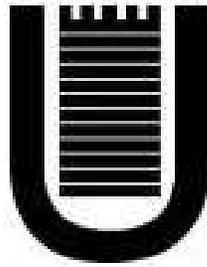


Università degli Studi di Roma Tor Vergata
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali



Corso di Laurea Specialistica in Fisica
Indirizzo Elettronica e Cibernetica

Anno Accademico 2007/2008
TESI DI LAUREA

Caratterizzazione di fotosensori al silicio connessi a fibre ottiche e scintillatori per sviluppi di calorimetria elettromagnetica

Ivano Sarra

Relatore:

Dott. Stefano Miscetti

Correlatore:

Dott. Matteo Martini

Relatore interno:

Prof. Roberto Messi

*Quando fai le cose per bene nessuno sospetterà mai
che tu abbia fatto realmente qualcosa ...*

Ci sono molte persone che hanno esercitato un'influenza costruttiva nella mia vita, forgiando l'uomo che oggi sono. È a queste persone che il mio cuore si ispira nei momenti duri ed è per loro che raggiungo traguardi, tra cui questa tesi.

A tutti voi va il mio più sincero GRAZIE per la forza che ogni secondo mi date.

Tempo fa ho imparato che la vita di un uomo consiste nell'affetto che principalmente lo sostiene e nel quale trova la sua più grande soddisfazione. Oggi nulla mi sembra più vero di queste parole.

Scusatemi dunque se non vi ringrazio singolarmente, ma è nell'impegno quotidiano che cercherò di dimostrare quanto vi sono grato per quello che fate per me.

Indice

| | |
|--|-----------|
| Introduzione | 1 |
| 1 L'esperienza KLOE a DAΦNE | 3 |
| 1.1 La macchina acceleratrice DAΦNE | 3 |
| 1.2 Il rivelatore KLOE | 6 |
| 1.2.1 La camera centrale | 8 |
| 1.2.2 Il calorimetro elettromagnetico | 9 |
| 1.3 Il nuovo schema di collisione per DAΦNE | 10 |
| 1.4 La proposta KLOE-2 | 11 |
| 1.5 CcalT: un calorimetro a cristalli con alta prestazione temporale | 13 |
| 1.5.1 Un esempio significativo di fisica: $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ | 14 |
| 1.5.2 Cristalli e fotosensori | 15 |
| 1.6 QcalT: Un calorimetro sui quadrupoli a tile | 16 |
| 1.6.1 La misura di $K_L \rightarrow 2\pi^0$ | 16 |
| 1.6.2 I calorimetri a piccolo angolo e loro utilizzazione | 18 |
| 1.6.3 QcalT: i nuovi calorimetri proposti | 20 |
| 2 I Fotosensori al silicio | 25 |
| 2.1 I semiconduttori e le giunzioni n-p | 25 |
| 2.2 Assorbimento di fotoni tramite semiconduttori | 29 |
| 2.2.1 Efficienza quantica | 29 |
| 2.3 I Fotodiodi | 32 |
| 2.3.1 I Fotodiodi P-I-N | 33 |
| 2.3.2 I Fotodiodi a valanga in regime lineare | 34 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.3.3 | I Fotodiodi a valanga in regime Geiger | 40 |
| 2.4 | Modello elettronico di un fotodiodo operante in Geiger mode | 43 |
| 2.5 | Modelli esistenti di Apd | 45 |
| 2.6 | Modelli di Silicon Photo Multiplier | 46 |
| 2.6.1 | Guadagno | 47 |
| 2.6.2 | Photon Detection Efficiency | 49 |
| 2.6.3 | Dark Current | 51 |
| 2.6.4 | Afterpulsing | 53 |
| 2.6.5 | Dinamica | 54 |
| 3 | Elettronica di front-end per i fotosensori al silicio | 57 |
| 3.1 | Alimentazione ed amplificazione per gli MPPC da 100 e 400 pixel | 57 |
| 3.1.1 | Alimentazione | 58 |
| 3.1.2 | Stadio di amplificazione con Mar 8A+ | 62 |
| 3.1.3 | Caratteristiche sperimentali | 69 |
| 3.2 | Alimentazione ed amplificazione per gli Apd della serie S8664 | 72 |
| 3.2.1 | Elettronica di amplificazione per gli Apd Hamamatsu | 73 |
| 4 | Caratterizzazione dei fotosensori | 79 |
| 4.1 | Caratterizzazione degli MPPC Hamamatsu | 79 |
| 4.1.1 | Dipendenza del guadagno da V_{bias} | 79 |
| 4.1.2 | Dipendenza del guadagno dalla temperatura | 83 |
| 4.2 | Misure di “dark current” e “dark rate” | 86 |
| 4.2.1 | Dipendenza di R_{dark} e I_{dark} da V_{bias} | 86 |
| 4.2.2 | Dipendenza del dark rate dalla temperatura | 91 |
| 4.3 | Conteggio di fotoni | 92 |
| 4.4 | Dipendenza della PDE da V_{bias} | 93 |
| 5 | Test su scintillatori plastici e fibre scintillanti | 101 |
| 5.1 | Materiali scintillanti | 102 |
| 5.1.1 | Gli scintillatori plastici | 103 |
| 5.2 | Fibre ottiche | 106 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5.2.1 | Fibre ottiche WLS | 107 |
| 5.3 | Raccolta di luce | 110 |
| 5.3.1 | Raccolta di luce delle fibre WLS | 111 |
| 5.3.2 | Test di raccolta di luce nella tile | 112 |
| 5.4 | Misura della risoluzione temporale | 117 |
| 5.4.1 | Risoluzione temporale degli MPPC | 117 |
| 5.4.2 | Tempo di emissione delle fibre WLS | 118 |
| 5.4.3 | Risoluzione temporale del sistema tile-fibra-Sipm | 122 |
| 5.5 | Ottimizzazione del sistema di raccolta luce e di accoppiamento | 127 |
| 5.5.1 | Materiali riflettenti | 127 |
| 5.5.2 | Connessione ottica fibra Sipm | 130 |
| 5.6 | Dipendenza della PDE da V_{bias} | 130 |
| 6 | Il calorimetro CcalT | 133 |
| 6.1 | Scintillatori inorganici | 133 |
| 6.2 | Test sul singolo cristallo di LYSO letto con un Apd | 136 |
| 6.3 | Test sul prototipo del calorimetro CcalT | 148 |
| 6.3.1 | Test con elettroni | 153 |
| | Conclusioni | 155 |
| | Bibliografia | 158 |
| | Ringraziamenti | 161 |

Introduzione

Negli ultimi anni vi sono state innovazioni importanti nel campo dei fotosensori al silicio, con la realizzazione di sensori in regime proporzionale, Apd, ed innovativi array di sensori in regime Geiger chiamati appunto G-Apd (Geiger-Apd) o fotomoltiplicatori al silicio (Sipm). Entrambi questi sensori trovano applicazioni rilevanti nell'ambito della fisica delle alte energie in particolare in connessione con materiali scintillanti, sotto forma di fibre ottiche, cristalli o semplici mattonelle di scintillatore. I rivelatori composti dalla connessione scintillatore e fotosensore al silicio riescono infatti a risolvere problematiche legate all'uso dei fotomoltiplicatori tradizionali. Per esempio la presenza di forti campi magnetici, l'alta densità di canali e la minimizzazione dello spazio relegato al fotosensore e, non ultima, una efficienza quantica di rivelazione non troppo elevata.

In questa tesi ci siamo occupati dello sviluppo di R&D per l'uso di tali fotosensori in due proposte di estensione della calorimetria a piccolo angolo per l'esperimento KLOE-2 che è localizzato ai Laboratori Nazionali di Frascati (LNF) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). I nuovi rivelatori calorimetrici dovrebbero essere inseriti intorno alla beam-pipe a partire dal 2011. Il primo, QcalT, è costituito da due calorimetri di copertura dei quadrupoli permanenti interni a KLOE, ognuno composto da strati di tungsteno e mattonelle, tile, di scintillatore lette tramite fibre ottiche WLS e Sipm. Le sue caratteristiche saranno quelle di avere alta efficienza di rivelazione per fotoni fino a 20 MeV, una risoluzione temporale ~ 1 ns e una risoluzione spaziale di $\sim 1-2$ cm. Questo permetterà di aumentare la rivelazione di eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$ nella misura del BR($K_L \rightarrow 2\pi^0$). Il secondo, CcalT, sarà basato su un barrel di cristalli innovativi di Ortosilicato di Lutetio ed Yttrio (LYSO) letti da Apd. Questo sarà posizionato tra il primo quadrupolo e il centro di interazione. Il suo parametro principale sarà quello di raggiungere altissimi valori di risoluzione temporale (400-500 ps a 20 MeV) per sopravvivere al fondo macchina esistente nella regione e permettere contemporaneamente di identificare fotoni non rivelati dal calorimetro centrale.

In questa tesi ci siamo occupati essenzialmente dello sviluppo dell'elettronica legata a questi due rivelatori, al suo test ed al test dei primi prototipi. In particolare abbiamo realizzato i preamplificatori per il prototipo del CcalT e partecipato a 4 settimane di test effettuate al fascio di test di elettroni di Frascati, BTF (Beam Test Facility).

Nel primo capitolo verranno introdotti gli esperimenti KLOE e KLOE-2, la macchina

DAΦNE e discussi gli upgrade legati alla calorimetria a piccolo angolo e i miglioramenti che questi apporteranno alla ricostruzione degli eventi interessanti. Il secondo capitolo tratterà invece in maniera estensiva dei fotosensori al silicio. Nel terzo descriveremo le richieste per l'elettronica di amplificazione ed alimentazione e la realizzazione di schede elettroniche. Il capitolo 4 riassumerà i test effettuati in laboratorio per caratterizzare i fotosensori connessi alla nostra elettronica, sia per quanto riguarda le correnti di buio e l'amplificazione, sia per la determinazione della dipendenza del guadagno dalla temperatura e dalla tensione di polarizzazione. Il quinto capitolo descriverà invece i test per i componenti del rivelatore QcalT, ovvero fibre scintillanti WLS (wave length shifter), e scintillatori con fibre WLS inserite in apposite scanalature. In entrambi i casi la lettura è effettuata tramite Sipm+amplificatore ed i test consistono nello studio della risposta in carica e temporale sia a fasci luminosi blu (LED) che a particelle al minimo di ionizzazione. Nel capitolo 6 verrà descritto lo studio effettuato con cristalli connessi ad Apd, la realizzazione di una matrice di 10 cristalli di LYSO/LFS e le misure effettuate con elettroni da 500 MeV alla BTF dei LNF.

Capitolo 1

L'esperimento KLOE a DAΦNE

1.1 La macchina acceleratrice DAΦNE

Nei Laboratori Nazionali di Frascati (LNF) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) è in funzione dal 1995 DAΦNE[1] (fabbrica di mesoni ϕ), una macchina acceleratrice a fasci collidenti in cui elettroni e positroni si annichilano con un'energia del centro di massa di 1020 MeV, pari alla massa del mesone ϕ . La caratteristica principale di questa macchina è la alta luminosità, sia istantanea, \mathcal{L} , che integrata. La luminosità istantanea è legata alla frequenza di produzione, R , di eventi in collisione, $e^+e^- \rightarrow X$, dalla relazione:

$$R = \mathcal{L} \times \sigma(e^+e^- \rightarrow X), \quad (1.1)$$

dove σ indica la sezione d'urto per il processo in considerazione. L'alta frequenza di produzione del mesone ϕ ($R \sim 300 \text{ Hz}$ a $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), giustifica la denominazione di DAΦNE come fabbrica di ϕ .

In un collisore, elettroni e positroni circolano raggruppati in n pacchetti costituiti da N particelle l'uno. Se \mathcal{L}_o rappresenta la luminosità di singolo pacchetto, la luminosità totale è espressa dalla:

$$\mathcal{L} = n\mathcal{L}_o = n \frac{\nu N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (1.2)$$

dove ν è la frequenza di collisione dei pacchetti e $\sigma_{x,y}$ sono le deviazioni standard relative alle dimensioni orizzontali e verticali del fascio nel punto di interazione. Per raggiungere alta luminosità bisogna non solo aumentare la luminosità per singolo pacchetto ma anche inserire un numero considerevole di pacchetti. Per DAΦNE $n_{max} = 120$ il che significa, come vedremo, anche una grande corrente circolante nella macchina.

L'intero complesso di DAΦNE è schematizzato in fig.1.1. Elettroni e positroni vengono portati ad un'energia di 510 MeV attraverso un acceleratore lineare e inseriti nell'accumulatore, dove vengono preparati per l'iniezione nella struttura principale della macchina, le

cui dimensioni sono 23×33 m. Quest'ultima è costituita da due anelli complanari, in cui circolano i fasci che si intersecano in due zone di interazione con un angolo di 16 mrad. In questo modo si minimizzano le interazioni fascio-fascio causate dall'elevato numero di pacchetti.

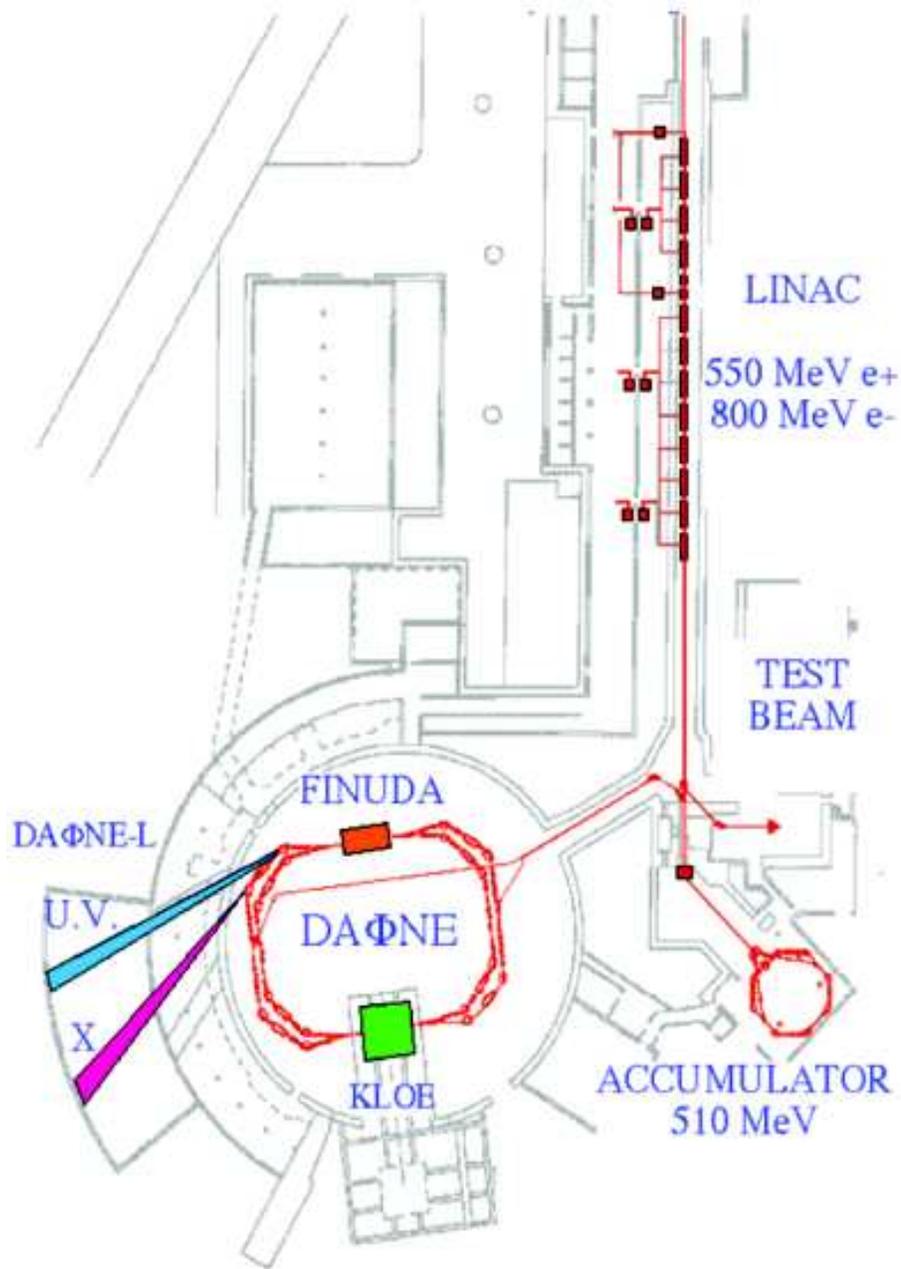


Figura 1.1: Schema della macchina acceleratrice DAΦNE

I parametri dell'anello principale sono riportati in tabella 1.1. Questi sono legati alla

| Parameters | KLOE | Siddharta Design |
|---|-------------------------|-------------------------|
| L (cm ⁻² s ⁻¹) | 1.5 × 10 ³² | 5.0 × 10 ³² |
| N pacchetti (<i>n</i>) | 110 | 110 |
| Energia (γ) | 1020 MeV | 1020 MeV |
| N particelle/ pacchetto (<i>N</i>) | 2.65 × 10 ¹⁰ | 2.65 × 10 ¹⁰ |
| Frequenza di incrocio (ν) | 368.25 MHz | 368.25 MHz |
| Emittanza orizzontale(ε_x) | 300 nm | 200 nm |
| Emittanza verticale (ε_y) | 1.5 nm | 1 nm |
| β verticale (β_y) | 18 cm | 6 cm |
| β orizzontale(β_x) | 1.5 cm | 0.2 cm |
| Angolo di incrocio (θ) | 2x16 mrad | 2x25 mrad |
| Fattore di accoppiamento (<i>k</i>) | 0.5% | 0.5% |
| Dim. orizzontale pacchetto (σ_x) | 700 μ m | 200 μ m |
| Dim. verticale pacchetto (σ_y) | 15 μ m | 2.4 μ m |
| Lunghezza del pacchetto (σ_z) | 25 mm | 20 mm |
| Corrente per pacchetto (<i>I</i>) | 13 mA | 13 mA |

Tabella 1.1: Parametri della macchina acceleratrice DAΦNE durante il run di KLOE e per il progetto del run di Siddharta

luminosità dalla relazione

$$\mathcal{L}_o = \left(\frac{\gamma}{2 \times r_e} \right)^2 \xi_y^2 \nu \frac{\varepsilon(1+k)}{\beta_y} \quad (1.3)$$

dove γ è l'energia in unità della massa a riposo dell'elettrone, r_e è il raggio classico dell'elettrone, ξ_y è il *linear tune shift*, ε l'emittanza, $k = \sigma_y/\sigma_x$ il coefficiente di accoppiamento e β_y è proporzionale alla lunghezza d'onda verticale di betatrone nel punto di interazione. Fissata l'energia di lavoro della macchina, la luminosità di singolo fascio può essere aumentata ottimizzando i parametri ε e β_y . Il primo, che rappresenta l'area dello spazio delle fasi occupata dal fascio, viene aumentato fino ai massimi valori consentiti dalle aperture fisiche e dinamiche della macchina tramite l'inserimento di quattro magneti *wiggler* che favoriscono l'irraggiamento mentre β_y si minimizza introducendo in prossimità del punto di interazione tre coppie di magneti quadrupolari per favorire un forte foccheggiamento verticale nella zona di intersezione dei pacchetti lasciando il resto del fascio inalterato.

In una macchina così progettata circolano delle correnti molto elevate (1-2 A/fascio) che comportano l'insorgenza di instabilità legate ai modi di oscillazione superiori all'interno della cavità a radiofrequenza, tenute sotto controllo da opportuni assorbitori, e la massiccia produzione di radiazione di sincrotrone. Per evitare che il vuoto della macchina venga degradato dalle particelle estratte dai fotoni irradiati, con conseguente deterioramento dei

| Canale | BR |
|-----------------------------|---|
| K^+K^- | $(49.2^{+0.6}_{-0.7})\%$ |
| $K_S K_L$ | $(33.7 \pm 0.5)\%$ |
| $\rho\pi + \pi^+\pi^-\pi^0$ | $(15.5 \pm 0.5)\%$ |
| $\eta\gamma$ | $(1.299 \pm 0.026)\%$ |
| e^+e^- | $(1.24 \pm 0.10) \times 10^{-3}\%$ |
| $\mu^+\mu^-$ | $(2.87^{+0.18}_{-0.22}) \times 10^{-4}\%$ |
| ηe^+e^- | $(1.15 \pm 0.10) \times 10^{-4}\%$ |

Tabella 1.2: **Frazioni di decadimento (*Branching Ratio*) per i principali decadimenti della ϕ [2]**

fasci per interazione con il gas residuo, gli anelli sono stati progettati con particolare attenzione per permettere il mantenimento di un alto vuoto ($p = 10^{-10}$ torr).

1.2 Il rivelatore KLOE

La lista dei decadimenti principali del mesone ϕ , prodotti a riposo nelle interazioni e^+e^- , è riportata in tabella 1.2. Produrre mesoni ϕ ad alta intensità significa quindi disporre di una fabbrica di coppie di kaoni sia neutri che carichi. Inoltre tramite decadimenti radiativi del mesone ϕ si può accedere a mesoni scalari e pseudoscalari come f_0 , a_0 , η , η' .

La linea guida per il disegno dell'esperimento è stata la fisica dei kaoni neutri, ed in particolare, la misura del parametro di violazione di CP ($Re(\epsilon'/\epsilon)$) (vedi par.1.6) dove vanno ricostruiti gli eventi K_S , K_L in stati finale con 2 pioni neutri e carichi.

Come mostrato dalla tab.1.2, la ϕ decade con un BR del 34% in coppie $K_S K_L$ di 110 MeV di impulso. Essendo il decadimento in coppie $\pi\pi$ favorito dallo spazio delle fasi, il K_S ha una vita media molto breve ($\tau_S \sim 10^{-10}$ s) mentre il K_L ha una vita media maggiore ($\tau_L \sim 5 \times 10^{-8}$) e decade in tre corpi salvo che per una frazione ($\sim 3 \times 10^{-3}$) di decadimenti $\pi\pi$ che violano CP. Di conseguenza il cammino medio delle due particelle è molto diverso: $\lambda_S = 0.6$ cm, $\lambda_L = 340$ cm. La lunga vita media del K_L forza la scelta di un rivelatore di grandi dimensioni per poter raccogliere una frazione sufficiente di decadimenti. L'apparato deve inoltre essere in grado di ricostruire i relativi vertici di decadimento per particelle cariche di impulso compreso tra i 50 ed i 250 MeV/c o fotoni con energia variabile tra i 20 e i 280 MeV. È inoltre importante che sia in grado di riconoscere gli eventi di fondo $K_L \rightarrow \pi\mu\nu/\pi^0\pi^0\pi^0$, che sono circa 130/240 volte più abbondanti del segnale, e di identificare i mesoni $K_{S,L}$. La loro produzione associata e collineare unita alla notevole differenza di cammino medio rende quest'ultima operazione relativamente semplice, permettendo di avere informazioni sulla prima rivelando la seconda e viceversa. Un K_S è ad esempio identificato dalle interazioni del K_L sul calorimetro elettromagnetico (K_L -crash).

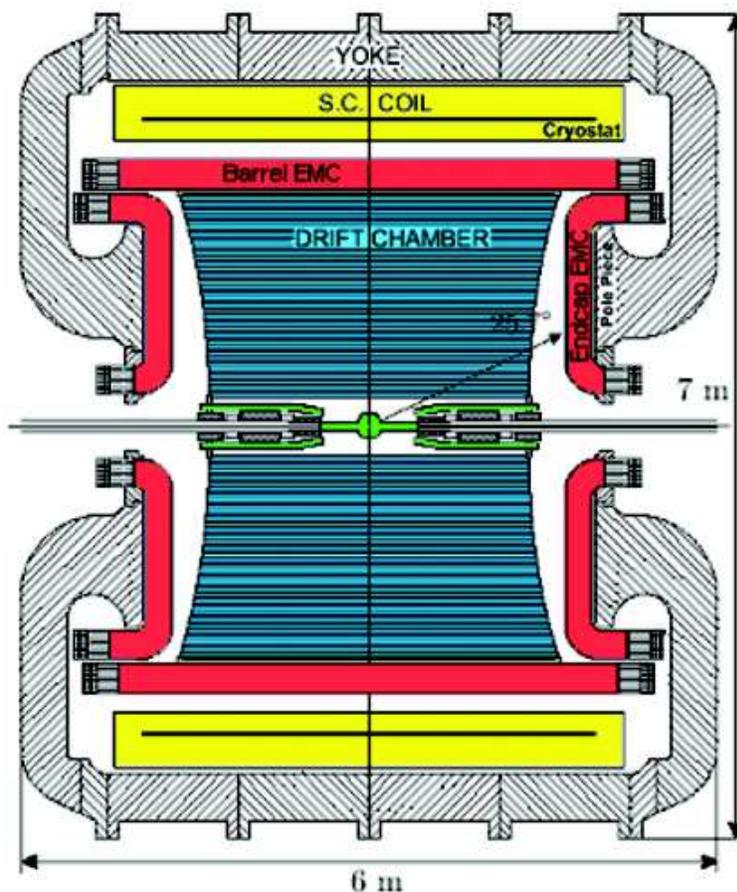


Figura 1.2: Sezione del rivelatore KLOE

KLOE [3] (fig.1.2) è stato quindi progettato come un apparato a simmetria cilindrica di dimensioni $(6 \times 6 \times 7) \text{ m}^3$ che si sviluppa intorno al tubo a vuoto. Quest'ultimo ha in prossimità della zona di interazione la forma di una sfera di 10 cm di raggio, corrispondenti a circa $16 \lambda_S$, per contenere al suo interno la quasi totalità dei decadimenti del K_S . Il tubo è realizzato con pareti di berillio spesse 0.5 mm per ridurre la rigenerazione dei K_L , la diffusione multipla e le perdite di energie per ionizzazione. Nella regione $25 < R < 200 \text{ cm}$, per una lunghezza complessiva di 3.5 m, si trova la camera centrale, circondata da un calorimetro elettromagnetico spesso 23 cm e composto da una struttura centrale lunga 4.3 m chiusa ermeticamente da due calorimetri laterali, per una copertura del 98% dell'angolo solido. Per aumentare l'ermeticità complessiva del rivelatore due piccoli calorimetri a campionamento coprono i quadrupoli permanenti della macchina, che si trovano all'interno dell'apparato ad una distanza di 45 cm dal punto di interazione e confinati in un cono di 9 gradi di semiapertura. Tutto il sistema è racchiuso all'interno di un magnete solenoidale superconduttore che fornisce un campo di 0.5 Tesla.

1.2.1 La camera centrale

La camera centrale [4] deve fornire una tracciatura tridimensionale degli eventi carichi determinando il vertice di decadimento dei K_L con un'accuratezza $\sigma_v \sim 2 \div 3$ mm su tutto il volume di rivelazione ed eliminare i fondi del decadimento $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$, con particolare attenzione allo stato finale $\pi\mu\nu$. Si deve quindi avere:

1. un volume attivo omogeneo ed isotropo;
2. efficienza di tracciatura alta ed uniforme all'interno di tutto il volume sensibile;
3. risoluzioni spaziali $\sigma_{r\phi} \sim 200$ μm , $\sigma_z \sim 2$ mm, anch'esse uniformi;
4. risoluzione in impulso $\sigma_{p_t}/p_t \sim 0.5\%$ per particelle con $50 < p < 300$ MeV/c;
5. alta trasparenza.

La richiesta di alta trasparenza ha diverse motivazioni. Il volume attivo deve essere molto leggero poichè il basso momento delle particelle fa sì che il contributo dominante alla risoluzione in impulso provenga dalla diffusione multipla piuttosto che dalla risoluzione spaziale. Inoltre la necessità di minimizzare la rigenerazione dei K_L , le perdite di energia di particelle cariche e la conversione o l'assorbimento dei fotoni di bassa energia impone la realizzazione di una struttura molto leggera.

La soluzione adottata è una camera a deriva cilindrica di 2 m di raggio e 3.4 m di lunghezza, riempita con una miscela di gas a base di elio (90% He - 10% C_4H_{10}). La struttura di supporto è un composito di fibra di carbonio ed *epoxy*, per uno spessore complessivo $\leq 0.1 X_o$. La scelta dell'elio come base per la miscela è stata guidata dalla ricerca di un gas con grande lunghezza di radiazione. L'elio puro ha $X_o \sim 5300$ m, però rispetto ai gas comunemente utilizzati nelle camere a deriva, come ad esempio l'argon, ha bassa ionizzazione primaria (5 coppie/cm contro le 34 dell'argon), alta diffusione e velocità di deriva bassa ($v_d \leq 5$ mm/ μs) e soprattutto non satura. La miscela utilizzata permette di migliorare le prestazioni del gas mantenendo un'elevata trasparenza.

Le richieste di tracciatura tridimensionale ed uniforme hanno condotto alla scelta di celle con geometria quadrata a singolo filo anodico, organizzate in piani coassiali stereoscopici, dove i fili sono inclinati di un piccolo angolo rispetto all'asse del rivelatore per determinare la coordinata longitudinale (z). Il numero totale di fili è 52140, con un rapporto *fili - campo* : *fili - anodici* = 3 : 1 che fornisce buone proprietà elettrostatiche del campo che racchiude la cella senza compromettere la trasparenza del rivelatore ($X_o(\text{gas} + \text{fili}) \sim 900$ m). I segnali che si propagano lungo i fili anodici, tenuti a massa, vengono amplificati, discriminati con soglia a 4 mV e quindi inviati a convertitori tempo-digitali (TDC) la cui risoluzione è di circa 1 ns, sufficiente per la $\sigma_{r\phi}$ richiesta.

1.2.2 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico [5] riveste un ruolo cruciale nella ricostruzione dei decadimenti neutri $K_{L,S} \rightarrow \pi^0\pi^0$, che producono fotoni con una distribuzione energetica tra i 20 ed i 280 MeV, e nel riconoscimento degli eventi di fondo $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$. Deve inoltre fornire un segnale veloce per il primo livello di *trigger* e contribuire all'identificazione di π , μ , e ed alla reiezione del fondo $K_L \rightarrow \pi\ell\nu$. Per soddisfare queste richieste sono necessarie le seguenti prestazioni:

1. risoluzione energetica $\sigma(E)/E \sim 5\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$;
2. risoluzione temporale $\sigma_T \leq 70 \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})}$;
3. piena efficienza di rivelazione per fotoni nella regione energetica di interesse;
4. ermeticità;
5. segmentazione longitudinale e trasversale;
6. capacità di operare all'interno di un campo magnetico di 0.5 T.

Per soddisfare le prestazioni richieste si è scelto un calorimetro a campionamento fine piombo-fibre ottiche scintillanti. La scelta delle fibre consente di ottenere un'ottima risoluzione temporale grazie alla rapidità del processo di scintillazione ($\tau_s \leq 2.5 \text{ ns}$ nel caso di emissione nel blu) ed alla loro particolare configurazione. La piccola dispersione delle traiettorie durante la propagazione nella fibra e la loro elevata lunghezza di attenuazione di $350 \div 400 \text{ cm}$ fanno sì che anche per un rivelatore di diversi metri la risposta temporale non vari apprezzabilmente.

La struttura centrale del calorimetro (*barrel*), approssimabile ad un cilindro cavo di 4 m di diametro, 4.3 m di lunghezza attiva e 23 cm di spessore, è formata da 24 moduli di sezione trapezoidale dove le fibre corrono parallele alla direzione dei fasci. Due calorimetri laterali (*endcap*), ognuno composto da 32 moduli a forma di C disposti verticalmente, chiudono ermeticamente il calorimetro. In questo caso le fibre sono perpendicolari ai fasci, in modo tale che siano sempre disposte trasversalmente rispetto alle traiettorie delle particelle. In fig.1.3 è mostrata la struttura base del calorimetro, che consiste in sottili fogli di piombo scanalati (0.5 mm di spessore, corrispondenti a $0.1 X_0$) dove sono inserite le fibre di 1 mm di diametro, disposte ai vertici di triangoli quasi-equilateri con un passo di 1.35 mm. In questo modo si ottiene una struttura omogenea con un rapporto di volumi *fibre* : *piombo* : *colla* pari a 48:42:10, una frazione di campionamento del 15% per una particella al minimo di ionizzazione, una densità di 5 g/cm^3 ed una lunghezza di radiazione X_0 di 1.6 cm.

La luce prodotta per scintillazione nelle fibre viene raccolta e letta ad entrambe le estremità dei moduli attraverso guide di luce in plexiglass otticamente accoppiate a fotomoltiplicatori con dinodi a *mesh*, che possono operare in campo magnetico. La doppia

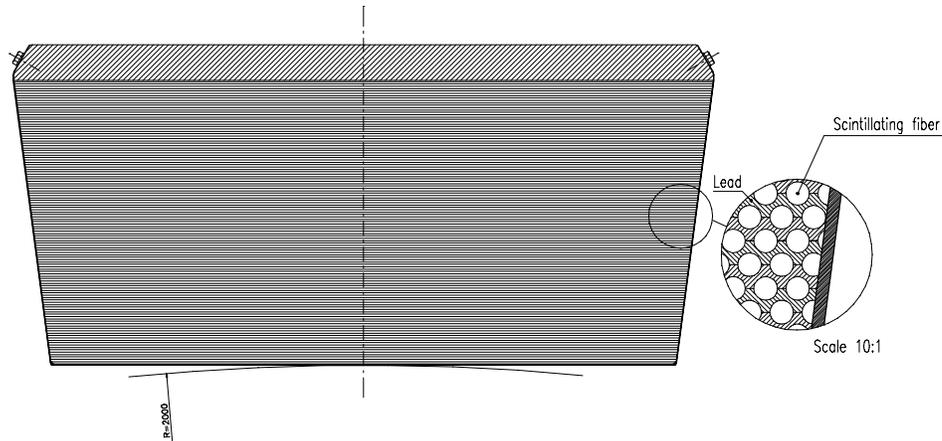


Figura 1.3: **Vista frontale di un modulo barrel e struttura fibre-piombo utilizzata per il calorimetro di KLOE**

lettura permette di determinare attraverso differenze di tempi la posizione lungo le fibre. La granularità di lettura è $\sim 4.4 \times 4.4 \text{ cm}^2$, per un totale di 4880 canali.

1.3 Il nuovo schema di collisione per DAΦNE

DAΦNE è in funzione da circa 10 anni. Nel grafico di fig.1.4 viene riportata la storia della luminosità istantanea verso il periodo e della luminosità integrata dall'esperimento KLOE durante i tre periodi di run. Si nota che essenzialmente vi è una crescita lineare della luminosità durante il run e di un fattore due tra i vari periodi dovuti ad assestamenti di macchina più rilevanti.

La massima luminosità acquisita da KLOE era di $1.5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ con $n = 115$, a cui corrispondeva una luminosità ora di 350 nb^{-1} , ovvero $7\text{-}8 \text{ pb}^{-1}/\text{day}$. Durante il 2007 è stato presentato il nuovo schema di interazione per la macchina dafne [6], che consiste essenzialmente nel cambio della sola zona di interazione con l'introduzione di uno schema di incrocio innovativo denominato "crab-waist".

Questo nuovo schema è stato provato con il run dell'esperimento SIDDHARTA durante il 2008-09. In figura 1.5 si vede l'incremento ottenuto della luminosità. Per il nuovo run di KLOE (KLOE-2), ci si aspetta di ottenere $\mathcal{L} \times 5$ rispetto al passato. In figura 1.6 mostriamo la luminosità ottenuta a marzo 2009.

Rispetto a quanto visto in Siddharta durante il corso del 2008 e 2009, l'ottica di macchina non subirà modifiche sostanziali ma dovrà solo essere adattata a compensare l'effetto del campo magnetico di KLOE che è un campo assiale (lungo z) di circa 5.2 kGauss. Questo campo disturba le traiettorie degli elettroni tendendo a farli "uscire" in alto ed a

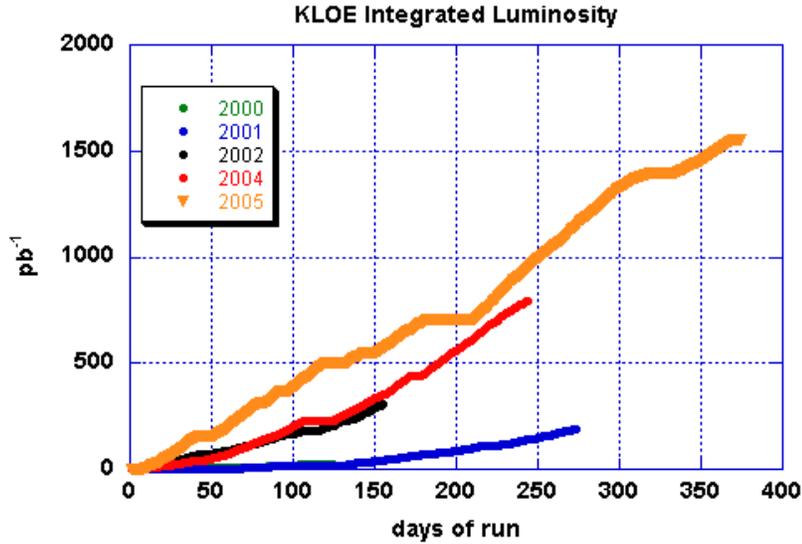


Figura 1.4: Andamento della luminosità integrata dell'esperimento KLOE durante gli anni

farli così incidere sul tubo a vuoto. Per evitare questo problema sono stati introdotti due dipoli compensatori in ogni braccio del tubo a vuoto.

1.4 La proposta KLOE-2

L'esperimento KLOE-2 è la continuazione dell'esperimento KLOE proposta già a partire per la fine del 2009 con la prima fase del nuovo esperimento (step-0) dove ci si aspetta di acquisire, in un anno, circa una luminosità doppia di quanto fatto finora. In questa prima fase KLOE-2 sarà sostanzialmente una replica rinnovata di KLOE con miglioramenti solo riguardanti la parte di immagazzinamento dati e con la inserzione di un sistema di "tagging" per gli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$. In una fase successiva (step-1), ci si aspetta di effettuare degli upgrade significativi nella regione intorno alla beam-pipe che consistono nella introduzione dei tre seguenti tipi di rivelatore:

- Una camera di vertice, IT (Inner Tracker), costituita da un'innovativa versione di camera a GEM (Gas Electron Multiplier) [7] realizzata in geometria cilindrica. Questa permetterà di migliorare la risoluzione di vertice per eventi di fisica rilevanti quali gli studi di interferenza quantistica e di aumentare la accettazione angolare del sistema di tracciatura per eventi tipo $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

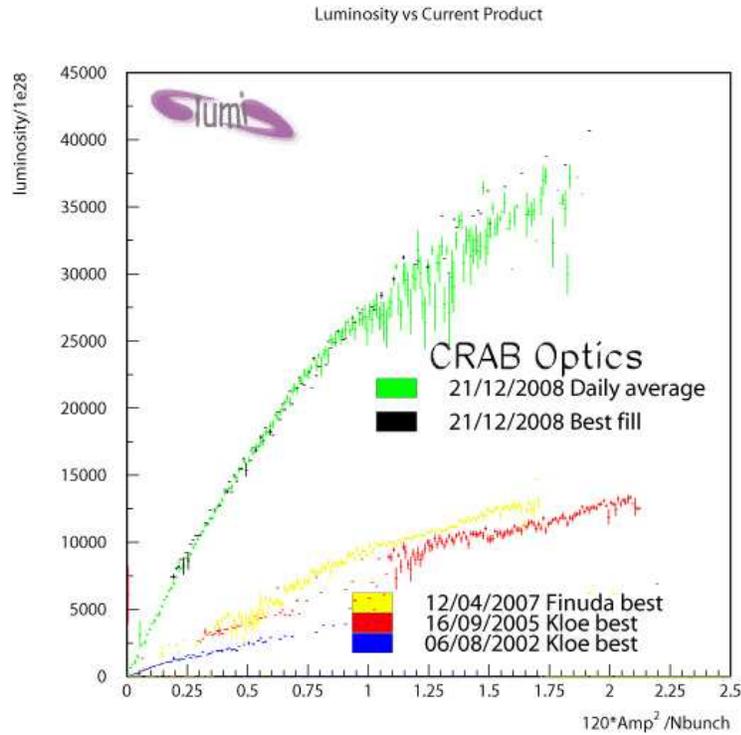


Figura 1.5: Incremento di luminosità ottenuto dalla macchina DAΦNE. Sull'asse delle ascisse è presente la corrente di iniezione

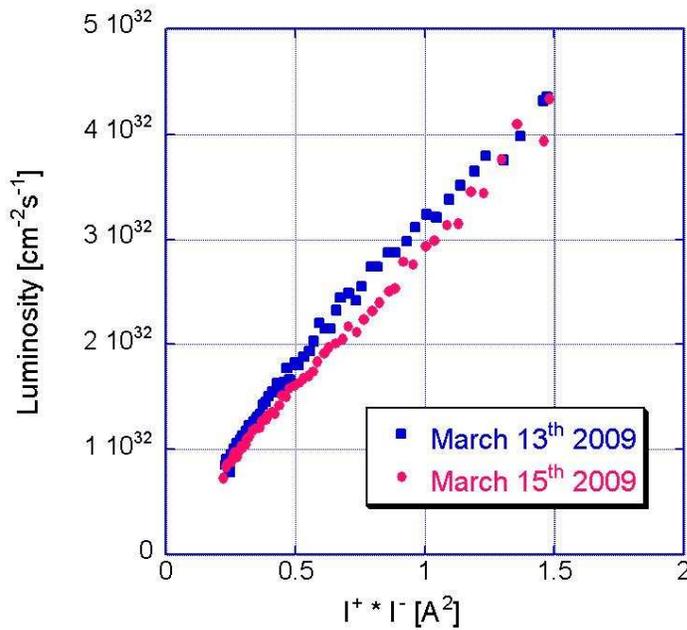


Figura 1.6: Luminosità ottenuto dalla macchina DAΦNE a marzo 2009

- un calorimetro a cristalli (CcalT) nella regione tra la sfera di berillio e il primo quadrupolo costituito da due cilindri ognuno con 12 cristalli con il duplice compito di veto e ricostruzione eventi per aumentare la copertura angolare del calorimetro centrale.
- un calorimetro a campionamento (QcalT) intorno ai quadrupoli vicino al punto di interazione per ricostruire i fotoni provenienti dal decadimento del $K_L \rightarrow 3\pi^0$ (cfr Par.1.6).

Questa tesi si occuperà essenzialmente dello sviluppo di R&D per il disegno e la realizzazione dei due nuovi calorimetri sulla beam-pipe. I due prossimi paragrafi descriveranno in dettaglio il disegno attuale di questi rivelatori ed il loro apporto per la fisica dell'esperimento KLOE-2.

1.5 CcalT: un calorimetro a cristalli con alta prestazione temporale

In fig.1.7, mostriamo una vista ingrandita della regione di interesse per il posizionamento di due calorimetri (simmetrici rispetto all'IP) che andranno a coprire l'angolo solido compreso tra $\theta_p \sim 9-18^\circ$ e $162-171^\circ$. Lo spazio accessibile per questi rivelatori è limitato in una direzione dalla forma sferica della beam-pipe nella zona di interazione ($R = 10$ cm) e dall'altra dalla posizione del primo quadrupolo ($Z = 30$ cm). Vi è inoltre la necessità di contenere tutto il sistema al di sotto dei $18(162)^\circ$ per non interferire con la ricostruzione dei fotoni da parte del calorimetro centrale. Un disegno preliminare di un singolo calorimetro consiste in due barrel cilindrici, concentrici, con i singoli moduli diretti lungo θ_p e con i fotorivelatori incollati nella faccia più lontana dall'IP. In questo schema, la dimensione trasversale (longitudinale) possibile per ogni singolo modulo sarà limitata tra 1.8–2.2 cm (10–13 cm).

La motivazione principale di questo calorimetro è quella di estendere la copertura del sistema centrale, EMC, per aggiungere potere di reiezione di fondo o aumentare l'accettazione di ricostruzione per canali molto rari. In particolare, si può aumentare la reiezione del fondo per eventi tipo $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ intercettando fotoni addizionali provenienti da canali di decadimento molto più probabili ($\eta \rightarrow 3\pi^0$, $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$, rispettivamente). Questo implica la realizzazione di un calorimetro compatto, altamente efficiente a basse energie ($20 < E_\gamma < 300$ MeV), con un grande risposta in luce e con una alta risoluzione temporale.

Dalla simulazione in corso sui fondi macchina in DAΦNE, con lo schema di collisione Crab-Waist, si stima un incremento del rate di fondo di circa un fattore 5 rispetto al passato, ovvero $R_{bkg} = 50$ MHz. Essendo il calorimetro affacciato direttamente sulla beam-pipe, dobbiamo ridurre ad una condizione trascurabile la quantità di coincidenze

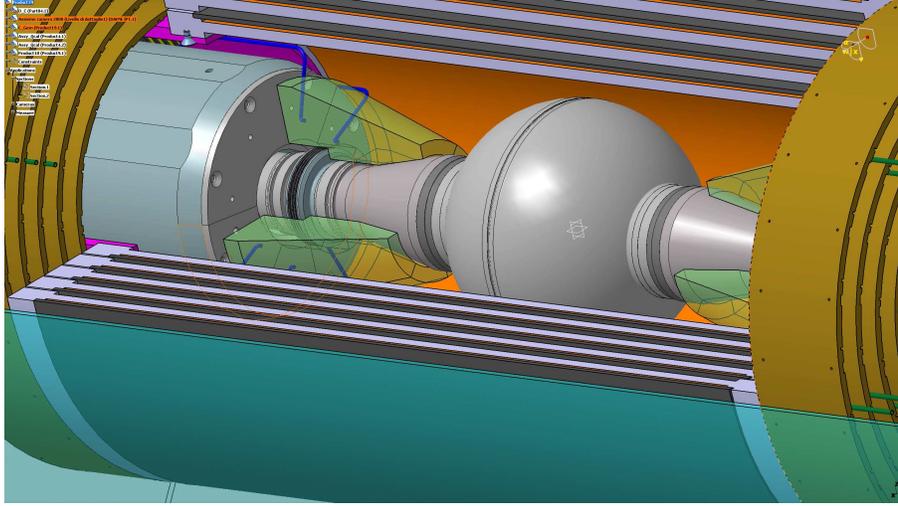


Figura 1.7: Progetto preliminare della zona di interazione di KLOE-2. Le regioni in verde vicino all'IP sono quelle riservate per il posizionamento dei calorimetri CcalT

accidentali nella finestra temporale usata per identificare i fotoni. Nella regione in considerazione stimiamo quindi dei rates che saranno dell'ordine di 5 MHz (moltiplicando x 5 quanto misurato in passato nella regione dei quadrupoli). Una finestra temporale di larghezza $\Delta T = 2$ ns corrisponde ad una probabilit  di coincidenza accidentale/evento:

$$P_{acci} = \Delta T R_{bkg} = 10 \times 10^{-9} \times 5 \times 10^6 = 0.5\% \quad (1.4)$$

che   trascurabile. Il nostro rivelatore dovr  quindi avere una risoluzione temporale, σ_t di circa $1/6 \times \Delta T = 330$ ps.

Per ottenere un miglioramento in accettazione dei canali tipo $K_S \rightarrow 3\pi^0$, dovremo invece progettare un calorimetro con una buona risoluzione spaziale ed implementare un fit cinematico per migliorare la risposta in energia.

1.5.1 Un esempio significativo di fisica: $K_S \rightarrow \gamma\gamma$

La misura del $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ rappresenta un buon test per la teoria delle perturbazioni chirali. Nel 2008, KLOE ha pubblicato questa misura utilizzando tutta la statistica raccolta fino al 2005 [8] (ultima presa dati dell'esperimento). Questo risultato risulta pienamente in accordo con le predizioni teoriche, ma si scosta dal precedente risultato sperimentale di circa 3σ [9]. Una nuova misura di questo decadimento ad alta stastica sar  possibile con i dati raccolti da KLOE-2. In KLOE, il principale fondo per questo canale   costituito dai decadimenti $K_S \rightarrow 2\pi^0$ in cui due dei quattro fotoni non vengono rivelati dal calorimetro elettromagnetico. Alla fine dell'analisi si ottiene un campione con una contaminazione di fondo circa 3 volte superiore al segnale ($S/B=1/3$).

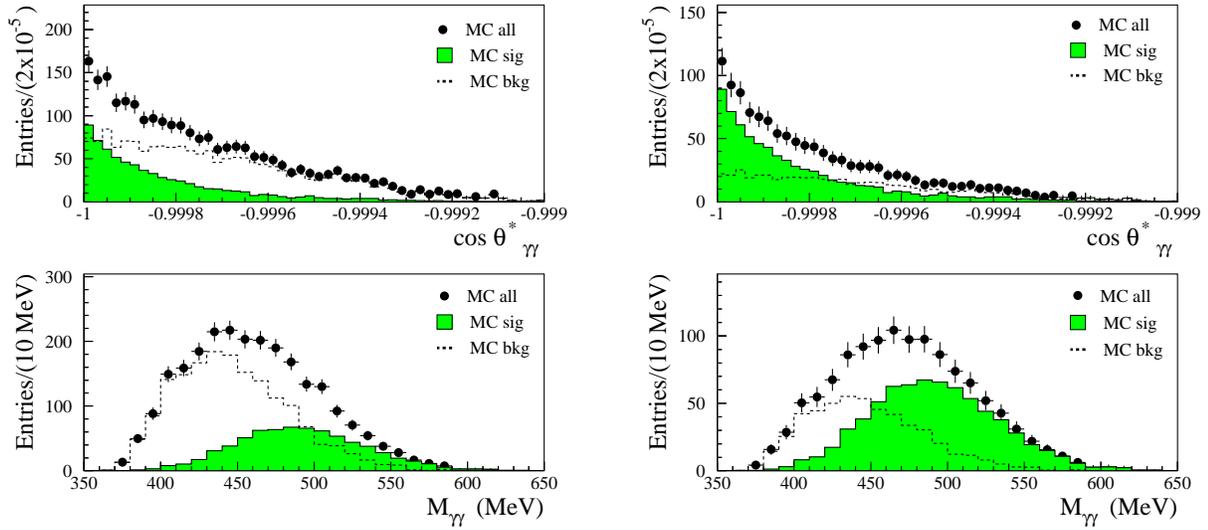


Figura 1.8: Distribuzione delle variabili discriminanti utilizzate nella misura del $\text{BR}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$: angolo di apertura tra i due fotoni nel sistema di riferimento del K_S , massa invariante ricostruita. (Sinistra) distribuzione ottenuta da KLOE. (Destra) Distribuzione attesa per KLOE-2 dopo l’inserimento del CcalT

L’inserimento del CcalT nella regione vicina al punto di interazione consente di aumentare l’efficienza dell’apparato per i fotoni provenienti dal decadimento K_S . Stime preliminari da Monte Carlo hanno mostrato che l’utilizzo del CcalT dovrebbe permettere di ridurre notevolmente il fondo in questa analisi ottenendo, alla fine dell’analisi, un campione con $S/B=1$. In Fig.1.8, si riportano le distribuzioni di due variabili discriminanti usate in questa analisi, mettendo in evidenza la componente del fondo prima e dopo l’inserimento del CcalT.

1.5.2 Cristalli e fotosensori

Tra le varie opzioni possibili abbiamo eliminato quella di utilizzare calorimetri a campionamento tipo KLOE, limitati dal punto di vista della densità, dell’output di luce e dalla loro eventuale disposizione in configurazione **head-on**.

Il nostro disegno si è così concentrato sullo sviluppo di un calorimetro a cristalli. Abbiamo esaminato due possibili opzioni per questo rivelatore: la prima costituita da una matrice di PbWO_4 (tungstano di piombo) e la seconda di LYSO (ortosilicato di lutetio ed Yttrio). In tabella 1.3 vengono riportati i principali parametri dei cristalli attualmente utilizzati.

Entrambi i cristalli mostrano alta densità, piccoli valori di X_0 e del raggio di Moliere, R_M ed hanno in più il vantaggio di non essere igroscopici ed avere una emissione temporale veloce. Le limitazioni spaziali favorirebbero in linea di principio il PbWO_4 che ha 0.9

| Parameter | ρ | X_0 | R_M | dE/dX | τ_{decay} | λ_{max} | n | Relative |
|-------------------|----------|-------|-------|---------|----------------|-----------------|------|---------------|
| Units: | g/cm^3 | cm | cm | MeV/cm | ns | nm | | output (NaI)% |
| NaI(Tl) | 3.67 | 2.59 | 4.13 | 4.8 | 230 | 410 | 1.85 | 100 |
| BGO | 7.13 | 1.12 | 2.23 | 9.0 | 300 | 480 | 2.15 | 21 |
| CsI(Tl) | 4.51 | 1.86 | 3.57 | 5.6 | 1300 | 560 | 1.79 | 165 |
| PbWO ₄ | 8.3 | 0.89 | 2.00 | 10.2 | 10 | 420 | 2.20 | 0.29 |
| LYSO | 7.40 | 1.14 | 2.07 | 9.6 | 40 | 420 | 1.82 | 83 |

Tabella 1.3: Parametri caratteristici di alcuni cristalli inorganici

cm di X_0 per cui il contenimento longitudinale degli sciami risulta migliore (15 X_0 in 13 cm) rispetto al LYSO. D'altro canto la risoluzione energetica di questi calorimetri e' sicuramente limitata dalla mancanza di copertura trasversale (4 cm con un R_M di ~ 2 cm) per cui l'unico parametro veramente rilevante diventa la quantità di luce prodotta e la risoluzione temporale. Il LYSO e' in questo senso migliore del PbWO₄ in quanto ci si aspettano circa 27000 fotoni/MeV contro 100 fotoni/MeV con un τ di emissione (40 ns) solo 4 volte peggiore di quello del PbWO₄ (10 ns).

Un altro vantaggio non indifferente di questi tipi di cristalli risiede nel fatto di poter essere letti mediante fotorivelatori al silicio: SiPM e APD. Questi rivelatori godono di alcune proprietà estremamente importanti per questa applicazione:

- piccole dimensioni: fondamentale vista la regione in cui andrà posizionato il rivelatore,
- insensibilità al campo magnetico: necessaria poiché in KLOE si utilizza un campo di 0.52 T.

Vista la grande quantità di luce prodotta dai cristalli di LYSO, nel nostro caso abbiamo deciso di utilizzare gli APD i quali hanno un guadagno fino a 300 (contro i $\sim 10^6$ dei SiPM) che consente di leggere senza particolari problemi i segnali di uscita.

1.6 QcalT: Un calorimetro sui quadrupoli a tile

1.6.1 La misura di $K_L \rightarrow 2\pi^0$

La motivazione principale per la realizzazione di DAΦNE e KLOE è lo studio della violazione della simmetria CP nel sistema $K\bar{K}$ attraverso una misura ad altissima precisione della parte reale del parametro ϵ'/ϵ , per confermare o meno l'esistenza della violazione diretta di tale simmetria. Le loro caratteristiche tecniche sono quindi legate alle problematiche connesse a tale misura.

Tra le varie coppie particella-antiparticella esistenti in natura i mesoni K^0 e \overline{K}^0 hanno delle caratteristiche molto particolari. Essendo infatti le particelle più leggere con stranezza definita (rispettivamente $+1$ e -1) possono decadere solo debolmente poiché le interazioni forti ed elettromagnetiche conservano questa grandezza. Inoltre, poiché differiscono tra loro del solo numero quantico S , si possono trasformare l'uno nell'altro attraverso uno stato intermedio $\pi\pi$. A causa di queste oscillazioni i due mesoni non sono autostati dell'hamiltoniana debole, mentre lo sono le loro combinazioni lineari

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} [(1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\overline{K}^0\rangle] = \frac{|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \quad (1.5)$$

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} [(1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\overline{K}^0\rangle] = \frac{|K_1\rangle + \epsilon|K_2\rangle}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \quad (1.6)$$

K_1 e K_2 sono gli autostati di CP con autovalori $+1$ e -1 rispettivamente mentre ϵ , parametro dell'ordine di 10^{-3} , descrive il mescolamento $K^0\overline{K}^0$. Se la violazione diretta di CP non esistesse, l'unica componente in grado di decadere in una coppia di pioni neutri sarebbe il K_1 poiché $CP|\pi\pi\rangle = +1|\pi\pi\rangle$. I decadimenti osservati $K_L \rightarrow \pi\pi$ sarebbero quindi dovuti alla presenza del K_1 nella funzione d'onda. In casi di violazione diretta invece anche la componente con $CP = -1$ darebbe il suo contributo, legato al parametro ϵ' che in questo caso sarebbe diverso da zero.

Trattandosi di fenomeni rari, la determinazione dei parametri connessi alla violazione di CP ha bisogno di una notevole precisione. Per ridurre le sistematiche legate alla misura sperimentale la grandezza osservabile più comunemente utilizzata è il doppio rapporto R , definito come:

$$R = \frac{\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)} \bigg/ \frac{\text{BR}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\text{BR}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \sim 1 + 6\Re(\epsilon'/\epsilon) \quad (1.7)$$

Le attuali misure di $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ provengono dagli esperimenti a bersaglio fisso EPSI (CERN) e KTEV (FNAL). In entrambi i casi i fasci di K_L vengono prodotti dall'urto di protoni molto energetici ($E \sim 100$ GeV) su berillio mentre la componente K_S si ottiene deviando parte di questo fascio su di un rigeneratore. I risultati finali delle due collaborazioni indicano un valore non nullo per ϵ' [10, 11]:

$$\begin{aligned} \Re(\epsilon'/\epsilon) &= (18.5 \pm 4.5 \pm 5.8) \times 10^{-4} && \text{EPSI} \\ \Re(\epsilon'/\epsilon) &= (28.0 \pm 3.0 \pm 2.6 \pm 1.0) \times 10^{-4} && \text{KTEV} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Nel caso di KLOE la situazione è completamente diversa rispetto agli esperimenti precedenti. Il decadimento forte del mesone ϕ infatti produce coppie $K_L K_S$ in un ben determinato stato quantico $J^{PC} = 1^{--}$ che viaggiano in direzione opposta e con impulso pari a 110 MeV/c. Le differenze rispetto ad un esperimento a bersaglio fisso sono evidenti: i K_S vengono prodotti senza l'utilizzo di un rigeneratore, che produce fasci con notevole fondo e larga distribuzione energetica, ma soprattutto la rivelazione di una della due

particelle fornisce precise informazioni sulla direzione ed identità dell'altra. L'obiettivo iniziale dell'esperimento era quello di misurare $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ con una precisione dell'ordine di 10^{-4} per fornire una misura alternativa, ottenuta con sistematiche completamente diverse da quelle degli esperimenti a bersaglio fisso. Inoltre, KLOE ha la possibilità di misurare la parte immaginaria del parametro ϵ'/ϵ , tramite metodi interferometrici, con una sensibilità di 10^{-3} .

L'errore statistico sulla misura di $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ può essere espresso in termini del numero di decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$, il canale più raro dei quattro utilizzati:

$$\delta\Re(\epsilon'/\epsilon) = \frac{1}{6} \frac{1}{\sqrt{2/3N_L^0}} \quad (1.9)$$

Occorrono dunque 4.2×10^6 eventi di questo tipo, corrispondenti a 1.3×10^{10} ϕ , per ottenere l'accuratezza statistica necessaria. Per questo motivo sia le prestazioni della macchina acceleratrice che quelle dell'apparato di rivelazione devono essere all'avanguardia, in modo da produrre una grande quantità di tali particelle e rivelarne i decadimenti con alta efficienza.

Durante le varie campagne di prese dati di KLOE, non è stato purtroppo possibile integrare una statistica sufficiente per la misura del doppio rapporto. La luminosità raggiunta da DAΦNE è stata di un fattore 5 inferiore a quella di progetto. Il campione limitato di dati raccolti, rispetto a quello preventivato, non ha consentito di eseguire alcune misure che saranno possibili con l'esperimento KLOE2.

Come detto in precedenza, il nuovo schema di collisione progettato per DAΦNE (cfr. crab waist) permetterà una nuova presa dati di Kloe già a partire dalla fine del 2009 e quindi di raggiungere la statistica necessaria per tale misura.

1.6.2 I calorimetri a piccolo angolo e loro utilizzazione

I calorimetri a piccolo angolo [12] (Qcal) sono due rivelatori compatti, costruiti per migliorare la rivelazione del fondo $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ aumentando l'ermeticità del calorimetro. E' richiesta quindi un'elevata efficienza di rivelazione per fotoni di bassa energia e una risoluzione temporale di 1 ns per eliminare eventi accidentali da fondo macchina.

La regione in cui posizionare questi rivelatori, tra la parete interna della camera e i quadrupoli, ne determina forma e dimensioni. I calorimetri utilizzati per KLOE hanno uno spessore di 5.5 cm e sono costituiti da una zona più interna di forma conica, lunga 50 cm, seguita da un cilindro lungo 31 cm (fig.1.9-alto). Entrambe le zone sono suddivise in 16 settori azimutali. La struttura interna è a campionamento, costituita da strati di assorbitore (piombo) spessi 1.9 mm alternati a strati di 1 mm di scintillatore, per uno spessore complessivo di $5.5 X_0$. Come mostrato in fig.1.9-basso, gli strati attivi sono suddivisi in tre lastre, ai lati delle quali corrono quattro fibre ottiche lunghe 190 cm attraverso le quali la luce di scintillazione viene convogliata su fotomoltiplicatori a *mesh*.

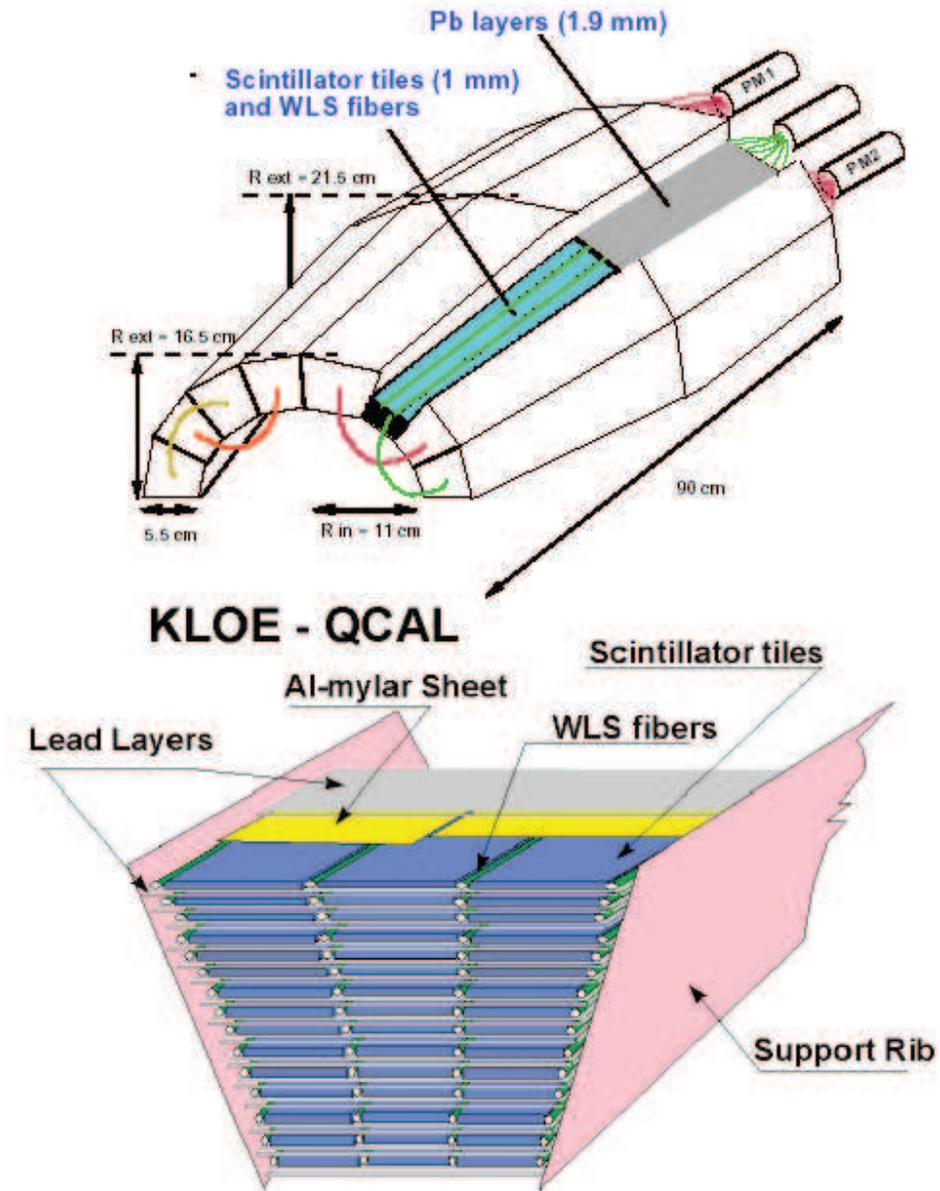


Figura 1.9: Schematizzazione della metà superiore di un calorimetro a piccolo angolo (in

Per misurare la coordinata longitudinale tramite misure di tempo di volo, le fibre sono condivise tra due settori non adiacenti (fig.1.9-alto). Questa disposizione, imposta dal fatto che il raggio di curvatura delle fibre non può essere inferiore a 2 cm, permette di disaccoppiare la ambiguità dovute a sciame che si propagano al confine tra due settori adiacenti.

Il Qcal originale presenta una serie di limitazioni dovute alla struttura stessa dei calorimetri. In particolare, l'uso di fototubi a mesh limita l'efficienza quantica a 20%. La lunghezza delle fibre porta una dipendenza della misura rispetto al punto di incidenza, ma soprattutto, la doppia lettura dei moduli per la ricostruzione della coordinata Z consente una risoluzione σ_z dell'ordine di 15-20 cm.

Vi è inoltre una bassa risposta in luce dello scintillatore, 3 foto-elettroni a tile in prossimità del fototubo. Nella misura del doppio rapporto, la determinazione del “branching ratio” di decadimento del $K_L \rightarrow 2\pi^0$ con una piccola incertezza, assume un aspetto molto importante. La più importante sorgente di fondo nella misura del $BR(K_L \rightarrow 2\pi^0)$ è data dagli eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in cui 2 fotoni non vengono rivelati dal calorimetro centrale. La presenza dei calorimetri sui quadrupoli della macchina permette di aumentare la copertura del sistema calorimetrico per queste perdite di fotoni.

In KLOE, i decadimenti del K_L vengono identificati cercando eventi $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. La selezione degli eventi $K_L \rightarrow 2\pi^0$ viene fatta richiedendo quattro fotoni nello stato finale ed imponendo un fit cinematico sugli impulsi e sui tempi di volo dei fotoni. In fig.1.10, vengono mostrate le distribuzioni di massa invariante per due fotoni dopo aver cercato le due coppie che soddisfano meglio la condizione sulla massa del pione. La selezione degli eventi di fondo avviene studiando le distribuzioni dei tempi di volo dei fotoni sui Qcal (fig.1.11). Questo consente di identificare parte degli eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$ in cui 2 fotoni non sono rivelati dal calorimetro centrale perché incidenti sui quadrupoli. L'algoritmo preliminare basato sul Qcal consente di ridurre il fondo della misura di un fattore 2. Una misura dettagliata di questo decadimento verrà effettuata con i dati raccolti nella prima presa dati dell'esperimento KLOE2 (step-1).

1.6.3 QcalT: i nuovi calorimetri proposti

Come detto nel paragrafo precedente, i vecchi calorimetri utilizzati in KLOE per coprire la regione dei quadrupoli soffrivano di alcune limitazioni. Con lo sviluppo delle attuali tecnologie, è possibile realizzare nuovi rivelatori utilizzando sempre delle tecniche a tile di scintillatore, ma ottenendo migliori prestazioni.

Per l'esperimento KLOE-2, sono stati proposti due calorimetri dodecagonali formati da strati di scintillatore e tungsteno (vedi fig.1.12). L'utilizzo di quest'ultimo consente di raggiungere un maggior numero di lunghezze di interazione sempre restando all'interno dei limiti imposti dalla regione quadrupolo-camera a deriva e IT. Gli strati di scintillatore sono segmentati con una struttura a tile e divisi in “mattonelle” di lunghezza 5 cm e

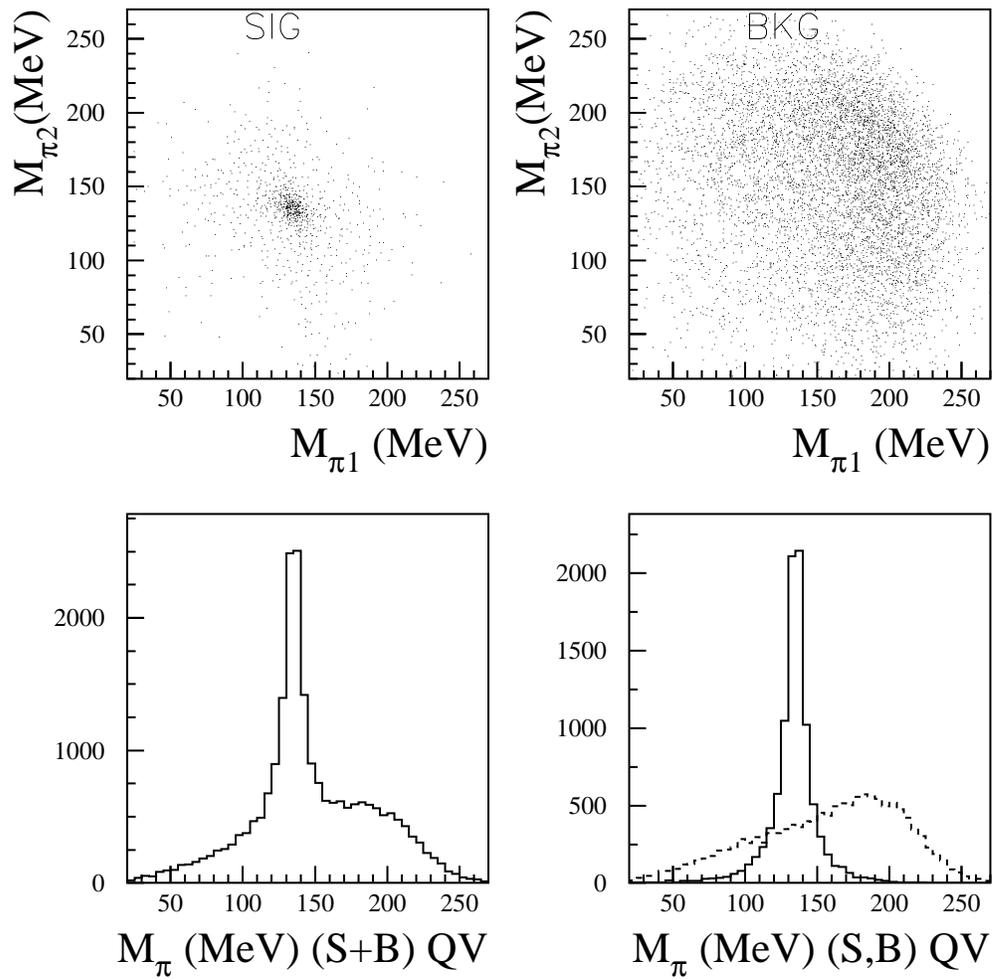


Figura 1.10: Eventi $K_L \rightarrow 2\pi^0$ con quattro fotoni nello stato finale. (Alto) scatter plot delle masse ricostruite per i due pioni per eventi di segnale (sinistra) e fondo (destra). (Basso) Distribuzione inclusiva delle masse dei pioni. A sinistra viene riportata la distribuzione iniziale mentre a destra vengono riportate le distribuzioni separate per gli eventi di segnale e fondo

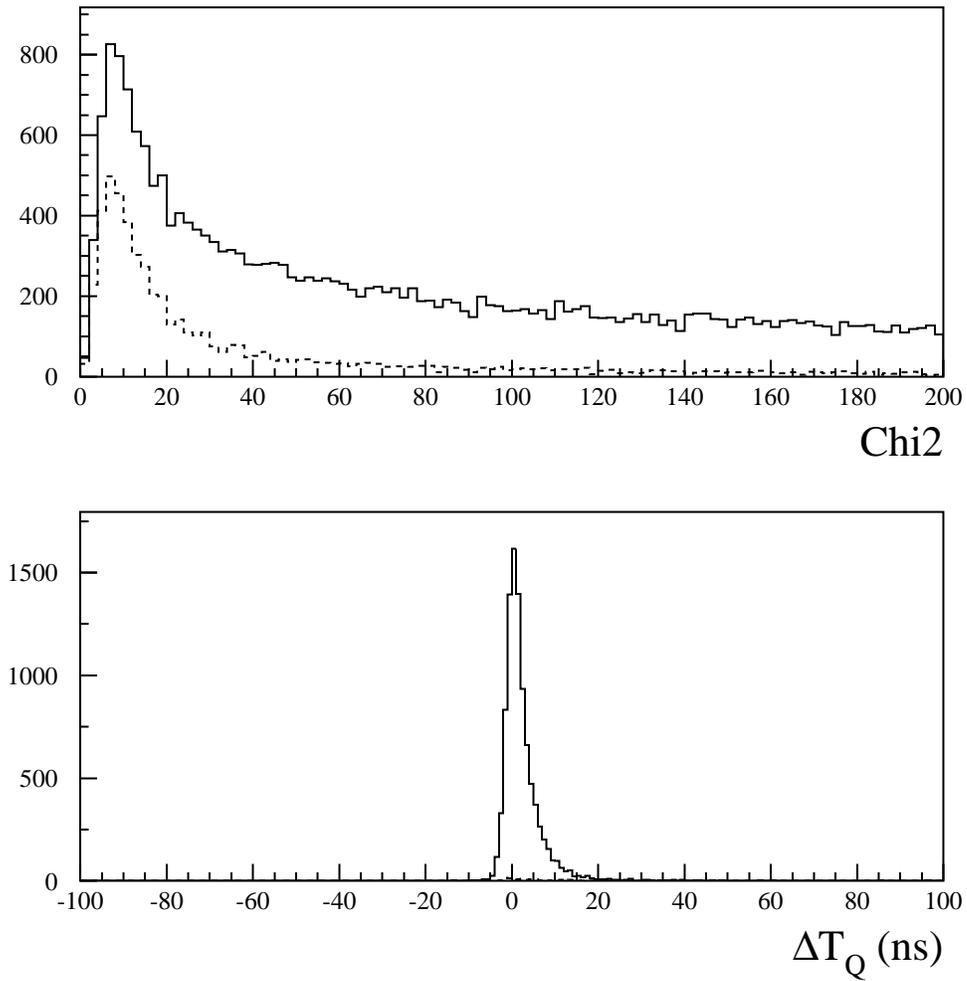


Figura 1.11: (Alto) distribuzione del χ^2 del fit cinematico per eventi Monte Carlo di segnale e di fondo. (Basso) Distribuzione dei tempi di arrivo dei fotoni sui Qcal

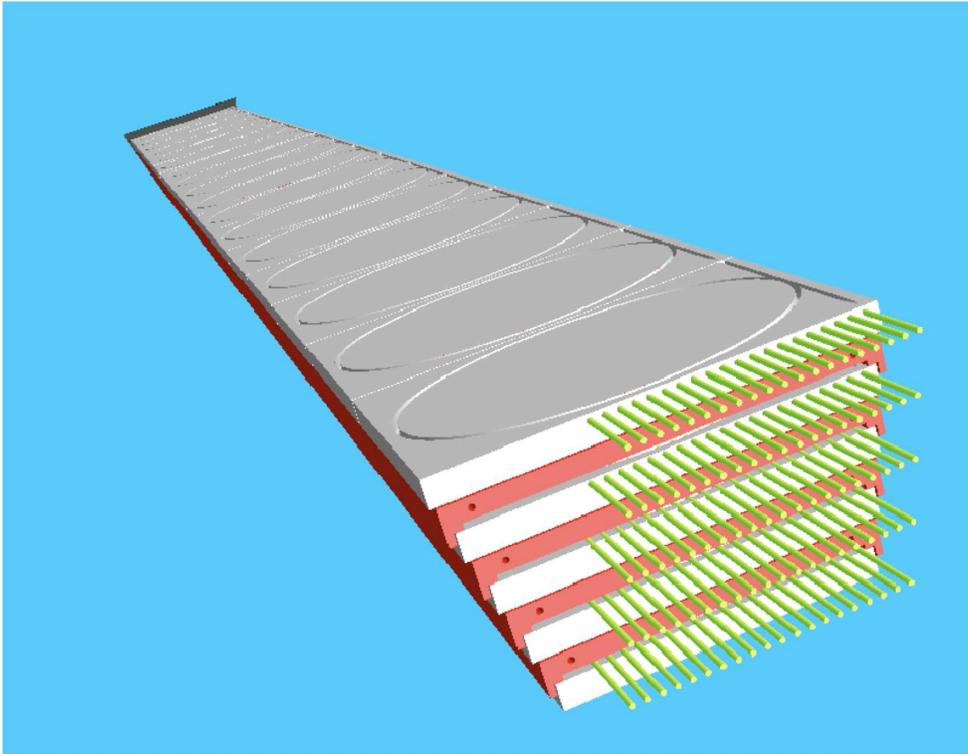


Figura 1.12: Dettaglio di un modulo del calorimetro Qcalt. Sono visibili le tile di scintillatore con l'alloggio circolare per la fibra ed i piani di tungsteno

larghezza imposta dalla geometria del rivelatore (tra 6 e 7.5 cm). Il “sampling” proposto prevede 5 strati di tungsteno dallo spessore di 3.5 mm, alternati a 5 strati di scintillatore. La struttura finale ha uno spessore di 4.75 cm che corrispondono a 5.5 lunghezze di radiazione. La lettura del segnale di ciascuna tile avviene mediante delle fibre WLS disposte circolarmente sulla tile in modo da raccogliere la maggior quantità di luce. Ciascuna fibra viene poi letta singolarmente da un fototubo al silicio (SiPM). La struttura risultante consiste di 1200 canali per ogni calorimetro.

Lo scopo di questa tesi è quello di misurare le caratteristiche di ciascun componente del rivelatore (tile, fibra, SiPM) e misurare le risposte energetiche e temporali del sistema tile-fibra-SiPM.

Capitolo 2

I Fotosensori al silicio

In questo capitolo descriveremo le caratteristiche dei semiconduttori e ne mostreremo l'utilizzo come rivelatori di fotoni. In particolare ci soffermeremo sulle applicazioni con tensione di polarizzazione inversa. Descriveremo quindi i fotosensori operanti in regime lineare ed in regime Geiger. Concluderemo con una panoramica dei diversi dispositivi Sipm esistenti in commercio e ne mostreremo le principali caratteristiche.

2.1 I semiconduttori e le giunzioni n-p

La soluzione dell'equazione di Schrödinger per l'energia di un elettrone, in un potenziale periodico formato dall'insieme degli atomi di un reticolo cristallino, prevede l'esistenza di livelli energetici separati e la formazione di bande di energia. Ogni banda contiene un gran numero di livelli finemente separati che possiamo assimilare ad un continuo.

La banda di valenza e quella di conduzione sono separate da una banda proibita di energia denominata comunemente **energia di gap** E_g . Materiali con una banda di valenza piena ed elevata E_g (> 3 eV) sono denominati isolanti, quelli in cui E_g è piccola o non esiste sono denominati conduttori. I semiconduttori hanno una energy gap compresa tra 0.1 e 3 eV.

I semiconduttori come il Silicio (Si) ed il Germanio (Ge) hanno 4 elettroni nella banda di valenza. Per effetto di eccitazione esterna, per esempio termica, uno di questi può oltrepassare la energy gap, che per il Silicio è di 1.11 eV, e raggiungere la banda di conduzione. Come conseguenza la banda di valenza rimane con uno stato quantico vuoto e gli elettroni rimasti scambiano posto gli uni con gli altri sotto l'azione di un campo elettrico. Avviene quindi un moto "collettivo tra gli elettroni della banda di valenza". Allo stesso tempo l'elettrone nella banda di conduzione, libero, sotto l'azione di un campo elettrico è libero di muoversi producendo una corrente elettrica; maggiore è l'eccitazione esterna, maggiore è il numero di portatori nella banda di conduzione, fig.2.1. Ovviamente l'intero processo può essere considerato come il passaggio di un elettrone dalla banda di valenza

a quella di conduzione, o viceversa come il passaggio di una lacuna di carica e^+ dalla banda di conduzione alla banda di valenza.

Le proprietà elettriche di un semiconduttore possono essere aumentate notevolmente tramite l'utilizzo di particolari impurità, al fine di aumentare la concentrazione dei portatori carichi di molti ordini di grandezza; aumentare la concentrazione di portatori e^- tramite materiali del V gruppo, (per esempio P o As), drogaggio di tipo **n**, o la concentrazione di portatori e^+ tramite materiali del III gruppo, (come il B), drogaggio di tipo **p**.

L'unione di un semiconduttore drogato *p* con uno dello stesso tipo drogato *n* prende il nome di *omogiunzione p-n*¹. L'unione della zona drogata *p* con quella drogata *n* causa la diffusione dei reciproci portatori in eccesso nella zona opposta. Questo processo tuttavia, non continua all'infinito, e provoca uno sbilanciamento locale della carica nelle due regioni; si viene dunque a formare una stretta regione di carica che deflette i portatori. Questa regione contiene solo cariche "fisse" (ioni positivi nella parte *n* e ioni negativi nella parte *p*), come mostrato in figura 2.2; lo spessore di questa regione, denominata comunemente depletion region o zona di svuotamento, sarà inversamente proporzionale alla concentrazione di portatori nella regione stessa.

Man mano che le cariche positive si muovono verso la regione drogata *n* e le negative verso la regione drogata *p* aumenta il campo elettrico nella zona di svuotamento che si oppone al moto dei portatori fino al raggiungimento di un potenziale di equilibrio tra i due lati della zona di svuotamento (vedi fig.2.2).

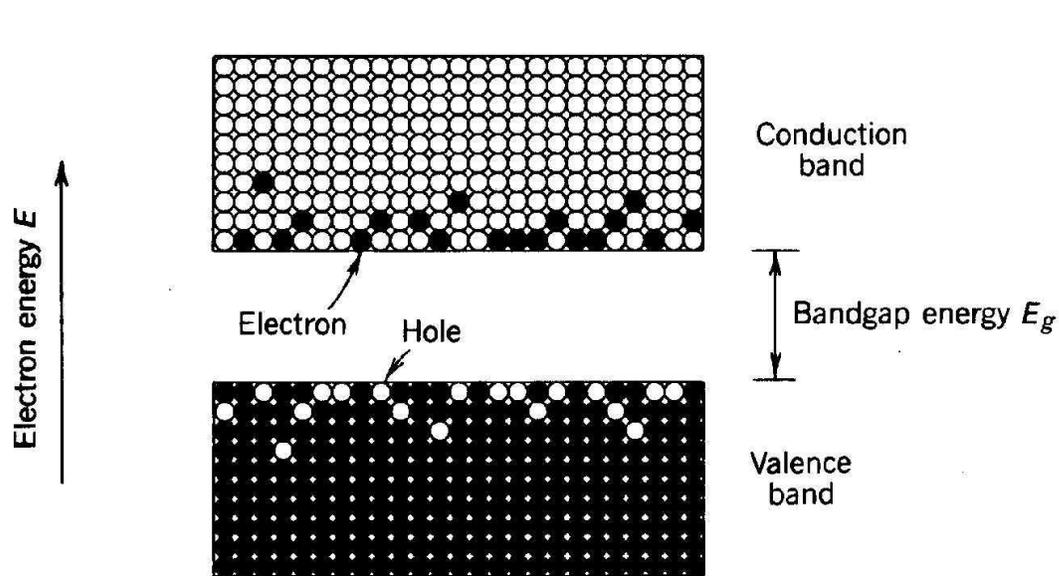


Figura 2.1: Elettroni e lacune nella banda di conduzione ed in quella di valenza

¹Non tratteremo in questa discussione delle caratteristiche della *eterogiunzione*, unione di due diversi semiconduttori drogati *p* ed *n*

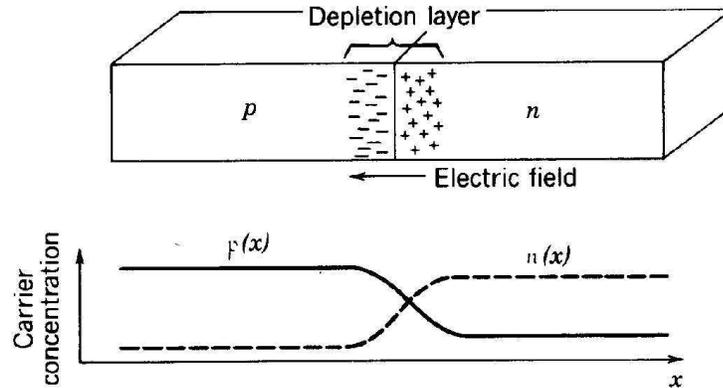


Figura 2.2: Giunzione p - n in equilibrio termico. Concentrazione dei portatori p ed n in funzione della posizione x (scala logaritmica)

Se applichiamo alla giunzione p un potenziale positivo $+V$ e alla giunzione n il potenziale 0 di riferimento viene a prodursi un campo elettrico che si oppone a quello interno alla giunzione, la giunzione è detta polarizzata direttamente. La tensione esterna applicata rompe la condizione di equilibrio e provoca la diminuzione del potenziale di gap tra la regione drogata n e quella drogata p . Quando diminuisce la tensione di gap aumenta la concentrazione dei portatori, fig.2.3, e la corrente di uscita con legge esponenziale, fig.2.4 [13].

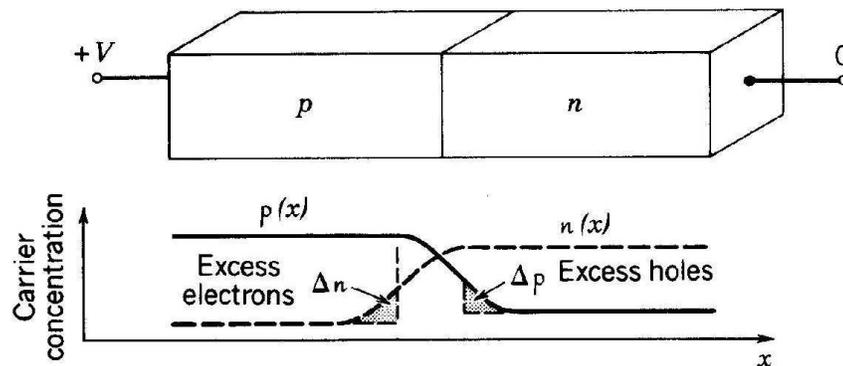


Figura 2.3: Diagramma della banda di energia e della concentrazione di portatori per una giunzione p - n polarizzata direttamente

Viceversa se applichiamo una tensione inversa ai terminali della regione p ($-V$) ed n (0), il potenziale di gap aumenta, per effetto del campo elettrico stavolta concorde con quello

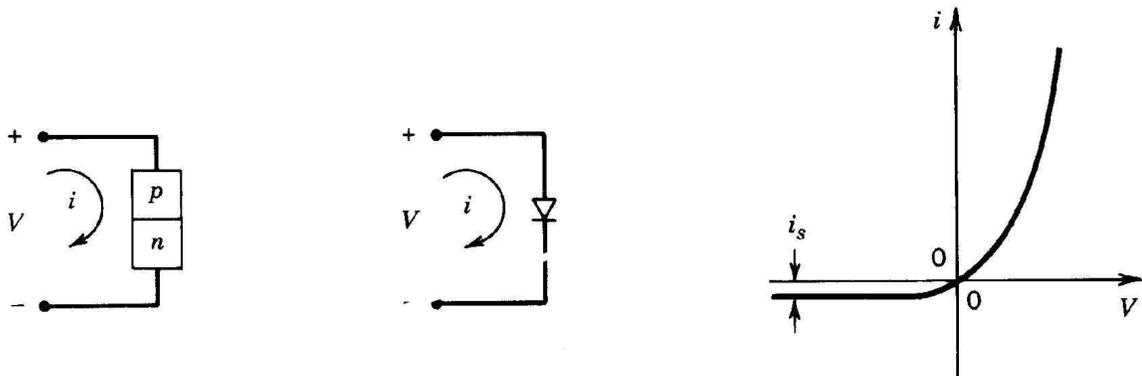


Figura 2.4: Rappresentazione circuitale della giunzione. Caratteristica I-V

interno alla giunzione. Questo impedisce il flusso dei portatori maggioritari e l'unica corrente che fluisce è prodotta dalle ricombinazioni lacune-elettroni all'interno della zona di svuotamento. Riassumendo:

L'unione del semiconduttore drogato n con quello drogato p crea una zona priva di portatori detta zona di svuotamento, che presenta una certa carica negativa dal lato p e una certa carica positiva dal lato n . Si osserva che tale regione ha uno spessore dell'ordine di $0.5 \mu\text{m}$ che si presenta come una porzione di dielettrico e determina un effetto capacitivo ai capi della giunzione.

La carica che a causa della diffusione si accumula in prossimità della giunzione genera un campo elettrico; questo si oppone a un'ulteriore diffusione dei portatori maggioritari e favorisce invece un flusso di portatori minoritari in verso opposto.

Applicando una batteria ai capi della giunzione, il moto dei portatori e il flusso delle correnti vengono determinati dalla polarità e dal valore della tensione applicata:

Polarizzazione inversa: Il terminale positivo della batteria è collegato alla zona n ; gli elettroni liberi sono attratti verso il terminale positivo e le lacune verso quello negativo, lontano dalla giunzione. In questo modo la regione di svuotamento si allarga e la barriera di potenziale aumenta. La giunzione è *polarizzata inversamente*: la corrente, detta corrente inversa di saturazione, debolissima, è dovuta soltanto ai portatori minoritari e scorre dalla zona n alla zona p , fig. 2.5 (a).

Polarizzazione diretta: Il terminale positivo della batteria è collegato alla zona p ; gli elettroni presenti nella zona p vengono attratti verso il terminale positivo, creando nuove lacune. Inoltre questi entrano dal terminale negativo della batteria nella zona n del cristallo diffondendosi attraverso la giunzione. La regione di svuotamento si restringe e la barriera di potenziale diminuisce. La giunzione è detta *polarizzata direttamente*; la corrente, detta corrente diretta, è dovuta ai portatori maggioritari e scorre dalla zona p alla zona n , fig. 2.5 (b).

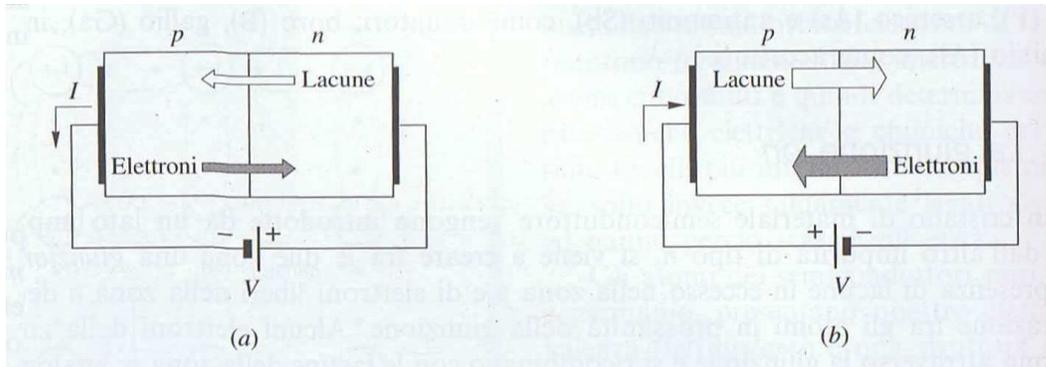


Figura 2.5: Giunzione pn polarizzata inversamente (a); direttamente (b)

La caratteristica corrente-tensione della giunzione nelle configurazioni fin qui descritte può essere espressa come:

$$i = i_s \left[\exp\left(\frac{eV}{K_B T}\right) - 1 \right]$$

2.2 Assorbimento di fotoni tramite semiconduttori

La funzionalità di un semiconduttore come rivelatore di fotoni è legata direttamente all'effetto **fotoletttrico**. I fotoni assorbiti all'interno della zona di svuotamento generano elettroni e lacune che sono sottoposte al campo elettrico presente in questa regione. I portatori si muovono sotto l'azione del campo generando una corrente elettrica misurabile. Per incrementare la corrente prodotta dall'assorbimento di un fotone vi sono differenti modi e livelli di operazione che, come vedremo, differenziano i vari tipi di rivelatore.

2.2.1 Efficienza quantica

L'efficienza quantica è definita come la probabilità che un singolo fotone incidente sulla parte attiva del dispositivo generi la coppia di portatori elettrone-lacuna. Quando i fotoni incidenti sono molti, l'efficienza quantica è definita come il rapporto tra questi ed il flusso di portatori generati nel dispositivo, ed espressa in funzione del parametro ε ($0 \leq \varepsilon \leq 1$) con la seguente forma funzionale:

$$\varepsilon = (1 - R)\zeta[1 - e^{-\alpha x}]$$

- Il termine $(1 - R)$ rappresenta l'effetto di riflessione che i fotoni incidenti subiscono sulla superficie del dispositivo; la riflessione può essere ridotta utilizzando rivestimenti antiriflettenti.

- Il fattore ζ rappresenta la frazione di coppie elettrone-lacuna che contribuiscono effettivamente alla fotocorrente, evitando la ricombinazione col materiale superficiale.
- Il termine $[1 - e^{-\alpha x}]$ dipende dal coefficiente di assorbimento del materiale α .
In figura 2.6 sono mostrati i valori dei coefficienti di assorbimento per vari semiconduttori. Il numero di fotoni assorbiti dipende dalla capacità del materiale di creare una coppia elettrone-lacuna, nella zona svuotata. La probabilità d'assorbimento di un fotone in una regione dx , posta ad una certa distanza x dall'interfaccia di accoppiamento ottico, è data dal prodotto della probabilità che il fotone non sia stato assorbito viaggiando fino ad x e la probabilità che sia assorbito in dx :

$$P(x) = e^{-\alpha x} dx \Rightarrow F(x) = \frac{\int_0^x P(x') dx'}{\int_0^\infty P(x') dx'} = \frac{\int_0^x e^{-\alpha x'} dx'}{\int_0^\infty e^{-\alpha x'} dx'} = [1 - e^{-\alpha x}]$$

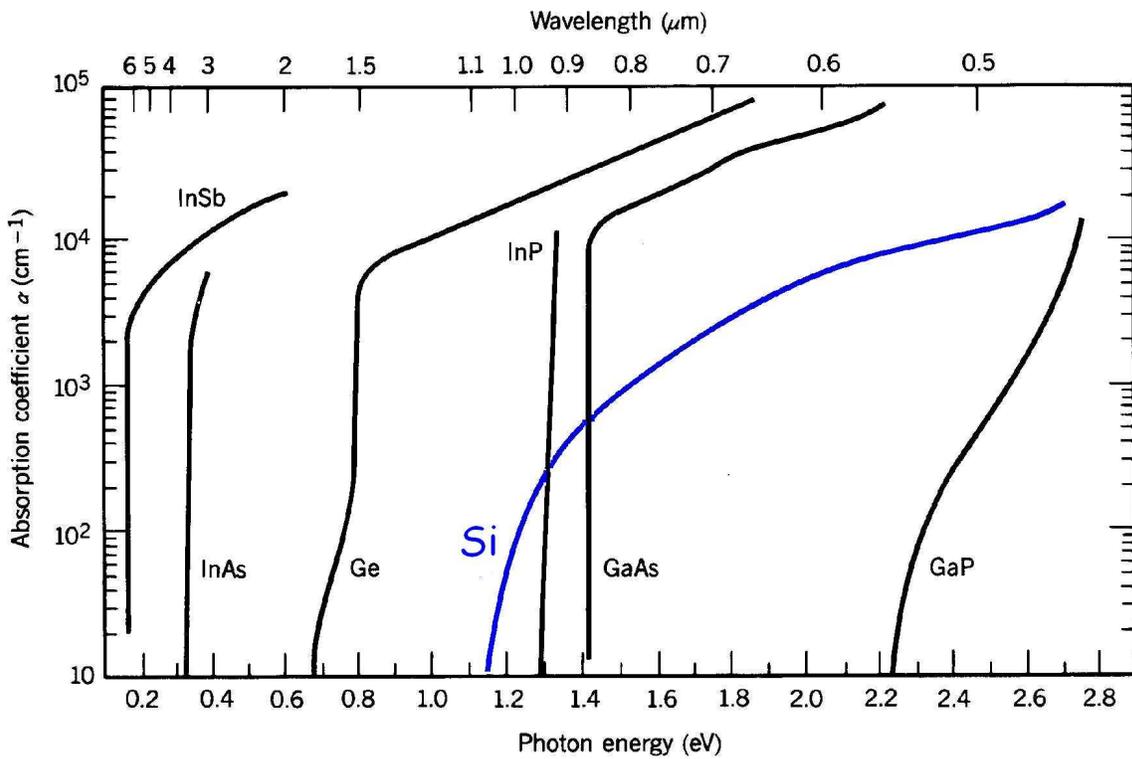


Figura 2.6: Coefficiente di assorbimento per vari semiconduttori al variare della lunghezza d'onda e dell'energia dei fotoni incidenti

La probabilità che un fotone incidente generi una coppia elettrone-lacuna dipende dall'energia del fotone che a sua volta dipende dalla sua lunghezza d'onda tramite la legge:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{1.24}{E} \mu m \quad (2.1)$$

Dalla figura 2.6 si ricava che esiste una lunghezza d'onda critica λ_c , oltre la quale l'assorbimento dei fotoni avviene troppo in profondità per consentire l'uso del dispositivo come fotorivelatore; questa lunghezza d'onda si definisce di cut-off. Se consideriamo che la energy gap per il silicio è pari a 1.11 eV, si ricava che la massima lunghezza d'onda rilevabile è di ~ 1200 nm.

Il massimo valore del coefficiente di assorbimento del silicio si ha per frequenze tra 400 e 600 nm, dal blu al verde; per la relazione 2.1, in questo intervallo di frequenze sono rilevabili approssimativamente fotoni con energia tra 2 e 2.8 eV.

2.3 I Fotodiodi

Un fotodiodo produce corrente in seguito ad un flusso di fotoni che colpiscono la sua superficie attiva. Consideriamo la giunzione $p-n$ polarizzata inversamente di figura 2.7.

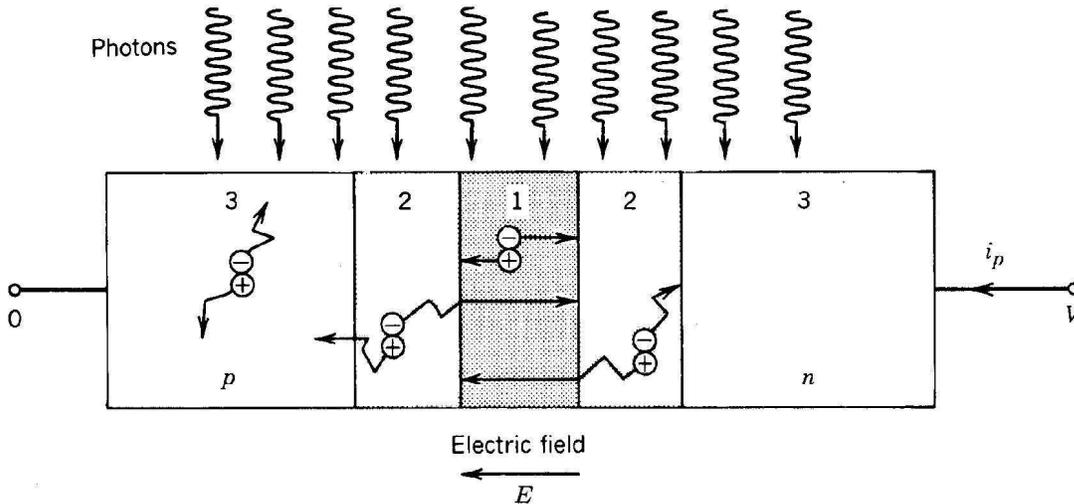


Figura 2.7: Schematizzazione di un fotodiodo, polarizzato inversamente, illuminato da fotoni

Quando un fotone viene assorbito genera una coppia elettrone-lacuna che viene separata dal campo elettrico presente nella zona di svuotamento; è dunque in questa zona che viene preferito l'assorbimento del fotone, zona 1 di fig.2.7. Infatti l'assorbimento del fotone provocherà tre effetti differenti a seconda della zona di assorbimento:

- *Fotone assorbito nella regione 1:* La coppia di portatori, generata dall'assorbimento del fotone, viene splittata dal campo elettrico presente nella zona di svuotamento verso le due direzioni opposte. Come risultato la corrente creata nel circuito esterno è sempre diretta nella direzione dalla regione n alla regione p ($G=1$).
- *Fotone assorbito nella regione 2:* La coppia di portatori non viene generata nella zona di svuotamento, ma nelle sue vicinanze. C'è quindi la possibilità che entri nella zona di svuotamento per diffusione randomica. Se questo accade l'elettrone proveniente dalla regione p viene trasportato velocemente verso la regione n dal campo della zona di svuotamento producendo una corrente elettrica nel circuito esterno².

²Analoghe considerazioni valgono per una lacuna proveniente dalla regione n

- *Fotone assorbito nella regione 3*: La coppia di portatori generata nelle zone più lontane alla regione di svuotamento non possono essere trasportate dal campo di quest'ultima. Dopo diffusione randomica vengono quindi riassorbite per ricombinazione non producendo nessuna corrente nel circuito esterno.

La relazione tra la polarizzazione e la corrente che scorre nel circuito esterno al fotodiode può essere espressa come:

$$i = i_s \left[\exp\left(\frac{eV}{K_B T}\right) - 1 \right] - i_p$$

che rappresenta la classica corrente di una giunzione $p-n$ polarizzata inversamente con l'aggiunta della fotocorrente. Questa è determinata dall'assorbimento di un fotone, i_p , ed è proporzionale al flusso fotonico, fig.2.8.

In figura 2.9 mostriamo due possibili configurazioni per utilizzare il fotodiode, senza

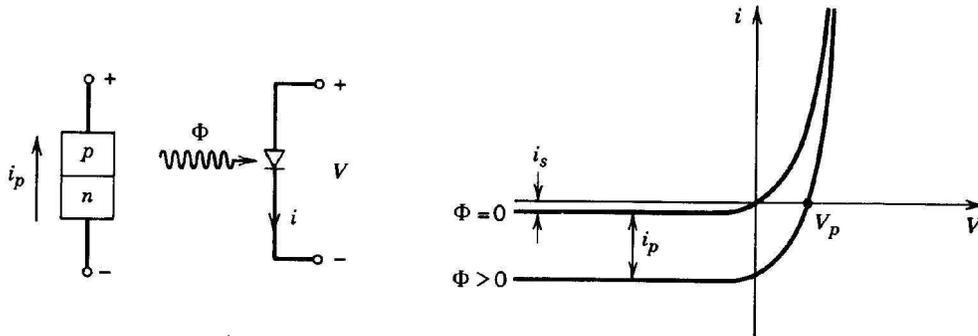


Figura 2.8: Caratteristica I-V di un generico fotodiode

resistenza di carico 2.9 (a) e con resistenza di carico R_L , 2.9 (b). L'applicazione di una forte tensione di polarizzazione crea un forte campo elettrico nella zona di svuotamento che aumenta la velocità di deriva dei portatori. All'aumentare della polarizzazione, la zona di svuotamento aumenta e aumenta l'efficacia di rilevazione del fotodiode, aumentando la raccolta di luce.

2.3.1 I Fotodiode P-I-N

I fotodiode $p-i-n$ sono fotodiode con una regione leggermente drogata (regione i) tra la zona p e la zona n . La zona i ha lo scopo di ampliare la regione di svuotamento e quindi rendere più estesa la superficie influenzata dal campo elettrico. Ovviamente incrementando la regione di svuotamento aumenta la zona attiva per la cattura della luce.

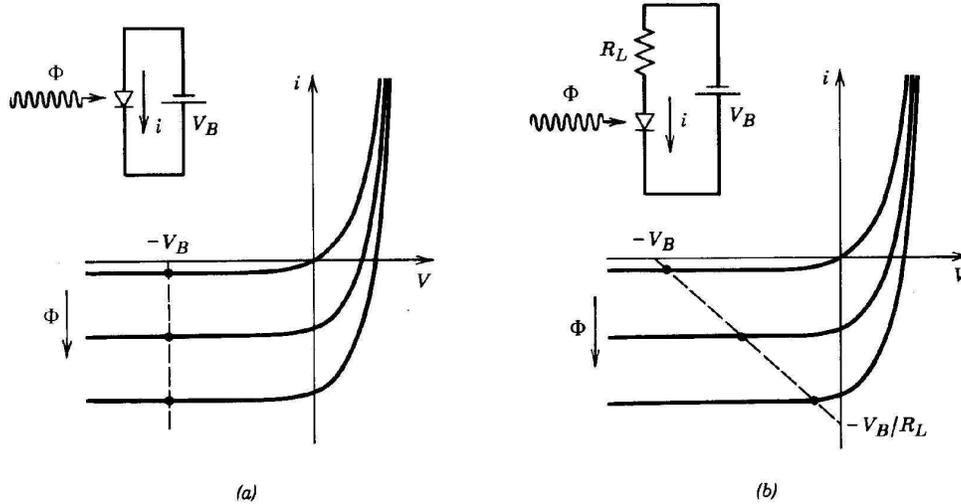


Figura 2.9: Fotodiode operante in polarizzazione inversa senza resistenza di carico (a), e con resistenza di carico (b)

2.3.2 I Fotodiode a valanga in regime lineare

Si tratta di una normale giunzione p-n che opera ad un'elevata tensione inversa di polarizzazione, appena inferiore alla tensione di "breakdown"³. Il funzionamento di un diodo a valanga o Apd, si basa sul fenomeno fisico di moltiplicazione a valanga dei portatori, prodotto dalla ionizzazione per impatto. Questo fenomeno si verifica quando il campo elettrico all'interno della regione di svuotamento è sufficientemente grande da accelerare un portatore, prodotto per l'assorbimento di un fotone, e dotarlo di un'elevata energia cinetica. In questo modo il portatore, urtando gli altri portatori della banda di valenza, trasferisce loro parte della propria energia cinetica, permettendo loro di "saltare" dalla banda di valenza a quella di conduzione e dando vita ad una nuova coppia elettrone-lacuna che si somma a quella di partenza. Anche questa coppia sarà accelerata dal forte campo elettrico ed acquisterà energia cinetica generando, sempre per impatto, nuove coppie di portatori. Questi si comporteranno allo stesso modo, dando origine così ad una valanga di portatori che procurerà un guadagno di corrente, fig.2.10.

La capacità di ionizzazione dei portatori è descritta tramite i due coefficienti di ionizzazione α_e , per gli elettroni, e α_l , per le lacune. Questi coefficienti rappresentano la probabilità per unità di lunghezza che avvenga un urto con successiva ionizzazione. La probabilità di ionizzazione è direttamente proporzionale alla forza del campo elettrico nella zona di svuotamento, ed inversamente proporzionale alla temperatura. Difatti, con

³Con l'aumentare della tensione la corrente di saturazione inversa aumenta molto rapidamente. Tale regime di funzionamento, detto appunto regime di valanga o di breakdown, non è dannoso per il componente finché la potenza dissipata rimane nei limiti tollerati. Tuttavia, vista la caratteristica molto ripida, il funzionamento in valanga nei normali diodi è molto pericoloso e porta in genere alla rottura del componente.

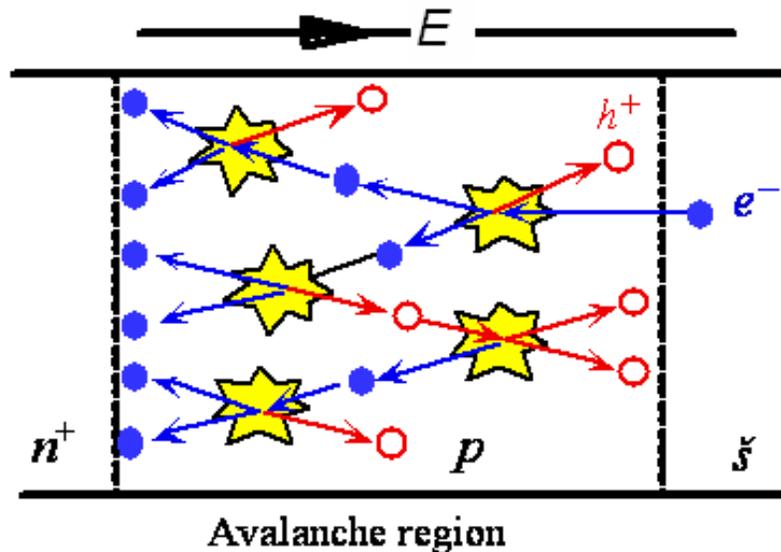


Figura 2.10: Modello di un fotodiodo a valanga

l'aumentare delle vibrazioni del reticolo aumenta la probabilità di urto tra portatori e atomi del cristallo di silicio, urto che avviene in media prima che il campo elettrico abbia fornito sufficiente energia per la ionizzazione.

Come detto nel precedente paragrafo, si cerca di realizzare fotodiodi tali da massimizzare la raccolta di luce, come nel caso dei fotodiodi *p-i-n*. Tuttavia più si allarga la regione di svuotamento più aumenta la probabilità di produrre incontrollate valanghe causate da instabilità nel cristallo. Un buon compromesso è quello della realizzazione di fotodiodi a valanga con più zone di svuotamento, suddivise in strati. In figura 2.11 è rappresentato il diagramma delle energie di gap di un fotodiodo avente tre zone di svuotamento. La prima ha la energy gap più bassa, la terza ha la energy gap maggiore. Queste differenze di energia sono possibili realizzando le tre zone con una composizione fisica differente (per es. la prima in GaAs, la seconda in AlGaAs ecc...).

Guadagno

Ricaviamo ora il guadagno di un fotodiodo con polarizzazione inversa elevata. Se indichiamo con $J_e(x)$ la densità di corrente degli elettroni nella posizione x , potremmo scriverne l'incremento come:

$$\frac{dJ_e(x)}{dx} = \alpha_e J_e(x), \Rightarrow J_e(x) = J_e(0)e^{\alpha_e x}$$

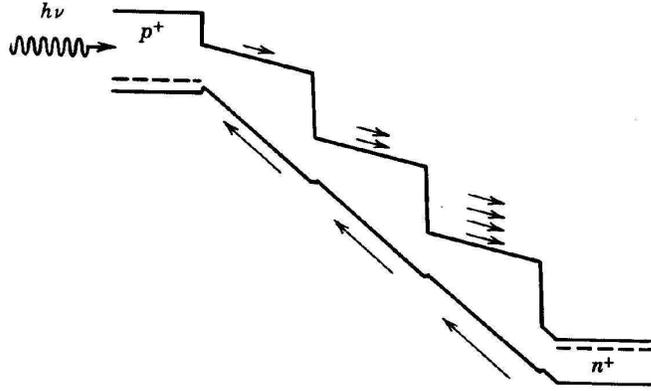


Figura 2.11: Diagramma dell'energia di gap per un fotodiiodo con tre strati inversamente polarizzato

In accordo con la definizione stessa di guadagno possiamo esprimere questo come il rapporto tra la densità di corrente nel punto w (estremo della zona di svuotamento) e la densità nel punto dove l'assorbimento di fotone ha creato la coppia elettrone-lacuna⁴:

$$G = \frac{J_e(w)}{J_e(0)}, \Rightarrow G = e^{\alpha_e w} \quad (2.2)$$

Quindi la densità di corrente cresce esponenzialmente in funzione del coefficiente di assorbimento α_e e dell'ampiezza della zona di svuotamento. Per la conservazione della carica, istante per istante, si avrà $\frac{dJ_e}{dx} = \frac{dJ_l}{dx}$, ovvero la somma $J_e + J_l$ deve rimanere costante in condizione di stabilità (J_l rappresenta la densità di carica delle lacune). Segue che la crescita della densità di carica degli elettroni in funzione della distanza x è governata dall'equazione differenziale:

$$\frac{dJ_e}{dx} = \alpha_e J_e(x) + \alpha_l J_l(x) \quad (2.3)$$

Sotto l'azione del campo elettrico per $x = w$ si ha che $J_l(w) = 0$ e per la continuità della densità di corrente vale: $J_e(x) + J_l(x) = J_e(w)$, figura 2.12. Sostituendo $J_l(x) = J_e(w) - J_e(x)$ nella 2.3 ricaviamo l'equazione differenziale che esprime la variazione della densità di corrente per gli elettroni nella regione di lunghezza w :

$$\frac{dJ_e}{dx} = (\alpha_e - \alpha_l) J_e(x) + \alpha_l J_e(w)$$

⁴Nelle considerazioni di questo paragrafo possiamo assumere la corrente come generata solo dagli elettroni, senza perdita di generalità, ricordando che le lacune hanno un comportamento analogo e opposto agli elettroni nel loro sistema di riferimento

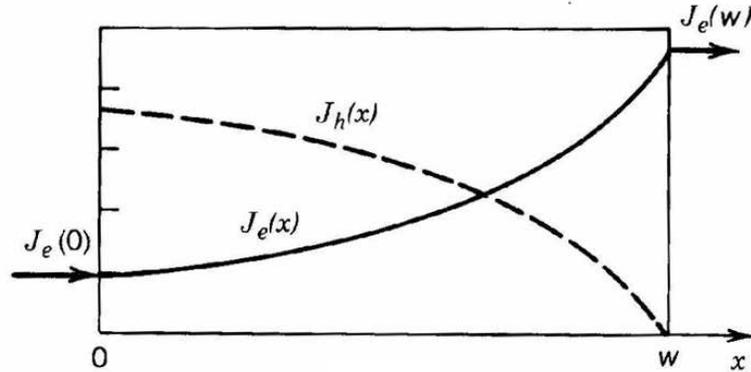


Figura 2.12: Distribuzione della densità di carica degli elettroni e delle lacune come risultato della valanga

Ricordando che $G = \frac{J_e(w)}{J_e(0)}$ ed introducendo il rapporto di ionizzazione $\rho = \frac{\alpha_i}{\alpha_e}$ si ricava infine la formula del guadagno per un Apd:

$$G = \frac{1 - \rho}{\exp[-(1 - \rho)\alpha_e w] - \rho} \quad (2.4)$$

Nella 2.4 si osserva che per $\rho = 0$ la moltiplicazione dei portatori avviene esponenzialmente secondo la 2.2; al crescere di ρ il guadagno cresce sempre meno, fino a tendere asintoticamente ad 1 per $\rho = \infty$, come mostrato in figura 2.13. Da considerazioni teoriche, legate alla natura quantistica del processo di ionizzazione, si ricava che il valore istantaneo della corrente in uscita dall'Apd è inevitabilmente accompagnato da una componente aleatoria di disturbo. Analizzando il fenomeno si trova che, al fine di minimizzare il rumore intrinseco di moltiplicazione, l'Apd deve avere $\rho \ll 1$ oppure $\rho \gg 1$, cioè il meccanismo di moltiplicazione deve essere affidato ad un solo tipo di portatori di carica. Quando $\rho \ll 1$ la ionizzazione produce in gran parte elettroni; il processo di valanga avviene lungo il verso

$$p \rightarrow n \quad \equiv \quad (x = 0) \rightarrow (x = w)$$

come mostrato in figura 2.12. Questo termina quando tutti gli elettroni arrivano in prossimità della zona drogata n .

Invece, se gli elettroni e le lacune hanno coefficienti di ionizzazioni simili ($\rho \approx 1$), le lacune che si muovono verso sinistra creano elettroni che messi in moto dal forte campo presente nella zona di svuotamento si muoveranno verso destra e creeranno a loro volta lacune.

Questo processo di feedback se da un lato è favorevole, in quanto aumenta il guadagno del dispositivo, dall'altro presenta indesiderabili complicazioni:

- Il feedback rallenta l'involuppo della valanga e quindi il tempo di risposta del fotodiode

- L'intero processo è randomico e aumenta il rumore intrinseco del fotodiode
- Può essere causa di instabilità e causarne la rottura

Per questi motivi gli Apd sono generalmente realizzati con materiali che permettono un solo tipo di portatore. I portatori che rendono massima la risposta temporale sono gli elettroni.

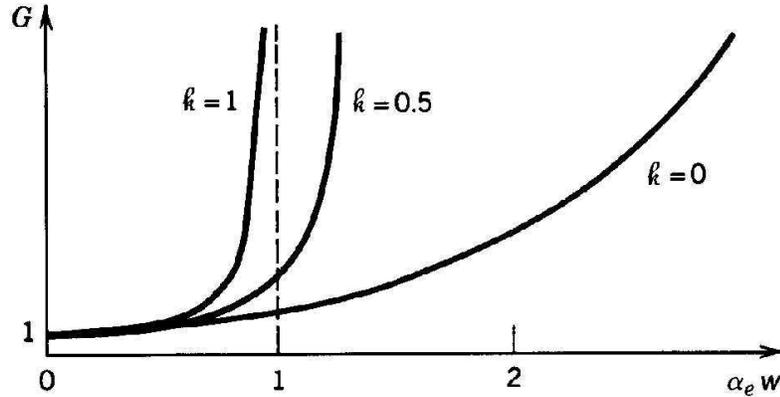


Figura 2.13: Andamento del guadagno in funzione dell'ampiezza della zona di moltiplicazione per diversi valori del coefficiente di ionizzazione

Questa condizione è irraggiungibile con materiali singoli. Ci viene in aiuto l'ingegneria delle bande. Viene creato un dispositivo composto da un'alternanza di zone di accelerazione e di zone di assorbimento, in cui viene completamente inibita alle lacune la possibilità di fare valanga, possibilità promossa solo per gli elettroni.

La figura 2.14 mostra la struttura a bande all'equilibrio e di seguito quella in polarizzazione inversa. La zona 1 è composta da InGaAs e la zona 2 da InGaAsP, con aggiunta graduale di P. La prima regione ha gap minore della seconda e all'aumentare della concentrazione di P il gap aumenta sempre di più. Polarizzando la struttura le bande vengono inclinate. È necessario polarizzare la struttura al di sopra di un certo valore minimo, prima di riuscire ad ottenere la valanga. Questo perché la pendenza della banda di conduzione della parte 2 risulti negativa. In questo modo gli elettroni scendono attraverso il "pianerottolo" e acquistano una notevole energia cinetica; a questo punto può essere innescata la valanga per impatto. La zona in cui avviene la valanga è l'inizio della zona di assorbimento.

Al contrario le lacune si ritrovano a dover risalire attraverso una struttura che non gli consente di fare valanga, dato che la pendenza della banda di valenza è bassa.

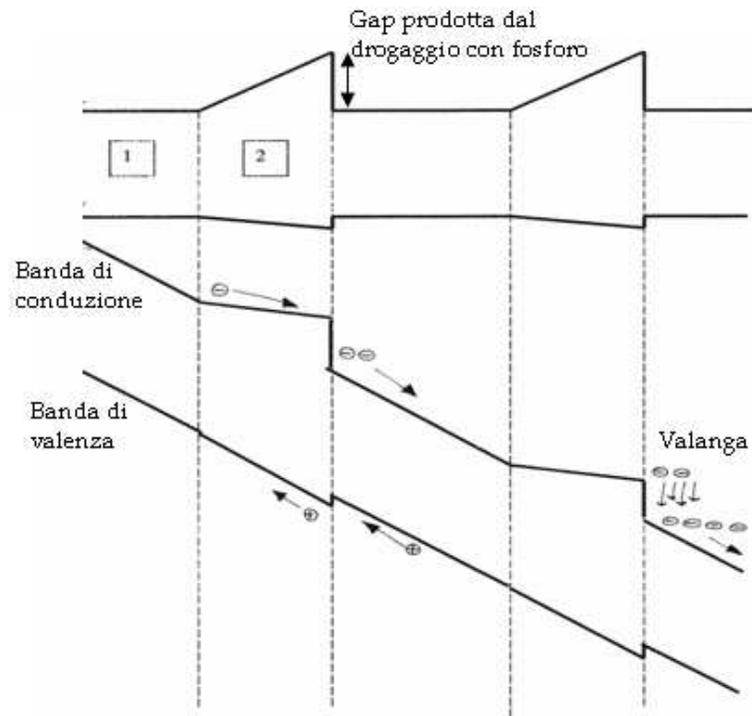


Figura 2.14: Tipo di drogaggio per favorire la valanga dei soli elettroni

Gli Apd al silicio vengono fabbricati con $\rho \sim 0.006$ ed hanno ottime prestazioni per lunghezze d'onda tra 0.4 e 0.7 μm .

2.3.3 I Fotodiodi a valanga in regime Geiger

Un fotodiodo operante in regime Geiger è un fotodiodo a valanga polarizzato ad una tensione inversa maggiore della tensione di *breakdown*.

In questo modo, nella zona svuotata, si ha un forte campo elettrico tale da trasferire al singolo portatore un grandissimo valore d'energia cinetica che rende sufficiente solo una singola coppia elettrone-lacuna per innescare il processo di ionizzazione per impatto e la moltiplicazione a valanga dei portatori, fig.2.15.

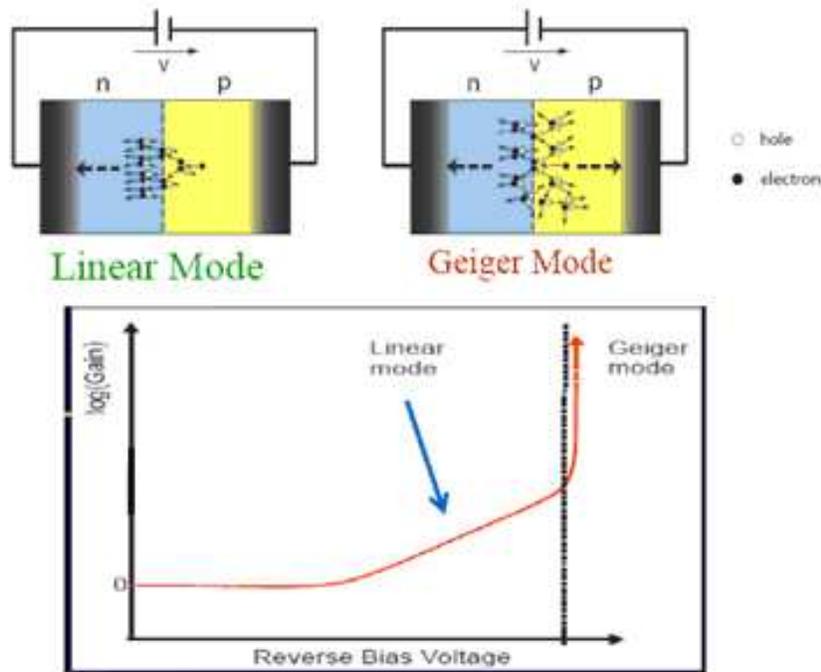


Figura 2.15: Fotodiodo in regime lineare e Geiger

La figura 2.15 mostra la sostanziale differenza tra un fotodiodo operante in regime lineare e un fotodiodo operante in Geiger mode: l'elevata energia fornita dalla polarizzazione fa sì che il processo di moltiplicazione si autosostenga e che il guadagno sia elevato ($\sim 10^6$, contro i 10^2 degli Apd in zona lineare).

È chiaro che un fotodiodo in cui l'arrivo di un fotone ha innescato la valanga in regime Geiger, non ha possibilità di apprezzare l'arrivo di un secondo fotone. È necessario dunque un processo che arresti la valanga, abbassando il campo elettrico ai capi della regione di svuotamento ad un valore tale da non permettere più la moltiplicazione per impatto dei portatori. La tensione inversa di polarizzazione torna sotto il valore di *breakdown* per un certo periodo, detto tempo di "hold-off". Durante questo intervallo di tempo, il dispositivo non può rivelare l'arrivo di nessun fotone. Per migliorare l'efficienza del fo-

odiolo è necessario che questo tempo cieco sia il più piccolo possibile. Ciò comporta l'utilizzo di un circuito di spegnimento detto, in inglese, quenching circuits. In figura 2.16 è mostrato il più semplice circuito di quenching: una resistenza in serie alla giunzione del fotodiolo.

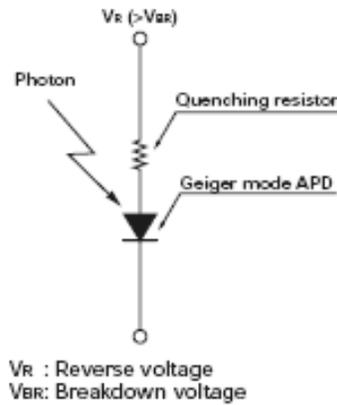
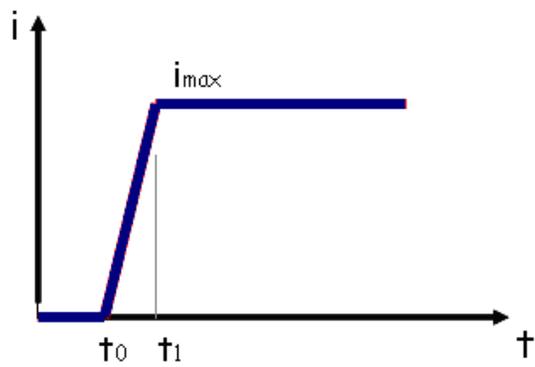


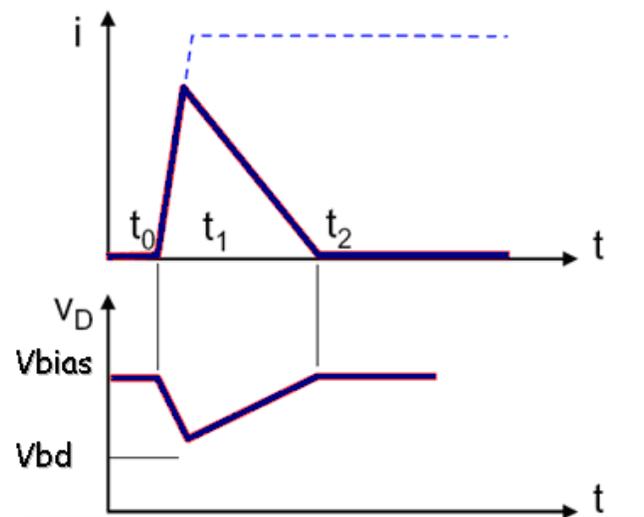
Figura 2.16: Apd in Geiger mode e resistenza di quenching

La valanga crea una corrente che, producendo una caduta di tensione sulla resistenza di quenching, riporta localmente la giunzione ad una tensione inferiore a quella di breakdown. A questo punto la valanga termina (mancando un campo elettrico che dia energia sufficiente al suo innesco), e va a zero la corrente prodotta dal fotodiolo. Viene quindi a mancare la caduta di tensione sulla resistenza di quenching e la tensione si riporta al valore di polarizzazione iniziale V_{bias} , maggiore della tensione di breakdown. Possiamo vedere una schematizzazione di questo processo, analizzando l'andamento della corrente e della tensione del fotodiolo, fig.2.17 (b):

- $t < t_0 \Rightarrow i = 0$, non ci sono portatori
- $t = t_0$, inizia la valanga
- $t_0 < t < t_1$, la valanga si diffonde
- $t > t_1$, la valanga si auto-sostiene ed è limitata ad I_{max} dalle resistenze in serie



(a): corrente uscente dal fotodiode una volta iniziata la valanga



(b): andamento della corrente e della tensione di polarizzazione dovuto alla resistenza di quenching

Figura 2.17: Andamento della corrente in funzione della resistenza di quenching

2.4 Modello elettronico di un fotodiode operante in Geiger mode

Un fotodiode operante in Geiger mode può essere modellato con un circuito elettrico analogo a quello riportato in figura 2.18 [14]; un diodo avente la sua capacità di giunzione C_D e la sua resistenza di canale R_S , inserito in un circuito di polarizzazione inversa alla tensione V_{bias} .

In figura 2.19 viene sinteticamente mostrata la risposta del circuito al segnale impulsivo; in assenza di segnale esterno ($t < t_0$) l'interruttore è aperto e la capacità C_D si carica tramite la resistenza di quenching R_Q a V_{bias} . Quando un fotone colpisce la parete attiva del fotodiode ($t = t_0$), l'interruttore si chiude⁵, e C_D si scarica a V_{bd} tramite R_S con $\tau_S = R_S C_D$, ($t = t_1$). Quando per effetto della caduta di tensione sulla resistenza di quenching la scarica si interrompe (interruttore riaperto) C_D si ricarica a V_{bias} tramite R_Q con $\tau_Q = R_Q C_D$ ($t > t_1$).

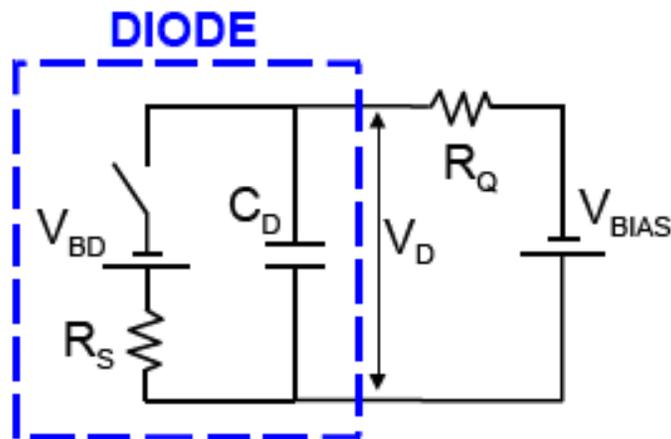


Figura 2.18: Modello elettronico di un fotodiode operante in Geiger mode

La risposta in frequenza è generalmente caratterizzata dal tempo di salita τ_S . Questo dipende essenzialmente da tre fattori: i tempi di diffusione dei portatori per raggiungere la regione di svuotamento (quando sono assorbiti in una regione esterna ad essa), i tempi di transito dei portatori nella regione di svuotamento e, ad alte frequenze, dalla capacità

⁵Rappresentazione della generazione della coppia elettrone-lacuna

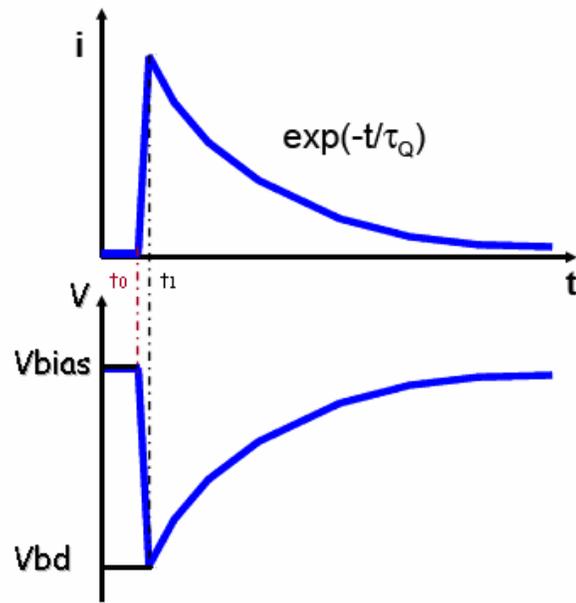


Figura 2.19: Andamento della corrente e della tensione per un impulso

di giunzione del fotodiode.

Questi tre parametri dipendono fortemente dalle dimensioni del dispositivo, in particolare della sua regione di svuotamento. Infatti, se si ampliano le sue dimensioni, si avrà una velocità di risposta sempre più lenta, ma, nello stesso tempo, si migliorerà l'efficienza di rivelazione del dispositivo, caratteristica che cresce con l'incremento dell'estensione dell'area attiva. Occorre quindi trovare il giusto compromesso nella scelta delle dimensioni, per ottenere una buona risposta in frequenza senza intaccare l'efficienza.

Il limite inferiore all'efficienza di rivelazione è fissato invece dal rumore caratteristico. Esso è dato dalla somma di due componenti: il rumore termico (dovuto alla generazione termica dei portatori, che aumenta le fluttuazioni statistiche del dispositivo) ed il rumore shot (dovuto alla granularità della radiazione incidente e della corrente elettrica).

2.5 Modelli esistenti di Apd

Dei vari modelli di Apd presenti sul mercato si è deciso di utilizzare solo gli Apd al silicio serie S8664 della Hamamatsu. Le loro caratteristiche di alta sensibilità nel range visibile, la bassa capacità di accoppiamento ed il basso rumore, rendono questi oggetti perfetti per l'accoppiamento con scintillatori non organici, caratterizzati da un'alta risposta di luce, e quindi ottimi candidati per il calorimetro CcalT.

In figura 2.20 viene mostrata l'efficienza quantica in funzione della lunghezza d'onda per gli Apd della Hamamatsu. In particolare l'accoppiamento con i cristalli di LYSO ed LSO (di cui tratteremo in dettaglio nel capitolo 6), mostra una risposta del 75% alla lunghezza d'onda di 420 nm, dove i cristalli di LYSO e LSO raggiungono il massimo di efficienza.

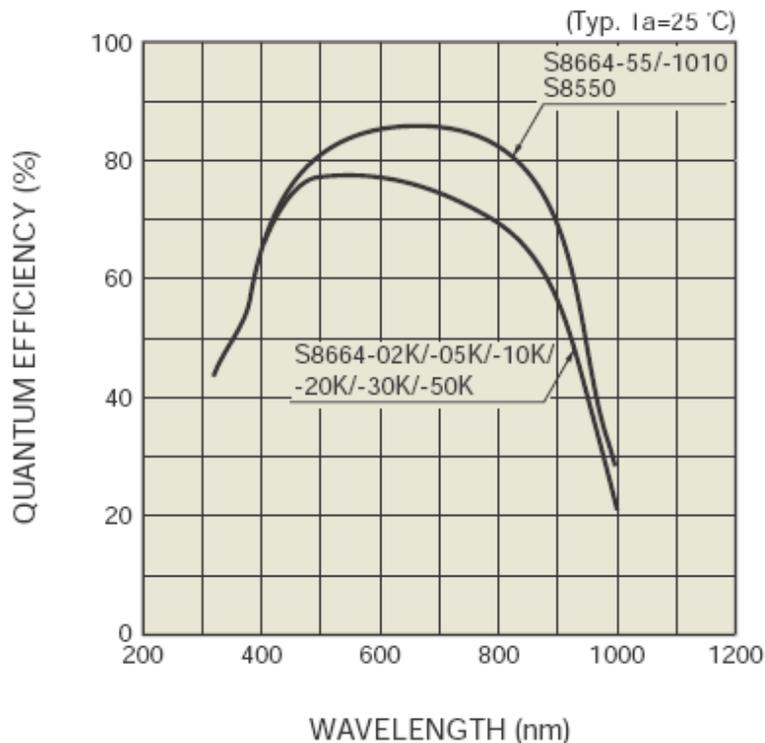


Figura 2.20: Efficienza quantica di un Apd Hamamatsu S8664 al variare della lunghezza d'onda

In particolare possiamo vedere che gli Apd ceramici con area attiva 5×5 e 10×10 mm² hanno uno spettro piatto di risposta fino a 800 nm [15]. Nel seguito della tesi mostreremo i risultati ottenuti con queste due tipologie di Apd.

2.6 Modelli di Silicon Photo Multiplier

Il Sipm o Silicon Photo-Multiplier, consiste in una matrice planare di più fotodiodi operanti in Geiger mode, identici in forma, dimensioni e caratteristiche costruttive. Questi sono connessi in parallelo (ovvero con i catodi e gli anodi rispettivamente in comune) ed operanti su un carico comune. L'insieme costituito dalla serie fotodiode-resistore di quenching è denominato, in letteratura, "pixel" [16].

L'intento è coprire un'ampia area sensibile utilizzando tanti piccoli fotorivelatori, aventi ognuno migliori prestazioni in termini di rumore e tempi di risoluzione.

L'uscita è comune per tutti i pixel ed è costituita dalla somma delle cariche emesse dalle singole microcelle "accese" dall'assorbimento di un fotone. Se tutti i pixel sono identici ed emettono ciascuno la stessa quantità di carica quando assorbono un fotone, misurando la carica totale in uscita, si può risalire al numero di pixel accesi. Infatti, con l'ipotesi fatta d'uniformità di pixel, la carica in uscita è un multiplo, pressoché intero, della carica emessa dalla singola microcella accesa: da qui si ricava il numero di fotoni assorbiti, figura 2.21.

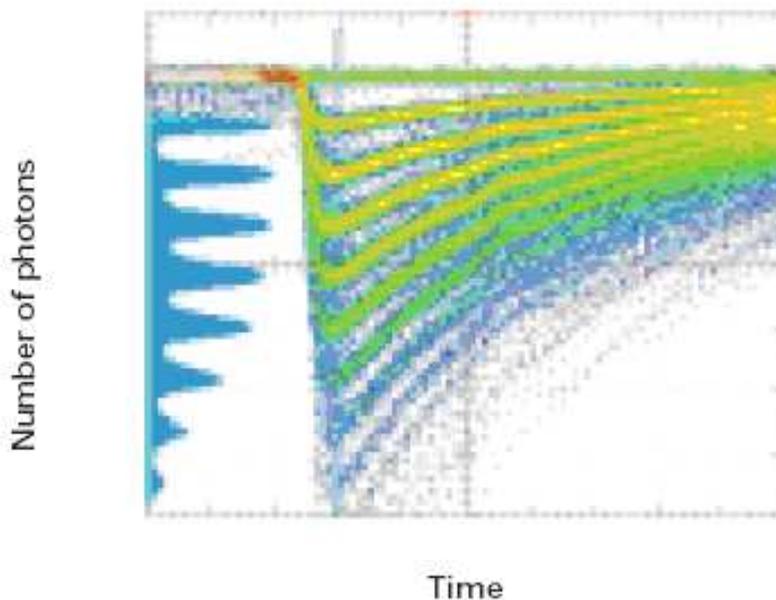


Figura 2.21: Segnale analogico e corrispondente numero di fotoni

Da quanto detto, il singolo pixel si comporta come un dispositivo digitale (in quanto emette una quantità definita di carica quando rivela un fotone), mentre l'intero Sipm è un dispositivo analogico, poiché in uscita si vede la somma di questi impulsi di carica.

Restano problemi legati al dark count, all'afterpulsing, alle interferenze ottiche ed elettriche fra pixel (il cosiddetto "cross talk").

L'insensibilità del fotodiode, durante il quenching, determina che una singola microcella in uscita emette la stessa quantità di carica, anche se in ingresso ha assorbito simultaneamente più di un fotone. È importante osservare che, essendo il carico comune, in uscita non si avrà nessuna informazione su quali pixel hanno rivelato i fotoni e, quindi, sulla posizione in cui è avvenuto l'assorbimento. A causa di ciò, non si può usare il Sipm per imaging.

Ogni fotodiode ha una sua resistenza di quenching utilizzata anche per disaccoppiare elettricamente un pixel dall'altro, vista la polarizzazione in comune, fig.2.22.

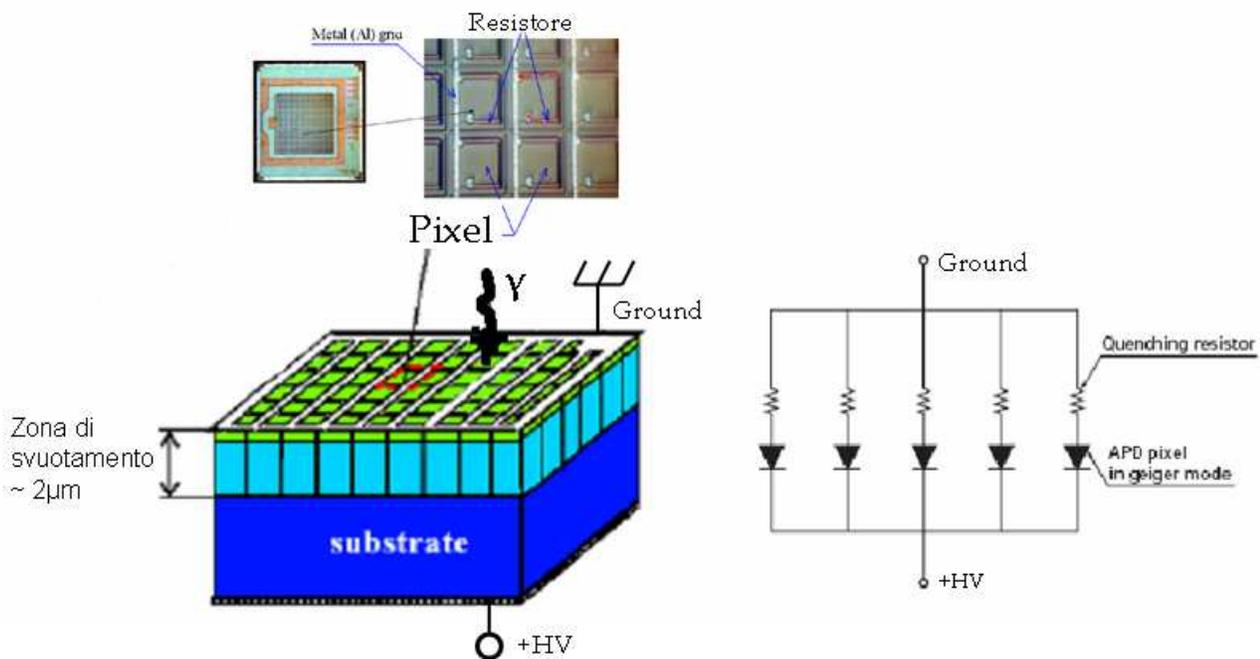


Figura 2.22: Rappresentazione e Schema equivalente di un Sipm

Nel seguito descriviamo in dettaglio le caratteristiche di questi dispositivi, con riferimenti ai dispositivi commerciali attualmente presenti sul mercato ed in particolare agli MPPC (acronimo di Multi Pixel Photon Counter) della Hamamatsu:

2.6.1 Guadagno

Il Guadagno di un Silicon Photon Multiplier è direttamente proporzionale alla tensione inversa di polarizzazione applicata ai suoi capi. Modellizzando il pixel come un conden-

satore a facce piane e parallele si ricava:

$$G = \frac{Q}{e} = \frac{(V_{bias} - V_{bd})C_{pixel}}{e} \quad (2.5)$$

dove C è la capacità di canale di un singolo pixel e V_{bd} la tensione di breakdown⁶. Quindi più C è grande più il guadagno è elevato. È importante che tale guadagno sia uniforme per tutti i pixel. Purtroppo, la tensione di breakdown V_{bd} e la capacità intrinseca C_{pixel} sono parametri variabili con poca uniformità fra pixel e pixel. Inoltre, alla capacità intrinseca C_{pixel} potrebbero aggiungersi eventuali contributi capacitivi parassiti dovuti ad alle piste di metallo o al “bonding”, che potrebbero influire sull’uniformità del guadagno fra i pixel.

La formula 2.5 sembra avere al suo interno una contraddizione: la capacità del pixel

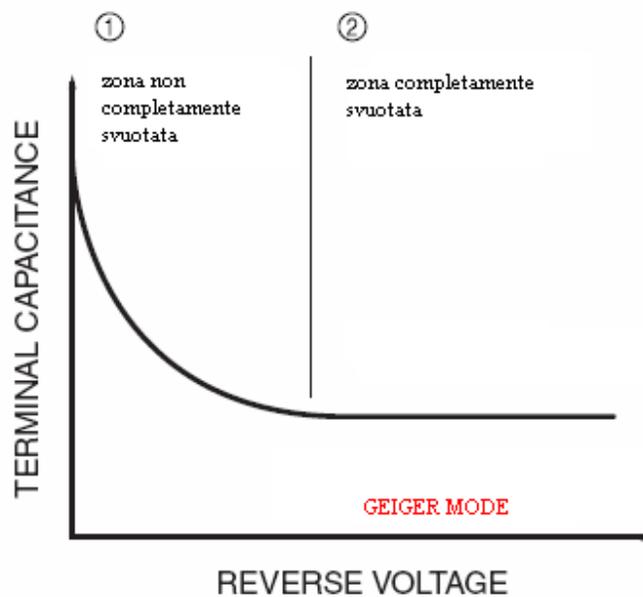


Figura 2.23: Capacità della zona di svuotamento in funzione della tensione di bias

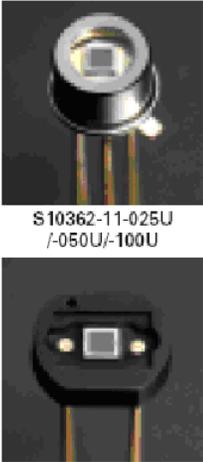
diminuisce all’aumentare della tensione inversa di bias secondo la relazione 2.6:

$$C_{pixel} = \epsilon \frac{A}{L}, \quad L \propto \sqrt{V_{bias}} \quad (2.6)$$

dove A è l’area della giunzione, L la lunghezza della zona di svuotamento e ϵ la costante dielettrica del semiconduttore. All’aumentare della tensione inversa di saturazione la zona di svuotamento si allarga, (L cresce). Ciò provoca la diminuzione della capacità del pixel e per la 2.5 una diminuzione del guadagno. Tuttavia come si può osservare in figura

⁶Per definizione $\Delta V = \frac{Q}{C}$

2.23 per tensioni elevate, come quelle adottate in regime Geiger, la capacità della zona di svuotamento (ormai priva di portatori minoritari), ha un valore pressoché costante [17].



| Parameter | Symbol | S10362-11 series | | | Unit |
|---|----------------|------------------------|-----------------------|-----------------------|-------|
| | | -025U, -025C | -050U, -050C | -100U, -100C | |
| Chip size | - | 1.5 × 1.5 | | | mm |
| Effective active area | - | 1 × 1 | | | mm |
| Number of pixels | - | 1600 | 400 | 100 | - |
| Pixel size | - | 25 × 25 | 50 × 50 | 100 × 100 | μm |
| Fill factor **1 | - | 30.8 | 61.5 | 78.5 | % |
| Spectral response range | λ | 270 to 900 | | | nm |
| Peak sensitivity wavelength | λ _p | 400 | | | nm |
| Quantum efficiency (λ=λ _p) | QE | 70 Min. | | | % |
| Photon detection efficiency **2 (λ=λ _p) | PDE | 25 | 50 | 65 | % |
| Recommended operating voltage range | - | 70 ± 10 **3 | | | V |
| Dark count | - | 300 | 400 | 600 | kcps |
| Dark count Max. | - | 600 | 800 | 1000 | kcps |
| Terminal capacitance | C _t | 35 | | | pF |
| Time resolution (FWHM) | - | 200 to 300 | | | ps |
| Temperature coefficient of reverse voltage | - | 50 | | | mV/°C |
| Gain | M | 2.75 × 10 ⁵ | 7.5 × 10 ⁵ | 2.4 × 10 ⁶ | - |

Figura 2.24: Parametri caratteristici degli MPPC

La tensione di breakdown V_{bd} è variabile con la temperatura, e di conseguenza anche il guadagno del singolo pixel è dipendente dalla temperatura. Si ha infatti che in un semiconduttore la resistenza complessiva varia in funzione di T secondo la legge:

$$R = R_0(1 - \alpha T), \quad \alpha = \beta/T_0^2$$

dove β è un parametro proprio del particolare tipo di dispositivo al silicio. Diminuendo la resistenza del diodo in polarizzazione inversa, scende la caduta di tensione sul Sipm e di conseguenza per la 2.5 il guadagno.

2.6.2 Photon Detection Efficiency

Nella scelta di un Sipm è fondamentale la probabilità di rilevazione di un fotone al variare della sua lunghezza d'onda. Questa è determinata dalla PDE (Photon Detection Efficiency), prodotto di tre fattori:

$$PDE = \text{Efficienza Quantica} * \text{Fattore di Riempimento} * \text{Probabilità di Valanga}$$

1. Efficienza Quantica

Per l'efficienza quantica valgono le considerazioni precedenti riguardo i coefficienti di assorbimento al variare della lunghezza d'onda del fotone incidente. Nel nostro caso, utilizzando fotodiodi al silicio, il massimo di rilevazione si ha nel visibile

per frequenze di $\sim 400 \mu\text{m}$ corrispondenti al blu-violetto (figura 2.6). L'efficienza quantica può essere espressa mediante il numero di pixel eccitati fratto il numero effettivo di fotoni incidenti.

2. Fattore di Riempimento (“Fill Factor”)

Il fattore di riempimento è definito come il rapporto tra la dimensione effettiva dei pixel e la dimensione totale del Sipm.

3. Probabilità di Valanga

La probabilità di valanga è la probabilità che un fotone assorbito nella zona di svuotamento inneschi la valanga.

In figura 2.25 è rappresentata la PDE per tre device dell'Hamamatsu.

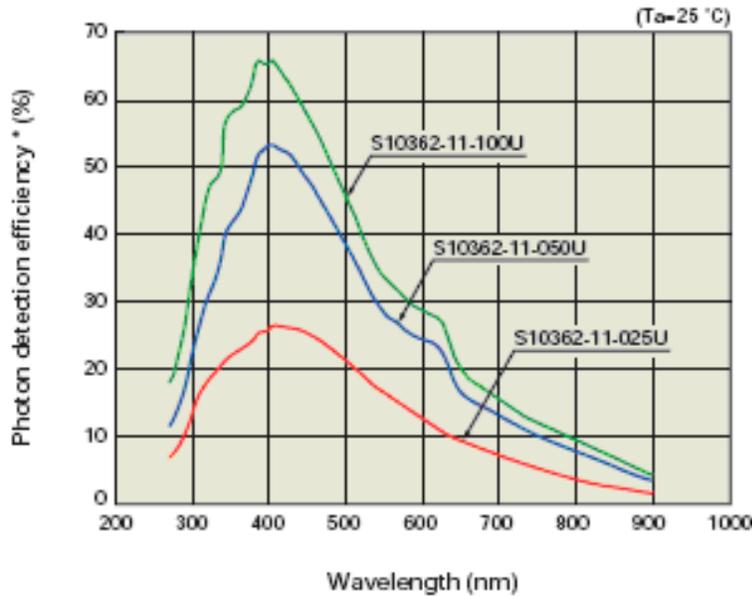


Figura 2.25: PDE al variare della lunghezza d'onda del fascio incidente

Le sigle 100U, 050U, 025U rappresentano i Sipm di ultima generazione dell'Hamamatsu da 100, 50 e 25 μm per pixel. Un utile confronto può essere fatto valutando la PDE dei Sipm di altre case costruttrici, la Photonique, fig.2.26, e la Irst, fig.2.27. In figura 2.27 la PDE è espressa oltre che in funzione della lunghezza d'onda, anche rispetto alla variazione di tensione di alimentazioni per step di 0.5 V oltre la tensione di breakdown; si verifica che la PDE cresce all'aumentare della tensione di polarizzazione. Spiegheremo in dettaglio questo fenomeno nel capitolo 4.

Attualmente il ruolo predominante in percentuale nella PDE è rivestito dal Fill Factor. Nella figura 2.28 possiamo vedere come l'efficienza quantica dei Sipm della Irst è stimata

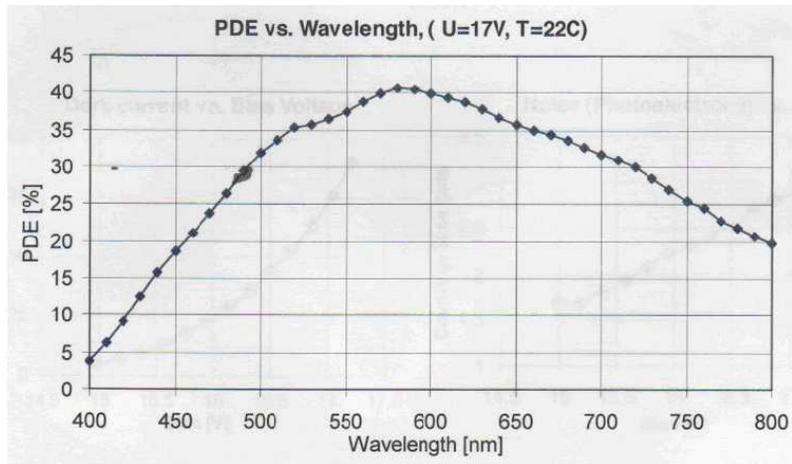


Figura 2.26: PDE per i Sipm della Photonique

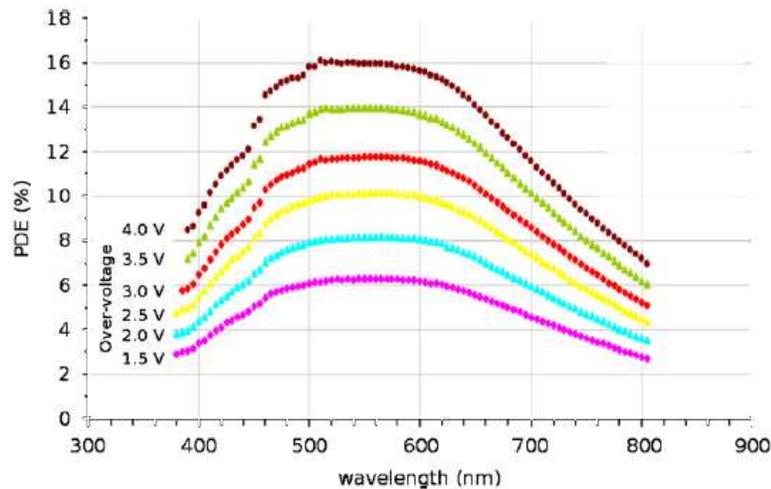


Figura 2.27: PDE per i Sipm della Irst per diverse tensioni di polarizzazione

intorno l'80% sul verde. Tuttavia un fattore di riempimento del 20% rende ancora questa tipologia di Sipm non adatta ai nostri scopi. In figura 2.24 il Fill Factor per i Sipm MPPC della Hamamatsu è stimato tra il 61% ed il 78% rispettivamente per il 400 e 100 pixel, fattori che contribuiscono all'ottenere una PDE del 40% e 45% sul verde, contro il 10% dei Sipm della Irst ed il 30% per quelli della Photonique.

2.6.3 Dark Current

Il fenomeno della dark current è spiegato dalla generazione spontanea, per effetto termico, di coppie elettrone-lacuna nella regione svuotata. Questo è dovuto alla presenza di centri

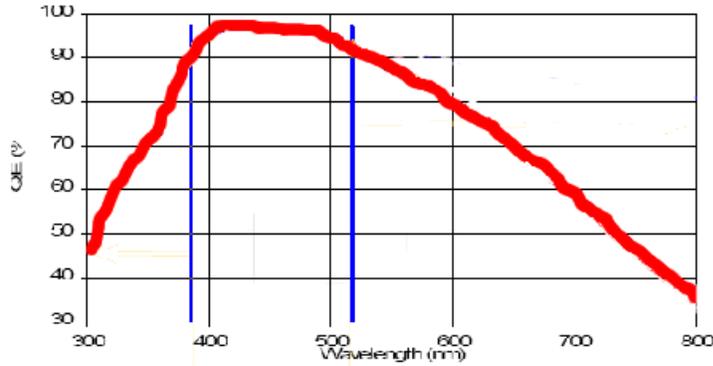


Figura 2.28: QE per i Sipm della Irst

di generazione-ricombinazione che hanno un livello energetico posto circa a metà gap fra la banda di valenza e la banda di conduzione. La presenza dei centri di ricombinazione nasce dalle imperfezioni presenti nel reticolo cristallino che introducono livelli energetici all'interno del gap.

Si tratta di stati localizzati, comunemente definiti livelli di trappola se ricevono e cedono elettroni in banda di conduzione o centri di ricombinazione se ricevono elettroni dalla banda di conduzione e li cedono in banda di valenza (o equivalentemente ricevono una lacuna dalla banda di valenza). Tali imperfezioni sono causate principalmente da due fattori: l'introduzione di impurità nel semiconduttore e l'esposizione a radiazioni ad alta energia quali elettroni, protoni, raggi gamma e/o neutroni. Le particelle dotate d'alta energia possono spostare gli atomi dalla loro posizione nel reticolo, provocando la formazione di difetti reticolari complessi (che si comportano come impurità introdotte nel semiconduttore) [18].

Affinché le cariche confinate nelle trappole vengano liberate è necessario fornire una certa energia d'attivazione al sistema: l'elettrone acquista energia sufficiente per arrivare in banda di conduzione, essere trascinato dal campo presente nella zona di svuotamento ed innescare la valanga, fig.2.29.

Nel sistema più semplice che possiamo ipotizzare, cioè con un solo livello di trappola, si ha che l'intensità della corrente di buio emessa nel tempo alla temperatura T fissata è legata alla variazione di concentrazione degli elettroni nelle trappole. La relazione che regola il fenomeno è la seguente:

$$i_{dark}(t) \propto -\frac{dn}{dt} = nP, \quad P = \frac{1}{\tau} \propto e^{-\frac{E}{kT}}$$

dove P è la probabilità nell'unità di tempo che un elettrone venga liberato e promosso nella banda di conduzione, ed E il livello energetico corrispondente alla trappola.

Come si vede all'aumentare della temperatura cresce P e quindi aumenta il rate di dark

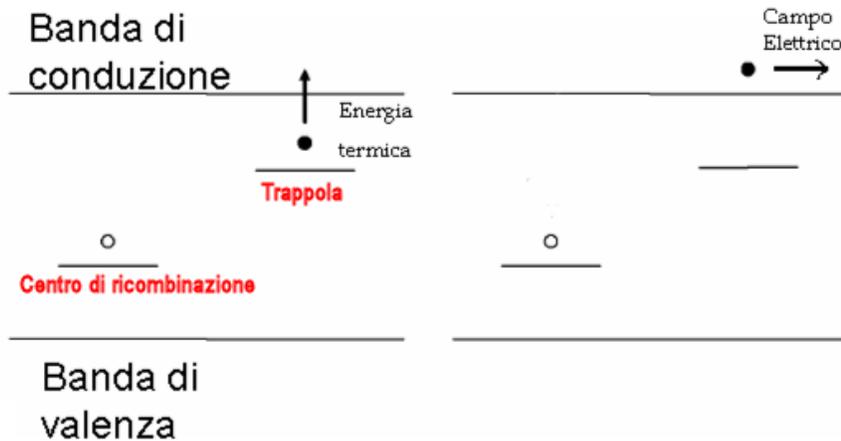


Figura 2.29: Centro di generazione-ricombinazione. Sotto effetto dell'energia termica l'elettrone intrappolato riesce ad arrivare in banda di conduzione dove viene accelerato dal campo elettrico

current (il tempo medio di generazione τ diminuisce).

Se si assumono uguali fra loro le sezioni di cattura di elettroni e lacune, cioè ponendo $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$, si può ricavare tramite passaggi che esulano dagli scopi della nostra trattazione:

$$\tau \approx \frac{2 \cosh\left(\frac{E}{kT}\right)}{NAW\sigma v_{th}} \quad (2.7)$$

dove N è la densità totale dei centri di generazione-ricombinazione, A l'area della regione svuotata, W il suo spessore e v_{th} la velocità termica.

Si ricava dalla 2.7 che all'aumentare della dimensione del pixel il rate di dark count aumenta.

2.6.4 Afterpulsing

I portatori vengono intrappolati durante la valanga e quindi viene liberamente innescata una seconda scarica con un certo tempo di ritardo. Ciò avviene per la presenza di difetti nella regione di svuotamento. In figura 2.30 mostriamo un'immagine dall'oscilloscopio con presente un afterpulse per il Sipm MPPC da 100 pixel alla tensione di lavoro.

Se il tempo di ritardo è sufficiente affinché il quenching riporti la polarizzazione a tensioni tali che la valanga possa essere innescata, avvengono una correlazione di impulsi spuri, con un valore di carica inferiore. Da quanto detto si evince che l'afterpulsing può far aumentare enormemente il dark rate. Inoltre, questi impulsi secondari, non essendo distribuiti in maniera casuale (come un rumore bianco), provocano delle distorsioni rilevanti negli istogrammi di distribuzione dei tempi d'arrivo dei fotoni.

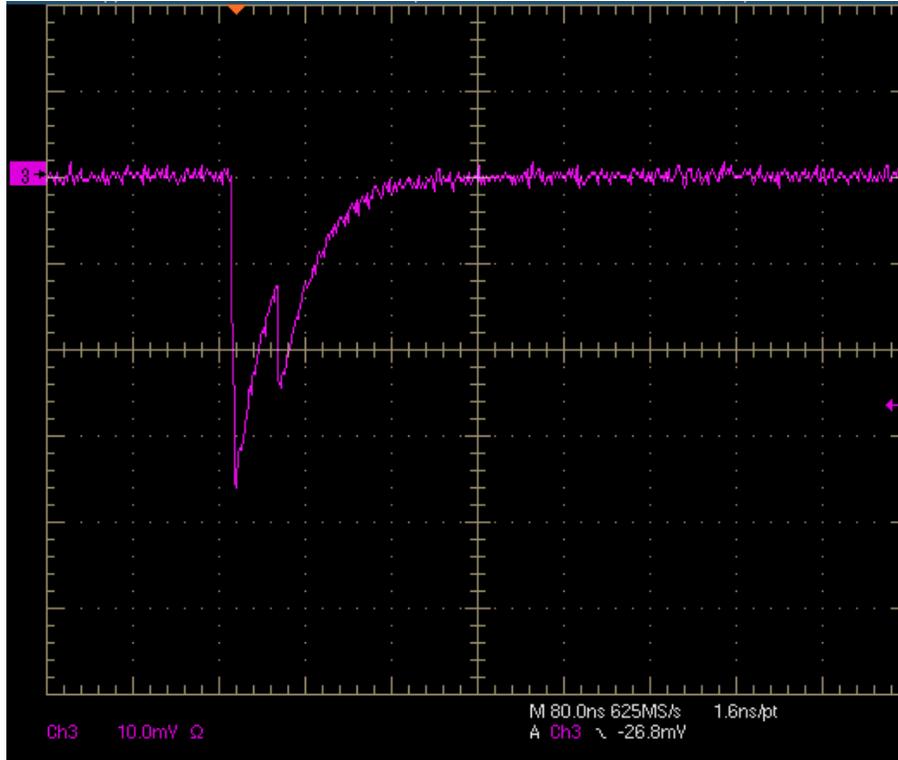


Figura 2.30: Afterpulse per un MPPC da 100 pixel

La probabilità di afterpulse può essere espressa come:

$$P_{afterpulse}(t) = P_{intrappolamento} \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} dt P_{valanga}$$

dove τ è il tempo medio di permanenza nel livello energetico instabile (trappola). Poiché la probabilità di valanga è funzione della tensione V_{bias} la probabilità d'afterpulsing cresce all'aumentare della sovratensione di polarizzazione applicata. Inoltre la densità delle trappole è direttamente proporzionale alla superficie, così che la probabilità di avere afterpulsing aumenta con l'aumentare delle dimensioni del pixel.

2.6.5 Dinamica

Poiché un singolo pixel colpito da due fotoni contemporanei è “cieco ad uno dei due”, la dinamica dipenderà esclusivamente dal numero dei pixel del dispositivo. Ricordiamo inoltre che durante il “tempo morto”⁷ il pixel produce una carica di valore inferiore a quello che produrrebbe normalmente. Da queste considerazioni si capisce che le condizioni di

⁷Il tempo in cui, durante il quenching, la sovratensione sul pixel aumenta progressivamente dal valore di breakdown a quello di polarizzazione

lavoro ottimali per i Sipm sono quelle per cui il numero medio di fotoni che colpiscono il singolo pixel è minimo (inferiore a 2), al fine di avere una buona efficienza di rilevazione. Se invece, la media di fotoni incidenti è elevata, il segnale di uscita (numero di pixel accesi), saturerà al numero totale di pixel del dispositivo, seguendo la relazione:

$$N = N_{max} \left(1 - e^{-\frac{\mu}{N_{max}}} \right)$$

Dove N è il numero dei pixel accesi, N_{max} è il numero totale dei pixel del Sipm e $\mu = N_{\gamma} \cdot PDE$ rappresenta il numero di fotoni incidenti riscaldati per la PDE. In figura 2.31 possiamo osservare l'andamento della risposta dei pixel del Sipm da 100 pixel dell'Hamamatsu per due diversi valori di PDE, 20% e 40%, in funzione del numero di fotoni incidenti, e di un Sipm di produzione russa da 1024 pixel.

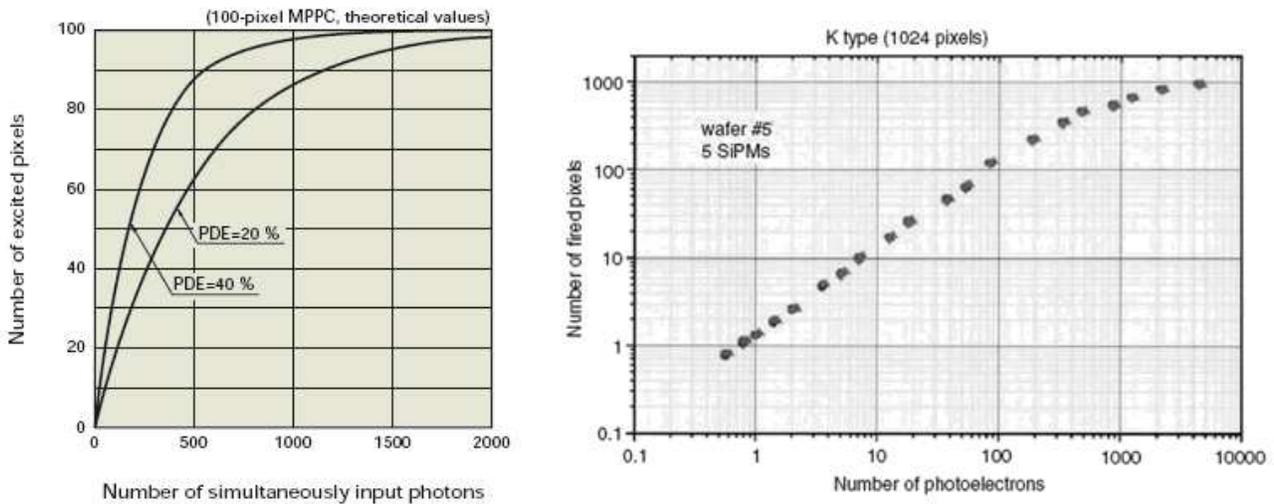


Figura 2.31: Pixel accesi in funzione del numero di fotoni incidenti per l'Hamamatsu da 100 pixel (sinistra) e per un Sipm di produzione russa da 1024 pixel (destra)

Capitolo 3

Elettronica di front-end per i fotosensori al silicio

3.1 Alimentazione ed amplificazione per gli MPPC da 100 e 400 pixel

In questo paragrafo analizziamo le richieste di alimentazione ed amplificazione necessarie per un corretto utilizzo dei Sipm della Hamamatsu da 100 e 400 pixel, in vista della loro applicazione per il calorimetro QcalT.

Per quanto concerne le richieste sull'alimentazione, possiamo utilizzare come guida il datasheet Hamamatsu per i due tipi di Sipm, ed in particolare i grafici che determinano la dipendenza del guadagno dalla tensione di alimentazione V_{bias} , fig. 3.1. La dipendenza maggiore è quella del Sipm da 100 pixel che mostra, per variazioni di 10 mV intorno al suo punto di lavoro, una variazione percentuale:

$$\frac{\Delta G}{G} \sim 1\%$$

Quindi un'alimentazione con una tensione stabile entro 10 mV è sufficiente per i nostri scopi (vedi capitolo 1).

Per la scelta dell'amplificatore bisogna invece tenere presente due aspetti:

1. Il tempo di salita di un Sipm dell'Hamamatsu è inferiore ad 1 ns. Per non deteriorarne le caratteristiche è quindi necessario utilizzare un amplificatore con alta banda passante.
2. La suddivisione in matrice di pixel del Sipm è tale da produrre un segnale di ampiezza proporzionale al numero di fotoni incidenti. Se questo numero è alto, come ci si aspetta in un esperimento di rilevazione tramite scintillatori plastici (da 1 a 200

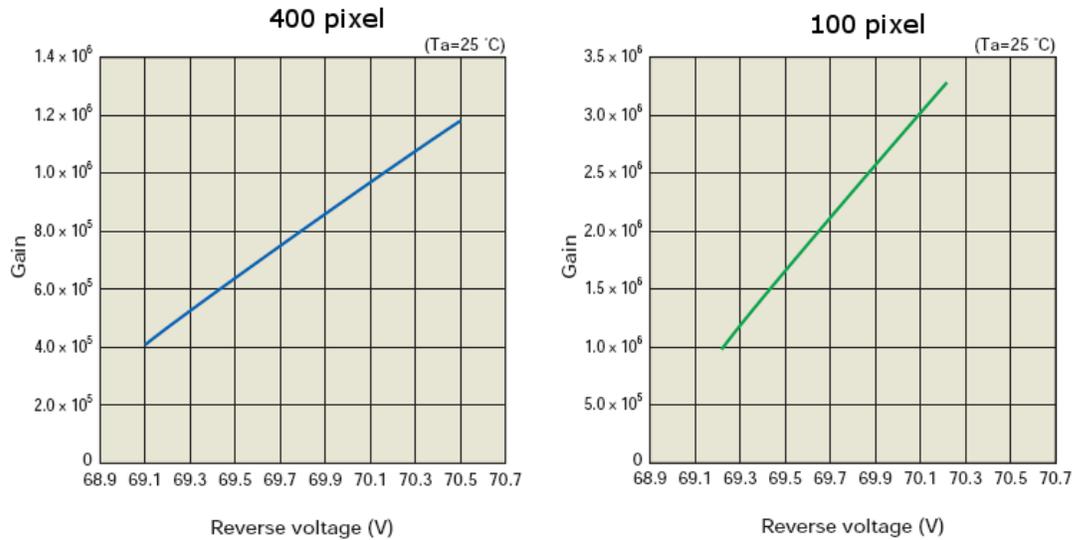


Figura 3.1: Dipendenza del guadagno degli MPPC da 400 e 100 pixel in funzione di V_{bias}

fotoelettroni), ci si trova nella situazione di dover amplificare segnali di ingresso di ampiezza elevata, con rischio di saturare l'elettronica di front-end. È quindi necessario che l'amplificatore abbia un'elevata dinamica.

Nel seguito descriveremo le soluzioni da noi adottate per alimentazione ed amplificazione.

3.1.1 Alimentazione

Vogliamo determinare quanta corrente deve erogare l'alimentatore di HV. Per una considerazione quantitativa si può stimare la carica prodotta da un singolo pixel, in risposta all'assorbimento di un fotone, tramite i guadagni dichiarati dall'Hamamatsu di $2.4 \cdot 10^6$ (100 pixel) e $7.5 \cdot 10^5$ (400 pixel) alla tensione di lavoro. Dal guadagno ricaviamo la carica prodotta per un singolo fotoelettrone:

$$Q_{100pixel} = \frac{G_{100pixel}}{e} \approx 380 fC \quad e$$

$$Q_{400pixel} = \frac{G_{400pixel}}{e} \approx 120 fC,$$

moltiplicando la carica di un singolo fotoelettrone per il rate di dark count stimato nei datasheet della Hamamatsu, ~ 730 kHz (100 pixel) e ~ 330 kHz (400 pixel) alla tensione

di 69.25 V e 70.45 V, otteniamo una stima della dark current media¹.

$$\begin{aligned} I_{100pixel} &= QR_{ate} \approx 300nA \\ I_{400pixel} &= QR_{ate} \approx 40nA \end{aligned} \quad (3.1)$$

Queste sono le dark current alla tensione di lavoro e a temperatura ambiente. A queste deve aggiungersi la corrente prodotta in corrispondenza del segnale rivelato. Se consideriamo la rilevazione di 200 fotoni ad un rate di 1 MHz, simile a quella massima che ci aspettiamo per il QcalT, si ricavano le correnti:

$$I_{100pixel} = RN_{pe}Q_{1pe} \approx 380 \mu A$$

$$I_{400pixel} = RN_{pe}Q_{1pe} \approx 120 \mu A$$

L'alimentatore HV dovrà essere in grado di fornire una corrente almeno 10 volte maggiore di quella massima, ricavata per il Sipm da 100 pixel. Una corrente di 1 mA appare per i nostri scopi più che sufficiente.

Mostriamo in figura 3.2 la polarizzazione utilizzata per la generazione del segnale dal Sipm. Viene "letta" la caduta di tensione prodotta sulla resistenza da 100 Ω . Il rumore portato dalla tipologia di lettura utilizzata è sostanzialmente di tipo termico². Nella configurazione circuitale che mostreremo nei prossimi paragrafi lo spettro di rumore sarà funzione del valore di R secondo la formula [13]:

$$\sigma^2 \approx \frac{k_B T}{R \cdot B}$$

dove k_B è la costante di Boltzmann, T la temperatura in Kelvin e B la banda di frequenze di osservazione (nel caso del Sipm superiore al GHz). Il valore di 100 Ω è risultato sperimentalmente il migliore per la lettura del segnale generato dal Sipm. Inoltre la resistenza in serie da 33 Ω risulta ottima per il "matching" con l'amplificatore MAR 8 da noi utilizzato e che verrà descritto nei prossimi paragrafi.

Il condensatore da 0.1 μF fornisce al Sipm la corrente necessaria durante la fase di scarica successiva all'arrivo di un fotone. Allo stesso tempo agisce da filtro verso l'alimentazione.

In figura 3.3 mostriamo una semplice soluzione per alimentare con stabilità ≤ 10 mV più Sipm tramite una sola tensione di riferimento comune e una serie di rami partitivi. Il punto di lavoro è determinato tramite una resistenza di valore elevato R_4 e misurando la corrente che scorre verso massa, I_4 .

¹Una misura più dettagliata deve tenere conto del valore di carica media di dark, maggiore di quella prodotta da un fotoelettrone, per la presenza di $\sim 10\%$ di dark count prodotti da più fotoelettroni (2pe, 3pe, ecc...).

²Il rumore termico elettronico si può osservare misurando ai capi di un resistore, al quale non è applicata alcuna tensione, una tensione di rumore variabile nel tempo e che dipende dalla temperatura T

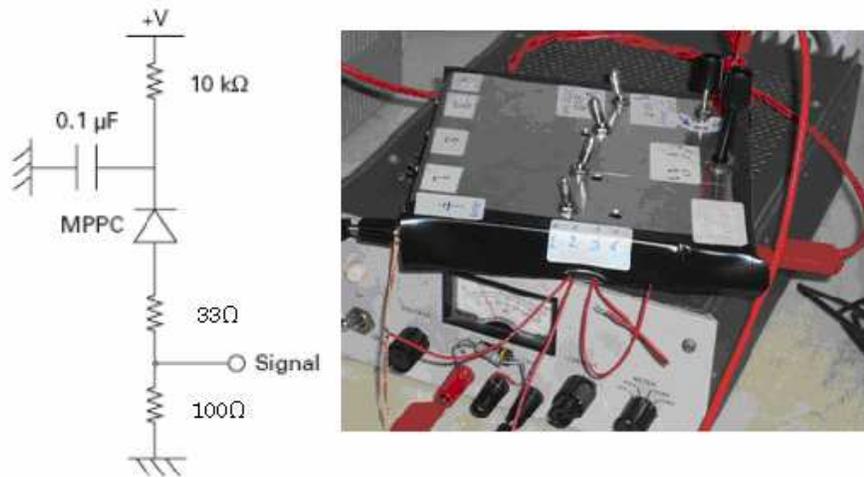


Figura 3.2: (Destra) Polarizzazione del Sipm. (Sinistra) Alimentatore per 4 Sipm da noi realizzato

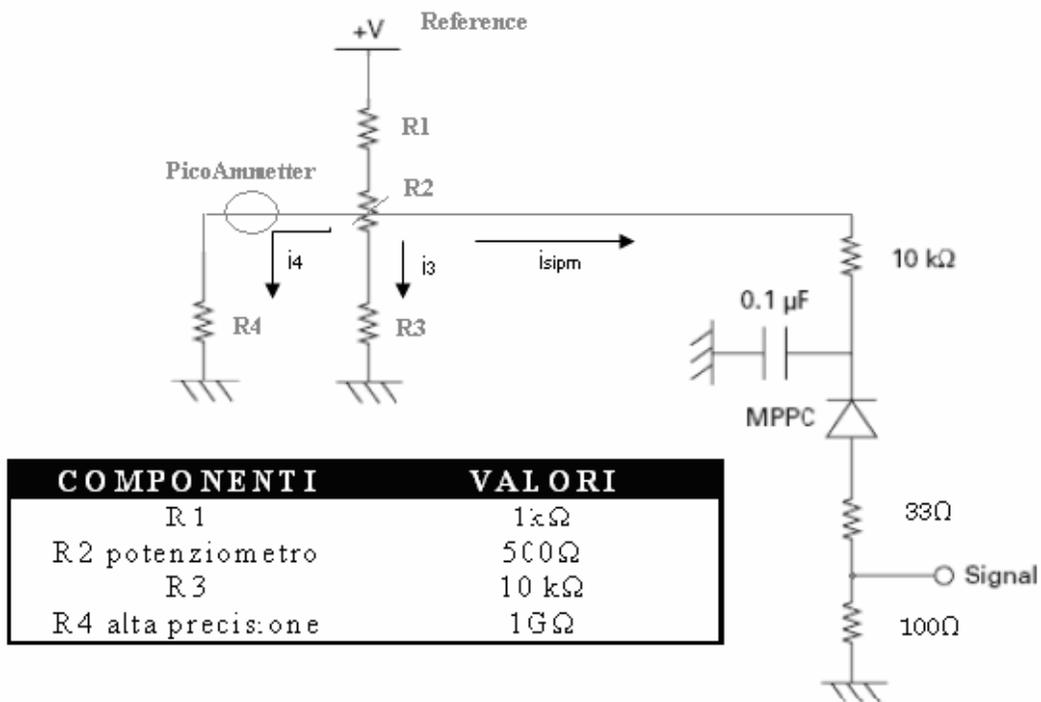


Figura 3.3: Ramo partitivo per alimentare il Sipm

Il ramo centrale di partitore non deve essere influenzato dalla corrente richiesta dal Sipm in seguito all'assorbimento di un fotone (indicata in figura 3.3 con I_{sipm}) quindi si è scelto

3.1. ALIMENTAZIONE ED AMPLIFICAZIONE PER GLI MPPC DA 100 E 400 PIXEL61

di dimensionare le resistenze R_1 , R_2 , R_3 in modo da far scorrere sul ramo centrale di ciascun partitore una corrente di valore $I_3 \sim 1$ mA per una reference di 79 V.

Con questa configurazione variando il valore del potenziometro R_2 si ottengono tensioni di:

$$V_{out}(x) = \frac{x + R_3}{R_1 + R_2 + R_3} \cdot V_{Reference}$$

dove x è il valore della partizione realizzata con il potenziometro R_2 . Per $x=0 \Omega$ si ha $V_{out}(0)=68.70$ V, mentre per $x=500 \Omega$ si ha $V_{out}(500)=72.13$ V. Con un semplice potenziometro a 20 giri variamo quindi la tensione sul Sipm con step 170 mV a giro. Abbiamo trascurato l'errore sulla partizione portato da R_4 , approssimabile a $\approx \frac{R_3}{R_4} = 0.01\%$

3.1.2 Stadio di amplificazione con Mar 8A+

Come mostrato nel paragrafo precedente un valore minimo della corrente di buio per il Sipm MPPC da 100 pixel può essere stimato intorno ai 300 nA. Questo è solo il valore minimo della corrente media in ingresso allo stadio amplificatore. Il valore effettivo della corrente dipenderà infatti linearmente dal numero di fotoelettroni prodotti.

Poiché siamo intenzionati ad assicurare una amplificazione costante su tutto il range di valori del Sipm, la scelta deve ricadere su un amplificatore con alto range dinamico in ingresso. La scelta da noi effettuata per venire incontro a questa esigenza, ed alla necessità di avere una banda passante molto elevata, è stata l'utilizzazione di uno stadio preamplificatore basato su un amplificatore monolitico a montaggio superficiale della Mini Circuits: il Mar8A+, fig.3.4.

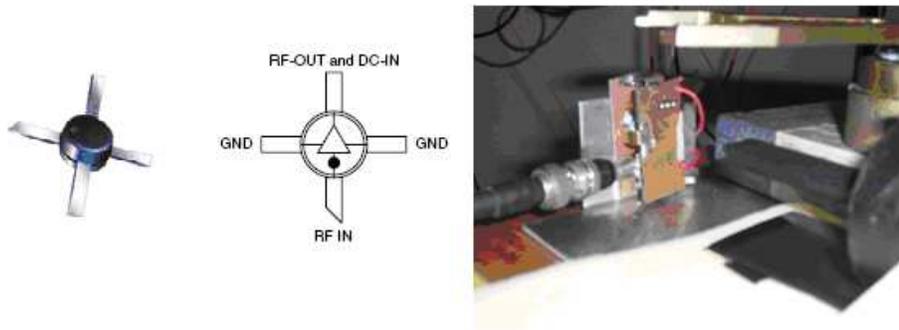


Figura 3.4: (Sinistra) MAR8A+ della Mini Circuits. (Destra) Prototipo dell'amplificatore da noi realizzato su base di rame

Il Mar8A+ è un amplificatore RF con banda passante 1GHz e guadagno 27dB (27dB \approx 23) [19]. L'amplificatore lavora su un range dinamico di valori elevato ed è caratterizzato da una buona potenza di uscita, 12.5dBm su tutto lo spettro fino a 1GHz. Questo è il valore riferito in unità di mW e corrisponde su un carico di 50 Ω alla tensione di:

$$12.5dBm = 10 \log P \Rightarrow P = 10^{\frac{12.5}{10}} \approx 18 mW$$

$$P = \frac{V^2}{R} \Rightarrow V = \sqrt{PR} \approx 1 V$$

Generalmente i fotodiodi vengono preamplificati con amplificatori di carica o con amplificatori operazionali (Opamp) a banda larga. Nei primi il segnale prodotto dal dispositivo viene direttamente mandato all'ingresso dell'amplificatore. Questa tecnica di preamplificazione, se da una parte consente la realizzazione di amplificatori con banda passante

superiore a 2 GHz con bassissimo rumore ed ottima stabilità, dall'altra richiede l'utilizzo di reti di feedback e reazioni che hanno l'inconveniente di lavorare intorno ad una corrente media di segnale. Se questa cambia radicalmente, per qualsiasi motivo legato al fotodiodo, gli effetti sul preamplificatore possono essere non trascurabili.

Più semplice è adottare amplificatori operazionali a banda larga, che non necessitano di particolari strutture di feedback. Tuttavia, questi amplificatori sono sostanzialmente dispositivi integrati con all'interno generatori di corrente. Come tali sono sorgenti di rumore. Per esempio l'Opamp THS4303RGTT utilizzato nella sezione I.N.F.N. di Ferrara per applicazioni con Sipm, simili a quelle del QcalT, mostra una figura di rumore³ a 100 MHz di 16dB. Non c'è paragone con il rumore prodotto dal Mar8A+, 3.1dB ad 1 GHz.

Il servizio di elettronica dei Laboratori Nazionali di Frascati sta lavorando ad un preamplificatore di carica per Sipm. Nel mentre noi abbiamo deciso di prendere una strada parallela e realizzare un amplificatore "general purpose" per fotodiodi. Questo, a differenza dell'amplificatore di carica, risentirà poco della capacità di sorgente del fotodiodo e sarà in grado di amplificare sia i Sipm da 100 e 400 pixel sia gli Apd dell'Hamamatsu. Ricordiamo che i primi hanno una capacità complessiva di 35 pF, mentre gli Apd da 5×5 e 10×10 mm² hanno una capacità complessiva di 80 e 270 pF.

Abbiamo così selezionato una classe di amplificatori finora poco usata nel campo della fisica, gli amplificatori RF. Questi offrono buone prestazioni in termini di banda passante, ma contrariamente agli Opamp presentano figure di rumore decisamente basse. Non vengono utilizzati essenzialmente per due motivi:

- Hanno una dinamica non elevata poiché nascono per applicazioni di telecomunicazioni;
- Sono difficili da gestire e tendono ad entrare in oscillazione.

Per la dinamica la Minicircuits ha realizzato due classi di amplificatori RF, i Mar ed i Gali, in grado di raggiungere buoni livelli di tensione di uscita. Il Mar8A+ è uno dei pochi amplificatori in commercio a poter vantare un guadagno di 27dB a 1 GHz. Tuttavia anche nel Mar8A+ rimangono i problemi legati all'oscillazione. Nel seguito del capitolo mostremo la configurazione da noi adottata e gli stampati realizzati. Con questa configurazione siamo riusciti a ridurre al minimo i problemi legati alle oscillazioni, ottenendo un ottimo risultato in termini di rapporto segnale rumore.

Cominciamo con il descrivere il Mar8A+. L'amplificatore può essere schematizzato come in figura 3.5 con una configurazione Darlington. Le sue particolari caratteristiche costruttive fanno sì, che anche con l'elevato guadagno, lo spettro di rumore risulti basso.

³La figura di rumore è una grandezza utilizzata in elettronica e nel campo delle telecomunicazioni per quantificare la rumorosità di un sistema.

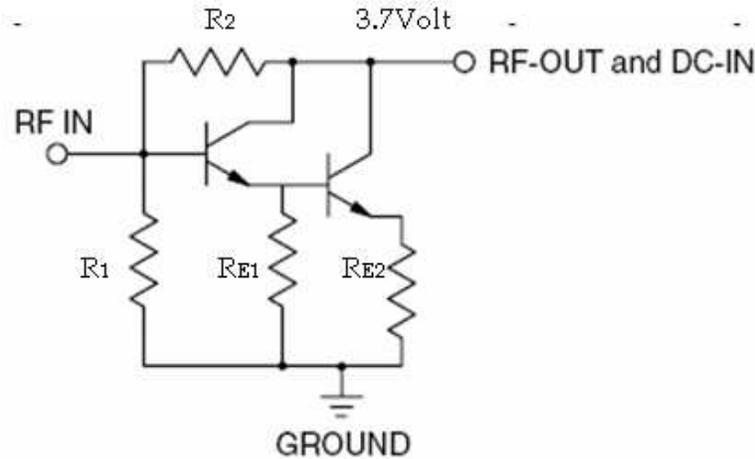


Figura 3.5: Schematizzazione del MAR8

Analisi Circuitale

In figura 3.6 rappresentiamo le tre zone di funzionamento di un BJT (Bipolar Junction Transistor):

- Zona attiva o lineare
- Zona di saturazione
- Zona di interdizione

Nel seguito di questa descrizione ci interessiamo solo al comportamento del transistor in zona attiva⁴ dove funziona da amplificatore di segnale. In questa zona la giunzione base-emettitore è polarizzata direttamente con una tensione tipica di 0.7 V, mentre la giunzione base-collettore risulta polarizzata indirettamente.

In queste condizioni, il legame tra I_B e I_C è quello fondamentale del transistor $I_C = h_{FE} I_B$, dove h_{FE} prende il nome di **guadagno di corrente in continua** ed assume valori tra 10 e 1000; un valore tipico è 100.

In figura 3.5 vediamo che per portare il punto di lavoro in zona attiva è stata utilizzata una rete di polarizzazione “automatica a partitore”. Questa si contraddistingue per la presenza della resistenza sull’emettitore del primo transistor che serve per la stabilizzazione del punto di lavoro; infatti qualunque variazione dei parametri del transistor provoca una variazione di I_C . Se questa aumenta, aumenterà la caduta di tensione su R_E e di conseguenza

⁴Zona in cui variazioni sinusoidali della corrente di ingresso I_B producono variazioni sostanzialmente sinusoidali delle grandezze di uscita I_C e V_{CE}

3.1. ALIMENTAZIONE ED AMPLIFICAZIONE PER GLI MPPC DA 100 E 400 PIXEL65

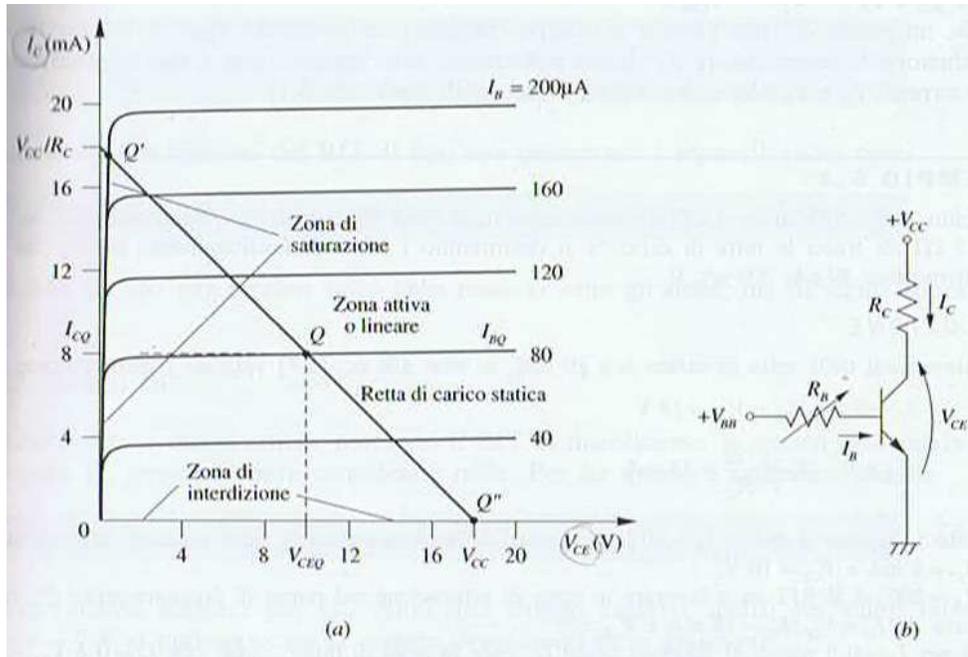


Figura 3.6: Zone di funzionamento del BJT. Retta di carico e punto di lavoro a riposo

I_B dovrà diminuire, contrastando l'aumento di I_C .

In figura 3.7 è evidenziato il primo stadio dell'amplificatore in configurazione a collettore comune. La configurazione è caratterizzata da un'amplificazione $A_v = \frac{v_o}{v_i} \approx 1$; il segnale

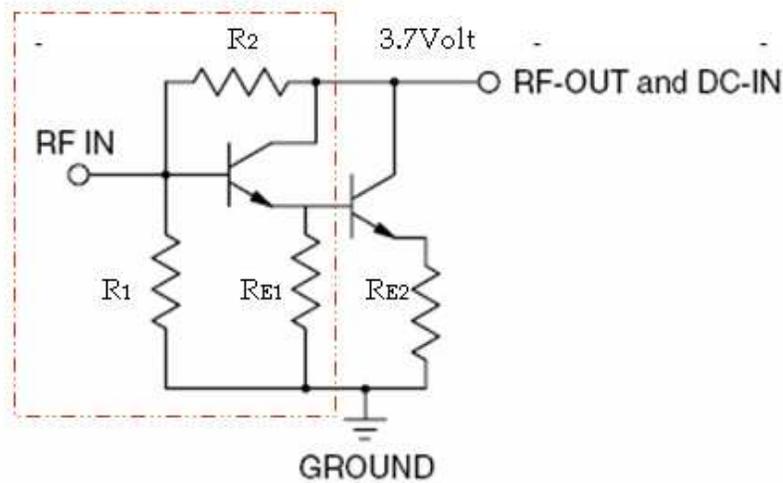


Figura 3.7: Configurazione a collettore comune

di uscita v_0 , in fase con quello di ingresso v_i e di ampiezza circa uguale, tende ad inseguirne l'andamento (configurazione *emitter follower*). Dalla configurazione Darlington di figura 3.5 si ricava inoltre una resistenza di ingresso decisamente elevata, dell'ordine delle centinaia di $k\Omega$, ed una di uscita particolarmente bassa, decine di Ohm. Tali caratteristiche ne rendono ideale l'utilizzo come *buffer* (adattatore), tra sorgenti con elevata resistenza interna e carichi a pochi Ohm. Prendendo in esame il modello equivalente del BJT per piccoli segnali di figura 3.8, in cui:

h_{ie} : È la resistenza di ingresso con l'uscita in corto circuito; il suo ordine di grandezza abituale va dalle decine di Ohm a $10k\ \Omega$

h_{fe} : È l'amplificazione di corrente con valori compresi tra 10 e 1000

h_{oe} : È la conduttanza in uscita ($\frac{1}{h_{oe}} = 10 \div 100\ k\Omega$)

ricaviamo l'amplificazione in corrente del primo stadio data da $A_i = -\frac{i_e}{i_b} \approx h_{fe}$, dove i_b ed i_e sono rispettivamente la corrente di base e quella in uscita di emettitore.

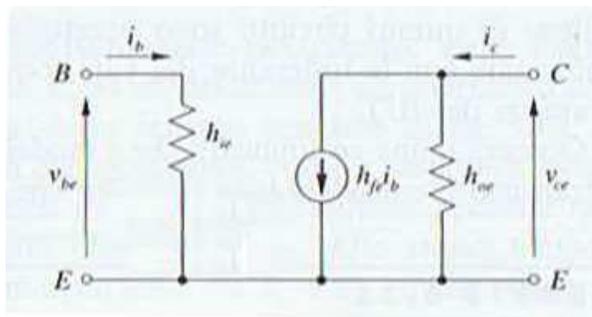


Figura 3.8: Modello equivalente del BJT per piccoli segnali

In figura 3.9 (a) è evidenziata la configurazione Darlington dell'amplificatore. I due collettori vengono collegati insieme, la corrente di emettitore del primo BJT è anche la corrente di base del secondo.

La coppia Darlington può essere trattata come un unico BJT, figura 3.9 (b), per il quale possono essere ricavati i parametri h equivalenti in funzione di ciascun BJT utilizzando lo schema di figura 3.9 (c):

$$h_{ie} = h_{ie1} + (1 + h_{fe1})h_{ie2}$$

$$h_{fe} = h_{fe1} + (1 + h_{fe1})h_{fe2} \approx h_{fe1}h_{fe2}$$

appare chiaro che il transistoro equivalente presenti una resistenza di ingresso molto elevata ed un'altissima amplificazione di corrente.

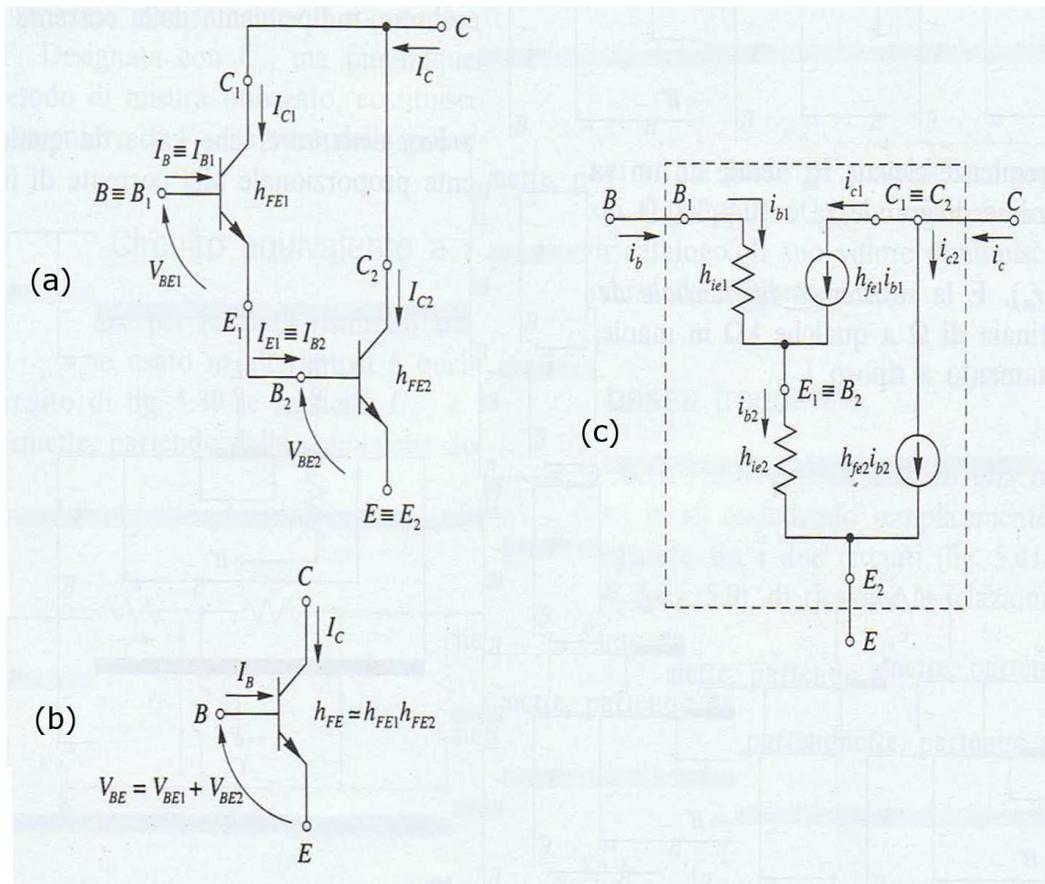
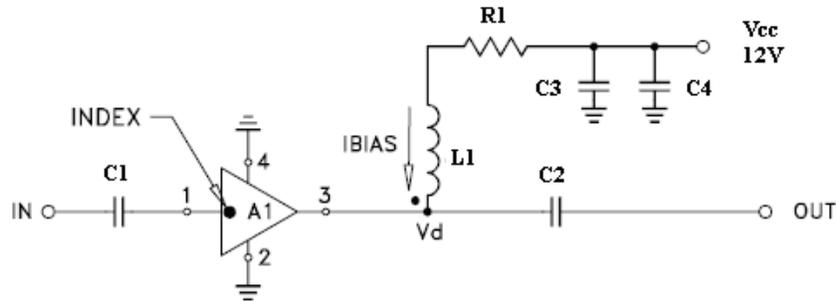


Figura 3.9: Coppia di BJT in configurazione Darlington (a) e transistor equivalente (b). Circuito dinamico della configurazione (c)

In figura 3.10 è riportato lo schema circuitale in cui è stato inserito l'amplificatore. La sua configurazione polarizza sia la base che il collettore a valori DC, 1.5 V per l'ingresso e 3.7 V per l'uscita. Ciò rende necessari i due filtri passa alto rappresentati dai condensatori C_1 e C_2 . Per queste capacità di filtro abbiamo scelto valori piuttosto elevati rispetto all'utilizzazione classica di un amplificatore RF. Ciò è necessario se si vogliono evitare derivazioni durante il tempo di quenching del Sipm.



| COMPONENTI | VALORI |
|--------------|--------------|
| A 1 | M ar 8 A + |
| C 1 | 2.2 μ F |
| C 2 | 2.2 μ F |
| C 3 (bypass) | 2.2 μ F |
| C 4 (bypass) | 10 nF |
| R 1 | 220 Ω |
| L 1 | 100 nH |

Figura 3.10: Schema circuitale utilizzato come front-end

Particolare attenzione è necessaria soprattutto nel dimensionamento del ramo di uscita. L'induttanza L_1 infatti, non sarebbe in linea di principio necessaria, ma poiché il ramo di uscita ed il ramo di polarizzazione coincidono, in dinamica il segnale di uscita subirebbe una degradazione pari al 20% del suo valore (il generatore è cortocircuitato a massa e le due resistenze, il carico ed R_1 sono in parallelo). Risulta dunque necessario l'inserimento dell'elemento induttivo L_1 che isoli l'uscita dal ramo di polarizzazione in regime dinamico. L'esperimento KLOE è caratterizzato da un campo magnetico molto elevato. Anche se costante questo può provocare disturbi all'amplificatore a causa della presenza dell'induttanza L_1 . In fase di realizzazione definitiva abbiamo quindi pensato di realizzare l'induttanza direttamente sul PCB. Esistono a tal scopo numerosi software (per esempio Altium) che consentono oltre al calcolo della induttanza, il calcolo dei suoi parametri

caratteristici, in base alla progettazione e alla distanza tra le piste.

3.1.3 Caratteristiche sperimentali

Determiniamo ora sperimentalmente la resistenza di quenching degli MPPC da 100 e 400 pixel. Con il modello equivalente di un Sipm descritto nel secondo capitolo, questo parametro viene legato alla costante τ di carica e scarica della capacità equivalente del pixel, durante il processo di rivelazione:

$$\tau_{carica} = R_S C_D \quad \tau_{scarica} = R_Q C_D$$

dove C_D , R_S , R_Q rappresentano rispettivamente la capacità, la resistenza interna e la resistenza di quenching del singolo pixel.

In figura 3.11 mostriamo l'immagine presa con l'oscilloscopio del segnale di dark current del Sipm da 100 pixel alimentato alla tensione di bias $V_{bias} = 69.40$ V ed alla temperatura di 25°C. A questi valori il valore di guadagno dichiarato dall'Hamamatsu è pari a $2.4 \cdot 10^6$. In viola sono indicati il numero corrispondente di fotoelettroni.

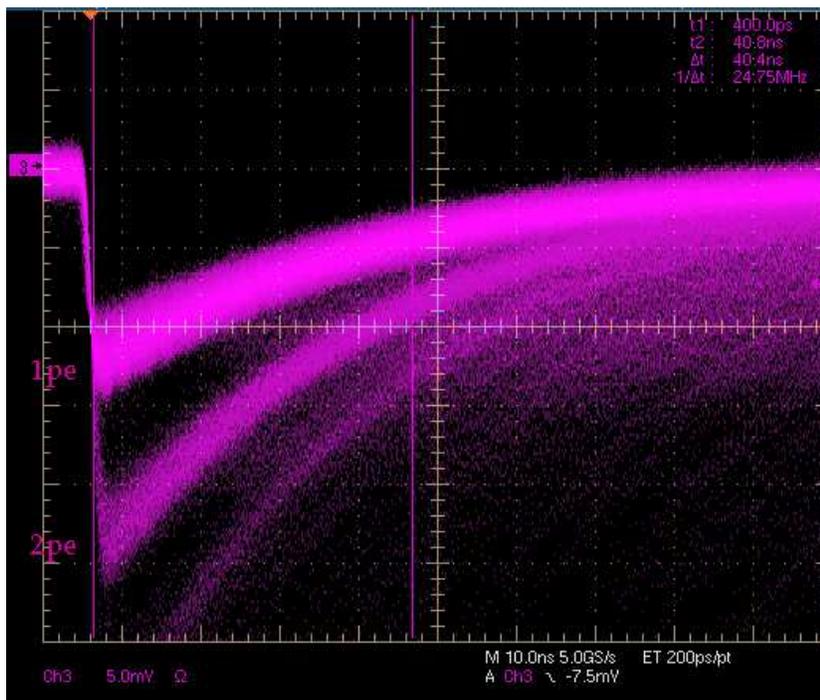


Figura 3.11: Segnale dall'oscilloscopio del Sipm da 100 pixel. Tensione presa su carico di 50Ω in uscita dallo stadio amplificatore

Come si vede nell'immagine, la separazione per i diversi fotoelettroni è ben marcata. In particolare, il tempo di salita risulta essere < 1 ns, corrispondente con la massima risposta in frequenza dell'amplificatore Mar8A+.

Il tempo di quenching (tempo di scarica del condensatore) per il Sipm da 100 pixel è decisamente superiore a quello del Sipm da 400 pixel, figura 3.12. Ciò dipende dalla capacità interna del pixel che per il Sipm da 100 pixel è 4 volte maggiore di quella del Sipm da 400 pixel⁵.

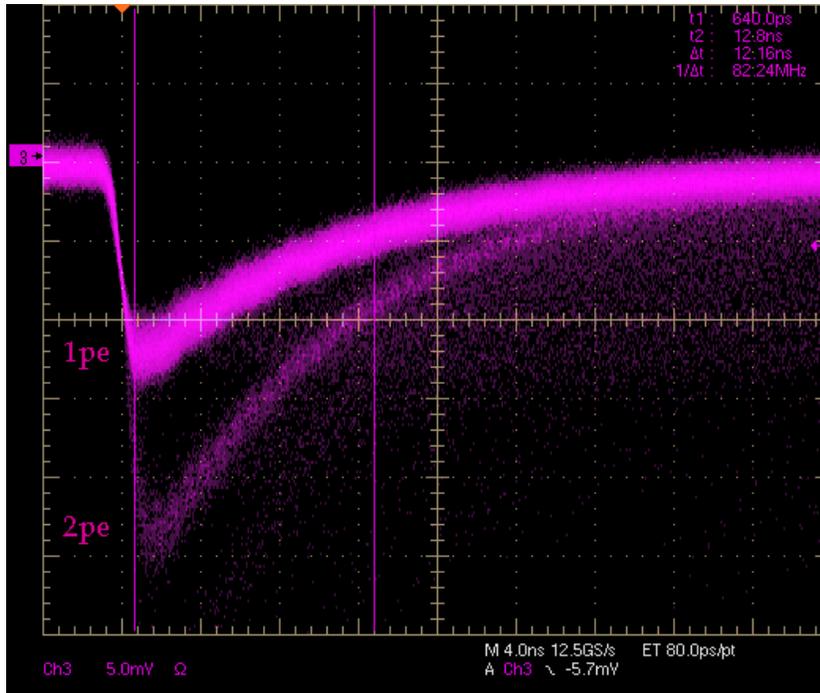


Figura 3.12: Segnale dall'oscilloscopio del Sipm 400 pixel. Tensione presa su carico di 50Ω in uscita dallo stadio amplificatore

Si ricava:

$$\tau_{100pixel} \sim 40 \text{ ns}$$

$$\tau_{400pixel} \sim 12 \text{ ns}$$

Dalla figura 3.13, vediamo che in regime dinamico il condensatore di filtro C_1 è un cortocircuito e le due resistenze da 100Ω e 50Ω (interna all'amplificatore), sono in parallelo: il risultato del parallelo è una resistenza da 33Ω . La corrente in uscita dal Sipm in polarizzazione inversa provoca dunque cadute equivalenti di tensione tra la resistenza da 33Ω

⁵Il pixel in polarizzazione inversa è considerato un condensatore a facce piane e parallele di lunghezza costante (tale lunghezza rappresenta la zona di svuotamento e l'area delle armature è equivalente all'area del pixel)

3.1. ALIMENTAZIONE ED AMPLIFICAZIONE PER GLI MPPC DA 100 E 400 PIXEL71

del ramo di polarizzazione e la resistenza da $33\ \Omega$ risultante dal parallelo.

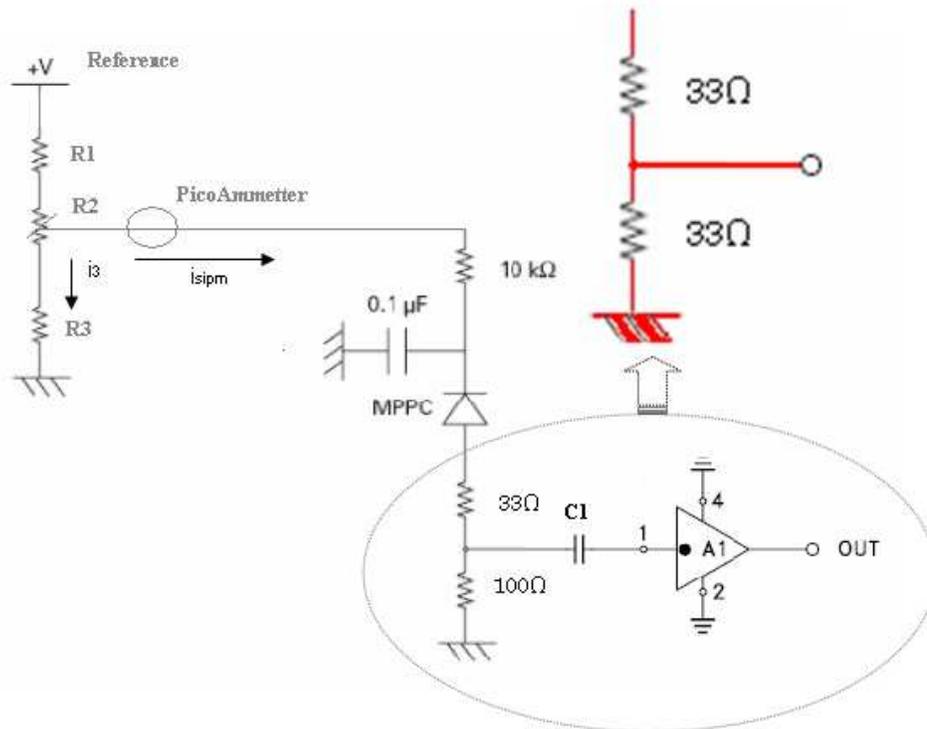


Figura 3.13: Polarizzazione del Sipm e stadio amplificatore. Semplificazione del circuito elettronico

A questo punto possiamo risalire alla resistenza di quenching per pixel, ricordando che la capacità complessiva dei Sipm dell'Hamamatsu è $35\ \text{pF}$ e considerando che nel complesso il Sipm vede verso massa oltre la resistenza di quenching una resistenza di $66\ \Omega$:

$$\tau = RC = (R_{quenching} + 66\Omega) \cdot C_{pixel} \approx R_{quenching} \left(\frac{C_{tot}}{N_{pixel}} \right)$$

Si ricava per il Sipm da 100 pixel una resistenza di quenching complessiva di:

$$R_{quenching} \approx 115\ \text{k}\Omega$$

Analogamente per il Sipm da 400 pixel si ricava una resistenza di quenching complessiva di:

$$R_{quenching} \approx 135\ \text{k}\Omega$$

3.2 Alimentazione ed amplificazione per gli Apd della serie S8664

Gli Apd Hamamatsu presentano caratteristiche elettroniche molto interessanti. Essendo dei fotodiodi operanti in regime lineare presentano un guadagno variabile in funzione della tensione di alimentazione, fig. 3.14.

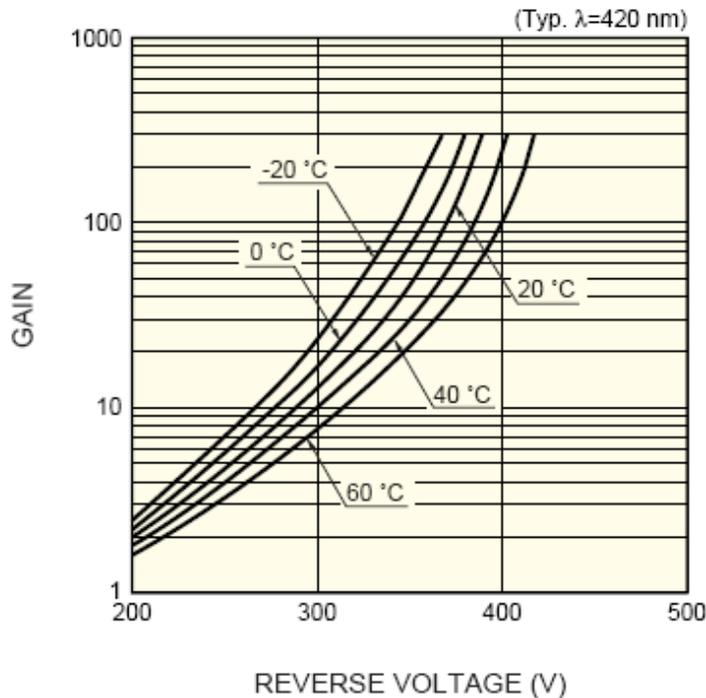


Figura 3.14: Variazione del guadagno per gli Apd Hamamatsu in funzione di V_{bias}

Poiché i guadagni di questi sensori sono bassi (<300), gli Apd trovano applicazione per rivelatori caratterizzati da una elevata risposta di luce, come gli scintillatori inorganici. In queste condizioni il dark noise generato dall'Apd stesso è trascurabile. Sempre in fig.3.14, notiamo che gli Apd Hamamatsu necessitano di tensioni di alimentazione dell'ordine dei 400 V. Inoltre, la tensione applicata deve essere decisamente stabile per evitare variazioni di guadagno durante il funzionamento. In questo contesto, per stabile si intende una alimentazione tale che il fotosensore produca un segnale di uscita (a parità di sollecitazione), con una variazione trascurabile rispetto alla variazione richiesta al sistema di rilevazione globale (il calorimetro). Nello specifico, ciò significa fornire una tensione di polarizzazione inversa tra 300 V e 400 V con una stabilità di 50 mV.

3.2. ALIMENTAZIONE ED AMPLIFICAZIONE PER GLI APD DELLA SERIE S866473

Come abbiamo fatto per i Sipm, dobbiamo ricavare la corrente che deve essere erogata dal generatore HV. Dal datasheet Hamamtsu sappiamo che la dark current degli Apd S8664 varia tra 10 e 50 nA. A questa si aggiunge la corrente addizionale della rilevazione del segnale.

Nel capitolo 6 vedremo che una Mip nel cristallo perde circa 20 MeV producendo 11000 fotoelettroni, 550 fotoelettroni a MeV. Il calorimetro CcalT è progettato per rilevare fotoni con energia tra 10 e 400 MeV. Considerando il rate di questi fotoni pari ad 1 MHz si ricava una corrente di:

$$I = e \cdot G_{apd} N_{pe} R = 1.6 \cdot 10^{-19} C \cdot 300 (400 MeV \cdot 550) 10^6 Hz = 10 \mu A$$

Abbiamo previsto di realizzare una alimentazione con queste specifiche multicanale e settabile da remoto. Tuttavia per i test realizzati in BTF (Beam Test Facility), e che descriveremo nel sesto capitolo, abbiamo utilizzato la board di alimentazione CAEN A1520 realizzata per l'esperimento CMS, fig. 3.15. Questa presenta caratteristiche ottimali per i nostri scopi: tensione di alimentazione variabile tra 0÷ 500 V con stabilità 30 mV, stabilità in temperatura di 1ppm per variazioni di $\pm 1^\circ C$. Inoltre è in grado di erogare una corrente di 1.6 mA per canale [20].

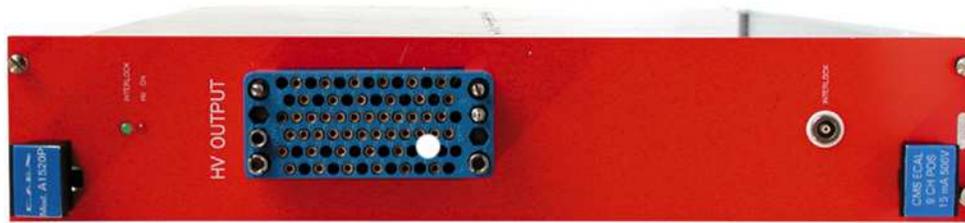


Figura 3.15: Board di alimentazione Caen A1520 utilizzata per i test con gli Apd della Hamamatsu

3.2.1 Elettronica di amplificazione per gli Apd Hamamatsu

In questa sezione descriveremo l'elettronica sviluppata per il prototipo del calorimetro CcalT. In figura 3.16 è mostrato lo schema circuitale delle schede di preamplificazione.

La parte di polarizzazione dell'Apd è analoga a quella utilizzata per i test sui Sipm MP-PC; l'unica accortezza è l'utilizzo di un condensatore con perdite molto basse ed in grado di lavorare fino a 500 V, nel nostro caso il condensatore della Kemet di figura 3.17. Anche il primo stadio di amplificazione con il Mar8A+ è lo stesso, eccetto per l'induttanza

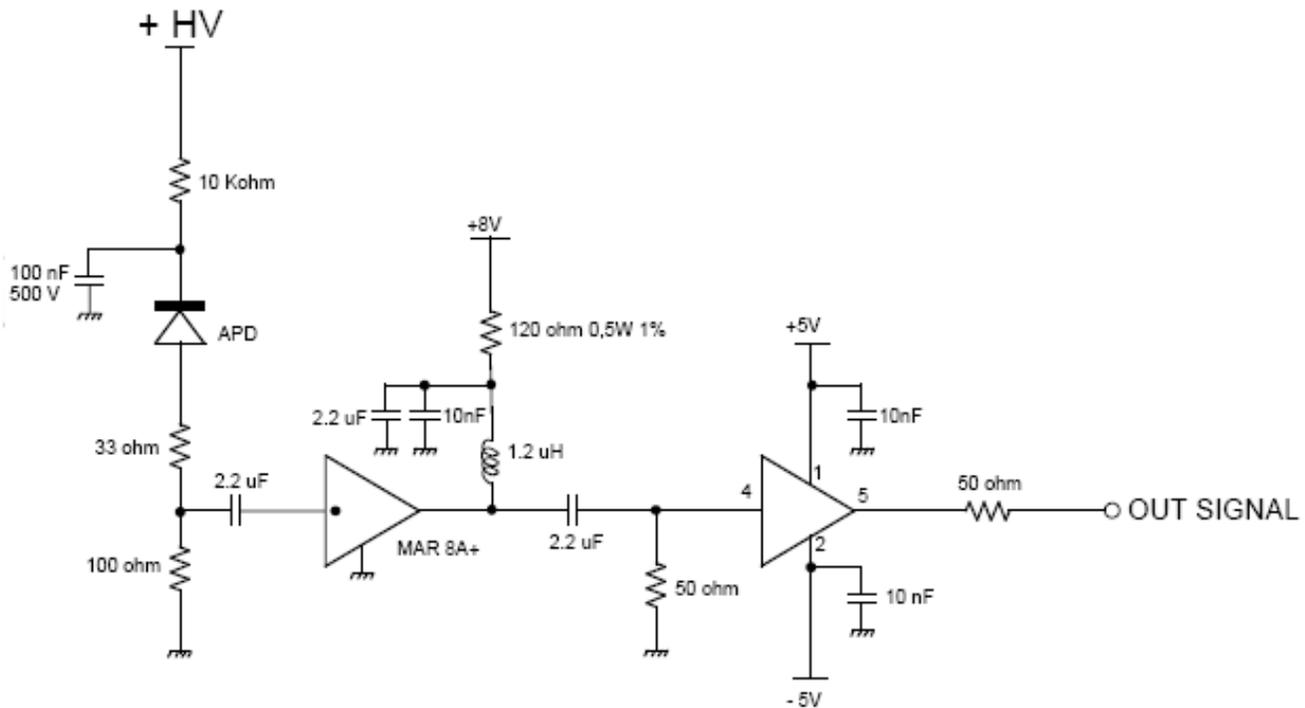


Figura 3.16: **Rappresentazione circuitale del preamplificatore per Apd da noi realizzato**

sul ramo di polarizzazione che, per ridurre il rumore, abbiamo elevato a $1.2 \mu\text{H}$. Per diminuire la caduta di tensione sulla resistenza di polarizzazione, e conseguentemente diminuire la dissipazione di calore per effetto Johnson⁶, abbiamo utilizzato una resistenza di polarizzazione di 120Ω all'1%.

Nei vari test effettuati abbiamo riscontrato un problema legato all'uscita del Mar. Questo infatti, ha l'uscita direttamente sul collettore e "soffre" per carichi posti molto lontano o non perfettamente adattati a 50Ω . Abbiamo quindi deciso di aggiungere un secondo stadio composto da un buffer ad alta frequenza della National Semiconductor, il LMH6559MF.

Il buffer presenta una banda passante con limite superiore a 1.75 GHz ed uno slew rate di $4580 \text{ V}/\mu\text{s}$; l'alimentazione duale permette una polarizzazione direttamente riferita a 0 V e l'accoppiamento con il Mar8A+ è risultato immediato.

Gli stampati da noi realizzati, fig.3.18 consistono di 4 layer, uno di massa ed uno di alimentazione (interni) e due esterni. Presentano componenti sia sul lato "top" che sul lato "bottom".

⁶La corrente che il Mar richiede a temperatura ambiente è di 36 mA

3.2. ALIMENTAZIONE ED AMPLIFICAZIONE PER GLI APD DELLA SERIE S866475

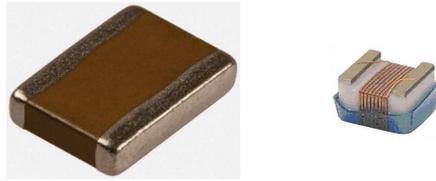


Figura 3.17: Condensatore da 500 V a basse perdite ed induttanza da 1.2 μ H utilizzati nella versione finale dell'elettronica di preamplificazione

Come si vede dai CAD, abbiamo realizzato schede di 6 ed 8 cm di lunghezza. Questo è dovuto al fatto che la matrice interna del prototipo del CcalT è composta da cristalli di 15 cm e 13 cm. La lunghezza differente delle schede permette di avere i terminali tutti sullo stesso piano, senza avere risposte differenti tra schede corte e lunghe.

In figura 3.19 mostriamo la scheda da 6 cm completa di componenti elettronici⁷.

⁷Il condensatore di filtro ed il ramo di polarizzazione sono sul lato bottom dello stampato

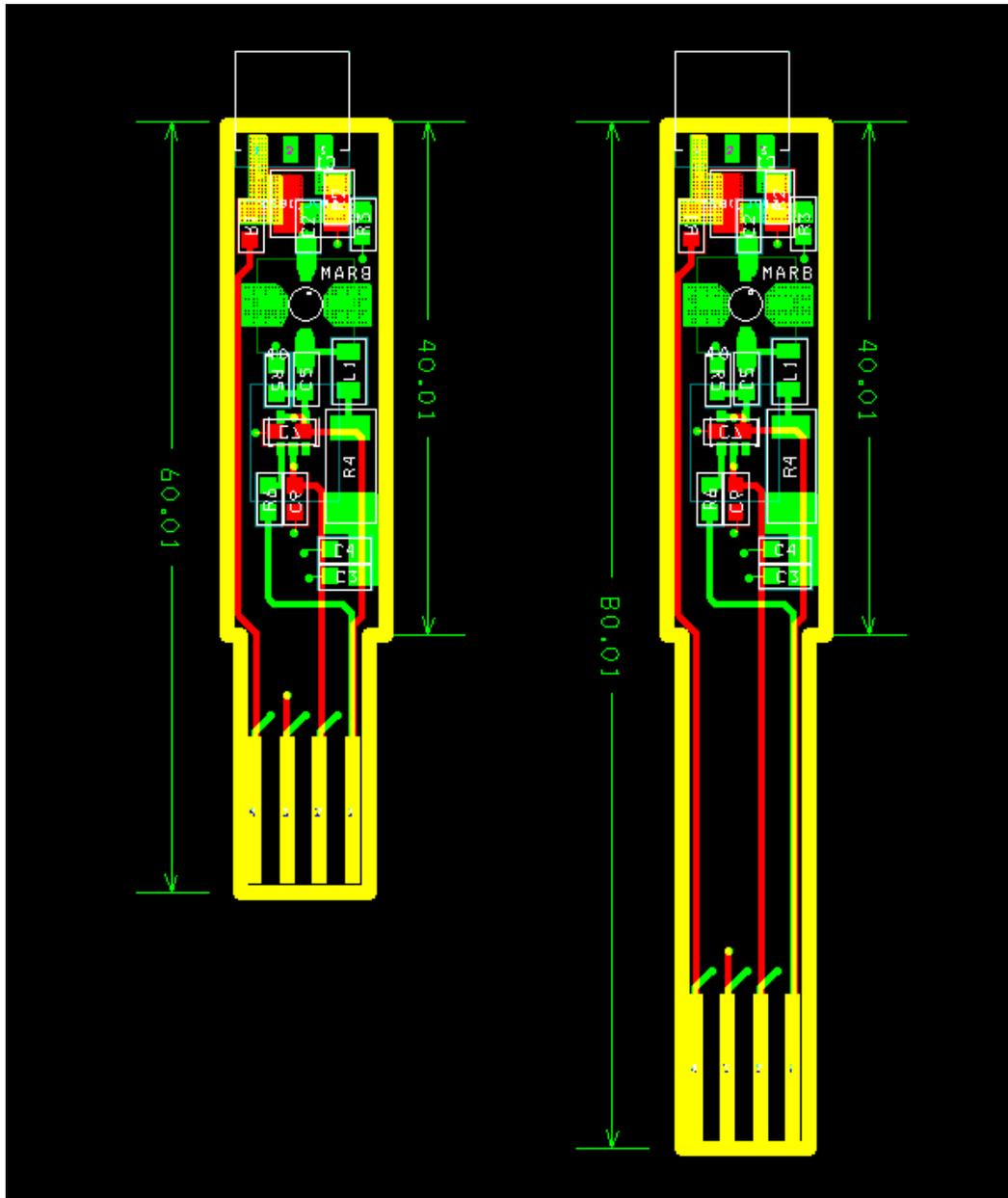


Figura 3.18: CAD degli stampati dell'elettronica di preamplificazione

3.2. ALIMENTAZIONE ED AMPLIFICAZIONE PER GLI APD DELLA SERIE S866477

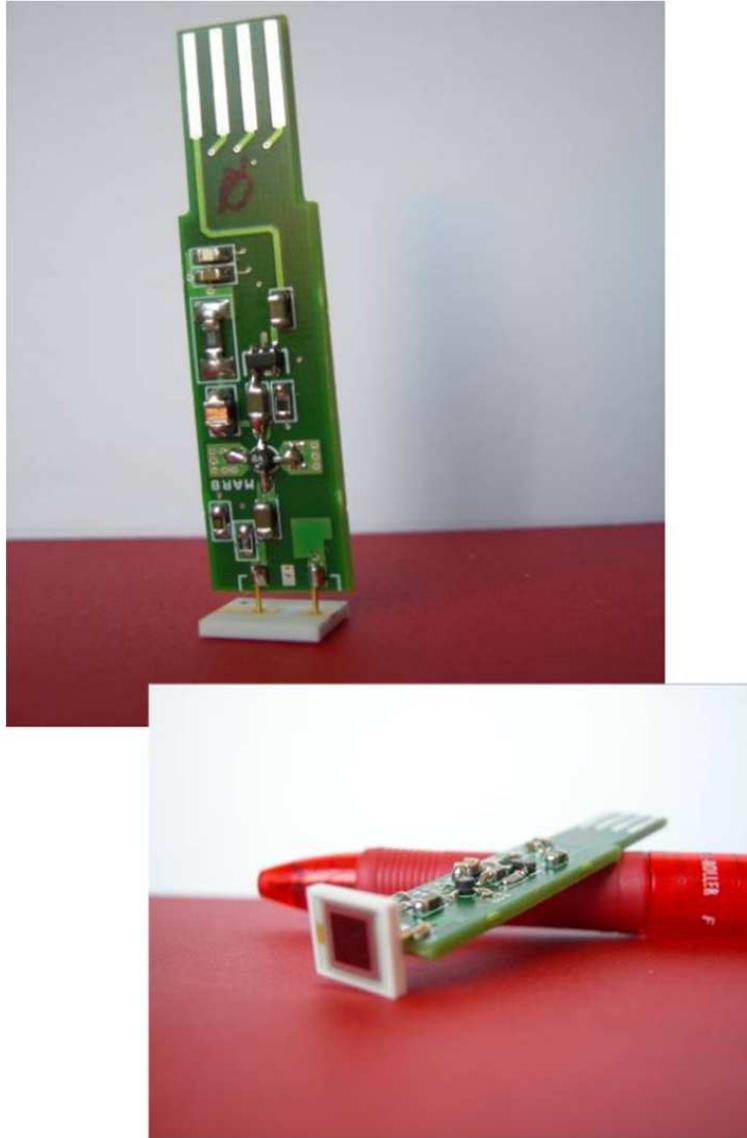


Figura 3.19: Elettronica di preamplificazione per il prototipo del calorimetro CcaIT

Capitolo 4

Caratterizzazione dei fotosensori

4.1 Caratterizzazione degli MPPC Hamamatsu

In questo capitolo discutiamo i risultati ottenuti nella caratterizzazione sperimentale degli MPPC da 100 e 400 pixel. In particolare mostreremo le misure di corrente di buio, la tecnica di determinazione del guadagno tramite conteggio di fotoni sugli spettri di carica e la dipendenza del guadagno dalla tensione di alimentazione e dalla temperatura.

Perché un fotone sia rivelato è necessario non solo che esso incida sull'area attiva del dispositivo e generi una coppia elettrone-lacuna, ma anche che, a sua volta, la coppia generata inneschi la valanga. Pertanto all'aumentare dell'intensità del campo elettrico, e quindi per tensioni elevate rispetto a V_{bd} , aumenta la probabilità che si inneschi la valanga e, conseguentemente, l'efficienza di rivelazione. Mostreremo anche come il valor medio della risposta ad un segnale luminoso vari in funzione di V_{bias} e come interpretiamo tale risultato.

4.1.1 Dipendenza del guadagno da V_{bias}

Per la determinazione del guadagno ci siamo serviti di:

- Una scatola nera che contiene l'apparato sperimentale (il Sipm e l'amplificatore);
- Un led blu ($\lambda = 425$ nm) pilotato da un impulsatore veloce in grado di produrre degli impulsi con larghezza massima alla base di 4 ns;
- Due filtri polaroid accoppiati in modo che variando l'angolo tra di loro, cambi l'intensità del fascio luminoso in modo graduale;
- Una termocoppia, utilizzata per misurare direttamente la temperatura sul Sipm, con precisione 0.5°C .

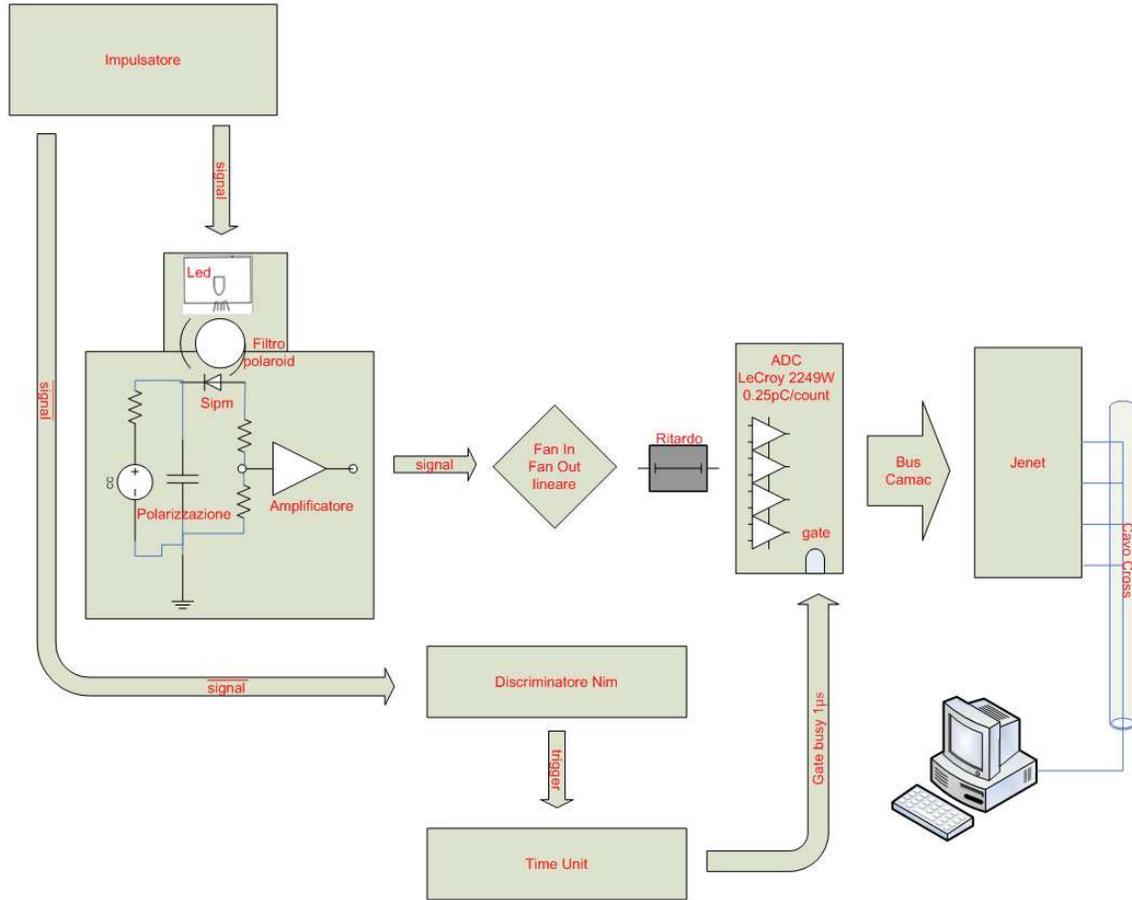


Figura 4.1: Set-up test Sipsm con led blu pulsante

Il segnale generato dal Sipsm è amplificato di un fattore 23 con la scheda da noi realizzata e descritta nel capitolo precedente. La carica viene letta tramite un ADC Camac della LeCroy 2249W con sensibilità $k_{adc} = 0.25 \text{ pC/count}$ e acquisita tramite bus Camac con una Jenet. Il set-up sperimentale è quello di figura 4.1. Il trigger è formato discriminando il segnale dell'impulsore. Una "time unit" forma il gate dell'ADC largo 200 ns. I segnali sono ritardati di 40 ns prima dell'ingresso nell'ADC.

Poiché il sistema ha un tempo di acquisizione finito, è necessario interdire l'acquisizione di un nuovo evento fino a che il sistema non è pronto nuovamente ad acquisire. Per far ciò inseriamo artificialmente un busy nell'acquisizione di $5 \mu\text{s}$, dalla partenza del gate. Anche il periodo antecedente la partenza del gate, ovvero i circa 40 ns che intercorrono tra l'arrivo del segnale discriminato ed il gate formato dalla time unit, è bloccato.

In figura 4.2 mostriamo il segnale di risposta del Sipsm da 400 pixel ad un led impulsato come visto da un oscilloscopio in modalità persistente.

In figura 4.3 mostriamo lo spettro di carica del Sipsm da 400 pixel per un'apertura fissa del polaroid. Il Sipsm è polarizzato alla tensione di 70.45 V e mantenuto alla temperatura

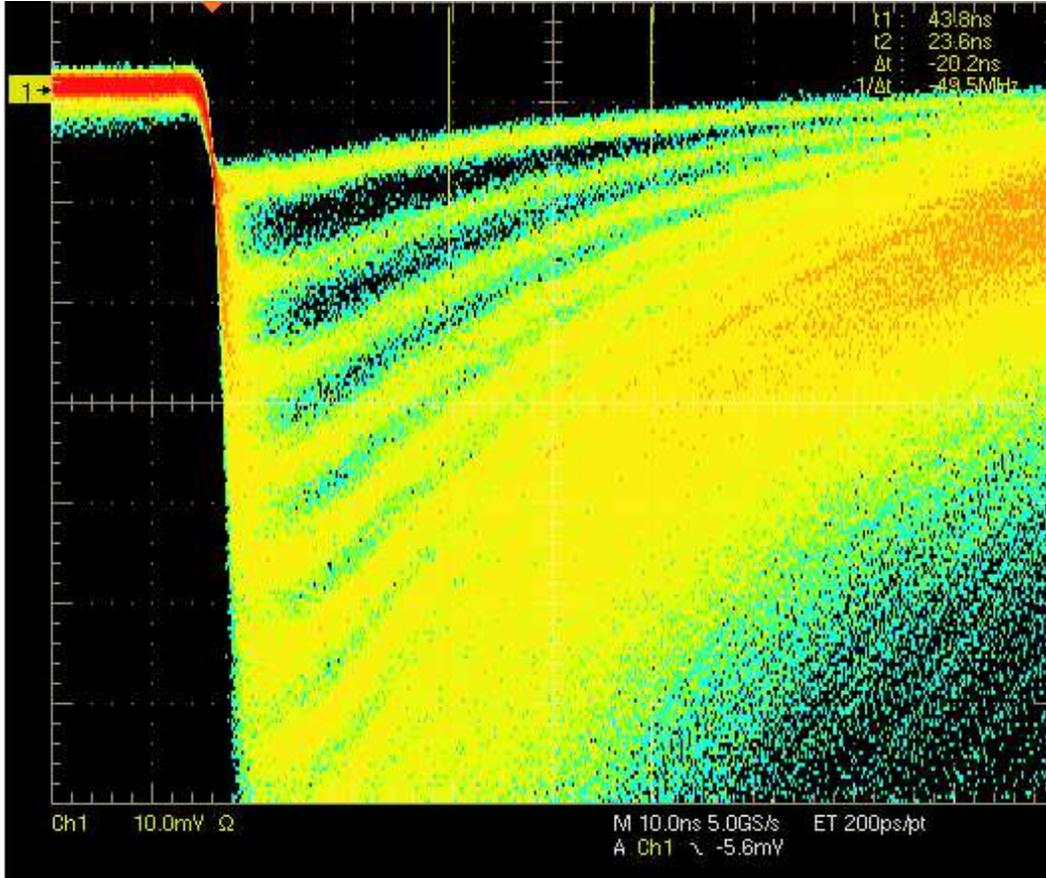


Figura 4.2: Immagine dall'oscilloscopio (in modalità persistente) di più fotoelettroni rivelati dal Sipm quando viene sottoposto ad impulsi luminosi generati dal led

di 24°C. Si nota un'ottima separazione tra i picchi, ovvero un ottimo potere risolutivo per il conteggio di fotoni. Il guadagno stimato dalla Hamamatsu per queste condizioni di polarizzazione e temperatura è $7.5 \cdot 10^5$. Con un fit gaussiano allo spettro di 0 e di 1 pe si ricava la carica del singolo fotoelettrone, ottenuta sottraendo la carica del piedistallo e dividendo per il guadagno dell'amplificatore $\alpha_{ampl.} = 23.6$:

$$Q_{1pe} = \frac{\bar{x}_{1pe} - \bar{x}_{ped}}{\alpha_{ampl.}} k_{adc} = 119 fC$$

Questo risultato è in accordo con la carica stimata nel paragrafo 3.1. L'errore sulla misura è dato dalla somma quadratica dell'errore del fit sul piedistallo e sul picco di un fotoelettrone, $\Delta Q = \sqrt{\sigma_{ped}^2 + \sigma_{1pe}^2}$. Per il guadagno si ottiene:

$$G = \frac{Q_{1pe}}{e} = \frac{Q_{1pe}}{1.6 \cdot 10^{-19} C} \approx 7.4 \cdot 10^5$$

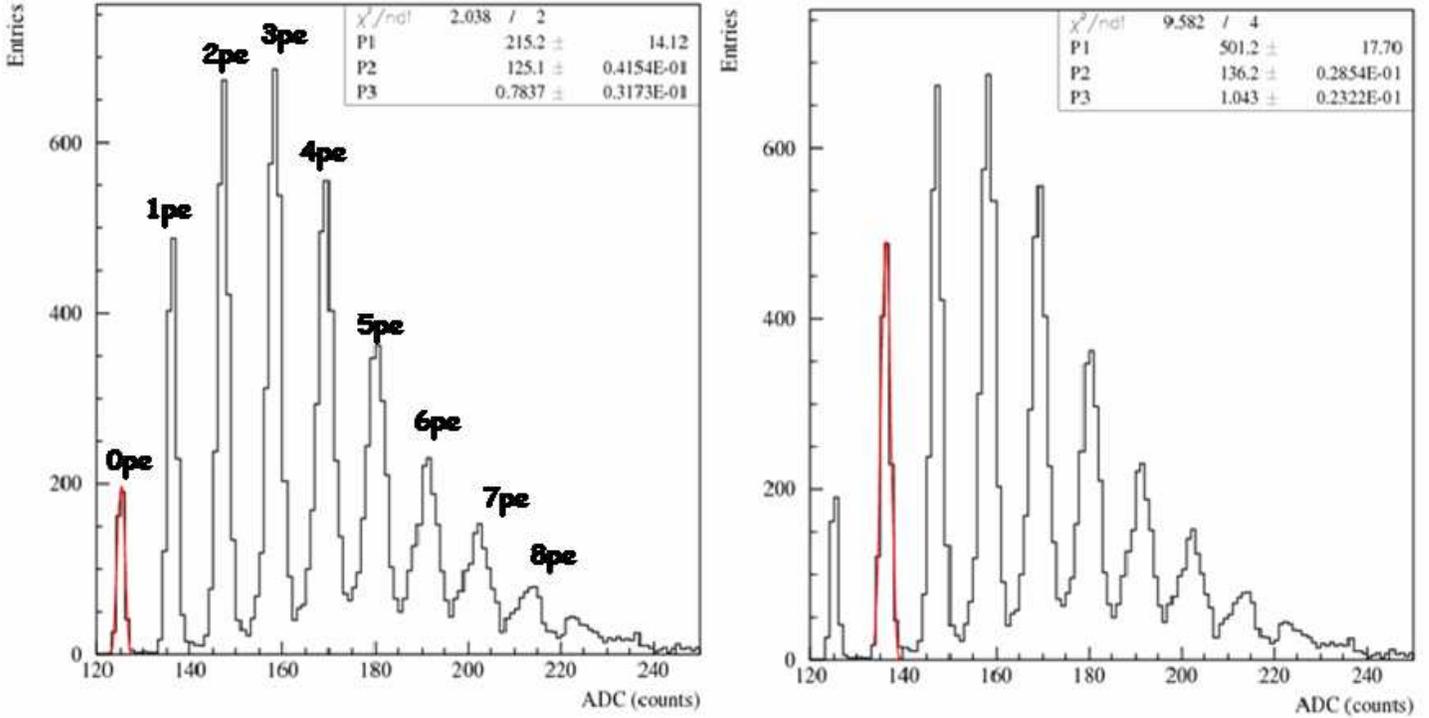


Figura 4.3: Spettro in carica per il Sipm con 400 pixel colpito dal fascio luminoso generato dal led. Fit gaussiano sul picco di 0 pe (plot di sinistra), fit gaussiano sul picco di 1 pe (plot di destra).

Mostriamo ora la dipendenza del guadagno dal valore della tensione di polarizzazione, V_{bias} . Il set-up sperimentale è equivalente a quello descritto precedentemente. Le misure vengono effettuate mantenendo costanti l'apertura del polaroid, ovvero l'intensità del fascio incidente, e la temperatura a 24°C. Nella misura variamo in maniera discreta la tensione di polarizzazione e determiniamo per ogni tensione il guadagno, come descritto precedentemente. I risultati sono mostrati in figura 4.4 e 4.5.

Fittando i grafici con una dipendenza lineare, si ricava la variazione percentuale del guadagno rispetto al guadagno nel punto di lavoro (rispettivamente $2.3 \cdot 10^6$ e $7.5 \cdot 10^5$), per variazioni di 10 mV in V_{bias} :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{G(v_{bias}) - G(v_{bias}^0)}{G(v_{bias}^0)}$$

$$\frac{\Delta G}{G} \approx 1\% \quad 100 \text{ pixel}$$

$$\frac{\Delta G}{G} \approx 1\% \quad 400 \text{ pixel}$$

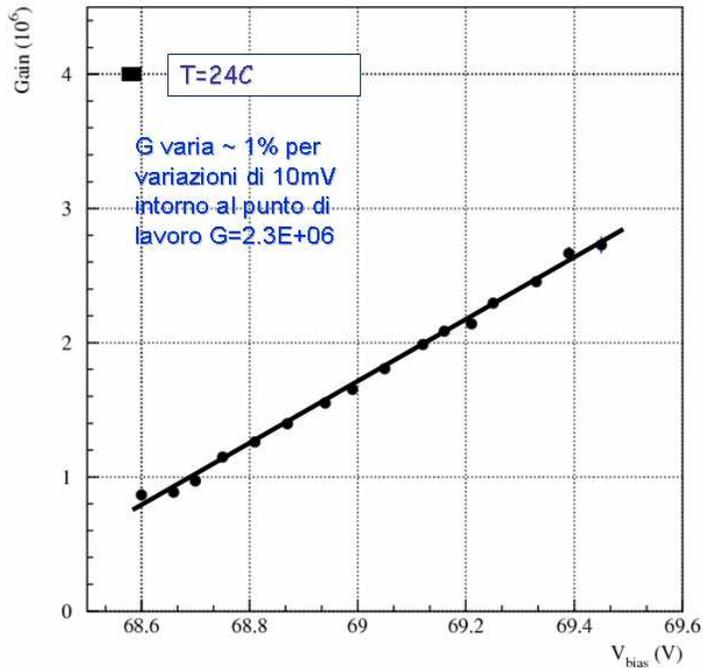


Figura 4.4: Dipendenza del guadagno da V_{bias} per il Sipm da 100 pixel. La V_{bias} operativa è di 69.3 V

4.1.2 Dipendenza del guadagno dalla temperatura

Il guadagno di un fotomoltiplicatore al silicio non è solo funzione della tensione di polarizzazione ma anche della temperatura. Difatti, quando la temperatura cresce, le vibrazioni del reticolo cristallino del silicio aumentano e di conseguenza aumenta anche la probabilità di urto tra i portatori e gli atomi del cristallo di silicio. Quindi all'aumentare della temperatura e ad una fissata tensione inversa di lavoro il guadagno scende. Per ottenere una risposta costante si deve quindi provvedere ad innescare una rete di reazione che compensi l'effetto dovuto al crescere o decrescere della temperatura con la corrispettiva variazione di V_{bias} . Nelle figure 4.6 e 4.7 sono mostrati i diagrammi della dipendenza del guadagno dalla temperatura da noi misurata per i Sipm dell'Hamamatsu da 100 e 400 pixel. Le misure sono state effettuate mantenendo la tensione di alimentazione costante ed uguale a quella del punto di lavoro dei due Sipm. Si ricava la variazione percentuale di guadagno per variazioni di un grado:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{G(T) - G(T^0)}{G(T^0)}$$

$$\frac{\Delta G}{G} \approx 6\% \quad 100 \text{ pixel}$$

$$\frac{\Delta G}{G} \approx 5\% \quad 400 \text{ pixel}$$

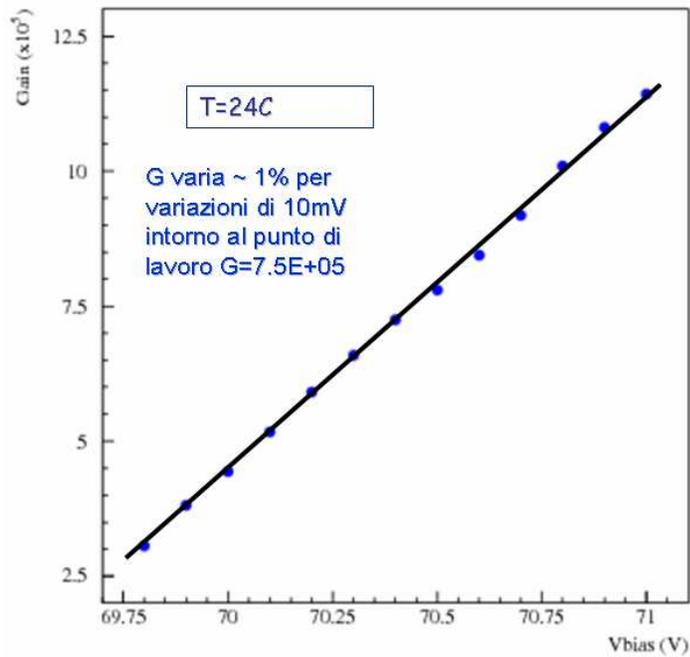


Figura 4.5: Dipendenza del guadagno da V_{bias} per il Sipm da 400 pixel. La V_{bias} operativa è di 70.4 V

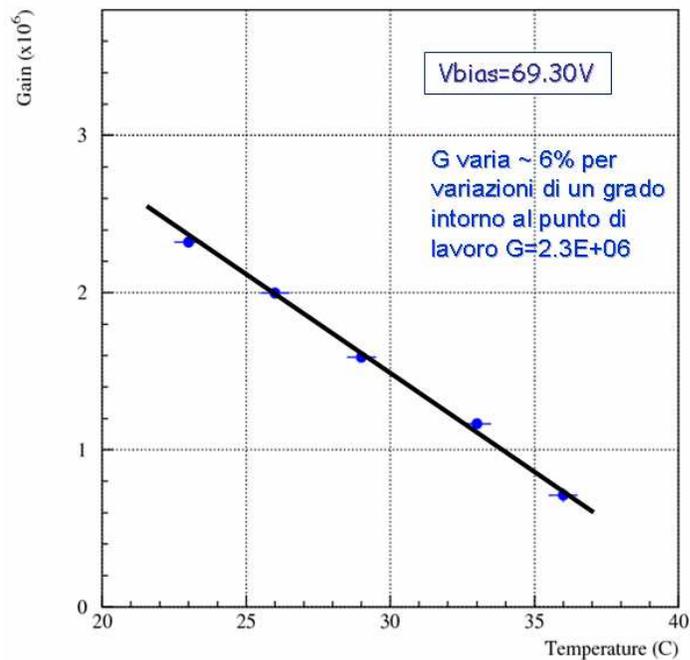


Figura 4.6: Dipendenza del guadagno dalla temperatura per il Sipm da 100 pixel

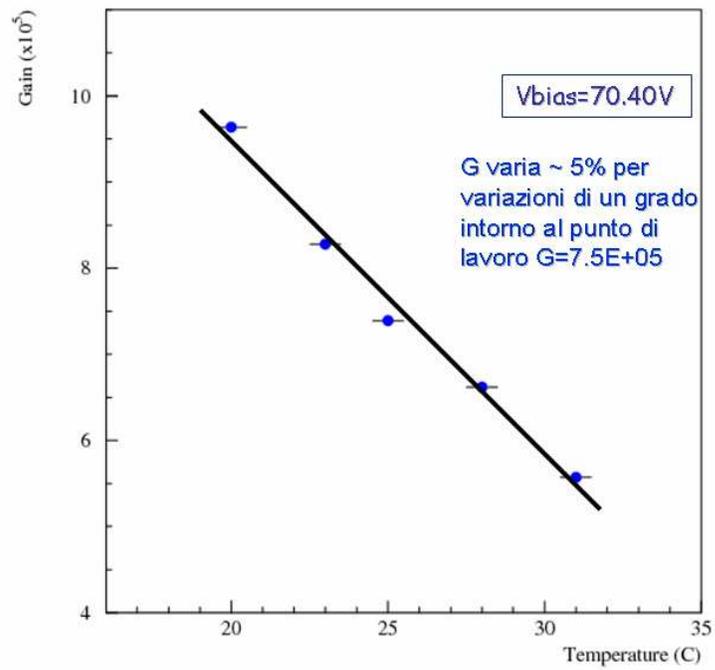


Figura 4.7: Dipendenza del guadagno dalla temperatura per il Sipm da 400 pixel

4.2 Misure di “dark current” e “dark rate”

Come descritto nel secondo capitolo, la dark current (I_{dark}) è funzione di V_{bias} e della temperatura. In questo paragrafo riporteremo le misure effettuate per determinare tale dipendenza.

4.2.1 Dipendenza di R_{dark} e I_{dark} da V_{bias}

Il valore della corrente di buio è proporzionale alla frequenza dei conteggi di buio tramite la relazione

$$I_{dark} = \sum_i R_{dark} N_{pe_i} G = R_{dark} G \sum_i N_{pe_i}$$

Dato che, come vedremo, lo spettro in carica di tale fondo è dominato da eventi con un fotoelettrone, la formula precedente si può approssimare con l'equazione 4.1:

$$I_{dark} \approx R_{dark} G \quad (4.1)$$

Nel seguente paragrafo mostreremo due metodi indipendenti per la determinazione di I_{dark} . Il primo legato alla misura del rate, ed il secondo tramite una misura diretta effettuata con un pico amperometro.

Prima di tutto è necessario determinare lo spettro in carica degli eventi di buio. La misura consiste nel variare la soglia del trigger (basato sul segnale del Sipm stesso), e verificare che il taglio in carica (acquisita con l'ADC LeCroy come mostrato in figura 4.8) sia quello voluto. Infatti vale la relazione

$$V_{picco} = R I_{picco} = R \frac{Q}{\tau} \quad (4.2)$$

dove V_{picco} è il valore massimo in tensione. Questa permette dalla misura di Q e di τ di ricavare V_{picco} per un fotoelettrone e quindi la soglia in mV corrispondente a 0.5 ed 1.5 pe. Nella figura 4.9 mostriamo lo spettro di carica ottenuti tagliando il trigger a tali valori di soglia, per diverse tensioni di alimentazioni e alla temperatura costante di 24°C. Nei grafici 4.10 e 4.11 sono plottati i valori di R_{dark} in funzione di V_{bias} per i Sipm da 100 e 400 pixel. I rate mostrati sono misurati tramite uno scaler NIM

Dai grafici 4.10 e 4.11 si ricava che il dark rate per il Sipm da 100 pixel è ~ 10 volte maggiore di quello misurato per il Sipm da 400 pixel. Questo è ragionevole in quanto la probabilità di presenza di centri di generazione e rigenerazione di rumore all'interno della zona di svuotamento è proporzionale alla superficie del pixel (vedi capitolo 2).

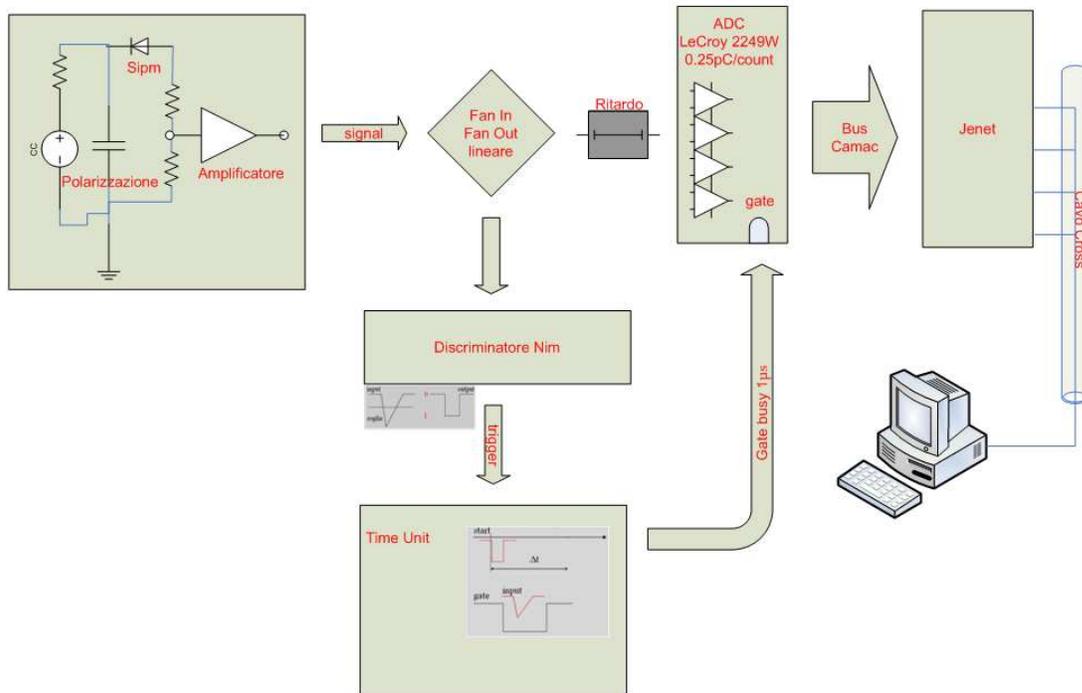


Figura 4.8: **Diagramma a blocchi del set-up utilizzato per la determinazione del dark rate**

Una configurazione alternativa è quella di figura 4.12, in cui si misura direttamente la corrente che il SiPM assorbe per effetto della corrente di buio¹. Questa corrente in assenza di radiazione incidente è infatti data dall'integrale degli impulsi di dark count nel tempo (eq.4.1). Possiamo verificarlo moltiplicando la carica media dei conteggi di buio, misurata con un ADC per il loro rate e confrontare i due risultati, fig.4.13. Si verifica che il valore della corrente misurata si discosta da quella ricavata con il dark rate significativamente solo per alte tensioni di alimentazioni.

¹Soluzione che necessita l'utilizzo di un condensatore di accoppiamento col SiPM con bassissime perdite

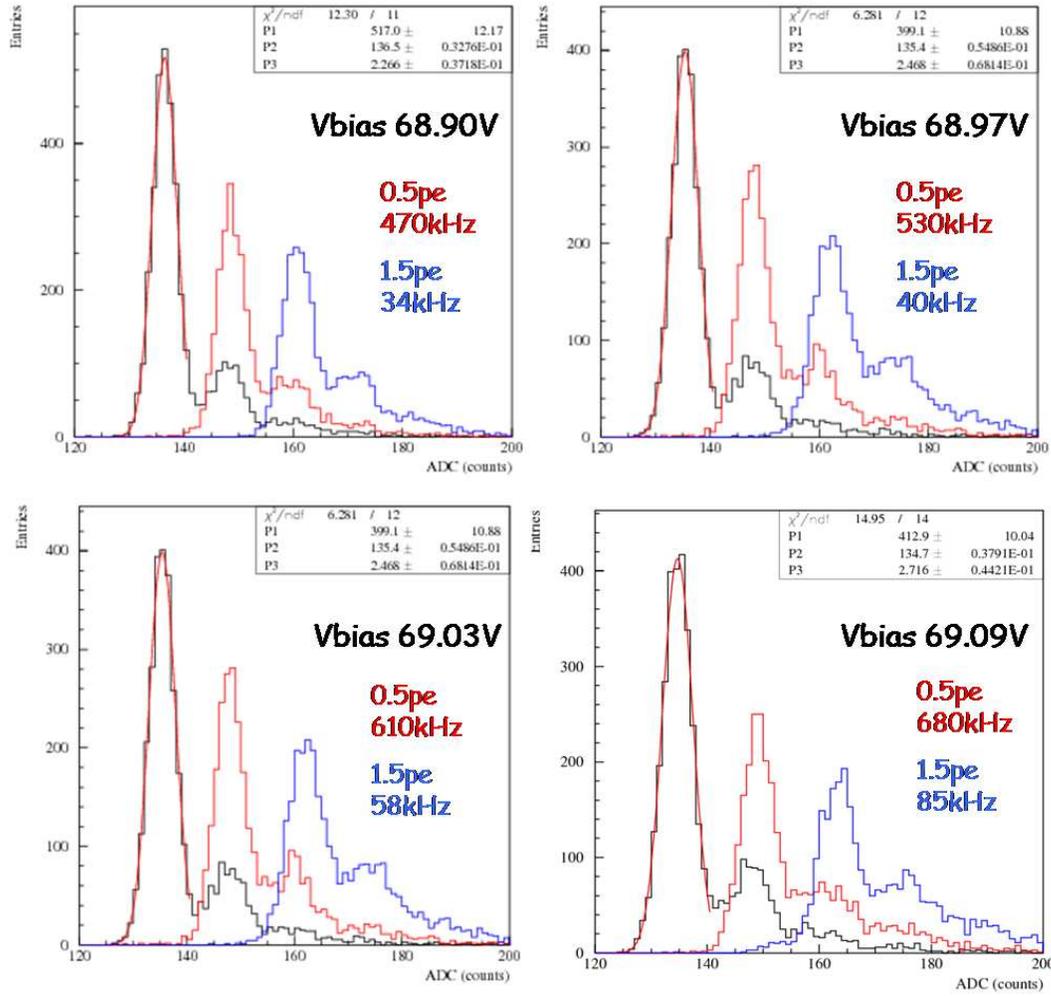


Figura 4.9: Corrispondenza tra soglia e carica per il Sipm da 100 pixel a $T=24^{\circ}\text{C}$. Per ogni V_{bias} viene mostrato il R_{dark} relativo alla soglia utilizzata

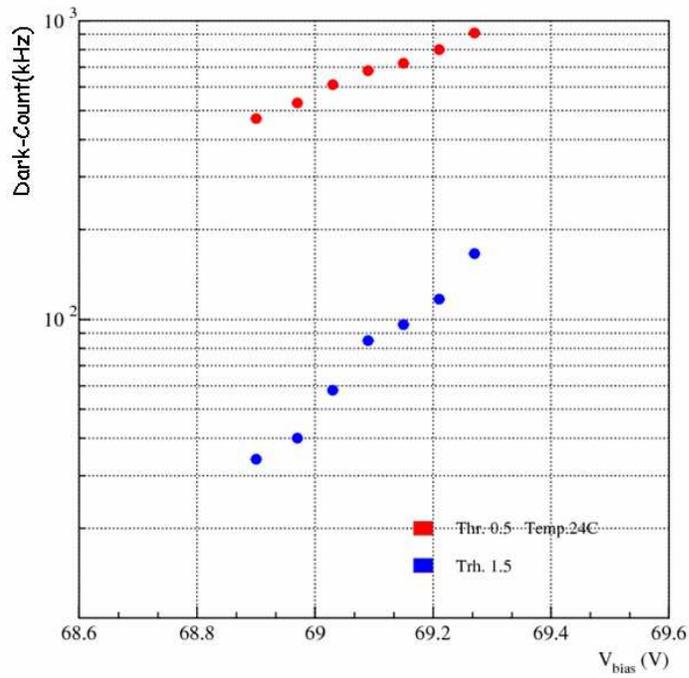


Figura 4.10: Dark rate in funzione di V_{bias} per il Sipm da 100 pixel

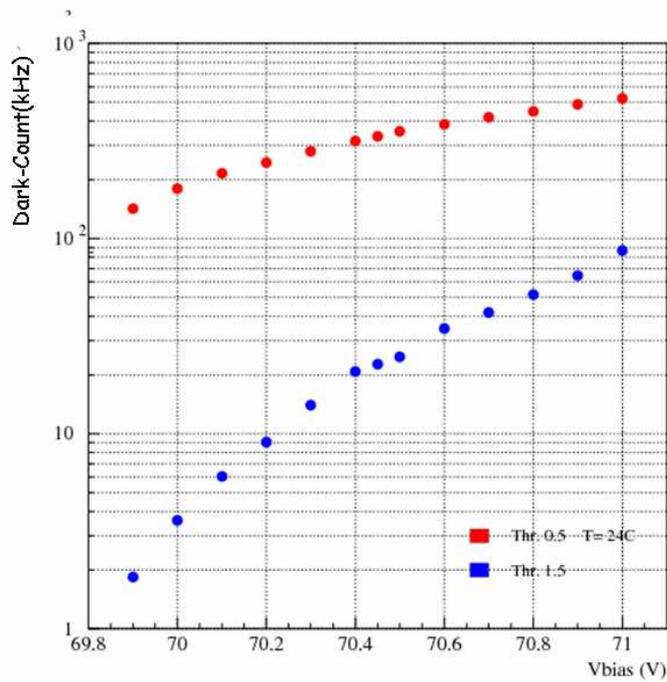


Figura 4.11: Dark rate in funzione di V_{bias} per il Sipm da 400 pixel

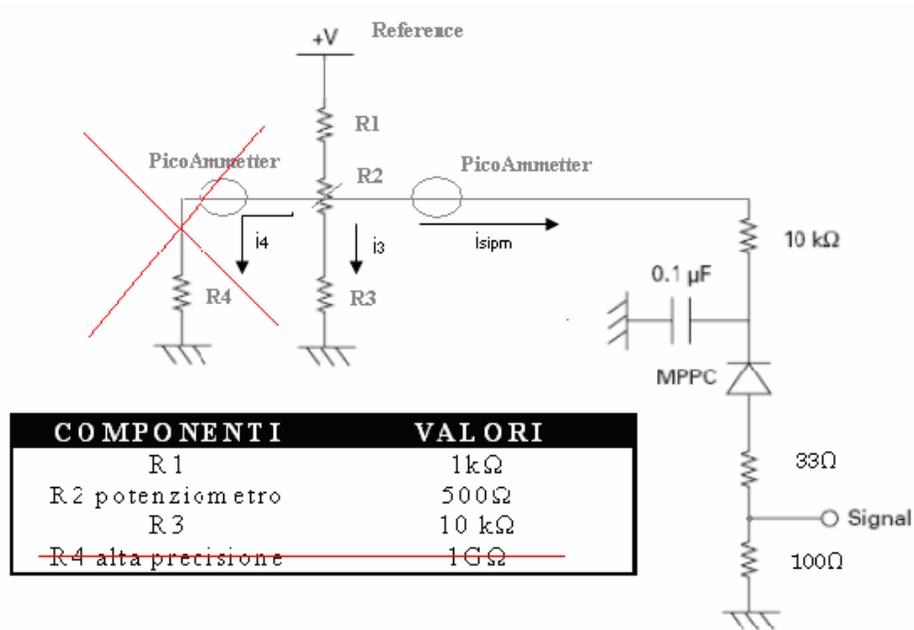


Figura 4.12: Lettura diretta di I_{sipm} . In assenza di segnale luminoso esterno questo è equivalente a misurare I_{dark} .

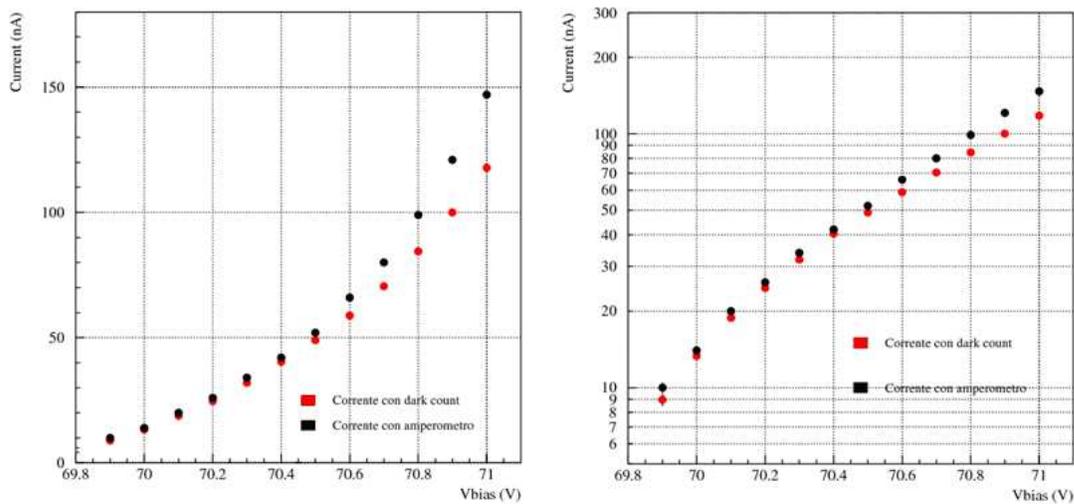


Figura 4.13: Relazione tra la corrente ricavata attraverso il dark rate e la corrente misurata con un pico amperometro tradizionale, in scala lineare (sinistra) ed in scala semilogaritmica (destra), per il Sipm da 400 pixel. La tensione di lavoro è $V_{bias}=70.40$ V.

4.2.2 Dipendenza del dark rate dalla temperatura

Dalla relazione ricavata nel secondo capitolo

$$i_{dark}(t) \propto -\frac{dn}{dt} = nP \quad \text{dove} \quad P = \frac{1}{\tau} \propto e^{-\frac{E}{kT}}$$

si vede che la corrente di buio aumenta all'aumentare della temperatura. L'energia termica acquisita dai portatori per aumento di temperatura, fa sì che l'innesco spontaneo di valanghe accada con maggiore probabilità.

Nel grafico 4.14 è mostrata la dipendenza del rate di dark count dalla temperatura, alla tensione di lavoro, per il Sipi MPPC da 400 pixel. La misura è stata effettuata con il set-up di fig.4.8.

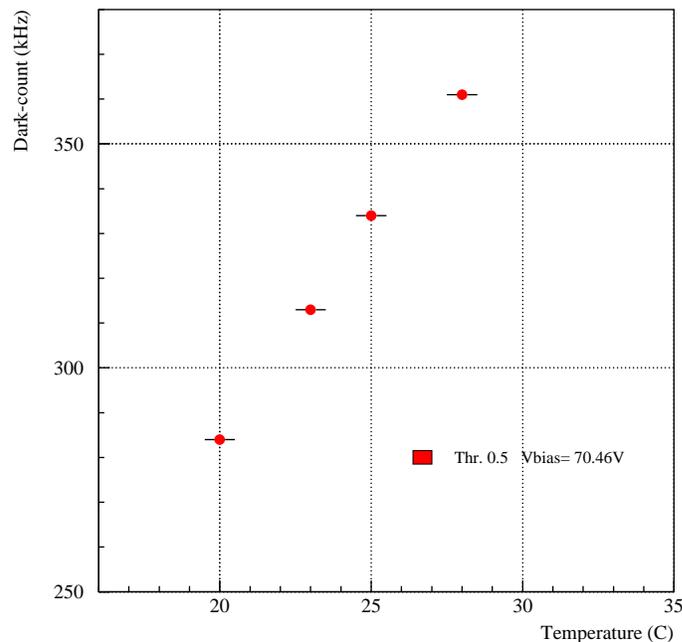


Figura 4.14: Rate di dark count in funzione di T per il Sipi da 400 pixel

Una delle maggiori peculiarità dei Sipi è quella di permettere il conteggio di fotoni. Questo determina la loro applicazione in molteplici esperimenti, volti a rivelare particelle a bassissima energia, ovvero esigue quantità di luce (fino al singolo fotone). Per questi esperimenti il rumore di buio è un grande inconveniente. La soluzione adottata è in genere quella di raffreddare il Sipi per diminuire drasticamente il dark rate. Una metodologia tipica è l'applicazione di una cella Peltier.

Come vedremo nel quinto capitolo, per il calorimetro QcalT non si rende necessario questo tipo di accorgimento. La grande quantità di luce raccolta ci permette di utilizzare una soglia elevata, ≥ 2 pe, per la quale il dark rate, in coincidenza con il gate di acquisizione dell'esperimento KLOE, contribuirà in maniera trascurabile.

4.3 Conteggio di fotoni

I normali fototubi non hanno una risoluzione in carica sufficiente da permettere la rilevazione dei singoli fotoni (dunque fotoelettroni). Tuttavia le tecniche basate sul "conteggio dei fotoni" trovano ampio spazio nel mondo scientifico come nella caratterizzazione di diodi laser, fibre ottiche e rivelatori per la fisica delle HEP.

Come visto precedentemente, ogni singolo fotoelettrone appare nello spettro di carica con una distribuzione gaussiana di varianza σ . Indichiamo con R la risoluzione, ovvero il rapporto tra la deviazione standard e la media della distribuzione gaussiana. Questo parametro ci permette di caratterizzare meglio le prestazioni del sensore. Se lo spettro tende ad una delta di Dirac, ovvero R tende a zero, aumenta il potere risolutivo per gli impulsi di luce che contengono un differente numero di fotoni.

La distribuzione di N_{pe} è governata dalla statistica di Poisson. Si osserva che R varia a seconda del numero di fotoni (fotoelettroni) rivelati. Nel seguito mostreremo un'analisi statistica per le fluttuazioni di N_{pe} analizzate con dati ottenuti con Sipm da 100 e 400 pixel.

Sono molteplici i fattori che cooperano alla determinazione del degrado della risoluzione verso il numero di fotoelettroni. Un pixel durante il tempo hold-off (il tempo in cui, durante il quenching, la sovratensione sul pixel aumenta progressivamente dal valore di breakdown a quello di polarizzazione), rivela fotoni con scarsa efficienza, producendo un segnale di carica inferiore rispetto a quello standard e peggiorando la risoluzione degli spettri di carica. Per questo motivo il Sipm funziona molto bene solo quando il numero medio di fotoni in ingresso per pixel è molto piccolo, inferiore ad 1. Questo fattore fa sì che sia in genere preferibile utilizzare matrici con un numero di pixel elevato e con dimensioni lineari sempre più piccole. L'inconveniente è che queste due condizioni, numero di pixel maggiore e dimensione del pixel più piccole, favoriscono il cross talk tra i pixel; ovvero la valanga scattata in un pixel può provocare valanghe nei pixel adiacenti senza che ci sia stato un reale arrivo di fotoni. Una soluzione generalmente adottata è la creazione di un isolamento ottico tra le zone attive di pixel adiacenti, fig.4.15.

Un altro fattore dell'allargamento di R è la fluttuazione statistica del fenomeno di valanga. La valanga è più ricca se il punto di innesco è vicino al centro dell'area attiva del dispositivo, più povera se generata ai bordi dell'area attiva.

In figura 4.16 presentiamo le probabilità di cross talk per gli MPPC della Hamamatsu da 100 e 400 pixel per diverse tensioni di alimentazione [21]. Sulle ascisse dei grafici è espressa la "sovratensione" rispetto la tensione di breakdown alla temperatura di 24°C; si

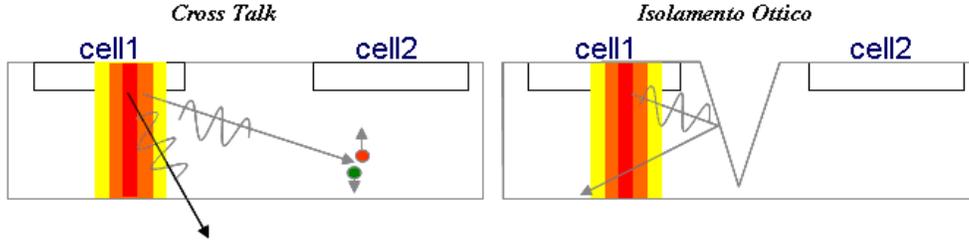


Figura 4.15: Cross Talk ed isolamento ottico

risale da questa a quella operativa ricordando che il guadagno del Sipm è definito come nella 2.5:

$$G = \frac{Q}{e} = \frac{(V_{bias} - V_{bd})C_{pixel}}{e}$$

Consideriamo per esempio il Sipm da 100 pixel. Sapendo che il guadagno al punto di lavoro stimato dall'Hamamatsu è di $2.4 \cdot 10^6$, si ricava che questo corrisponde ad una sovratensione di:

$$V_{bias} - V_{bd} = \frac{e \cdot G}{C_{pixel}} = \frac{(1.6 * 2.4) \cdot 10^{-13}}{0.35 \cdot 10^{-12}} \approx 1.1V$$

Se consideriamo il Sipm analizzato nei paragrafi precedenti questo presentava un guadagno di $2.4 \cdot 10^6$ alla tensione di 69.3 V ed alla temperatura di 24°C; si ricava dunque, per questo Sipm e a questa temperatura, una tensione di breakdown di ~ 68.2 V. Le altre tensioni operative possono essere ricostruite sommando quella di “overvoltage” a questa di breakdown.

Si vede che la probabilità di cross talk tra pixel aumenta all'aumentare di V_{bias} e che per il punto di lavoro dei diversi Sipm della Hamamatsu è piuttosto bassa ($<10\%$ nel peggiore dei casi). I diagrammi in figura sembrerebbero in disaccordo con quanto detto precedentemente: in questi la probabilità di cross talk è maggiore per i Sipm con pixel di dimensioni più grandi. Tuttavia dobbiamo considerare che più il pixel è grande e maggiore sarà il guadagno. Si verifica quindi che a parità di guadagno la probabilità di cross talk per Sipm con più pixel (ovvero con pixel di dimensioni minori), è molto maggiore.

4.4 Dipendenza della PDE da V_{bias}

L'efficienza di rivelazione di fotoni, PDE, aumenta all'aumentare della sovratensione applicata [22]. Difatti per valori di campo elettrico maggiore, aumenta la probabilità che

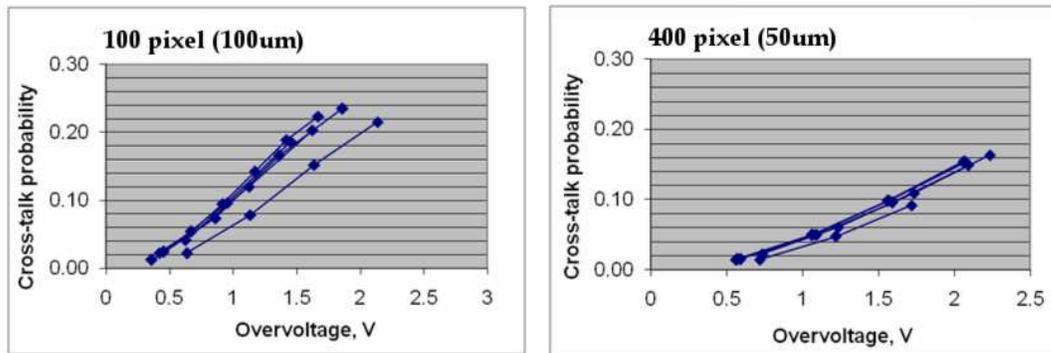


Figura 4.16: Probabilità di cross talk per diversi MPPC da 100 e 400 pixel misurata al Fermilab nell'ambito di studi di fattibilità per applicazioni degli MPPC per HEP detectors

la coppia generata per effetto dell'interazione di un fotone con l'area attiva del diodo, inneschi la valanga. Studiamo il fenomeno in modo più approfondito.

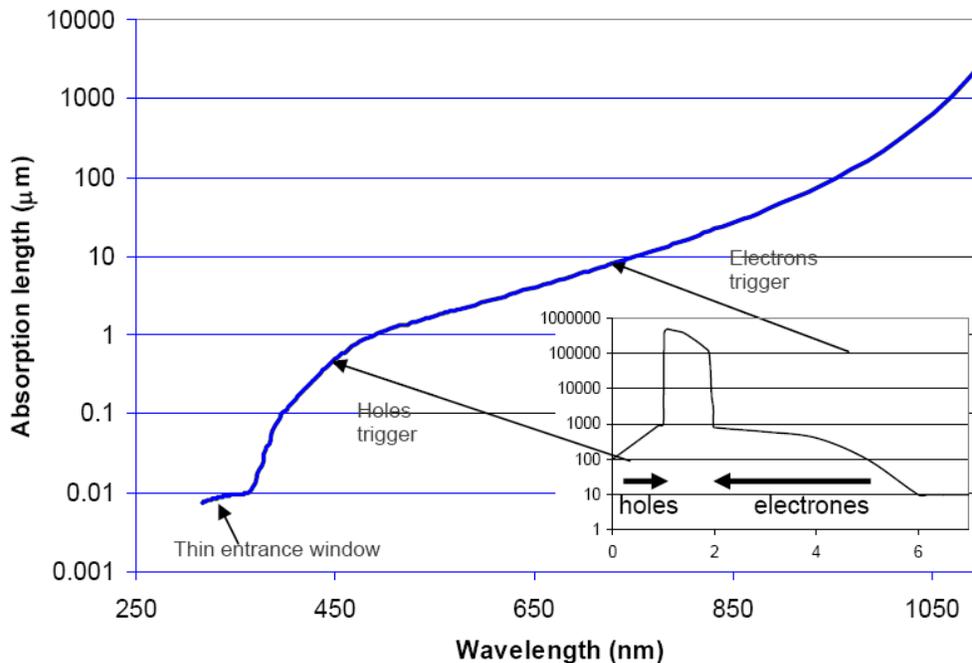


Figura 4.17: Curva di assorbimento del Silicio per lo spettro del visibile per un Sipm a substrato p

Come visto nel capitolo 2, sia i Sipm della Photonique che quelli della Irst hanno un massimo di PDE per luce con lunghezza d'onda tra 550 e 600 nm (verde); al contrario quelli della Hamamatsu hanno massimo di efficienza per lunghezze d'onda intorno ai 400 nm (blu). Questa differenza è legata al tipo di substrato scelto per la realizzazione del dispositivo. In particolare i primi due sono basati su substrato di tipo p mentre il terzo su tipo n .

Prendiamo in esame la figura 4.17, dove mostriamo la lunghezza di assorbimento nel silicio in funzione della lunghezza d'onda della luce incidente, per un Sipm con substrato p .

$\lambda > 500$ nm: La luce viene assorbita in profondità nella regione dove è presente un elevato campo elettrico (la zona di svuotamento). Spinti dal campo elettrico gli elettroni prodotti per ionizzazione da impatto producono la valanga.

350 nm $< \lambda < 450$ nm: La luce è assorbita nei primi decimi di μm del dispositivo. Qui sono le lacune a subire la deriva per effetto del campo ed ad innescare la valanga.

$\lambda < 350$ nm: La luce è assorbita nella zona superficiale. Gli elettroni e le lacune tendono a ricombinarsi prima che queste vengano diffuse nella regione con elevato campo elettrico. Per queste regioni l'efficienza quantica cala rapidamente.

Ovviamente per un dispositivo a substrato n come gli MPPC della Hamamatsu valgono le stesse considerazioni solo che per lunghezze d'onda con 350 nm $< \lambda < 450$ nm la valanga è dovuta agli elettroni e per $\lambda > 500$ nm alle lacune, fig. 4.18 (b).

Tuttavia elettroni e lacune, a parità di campo elettrico applicato, non hanno la stessa probabilità di creare valanga. Come si può vedere dal grafico di figura 4.19 a parità di campo elettrico, ovvero di V_{bias} , gli elettroni hanno un'efficienza di rilevazione molto maggiore.

Inoltre si vede che all'aumentare della tensione di bias aumenta la probabilità di rilevazione per entrambi i portatori e di conseguenza la PDE. Mostriamo nelle figure 4.20 e 4.21 i fit poissoniani da noi elaborati sugli spettri di carica del Sipm MPPC da 400 pixel. La carica è stata acquisita con l'ADC, tenendo fissa l'apertura del polaroid e la temperatura, e variando al tensione di bias.

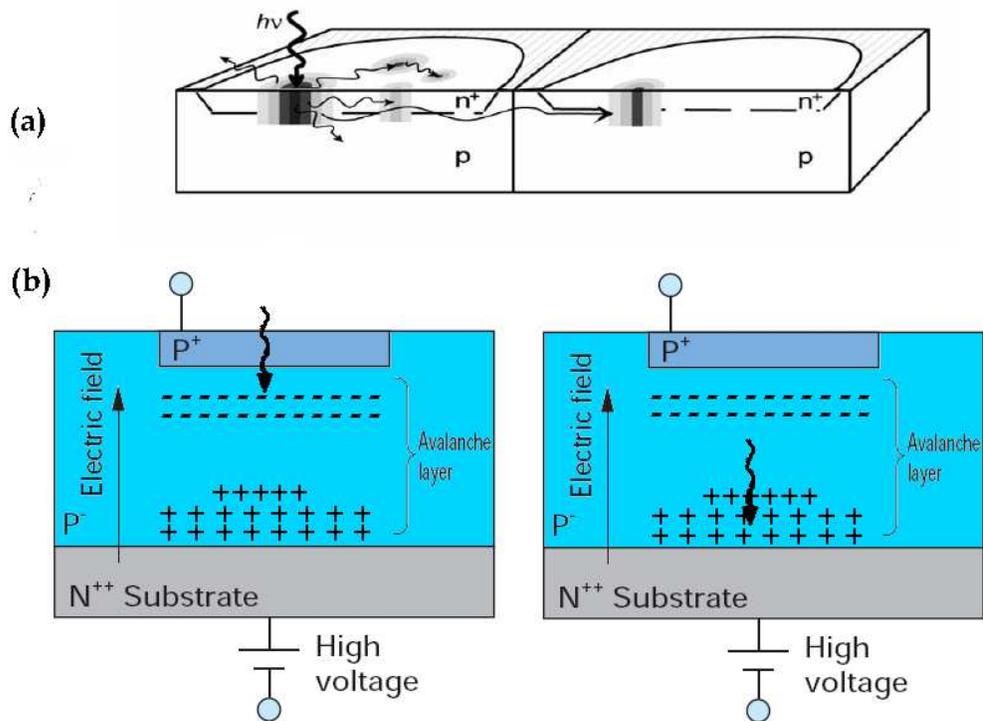


Figura 4.18: Modello di assorbimento per un SiPM con substrato di tipo *p* (a) e con substrato di tipo *n* (b)

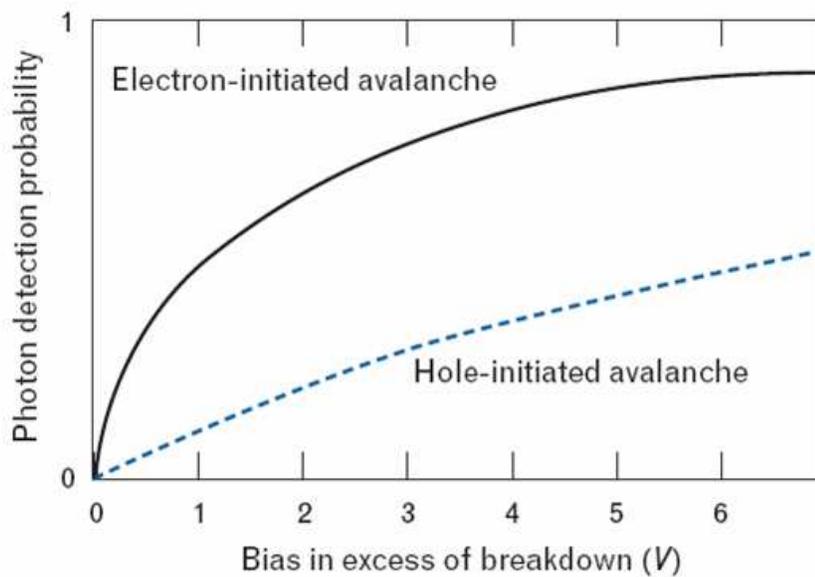


Figura 4.19: Probabilità di rivelare fotoni al variare di V_{bias} per elettroni e lacune [22]

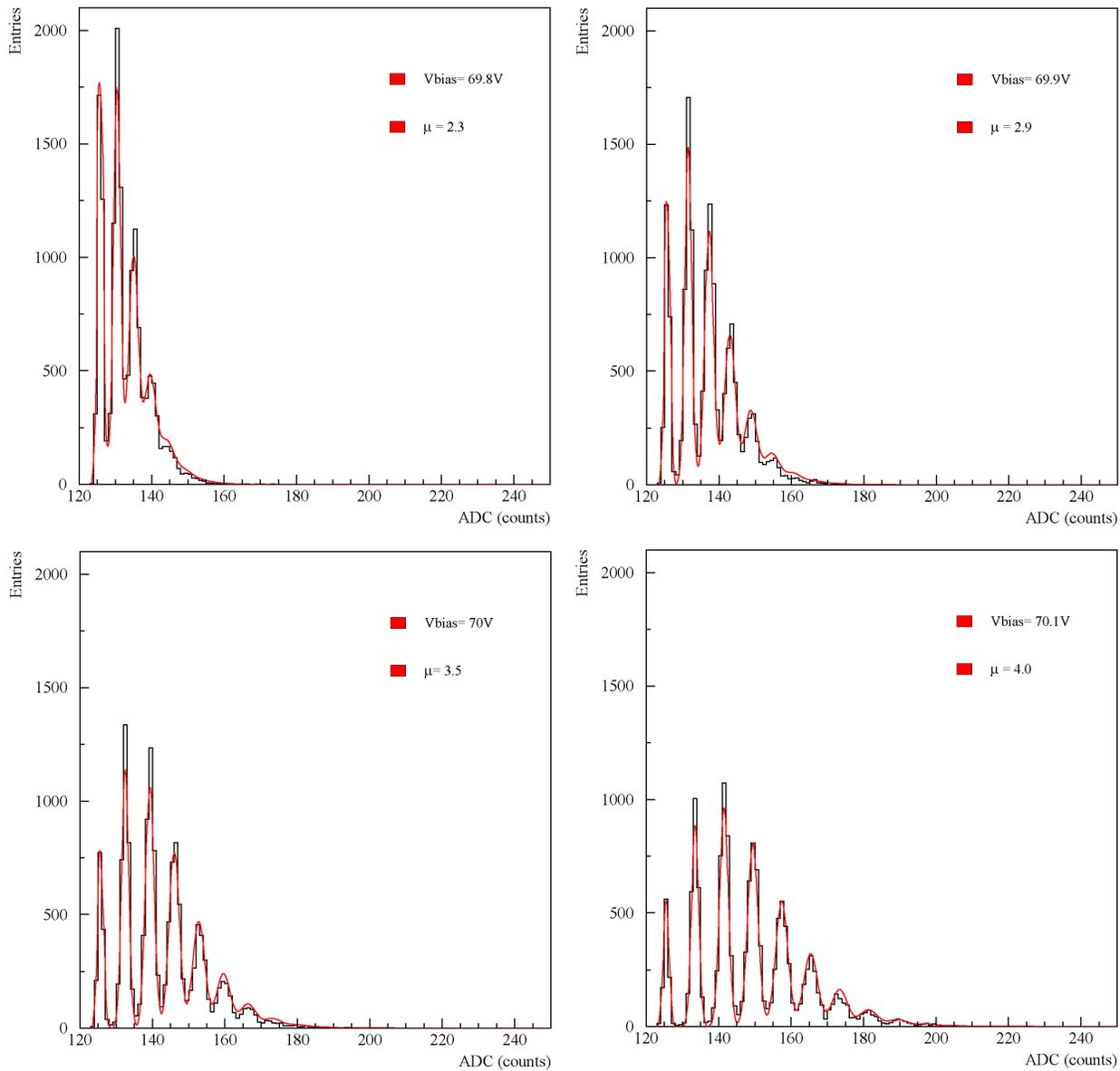


Figura 4.20: Fit poissoniani degli spettri di carica per il Sipm da 400 pixel

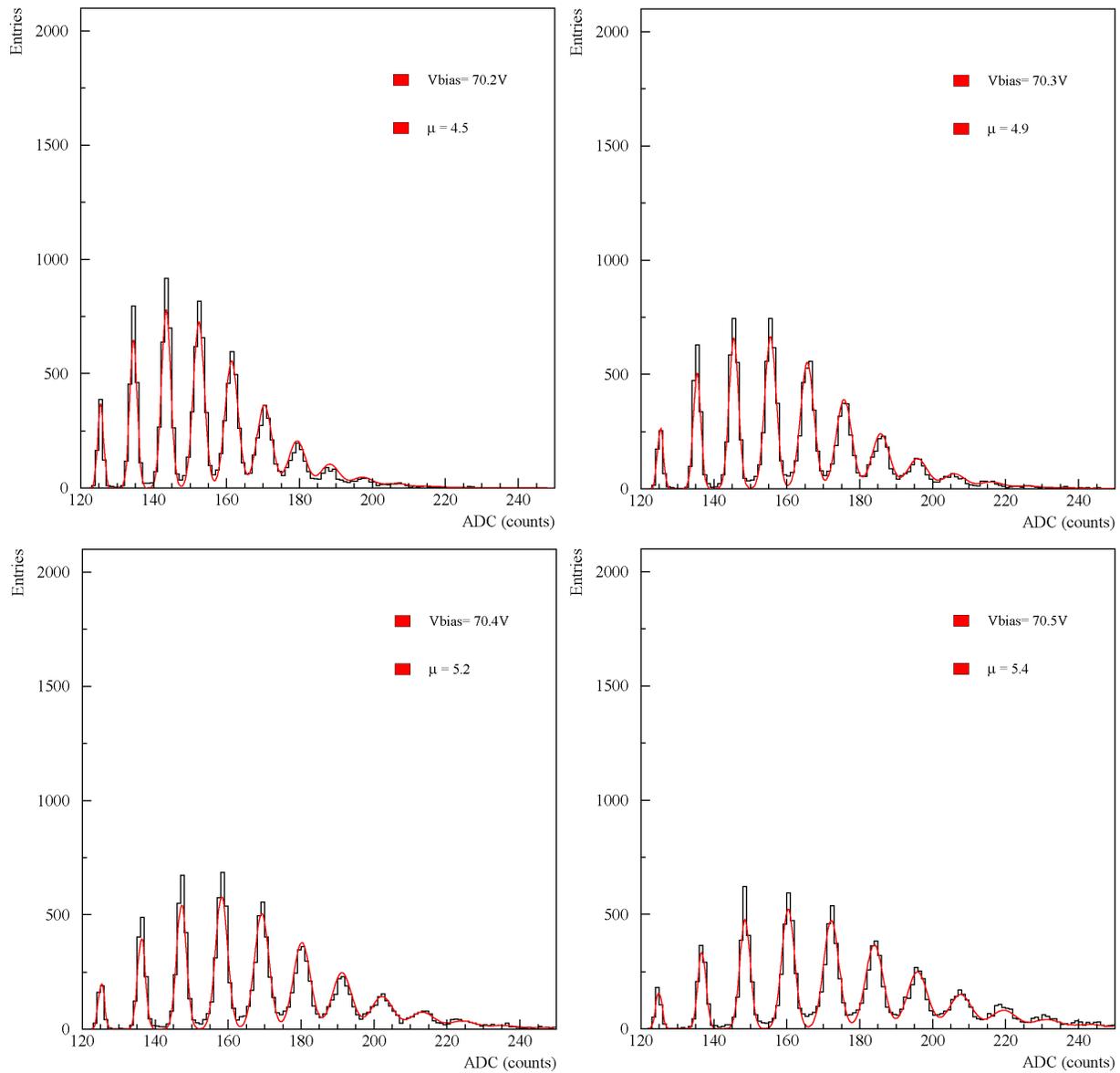


Figura 4.21: Fit poissoniani degli spettri di carica per il Sipm da 400 pixel

In figura 4.22 riportiamo sull'asse delle ascisse i valori della variabile media di Poisson, ricavati dai fit, in funzioni delle corrispondenti tensioni di polarizzazione. Si verifica che, come previsto dalla teoria, fig.4.19, fino alla zona di lavoro (70.40 V) l'efficienza del fotodiode sale rapidamente con la tensione di polarizzazione; la salita è sempre meno ripida man mano che ci si allontana dalla tensione di lavoro².

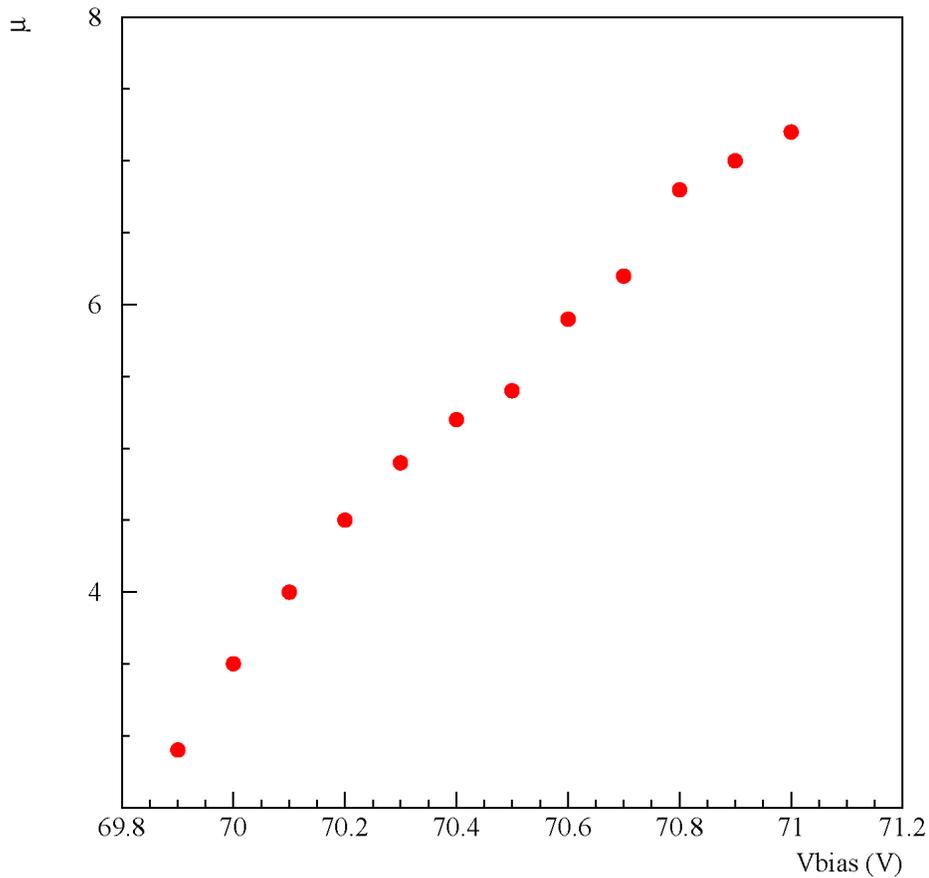


Figura 4.22: **Variazione della variabile media di Poisson al variare della tensione di V_{bias}**

Con l'aumentare di V_{bias} gli impulsi di afterpulsing aumentano la risposta (in termini di luce rilevata), ma degradano la capacità di rivelare le singole valanghe; l'andamento poissoniano viene distrutto. Anche la probabilità di cross talk ed il rate di dark current aumentano e contribuiscono alla distruzione della forma.

²Utilizzando la formula 2.5, al guadagno nel punto di lavoro corrisponde un "overvoltage" di $\approx 1.4V$

Capitolo 5

Test su scintillatori plastici e fibre scintillanti

Questo capitolo è dedicato alla descrizione dei test effettuati per la caratterizzazioni dei sistemi *fibra-Sipm* e *scintillatore-fibra-Sipm* come elementi base del calorimetro QcalT. Verranno adottate mattonelle *tile* di scintillatore che emettono nel blu-violetto, accoppiate localmente con fibre scintillanti che assorbono nel blu e riemettono nel verde, la denominazione comune di queste fibre è “WaveLengths Shifter” o semplicemente fibre WLS. In figura 5.1 viene mostrata una tile lavorata con la fibra inserita circolarmente ed i fotorivelatori al silicio.

Come descritto nel primo capitolo, il calorimetro QcalT, pur limitato ad uno spessore totale di solo $\sim 5 X_0$, è stato disegnato per massimizzare la risoluzione spaziale, la efficienza di rivelazione e la risoluzione temporale per fotoni da 20 a 300 MeV. Dato che le varie tile verranno otticamente isolate l’una dall’altra (con incartaggi in mylar o tyvek) la risoluzione spaziale è legata alla dimensione trasversale della tile che è limitata a $5 \times 5 \text{ cm}^2$ dalla massima curvatura applicabile alla fibra ottica senza deteriorare la trasmissività della stessa. La risoluzione temporale e l’efficienza di rivelazione sono legate alla quantità di luce rivelata, *light yield* al passaggio di una particella ionizzante. La massimizzazione della raccolta di luce è la linea guida seguita per la scelta dei materiali, del fotorivelatore e per lo studio dei vari accoppiamenti ottici. Infine, per la risoluzione temporale i parametri fondamentali da controllare sono il tempo di risposta/emissione dei vari componenti.

Nella prima parte del capitolo viene riportata una introduzione sugli scintillatori plastici e le fibre ottiche, seguita dalle misure di *light yield* e risoluzione temporale per fibre ottiche e tile di scintillatore.

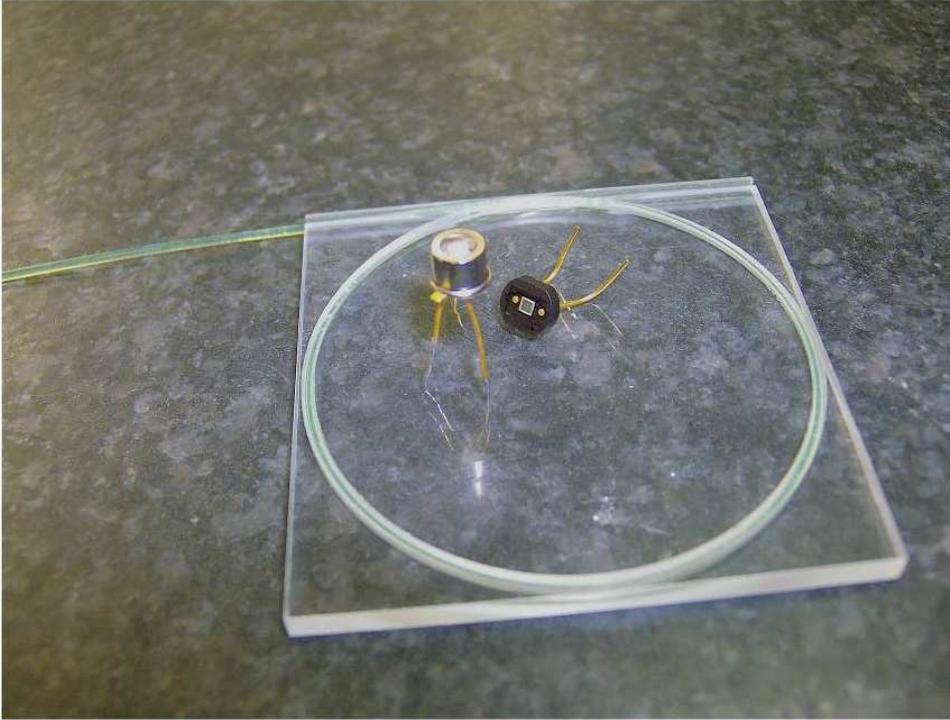


Figura 5.1: Mattonella di scintillatore, con fibra inserita e due diversi tipi di Sipm

5.1 Materiali scintillanti

Uno scintillatore è un materiale che emette luce di diversa lunghezza d'onda (essenzialmente nel visibile) al passaggio di una particella carica. Durante l'attraversamento, l'energia ceduta dalla particella eccita gli atomi e le molecole del mezzo. Il tempo di assorbimento dell'energia ceduta dalla particella è in generale molto più breve del tempo di emissione del segnale luminoso che invece segue una semplice legge esponenziale:

$$N(t) = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

dove N è il numero di fotoni emessi al tempo t , τ il tempo di decadimento e N_0 il numero totale di fotoni emessi.

Esistono due tipi di materiali scintillanti:

1. gli scintillatori inorganici,
2. gli scintillatori organici.

I primi sono costituiti da cristalli come i tradizionali BGO e NaI o i più recenti PbWO_4 e LYSO. I vantaggi di questi cristalli sono: alta densità e grande quantità di luce emessa.

D'altra parte, questi materiali generalmente soffrono di avere una costante di emissione lenta (da 100 ns a 1 μ s). Le nuove generazioni di cristallo sono studiate per migliorare il tempo di emissione (vedi appunto PBWO e LYSO).

In maniera opposta, gli scintillatori organici offrono un segnale molto veloce con una costante di decadimento di circa 2-3 ns, ma con una risposta luminosa più bassa. Il costo relativamente basso di questi materiali li rende utili per la realizzazione di apparati di grandi dimensioni. Nel seguito della trattazione approfondiremo in dettaglio la categoria degli scintillatori organici plastici.

5.1.1 Gli scintillatori plastici

Gli scintillatori plastici sono prodotti con composti organici a base di benzene. Le particelle ionizzanti che attraversano lo scintillatore plastico interagiscono con la molecola di benzene, che, per la sua configurazione elettronica, si presta ottimamente all'assorbimento di energia, dal momento che i suoi elettroni sono delocalizzati. I sei atomi di carbonio (C) sono ai vertici di un esagono regolare e ciascuno di essi è legato ai due atomi di carbonio adiacenti ed a un atomo di idrogeno (H) con la geometria rappresentata in figura 5.2.

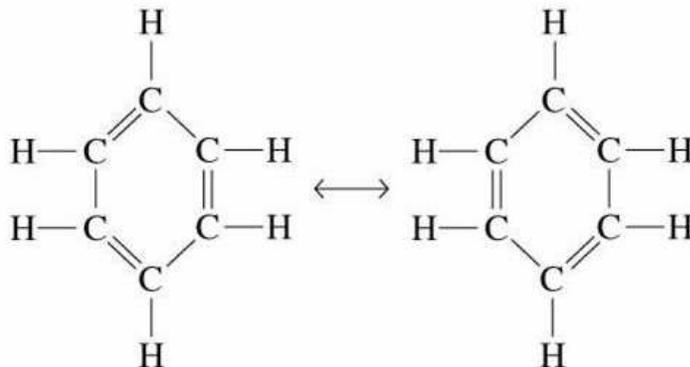
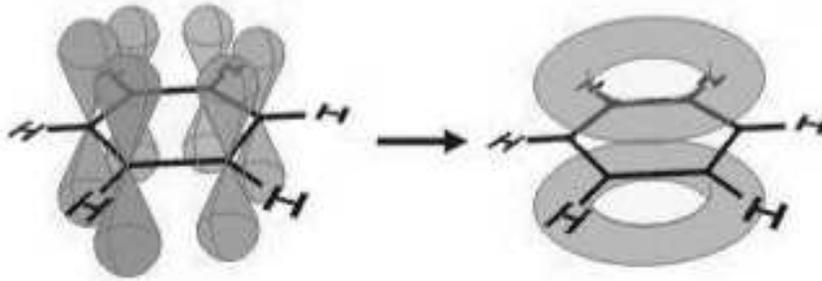


Figura 5.2: Struttura della molecola di benzene

La molecola risuona tra le due possibili configurazioni dei doppi legami, energeticamente equivalenti. Al di sopra e al di sotto del piano della molecola (figura 5.3), si formano due nubi di carica negativa. La configurazione elettronica è un'insieme di orbitali σ e π .

Una molecola di benzene nello stato fondamentale 0, in seguito all'assorbimento di energia, viene portata in uno dei suoi stati elettronici eccitati 1 o 2, rispettivamente per σ e π [23]. La molecola eccitata si libererà dell'energia in eccesso tornando nello stato fondamentale attraverso due meccanismi diversi: fluorescenza e fosforescenza (vedi fig.5.4). I

Figura 5.3: Delocalizzazione degli elettroni dell'orbitale π

tempi di emissione di questi due processi sono diversi tra loro, 10^{-8} ns per la fluorescenza, 10^{-4} ns per la fosforescenza.

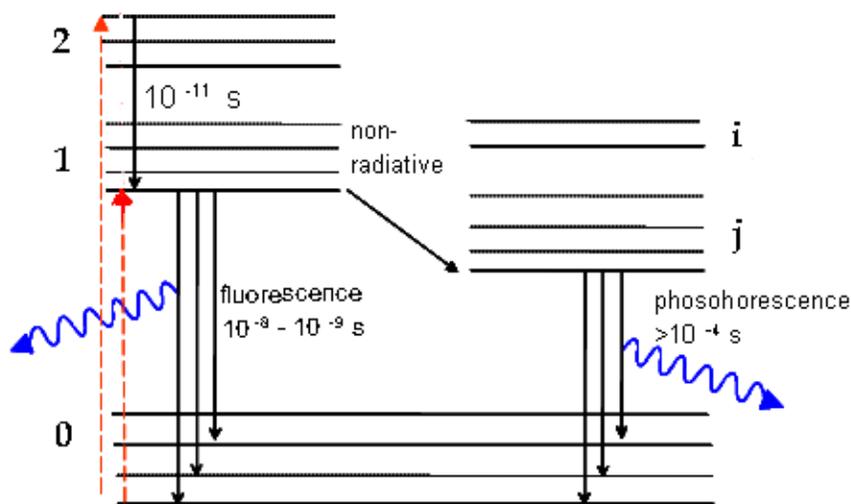


Figura 5.4: Stati molecolari del processo di fluorescenza e fosforescenza

I decadimenti di fluorescenza presentano un massimo dello spettro di emissione per $\lambda \approx 330$ nm; una lunghezza d'onda al limite di rivelazione per i fotodiodi commerciali e i classici fotomoltiplicatori. Il problema viene risolto con l'aggiunta di un dopante che abbia lo spettro di assorbimento sovrapposto allo spettro di emissione del benzene ed una efficienza quantica più alta possibile. Il dopante è un materiale fluorescente e converte la luce ultravioletta emessa dal materiale plastico organico in luce visibile.

Negli scintillatori plastici, come solvente, generalmente al posto del benzene è utilizzato

il polistirene. Uno tra i dopanti più usati è il Popop.

In figura 5.5 viene mostrato lo spettro di emissione di due tipi di scintillatori organici insieme ad alcuni parametri caratteristici, tabella 5.1.

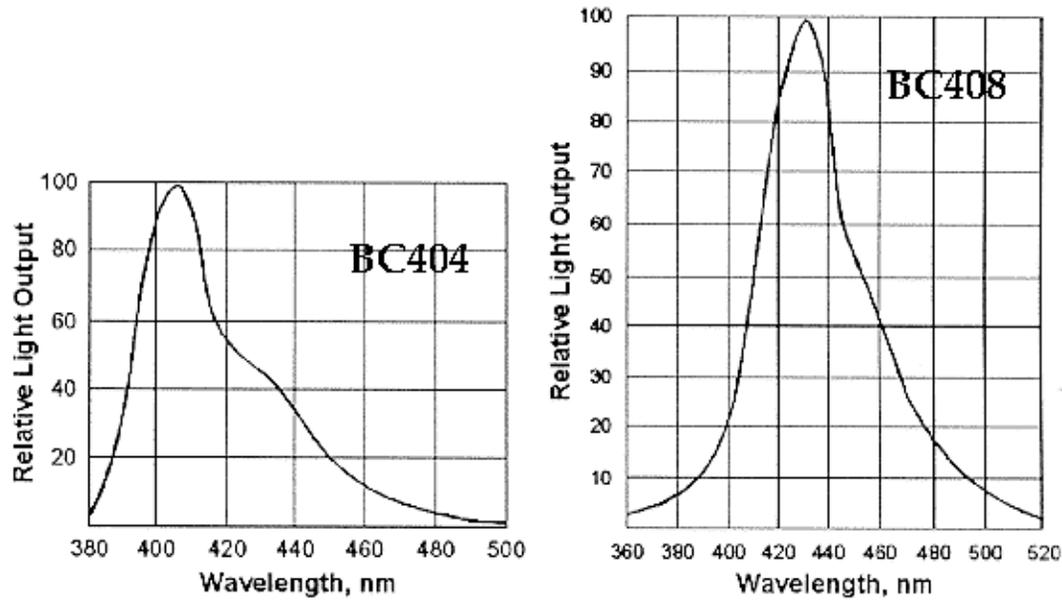


Figura 5.5: Spettri di emissione degli scintillatori BC404 e BC408

| Scintillatore | Uscita in luce (%) | $\tau(ns)$ | λ di massima emissione (nm) |
|---------------|--------------------|------------|-------------------------------------|
| BC 404 | 113 | 1.8 | 408 |
| BC 408 | 107 | 2.1 | 425 |
| NE 110 | 100 | 3.3 | 434 |

Tabella 5.1: Caratteristiche degli scintillatori plastici. La risposta in luce è espressa in percentuale rispetto quella del NE 110

5.2 Fibre ottiche

La raccolta della luce ed il trasporto del segnale su lunghe distanze vengono realizzati mediante fibre ottiche. La fibra è costituita da un nucleo interno chiamato “core” e da un rivestimento trasparente detto “cladding” realizzati con valori di indice di rifrattioni differenti, n_1 ed n_2 .

Il principio di funzionamento di una fibra ottica è basato sulla legge di Snell:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2 \quad (5.1)$$

dove α_1 è l'angolo di incidenza di un raggio luminoso che incide su una superficie di interfaccia tra due mezzi di indici diversi ($n_1 > n_2$), rispetto alla normale sulla superficie di incidenza, e α_2 è l'angolo che il raggio rifratto forma con la stessa normale nel secondo mezzo.

Se $n_2 < n_1$, α_2 tende ad aumentare al crescere di α_1 sino a quando si arriva alla condizione per cui si ha $\alpha_2 = \frac{\pi}{2}$, ovvero assenza di raggio rifratto, figura 5.6. L'angolo per il quale si ha questa condizione è detto angolo limite:

$$\alpha_{lim} = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$$

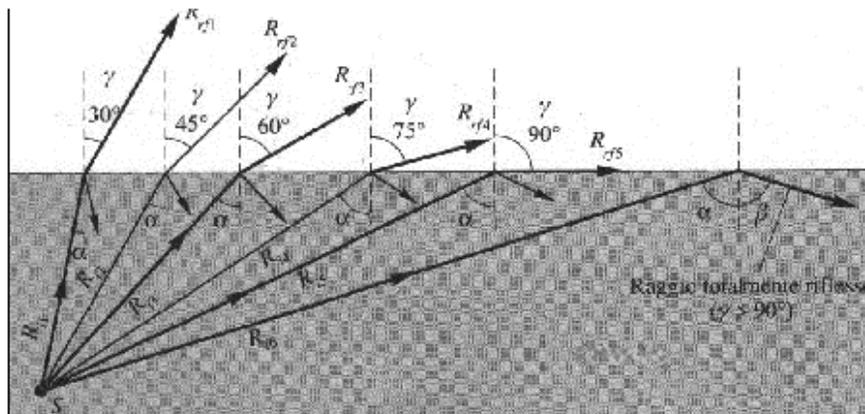


Figura 5.6: Fenomeno di riflessione e rifrazione per diversi angoli di incidenza

La trasmissione della luce attraverso una fibra è basata sul fenomeno della riflessione totale interna che si presenta quando la luce incide obliquamente sull'interfaccia tra due mezzi di diverso indice di rifrazione, con un angolo più grande dell'angolo limite. La luce si propaga all'interno del nucleo della fibra plastica grazie al cladding, che agisce come uno specchio, riflettendola e guidandola lungo il cammino descritto dalla fibra (vedi fig.5.8).

Le fibre ottiche possono essere in vetro/quarzo o in materiale plastico. Le prime due

sono spesso utilizzate nelle telecomunicazioni grazie alla loro capacità di trasmettere radiazione ad alte frequenze. Le fibre plastiche hanno la massima efficienza di trasporto in corrispondenza della luce visibile.

Esistono tre tipi di fibre plastiche differenti:

Chiare : trasmettono la luce ma non scintillano al passaggio di una particella carica;

Scintillanti : oltre a trasmettere la luce scintillano al passaggio di una particella carica;

WLS : acronimo di wavelength shifter, assorbono luce di una certa lunghezza d'onda e la riemettono a λ maggiore.

Nel prossimo descriveremo più in dettaglio le fibre ottiche WLS ed in particolare le BCF92 che useremo per il calorimetro QcalT.

5.2.1 Fibre ottiche WLS

Le fibre WLS sono caratterizzate da un drogaggio particolare che consente loro di assorbire radiazione e riemettere con lunghezza differente. Questo permette di massimizzare la raccolta di luce nell'accoppiamento tra scintillatore e fotorivelatore, specialmente nelle configurazioni geometriche in cui c'è bisogno di convogliare la luce in direzione perpendicolare a quella di emissione. In figura 5.7 mostriamo lo spettro di assorbimento e di emissione per la fibra BCF92 della Saint Gobain [24].

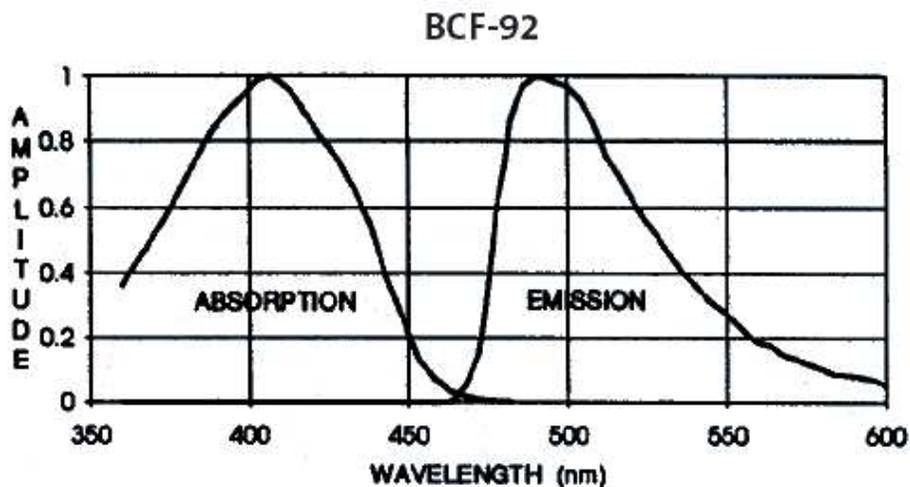


Figura 5.7: Spettro di assorbimento ed emissione per le fibre BCF92

Per le fibre BCF92 il core è un materiale plastico (polistirene) opportunamente “drogato” con molecole organiche, per produrre la scintillazione voluta, l'indice di rifrazione è $n_1 =$

1.6. Il cladding è costituito di acrilico con indice di rifrazione $n_2 = 1.49$.

Per questi indici di rifrazione la luce nella fibra si propaga per riflessioni multiple entro un cono di apertura di 21° (angolo di “trapping” della luce) come mostrato in figura 5.8.

Per migliorare la raccolta di luce, vengono utilizzate fibre con un secondo cladding in acrilico di fluorite con un indice di rifrazione ancora più basso $n_3 = 1.42$. Il secondo cladding rende l’angolo di trapping maggiore permettendo una maggiore raccolta di luce.

Dalla legge di Snell (eq.5.1) si ricava che il raggio luminoso rimane intrappolato se è verificata la seguente relazione:

$$\theta = \theta_{TR} = \cos^{-1} \left(\frac{n_{cladding}}{n_{core}} \right) = \cos^{-1} \left(\frac{1.49}{1.60} \right) = 21.4^\circ \quad (5.2)$$

dove nella formula 5.3 abbiamo sostituito gli indici di rifrazione del core e del cladding delle fibre BCF92.

Le percentuali dell’ efficienza di raccolta sono:

Single Cladding: 3.4%

Multi Cladding: 5.6%

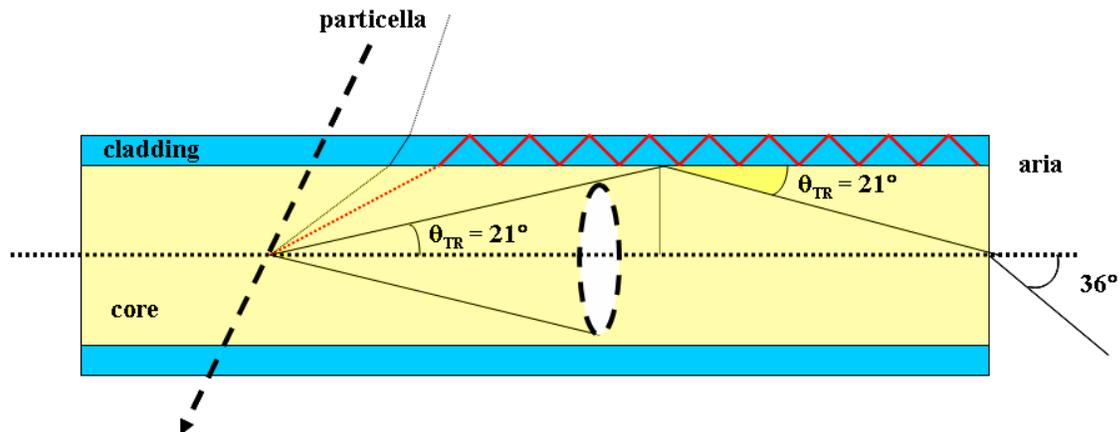


Figura 5.8: Angolo di intrappolamento per le fibre BCF92 single cladding

Viaggiando all’interno della fibra, i fotoni subiscono numerose riflessioni tra core e cladding; in una fibra lunga 1 m con core di 0.5 mm di raggio subiscono circa 1000 riflessioni. Se ipotizziamo un coefficiente di perdita dell’0.1% a riflessione, dopo 1 m la luce risultante sarà quindi il 37% del totale ($(1 - 0.001)^{1000} \approx 0.37$).

Le fibre scintillanti presentano dunque una attenuazione esponenziale della luce trasmessa in funzione della distanza percorsa dalla luce stessa, secondo la legge:

$$I(x) = I(0)e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

dove I è l'intensità luminosa, x la distanza percorsa e λ la lunghezza di attenuazione. La lunghezza di attenuazione è la distanza per cui la luce inizialmente prodotta $I(0)$, si attenua al 37% del suo valore ($e^{-1} \approx 0.37$).

Le fibre scintillanti hanno il vantaggio di avere una grande lunghezza di attenuazione ($\lambda = 3 \div 4$ m) e quindi il loro impiego è consigliato nel caso sia necessario trasportare la luce per lunghe distanze. Questo aspetto si adatta perfettamente al nostro calorimetro QcalT, dove i fotorivelatori saranno posizionati a circa 1 m di distanza dalle tile.

In tabella 5.2 mostriamo le principali caratteristiche delle fibre BCF92.

| Colore di Emissione | λ di massima emissione (nm) | Lunghezza di attenuazione (m) | Applicazioni |
|----------------------------|---|--------------------------------------|---------------------------------|
| Verde | 492 | >3.5 | Shifter veloce dal blu al verde |

Tabella 5.2: **Caratteristiche delle fibre BCF92**

Rapportando gli spettri degli scintillatori BC404 e BC408, fig.5.5, con quello delle fibre BCF92, fig.5.7, risulta che il sistema composto dal primo scintillatore con le fibre è quello che massimizza la produzione di luce al passaggio della particella. Il massimo dello spettro di emissione dello scintillatore BC404 ($\lambda = 408$ nm) è equivalente al massimo dello spettro di assorbimento delle fibre BCF92.

5.3 Raccolta di luce

Le particelle cariche attraversando la materia interagiscono, producendo ionizzazione delle molecole del mezzo e perdono energia. Lo scintillatore trasforma parte di quella energia in radiazione luminosa che attraversa il materiale, riflettendosi sulle pareti, propagandosi fino alle estremità dove viene rivelata.

Definendo E_γ l'energia media necessaria per produrre un fotone, il numero di fotoni prodotti dal passaggio della particella ionizzante è dato da:

$$n_\gamma = \frac{\Delta E_R}{E_\gamma} \quad (5.3)$$

dove ΔE_R rappresenta l'energia persa dalla particella nell'attraversare il mezzo, in genere calcolabile a partire dalla Bethe-Block. Per spessori dell'ordine di 1 mm si hanno valori dell'ordine di:

$$\Delta E_R = 200 \text{ keV}$$

$$E_\gamma = 100 \div 200 \text{ eV}$$

il che implica un numero medio di fotoni prodotti tra $1000 \div 2000$. Solo una piccola frazione di questi raggiungerà il fotosensore a causa dei fattori di attenuazione nello scintillatore stesso e all'efficienza di raccolta della luce.

La perdita di energia della particella in una porzione sottile di scintillatore segue la distribuzione di Landau. La forma funzionale può essere rappresentata come:

$$f_L(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\lambda + e^{-\lambda})}{2}} \quad (5.4)$$

dove il parametro λ misura lo spostamento dal valore più probabile ΔE_p di energia persa:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_p}{\alpha}$$

Il parametro α è un parametro che tiene conto sia del tipo di particella entrante sia del materiale assorbente. In figura 5.9 viene mostrata una distribuzione di Landau per $\alpha = 10$ ed $\Delta E_p = 50$.

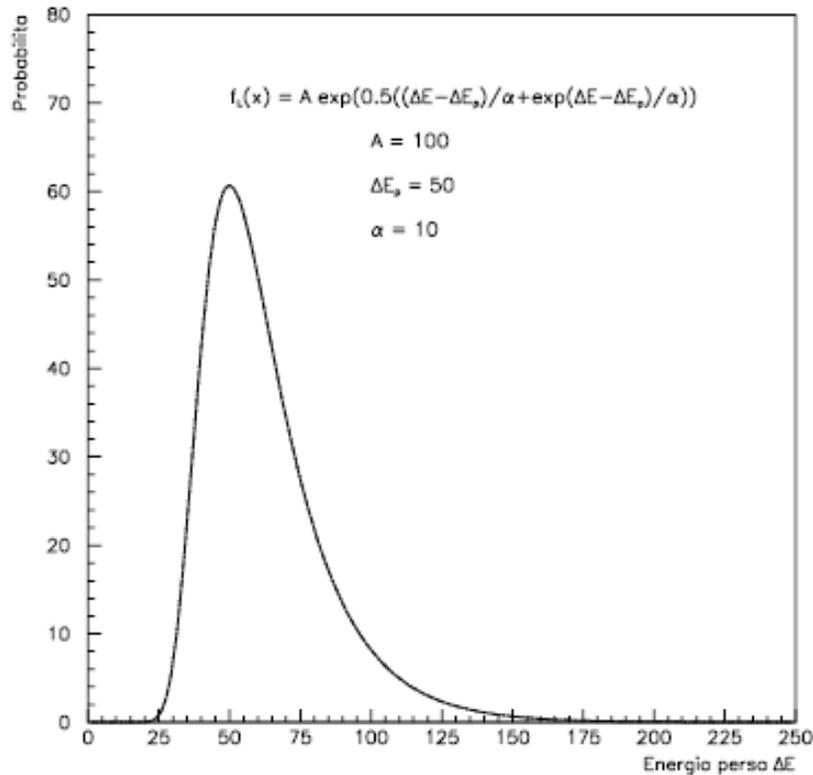


Figura 5.9: Esempio della distribuzione di Landau

La principale caratteristica di questa distribuzione è la sua asimmetria. Il valore più probabile della variabile è minore rispetto al valore medio, diversamente da quanto avviene per la distribuzione gaussiana.

5.3.1 Raccolta di luce delle fibre WLS

Utilizzando il set-up di figura 5.10, abbiamo misurato i parametri caratteristici di diversi tipi di fibre. Una sorgente di raggi beta (^{90}Sr) colpisce simultaneamente una fibra WLS e due scintillatori NE110 da $3 \times 3 \times 13 \text{ mm}^3$. Il decadimento dello Stronzio è rappresentato nella 5.5.



Gli elettroni emessi nei due decadimenti hanno energie diverse, lo ^{90}Sr emette elettroni con energia massima $E_{max} = 0.546 \text{ MeV}$, mentre gli elettroni emessi dallo ^{90}Y hanno una $E_{max} = 2.282 \text{ MeV}$.

I due scintillatori sono posti ortogonalmente tra di loro in modo da selezionare una regione di area $3 \times 3 \text{ mm}^2$. Il trigger è realizzato mediante la coincidenza dei tre segnali discriminati. In questo modo viene tagliato il piedistallo dello spettro in carica risultante dal segnale prodotto dal Sipm accoppiato alla fibra.

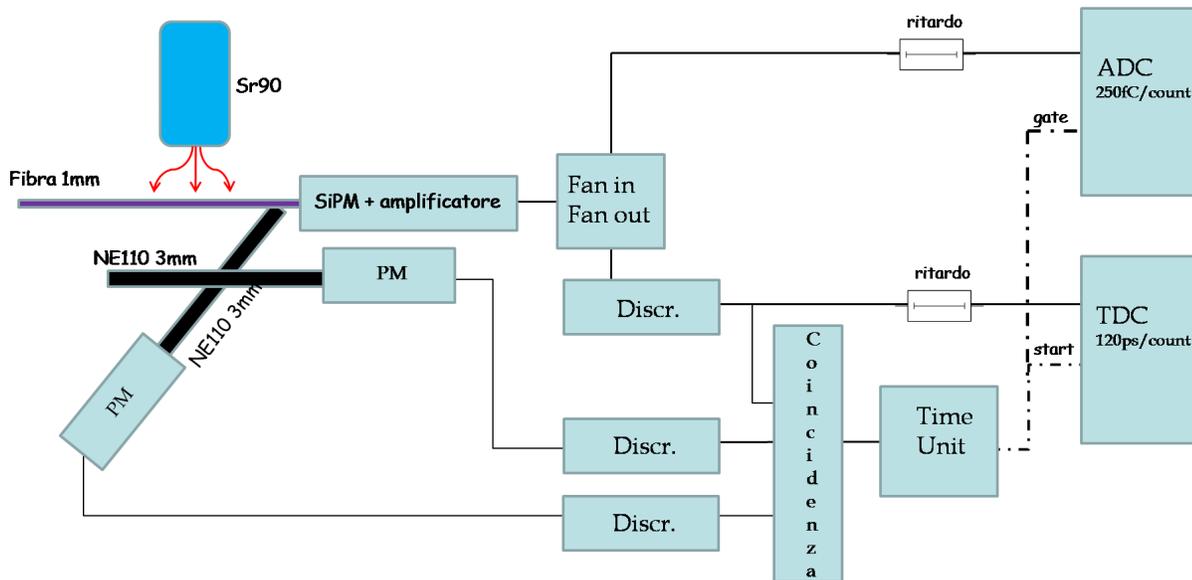


Figura 5.10: Set-up utilizzato per la determinazione della risoluzione temporale e della raccolta di luce delle fibre

La luce prodotta dalla fibra in seguito al passaggio dell' e^- viene in parte raccolta dal Sipm posto ad uno dei due estremi.

La misura è stata effettuata con la fibra BCF92 multi cladding accoppiata con un Sipm da 400 pixel. Per migliorare il contatto tra i componenti, viene utilizzato del grasso ottico. In figura 5.11 mostriamo lo spettro di carica misurato.

Poiché la fibra viene colpita in tutta la sua sezione, fig.5.12, l'assorbimento degli elettroni nella regione centrale produrrà più fotoni rispetto all'assorbimento che avviene nelle regioni più esterne. Questo determina l'andamento decrescente di figura 5.11, in cui possiamo osservare fino a 5 fotoelettroni rilevati.

5.3.2 Test di raccolta di luce nella tile

Come visto precedentemente, il funzionamento di un calorimetro si basa sulle interazioni tra le particelle entranti e la materia che lo costituisce. Analizzando la risposta temporale e la carica ottenuta dal rivelatore è possibile risalire ad importanti caratteristiche della particella (tempo di arrivo, energia rilasciata, ecc...).

Nel seguito del paragrafo mostriamo i risultati ottenuti per il sistema *Tile-Fibra WLS-*

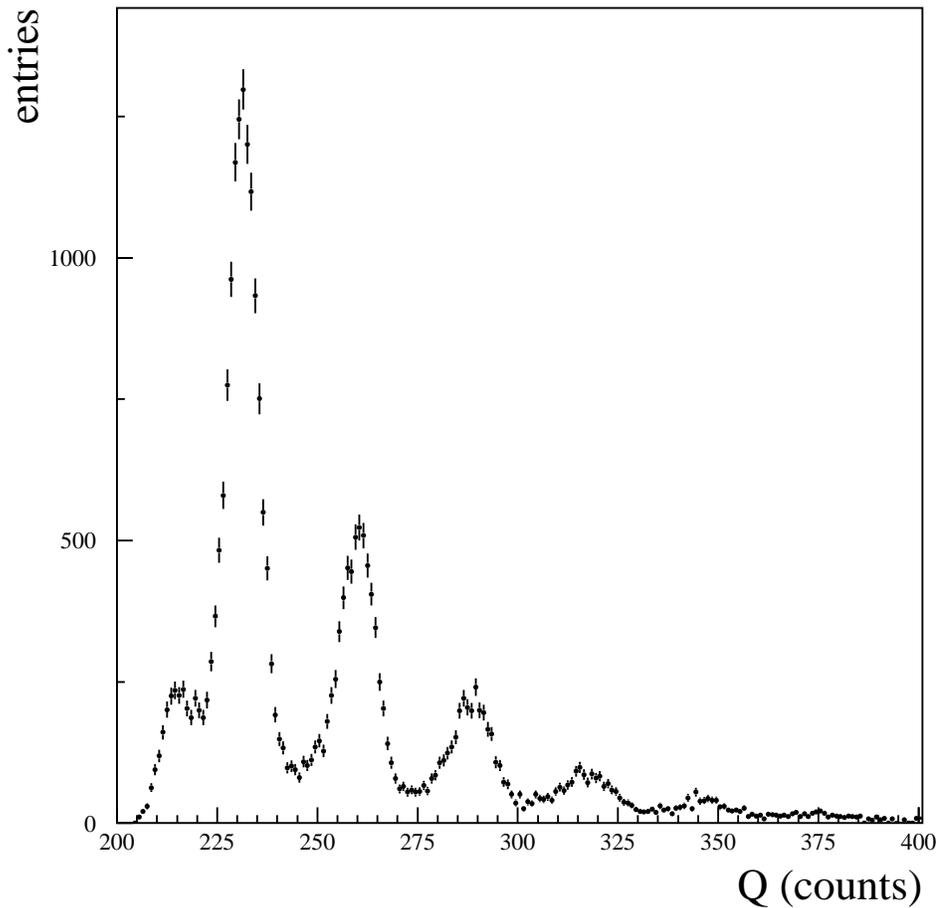


Figura 5.11: **Spettro carica per le fibre BCF92 accoppiate otticamente con un Sipm da 400 pixel. Il segnale è stato preso in coincidenza con quello dei due scintillatori NE110 per formare il trigger. Il piedistallo risulta quindi tagliato**

Sipm. I test sono stati effettuati analizzando la risposta all'interazione con raggi cosmici; il set-up per le misure è mostrato in figura 5.13. Il trigger è ottenuto tramite coincidenza di due coppie di scintillatori letti simultaneamente.

La risposta in carica segue la distribuzione di Landau. In figura 5.14 mostriamo i fit ricavati per diversi spessori di scintillatore BC404 accoppiati con fibre BCF92 multi cladding e Sipm MPPC. Nel primo caso, con uno scintillatore da 3 mm accoppiato con un MPPC da 400 pixel, il massimo della distribuzione di Landau corrisponde ad un valore di 14 fotoelettroni. Utilizzando invece uno spessore di 5 mm ed un MPPC da 100 pixel, il mas-

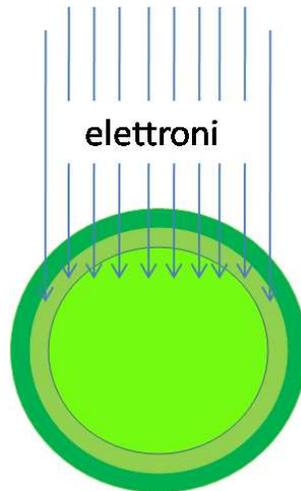


Figura 5.12: La fibra viene colpita dagli elettroni lungo tutta la sua sezione. I fotoni riemessi saranno quantitativamente maggiori se la fibra assorbe l'elettrone nella regione centrale

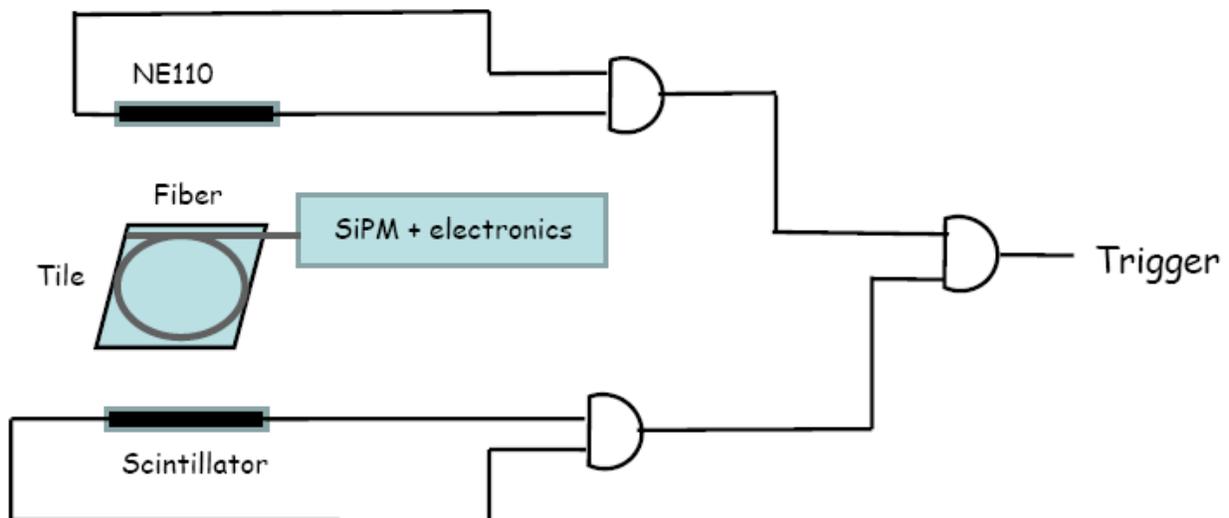


Figura 5.13: Sistema di trigger per i test con raggi cosmici

simo della distribuzione di Landau corrisponde ad un valore di 27 fotoelettroni. I risultati sono in buon accordo tra loro. Scalando i 27 fotoelettroni ottenuti con lo scintillatore da 5 mm per un fattore $\frac{3}{5}$, equivalente alla differenza di spessore tra gli scintillatori, e per un fattore $\frac{0.40}{0.45}$, equivalente alla differenza di PDE tra i due SiPM, si ottiene:

$$N_{3mm} = N_{5mm} \left(\frac{3}{5} \right) \left(\frac{0.40}{0.45} \right) \approx 14 \text{ pe}$$

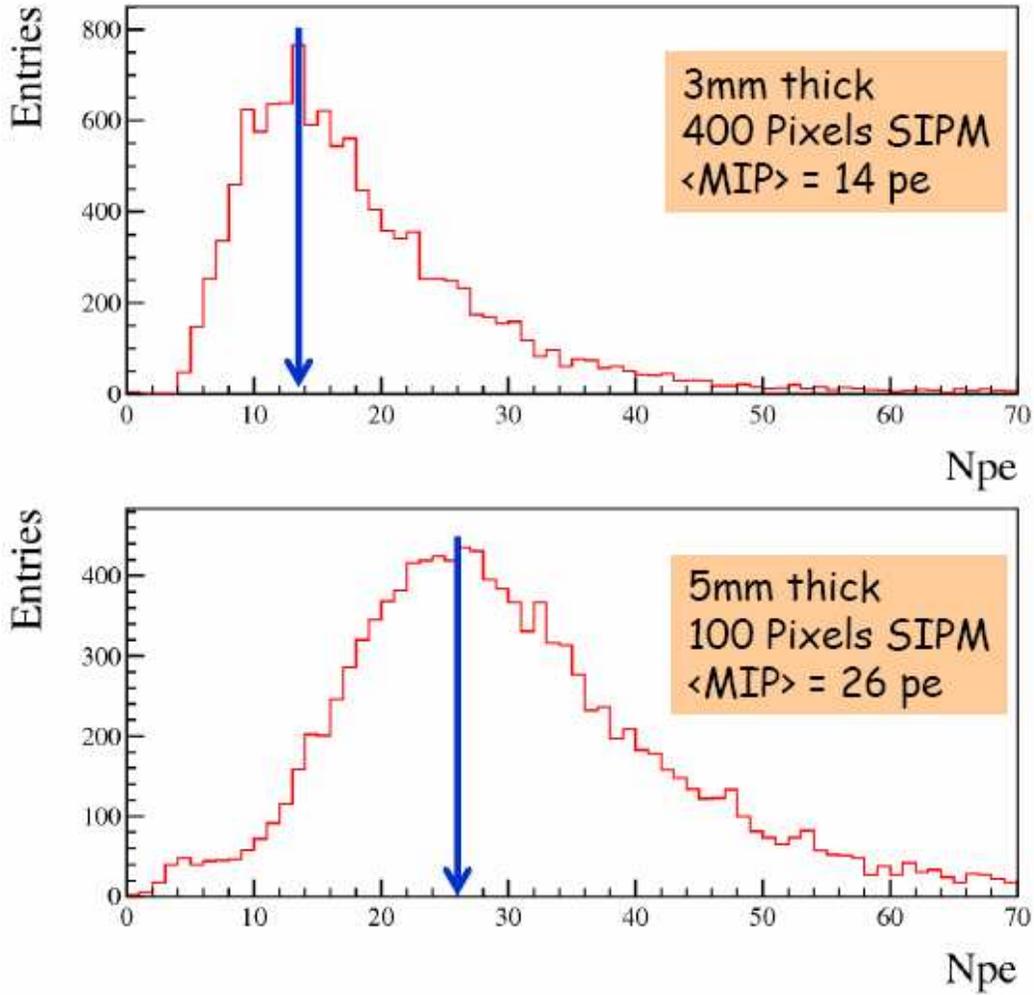


Figura 5.14: Risposta in carica per lo scintillatore BC404 da 3 mm letto con MPPC da 400 pixel (in alto) e per lo scintillatore BC404 da 5 mm letto con MPPC da 100 pixel (in basso)

5.4 Misura della risoluzione temporale

Determinano ora la risoluzione temporale del sistema *Tile-Fibra Scintillante-Sipm*. Nel seguito del paragrafo valuteremo separatamente le risoluzioni di ciascun componente preso singolarmente.

5.4.1 Risoluzione temporale degli MPPC

Nel datasheet della Hamamatsu la risoluzione temporale degli MPPC, per un singolo fotoelettrone, è dichiarata tra 200 e 300 ps.

Analizziamo la risposta del TDC utilizzato in figura 5.10, utilizzando una fibra plastica chiara; la fibra è connessa tramite grasso ottico ad un Sipm MPPC da 400 pixel. Il passaggio di elettroni, per decadimento beta, fa sì che all'interno della fibra venga prodotta luce Cherenkov in modo istantaneo.

La luce Cherenkov è conseguenza del moto di particelle cariche nella fibra, che viaggiano più veloci della velocità della luce nello stesso mezzo. In un mezzo di indice di rifrazione n la velocità v della particella può essere tale da superare quella della luce $v_{luce} = \frac{c}{n}$. Quando questo accade viene prodotta all'interno della fibra un'onda d'urto, analogamente al boom sonico che produce un jet che viaggia più veloce del suono in aria. La luce Cherenkov ha la caratteristica di essere prodotta in maniera pressochè istantanea per depolarizzazione del mezzo a frequenze dell'ordine dell'ultravioletto.

La risoluzione temporale della risposta del Sipm alla luce prodotta dalla fibra, sarà quindi dominata dalla risoluzione temporale del Sipm stesso e del trigger, che è costituito dalla coincidenza dei due scintillatori.

$$\sigma_{cerenkov} = \sqrt{\sigma_{Trig}^2 + \sigma_{sipm}^2}$$

Nota la risoluzione temporale del sistema NE110-fototubo, risulta dunque determinata la risoluzione temporale del Sipm per un singolo fotoelettrone. Utilizzando lo spettro in carica dell'ADC possiamo selezionare gli eventi con un singolo fotoelettrone.

In fig.5.15, viene riportato lo spettro del TDC del Sipm per segnali con un singolo pe. Si osserva un'evidente distribuzione gaussiana sopra un fondo piatto costituito dalle coincidenze accidentali tra trigger ed eventi di dark noise.

Tramite fit gaussiano si ricava:

$$\sigma_{cerenkov} \approx 1.1 \text{ ns}$$

La risoluzione temporale del trigger, fit di figura 5.16, si ottiene sottraendo gli spettri di TDC dei due finger (scintillatori):

$$\sigma_{Trig} = \frac{\sigma_{\Delta t}}{\sqrt{2}} \approx 1.1 \text{ ns}$$

dove il fattore $\sqrt{2}$ si ha in quanto i due finger sono da considerarsi equivalenti.

Si ottiene quindi una σ_{sipm} molto inferiore al ns, tanto da risultare trascurabile (in quadratura) nella nostra misura.

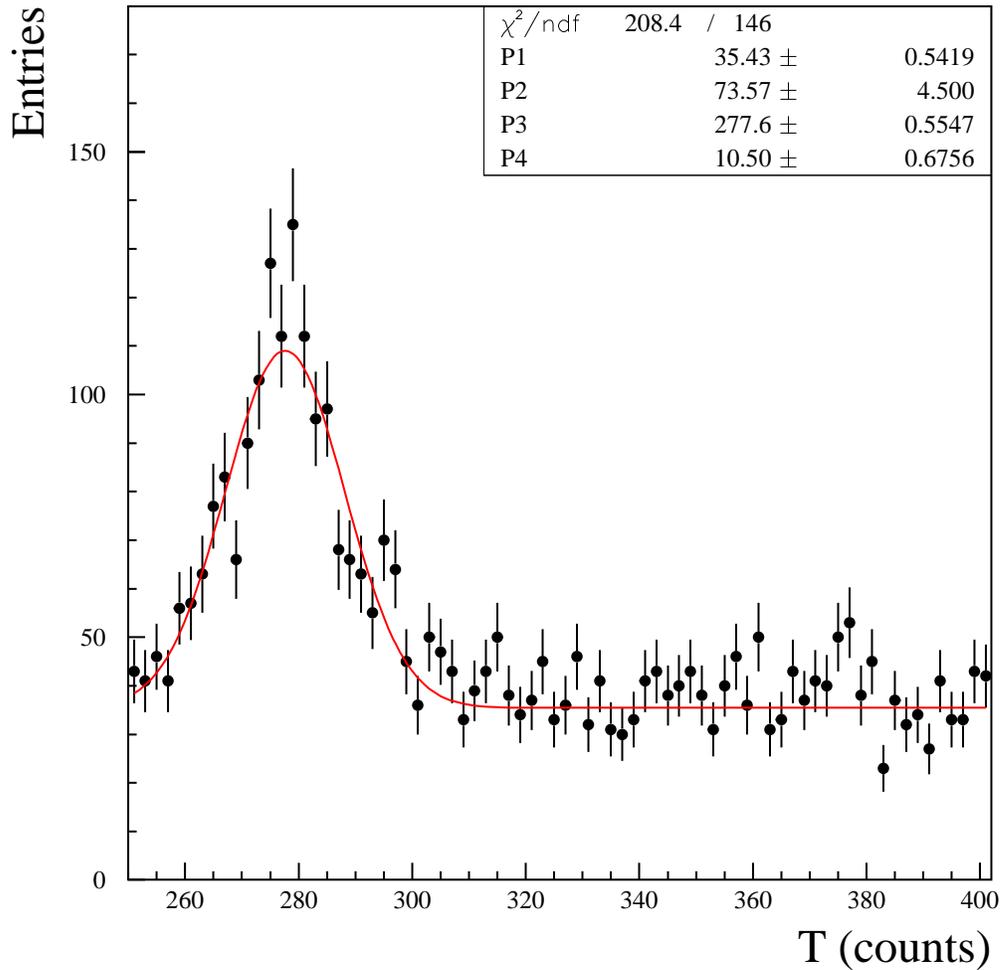


Figura 5.15: Spettro del TDC per il segnale discriminato del sistema fibra chiara sipm

5.4.2 Tempo di emissione delle fibre WLS

Il tempo di emissione in uno scintillatore plastico è composto da una componente veloce e da una lenta. La probabilità che regola il processo di emissione temporale per una fibra scintillante attraversata da un elettrone può essere descritta mediante la relazione 5.6 [25]:

$$E(t) = \frac{e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}}}{\tau_2 - \tau_1} + \frac{R}{\tau_3} e^{-\frac{t}{\tau_3}} \quad (5.6)$$

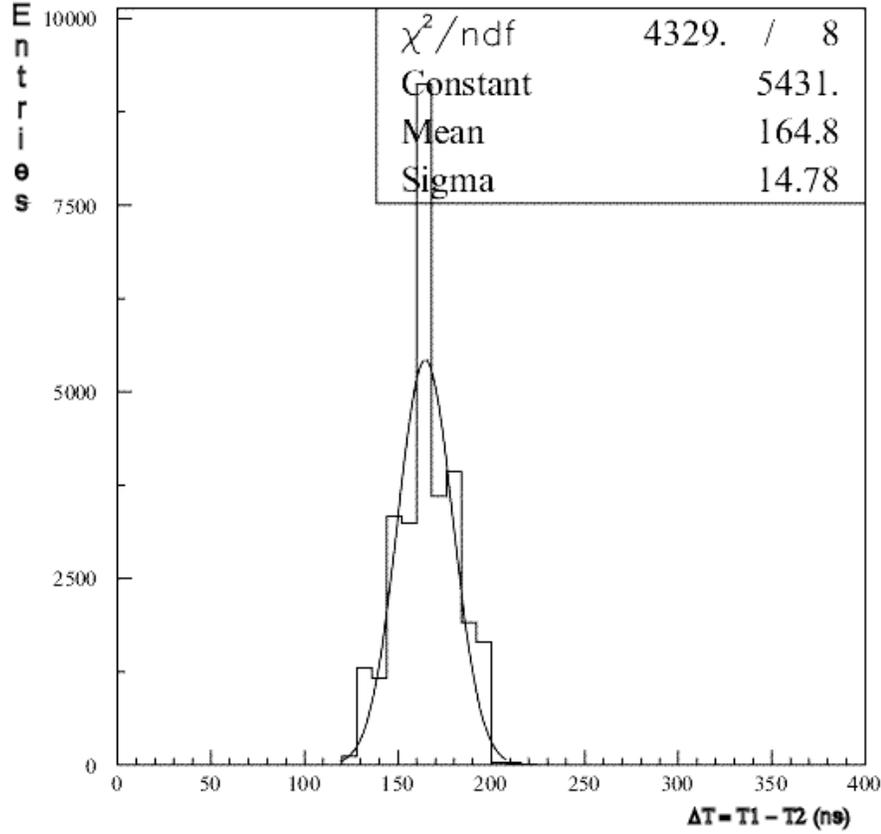


Figura 5.16: Fit gaussiano della differenza dei tempi per gli scintillatori usati come trigger

dove τ_1 e τ_2 sono le costanti temporali del processo di assorbimento e decadimento veloce, τ_3 la costante temporale del decadimento lento ed R è il rapporto tra le componenti prodotte dal decadimento lento e quello veloce. Le fibre scintillanti vengono prodotte in modo che il valore di R sia di alcune unità percentuali. Il set-up sperimentale è quello di figura 5.10.

La distribuzione temporale è data dalla convoluzione di $E(t)$, formula 5.7, e della risoluzione temporale del sistema. Questa può essere approssimata con una distribuzione gaussiana con σ equivalente a quella della luce Cherenkov calcolata nel paragrafo precedente.

$$\begin{aligned}
 P(t) &= \int_0^\infty E(t') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(t-t')^2}{2\sigma^2}} dt' \\
 &= \frac{1}{1+R} \left[\frac{\tau_2 f(t, \tau_2) - \tau_1 f(t, \tau_1)}{\tau_2 - \tau_1} + R f(t, \tau_3) \right]
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

dove

$$\begin{aligned}
 f(t, \tau) &\equiv \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(t-t')^2}{2\sigma^2}} \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t'}{\tau}} dt' \\
 &= \frac{1}{2\tau} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{t}{\sigma} - \frac{\sigma}{\tau} \right) \right) \right] e^{-\left(\frac{t}{\tau} - \frac{\sigma^2}{2\tau^2}\right)} \quad (5.8)
 \end{aligned}$$

In tabella 5.3 mostriamo i valori di τ_1 (tempo di assorbimento) e τ_2 (tempo di emissione veloce) ottenuti eccitando la fibra BCF92 multi cladding attraverso la sorgente beta di calibrazione, come mostrato in figura 5.10. La componente di emissione lenta per queste fibre è trascurabile. I fit di fig.5.17 sono effettuati tramite PAW. La particolare proprietà dei Sipm della Hamamatsu di effettuare photon counting ci permette di calcolare i valori per eventi con 1, 2, 3 e 4 fotoelettroni.

| BCF92 multi cladding | | | | |
|-----------------------------|--|---|---------------------------------|---------------------------------|
| N.pe | Tempo di Salita τ_1 (n.s) | Tempo di discesa τ_2 (n.s) | Errore τ_1 (n.s) | Errore τ_2 (n.s) |
| 1pe | 1.6 | 8.4 | 0.1 | 0.5 |
| 2pe | 2.4 | 5.9 | 0.1 | 0.2 |
| 3pe | 1.4 | 4.2 | 0.1 | 0.2 |
| 4pe | 2.3 | 3.5 | 0.1 | 0.2 |

Tabella 5.3: Parametri temporali ricavati con i fit di figura 5.17

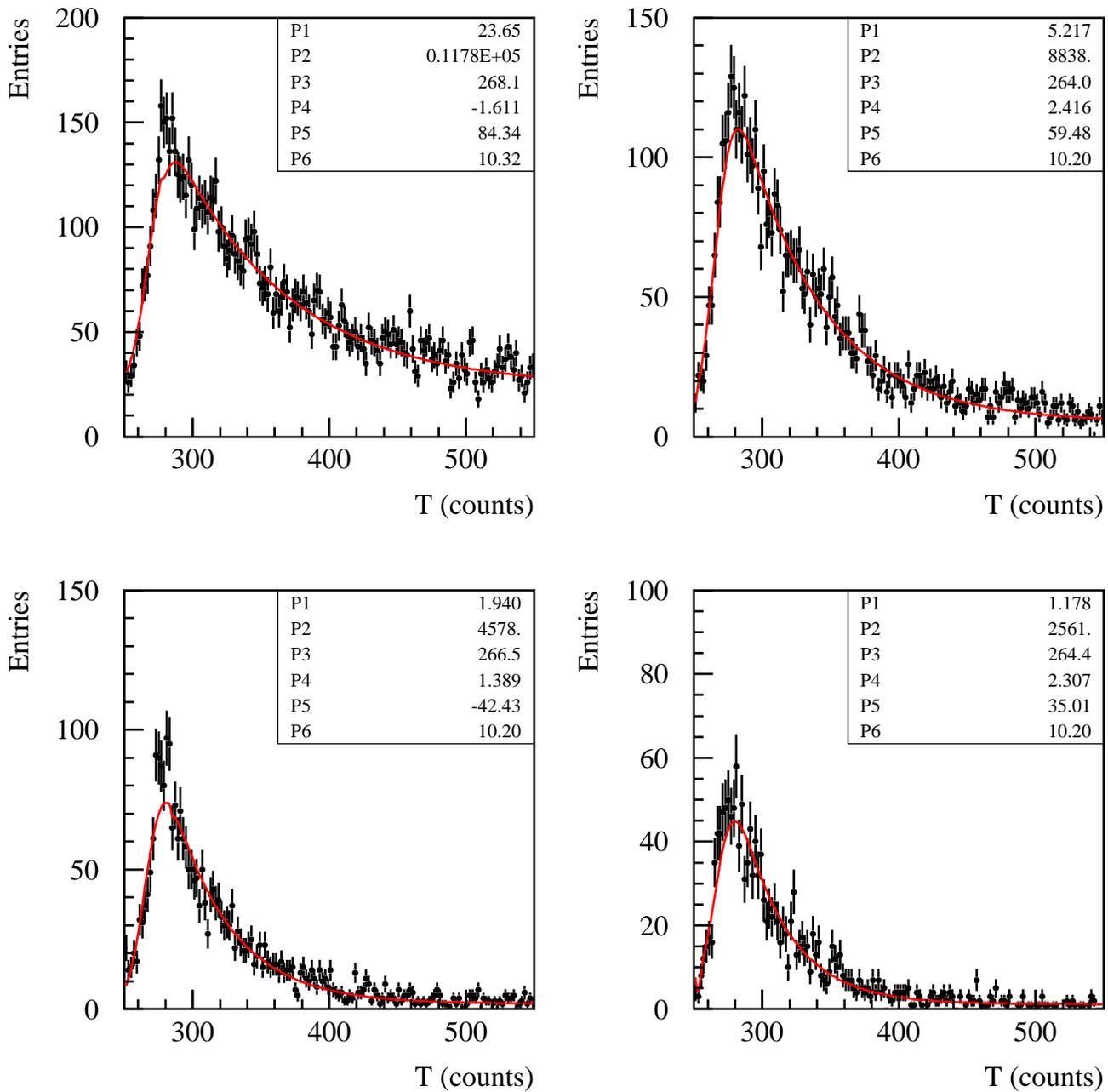


Figura 5.17: Fit dello spettro temporale, per le fibre BCF92 multi cladding, degli eventi selezionati in carica con 1, 2, 3 e 4 fotoelettroni

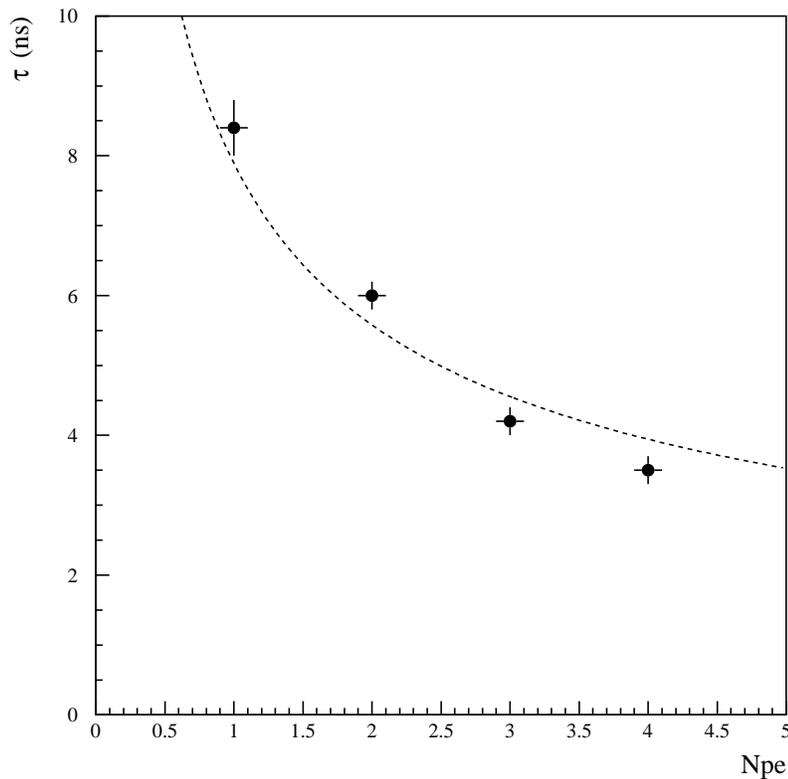


Figura 5.18: Tempi di emissione delle fibre BCF92 multi cladding al variare del numero di fotoelettroni come ricavato dai fit alle curve di fig.5.17

Il fit dei tempi di emissione dà come risultato la forma funzionale:

$$\sigma_t \approx \frac{7.9ns}{\sqrt{N_{pe}}}$$

5.4.3 Risoluzione temporale del sistema tile-fibra-Sipm

La quantità di luce prodotta è importante in quanto la risoluzione temporale migliora all'aumentare dell'energia. Una parametrizzazione per la risoluzione temporale in funzione dell'energia è data da:

$$\sigma_t = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (5.9)$$

Tale legge è generalmente valida solo per un numero di fotoelettroni > 10 , quando la distribuzione di Poisson comincia a tendere ad una gaussiana.

In prima approssimazione possiamo considerare il parametro a dato da:

$$a = \tau_{fib} \oplus \tau_{scint}$$

dove τ_{fib} è il tempo di emissione della fibra WLS relativo all'assorbimento di luce blu. Prima di analizzare la risoluzione temporale in funzione dell'energia, prendiamo in esame una correzione necessaria per la misura. La discriminazione dei segnali introduce infatti un ritardo sulle misure temporali, detto "time walk", dipendente dall'ampiezza del segnale, fig. 5.19. Nel caso di segnali di ampiezza elevata, il tempo di salita è rapido ed il

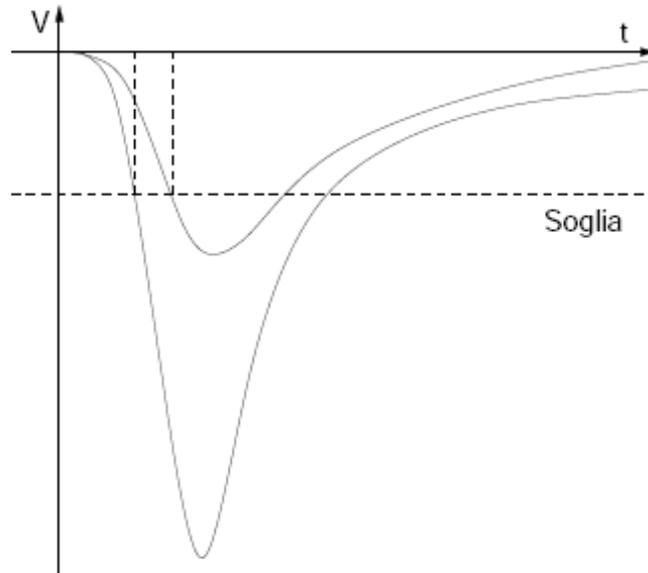


Figura 5.19: **Effetto di time walk, relazione tra tempi discriminati ed ampiezza degli impulsi**

ritardo nella discriminazione piccolo, mentre per segnali di piccole ampiezze il ritardo è più lungo. Esiste quindi una anticorrelazione tra l'altezza del segnale ed il tempo misurato. Il time walk è un effetto sistematico sulle misurazioni temporali che può essere corretto stimando la correlazione tra altezza di impulso e tempo, fig.5.20; la relazione sperimentale è del tipo:

$$t_0 = P_1 + \frac{P_2}{\sqrt{a_0 - a_{ped}}} \quad (5.10)$$

I tempi vengono corretti sottraendo $t_{corr.} = t - t_0$. Così facendo si ottengono le distribuzioni temporali di figura 5.21.

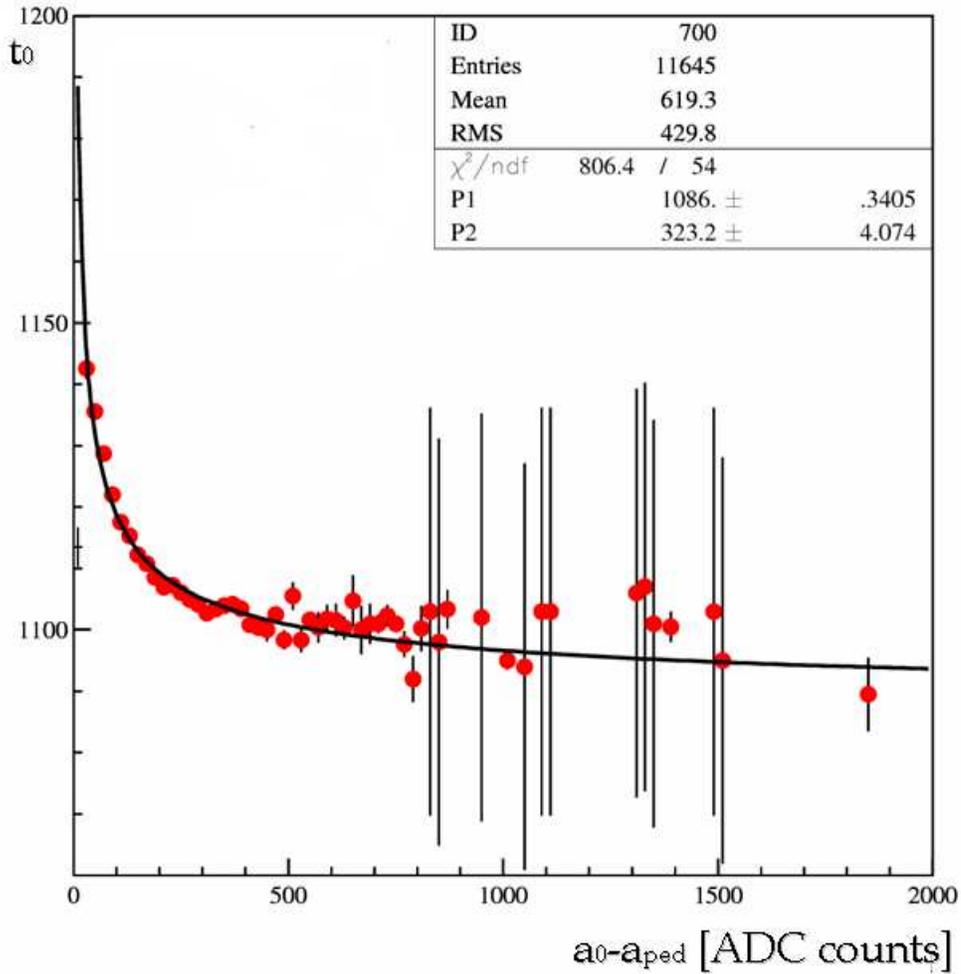


Figura 5.20: Fit a due parametri per la correzione di time-walk dei tempi. t_0 è espresso in count

Fittando queste distribuzioni con una gaussiana si ottiene:

BC404 3mm - MPPC 400 pixel: 1 ns

BC404 5mm - MPPC 100 pixel: 750 ps

Tali risultati soddisfano le richieste del calorimetro QcalT.

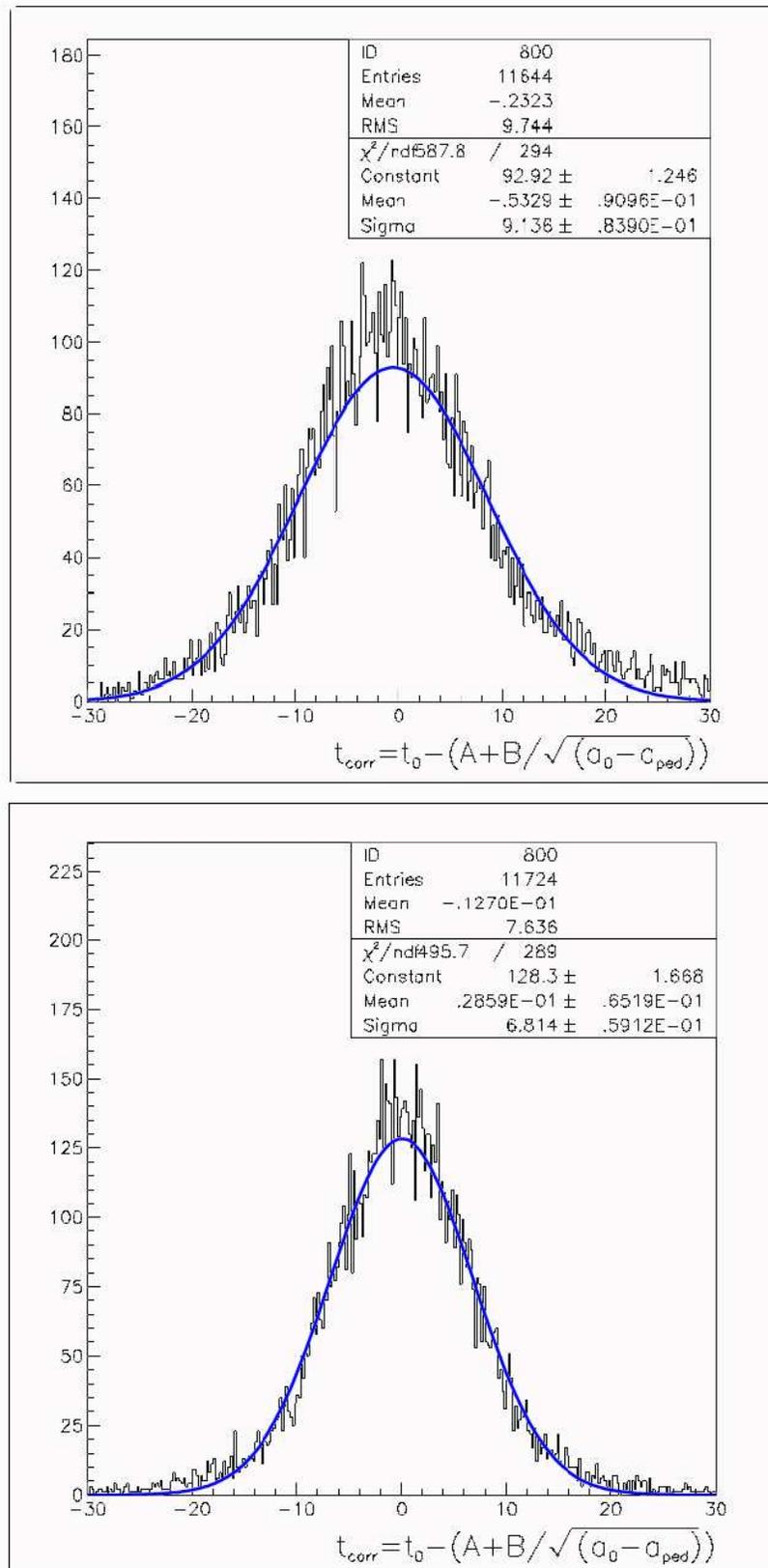


Figura 5.21: Risoluzione temporale per lo scintillatore BC404 da 3mm letto con MPPC da 400 pixel (in alto) e per lo scintillatore BC404 da 5mm letto con MPPC da 100 pixel (in basso)

A questo punto possiamo ricavare una stima della risoluzione temporale in funzione del numero di fotoelettroni, fig. 5.22, dividendo lo spettro temporale in gruppi di eventi di carica $\Delta Q = 4$ pe.

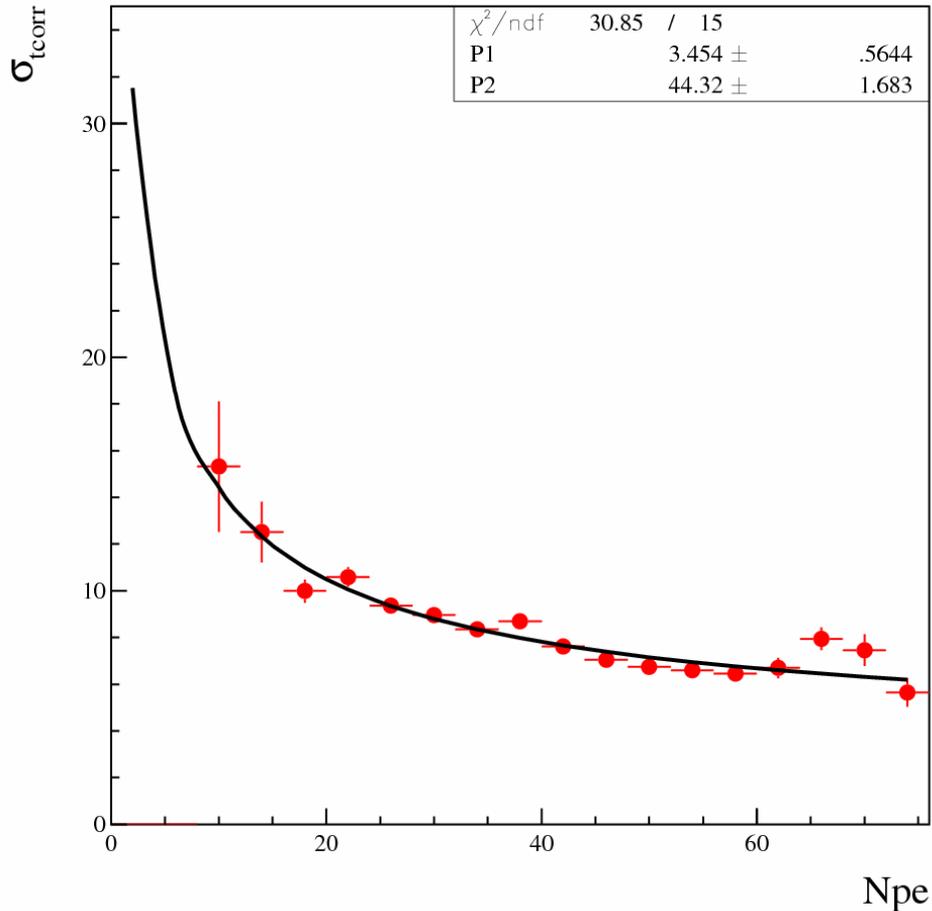


Figura 5.22: Risoluzione temporale in funzione del numero di fotoelettroni per la tile da 5 mm letta con il Sipm da 100 pixel

Si ricava dal fit:

$$\sigma_t = \frac{4.8ns}{\sqrt{N_{pe}}} \oplus 0.37ns \quad (5.11)$$

che rapportata alla formula 5.9 mostra un parametro $a = 4.8$ ns che non è confrontabile con il tempo τ di 7.9 ns ricavato facendo scintillare la fibra direttamente.

Prevediamo di ripetere l'esperienza utilizzando un laser, con lunghezza d'onda di emissione $\lambda \sim 410$ nm, per controllare direttamente il tempo della sola emissione dello shifter assorbente.

5.5 Ottimizzazione del sistema di raccolta luce e di accoppiamento

I risultati mostrati precedentemente si riferiscono a test effettuati con i primi prototipi a settembre 2008. Successivamente abbiamo svolto un lavoro di ottimizzazione per quanto riguarda la raccolta di luce e l'accoppiamento Sipm-fibra. Essenzialmente il lavoro è stato svolto su tre fronti:

1. Aumentare la risposta di luce dello scintillatore esaminando vari materiali riflettenti;
2. Ottimizzare l'accoppiamento tra lo scintillatore e la fibra;
3. Ottimizzare l'accoppiamento ottico tra la fibra ed il Sipm.

5.5.1 Materiali riflettenti

Per ottimizzare la raccolta di luce sullo scintillatore abbiamo preparato delle tile da 5 mm di spessore avvolte con 4 diversi materiali riflettenti:

- Mylar
- Tyvek
- Vernice riflettente della Saint Gobain, fig.5.23 (a)
- Tile ricoperte con deposito di Al dello spessore di 250 nm, fig.5.23 (b)

Il miglior accoppiamento con il sistema scintillatore fibra è risultato essere quello con l'avvolgimento nel Tyvek.

Per massimizzare la raccolta e rendere minime le sollecitazioni sulla fibra al bordo della tile, abbiamo realizzato uno scasso con differenti profondità lungo il cammino, fig.5.24, in modo che la fibra esca con un angolo di 6 gradi.

Realizzate due tile le abbiamo avvolte rispettivamente in Mylar e Tyvek. I risultati ottenuti utilizzando come sorgente raggi cosmici e mettendo le due tile a torre, con trigger equivalente a quello descritto nel set-up di figura 5.13, sono mostrati nei plot di carica in figura 5.25. Accoppiati alle fibre BCF92 multi cladding sono stati utilizzati Sipm MPPC da 400 pixel, alimentati alla loro tensione di lavoro.

I risultati ottenuti sono stati: **26 pe** con il Tyvek, **24 pe** con il Mylar. Il secondo risultato è confrontabile con i 26 pe ottenuti precedentemente se si considera la differenza di efficienza quantica tra Sipm con 100 e 400 pixel. Con il Tyvek otteniamo quindi un aumento di luce di circa il 10%.

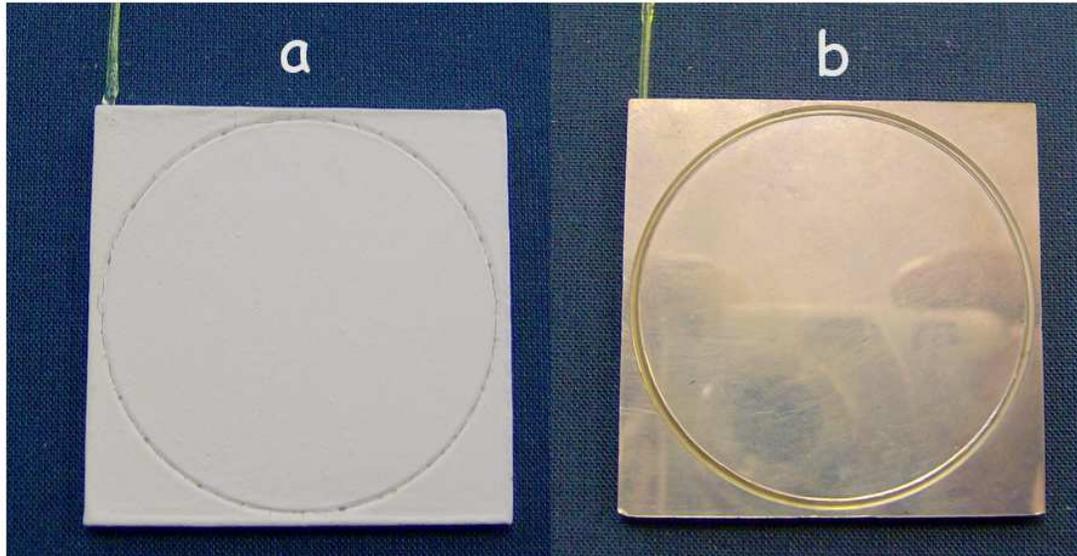


Figura 5.23: Tile con vernice riflettente (a), tile con deposito di Al (b)

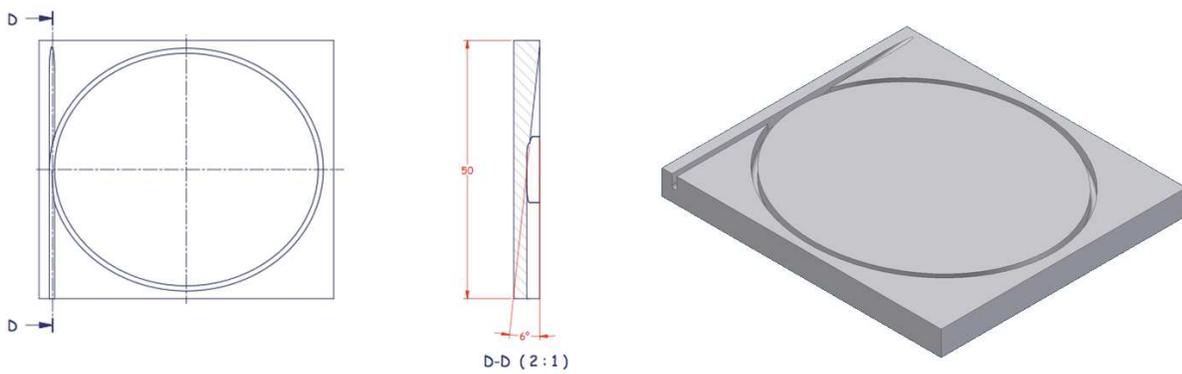


Figura 5.24: Modello di tile con scasso non uniforme

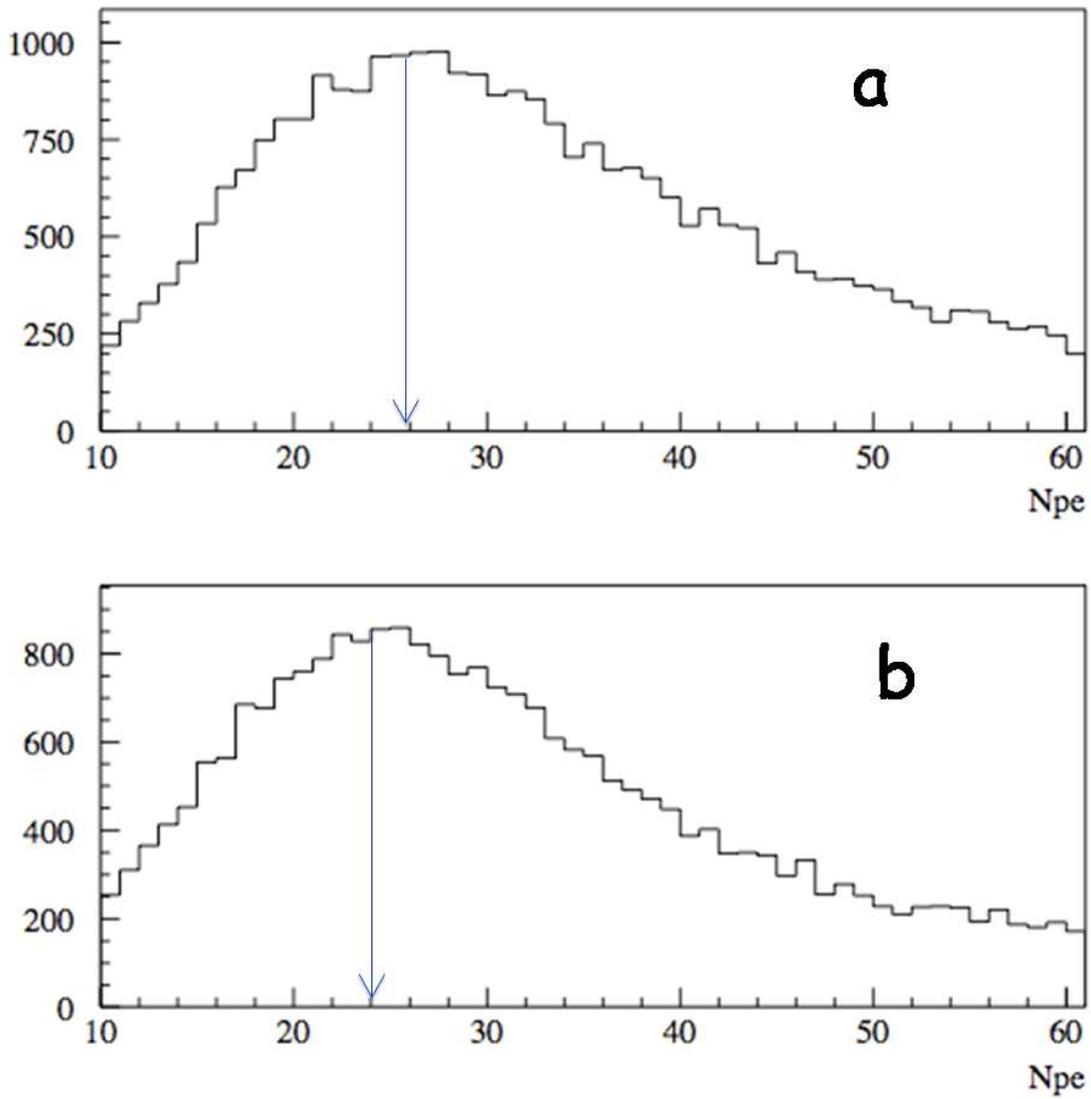


Figura 5.25: Spettri di carica ottenuti tramite tile da 5 mm con scasso non uniforme avvolte con Tyvek (a), con Mylar (b). Il relativo numero medio di fotoelettroni è indicato con le frecce blu

5.5.2 Connessione ottica fibra Sipm

Per rendere stabile, regolabile e quindi riproducibile, la connessione ottica del Sipm (di area attiva di 1 mm^2) con la fibra ottica (del diametro di 1 mm), stiamo facendo realizzare il connettore custom di figura 5.26.

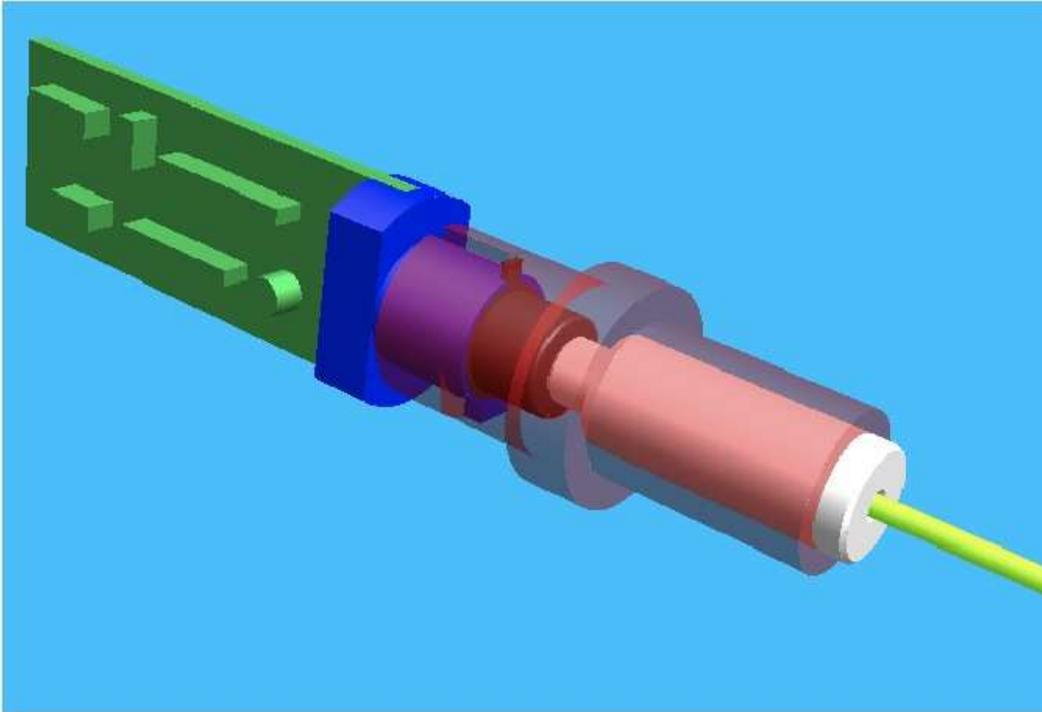


Figura 5.26: Connettore custom realizzato per la connessione fibra scintillante Sipm

Rispetto ai connettori attualmente presenti in commercio, tra cui spicca quello realizzato dalla stessa Hamamatsu, il nostro risolve perfettamente, per le sue ridotte dimensioni, le problematiche di spazio del calorimetro Qcalt. Misure sperimentali di riproducibilità verranno effettuate per il prototipo del calorimetro che stiamo assemblando.

5.6 Dipendenza della PDE da V_{bias}

Nel quarto capitolo abbiamo studiato la variazione della PDE in funzione di V_{bias} tramite la distribuzione di Poisson. Verifichiamo cosa succede con la tile con scasso non uniforme avvolta nel Tyvek, con la quale abbiamo ottenuto 26 pe, aumentando V_{bias} di 200 mV. Otteniamo lo spettro di carica di figura 5.27; il valor medio della Landau ci dà ben **32 pe**, ovvero un incremento $\sim 20\%$ nella risposta luminosa.

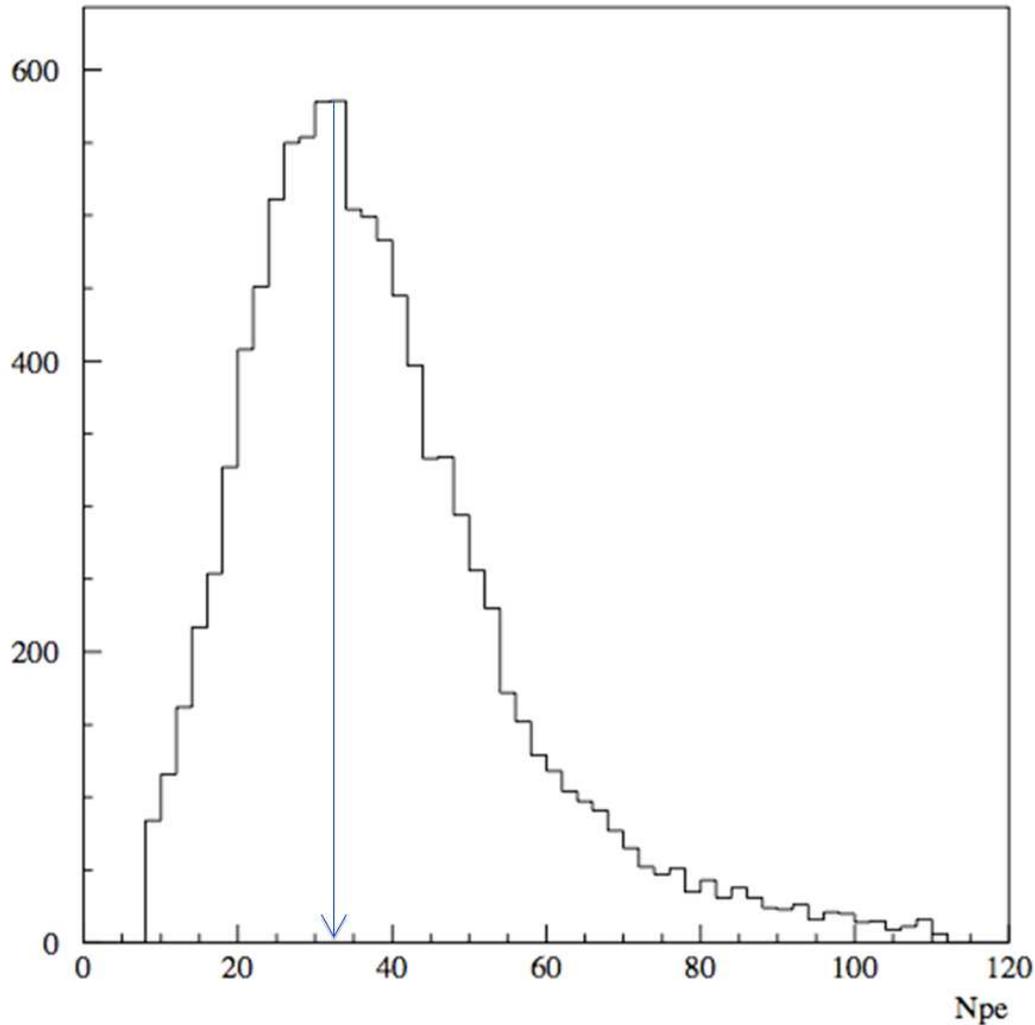


Figura 5.27: Spettro di carica ottenuto aumentando di 200 mV la tensione di bias rispetto a quella operativa

In figura 5.28 mostriamo la variazione del valore medio dei fotoelettroni ottenuta variando la tensione di polarizzazione. L'impulso luminoso è stato prodotto mediante led pulsante (con lunghezza d'onda di emissione 400 nm). Abbiamo preso dati lavorando intorno la tensione nominale di 70.14 V (dove il Sipm guadagna $7.5 \cdot 10^5$).

Si vede che l'aumento di PDE raggiunge un plateau circa a 600 mV sopra la V_{bias} operativa. Questa variazione mostra come sia possibile ottimizzare la risposta in luce ma rende anche indispensabile un'accurata calibrazione di ogni canale del calorimetro.

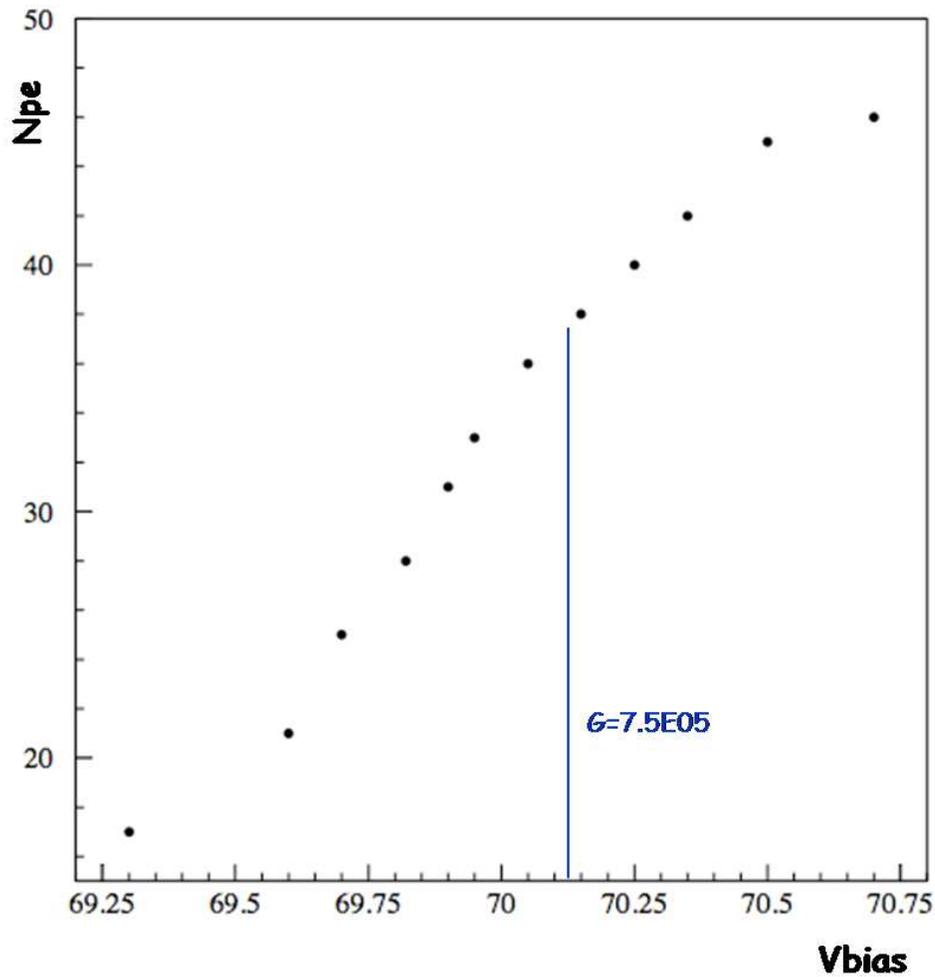


Figura 5.28: Numero medio di fotoelettroni ricavati con il led blu al variare di V_{bias}

Resta da determinare se la variazione di PDE dipende dalla differenza $V_{bias}-V_{bd}$ o solo da V_{bias} . Sapendo che il guadagno di un Sipm è espresso dalla formula

$$G = \frac{Q}{e} = \frac{(V_{bias} - V_{bd})C_{pixel}}{e}$$

abbiamo pensato di aumentare la temperatura sul Sipm di 3°C . Nel quarto capitolo abbiamo misurato che in questo modo il guadagno scende di circa il 15%.

Ripetendo la misura con i raggi cosmici, alla nuova temperatura, abbiamo ottenuto 26 pe. Ciò significa che oltre alla diminuzione del guadagno abbiamo riscontrato una diminuzione della PDE. Questo avvala l'ipotesi che la PDE dipenda direttamente dalla differenza $V_{bias}-V_{bd}$.

Capitolo 6

Il calorimetro CcalT

In questo capitolo mostreremo alcuni dei risultati ottenuti con cristalli di LYSO e LFS letti tramite Apd Hamamatsu da 5×5 e 10×10 mm². Lo studio di questo sistema è stato sviluppato per il prototipo del calorimetro CcalT.

Dopo una introduzione sugli scintillatori inorganici più noti, mostreremo i test effettuati sui singoli cristalli utilizzando elettroni. In particolare mostreremo l'ottima risoluzione temporale ottenuta dovuta alla grande quantità di luce che i cristalli producono. Mostreremo quindi, le fasi realizzative del prototipo del calorimetro ed i test effettuati sulla matrice di cristalli che lo compone.

Concluderemo il capitolo mostrando la risoluzione energetica ottenuta con il prototipo a 500 MeV alla BTF dei Laboratori Nazionali di Frascati. Gli altri risultati ottenuti sono ancora in fase di analisi e non verranno esposti in questa relazione.

6.1 Scintillatori inorganici

Nel precedente capitolo abbiamo visto le caratteristiche principali di questa categoria di scintillatori, ora vogliamo approfondirne la trattazione.

Il meccanismo della scintillazione nei materiali inorganici dipende dagli stati energetici esistenti all'interno del reticolo cristallino del materiale stesso, infatti gli elettroni possono occupare solamente bande discrete di energia. La banda di valenza rappresenta lo stato degli elettroni che sono essenzialmente legati al reticolo cristallino, mentre la banda di conduzione rappresenta lo stato degli elettroni che hanno energia sufficiente per essere liberi di migrare all'interno del cristallo. L'assorbimento di energia può condurre un elettrone dal suo stato normale nella banda di valenza (normalmente piena) a superare il salto che la separa dalla banda di conduzione, lasciando una lacuna nella banda di provenienza. In un cristallo puro il ritorno dell'elettrone alla banda di valenza è associato all'emissione di un fotone ed è un processo poco efficiente. I salti energetici tra le due bande sono usualmente tali da produrre radiazioni con lunghezza d'onda oltre il visibile [23].

Vengono quindi create delle impurità nel cristallo, in modo da introdurre degli stati energetici consentiti all'interno della banda proibita che potranno dare luogo a diseccitazioni verso la banda di valenza. Siccome il salto energetico è inferiore a quello corrispondente all'intera separazione tra le bande, si verificheranno transizioni radiative nel visibile utili ai fini del processo di scintillazione. Gli atomi di impurità sono chiamati **centri attivatori**, figura 6.1.

Le vite medie di tali stati sono dell'ordine di 10^{-7} s. Siccome il tempo di migrazione dell'elettrone è molto più breve, tutte le configurazioni eccitate delle impurezze vengono formate praticamente nello stesso istante e subiscono il processo di diseccitazione con la vita media caratteristica dello stato eccitato che, quindi, caratterizza il tempo di decadimento della luce di scintillazione emessa.

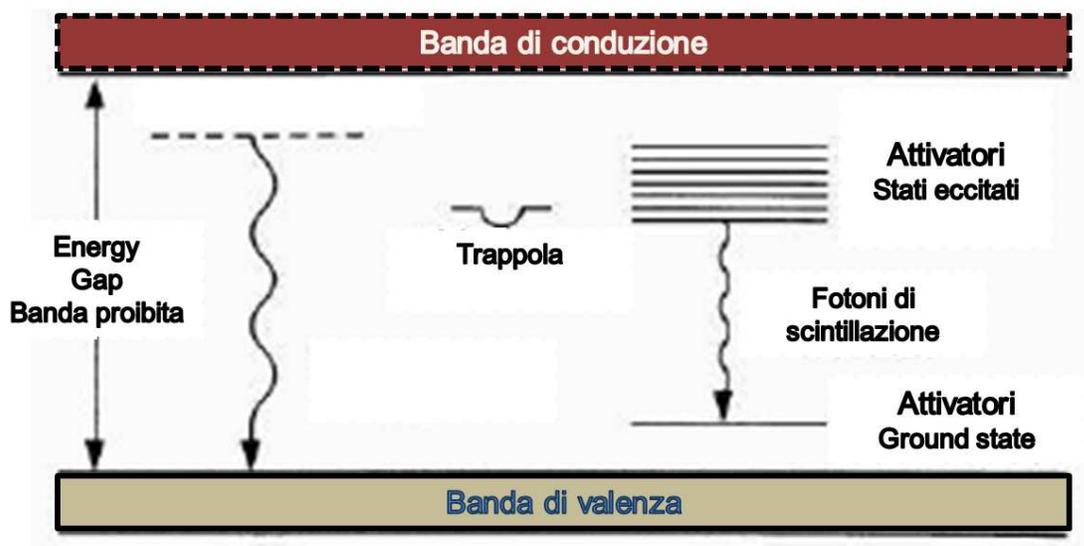


Figura 6.1: Struttura a bande energetiche di un cristallo scintillatore attivato

Analizziamo brevemente il processo di assorbimento di una particella, per esempio di un fotone. Se si prende in considerazione un fotone γ di energia E_0 , questo ha una certa probabilità di produrre una coppia e^+e^- percorrendo una distanza X_0 . Gli elettroni così prodotti hanno ciascuno una energia media pari a $E_0/2$, e producono in una distanza X_0 un fotone con energia compresa tra $E_0/2$ e $E_0/(2e)$. Dopo uno spazio $2X_0$ si hanno 2^2 particelle: e^+ , e^- , γ , γ . Dopo uno spazio nX_0 ci sono 2^n particelle con energia media $E_0/(2^n)$.

Al di sopra dei 10 MeV, le interazioni di elettroni e fotoni attraverso la materia avvengono soprattutto attraverso *bremstrahlung* e creazione di coppie. Il fenomeno si arresta

quando e^+ ed e^- scendono all'energia critica E_c per cui non irradiano più:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ionizz} \quad (6.1)$$

La formula empirica di E_c è $E_c \sim 600/Z$ MeV. Lo sciame termina quando $E_0/(2^n) = E_c$. Da cui segue che lo spessore di arresto è dato da nX_0 con $n = \ln(E_0/E_c)/\ln 2$. Al crescere dell'energia lo spessore necessario per assorbire lo sciame cresce lentamente a causa della dipendenza logaritmica. Il numero massimo di particelle prodotte corrisponde a $2^n = E_0/E_c$.

Lo sviluppo laterale dello sciame è dovuto alla diffusione coulombiana degli elettroni e all'angolo di emissione dei fotoni. Definito il parametro R_M (raggio di Molière), come $R_M = 21X_0/E_c$ (MeV)cm, il 99% dello sciame è contenuto entro $3R_M$. A 10 GeV il contenimento longitudinale si ottiene con $\sim 25X_0$.

In figura 6.2 è mostrato la simulazione tramite Montecarlo di uno sciame iniziato da un elettrone assorbito da un cristallo di LYSO; in particolare si vede lo sviluppo longitudinale dello sciame all'interno della matrice di cristalli [26].

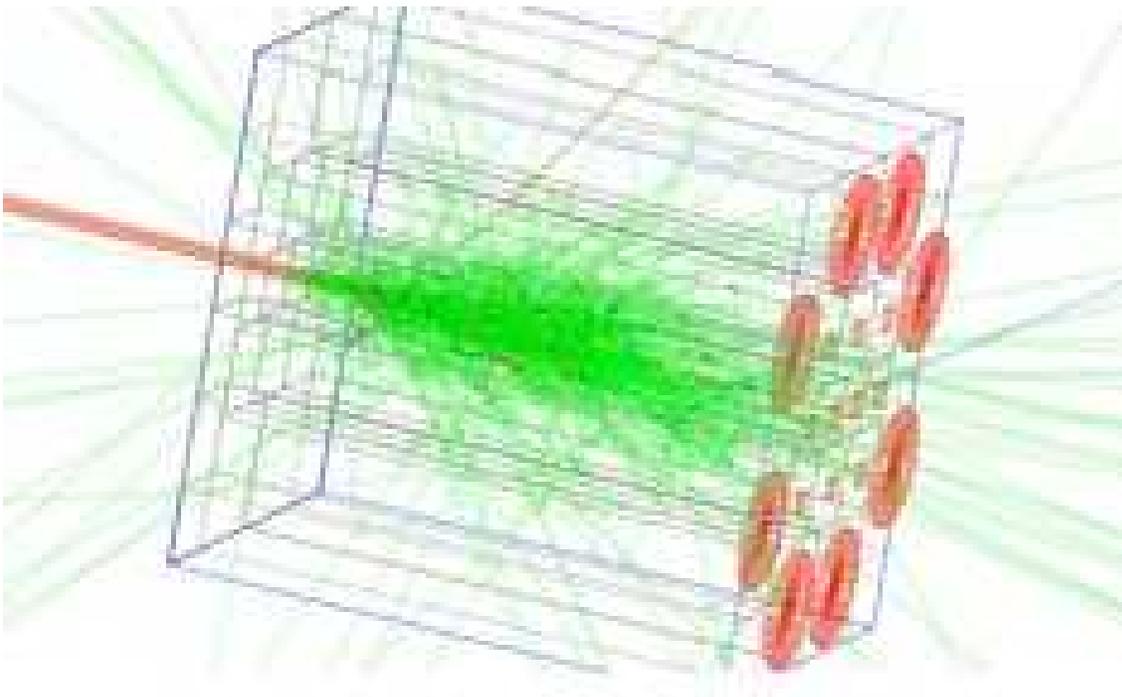


Figura 6.2: Simulazione di uno sciame prodotto dall'interazione di una particella con i cristalli del prototipo del calorimetro CcalT effettuata con GEANT-4

In tabella 6.1 [27] ricordiamo alcune tra le principali caratteristiche degli scintillatori inorganici.

| Parametri: Unità: | ρ $\frac{g}{cm^3}$ | $\frac{dE}{dx}$ $\frac{MeV}{cm}$ | λ_{picco} nm | τ_{decay} ns | <i>Output</i> <i>in luce</i> (%) |
|-------------------------|----------------------------|-------------------------------------|---------------------------|------------------------|-------------------------------------|
| BGO | 7.13 | 9.0 | 480 | 300 | 9 |
| PbWO₄ | 8.3 | 10.2 | 440 | 50 | 0.1 |
| LSO | 7.40 | 9.6 | 420 | 40 | 75 |
| GSO | 6.71 | 8.9 | 430 | 56 ^f | 30 ^f |

Tabella 6.1: **Principali caratteristiche di alcuni tipi di scintillatori inorganici e non igroscopici.** *s* ed *f* indicano rispettivamente la componente slow e la componente fast. L'output in luce è espresso in percentuale rispetto a quello del NaI(Tl)

Dalla tabella si evince che i cristalli di LSO, che con aggiunta di Yttrio vengono definiti LYSO, hanno ottime prestazioni in termini di risposta di luce ed in termini di τ di emissione. In figura 6.3 mostriamo il grafico corrispondente al “matching” Apd serie S8664 cristalli. Nelle lunghezze d'onda in cui il LYSO/LSO emette, l'Apd ha un'efficienza quantica di rilevazione del 75%, e considerata l'enorme risposta in luce del cristallo, l'accoppiamento ottico risulta eccellente.

6.2 Test sul singolo cristallo di LYSO letto con un Apd

In questo paragrafo descriveremo i test effettuati su un singolo cristallo di LYSO $2 \times 2 \times 15$ cm³ della Saint Gobain letto con Apd Hamamatsu della serie S8664. Abbiamo effettuato misure con entrambe le tipologie di Apd, da 5×5 e da 10×10 mm². I test sono stati effettuati con fascio di elettroni alla Beam Test Facility (BTF) dei laboratori di Frascati. Quest'area, che costituisce una parte dell'acceleratore DAΦNE, è stata attrezzata per il test di rivelatori di particelle elementari. L'impianto è composto dal Linac, che con una frequenza di 50 impulsi al secondo, è in grado di produrre pacchetti di elettroni e positroni. Tipicamente tale Linac lavora per iniettare questi fasci nell'anello di accumulazione di DAΦNE, fissando l'energia di lavoro a 510 MeV. Un magnete pulsato devia il fascio in una linea di trasferimento che lo trasporta nell'area sperimentale. Qui il fascio è intercettato da una targhetta di rame di spessore variabile, che ne attenua fortemente l'intensità. Uno spettrometro composto da un dipolo e da un sistema di slitte opportunamente posizionate, permette di selezionare l'impulso delle particelle emergenti con una risoluzione dell'1%. Nell'area sperimentale un ultimo dipolo permette l'uscita del fascio. Il fascio così selezionato permette di avere a disposizione impulsi di intensità ed energia

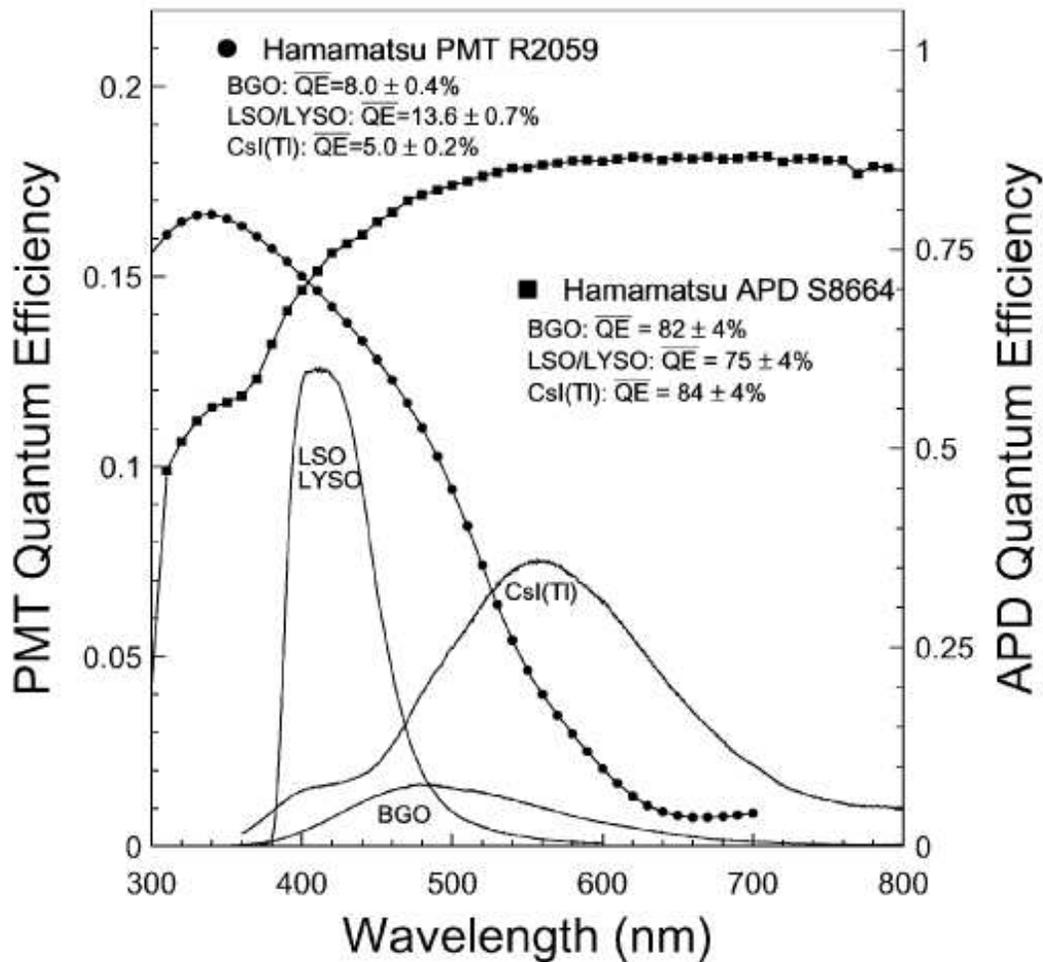


Figura 6.3: Nella figura sono mostrati l'efficienza quantica in funzione della lunghezza d'onda per un classico fototubo della Hamamatsu e per l'Apd serie S8664. L'area sottesa dalle curve di emissione per i tre cristalli è proporzionale alla risposta assoluta in luce

variabile.

Prima di introdurre le misure effettuate è necessario approfondire il discorso inerente la risoluzione temporale. Come detto, i pacchetti di elettroni e positroni vengono inviati alla BTF con una frequenza di 50 Hz. Ogni "sparo" del Linac ha una larghezza di ~ 10 ns ed è suddiviso in pacchetti, ognuno di larghezza tra 180 e 200 ps. Se si utilizza come trigger (start dei tempi) il gate generato in fase con la partenza del Linac, gli elettroni che arrivano sul cristallo appartengono ad uno qualsiasi di questi bunch e lo spettro di TDC

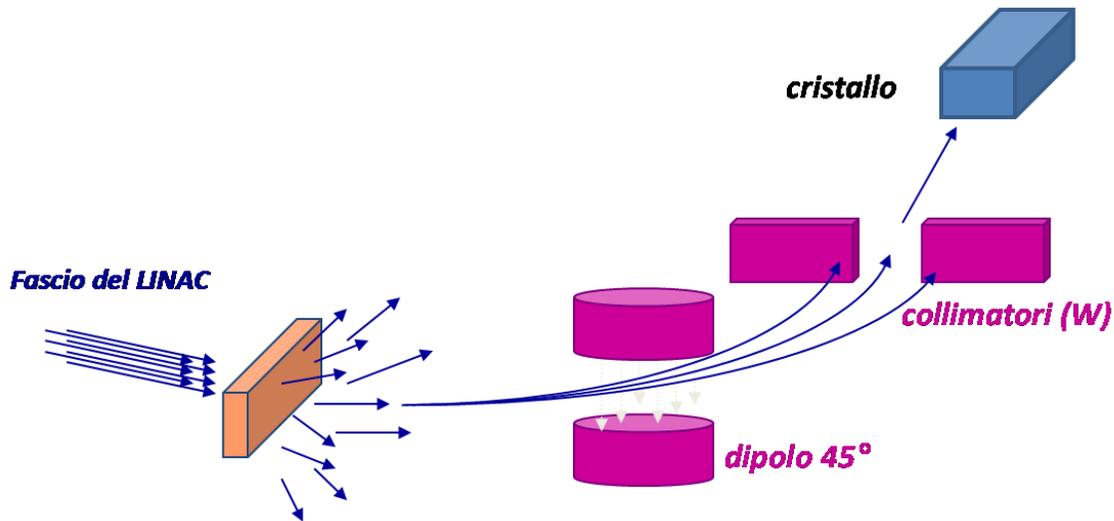


Figura 6.4: Schema della produzione del fascio di elettroni e positroni alla BTF dei Laboratori Nazionali di Frascati

mostra una risoluzione di circa 10 ns. Si deve dunque rifasare il sistema sul singolo bunch. Per fare questo è necessario utilizzare un rivelatore esterno. Noi abbiamo utilizzato i due scintillatori di NE110 accoppiati con fototubi gemelli, fig.6.5, posti davanti il cristallo. Tutti i tempi saranno determinati sottraendo al valore del TDC in esame il tempo misurato da uno dei due scintillatori.

Mostriamo i risultati ottenuti con un cristallo di LYSO da $2 \times 2 \times 15 \text{ cm}^3$, accoppiato con un Apd da $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Abbiamo utilizzato l'acquisizione dati della BTF composta da un ADC Caen con sensibilità 200 fC/count e di un TDC Caen con sensibilità 35 ps/count. Il jitter dello start è dato dalla differenza dei tempi dei due scintillatori, fig.6.7. Dal fit gaussiano si ricava una risoluzione temporale $\sigma_{Trig} \approx 345 \text{ ps}$.

Per selezionare gli eventi con arrivo di un solo elettrone (o positrone), utilizziamo il taglio in carica sugli spettri di ADC dei due scintillatori. Nella parte alta di figura 6.6 mostriamo gli spettri di ADC dei due scintillatori ed in basso lo spettro tagliato ad un elettrone.

In figura 6.8 mostriamo la correzione di time-walk tra tempo e carica del cristallo, con il taglio in carica sugli scintillatori ad un elettrone. Fittando con la relazione

$$t_0 = P_1 + \frac{P_2}{\sqrt{a_0 - a_{ped}}}$$

otteniamo i parametri $P_1 = -521 \pm 0.6$ e $P_2 = 5053 \pm 33$. Applicando la relazione, con i parametri ricavati dal fit, si ottiene lo spettro di TDC corretto, fig.6.9. Ricordiamo che lo spettro di

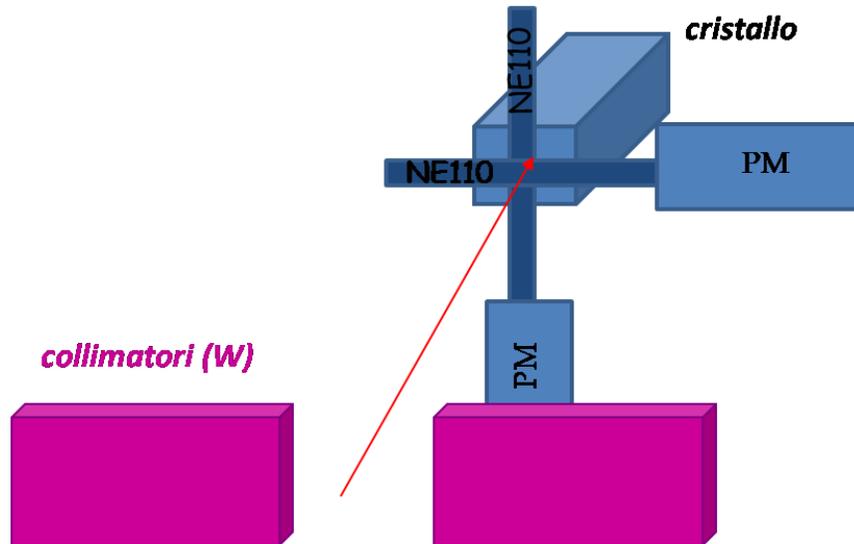


Figura 6.5: Schema di misura utilizzato. Gli eventi vengono selezionati mediante i due scintillatori posti davanti al cristallo

TDC è ottenuto sottraendo il tempo del cristallo con il tempo di uno dei due scintillatori. La risoluzione temporale risulta $\sigma_{means} \approx 225$ ps. Dal confronto con lo spettro non corretto si vede che, dopo la correzione, la risoluzione temporale del sistema migliora radicalmente. La risoluzione temporale del cristallo si determina tipicamente con l'equazione:

$$\sigma_{crist} = \sqrt{\sigma_{meas}^2 - \frac{\sigma_{Trig}^2}{2}} \quad (6.2)$$

L'applicazione della 6.2 porta ad un radicando negativo. La risoluzione temporale di 225 ps è inferiore alla risoluzione temporale del trigger (di $345/\sqrt{2}$ ps ≈ 245 ps). Questo sembra indicare che la risoluzione del cristallo è tale da risultare trascurabile. Si dovrebbe calibrare la sensibilità del TDC canale per canale.

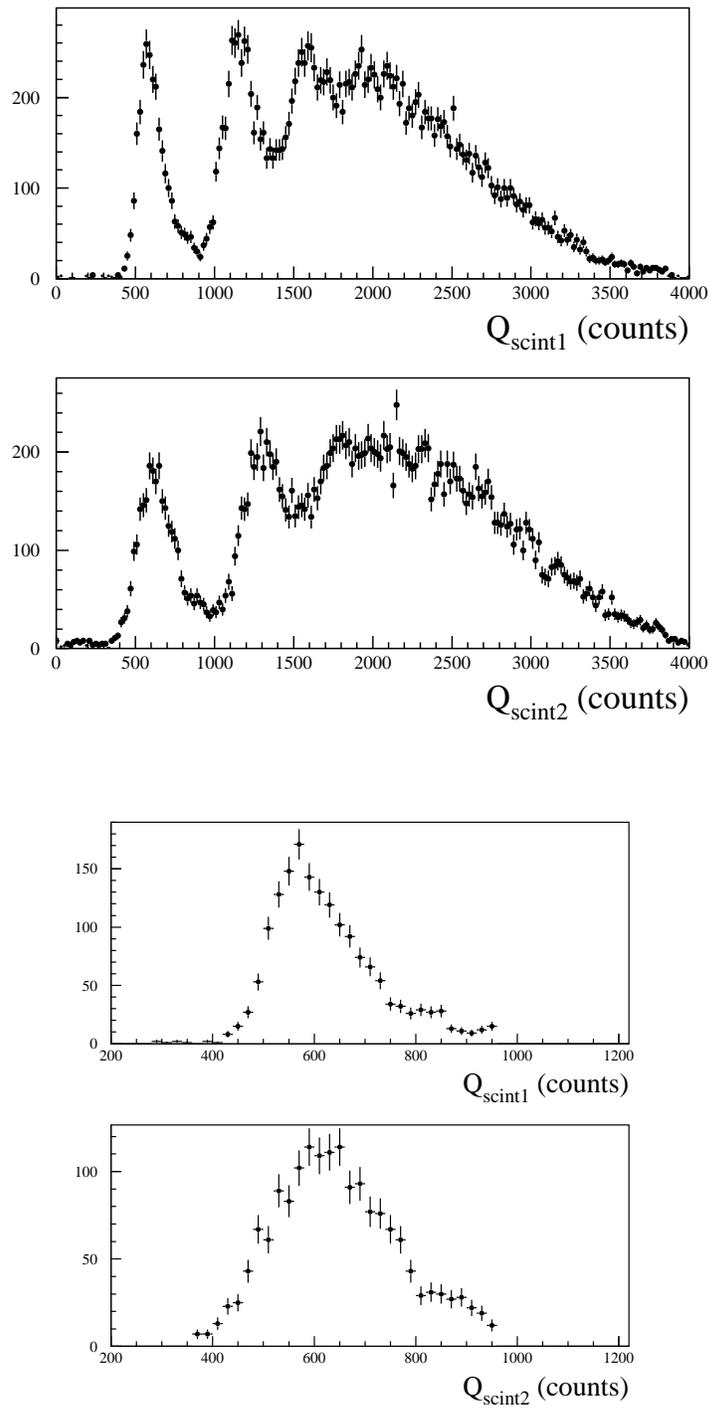


Figura 6.6: (Sopra) Spettro di ADC dei due scintillatori. (Sotto) Spettro di ADC dei due scintillatori con taglio in carica ad un elettrone

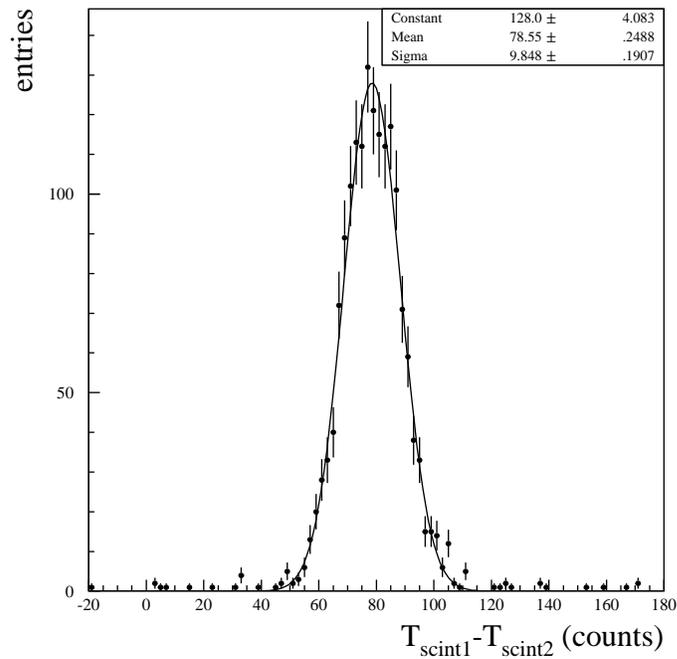


Figura 6.7: Distribuzione della differenza dei tempi dei due scintillatori posti davanti al cristallo. La larghezza è $\sqrt{2}$ volte il jitter dello start

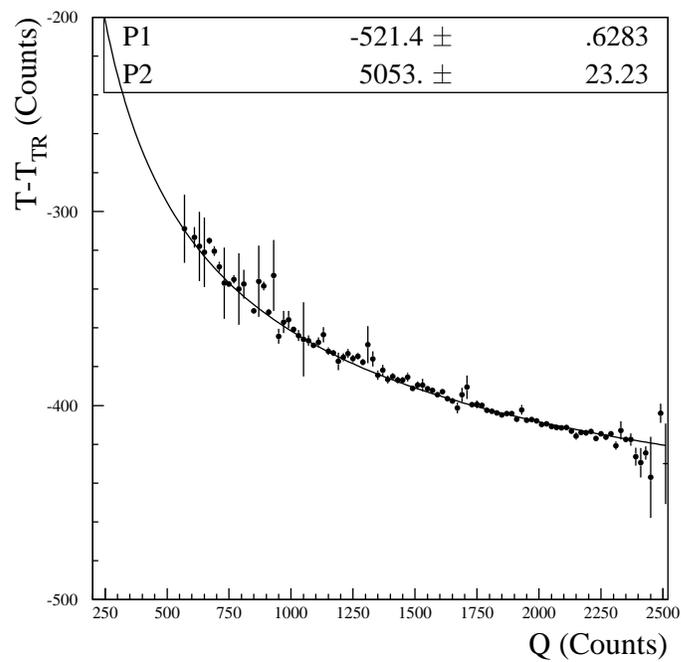


Figura 6.8: Fit a due parametri per la correzione di time-walk dei tempi

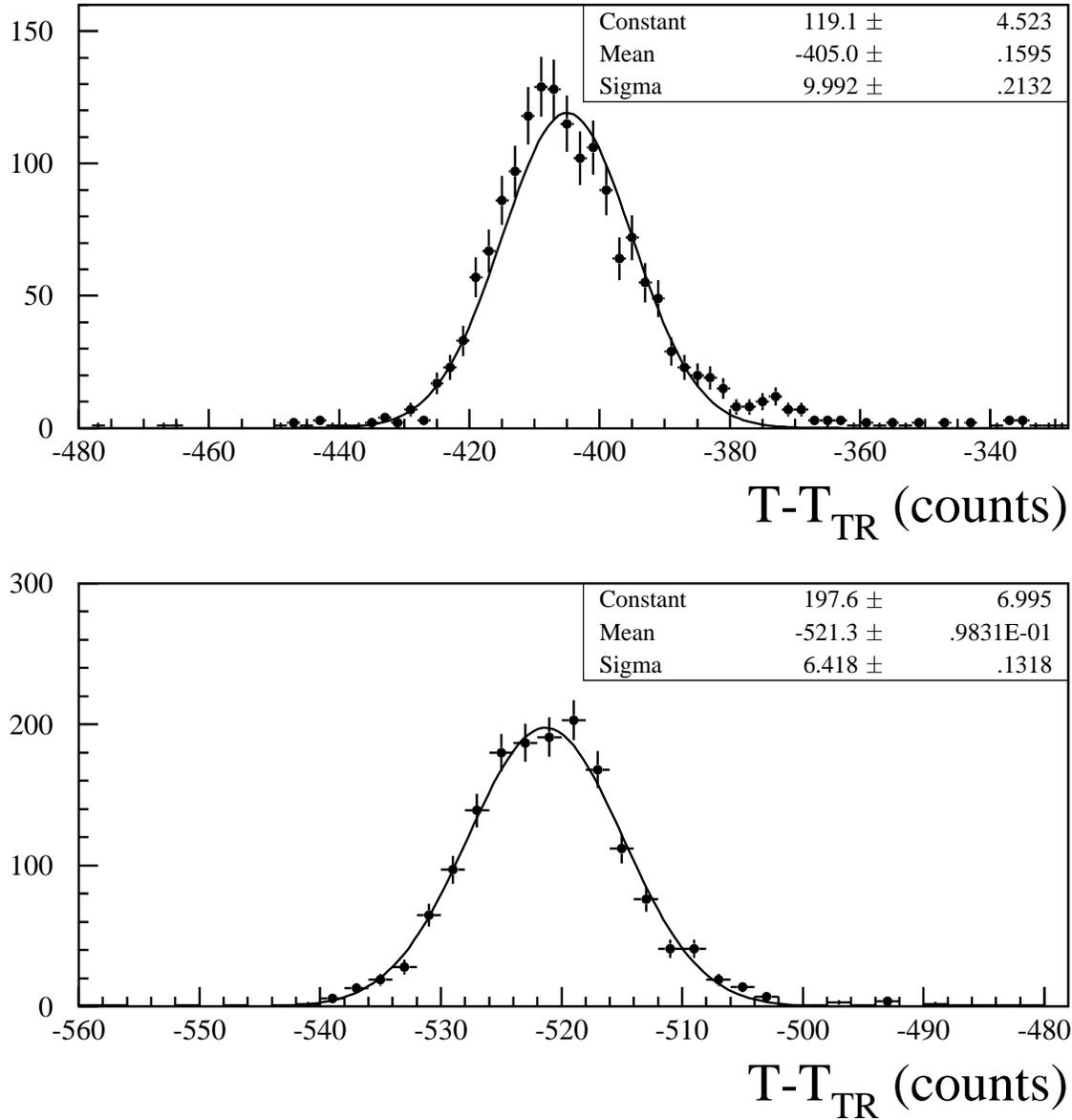


Figura 6.9: (Sopra) Spettro di TDC del cristallo con taglio in carica sugli scintillatori ad un elettrone. (Sotto) Stesso spettro della figura superiore dopo l'applicazione della correzione di time-walk

Mostriamo lo spettro di carica del cristallo, fig.6.10, dopo aver selezionato gli eventi con un singolo elettrone tagliando sugli scintillatori. Fittando semplicemente con una distribuzione gaussiana intorno al picco, si ottiene una risoluzione in energia $\sigma(E)/E \approx 11.2\%$.

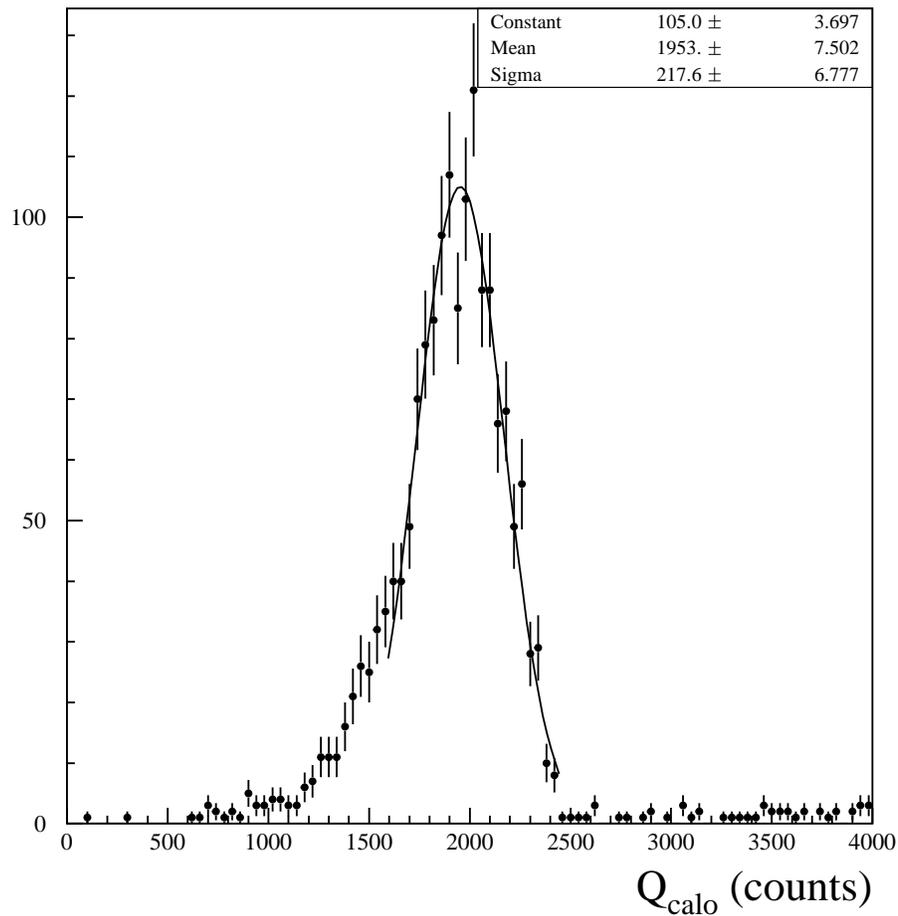


Figura 6.10: Fit gaussiano dello spettro di carica del cristallo con taglio ad un elettrone sugli scintillatori

Con l'Apd da $10 \times 10 \text{ mm}^2$ abbiamo ottenuto degli ottimi risultati. Tuttavia per quanto riguarda la risoluzione temporale, siamo scesi sotto il livello di di risoluzione del trigger usato. Abbiamo quindi ripetuto le misure a 500 MeV utilizzando un Apd da $5 \times 5 \text{ mm}^2$ e lo stesso cristallo di LYSO (della Saint Gobain). Ci aspettiamo circa un quarto della quantità di luce rilevata con l'Apd da $10 \times 10 \text{ mm}^2$, ovvero un peggioramento di un fattore $\frac{1}{2}$ nella risoluzione temporale. Inoltre, per aumentare la risoluzione temporale del trigger, abbiamo posizionato i due scintillatori di “taglio”. In figura 6.11 mostriamo lo spettro di carica dei due scintillatori. In figura 6.12 mostriamo lo spettro di ADC del cristallo, dove abbiamo selezionato gli eventi corrispondenti ad un elettrone tagliando in carica sugli scintillatori. Fittando con una distribuzione gaussiana ricaviamo una risoluzione energetica $\sigma(E)/E \approx 12\%$. Che è comparabile con quanto ottenuto precedentemente.

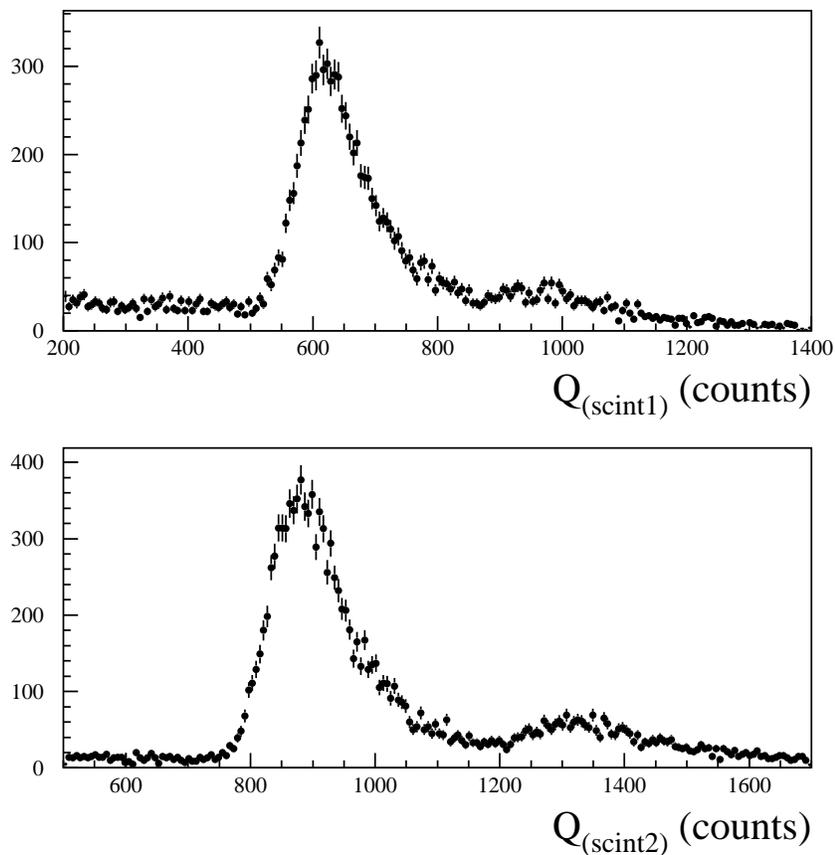


Figura 6.11: Spettro di ADC dei due scintillatori posizionati di “taglio”

In figura 6.13 mostriamo il fit gaussiano del trigger realizzato sottraendo gli spettri di TDC dei due scintillatori. Si osserva che come ci aspettavamo, posizionando i finger di

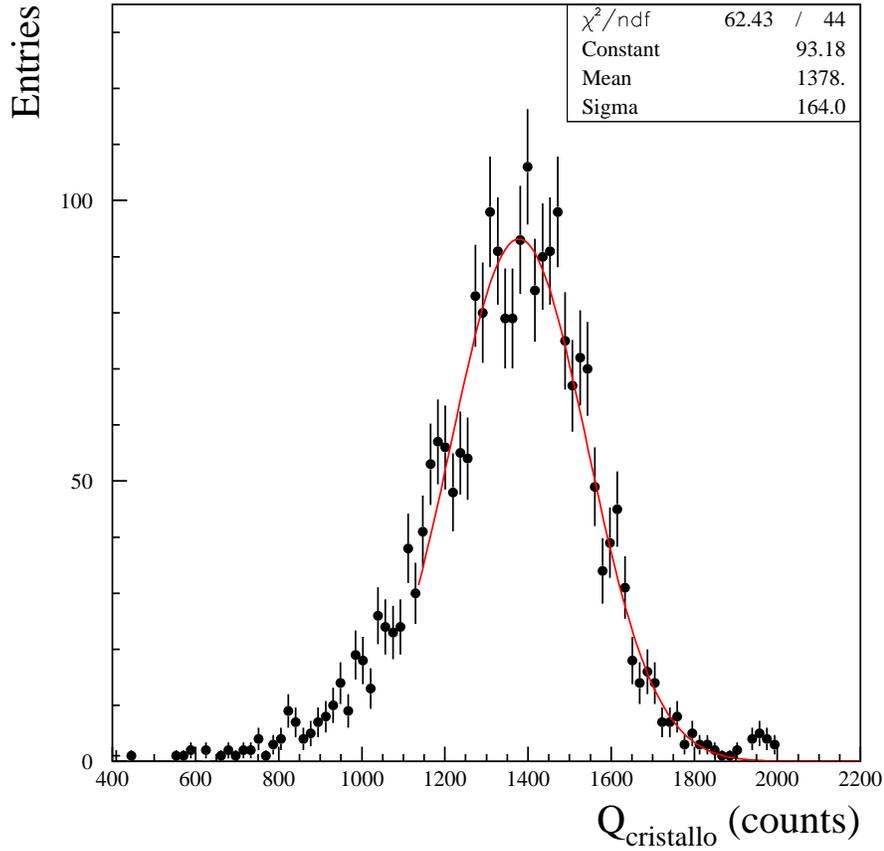


Figura 6.12: Fit gaussiano dello spettro di carica del cristallo con taglio ad un elettrone sugli scintillatori posizionati di “taglio”

taglio, riusciamo ad aumentare la risoluzione temporale a $\sigma_{Trig} \approx 235$ ps (da confrontare con i 345 ps ottenuti precedentemente).

Dopo aver applicato la correzione di time-walk ricaviamo una risoluzione di $\sigma_{meas} \approx 190$ ps, fig.6.14, e applicando questo risultato nella 6.2 otteniamo la risoluzione del cristallo letto tramite un Apd da 5×5 mm²:

$$\sigma_{crist} = \sqrt{\sigma_{meas}^2 - \frac{\sigma_{Trig}^2}{2}} = \sqrt{(190\text{ps})^2 - \frac{(235\text{ps})^2}{2}} = 90 \text{ ps}$$

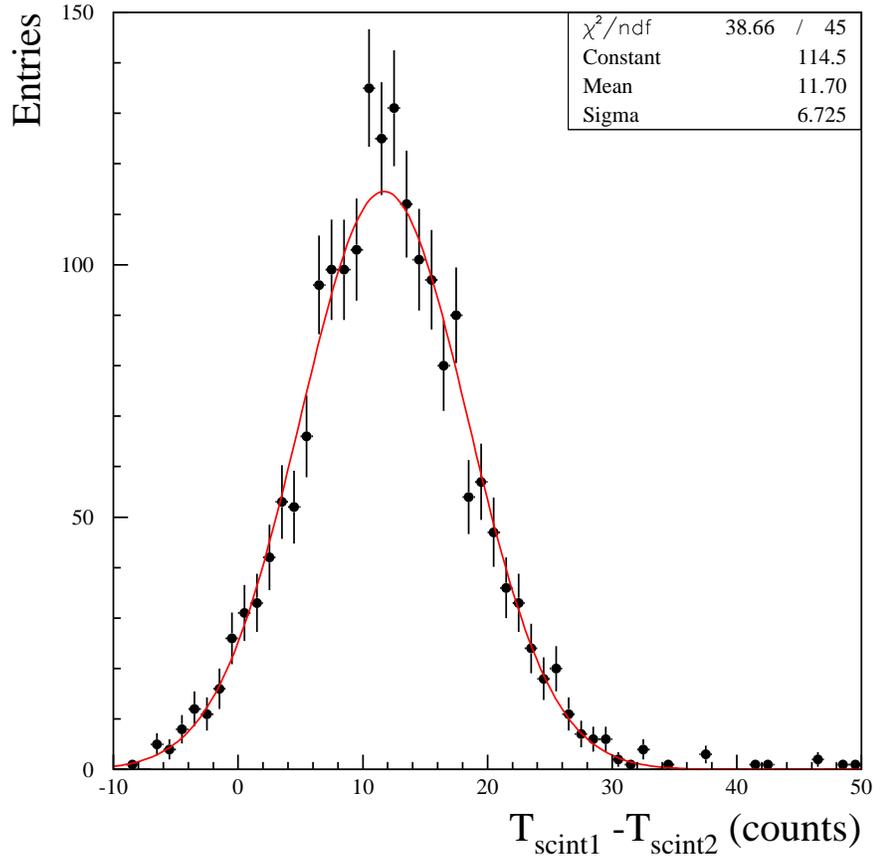


Figura 6.13: Trigger temporale dato dalla sottrazione dei tempi dei due scintillatori posti davanti al cristallo e posizionati di “taglio”

Il numero di fotoelettroni rilevati (per unità di MeV) si determina tramite la 6.3:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{crist} &= \frac{41 \text{ ns}}{\sqrt{N_{pe}}} \Rightarrow \\
 N_{pe} &= \frac{(41 \text{ ns})^2}{(90 \text{ ps})^2} = 207530 \quad \text{a } 500 \text{ MeV} \\
 N_{pe} &= 415 \frac{\text{pe}}{\text{MeV}} \quad (6.3)
 \end{aligned}$$

dove abbiamo utilizzato il tempo di emissione del cristallo di 41 ns [27].

Questo è consistente con il test effettuato con i raggi cosmici dove abbiamo ottenuto $\sim 440 \frac{\text{pe}}{\text{MeV}}$. Il valore stimato con l'Apd 10×10 sarà quindi di 45 ps.

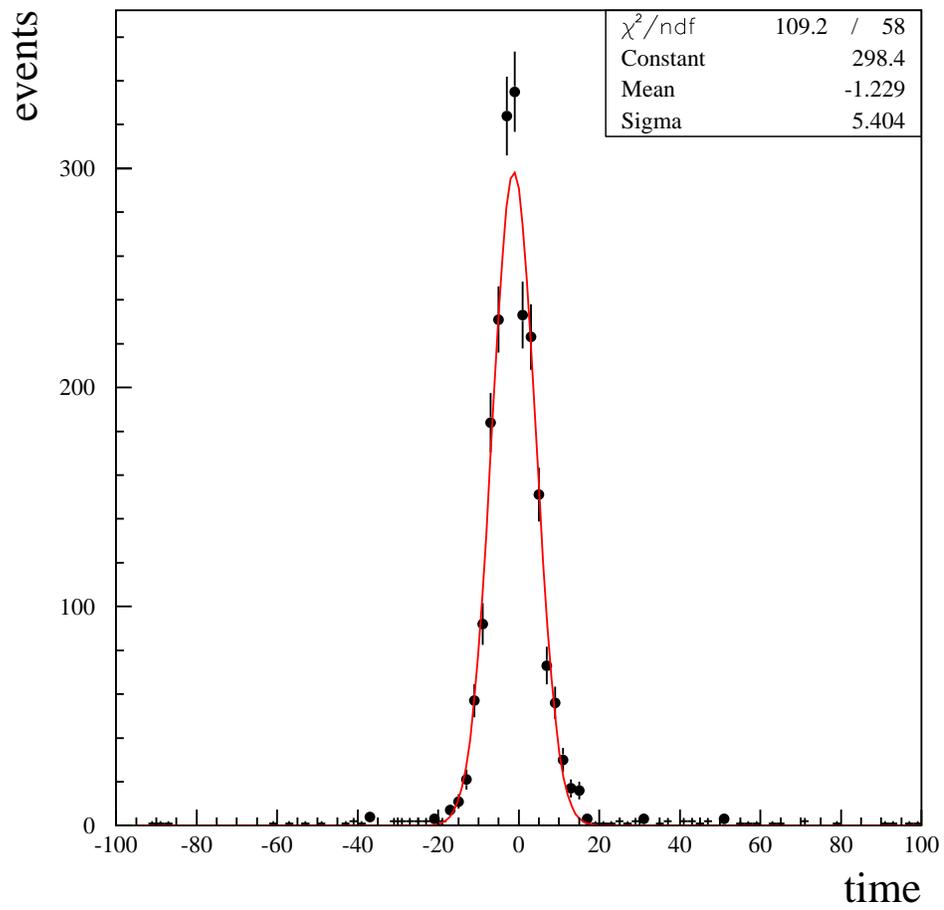


Figura 6.14: Spettro di TDC del cristallo con taglio in carica sugli scintillatori ad un elettrone e dopo la correzione di time-walk

esterna composta di cristalli di PbWO. Questi sono stati accoppiati con tipici fototubi bialcalini della Hamamatsu con diametro di 1/8", mentre i cristalli di LYSO ed LFS sono stati accoppiati con Apd della serie S8664 da $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Gli Apd sono stati preamplificati con l'elettronica da noi realizzata e descritta nel terzo capitolo. In figura 6.10 possiamo osservare il supporto realizzato per le schede di elettronica e per gli Apd. Per massimizzare l'accoppiamento ottico con i cristalli è stato utilizzato del grasso ottico.

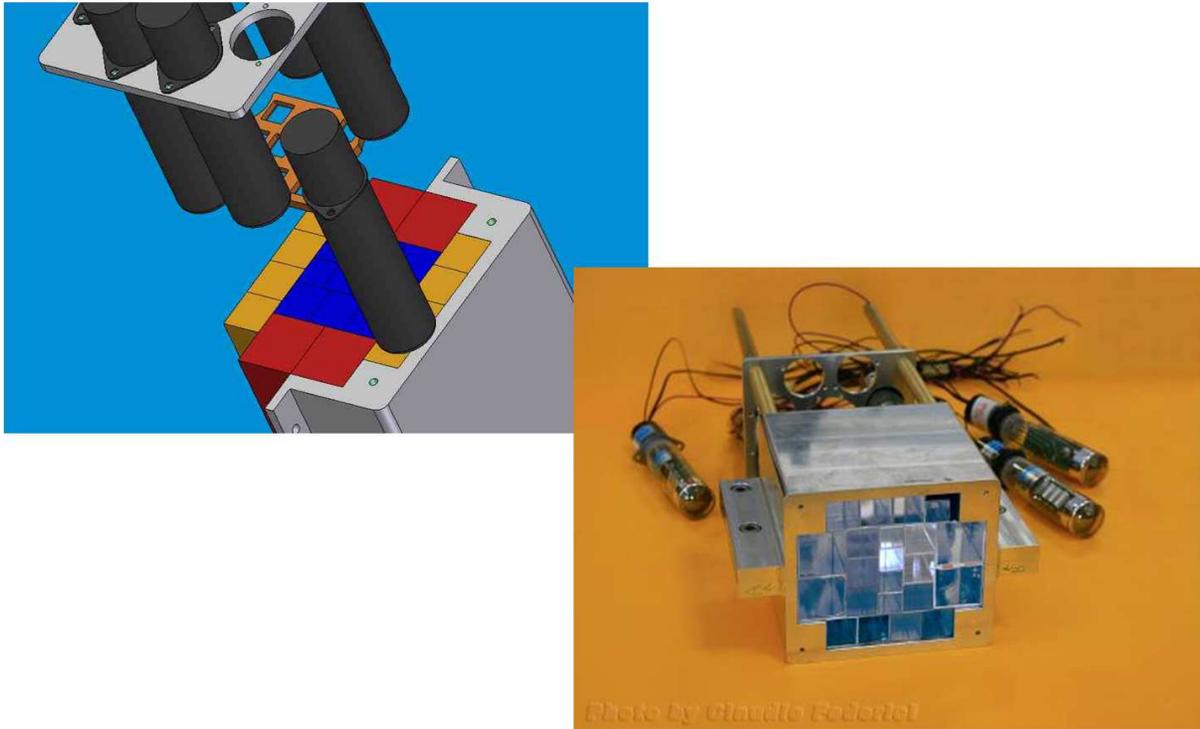


Figura 6.16: **Prototipo del calorimetro CcalT. Particolare dei fototubi applicati ai cristalli di PbWO**

Abbiamo calibrato i cristalli mediante due differenti sistemi.

Una prima calibrazione è stata effettuata con l'utilizzo di led pulsante con due lunghezze d'onda di emissione: blu ed ultravioletto. Il primo, con lunghezza d'onda di picco 425 nm, non viene assorbito dal cristallo ed è stato utilizzato per testare gli Apd e verificare che avessero tutti una risposta uniforme. Il secondo, con lunghezza d'onda di picco 380 nm (con spread del 2.5%), viene assorbito dal cristallo e lo fa scintillare in modo equivalente al passaggio di una particella. Il segnale luminoso prodotto dal led viene portato sulla superficie del cristallo mediante una fibra chiara di quarzo.

In questo modo abbiamo potuto testare ogni cristallo e impostare preliminarmente le V_{bias} degli Apd, in modo da equalizzare al 10% la risposta in carica. In figura 6.17 mostriamo la variazione del valore medio di risposta in luce di un cristallo al variare di V_{bias} . Come

sorgente è stato utilizzato il led UV. La stessa operazione è stata ripetuta su tutti i canali della matrice interna.

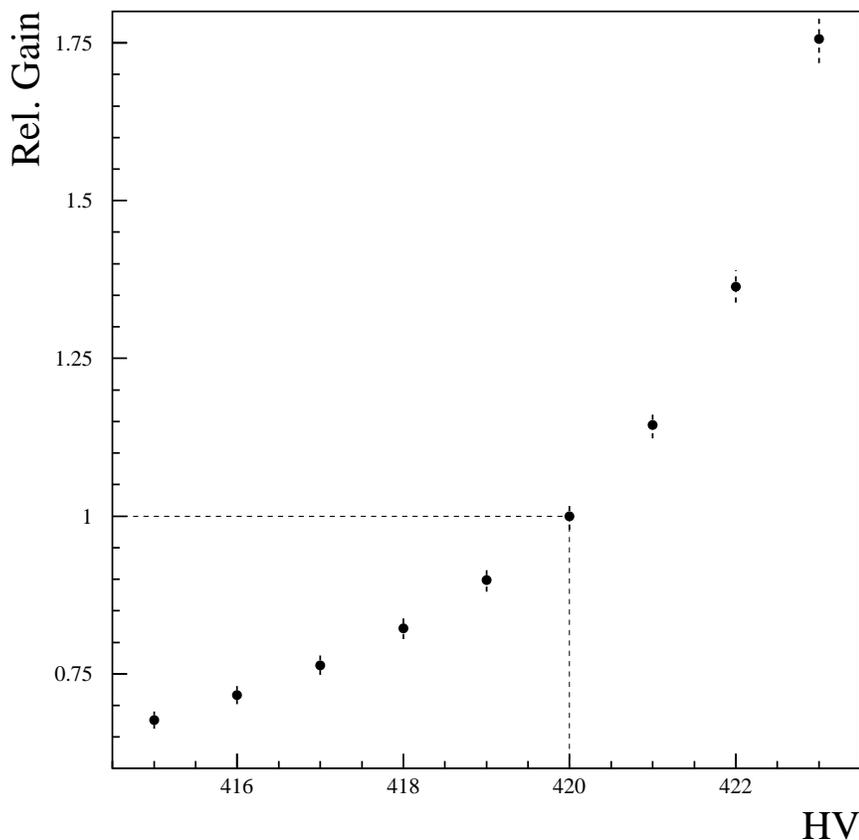


Figura 6.17: **Variazione della risposta luminosa al variare di V_{bias} per un canale della matrice interna. I valori sulle ascisse sono espressi in percentuale rispetto al valore a V_{bias} operativo**

Si può osservare che il guadagno varia con la stessa forma funzionale di quella data nel datasheet Hamamatsu (mostrata nel capitolo 3). Il segnale prodotto dal led è stato acquisito tramite l'ADC di KLOE con una risoluzione di 100 fC/count. In particolare l'eccitazione realizzata con il led produce una risposta in carica paragonabile a quella prodotta dall'interazione con gli elettroni, in termini di quantità di fotoni rilevati. Lo spettro di ADC sul singolo canale mostra una risposta percentuale $\sigma(E)/E \approx 2\%$ a 150 MeV. Sommando su tutti i canali possiamo ricavare un errore sulla risoluzione energetica del calorimetro:

$$\frac{2\%}{150\text{MeV}} \cdot \sqrt{10} = \frac{0.3\%}{\text{GeV}} \cdot \sqrt{10} \approx \frac{0.9\%}{\text{GeV}}$$

dove abbiamo trattato i canali come sorgenti di rumore indipendenti. Questo valore può essere utilizzato per una stima quantitativa dell'errore sulla risoluzione energetica portato dall'insieme di elettronica di preamplificazione, alimentazione e fluttuazione del LED. La calibrazione finale è stata effettuata tramite la risposta ai raggi cosmici. In figura 6.18 mostriamo il segnale dall'oscilloscopio di un cristallo LFS durante il run di MIP. Evidente il particolare tempo di emissione dei cristalli di LFS (LYSO) di 40 ns (41).

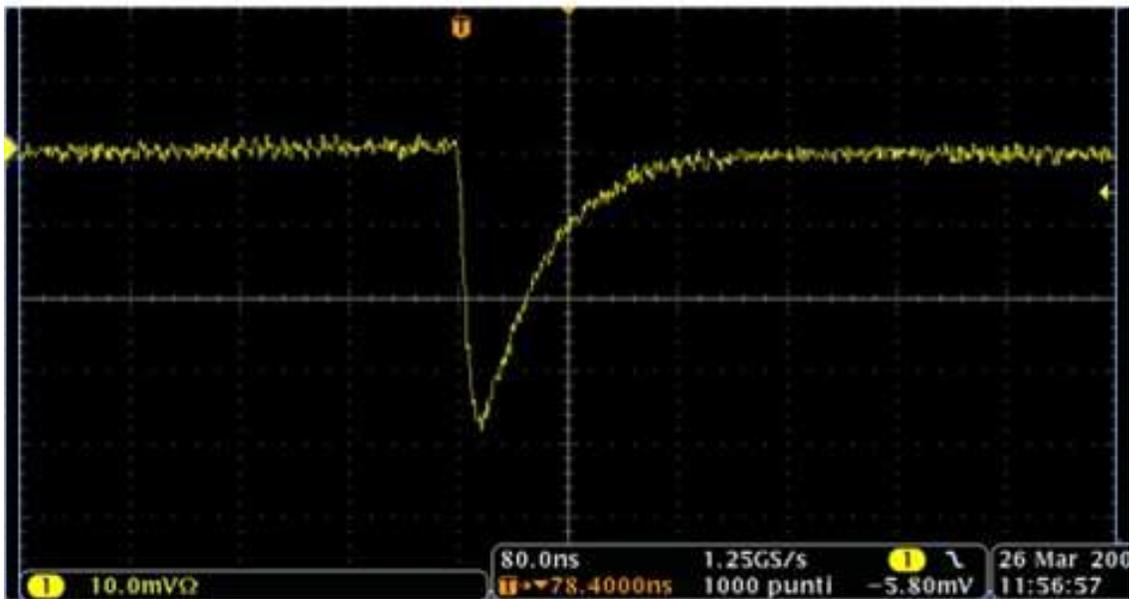


Figura 6.18: Segnale dall'oscilloscopio di un cristallo LFS come risposta all'interazione con raggi cosmici

Con una notte di presa dati abbiamo ottenuto statistica sufficiente per calcolare il valore delle MIP con una precisione del $0.5 \div 0.7\%$. In figura 6.19 mostriamo gli spettri di ADC del run di MIP effettuato dopo l'assestamento effettuato con il led.

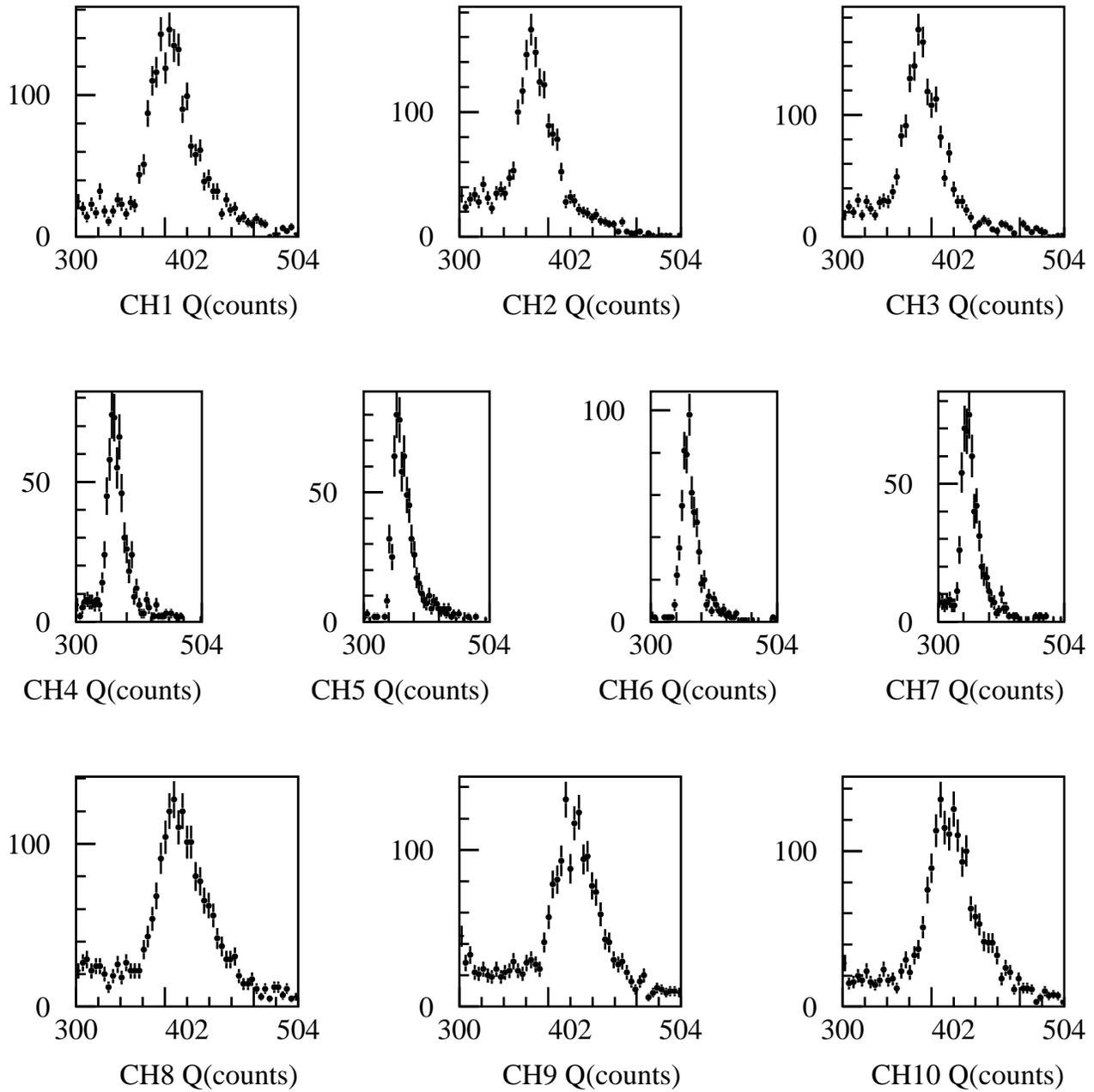


Figura 6.19: Spettro di ADC delle MIP. La risposta alle MIP è stata utilizzata per la calibrazione dei canali della matrice interna

6.3.1 Test con elettroni

Concludiamo il capitolo con i risultati ottenuti nel test beam svolto alla BTF ad Aprile 2009. Poiché i dati sono ancora in fase di analisi, mostreremo solo la risoluzione energetica ottenuta a 500 MeV. La risoluzione temporale è equivalente a quella ottenuta con il singolo cristallo. Lo start è stato realizzato tramite i due scintillatori di NE110 disposti a croce. I segnali sono stati acquisiti mediante l'ADC di KLOE.

In figura 6.20 mostriamo lo spettro di ADC del calorimetro ottenuto sommando sui soli canali della matrice interna composta dai cristalli di LYSO. Non abbiamo ancora adottato nessuna tecnica di minimizzazione, ma solo equalizzato i cristalli secondo i risultati delle MIP mostrati in figura 6.19. Il fit gaussiano sulla somma dei piedistalli da $\sigma_{ped} = 220$ fC. Ciò corrisponde ad un errore di 4.6 MeV sulla misura portato dal complesso elettronica di preamplificazione, splitter attivi lineari di KLOE, ADC.

In figura 6.21 mostriamo il fit gaussiano dopo il taglio in carica sugli scintillatori ad un elettrone. La risoluzione energetica misurata è $\sigma(E)/E = 5.6\%$ a 500 MeV.

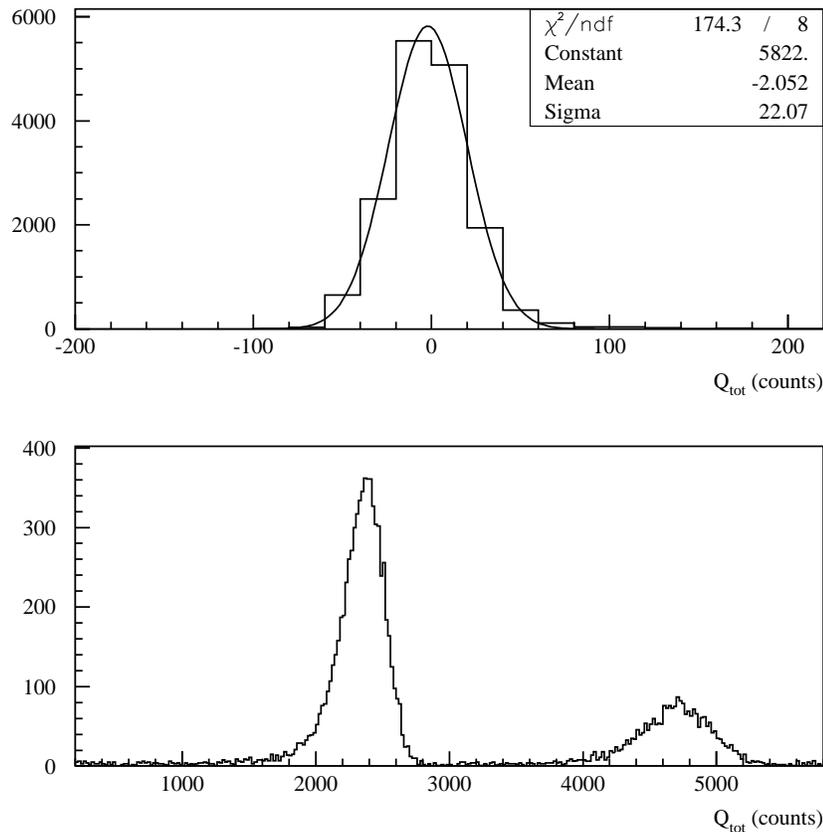


Figura 6.20: (Sopra) Fit gaussiano dello spettro in carica della somma dei piedistalli. (Sotto) Spettro in carica della somma dei canali della matrice interna del prototipo del calorimetro CcalT equalizzando con i valori delle MIP

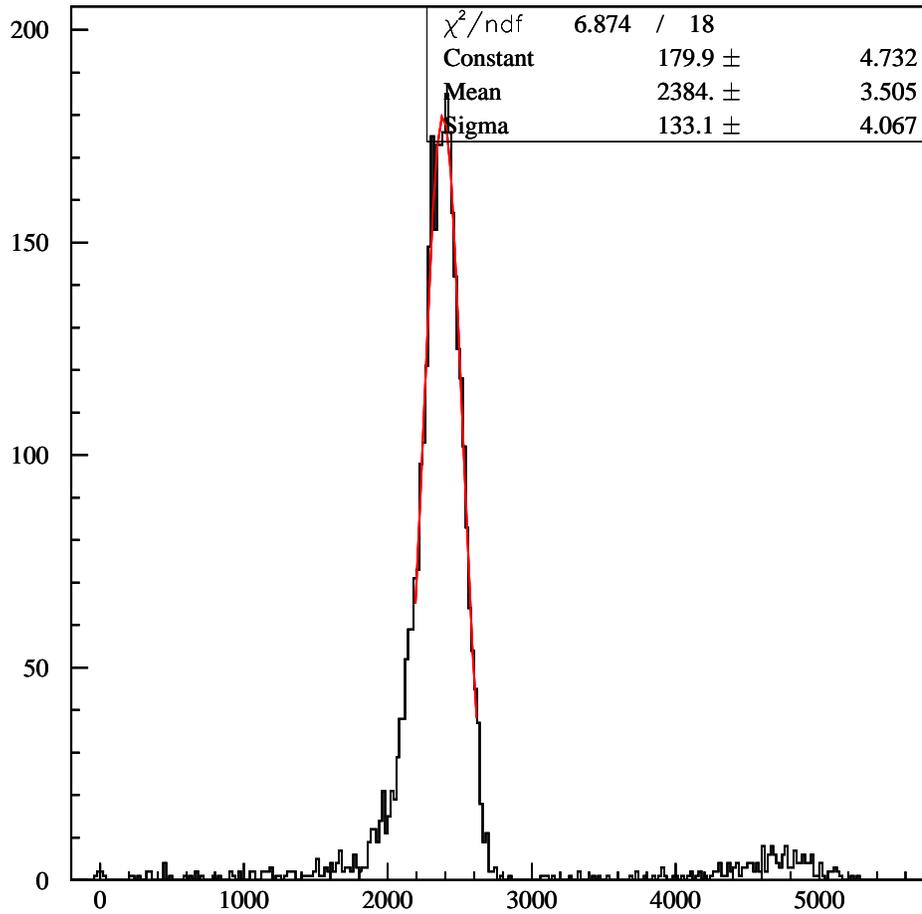


Figura 6.21: Spettro in carica della somma dei canali della matrice interna del prototipo del calorimetro CcalT equalizzando con i valori delle MIP e tagliando sugli scintillatori ad eventi con un solo elettrone

Conclusioni

In questa tesi ci siamo occupati dello sviluppo di R&D per l'uso dei nuovi fotosensori al silicio (Apd e Sipm) per i due upgrade di calorimetria a piccolo angolo proposti per l'esperimento KLOE-2. Il primo, QcalT, è costituito da due calorimetri intorno ai quadrupoli interni all'esperimento, ognuno composto da strati alternati di tungsteno e tile di scintillatore letti tramite fibre WLS e Sipm. Ogni calorimetro avrà circa 1200 tile per uno spessore totale di $5.5 X_0$ e dovrà raggiungere una efficienza di rivelazione $> 98\%$ per fotoni da 20 a 300 MeV, una risoluzione temporale ~ 1 ns e una risoluzione spaziale di $\sim 1-2$ cm. Il secondo, CcalT, sarà basato su un barrel di cristalli innovativi di Ortosilicato di Lutetio ed Yttrio (LYSO) letti da Apd e sarà posizionato tra il primo quadrupolo e il centro di interazione. Il suo parametro principale sarà quello di raggiungere altissimi valori di risoluzione temporale (400-500 ps a 20 MeV) per sopravvivere al fondo macchina esistente nella regione e permettere di identificare con altissima efficienza i fotoni non rivelati dal calorimetro centrale cioè avere una notevole risposta luminosa.

In dettaglio, ci siamo occupati di sviluppare l'elettronica di amplificazione per i due rivelatori ed i circuiti di polarizzazione per i fotosensori. In entrambi i casi abbiamo sviluppato un amplificatore basato sul Mar8A+ della Mini Circuits con guadagno di circa 27dB, una elevata banda passante (~ 1 V) e risposta in frequenza (1 GHz) per non deteriorare le elevate caratteristiche di velocità dei sensori stessi.

Come candidato di Sipm, abbiamo selezionato due tipi di MPPC (Multi Pixel Photon Counter) della ditta Hamamatsu, con 100 e 400 pixel in un'area sensibile di 1 mm^2 . I test di caratterizzazione degli MPPC, effettuati sia con studi di corrente di buio che tramite led impulsato, hanno permesso di caratterizzare il guadagno dei fotosensori e la dipendenza dello stesso da temperatura e tensione di polarizzazione, V_{bias} . Si è verificato che gli MPPC seguono molto bene le specifiche dichiarate dal produttore e che la nostra elettronica non deteriora in maniera significativa le specifiche proprie nella qualità di conteggio di fotoni e di tempo di risposta. Abbiamo poi dimostrato in maniera originale che, dallo studio della risposta ad un LED impulsato, la PDE, Photon Detection Efficiency, ha una forte dipendenza da $V_{bias}-V_{bd}$. Il raggiungimento di un plateau di efficienza si ottiene a tensioni di polarizzazione di 500-600 mV al di sopra del punto di lavoro operativo. I test sui singoli componenti del rivelatore QcalT hanno poi dimostrato di poter raggiungere le performance aspettate. I vari prototipi di *tile-fibre WLS-Sipm* hanno ottenuto risposte a particelle al minimo di ionizzazione che corrispondevano ad un light yield di 20-25

pe/MIP e risoluzioni temporali migliori del ns. Miglioramenti tecnici sono ancora in fase di progetto per quanto riguarda la riproducibilità delle connessioni ottiche fibre-Sipm.

Per quanto riguarda i cristalli di LYSO+Apd (CcaiT) abbiamo poi contribuito in maniera determinante alla realizzazione dell'elettronica per il prototipo. Abbiamo implementato delle schede di amplificazione, testate inizialmente su cristalli singoli sia con raggi cosmici che con fasci di elettroni, poi prodotte per effettuare la lettura di una matrice di 10 cristalli. Si è poi partecipato in maniera attiva al test della matrice stessa alla BTF con elettroni da 100 a 500 MeV. La prima equalizzazione dei canali è stata effettuata variando la tensione di alimentazione e controllando la risposta del singolo cristallo ad un LED UV (380 nm) posizionato al centro degli stessi. La calibrazione precisa in energia dei singoli canali è stata effettuata al 0.5% tramite raggi cosmici selezionando particelle al minimo di ionizzazione. Sommando la carica della matrice stessa otteniamo una ottima separazione degli eventi con uno o due elettroni incidenti ed una risoluzione energetica del 5.6% a 500 MeV (contro i 4.3% aspettati e dovuti al solo leakage dalla simulazione effettuata con Geant4). La somma di carica degli eventi senza elettroni stabilisce un limite alla risoluzione legato al rumore elettronico che equivale ad un contributo di $\sigma(E)/E = 4.6\%/E$ (equivalente a 4 MeV di rumore a 500 MeV). Contributi legati a variazione di fluttuazione longitudinale, di dimensione, di fluttuazioni della risposta sono ancora in corso. Per quanto riguarda la risposta temporale otteniamo risultati a 500 MeV che sono consistenti con 200-300 ps di risoluzione temporale (senza correzione sul jitter del trigger) e sono difficili da stimare come conclusivi in quanto sono ormai a valori paragonabili con quelli della fluttuazione dei tempi legata al sistema di trigger. Dei test ulteriori alla BTF sono da programmare per riprovare lo stesso prototipo ad energie più basse e con un trigger migliorato.

Bibliografia

- [1] The DAΦNE Project Team, **Proposal for a ϕ factory**, LNF-90/031 1990; C. Milardi *et al.*, **Status of DAΦNE**, Proceedings of the Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, Italy (1999).
- [2] C. Amsler *et al.*, **The Review of Particle Physics**, Physics Letters B667, 1 (2008).
- [3] A. Antonelli *et al.* (KLOE), **The KLOE detector. Technical Proposal**, LNF-93/002(IR) (1993).
- [4] KLOE collaboration, M. Adinolfi *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A 488**, (2002).
- [5] KLOE collaboration, M. Adinolfi *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A 482**, (2002).
- [6] D. Alesini, D. Babusci, M.E. Biagini, R. Boni, M. Boscolo, F. Bossi, B. Buonomo, A. Clozza, G. Delle Monache, G. Di Pirro, A. Drago, A. Gallo, S. Guiducci, M. Incurvati, C. Ligi, F. Marcellini, G. Mazzitelli, C. Milardi, L. Pellegrino, M. Preger, L. Quintieri, P. Raimondi, R. Ricci, U. Rotundo, C. Sanelli, M. Serio, F. Sgamma, B. Spataro, A. Stecchi, A. Stella, S. Tomassini, C. Vaccarezza, M. Zobov, *LNF-INFN*; A. D'Angelo, R. Messi, D. Moricciani, *Rome II University Tor Vergata*; S. Bettoni, *CERN*; I. Koop, E. Levichev, P. Piminov, D. Shatilov, V. Smaluk, *BINP: DAFNE Upgrade for Siddharta Run*, G-68, (2006).
- [7] G. Bencivenni, D. Domenici, *Laboratori Nazionali di Frascati*, **An ultra-light cylindrical GEM detector as inner tracker at KLOE-2**, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 581, (2007).
- [8] KLOE Collaboration **Measurement of the $K(S) \rightarrow \gamma\gamma$ branching ratio using a pure $K(S)$ beam with the KLOE detector**.
- [9] J. R. Batley, *et al.*, Phys. Lett. **B 551** (2003).
- [10] G. D. Barr, *et al.*, Phys. Lett. **B 351** (1995).
- [11] G. L. Gibbons, *et al.*, Phys. Lett. **B 70** (1993).
- [12] KLOE collaboration, M. Adinolfi *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A 483**, (2002).

- [13] Bahaa Saleh, *University of Wisconsin, Malvin Carl Teich, Columbia University*, **Fundamentals of photonics** Wiley Interscience (1991).
- [14] Gianmaria Collazuol, *Scuola Normale Superiore di Pisa*, **Single photon timing resolution and detection efficiency of the ITC-IRST silicon photo-multipliers**, VCI 2007 Vienna (2007).
- [15] **Si Apd S8664 series**, Hamamatsu Photonic k.k. (2008).
- [16] **Datasheet Multi Pixel Photon Counter**, Hamamatsu Photonic k.k. (2008).
- [17] Prof. G.C. Barbarino, *Università di Napoli Federico II*, **Rivelatori a Silicio**, Corso di Sensori e Rivelatori.
- [18] Gaetano L'Episcopo, *Università degli studi di Catania facoltà di Ingegneria*, **Caratterizzazione elettrica di una matrice di rivelatori di singolo fotone**, Tesi di laurea in Ingegneria Elettronica (2006).
- [19] **RF-IF microwave components**, www.minicircuits.com.
- [20] **Universal multichannel system - A1520**, www.caen.it/nuclear/.
- [21] Adam Para, *Fermilab*, **First Look at the Hamamatsu MPPC**, Research Techniques Seminar (2007).
- [22] G. Deptuch, G. Mavromanolakis, A. Para. , P.Rubinov, N.Saoulidou, M. Trimpl, *Fermilab*, **Characterization of Silicon Photodetectors (Avalanche Photodiodes in Geiger Mode) at Fermilab**, ALCPG07 (2007).
- [23] Prof. M. Valdata, *Università degli studi di Perugia*, **Rivelatori per la Fisica delle Alte Energie**, lezioni estive al CERN sugli Acceleratori (2008).
- [24] **Scintillating Optical Fibers**, Saint-Gobain Crystal & Detectors (2008).
- [25] C.M. Hawkes, M. Kuhlen, B. Milliken, *California Institute of Technology*, **Decay time and light yield measurements for plastic scintillating fibers**, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A292 (1990).
- [26] Lavoro effettuato dal prof. Marco Schioppa e dalla dott.ssa Stefania Stucci, *Dipartimento di Fisica, Università della Calabria (Cosenza)*.
- [27] Jianming Chen, *Member IEEE*, Rihua Mao, *Member IEEE*, Liyuan Zhang, *Member IEEE*, Ren-Yuan Zhu, *Senior Member IEEE*, **Large Size LSO and LYSO Crystals for Future High Energy Physics Experiments**, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 54, NO. 3, (2007).
- [28] Lewellen, Janes, Miyaoka, Zerrouk, **Initial evaluation of the scintillator LFS for positron emission tomograph applications**, Nuclear Science Symposium Conference Record, 2004 IEEE Volume 5, Issue , (2004).

Ringraziamenti

Vorrei ringraziare:

- Stefano Miscetti, per tutto quello che mi ha insegnato in quest'anno e mezzo non trattandomi come uno studente, ma come un amico.
- Matteo Martini, il miglior compagno di lavoro che potessi sperare di incontrare.
- Fabio Happacher, che da subito ha cercato di farmi sentire qui ai LNF come a casa.
- Marco Cordelli, con cui spero di collaborare il più a lungo possibile.
- Tutti i ragazzi dell'aula A75, il più bel gruppo dell'INFN.

Infine ringrazio di cuore Alessandra e la mia famiglia che sopportano ogni giorno il mio carattere decisamente difficile.