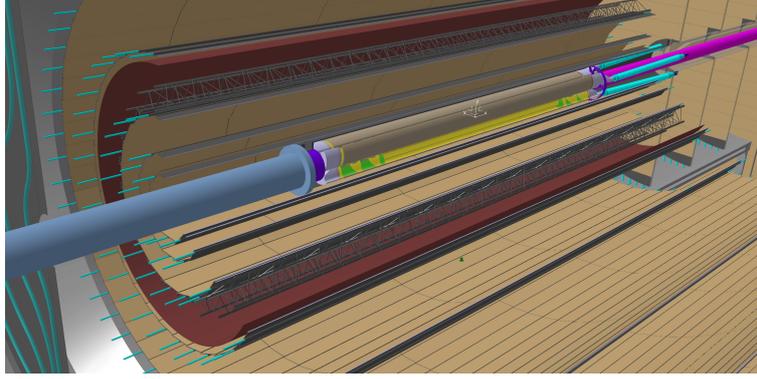


Figura 1.11: *Struttura dell'Outer Tracker.*

1.3.5 Time Of Flight

Il TOF rende possibile l'identificazione di particelle grazie alla misurazione del loro tempo di volo all'interno del rivelatore (questo processo viene analizzato nel dettaglio nel paragrafo 2.4.3). Questo è possibile grazie all'utilizzo di strati di rivelatori al Silicio posti all'interno del TOF. Nella fase di progettazione di ALICE 3 è stata richiesta una risoluzione temporale di 20 ps. La richiesta di 20 ps è necessaria per poter separare pioni ed elettroni con impulso di circa 300MeV , tenendo conto del raggio del detector e del campo magnetico presente all'interno. Il rivelatore è composto da:

- un front-end;
- un sensore;
- un Time-to-Digital-Converter (TDC)
- un sistema di controllo del clock;
- un sistema di readout.

Il detector sarà composto da due parti: Inner TOF e Outer TOF. Le caratteristiche del rivelatore sono visibili nella tabella in figura 1.12.

	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 1.12: *Specifiche strutturali e tecniche del TOF.*

Per la realizzazione di questo detector sono state prese in considerazione diverse tecnologie per i sensori al Silicio:

- **CMOS a svuotamento:** sono sensori che offrono una buona risoluzione temporale e hanno ridotti costi di produzione e di assemblaggio. Purtroppo non hanno ancora raggiunto il limite di risoluzione temporale di 20 ps. Per raggiungere questo obiettivo si stanno studiando CMOS con uno strato di guadagno interno.
- **LGAD (Low Gain Avalanche detectors):** a differenza dei CMOS hanno già raggiunto una risoluzione temporale di 30 ps vicina a quella richiesta per costruire il rivelatore. Hanno però degli alti costi di produzione e di assemblaggio, in quanto il sensore e l'elettronica di read-out devono essere costruiti su due wafer diversi.
- **SPAD (Single Photon Avalanche Diode):** rappresentano un'altra soluzione monolitica; perchè un singolo strato di SPAD non sarebbe sufficiente per la costruzione del rivelatore a causa del dark count (rumore che produce falsi segnali, quando viene conteggiato un fotone senza essere stato realmente rivelato). L'utilizzo di questi sensori sarà da considerarsi nel caso in cui ci fosse un'unione tra TOF e RICH.
- **MAPS:** La recente ricerca sulla tecnologia MAPS si è concentrata sulla costruzione di piccoli pixel e con un basso rumore. Questi sensori sono completamente svuotati. Le prestazioni temporali di questi sensori non hanno ancora superato il target imposto, ma si stanno creando dei nuovi prototipi con uno strato di guadagno interno per migliorare le prestazioni temporali. I progetti più interessanti di ricerca e sviluppo in questo ambito sono i progetti SEED e ARCADIA, di cui è possibile vedere lo schema di un prototipo in figura 1.13

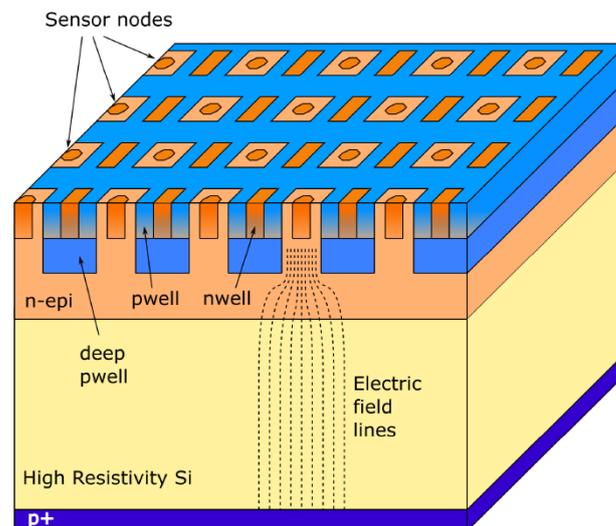


Figura 1.13: *Rappresentazione della tecnologia MAPS del progetto ARCADIA.*

1.3.6 RICH detector

Un rivelatore Cherenkov, come il RICH, potrà essere usato per l'identificazione di particelle con impulso trasverso superiore al limite misurabile dal TOF. Il RICH (Ring-Imaging Cherenkov) sarà installato dopo il rivelatore TOF, con lo scopo di separare e/π con impulso trasverso da 500MeV (limite del TOF) a 2GeV e fino a 10GeV per adroni carichi. Il detector sarà costituito da:

- uno strato di **aereogel**, di spessore 2cm , che verrà utilizzato come radiatore. L'indice di rifrazione di questo materiale determinerà la finestra di p_T in cui il rivelatore potrà effettivamente separare le particelle;
- uno strato di **fotorivelatori** collocato a 20cm dal radiatore e in prossimità del punto di focalizzazione. Si opererà in questo caso per l'utilizzo di SiPM con picco di PDE(Photon Detection Efficiency) del 40%. Si può vedere uno schema di questo rivelatore in figura 1.14.

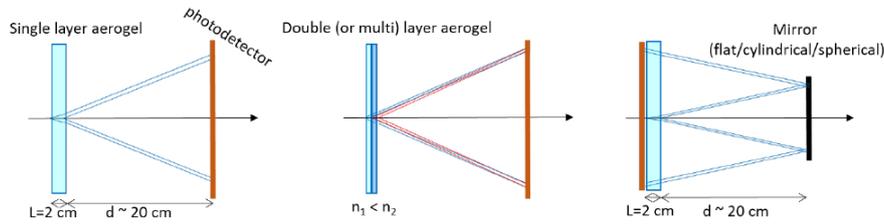


Figura 1.14: *Struttura del RICH.*

Una identificazione delle particelle e delle loro traiettorie è possibile se conosciamo il tempo necessario al singolo fotone per colpire il corrisponde SiPM, se conosciamo questo dato con precisione possiamo ottenere un valore dell'angolo di Cherenkov più preciso. In figura 1.15 è possibile vedere un grafico dell'angolo di Cherenkov in funzione dell'impulso delle particelle.

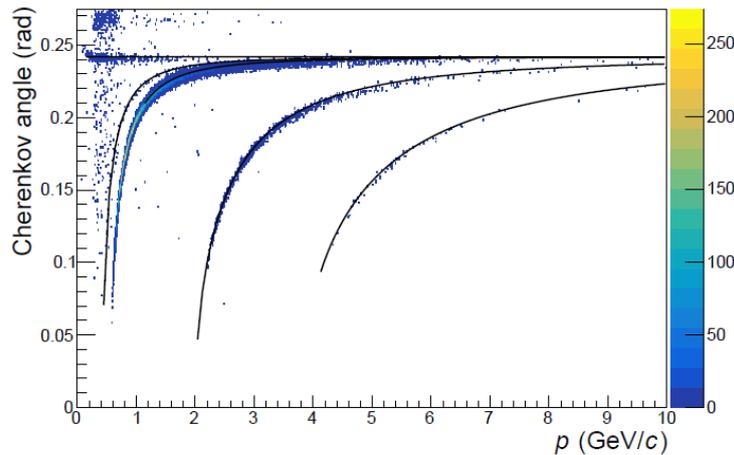


Figura 1.15: *Angolo di Cherenkov in funzione dell'impulso delle particelle.*

1.3.7 Electromagnetic calorimeter (ECal)

Il calorimetro elettromagnetico (Ecal) è progettato in maniera da coprire tutta la regione centrale del cilindro, nel range di pseudorapidità $-1.6 < \eta < 4$. Una parte del cilindro verrà ricoperta con cristalli di $PbWO_4$ e verranno utilizzati SiPM per la rivelazione di fotoni diretti e χ_C . La restante parte del rivelatore sarà composta da un'alternanza di scintillatori e assorbitori al piombo. Le specifiche costruttive del rivelatore sono riportate in figura 1.16.

ECal module	Barrel sampling	Endcap sampling	Barrel high-precision
acceptance	$\Delta\phi = 2\pi,$ $ \eta < 1.5$	$\Delta\phi = 2\pi,$ $1.5 < \eta < 4$	$\Delta\phi = 2\pi,$ $ \eta < 0.33$
geometry	$R_{in} = 1.15$ m, $ z < 2.7$ m	$0.16 < R < 1.8$ m, $z = 4.35$ m	$R_{in} = 1.15$ m, $ z < 0.64$ m
technology	sampling Pb + scint.	sampling Pb + scint.	PbWO ₄ crystals
cell size	30×30 mm ²	40×40 mm ²	22×22 mm ²
no. of channels	30 000	6 000	20 000
energy range	$0.1 < E < 100$ GeV	$0.1 < E < 250$ GeV	$0.01 < E < 100$ GeV

Figura 1.16: *Specifiche costruttive Ecal.*

1.3.8 Muon Identifier

L'obiettivo principale è quello di identificare gli stati di quarkonia ,in particolare dei quark charm, fino ad impulsi trasversi di $p_T = 0$, che decadono in $\mu^+ \mu^-$. Questo rivelatore verrà installato al di fuori del sistema di magneti per poter tracciare le particelle che sono riuscite a superare l'Adron Absorber. Per la costruzione del rivelatore sono prese in considerazione l'utilizzo di RPCs (Resistive Plate Chambers), oppure l'utilizzo di scintillatori accoppiati con SiPM.

1.3.9 Forward Conversion Tracker

L'obiettivo del Forward Conversion Tracker (FCT) è di misurare i fotoni con momento trasverso di circa $2MeV$, che sono accessibili grazie al boost di Lorentz nella direzione parallela al fascio, ottenendo fotoni paralleli con $E_\gamma = 50MeV$ e $\eta = 4$. I fotoni vengono quindi misurati quando sono già convertiti in una coppia e^\pm . Per avere una sufficiente risoluzione nella misurazione di p_T di e^\pm è necessario un campo magnetico perpendicolare alla direzione di volo dei fotoni. Si sono fatte alcune simulazione sulla posizione del detector con un campo di $0.3T$ ma l'esatta posizione del detector dipenderà dal progetto finale del sistema di magneti.

Il detector è formato da 9 dischi di Silicio montati intorno alla beampipe nell'intervallo di pseudovelocità $3 < \eta < 5$ a differenti spaziature tra di loro come è mostrato in figura 1.17 . Questo perché gli elettroni a basso impulso trasverso immersi in un campo trasverso di $0.3T$ compiono traiettorie curve di raggio intorno ai 10 cm, quindi basterebbe una distanza tra i dischi di 2 cm, tuttavia per misurare anche elettroni ad alto impulso si necessita di dischi più spaziati tra di loro.

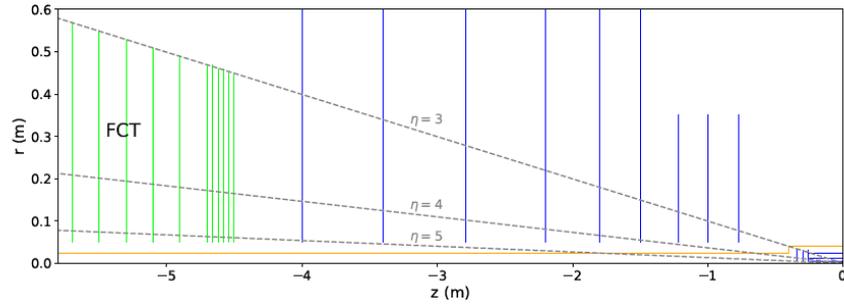


Figura 1.17: *Struttura del FCT: è messa in evidenza la differente spaziatura tra i dischi che compongono il rivelatore.*

1.3.10 Magnete

Il rivelatore ALICE è installato all'interno della caverna che ospitava l'esperimento L3 durante la fase di presa dati di LEP. Il magnete L3, già presente nella caverna, è stato utilizzato come magnete, con il suo campo solenoidale di $0.5T$, per l'esperimento ALICE. In aggiunta a questo primo magnete, la collaborazione ALICE ha installato un dipolo magnetico che crea un flusso magnetico di $4Tm$. Durante la fase di costruzione di ALICE 3, il detector e il dipolo magnetico verranno tolti e nella caverna rimarrà solamente il magnete L3. Ci sono due possibili configurazioni per l'installazione di nuovi magneti superconduttori:

- Una bobina solenoidale di 7.5 m;
- Una bobina solenoidale di 2 m e un dipolo magnetico su entrambi i lati.

Si possono vedere le due opzioni di installazione di magneti superconduttori in figura 1.18.

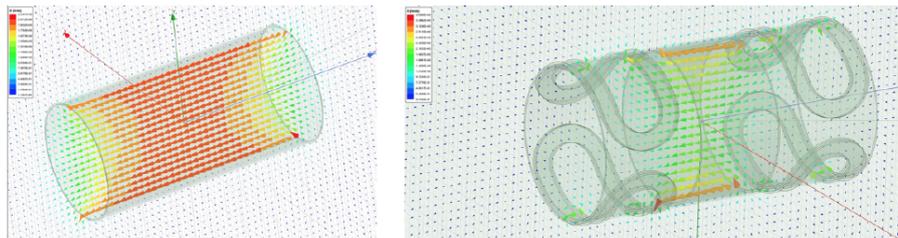


Figura 1.18: *Le due possibili soluzioni per l'installazione dei magneti di ALICE 3.*

Capitolo 2

Rivelatori al silicio

In questo capitolo viene fatta un'introduzione dei rivelatori al silicio, con particolare attenzione per le loro applicazioni di timing. Vengono poi descritti la struttura, il funzionamento e le principali caratteristiche dei Low Gain Avalanche Diode (LGAD).

2.1 Materiali semiconduttori e drogaggio

I materiali possono essere divisi, sulla base delle loro proprietà elettriche, in gruppi diversi: **metalli, isolanti e semiconduttori**. Queste proprietà hanno origine dalla loro struttura a bande, più specificatamente dall'energia di gap che divide la **banda di valenza** e la **banda di conduzione** (fig. 2.1). Nel caso degli isolanti l'energia di gap di qualche elettronvolt impedisce la promozione di elettroni dallo stato di valenza allo stato di conduzione. Per i metalli invece è sempre possibile la conduzione come moto di elettroni. Nel caso di un semiconduttore invece a temperatura ambiente l'energia di gap è troppo grande per permettere il passaggio di un elettrone dalla banda di valenza alla banda di conduzione, quindi il materiale si comporta come un isolante. All'aumentare della temperatura, gli elettroni acquisiscono energia maggiore dell'energia di gap, portandosi nella banda di conduzione: questi elettroni sono liberi e possono muoversi sotto l'influenza di un campo elettrico. Il materiale è passato da essere isolante ad essere leggermente conduttivo. Nei semiconduttori anche la mancanza di elettroni, la **lacuna**, può condurre, diventando un portatore di carica. Uno dei semiconduttori più utilizzati è il **Silicio** che ha un energia di gap di circa 1.1 eV.

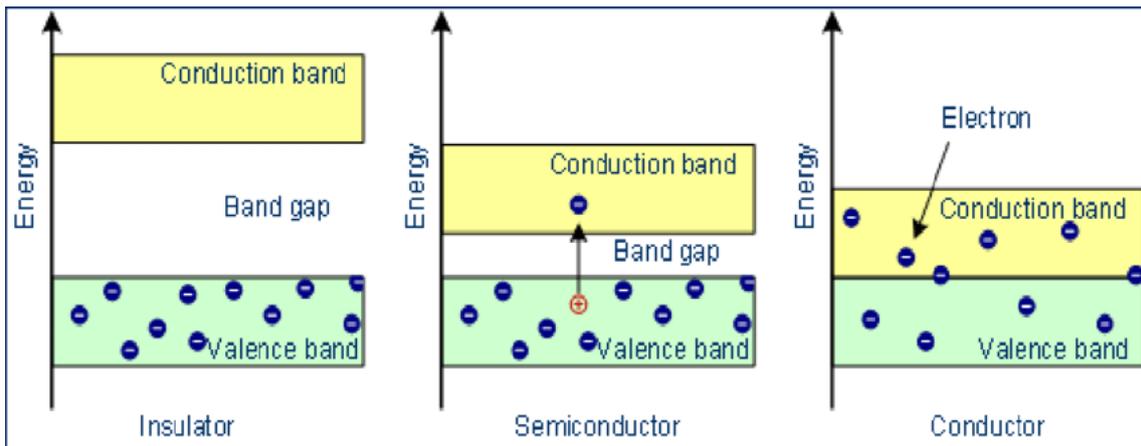


Figura 2.1: *Struttura a bande per isolanti, semiconduttori e conduttori.*

Semiconduttori intrinseci e drogaggio

Un semiconduttore può essere intrinseco oppure estrinseco, ciò dipende dalla presenza nella struttura cristallina di impurità, cioè atomi differenti da quelli del cristallo. In particolare nei semiconduttori intrinseci il materiale è puro, cioè costruito solamente da atomi dello stesso tipo oppure le impurità sono ridotte e non influiscono sul comportamento del materiale. Nei semiconduttori estrinseci invece sono introdotte impurità tramite il processo di **drogaggio**. I due tipi di drogaggio sono:

- **Drogaggio di tipo n** vengono introdotti atomi pentavalenti, si forma un nuovo livello energetico al di sotto della banda di conduzione e l'impurità viene detta **donatore**; in questo caso vi sarà un eccesso di elettroni, vedi fig. 2.2.
- **Drogaggio di tipo p** vengono introdotti atomi trivalenti si forma un livello energetico vicino alla banda di valenza e l'impurità prende il nome di **accettore**; in questo caso vi è un eccesso di lacune, vedi fig. 2.2.

Il portatore la cui concentrazione è maggiore nel materiale viene detto **maggioritario**. Valori tipici di drogaggio per rivelatori al Silicio variano da $10^{12} \frac{\text{atomi}}{\text{cm}^3}$ fino a $10^{18} \frac{\text{atomi}}{\text{cm}^3}$ nell'elettronica CMOS.

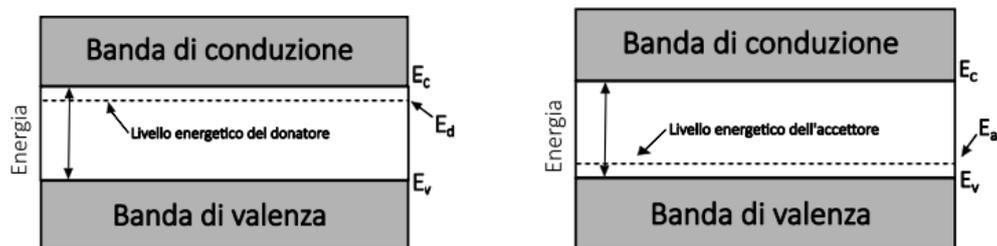


Figura 2.2: *Livelli energetici dopo il processo di drogaggio del semiconduttore.*

La corrente elettrica nei semiconduttori è il risultato del flusso di elettroni e lacune e può essere dovuta all'azione di un campo elettrico in questo caso si origina una **corrente**

di deriva oppure se è presente un gradiente di concentrazione di portatori di carica ha origine una corrente detta di **diffusione**.

2.2 Diodo a giunzione

Una giunzione P-N si ottiene quando una regione di Silicio di tipo p è affiancata ad un'altra di tipo di n. Gli elettroni della zona di tipo n si muovono per diffusione verso la zona p, dove sono presenti più lacune, mentre queste si muovono verso la parte n. Gli elettroni nella ragione p e le lacune nella regione n si ricombinano rispettivamente con le lacune e gli elettroni che sono i portatori maggioritari di queste regioni. Si forma così nei pressi della giunzione una regione detta **regione di svuotamento (depletion region)**, dove rimangono solo gli ioni positivi degli atomi donatori e gli ioni negativi degli atomi accettori, queste cariche scoperte danno luogo ad un campo elettrostatico E che si oppone al moto di diffusione. Il campo elettrico, all'equilibrio, crea un potenziale ai capi della giunzione detto **potenziale di contatto** (fig.2.3).

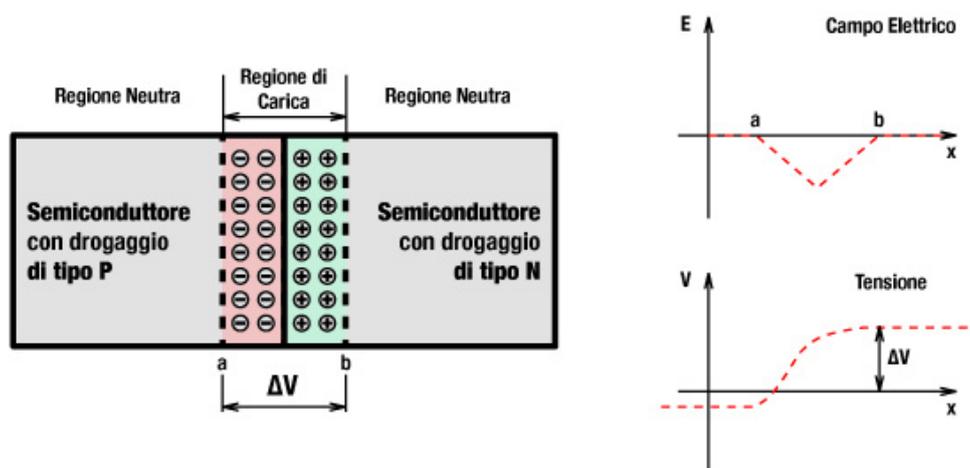


Figura 2.3: Giunzione P-N, relativo campo elettrico e voltaggio ai capi della giunzione.

Una giunzione viene polarizzata quando si applica una differenza di potenziale ai suoi capi:

- **Polarizzazione diretta** quando si applica un potenziale positivo al lato p e negativo al lato n ($V > 0$) abbassando così la barriera di potenziale del diodo. In questo caso le lacune nel lato p e gli elettroni del lato n vengono spinti verso il centro della giunzione e si riduce la larghezza della *depletion region*.
- **Polarizzazione inversa** quando si applica un potenziale inferiore nella regione p rispetto a quello che viene applicato alla regione n ($V < 0$) producendo in questo caso un innalzamento della barriera di potenziale. I portatori si allontanano quindi dalla giunzione e questo comporta un allargamento della *depletion region*.

Studiando il comportamento di una giunzione nel caso di polarizzazione diretta e inversa si ottiene la caratteristica che descrive l'andamento della corrente in funzione della tensione applicata, come mostrato nella figura 2.4. L'andamento della corrente in funzione della tensione è descritto dall'equazione di Shockley (equazione del diodo ideale):

$$I = I_0(e^{\frac{V}{V_T}} - 1) \quad (2.1)$$

Dove I_0 è la **corrente di saturazione inversa**, la corrente creata dai portatori minoritari all'interno della giunzione, η è una costante detta **parametro di idealità** e V_T è la **tensione termica**.

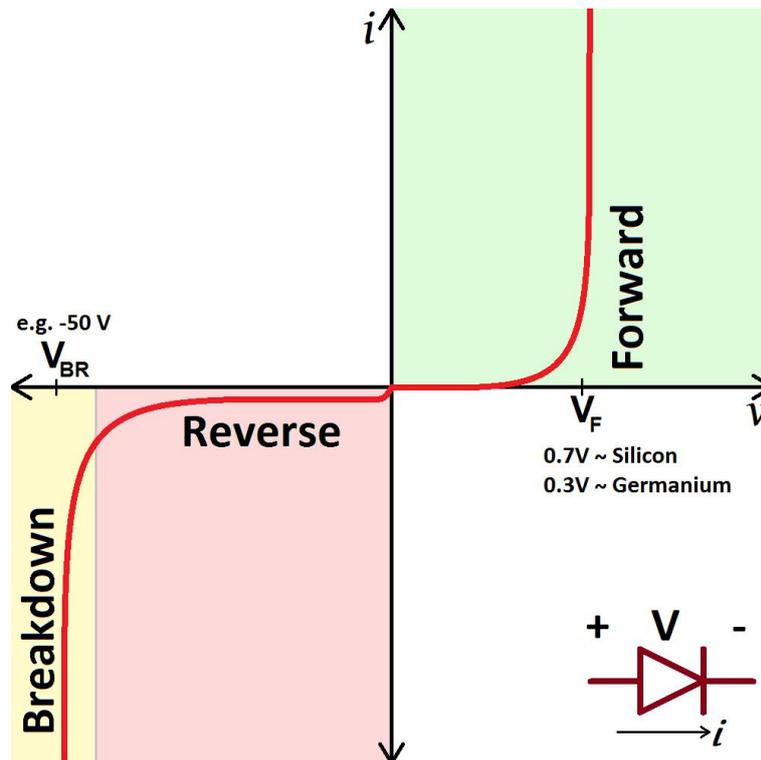


Figura 2.4: Caratteristica IV della giunzione P-N.

La zona di breakdown non è descritta dalla legge del diodo. Quando il diodo supera la tensione di breakdown si ha un aumento in valore assoluto della corrente; alla base di questo processo ci sono due fenomeni fisici:

- **Effetto Valanga:** la moltiplicazione a valanga si verifica quando in seguito all'applicazione di una tensione inversa molto forte, i portatori minoritari, accelerati dal campo elettrico, acquisiscono energia cinetica sufficiente a rompere i legami covalenti del semiconduttore presenti nella regione di svuotamento e creare nuove coppie elettrone-lacuna, le quali a loro volta concorreranno a creare un effetto a catena che porterà la corrente del diodo a crescere esponenzialmente.
- **Effetto Zener:** il campo elettrico nella depletion region ha un'intensità tale da rompere i legami covalenti che legano gli atomi del semiconduttore, portando alla generazione di un'enorme quantità di coppie elettrone-lacuna, che migreranno verso

l'elettrodo con carica opposta, dando origine ad un grande aumento di corrente. Si tratta di un fenomeno tipico di materiali fortemente drogati.

2.3 Rivelatore a semiconduttore

Un **rivelatore a semiconduttore** [8], prodotto solitamente con il Germanio o il Silicio, è utilizzato per la rivelazione di fotoni o particelle cariche. Solitamente la struttura del rivelatore al Silicio è più complessa di quella di un semplice diodo: ed esempio la giunzione si può creare tra uno strato ad alto drogaggio p^+ ed un substrato drogato di tipo n. Un ulteriore strato n^+ sottostante allo strato n permette il contatto elettrico per la polarizzazione del dispositivo. Quando si applica una **polarizzazione inversa** abbastanza elevata, la regione di svuotamento si allarga, come abbiamo visto per il diodo, e si estenderà su tutta la regione del substrato, che diventa la regione attiva per la rivelazione di particelle. Per questo motivo i rivelatori al Silicio vengono utilizzati in polarizzazione inversa.

Si consideri una porzione di semiconduttore con il suo campo elettrico sul quale incide una particella con una certa energia; nell'attraversare il cristallo questa cederà agli elettroni che incontra nel suo percorso una certa quantità di energia facendoli passare nella banda di conduzione. Si formeranno dunque un certo numero di **coppie elettrone-lacuna** che, sotto l'azione del campo elettrico, genereranno una corrente misurabile, che crea di conseguenza una differenza di potenziale nei due elettrodi. Il segnale in un rivelatore di questo tipo è descrivibile con il **teorema di Shockley-Ramo**.

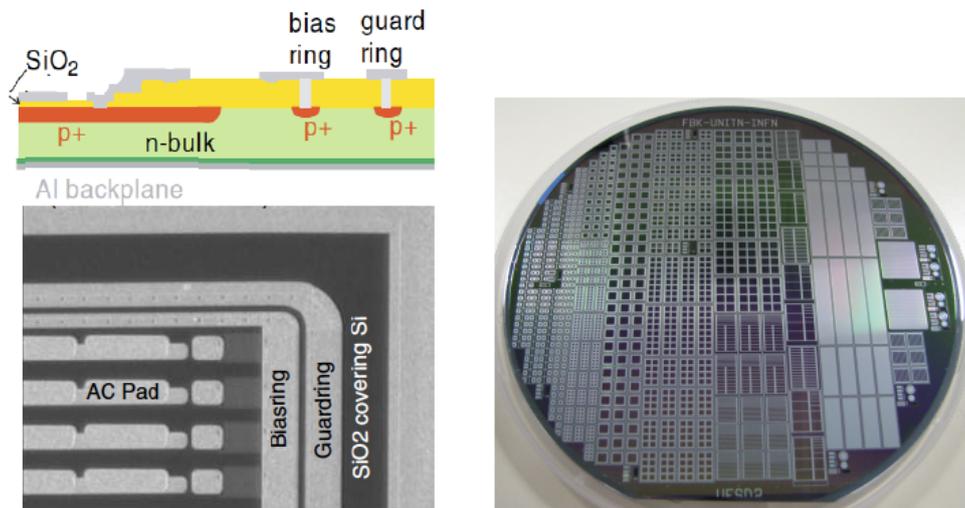


Figura 2.5: *Modello per un rivelatore al Silicio a pixel.*

Un aspetto fondamentale di un rivelatore al Silicio è la **passivazione**, realizzata utilizzando l'ossido di Silicio, un materiale stabile che isola il Silicio. Per evitare che il Silicio ossidi a contatto con l'ossigeno, si utilizza tale ossido per ricoprire la superficie; questo processo evita anche la formazione di difetti superficiali. Il medesimo materiale viene inserito tra il Silicio e gli elettrodi in alluminio per evitare eventuali correnti parassite.

Altri due componenti visibili anche in figura 2.5 sono: **Bias ring** al quali viene applicata la tensione necessaria alla polarizzazione del sensore e il **Guard ring** anello disposto esternamente rispetto al **bias ring** per stabilizzare il campo elettrico e proteggere i pixel vicini da interferenze reciproche.

Se i sensori vengono utilizzati con i fotoni, come nel caso di questo lavoro di tesi, i sensori sono sensibili a lunghezze d'onda comprese tra 150 nm e 1100 nm.

2.3.1 Rilevatori al Silicio con guadagno

Il guadagno in un dispositivo a semiconduttore è dato dalla moltiplicazione delle cariche tramite un processo che prende il nome di **ionizzazione da impatto**. Questo processo moltiplicativo avviene in particolari regioni del sensore, dove sono presenti campi elettrici intensi che accelerano le particelle cariche generate, fino a raggiungere un'energia superiore all'energia di gap del semiconduttore: l'energia acquistata può così essere sufficiente a creare coppie elettrone-lacuna nelle collisioni della carica con il reticolo. In alcuni casi il campo elettrico è generato dall'inserimento di un ulteriore strato di semiconduttore drogato che a contatto con uno dei due elettrodi dà origine ad un giunzione capace quindi di creare un forte campo elettrico. L'andamento della produzione di coppie all'interno del processo di ionizzazione ad impatto è di tipo esponenziale e segue la legge:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{\alpha x} \quad (2.2)$$

dove N_0 è il numero iniziale di coppie e α è il **coefficiente di ionizzazione**. Possiamo quindi calcolare il guadagno come:

$$G = \frac{N(x)}{N_0} = e^{\alpha d} \quad (2.3)$$

Con d spessore della zona di moltiplicazione. Due rivelatori tipici che sfruttano questi processi di guadagno interni sono gli **APD (Avalanche PhotoDiode)** e i **SiPM (Silicon PhotoMultiplier)**.

2.3.2 Rivelatori al Silicio per le applicazioni di timing

La ricerca e lo sviluppo nella scienza della rivelazione al Silicio hanno portato questi sensori ad essere perfetti candidati per le misure temporali nell'ambito della fisica delle alte energie, grazie all'ottima risoluzione temporale raggiunta da alcuni di questi dispositivi. In figura 2.6 è mostrato lo schema elettrico per la misura temporale di un segnale prodotto da un sensore [9].

Considerato il processo di misura, l'incertezza associata alla misura temporale può essere scritta come somma quadratica di termini tra loro indipendenti come suggerisce la teoria della **propagazione degli errori**. La risoluzione temporale può essere espressa come:

$$\sigma_t^2 = \sigma_{TDC}^2 + \sigma_{current}^2 + \sigma_{TimeWalk}^2 + \sigma_J^2 \quad (2.4)$$

I vari contributi dipendono da:

- **TDC (Time to Digital Converter)** che fornisce la digitalizzazione della misura temporale. In particolare il ritardo tra l'inizio e la fine del segnale è dato dal numero

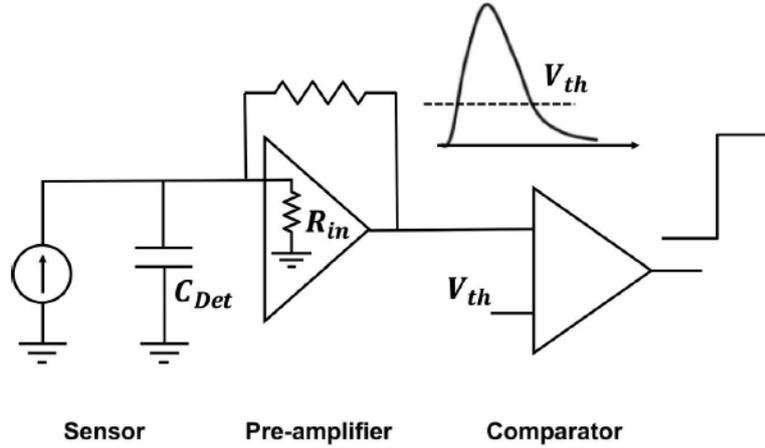


Figura 2.6: Elementi base di un circuito associato al sensore al Silicio per le misure temporali.

n di cicli di clock (ognuno con una durata Δt) tra due conteggi di cicli di clock interni: $n\Delta t$. Poichè n è un numero intero la risoluzione temporale relativa al TDC è:

$$\sigma_{TDC} = \frac{\Delta t}{\sqrt{12}} \quad (2.5)$$

Questo termine è spesso trascurabile.

- **Current:** Il termine della corrente dipende da due valori:

$$\sigma_{current}^2 = \sigma_{Landaunoise}^2 + \sigma_{Distortion}^2 \quad (2.6)$$

Il primo termine dipende dalla natura statistica dalla perdita di energia e dal numero delle coppie prodotte dall'interazione radiazione-materia e il secondo termine dipende dalla non uniformità del campo elettrico, pesato come descritto dal teorema di Schokley-Ramo.

- **Time Walk:** Questo contributo è legato alla conversione dei segnali da analogico a digitale e al confronto con una soglia fissa. Come mostrato in figura 2.7 due segnali con ampiezza diverse passano la soglia a tempi diversi. L'istante temporale t_D nel quale il segnale con ampiezza S supera la soglia V_{th} è proporzionale al tempo di salita t_r secondo la seguente formula:

$$t_D \propto \frac{t_r V_{th}}{S} = \frac{V_{th}}{dV/dt} \quad (2.7)$$

La risoluzione temporale legata a questo contributo si può quindi considerare come la RMS della distribuzione del t_D :

$$\sigma_{TimeWalk} = [t_D]_{RMS} \quad (2.8)$$

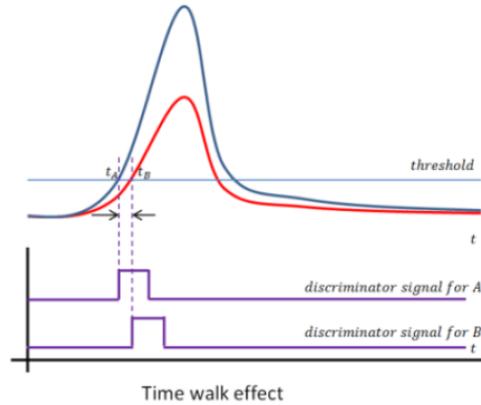


Figura 2.7: Effetto del time walk sulla risoluzione temporale.

- **Jitter:** L'incertezza legata al jitter si ha in presenza del rumore elettronico come visibile in figura 2.8. Può essere espressa come:

$$\sigma_{Jitter} = \frac{N}{|dV/dt|_{V_{th}}} = \frac{t_r}{S/N} \quad (2.9)$$

dove N è il valore del RMS del rumore del voltaggio e t_r è il tempo di salita del segnale.

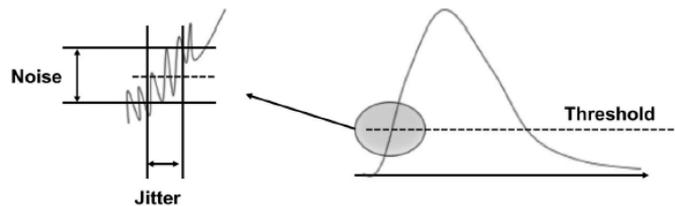


Figura 2.8: Rumore elettronico che causa incertezza temporale nel tempo in cui viene oltrepassata la soglia fissa in voltaggio.

2.4 LGAD, Low Gain Avalanche Detector

I sensori LGAD sono sensori al Silicio studiati per ottenere una buona risoluzione spaziale insieme ad un'elevata risoluzione temporale. Questi due aspetti sono il risultato di un basso processo di moltiplicazione interna dovuto alla presenza di uno strato altamente drogato sotto la giunzione P-N, che permette il controllo dell'effetto a valanga [10].

2.4.1 Struttura del LGAD

La tipica struttura di un LGAD [11] è riportata in figura 2.9: un catodo n^{++} , un impianto drogato p^+ spesso circa $1\mu m$ (il cosiddetto "strato di guadagno") un substrato poco drogato di tipo p^- ed infine l'anodo di tipo p^{++} . Nello strato superiore del sensore invece si trova

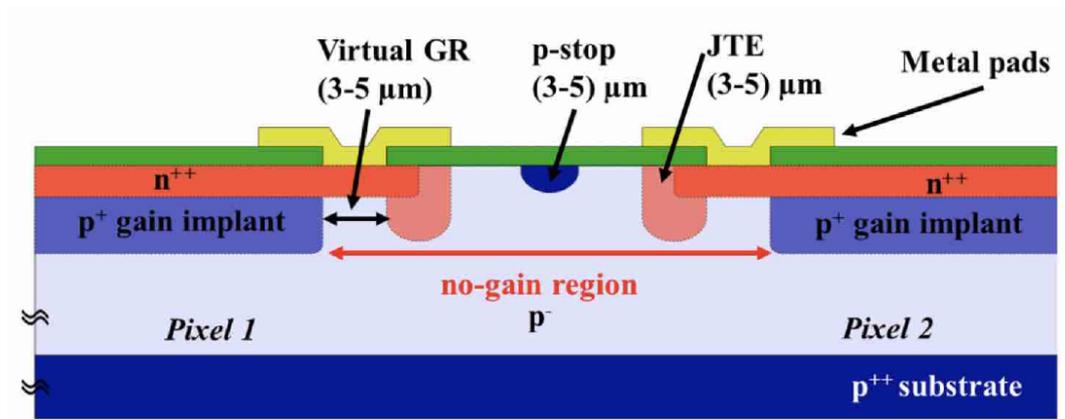


Figura 2.9: *Struttura interna del LGAD.*

un **Virtual Guard Ring (VGR)** e la **Junction Termination Extension (JTE)** utili per evitare breakdown precoci e per garantire l'uniformità del campo elettrico. In queste due regioni il guadagno è inesistente, questa zona viene infatti detta **no gain region**. Per evitare ossidazioni e riflessioni inopportune l'intera struttura del pad è ricoperta anche da uno strato di SiO_2 (usato per la passivazione come spiegato nel paragrafo 2.3) e da uno strato di nitruro di Silicio Si_3N_4 . Viene anche riportata una figura utile per comprendere la formazione del segnale all'interno del LGAD (fig. 2.10) .

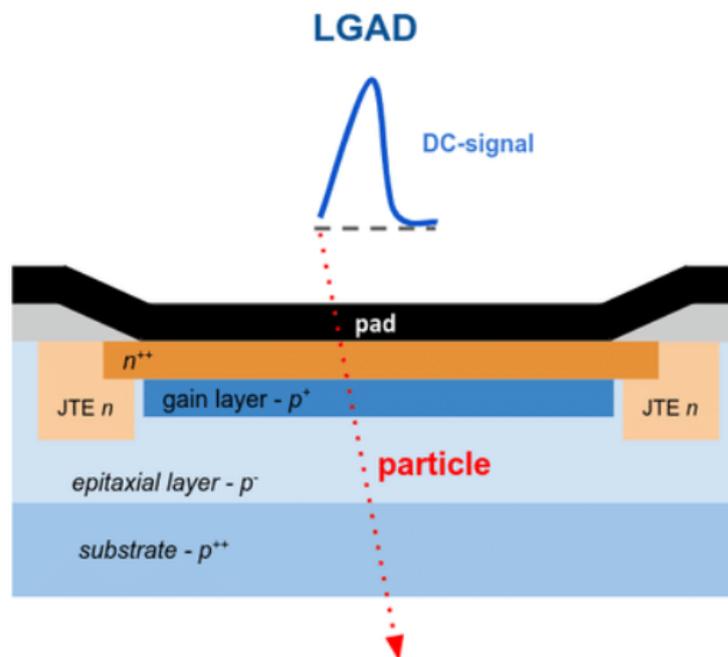


Figura 2.10: *Formazione del segnale all'interno di un LGAD.*

2.4.2 Principali caratteristiche del LGAD

Campo elettrico

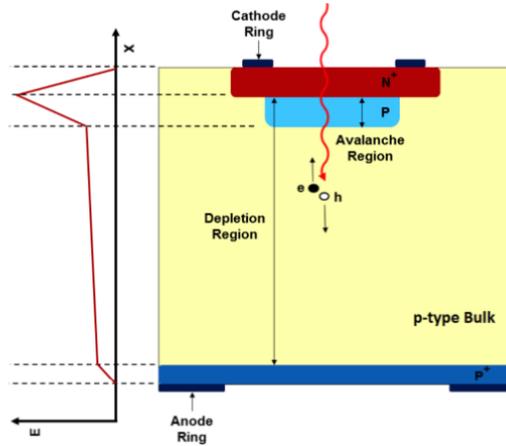


Figura 2.11: *Andamento del campo elettrico attraverso il sensore LGAD.*

L'introduzione dello strato di guadagno ulteriore crea un alto campo elettrico che accelera gli elettroni per dare inizio al processo di moltiplicazione. Il meccanismo del **guadagno** funziona quando il nostro sensore è polarizzato inversamente ma lontano della zona di breakdown. Nei sensori al Silicio tradizionali, quindi senza strato di guadagno, per ottenere il processo di moltiplicazione dobbiamo applicare grandi voltaggi esterni, invece negli LGAD lo strato p^+ crea un campo locale tra lo strato di guadagno e il catodo. Quindi come si può vedere dalla figura 2.11 il campo elettrico ha due andamenti nettamente diversi all'interno del sensore:

- Nella regione vicino alla giunzione il campo elettrico è molto intenso, circa $300kV/cm$;
- Nella regione attiva, invece il campo risulta essere più basso e uniforme, dell'ordine di $30kV/cm$.

Guadagno e spessore

Uno dei principali obiettivi dell'utilizzo del LGAD [12], rispetto ad altri sensori, è quello di poter usare il minor livello di guadagno sufficiente per avere una buona risoluzione temporale per identificare le particelle. Il valore della corrente generata di_G da uno strato di guadagno G è dato dalla legge di Ramo. Considerando un numero di elettroni che entrano nella zona di guadagno in un intervallo temporale dt come $n_{pairs}v_{sat}dt$, che generano un nuovo numero di coppie definite come $dN_G \propto n_{pairs}v_{sat}dt$, ciò porta ad un valore della corrente indotta pari a:

$$di_G = dN_G \cdot q \cdot v \cdot \frac{1}{d} \propto \frac{G}{d} \cdot dt \quad (2.10)$$

che porta all'approssimazione :

$$\frac{di_G}{dt} \propto \frac{G}{d} \quad (2.11)$$

La corrente è proporzionale al guadagno in rapporto allo spessore dello strato. Un'altra importante grandezza fisica presente nell'equazione 2.11 è il valore dello spessore del dispositivo, in quanto influenza il tempo di salita del segnale che è determinato dal tempo di deriva degli elettroni. Infatti sensori sottili hanno un fronte di salita molto più veloce rispetto a sensori più spessi e questo si traduce in un miglioramento della risoluzione temporale perchè sia il jitter sia il time walk sono minimizzati come mostrato in figura 2.12. Bisogna comunque sottolineare che per mantenere un guadagno di 10/20 il sensore non può essere troppo sottile, altrimenti crescerebbe la capacità e il segnale diventerebbe troppo basso per essere misurato.

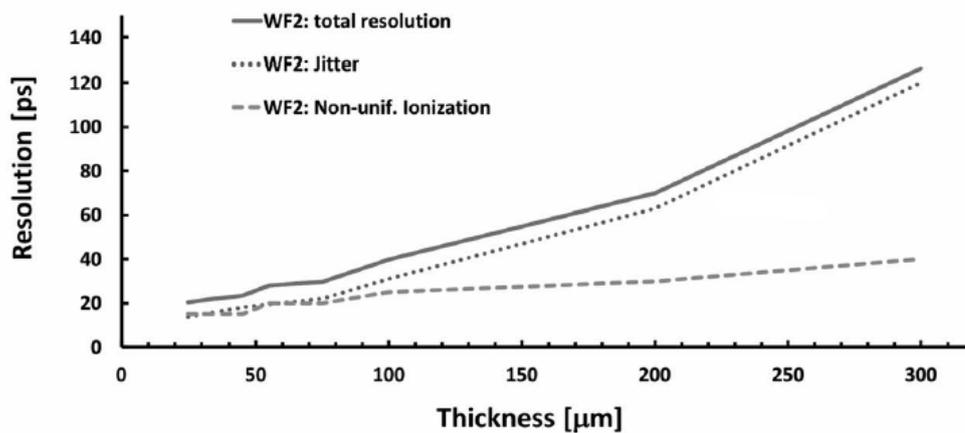


Figura 2.12: Risoluzione temporale in funzione dello spessore del sensore.

Risoluzione temporale

La risoluzione temporale di cui si è già discusso nel paragrafo 2.3.2 è un fattore chiave nell'utilizzo degli LGAD nel sistema TOF. I due contributi principali alla risoluzione temporale sono il **jitter** e il **landau noise**. In figura 2.13 viene riportata un andamento di questi due valori in relazione alla **Constant Fraction Discriminator** (tecnica che consiste nel considerare il tempo in cui il segnale passa una soglia che è una percentuale dell'ampiezza massima del segnale) per diversi valori di guadagno e di spessore del sensore. Come si può osservare il jitter ha un maggior contributo all'inizio e alla fine del segnale, invece le fluttuazioni di Landau sono minime per una soglia bassa e per piccolo spessore del sensore, ma sono indipendenti dal valore di guadagno.

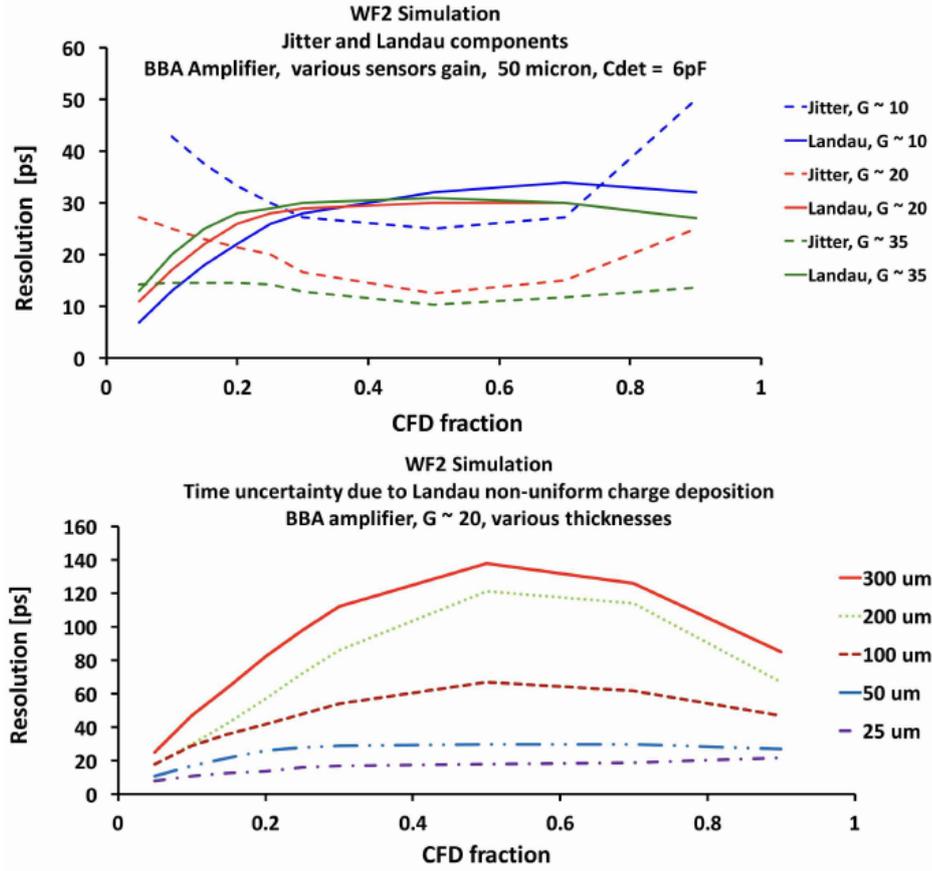


Figura 2.13: Risoluzione temporale in funzione della CFD, per diversi guadagni e spessori.

2.4.3 Applicazioni del LGAD

TOF, Time Of Flight

La tecnica del Time Of Flight (TOF) è usata per separare e riconoscere le particelle con momenti più piccoli di qualche GeV/c e si basa sulla misura dell'intervallo temporale che impiega una particella a percorrere un certo spazio L , per poter ottenere la velocità come $v = L/t$. La velocità insieme alla misura del momento, ci permette di calcolare il valore della massa grazie alla seguente formula relativistica:

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1} \quad (2.12)$$

a cui viene associata un'incertezza

$$\left(\frac{\delta m}{m}\right)^2 = \left(\frac{\delta p}{p}\right)^2 + \left(\gamma^2 \frac{\delta L}{L}\right)^2 + \left(\gamma^2 \frac{\delta t}{t}\right)^2 \quad (2.13)$$

La differenza nel Time Of Flight di due particelle di differente massa ma di ugual impulso ci permette di calcolare la differenza temporale di tempo di volo come:

$$\Delta t = t_1 - t_2 \simeq \frac{Lc}{2p^2} (m_1^2 - m_2^2) \quad (2.14)$$

Da questa equazione, nota la risoluzione temporale δt , è possibile ricavare il numero di deviazioni standard entro le quali il sistema TOF è capace di distinguere due particelle con il medesimo impulso e con la medesima traiettoria.

Tracciamento 4D

Gli LGAD possono essere utilizzati nei sistemi di tracciamento in collisioni ad alta energia dove il rate di pile up è molto alto. Grazie all'ottima risoluzione sia spaziale sia temporale permettono all'interno in questo scenario di poter dare un contributo fondamentale per ridurre il background. In particolare l'aggiunta dell'informazione temporale permette di separare eventi con vertici sovrapposti. Per poter mantenere l'informazione temporale è sufficiente assegnare un tempo ad ogni traccia e non a ciascun hit. Questo richiede l'implementazione di timing layer dedicato all'interno o all'esterno del volume del tipico tracciatore al Silicio. Una rappresentazione schematica di come la misura temporale permetta di distinguere due eventi sovrapposti è mostrata in figura 2.14.

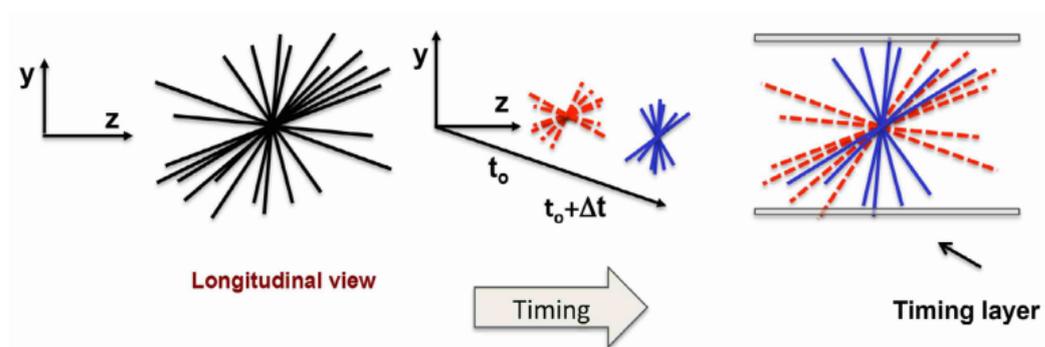


Figura 2.14: Rappresentazione dell'importanza delle informazioni temporali nella distinzione di eventi con medesimo vertice.

Applicazioni mediche

Gli LGAD potrebbero essere ottimi candidati per l'utilizzo in ambito medico.

- **PET(Positron-Electron Tomography)**: questa tecnica diagnostica si basa sul decadimento β^+ di un radiofarmaco iniettato nel paziente; il positrone emesso nel decadimento annichila con un elettrone presente nel tessuto dando vita a una coppia di fotoni che viaggiano in direzioni opposte. Essi sono raccolti da due rivelatori, che devono avere alta risoluzione temporale e spaziale per poter ricostruire il vertice in cui è avvenuto il decadimento.
- **Adroterapia**: In questo caso i sensori sono impiegati per il conteggio di particelle, utile per stimare la dose energetica del fascio da utilizzare per fine medico.

Capitolo 3

Misure sperimentali su LGAD

Questo capitolo si concentra sulla attività sperimentale svolta in laboratorio e successiva analisi dati. Nel primo paragrafo vengono presentati i sensori testati e le loro specifiche, nel secondo paragrafo viene analizzata la fase di presa dati relativa alle misure di I-V ed infine nel terzo paragrafo vengono mostrate le misure di risoluzione temporale dei sensori.

3.1 Sensori LGAD testati

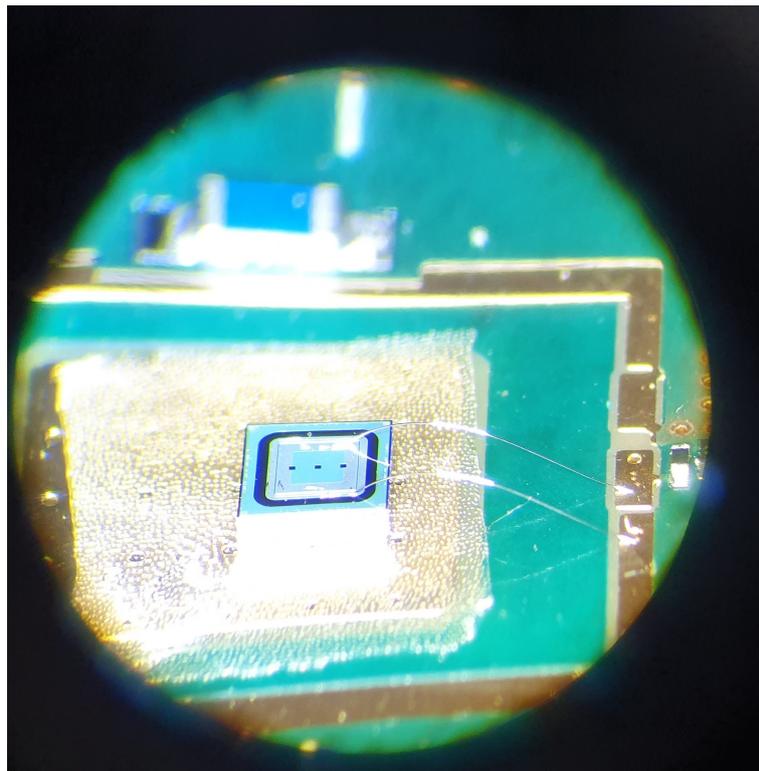


Figura 3.1: Foto realizzata al microscopio di uno degli LGAD bondato sulla scheda elettronica. Nell'ingrandimento sono ben visibili, la struttura del sensore, formato da un pad centrale e dal guard ring più esterno, tre finestre sulla superficie metallica e i due bonding (fili d'argento) che collegano elettricamente il pad all'amplificatore e il guard ring alla massa.

Durante la presa dati sono stati testati 8 diversi sensori LGAD (fig.3.1) in **configurazione doppio LGAD** [13] montati sulle schede a coppie, sui due lati della scheda, uno sulla parte frontale e uno sul retro, entrambi collegati allo stesso amplificatore e letti da un unico canale di read-out. Questa configurazione è stata pensata per implementare il concetto innovativo di doppio LGAD (fig. 3.2), che permette, al passaggio delle particelle di avere un segnale doppio, permettendo quindi di utilizzare un'elettronica meno power consuming ed evitare l'eventualità di un peggioramento delle performance dovuto a segnali troppo piccoli, unito a un miglioramento della risoluzione temporale, rispetto al sensore singolo. Il concetto di doppio LGAD prende ispirazione dall'idea della Multigap Resistive Plate Chambers (MPRC).

In particolare sono state testate due coppie di LGAD con spessore di $15 \mu m$ e due coppie con spessore di $20 \mu m$. I sensori hanno un'area di $1.3mm \times 1.3mm$.

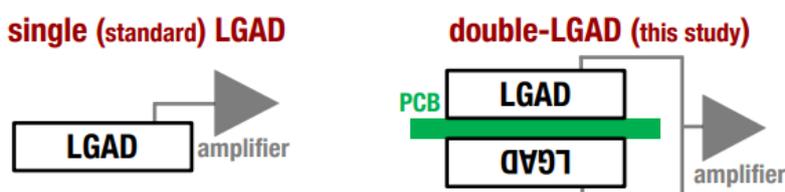


Figura 3.2: Schema configurazione doppio LGAD.

Gli LGAD testati sono riportati nella tabella 3.1, specificando il loro spessore nominale e come sono stati accoppiati.

LGAD TESTATI			
Sensore testato	LGAD front	LGAD back	Spessore nominale
Scheda 1	W18_15D	W18_13D	$15 \mu m$
Scheda 2	W18_18D	W18_17D	$15 \mu m$
Scheda 3	W17_17D	W17_16D	$20 \mu m$
Scheda 4	W17_15D	W17_18D	$20 \mu m$

Tabella 3.1: LGAD testati.

3.2 Caratteristiche IV

L'obiettivo di questa prima attività sperimentale è quello di misurare la corrente interna al sensore in funzione della differenza di voltaggio applicata ai suoi elettrodi (caratteristica IV) con conseguente estrazione del voltaggio di breakdown. In una fase preliminare tutti i sensori erano stati testati per ricavarne la curva I-V con l'utilizzo di una probe station. Invece durante questo lavoro di tesi la misura si è svolta utilizzando i sensori montati su una scheda elettronica come si può vedere in figura 3.3.



Figura 3.3: In questa foto è possibile vedere il lato frontale della scheda elettronica, dove è stato montato uno dei due sensori LGAD della coppia.

3.2.1 Apparato sperimentale

Per le misure di IV sono stati utilizzati le seguenti strumentazioni:

- Keithley 6487 picoammeter [14]: **picoamperometro** per misurare le correnti;
- Il sensore è posizionato dentro la **scatola** che verrà chiusa e coperta dalla radiazione durante la presa dati. La scheda è alimentata dall'esterno da un alimentatore di alta tensione e il connettore centrale è connesso al picoamperometro per le misure di corrente (fig. 3.4);
- Modulo Caen power supply [15]: **alimentatore** di alta tensione;
- Un computer con un **programma LabView** per l'acquisizione dati.

Sia l'alimentazione della scheda sia l'acquisizione dei dati sono controllati da un programma LabView. I parametri del programma LabView che sono stati variati durante le varie misure sono:

- **V_{max}**: valore massimo del voltaggio da non superare per evitare il danneggiamento del sensore;
- **Tensione a cui cambiare step** prima di questo valore, la tensione viene aumentata con uno step di 1 V, in seguito lo step per il cambiamento del voltaggio diventa minore di 1 V per permettere di acquisire più dati nella zona intorno al breakdown;

- **Nuovo step:** valore del nuovo step, per le nostre misure si è spesso utilizzato il valore di $0.1V$ oppure $0.15V$.

Per ognuna delle differenti acquisizioni dati si è utilizzato come fondoscala per la misura di corrente $200\mu A$. Si è quindi proceduto a prendere le misure per le 4 schede: inizialmente solamente con LGAD front connesso alla scheda elettronica, in seguito con LGAD back connesso alla scheda ed infine con entrambi i sensori connessi alla scheda.



Figura 3.4: *Setup per le misure IV. Il sensore è posizionato dentro la scatola che verrà chiusa e coperta per mantenere il sensore completamente al buio e schermato da un eventuale noise elettronico esterno durante la presa dati. La scheda è alimentata dall'esterno da un alimentatore di alta tensione e il connettore centrale è connesso al picoamperometro per le misure di corrente.*

3.2.2 Analisi dati

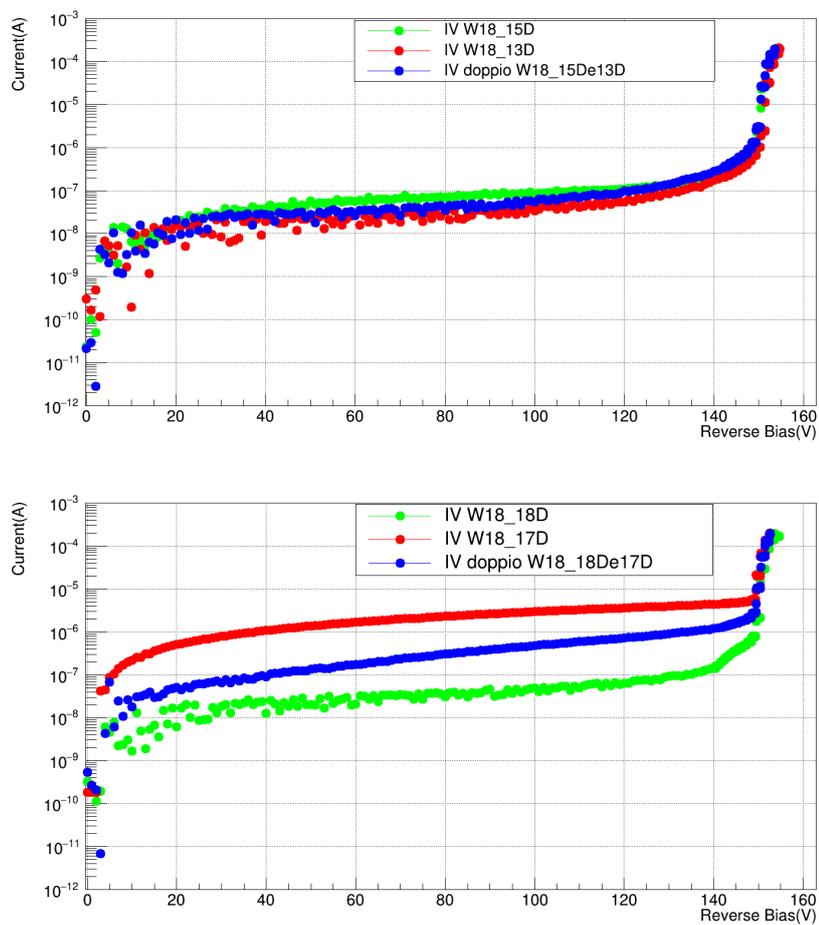


Figura 3.5: Il grafico in alto mostra le curve I-V per la scheda 1 e quello in basso per la scheda 2 a cui sono connessi i sensori con spessore nominale di $15\mu\text{m}$. In entrambi sono presenti le tre curve: due per gli LGAD singoli (verde e rosso) e una per LGAD doppio (blu).

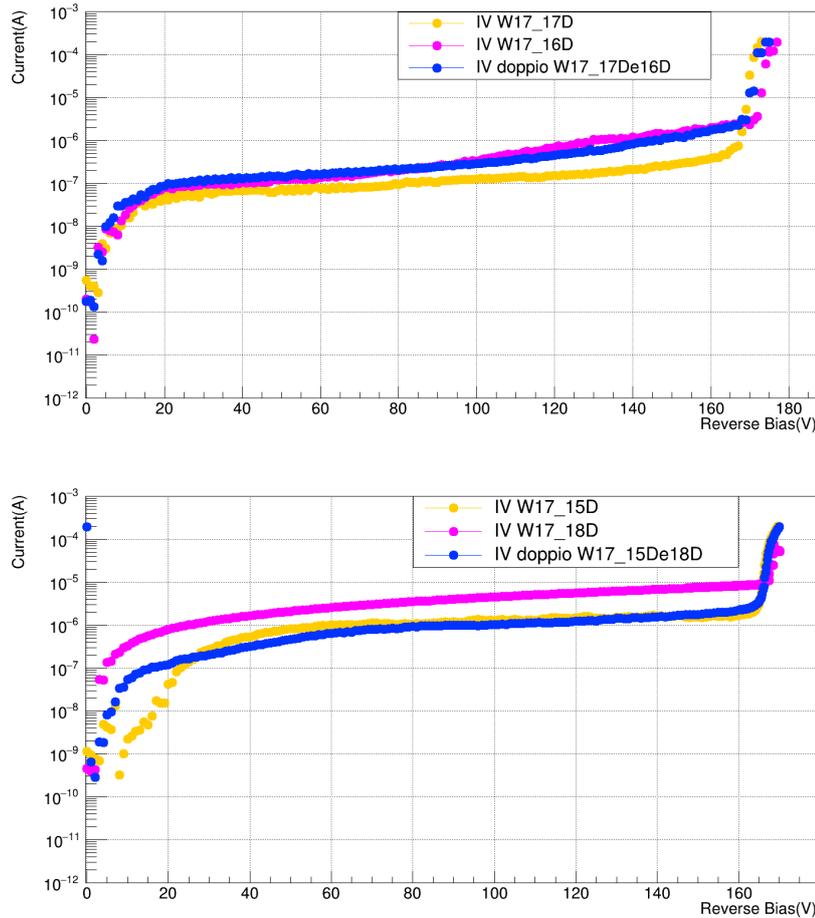


Figura 3.6: Il grafico in alto mostra le curve I-V per la scheda 3 e quello in basso per la scheda 4 a cui sono attaccati i sensori con spessore di $20\mu\text{m}$. In entrambi sono presenti le tre curve: due per gli LGAD singoli (giallo e fucsia) e una per LGAD doppio (blu).

Per tutte le curve è ben visibile un primo flesso corrispondente allo svuotamento del piano drogato e un secondo flesso corrispondente alla tensione di breakdown, dopo la quale, la corrente inizia a crescere esponenzialmente. Da questi grafici possiamo quindi vedere l'intervallo di lavoro dei sensori, corrispondente al range di tensioni tra i due flessi in cui la corrente risulta quasi costante. Oltre all'estrazione del punto di lavoro, l'altro obiettivo principale di queste curve era vedere l'uniformità tra i due sensori di ciascuna coppia, in quanto essendo montati alla stessa scheda vengono alimentati con lo stesso valore di tensione ed è quindi importante che erogino la stessa corrente e vadano in breakdown allo stesso voltaggio. Dalle misure riportate in fig.3.5 e fig.3.6 si osserva un'ottima sovrapposizione per le curve I-V dei sensori singoli e dei sensori doppi per ognuna delle 4 schede. Possiamo notare che in maniera qualitativa le tensioni di breakdown sono praticamente le stesse per gli LGAD singoli e gli LGAD doppi della stessa scheda. Infine come si può osservare in figura 3.7, sia nel caso di LGAD singoli sia per gli LGAD doppi, lo spessore del sensore influenza il valore del V_{BD} , infatti ha valori più alti per sensori più spessi, come atteso.

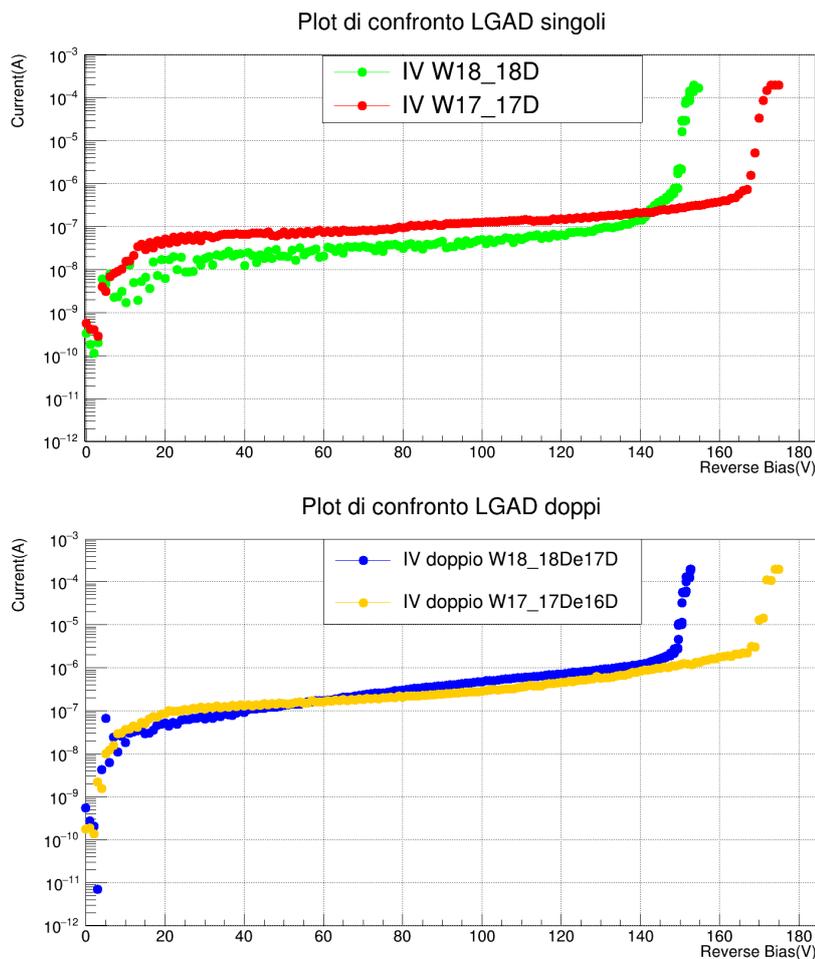


Figura 3.7: *Il grafico in alto mostra il confronto delle curve I-V tra due LGAD singoli con spessori diversi e quello in basso mostra il confronto delle curve I-V tra due LGAD doppi con spessori diversi.)*

Metodo di estrazione del breakdown

Il valore di breakdown è un fattore fondamentale per l'estrazione del range di tensioni in cui può lavorare il nostro sensore. Partendo dalle IV dei campioni, il breakdown è stato ricavato con due metodi diversi implementati con ROOT:

- Derivata della corrente rispetto alla tensione;
- Metodo di intersezione delle rette; trovate fittando i punti prima e dopo ad un valore approssimativo del voltaggio di breakdown;

La derivata è definita come :

$$D = \frac{dI}{dV} \quad (3.1)$$

Come visibile dall'andamento dei dati la derivata ha un andamento lineare fino ad una zona vicino al valore di V_{BD} dove mostra un comportamento quadratico. Si è quindi svolto un fit parabolico estraendo il punto di massimo che corrisponde al punto di breakdown (V_{BD}). Mentre nel caso del metodo dell'intersezione tra rette si prende come valore

di breakdown il punto di intersezione. Sono stati utilizzati come parametri per il fit parabolico due valori:

- V_{\max} : Valore massimo della tensione per il range in cui fare il fit;
- V_{\min} : Valore minimo della tensione per il range in cui fare il fit.

Per il fit con l'intersezione delle rette si sono usati come range sui voltaggi:

- per la retta con pendenza positiva prima del valore del breakdown: V_{\min} e il valore di V_{BD} trovato con il metodo parabolico;
- per la retta con pendenza negativa dopo il valore di breakdown: V_{BD} trovato con il metodo parabolico e V_{\max} .

Il valore finale che scegliamo per V_{BD} è la media dei valori ottenuti dai 2 metodi differenti di fit (fig. 3.8), a cui associamo come incertezza la semidis dispersione tra i due valori. Vengono riportati in tabella 3.2 i risultati di questa analisi per tutti i sensori testati.

Votaggio di breakdown			
Scheda	LGAD front	LGAD back	LGAD Double
Scheda 1	$144.8 \pm 0.9V$	$149.6 \pm 0.7V$	$151.9 \pm 0.5V$
Scheda 2	$152.3 \pm 0.6V$	$150.3 \pm 0.3V$	$150.6 \pm 0.9V$
Scheda 3	$170.8 \pm 0.7V$	$173.6 \pm 0.5V$	$170.5 \pm 1V$
Scheda 4	$167.8 \pm 0.2V$	$167.9 \pm 0.1V$	$168.5 \pm 0.1V$

Tabella 3.2: Voltaggi di breakdown per i sensori testati.

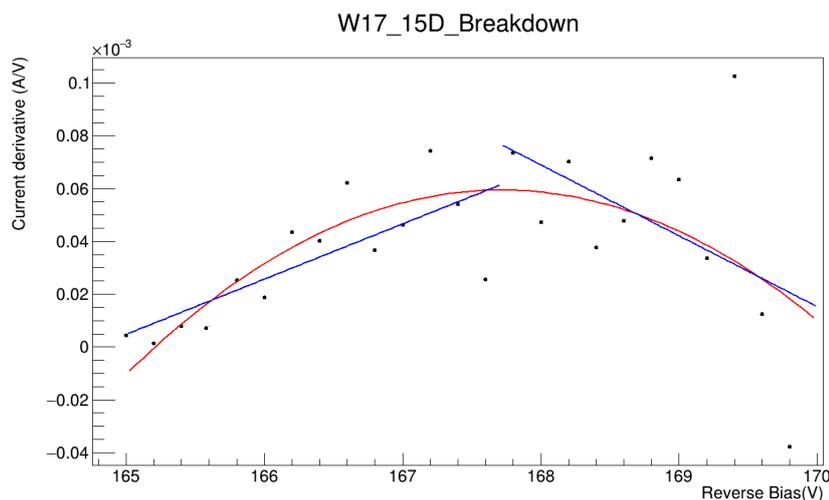


Figura 3.8: Estrazione del breakdown con i due tipi di fit parabolico e intersezione delle rette per il sensore W17_15D ($20\mu m$).

3.3 Misure di risoluzione temporale

Lo studio delle performance temporali è stato realizzato con l'utilizzo di un laser, cercando di simulare il passaggio di una MIP attraverso il sensore. In questa fase sono stati presi in analisi tre dei sensori analizzati precedentemente, nello specifico due sensori con spessore di $15\mu\text{m}$ e uno con spessore di $20\mu\text{m}$:

- W18_15D;
- W18_18D;
- W17_18D.

3.3.1 Apparato sperimentale



Figura 3.9: *Setup della presa dati effettuata con il laser. A sinistra: il controller del laser e la testa laser. Al centro in alto: computer con il programma LabView e oscilloscopio. Al centro in basso: alimentatori di bassa e alta tensione. A destra scatola nera in cui è posizionato il sensore sotto test.*

Gli elementi principali del setup per la presa dati sono raffigurati in figura 3.9 e vengono riportati nel seguente elenco:

- **Una scatola nera** rivestita da un materiale antiriflesso, in modo che per tutte le misure il sensore sia completamente al buio e raggiunto solo dai fotoni del

laser. All'interno della scatola la scheda elettronica del LGAD, è montata su un **movimentatore** (8M7167-25LS) Micrometer Positioning Stages (MPS) [16] controllato da un programma LabVIEW, con il quale è possibile muovere la scheda elettronica nelle direzioni dell'asse x e dell'asse y con una precisione micrometrica, al fine di centrare lo spot del laser in una delle finestrelle apposite sulla superficie metallica del sensore.

- La luce del laser è prodotta da una **testa laser** con lunghezza d'onda di 1054 nm (Pilas PiL036XSM)[17] e viene controllata dal controller EIG2000DX (che ci permette di scegliere il livello di tune della luce e la frequenza della stessa). La testa del laser è connessa ad 1 metro di **fibra ottica** che porta la luce infrarossa all'interno della scatola nera dove è posizionato il sensore. Prima di raggiungere il sensore la luce del laser è collimata e focalizzata tramite un **sistema di lenti**, posizionato su un **supporto manuale**, con sensibilità strumentale di $20\mu m$, che permette il movimento della fonte di luce con estrema precisione nella direzione dell'asse z.
- Il segnale prodotto dal LGAD viene letto e reso visibile dall'**oscilloscopio digitale** Teledyne LeCroy Wave-Master SDA 816-A [18].
- L'alto voltaggio necessario per l'alimentazione del sensore è prodotto da un **modulo CAEN power supply** [15].
- Per rendere visibile il segnale prodotto dal sensore si è utilizzato un **amplificatore Gali52+**.
- Per l'alimentazione della scheda e dell'alimentatore invece si sono utilizzati due alimentatori **Z100-8-TDK-LAMBDA** [19]. Nello specifico la scheda necessita un'alimentazione di $2.25V$ mentre l'amplificatore ha bisogno di $12V$ come da specifiche del costruttore.

Sia la fibra ottica che permette il trasporto della luce sia le alimentazioni vengono portate all'interno della scatola nera tramite connessioni sul lato della scatola per minimizzare la luce proveniente dall'esterno. Di seguito è possibile vedere un'immagine (fig.3.10) del setup presente all'interno della scatola nera dove è alloggiato il campione.

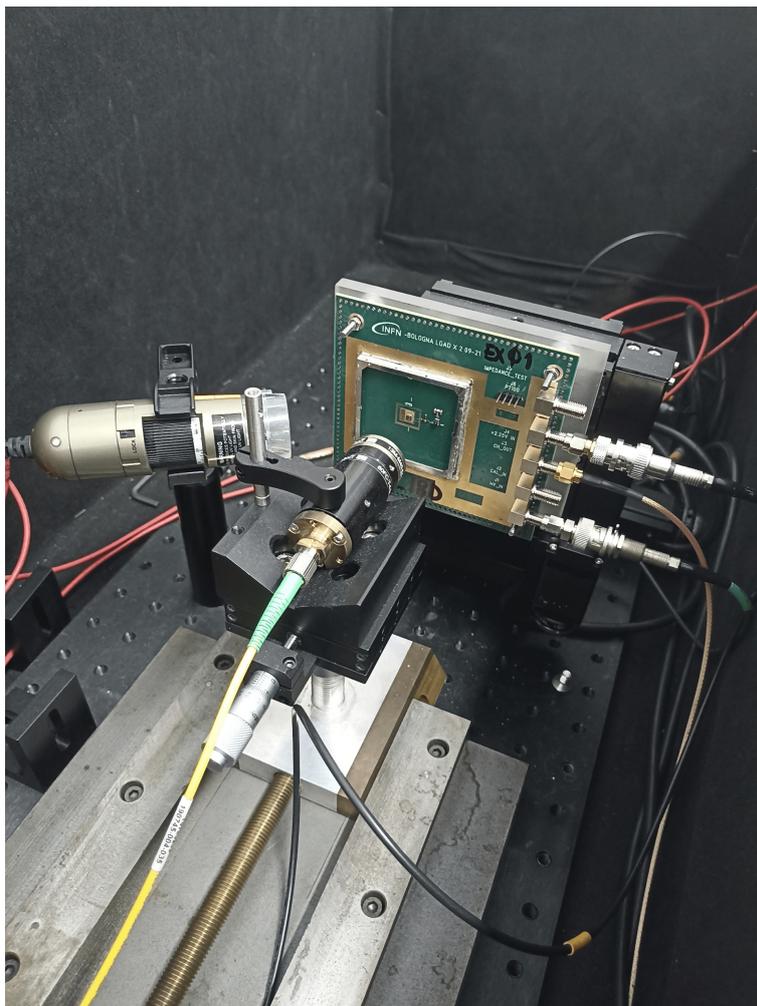


Figura 3.10: *Setup laser all'interno della scatola. Si può vedere il sensore inserito sulla scheda che è montata sul movimentatore, sono visibili anche la videocamera ad infrarossi e la fonte laser.*

Come si può vedere dalla figura 3.10 la scheda elettronica è attaccata al MPS. I contatti elettronici in alto a destra della scheda permettono di portare i voltaggi necessari per il sensore e per la scheda elettronica. Il connettore centrale, connesso successivamente all'amplificatore, permette di portare il segnale prodotto dal LGAD ad uno dei canali di acquisizione dell'oscilloscopio.

3.3.2 Misure e analisi dati

Parametri scelti per il laser e acquisizione dati

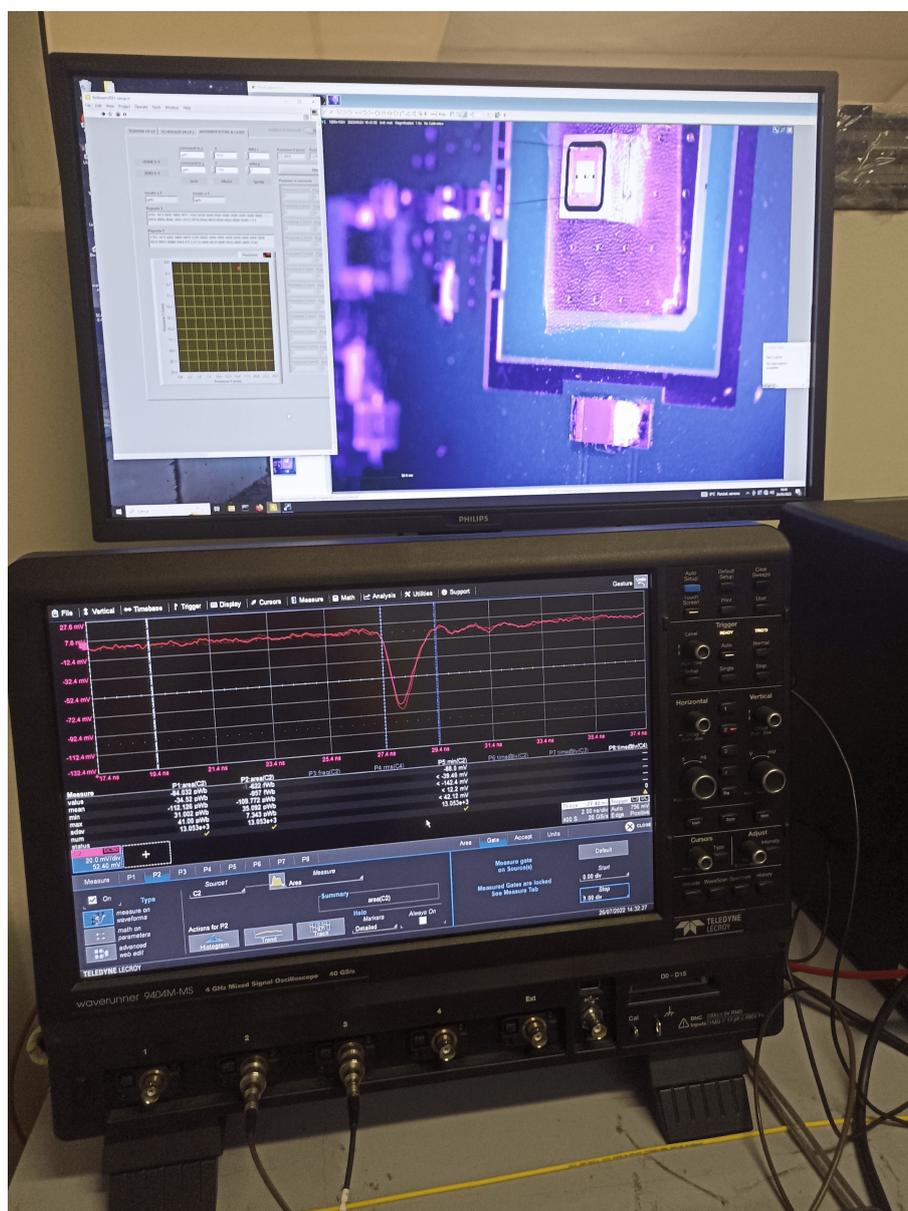


Figura 3.11: In questa immagine si può vedere la visione della fotocamera sul sensore all'interno della scatola e la formazione della forma tipica del segnale su l'oscilloscopio. Nella parte bassa dell'oscilloscopio si possono vedere alcuni degli strumenti utilizzati per calcolare la carica.

Inizialmente dopo aver costruito il setup all'interno della scatola nera, visibile in figura 3.10, abbiamo cercato di centrare e focalizzare la luce prodotta dal laser su di una delle tre finestre micrometriche presenti sul sensore, muovendo nelle direzioni x e y il sensore con il movimentatore e spostando manualmente la fonte laser. In questa prima fase si è

utilizzata anche la fotocamera a raggi infrarossi presenta nella scatola nera e l'oscilloscopio che ci permette di capire quando la luce produce un segnale all'interno del sensore.

Si è poi proceduto con l'obiettivo di simulare con la luce laser il passaggio di una MIP attraverso il sensore. Si è quindi deciso di simulare la carica prodotta dal passaggio di una MIP su un sensore con un spessore di $50\mu m$, in particolare un campione precedentemente testato durante un Test Beam al CERN, durante il quale i sensori vengono irradiati con un fascio di particelle. I risultati dei Test Beam sono consultabili nei seguenti articoli [13] e [20]. Questo è possibile scegliendo il livello di tune del laser, ossia l'intensità della luce prodotta dal laser. Nello specifico per un livello di tune dello 0% non vi è alcuna attenuazione della luce prodotta e con il 100% non vi è il passaggio di alcun fotone. La carica prodotta su un sensore dal passaggio della MIP è definita come:

$$Carica = \frac{A_{segnale} - A_{baseline}}{R \cdot G} \cdot (1000) \quad (3.2)$$

Dove A_s è l'ampiezza del segnale, A_b è l'ampiezza della baseline, R è la transimpedenza della scheda su cui è montato il sensore e G il fattore di amplificazione che dipende dall'amplificatore scelto. In questa presa dati R ha valore di 470Ω e G di 12 (come da specifiche dell'amplificatore Gali52+). La misura di $A_{segnale} - A_{baseline}$, compiuta dall'oscilloscopio, ha unità di misura di $pV \cdot s$ quindi il fattore 1000 serve, tenendo conto della resistenza al denominatore, ad ottenere un risultato per la misura della carica in fC . La carica è stata calcolata utilizzando alcune delle potenzialità dell'oscilloscopio che ci permettono di calcolare in tempo reale la differenza tra l'area sottesa alla curva dell'ampiezza del segnale e l'area sottesa alla curva della baseline (che in ogni istante subisce variazioni a causa del rumore elettronico prodotto dalla scheda elettronica e dall'amplificatore) come si può vedere in figura 3.11.

Facendo questo processo in prima analisi è stato scelto un valore del tune di 81, in seguito per avere un'ulteriore conferma sperimentale sono stati acquisiti nuovamente i dati con un tune inferiore pari a 70 per osservare il comportamento del sensore con una luce più alta (con la quale ci si aspetta una risposta equivalente a mandare più MIP all'interno del sensore).

Per validare la scelta del valore di tune e per fare in seguito un confronto con i risultati dell'analisi dati, si è proceduto con una misura della carica per uno dei tre sensori il W18_18D ($15\mu m$) utilizzando solamente l'oscilloscopio. Nella figura 3.12 è mostrato l'andamento della $A_{segnale} - A_{baseline}$ per questo sensore. Osservando i risultati riportati nel grafico sono stati scelti i voltaggi per la successiva acquisizione dei dati per tutti i sensori tenendo conto del valore di breakdown ricavato nella precedente sezione di questo capitolo. Riportiamo una tabella con i valori dei voltaggi scelti e la carica calcolata per ognuno di essi. Per ognuno dei tre sensori testati sono state acquisite circa 15000 forme d'onda per ogni voltaggio scelto, salvate all'interno dell'oscilloscopio e in seguito analizzate come verrà spiegato nel paragrafo successivo.

Voltaggio scelto	Carica (fC)
110	1.18
120	1.55
130	2.26
135	3.12
140	4.44
145	7.57

Tabella 3.3: Cariche del sensore W18_18D calcolate con i dati acquisiti con l'oscilloscopio per i voltaggi scelti per l'acquisizione dati.

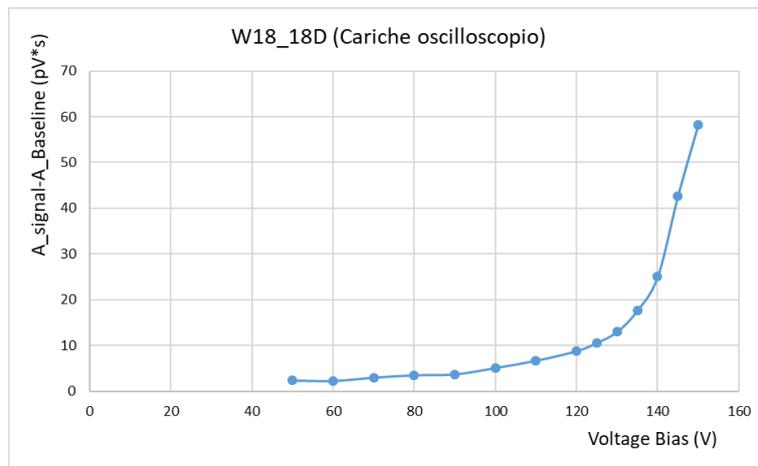


Figura 3.12: $A_{\text{segnale}} - A_{\text{baseline}}$ in funzione di vari voltaggi per il sensore W18_18D.

3.3.3 Analisi preliminari e principali tagli del segnale

La forma tipica del segnale di un LGAD è riportata in figura 3.13:

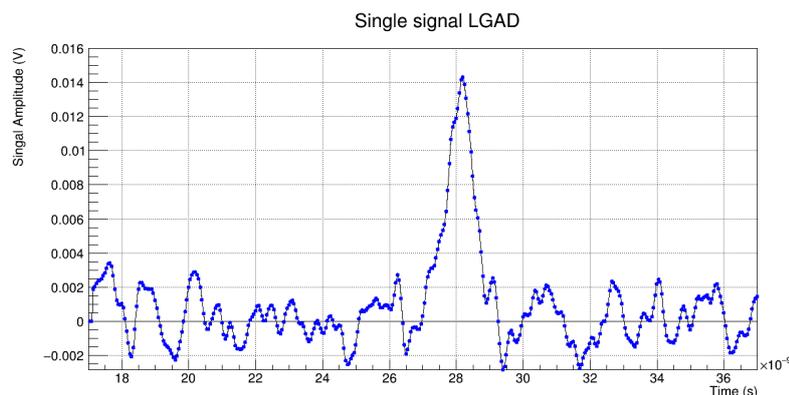


Figura 3.13: Forma tipica del segnale di un LGAD.

Osservando le forme d'onda sono stati fatti dei tagli sul segnale per minimizzare la fluttuazione dovuta al rumore utilizzando il programma di analisi dati ROOT, il risultato di questi tagli è visibile in figura 3.15. Riporto in seguito i principali tagli svolti sul segnale :

- Osservando la sovrapposizione di diversi segnali si è scelta una finestra temporale in corrispondenza del picco del segnale, per poter estrarre meglio le risoluzioni temporali e le cariche. In particolare è stata scelta una zona $\pm 1ns$ rispetto al picco del segnale.
- Un secondo taglio è stato fatto sulle ampiezze del segnale decidendo una soglia massima e una soglia minima per analizzare il segnale all'interno della regione temporale precedentemente scelta. Per farlo si è osservata la distribuzione delle ampiezze massime, un esempio di questa distribuzione è visibile in figura 3.14.

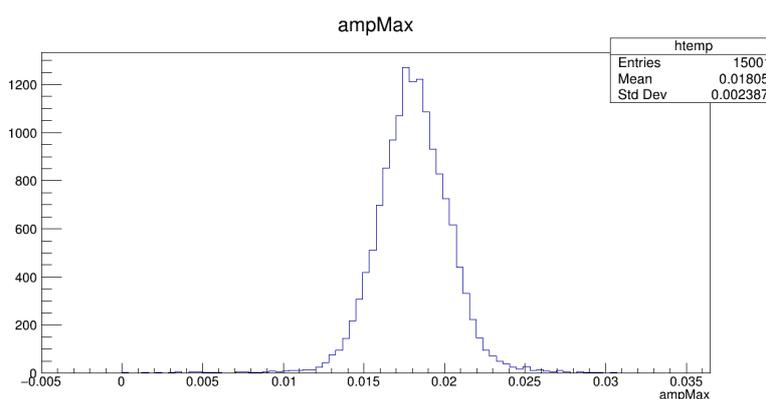


Figura 3.14: Distribuzione delle ampiezza massime del segnale per il sensore W18_18D e il voltaggio di 130V.

- Un terzo taglio è stato fatto sul rumore di natura elettronica, scegliendo una soglia sia per le ampiezze positive sia per quelle negative. Questo taglio viene fatto su tutti i valori temporali fuori dalla finestra temporale scelta.

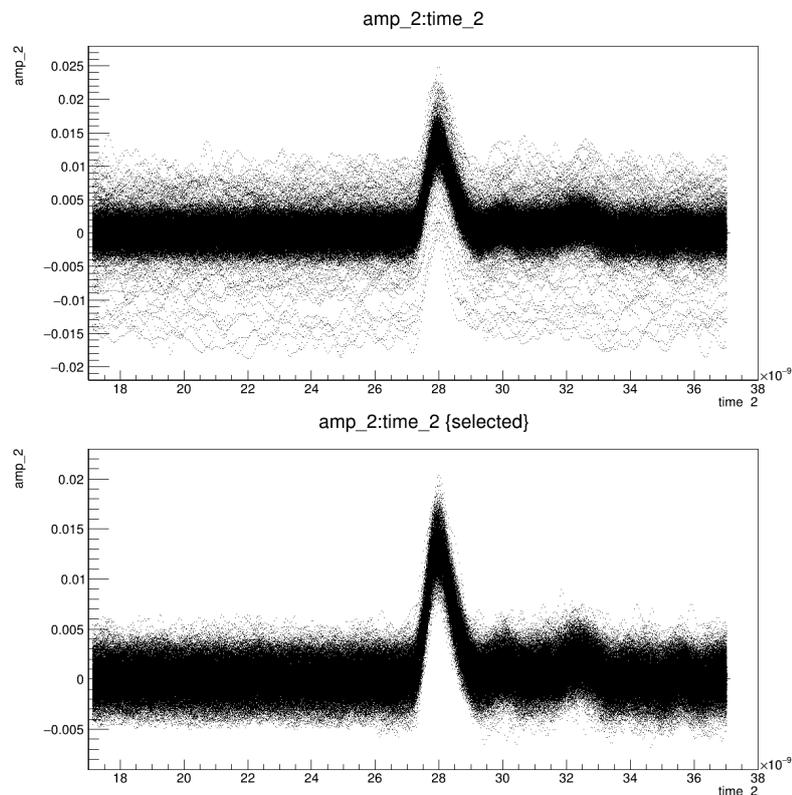


Figura 3.15: Nella prima immagine si può vedere la sovrapposizione di circa 2000 segnali, nella seconda immagine invece possiamo vedere i medesimi segnali dopo i tagli spiegati in questo paragrafo.

3.3.4 Estrazione del guadagno

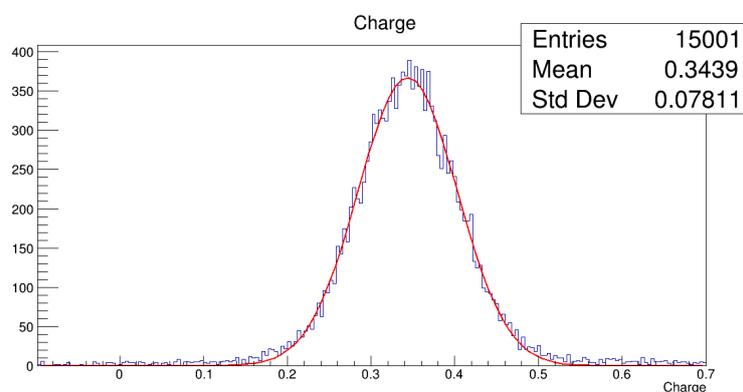


Figura 3.16: Distribuzione della cariche per il sensore W18_18D e voltaggio di 130V.

L'estrazione del valore del guadagno del sensore è un parametro fondamentale per comprendere il funzionamento dell'LGAD, è quindi importante studiare l'andamento della risoluzione temporale in relazione ad esso. In particolare conoscere i guadagni ci permette di scegliere il miglior voltaggio a cui far lavorare il nostro detector.

Per l'estrazione del guadagno si deve tenere conto della carica prodotta dall'interazione della radiazione con il sensore LGAD e della carica che verrebbe prodotta da un PIN con le stesse caratteristiche del LGAD testato ma senza lo strato di drogaggio ulteriore. Il guadagno G è infatti calcolato come il rapporto tra la carica del LGAD e quella del PIN.

$$G = \frac{\text{Carica del LGAD}}{\text{Carica del PIN}} \quad (3.3)$$

Abbiamo già detto come possiamo calcolare la carica utilizzando l'oscilloscopio. In questo caso i valori che vengono riportati sono estratti da ROOT facendo un fit con una curva gaussiana della distribuzione della carica (che viene riportata in figura 3.16) considerando i 15000 eventi acquisiti, per ognuno dei voltaggi scelti. La media della gaussiana è stato utilizzata come valore della carica, convertendolo in fC con la seguente formula:

$$Q = \frac{\text{Carica estratta dal fit} \cdot 50ps}{470\Omega \cdot 12} \cdot (1000) \quad (3.4)$$

Dove $\text{Carica estratta dal fit} \cdot 50ps$ è la somma della ampiezza per larghezza del bin espressa in misure temporali, che equivale a calcolare l'integrale discreto delle ampiezze dei segnali come visto nella formula 3.2, 470Ω rappresenta la transimpedenza interna della scheda elettronica, 12 è il fattore di amplificazione dato dall'amplificatore usato nel setup e 1000 è un fattore moltiplicativo utilizzato per passare da pC a fC .

In prima approssimazione la carica dei PIN può essere calcolata come

$$Q = n \cdot q \cdot d \quad (3.5)$$

Dove n è il numero di coppie elettrone-lacuna che si vengono a formare per unità spazio al passaggio della particella ionizzante, nel caso di un rivelatore al Silicio si tratta di 73, q è la carica dell'elettrone e d rappresenta lo spessore del nostro sensore. Nel caso di questa analisi dati i valori delle cariche dei PIN sono state estrapolati da un modello più complesso che tiene conto di diversi parametri costruttivi dei sensori. Nello specifico si è utilizzato:

- Q_{pin} di $15\mu mu = 0.11fC$
- Q_{pin} di $20\mu mu = 0.16fC$

Confrontando le cariche e i guadagni trovati durante questa analisi dati con quelli estrapolati sugli stessi sensori durante il Test Beam per ciascuno dei sensori analizzati è stato scelto il tune che permetteva di avere una quantità di fotoni che meglio approssimava la risposta del sensore al passaggio di un'unica MIP.

W18_15D			W18_18D			W17_18D		
$V_{bias}(V)$	Charge (fC)	Gain	$V_{bias}(V)$	Charge (fC)	Gain	$V_{bias}(V)$	Charge (fC)	Gain
110	0.6	5.2	110	1.1	10.1	110	2.9	18.3
120	1.8	16.2	120	1.5	13.1	120	3.7	23.3
130	2.7	24.4	130	2.3	20.8	130	4.9	30.4
135	3.8	34.7	135	3.0	27.6	135	5.8	36
140	6	54.4	140	4.5	40.5	140	6.6	41.5
145	13.9	126.4	145	7.9	71.5	145	8.2	51.5

Tabella 3.4: Cariche e guadagni per i 3 sensori in funzione del voltaggio.

Si può notare un ottimo confronto per la cariche misurate con l'oscilloscopio riportate in tabella 3.3 e quelle calcolate con l'ausilio dell'analisi dati fatta con ROOT riportate in tabella 3.4.

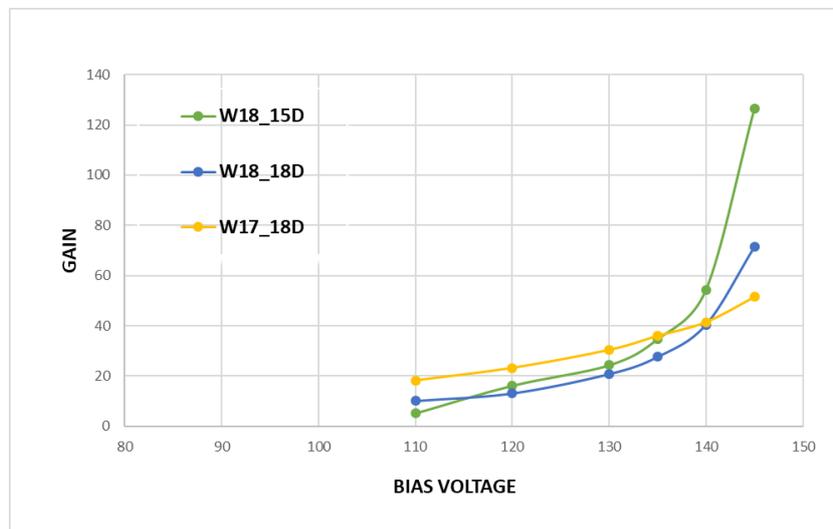


Figura 3.17: Guadagno in funzione del voltaggio.

3.3.5 Risoluzioni temporali

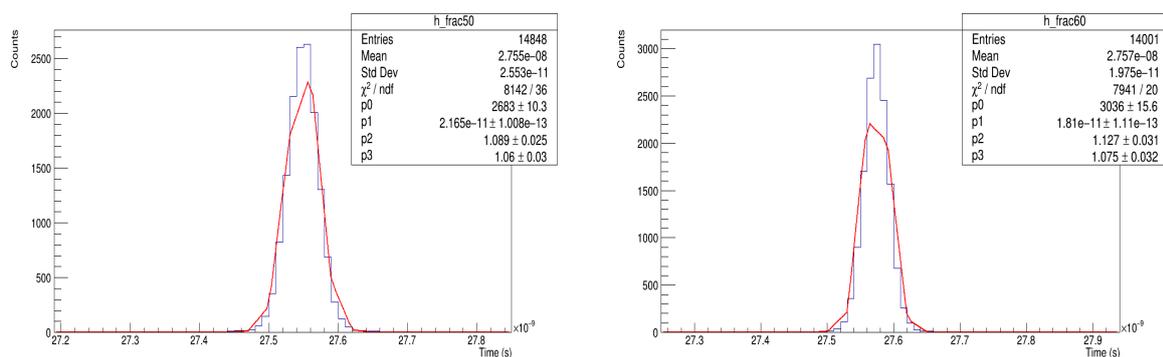


Figura 3.18: *Fit con q-Gaussian per le distribuzione dei tempi in cui il segnale passa la CFD del 50% per il voltaggio di 145 V; per il sensore con spessore di 15µm (sinistra) e per il sensore con spessore di 20µm (destra).*

Le risoluzioni temporali sono state valutate con l'applicazione della tecnica Constant Fraction Discrimination (CFD). La tecnica consiste nel considerare il tempo di arrivo in cui la forma d'onda passa una soglia che è una percentuale dell'ampiezza massima del segnale. Per estrarre la risoluzione temporale si è fatto un fit con una q-Gaussian della distribuzione dei tempi in cui il segnale passa una determinata percentuale di CFD per ognuno dei voltaggi scelti. La deviazione standard estratta dal fit è quindi la risoluzione temporale del sensore (vedi fig. 3.18).

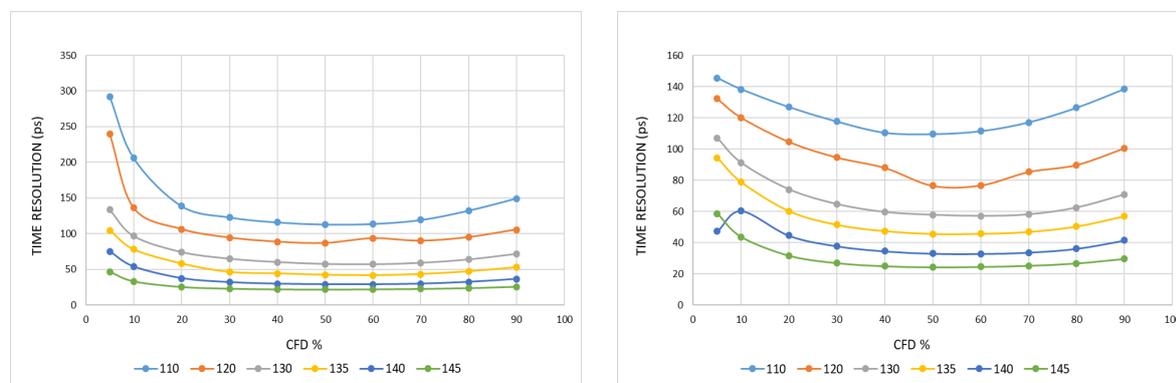


Figura 3.19: *Risoluzione temporale di W18_15D (15µm) in funzione della CFD per diversi voltaggi(sinistra) e risoluzione temporale di W18_18D (15µm) in funzione della CFD per diversi voltaggi(destra).*

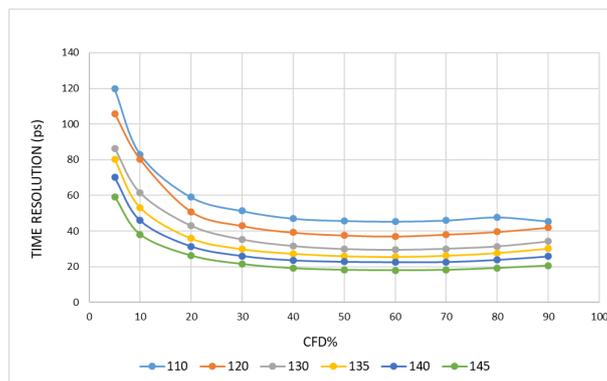


Figura 3.20: Risoluzione temporale di W17_18D ($20\mu\text{m}$) in funzione della CFD per diversi voltaggi.

Le risoluzioni temporali per i tre sensori scelti sono state riportate nelle figure 3.19 e 3.20 per ogni valore percentuale della CFD e per i diversi voltaggio scelti. Le CFD scelte partono dal 5% e arrivano fino al 90%, aumentando del 10%. Come si può notare dalle figure a bassi e alti valori dalla CFD la risoluzione temporale è peggiore a causa dei maggiori contributi dal jitter e del Landau noise. Osservando i dati sono state scelte le migliori CFD per ognuno dei tre sensori per ottenere le migliori prestazioni temporali, che vengono riportate per tale soglia fissa in funzione del voltaggio in figura 3.23 e in tabella 3.5.

W18_15D		W18_18D		W17_18D	
V	$\sigma(ps)$	V	$\sigma(ps)$	V	$\sigma(ps)$
110	112.9	110	109.7	110	45.4
120	86.7	120	74.5	120	37.02
130	57.5	130	57.8	130	29.5
135	42.1	135	45.7	135	25.6
140	28.9	140	32.2	140	22.6
145	21.7	145	24.31	145	18.0

Tabella 3.5: Risoluzioni temporali come funzione del voltaggio applicato, scelte per la miglior CFD per ogni LGAD testato.

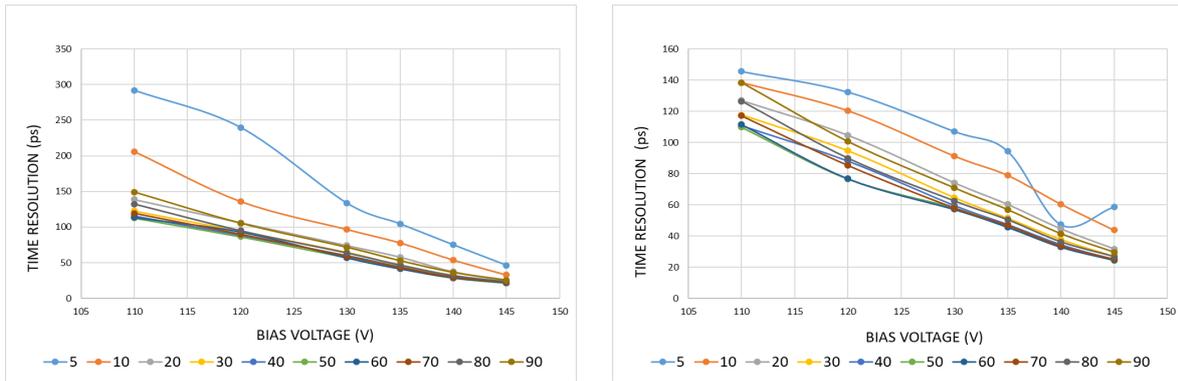


Figura 3.21: Risoluzione temporale di W18_15D ($15\mu\text{m}$) in funzione del voltaggio per diverse CFD (sinistra) e risoluzione temporale di W18_18D ($15\mu\text{m}$) in funzione del voltaggio per diverse CFD (destra).

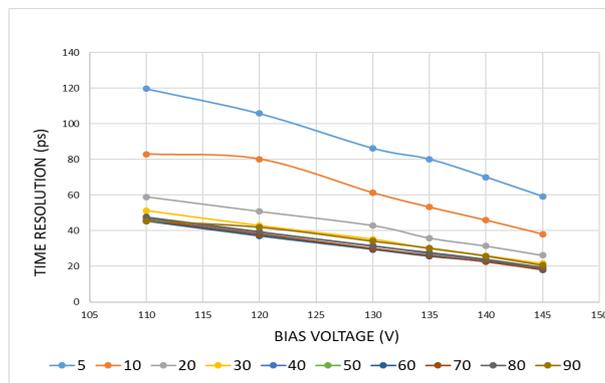


Figura 3.22: Risoluzione temporale di W17_18D ($20\mu\text{m}$) in funzione del voltaggio per diverse CFD.

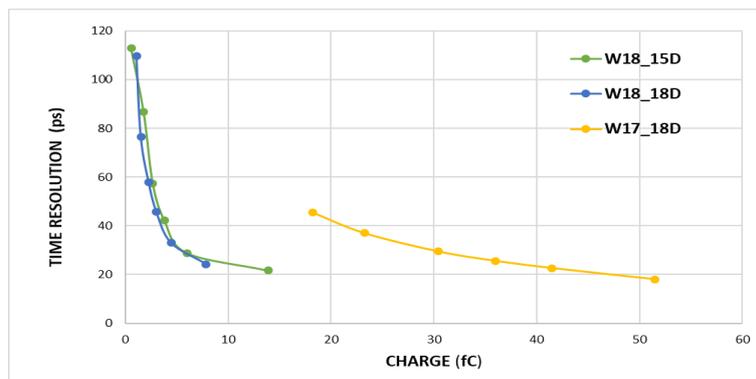


Figura 3.23: Risoluzione temporale dei tre LGAD in funzione del voltaggio per la miglior CFD.

Nei tre grafici riportati in figura 3.21 e 3.22 invece vengono riportati la risoluzione temporale in funzione del voltaggio per le varie CFD. Come si può notare sia dal plot dei singoli sensori sia da quello complessivo in figura 3.23, per un voltaggio maggiore si ha un miglioramento nella risoluzione temporale. Questo perchè come abbiamo visto

per ogni voltaggio applicato il sensore ha uno specifico guadagno, che è un parametro strettamente legato alla risoluzione temporale.

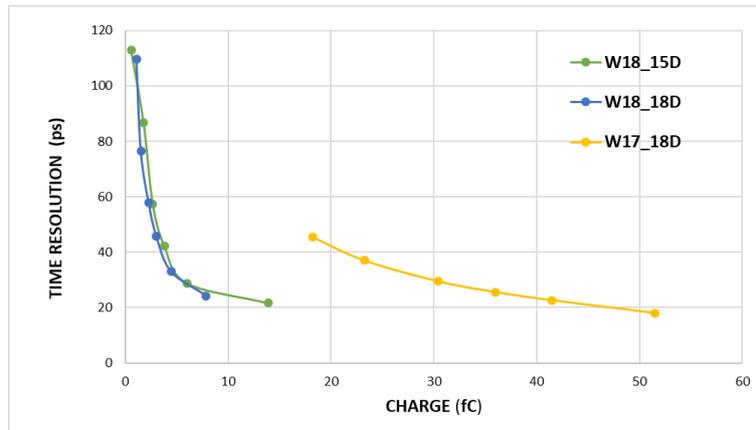


Figura 3.24: *Risoluzione temporale in funzione della carica.*

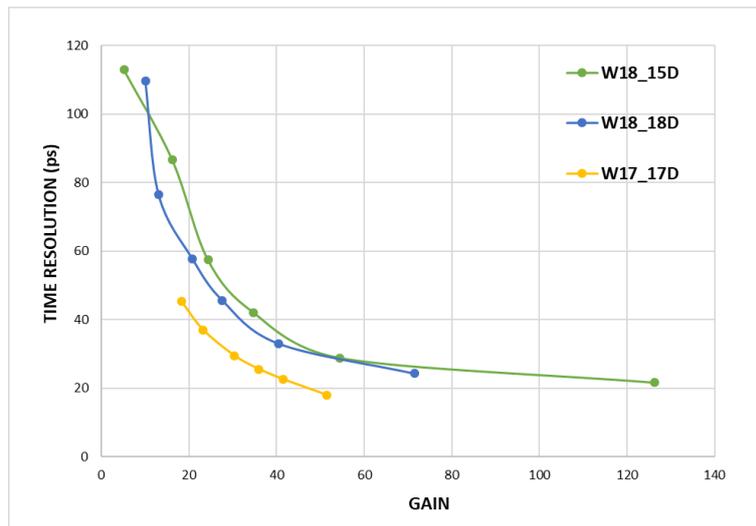


Figura 3.25: *Risoluzione temporale in funzione della guadagno.*

Infine per avere un confronto diretto tra i vari sensori la risoluzione è stata riportata in funzione del guadagno (fig. 3.25). Come atteso per un guadagno maggiore vi è un miglioramento nella risoluzione temporale per ogni sensore. In disaccordo con la teoria che prevede una migliore risoluzione temporale per rivelatori più sottili, in questo lavoro sono state calcolate delle migliori risoluzioni temporali per il campione con uno spessore maggiore ($20\mu\text{m}$). Una spiegazione di questo fenomeno può trovarsi tenendo conto che il sensore più sottile ha una carica più piccola e quindi ha un peggior rapporto $\frac{S}{N}$ (dove S è l'ampiezza del segnale e N è il noise elettronico) che peggiora quindi la sua efficienza temporale, rispetto al sensore con un maggior spessore.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi, sono stati caratterizzati 8 sensori LGAD di due spessori diversi ($15\mu m$ e $20\mu m$), in configurazione doppio-LGAD, montati su 4 schede elettroniche. Si è estratta la tensione di breakdown per ognuno dei sensori per trovare l'intervallo di lavoro. I valori di breakdown sono stati estratti con due metodi di fit diversi: estraendo il massimo del fit polinomiale effettuato sulla derivata della corrente rispetto al voltaggio e trovando il punto di intersezione tra due fit lineari sui punti prima e dopo il cambio di pendenza. Tutti i sensori del medesimo spessore, sia singoli, sia doppi, mostrano valori di breakdown tra di loro compatibili. Questo dato è molto importante visto che i sensori con medesimo spessore sono montati sulla stessa scheda elettronica e quindi vengono alimentati con gli stessi valori di tensione perciò è importante che la corrente erogata e il valore di breakdown siano compatibili. Per tutte le coppie si è osservata una buona sovrapposizione tra le curve, come atteso.

In una seconda fase sperimentale si è proceduto alla misura della risoluzione temporale di 3 sensori (2 prototipi con spessore nominale di $15\mu m$ e 1 con spessore nominale di $20\mu m$). Per farlo si è utilizzato un laser infrarosso. Dopo aver costruito il setup sperimentale e scelto dei valori di tune che potessero simulare il passaggio della MIP, sono stati acquisiti, utilizzando un oscilloscopio digitale, circa 15000 segnali per ognuno dei voltaggi scelti. In seguito attraverso un'analisi offline sono stati fatti dei tagli sui dati acquisiti prendendo in considerazione l'ampiezza del segnale e del noise. La risoluzione temporale dei tre rivelatori è stata valutata utilizzando la tecnica Constant Fraction Discrimination (CFD). Infine si è fatto un confronto tra le risoluzioni temporali. In particolare sono state ottenute risoluzioni temporali di 21.7 ps per il sensore con spessore di $15\mu m$ e 18 ps per il sensore con spessore di $20\mu m$. Questi risultati, seppur preliminari, sono perfettamente in linea con la richiesta per la costruzione del rivelatore TOF (Time-Of-Flight) per ALICE 3.

Bibliografia

- [1] S. Braibant, G. Giacomelli e M. Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali: Il mondo delle particelle*. 2012. ISBN: 9788847027541. URL: <https://books.google.it/books?id=oLr30EzTYcC>.
- [2] Anton Andronic. «An overview of the experimental study of quark–gluon matter in high-energy nucleus–nucleus collisions». In: *International Journal of Modern Physics A* 29.22 (2014), p. 1430047. DOI: [10.1142/S0217751X14300476](https://doi.org/10.1142/S0217751X14300476). URL: <https://doi.org/10.1142/S0217751X14300476>.
- [3] Barbara Guerzoni. «Identified primary hadron spectra with the TOF detector of the ALICE experiment at LHC». Tesi di dott. 2012. URL: <http://amsdottorato.unibo.it/4293/>.
- [4] S. Sarkar, H. Satz e B. Sinha. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma: Introductory Lectures*. Lecture Notes in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2009. ISBN: 9783642022852. URL: <https://books.google.it/books?id=1WPV0NSenZ4C>.
- [5] Roman Pasechnik e Michal Šumbera. «Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations». In: *Universe* 3.1 (gen. 2017), p. 7. DOI: [10.3390/universe3010007](https://doi.org/10.3390/universe3010007). URL: <https://doi.org/10.3390/universe3010007>.
- [6] *Letter of intent for ALICE 3: A next generation heavy-ion experiment at the LHC*. Rapp. tecn. 202 pages, 103 captioned figures, 19 tables. Geneva: CERN, 2022. arXiv: [2211.02491](https://arxiv.org/abs/2211.02491). URL: <https://cds.cern.ch/record/2803563>.
- [7] Matteo Bonazzi. *Studio e caratterizzazione di sensori Silicon PhotoMultiplier (SiPM) per rivelatore Time Of Flight (TOF) dell'esperimento ALICE 3*. URL: <http://amslaurea.unibo.it/29413/>.
- [8] Francesca Carnesecchi. «Experimental study of the time resolution for particle detectors based on MRPC, SiPM and UFSD technologies». Tesi di dott. Apr. 2018. URL: <http://amsdottorato.unibo.it/8538/>.
- [9] Sofia Strazzi. «Study of first thin LGAD prototypes for the ALICE 3 timing layers». URL: <http://amslaurea.unibo.it/24382/>.
- [10] N. Moffat et al. «Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for particle physics and synchrotron applications». In: *Journal of Instrumentation* 13.03 (mar. 2018), p. C03014. DOI: [10.1088/1748-0221/13/03/C03014](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/03/C03014). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/13/03/C03014>.

- [11] G. Pellegrini et al. «Technology developments and first measurements of Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for high energy physics applications». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 765 (2014). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.06.008>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214007128>.
- [12] Cartiglia Sadrozinski H Seiden A. «4-Dimensional Tracking with Ultra-Fast Silicon Detectors». In: *Rep Prog Phys.* (2017). DOI: [10.1088/1361-6633/aa94d3](https://doi.org/10.1088/1361-6633/aa94d3).
- [13] F. Carnesecchi et al. *A new Low Gain Avalanche Diode concept: the double-LGAD*. 2023. arXiv: [2307.14320](https://arxiv.org/abs/2307.14320) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/2307.14320)].
- [14] URL: [https://download.tek.com/manual/6487-901-01\(B-Mar2011\)\(Ref\).pdf](https://download.tek.com/manual/6487-901-01(B-Mar2011)(Ref).pdf).
- [15] URL: https://www.caen.it/wp-content/uploads/2019/05/CAEN_2019_catalog_W_4.pdf.
- [16] URL: <https://pdf.directindustry.com/pdf/standa/manual-translation-rotation-stages/35170-558253.html>.
- [17] URL: <https://www.nktphotonics.com/products/pulsed-diode-lasers/pilas/>.
- [18] URL: <https://docs.rs-online.com/035e/0900766b8127e31c.pdf>.
- [19] URL: https://eu.mouser.com/datasheet/2/400/z_plus_e_low_voltage_10v_to_100v-2581128.pdf.
- [20] F. Carnesecchi et al. *Beam test results of 25 μm and 35 μm thick FBK UFSD*. 2022. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2208.05717>. arXiv: [2208.05717](https://arxiv.org/abs/2208.05717) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/2208.05717)].