

**Scuola di Scienze**

**Dipartimento di Fisica e Astronomia**

**Corso di Laurea in Fisica**

**Studio e caratterizzazione di sensori Silicon  
PhotoMultiplier (SiPM) per applicazioni di timing  
nell'esperimento ALICE 3**

**Relatore:**

**Prof. Andrea Alici**

**Presentata da:**

**Gaia Fabbri**

**Correlatore:**

**Dott.ssa Sofia Strazzi**

# Ringraziamenti

In questa sezione vorrei dedicare un ringraziamento speciale a tutte le persone che mi hanno permesso di realizzare questa esperienza; in particolare, vorrei ringraziare il mio relatore, il Prof. Andrea Alici, per avermi permesso di vivere in prima persona la vita del laboratorio e per avermi introdotto al mondo della ricerca. Lavorare a questa tesi mi ha fatto scoprire nuovi interessi e mi ha aiutato molto nella scelta del curriculum per la laurea magistrale.

Un altro caloroso ringraziamento va alla mia correlatrice Sofia: grazie per avermi accompagnato in questo percorso di crescita non solo formativa, ma anche personale! Il tuo esempio è stato fondamentale per insegnarmi a lavorare in modo indipendente, cercando di applicare le mie conoscenze.

Infine, l'ultimo ringraziamento va alla prima persona che mi ha accolto e mi ha seguito in ogni misura che ho fatto: grazie Daniele per la tua pazienza e la tua disponibilità, ma soprattutto per la tua simpatia, che rende l'ambiente del laboratorio un luogo piacevole per imparare e per mettersi alla prova.

# Abstract

Lo studio che verrà presentato in questo lavoro di tesi riguarda la caratterizzazione di Silicon PhotoMultiplier (SiPM): essi sono sensori a semiconduttore che sono stati proposti per la realizzazione del layer Time-Of-Flight (TOF) del nuovo esperimento proposto ad LHC, ALICE 3. Sono stati testati sensori diversi, sia in termini di casa di fabbricazione (FBK o HPK), sia in termini di struttura; in particolare, i modelli a disposizione di produzione FBK sono singoli SPAD, singoli SiPM e mini-array di SiPM, mentre i modelli HPK sono tutti singoli SiPM. La caratterizzazione è avvenuta mediante misure di corrente e capacità del sensore al variare della tensione (curve IV e curve CV); l'obiettivo primario è studiare e confrontare tali andamenti, in modo da poter selezionare i sensori con caratteristiche simili per la costruzione del layer del TOF. Si è osservato che sensori della stessa casa produttrice e con la stessa struttura interna esibiscono comportamenti quasi sovrapponibili, dimostrando in generale una ottima uniformità.

# Introduzione

ALICE 3 è un nuovo esperimento proposto ad LHC come evoluzione dell'attuale esperimento ALICE con l'obiettivo di ottenere, durante RUN 5, una migliore identificazione di elettroni e una maggiore separazione dei vertici secondari anche nel caso di impulsi trasversi molto bassi. La novità consiste nell'utilizzo di strati cilindrici su cui sono impiantati sensori al silicio ultrasottili di tecnologia MAPS (Monolithic Active Pixel Sensor); poichè il material budget è dello  $0.05\% X_0$ , è possibile collocare i sensori molto vicino al punto di interazione, con lo strato più interno che viene posizionato direttamente dentro alla beampipe. Un altro aspetto prominente del nuovo esperimento riguarda l'identificazione di particelle cariche, che è lo scopo principale del rivelatore di Time-Of-Flight. Per soddisfare le richieste fisiche di ALICE 3, tale rivelatore dovrà fornire una elevatissima risoluzione temporale, inferiore o pari a 20 ps.

In questo contesto sono stati proposti, in aggiunta ad altre tecnologie al silicio, sensori SiPM, un nuovo tipo di fotodiodi al silicio che grazie alla loro alta efficienza, robustezza, alta sensibilità ed alto guadagno anche a basse tensioni, consentono di ricostruire in modo efficace il posizionamento spaziale e temporale della particella rivelata sfruttando il meccanismo a valanga. Benchè si tratti di fotorivelatori, recenti studi hanno dimostrato che possono essere utilizzati, sotto certe condizioni, anche come rivelatori diretti di particelle cariche, mantenendo inalterate le loro prestazioni. La caratterizzazione di questi sensori prevede una serie di misure di corrente e capacità al variare della tensione che sono state tenute nei laboratori INFN di Bologna. Sono stati confrontati i comportamenti di sensori di due diverse case di produzione, FBK (italiana) e HPK (giapponese); inoltre, sono stati analizzati e confrontati tra loro sensori di diversa tipologia: singoli SPAD, singoli SiPM e mini-array di SiPM.

# Indice

Ringraziamenti . . . . .	1
Abstract . . . . .	2
Introduzione . . . . .	3
Introduzione . . . . .	3
Elenco delle figure . . . . .	12
Elenco delle tabelle . . . . .	12
<b>1 L'esperimento ALICE 3 e il plasma di quark e gluoni</b>	<b>1</b>
1.1 Introduzione al Modello Standard . . . . .	1
1.2 Adroni . . . . .	2
1.3 Quark Gluon Plasma . . . . .	3
1.3.1 Diagramma di fase della QCD . . . . .	4
1.3.2 Evoluzione del QGP . . . . .	6
1.3.3 Evidenze sperimentali del QGP . . . . .	7
1.4 L'esperimento ALICE 3 . . . . .	12
1.4.1 ALICE 3 . . . . .	12
1.4.2 LHC . . . . .	13
1.4.3 Le caratteristiche di ALICE 3 . . . . .	14
1.4.4 Le componenti principali di ALICE 3 . . . . .	16
1.4.5 Time Of Flight (TOF) . . . . .	19
1.4.6 Il detector RICH . . . . .	23
1.4.7 I calorimetri elettromagnetici Ecal . . . . .	24
1.4.8 Il muon identifier . . . . .	26
1.4.9 Forward Conversion Tracker . . . . .	27

<b>2</b>	<b>Sensori a semiconduttore</b>	<b>29</b>
2.1	Diodi . . . . .	29
2.2	Rivelatori a semiconduttore . . . . .	32
2.2.1	Meccanismi di detezione . . . . .	32
2.2.2	Processo a valanga . . . . .	33
2.2.3	Detector al Silicio . . . . .	34
2.3	Silicon Photon Multiplier (SiPM) . . . . .	36
2.3.1	Sorgenti di rumore SiPM . . . . .	39
<b>3</b>	<b>Misure sui SiPM</b>	<b>42</b>
3.1	Obiettivi delle misure . . . . .	42
3.2	Tipi di SiPM utilizzati: . . . . .	43
3.2.1	Caratteristiche tecniche: . . . . .	44
3.3	Apparato sperimentale . . . . .	45
3.3.1	Misure di corrente . . . . .	45
3.3.2	Misure di capacità . . . . .	48
3.4	Analisi dei risultati . . . . .	50
3.4.1	IV . . . . .	50
3.4.2	CV . . . . .	56
3.4.3	Estrazione del profilo di doping e del campo elettrico . . . . .	62
	<b>Conclusioni</b>	<b>64</b>
<b>4</b>	<b>Appendice</b>	<b>67</b>
4.1	Le interazioni naturali . . . . .	67
4.1.1	Interazione elettromagnetica . . . . .	67
4.1.2	Interazione forte . . . . .	68
4.1.3	Interazione debole . . . . .	69
4.2	La simmetria chirale . . . . .	69
4.3	La catena dei decadimenti . . . . .	70
4.4	I magneti di LHC . . . . .	70
4.5	STRUMENTAZIONE . . . . .	72

# Elenco delle figure

1.1	Grafico concettuale rappresentante le interazioni tra particelle ed i campi di forza secondo la classificazione del Modello Standard: il meccanismo mediante il quale le particelle acquisiscono massa è l'interazione con il campo di Higgs.	2
1.2	Diagramma di fase della QCD in termini della temperatura e del potenziale bariochimico: il grafico mostra che all'aumentare della densità barionica la temperatura critica diminuisce. . . . .	5
1.3	Rappresentazione grafica delle fasi successive alle collisioni tra ioni pesanti in regime ultrarelativistico. . . . .	7
1.4	Rapporto di produzione tra mesoni omega e pioni in funzione della molteplicità della collisione e per diversi sistemi collidenti, da cui si osserva il relativo aumento di produzione di adroni contenenti quark strange in collisioni Pb-Pb rispetto a collisioni pp. . . . .	8
1.5	Rappresentazione grafica del flusso ellittico. . . . .	9
1.6	Fenomeno del jet quenching generato da una collisione centrale fra due ioni pesanti e ed una protone-protone (a sinistra); a destra invece è riportato il confronto tra collisioni pp e collisioni ione-ione: nel primo caso è possibile osservare tutti e due i jet a $180^\circ$ , mentre nel secondo uno dei due jet sparisce perchè il quark ha perso energia attraversando il plasma. . . . .	10
1.7	$R_{AA}$ misurata per il mesone $\phi$ in funzione dell'impulso $p_T$ e per diverse classi di centralità in collisioni Pb-Pb ad $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. . .	11
1.8	$R_{AA}$ misurata per il mesone $J/\psi$ in funzione dell'impulso trasverso $p_T$ misurata dall'esperimento ALICE in collisioni Pb-Pb ad $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. . . . .	12

1.9	Una foto della caverna in cui ora è collocato ALICE, destinato ad essere sostituito da ALICE 3. . . . .	14
1.10	Vista della regione attorno Ginevra in cui è stato realizzato LHC e posizione dei 4 esperimenti principali (ATLAS, CMS, LHCb, ALICE). . . . .	15
1.11	Dipolo principale del sistema di magneti. . . . .	16
1.12	Rappresentazione dei campi magnetici in regime superconduttivo all'interno di un magente. . . . .	16
1.13	Schematizzazione del detector ALICE 3 posizionato nella camera del magnete L3; le due immagini rappresentano due diverse configurazioni per i magneti di superconduttori. . . . .	17
1.14	Rappresentazione della struttura interna di ALICE 3: si distinguono due blocchi, la parte centrale a forma cilindrica ed i dischi posizionati alle due estremità. Il vertex tracker è contenuto all'interno del beam pipe; per l'identificazione delle particelle invece, distinguiamo i rivelatori TOF, RICH, i rivelatori di fotoni Ecal, la camera muonica. . . . .	18
1.15	Rappresentazione dei due possibili tipi di magneti superconduttori: a sinistra, la struttura è quella di un solenoide. A destra, alle estremità del solenoide sono posizionati due magneti di dipolo. . . . .	19
1.16	L'immagine a sinistra rappresenta la mappa del campo prodotto dal sistema solenoide + magneti di dipolo, mentre a destra è riportato un grafico sulle performance attese di entrambe le configurazioni. Per muoni con impulso $p_T$ di 1 GeV, il solenoide fornisce una risoluzione di impulsi tra 0.6% e 1% per $\eta = 2$ e del 5% per $\eta = 4$ . Il sistema magneti di dipolo + solenoide invece fornisce una risoluzione di impulsi dell'1% per $\eta = 4$ che si deteriora di poco per $1.2 < \eta < 2.2$ . . . . .	20
1.17	L'immagine mostra la struttura del Vertex Detector: il vuoto secondario è collocato all'interno della beam pipe grazie ai petali dell'Iris Tracker che possono avvicinarsi tra loro. L'ultima immagine mostra come le componenti del Vertex Detector sono assemblate tra loro. . . . .	21



1.18	Rappresentazione dell'outer tracker: sono visibili le strutture a doghe e la loro sovrapposizione. Inoltre, sono presenti le linee di alimentazione. . . . .	22
1.19	Specifiche dei rivelatori TOF. . . . .	23
1.20	Struttura di un sensore sviluppato dalla tecnologia MAPS secondo il progetto ARCADIA. . . . .	23
1.21	Rappresentazione schematica dello strato di aerogel: a sinistra, è riportata lo schema di base; al centro, è riportata una struttura a multistrato mentre nella configurazione a destra è inserito uno specchio. Nell'immagine sotto invece è riportata una foto della mattonella di aerogel. . . . .	24
1.22	Rappresentazione dell'angolo Cherenkov in funzione degli impulsi. . . . .	25
1.23	Rappresentazione della PDE di un SiPM in funzione dell'overvoltage, misurata ad una lunghezza d'onda di 410 nm; l'immagine a è riferita ad un sensore di produzione giapponese HPK, mentre l'immagine b riguarda sensori di produzione diversa. . . . .	26
1.24	Spettri della differenza di massa invariante del decadimento $X_{cJ} \rightarrow J/\Psi\gamma$ con un fotone rivelato da ECal di rapidità media, assumendo come parametro della risoluzione dell'energia del fotone $b = 0.02GeV^{1/2}$ (sinistra) e $b = 0.05GeV^{1/2}$ (destra). . . . .	27
1.25	Layout del Forward Conversion Tracker; l'FCT è rappresentato in verde: è collocato a circa 3.4 m dall'asse del fascio e in questa posizione il campo magnetico vale $B_y = 0.3T$ . I dischi che lo compongono sono simili a quelli che compongono il tracker di ALICE 3 e che nell'immagine sono riportati in blu. Nella configurazione base non sono previsti dei convertitori di fronte ad FCT per cercare di ottimizzare la risoluzione degli impulsi: infatti il disco anteriore di FCT è un convertitore attivo. . . . .	28
2.1	Rappresentazione grafica di una giunzione p-n con annesso i grafici di densità di carica $\rho$ , campo elettrico E e potenziale V in funzione della posizione. . . . .	29
2.2	Rappresentazione schematica di una giunzione p-n polarizzata direttamente (in basso) e inversamente (in alto). . . . .	30
2.3	Caratteristica I-V ricavata dall'equazione Shockley. . . . .	31

2.4	Comportamento esponenziale delle curve per valori successivi alla tensione di soglia per due materiali differenti: $V_{\gamma Si} = 0.6$ V, mentre $V_{\gamma Ge} = 0.2$ V. . . . .	31
2.5	Il meccanismo a valanga comporta una certa dipendenza della corrente inversa di saturazione dal valore della tensione di polarizzazione che corrisponde all'aumento di energia cinetica con la tensione applicata. Il meccanismo alla Zener impone una rigorosa costanza della corrente inversa fino alla $V_z = V_{BD}$ , punto in cui la corrente cresce rapidamente di diversi ordini di grandezza. . . . .	32
2.6	In questa immagine sono presenti 3 elementi: una rappresentazione schematica delle componenti di un pad, una foto del pad con uno zoom nella zona di interessa e un immagine di un detector al silicio. . . . .	34
2.7	All'aumentare di $\lambda$ può succedere che un fotone penetri nell'intero spessore senza essere assorbito, mentre se $\lambda$ decresce il fotone è immediatamente assorbito e i portatori di carica hanno una breve vita media. . . . .	35
2.8	Nella figura distinguiamo i seguenti strati: lo strato di ossido+coating antiriflesso $SiO_2$ e $Si_3Na_4$ di $0.16\mu m$ ; gli elettrodi n+ di $0.1-1.5\mu m$ ; lo strato di guadagno p+: $1-3\mu m$ ; lo strato $\pi$ : $1\mu m$ che è drogato p. Questo strato è ridotto rispetto agli LGAD per evitare rumore (dark count: la principale fonte di rumore è dovuto alla dark current); substrato p ha spessore variabile. . . . .	36
2.9	Rappresentazione grafica dell'evoluzione del segnale nel circuito durante le varie fasi. Si osserva in ordine una rapida salita, un picco e una lenta discesa. Si evince come i tempi di carica e scarica siano asimmetrici. . . . .	37
2.10	Rappresentazione dell'andamento del campo elettrico in funzione della profondità. A differenza dei normali sensori al silicio in cui per avere l'effetto a valanga servono voltaggi molto alti e i campi elettrici ottenuti sono instabili, la presenza dello strato di guadagno permette di ottenere un campo elettrico stabile ed uniforme sulla giunzione, così che il meccanismo a valanga avviene a tensioni più basse. . . . .	38
2.11	Rappresentazione circuitale del singolo pixel (SPAD) di un SiPM con $R_Q$ resistenza di quenching e $R_S$ resistenza del detector e $C_j$ capacità. . . . .	39

2.12	Efficienza in funzione della lunghezza d'onda n- $\pi$ -p+ di un SiPM Hamamatsu. In un pixel ci sono due regioni in cui avviene l'assorbimento di radiazione: una n- $\pi$ -p+ rappresentata in figura più sensibile alla luce verde (550 nm). . . . .	40
2.13	Rappresentazione grafica dei picchi di segnale (V) dovuti ai vari effetti di rumore (in funzione del tempo t), alcuni dei quali analizzare nei paragrafi seguenti. . . . .	40
2.14	Rappresentazione schematica esemplificativa dell'interazione mutua tra pixel all'interno di un SiPM. . . . .	41
2.15	Nella figura di sinistra è rappresentato in modo schematico l'effetto di afterpulsing all'interno di un SiPM. Nella figura di destra sono rappresentati graficamente i vari picchi di segnale dovuti all'afterpulsing che perturbano il segnale. . . . .	41
3.1	Foto di alcuni dei sensori analizzati (sinistra); esempio di matrice su cui sono state fatte le misure (a destra). Solitamente, la struttura a matrice è tipica di SiPM HPK: ogni elemento è un singolo SiPM che si identifica indicando il numero della riga e della colonna corrispondente. . . . .	43
3.2	In figura è riportato un esempio di ogni tipologia di sensore di produzione FBK; a sinistra è riportato uno SPAD, al centro un singolo SiPM mentre a destra è riportato un mini-array di SiPM. . . . .	44
3.3	Foto della postazione per le misure di corrente: la scatola serve a creare il buio. Essa è connessa a terra mediante un cavo triassiale (coccodrillo nero e coccodrillo verde) mentre è collegata all'amperometro mediante il coccodrillo rosso. L'alimentatore è collegato al catodo del diodo, che deve essere polarizzato inversamente, mediante un cavo coassiale e il coccodrillo rosso scuro (nell'immagine è più piccolo). . . . .	45
3.4	Polarizzazione di un diodo: la freccia indica il verso in cui scorre la corrente in polarizzazione diretta. In polarizzazione inversa il diodo non deve condurre, quindi la corrente deve scorrere dal catodo all'anodo. . . . .	46
3.5	Foto del picoamperometro Keithley 6487 usato nelle misure. . . . .	46

3.6	Foto dell'alimentatore TDK-Lambda Z100-2 power supply utilizzato nelle misure. . . . .	47
3.7	Programma LabView usato per l'acquisizione: notare che nella parte alta della schermata ci sono le caselle per inserire i parametri, come lo step in tensione e la tensione massima e minima. . . . .	47
3.8	In figura è riportata una foto dell'impedenziometro. . . . .	48
3.9	Esempio di sensore all'interno del dispositivo di misura bias-tee: la scatola chiusa permette di compiere le misure al buio e una volta abbassato il coperchio il circuito elettrico veniva chiuso . . . . .	49
3.10	in figura è riportata l'acquisizione della schermata del programma LabView in cui sono riportati i tre grafici di interesse, quello 3D, la caratteristica CV e IV. .	50
3.11	Foto del meccanismo mediante il quale si realizza la compensazione Short Collector; l'oggetto in metallo a forma di U serve a cortocircuitare i terminali. La compensazione Open Collector si realizza invece semplicemente a scatola aperta, senza inserire niente nei terminali. . . . .	51
3.12	Caratteristica IV per 4 tipi diversi di sensore; il flesso nell'intervallo di overvoltage non è sempre visibile a causa delle misure protettive. . . . .	52
3.13	Schematizzazione dei flessi che caratterizzano una curva IV. Essi sono ben visibili nel caso del SiPM FBK 5. . . . .	53
3.14	Esempi di fit di estrazione del breakdown per ogni tipologia di sample analizzato.	54
3.15	Schematizzazione dei tre metodi usati per l'estrazione del breakdown; è stato scelto un caso in cui l'intersezione delle due rette non avviene esattamente sul vertice della parabola per rendere evidenti le due rette, che altrimenti si confonderebbero con la parabola stessa. . . . .	55
3.16	Sono riportati i diversi valori di breakdown per i sensori analizzati; quelli con valore simile sono stati raggruppati per colore. In azzurro chiaro troviamo i sensori con una $V_{BD}$ di circa 34V; in azzurro più scuro sono riportati gli SPAD con una $V_{BD}$ di circa 32V mentre in blu troviamo gli HPK con una $V_{BD}$ di circa 39V; per questi ultimi, 1 indica la colonna mentre 3 e 4 indicano la riga della matrice di cui fanno parte. . . . .	56

3.17	Valori di breakdown analoghi sono stati accorpati; nel primo grafico è stato riportato un confronto tra sensori di diversa produzione così da poter apprezzare le diverse tensioni di breakdown; in generale osserviamo che grafici della stessa tipologia hanno lo stesso valore di breakdown ma gli andamenti delle correnti non sono mai perfettamente sovrapponibili. . . . .	57
3.18	Esempi di andamenti di CV: è riportato un esempio per ogni tipo. FBK 5 è un singolo SiPM, FBK L è un array di SiPM e FBK G invece è un singolo SPAD. . . . .	58
3.19	Nello stesso grafico è stata riportata la curva CV e la IV; le due curve si intersecano alla tensione $V_{GL}$ , cioè quando la corrente aumenta di valore mentre la capacità rallenta la sua decrescita; inoltre in questo caso per il valore di tensione $V_{BD}$ la capacità inizia il suo andamento asintotico. . . . .	59
3.20	I valori di capacità degli HPK sono molto più elevati; tra gli FBK invece i SiPM sono quelli che raggiungono valori di capacità maggiori mentre gli SPAD hanno un andamento quasi piatto della curva per quanto riguarda la fabbricazione FBK; per gli HPK invece la capacità è molto più elevata per entrambi i sensori esaminati. . . . .	60
3.21	Tutti i sensori della stessa famiglia esibiscono lo stesso comportamento. . . . .	61
3.22	In tabella è riportato il risultato del confronto tra i sensori analizzati per quanto riguarda l'andamento delle capacità. . . . .	61
3.23	In figura è riportato l'andamento del campo elettrico: esso è molto intenso sulla giunzione, dove gli strati sono maggiormente drogati; in particolare, la presenza di uno strato di guadagno drogato p+ permette di amplificare il campo elettrico e al tempo stesso di renderlo stabile. . . . .	62
3.24	In figura è riportato l'andamento del profilo di doping in funzione della profondità. Si nota come lo strato di guadagno sia maggiormente dopato rispetto agli altri. . . . .	63
3.25	Andamento della profondità in funzione della tensione all'interno del sensore. . . . .	64
4.1	Numeri quantici di sapore di ogni quark . . . . .	68
4.2	La matrice CKM descrive la probabilità che avvenga una trasmutazione interna o esterna alle generazioni . . . . .	71

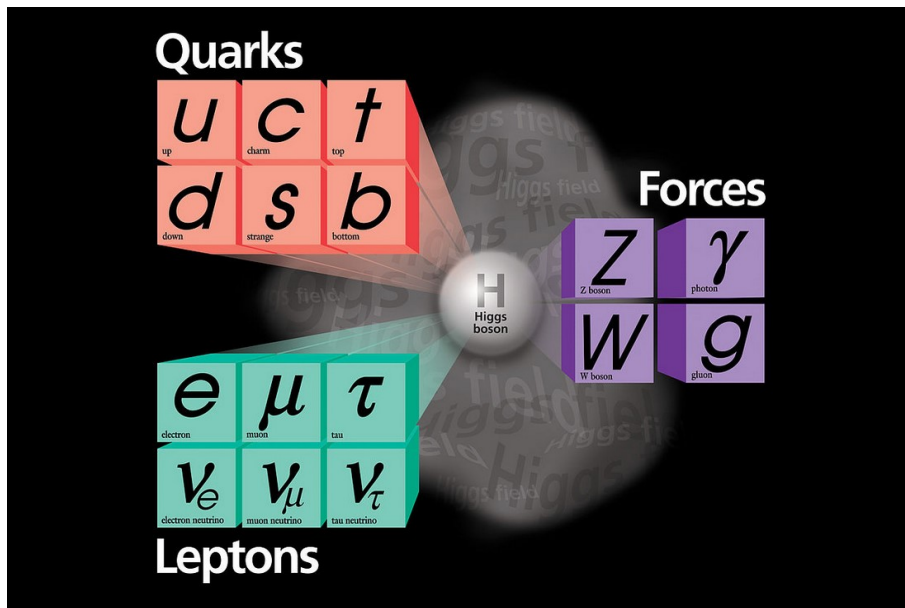
# Capitolo 1

## L'esperimento ALICE 3 e il plasma di quark e gluoni

### 1.1 Introduzione al Modello Standard

Con il termine Modello Standard (MS) [1] si indica l'insieme delle più moderne teorie che descrivono la fisica delle particelle elementari e le loro interazioni: elettromagnetica, forte e debole. Queste ultime sono descritte dalle **teorie di campo quantizzato**, che legano i principi della relatività ristretta con quelli della meccanica quantistica; si basano sull'assunzione che esista un solo ente fisico, **il campo**, che può essere caratterizzato in termini di massa, momento angolare di spin e carica interna. Quando il campo viene perturbato varia la propria energia o quantità di moto attraverso unità discrete detti quanti, che si manifestano come particelle con le medesime caratteristiche del campo. Sulla base dei dati sperimentali ad oggi disponibili, si classificano 12 tipi di campi materiali fondamentali i cui quanti sono dotati di massa e spin  $\frac{1}{2}$  (fermioni) e sono portatori di cariche interne che si accoppiano con i campi di forza (appendice 4.1). Uno schema di questo concetto, in cui è illustrata la classificazione delle particelle elementari secondo il modello standard, è riportato in figura 1.1. I 12 fermioni si dividono in:

- 6 quark, soggetti ad interazione forte perchè portatori di una carica interna detta carica di colore;
- 6 leptoni, non soggetti all'interazione forte e di massa generalmente inferiore a quella dei quark.



**Figura 1.1:** Grafico concettuale rappresentante le interazioni tra particelle ed i campi di forza secondo la classificazione del Modello Standard: il meccanismo mediante il quale le particelle acquisiscono massa è l'interazione con il campo di Higgs.

Entrambi sono però soggetti sia all'interazione elettromagnetica che a quella debole.

Gli stati legati di quark sono detti **adroni**, particelle di carica di colore nulla e divisi in due famiglie:

- **i mesoni**, stati legati di quark e antiquark.
- **i barioni**, stati legati di tre quark o tre antiquark.

## 1.2 Adroni

Gli adroni sono particelle soggette ad interazione forte, una forza descrivibile mediante una teoria di gauge denominata QCD (Cromodinamica Quantistica) dove ogni sapore <sup>1</sup> di quark possiede una carica di colore convenzionalmente indicata come verde, rosso o blu (appendice 4.1.2). L'interazione forte possiede un tipo di potenziale che aumenta con la distanza: dunque, è una forza molto intensa nel regime delle basse energie (grandi distanze) e viceversa la sua intensità diminuisce nel regime delle alte energie (brevi distanze), una proprietà nota come

<sup>1</sup>Il sapore è una caratteristica interna delle particelle che ne distingue il tipo; i sapori non si accoppiano con i campi di forza, quindi non sono all'origine dell'interazione tra particelle.

**libertà asintotica.** Per separare i quark dagli adroni è quindi necessario fornire sempre più energia: se immaginiamo una collisione altamente inelastica tra adroni come un urto tra i quark che li costituiscono, il quark diffuso tenderà, per effetto del notevole quadrimpulso ricevuto, ad allontanarsi dagli altri. In questo modo infatti i quark acquisiscono energia sufficiente per cercare di abbandonare lo stato legato; tuttavia a causa della natura del campo di interazione forte nel quale sono immersi i quark, la loro energia cinetica verrà trasformata in energia potenziale immagazzinata dal campo, impedendo così al quark di separarsi dall'adrone. Se tale energia è sufficientemente elevata sarà impiegata per creare nuove coppie di quark-antiquark (jet adronici). Questa situazione è denominata **confinamento** dei quark all'interno degli adroni (appendice 4.1.2) e fornisce una spiegazione al fatto che due o più quark si legano in stati che hanno complessivamente colore bianco <sup>2</sup>.

### 1.3 Quark Gluon Plasma

Il Quark Gluon Plasma (QGP) è uno stato della materia che si verifica in condizioni di alte densità ed energie in cui le particelle elementari, che costituiscono gli adroni, sono deconfinati [2]: si tratta di un insieme di quark e gluoni all'equilibrio termico e vicino all'equilibrio chimico. La parola plasma sottolinea proprio la presenza di **cariche di colore libere**, a differenza di quello che si osserva nella comune materia adronica a basse temperature. Il modello generale circa la formazione dell'universo afferma che la materia è esistita sotto forma di plasma, nel quale erano presenti quarks e gluoni liberi, per un intervallo di tempo compreso tra  $10^{-10}$ s e  $10^{-6}$  s a seguito del Big Bang. Dunque le condizioni che vengono create negli acceleratori ci permettono di acquisire informazioni sull'universo primordiale in termini di temperatura e densità energetica: questo è il motivo principale per cui studiare il QGP. In regime non perturbativo sono stati effettuati pochissimi esperimenti, per tale motivo l'analisi delle proprietà e delle caratteristiche del QGP fornisce uno strumento per confermare le teorie circa i modelli di particelle elementari.

---

<sup>2</sup>Uno stato legato possiede colore bianco, cioè ha carica di colore nulla.



Gli urti tra ioni pesanti in regime ultrarelativistico permettono la creazione di condizioni favorevoli alla formazione del QGP e forniscono quindi indirettamente informazioni molto importanti per gli studi odierni. Il plasma di quark e gluoni si forma dall'interazione di particelle prodotte nelle collisioni primarie: si tratta di un mezzo molto denso che raggiunge l'equilibrio termico molto velocemente, con densità ed energia elevate; le collisioni tra ioni pesanti si usano quindi per osservare il deconfinamento. Uno dei parametri principale che descrive le collisioni tra ioni pesanti è la **centralità**, definita come la percentuale di quark coinvolti effettivamente nell'urto. All'aumentare della centralità, aumenta il numero di quark (detti **partecipanti**) che prendono parte alla collisione e che concorrono alla formazione del QGP. Nelle collisioni periferiche invece solo una parte degli ioni è coinvolta, mentre gli altri, chiamati **spettatori**, continuano il loro moto indisturbato. Le particelle coinvolte vengono solitamente descritte in termini di **rapidità**:

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{E+p_L}{E-p_L}$$

dove  $E$  è l'energia e  $p_L$  è la componente del momento lungo la direzione del fascio e di pseudorapidità, definita come segue:

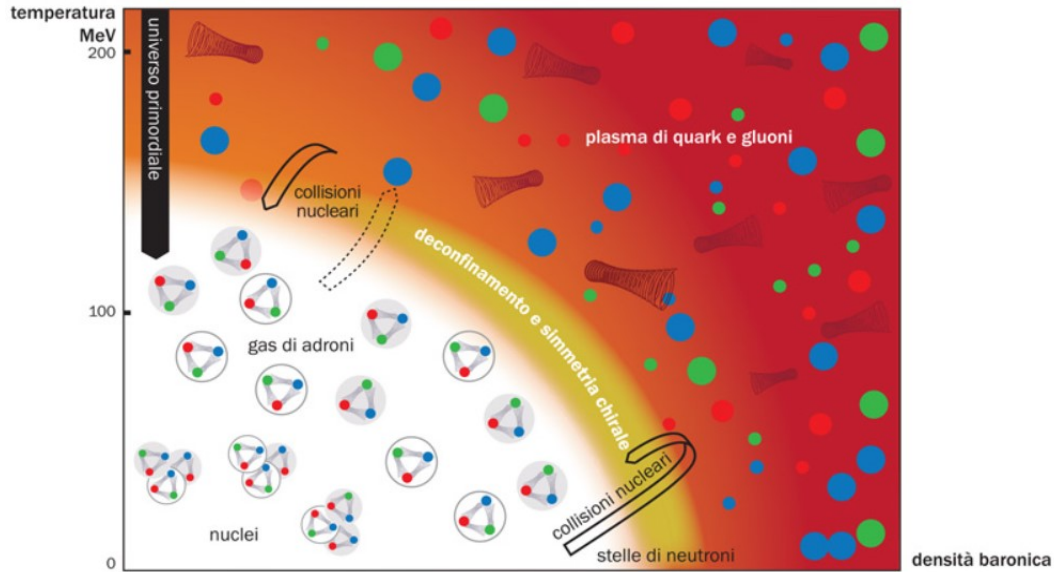
$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{p+p_L}{p-p_L} = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

### 1.3.1 Diagramma di fase della QCD

In seguito agli urti ultrarelativistici tra adroni si forma il QGP [3]: la densità di energia elevata e l'alta temperatura conducono ad un ripristino della simmetria chirale (appendice 4.2) e al deconfinamento dei partoni. Questi due eventi avvengono alla stessa temperatura (figura 1.2), secondo calcoli svolti in LQCD<sup>3</sup>. Il sistema è gran canonico<sup>4</sup> e le variabili da cui è parametrizzato sono il numero di particelle (barioni), il potenziale chimico (denominato bariochimico), la temperatura e l'energia del sistema.

<sup>3</sup>Consiste in un approccio non perturbativo nel caso in cui l'interazione tra quark e gluoni sia molto intensa. Le coordinate spazio-temporali vengono discretizzate introducendo un reticolo di lato  $L$  e passo  $a$ ; se  $\lim_{L \rightarrow \infty} L$  e  $\lim_{a \rightarrow 0} a$  si ristabilisce il caso continuo della QCD. Questa tecnica è molto importante perchè costituisce una delle tecniche principali per lo studio della transizione dalla materia adronica al plasma.

<sup>4</sup>Un sistema è detto gran canonico se scambia sia energia che particelle con l'ambiente circostante; il sistema è il plasma mentre il reservoir è il mare di partoni all'esterno.



**Figura 1.2:** Diagramma di fase della QCD in termini della temperatura e del potenziale bariochimico: il grafico mostra che all'aumentare della densità barionica la temperatura critica diminuisce.

Il potenziale bariochimico è definito come  $\mu_B = \frac{dE}{dN_B}$ ; la temperatura a cui avviene la transizione di fase è detta temperatura critica  $T_c$ ; posto  $\mu_B = 0$ ,  $T_c \sim 170 MeV$ . Il valore di temperatura critica si calcola eguagliando la pressione del vuoto (vacuum) non perturbativo del mare di barioni e la pressione della bolla di QGP contenente il plasma nel vuoto perturbativo; la prima spinge il plasma verso l'interno mentre la seconda è dovuta all'espansione del QGP. La pressione del vuoto perturbativo è data dalla legge di Stephan-Boltzman

$$P_\pi = \frac{\pi^2}{30} \cdot T^4$$

mentre quella della QGP è:

$$P_{QGP} = \frac{37\pi^2}{90} \cdot T^4$$

L'uguaglianza delle due restituisce la temperatura critica [4] e da ciò si può ricavare la densità di energia critica attraverso la formula considerando due sapori di quarks:

$$\epsilon = (2_f \cdot 2_s \cdot 2_q \cdot 3_c \cdot \frac{7}{8} + 2_p \cdot 8_c) \cdot \frac{\pi^2 4\sigma T^4}{30c}$$

L'argomento dentro parentesi tonda sono i gradi di libertà di quarks e gluoni <sup>5</sup>, mentre la  $\sigma$  è la costante di Stefan-Boltzmann. Svolgendo i calcoli dentro la parentesi troviamo il numero di parametri necessari a ricreare le fasi iniziali dell'universo, durante cui il numero barionico era precisamente nullo. <sup>6</sup>.

L'espansione prosegue dapprima per urti inelastici fino al **freeze-out chimico** (le specie chimiche non variano più, sezione 1.3.2) e poi per urti elastici fino ad un **freeze-out termico** o, in alternativa, **freeze-out cinetico** [5] (ad una temperatura circa 110/130 MeV, sezione 1.3.2). Una volta che entrambi i fenomeni sono avvenuti sequenzialmente il QGP si smaterializza cessando di esistere e ne rimangono soltanto i prodotti, mediante i quali si cerca di ricostruirne la "storia temporale" attraverso l'interazione di ciò che rimane del plasma con l'apparato sperimentale. La vita media del QGP è estremamente breve quindi il suo studio si basa sulla misurazione di osservabili, come l'aumento della stranezza, che sono esposte nel paragrafo 1.3.3 e sul confronto tra tali misurazioni e modelli teorici.

### 1.3.2 Evoluzione del QGP

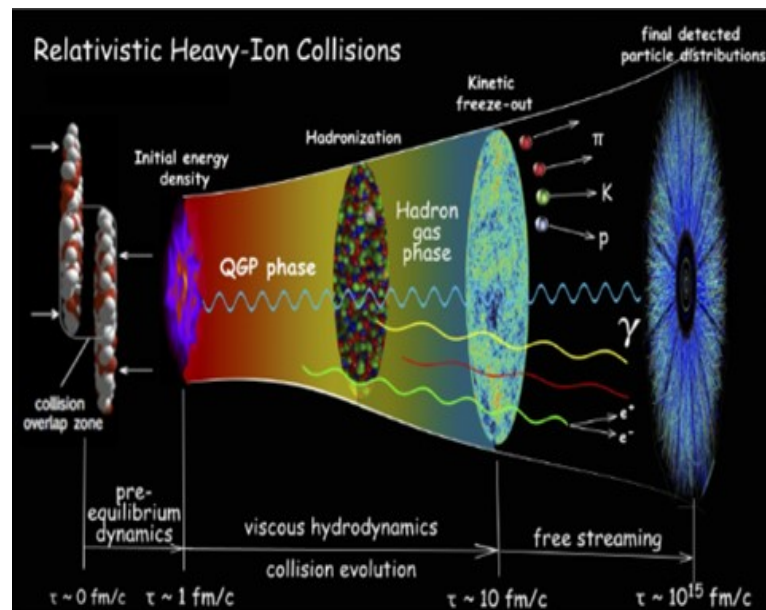
Il plasma di quark e gluoni che si forma in seguito ad urti tra ioni pesanti ultrarelativistici è un mezzo di materia fortemente interagente che migra verso un equilibrio termico: il sistema inizia ad espandersi e a raffreddarsi imprimendo una pressione sul vuoto QCD che lo circonda. Negli istanti successivi al ritorno del sistema alla densità critica, comincia il processo di adronizzazione di quarks e gluoni (il processo di evoluzione del plasma è schematizzato in figura 1.3). Tale processo continua fino a che l'energia non è bassa al punto che le collisioni inelastiche non sono più permesse; tale fenomeno, a seguito del quale le abbondanze chimiche sono fissate, è denominato **freeze-out chimico**. Quest'ultimo è caratterizzato da temperature  $T \approx 150/170 MeV$ . L'espansione continua per urti elastici fino a che le distanze tra gli adroni superano il raggio della forza forte, dopodiché cessano. Questo fenomeno è denominato **freeze-out termico**: esso avviene ad una  $T \approx 110/130 MeV$  e la QGP cessa di esistere. I suoi prodotti

---

<sup>5</sup>f indica i gradi di libertà di sapore ("flavour"), s di spin, q di carica (particella o antiparticella), c di colore e p la polarizzazione; ogni particella può avere due diversi sapori, che in questa approssimazione sono up e down, carica positiva o negativa, spin up o down e 3 colori. I campi invece hanno due tipi di polarizzazione a seconda che creino o distruggano quanti, e 8 colori.

<sup>6</sup>Il numero barionico nullo implica che il numero di barioni e di antibarioni è uguale; questa era la condizione agli istanti iniziali di creazione dell'universo.

sono rivelati come particelle nell'apparato sperimentale: da ciò si ricostruisce l'evoluzione del sistema.



**Figura 1.3:** Rappresentazione grafica delle fasi successive alle collisioni tra ioni pesanti in regime ultrarelativistico.

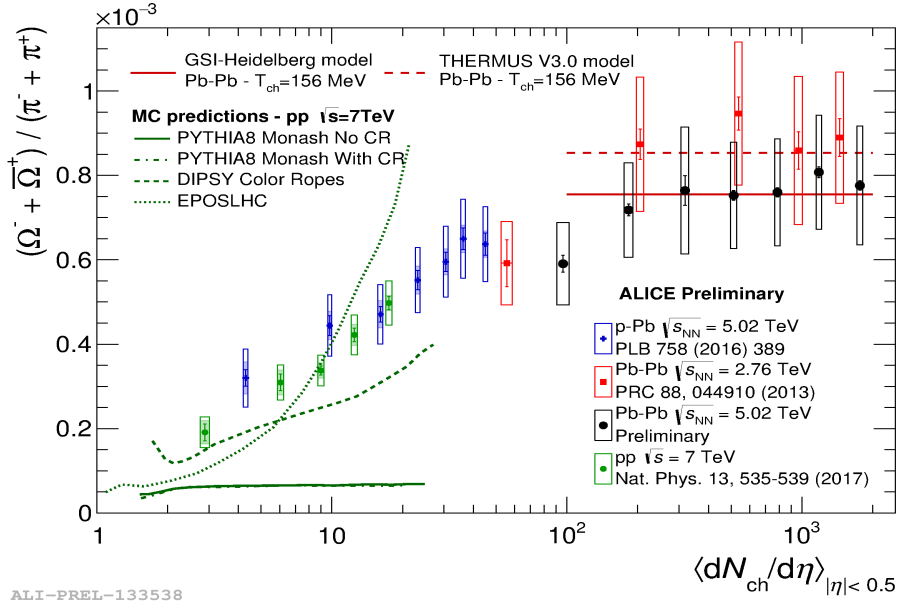
### 1.3.3 Evidenze sperimentali del QGP

Le prove sperimentali dell'esistenza del QGP sono ottenute unicamente da misure indirette, cioè dai prodotti finali che seguono il processo di adronizzazione. Ciò è dovuto alla brevissima vita media del plasma,  $\tau \sim 10^{-23} s$ , che impedisce osservazioni fenomenologiche dirette<sup>7</sup>. Tali prove si dividono in:

- **“soft probes”**: l'interazione tra i quark che compongono i nucleoni avviene con scambio di basso impulso (regime non perturbativo della QCD), e le particelle prodotte hanno mediamente bassi impulsi trasversi.
- **“hard probes”**: l'interazione tra i partoni avviene con scambio di alto impulso, e le particelle prodotte hanno tipicamente alti impulsi trasversi.

#### Soft Probes

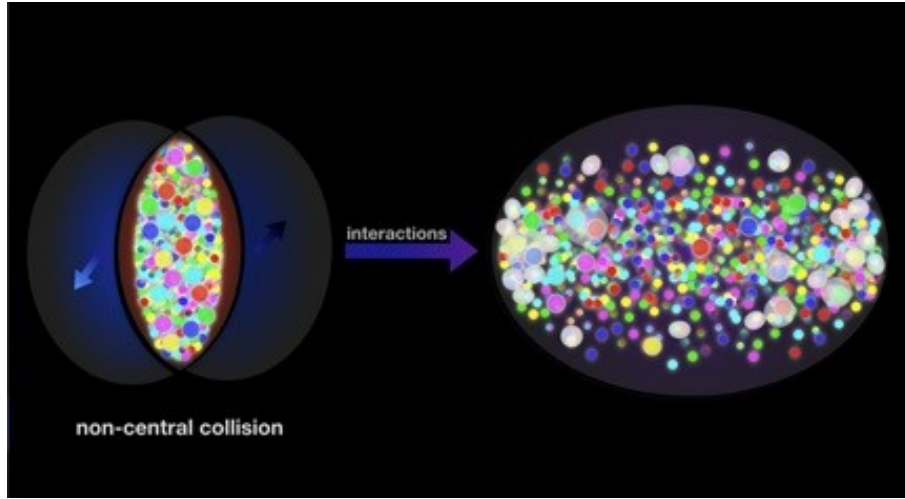
<sup>7</sup>In particolare, la ragione principale è che i quark liberi non arrivano a interagire con i nostri rivelatori, quindi possiamo osservare solo le prove lasciate da particelle come adroni e leptoni.



**Figura 1.4:** Rapporto di produzione tra mesoni omega e pioni in funzione della molteplicità della collisione e per diversi sistemi collidenti, da cui si osserva il relativo aumento di produzione di adroni contenenti quark strange in collisioni Pb-Pb rispetto a collisioni pp.

**Aumento stranezza** Nei nucleoni che collidono (protoni e neutroni) non ci sono quark e antiquark di valenza strani che invece sono presenti nei prodotti delle collisioni (figura 1.4). I normali processi di decadimento si concludono con particelle contenenti quark up e down oppure elettroni e positroni liberi, che hanno minore massa (appendice 4.3); la produzione di adroni strani risulta quindi normalmente soppressa, in eventi in cui non ci si aspetta la formazione di uno stato di QGP, dal fatto che la massa dinamica di un quark strange è molto maggiore di quella di un quark up o down. Al momento della formazione del QGP invece, la massa del quark strano vale  $150 \text{ MeV}/c^2$ , poiché si tratta di una massa nuda, priva di effetti dinamici; inoltre l'energia in gioco è molto più elevata, ed è sufficiente a coprire la piccola differenza di massa tra i quark up, down e strange. In tali condizioni è favorita la formazione di **coppie strange-antistrange**<sup>8</sup> a causa dell'interazione tra gluoni liberi: questo processo è noto come **thermal production**. Come conseguenza si ha l'aumento della probabilità di formazione di stati  $\Omega^-(sss)$ ,  $\Omega^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$ ,  $\Lambda^0(uds)$ ,  $\Xi^-(dss)$  e  $\Xi^0(uss)$ : tale probabilità aumenta all'aumentare del numero di nucleoni che collidono.

<sup>8</sup>non essendoci stranezza nei nucleoni iniziali, e siccome l'interazione forte conserva il numero quantico di stranezza, la loro produzione deve avvenire in coppia.



**Figura 1.5:** Rappresentazione grafica del flusso ellittico.

**Flusso ellittico** Un'altra evidenza indiretta del QGP è il flusso ellittico, ossia il flusso dovuto all'espansione del plasma dopo le collisioni tra ioni pesanti, come riportato in figura 1.5. Il flusso ellittico descrive l'anisotropia azimutale dell'emissione di particelle per collisioni periferiche tra ioni pesanti e riflette l'anisotropia spaziale della regione di sovrapposizione nucleare nel piano trasverso. La causa dell'anisotropia è la **non centralità** degli urti: durante una collisione centrale gli impulsi degli ioni sono uniformemente distribuiti attorno al punto di impatto e la loro distribuzione è sferica. Ciò non accade invece in seguito ad una collisione periferica: alcuni ioni, detti spettatori, continuano indisturbati il loro moto e solo quelli partecipanti collidono effettivamente. La distribuzione degli impulsi diventa anisotropa ed è descritta da un'ellisse; tanto più ci si discosta da una collisione centrale tanto più l'ellisse risulterà schiacciata. Analiticamente, il flusso ellittico è definito come il secondo coefficiente armonico della serie di Fourier azimutale<sup>9</sup> della distribuzione degli impulsi; la distribuzione azimutale finale delle particelle emesse è descritta da un'espansione in serie di Fourier:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 x} = \frac{d^2 N}{2\pi \cdot p_T \cdot dp_T \cdot dy} \cdot \left( 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \nu_n \cdot \sin(n(\phi - \phi_R)) \right)$$

dove  $\Phi_R$  è l'angolo di inclinazione del parametro di impatto nel piano trasverso.  $\nu_2$  è quindi un indice di anisotropia: nelle fasi iniziali della formazione del plasma quest'ultima è maggiore, quindi anche il flusso ellittico sarà più sensibile alle fluttuazioni. Esse ci permettono

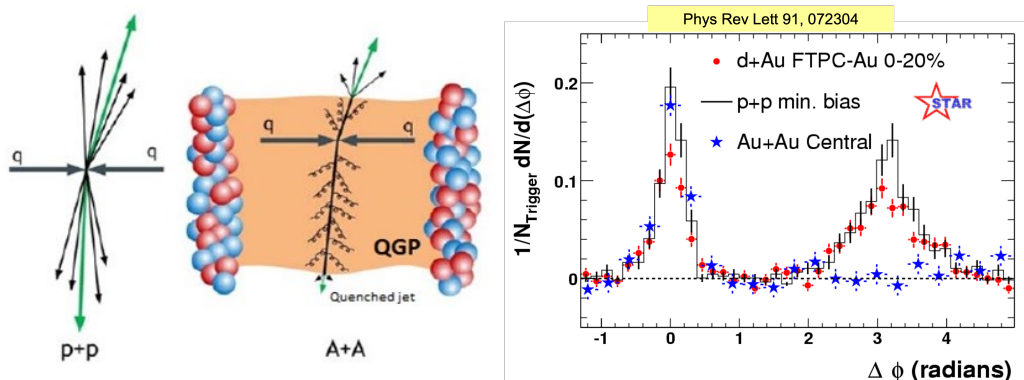
<sup>9</sup>Una serie azimutale descrive una coordinata angolare, quindi è una serie di seni e coseni.

di acquisire in modo indiretto informazioni sulla scala temporale di termalizzazione<sup>10</sup> e su altre caratteristiche tipiche delle collisioni relativistiche tra ioni pesanti.

## Hard Probes

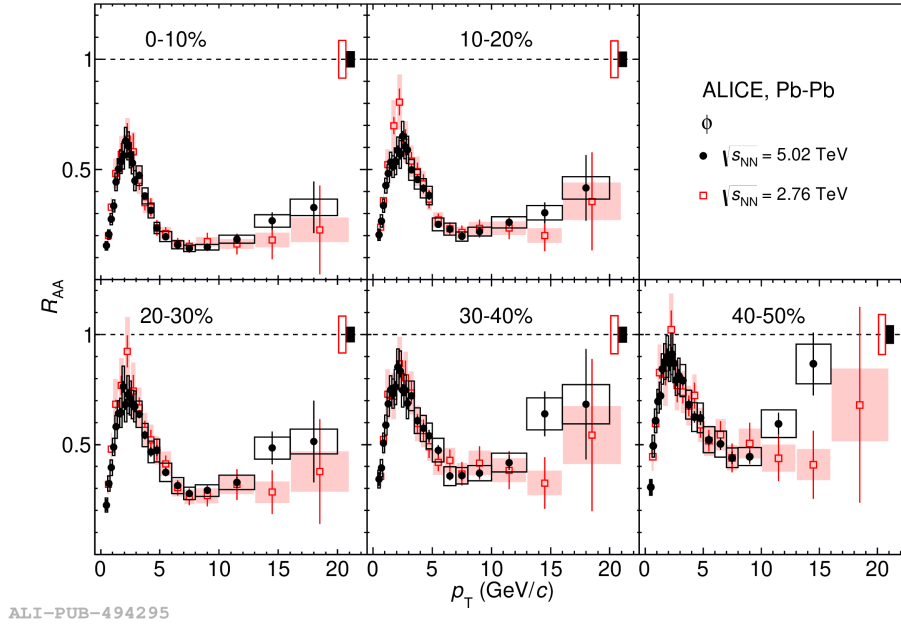
**Jet quenching:** La produzione di particelle con elevato impulso trasverso avviene per collisioni hard tra partoni nelle primissime fasi della collisione ione-ione, prima ancora che il sistema di quark e gluoni liberi raggiunga l'equilibrio. Queste particelle quindi attraversano il QGP interagendo con i suoi costituenti e perdendo progressivamente energia per effetto di urti inelastici ed effetti radiativi [6]; questa perdita di energia è alla base del fenomeno denominato **jet quenching**.

Originariamente, i jet sono formati da gluoni e quark che adronizzano e i prodotti della loro combinazione possono essere osservati direttamente. Lo studio delle caratteristiche del QGP avviene osservando i cambiamenti del jet rispetto al caso non interagente (figura 1.6). Infatti, al momento dell'impatto, si formano due jet in versi opposti lungo la stessa direzione; uno dei due si trova a compiere un cammino molto più lungo nel plasma, e viene notevolmente rallentato come accade ad una particella che viaggia in un mezzo viscoso. La perdita di energia si traduce in radiazione di frenamento che costituisce una prova dell'esistenza del QGP [?].



**Figura 1.6:** Fenomeno del jet quenching generato da una collisione centrale fra due ioni pesanti e ed una protone-protone (a sinistra); a destra invece è riportato il confronto tra collisioni pp e collisioni ione-ione: nel primo caso è possibile osservare tutti e due i jet a 180°, mentre nel secondo uno dei due jet sparisce perchè il quark ha perso energia attraversando il plasma.

<sup>10</sup>La termalizzazione è il processo attraverso il quale due corpi raggiungono l'equilibrio scambiandosi energia e massimizzando così l'entropia del sistema.



**Figura 1.7:**  $R_{AA}$  misurata per il mesone  $\phi$  in funzione dell'impulso  $p_T$  e per diverse classi di centralità in collisioni Pb-Pb ad  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV e  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV.

La soppressione di impulso è più evidente nelle collisioni centrali, in quanto in quelle periferiche la lunghezza del mezzo attraversato è minore. La centralità viene definita in termini di sezione d'urto  $\sigma$  e parametro di impatto  $b$ , cioè la distanza tra i centri dei due nuclei sul piano perpendicolare al fascio:

$$c = \frac{1}{\sigma_{AA}} \cdot \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} \cdot db'$$

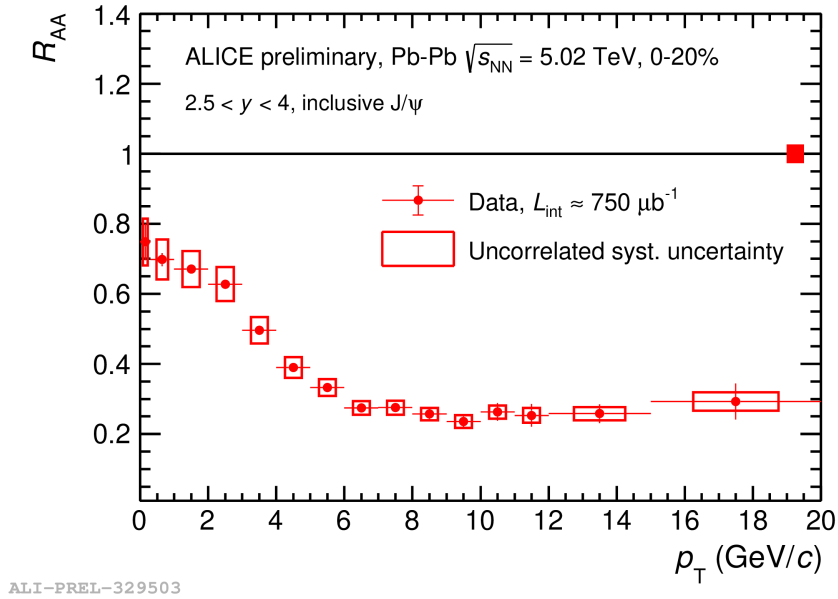
La soppressione è quantificata dal **fattore di modificazione nucleare**, in figura 1.7 è riportato come esempio il caso del mesone  $\phi$ [7]:

$$R_{AA} = \frac{d^{AA}N/dp_T \cdot d\eta}{\langle T_{AA} \rangle d^2\sigma_{inel}^{pp}/dp_T \cdot d\eta}$$

Se  $R_{AA} = 1$ , significa che il numero di particelle prodotte negli urti A-A è proporzionale al numero di collisioni binarie nucleone-nucleone, mentre  $R_{AA} \neq 1$  indica l'interazione con un mezzo deconfinato (QGP). In particolare, se  $R_{AA} > 1$  indica amplificazione, se  $R_{AA} < 1$  indica soppressione.

**Produzione della  $J/\psi$**  Definiamo gli stati **quarkonia** come gli stati legati di **charmonium** ( $c\bar{c}$ )  $J/\psi$  e **bottonium** ( $b\bar{b}$ )  $\Upsilon$ . Le collisioni Pb-Pb alle alte energie dovrebbero impedire,





**Figura 1.8:**  $R_{AA}$  misurata per il mesone  $J/\psi$  in funzione dell'impulso trasverso  $p_T$  misurata dall'esperimento ALICE in collisioni Pb-Pb ad  $\sqrt{(s_{NN})} = 5.02$  TeV.

in modo assoluto, la produzione di stati legati di quarks pesanti, per via della schermatura operata dalla forza forte nel QGP. All'interno di quest'ultimo ci sono delle condizioni di densità energetica e temperature elevate tali da indurre i quark bottom (nel caso del  $\Upsilon$ ) o i charm (nel caso della  $J/\psi$ ) ad allontanarsi di una distanza superiore al raggio di azione della forza forte, per cui il legame diminuisce e i due quark possono essere facilmente separati dagli urti con le altre particelle presenti nel sistema. Nel caso della  $J/\psi$  tra i due charms si inseriscono u, d o s (o i corrispettivi antiquarks) formando i mesoni D. Un esempio di soppressione della produzione di mesoni  $J/\psi$  in collisioni Pb-Pb è mostrata in figura 1.8.

## 1.4 L'esperimento ALICE 3

### 1.4.1 ALICE 3

ALICE 3 è il nuovo esperimento che è stato proposto ad LHC per lo studio del QGP prodotto in collisioni tra ioni pesanti ed è l'evoluzione dell'attuale esperimento ALICE <sup>11</sup> (figura 1.9)

<sup>11</sup>ALICE è un esperimento del CERN in cui si sfruttano collisioni tra ioni pesanti a velocità prossime a quella della luce al fine di ottenere uno stato della materia particolare (plasma) formato da quark e gluoni deconfintati (QGP).

previsto per il 2032 e capace di separare elettroni e pioni fino a impulsi molto bassi e di rivelare i vertici secondari di decadimento con una precisione senza precedenti. L'intero esperimento si basa sulla tecnologia di **sensori ultra-sottili al silicio**, impiegati sia per il tracciamento che per l'identificazione delle particelle cariche. Inoltre, sarà possibile gestire una maggiore luminosità degli eventi previsti nella RUN 5. ALICE già durante la RUN 1 aveva portato alla scoperta di nuovi fenomeni, come l'evoluzione dell'aumento nella produzione di stranezza da collisioni pp a bassa molteplicità fino a collisioni Pb-Pb ad elevata molteplicità. Questo nuovo apparato sperimentale permetterà di approfondire notevolmente lo studio dei quark pesanti. Queste misure rappresentano uno strumento fondamentale per lo studio dell'adronizzazione dei quark provenienti dal QGP e della perdita di energia all'interno di questo mezzo ultra denso. Le innovazioni apportate consentirebbero di misurare:

- barioni con due o più charm;
- un flusso ellittico di coppie elettrone-positrone;
- fotoni a basso impulso.

Inoltre, LHC prevede durante RUN 5 anche collisioni tra nuclei pesanti diversi dal Piombo, quindi con nuovi materiali come Argon e Krypton; ALICE 3, a differenza dell'attuale apparato sperimentale, permette lo studio di questo tipo di eventi, la cui luminosità non è sostenibile dagli attuali rivelatori di ALICE.

## 1.4.2 LHC

Il **Large Hadron Collider (LHC)** è il più grande acceleratore di particelle al mondo situato al CERN di Ginevra<sup>12</sup>. Si tratta di un acceleratore circolare con una circonferenza di 27 chilometri, nel quale vengono fatti circolare due fasci di particelle in direzioni opposte con velocità ultrarelativistiche, all'interno di tubi a vuoto. Il punto in cui i due fasci collidono costituisce la sede dei quattro esperimenti ad ora in corso: ALICE, ATLAS, CMS e LHCb. I fasci vengono guidati da un sistema di magneti superconduttori che lavorano ad una temperatura di 1.9K (appendice 4.4). Una schematizzazione di LHC è riportata in figura 1.10 mentre i magneti sono riportati in figura 1.11 e in figura 1.12.

---

<sup>12</sup>di esso fa parte il rivelatore ALICE (A Large Ion Collider Experiment) che è sede dell'omonimo esperimento.



**Figura 1.9:** Una foto della caverna in cui ora è collocato ALICE, destinato ad essere sostituito da ALICE 3.

### 1.4.3 Le caratteristiche di ALICE 3

Il detector di ALICE è attualmente posizionato nella caverna che ospitò il rivelatore L3 durante l'esperimento LEP<sup>13</sup> e utilizza il magnete di L3 che produce un campo magnetico di 0.5 T. Inoltre per l'esperimento ALICE, nel 2006 fu installato un magnete di dipolo che forniva un ulteriore campo magnetico di 4 T m. Tuttavia, le modifiche imposte da ALICE 3 prevedono la rimozione sia del rivelatore ALICE sia dei magneti di dipolo, lasciando nella cavità solo il magnete L3. All'interno di esso verrà posizionato un magnete superconduttore, così che l'attuale magnete esterno verrà usato come schermo per il campo magnetico nella cavità. Uno schema della collocazione del nuovo rivelatore ALICE 3 è riportato in figura 1.13, mentre le sue componenti sono riportate in figura 1.14.

<sup>13</sup>L'esperimento L3 era uno dei quattro grandi rivelatori sul Grande collisore elettrone-positrone (LEP). Il rivelatore è stato progettato per cercare la fisica del modello standard e oltre. È stato avviato nel 1989 e ha smesso di raccogliere dati nel novembre 2000 per fare spazio alla costruzione del Large Hadron Collider(LHC).



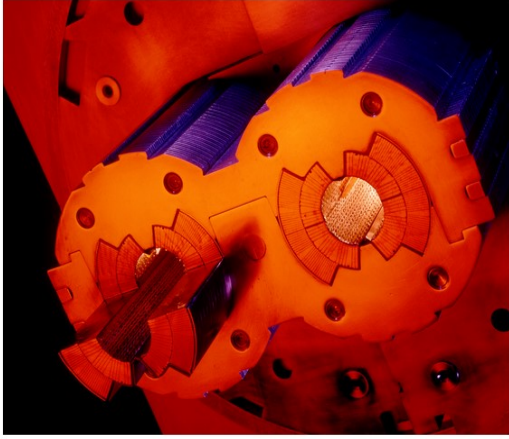
**Figura 1.10:** Vista della regione attorno Ginevra in cui è stato realizzato LHC e posizione dei 4 esperimenti principali (ATLAS, CMS, LHCb, ALICE).

### Il magnete superconduttore

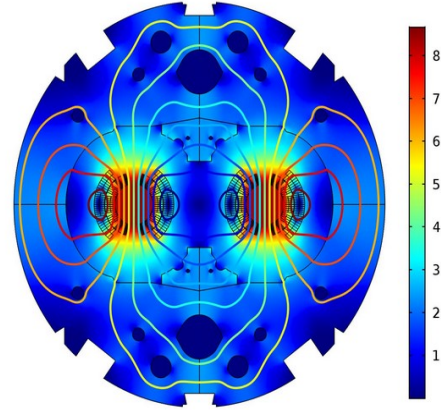
Per il magnete superconduttore ci sono due possibilità (figura 1.15):

- la prima consiste in una bobina solenoidale lunga 7.5 m con spire aggiuntive alle estremità che permettono un aumento del 50% della densità di corrente;
- la seconda opzione consiste di un solenoide centrale di 2 m di lunghezza con un magnete di dipolo sulle due estremità.

Questa seconda configurazione facilita l'installazione e la manutenzione del detector senza dover spostare parti del magnete ed evita criticità nei contatti caldi. Il sistema di dipoli permette di migliorare la spettroscopia degli impulsi in un range di rapidità  $2 < \eta < 4$ ; per bassi  $\eta$ , i magneti forniscono un campo solenoidale fino a 2 T. Per  $\eta$  maggiori invece, lungo l'asse del fascio, il campo è di 1 T m. In figura 1.16 è riportato uno schema del campo magnetico prodotto dalla seconda configurazione di magneti ed un confronto tra i rendimenti delle due configurazioni.



**Figura 1.11:** Dipolo principale del sistema di magneti.



**Figura 1.12:** Rappresentazione dei campi magnetici in regime superconduttivo all'interno di un magente.

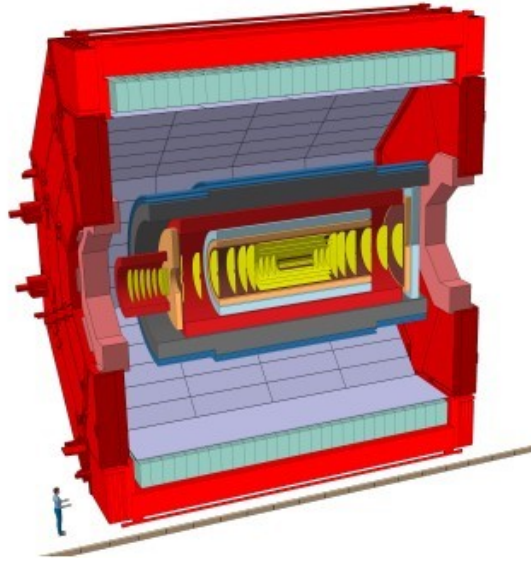
#### 1.4.4 Le componenti principali di ALICE 3

Il tracker si compone di **11 strati cilindrici** e **2x12 dischi in avanti**; è diviso nel **Vertex Detector**, composto dai primi 3 strati e 2x3 dischi, e dall'**Outer Tracker**. Questo permette di ottenere un intervallo di pseudo rapidità di  $\eta < 4$ , con estensione radiale e longitudinale rispettivamente di  $\pm 400$  cm e 0.5–80 cm.

##### Il Vertex Detector

Per avvicinarsi maggiormente al punto di collisione e diminuire quindi l'incertezza sulla misura della posizione del vertice primario e del parametro d'impatto, il tracker viene posizionato all'interno di una camera a vuoto secondaria (figura 1.17) in modo da poter essere rimosso al momento dell'iniezione di LHC e poi nuovamente riposizionato in prossimità del punto di collisione al momento di acquisire i dati. Il modello base di costruzione comprende 4 "petali" che possono simultaneamente ruotare ed avvicinarsi tra loro in modo da ottenere un diaframma ottico, detto **iris tracker**, di 10 mm di diametro; in questo modo il fascio può passare attraverso l'apertura e, contemporaneamente, i petali separano il detector dal vuoto primario di LHC. L'iris tracker è un modo innovativo per posizionare un detector all'interno della beam pipe poiché ogni petalo ospita un quarto di detector in cui il primo strato di rivelamento si trova, nel punto più vicino, ad una distanza di circa 5 mm dall'asse del fascio. Gli strati più interni dei petali invece controllano il campo elettromagnetico indotto dal fascio sia in fase di apertura,



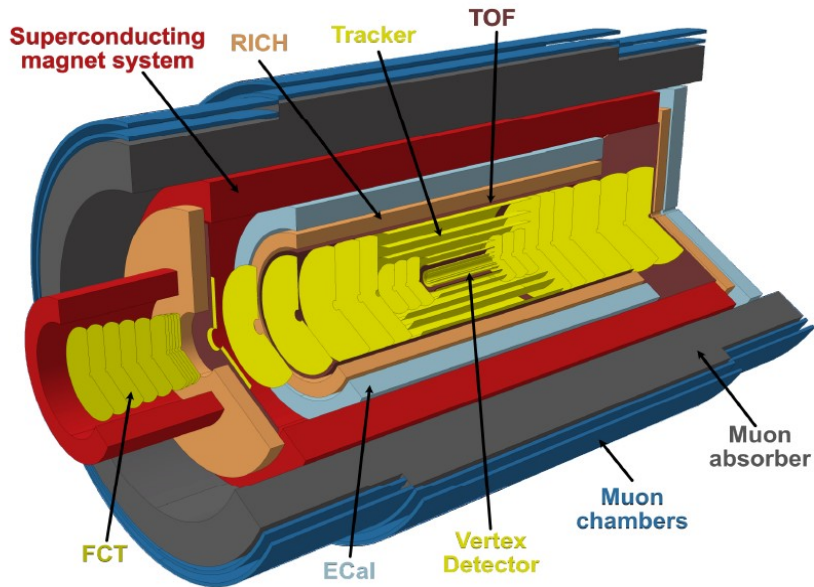


**Figura 1.13:** Schematizzazione del detector ALICE 3 posizionato nella camera del magnete L3; le due immagini rappresentano due diverse configurazioni per i magneti di superconduttori.

con un diametro di 32 mm, sia in chiusura (10 mm). Infatti, quando una particella attraversa una camera a vuoto che non è perfettamente liscia o non è un conduttore perfetto, si crea un campo elettromagnetico indotto che perturba le particelle del fascio e il loro moto, causando non solo perdite di energia, ma anche perdite di densità di corrente, alterando le frequenze di sincrotrone e la qualità del fascio. Inoltre, le particelle che colpiscono la superficie della camera causano un aumento della pressione di vuoto: per questo motivo l'interno della beam pipe è ricoperto di un sottile strato di titanio-zinco-vanadio che viene attivato dal calore e assorbe le particelle residue.

### **L'Outer Tracker**

La sua struttura si basa su moduli ed elementi strutturali come componenti principali (figura 1.18); in un modulo, diversi sensori sono accoppiati e connessi ad uno strato termico altamente conduttivo. Ogni modulo è singolarmente collegato ad uno supporto che fornisce supporto meccanico, allineamento, raffreddamento e collegamento elettrico. Per lavorare a temperatura ambiente, il sistema di raffreddamento utilizza dell'acqua e le operazioni sono svolte a pressione atmosferica e in un ambiente a tenuta stagna. Gli staves ed i dischi sono tenuti in posizione

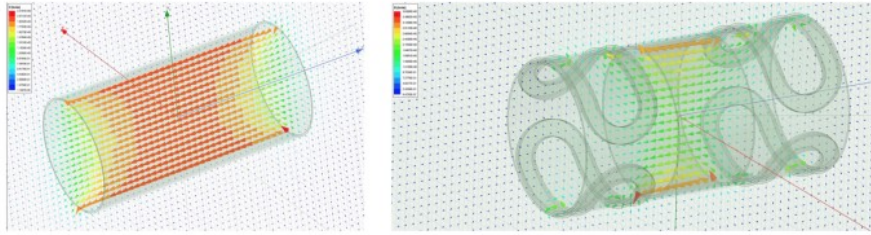


**Figura 1.14:** Rappresentazione della struttura interna di ALICE 3: si distinguono due blocchi, la parte centrale a forma cilindrica ed i dischi posizionati alle due estremità. Il vertex tracker è contenuto all'interno del beam pipe; per l'identificazione delle particelle invece, distinguiamo i rivelatori TOF, RICH, i rivelatori di fotoni Ecal, la camera muonica.

da strutture a forma cilindrica che si estendono per una lunghezza di 8 m. I dischi ad ogni estremità sono montati nello strato più interno della Cylindrical Support Shell.

Il sistema di supporto si basa su due strutture: **staves longitudinali** per i moduli nella regione centrale e **dischi piatti** per le due estremità; le staves hanno una struttura in fibra di carbonio per garantire il posizionamento e la rigidità.

Il sistema di alimentazione invece si basa su convertitori DC-DC e alimentatori in serie, così da ridurre il numero di cavi utilizzati. Le diverse parti del detector sono alimentate da catene di generatori in serie ed ogni segmento è alimentato sia da convertitori DC-DC sia da interruttori di potenza per mantenere la corrente costante, sia da altri generatori a cascata.



**Figura 1.15:** Rappresentazione dei due possibili tipi di magneti superconduttori: a sinistra, la struttura è quella di un solenoide. A destra, alle estremità del solenoide sono posizionati due magneti di dipolo.

### 1.4.5 Time Of Flight (TOF)

#### Come funziona un rivelatore TOF

La misura del tempo di volo serve ad identificare le particelle a partire dalla lunghezza della traiettoria e dall'impulso, noti grazie ai tracking detectors. Possiamo calcolare la massa della particella utilizzando le equazioni relativistiche:

$$E = m\gamma c^2, E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

da cui si ricava la massa della particella:

$$m = \frac{p}{c} \cdot \sqrt{\left(\frac{t \cdot c}{L}\right)^2 + 1}$$

La massa svolge un ruolo centrale nell'identificazione della particella, tuttavia, è necessario associare alla misura una incertezza sperimentale calcolata con il metodo della somma dei quadrati:

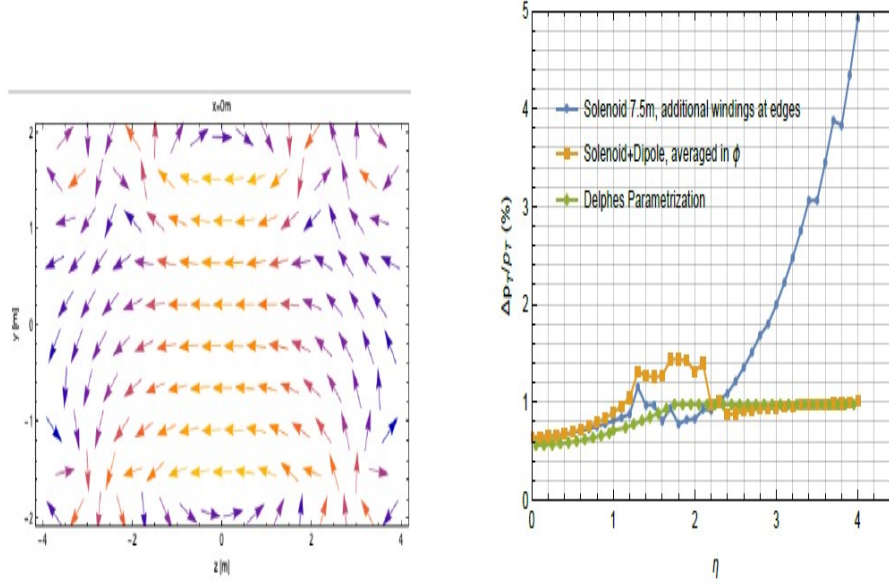
$$\frac{\delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\delta p}{p}\right)^2 + \gamma^2 \cdot \left(\frac{\delta L}{L}\right)^2 + \gamma^2 \cdot \left(\frac{\delta t}{t}\right)^2}$$

Considerando anche che il tempo di volo è noto mediante l'espansione in serie di Taylor:

$$t = \frac{L}{c} \cdot \left(1 + \frac{m^2 \cdot c^2}{2 \cdot p^2}\right)$$

Noto ciò, è possibile calcolare la differenza di tempo di volo per due particelle al medesimo impulso e stessa lunghezza di traiettoria con masse differenti:





**Figura 1.16:** L'immagine a sinistra rappresenta la mappa del campo prodotto dal sistema solenoide + magneti di dipolo, mentre a destra è riportato un grafico sulle performance attese di entrambe le configurazioni. Per muoni con impulso  $p_T$  di 1 GeV, il solenoide fornisce una risoluzione di impulsi tra 0.6% e 1% per  $\eta = 2$  e del 5% per  $\eta = 4$ . Il sistema magneti di dipolo + solenoide invece fornisce una risoluzione di impulsi dell'1% per  $\eta = 4$  che si deteriora di poco per  $1.2 < \eta < 2.2$ .

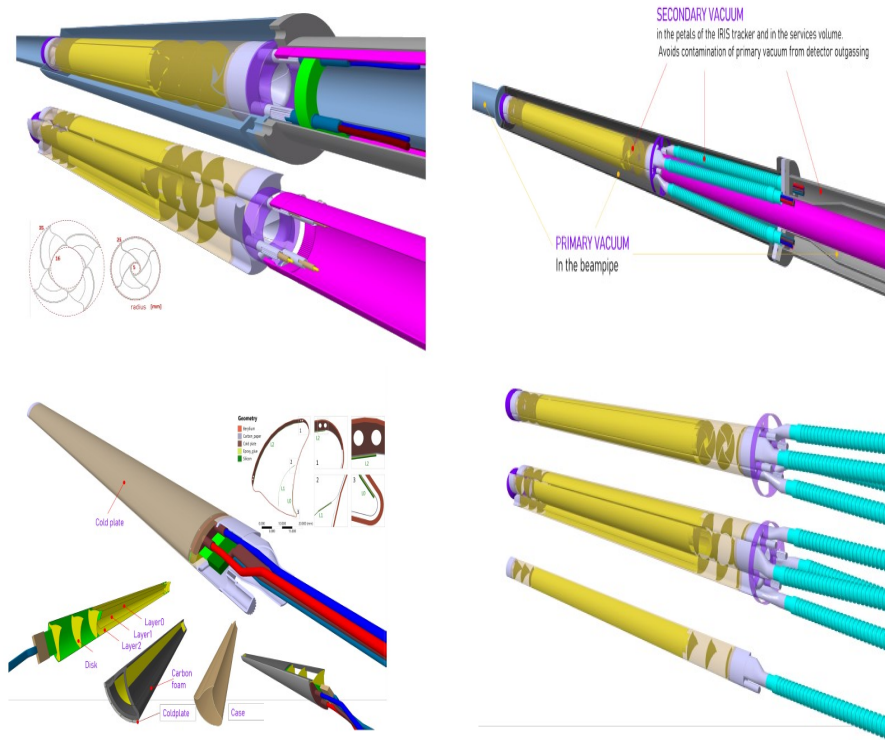
$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{L \cdot c}{2} \cdot \left( \frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2} \right)$$

Da questo, nota la risoluzione temporale  $\delta t$  è possibile ricavare il numero di deviazioni standard, ossia la capacità del TOF di distinguere due particelle con il medesimo impulso e con la medesima traiettoria, denominata:  $\eta_q = \frac{\Delta t}{\delta t}$

### Il rivelatore TOF di ALICE 3

Il sistema di identificazione delle particelle mediante la misura del tempo di volo comprende strati interni ed esterni di rivelatori TOF nel cilindro centrale e nei dischi su entrambi i lati del rivelatore. Le specifiche dei sensori sono riportate in figura 1.19; le dimensioni richieste per il canale di readout sono di 1mm x 1mm per il layer più interno e di 5mm x 5mm per quello esterno.

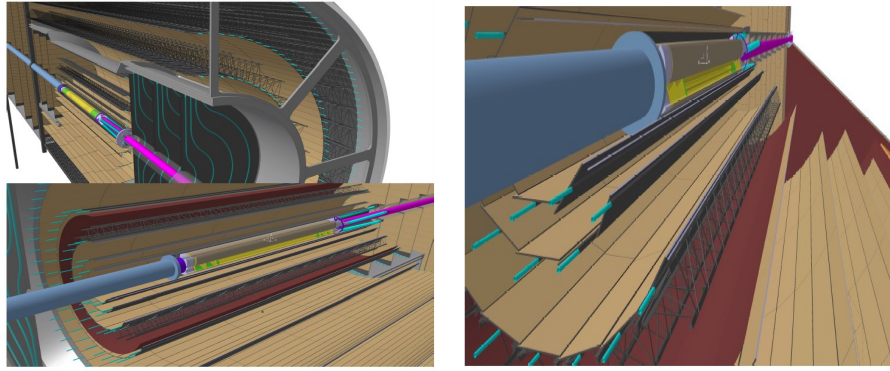
Il sistema TOF si compone di alcune parti principali: i sensori, il front-end, il Time-to-Digital-Converter (TDC), il sistema di distribuzione del clock ed il sistema di lettura. I sensori



**Figura 1.17:** L'immagine mostra la struttura del Vertex Detector: il vuoto secondario è collocato all'interno della beam pipe grazie ai petali dell'Iris Tracker che possono avvicinarsi tra loro. L'ultima immagine mostra come le componenti del Vertex Detector sono assemblate tra loro.

si possono basare su 3 diverse tecnologie: sensori CMOS a svuotamento completo, Low Gain Avalanche Diode (LGAD) e Single Photon Avalanche Diode (SPAD, ovvero le singole celle di un SiPM). In particolare, gli LGAD operano sotto la tensione di breakdown mentre i SiPM si comportano come contatori Geiger.

- I sensori **CMOS** a svuotamento completo offrono una buona risoluzione temporale e una buona copertura con un singolo strato, riducendo i costi di fabbricazione e garantendo un assemblaggio semplice ed economico. Essi devono essere ancora migliorati per raggiungere risoluzioni temporale accettabili: ad esempio, per avvicinarsi al valore ottimale di 20 ps senza consumare eccessivamente in alimentazione deve essere implementato un sottile strato di guadagno.
- Gli **LGADs** invece offrono una risoluzione temporale di 30 ps rms (anche se recentemente è stata portata anche a 20 ps) [8]; il sensore e l'elettronica per la lettura dei dati sono



**Figura 1.18:** Rappresentazione dell'outer tracker: sono visibili le strutture a doghe e la loro sovrapposizione. Inoltre, sono presenti le linee di alimentazione.

fabbricati su wafer differenti. Per questo motivo i costi di produzione sono maggiori e l'assemblaggio risulta più complicato, così che gli LGAD non rappresentano i sensori di prima scelta.

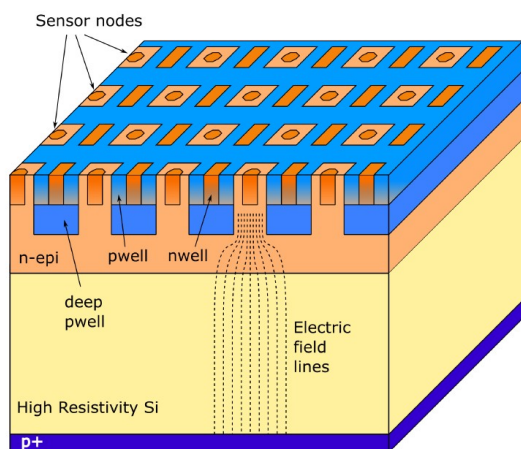
- Gli **SPADs** prodotti nella tecnologia CMOS rappresentano un'altra soluzione monolitica, dove però un singolo strato non potrebbe bastare a causa del dark count (nota: è un tipo di rumore che produce falsi segnali, in cui un fotone viene conteggiato senza essere stato realmente rivelato) e della frazione di area attiva. Tuttavia, l'utilizzo degli SPAD potrebbe fornire informazioni sia di tipo TOF che di tipo RICH [9].

La **tecnologia MAPS** (figura 1.20) invece prevede la costruzione di pixel di piccole dimensioni [10], basso rumore e basso consumo di potenza per applicazioni di tracking mentre buone performance temporali si possono ottenere solo con sensori completamente svuotati, perché sono caratterizzati da una veloce raccolta della carica. Inoltre è necessaria un'attenta organizzazione della geometria del dispositivo ed una corretta configurazione del campo elettrico interno. Sensori con elettrodi piccoli ad esempio hanno una bassa capacità ma non garantiscono l'uniformità del campo, fatto che limita la risoluzione temporale; al contrario, grandi elettrodi stabilizzano il campo ma hanno come lato negativo una grande capacità. Introdurre una tecnologia di guadagno a valanga in MAPS è una buona soluzione per aumentare il rapporto segnale/rumore. Il progetto **FASTPIX** sfrutta pixel di dimensioni ridotte e ha come obiettivo quello di modulare le linee di campo ai bordi delle celle per velocizzare gli accumuli di carica. I progetti **SEED** e **ARCADIA** invece hanno sviluppato dei sensori CMOS completamente

svuotati forniti da LFoundry: sono caratterizzati da un substrato di tipo n ad alta resistività con una superficie epitassiale di tipo n con pozzetti di tipo p che velocizzano l'accumulo di carica.

	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 <sup>2</sup> )	1.5	30	14
Granularity (mm <sup>2</sup> )	1 × 1	5 × 5	1 × 1 to 5 × 5
Hit rate (kHz/cm <sup>2</sup> )	74	4	122
NIEL (1 MeV n <sub>eq</sub> /cm <sup>2</sup> ) / month	1.3 · 10 <sup>11</sup>	6.2 · 10 <sup>9</sup>	2.1 · 10 <sup>11</sup>
TID (rad) / month	4 · 10 <sup>3</sup>	2 · 10 <sup>2</sup>	6.6 · 10 <sup>3</sup>
Material budget (%X <sub>0</sub> )	1–3	1–3	1–3
Power density (mW/cm <sup>2</sup> )	50	50	50
Time resolution (ps)	20	20	20

**Figura 1.19:** Specifiche dei rivelatori TOF.

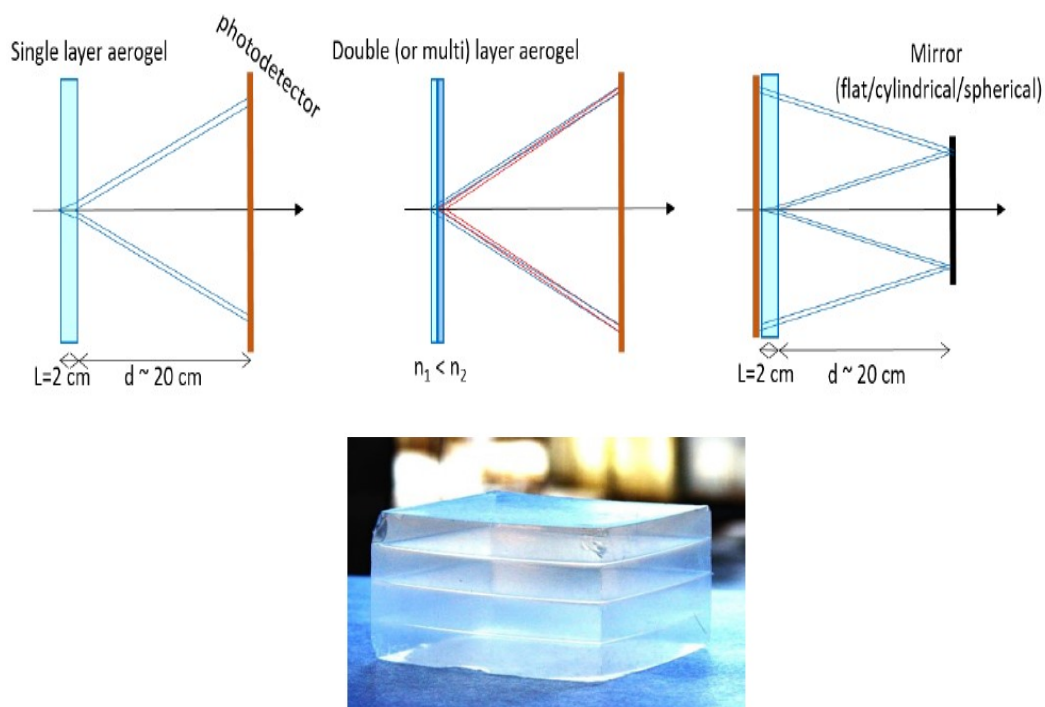


**Figura 1.20:** Struttura di un sensore sviluppato dalla tecnologia MAPS secondo il progetto ARCADIA.

### 1.4.6 Il detector RICH

La radiazione Cherenkov può essere utilizzata per l'identificazione delle particelle che hanno un impulso troppo elevato per essere identificate dal rivelatore TOF: il **Ring-Imaging-Cherenkov (RICH)** [11] è affiancato al rivelatore TOF per separare  $e/\pi$  da impulsi di 500 MeV/c fino a 2 GeV/c e per identificare adroni carichi fino ad impulsi di 10 GeV/c. Il rivelatore RICH è composto da uno strato di aerogel spesso 2 cm (uno schema è riportato in figura 1.21) e da

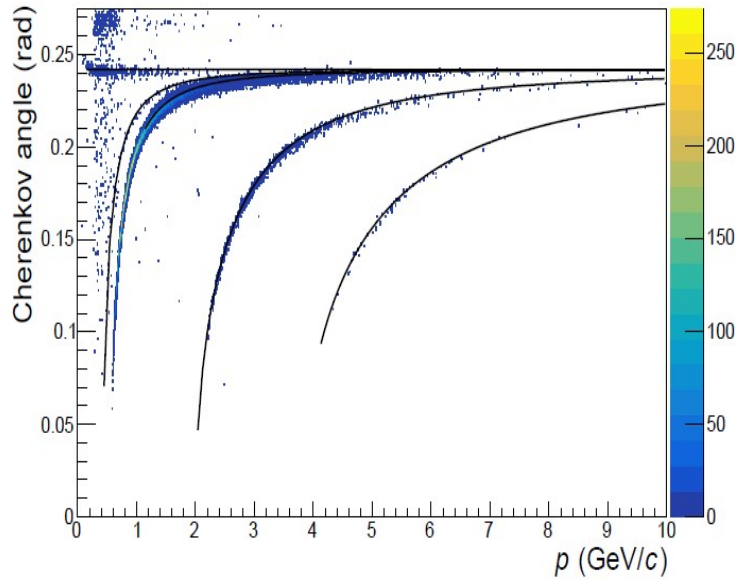
uno strato per la rivelazione di fotoni posizionato a 20 cm dal radiatore. Per questo motivo si utilizzano SiPM per la rivelazione dei fotoni: essi assicurano una riduzione del rumore di background e una misura più precisa angolo Cherenkov (figura 1.22). Inoltre, grazie ad un'efficienza (PDE) del 40% come valore di picco e un dark count (DCR) di  $50 \text{ kHz mm}^{-2}$  (figura 1.23), conoscendo con precisione il tempo in cui un fotone colpisce ogni SiPM, è possibile una buona identificazione delle particelle e delle loro traiettorie.



**Figura 1.21:** Rappresentazione schematica dello strato di aerogel: a sinistra, è riportata lo schema di base; al centro, è riportata una struttura a multistrato mentre nella configurazione a destra è inserito uno specchio. Nell'immagine sotto invece è riportata una foto della mattonella di aerogel.

### 1.4.7 I calorimetri elettromagnetici Ecal

Il **calorimetro elettromagnetico (Ecal)** è progettato per coprire la regione cilindrica centrale e una delle due estremità a forma di disco, in un range di rapidità di  $1.6 < \eta < 4$ . Una parte del rivelatore centrale sarà ricoperta da cristalli di  $PbWO_4$  per misurare la  $\chi_c$  e fotoni diretti (soft). Il cilindro centrale di Ecal è collocato tra il rivelatore RICH e il magnete criostatico con

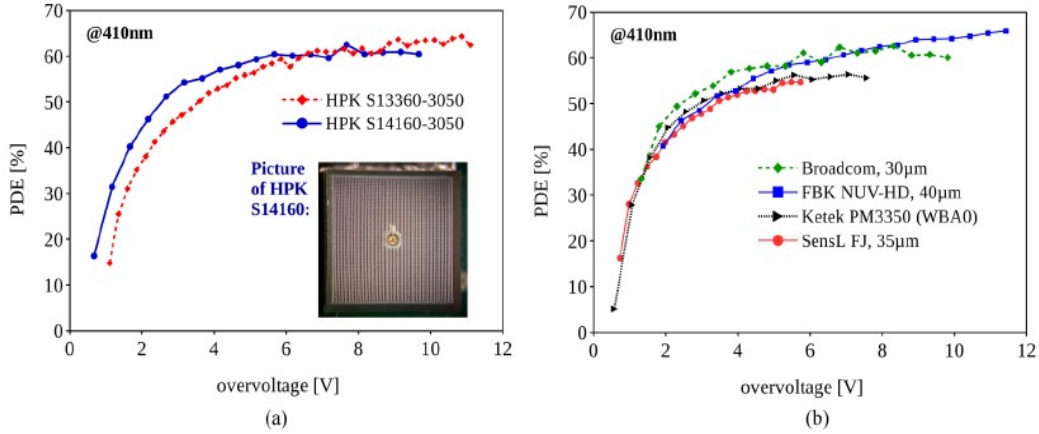


**Figura 1.22:** Rappresentazione dell'angolo Cherenkov in funzione degli impulsi.

un raggio interno ed esterno rispettivamente di 1.15 m e 1.45 m. I 7 m di lunghezza coprono un range di pseudorapidità di  $\eta < 1.6$  mentre l'estremità è realizzata con un disco di raggio interno 0.16 m e raggio esterno 1.8 m. Il rivelatore è composto da una pila di strati di scintillatori in materiale conduttore e plastica disposti in modo alternato, con uno spessore rispettivamente di 1.44 mm e 1.76 mm. Le 30000 celle richieste sono costruite e una sezione di  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ .

Le celle alle estremità sono costruite con 95 strati di scintillatori spessi 1.44 mm e 1.76 mm così da ottenere un material budget di  $25 X_0$  per uno spessore di 304 mm. Si ipotizza una dimensione trasversa delle celle di  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  così che in totale si avranno 6000 celle. La parte ad alta risoluzione del calorimetro centrale è formata da cristalli conduttori di  $PbWO_4$  con una sezione di  $22 \times 22 \text{ mm}^2$  ed una lunghezza di  $l=180$  mm, che corrisponde a 20 lunghezze di radiazione. Il numero di celle in questa sezione del detector è circa 20000: esse formano una matrice cilindrica di 320 celle nella direzione azimutale e di 62 celle in quella longitudinale. In figura 1.24 è riportato un confronto della differenza di massa invariante di un fotone rivelato da Ecal al variare della risoluzione energetica  $b$ .



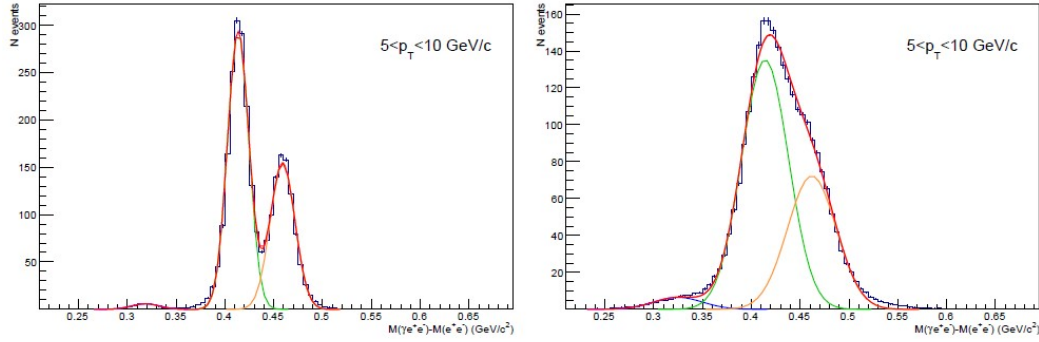


**Figura 1.23:** Rappresentazione della PDE di un SiPM in funzione dell'overvoltage, misurata ad una lunghezza d'onda di 410 nm; l'immagine a è riferita ad un sensore di produzione giapponese HPK, mentre l'immagine b riguarda sensori di produzione diversa.

### 1.4.8 Il muon identifier

L'obiettivo principale è quello di identificare gli stati di quarkonia, in particolare dei **quark charm**, fino ad impulsi trasversi  $p_T = 0$  nel muon channel nel loro canale di decadimento muonico. È installato al di fuori del sistema di magneti ed è composto da camere per l'identificazione di particelle cariche che passano attraverso l'assorbitore di adroni di circa 1kt.

La caratteristica principale è l'efficienza per gli stati di charmonia su un ampio intervallo di rapidità nella ricostruzione di muoni con impulso fino a  $p_T = 1.5 GeV/c$  per  $\eta = 0$ . Sono state condotte diverse simulazioni di collisioni centrali Pb-Pb a 5.5 TeV e si è osservato che uno spessore di assorbimento di 70 cm per  $\eta = 0$  insieme alla camera muonica con granularità  $\Delta\phi\Delta\eta = 0.02 \times 0.02$  sono elementi sufficienti per una buona identificazione di muoni. Inoltre, poiché il rate delle particelle cariche è moderato ( $3Hz/cm^2$ ) e la granularità dei pad è 50-60 mm è possibile utilizzare la tecnologia della Resistive Plate Chambers (RPCs), che rappresenta una soluzione efficace per i circa 40000 canali. Tuttavia, appare ancora più efficiente l'utilizzo di barre di scintillatori a fibre con lunghezza d'onda variabile equipaggiate con SiPM.

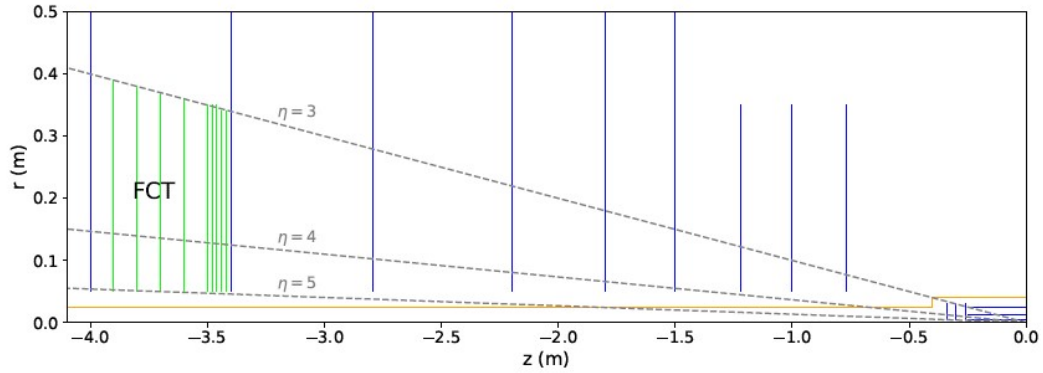


**Figura 1.24:** Spettri della differenza di massa invariante del decadimento  $X_{cJ} \rightarrow J/\Psi\gamma$  con un fotone rivelato da ECal di rapidità media, assumendo come parametro della risoluzione dell'energia del fotone  $b = 0.02\text{GeV}^{1/2}$  (sinistra) e  $b = 0.05\text{GeV}^{1/2}$  (destra).

### 1.4.9 Forward Conversion Tracker

L'obiettivo del **Forward Conversion Tracker** (figura 1.25) è quello di rivelare fotoni fino ad impulsi trasversi di  $2\text{ MeV}/c$ , che sono accessibili solo sfruttando il boost di Lorentz nella direzione incidente; i fotoni rivelabili hanno energie fino a  $E_\gamma = 50\text{ MeV}$  per  $\eta = 4$ . I fotoni sono rivelabili mediante la loro conversione in coppie elettrone-positrone con impulsi di pochi  $\text{MeV}/c$ : per misurare questi impulsi è necessario un campo magnetico perpendicolare alla direzione del fascio incidente. Le simulazioni su FCT sono state condotte ad una posizione  $z=3.4\text{ m}$  con un dipolo di campo magnetico di  $B_y = 0.3\text{ T}$ . Gli elettroni con basso momento trasverso compiono, in un campo magnetico di  $0.3\text{ T}$ , traiettorie incurvate con raggi di circa  $10\text{ cm}$ . Essi possono essere misurati con un array di dischi in silicio che costituiscono strati per il tracciamento distanziati tra loro di  $2\text{ cm}$ .





**Figura 1.25:** Layout del Forward Conversion Tracker; l’FCT è rappresentato in verde: è collocato a circa 3.4 m dall’asse del fascio e in questa posizione il campo magnetico vale  $B_y = 0.3T$ . I dischi che lo compongono sono simili a quelli che compongono il tracker di ALICE 3 e che nell’immagine sono riportati in blu. Nella configurazione base non sono previsti dei convertitori di fronte ad FCT per cercare di ottimizzare la risoluzione degli impulsi: infatti il disco anteriore di FCT è un convertitore attivo.

Per ottenere una buona risoluzione spaziale anche per elettroni con impulsi maggiori sono previsti ulteriori dischi con una spaziatura maggiore tra gli strati; la costruzione prevede quindi 9 dischi di tracking in silicio installati attorno alla beampipe nella direzione del fascio incidente per coprire un range di pseudorapidità  $3 < \eta < 5$ .

Il disco in silicio di ALICE 3 in fronte al FCT può essere usato anche come un convertitore attivo di fotoni, poiché la misura di fotoni a basso  $p_T$  non è limitato dalla statistica; un vero e proprio convertitore non è quindi previsto, anche perché aumenterebbe lo scattering e la perdita di energia.

# Capitolo 2

## Sensori a semiconduttore

### 2.1 Diodi

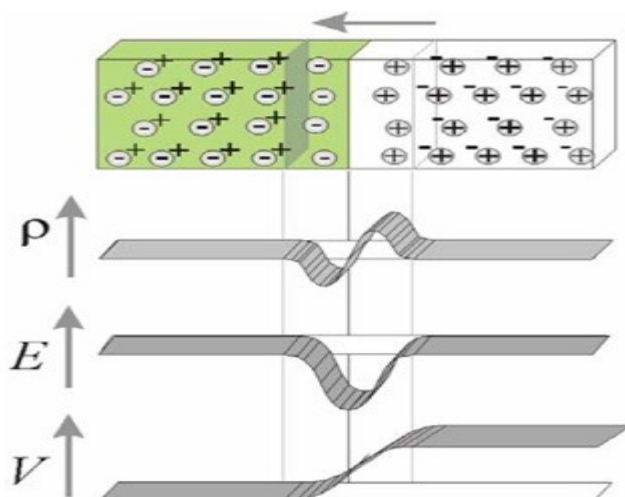
Un diodo è una **giunzione PN** (figura 2.1) che viene polarizzata mediante una tensione. La polarizzazione può essere o diretta o inversa (figura 2.2).

La caratteristica del diodo riportata in figura 2.3 presenta un andamento in accordo con l'**equazione di Shockley**:

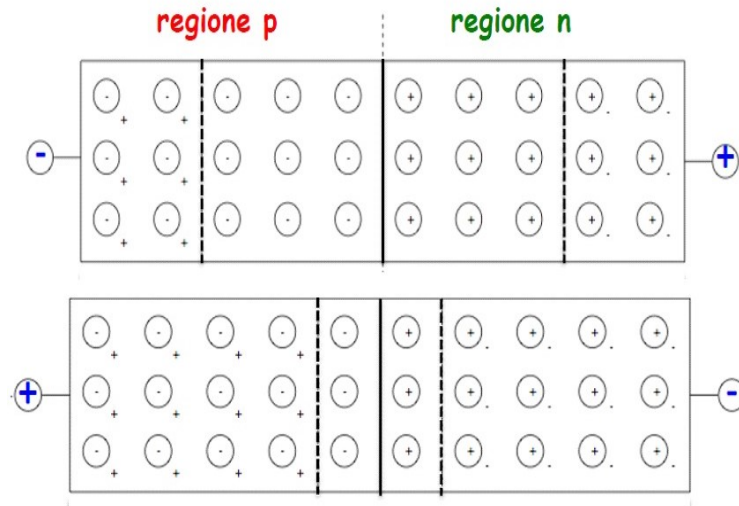
$$I = I_0(e^{\frac{V_D}{nV_T}} - 1)$$

dove  $V_T$  è l'equivalente in Volt della temperatura. È possibile osservare che:

- La corrente è positiva se il diodo è **polarizzato direttamente**, e fornisco una tensione  $V_D$  positiva; la corrente è diretta da p a n.



**Figura 2.1:** Rappresentazione grafica di una giunzione p-n con annesso i grafici di densità di carica  $\rho$ , campo elettrico  $E$  e potenziale  $V$  in funzione della posizione.

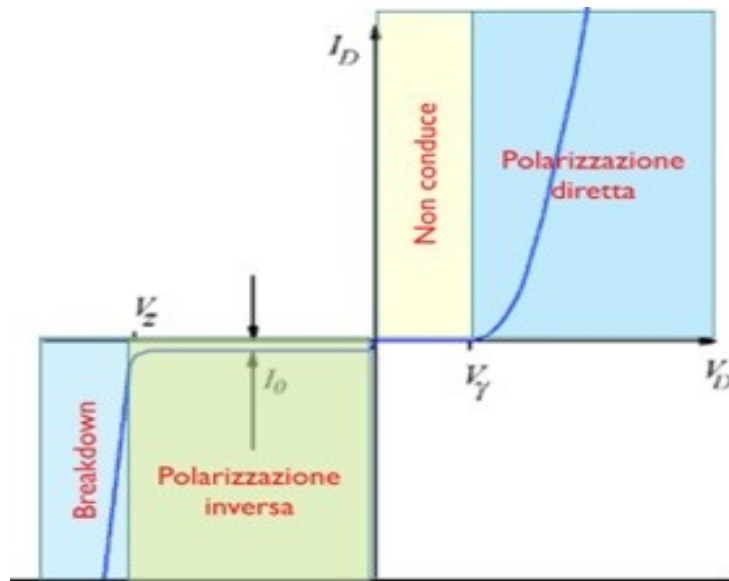


**Figura 2.2:** Rappresentazione schematica di una giunzione p-n polarizzata direttamente (in basso) e inversamente (in alto).

- Viceversa,  $I$  è negativa se il diodo è polarizzato inversamente cioè la tensione fornita  $V_D$  è negativa; la corrente è diretta da n a p.
- In regione di polarizzazione inversa (IV° quadrante) c'è un valore cruciale di potenziale: la **tensione di breakdown**  $V_{BD}$ . Se  $V_D < V_{BD}$  allora la curva diverge, cioè la corrente aumenta in modo brusco per piccolissime variazioni del potenziale (figura 2.3).
- In regione di polarizzazione diretta (I° quadrante) la corrente è nulla fino ad un valore specifico di  $V_D$  caratteristico di ogni materiale. Tale valore è denominato **tensione di soglia**  $V_\gamma$ . Quando  $V_D > V_\gamma$  allora la curva cresce esponenzialmente. La tensione di soglia cambia a seconda del tipo di semiconduttore utilizzato (figura 2.4).

Il terzo punto dell'elenco mette in evidenza un fenomeno molto importante detto **breakdown** (o rottura del dielettrico) che avviene ad una tensione caratteristica, per l'appunto  $V_{BD}$ . Ci sono due meccanismi fisici alla base del breakdown (figura 2.5):

- **La moltiplicazione a valanga:** i portatori minoritari sono accelerati dal campo elettrico presente nella depletion region che è sufficientemente intenso da fornire ai portatori, tra due urti consecutivi, abbastanza energia cinetica da rompere un legame covalente. Ogni nuovo portatore prodotto partecipa quindi al processo, dando vita ad un fenomeno di moltiplicazione.

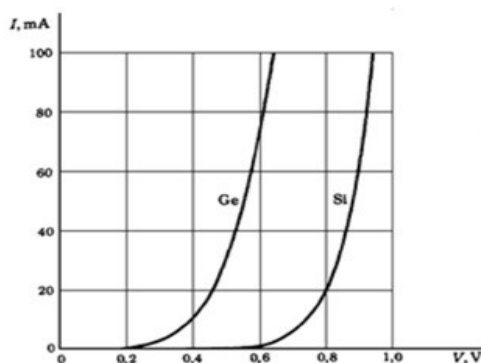


**Figura 2.3:** Caratteristica I-V ricavata dall'equazione Shockley.

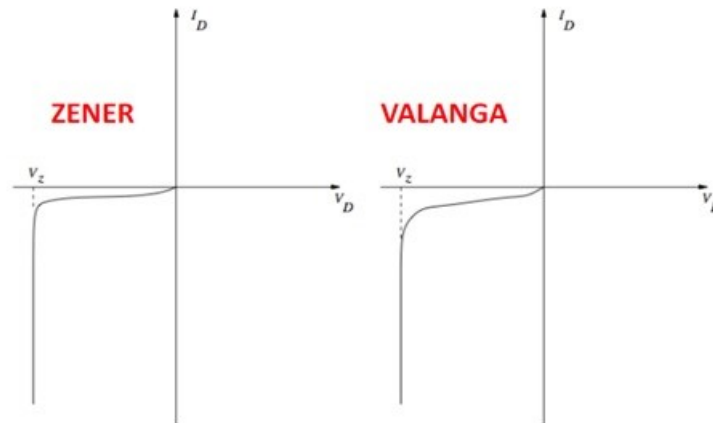
- **Effetto Zener:** in questo caso si ha la rottura spontanea di legami covalenti per effetto del campo elettrico presente nella depletion region e conseguente creazione di una grande quantità di coppie elettrone-lacuna.

Nel caso di effetto a valanga la tensione di breakdown cresce con la temperatura perché aumenta la frequenza degli urti con gli ioni del reticolo, diminuisce il libero cammino medio e l'energia cinetica acquistata tra due urti. Il fenomeno è tipico di semiconduttori a basso drogaggio, inferiore a  $10^{16}$  atomi/cm<sup>3</sup> e la  $V_{BD}$  solitamente è maggiore di 10 V.

Invece, nel caso di effetto Zener la tensione di breakdown diminuisce all'aumentare della temperatura perché diminuisce l'energia necessaria a rompere i legami covalenti. È un feno-



**Figura 2.4:** Comportamento esponenziale delle curve per valori successivi alla tensione di soglia per due materiali differenti:  $V_{\gamma Si} = 0.6$  V, mentre  $V_{\gamma Ge} = 0.2$  V.



**Figura 2.5:** Il meccanismo a valanga comporta una certa dipendenza della corrente inversa di saturazione dal valore della tensione di polarizzazione che corrisponde all'aumento di energia cinetica con la tensione applicata. Il meccanismo alla Zener impone una rigorosa costanza della corrente inversa fino alla  $V_z = V_{BD}$ , punto in cui la corrente cresce rapidamente di diversi ordini di grandezza.

meno tipico di materiali fortemente drogati ( $10^{18}$  atomi/cm<sup>3</sup>) e la  $V_{BD}$  solitamente è inferiore a 10 V.

## 2.2 Rivelatori a semiconduttore

È un dispositivo a semiconduttore (solitamente germanio o silicio) che misura gli effetti di fotoni o particelle cariche incidenti; è utilizzato nell'ambito della radioprotezione, della spettrometria a raggi gamma o X e per la detezione di particelle.

### 2.2.1 Meccanismi di detezione

Il passaggio di una radiazione ionizzante all'interno dell'area attiva del rivelatore provoca la formazione di **coppie elettrone-lacuna**. Il numero delle coppie prodotte è proporzionale all'energia della radiazione e il materiale viene così eccitato, cioè gli elettroni passano dalla banda di valenza a quella di conduzione; simultaneamente, nella banda di valenza si formano le lacune. Si forma quindi una corrente tra i due elettrodi che può essere misurata da un circuito

esterno <sup>1</sup> e descritta dal teorema di Shockley-Ramo <sup>2</sup>; anche il moto delle lacune, che avviene in direzione opposta, può essere misurato. Poiché l'energia per creare una coppia elettrone-lacuna è nota, allora misurando il numero di coppie create si può ricavare l'energia rilasciata della radiazione incidente.

### 2.2.2 Processo a valanga

Quando un fotone colpisce il detector, rilascia energia che viene impiegata nella formazione di una coppia elettrone-lacuna: un elettrone assorbe un fotone e riesce a rompere il legame covalente. Il campo elettrico mette in moto l'elettrone, che abbandona il suo sito lasciando una lacuna; poichè la lacuna è schematizzabile come una carica positiva, possiamo trattare elettrone e lacuna come due particelle reali di carica opposta che si muovono in direzioni opposte. Esse vengono accelerate dal campo elettrico producendo fotoni che vengono a loro volta assorbiti da altri elettroni, alimentando quindi il processo e producendo una moltiplicazione a valanga. Il processo è descritto dal **coefficiente di Townsend**  $\alpha$ , definito come il numero di coppie elettrone-lacuna create per unità di lunghezza [12]:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} = N\sigma$$

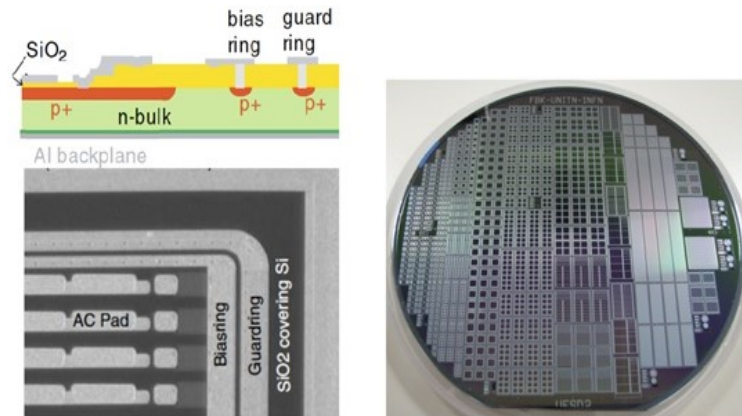
dove  $\lambda$  è il libero cammino medio,  $N$  è il numero di coppie create e  $\sigma$  la sezione d'urto. Grazie a questo coefficiente, possiamo definire il **guadagno G** come:

$$G = e^{-\alpha x}$$

Tale fenomeno è alla base del funzionamento degli SPAD, fotodiodi collocati in parallelo che costituiscono i SiPM. Il guadagno di uno SPAD è definito come il numero di cariche generate dall'effetto a valanga per ogni coppia elettrone-lacuna primaria e si calcola come il rapporto tra la carica totale coinvolta nel processo e la carica dell'elettrone: tipicamente è dell'ordine di  $10^5/10^7$  (per questo tali dispositivi non necessitano di amplificazione). La caratteristica principale di sensori come i SiPM è la presenza di un'ulteriore strato drogato p+, detto **strato di**

<sup>1</sup>La banda di conduzione è una banda di antilegame quindi gli elettroni sono liberi di muoversi, dando vita ad una corrente. La banda di valenza si trova invece ad energia minore perchè è una banda di legame.

<sup>2</sup>Il teorema di Shockley-Ramo permette di calcolare la corrente elettrica di una carica in moto nei pressidi un elettrodo mediante la formula  $i_q = -qv(t)E$ , dove  $E$  rappresenta il campo elettrico.



**Figura 2.6:** In questa immagine sono presenti 3 elementi: una rappresentazione schematica delle componenti di un pad, una foto del pad con uno zoom nella zona di interesse e un'immagine di un detector al silicio.

**guadagno**, che amplifica notevolmente il processo a valanga senza richiedere campi elettrici troppo elevati; il campo rimane così stabile e controllato e non rischia di danneggiare il sensore.

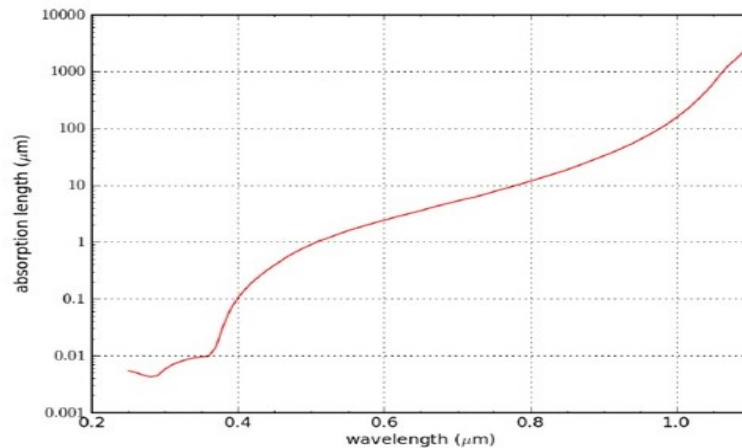
### 2.2.3 Detector al Silicio

I detector al silicio (figura 2.6) sono costituiti da diodi polarizzati inversamente (lo strato drogato solitamente è di  $100 \mu\text{m}$ ): il passaggio di una particella carica crea una piccola corrente inversa che può essere misurata e costituisce il segnale. Migliaia di questi detector sono collocati attorno al punto di collisione negli acceleratori per ricostruire la traiettoria di particelle; infatti essi hanno una risoluzione spaziale migliore (molto più piccola) rispetto alle tecnologie precedentemente impiegate, come la Wilson Cloud Chamber<sup>3</sup> e la Multi-Wire Proportional Chamber<sup>4</sup>. Tuttavia hanno costi elevati e sono sensibili all'invecchiamento a causa delle radiazioni, caratteristiche su cui si concentrano le attività di ricerche.

Lo strato di Silicio è isolato dalla presenza di un materiale puro e stabile, l'**ossido di silicio**  $\text{SiO}_2$  che evita che il silicio ossidi a contatto con l'ossigeno. Questo strato impedisce anche la formazione di difetti sulla superficie e protegge gli strati sottostanti dal propagarsi dell'ossidazione; inoltre, se inserito tra lo strato di silicio e gli elettrodi di alluminio, l'ossido impedisce

<sup>3</sup>Consiste in un detector usato per rivelare il passaggio di radiazione ionizzante; esso contiene un gas di vapori di acqua o alcohol che viene eccitato dal passaggio di una particella carica e condensano lasciando delle scie dalle forme caratteristiche.

<sup>4</sup>E' un detector di radiazione ionizzante che capta particelle cariche e fotoni dando informazioni sulla loro traiettoria; è simile alla Cloud Chamber ma il gas è ionizzato attraverso fili carichi.



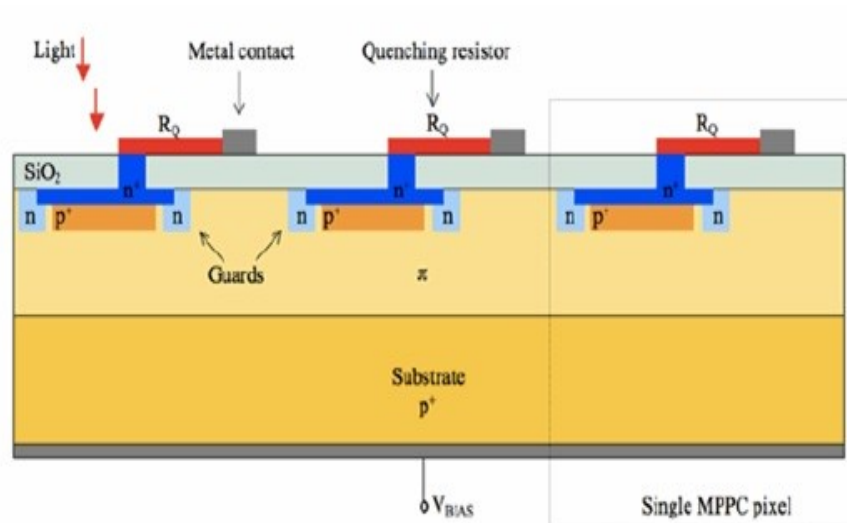
**Figura 2.7:** All'aumentare di  $\lambda$  può succedere che un fotone penetri nell'intero spessore senza essere assorbito, mentre se  $\lambda$  decresce il fotone è immediatamente assorbito e i portatori di carica hanno una breve vita media.

la formazione di correnti di perdita. Per massimizzare la risoluzione spaziale del segnale, ogni detector è diviso in strutture chiamate **pixel**. L'area attiva di ogni pixel è circondata da un anello detto **bias ring** che polarizza i diodi e garantisce una tensione uniforme per diversi pixel. Il bias ring è a sua volta circondato da un ulteriore anello, il **Guard Ring**, che stabilizza il campo elettrico in ogni cella e protegge da effetti di schermaggio. Se utilizzati come fotorivelatori, i detector al silicio sono sensibili a lunghezze d'onda comprese tra 150-1100 nm; infatti, se consideriamo una radiazione incidente di fotoni si possono distinguere tre situazioni (figura 2.7):

- Il fotone ha energia minore dell'**energia di gap (1.12 eV)** e può essere assorbito solo da elettroni liberi;
- Il fotone ha energia superiore all'**energy gap** ma inferiore all'**energia di soglia** per la creazione di una coppia elettrone-lacuna (3.6 eV): perchè la coppia si formi è richiesto l'utilizzo di un fonone ad impulso elevato, per cui la probabilità di assorbimento è bassa. La probabilità aumenta al crescere dell'energia del fotone incidente.
- L'energia della radiazione incidente è superiore all'**energia di soglia** di 3.6 eV: la transizione avviene direttamente e la lunghezza d'onda corrispondente è superiore a 344 nm.



## 2.3 Silicon Photon Multiplier (SiPM)



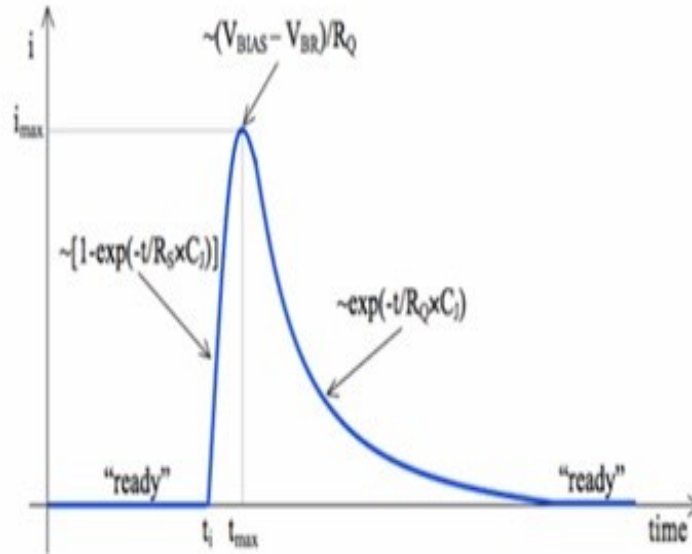
**Figura 2.8:** Nella figura distinguiamo i seguenti strati: lo strato di ossido+coating antiriflesso  $SiO_2$  e  $Si_3Na_4$  di  $0.16\mu m$ ; gli elettrodi n+ di  $0.1-1.5\mu m$ ; lo strato di guadagno p+:  $1-3\mu m$ ; lo strato  $\pi$ :  $1\mu m$  che è drogato p. Questo strato è ridotto rispetto agli LGAD per evitare rumore (dark count: la principale fonte di rumore è dovuto alla dark current); substrato p ha spessore variabile.

Si tratta di detector al silicio ottimizzati per rivelare fotoni; consistono in una matrice di pixel in parallelo (**SPAD, Single Photon Avalanche Detector**) [9] uniti tra loro su uno strato comune di silicio e isolati gli uni dagli altri da resistori. Ogni pixel lavora come un contatore Geiger<sup>5</sup> per cui è in grado di generare un segnale in uscita rilevabile anche al passaggio di un singolo fotone; ciò comporta però che l'ampiezza di tale segnale sia indipendente dal numero di fotoni che hanno colpito il pixel. Tuttavia mettendo in parallelo dai 10 ai 10000 pixel è possibile determinare il numero di fotoni incidenti sull'intero SiPM, a patto di avere pixel sufficientemente piccoli: il SiPM si comporta come un detector analogico, dove l'output Y è la somma dei contributi di ogni pixel:

$$Y = \sum_{i=1}^N Y_i.$$

L'output di un SiPM per un numero  $N_{tot}$  di pixel con  $N_F$  fotoni incidenti è:

<sup>5</sup>Si utilizza per misurare le radiazioni ionizzanti; è costituito da un tubo contenente gas, le cui molecole vengono eccitate al passaggio della radiazione. Si creano così coppie elettrone-lacuna che vengono accelerate dal campo elettrico intenso dando vita ad un processo a valanga.



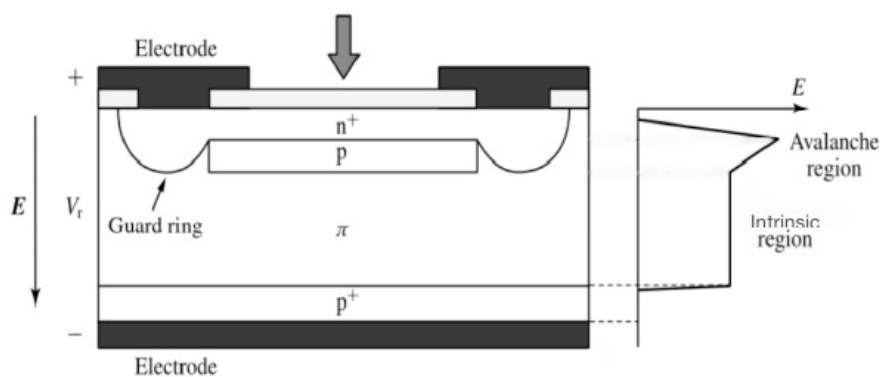
**Figura 2.9:** Rappresentazione grafica dell'evoluzione del segnale nel circuito durante le varie fasi. Si osserva in ordine una rapida salita, un picco e una lenta discesa. Si evince come i tempi di carica e scarica siano asimmetrici.

$$Y = N_{tot} \left( 1 - e^{\left( \frac{-N_F PDE}{N_{tot}} \right)} \right)$$

dove **PDE** è l'efficienza di detezione dei fotoni. Questa formula è valida solo nel caso in cui  $N_F \ll N_{TOT}$ . Le dimensioni dei sensori sono di qualche mm, hanno uno spessore di circa  $300 \mu\text{m}$  che assicura una scarica Geiger rapida dell'ordine dei 500 ps, e quindi una buona risoluzione temporale. Ogni SPAD è un APD<sup>6</sup> dove la tensione di polarizzazione  $V_{bias}$  è tenuta tra il 10-20% superiore al valore di breakdown  $V_{BD}$ : il guadagno diventa molto alto e può essere possibile misurare anche un solo fotone.

In figura 2.8 è riportato lo schema di costruzione di un SiPM; ogni pixel è isolato dagli altri per evitare falsi segnali (l'andamento del segnale di un SiPM è riportato in figura 2.9), dovuti ai fotoni dell'effetto a valanga. Per questo motivo ogni pixel è circondato da un solco (**trench**) riempito di ossido e metallo. La buona efficienza del detector è garantita dalla presenza di un **coating antiriflesso di  $Si_3Na_4$** : un fotone, al contatto con un'interfaccia con indice di rifrazione maggiore della precedente, potrebbe essere totalmente riflesso per cui perso. Ciò potrebbe accadere sia nel passaggio tra aria e ossido ( $n_{SiO_2} = 1.46$ ), sia tra ossido e silicio ( $n_{Si} = 3.5$ ).

<sup>6</sup>Avalanche PhotoDiode: sono dispositivi ideati negli anni '60-'70 da R. J. McIntyre e P. P. Webb per rendere possibile la rivelazione dei fotoni nei detector al silicio; infatti, un fotone incidente crea una sola coppia elettrone-lacuna, e per rendere possibile la creazione del segnale è necessario un fenomeno di moltiplicazione a valanga.



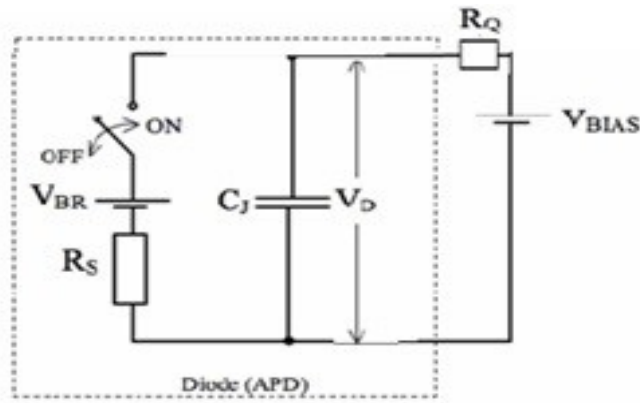
**Figura 2.10:** Rappresentazione dell'andamento del campo elettrico in funzione della profondità. A differenza dei normali sensori al silicio in cui per avere l'effetto a valanga servono voltaggi molto alti e i campi elettrici ottenuti sono instabili, la presenza dello strato di guadagno permette di ottenere un campo elettrico stabile ed uniforme sulla giunzione, così che il meccanismo a valanga avviene a tensioni più basse.

La presenza di uno **strato di guadagno** al di sotto dell'elettrodo drogato n+ costituisce la particolarità di questi sensori (figura 2.10; esso consiste in uno stato aggiuntivo drogato p+ in cui avviene il processo a valanga. Grazie all'alto drogaggio, la tensione di polarizzazione applicata è più bassa di quella di altri sensori (come gli LGAD) e solitamente non supera qualche decina di Volt, così da non danneggiare il sensore; tuttavia il campo elettrico ottenuto è più intenso sulla giunzione n+/p+, e permette al processo a valanga di avvenire. L'amplificazione del segnale che si ottiene in questo modo consente una buona risoluzione temporale.

Quando un fotone passa attraverso il pixel crea una coppia elettrone-lacuna e si innesca un effetto di breakdown a valanga che fornisce il segnale in output, poiché nella giunzione scorre una corrente costante. Per rivelare altri fotoni il pixel deve essere resettato oppure l'effetto a valanga deve essere smorzato: per questo motivo in ogni cella sono presenti dei resistori  $R_Q$ .

Quando una particella passa attraverso la cella, la capacità  $C_j$  di circa 0.1 pF si scarica sulla resistenza del detector  $R_S$  (circa 1 k $\Omega$ ) con una costante di tempo del processo di  $\tau_R = R_S \cdot C_j$ . All'aumentare della corrente cresce la caduta di potenziale su  $R_Q$  e diminuisce la tensione sulla cella e l'effetto a valanga si smorza. Il segnale raggiunge un picco di corrente di  $(V_{Bias} - V_{BD})/R$  (generalmente in 1 ns) che è direttamente proporzionale all'**overvoltage**<sup>7</sup>;

<sup>7</sup>L'overvoltage è definita come la differenza tra la tensione di polarizzazione  $V_{Bias}$  e la tensione di breakdown  $V_{BD}$ . Una caratteristica fondamentale dei SiPM è di poter lavorare oltre la tensione di breakdown.



**Figura 2.11:** Rappresentazione circuitale del singolo pixel (SPAD) di un SiPM con  $R_Q$  resistenza di quenching e  $R_S$  resistenza del detector e  $C_j$  capacità.

successivamente la corrente cala ed il sensore non può più rilevare fotoni. Il tempo di caduta caratteristico è dato da  $\tau_F = R_Q \cdot C_j$ : dopo tale intervallo di tempo la tensione su  $C_j$  è ristabilita e la cella si accende nuovamente. Per grandi segnali, i tempi di carica e scarica devono essere i più veloci possibili (figura 2.9), per cui la capacità e la resistenza del detector devono essere piccole.  $R_Q$  invece tipicamente vale  $150 \text{ k}\Omega$  per cui il  $\tau_F = 15 \text{ ns}$  ed il tempo di caduta è  $t=100 \text{ ns}$ ; lo schema circuitale di un singolo SPAD è riportato in figura 2.11.

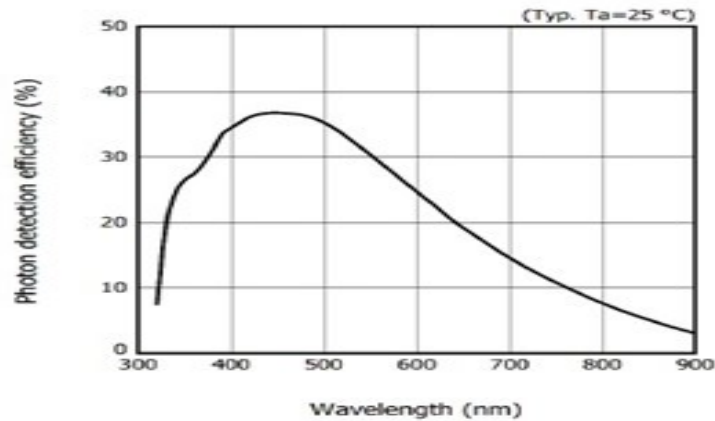
Definiamo la **Photon Detection Efficiency (PDE)**:

$$PDE = QE \cdot \epsilon_{BD} \cdot \epsilon_g$$

dove  $QE$  è l'efficienza quantica, cioè il numero di coppie elettrone-lacuna create per ogni fotone incidente;  $\epsilon_{BD}$  è invece la probabilità di breakdown che dipende dal campo elettrico e dal tipo di portatori di carica; infine  $\epsilon_g$  è l'efficienza geometrica, definita come il rapporto tra l'area sensibile e quella totale. L'efficienza diminuisce a causa della resistenza di quenching o al diminuire del numero di pixel; inoltre è condizionata dal tempo di reset di una cella (figura 2.12).

### 2.3.1 Sorgenti di rumore SiPM

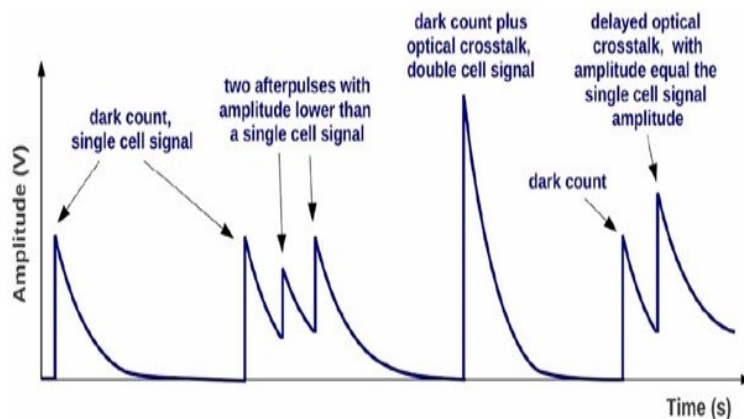
I SiPM sono detector molto sensibili al rumore, il quale può indurre dei falsi segnali non dovuti alla rivelazione di un fotone. Una schematizzazione di questo fenomeno è riportata in figura 2.13, dove sono ben visibili i picchi che vengono scambiati per segnali indotti dalla rivelazione di fotoni.



**Figura 2.12:** Efficienza in funzione della lunghezza d'onda n- $\pi$ -p+ di un SiPM Hamamatsu. In un pixel ci sono due regioni in cui avviene l'assorbimento di radiazione: una n- $\pi$ -p+ rappresentata in figura più sensibile alla luce verde (550 nm).

### Dark Current

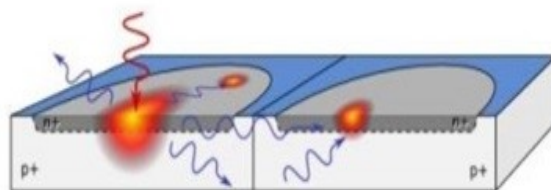
La causa principale di rumore è la **dark current** [13]: essa è dovuta al moto di agitazione termica dei portatori di carica nella depletion region ed è presente anche al buio. In condizioni di bassa luminosità, si hanno pochi fotoni incidenti quindi la dark current compromette significativamente il segnale.



**Figura 2.13:** Rappresentazione grafica dei picchi di segnale (V) dovuti ai vari effetti di rumore (in funzione del tempo t), alcuni dei quali analizzare nei paragrafi seguenti.

La corrente di buio è quantificata dal **Dark Current Rate (DCR)** che dipende dall'over-voltage e dalla temperatura: a temperatura ambiente vale circa  $100 \text{ kHz/mm}^2$ .

## Crosstalk ottico

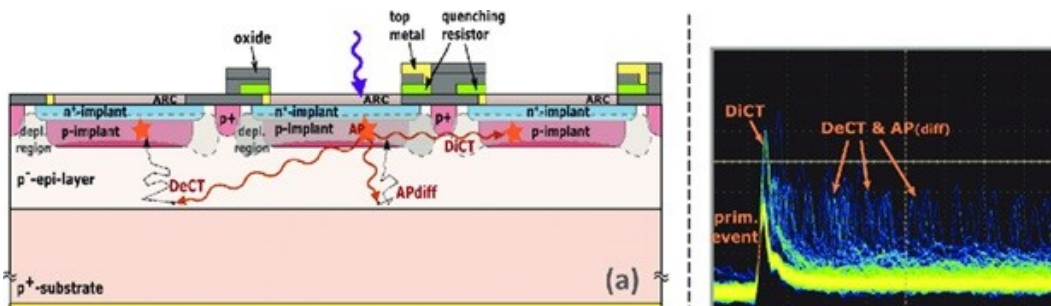


**Figura 2.14:** Rappresentazione schematica esemplificativa dell'interazione mutua tra pixel all'interno di un SiPM.

Un'altra fonte di rumore è il **crosstalk ottico** (figura 2.14), dovuta alla mutua interazione dei pixel di un SiPM che non sono completamente isolati gli uni dagli altri. In pratica, fotoni creati nella valanga possono indurre un segnale di rumore nel pixel adiacente; questo effetto viene solitamente mitigato attraverso l'utilizzo di trench ottiche.

## Afterpulsing

Infine, l'afterpulsing (figura 2.15) consiste nel fenomeno per il quale, a seguito dell'intrappolamento delle cariche originate dalla valanga nelle impurità reticolari del semiconduttore, queste vengono rilasciate dopo un tempo caratteristico originando valanghe successive sullo stesso pixel su cui ha inciso il fotone. Aumenta al crescere della polarizzazione.



**Figura 2.15:** Nella figura di sinistra è rappresentato in modo schematico l'effetto di afterpulsing all'interno di un SiPM. Nella figura di destra sono rappresentati graficamente i vari picchi di segnale dovuti all'afterpulsing che perturbano il segnale.

# Capitolo 3

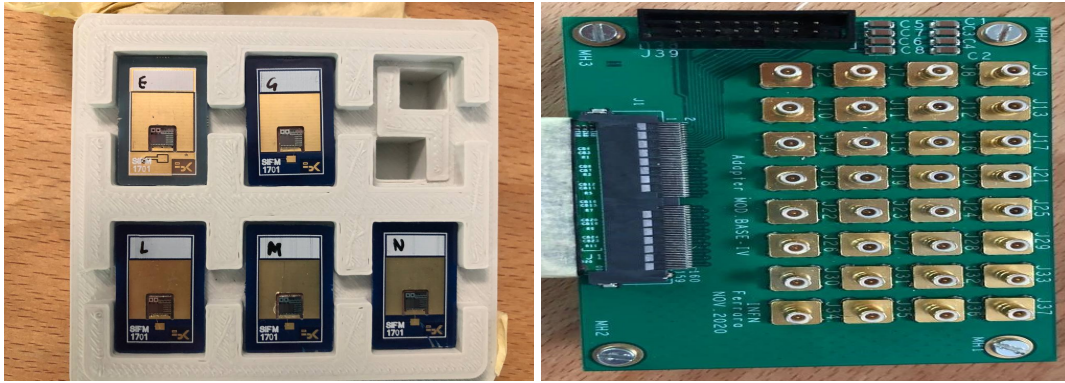
## Misure sui SiPM

I SiPM sono detector al Silicio utilizzati in molti dei più recenti esperimenti di fisica nucleare e subnucleare e rappresentano una delle opzioni principali per la costruzione del sistema a tempo di volo dell'esperimento ALICE 3. Le caratteristiche che li rendono particolarmente performanti sono l'alta efficienza, la sensibilità anche ad un singolo fotone, la robustezza e l'alto guadagno a basse tensioni applicate. Inoltre l'alta risoluzione temporale li rende adatti all'identificazione di particelle mediante la misura dei tempi di volo. Le caratteristiche tecniche sono riportate in dettaglio nella sottosezione apposita 3.2.1.

### 3.1 Obiettivi delle misure

In questa sezione, vengono analizzati i dati raccolti in seguito a misure di corrente e capacità al variare della tensione su sensori al silicio di fabbricazione diversa. In particolare, le caratteristiche I-V sono riportate nella prima parte del capitolo; esse sono importanti per determinare la **tensione di breakdown**  $V_{BD}$  e poter così stabilire l'intervallo di tensioni nel quale il sensore opera. I SiPM possono lavorare a tensione superiori al breakdown del 10-20% in un intervallo di valori chiamato overvoltage.

Nella seconda parte invece sono state analizzate le caratteristiche C-V; le capacità in serie e in parallelo sono state acquisite al variare della tensione e della frequenza di campionamento in un intervallo da 2000 Hz a 200 kHz: in particolare si è posta attenzione circa la capacità in serie a 20 kHz, che è il valore centrale nell'intervallo delle frequenze. Gli andamenti di capacità



**Figura 3.1:** Foto di alcuni dei sensori analizzati (sinistra); esempio di matrice su cui sono state fatte le misure (a destra). Solitamente, la struttura a matrice è tipica di SiPM HPK: ogni elemento è un singolo SiPM che si identifica indicando il numero della riga e della colonna corrispondente.

sono importanti per estrarre il comportamento del **campo elettrico**, il **profilo di doping** e lo **spessore dello strato drogato**.

Queste misure servono a ottimizzare la risoluzione temporale e spaziale dei rivelatori in modo da verificare se le performance siano eventualmente compatibili con il loro utilizzo nell'identificazione di particelle nell'esperimento ALICE 3.

## 3.2 Tipi di SiPM utilizzati:

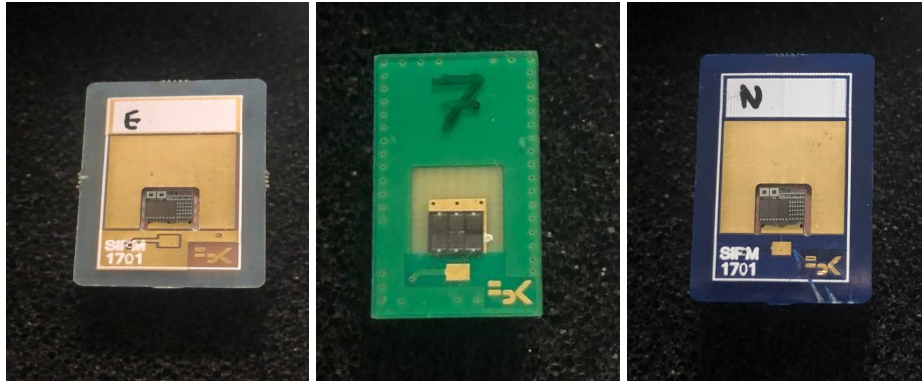
Sono stati testati sensori appartenenti a due case di fabbricazione: FBK (Fondazione Bruno Kessler, prodotti in Italia) e HPK (Hamamatsu Photonics K.K., Giappone). I sensori analizzati ed un esempio di SiPM HPK sono riportati in figura 3.1; in figura 3.2 invece è riportata una foto per ogni tipologia di sensore di produzione FBK.

Di seguito riportiamo l'elenco dei sensori testati con le rispettive aree e forma delle celle:

- **FBK E:** è uno SPAD a cella singola di forma esagonale con lato di  $20\mu\text{m}$ ;
- **FBK G:** è uno SPAD a cella singola di forma esagonale con lato di  $15\mu\text{m}$ ;
- **FBK L,M,N:** sono mini-array di 3 SiPM in parallelo con cella esagonale di lato  $15\mu\text{m}$ ; l'area è di  $1\text{mm}^2$  per ogni SiPM; il numero di pixel<sup>1</sup> è circa 4440;

<sup>1</sup>il numero di pixel si calcola, approssimativamente, come  $\frac{Area_{sensore}}{Area_{cella}}$  approssimando la cella ad un quadrato.





**Figura 3.2:** In figura è riportato un esempio di ogni tipologia di sensore di produzione FBK; a sinistra è riportato uno SPAD, al centro un singolo SiPM mentre a destra è riportato un mini-array di SiPM.

- **FBK 5:** è un singolo SiPM con una cella di forma quadrata con lato di  $15\mu\text{m}$ , l'area è di  $1\text{ mm}^2$ ; il numero di pixel è circa 4440;
- **FBK 7:** è un singolo SiPM con una cella di forma quadrata con lato di  $15\mu\text{m}$ , l'area è di  $1\text{ mm}^2$ ; i pixel sono 4440 circa;
- **FBK 8:** è un singolo SiPM con una cella di forma esagonale con lato di  $15\mu\text{m}$ , l'area è di  $1\text{ mm}^2$ ; i pixel sono circa 4440;
- **HPK:** è un singolo SiPM con una cella di forma quadrata con lato di  $50\mu\text{m}$ , l'area è di  $9\text{ mm}^2$ ; i pixel sono circa 3600.

### 3.2.1 Caratteristiche tecniche:

Le caratteristiche tecniche tipiche dei SiPM sono:

- l'**efficienza di rivelazione** è tipica di quella dei fotomoltiplicatori al silicio: essa è detta PDE (Photon Detection Efficiency) e varia tra 20-50%;
- il **guadagno** è circa  $10^6$ ;
- il **guadagno** dipende linearmente dalla tensione applicata (in un tipico fotomoltiplicatore la dipendenza è quadratica);
- la **risoluzione temporale** nel captare l'arrivo di un fotone è circa 100 ps;



**Figura 3.3:** Foto della postazione per le misure di corrente: la scatola serve a creare il buio. Essa è connessa a terra mediante un cavo triassiale (coccodrillo nero e coccodrillo verde) mentre è collegata all'amperometro mediante il coccodrillo rosso. L'alimentatore è collegato al catodo del diodo, che deve essere polarizzato inversamente, mediante un cavo coassiale e il coccodrillo rosso scuro (nell'immagine è più piccolo).

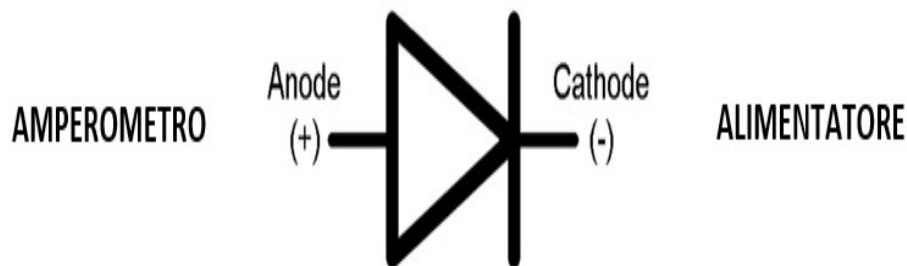
- il **tempo caratteristico** di decadimento del segnale è inversamente proporzionale a  $\sqrt{N_{PE}}$  dove  $N_{PE}$  è il numero di fotoelettroni coinvolti nell'evento;
- a differenza dei fotomoltiplicatori classici, il **segnale** non risente dei campi magnetici esterni;
- il **design sperimentale** è leggero, compatto, robusto e facilmente riproducibile grazie alle dimensioni ridotte.

## 3.3 Apparato sperimentale

### 3.3.1 Misure di corrente

Le misure di corrente sono state condotte al buio, con un voltaggio massimo di circa 45 V. Il sensore è stato messo dentro ad una scatola (per creare un ambiente buio) che veniva a sua volta coperta con un telo nero, per impedire il passaggio di luce (figura 3.3). Il sensore deve essere

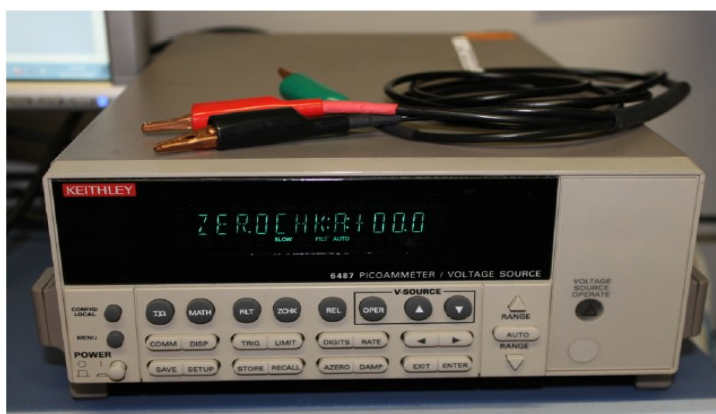
polarizzato inversamente: l'alimentazione del circuito è positiva quindi il catodo del diodo era collegato all'alimentatore mentre l'anodo all'amperometro (figura 3.4).



**Figura 3.4:** Polarizzazione di un diodo: la freccia indica il verso in cui scorre la corrente in polarizzazione diretta. In polarizzazione inversa il diodo non deve condurre, quindi la corrente deve scorrere dal catodo all'anodo.

Gli strumenti utilizzati sono:

- per le misure di corrente, il picoampertometro **Keithley 6487** 4.5 riportato in figura 3.5; la caduta di potenziale dovuta alla sua resistenza interna è molto piccola quindi nell'acquisizione è stata trascurata.
- per l'alimentazione, **TDK-Lambda Z100-2 power supply** 4.5 riportato in figura 3.6; si sono utilizzati due alimentatori in serie, così che la tensione erogata fosse la somma della tensione erogata da ciascuno di essi;

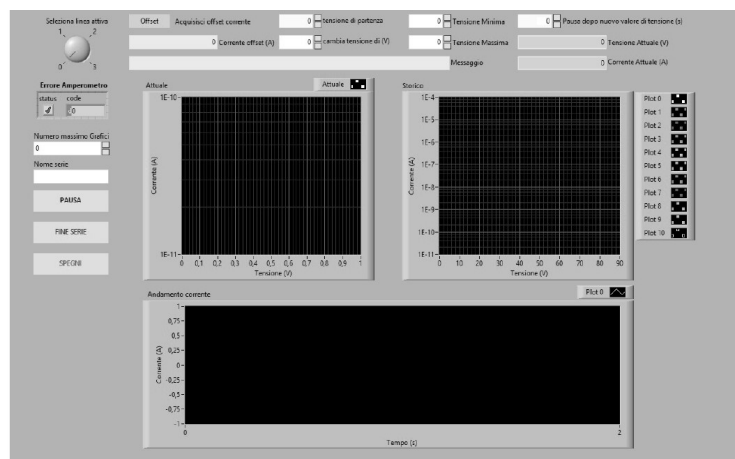


**Figura 3.5:** Foto del picoamperometro Keithley 6487 usato nelle misure.



**Figura 3.6:** Foto dell'alimentatore TDK-Lambda Z100-2 power supply utilizzato nelle misure.

Le misure sono controllate da un programma LabView 3.7 in cui è possibile impostare la **tensione** e la **corrente massime** a cui poteva essere sottoposto il sensore: una volta raggiunti questi valori l'acquisizione terminava in automatico. Un altro parametro che poteva essere impostato è la **separazione tra i valori di tensione**: nelle zone significative della curva si procedeva con step di 50 mV, in particolare fino a pochi Volt e nella zona del breakdown; nelle altre regioni invece si procedeva a step di 1 V. Il programma sottrae anche al valore di corrente un offset iniziale, che deve essere acquisito prima di cominciare la misura. I dati vengono salvati in automatico una volta terminata l'acquisizione.



**Figura 3.7:** Programma LabView usato per l'acquisizione: notare che nella parte alta della schermata ci sono le caselle per inserire i parametri, come lo step in tensione e la tensione massima e minima.



**Figura 3.8:** In figura è riportata una foto dell'impedenziometro.

### Le misure di protezione

Le misure di corrente vengono condotte fino ad una tensione che supera di circa il 20% il valore della tensione di breakdown; ogni tipologia di sensore è sottoposto a dei limiti di protezione propri che sono indicati sulle specifiche del costruttore. In generale gli FBK hanno un valore di breakdown più basso, per cui anche la tensione di overvoltage sarà minore rispetto agli HPK. Tuttavia, in quest'ultimo caso, la tensione massima scelta supera solo di qualche Volt quella degli FBK: in generale possiamo dire che la tensione massima a cui abbiamo sottoposto i nostri dispositivi è 45 V.

### 3.3.2 Misure di capacità

Un altro importante parametro nella caratterizzazione del sensore è l'analisi della capacità al variare della tensione; essa fornisce informazioni sul profilo di doping e sull'andamento del campo elettrico nella regione attiva. Le misure di capacità vengono fatte sfruttando un impedenziometro 4.5 (vedi figura 3.8) che veniva connesso al sensore tramite il dispositivo raffigurato in figura 3.9: il sensore è collocato in una scatola chiamata bias-tee che permette di connettere i terminali del sensore a quelli del capacimetro e, allo stesso tempo, assicura che la misura sia compiuta al buio. La capacità è misurata al variare della tensione e al variare della frequenza: nel primo caso, l'impedenziometro è dotato di un sistema di alimentazione interna fino a 40V.



**Figura 3.9:** Esempio di sensore all'interno del dispositivo di misura bias-tee: la scatola chiusa permette di compiere le misure al buio e una volta abbassato il coperchio il circuito elettrico veniva chiuso

Tuttavia nelle nostre misure abbiamo utilizzato lo TDK-Lambda Z100-2 power supply per tensioni leggermente superiori. La frequenza invece può variare in un intervallo da 2000 Hz a 200kHz, anche se i dati analizzati sono quelli acquisiti nella fascia centrale, cioè a 20kHz<sup>2</sup>.

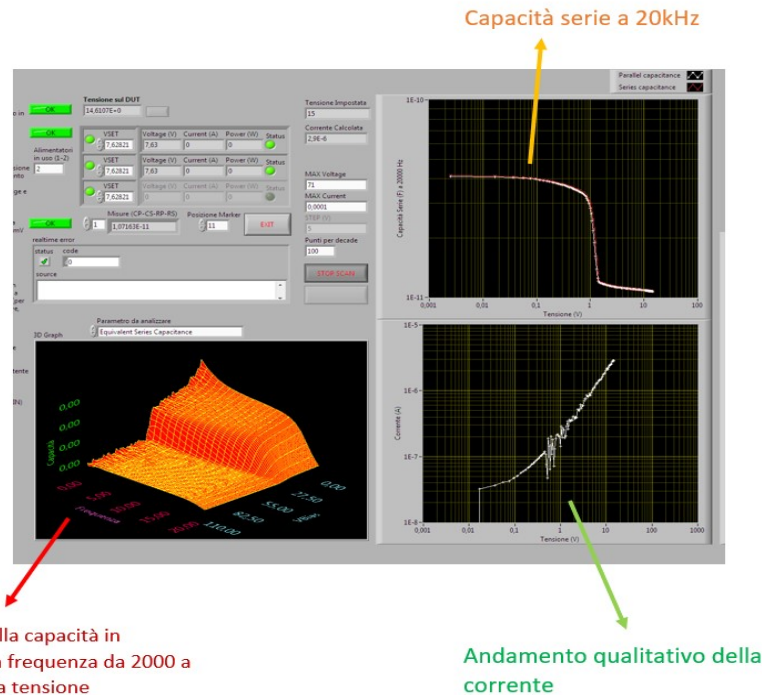
L'acquisizione dei dati viene fatta tramite un programma LabView, la cui schermata di acquisizione è riportata in figura 3.10: i principali parametri da impostare sono la tensione di partenza, quella di arrivo e il numero di punti per decade (nel nostro caso, 50). Il programma mostra un grafico 3D in cui l'andamento della capacità è raffigurato in funzione della tensione e della frequenza; inoltre sono riportate la caratteristica CV a 20 kHz di frequenza e un andamento qualitativo della caratteristica IV. Prima della misura il capacimetro necessita di fare la compensazione (figura 3.11), cioè acquisisce eventuali offset che saranno poi eliminati dalla misura effettiva:

- **Compensazione Open Collector:** si effettua con la scatola aperta, senza sensore inserito;
- **Compensazione Short Collector:** i terminali all'interno della scatola vanno messi in cortocircuito.

---

<sup>2</sup>Il programma forniva in realtà tra i dati le capacità sia serie che parallelo da 2000 Hz fino a 200kHz.





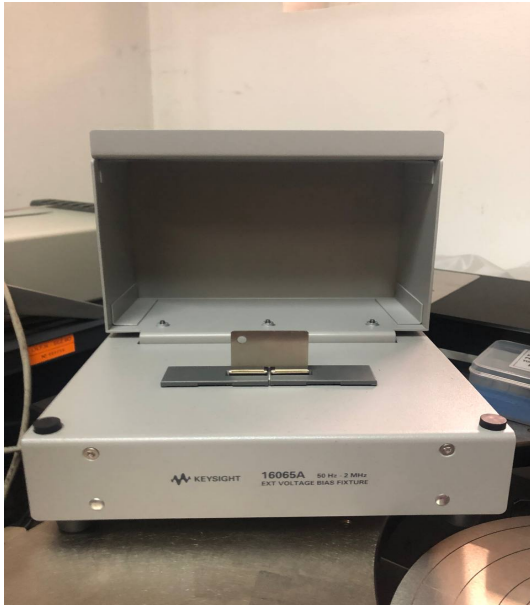
**Figura 3.10:** in figura è riportata l’acquisizione della schermata del programma LabView in cui sono riportati i tre grafici di interesse, quello 3D, la caratteristica CV e IV.

### 3.4 Analisi dei risultati

#### 3.4.1 IV

Alcuni esempi di curve IV ottenute sono riportate in figura 3.12. Le curve riportate sono rappresentative delle 4 tipologie di sensori analizzati: della fabbricazione FBK fanno parte i classici **SiPM(5,7,8)**, **singoli SPAD(G,E)** e **matrici di SIPM(L,M,N)**. Di HPK invece sono stati analizzati due classici **SiPM** appartenenti ad un’unica matrice: colonna 1, righe 3 e 4. In generale sono caratterizzati da due diversi punti in cui la corrente modifica il suo andamento, come riportato in figura 3.13:

- il primo è per una tensione compresa tra 1-5 V; la corrente comincia a crescere per lo **svuotamento del gain layer**;
- il secondo cambiamento si ha per il **valore di breakdown**, compreso tra 30 e 40 V a seconda della tipologia di sensore; questo punto è particolarmente visibile perchè la curva ha un "gomito".



**Figura 3.11:** Foto del meccanismo mediante il quale si realizza la compensazione Short Collector; l'oggetto in metallo a forma di U serve a cortocircuitare i terminali. La compensazione Open Collector si realizza invece semplicemente a scatola aperta, senza inserire niente nei terminali.

L'intervallo di valori che segue la  $V_{BD}$  è detto **overvoltage**: il sensore non si deteriora se lavoriamo in piccoli intervalli di tensione dopo il breakdown e questo è il suo principale punto di forza. In questa zona, l'andamento della corrente è quasi verticale e se non vengono superati i valori (di tensione o di corrente) di protezione è possibile osservare un secondo flesso: esso coincide con un **secondo breakdown**, cioè con un secondo punto di rottura del silicio. Il primo breakdown è infatti un fenomeno reversibile, ma in corrispondenza del secondo flesso il silicio che agisce come dielettrico è effettivamente perforato.

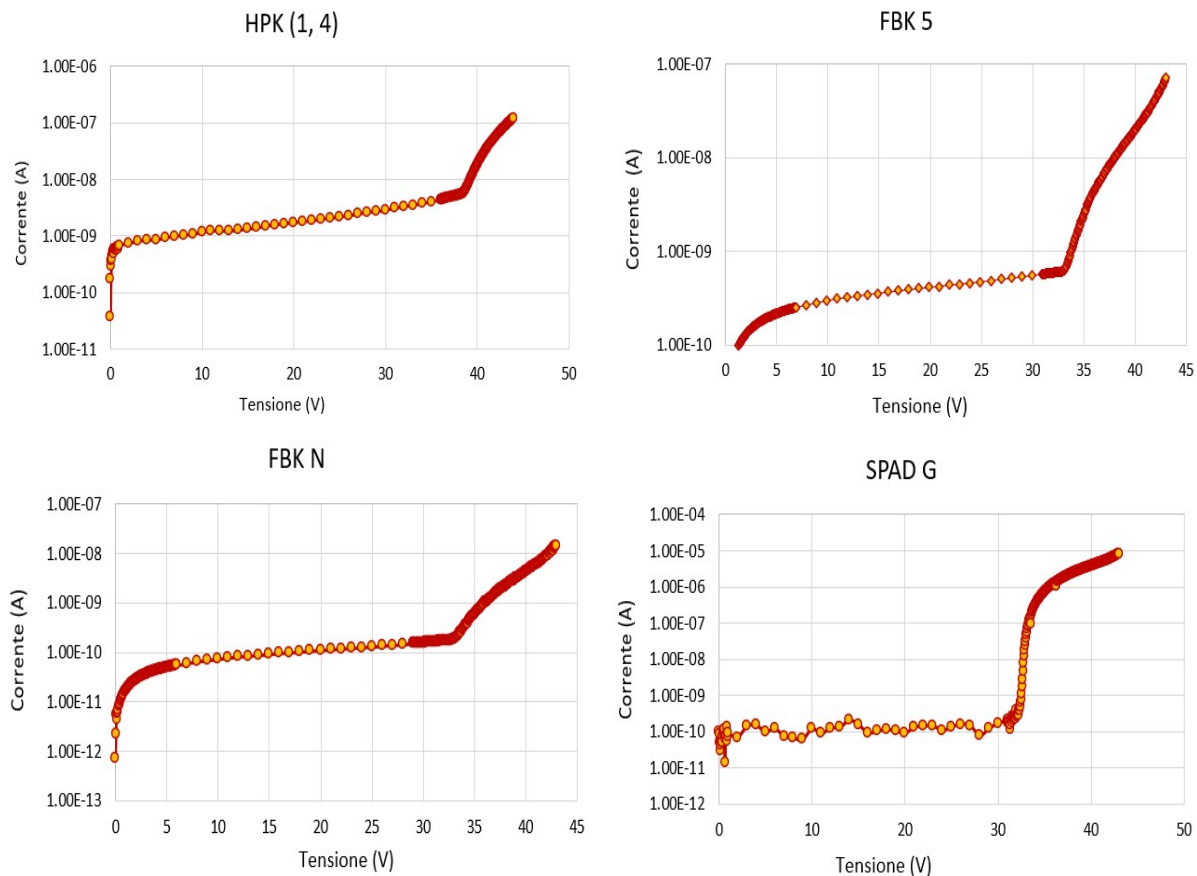
**Metodo di estrazione del valore di breakdown** Il valore di  $V_{BD}$  è ottenuto da un fit dei dati ricavati sperimentalmente utilizzando principalmente tre metodi: la derivata logaritmica, la sua funzione inversa e l'intersezione di due rette con pendenza opposta. Il primo metodo consiste nel calcolare la derivata del logaritmo delle curve IV definita come

$$LD = \frac{d \ln(|I|)}{dV}$$

mentre nel secondo caso basterà fare la funzione inversa:

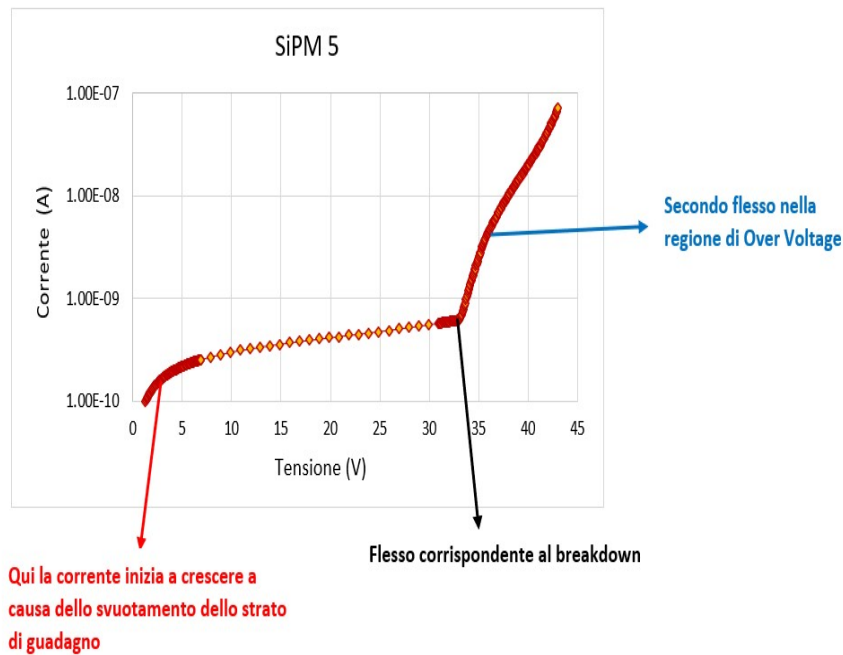
$$ILD = \frac{d \ln(|I|)^{-1}}{dV}$$





**Figura 3.12:** Caratteristica IV per 4 tipi diversi di sensore; il flesso nell'intervallo di overvoltage non è sempre visibile a causa delle misure protettive.

Sotto il valore di breakdown LD dipende linearmente dalla tensione con pendenza positiva; tuttavia avvicinandosi a  $V_{BD}$  assume un andamento quadratico: si ottiene una parabola che ha il vertice in corrispondenza della tensione di breakdown. La stessa cosa vale per ILD, dove però la pendenza è opposta: ILD ha un minimo alla tensione di breakdown per cui la sua inversa, cioè LD, avrà un massimo; per estrarre  $V_{BD}$  si utilizza un fit parabolico sulle due curve. Infine, il terzo metodo che può essere utilizzato per estrarre la tensione di breakdown consiste in un fit lineare dei dati in un intervallo centrato sulla  $V_{BD}$ . In particolare, i dati prima e dopo tale tensione saranno approssimati da due rette con pendenza opposta, che dovrebbero intersecarsi proprio alla tensione di breakdown (e quindi sui vertici delle due parabole). Si ricava così una media dei tre valori ottenuti che corrisponde ai valori di  $V_{BD}$ . Un esempio di fit per ogni tipologia di sensore esaminato è riportato in figura 3.14, mentre una schematizzazione dei tre metodi è riportata in figura 3.15.



**Figura 3.13:** Schematizzazione dei flessi che caratterizzano una curva IV. Essi sono ben visibili nel caso del SiPM FBK 5.

Il fit si basa su due parametri: il numero di punti su cui mediare  $N_{media}$  (per evitare di avere delle curve troppo fitte) e il numero di punti prima e dopo il vertice su cui eseguirlo ( $V_{MAX}$ ,  $V_{MIN}$ ).

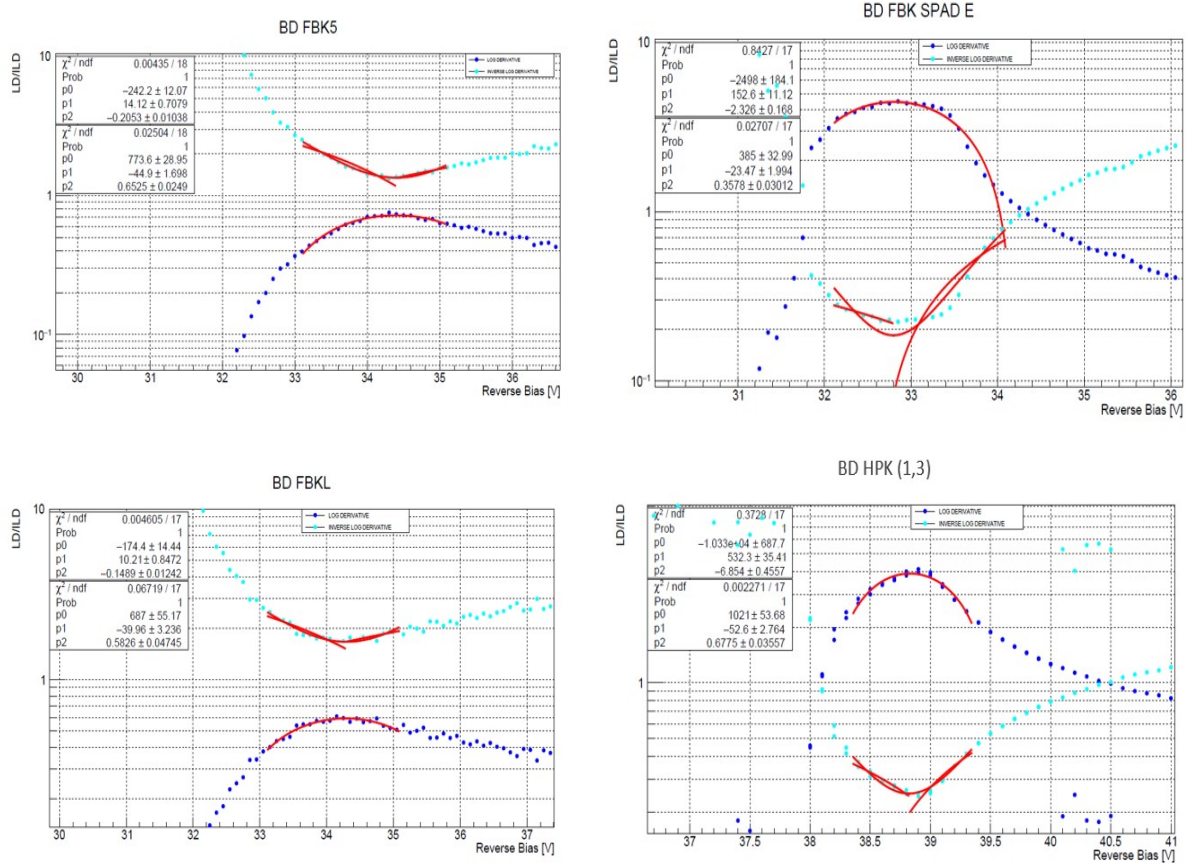
I parametri utilizzati sono diversi a seconda della tipologia di sensore:

- **FBK SiPM:**  $N_{media}=20$ ,  $V_{MAX}=V_i-160$ ,  $V_{MIN}=V_i-200$
- **FBK mini-array di SiPM:**  $N_{media}=20$ ,  $V_{MAX}=V_i-160$ ,  $V_{MIN}=V_i-200$
- **FBK SPAD:**  $N_{media}=17$ ,  $V_{MAX}=V_i-180$ ,  $V_{MIN}=V_i-220$
- **HPK:**  $N_{media}=10$ ,  $V_{MAX}=V_i-95$ ,  $V_{MIN}=V_i-115$

dove  $V_i$  rappresenta il valore di tensione del punto i-esimo.

### Valori di breakdown a confronto

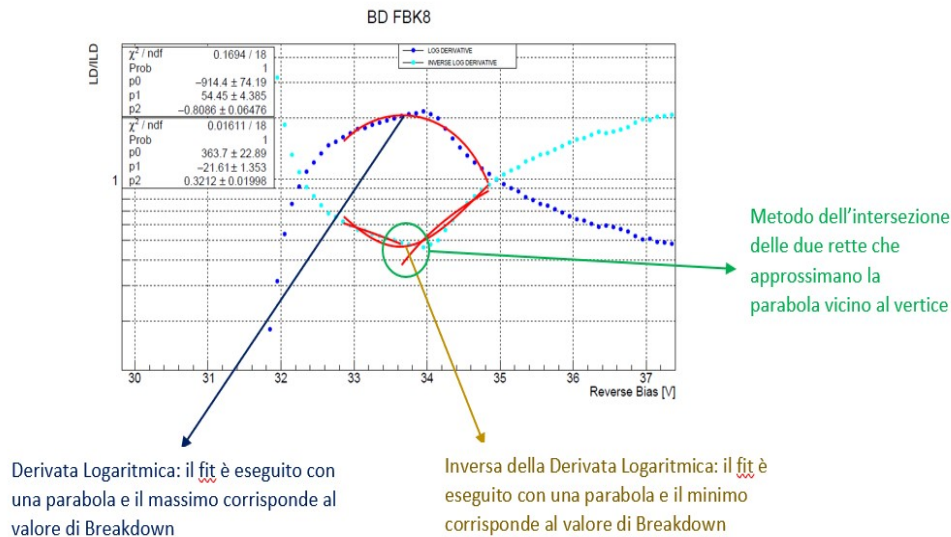
I valori di breakdown sono stati analizzati per i SiPM riportati in figura 3.16: essi sono stati raggruppati per valori analoghi. In generale osserviamo che i sensori della stessa tipologia e



**Figura 3.14:** Esempi di fit di estrazione del breakdown per ogni tipologia di sample analizzato.

costruzione hanno lo stesso valore di  $V_{BD}$  ma non lo stesso andamento di corrente; in figura 3.17 in basso a sinistra sono riportate tutte le caratteristiche di sensori con breakdown a 34 V, ma le curve sono ben distinguibili. Anche nel caso degli HPK (figura 3.17, in basso a destra), nonostante il breakdown avvenga circa alla stessa tensione, la corrente di uno dei due sensori è inferiore. Negli SPAD invece le correnti sono sovrapponibili.

In figura 3.17, sia dal grafico in alto a sinistra che da quello in basso a sinistra osserviamo che generalmente i SiPM tendono ad avere valori di corrente maggiori dei mini-array, anche se dopo il breakdown raggiungono valori di correnti che sono analoghi (ad eccezione del SiPM 8, paragrafo 3.4.1). Gli HPK hanno valori di corrente più elevati degli FBK prima del breakdown e dopo il breakdown raggiungono correnti più elevate di SiPM e mini-array ma meno elevate degli SPAD; questi ultimi dopo il breakdown mostrano una salita in corrente quasi verticale, e raggiungono correnti più alte rispetto a tutti gli altri sensori, forse a causa del fatto che le



**Figura 3.15:** Schematizzazione dei tre metodi usati per l'estrazione del breakdown; è stato scelto un caso in cui l'intersezione delle due rette non avviene esattamente sul vertice della parabola per rendere evidenti le due rette, che altrimenti si confonderebbero con la parabola stessa.

misure sono state condotte in luce (paragrafo 3.4.1). Tuttavia, prima del breakdown, gli SPAD hanno una corrente molto bassa e la misura risulta condizionata da molto rumore.

**FBK: SiPM e mini-array:** Per quanto riguarda gli FBK, i SiPM 5,7,8 sono costituiti da SPAD messi in parallelo tra loro mentre i SiPM L,M,N sono mini-array composti da 3 SiPM in parallelo ciascuno. Nonostante questa differenza, il valore di breakdown è circa lo stesso. Osserviamo che il SiPM 8 ha una corrente molto più elevata rispetto agli altri dopo il breakdown; per questo motivo le misure sono state fatte utilizzando due scale diverse, una più grossolana all'inizio e una più fine per osservare bene il flesso al valore di  $V_{BD}$ .

**Gli SPAD G ed E:** Per i singoli SPAD invece (G ed E) il valore di breakdown è più basso, circa 32 V; queste ultime due misure sono state effettuate in luce perchè al buio non si osservava nessun segnale (solo rumore). Nonostante ciò osserviamo che le misure sono molto disturbate nella parte iniziale, prima del breakdown. Il comportamento esibito è comunque, qualitativamente, in accordo con quanto atteso, anche se le fluttuazioni presenti impediscono di osservare il flesso dovuto allo svuotamento del gain layer. Non è chiaro se il rumore osservato nella fase

SiPM	$V_{BD}$ Valore medio (V)
FBK 5	34.35±0.14
FBK 7	34.56±0.44
FBK 8	33.71±0.20
FBK L	34.24±0.16
FBK M	34.42±0.22
FBK N	34.39±0.22
FBK SPAD E	32.88±0.25
FBK SPAD G	32.92±0.29
HPK (1-3)	38.85±0.07
HPK (1-4)	39.57±0.21

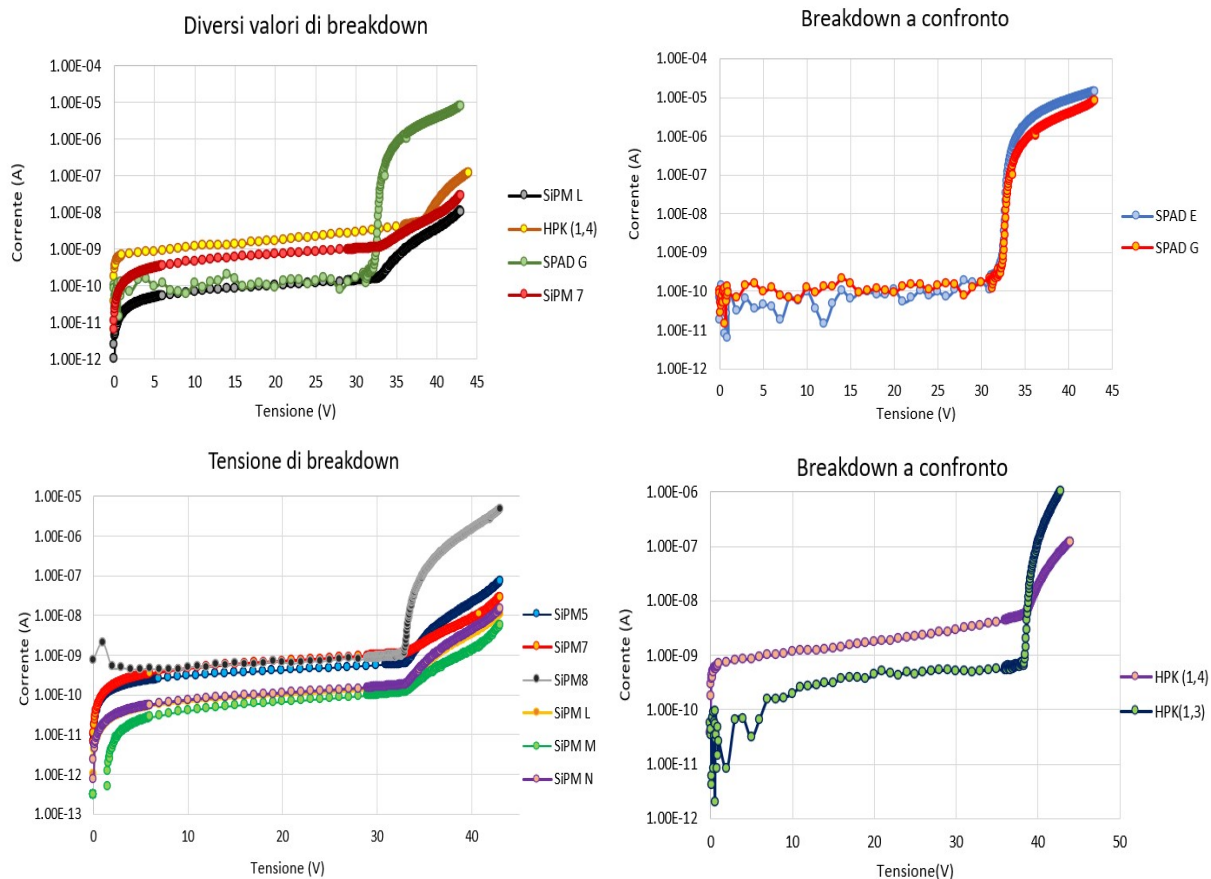
**Figura 3.16:** Sono riportati i diversi valori di breakdown per i sensori analizzati; quelli con valore simile sono stati raggruppati per colore. In azzurro chiaro troviamo i sensori con una  $V_{BD}$  di circa 34V; in azzurro più scuro sono riportati gli SPAD con una  $V_{BD}$  di circa 32V mentre in blu troviamo gli HPK con una  $V_{BD}$  di circa 39V; per questi ultimi, 1 indica la colonna mentre 3 e 4 indicano la riga della matrice di cui fanno parte.

iniziale delle misure sia dovuto alla mancanza di buio o se sia stato solo accentuato da questo fatto.

**Gli HPK:** Gli HPK invece sono caratterizzati da un valore di breakdown più alto, poco sotto i 40 V. Si differenziano dagli FBK perchè il lato della singola cella è molto più grande (50  $\mu\text{m}$  contro 15-20 $\mu\text{m}$ ). La corrente nella fase iniziale è più alta anche di due ordini di grandezza rispetto agli FBK e, quando la misura viene interrotta dai meccanismi di protezione, il valore di corrente raggiunto è più alto (solo il SiPM 8 ha una corrente maggiore, ma questo era un comportamento anomalo, come già sottolineato in precedenza).

### 3.4.2 CV

Alcuni esempi di curve sono riportate in figura 3.18; è stata riportata una curva per ogni tipo di sensore esaminato. In generale, osserviamo che la curva può essere divisa in due regioni distinte: la capacità cala molto velocemente fino al raggiungimento di un valore di tensione, detto  $V_{GL}$ , che corrisponde allo **svuotamento dello strato di guadagno**; dopodichè cala più lentamente fino ad assumere un andamento asintotico in corrispondenza dello **svuotamento totale del sensore**. L'andamento asintotico corrisponde al completo svuotamento del sensore



**Figura 3.17:** Valori di breakdown analoghi sono stati accorpati; nel primo grafico è stato riportato un confronto tra sensori di diversa produzione così da poter apprezzare le diverse tensioni di breakdown; in generale osserviamo che grafici della stessa tipologia hanno lo stesso valore di breakdown ma gli andamenti delle correnti non sono mai perfettamente sovrapponibili.

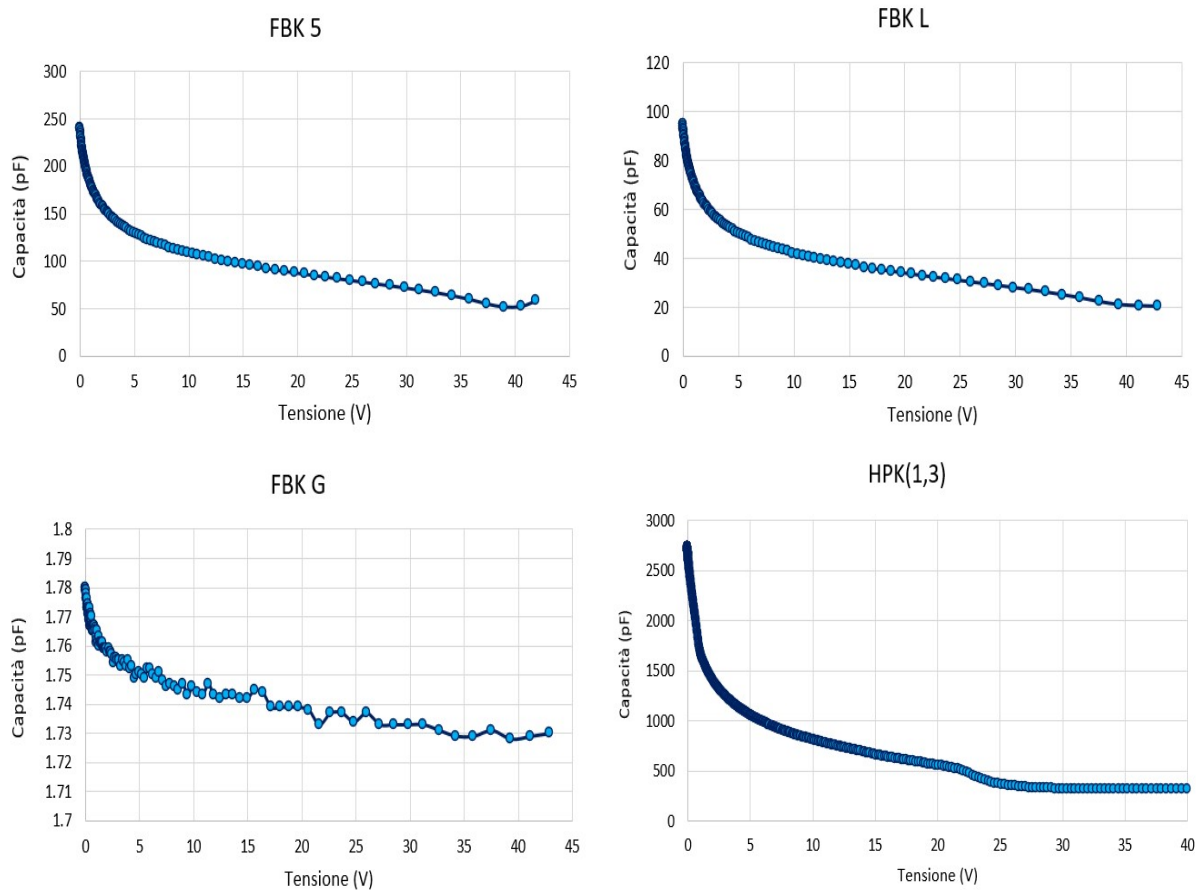
ed è particolarmente visibile nella curva degli HPK, perchè il valore di capacità è molto elevato.

In figura 3.19 è riportata una sovrapposizione delle caratteristiche IV e CV:

- il valore al quale la corrente comincia a crescere è lo stesso per il quale la capacità cambia il suo andamento e decresce più lentamente;
- l'inizio dell'asintoto corrisponde al completo svuotamento e può avvenire prima o dopo il breakdown.

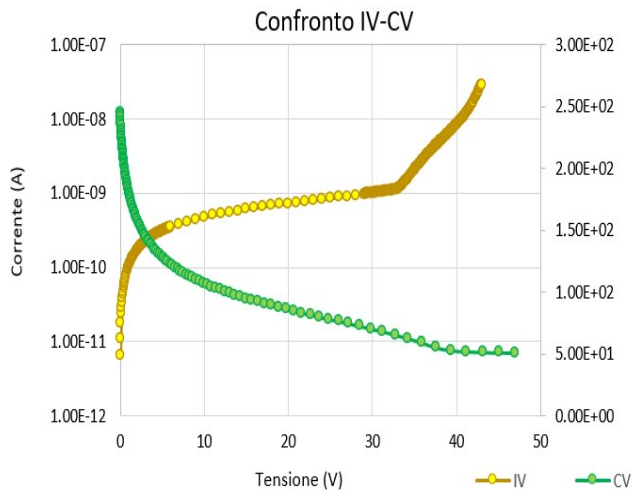
**Confronto tra SiPM diversi** Un confronto tra sensori di tipologia diversa (SiPM, array di SiPM, singoli SPAD e HPK) è riportato in figura 3.20; inoltre, i sensori dello stesso tipo sono stati





**Figura 3.18:** Esempi di andamenti di CV: è riportato un esempio per ogni tipo. FBK 5 è un singolo SiPM, FBK L è un array di SiPM e FBK G invece è un singolo SPAD.

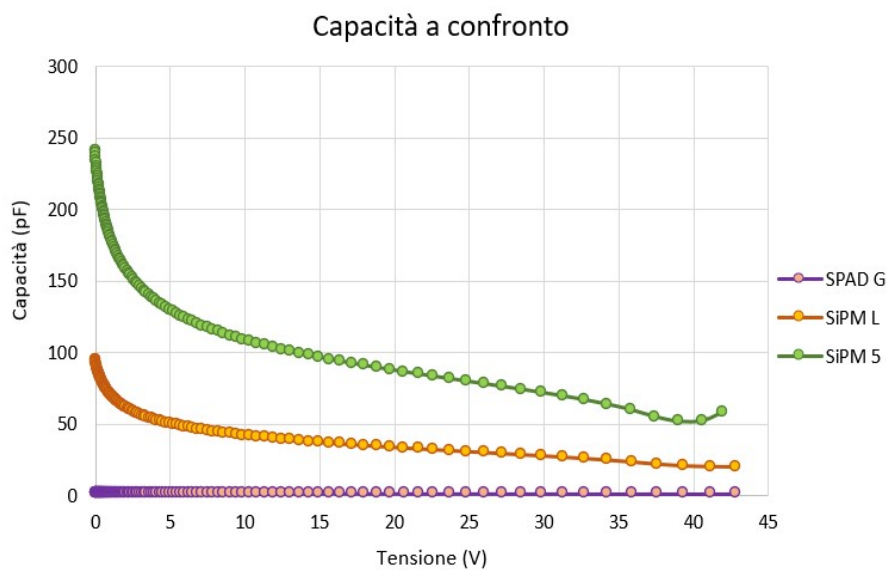
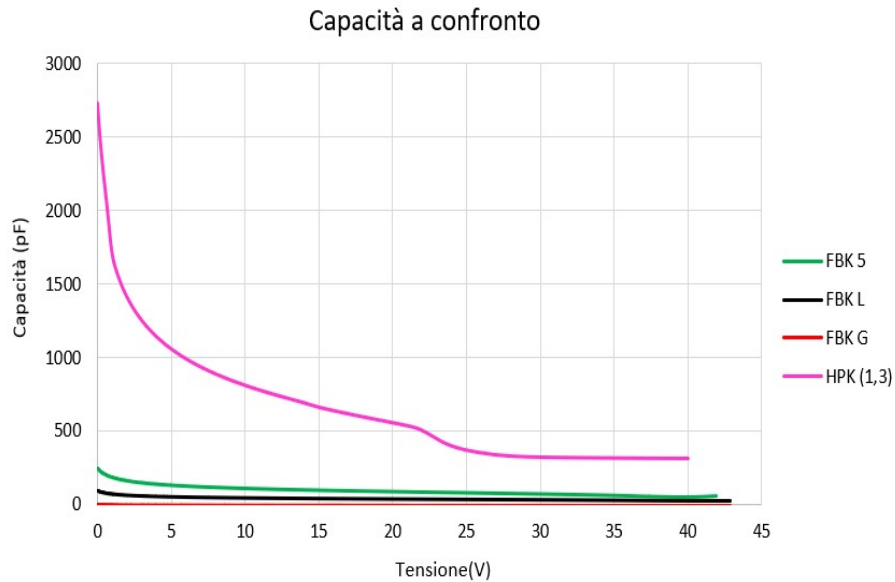
sovrapposti nei grafici in figura 3.21. È evidente che i sensori di produzione HPK raggiungono valori di capacità molto maggiori rispetto agli FBK, le cui curve nel grafico sembrano quasi piatte; ciò è dovuto al fatto che gli HPK hanno un'area 9 volte maggiore rispetto agli FBK e la capacità è direttamente proporzionale alla superficie. Inoltre, essi sembrano raggiungere il completo svuotamento dello strato di guadagno ad una tensione molto minore, circa 25 V: è particolarmente evidente, anche per gli elevati valori di capacità, l'inizio del comportamento asintotico. Essi raggiungono lo svuotamento molto prima del valore di breakdown che invece è circa 40V. Uno zoom delle caratteristiche degli FBK invece è riportato in figura: la curva degli SPAD appare piatta in confronto alle altre; inoltre i SiPM hanno valori di capacità che restano sempre maggiori di quelli dei mini-array. Il riassunto di tutte le caratteristiche elencate è riportato in figura 3.22.



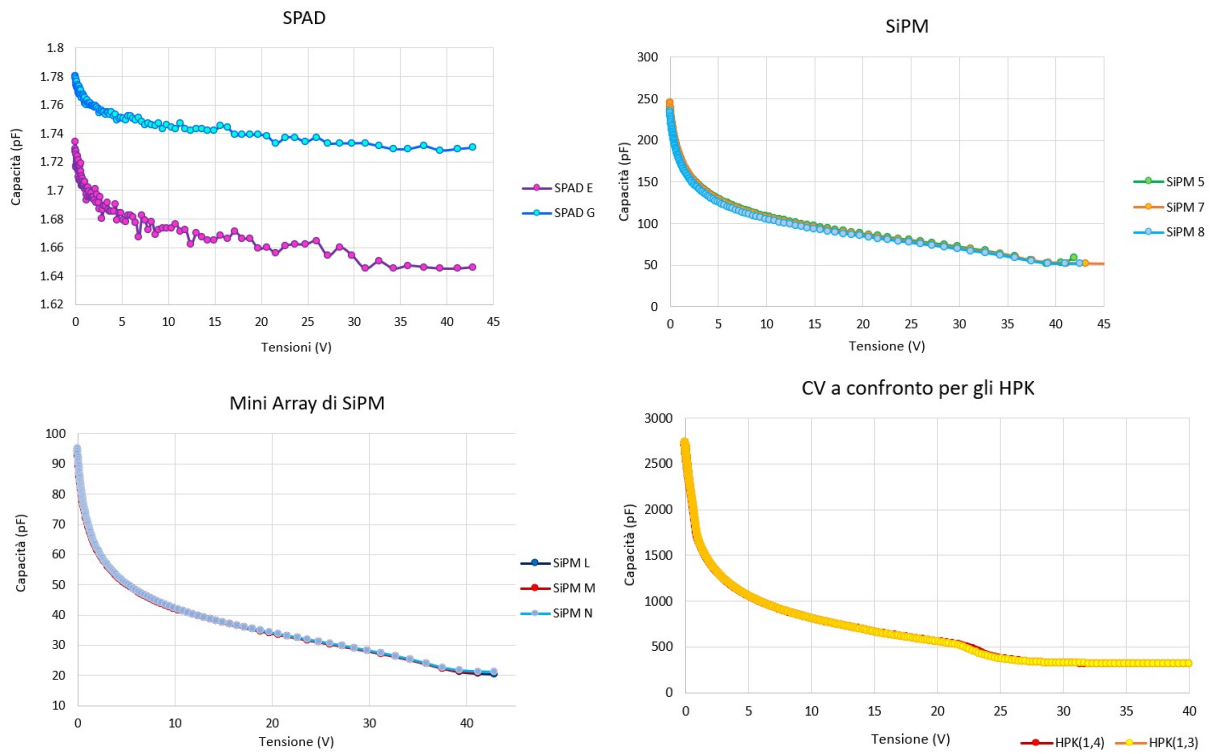
**Figura 3.19:** Nello stesso grafico è stata riportata la curva CV e la IV; le due curve si intersecano alla tensione  $V_{GL}$ , cioè quando la corrente aumenta di valore mentre la capacità rallenta la sua decrescita; inoltre in questo caso per il valore di tensione  $V_{BD}$  la capacità inizia il suo andamento asintotico.

Per quanto riguarda i devices della stessa famiglia, le curve sono completamente sovrapposte, tanto che si fa fatica a distinguerle nel caso dei SiPM, degli array e degli HPK; questo significa che essi mostrano un comportamento del tutto analogo. Diverso sembra invece il discorso per gli SPAD: le misure mostrano diverse oscillazioni, il valore della capacità è molto piccolo e rimane quasi orizzontale. Sebbene in figura lo SPAD G abbia un valore di capacità più elevato dello SPAD E, in realtà la differenza tra le due è dell'ordine di  $10^{-2}$  e l'intero range delle capacità è compreso tra 1.6 pF e 1.8 pF. Il comportamento dei due è quindi lo stesso, appare diverso solo per la scala scelta.





**Figura 3.20:** I valori di capacità degli HPK sono molto più elevati; tra gli FBK invece i SiPM sono quelli che raggiungono valori di capacità maggiori mentre gli SPAD hanno un andamento quasi piatto della curva per quanto riguarda la fabbricazione FBK; per gli HPK invece la capacità è molto più elevata per entrambi i sensori esaminati.



**Figura 3.21:** Tutti i sensori della stessa famiglia esibiscono lo stesso comportamento.

HPK	FBK
<ul style="list-style-type: none"> <li>❖ Valori molto elevati di capacità</li> <li>❖ La tensione a cui il sensore è completamente svuotato è molto più bassa rispetto alla tensione di breakdown; l'andamento asintotico è evidente</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>❖ I valori di capacità sono inferiori:               <ul style="list-style-type: none"> <li>○ Per gli SPAD la curva è piatta</li> <li>○ Per i MINI-ARRAY raggiunge 100 pF</li> <li>○ Per i SiPM è quasi il doppio rispetto ai MINI-ARRAY</li> </ul> </li> <li>❖ L'asintoto che comincia in corrispondenza dello svuotamento totale è poco visibile e si trova nei dintorni della tensione di breakdown.</li> </ul>

**Figura 3.22:** In tabella è riportato il risultato del confronto tra i sensori analizzati per quanto riguarda l'andamento delle capacità.

### 3.4.3 Estrazione del profilo di doping e del campo elettrico

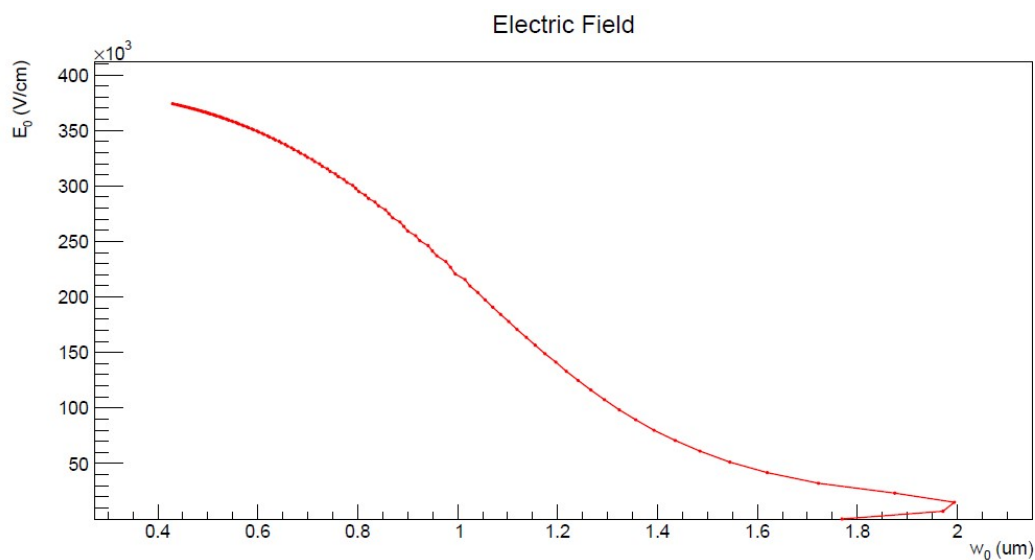
L'analisi della caratteristica CV permette di estrarre parametri importanti che caratterizzano il sensore, come la **profondità dello strato di guadagno**  $W[\mu\text{m}]$ , il **profilo di doping del sensore**  $D[\text{cm}^{-3}]$  e l'**andamento del campo elettrico**. Per fare ciò, nota  $\epsilon_{Si}$  costante dielettrica del Silicio ed  $e$  carica elementare, calcoliamo la profondità del gain layer:

$$W = \frac{\epsilon_{Si} \cdot A}{C_p}$$

dove  $A$  è l'area dell'area attiva che varia a seconda della fabbricazione.

Il profilo di doping è dato da:

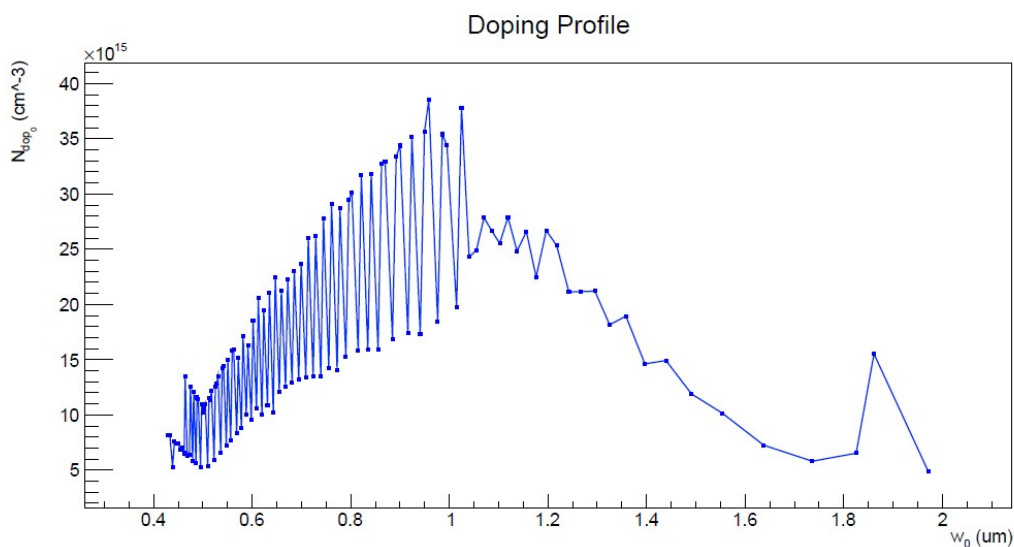
$$D = \frac{dV}{d\left(\frac{1}{C^2}\right)} \cdot \frac{1}{\epsilon_{Si} \cdot e \cdot A^2}$$



**Figura 3.23:** In figura è riportato l'andamento del campo elettrico: esso è molto intenso sulla giunzione, dove gli strati sono maggiormente drogati; in particolare, la presenza di uno strato di guadagno drogato p+ permette di amplificare il campo elettrico e al tempo stesso di renderlo stabile.

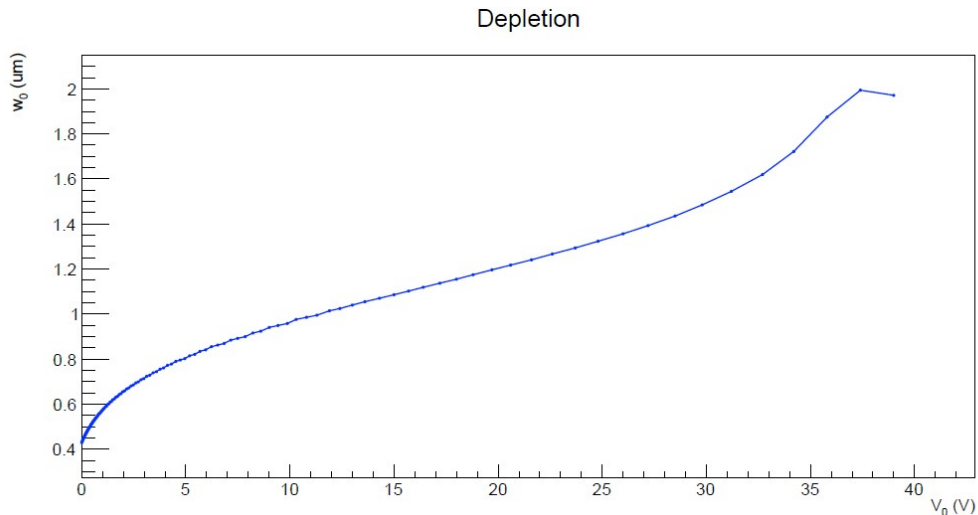
## Risultati ottenuti

I risultati ottenuti dall'analisi dei dati raccolti sono riportati nei grafici delle figure 3.23, 3.24, 3.25; gli andamenti delle curve rispecchiano gli andamenti attesi, in quanto:



**Figura 3.24:** In figura è riportato l'andamento del profilo di doping in funzione della profondità. Si nota come lo strato di guadagno sia maggiormente dopato rispetto agli altri.

**il campo elettrico:** il campo elettrico deve essere molto intenso sulla giunzione, cioè tra l'elettrodo drogato  $n^+$  e lo strato di guadagno  $p^+$ , e diminuisce allontanandosi da essa. Ciò è rispettato dall'andamento del grafico riportato in figura 3.23, in cui si osserva un campo elettrico molto intenso tra 0.4 e 0.6  $\mu\text{m}$ , che diminuisce scendendo verso il basso nel sensore.



**Figura 3.25:** Andamento della profondità in funzione della tensione all'interno del sensore.

**il profilo di doping:** come si vede in figura 3.24, ha un massimo intorno ad  $1 \mu\text{m}$ , per poi diminuire. Lo strato di guadagno è molto più drogato infatti rispetto a quello sottostante, perchè è il responsabile della moltiplicazione a valanga che consente di amplificare il campo elettrico nel sensore in modo controllato (e senza danneggiarlo).

**la profondità dello strato di guadagno:** all'aumentare della tensione il sensore viene progressivamente svuotato; l'andamento riportato in figura 3.25 è quindi quello atteso, perchè ci aspettiamo che la curva cresca mano a mano che il potenziale aumenta. Da questo grafico è possibile ricavare che la profondità del gain layer del sensore studiato è  $2 \mu\text{m}$ .

# Conclusioni

I Silicon PhotoMultipliers (SiPM) sono sensori che stanno trovando sempre maggiore applicazione negli esperimenti di fisica nucleare e delle alte energie, sia come fotorivelatori sia ultimamente come rivelatori diretti di particelle cariche. In questo lavoro di tesi è stata riportata l'analisi del comportamento di sensori SiPM prodotti da Hamamatsu Photonics (HPK) e sensori SPAD, SiPM e mini-array di SiPM prodotti dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK). La caratterizzazione dei sensori si basa sulle misure di corrente e di capacità al variare della tensione di polarizzazione applicata al sensore.

Per quanto riguarda le caratteristiche IV, il valore primario che viene estratto è la tensione di breakdown  $V_{BD}$ ; per i SiPM e per i mini-array il valore è circa lo stesso, 34 V. Per gli SPAD il valore è leggermente inferiore, 32 V, mentre per gli HPK è di circa 40 V. Le misure di corrente per gli SPAD sono state fatte in luce, quindi i valori di corrente sono molto più elevati. In generale si osserva che sensori della stessa tipologia hanno la stessa  $V_{BD}$  anche se non sempre esibiscono lo stesso comportamento: il SiPM FBK 8 ad esempio raggiunge valori di corrente molto più elevati rispetto agli altri della stessa tipologia, così come HPK (1,3) ha valori di corrente inferiori ad HPK (1,4) prima del breakdown ma dopo questo punto la sua corrente cresce più velocemente. Nonostante gli andamenti delle caratteristiche non siano sovrapponibili, sensori della stessa tipologia hanno valori di breakdown quasi coincidenti quindi potrebbero essere accoppiati al fine della rivelazione di particelle. Lo scopo principale di questa analisi consiste proprio nel determinare quali sensori esibiscono lo stesso comportamento, al fine di utilizzarli per la costruzione del TOF layer di ALICE 3: è chiaro che solo sensori con caratteristiche coincidenti possono essere impiegati insieme.

Le caratteristiche CV servono invece per determinare la tensione  $V_{GL}$  a cui lo strato di guadagno si svuota, ma anche per stimare gli andamenti del campo elettrico e del profilo di doping

nel sensore. La  $V_{GL}$  coincide con il valore di tensione a cui la corrente inizia a salire, e ciò è vero per tutti i sensori testati. A differenza delle IV, gli andamenti di capacità dei sensori della stessa tipologia sono perfettamente sovrapponibili, quindi possono essere facilmente accorpati tra loro. Sensori diversi invece hanno andamenti differenti: gli HPK hanno valori di capacità molto maggiori rispetto agli FBK, almeno di un ordine di grandezza; ciò è compatibile con il fatto che tra le aree dei due sensori vi è un rapporto 9:1. Gli SPAD hanno un andamento quasi piatto della curva, e i valori di capacità sono dell'ordine del pF. SiPM e mini-array invece hanno un comportamento confrontabile anche se i SiPM hanno valori di capacità superiori: entrambi sono dell'ordine delle centinaia di pF, tuttavia i primi hanno una capacità che è circa il doppio rispetto agli altri.

# Capitolo 4

## Appendice

### 4.1 Le interazioni naturali

Ogni interazione naturale, tranne l'interazione gravitazionale, è descritta da una teoria di gauge a cui è associata una **trasformazione SU(N)**, ovvero unitaria e speciale (cioè unimodulare). Se  $N$  è la dimensione del gruppo, esistono  $N^2-1$  potenziali vettori, potenziali scalari, campi elettrici e magnetici associati al campo e  $N^2-1$  mediatori dell'interazione. La trasformazione opera su un vettore complesso  $N$ -dimensionale, dove le componenti sono particelle con stessa massa e spin, ma diversa carica interna; esse si trasformano le une nelle altre emettendo un mediatore, e modificano proprio la carica interna. Per le trasformazioni da SU(2) in su, che sono non abeliane, i campi sono dotati di carica e si possono avere due tipi di interazione: il campo interagisce con un mediatore oppure un mediatore interagisce con un altro mediatore (tra gli  $N^2-1$  presenti), cioè c'è interazione diretta tra campi.

#### 4.1.1 Interazione elettromagnetica

Trova la sua formulazione come teoria di campo quantizzato nella **QED**; è descritta da una trasformazione di tipo U(1), che è abeliana: il campo non può quindi essere un portatore di carica e non è ammessa l'autointerazione tra quanti. Inoltre il campo è caratterizzato da spin 1, massa nulla e dal fatto che l'assorbimento o l'emissione di un quanto non vari nè la carica elettrica nè il sapore; l'interazione elettromagnetica conserva quindi il sapore.



### 4.1.2 Interazione forte

La teoria di campo quantizzato corrispondente è la **Cromodinamica Quantistica (QCD)** e le trasformazioni ad essa associate sono del tipo  $SU(3)$ . L'interazione forte agisce sui quark cambiando la carica interna di colore ma conservandone il sapore: il cambiamento di colore è accompagnato dall'emissione di un gluone. La QCD prevede inoltre l'esistenza di 8 campi di colore non massivi con spin 1. I quark sono distinti tra loro in base al sapore, una caratteristica interna che non interagisce con il campo di forza e che viene conservata dall'interazione forte; per questo motivo vi è associato un numero quantico di sapore, come riportato in figura

		u	d	c	s	t	b
$I, I_3$	isospin	1/2, 1/2	0	0	0	0	0
$I, I_3$	isospin	0	1/2, -1/2	0	0	0	0
C	charmness	0	0	1	0	0	0
S	strangeness	0	0	0	-1	0	0
T	topness	0	0	0	0	1	0
B	bottomness	0	0	0	0	0	-1

**Figura 4.1:** Numeri quantici di sapore di ogni quark

### Il mare di partoni

Un adrone è uno stato legato di quark e/o antiquark e di campi gluonici che li tengono uniti grazie all'interazione forte. L'interazione tra quark avviene attraverso quanti virtuali chiamati **gluoni** che possono a loro volta dare origine ad altre coppie di quark-antiquark virtuali; un adrone ha quindi una struttura molto complessa e ogni componente vi contribuisce in egual misura. Solitamente, gli adroni sono pensati come un insieme di quark di valenza veri e propri immersi in un mare di campi gluonici, gluoni e coppie quark-antiquark virtuali che costituiscono il mare; in generale, quark di valenza e mare sono chiamati partoni. Il mare complessivamente:

- ha **carica elettrica nulla**, perchè i gluoni emessi sono privi di carica elettrica e i processi virtuali la conservano;

- **ha carica di colore nulla**, poichè i processi virtuali conservano il colore e l'emissione di un gluone con carica di colore non nulla risulta così un semplice scambio di colore tra quark di valenza;
- non contribuisce al sapore perché l'interazione forte lo conserva.

Considerazioni analoghe vanno fatte per la massa e lo spin: è stato osservato sperimentalmente che il 77% dello spin del protone è determinato dal mare di partoni. Inoltre, i quark di valenza hanno masse a riposo molto piccole, quindi la quasi totalità della masse deriva proprio dal mare di partoni (nel caso del protone è il 99%). In generale, alla massa totale contribuiscono: positivamente le masse a riposo dei partoni del mare (quark e antiquark perchè i gluoni hanno massa nulla); negativamente l'energia potenziale del campo gluonico e infine, positivamente, l'energia cinetica di quark, antiquark e gluoni.

### 4.1.3 Interazione debole

É descritta da una teoria di gauge che prevede l'esistenza di tre tipi di mediatori,  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z_0$ , e la trasformazione di quark e leptoni sia all'interno che all'esterno delle generazioni. Queste ultime costituiscono delle coppie di cariche deboli: (u,d), (c,s), (t,b),  $(e,\nu_e)$ ,  $(\mu,\nu_\mu)$ ,  $(\tau,\nu_\tau)$ . Le cariche interne sono chiamate cariche di isospin debole, e sono soggette a trasformazioni del tipo SU(2): esistono quindi 3 campi di forza non massivi, di spin 1 dotati di carica debole.

## 4.2 La simmetria chirale

La simmetria chirale è l'invarianza sotto **trasformazioni di parità**; l'esperimento di madame Wo ha mostrato che le interazioni deboli non conservano la parità: le interazioni deboli producono particelle con spin tendenzialmente anti-allineato alla quantità di moto e antiparticelle con spin tendenzialmente allineato alla quantità di moto. Questo significa che:

- la violazione di parità non è massimale
- solo le componente sinistrorse dei fermioni e destrorse degli antifermioni sono dotate di carica debole

Tuttavia la carica debole deve essere conservata e ciò è possibile solo per particelle a massa nulla; si assume quindi che inizialmente i fermioni siano non massivi e che acquisiscano massa in seguito all'interazione con il campo di Higgs, che rompe così la simmetria. Questa teoria è alla base dell'esistenza del modello standard.

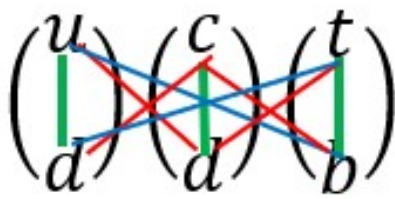
### 4.3 La catena dei decadimenti

La QCD prevede che gli adroni, quark confinati all'interno del proprio stato legato, siano tutti dotati di uno stato fondamentale stabile. Ci si aspetterebbe quindi di osservare una gran varietà stati mesonici o barionici in natura, ma sperimentalmente se ne osservano solo tre: **il protone (u,u,d)**, **il neutrone (u,d,d)** stabile solo all'interno del nucleo e l'**elettrone**. L'interazione debole fornisce infatti diverse vie di decadimento: la trasmutazione interna di quark e leptoni all'interno della propria generazione e la trasmutazione esterna alla generazione stessa. Quest'ultima in particolare è resa possibile dal miscelamento del sapore delle interazioni deboli, descritto dalla **matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa** o matrice CKM, una matrice unitaria che ha come elementi le probabilità di trasmutazione. Gli elementi sulle diagonali hanno valori più elevati perchè le trasmutazioni interne sono favorite, e la probabilità di trasmutazione diminuisce più ci si allontana dalla generazione.

Tuttavia, nessuna transizione è proibita: i mesoni sono quindi tutti instabili per interazione debole, quindi non esistono nella materia ordinaria; i barioni invece tendono a decadere fino alla combinazione di quark più leggera, ossia il protone. Ad oggi, non è noto come mai il protone non possa trasformarsi in un leptone, fatto che tuttavia lo rende stabile. Questo fatto viene valorizzato dall'introduzione di un numero quantico, detto numero barionico B, che deve essere conservato da tutte le interazioni e che vale 1 per i barioni, -1 per gli antibarioni. Poichè quando è stato introdotto non si conoscevano ancora i quark, per non stravolgere le cose oggi si assume che  $b = \frac{1}{3}$  per i quark e  $b = -\frac{1}{3}$  per gli antiquark ed è nullo per i leptoni.

### 4.4 I magneti di LHC

Prima di entrare nell'anello principale i fasci di particelle attraversano un insieme di acceleratori di forma circolare o rettilinea. I magneti più importanti in LHC sono la serie di 1232 Main



$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.975 & 0.225 & 0.004 \\ 0.225 & 0.973 & 0.04 \\ 0.009 & 0.004 & 0.999 \end{pmatrix}$$

**Figura 4.2:** La matrice CKM descrive la probabilità che avvenga una trasmutazione interna o esterna alle generazioni

Dipoles, di 15 m di lunghezza che producono un campo magnetico di circa 8T. Sono magneti superconduttori a bassa temperatura, raffreddati a circa 2K da elio liquido. I magneti servono a mantenere i fasci di particelle cariche all'interno della loro orbita nominale e a defletterli così che i due fasci frontali collidano esattamente nei punti di competenza dei quattro esperimenti. Inoltre il fascio è focalizzato da 132 quadrupoli magnetici che impediscono al fascio di essere disperso per interazione coulombiana: essi si dispongono in modo alternato sulla verticale del fascio (quadrupoli D) e sull'orizzontale (quadrupoli F).

## **4.5 STRUMENTAZIONE**

- Z100-8-TDK-LAMBDA
- Keithley 6487
- Impedance Analyzer

# Bibliografia

- [1] S. Braibant, G. Giacomelli, M. Spurio, *Particelle e Interazioni Fondamentali*, Springer-Verlag Italia 2012
- [2] A. Andronic, An overview of the experimental study of quark-gluon matter in highenergy nucleus-nucleus collisions, [arXiv:nucl-ex/1407.5003], 2014
- [3] Phenomenological Review on Quark Gluon Plasma: Concepts vs. Observations Pasechnik, Roman et al. *Universe* 3 (2017) no.1, 7 arXiv:1611.01533 [hep-ph]
- [4] F. Karsch, *Lattice QCD at High Temperature and Density*, *Lect.NotesPhys.*583(2002), pp.209249.
- [5] Barbara Guerzoni. Identified primary hadron spectra with the TOF detector of the ALICE experiment at LHC PhD thesis, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2012.
- [6] Sarkar, Sourav, Satz, Helmut Sinha, Bikash (Ed.). (2010). *The physics of the quark gluon plasma Introductory lectures*. Germany: Springer.
- [7] S. Strazzi, "Study of first thin LGAD prototypes for the ALICE 3 timing layers", 2021.
- [8] N. Cartiglia et al., *NIM A* 924 (2019) 350-354. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.09.157>
- [9] S. Gundacker and A. Heering, "The silicon photomultiplier: fundamentals and applications of a modern solid-state photon detector," *Physics in Medicine & Biology*, vol. 65, p. 17TR01, aug 2020. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab7b2d>
- [10] L. Pancheri et al., *IEEE Tran. Electron Dev.*, Vol. 67, No. 6, June 2020. doi: 10.1109/TED.2020.2985639

- [11] R. Abdul Khalek et al., “Science Requirements and Detector Concepts for the Electron-Ion Collider: EIC Yellow Report,” 2021. <https://arxiv.org/abs/2103.05419>.
- [12] F. Carnesecchi, “Experimental study of the time resolution for particle detectors based on MRPC, SiPM and UFSD technologies”, 2018.
- [13] T. Masuda et al., “Suppression of the optical crosstalk in a multi-channel silicon photomultiplier array,” Optics Express, vol. 29, p. 16914, may 2021. <https://arxiv.org/abs/2105.01519>.