

Università degli Studi di Ferrara
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica ed Astrofisica



Studio dei parametri caratteristici di
dispositivi optoelettronici per il rivelatore di
muoni dell'esperimento SuperB

Relatore:

Chiar.mo Prof. ROBERTO CALABRESE

Correlatori:

Dott. WANDER BALDINI

Dott. GIANLUIGI CIBINETTO

Laureando

VINCENZO BATTISTA

Anno accademico 2010-2011

Indice

Introduzione	xiii
1 Il progetto SuperB	1
1.1 L'esperimento SuperB	1
1.2 L' acceleratore	3
1.3 Il rivelatore	4
1.3.1 Layout	4
1.3.2 Silicon Vertex Tracker	5
1.3.3 Drift Chamber	6
1.3.4 Cherenkov Detector	8
1.3.5 Electromagnetic Calorimeter	10
1.3.6 Instrumented Flux Return	11
2 Il rivelatore di muoni	13
2.1 Identificazione dei muoni	13
2.2 Struttura dell'IFR	14
2.3 Tecnica di rivelazione	16
2.3.1 Gli scintillatori	17
2.3.2 Le fibre WLS	18
2.3.3 Silicon Photomultipliers	22
2.3.4 Multi Pixel Photon Counters	35
2.3.5 Tecniche di read out	37
2.4 Il prototipo del rivelatore	39
2.4.1 Geometria	40
2.4.2 Elettronica di lettura	44
2.4.3 Test su fascio	44
3 Caratterizzazione dei SiPM	49
3.1 Apparato sperimentale	49
3.2 Dipendenza del guadagno dalla tensione	50
3.3 Dipendenza del guadagno dalla temperatura	54
3.4 Dipendenza della tensione di breakdown dalla temperatura	58

4	Prestazioni dei moduli di rivelazione del prototipo	65
4.1	Apparato sperimentale	66
4.2	Misura del guadagno	67
4.3	Distribuzione del numero di fotoelettroni	68
4.3.1	Modello	68
4.3.2	Metodo di misura	70
4.3.3	Numero medio di fotoelettroni prodotti	72
4.4	Misura della lunghezza di attenuazione delle fibre ottiche	74
4.4.1	La lunghezza di attenuazione	74
4.4.2	Misura della lunghezza di attenuazione	76
4.5	Efficienza di rivelazione	76
4.5.1	L'efficienza di rivelazione	76
4.5.2	Stima dell'efficienza di rivelazione	78
4.6	Confronto fra le prestazioni di SiPM e MPPC	80
5	Conclusioni	85
A	Cella Peltier	87
	Bibliografia	91

Elenco delle figure

1	<i>Logo dell'esperimento SuperB</i>	xiii
1.1	<i>Lo schema crabbed waist</i>	4
1.2	<i>Layout del rivelatore di SuperB</i>	5
1.3	<i>Sezione longitudinale del Silicon Vertex Tracker</i>	6
1.4	<i>Vista laterale della Drift Chamber</i>	7
1.5	<i>Rappresentazione schematica della barra a silicio fuso e della zona di imaging del DIRC di BaBar</i>	9
1.6	<i>Schema della disposizione dei cristalli di CSI(Tl) nel Barrel Calorimeter dell'EMC</i>	10
2.1	<i>Geometria dell'IFR</i>	14
2.2	<i>Baseline segmentation design dell'IFR</i>	15
2.3	<i>Efficienza di rivelazione dei muoni e probabilità di errata identificazione in funzione dell'impulso della particella</i>	15
2.4	<i>Stopping power in funzione dell'energia per diverse particelle</i>	16
2.5	<i>Simulazione Montecarlo del numero di K_L^0 rilevati per ogni layer dell'IFR</i>	17
2.6	<i>Vista di una delle barre scintillanti impiegate per l'IFR di SuperB</i>	19
2.7	<i>Sezioni frontale e trasversale di una fibra ottica Kuraray Y11</i>	19
2.8	<i>Rappresentazione di una fibra ottica Saint Gobain BCF92</i>	21
2.9	<i>Spettri di emissione e di assorbimento di una fibra ottica BCF92 Saint Gobain</i>	21
2.10	<i>Spettro della luce raccolta da fibre Kuraray Y11-300 1mm</i>	22
2.11	<i>Confronto fra la luce raccolta da una fibra Y11-300 ed una BCF92</i>	23
2.12	<i>Schema di un Single Photon Avalanche Diode (SPAD) e campo elettrico risultante nel materiale</i>	24
2.13	<i>Corrente inversa prodotta in un diodo in funzione della bias voltage e regimi di funzionamento</i>	25
2.14	<i>Meccanismo di produzione di una valanga in uno SPAD</i>	26
2.15	<i>Corrente inversa in uno SPAD in funzione del tempo e della tensione V_{bias}</i>	26
2.16	<i>Rappresentazione schematica del circuito equivalente di uno SPAD</i>	27
2.17	<i>Andamento della corrente in funzione del tempo in uno SPAD con quenching passivo</i>	27

2.18	<i>Immagine del segnale prodotto da un SiPM installato nel prototipo dell'IFR ottenuta ad un oscilloscopio dell'INFN di Ferrara</i>	29
2.19	<i>Un SiPM utilizzato per il prototipo dell'IFR sviluppato a Ferrara</i>	29
2.20	<i>Probabilità di triggering in un SiPM in funzione della profondità e del campo esterno applicato</i>	33
2.21	<i>Esempi di effetti del background sul segnale di un SiPM</i>	34
2.22	<i>Confronto fra le strutture di una cella di un MPPC-Hamamatsu e di un SiPM-FBK</i>	35
2.23	<i>Immagine del segnale prodotto da un MPPC-Hamamatsu installato nel prototipo dell'IFR ottenuta ad un oscilloscopio dell'INFN di Ferrara</i>	36
2.24	<i>Un MPPC utilizzato per il prototipo dell'IFR a Ferrara</i>	36
2.25	<i>Confronto fra le velocità di risposta del segnale di un SiPM-FBK ed un MPPC-Hamamatsu</i>	37
2.26	<i>Principio di funzionamento della tecnica binary readout</i>	38
2.27	<i>Principio di funzionamento della tecnica time readout</i>	40
2.28	<i>Il prototipo dell'IFR pronto per il test beam al Fermilab Facility Test Beam</i>	41
2.29	<i>Schema di un modulo di rivelazione TDC del prototipo dell'IFR</i>	41
2.30	<i>Schema di un modulo di rivelazione Bi-RO del prototipo dell'IFR</i>	42
2.31	<i>Una board ABCD realizzata dall'INFN di Ferrara</i>	44
2.32	<i>La board BiRO-TLU</i>	45
2.33	<i>Veduta del Fermilab Test Beam Facility (FTBF)</i>	46
2.34	<i>Setup sperimentale per il test beam del prototipo dell'IFR</i>	46
2.35	<i>Composizione del fascio utilizzato per il test beam del prototipo dell'IFR in funzione dell'energia</i>	47
2.36	<i>Efficienza di rivelazione dei layers del prototipo dell'IFR</i>	47
2.37	<i>Efficienza di rivelazione dei moduli BiRO misurata al test beam in funzione della soglia applicata sul numero di fotoelettroni</i>	48
2.38	<i>Risoluzione temporale dei 4 moduli TDC in funzione della lunghezza delle fibre ottiche ottenuta al test beam</i>	48
3.1	<i>Schema dell'apparato sperimentale utilizzato per la caratterizzazione dei SiPM</i>	50
3.2	<i>Cella Peltier utilizzata per la caratterizzazione dei SiPM</i>	51
3.3	<i>Immagine dell'elettronica di lettura utilizzata per il prototipo IFR a Ferrara</i>	51
3.4	<i>Spettro delle altezze di impulso di un SiPM misurato all'oscilloscopio</i>	52
3.5	<i>Esempi di spettri raccolti per la caratterizzazione del SiPM '4020' a temperatura fissata e V_{BIAS} variabile</i>	55
3.6	<i>Esempi di spettri raccolti per la caratterizzazione del SiPM '4380' a temperatura fissata e V_{BIAS} variabile</i>	56
3.7	<i>Guadagno del SiPM '4020' in funzione della V_{BIAS} a varie temperature</i>	57
3.8	<i>Guadagno del SiPM '4380' in funzione della V_{BIAS} a varie temperature</i>	57

3.9	<i>Esempi di spettri raccolti per la caratterizzazione del SiPM '4020' a temperatura variabile e V_{BIAS} fissata</i>	59
3.10	<i>Esempi di spettri raccolti per la caratterizzazione del SiPM '4380' a temperatura variabile e V_{BIAS} fissata</i>	60
3.11	<i>Guadagno del SiPM '4020' in funzione della temperatura a varie V_{BIAS} .</i>	61
3.12	<i>Guadagno del SiPM '4380' in funzione della temperatura a varie V_{BIAS} .</i>	61
3.13	<i>Illustrazione del metodo dell'estrapolazione per il calcolo della tensione di breakdown</i>	62
3.14	<i>Raffigurazione del metodo del fascio di rette parallele per la determinazione della V_{BD} in funzione della temperatura</i>	63
3.15	<i>Andamento della tensione di breakdown in funzione della temperatura per i SiPM '4020' e '4380'</i>	64
4.1	<i>Schema dell'apparato sperimentale predisposto per l'acquisizione degli spettri delle altezze d'impulso prodotti dai SiPM nei moduli TDC del prototipo</i>	66
4.2	<i>Schema dell'apparato sperimentale predisposto per l'acquisizione degli spettri delle altezze d'impulso prodotti dai SiPM del prototipo</i>	67
4.3	<i>Esempi di spettri raccolti per SiPM installati nei moduli 1 e 2 del prototipo IFR per la misura del guadagno</i>	69
4.4	<i>Spettro delle altezze di impulso di segnale, acquisito all'oscilloscopio, prodotto da un SiPM installato in un modulo del prototipo IFR</i>	72
4.5	<i>Esempi di distribuzioni del numero di fotoelettroni prodotti da SiPM-FBK</i>	73
4.6	<i>Picchi del I e del II fotoelettrone acquisiti da un SiPM del modulo 1 in occasione del test beam effettuato al FTBF</i>	75
4.7	<i>Spettro completo delle altezze di impulso acquisito da un SiPM del modulo 1 in occasione del test beam effettuato al FTBF</i>	75
4.8	<i>Numero medio di fotoelettroni emessi dai SiPM del prototipo IFR in funzione della lunghezza delle fibre ottiche</i>	77
4.9	<i>Perdita di segnale dovuta all'applicazione di una soglia sulla distribuzione</i>	78
4.10	<i>Efficienza di rivelazione dei SiPM di un dato modulo di rivelazione in funzione della soglia</i>	79
4.11	<i>Esempi di spettri acquisiti da MPPC installati nel modulo 7 del prototipo IFR per la misura del guadagno</i>	81
4.12	<i>Distribuzioni del numero di fotoelettroni di un MPPC e di un SiPM-FBK accoppiati alla stessa barra scintillante del modulo 7 del prototipo IFR . .</i>	82
A.1	<i>La cella Peltier realizzata dall'INFN di Ferrara ed utilizzata per la caratterizzazione dei SiPM</i>	88
A.2	<i>Schema di un circuito per il controllo PID</i>	89

Elenco delle tabelle

2.1	<i>Caratteristiche di una fibra ottica Y11 Kuraray</i>	20
2.2	<i>Caratteristiche di una fibra ottica BCF92 Sain Gobain</i>	20
3.1	<i>Guadagni medi misurati per il SiPM '4020'</i>	54
3.2	<i>Guadagni medi misurati per il SiPM '4380'</i>	54
3.3	<i>Coefficienti angolari m ed intercette q ottenute dal fit lineare del guadagno G in funzione della V_{BIAS} per varie temperature, con $G = q + mV_{BIAS}$</i>	54
3.4	<i>Coefficienti angolari m ed intercette q ottenuti dal fit lineare del guadagno G in funzione della temperatura T per varie V_{BIAS}, con $G = q + mT$. . .</i>	58
3.5	<i>Valori calcolati per le costanti a e b della retta $V_{BD} = a + bT$</i>	64
4.1	<i>Guadagno e numero medio di fotoelettroni per alcuni SiPM dei moduli 1 e 2 del prototipo IFR</i>	74
4.2	<i>Numero medio di fotoelettroni emessi dai SiPM in funzione della lunghezza delle fibre ottiche</i>	76
4.3	<i>Efficienza media di rivelazione dei SiPM per varie soglie e trend complessivo dell'efficienza</i>	79
4.4	<i>Guadagno e numero medio fotoelettroni per alcuni SiPM-FBK del modulo 7 del prototipo IFR</i>	83
4.5	<i>Guadagno e numero medio fotoelettroni per alcuni MPPC del modulo 7 del prototipo IFR</i>	83
4.6	<i>Rapporto fra il numero medio di fotoelettroni emessi dall'MPPC e dal SiPM-FBK per ognuno dei canali osservati del modulo 7 del prototipo IFR</i>	83

Introduzione

Questo lavoro di tesi è incentrato sullo studio delle prestazioni dei *Silicon Photomultipliers* (SiPM), innovativi fotomoltiplicatori a base di silicio che verranno impiegati nel rivelatore di muoni IFR (*Instrumented Flux Return*) dell'esperimento *SuperB*, tutt'ora in fase di progetto e sviluppo.

Il primo capitolo fornisce un'introduzione generale al progetto *SuperB*. In questa parte sono presentati gli obiettivi di fisica ed il progetto dell'apparato sperimentale, con una descrizione dell'acceleratore e di tutti i rivelatori previsti. In particolare, viene posto l'accento sulle *innovazioni* che questo esperimento determinerà nel campo della fisica delle alte energie, sia teorica che sperimentale, grazie all'incremento sostanziale della *luminosità* del collider che porterà ad avere, in maniera complementare ad LHC, una statistica elevatissima, in grado di evidenziare fenomeni estremamente rari o non previsti dal Modello Standard della Fisica delle particelle elementari.

Il secondo capitolo si focalizza sul rivelatore di muoni IFR dell'esperimento, al cui sviluppo concorrono in maniera determinante l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) di Ferrara ed il Dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara. Nello specifico, sono illustrati gli obiettivi che questo detector dovrà raggiungere nell'ambito dell'esperimento, viene data una descrizione del prototipo costruito a Ferrara e sono presentate tutte le componenti fondamentali di cui esso è costituito: scintillatori, fibre ottiche e SiPM. Questi ultimi vengono qui descritti in maniera dettagliata, evidenziando anche le analogie e le differenze che esistono fra le due tipologie di dispositivo adoperate per il prototipo: i SiPM prodotti dalla Fondazione Bruno Kessler (FBK) di Trento ed i *Multi Pixel Photon Counter* (MPPC)



Figura 1: Logo dell'esperimento *SuperB*

realizzati dal colosso giapponese Hamamatsu Photonics. Sono inoltre illustrati anche quali sono i *parametri caratteristici* che determinano le *prestazioni* di questi dispositivi.

Nel terzo capitolo sono presentati i risultati della *caratterizzazione* dei SiPM-FBK, cioè la misura sperimentale di alcune grandezze, quali *guadagno* e *tensione di breakdown*, al variare di parametri come la temperatura e la tensione di alimentazione; il tutto viene esposto mettendo a confronto due diversi modelli di SiPM-FBK.

Il quarto capitolo, infine, si concentra sulle prestazioni dei SiPM-FBK *installati* nel prototipo IFR. In particolare, viene analizzata la *distribuzione del numero di fotoelettroni di segnale* prodotta da questi SiPM e si descrive come questa distribuzione dipenda in modo significativo dalle fibre ottiche accoppiate ai dispositivi, fornendo pure una misura indiretta della *lunghezza di attenuazione* di tali fibre; inoltre, sono anche fornite stime dell'*efficienza di rivelazione* di questi SiPM nel prototipo. Come ultimo studio, è presentato un confronto fra le distribuzioni di fotoelettroni prodotti da SiPM ed MPPC nelle *stesse condizioni sperimentali*.

Capitolo 1

Il progetto SuperB

1.1 L'esperimento SuperB

Il progetto SuperB [1] è una collaborazione internazionale, guidata dall'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), che vede coinvolte 47 istituzioni da tutto il mondo; l'obiettivo è la realizzazione di un acceleratore di particelle presso il campus dell'Università di Roma Tor Vergata. La macchina che verrà realizzata sarà un collider asimmetrico di elettroni e positroni. Il progetto si basa su precedenti esperienze nell'ambito delle *flavour factories*, una su tutte l'acceleratore PEP-II di SLAC, che grazie al rivelatore BaBar ha permesso di ottenere risultati scientifici importantissimi, in particolar modo nella fisica del mesone B.

Questo progetto, in sinergia con LHC, già in funzione, si pone sulla scena come strumento per investigare le frontiere della fisica delle particelle elementari di oggi e dell'immediato futuro, in particolare per quanto riguarda la fisica del *flavour* (quarks e leptoni). Il già citato esperimento BaBar, insieme con l'acceleratore KEKB ed il rivelatore Belle, ha sottoposto il Modello Standard (MS) ad una serie di test molto stringenti: nessuno di questi test ha evidenziato scostamenti evidenti dal MS. L'obiettivo principale di una *flavour factory* come SuperB è quindi quello di raccogliere indizi di *Nuova Fisica*, cercando eventuali discrepanze con quanto previsto dal MS, oppure effetti non previsti.

La caratteristica principale di SuperB sarà l'elevata *statistica* che verrà raccolta dal rivelatore: questo sarà reso possibile da un sostanziale incremento della luminosità del *collider*, che a regime raggiungerà il valore di $10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ovvero due ordini di grandezza in più rispetto all'attuale generazione di *flavour factories*. Tale incremento si deve ad una nuova configurazione per la regione di interazione, denominata *crabbed waist*, sviluppata in Italia presso i Laboratori Nazionali di Frascati. Questo aumento di luminosità permetterà di accedere ad eventi estremamente rari o proibiti dal MS, che potenzialmente potrebbero mettere in evidenza segnali di *Nuova Fisica*. Questo approccio è, per certi versi, complementare a quello di LHC: mentre quest'ultimo si propone di osservare direttamente

gli eventi di interesse (principalmente, individuare il bosone di Higgs), SuperB cercherà, ad energie minori ma a luminosità molto più elevate, di osservare indirettamente fenomeni *virtuali* legati ad una Nuova Fisica, studiando in particolare i decadimenti di particelle come i mesoni B e D ed il leptone τ .

Più nel dettaglio, i filoni di ricerca principali saranno i seguenti:

- *Fisica del mesone B*. Uno degli obiettivi principali di SuperB sarà quello di misurare con grande precisione gli angoli del *triangolo di unitarietà*, ovvero della rappresentazione grafica di una delle condizioni di unitarietà della matrice CKM; ciò sarà possibile misurando la violazione di CP in molti decadimenti del mesone B, che verranno prodotti in gran quantità da SuperB (non a caso denominata *B factory*). Inoltre, osservando decadimenti rari (come i decadimenti leptonici) del B, si potrebbero mettere in evidenza fenomeni non previsti dal MS, o anche avvalorare modelli che prevedono l'esistenza del bosone di Higgs.
- *Fisica del leptone τ* . La violazione di CP, confermata sperimentalmente per il sistema dei mesoni K e, più recentemente a BaBar, anche per il sistema del mesone B, potrebbe essere osservata anche per il leptone τ . Ciò darebbe un forte contributo alla ricerca di Nuova Fisica e porterebbe nuova luce sull'asimmetria fra materia ed antimateria nell'universo.
- *Fisica del charm*. Segnali del bosone di Higgs si potrebbero riscontrare anche analizzando i decadimenti leptonici dei mesoni D e D_s : dalla larghezza di tali decadimenti, infatti, si possono ottenere le costanti di decadimento f_D o f_{D_s} ; eventuali discrepanze con il MS sarebbero associabili ad uno scambio di un bosone di Higgs carico. Segnali di Nuova Fisica, inoltre, potrebbero emergere dall'osservazione di correnti neutre *flavour changing*, fortemente sopresse nel MS ma, in teoria, possibili in sue estensioni.
- *Spettroscopia*. BaBar e Belle hanno consentito nuove scoperte nel campo della spettroscopia adronica: ad esempio, sono stati osservati lo stato eccitato del mesone D_s , un nuovo stato *charmonium like* denominato X(3872) ed il barione eccitato Ω_c^* . SuperB, grazie alla possibilità di lavorare su differenti energie del centro di massa, permetterà studi di questo tipo su un grande intervallo di massa, con la possibilità di scoprire nuove particelle.

Oltre ad essere un laboratorio di fisica delle alte energie, SuperB avrà applicazioni anche in alti campi della scienza: ad esempio, potrà essere utilizzato come sorgente di luce in esperimenti di fisica della materia o biologia. Notevoli saranno anche le ricadute tecnologiche (informatica, nanotecnologie...).

1.2 L' acceleratore

L'acceleratore [1] di SuperB sarà costituito da due anelli di 2250 metri di circonferenza ciascuno e da un *iniettore* (che probabilmente seguirà lo stesso schema adottato per DAΦNE). Nei due anelli circoleranno rispettivamente elettroni e positroni. L' energia dei due fasci sarà *asimmetrica*: gli elettroni verranno accelerati a 7 GeV (HER, *High Energy Ring*), mentre i positroni a 4 GeV (LER, *Low Energy Ring*), con un *boost* di $\beta\gamma = 0.28$. L'asimmetria gioca un ruolo chiave nella fisica di SuperB: è infatti fondamentale ricostruire la separazione spaziale fra i due vertici del mesone B, in modo da ricavarne indirettamente la separazione temporale nota l'energia nel centro di massa. La scelta dei valori di 4 e 7 GeV si deve a varie richieste di stabilità del fascio e riduzione dei consumi.

Lo studio della violazione di CP nella produzione e nel decadimento del leptone τ richiede che il fascio di positroni sia polarizzato linearmente, ovvero che lo spin dei positroni abbia una direzione longitudinale definita. Per ottenere ciò, un fascio di fotoni a polarizzazione circolare verrà fatto interagire con un bersaglio spesso di Tungsteno o Titanio, con successiva produzione di coppie e^+e^- polarizzate linearmente: a questo punto sarà sufficiente estrarre ed accelerare i positroni prodotti.

Come già accennato nel paragrafo precedente, tutto il programma di fisica di SuperB presuppone un' elevata statistica: ciò significa che, rispetto alla generazione precedente di *B factories*, ci dovrà essere un sostanziale incremento nella luminosità del *collider*, in quanto il numero di reazioni per unità di tempo [4] è dato da:

$$N = L\sigma \quad (1.1)$$

dove σ è la sezione d'urto del processo: il *rate* di reazioni è quindi proporzionale alla luminosità. L'espressione per la luminosità è:

$$L = \frac{N^+ N^-}{4\pi\sigma_y \sqrt{(\sigma_z \tan \frac{\theta}{2})^2 + \sigma_x^2}} f_c. \quad (1.2)$$

f_c è la frequenza di collisione di ogni *bunch* di particelle, N è il numero di elettroni (-) e positroni (+) in ogni *bunch*, θ è l'angolo formato fra i due fasci nel Punto di Interazione (IP) e σ è la dimensione del fascio nelle direzioni orizzontale (x), verticale (y) e longitudinale (z). Lo schema *crabbed waist* per l' IP, testato con successo a DAΦNE, permetterà di raggiungere un picco di luminosità di $10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ossia cento volte maggiore del valore raggiunto nelle attuali *B factories*. Tale schema è mostrato in figura 1.1: sostanzialmente, il *crabbed waist* prevede collisioni fra i due fasci di particelle non frontali, ma ad un piccolo angolo. Questa soluzione permette di aumentare la luminosità senza ridurre la lunghezza σ_z dei

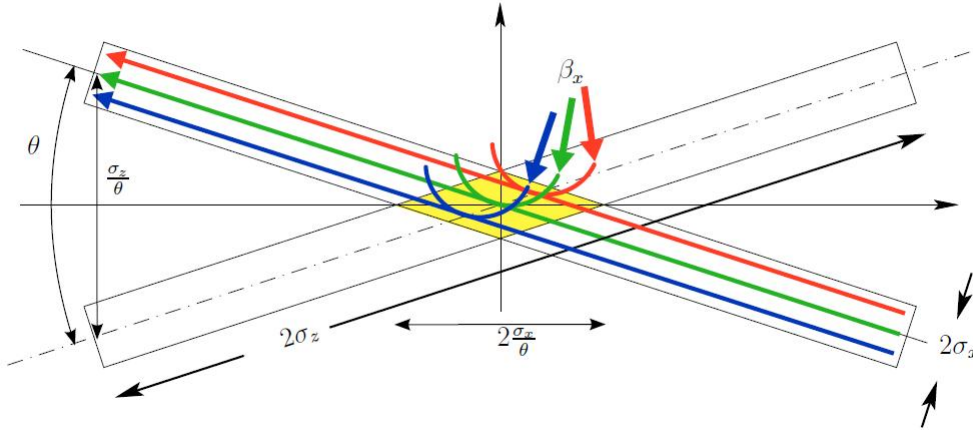


Figura 1.1: Lo schema crabbato waist

bunches, che comporterebbe diverse difficoltà tecniche. Come si evince dalla figura, l'angolo di *crossing* θ è piccolo; in questa approssimazione, l'angolo di *Piwinski* è definito come

$$\phi \sim \frac{\sigma_z}{\sigma_x} \frac{\theta}{2}. \quad (1.3)$$

La configurazione *crabbato waist* porta ad un incremento di tale angolo: per questo motivo è anche detto schema *a grande angolo di Piwinski*. In questo modo, oltre all'incremento in luminosità, si ottengono anche valori ridotti per l'emittanza e le β functions, sia in direzione verticale che orizzontale. Inoltre, si avrà anche un contenimento della potenza dissipata per radiazione di sincrotrone, grazie alla ridotta corrente del fascio: una conseguenza immediata sarà la riduzione del background, la cui intensità dipende proprio dalla corrente.

1.3 Il rivelatore

1.3.1 Layout

Il progetto per il *detector* di SuperB [1][2] si ispira al rivelatore di BaBar: alcune componenti verranno riutilizzate, altre invece dovranno essere modificate sostanzialmente per far fronte al notevole incremento della luminosità e quindi del *rate* di eventi. In figura 1.2 è rappresentata la sezione trasversale dello schema costruttivo del rivelatore. Le componenti principali di tale apparato saranno le seguenti:

- Silicon Vertex Tracker (SVT).
- Drift Chamber (DCH).
- Cherenkov Detector (FDIRC).

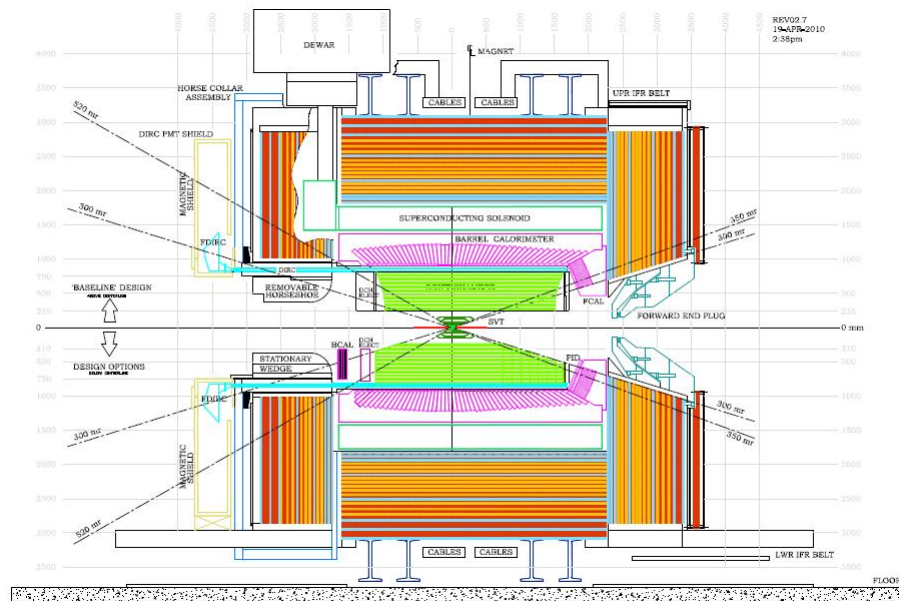


Figura 1.2: Layout del rivelatore di SuperB. Il fronte ed il retro sono rispettivamente a destra ed a sinistra nell'immagine. Il fascio di e^+ proviene da sinistra, mentre quello di e^- da destra

- Electromagnetic Calorimeter (EMC).
- Instrumented Flux Return (IFR).

I principi di funzionamento e le caratteristiche di ognuno di questi sottorivelatori saranno illustrati nei paragrafi seguenti.

1.3.2 Silicon Vertex Tracker

Il Silicon Vertex Tracker (Tracciatore di Vertice al Silicio) [1][2] è, fra tutti i rivelatori di SuperB, quello più interno e vicino al punto di interazione. Tale rivelatore ha lo scopo di determinare, in prossimità dell' IP, la posizione e la direzione delle particelle cariche prodotte nelle collisioni. Per bassi momenti trasversi (ad esempio, per adroni sotto i 100 MeV/c), tutte le informazioni sulla traccia sono completamente determinate dal SVT, inclusa l'identità della particella rivelata. L'identificazione e la separazione dei vertici, come già accennato in precedenza, sono fondamentali per l'analisi della violazione di CP dipendente dal tempo, uno dei punti chiave della fisica di SuperB. In figura 1.3 è mostrata la sezione longitudinale del detector, simile a quello già utilizzato a BaBar. Il SVT è costituito da sei strati (*layers*) di rivelatori di vertice al silicio; la distanza dall'asse del fascio (IP) varia fra i 3 ed i 15 centimetri per i primi cinque (già presenti a BaBar). Il sesto strato aggiunto (layer 0) sarà collocato ad una distanza decisamente ridotta, compresa fra 1.2 e 1.5 centimetri: ciò sarà reso possibile dalla bassa emittanza del

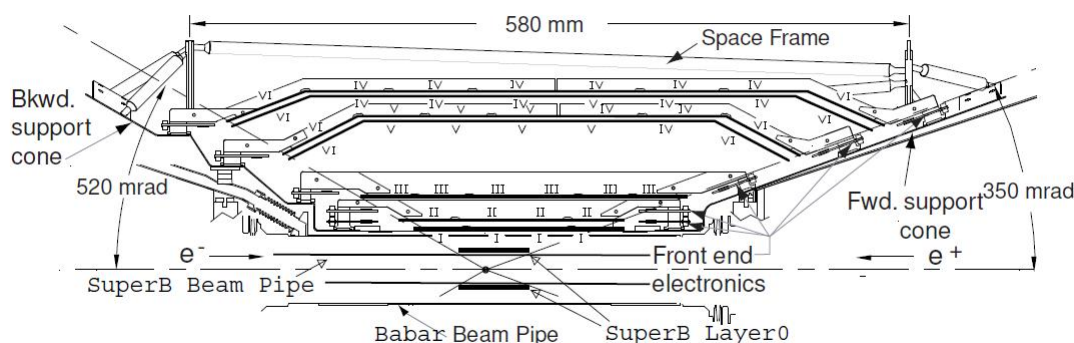


Figura 1.3: Sezione longitudinale del Silicon Vertex Tracker

fascio. L'accettanza angolare prevista per il SVT è di 300 milliradiani in entrambe le direzioni (*forward* e *backward*).

I cinque layers esterni saranno realizzati con la stessa tecnologia adottata a BaBar, ovvero mediante strisce di sensori al silicio *double sided*. Per quanto riguarda il layer 0, invece, è preferito l'utilizzo di pixel di silicio: diversi studi hanno dimostrato infatti che questa soluzione offre migliori prestazioni (alta velocità di readout, resistenza alle radiazioni) a costi contenuti. Al momento, comunque, sono state proposte diverse opzioni (come, ad esempio, la promettente tecnologia CMOS MAPS, ovvero *monolithic active pixel sensors*).

A SuperB, in base ai valori dell'energia del fascio e del *boost*, è previsto un valor medio per la separazione dei vertici del mesone B di circa $125\ \mu\text{m}$, ovvero la metà di quanto si aveva a BaBar: ciò richiederà una risoluzione spaziale doppia di quella attuale. Le soluzioni proposte fin qui soddisfano tale richiesta.

1.3.3 Drift Chamber

La Drift Chamber (Camera a Deriva) [1][2] di SuperB è progettata per misurare l'impulso e l'energia persa per ionizzazione di particelle cariche (perlopiù adroni lenti), con l'obiettivo di identificarle e distinguerle; il limite superiore per l'impulso delle particelle identificabili è di circa $700\ \text{MeV}/c$.

Lo schema costruttivo riprende quello di BaBar: sono previsti 40 strati di celle esagonali di un centimetro di raggio disposte parallelamente alla direzione del fascio. Ogni cella contiene un filo per la rivelazione delle particelle, più altri fili per la schermatura del campo elettrico. Questi strati, a loro volta, sono raggruppati in 10 *superlayers*: a strati alterni, in queste 10 sezioni i fili sono disposti parallelamente al fascio oppure con un piccolo angolo rispetto a quest'ultimo: ciò permetterà anche la ricostruzione tridimensionale delle tracce. Ogni camera, oltre ai fili, contiene anche un gas opportuno per la rivelazione. La camera, di forma cilindrica, ha una lunghezza di 2.8 metri.

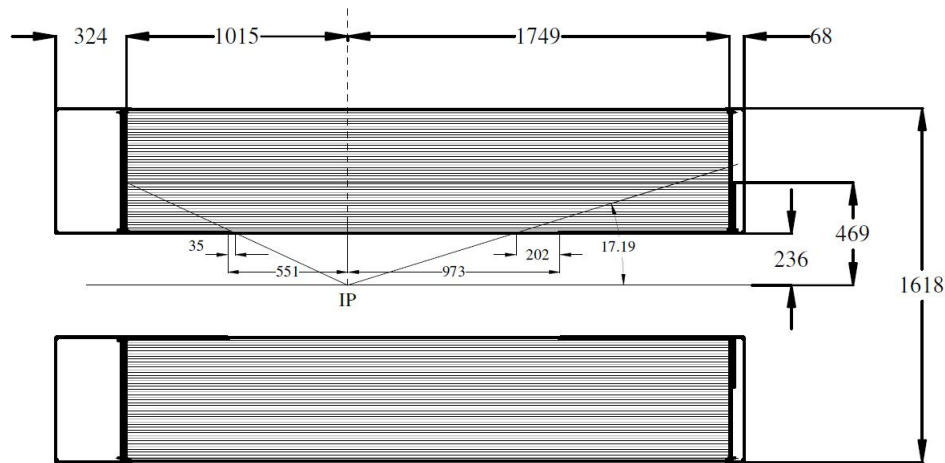


Figura 1.4: Vista laterale della Drift Chamber; le dimensioni sono espresse in millimetri

Il passaggio di una particella è rivelato mediante la ionizzazione del gas contenuto nella camera: gli elettroni prodotti sono guidati dal campo elettrico verso i fili (anodi), che danno quindi luogo ad un impulso elettrico. Nel frattempo, la particella carica, attraversando un opportuno scintillatore, dà il segnale di inizio t_0 per la misura del tempo: nota la velocità di deriva degli elettroni nel gas scelto, dal tempo di arrivo t_1 del segnale elettrico sugli anodi si risale alle coordinate spaziali della traiettoria della particella da rilevare; l'ampiezza del segnale, invece, dà informazioni su energia ed impulso. La velocità di deriva degli elettroni u e lo spazio percorso x dagli elettroni per arrivare all'anodo sono rispettivamente:

$$u = \mu E, \quad x = \int_{t_0}^{t_1} u dt, \quad (1.4)$$

con μ mobilità della carica (che dipende da grandezze quali pressione del gas e coefficiente di diffusione) [3].

L'energia media persa per unità di lunghezza (dE/dx) potrà essere misurata con una risoluzione di almeno il 7.5%, come a BaBar: a SuperB, però, si prevede l'utilizzo di una nuova tecnica (denominata *cluster counting*). Tale tecnica consiste nel conteggiare direttamente i *clusters* di elettroni che arrivano sul filo; dall'energia di ionizzazione di ogni singolo *cluster* si riesce quindi a risalire all'energia di ionizzazione dell'intera traccia. Ciò permetterà un miglioramento della risoluzione per dE/dx di un fattore 2.

Il gas utilizzato deve soddisfare contemporaneamente due requisiti opposti: da un lato, è richiesta un'alta velocità di deriva per minimizzare i tempi di ionizzazione e ridurre la probabilità di *overlap* fra eventi correlati, mentre dall'altro lato la tecnica di *cluster counting* presuppone una bassa velocità di drift, alta efficienza e la possibilità di risolvere separatamente i singoli *clusters*. Inoltre, il gas deve essere a bassa densità ed avere una bassa sensibilità per i fotoni. Al momen-

to sono allo studio diverse miscele di gas (come 52% He e 48% CH₄) per cercare di soddisfare tutte queste richieste.

Per quanto riguarda la struttura portante, la scelta di un materiale come la fibra di carbonio permetterà di sostenere il carico notevole delle celle (circa 3 tonnellate per 10000 celle) minimizzando la quantità di materiale utilizzato: ciò consentirà di non deviare eccessivamente le particelle, che dopo il passaggio nella DCH dovranno attraversare anche rivelatori più esterni.

1.3.4 Cherenkov Detector

Il FDIRC (*Focusing Detector of Internally Reflected Cherenkov light*) [1][2], che riprende nelle sue parti essenziali il DIRC utilizzato a BaBar, è un rivelatore Cherenkov che verrà utilizzato a SuperB per l'identificazione delle particelle. In particolare, il FDIRC è progettato per l'identificazione di kaoni e pioni con impulso superiore ai 0.7 GeV/c e di protoni con più di 1.3 GeV/c.

Il principio di funzionamento del FDIRC si basa sul fenomeno dell'emissione di radiazione a spettro continuo (detta *luce Cherenkov*) [11] da parte di particelle cariche che attraversano un materiale ad una velocità superiore della velocità della luce in quel mezzo (ovvero c/n , dove c è la velocità della luce nel vuoto ed n è l'indice di rifrazione del materiale considerato). Il fronte d'onda prodotto ha una caratteristica forma conica, con un angolo di apertura θ tale che:

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}, \quad \beta > \frac{1}{n}, \quad (1.5)$$

con $\beta = v/c$. La condizione su β imposta dalla seconda delle 1.5 rappresenta una soglia che permette di distinguere le particelle in base alla loro velocità: se la relazione è soddisfatta, allora la particella emette dei fotoni rilevabili, altrimenti nessun segnale viene prodotto. L'energia emessa per unità di lunghezza da una particella di carica ze ha uno spettro caratteristico dato da:

$$\left(\frac{dW}{dx} \right)_{\text{rad}} = \frac{(ze)^2}{c^2} \int_{n > 1/\beta^2} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n} \right) d\omega. \quad (1.6)$$

Nella figura 1.5 è rappresentato lo schema di funzionamento del DIRC di BaBar, del tutto analogo a quello previsto per SuperB. Sulla sinistra si possono osservare delle barre di silicio fuso che hanno il duplice compito di rivelare le particelle (mediante l'effetto Cherenkov prima descritto) e di guidare la luce prodotta ad una finestra di uscita (che, in BaBar, è costituita da uno stenoscopio). Come è noto dall'ottica, l'angolo di incidenza di un raggio luminoso su un'interfaccia è uguale all'angolo di riflessione: questa proprietà fa sì che l'angolo con cui viene emessa la radiazione venga conservato nelle riflessioni successive. La radiazione viene successivamente rivelata da alcuni fotomoltiplicatori (PMT) posizionati al

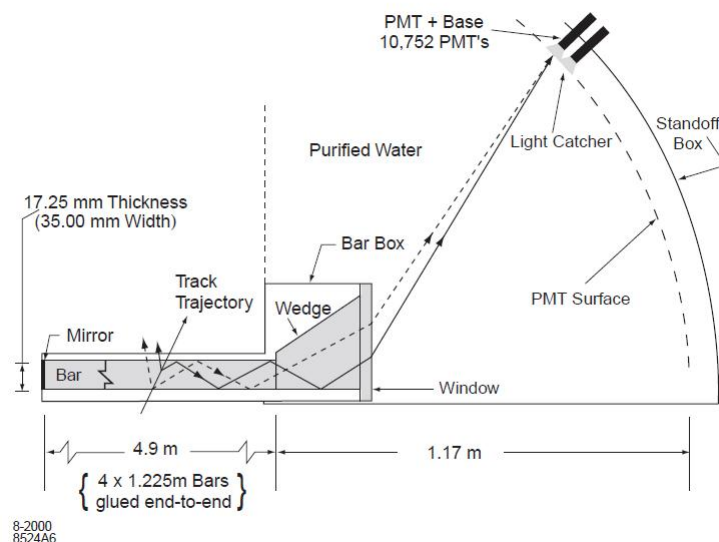


Figura 1.5: Rappresentazione schematica della barra a silicio fuso e della zona di imaging del DIRC di BaBar

di là della finestra (sulla destra), nella cosiddetta zona di *imaging*. La configurazione della luce raccolta da questi PMT è una sezione conica, il cui angolo di apertura è proprio l'angolo di emissione Cherenkov (modificato dalla rifrazione all'uscita della finestra).

Per quanto riguarda la struttura, il DIRC è costituito da 144 di queste barre di silicio, raggruppate in 12 contenitori di alluminio; le dimensioni di ogni barra sono $17.25\text{ mm} \times 35\text{ mm} \times 4.9\text{ m}$. Fra un contenitore e l'altro c'è uno strato di circa $150\text{ }\mu\text{m}$ di aria per garantire l'isolamento ottico. La zona dove viene catturata l'immagine (chiamata *standoff box*, SOB) è costituita da 12 settori di PMT (per un totale di 10,752 PMT); il tutto è immerso in 6,000 litri di acqua purificata. L'acqua, oltre ad essere economica, permette di minimizzare la rifrazione all'interfaccia silicio/acqua, perché l'indice n per questi due materiali è molto simile (intorno a 1.346). Il FDIRC di SuperB, rispetto al rivelatore di BaBar, dovrà gestire un *background* circa 100 volte maggiore rispetto al suo predecessore. Ciò sarà permesso dalle seguenti innovazioni:

- Verrà introdotto un nuovo sistema di focalizzazione al silicio (FBLOCK) per accoppiare acqua e barre; tale sistema ridurrà il rischio di contaminazione da acqua delle barre, dimezzerà il numero di PMT necessari e renderà meno sensibile il sistema al background.
- Saranno utilizzati nuovi fotomoltiplicatori della Hamamatsu denominati *Multiplier Photomultiplier Tubes* (MaPMT), più veloci dei PMT di BaBar di un fattore 100; sono attualmente allo studio diverse soluzioni per numero e dimensioni dei *pixel* di cui i MaPMT sono costituiti.

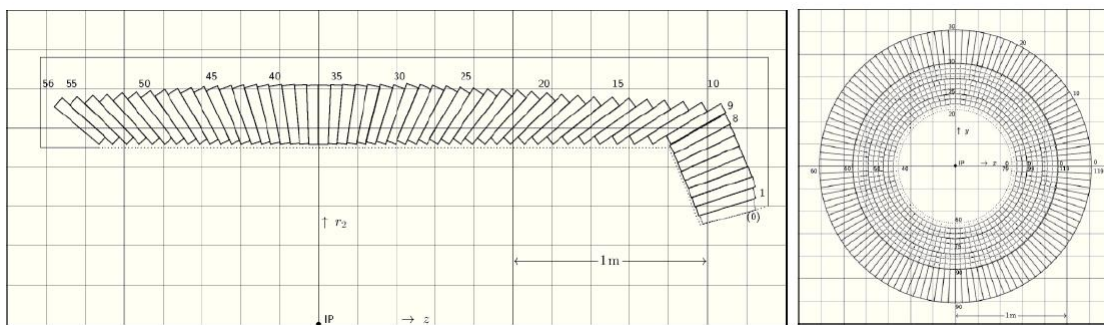


Figura 1.6: Schema della disposizione dei cristalli di CSI(Tl) nel Barrel Calorimeter dell'EMC

1.3.5 Electromagnetic Calorimeter

Il Calorimetro Elettromagnetico (EMC) [1][2] di SuperB è pensato per misurare energia e direzione di elettroni e fotoni, determinare la direzione di adroni neutri come il K_L^0 e discriminare fra elettroni e adroni carichi. Complessivamente, l'EMC sarà costituito da tre componenti fondamentali:

- *Barrel Calorimeter*. Questa parte del calorimetro, ripresa integralmente dall'EMC di BaBar, è costituita da 5,760 cristalli di CsI(Tl) di lunghezza variabile, disposti in 48 anelli; in ogni anello sono presenti 120 cristalli. La copertura angolare per l'azimuth è di 360 deg, mentre quella per l'angolo polare varia fra i 26.8 deg ed i 141.8 deg. Il sistema di *read out* è realizzato mediante diodi PIN 'ridondanti' accoppiati ad un amplificatore. Non sono previste modifiche sostanziali rispetto a BaBar, se non per quanto riguarda l'elettronica di lettura: in particolare, sono stati sviluppati nuovi convertitori analogico-digitale (ADBs, *Analog-to-digital boards*) che garantiranno una prestazione migliore nella misura del *rate*, indispensabile per un esperimento che si propone di ottenere un'elevata statistica.
- *Forward Endcap Calorimeter*. A differenza del barrel calorimeter, riutilizzabile da BaBar, questa componente dell'EMC verrà completamente sostituita; infatti, il vecchio dispositivo è stato danneggiato dalle dosi massicce di radiazioni subite durante la presa dati di BaBar. Inoltre, sarà necessario utilizzare materiali che consentano una lettura più veloce e garantire una maggiore accettazione angolare. Per quanto riguarda il materiale, il candidato ideale è il LYSO (*Lutetium Yttrium Orthosilicate*, dopato con cerio): questi cristalli, infatti, sono caratterizzati da una costante di decadimento per il segnale di soli 40 ns (contro i 680 ns dei CsI(Tl)), da un'elevata resistenza ai danni da radiazione e da una lunghezza di attenuazione ridotta (1.14 cm contro i precedenti 1.86 cm). I cristalli LYSO, di dimensioni 25×25 cm², saranno organizzati in 20 anelli, divisi in 4 gruppi da 5 strati; il tutto sarà

allocato in una sottile struttura alveolare di fibra di carbonio o di vetro (per ridurre lo spessore del 'materiale morto'). Il *read out* sarà ottenuto mediante PIN (come nel barrel calorimeter) oppure APDs (*Avalanche Photodiodes*).

- *Backward Endcap Calorimeter*. Questa componente rappresenta una novità rispetto all'EMC di BaBar. Lo scopo del backward endcap è quello di aumentare l'accettanza angolare nella parte posteriore del calorimetro; questo perchè, nell'avere un *boost* di $\beta\gamma = 0.28$ (la metà di BaBar) ed uno *shift* dell'IP di 10 cm, la copertura angolare garantita dal solo barrel calorimeter si riduce del 3.5-5.9%. Per quanto riguarda la geometria, i raggi interno ed esterno saranno rispettivamente 310 mm e 750 mm; questo spessore sarà riempito da strati alternati di piombo da 2.8 mm e scintillatori plastici da 3 mm (per esempio BC-404 o BC-408). La luce sarà raccolta da fibre ottiche a spostamento in frequenza (WLS, *WaveLength Shifter*), come le Kuraray-Y11, le quali saranno accoppiate a SiPM (*Silicon Photomultipliers*) o MPPC (*Multi Pixel Photon Counters*) per l'elaborazione e l'ampificazione del segnale.

1.3.6 Instrumented Flux Return

L'Instrumented Flux Return (IFR) [1][2], di cui l'INFN ed il Dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara si occupano in prima linea, è il più esterno fra tutti i rivelatori di SuperB fin qui descritti; il suo obbiettivo principale è l'identificazione di muoni e, in concomitanza con l'EMC, l'identificazione degli adroni neutri come il K^0_L ed i neutroni.

La struttura portante dell'IFR è costituita da ferro, che ha lo scopo di guidare le linee di forza del campo magnetico prodotto da un solenoide per l'identificazione delle particelle cariche; il ferro permette anche di bloccare le particelle pesanti per discriminarle dai muoni, più leggeri e penetranti, e di sostenere i *layers* di scintillatori. Questa struttura portante sarà integralmente ripresa dal dismesso esperimento BaBar.

Le novità principali saranno le seguenti:

- Si è osservato che i rivelatori dell'IFR già impiegati a BaBar, ovvero le *Resistive Plate Chambers* (RPCs) e i *Limited Streamer Tubes* (LST) non sono in grado di sostenere l'elevato *rate* di particelle che verrà prodotto a SuperB (stimato in qualche centinaia di Hertz per cm^2), dovuto all'incremento sostanziale della luminosità; sono invece adatti allo scopo gli scintillatori plastici, che notoriamente hanno il pregio di avere un tempo di risposta rapidissimo e quindi un tempo morto molto ridotto. Quindi, RPCs e LST saranno sostituiti da scintillatori, nei quali verranno integrate fibre ottiche WLS per il trasporto dei fotoni prodotti.

- Per quanto riguarda i fotomoltiplicatori da accoppiare alle fibre ottiche, nell'IFR di SuperB saranno utilizzati SiPM o MPPC.

Informazioni più dettagliate ed esaurienti sull'IFR (geometria, caratteristiche...) e sui fotomoltiplicatori SiPM e MPPC (prestazioni, caratterizzazione...) saranno presentate nei prossimi capitoli.

Capitolo 2

Il rivelatore di muoni

In questo capitolo verrà descritto nei dettagli l'IFR (*Instrumented Flux Return*) [1][2], il rivelatore di SuperB di cui si occupano l'INFN ed il Dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara. In particolare, verranno esposte la struttura generale dell'IFR e le singole componenti (scintillatori, fibre ottiche, fotomoltiplicatori); inoltre, saranno descritte anche le caratteristiche del prototipo dell'IFR realizzato dal gruppo di Ferrara e tutt'ora in fase di test.

2.1 Identificazione dei muoni

Un sistema per l'identificazione dei muoni come l'IFR è fondamentale per il programma di fisica di SuperB; tale sistema dovrà avere un'alta efficienza non solo per individuare correttamente i muoni, ma anche per distinguerli dal *background*, ovvero adroni carichi come pioni e kaoni (l'IFR è progettato anche per identificare adroni neutri come il K_L^0 , in quanto ben il 45% dei K_L^0 prodotti interagirà con il rivelatore di muoni).

In particolare, la rivelazione dei muoni è importante per le seguenti ragioni:

- Separare gli eventi di segnale come $b \rightarrow sl^+l^-$ e $b \rightarrow dl^+l^-$ da eventi di background che hanno origine negli adroni, molto più numerosi.
- Studiare decadimenti rari del mesone B , come ad esempio $B \rightarrow \mu\nu_\mu(\gamma)$ e $B_d(B_s) \rightarrow \mu^+\mu^-$ (nel caso di 'energia mancante', come nei decadimenti in cui vengono prodotti neutrini, sarà utile la soppressione del background che si avrà mediante il 'veto' sull'energia trasportata dagli adroni neutri)
- Cercare decadimenti leptonici *flavour violating* come $\tau \rightarrow \mu\gamma$.

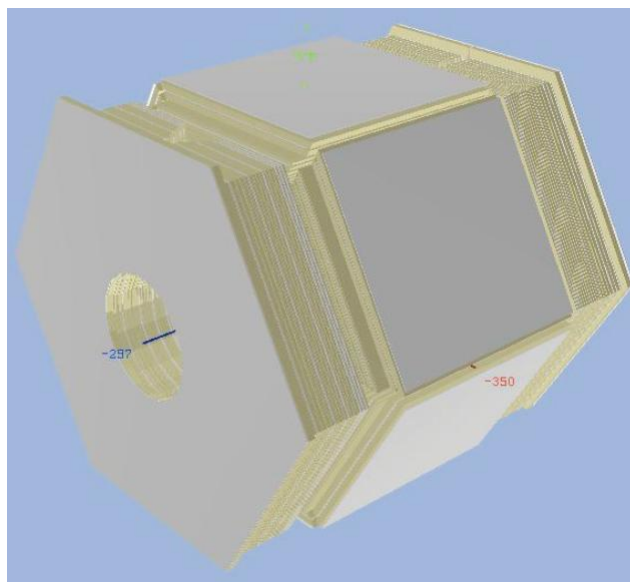


Figura 2.1: Geometria dell'IFR

2.2 Struttura dell'IFR

L'Instrumented Flux Return è costituito da una sezione centrale (*barrel*) a forma di prisma retto a base esagonale, con due *endcaps* alle estremità (si veda la figura 2.1). Il materiale di cui è costituita questa struttura è ferro: ciò permetterà all'IFR di funzionare da guida per il flusso di campo magnetico (*flux return*) che sarà prodotto da un solenoide superconduttore per l'identificazione delle particelle.

All'interno del ferro sono presenti degli strati vuoti nei quali verranno posizionati i rivelatori a scintillazione; la configurazione risultante vedrà quindi l'alternarsi di layers di ferro e layers di materiale scintillante. La figura 2.2 si riferisce ad una configurazione ad 8 strati di materiale scintillante: in realtà, è allo studio la possibilità di aggiungere un nono strato nella parte più interna (a sinistra nell'immagine). Questa impostazione per l'IFR è chiamata *baseline segmentation design*. Come si può notare, nella parte interna dell'IFR, ovvero a sinistra nell'immagine, ci sono tre layers molto ravvicinati. L'obiettivo è aumentare la quantità di materiale sensibile in quella zona per meglio gestire l'identificazione non solo dei muoni, ma anche dei K_L^0 , che proprio lì daranno luogo a numerose interazioni (si veda il paragrafo 2.3).

Per quanto riguarda la quantità di materiale presente, nell'IFR di BaBar questa ammonta a 5 *lunghezze di interazione* per i muoni (inclusendo anche il materiale di tutti i rivelatori più interni): ciò non permetterebbe una corretta identificazione dei muoni in SuperB. Incrementando la quantità di ferro si potrà aumentare il *rate* di rivelazione dei pioni per una fissata efficienza di rivelazione dei muoni.

Sono in corso simulazioni Geant4 per studiare le performances dell'IFR e caratterizzare la cascata adronica; in particolare, si è studiata l'efficienza di ri-

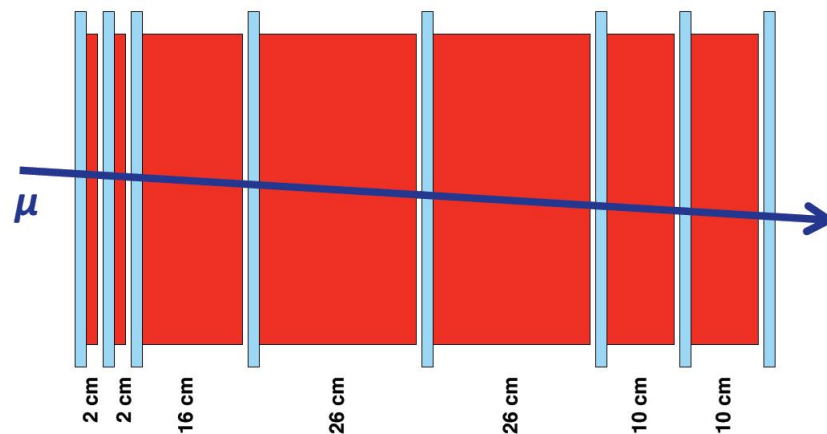


Figura 2.2: *Baseline segmentation design dell'IFR, in cui sono visibili i layers di scintillatori (blu) alternati a strati di ferro (rossi). La parte sinistra è quella più interna, mentre quella destra è la più esterna*

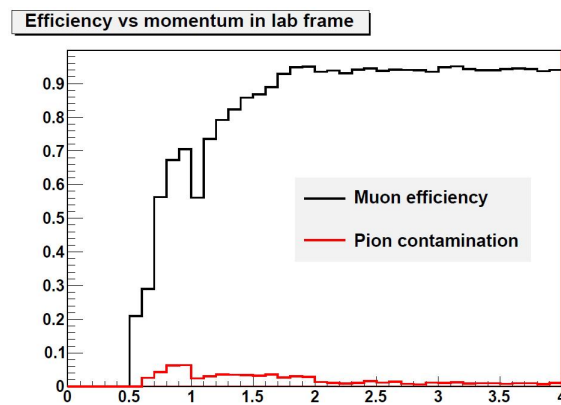


Figura 2.3: *Efficienza di rivelazione dei muoni e probabilità di errata identificazione in funzione dell'impulso della particella*

velazione dei muoni e la probabilità di contaminazione del segnale con background (pioni carichi). Per questa simulazione sono stati prodotti muoni e pioni con un impulso compreso fra 0.5 GeV/c e 4 GeV/c; i risultati preliminari, mostrati in figura 2.3, danno come responso un'efficienza di circa 87%, con una contaminazione pionica del 2.7%.

Altri studi hanno come obiettivo l'analisi di configurazioni diverse dalla *baseline segmentation design*; prima di adottare definitivamente questa opzione, infatti, è necessario valutare diversi aspetti, come ad esempio:

- l'interazione degli adroni neutri;
- gli effetti del background prodotto da tutta la strumentazione meccanica ed elettronica sulla performance del detector;

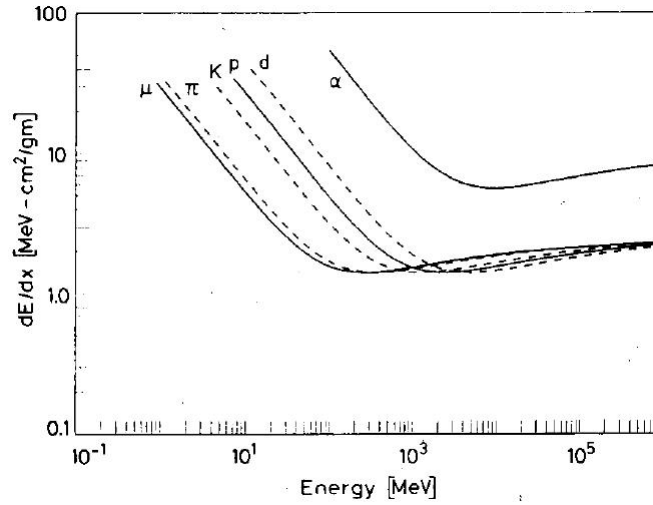


Figura 2.4: Stopping power in funzione dell'energia per diverse particelle; si noti come i muoni abbiano la minima perdita di energia media per unità di lunghezza

2.3 Tecnica di rivelazione

L'identificazione dei muoni nell'IFR avverrà misurando la loro *profondità di penetrazione* nel materiale attraversato. Questa tecnica sfrutta la proprietà dei muoni di essere fra le particelle più penetranti in assoluto: altre particelle, che penetrano nel ferro in una misura molto inferiore, sono quindi identificabili come *background* e distinte dai muoni.

In generale, una particella che attraversa un materiale è soggetta a fenomeni che provocano una dissipazione della sua energia (come collisioni inelastiche con gli elettroni, *bremsstrahlung*, emissione Cherenkov...). Ogni singola particella è caratterizzata da una diversa *stopping power*, ovvero energia media persa per unità di lunghezza (dE/dx), per cui, siccome ad una maggiore perdita di energia corrisponde una penetrazione minore, è possibile distinguere particelle differenti proprio misurando la lunghezza media attraversata nel materiale. L'espressione analitica per dE/dx è data dalla *formula di Bethe Bloch* [3]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\log \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.1)$$

Gli adroni, ad esempio, interagendo con il ferro, danno luogo ad una *casca- ta adronica* la cui probabilità di sopravvivenza decade esponenzialmente con la profondità raggiunta: la loro lunghezza di attenuazione è di 16.5 cm.

Per quanto riguarda l'efficienza di rivelazione, questa tecnica è applicabile solamente a muoni con un impulso superiore ad 1 GeV/c. Per impulsi inferiori, infatti, i muoni hanno una penetrazione nel ferro troppo ridotta: questo rende difficile la separazione del segnale dal background e riduce l'efficienza. La fonte

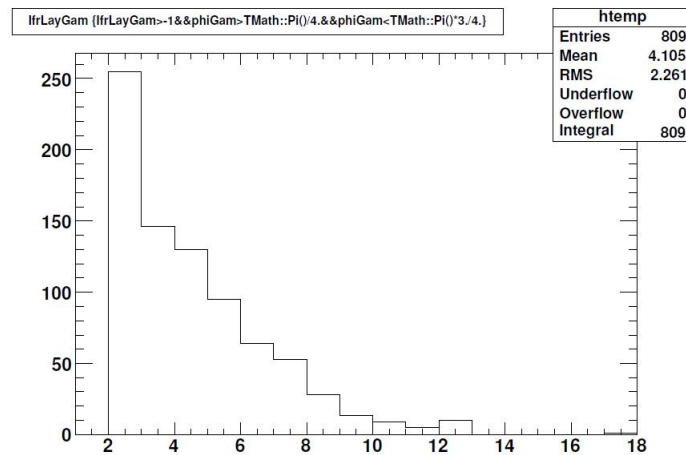


Figura 2.5: Simulazione Montecarlo del numero di K_L^0 rilevati per ogni layer dell'IFR

principale di rumore è rappresentata dai muoni prodotti dal decadimento in volo degli adroni e da fluttuazioni nella cascata adronica.

Come accennato nel paragrafo 2.1, l'IFR è progettato anche per l'identificazione degli adroni neutri come il K_L^0 . Le simulazioni mostrano come la maggior parte delle interazioni dei K_L^0 avvengano nella parte interna del *barrel* dell'IFR, ovvero nei layers inferiori (si veda la figura 2.5).

Un miglioramento significativo nella rivelazione dei K_L^0 si potrà ottenere combinando le informazioni sulla parte iniziale della cascata adronica, in prossimità dell'EMC, e sulla parte finale, che interessa invece, per l'appunto, proprio l'IFR; allo scopo, potrà essere utile posizionare un layer attivo fra queste due zone.

Nei prossimi paragrafi verranno descritte le componenti *hardware* dell'IFR, che permetteranno l'effettiva rivelazione delle particelle: gli scintillatori, le fibre ottiche ed i fotomoltiplicatori.

2.3.1 Gli scintillatori

Nell'IFR di SuperB verranno utilizzati rivelatori a scintillazione [1][2], prodotti dalla *facility* FNAL NICADD, in sostituzione dei LSTs (*Limited Streamer Tubes*) e delle RPCs (*Resistive Plate Chambers*), entrambi rivelatori a gas, utilizzati a BaBar. Gli LSTs e le RPCs, nonostante la solidità e le ottime prestazioni, non potranno essere utilizzati a SuperB per via dell'elevato *rate* di produzione di particelle; in particolare, si prevede che in alcune regioni dell'IFR, ovvero le sezioni degli *endcaps* a piccolo angolo polare e i bordi dei *layers* interni del *barrel*, il rate possa raggiungere i 100 Hz/cm². I detector a gas non hanno una velocità di risposta abbastanza alta per gestire questo rate, per cui in SuperB saranno impiegati scintillatori. I rivelatori a scintillazione, infatti, sono gli strumenti ideali da impiegare per le seguenti caratteristiche [3]:

- risposta rapida;
- tempo morto ridotto;
- costante di tempo del segnale elettrico prodotto molto piccola;

Tutto ciò rende gli scintillatori in grado di avere ottime performances anche a rates molto elevati. Gli scintillatori, inoltre, offrono anche i seguenti vantaggi pratici:

- trasporto efficiente della luce prodotta;
- buona tolleranza del background prodotto dagli altri apparati di SuperB;
- assenza di materiali infiammabili e manutenzione ed utilizzo più semplici;

Per quanto riguarda il materiale, gli scintillatori dell'IFR sono realizzati in polistirene, un polimero sintetico plastico economico e facilmente modellabile. La scelta di questo materiale (organico) permetterà di rispettare i requisiti richiesti di alta velocità di risposta (i materiali inorganici, che offrono una risoluzione in energia migliore, hanno però una costante di tempo 2 o 3 ordini di grandezza maggiore). Il polistirene è dopato con PPO e POPOP, materiali plastici con la proprietà di *shiftare* la lunghezza d'onda della luce prodotta per aumentare l'efficienza dei fotomoltiplicatori. Il tutto è ricoperto da un sottile strato (0.25 mm) di diossido di titanio per la diffusione della luce.

Questi scintillatori sono fabbricati sotto forma di barre da $2 \times 4 \times 400 \text{ cm}^3$ e $1 \times 4 \times 400 \text{ cm}^3$ [7]; tali dimensioni permetteranno alle barre di poter essere inserite al posto degli LSTs negli appositi *slots* preesistenti dell'IFR, che hanno uno spessore di circa 2 cm. Le barre 'sottili' da 1 cm e quelle 'spesse' da 2 cm saranno utilizzate per due differenti tecniche di lettura, descritte in dettaglio nel paragrafo 2.3.5.

Il passaggio di una particella nello scintillatore provoca un'eccitazione delle molecole, a cui segue una diseccitazione spontanea con emissione di fotoni (*luce di scintillazione*). I fotoni prodotti verranno raccolti e guidati verso i fotomoltiplicatori da fibre ottiche *Wavelength Shifter* (vedi figura 2.6), le cui caratteristiche sono esposte nel prossimo paragrafo.

2.3.2 Le fibre WLS

Le fibre ottiche [2][7] hanno lo scopo di raccogliere la luce di scintillazione prodotta dal passaggio di una particella e di convogliarla verso i fotomoltiplicatori. Il requisito fondamentale richiesto per le fibre che verranno utilizzate all'IFR è quello di garantire un trasporto ottimale della luce, con perdite minime, in modo da permettere una buona efficienza di rivelazione ed una risoluzione temporale

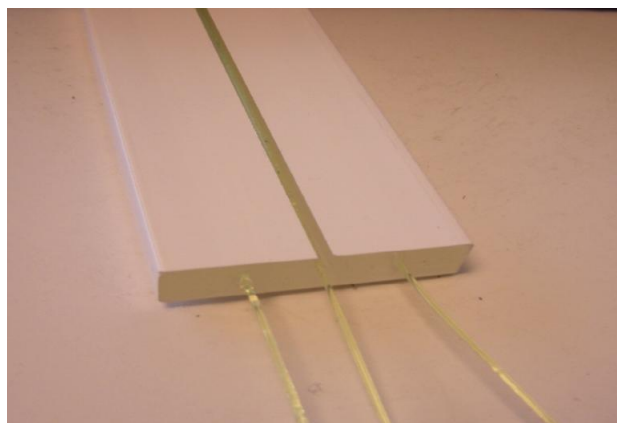


Figura 2.6: Vista di una delle barre scintillanti impiegate per l'IFR di SuperB. Si possono notare le fibre ottiche utilizzate per il trasporto della luce

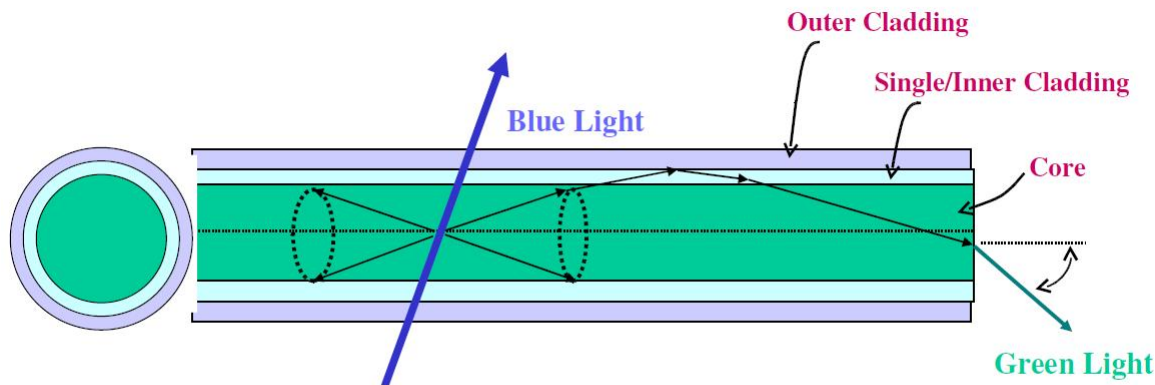


Figura 2.7: Sezioni frontale e trasversale di una fibra ottica Kuraray Y11

adeguata (compatibile con il valore atteso di ~ 1 ns). Sono attualmente allo studio fibre ottiche prodotte da due diverse compagnie: le Y11-300 della Kuraray [5] e le BCF92 della Saint-Gobain [6]. Queste fibre sono entrambe *Wavelength Shifter* (WLS): ciò vuol dire che il materiale di cui sono costituite assorbe la luce di scintillazione e la riemette in una differente lunghezza d'onda, allo scopo di massimizzare l'efficienza di conversione dei fotomoltiplicatori; quest'ultima, infatti, dipende significativamente dallo spettro della radiazione incidente.

Fibre Y11-300 Kuraray

Nella figura 2.7 è schematizzata la struttura di una fibra Y11 della Kuraray. Come si può vedere dall'immagine, la fibra è a più strati (*multicladding*); questo permette un trasporto migliore della luce, incrementando l'efficienza di tale trasporto del 50% rispetto a fibre *single cladding*. Le caratteristiche delle varie parti so-

Tabella 2.1: *Caratteristiche di una fibra ottica Y11 Kuraray*

Sezione	Materiale	Indice di rifrazione	Spessore
Core	Polystirene	1.59	94% D
Inner Cladding	Polymethylmethacrylate	1.49	3% D
Outer Cladding	Polimero fluorurato	1.42	3% D

Tabella 2.2: *Caratteristiche di una fibra ottica BCF92 Sain Gobain*

Sezione	Materiale	Indice di rifrazione	Spessore
Core	Polystirene	1.60	3% D
Optical Cladding	Polymethylmethacrylate	1.49	1% D
Second Cladding	Acrilico fluorurato	1.42	1% D
EMA	N/A	/	10-15 μm

no riportate nella tabella 2.1. Il *core* è costituito da un materiale scintillante (lo stesso utilizzato per gli scintillatori) che assorbe luce e la riemette con una lunghezza d'onda differente; il picco di emissione si ha nel verde, mentre quello di assorbimento è nel blu.

Non tutta la luce prodotta viene trasportata: solo i raggi luminosi che incidono sull'interfaccia *core/cladding* con un angolo minore di un angolo critico (detto di *trapping*) subiscono riflessione totale e vengono guidati, mediante riflessioni multiple, fino ai fotomoltiplicatori. Gli altri raggi sono soggetti invece ad una perdita parziale di luce dovuta al fenomeno della rifrazione, per la quale i fotoni riescono ad attraversare l'interfaccia ed a 'scappare via'. La presenza di un terzo strato esterno permette di incrementare l'efficienza di *trapping*, in quanto parte dei fotoni rifratti alla prima interfaccia (più interna) può essere ancora guidato dalla fibra se l'angolo di incidenza alla seconda interfaccia è maggiore dell'angolo critico (si passa da un'efficienza del 4.2% per le fibre *single cladding* ad una del 5.4% per le *multicladding*).

La *lunghezza di attenuazione* dichiarata per queste fibre è di circa 3.5 metri, mentre la *costante di tempo* del segnale prodotto è di circa 9 nanosecondi. I diametri delle fibre utilizzate per l'IFR sono 1 mm e 1.2 mm.

Fibre BCF92 Saint Gobain

In figura 2.8 è rappresentata la struttura di una fibra BCF92 Multicladding della Saint Gobain.

Nella tabella 2.2 sono riportate le specifiche della fibra.

L'EMA (*Extra Mural Absorber*) è un sottile rivestimento assorbente aggiunto per ridurre l'interferenza fra i segnali di fibre differenti affiancate.

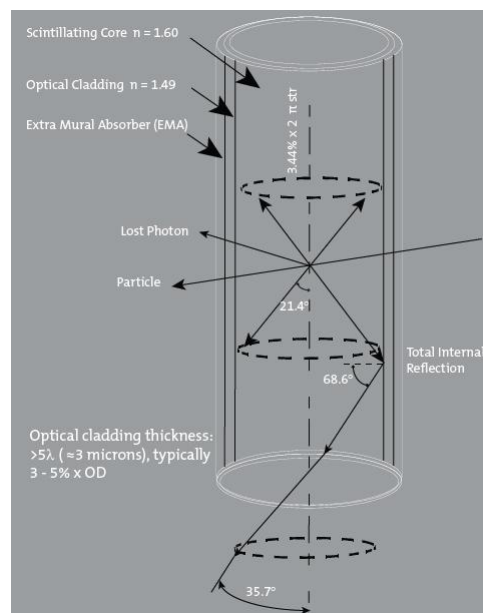


Figura 2.8: Rappresentazione di una fibra ottica Saint Gobain BCF92

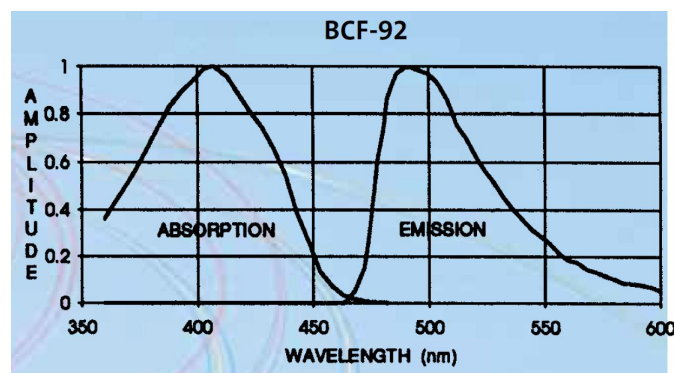


Figura 2.9: Spettri di emissione e di assorbimento di una fibra ottica BCF92 Saint Gobain

Per quanto riguarda la rapidità del segnale, queste fibre sono caratterizzate da una costante di tempo di 2.7 ns, per cui sono decisamente più veloci delle Y11-300. Anche queste fibre hanno il picco di assorbimento nel blu e quello di emissione nel verde (si veda la figura 2.9) ed una lunghezza di attenuazione nominale di 3.5 metri. Inoltre, come le Y11-300, anche le BCF92 utilizzate per l'IFR hanno diametri di 1 mm e 1.2 mm.

Utilizzo

In ogni scintillatore verranno incorporate tre fibre ottiche: è stato infatti verificato che la presenza di tre fibre anziché una soltanto permette di incrementare il numero medio di fotoni trasportati di un fattore 1.65. L'aggiunta di una quarta fibra, invece, non porta a vantaggi significativi, in quanto si ha solo un incremento del 10% (figura 2.10). Come si può osservare nella figura 2.11, le fibre BCF92,

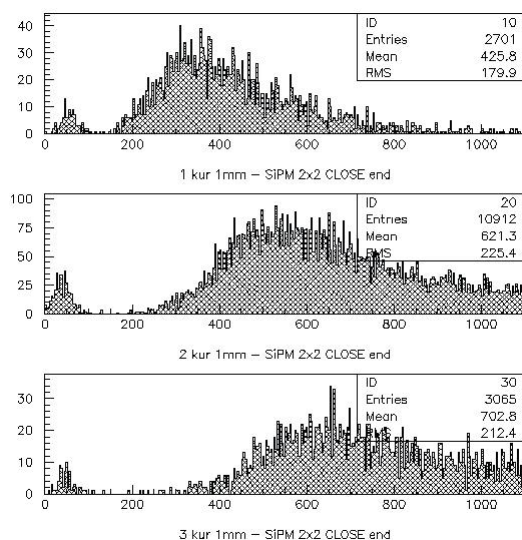


Figura 2.10: Spettro della luce raccolta da fibre Kuraray Y11-300 1mm accoppiate ad un SiPM $2 \times 2 \text{ mm}^2$ nel caso di una, due o tre fibre utilizzate

rispetto alle Y11-300, hanno una resa di luce inferiore del 30%; in compenso, esse hanno una migliore risposta temporale: per queste peculiarità, si è deciso di adoperare le prime per i moduli *time readout* e le altre per i moduli *binary readout* (si veda il paragrafo 2.3.5).

I risultati dello studio delle prestazioni di queste fibre ottiche accoppiate ai fotomoltiplicatori all'interno del prototipo dell'IFR sono riportati nel capitolo 4.

2.3.3 Silicon Photomultipliers

I *Silicon Photomultipliers* (SiPM, Fotomoltiplicatori al Silicio) [2][8][7] sono dispositivi optoelettronici a semiconduttore utilizzati nell'IFR di SuperB come fotomoltiplicatori: la loro funzione è quella di rilevare i fotoni trasportati dalle fibre ottiche e di trasformare questa informazione in un segnale elettrico amplificato rilevabile e gestibile dall'elettronica di lettura, ovvero permettere, in ultima analisi, di associare al passaggio di ogni particella un segnale elettrico.

L'unità fondamentale del SiPM: il Single Photon Avalanche Photodiode

Un SiPM è composto da una matrice di centinaia o migliaia di *pixels*, ognuno dei quali corrisponde ad un *Single Photon Avalanche Diode* (SPAD). Uno SPAD (figura 2.12) è un diodo 'a valanga' a semiconduttore, costituito da una *giunzione p-n in polarizzazione inversa* [3]. Il materiale di base per questi dispositivi è il silicio, un semiconduttore tetravalente che può essere opportunamente *drogato* con impurezze per diventare un materiale accettore di elettroni (p) o accettore di bu-

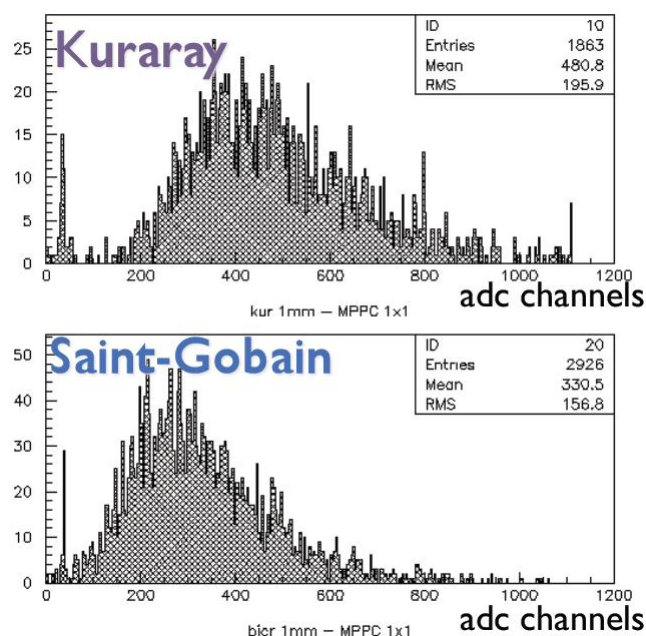


Figura 2.11: Confronto fra la luce raccolta da una fibra Y11-300 ed una BCF92 (entrambe da 1 mm) accoppiate ad un MPPC $1 \times 1 \text{ mm}^2$

che o lacune (n). Tipicamente, le impurezze che vengono adottate sono l'indio (trivalente) per i materiali p e l'arsenico (pentavalente) per i materiali n.

Più nel dettaglio, gli strati fondamentali di cui è costituito uno SPAD sono i seguenti:

- *Zona p^+* : silicio pesantemente drogato con atomi accettori.
- *Zona intrinseca (π)*: silicio intrinseco, ovvero non drogato; le impurezze (molto ridotte) sono già presenti naturalmente.
- *Zona p*: silicio drogato con accettori in misura inferiore rispetto alla zona p^+ .
- *Zona n^+* : silicio con una presenza massiccia di donatori.
- *Elettrodo*: superficie metallica posizionata esternamente sul lato della zona n^+ .

Gli elettroni nel materiale sono soggetti ad un moto di agitazione termica. La zona p tende naturalmente a 'catturare' questi elettroni, che quindi migrano per diffusione lasciando delle lacune nella zona intrinseca; tali lacune, a loro volta, sono catturate dalla zona n. Siccome tutto il sistema era inizialmente neutro, si ottiene a questo punto un campo elettrico risultante (detto di *built-in*) dovuto alla presenza di cariche negative nella zona p e di cariche positive nella zona n. Questo campo si oppone ad ulteriori migrazioni di cariche, per cui, all'equilibrio, tali cariche rimangono in quiete. La zona di separazione nella giunzione, neutra ma

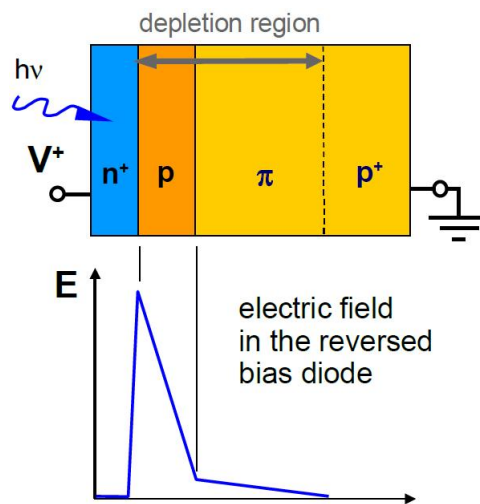


Figura 2.12: Schema di un Single Photon Avalanche Diode (SPAD) e campo elettrico risultante nel materiale

permeata dal campo elettrico, è detta zona di svuotamento (*depletion depth*). Nello specifico, la zona di svuotamento è rappresentata dalle zone p e π . Il gradiente del campo è molto elevato nella zona p , mentre è quasi nullo nella zona intrinseca (figura 2.12).

La zona di svuotamento subisce un allargamento se viene applicata una *tensione di polarizzazione inversa* (*reverse bias voltage*), cioè se il polo p^+ è portato a tensione minore (a massa) ed il polo n^+ a tensione maggiore: infatti, il campo esterno applicato si somma a quello di *built-in*. Questa tensione incide sulla larghezza della zona di svuotamento, che risulta essere tanto maggiore quanto più grande è la differenza di potenziale applicata.

Il passaggio nel mezzo di un fotone di energia $E = h\nu$ può provocare, se l'energia è almeno uguale al gap energetico fra banda di valenza e banda di conduzione, il passaggio di uno o più elettroni in zona di conduzione (per mezzo dell'effetto fotoelettrico). Questi elettroni sono trasportati dal campo verso la zona p^+ , mentre le lacune risultanti vengono portate verso la zona n^+ . La carica negativa collezionata sull'elettrodo dà luogo ad un segnale rilevabile (che sarà di conseguenza un segnale in tensione negativo). Gli elettroni prodotti e responsabili del segnale rilevato sono chiamati *fotoelettroni*.

In generale, in un diodo la corrente prodotta è quasi indipendente dalla tensione di polarizzazione; esiste però un valore limite al di sopra del quale si ha un incremento esponenziale della corrente con la tensione. Questo valore è chiamato *tensione di breakdown*. Uno SPAD lavora in un regime con tensione superiore alla tensione di breakdown (qualche volt); al di sotto di questo valore, si hanno regimi differenti caratteristici di altri dispositivi (figura 2.13).

Per questi valori di tensione, al passaggio del fotone si crea una cosiddetta

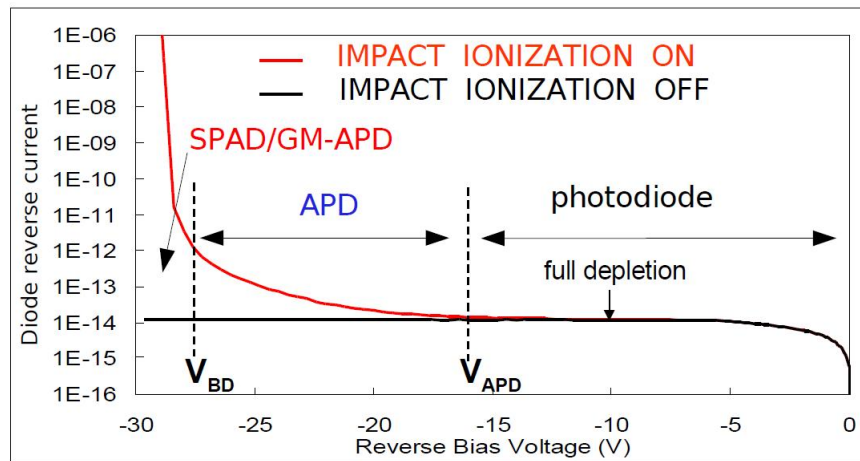


Figura 2.13: Corrente inversa prodotta in un diodo in funzione della bias voltage e regimi di funzionamento

valanga (figura 2.14): l'elettrone e la lacuna prodotti, attraversando lo 'strato attivo' (ovvero la zona di svuotamento), hanno sufficiente energia per produrre altre coppie elettrone-lacuna, che a loro volta ne producono altre e così via. Gli elettroni ottenuti vengono trasportati dal campo elettrico sull'elettrodo e danno luogo ad una corrente (e quindi un segnale) molto più intensa di quanto non si ottenga in altri regimi; è per questo motivo che la corrente inversa ha un andamento esponenziale in questo regime.

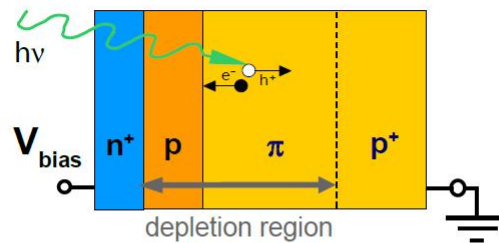
Questa modalità di operazione dello SPAD è detta *modalità Geiger*: il segnale elettrico associato al passaggio del fotone, infatti, non è proporzionale all'energia della particella (come in un APD, ad esempio), ma assume un valore limite costante (valore di *saturazione*, vedi figura 2.15). Quindi, uno SPAD agisce come un *trigger*: dà un segnale costante ed indipendente dall'energia se viene rivelato un fotone, oppure non dà nessun segnale.

La corrente di saturazione diventa stazionaria e persistente nel tempo (figura 2.15); questo impedisce la rivelazione di eventuali fotoni successivi che incidono sullo SPAD. Per ridurre al minimo questo tempo morto è necessario un meccanismo di *quenching*, ovvero di 'smorzamento' del segnale.

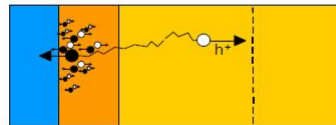
Per ottenere ciò, nello SPAD è utilizzato un sistema di *quenching passivo*, che consiste nell'inserire una resistenza abbastanza grande ($\sim 300 \text{ k}\Omega$) nel circuito. Tutto il sistema risulta essere equivalente al circuito rappresentato in figura 2.16, i cui elementi costitutivi sono:

- R_Q : resistenza di quenching ($\sim 300 \text{ k}\Omega$);
- R_S : resistenza equivalente dello SPAD ($\sim 1 \text{ k}\Omega$);
- V_{BIAS} : tensione esterna applicata;

- $t=0$: carrier initiate the avalanche



- $0 < t < t_1$: avalanche spreading



- $t_1 < t$: self-sustaining current
(limited by series resistances)

Figura 2.14: Meccanismo di produzione di una valanga in uno SPAD

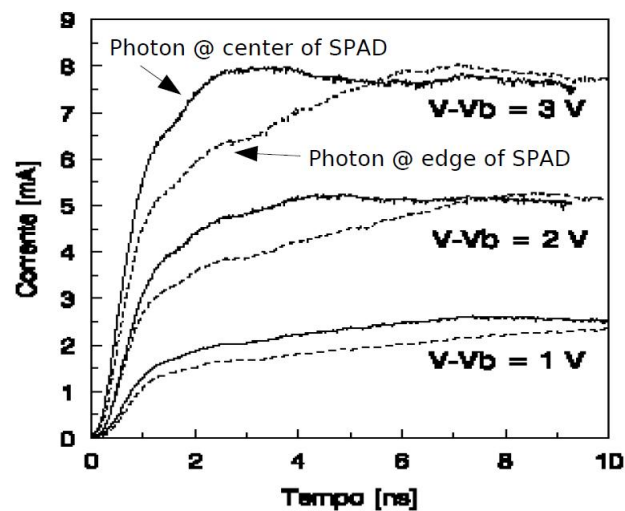


Figura 2.15: Corrente inversa in uno SPAD in funzione del tempo e della tensione V_{bias}

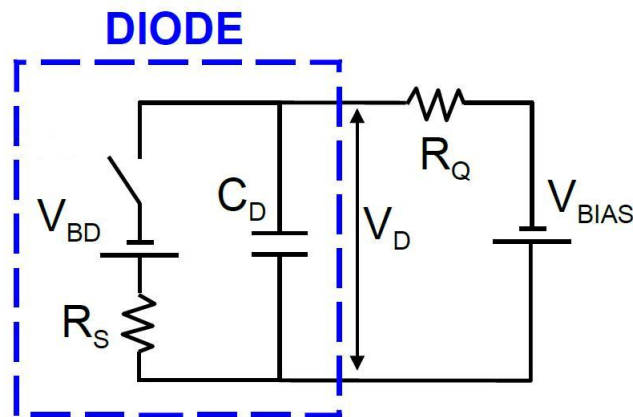


Figura 2.16: Rappresentazione schematica del circuito equivalente di uno SPAD

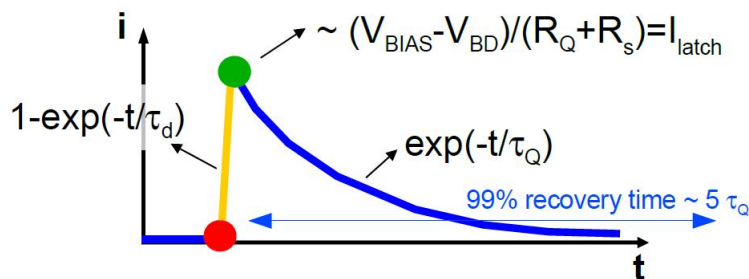


Figura 2.17: Andamento della corrente in funzione del tempo in uno SPAD con quenching passivo

- V_{BD} : tensione di breakdown;
- C_D : capacità equivalente dello SPAD (~ 10 fF).

L'interruttore è associato a due eventi:

- *Interruttore chiuso*. Valanga in atto; il condensatore si scarica attraverso V_{BD} con una costante di tempo $\tau_D = R_S C_D$, mentre la corrente cresce fino al valore asintotico $(V_{BIAS} - V_{BD}) / (R_S + R_Q)$. Questo evento dipende dalla probabilità che un elettrone inneschi una valanga nella zona p.
- *Interruttore aperto*. Valanga smorzata; il condensatore si carica con una costante di tempo $\tau_Q = R_Q C_D \gg \tau_D$, mentre la corrente cala esponenzialmente nel tempo con la stessa rapidità. Questo evento è legato alla probabilità che, nella zona p, il numero di elettroni fluttui attorno allo zero.

Tali eventi sono rappresentati nella figura 2.17. Come si può osservare, mediante questo quenching passivo la forma del segnale è ben definita e, cosa molto importante, la durata temporale dello stesso è limitata: ciò consente al sistema di non entrare in saturazione e di rilevare il fotone successivo.

La forma ben definita del segnale consente anche di avere un guadagno dello SPAD determinato e costante; questo guadagno, infatti, si può calcolare come l'integrale della corrente del tempo (ovvero la carica totale trasportata dalla valanga o, equivalentemente, caricata sul condensatore) diviso per la carica dell'elettrone:

$$G = \frac{\int i(t) dt}{e} = \frac{(V_{\text{BIAS}} - V_{\text{BD}})C_D}{e} \quad (2.2)$$

Il SiPM

Un singolo SPAD in modalità Geiger non può fornire informazioni sull'energia della particella rivelata dallo scintillatore, ovvero sul numero di fotoni emessi: questo perchè il segnale elettrico saturato è indipendente dal numero di fotoni. Uno SPAD, quindi, è in grado di dare un segnale *digitale* (vero/falso), cioè indicare se un fotone è stato rilevato oppure no.

Il SiPM è costituito da una matrice di migliaia di SPAD indipendenti, ognuno accoppiato alla sua resistenza di quenching; tutte le resistenze sono collegate in parallelo. Se c'è un flusso di fotoni in arrivo, ogni singolo SPAD rileva un fotone producendo un certo segnale. La somma di tutti i segnali digitali degli SPAD diventa un segnale *analogico* proporzionale al numero di fotoni, quindi funzione dell'energia della particella ionizzante. La caratteristica principale di un SiPM è quella di essere *sensibile al singolo fotone*; questa qualità è conseguenza diretta delle proprietà degli SPADs di cui un SiPM è costituito.

La forma del segnale prodotto (figura 2.18) si deve al contributo di due componenti: una prima componente, detta *rapida* (ordine 10 ps), è dovuta agli elettroni prodotti direttamente nella zona di alto campo elettrico, che quindi vengono immediatamente trasportati verso l'elettrodo positivo innescando valanghe; la seconda componente, detta *lenta* (ordine del ns), si deve invece agli elettroni prodotti in zone a campo nullo che raggiungono la regione permeata dal campo elettrico per diffusione, impiegando un certo tempo. La *risposta del segnale*, quindi, che non supera in ordine di grandezza il nanosecondo, è *estremamente veloce*: questa è la seconda caratteristica peculiare di un SiPM.

L'idea del SiPM è stata concepita negli anni '80-'90; da allora, diverse istituzioni di tutto il mondo si sono occupate del suo sviluppo. Per l'IFR di SuperB saranno adoperati i SiPM prodotti dalla Fondazione Bruno Kessler di Trento in collaborazione con l'INFN (descritti in questo paragrafo) ed i MPPC (*Multi Pixel Photon Counter*) della Hamamatsu (trattati nel paragrafo 2.3.4).

La figura 2.19 è un'immagine di uno dei SiPM adoperati a Ferrara per il prototipo dell'IFR (paragrafo 2.4). Il rettangolino nero visibile nella foto è la superficie attiva del SiPM, ovvero la matrice di SPADs; sul supporto è invece installato un circuito stampato per l'alimentazione del dispositivo.

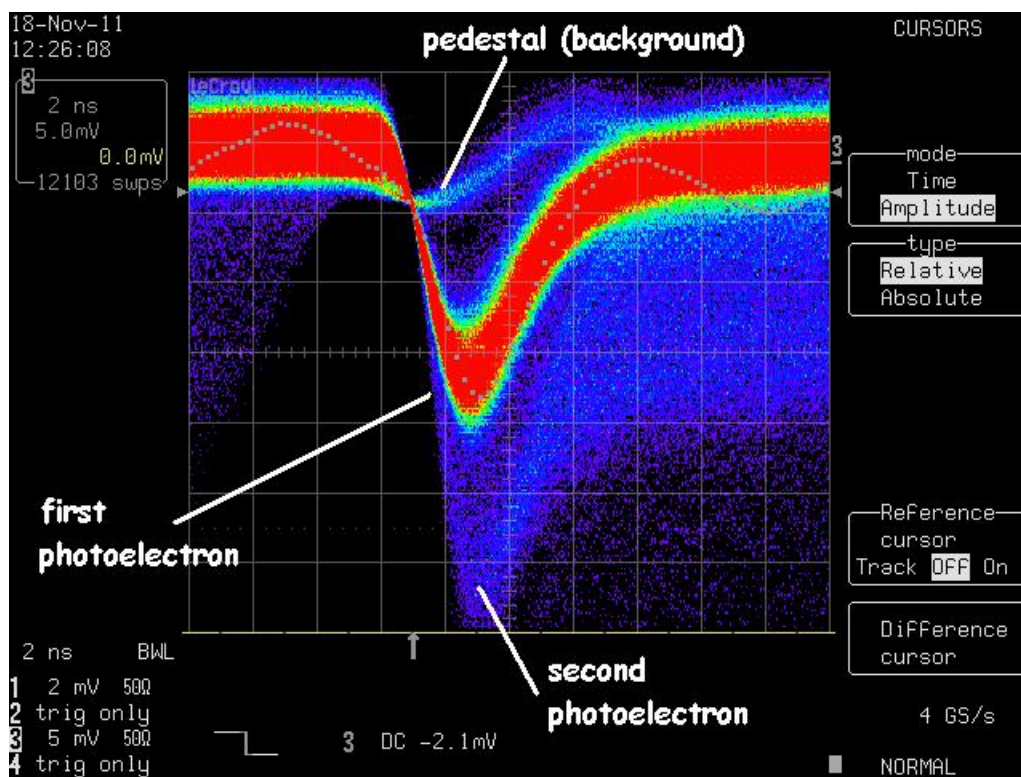


Figura 2.18: Immagine del segnale prodotto da un SiPM installato nel prototipo dell'IFR ottenuta ad un oscilloscopio dell'INFN di Ferrara

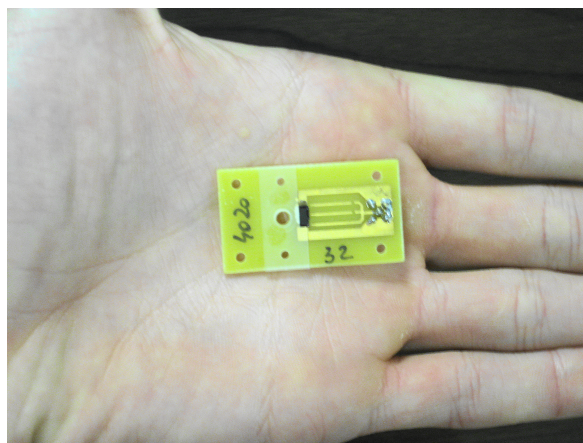


Figura 2.19: Un SiPM utilizzato per il prototipo dell'IFR sviluppato a Ferrara

Esistono differenti dimensioni e geometrie per l'area attiva del SiPM; per quanto riguarda l'IFR, i dispositivi allo studio sono i seguenti:

- SiPM '4020': area $1.2 \times 3.2 \text{ mm}^2$;
- SiPM '4380': area $1.4 \times 3.8 \text{ mm}^2$;
- SiPM '5550': tre aree attive circolari di diametro 1.4 mm.

Un SiPM ha anche le seguenti proprietà:

- Bassa bias voltage (ad esempio, 32-35 V per un SiPM FBK, 71-72 V per un MPPC Hamamatsu);
- Bassi consumi ($< 50 \mu W \text{ cm}^2$);
- Insensibilità ai campi magnetici inferiori ai 15 T;
- Piccole dimensioni (figura 2.19);
- Costi ridotti.

Parametri caratteristici

Le prestazioni di un SiPM si possono valutare in base alle seguenti grandezze:

- *Guadagno*. Il guadagno del SiPM è strettamente legato al guadagno di un singolo SPAD, la cui definizione è fornita dall'equazione 2.2. Il guadagno può essere espresso anche in *millivolt*: in tal caso, si considera qual è l'ampiezza media del segnale in tensione dovuto ad un singolo fotoelettrone. Il guadagno è proporzionale alla tensione V_{BIAS} applicata (a temperatura fissata), mentre è inversamente proporzionale alla temperatura (a parità di tensione). La dipendenza inversa dalla temperatura si deve al fatto che a temperature maggiori il *libero cammino medio* di un elettrone nel mezzo è minore, quindi si riduce anche l'energia disponibile per la formazione di una valanga: questo fa sì che, per avere lo stesso guadagno a temperature maggiori, bisogna sopperire alla perdita di energia fornendo una tensione maggiore.
- *Tensione di Breakdown*. La tensione di breakdown è il minimo valore di tensione oltre il quale la corrente inversa del singolo SPAD cresce esponenzialmente con la tensione. Dal punto di vista operativo, la tensione di breakdown si può considerare come il valore di tensione per il quale si ha un guadagno nullo del SiPM; per tensioni appena maggiori, il guadagno inizia a crescere. La tensione di breakdown cresce linearmente con la temperatura: questo perché, all'aumentare della temperatura, è necessaria più energia per innescare una valanga (per le ragioni esposte al punto precedente).

- *Efficienza di foto-rivelazione (PDE)*. L'efficienza di foto-rivelazione (PDE, *Photo-Detection Efficiency*) è fornita dalla seguente espressione:

$$PDE = QE \times P_T \times \epsilon. \quad (2.3)$$

Le quantità che compaiono nella 2.3 sono:

- *Efficienza Quantica (QE)*. La QE è una quantità intrinseca del dispositivo; essa è definita come il rapporto fra il numero di fotoelettroni prodotti ed il numero di fotoni incidenti. La QE dipende fortemente dallo spettro della radiazione incidente: in particolare, esiste una lunghezza d'onda per la quale la QE assume il valore massimo. Nel caso dei SiPM questa lunghezza d'onda cade nel verde (da qui la necessità di adoperare fibre WLS); comunque, questa lunghezza d'onda di picco aumenta leggermente all'aumentare della temperatura. La QE, inoltre, dipende dalla probabilità che un fotone generi una coppia elettrone/lacuna nel mezzo attivo (zona di svuotamento) e dalla *trasmissanza* della finestra di ingresso, che viene aumentata il più possibile grazie ad uno strato anti riflettente (ARC, *Anti Reflective Coating*). Per luce verde, la QE può superare il 90%.
- *Probabilità di avalanche triggering (P_T)*. P_T rappresenta la probabilità che una carica (elettrone o lacuna) che attraversa la regione ad alto campo (zona di svuotamento) inneschi una valanga. Questa probabilità aumenta all'aumentare del campo elettrico, ma anche a profondità maggiori nel dispositivo (figura 2.20). Con riferimento alla figura, si può notare come a piccole profondità si abbia triggering esclusivamente da lacune, mentre ad alte profondità l'innesco della valanga avvenga, con probabilità maggiore, solo ad opera degli elettroni; per queste ragioni, la P_T è massimizzata se si applica un campo esterno intenso e se la produzione di fotoelettroni avviene nella parte p della giunzione, ovvero a profondità maggiori. Anche P_T ha una dipendenza dalla lunghezza d'onda della luce incidente. In condizioni ottimali, la P_T può superare l'80%.
- *Efficienza geometrica ϵ* . ϵ è il rapporto fra l'area attiva per la rivelazione del fotone e l'area totale del dispositivo. La superficie *morta* è quella porzione del SiPM non attiva per la rivelazione dei fotoni. Contribuiscono a questa area morta la resistenza di quenching ed i solchi fra le celle in cui è suddiviso il dispositivo.

I SiPM che verranno utilizzati per l'IFR hanno una PDE dell'ordine del 30/40%.

- *Risoluzione temporale.* La risoluzione temporale è l'incertezza con cui si determina l'istante di tempo nel quale viene registrato un segnale. Per quanto riguarda la componente veloce del segnale, si ottiene una risoluzione migliore ad alte tensioni V_{BIAS} , in quanto le cariche, guidate da un campo più intenso, subiscono fenomeni di dispersione più ridotti. La risoluzione temporale della componente lenta, invece, è determinata dalla frequenza della luce incidente: maggiore è la frequenza, infatti, minore è lo spazio attraversato dalla luce e minore sarà la probabilità di generare cariche nella zona del dispositivo a campo nullo (che si trova a profondità maggiori). La risoluzione temporale complessiva sarà determinata da entrambi i contributi e dalle condizioni di lavoro (tensione applicata, spettro della luce incidente). Per quanto riguarda il sistema di rivelazione dell'IFR, questo ha una risoluzione temporale dell'ordine di 1 ns.
- *Dynamical range.* Il *dynamical range* è il rapporto che c'è fra il numero di fotoni N_{fotoni} prodotti in un evento che giungono sul dispositivo (corretto per la PDE) e il numero totale di celle N_{celle} . In generale, il segnale di output ha il seguente andamento:

$$S_{\text{output}} = N_{\text{celle}} e^{-\frac{N_{\text{fotoni}} \cdot \text{PDE}}{N_{\text{celle}}}}. \quad (2.4)$$

Come si può notare da 2.4, il segnale è proporzionale al numero di fotoni, ovvero $S_{\text{output}} \sim N_{\text{fotoni}} \text{PDE}$, solo nel limite in cui $N_{\text{fotoni}} \text{PDE} \ll N_{\text{celle}}$. Questo vuol dire che la miglior condizione di lavoro si ha nel regime in cui il numero di fotoni (corretto per l'efficienza) è molto minore del numero totale di celle. Solo in questo caso si ha proporzionalità: in caso contrario, il segnale di output va in saturazione e diventa indipendente da N_{fotoni} . Per ottenere una condizione di lavoro ottimale, quindi, è necessario costruire SiPM con un numero molto elevato di pixels.

Background

L'efficienza e le prestazioni di un SiPM sono in parte limitati da alcuni fenomeni, dei quali i più importanti sono i seguenti:

- *Dark count.* Il *dark count* ('conteggio di buio') è dovuto a valanghe che possono essere innescate da elettroni *termici*, ovvero generati in maniera casuale mediante fluttuazioni energetiche e non grazie all'effetto fotoelettrico. Questi elettroni, ovviamente, sono scorrelati da qualunque segnale, perchè non sono associati al passaggio di un fotone. La valanga ed il segnale che ne conseguono, quindi, rappresentano una forma di rumore di fondo. Il *rate* di

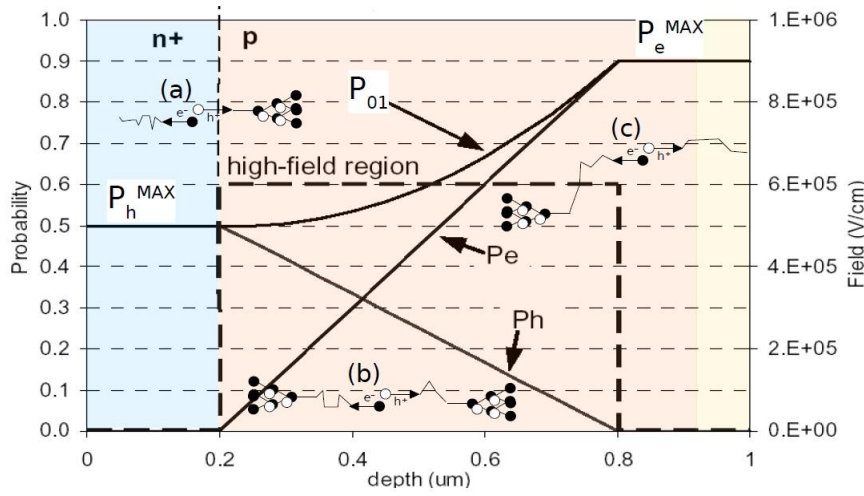


Figura 2.20: Probabilità di triggering in un SiPM in funzione della profondità e del campo esterno applicato

questo fenomeno (numero di eventi per unità di tempo) cresce all'aumentare della differenza $V_{\text{BIAS}} - V_{\text{BD}}$ (*overvoltage*) per tensioni non troppo elevate, a causa della dipendenza di P_T dalla tensione; al contrario, si ha una riduzione del dark count a basse temperature (ovviamente, ad alte temperature le fluttuazioni termiche sono favorite). In ultima analisi, questo rate è proporzionale alla densità di cariche nel mezzo n ed inversamente proporzionale alla loro vita media τ :

$$\frac{dN_{\text{dark-count}}}{dt} = \frac{n}{2\tau}. \quad (2.5)$$

- *After Pulse*. L' *after pulse* è un fenomeno causato dalla possibile *cattura* delle cariche nel mezzo; queste cariche, rilasciate dopo un certo intervallo di tempo, possono innescare una valanga ritardata, che quindi genera un segnale temporalmente scorrelato dall'effettivo passaggio di un fotone. Complessivamente, la probabilità che questo fenomeno avvenga è proporzionale al quadrato dell'*overvoltage* e dipende dalla probabilità di cattura P_c , dalla probabilità di avalanche triggering P_T e dalla durata media del tempo di cattura τ :

$$P_{\text{after-pulse}}(t) = P_c \frac{\exp(-t/\tau)}{\tau} P_c \propto (V_{\text{BIAS}} - V_{\text{BD}})^2 \quad (2.6)$$

Inoltre, l'*after pulse* subisce un incremento a basse temperature.

- *Optical Cross Talking*. L'*optical cross talking* è un'interferenza ottica fra le singole celle del SiPM. Questo fenomeno è dovuto all'emissione di fotoni da parte degli elettroni, che possono diseccitarsi nell'attraversamento della giunzione. Questi fotoni, a loro volta, hanno una certa probabilità di attraversare i confini di separazione fra celle adiacenti e creare una nuova coppia

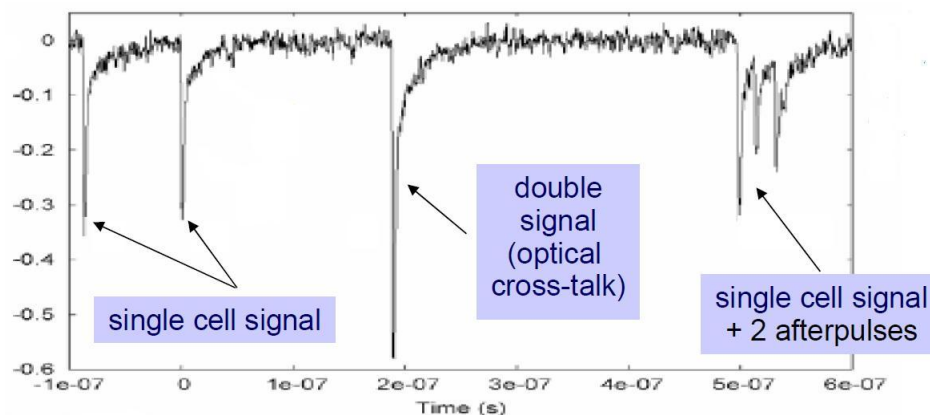


Figura 2.21: Esempi di effetti del background sul segnale di un SiPM

elettrone/lacuna, che darà luogo ad un segnale di background. Il segnale così prodotto può andare a sommarsi ad un altro segnale, producendo un impulso di ampiezza maggiore (interferenza). Questa probabilità è, come nel caso dell'after pulse, proporzionale al quadrato dell'overvoltage, mentre, al contrario dell'after pulse, si riduce a basse temperature. Per fare un esempio concreto, la probabilità che uno di questi elettroni emetta un fotone di energia superiore a 1.14 eV è di $3 \times 10^{-5}\%$. Per ridurre il fenomeno è necessario isolare otticamente le singole celle e lavorare con una V_{BIAS} non troppo elevata.

- *Rumore elettronico.* Un contributo al rumore di fondo può arrivare anche dall'elettronica di lettura associata ai dispositivi. Questa strumentazione (paragrafo 2.4.2), necessaria per alimentare i SiPM e rilevarne il segnale, può infatti interferire con il segnale prodotto mediante componenti costanti o caratterizzati da una specifica frequenza.

Danni da radiazioni

I SiPM sono sensibili alle radiazioni, principalmente per quanto riguarda protoni e neutroni; in misura inferiore, il comportamento del SiPM è influenzato anche da raggi gamma. Gli effetti principali che si osservano sottoponendo un SiPM ad una dose di radiazioni sono i seguenti:

- *Incremento del dark count.* La variazione del dark count rate dipende dal tipo di particella incidente e dalla sua energia ed è proporzionale al flusso di tali particelle
- *Incremento dell'afterpulse.* L'effetto delle radiazioni è quello di aumentare il numero di *trapping center*; la conseguenza immediata è un aumento degli

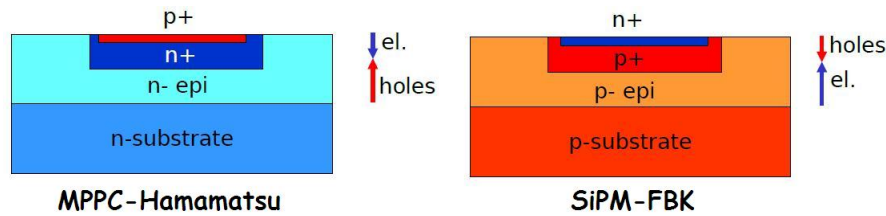


Figura 2.22: Confronto fra le strutture di una cella di un MPPC-Hamamatsu e di un SiPM-FBK

afterpulses conteggiati. Questo porta ad una perdita della risoluzione di una singola cella e quindi della capacità di rilevare un singolo fotone alla volta.

Dei test sono stati condotti al Frascati Neutron Generator dell'ENEA; i risultati mostrano che gli effetti delle radiazioni iniziano a dosi di circa 10^8 n/cm² e rimangono stabili fino a 7×10^{10} n/cm².

I risultati dello studio delle prestazioni dei SiPM-FBK (guadagno, tensione di breakdown, dipendenza dalla temperatura) sono riportati nel capitolo 3; nel capitolo 4, invece, sono illustrate le prestazioni di tali SiPM integrati nel prototipo dell'IFR.

2.3.4 Multi Pixel Photon Counters

Il Multi Pixel Photon Counter (MPPC) [2][7][8][10] è un particolare tipo di SiPM prodotto dall'azienda giapponese Hamamatsu Photonics. Esistono differenti dimensioni e tipologie di MPPC; per quanto riguarda l'IFR, il modello utilizzato è l'MPPC SMD con area attiva di 2×2 mm² (figura 2.24).

Il principio di funzionamento è quello di un normale SiPM descritto nel paragrafo 2.3.3; l'unica differenza costruttiva fra gli MPPC ed i SiPM-FBK riguarda l'ordine con cui sono organizzati i layers in un singolo SPAD (figura 2.22).

Come si può osservare nella figura, il campo elettrico in un MPPC è opposto a quello presente in un SiPM-FBK. Nell'MPPC, l'elettrodo per la rivelazione del segnale è posizionato in prossimità della zona p⁺: questo vuol dire che le cariche che giungono all'elettrodo e inducono il segnale in tensione sono *positive* (lacune), e non negative (elettroni) come in un SiPM-FBK. Ne consegue che il segnale risultante misurato sarà positivo (2.23).

Per quanto riguarda i parametri caratteristici che determinano le prestazioni di un MPPC, i fenomeni che portano alla produzione di background e il comportamento di questi dispositivi in presenza di radiazioni, tutte le considerazioni svolte nel paragrafo 2.3.3 restano valide anche per gli MPPC. Comunque, esistono importanti differenze:

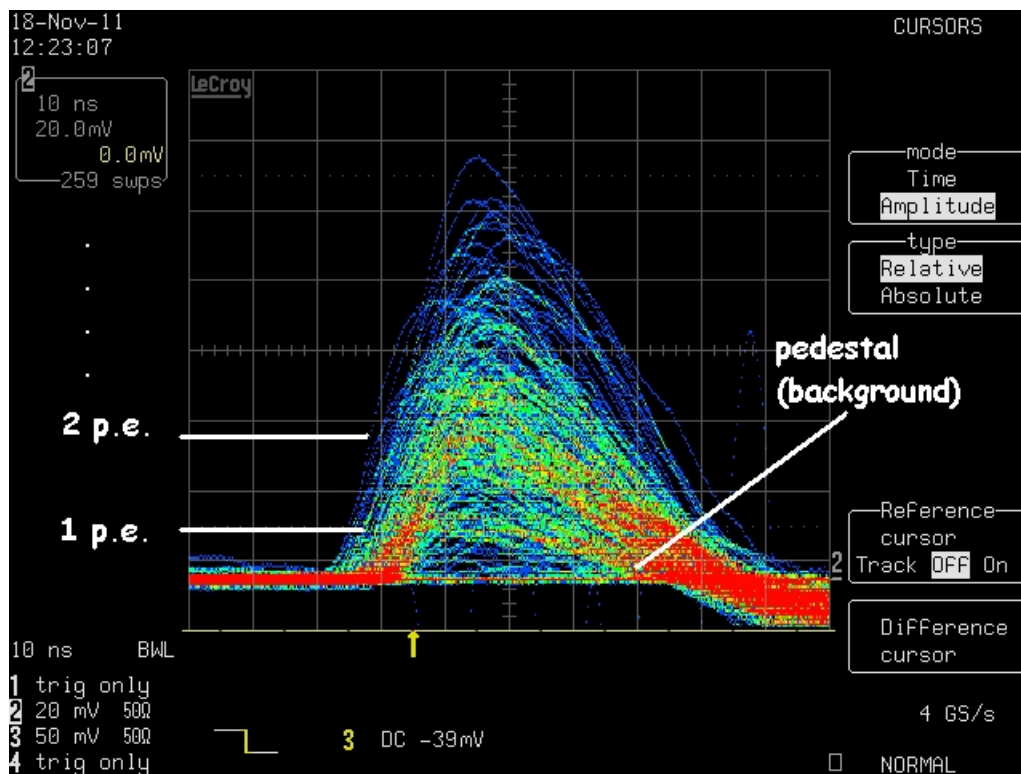


Figura 2.23: Immagine del segnale prodotto da un MPPC-Hamamatsu installato nel prototipo dell'IFR ottenuta ad un oscilloscopio dell'INFN di Ferrara

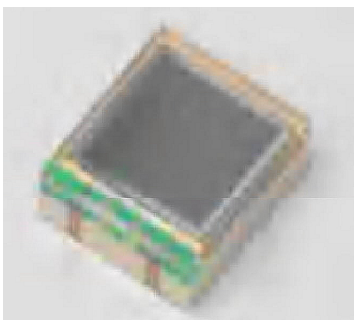


Figura 2.24: Un MPPC utilizzato per il prototipo dell'IFR a Ferrara

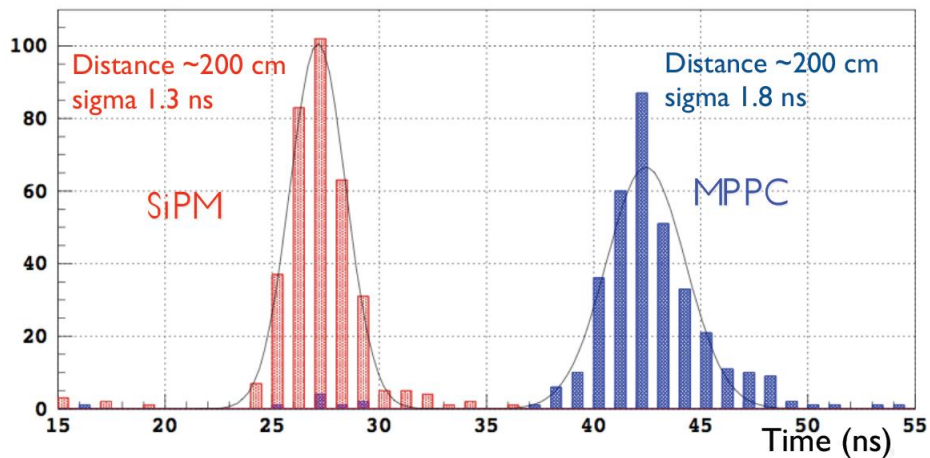


Figura 2.25: Confronto fra le velocità di risposta del segnale di un SiPM-FBK ed un MPPC-Hamamatsu

- *Bias Voltage.* La tensione di alimentazione di un MPPC è compresa fra i 71 ed i 72 V, contro i 32-35 di un SiPM-FBK.
- *Guadagno.* Il guadagno in termini di fotoelettroni prodotti di un MPPC è superiore di un fattore ~ 3 rispetto a quello di un SiPM-FBK; questo è dovuto ad una migliore efficienza degli MPPC.
- *Risposta temporale.* La velocità di elaborazione del segnale di un SiPM-FBK è superiore rispetto a quella di un MPPC (figura 2.25)
- *Sensibilità.* Parametri come il guadagno e la tensione di breakdown sono, in un MPPC, più sensibili a variazioni di temperatura.

Nel paragrafo 4.6 sono riportati i risultati del confronto fra le prestazioni di MPPC e SiPM in un modulo del prototipo dell'IFR.

2.3.5 Tecniche di read out

Come è stato accennato nei paragrafi 2.3.1 e 2.3.2, sono state concepite due possibili modalità di misura delle coordinate della particella su un dato layer dell'IFR; queste due tecniche di *readout* vengono chiamate *binary readout* e *time readout* [2][7].

Binary readout

In questa soluzione vengono adoperati gli scintillatori 'sottili' da $1 \times 4 \times 400 \text{ cm}^3$. Queste barre sono organizzate in due strati sovrapposti, per uno spessore totale di 2 cm. Nei due strati, gli scintillatori sono disposti lungo direzioni fra loro perpendicolari. Ogni scintillatore è accoppiato, mediante tre fibre ottiche, ad un

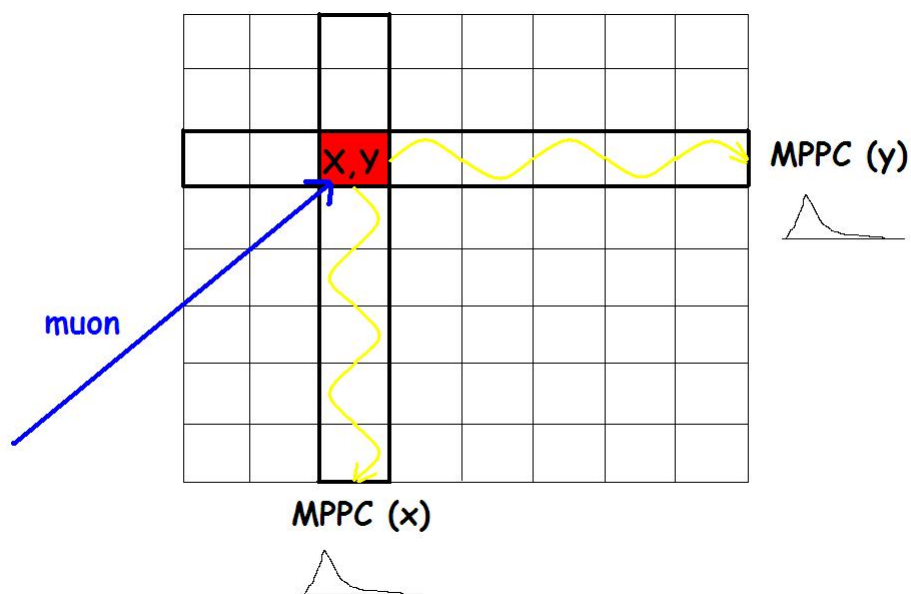


Figura 2.26: *Principio di funzionamento della tecnica binary readout*

fotomoltiplicatore posizionato ad una delle estremità. Il passaggio di una particella produce un segnale in due di questi scintillatori, uno sul primo strato ed uno sul secondo: conoscendo quali sono le barre che sono state colpite dalla particella, è possibile risalire alle coordinate x ed y del punto di impatto, che corrisponde al punto di intersezione fra le due barre (figura 2.26). In tre dimensioni, queste coordinate verranno poi trasformate nelle coordinate ϕ (angolo azimutale) e θ (angolo polare), che rappresentano rispettivamente l'angolo rispetto ad una direzione di riferimento su un piano perpendicolare al fascio e l'angolo rispetto alla direzione del fascio stesso. Naturalmente, la risoluzione spaziale è determinata dall'area dell'intersezione fra i due scintillatori colpiti, che è un quadrato di 4 cm di lato; ad ogni modo, la traccia potrà essere determinata con precisione combinando i segnali provenienti da layers differenti.

Per la binary readout non è necessaria una velocità di elaborazione del segnale estremamente elevata; sono invece richiesti un buon trasporto della luce prodotta ed una migliore efficienza dei fotomoltiplicatori. Infatti, è molto importante limitare le perdite di luce per ridurre la probabilità che solamente una delle due barre colpite registri un segnale. Per queste ragioni, nella tecnica binary readout verranno utilizzate fibre ottiche Kuraray Y11-300 (paragrafo 2.3.2) e fotomoltiplicatori SiPM-FBK (paragrafo 2.3.3). Infatti, le fibre Y11-300 hanno una resa di luce maggiore (figura 2.11).

La tecnica binary readout verrà utilizzata per gli endcap dell'IFR (paragrafo 2.2).

Time readout

In questa soluzione vengono adoperati gli scintillatori $2 \times 4 \times 400 \text{ cm}^3$. Queste barre, per ogni layer, sono disposte parallelamente fra loro a formare uno strato di 2 cm; ogni barra è accoppiata a due fotomoltiplicatori, uno per ogni estremità. La particella che attraversa il layer produce il segnale in uno soltanto di questi scintillatori; lo scintillatore colpito individua la coordinata ϕ del punto di impatto. Per determinare l'angolo θ è necessario identificare la posizione del punto di impatto lungo la barra colpita.

Per far questo, si misura la differenza $\Delta t = t_2 - t_1$ fra il tempo di arrivo t_2 dei fotoni al secondo fotomoltiplicatore ed il tempo di arrivo t_1 dei fotoni al primo fotomoltiplicatore. Tale misura è effettuata mediante l'ausilio di un TDC (*Time to Digital Converter*), un dispositivo elettronico che misura la differenza di tempo fra due segnali di input e la converte in un segnale digitale, ovvero codifica la misura in una stringa di bit gestibile dal calcolatore. Con riferimento alla figura 2.27, risulta che sono valide le seguenti equazioni:

$$\begin{cases} x = vt_1 \\ L - x = vt_2 \\ \Delta t = t_2 - t_1 \end{cases}$$

L è la lunghezza totale delle fibre ottiche da un estremo all'altro, mentre $v = c/n$ è la velocità della luce nelle fibre; misurando $\Delta t = t_2 - t_1$ e risolvendo il sistema è possibile ricavare la posizione x del punto d'impatto rispetto ad un'estremità della barra. Ovviamente, è necessario conoscere il tempo impiegato dai segnali elettrici prodotti dai fotomoltiplicatori per arrivare al TDC: se i tempi non sono uguali, t_1 e t_2 andranno corretti di conseguenza.

Al contrario della binary readout, per la time readout è necessaria una velocità di elaborazione del segnale elevata. Per questo motivo, nella time readout saranno utilizzate fibre ottiche Saint Gobain e fotomoltiplicatori SiPM-FBK, più veloci rispettivamente delle fibre Kuraray e degli MPPC (figure 2.11 e 2.25). La risoluzione temporale che si può raggiungere in questa configurazione è di 1 ns; la risoluzione spaziale sulla misura della posizione dipende da questo valore, che si traduce in 20 cm.

La tecnica time readout sarà adoperata per il barrel dell'IFR (paragrafo 2.2).

2.4 Il prototipo del rivelatore

Il prototipo del rivelatore IFR [7] è in fase di studio da parte dell'INFN di Ferrara e del Dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara. Nei prossimi paragrafi sono riportate le sue caratteristiche.

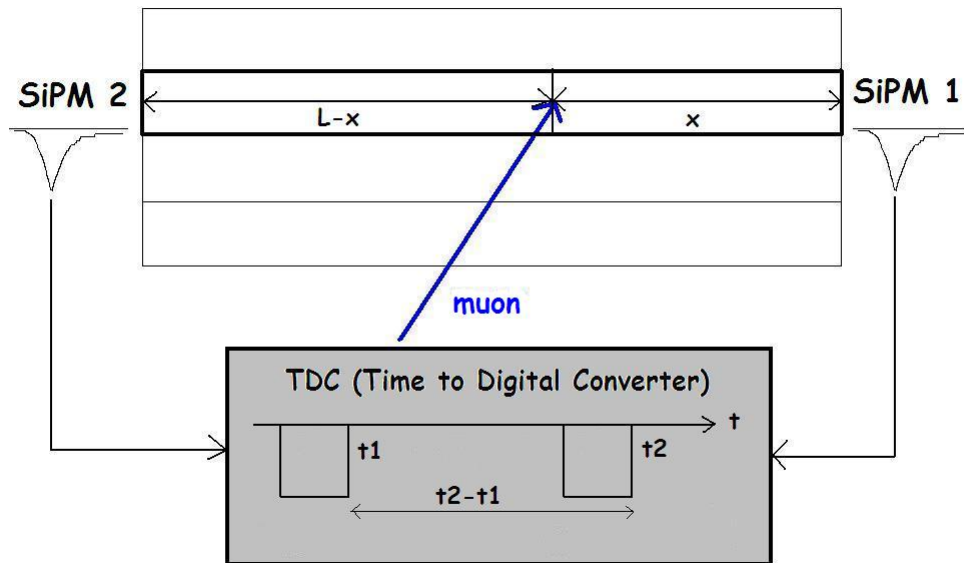


Figura 2.27: Principio di funzionamento della tecnica time readout

2.4.1 Geometria

In figura 2.28 è possibile vedere un'immagine della struttura portante del prototipo con i 9 moduli di rivelazione, inseriti in opportuni *gaps* di 3 cm ciascuno. Questa struttura, realizzata in ferro, ha un volume di $60 \times 60 \times 92 \text{ cm}^3$.

I singoli moduli di rivelazione ('Pizza Boxes') sono costituiti da barre di scintillatori, organizzate in modalità time readout o binary readout, al cui interno sono inserite tre fibre ottiche (Kuraray-Y11 o Saint Gobain BCF92) accoppiate opportunamente ad un fotomoltiplicatore (SIPM o MPPC). In particolare, nei 9 layers disponibili, sono presenti 4 moduli time readout (TDC) e 5 moduli binary readout (Bi-RO). In figura 2.29 è riportato lo schema costruttivo di un modulo TDC, mentre in figura 2.30 è rappresentata la struttura di un modulo Bi-RO.

Sono stati realizzati più dei 9 moduli necessari (12 in tutto), allo scopo di effettuare studi con diverse configurazioni di fibre e fotomoltiplicatori.

Moduli TDC Standard

- *Moduli:* 1,2,3,4.
- *Scintillatori:* 14 barre $2 \times 4 \times 60 \text{ cm}^3$.
- *Fibre ottiche:* 42 BCF92, diametro $\phi = 1 \text{ mm}$, lunghezza totale $L = 4 \text{ m}$.
- *Posizione scintillatori rispetto ad una estremità della fibra:*
 - Modulo 1: 45-105 cm (lunghezza fibra dal centro della barra: 75-325 cm).

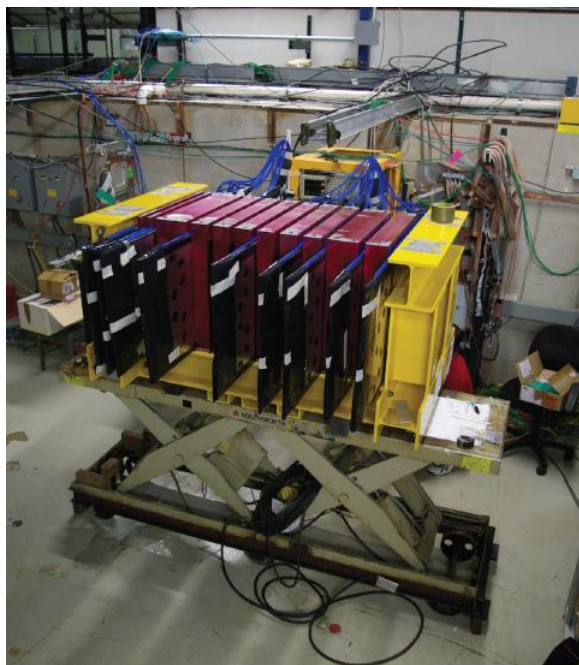


Figura 2.28: Il prototipo dell'IFR pronto per il test beam al Fermilab Facility Test Beam. I moduli di rivelazione, collegati mediante cavi all'elettronica di lettura, sono ricoperti da nastro nero per garantirne l'isolamento ottico

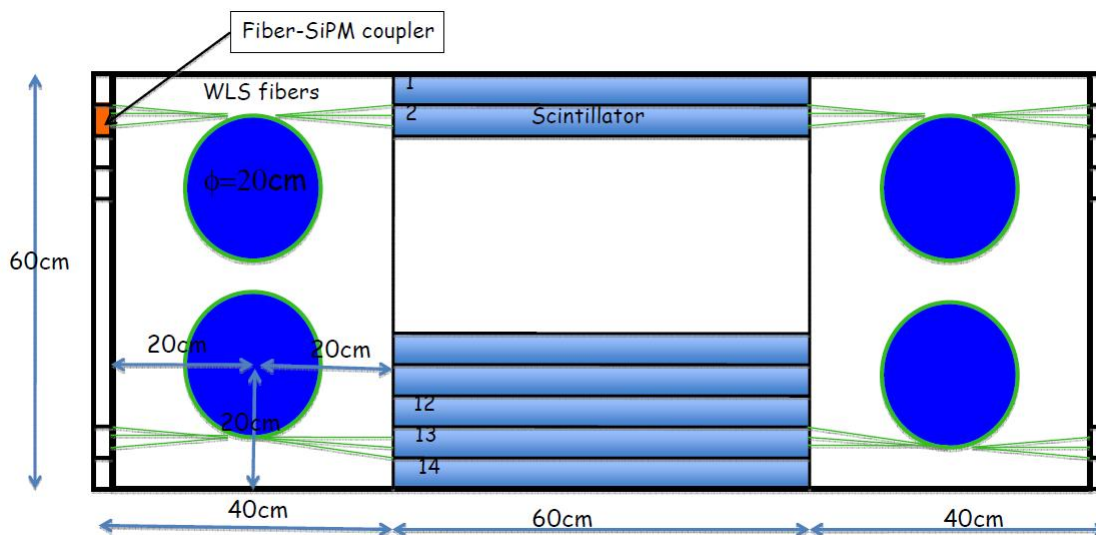


Figura 2.29: Schema di un modulo di rivelazione TDC del prototipo dell'IFR; sono riportate anche le dimensioni del modulo

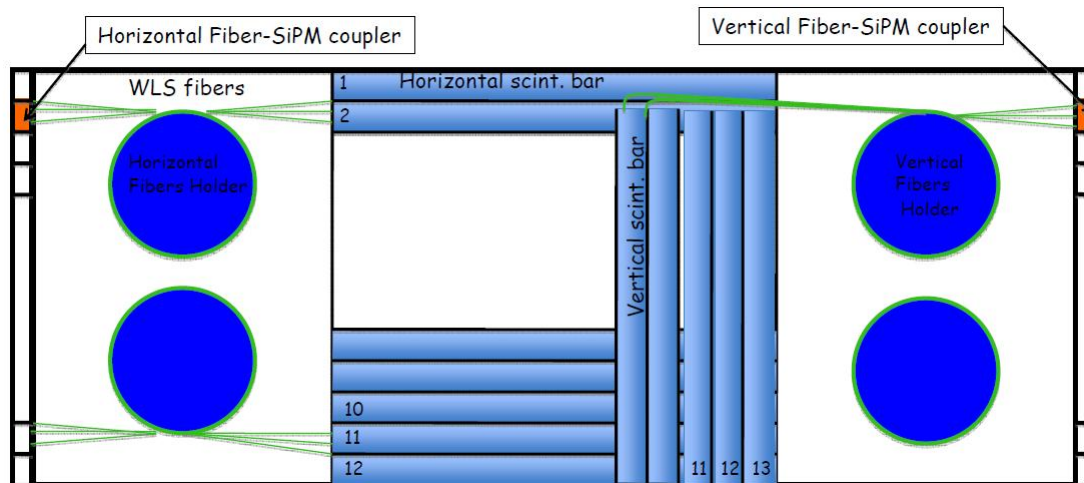


Figura 2.30: Schema di un modulo di rivelazione Bi-RO del prototipo dell'IFR

- Modulo 2: 90-150 cm (lunghezza fibra dal centro della barra: 120-280 cm).
- Modulo 3: 140-200 cm (lunghezza fibra dal centro della barra: 170-230 cm).
- Modulo 4: 170-230 cm (lunghezza fibra dal centro della barra: 200-200 cm).
- Fotomoltiplicatori: 28 SiPM $1.2 \times 3.2 \text{ mm}^2$ ('4020').

Moduli TDC Speciali

- Moduli: 5,6.
- Scintillatori: 14 barre $2 \times 4 \times 60 \text{ cm}^3$.
- Fibre ottiche: 42 BCF92, diametro $\phi = 1.2 \text{ mm}$, lunghezza totale $L = 4 \text{ m}$.
- Posizione scintillatori rispetto ad una estremità della fibra: 170-230 cm (lunghezza fibra dal centro della barra: 200-200 cm).
- Fotomoltiplicatori:
 - Modulo 5: 28 SiPM $1.4 \times 3.8 \text{ mm}^2$ ('4380').
 - Modulo 6: 28 SiPM 1.4 mm 'round' ('5550').

Modulo TDC Speciale (SiPM-MPPC)

- Modulo: 7.
- Scintillatori: 14 barre $2 \times 4 \times 60 \text{ cm}^3$.

- *Fibre ottiche*: 42 BCF92, diametro $\phi = 1$ mm, lunghezza totale $L = 4$ m.
- *Posizione scintillatori rispetto ad una estremità della fibra*: 170-230 cm (lunghezza fibra dal centro della barra: 200-200 cm).
- *Fotomoltiplicatori*: 14 SiPM 1.2×3.2 mm² ('4020') su un lato, 14 MPPC 2×2 mm² sull'altro.

Moduli Bi-RO Standard

- *Moduli*: 8,9,10,11.
- *Scintillatori*:
 - x: 12 barre $1 \times 4.5 \times 60$ cm³.
 - y: 13 barre $1 \times 4.5 \times 50$ cm³.
- *Fibre ottiche*: Kuraray Y11-300, diametro $\phi = 1.2$ mm, 36 fibre per le barre x e 39 per le y in totale.
- *Lunghezza fibre*:
 - Modulo 8: x = 110 cm, y=160 cm.
 - Modulo 9: x = 370 cm, y = 320 cm.
 - Modulo 10: x = 190 cm, y = 240 cm.
- *Fotomoltiplicatori*: 14 SiPM 1.4×3.8 mm² ('4380') su entrambi i lati.

Modulo Bi-RO Speciale

- *Modulo*: 12.
- *Scintillatori*:
 - x: 12 barre $1 \times 4.5 \times 60$ cm³.
 - y: 13 barre $1 \times 4.5 \times 50$ cm³.
- *Fibre ottiche*: 75 Kuraray Y11-300, diametro $\phi = 1.2$ mm.
- *Lunghezza fibre*:
 - x = 210 cm, y=240 cm.
- *Fotomoltiplicatori*: 25 SiPM 1.4 mm 'round' ('5550').

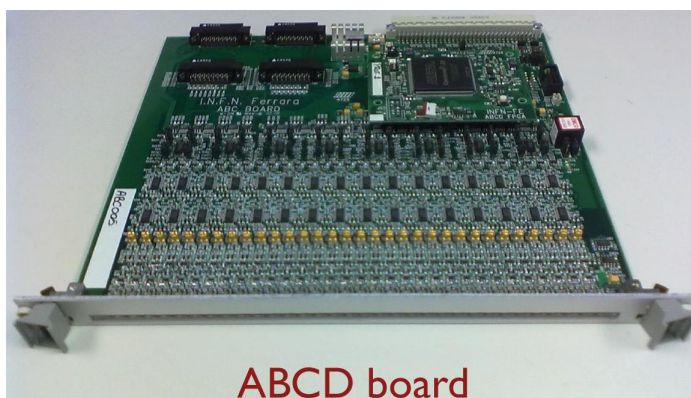


Figura 2.31: Una board ABCD realizzata dall'INFN di Ferrara

2.4.2 Elettronica di lettura

Il controllo dei fotomoltiplicatori e la gestione dei dati acquisiti (DAQ, *Data Acquisition*) sono realizzati mediante due unità:

- *ABCD e Bi-RO Boards Crate*: questo *crate* ('gabbia') è adibito all'alimentazione ed al supporto delle 9 ABCDs (una per ogni layer, sia TDC che Bi-RO) e della scheda BiRO-TLU (figure 2.31 e 2.32 rispettivamente). ABCD è un acronimo per indicare le quattro funzioni di queste schede (Amplificatore, Bias voltage, Comparatore, Data Processing). La scheda BiRO-TLU è utilizzata per la DAQ dei layer Bi-RO e per generare il *trigger* ed il *clock* per le schede BiRO e TDC.
- *TDC Crate*: questo *crate* è predisposto per alimentare due TDC CAEN che forniscono il tempo di arrivo del segnale analogico proveniente dalle ABCDs.

2.4.3 Test su fascio

Il prototipo dell'IFR, a dicembre 2010 e luglio 2011, è stato sottoposto ad alcuni *test beam* realizzati presso il *Fermilab Test Beam Facility* (FTBF), nei pressi di Chicago, Stati Uniti (figura 2.33). Questi test hanno molteplici scopi:

- confermare i risultati ottenuti nei test con raggi cosmici presso il Dipartimento di Fisica dell'Università di Ferrara, in particolare per quanto riguarda l'efficienza di rivelazione e la risoluzione temporale;
- verificare la capacità di identificazione dei muoni e caratterizzare la cascata adronica;



Figura 2.32: La board BiRO-TLU

- ottimizzare la geometria dell'IFR (quantità di materiale, distanza fra i layers...);
- individuare e risolvere eventuali problemi;
- pianificare test futuri.

Nella figura 2.34 è schematizzato l'apparato sperimentale adoperato per il test beam, mentre in figura 2.35 è rappresentata la composizione del fascio in funzione dell'energia. Il range di energia utilizzato è stato di 4-8 GeV (dicembre 2010) e di 1-5 GeV (luglio 2011).

Il rivelatore Cherenkov Ckr1/2 è utilizzato per identificare le particelle, gli scintillatori S1/2 per selezionare l'evento e gli scintillatori S3/4 per misurare la perdita dovuta all'assorbimento dell'IFR. Le fonti principali di rumore sono elettroni e pioni: questi ultimi, decadendo, producono altri elettroni. La componente elettronica dovuta ai pioni necessita di simulazioni Montecarlo per poter essere quantificata e sottratta dal segnale misurato.

Complessivamente, i risultati ottenuti in questi test beam confermano quanto osservato nella fase di ricerca e sviluppo con raggi cosmici tenutasi a Ferrara. Nelle figura 2.36, 2.37 e 2.38 sono riportati alcuni esempi di questi risultati.



Figura 2.33: Veduta del Fermilab Test Beam Facility (FTBF)

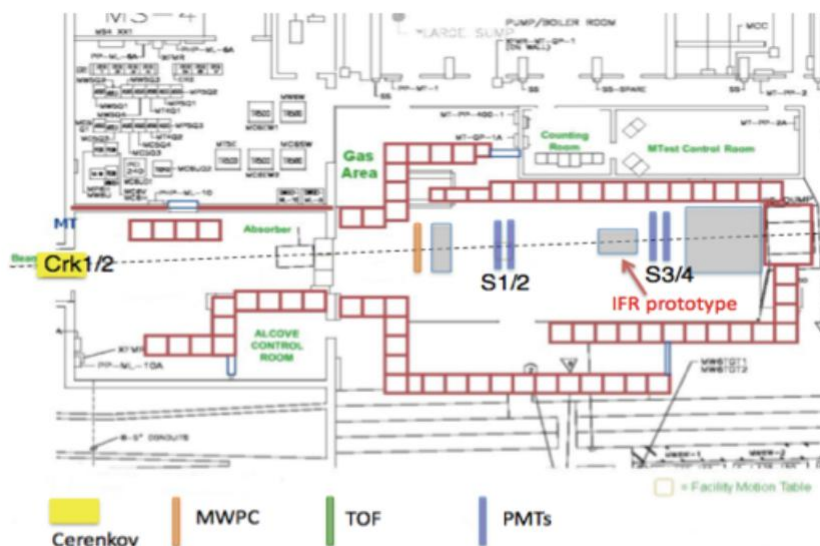


Figura 2.34: Setup sperimentale per il test beam del prototipo dell'IFR. I muoni sono identificati mediante la coincidenza $S1 \times S2 \times \bar{C}_e \times C_e$, mentre i pioni con la coincidenza $S1 \times S2 \times \bar{C}_e \times \bar{C}_\mu$

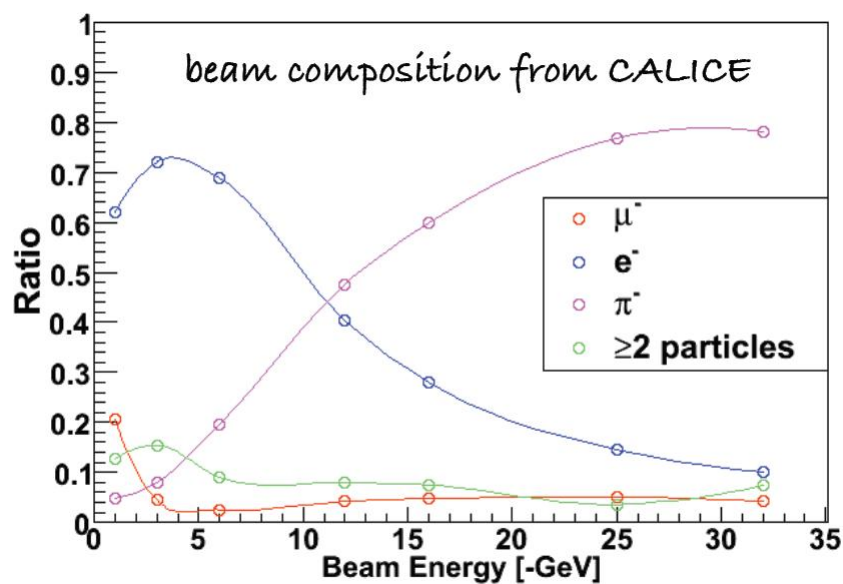


Figura 2.35: Composizione del fascio utilizzato per il test beam del prototipo dell'IFR in funzione dell'energia

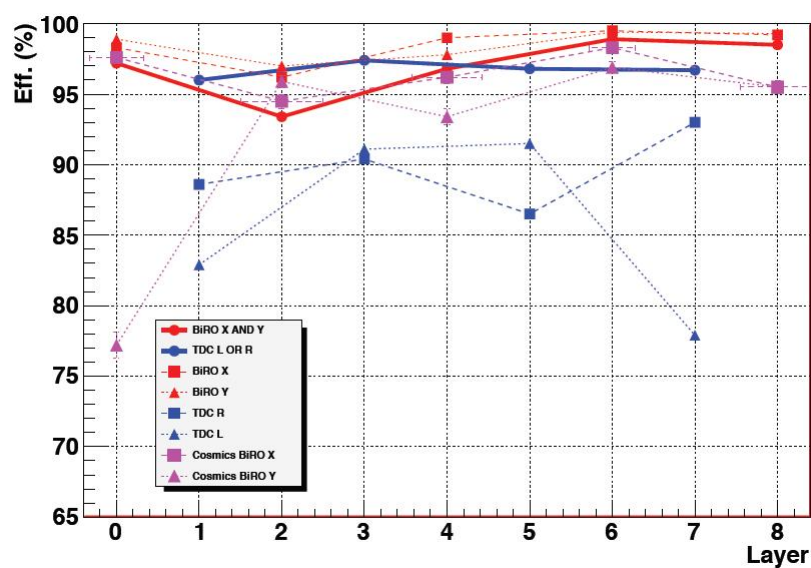


Figura 2.36: Efficienza di rivelazione dei layers del prototipo dell'IFR. I dati mostrano un accordo fra test beam e raggi cosmici

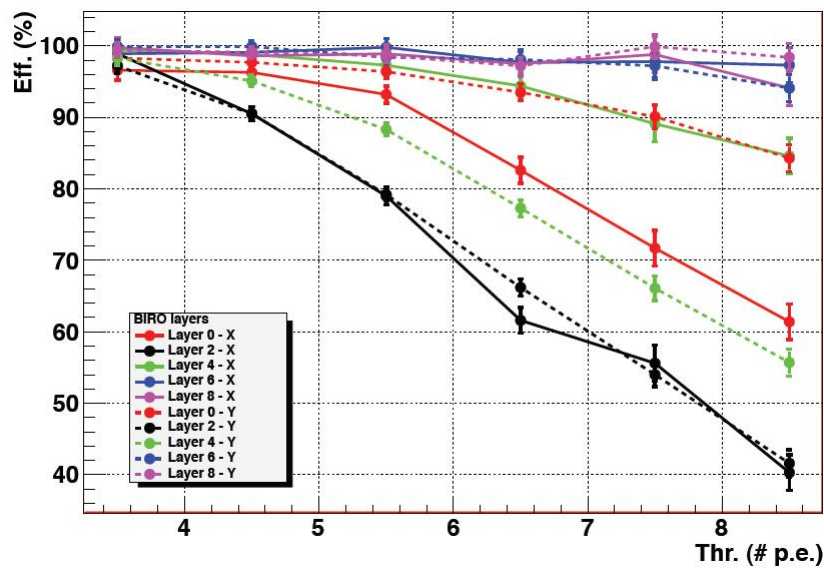


Figura 2.37: Efficienza di rivelazione dei moduli BiRO misurata al test beam in funzione della soglia applicata sul numero di fotoelettroni

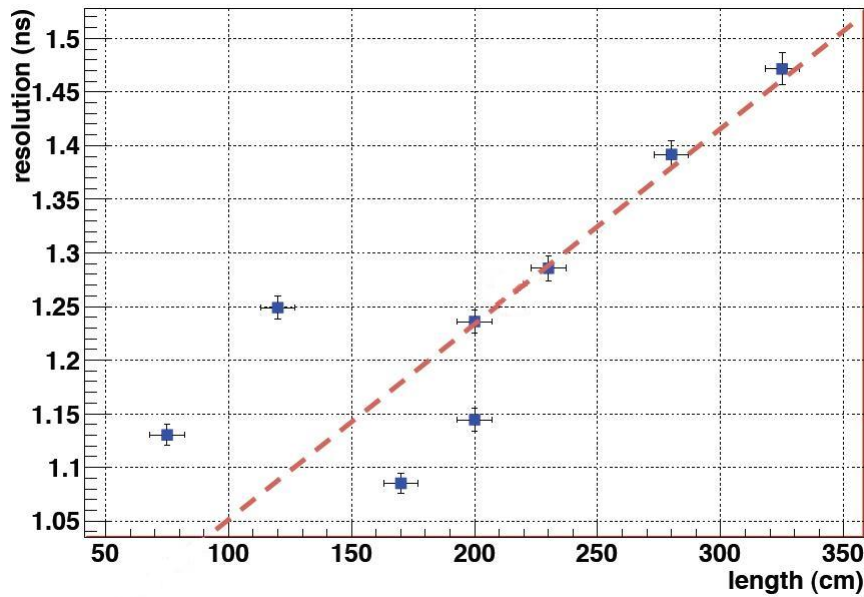


Figura 2.38: Risoluzione temporale dei 4 moduli TDC in funzione della lunghezza delle fibre ottiche ottenuta al test beam. La linea tratteggiata rappresenta il risultato derivato con i cosmici

Capitolo 3

Caratterizzazione dei SiPM

In questo capitolo sono riportati i risultati della *caratterizzazione* dei SiPM-FBK, ovvero i valori misurati di alcuni parametri caratteristici dei dispositivi. In particolare, sono stati presi in considerazione il *guadagno* (in tensione) e la *tensione di breakdown* (una stima indiretta dell'efficienza sarà fornita nel capitolo 4).

In questo studio sono stati analizzati e messi a confronto due campioni di SiPM, un '4020' ($1.2 \times 3.2 \text{ mm}^2$) ed un '4380' ($1.4 \times 3.8 \text{ mm}^2$).

3.1 Apparato sperimentale

L'apparato sperimentale utilizzato per la caratterizzazione dei SiPM è schematizzato in figura 3.1. Gli strumenti presenti nello schema sono i seguenti:

- *Cella Peltier*. La Cella Peltier (figura 3.2) [14], realizzata all'INFN di Ferrara, è un dispositivo che permette di mantenere il suo ambiente interno ad una temperatura prefissata (Appendice A). In questa cella sono stati posizionati, a turno, i due SiPM campione. La cella è stata controllata mediante un software di interfaccia, realizzato in Labview: tale software consentiva di regolare la temperatura, di leggere la temperatura effettiva e di impostare i parametri PID per ottimizzare il processo di regolazione.
- *ABCDs Boards Crate*. Questo crate (figura 3.3), già descritto nel paragrafo 2.4.2, supporta le schede ABCDs. In questo caso è stata utilizzata una sola scheda per alimentare il SiPM nella cella, ricevere il segnale del SiPM ed amplificarlo. Il controllo delle schede è stato ottenuto grazie ad un altro software Labview, che permetteva di impostare la V_{BIAS} e le soglie per i segnali prodotti dal SiPM. L'uscita del segnale è caratterizzata da un'impedenza di 50Ω .
- *Fan in fan out LeCroy*. Il fan in fan out è un modulo utilizzato per limitare la *banda passante* del segnale che riceve in input, ovvero taglia le armoni-

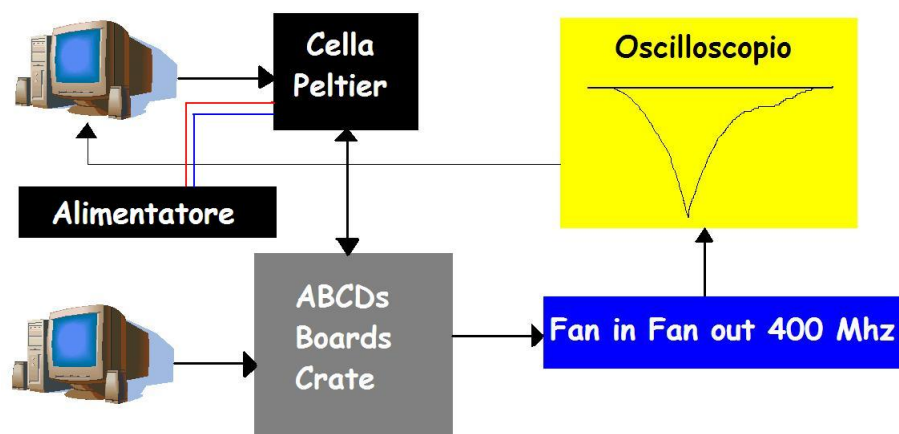


Figura 3.1: Schema dell'apparato sperimentale utilizzato per la caratterizzazione dei SiPM

che del segnale con una frequenza superiore a quella di taglio. La banda passante del modulo utilizzato è di circa 400 MHz. Il fan in fan out si è reso necessario per ridurre parte del rumore elettronico di fondo (paragrafo 2.3.3), caratterizzato da frequenze molto elevate.

- *Oscilloscopio LeCroy Waverunner*. L'oscilloscopio permette di visualizzare direttamente il segnale in tensione prodotto dal SiPM (figura 2.18, paragrafo 2.3.3) e di costruire contemporaneamente uno *spettro delle altezze di impulso* (figura 3.4), ovvero un grafico in cui è rappresentato il numero di segnali conteggiati in funzione della loro ampiezza (in questo caso, per 'ampiezza' è stato considerato il valore assoluto del minimo del segnale in una data finestra temporale). L'impedenza di ingresso dell'oscilloscopio è di 50 Ω : dal punto di vista circuitale, l'impedenza di output dell'ABCD e quella di input dell'oscilloscopio sono due impedenze uguali in parallelo, ovvero un *partitore resistivo*. Ciò vuol dire che le ampiezze dei segnali visualizzati sono esattamente la metà di quelle reali: di ciò si è tenuto conto nell'analisi dei dati. Gli spettri raccolti sono stati memorizzati al computer sotto forma di file di testo. La banda passante dell'oscilloscopio è stata impostata a 200 MHz per permettere un'ulteriore taglio del rumore elettronico.

3.2 Dipendenza del guadagno dalla tensione

In figura 3.4 è riportato un esempio di spettro delle altezze di impulso misurato all'oscilloscopio. Lo spettro atteso teoricamente è una distribuzione discreta, dove ogni riga rappresenta quanti segnali sono associati ad un solo fotoelettrone, a

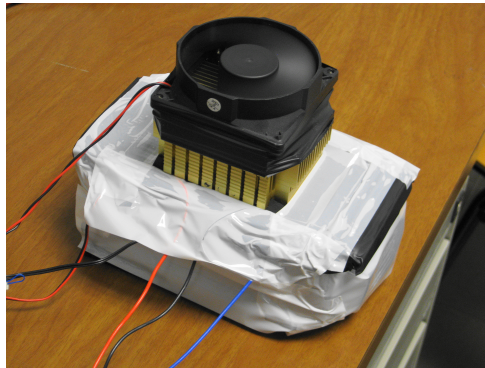


Figura 3.2: Cella Peltier utilizzata per la caratterizzazione dei SiPM

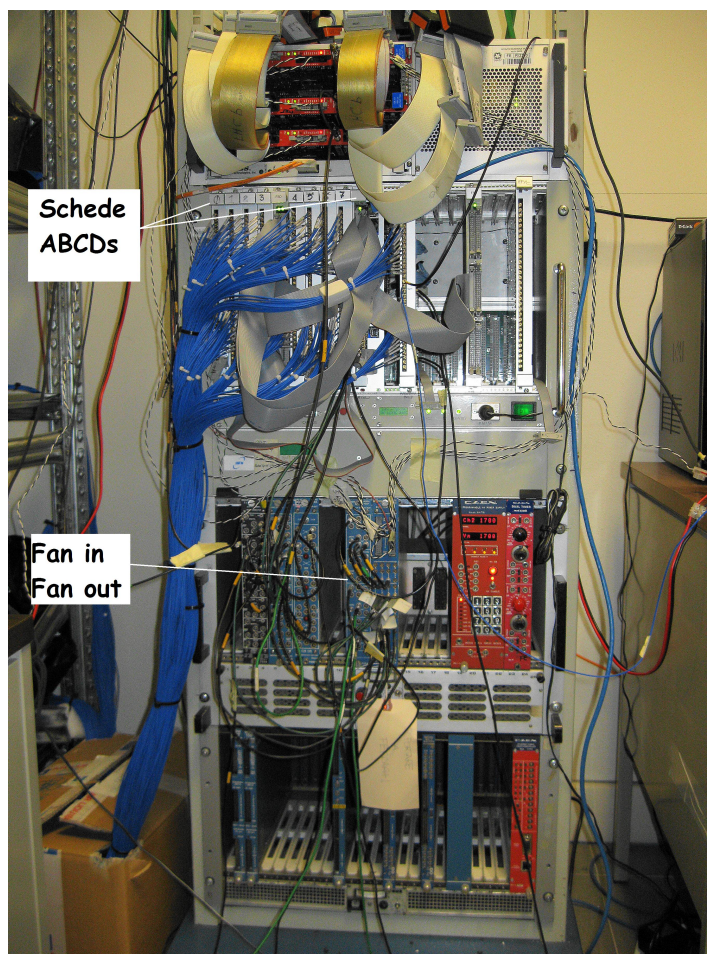


Figura 3.3: Immagine dell'elettronica di lettura utilizzata per il prototipo IFR a Ferrara. Le schede ABCDs sono state utilizzate anche per la caratterizzazione dei SiPM non installati nel prototipo

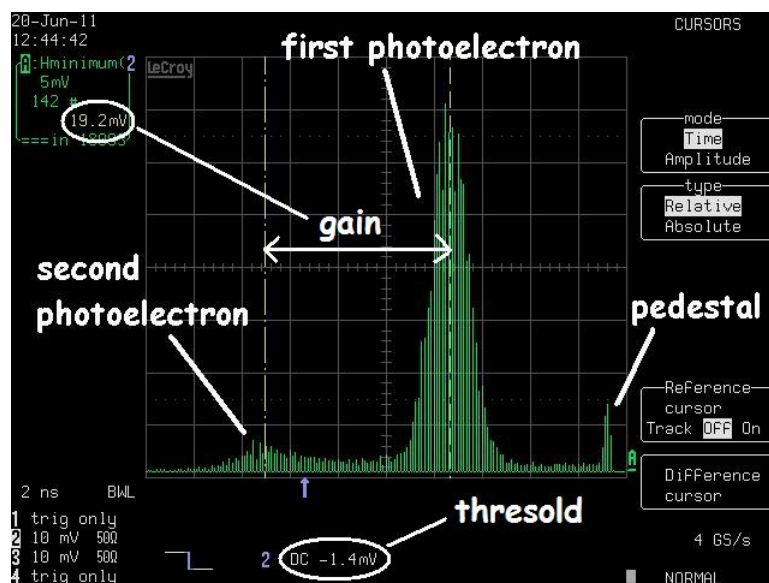


Figura 3.4: Spettro di altezze di impulso di un SiPM misurato all'oscilloscopio. Lo spettro è invertito, perchè i minimi dei segnali sono negativi. Il guadagno evidenziato, in questo caso solo stimato graficamente, è la metà di quello reale. Il piedistallo ha un'altezza inferiore di quello effettivo per via della soglia applicata

due fotoelettroni, e così via. Naturalmente, nella misura la singola riga è soggetta ad una dispersione dovuta agli errori casuali ed alla risoluzione. La distanza fra due picchi successivi, in millivolt, rappresenta il guadagno del SiPM per una data temperatura ad una fissata V_{BIAS} , ovvero quant'è l'ampiezza del segnale in tensione prodotto da un singolo fotoelettrone.

Fondamentale, nell'acquisizione di questi spettri, è la regolazione del *trigger*, ovvero della soglia: tutti i segnali con ampiezza inferiore a quella del trigger non vengono acquisiti. Nella misura del guadagno, il trigger è applicato sul segnale stesso con lo scopo di limitare il piedistallo (rumore elettronico) e mettere in evidenza i primi due fotoelettroni. Questa impostazione del trigger non permette di selezionare eventi *di segnale* associati al passaggio di una particella (in questo caso *raggi cosmici*), perchè questi ultimi sono enormemente meno numerosi rispetto agli eventi *di rumore*, ovvero quelli prodotti da fenomeni casuali (paragrafo 2.3.3). Ne consegue che i picchi che corrispondono a più di due fotoelettroni, molto piccoli, sono praticamente invisibili in questa configurazione (si noti dalla figura 3.4 come già il secondo picco sia molto inferiore rispetto al primo).

Una volta impostato tutto l'apparato sperimentale, si è passati all'acquisizione delle misure. Sono stati misurati i guadagni dei SiPM '4020' e '4380' a diverse temperature (20, 23 e 26 gradi centigradi). Ad una fissata temperatura, inoltre, è stata effettuata la misura a tensioni differenti (32.5, 33, 33.5, 34 e 34.5 V). Ogni singola misura (a V_{BIAS} e temperatura fissati) è stata ripetuta più volte a distanza di tempo per verificarne la *riproducibilità*; come guadagno è stato preso il valore

medio ottenuto.

Il guadagno non è stato misurato graficamente (come in figura 3.4), ma *interpolando* al computer lo spettro acquisito privato del piedistallo. Teoricamente ci si attende che il singolo picco sia descritto da una *distribuzione gaussiana*: ogni picco, infatti, è il risultato di una stessa misura (ampiezza del segnale prodotto da un certo numero di fotoelettroni) ripetuta più volte nel tempo e soggetta ad errori puramente casuali [3][12]. In realtà, si è osservato che un valore più ragionevole per il *chi quadro* si ottiene considerando il singolo picco come una *combinazione lineare* di due gaussiane, a causa del fatto che i picchi, in particolar modo quello del primo fotoelettrone, sono leggermente asimmetrici. In definitiva, per interpolare lo spettro si è adoperata la seguente funzione:

$$S(x) = \sum_{k=1}^2 C_{1k} e^{-\frac{(x-\mu_{1k})^2}{2\sigma_{1k}^2}} + \sum_{k=1}^2 C_{2k} e^{-\frac{(x-\mu_{2k})^2}{2\sigma_{2k}^2}}, \quad (3.1)$$

dove la prima somma descrive il primo picco e la seconda descrive il secondo picco. In totale, in questa funzione sono presenti 12 parametri liberi da determinare, insieme all'incertezza sui parametri stessi, con il processo di *fit*.

Una volta ottenuti i parametri e la funzione, il guadagno è stato calcolato semplicemente come la differenza fra le ascisse (in millivolt) dei due massimi della funzione ottenuta.

Nella figura 3.5 sono riportati a titolo di esempio alcuni dei risultati acquisiti per il SiPM '4020', insieme con la funzione ottenuta dal fit. In particolare, è raffigurato uno degli spettri raccolti per ognuno dei i cinque valori di tensione alla temperatura di 20 gradi centigradi. Si può notare come la distanza fra i picchi, cioè il guadagno, aumenti all'aumentare della V_{BIAS} . La figura 3.6 si riferisce invece al SiPM '4380'. Nelle tabelle 3.1 e 3.2 sono presentati invece i guadagni medi dei SiPM '4020' e '4380' rispettivamente per tutti i valori di tensione e di temperatura considerati. Come si può osservare, a parità di temperatura il guadagno cresce con la V_{BIAS} , mentre, al contrario, si ha un decremento del guadagno con la temperatura a tensione fissata, come è stato esposto nel paragrafo 2.3.3. Inoltre, a parità di condizioni, il guadagno del SiPM '4020' è sempre superiore a quello del SiPM '4380': ciò vuol dire che il guadagno decresce all'aumentare dell'area del dispositivo.

Nelle figure 3.7 e 3.8 sono riassunte le misure ottenute; in particolare, è riportato l'andamento del guadagno in funzione della V_{BIAS} per varie temperature. Questi punti sono stati interpolati mediante una retta per ottenere il *trend* con cui il guadagno varia con la tensione, ovvero i coefficienti angolari delle rette, e le costanti additive (o intercette), che determinano invece i valori assoluti dei guadagni. I risultati di questo fit sono riportati nella tabella 3.3. La scelta di interpolare questi dati con una retta è giustificata dai valori quasi unitari del coefficiente di correlazione lineare, mai inferiori a 0.97 (ciò vuol dire che due variabili

Tabella 3.1: Guadagni medi misurati per il SiPM '4020'. Gli errori sui guadagni sono stati calcolati propagando l'errore di misura sui singoli massimi del primo e del secondo fotoelettrone

V_{BIAS} (V)	Gain@T=20 (mV)	Gain@T=23 (mV)	Gain@T=26 (mV)
32.5	29.37 ± 0.14	26.53 ± 0.15	22.98 ± 0.14
33	37.85 ± 0.14	33.71 ± 0.16	30.69 ± 0.18
33.5	44.9 ± 0.2	41.3 ± 0.2	38.4 ± 0.2
34	52.0 ± 0.2	47.2 ± 0.2	44.7 ± 0.2
34.5	56.3 ± 0.2	56.1 ± 0.3	51.1 ± 0.2

Tabella 3.2: Guadagni medi misurati per il SiPM '4380'. Gli errori sui guadagni sono stati calcolati propagando l'errore di misura sui singoli massimi del primo e del secondo fotoelettrone

V_{BIAS} (V)	Gain@T=20 (mV)	Gain@T=23 (mV)	Gain@T=26 (mV)
32.5	18.0 ± 0.2	16.87 ± 0.14	13.03 ± 0.17
33	25.0 ± 0.2	23.2 ± 0.2	19.47 ± 0.16
33.5	29.9 ± 0.3	27.9 ± 0.2	25.4 ± 0.2
34	34.6 ± 0.3	32.5 ± 0.2	27.8 ± 0.2
34.5	36.4 ± 0.3	34.54 ± 0.18	30.28 ± 0.18

non correlate linearmente hanno una probabilità praticamente nulla di avere un coefficiente di correlazione migliore [12]). Dai dati, inoltre, si può notare come il SiPM '4380' abbia una dipendenza inferiore dalla tensione rispetto al '4020': infatti, i coefficienti angolari medi per il '4380' e per il '4020' sono rispettivamente intorno a 9.1 mV/V e 14.2 mV/V.

3.3 Dipendenza del guadagno dalla temperatura

Dai risultati delle misure rappresentati nelle tabelle 3.1 e 3.2 è stato dedotto anche qual è il comportamento del guadagno al variare della temperatura con V_{BIAS} fissata. Complessivamente, si nota una diminuzione di questo guadagno, come è

Tabella 3.3: Coefficienti angolari m ed intercette q ottenute dal fit lineare del guadagno G in funzione della V_{BIAS} per varie temperature, con $G = q + mV_{\text{BIAS}}$

T (C)	q '4020' (mV)	m '4020' (mV/V)	q '4380' (mV)	m '4380' (mV/V)
20	-423 ± 4	13.95 ± 0.11	-294 ± 5	9.65 ± 0.15
23	-442 ± 4	14.43 ± 0.13	-278 ± 4	9.09 ± 0.11
26	-437 ± 4	14.16 ± 0.11	-264 ± 4	8.55 ± 0.11

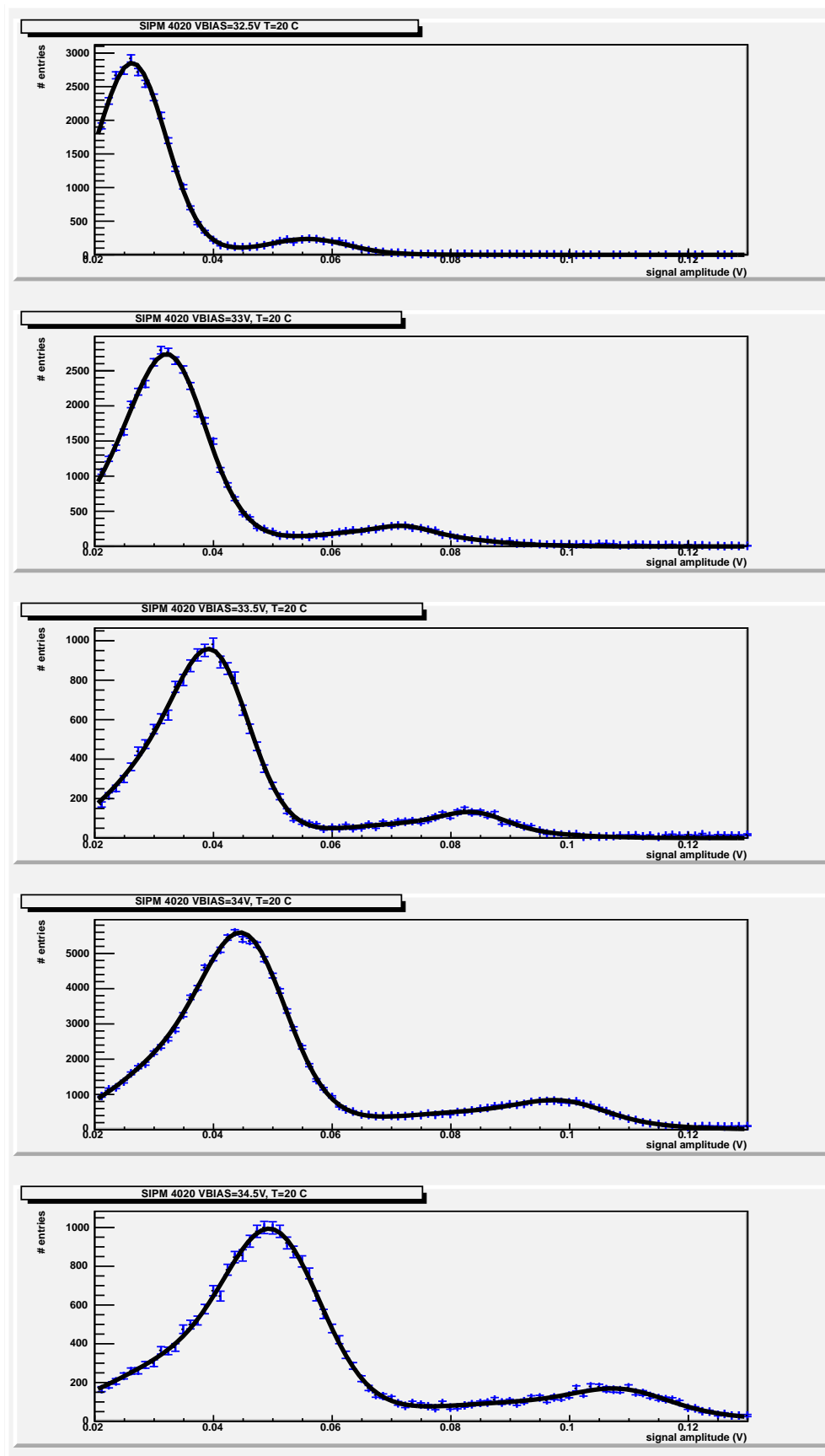


Figura 3.5: Esempi di spettri raccolti per la caratterizzazione del SiPM '4020' a temperatura fissata e V_{BIAS} variabile

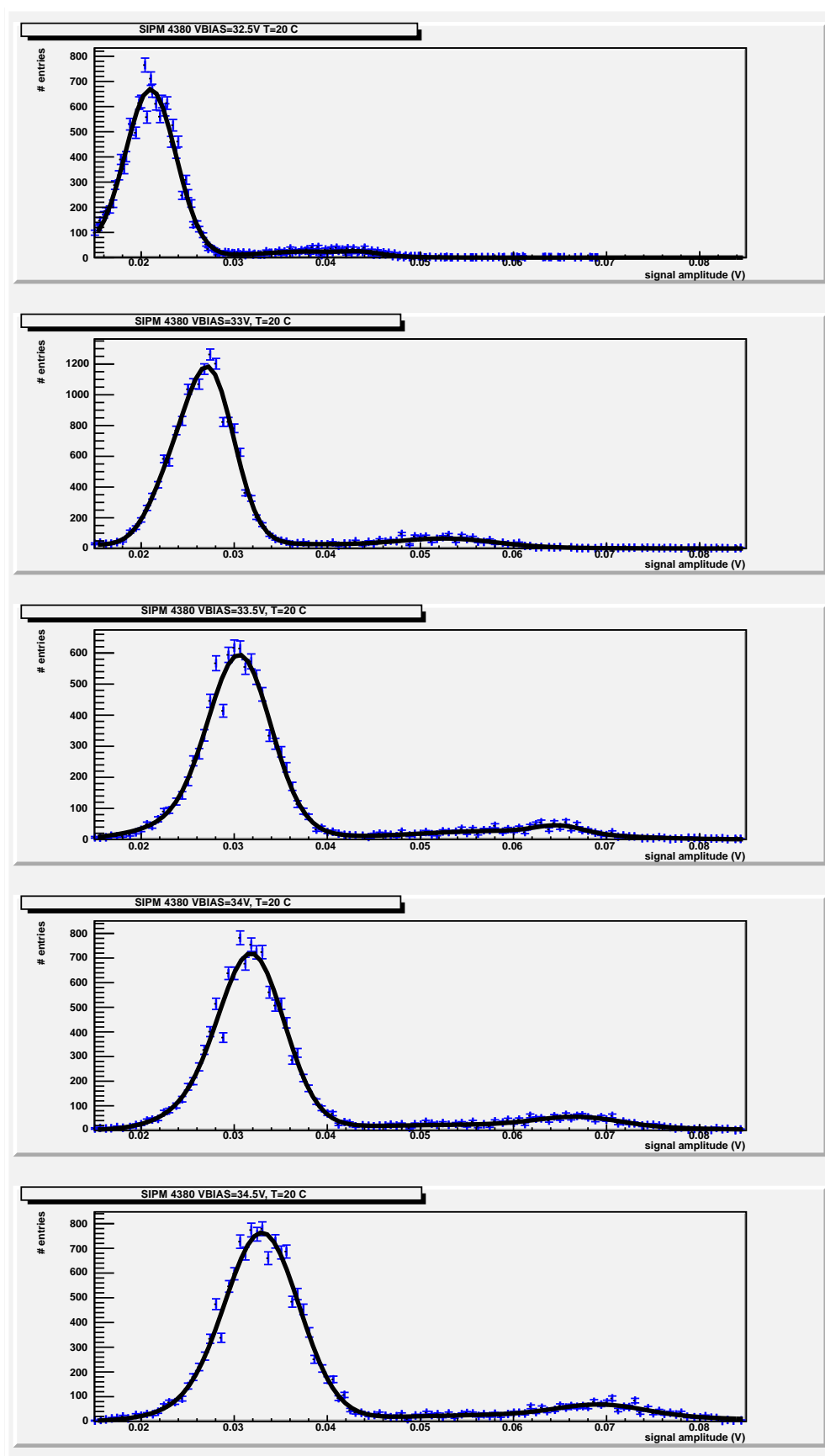


Figura 3.6: Esempi di spettri raccolti per la caratterizzazione del SiPM '4380' a temperatura fissata e V_{BIAS} variabile

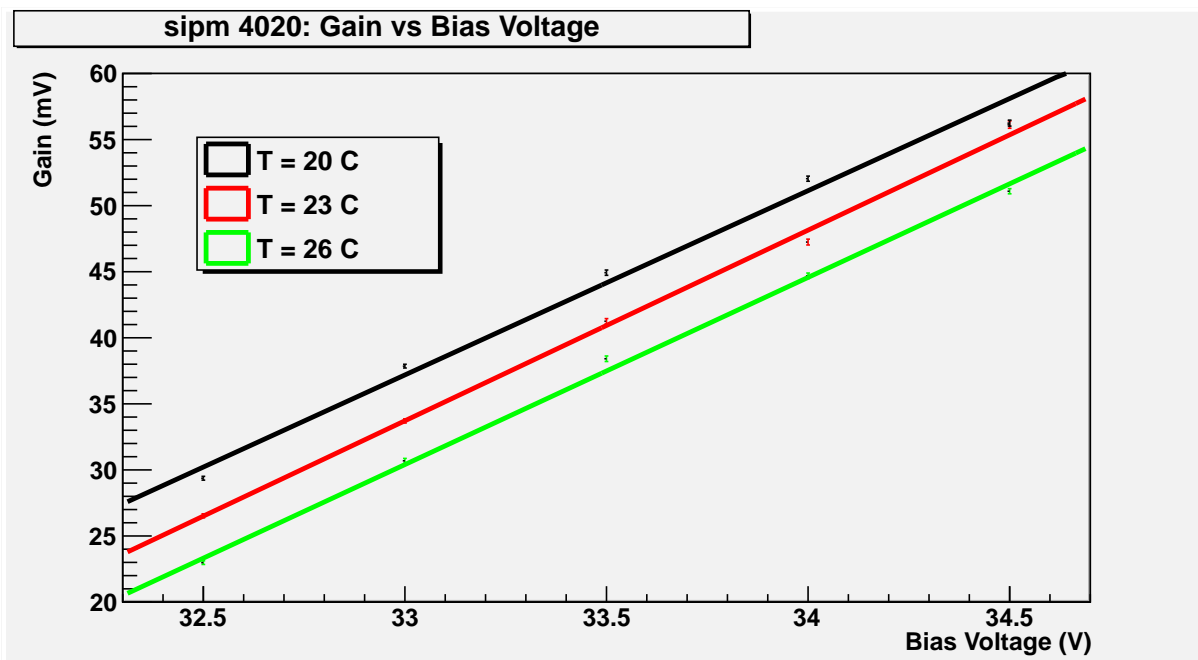


Figura 3.7: Guadagno del SiPM '4020' in funzione della V_{BIAS} a varie temperature. Sono stati trascurati gli errori sulle V_{BIAS}

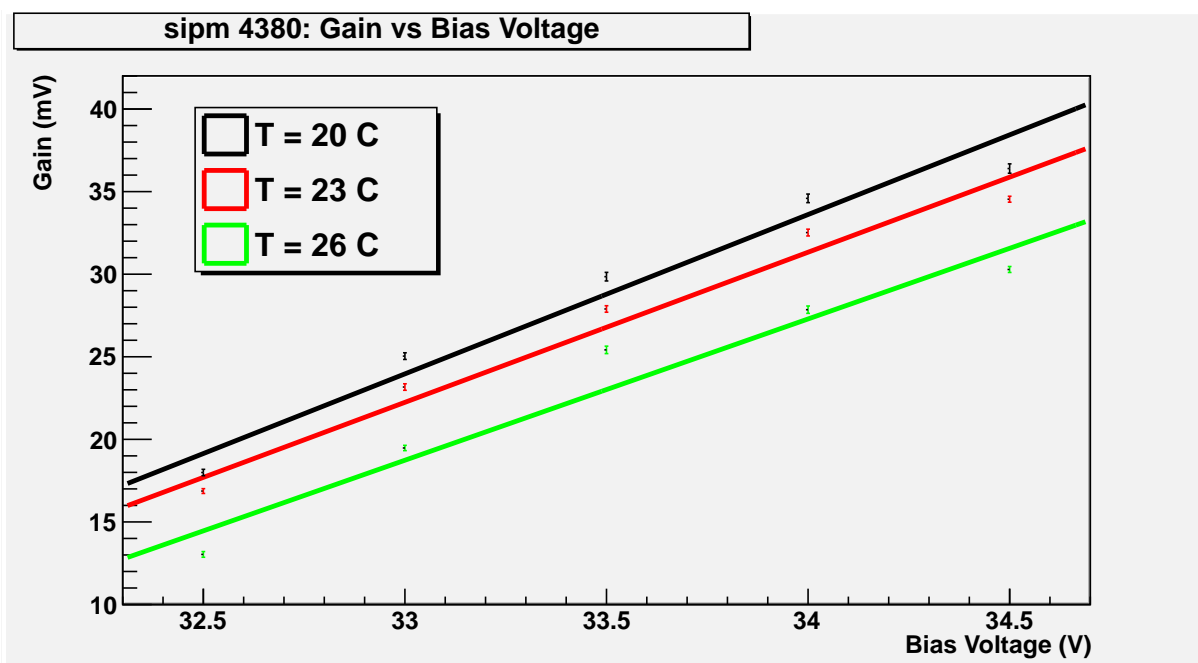


Figura 3.8: Guadagno del SiPM '4380' in funzione della V_{BIAS} a varie temperature. Sono stati trascurati gli errori sulle V_{BIAS}

Tabella 3.4: Coefficienti angolari m ed intercette q ottenuti dal fit lineare del guadagno G in funzione della temperatura T per varie V_{BIAS} , con $G = q + mT$

V_{BIAS} (V)	q '4020' (mV)	m '4020' (mV/C)	q '4380' (mV)	m '4380' (mV/C)
32.5	51 ± 1	-1.07 ± 0.04	36 ± 1	-0.87 ± 0.05
33	61.9 ± 1.1	-1.21 ± 0.05	44.4 ± 1.1	-0.95 ± 0.05
33.5	66.6 ± 1.3	-1.09 ± 0.05	44.9 ± 1.4	-0.74 ± 0.06
34	76.5 ± 1.3	-1.24 ± 0.06	58.4 ± 1.5	-1.16 ± 0.06
34.5	75.0 ± 1.3	-0.90 ± 0.05	59.0 ± 1.4	-1.09 ± 0.06

stato esposto nel paragrafo 2.3.3. Questo si può osservare direttamente confrontando i singoli spettri raccolti; nelle figure 3.9 e 3.10 sono illustrati come esempio alcuni degli spettri misurati a temperature differenti mantenendo fissa la tensione a 34.5 V. Dai grafici emerge chiaramente come il guadagno diminuisca a temperature maggiori.

L'andamento del guadagno con la temperatura per tutti i valori di tensione è rappresentato nei grafici di figura 3.11 e 3.12 per i SiPM '4020' e '4380' rispettivamente, insieme con le rette ottenute mediante il fit dei punti. Anche stavolta i valori dei coefficienti di correlazione sono prossimi all'unità, avendo valori compresi fra -0.87 e -0.99 . I risultati del fit sono riportati nella tabella 3.4; quello che si nota è che, mediamente, i SiPM '4380' hanno una dipendenza leggermente inferiore dalla temperatura rispetto ai SiPM '4020'; infatti, il coefficiente angolare medio per il '4380' è intorno a -0.96 mV/C, mentre per il '4020' il valore medio è attorno a -1.1 mV/C.

3.4 Dipendenza della tensione di breakdown dalla temperatura

Lo studio presentato nel paragrafo 3.2, ovvero la dipendenza del guadagno dalla tensione a temperatura fissata, permette di ricavare indirettamente il comportamento della tensione di breakdown al variare della temperatura. Come è stato spiegato nel paragrafo 2.3.3, la tensione di breakdown, dal punto di vista sperimentale, è il valore della V_{BIAS} per la quale il guadagno è nullo, ovvero, in altre parole, è il minimo valore di tensione da applicare per ottenere un guadagno diverso da zero. Questa tensione di breakdown si può considerare come funzione lineare della temperatura, ovvero $V_{BD} = a + bT$. Il metodo più immediato per ottenere le costanti a e b è determinare i punti di intersezione delle rette di figura 3.7 e 3.8 con l'asse $G = 0$: in questo modo si ricavano, per entrambi i SiPM, tre valori di tensione riferiti a tre temperature differenti per le quali il guadagno è nullo, quindi proprio la V_{BD} cercata.

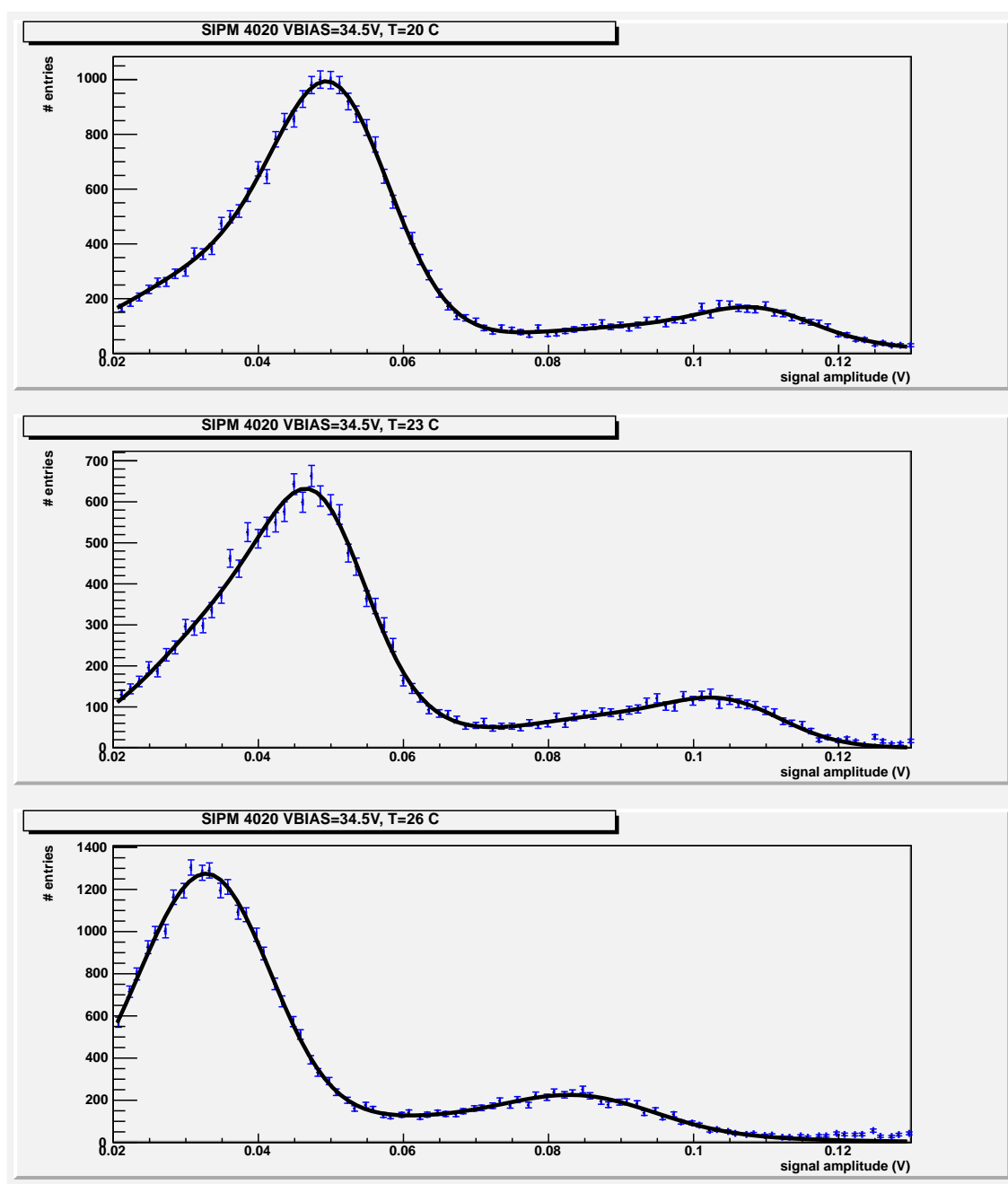


Figura 3.9: Esempi di spettri raccolti per la caratterizzazione del SiPM '4020' a temperatura variabile e V_{BIAS} fissata

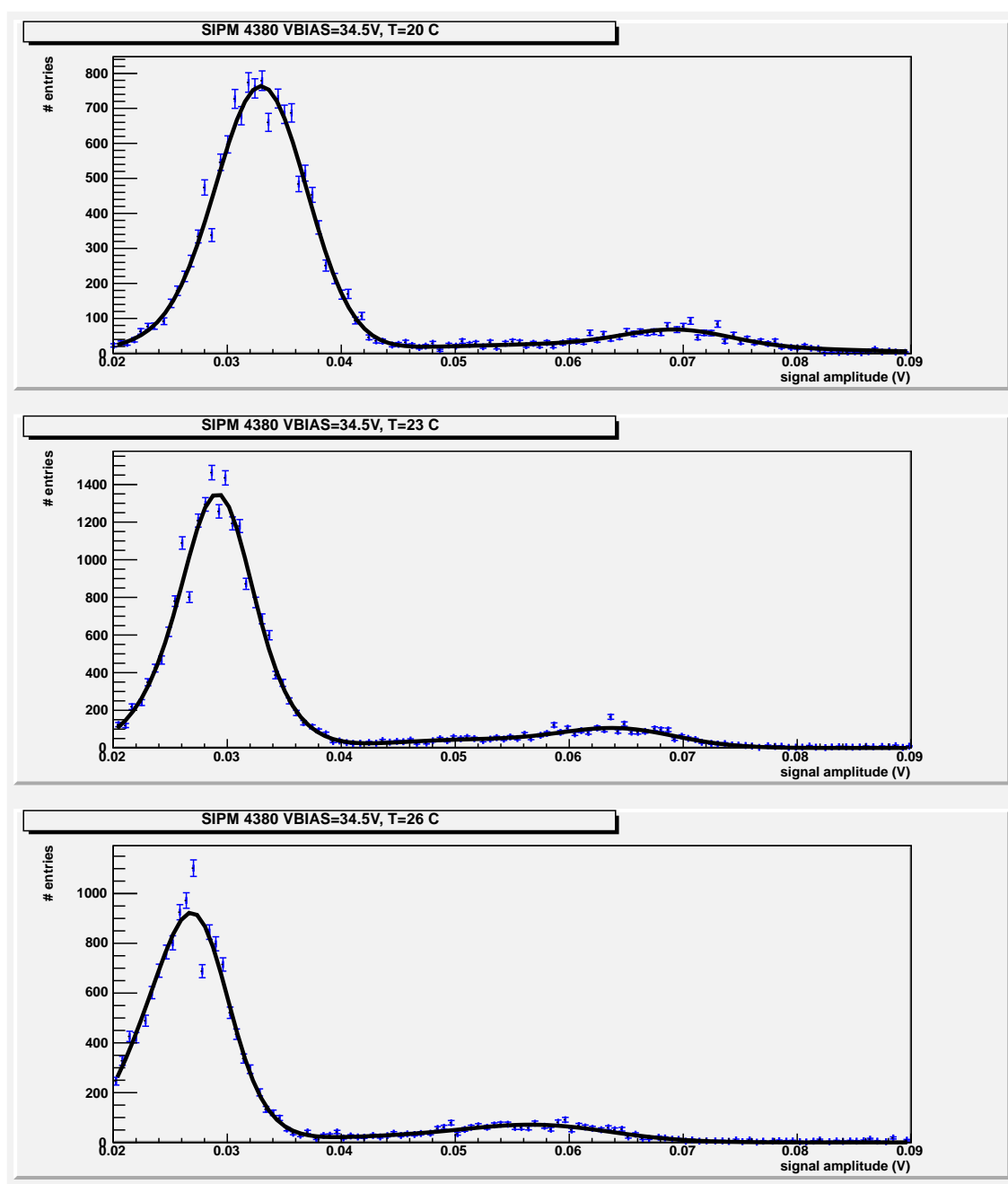


Figura 3.10: Esempi di spettri raccolti per la caratterizzazione del SiPM '4380' a temperatura variabile e V_{BIAS} fissata

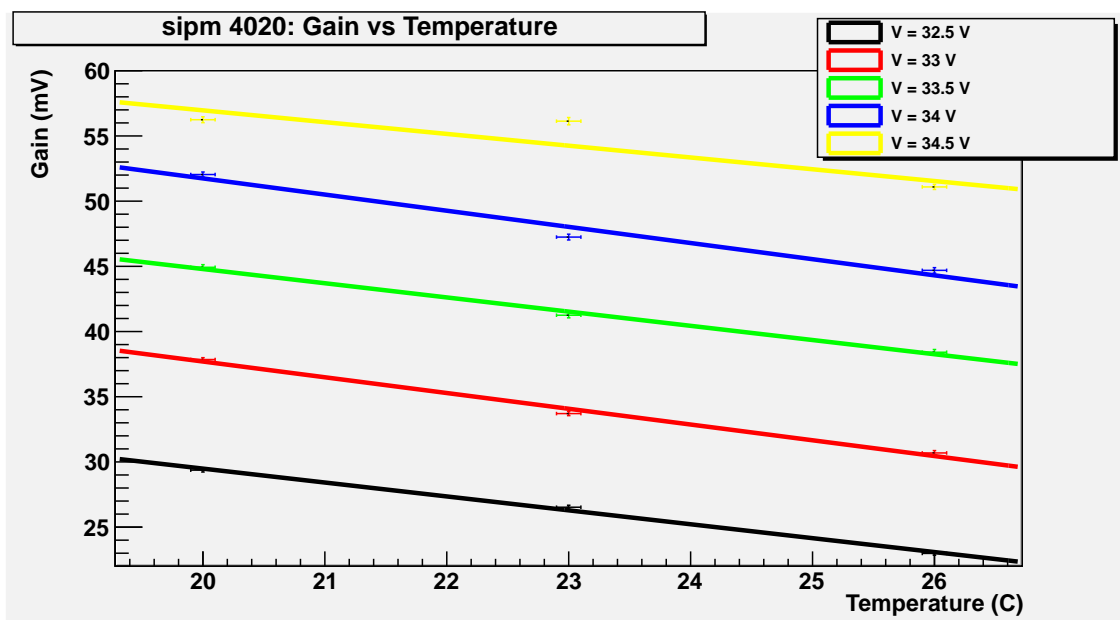


Figura 3.11: Guadagno del SiPM '4020' in funzione della temperatura a varie V_{BIAS} . Come errore sulle temperature si è preso 0.1 C, ovvero l'ampiezza media delle oscillazioni della temperatura effettiva nella cella Peltier attorno al valore impostato

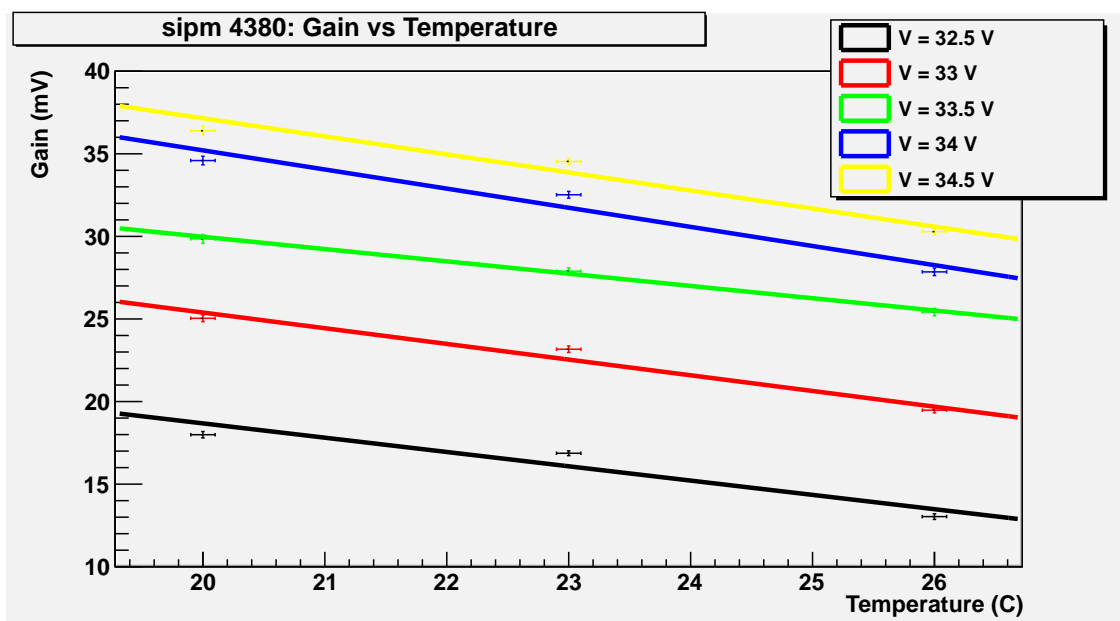


Figura 3.12: Guadagno del SiPM '4380' in funzione della temperatura a varie V_{BIAS} . Come errore sulle temperature si è preso 0.1 C, ovvero l'ampiezza media delle oscillazioni della temperatura effettiva nella cella Peltier attorno al valore impostato

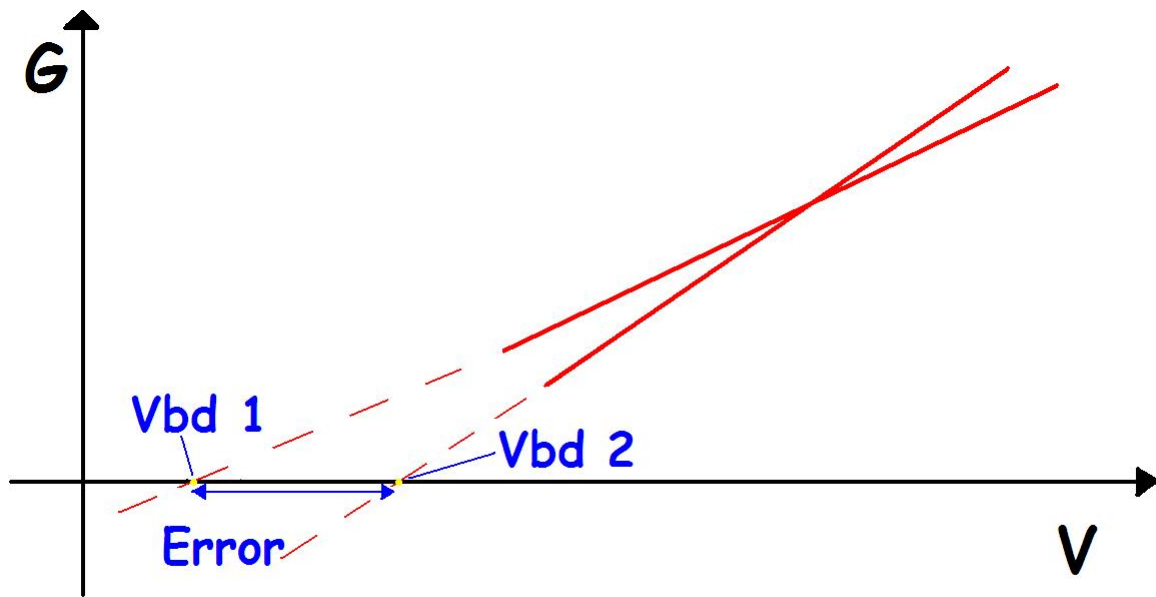


Figura 3.13: Illustrazione del metodo dell'extrapolazione per il calcolo della tensione di breakdown. Le incertezze (anche piccole) sul coefficiente angolare e sull'intercetta della retta si traducono in un errore consistente sulla V_{BD}

In realtà, questa procedura porta ad un risultato poco preciso. La ragione sta nel fatto che, per far questo, bisogna *estrapolare* il valore della tensione a guadagno nullo dalle suddette rette, le quali sono state determinate per guadagni decisamente superiori allo zero. Quindi, la propagazione delle incertezze sui coefficienti angolari e sulle intercette (tabella 3.3) porterebbe ad avere errori molto grandi sui parametri della retta $V_{BD} - T$ (figura 3.13). Per ovviare al problema è stato seguito un altro metodo che consente di minimizzare gli errori:

1. Il fascio delle rette $G - V_{BIAS}$ (figure 3.7 e 3.8) è stato intercettato da un altro fascio di rette *a guadagno costante*, come illustrato in figura 3.14; ognuna di queste rette orizzontali interseca i grafici $G - V_{BIAS}$ in tre punti.
2. Ogni terna di punti rappresenta come deve variare la tensione V_{BIAS} con la temperatura per mantenere il guadagno costante ad un certo valore: interpolando queste rette si ottiene un fascio di funzioni lineari, tutte parallele fra di loro. La retta $V_{BD} - T$ appartiene anch'essa al fascio, in quanto corrisponde al caso particolare $G = 0$. Quindi, la costante b è stata calcolata come media dei coefficienti trovati per queste funzioni lineari.
3. Le rette del fascio calcolato hanno uguale coefficiente angolare, ma un'intercetta che varia linearmente con il guadagno. Interpolando queste intercette ed estrapolando successivamente il valore dell'intercetta per $G = 0$ si è calcolata la costante a .

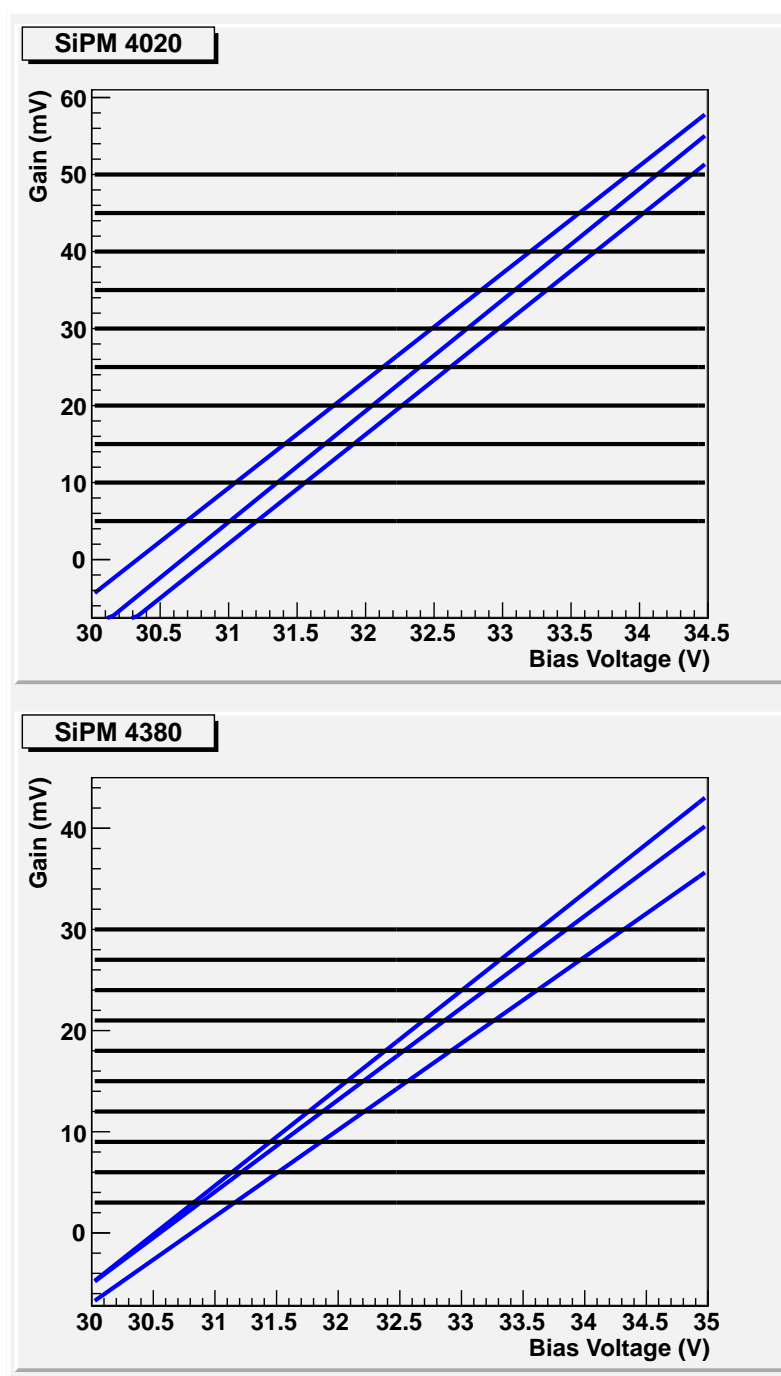


Figura 3.14: Rappresentazione del metodo del fascio di rette parallele per la determinazione della V_{BD} in funzione della temperatura. Le rette nere sono a guadagno costante, quelle blu sono i grafici $G - V_{BD}$ calcolati

Tabella 3.5: Valori calcolati per le costanti a e b della retta $V_{BD} = a + bT$

SiPM	a (mV)	b (mV/C)
4020	28.6 ± 1.4	0.085 ± 0.027
4380	28.5 ± 1.4	0.097 ± 0.049

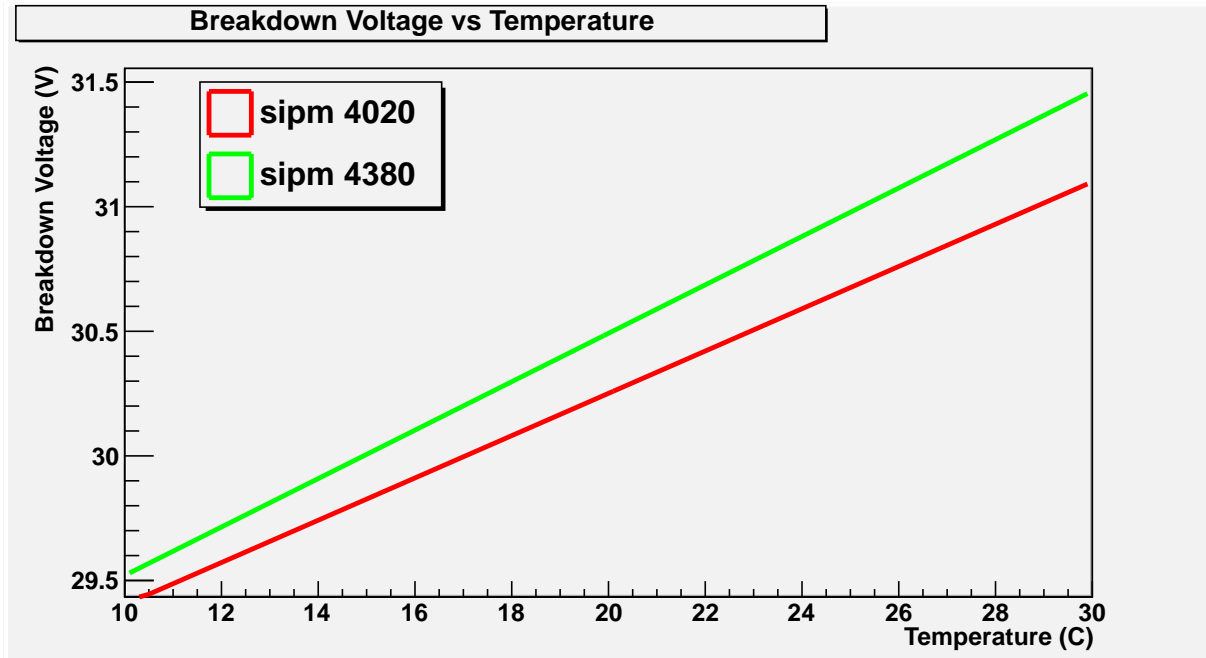


Figura 3.15: Andamento della tensione di breakdown in funzione della temperatura per i SiPM '4020' e '4380'

Complessivamente, i risultati trovati per a e b sono riportati nella tabella 3.5; entro gli errori, i valori ottenuti sono consistenti con altri studi di questo tipo [9]. I grafici delle rette trovate sono rappresentati in figura 3.15.

Capitolo 4

Prestazioni dei moduli di rivelazione del prototipo

Nel capitolo 3 sono stati presentati i risultati della caratterizzazione dei SiPM-FBK, ovvero lo studio di parametri caratteristici quali guadagno e tensione di breakdown.

In questo capitolo sono invece illustrate le prestazioni dei SiPM integrati nei moduli TDC del prototipo dell'IFR. Questo studio è stato effettuato utilizzando come fonte di segnale i *raggi cosmici*; i raggi cosmici [4] sono particelle subnucleari di varia natura prodotte nell'alta atmosfera grazie all'interazione di particelle pesanti provenienti dall'universo con le molecole dell'atmosfera. Di queste particelle prodotte, solo le più penetranti (essenzialmente muoni) riescono ad arrivare sulla superficie terrestre; il rate medio per unità di area che si misura al suolo è di circa un cosmico per dm^2 al secondo (in alta atmosfera, questo valore è almeno tre ordini di grandezza superiore).

Questi raggi cosmici costituiscono una fonte naturale e gratuita di particelle utilizzabili per testare e studiare i rivelatori di particelle. Ovviamente, un test su fascio, come quello effettuato al Fermilab (paragrafo 2.4.3), permette di avere una statistica molto più elevata in un tempo ridotto.

Per quanto riguarda gli studi effettuati, in questo capitolo si mostra come la *distribuzione del numero di fotoelettroni di segnale* dipenda in modo significativo dalla geometria del singolo modulo di rivelazione, in particolare dalla lunghezza delle fibre ottiche, per le quali si è ricavato in modo indiretto la *lunghezza di attenuazione* (da qui in avanti, per *lunghezza delle fibre* si intenderà quella misurata dal punto medio della barra scintillante ai fotomoltiplicatori). Inoltre, sono illustrati i valori stimati per l'*efficienza* di rivelazione complessiva dei SiPM-FBK nei moduli e vengono messe a confronto le distribuzioni di fotoelettroni ottenute dai SiPM-FBK ed dagli MPPC a parità di condizioni sperimentali (stesso modulo, stesse fibre ottiche).

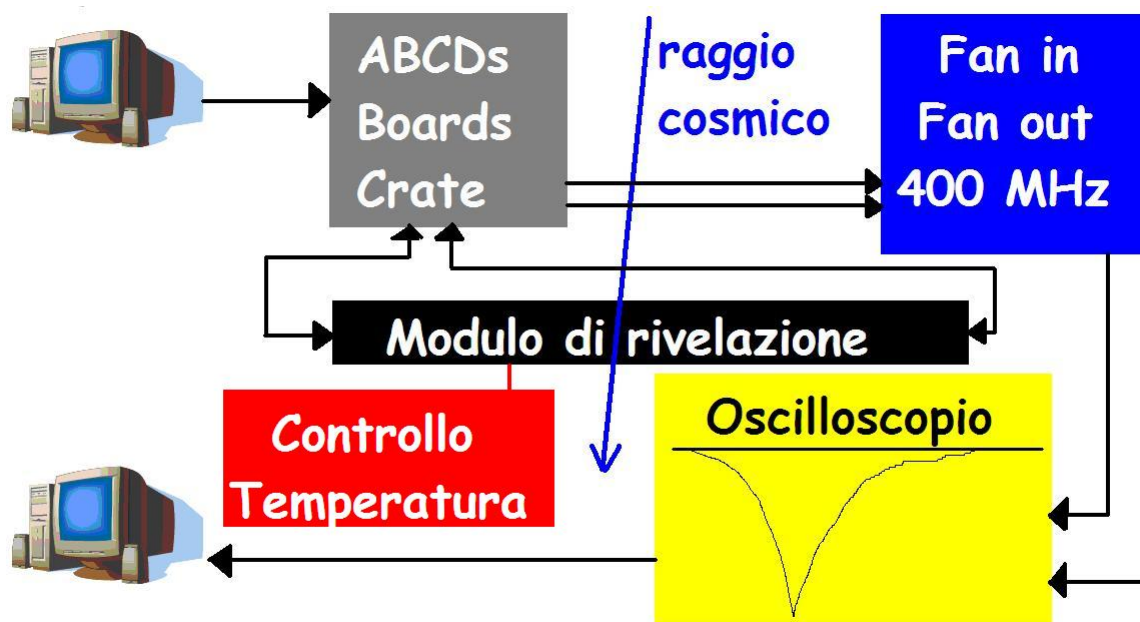


Figura 4.1: Schema dell'apparato sperimentale predisposto per l'acquisizione degli spettri delle altezze d'impulso prodotti dai SiPM nei moduli TDC del prototipo

4.1 Apparato sperimentale

Nella figura 4.1 è schematizzato l'apparato sperimentale utilizzato per l'acquisizione degli spettri delle altezze d'impulso prodotti dai SiPM installati nei moduli di rivelazione TDC. La figura 4.2 è una foto di tale apparato. Lo spettro delle altezze d'impulso di un dato SiPM permette, noto il guadagno del dispositivo, di determinare direttamente la distribuzione del numero di fotolettroni. Gli elementi di questo schema, analogo a quello predisposto per la caratterizzazione dei SiPM (paragrafo 3.1), sono i seguenti:

- *Moduli di rivelazione TDC del prototipo IFR* (indicati con PB, 'Pizza Boxes', descritti in dettaglio nel paragrafo 2.4.1. Da ora in poi, per convenzione i SiPM installati nel prototipo verranno identificati con un numero che indica la barra scintillante del modulo alla quale sono accoppiati ed una lettera: la R (*right*) indica il lato con le fibre più corte, la L (*left*) indica invece il lato con le fibre più lunghe.
- *ABCDs Boards Crate.*
- *Fan in fan out LeCroy* (con banda passante a 400 MHz).
- *ABCDs Boards Crate.*
- *Oscilloscopio LeCroy Waverunner* (con banda passante limitata a 200 MHz).

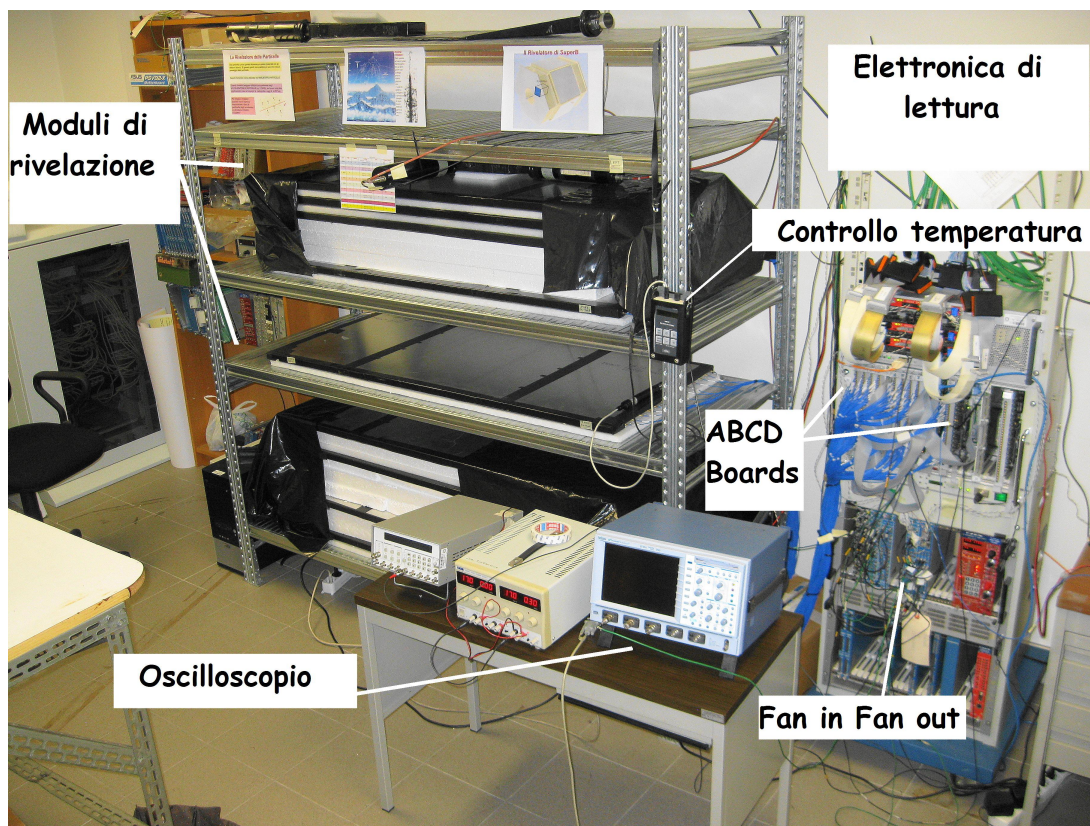


Figura 4.2: Schema dell'apparato sperimentale predisposto per l'acquisizione degli spettri delle altezze d'impulso prodotti dai SiPM del prototipo

- Sistema per il controllo in tempo reale della temperatura ambientale.

Il controllo della temperatura della stanza è fondamentale per conoscere quali sono le condizioni sperimentali in cui vengono acquisiti gli spettri; infatti, a differenza della caratterizzazione, la temperatura non è regolabile mediante la cella Peltier, in quanto i SiPM sono installati nel prototipo. Per rendere la temperatura costante ed uniforme il più possibile nel tempo si è fatto ricorso all'uso di un condizionatore d'aria.

4.2 Misura del guadagno

Il primo passo per l'acquisizione dello spettro del numero di fotoelettroni di un dato SiPM è stato misurare il *guadagno* in mV del dispositivo. Per fare questo, si è proceduto in modo analogo a quanto illustrato nel capitolo 3: è stata fornita una certa V_{BIAS} al SiPM installato nel modulo e si è acquisito il segnale, opportunamente filtrato ed amplificato, mediante l'oscilloscopio. Anche stavolta è stato applicato un trigger sul segnale stesso, per cui i picchi di segnale, corrispondenti in questo caso al passaggio di un raggio cosmico, erano molto più piccoli rispetto ai primi due picchi dovuti al rumore. Durante le misure è stata monitorata

costantemente la temperatura del laboratorio, sempre compresa fra i 22 ed i 24 gradi centigradi.

Come si può osservare nella figura 4.1, per ogni modulo vengono collegati entrambi i SiPM all'oscilloscopio: questa configurazione serve per l'acquisizione dello spettro *completo* delle altezze d'impulso (paragrafo 4.3.2), non per la misura del guadagno.

Per quanto riguarda i moduli studiati, sono state effettuate misure per alcuni dei SiPM collocati nei moduli 1 e 2 (si veda il paragrafo 2.4.1 per i dettagli). Nella figura 4.3 sono illustrati alcuni degli spettri raccolti.

4.3 Distribuzione del numero di fotoelettroni

4.3.1 Modello

Il passaggio di un raggio cosmico in un modulo di rivelazione è un evento casuale che produce un certo numero di fotoni proporzionale all'energia della particella; il rate medio per area unitaria con cui questi raggi cosmici arrivano al suolo è noto. Per queste ragioni, la distribuzione del numero di fotoni prodotti in un certo intervallo di tempo è una *distribuzione di Poisson*:

$$P_{\mu}(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu}, \quad (4.1)$$

dove $P_{\mu}(n)$ è la probabilità di conteggiare n fotoni e μ è la media della distribuzione; la deviazione standard dalla media è $\sqrt{\mu}$. Questa distribuzione è, ovviamente, *discreta*, in quanto il numero di fotoni conteggiati è un numero intero.

Il numero di fotoelettroni prodotti dal SiPM è proporzionale al numero di fotoni, quindi ci si aspetta che anche la distribuzione del numero di fotoelettroni sia governata dalla 4.1 (gli scintillatori hanno uno spessore ridotto, per cui l'energia rilasciata per la produzione di fotoni non è molto alta; di conseguenza è soddisfatta la condizione $N_{\text{fotoni}} PDE \ll N_{\text{celle}}$, si veda il paragrafo 2.3.3). In realtà, ci sono due aspetti di cui bisogna tenere conto:

- Sperimentalmente, la distribuzione del numero di fotoelettroni risulta essere *continua*, non discreta; questo si deve al fatto che la dispersione dei singoli picchi associati ad ogni singolo fotoelettrone è molto maggiore della separazione fra i picchi stessi.
- Ogni raggio cosmico può impattare casualmente su un qualsiasi punto della barra scintillante, che è lunga 60 cm; i fotoni prodotti ad ogni evento, quindi, percorrono di volta in volta una lunghezza diversa nelle fibre ottiche prima di arrivare al SiPM. Siccome questo fascio di fotoni è soggetto a fenomeni di *assorbimento* (paragrafo 4.4.2), i quali dipendono dallo spazio

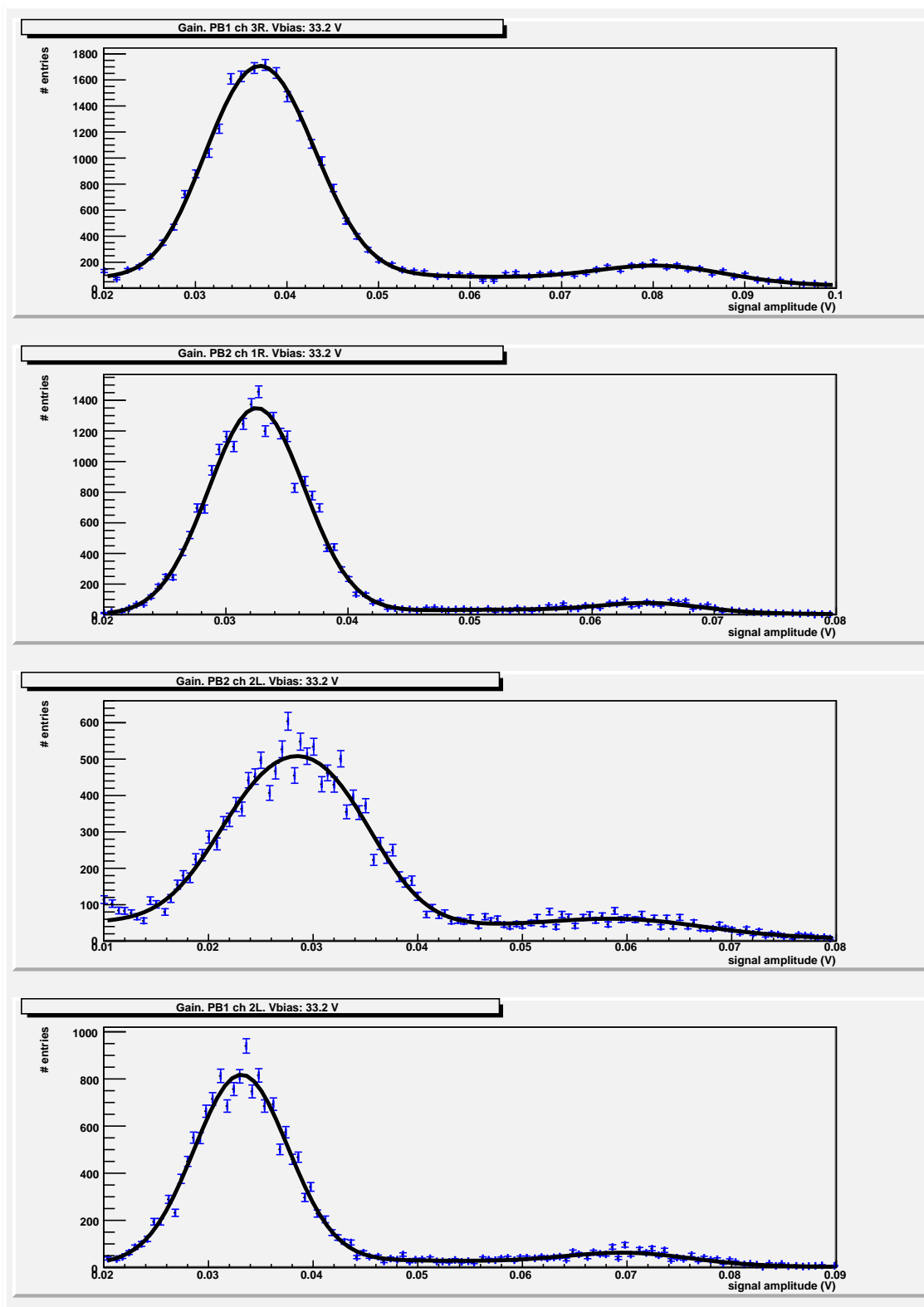


Figura 4.3: Esempi di spettri raccolti per SiPM installati nei moduli 1 e 2 del prototipo IFR per la misura del guadagno

percorso nel mezzo, ne consegue che esiste, nella distribuzione misurata, una *dispersione* maggiore di quanto non preveda la 4.1. Inoltre, a causa dell'assorbimento, ci si aspetta che il valor medio della distribuzione dipenda in modo significativo dalla lunghezza delle fibre.

E' possibile generalizzare la distribuzione di Poisson 4.1 al continuo sostituendo al fattoriale la *funzione Gamma di Eulero*, definita nel seguente modo:

$$\Gamma(z) = \int_0^{+\infty} t^{z-1} e^{-t} dt, \quad (4.2)$$

dove z è un numero complesso. La definizione 4.2 è un'estensione del fattoriale ai numeri complessi in quanto vale la proprietà $\Gamma(n+1) = n!$ per ogni numero intero positivo n . Quindi, l'espressione per la distribuzione di Poisson generalizzata al continuo diventa:

$$P_\mu^C(x) = \frac{\mu^x}{\Gamma(x+1)} e^{-\mu}. \quad (4.3)$$

Per quanto riguarda l'allargamento osservato nella distribuzione, è possibile tenere conto di ciò sommando alla distribuzione di Poisson un polinomio (la migliore interpolazione si è ottenuta con un polinomio di quinto grado). In definitiva, per interpolare gli spettri del numero di fotoelettroni di segnale misurati si è adoperata la seguente funzione a 8 parametri:

$$S_{PH}(x) = AP_\mu^C(x) + \sum_{k=0}^5 c_k x^k, \quad (4.4)$$

dove A è una costante moltiplicativa.

4.3.2 Metodo di misura

La determinazione della distribuzione del numero di fotoelettroni di segnale richiede innanzitutto la conoscenza del guadagno del SiPM, come accennato nei paragrafi 4.1 e 4.2.

Il secondo passo è la determinazione dello spettro delle altezze d'impulso *completo*, in cui il conteggio degli impulsi *di segnale*, dovuti cioè a raggi cosmici, non sia trascurabile rispetto ai conteggi di background (come invece avviene per la misura del guadagno); in questo caso, per ogni singola barra scintillante di un dato modulo, è stato necessario acquisire all'oscilloscopio *contemporaneamente* i segnali di entrambi i SiPM (come è schematizzato in figura 4.1).

Il punto cruciale in questa misura è stata la regolazione del *trigger*: mentre si acquisiva il segnale di un SiPM bisognava impostare la soglia in tensione *sull'altro SiPM dello stesso scintillatore*, e non sul SiPM stesso. In questo modo, veniva acquisito un impulso solo se, contemporaneamente, l'altro SiPM produceva un impulso superiore alla soglia stabilita (per *contemporaneamente* si intende all'interno

di un certo intervallo temporale regolabile mediante l'oscilloscopio; tipicamente, si tratta di qualche decina di nanosecondi). Questo sistema di trigger si basa sulle seguenti proprietà:

- Un raggio cosmico tipicamente produce più fotoelettroni di quanti non se ne producano a causa di eventi casuali, per cui una soglia in tensione abbastanza alta aumenta la probabilità di acquisire segnale anziché rumore;
- La luce prodotta da un raggio cosmico arriva ad *entrambi* i SiPM, quindi un evento di segnale sarà acquisito da entrambi i fotomoltiplicatori nello stesso tempo, a meno di uno sfasamento temporale dovuto alla diversa lunghezza delle fibre; ciò, invece, non è vero per eventi di rumore, che si producono *indipendentemente* fra di loro nei SiPM. Quindi, acquisendo un segnale solo se sull'altro SiPM viene prodotto un impulso sufficientemente grande, la probabilità di rilevare raggi cosmici aumenta e diventa confrontabile con la probabilità di acquisire rumore.

Si potrebbe pensare che sarebbe possibile ottenere questi spettri impostando una soglia molto alta sullo stesso canale di ossevizazione; in realtà, in questo modo si perderebbero completamente gli eventi di background e lo spettro risulterebbe tagliato inferiormente, con il valore medio della distribuzione sovrastimato (anche se si vuole ridurre il rumore, è importante acquisire comunque il piedistallo ed i primi due fotoelettroni per avere un riferimento).

Un esempio di spettro delle altezze d'impulso completo acquisito all'oscilloscopio è riportato in figura 4.4. Una volta acquisito lo spettro delle altezze d'impulso, per ottenere la distribuzione del numero di fotoelettroni è stato sufficiente dividere tutti i valori di tensione sulle ascisse per il guadagno del SiPM, ovvero *riscalare* lo spettro; naturalmente, la tensione di alimentazione e la temperatura durante la misura del guadagno e l'acquisizione dello spettro completo erano le stesse. A questo punto, ogni distribuzione ottenuta (privata del piedistallo) è stata interpolata utilizzando la funzione 4.4; una volta calcolati gli 8 parametri liberi della funzione, il risultato è stato utilizzato per diversi studi, come la stima del numero medio di fotoelettroni prodotti da un SiPM per una certa lunghezza delle fibre (paragrafo 4.3.3), la misura indiretta della lunghezza di attenuazione delle fibre (paragrafo 4.4) e la stima dell'efficienza di rivelazione dei SiPM (paragrafo 4.5).

Nella figura 4.5 sono riportati alcuni esempi di distribuzioni del numero di fotoelettroni prodotti dai SiPM-FBK dei moduli 1 e 2, uno per ogni lunghezza delle fibre ottiche. Si può notare la forte dipendenza della media dalla lunghezza delle fibre. E' importante sottolineare che questo metodo di misura della distribuzione è possibile perché il numero di fotoelettroni prodotti *non dipende dalla V_{BIAS}* ; il

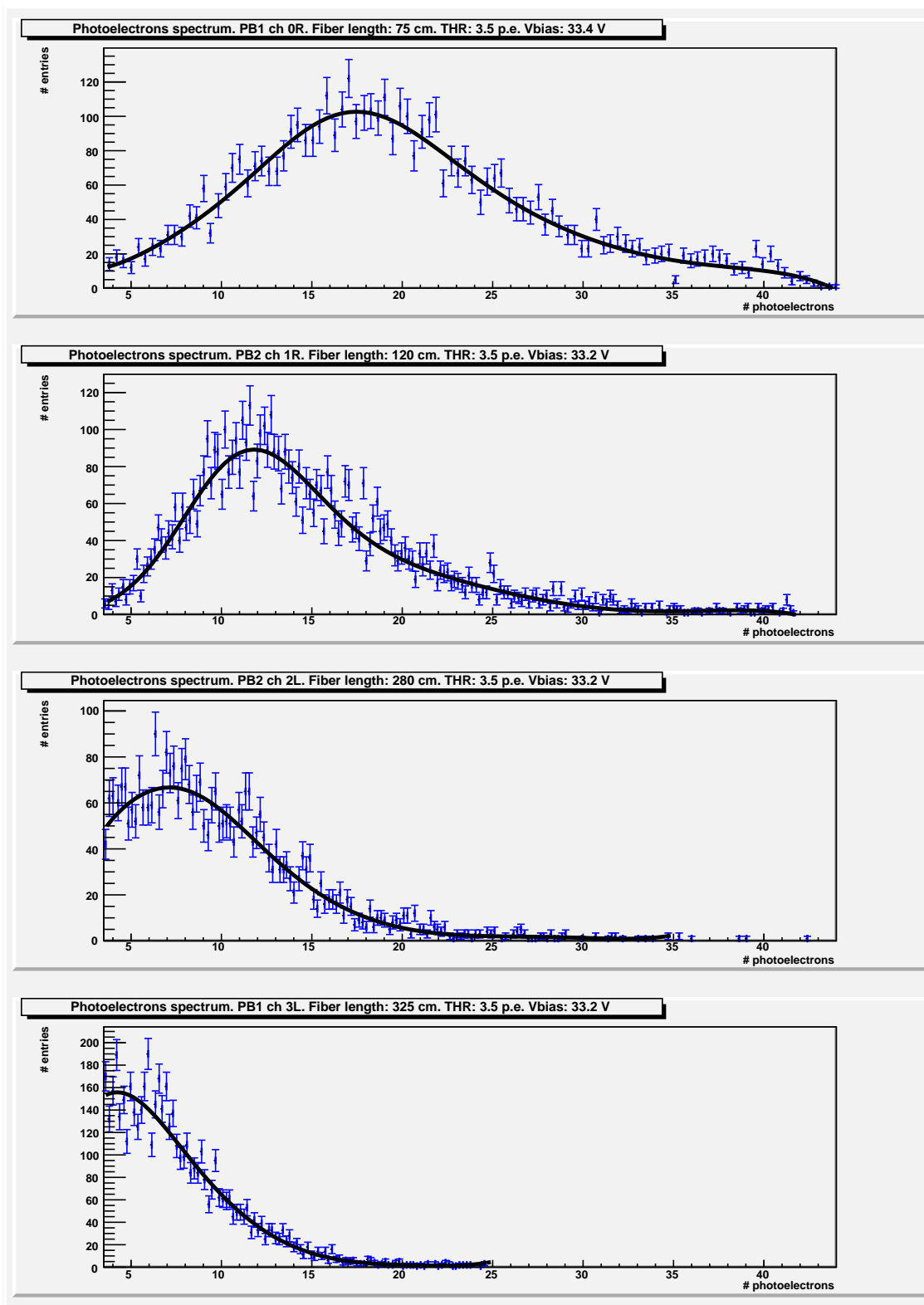


Figura 4.5: Esempi di distribuzioni del numero di fotoelettroni prodotti da SiPM-FBK. Il limite inferiore (soglia) delle distribuzioni rappresentate è 3.5 fotoelettroni

Tabella 4.1: Guadagno e numero medio di fotoelettroni per alcuni SiPM dei moduli 1 e 2 del prototipo IFR. Gli errori sui guadagni sono calcolati a partire dalle incertezze sulle posizioni dei massimi (I e II fotoelettrone); gli errori sul numero di fotoelettroni, invece, sono le radici quadrate dei conteggi medi (l'errore sul guadagno, sempre inferiore di un ordine di grandezza rispetto all'errore sul conteggio, è stato trascurato nel calcolo dell'incertezza di quest'ultimo). La temperatura è sempre compresa fra i 22 ed i 24 gradi centigradi

PB	SiPM	V_{BIAS} (V)	Gain (mV)	Mean num. of p.e.
1	R0	33.4	31.11 ± 0.13	19.2 ± 4.4
1	R1	33.2	33.90 ± 0.14	16.7 ± 4.1
1	R2	33.2	34.3 ± 0.2	16.7 ± 4.1
1	R3	33.2	43.3 ± 0.2	16.5 ± 4.1
1	R4	33.2	37.8 ± 0.2	17.8 ± 4.2
1	L0	33.2	36.1 ± 0.2	5.8 ± 2.4
1	L1	33.2	36.1 ± 0.2	7.6 ± 2.8
1	L2	33.2	36.1 ± 0.2	7.1 ± 2.7
1	L3	33.2	31.95 ± 0.13	6.2 ± 2.5
1	L4	33.2	30.7 ± 0.2	5.6 ± 2.4
2	R0	33.2	35.8 ± 0.2	13.8 ± 3.7
2	R1	33.2	32.0 ± 0.2	14.1 ± 3.8
2	R2	33.2	34.05 ± 0.13	16.0 ± 4.0
2	L0	33.2	26.54 ± 0.13	7.4 ± 2.7
2	L1	33.2	33.5 ± 0.2	6.9 ± 2.6
2	L2	33.2	30.0 ± 0.2	9.1 ± 3.0

acquisite le immagini presentate nelle figure 4.6 e 4.7. Il rapporto fra valor medio dello spettro delle altezze di impulso completo e guadagno è dell'ordine dei 18 fotoelettroni, quindi compatibile con i risultati presentati nella tabella 4.1; questa stima può essere considerata un indizio di come il comportamento dei SiPM non sia influenzato dall'alto rate di conteggi che si raggiunge in un acceleratore di particelle.

4.4 Misura della lunghezza di attenuazione delle fibre ottiche

4.4.1 La lunghezza di attenuazione

La luce che attraversa un mezzo, come il materiale di cui è composta una fibra ottica, è soggetta a fenomeni di *attenuazione* a causa dell'interazione dei fotoni con il mezzo stesso (*assorbimento*). Se $N(0)$ è il numero di fotoni prodotti in un certo punto della fibra, la variazione del numero di fotoni dopo un tratto dx per-

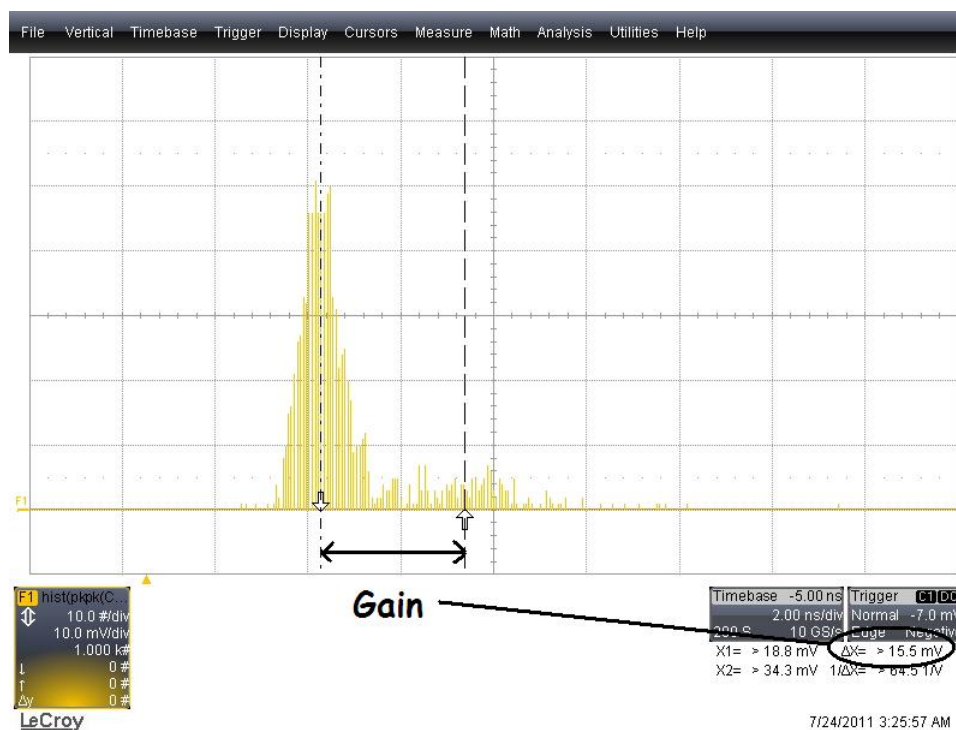


Figura 4.6: Picchi del I e del II fotoelettrone acquisiti da un SiPM del modulo 1 in occasione del test beam effettuato al FTBF

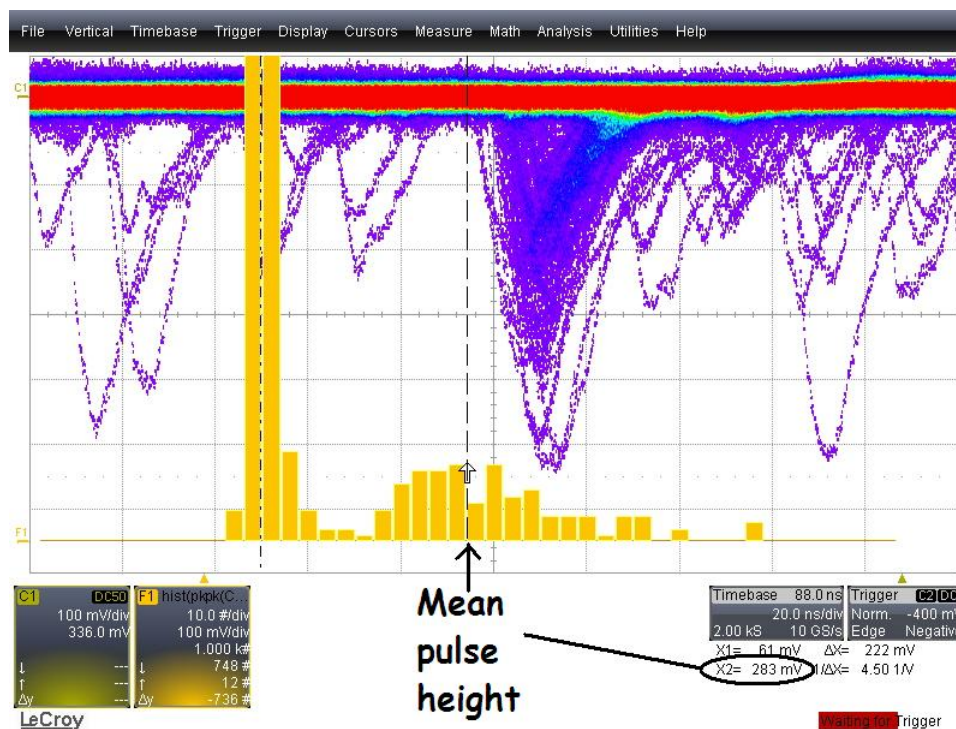


Figura 4.7: Spettro completo delle altezze di impulso acquisito da un SiPM del modulo 1 in occasione del test beam effettuato al FTBF

Tabella 4.2: Numero medio di fotoelettroni emessi dai SiPM in funzione della lunghezza delle fibre ottiche

Fiber length (cm)	Mean num. of p.e.
75	17.4 ± 4.2
120	14.6 ± 3.8
280	7.8 ± 2.8
325	6.5 ± 2.5

corso sarà $dN = -N(0)\mu dx$, dove μ è la probabilità di interazione per unità di lunghezza. Integrando questa relazione, si ottiene:

$$N(x) = N(0)e^{-\frac{x}{L}}, \quad (4.5)$$

dove $L = 1/\mu$ è chiamata *lunghezza di attenuazione*: questa grandezza rappresenta lo spazio percorso dal fascio di fotoni dopo il quale il numero di particelle si riduce di un fattore $1/e \sim 1/3$. Poichè il numero di fotoelettroni prodotti è proporzionale al numero di fotoni, l'equazione 4.5 descrive anche qual è il numero medio di fotoelettroni prodotti dal SiPM in funzione della lunghezza d'onda.

4.4.2 Misura della lunghezza di attenuazione

Nella tabella 4.2 sono riassunti i risultati già riportati nella tabella 4.1; in particolare, è riportato, per una fibra di data lunghezza, qual è il numero medio di fotoelettroni emessi dai SiPM accoppiati a quella fibra. Questi dati sono relativi a SiPM dei moduli 1 e 2, quindi le fibre in questione sono Saint Gobain BCF92 con diametro $\phi = 1$ mm (paragrafo 2.4.1). Per misurare la lunghezza di attenuazione sono stati interpolati questi punti utilizzando come funzione la 4.5; i risultati di questo fit sono mostrati nella figura 4.8. Il risultato ottenuto per la lunghezza di attenuazione, ovvero $L = 254.2$ cm, è in disaccordo significativo con il valore dichiarato dalla ditta Saint Gobain, che è invece circa $L = 3.5$ m. Al momento non sono comprese le cause di questo disaccordo; saranno necessari ulteriori studi per cercare di individuarle.

4.5 Efficienza di rivelazione

4.5.1 L'efficienza di rivelazione

Nella descrizione dei parametri caratteristici di un SiPM (paragrafo 2.3.3) è stato introdotto il concetto di *efficienza di foto-rivelazione* (PDE, *Photo-Detection Efficiency*); questa grandezza, che dipende esplicitamente dall'efficienza quantica, dalla

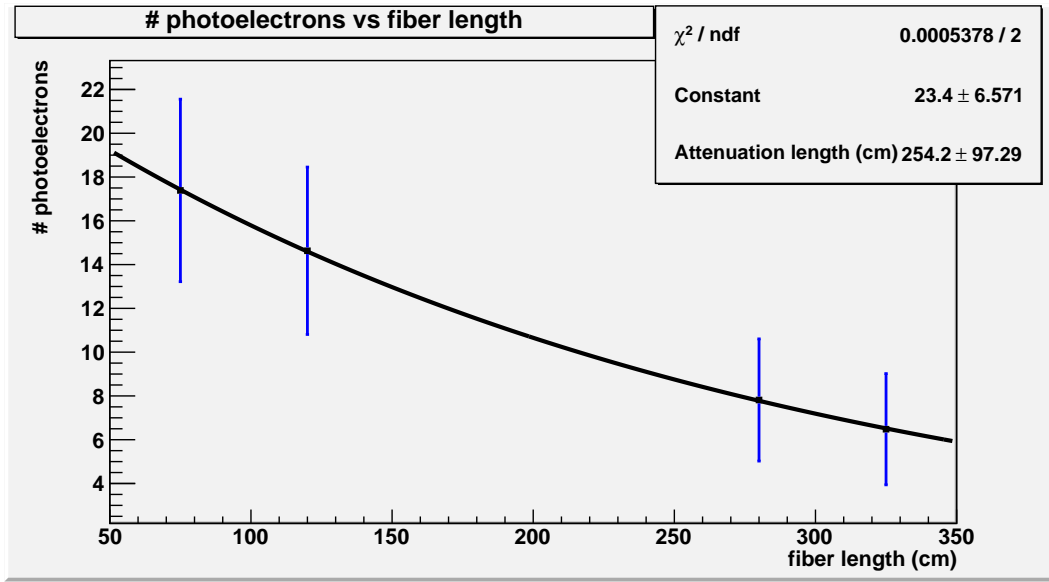


Figura 4.8: Numero medio di fotoelettroni emessi dai SiPM del prototipo IFR in funzione della lunghezza delle fibre ottiche

probabilità di *avalanche triggering* e dall'efficienza geometrica, esprime qual è la frazione di fotoni rivelati dal SiPM sul totale dei fotoni incidenti.

Dalla conoscenza delle distribuzioni del numero di fotoelettroni prodotti non si può risalire direttamente alla PDE, ma è possibile invece fare una stima dell'efficienza di rivelazione *globale* dei SiPM installati nel prototipo. Per definire questa efficienza è fondamentale stabilire qual è la *soglia* di rivelazione, ovvero il limite inferiore della distribuzione del numero di fotoelettroni al di sotto del quale i fotoelettroni conteggiati vengono considerati come associati al rumore di fondo. Dal punto di vista pratico, questa soglia viene scelta in modo da eliminare il *piedistallo* dalla distribuzione e cercando allo stesso tempo di perdere meno segnale possibile. Naturalmente, parte dei conteggi di segnale sarà presente nella regione tagliata, quindi ogniqualvolta si stabilisce una soglia di questo tipo una frazione del segnale viene inevitabilmente persa; nella figura 4.9 è raffigurato in modo qualitativo questo concetto.

Quantitativamente, l'efficienza di rivelazione si può definire come il seguente rapporto:

$$\epsilon_R = \frac{\int_{thr}^{+\infty} S_{PH}(x) dx}{\int_0^{+\infty} S_{PH}(x) dx}, \quad (4.6)$$

dove $S_{PH}(x)$ è la funzione che interpola il segnale (equazione 4.4) e thr è la soglia scelta. Naturalmente $\epsilon_R < 1$ sempre; il rapporto è tanto più vicino a uno quanto minore è il segnale che viene perso. L'efficienza di rivelazione dipende non solo dalla soglia, ma anche dalla PDE: infatti, se la PDE è bassa, il numero di conteggi sarà ridotto e lo spettro risulterà 'schiacciato' verso bassi numeri di fotoelettroni,

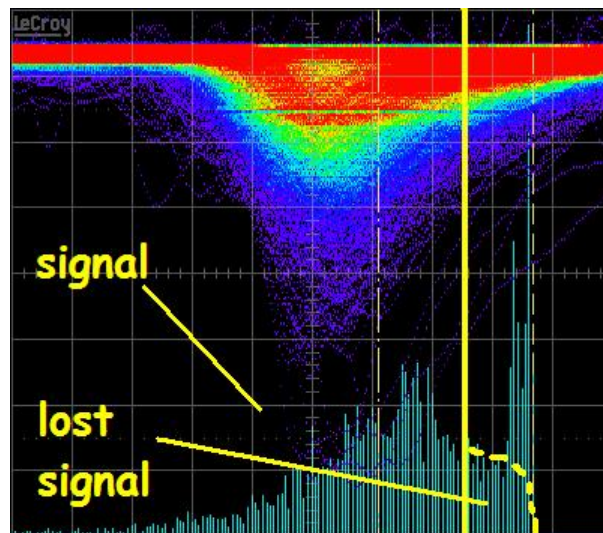


Figura 4.9: Perdita di segnale dovuta all'applicazione di una soglia sulla distribuzione. La distribuzione, acquisita all'oscilloscopio, è invertita perchè i picchi degli impulsi sono negativi. La soglia è rappresentata dalla barra verticale gialla e spessa

per cui il segnale rivelato diminuirà a favore del segnale tagliato.

4.5.2 Stima dell'efficienza di rivelazione

Per ogni spettro acquisito è stata ricavata ϵ_R utilizzando l'equazione 4.6 per diversi valori della soglia (2.5, 3.5 e 4.5 fotoelettroni). Gli integrali sono stati calcolati numericamente approssimando la funzione $S_{PH}(x)$ con un istogramma.

Note le efficienze per ogni SiPM, sono state calcolate l'efficienza *media* per ogni modulo di rivelazione esaminato (1R, 1L, 2R e 2L) e l'efficienza *media complessiva*, che tiene conto di tutte le misure effettuate. Nella tabella 4.3 sono riassunti i risultati trovati, mentre nella figura 4.10 sono rappresentati graficamente i dati della tabella 4.3. Dai valori presentati emerge come l'efficienza di rivelazione dipenda in modo abbastanza significativo dalla soglia applicata, e, in particolare, come decresca all'aumentare di quest'ultima. Questo comportamento si spiega facilmente: ad una soglia maggiore corrisponde una perdita maggiore di segnale conteggiato.

Osservando i risultati trovati a parità di soglia, inoltre, si può notare come nel complesso l'efficienza decresca all'aumentare della lunghezza delle fibre ottiche. Questo comportamento si deve al fatto che, per le fibre più lunghe, il numero di fotoni (e quindi di fotoelettroni) è minore, per cui la distribuzione è sistematicamente 'spostata' verso valori più vicini allo zero: ciò implica che una frazione maggiore dei conteggi di segnale venga persa nell'applicazione della soglia.

Tabella 4.3: Efficienza media di rivelazione dei SiPM per varie soglie e trend complessivo dell'efficienza

PB	$\langle \epsilon_R \rangle @thr = 2.5$	$\langle \epsilon_R \rangle @thr = 3.5$	$\langle \epsilon_R \rangle @thr = 4.5$
mean trend	0.927 ± 0.085	0.879 ± 0.131	0.827 ± 0.178
1R (75 cm)	0.997 ± 0.006	0.992 ± 0.010	0.983 ± 0.014
2R (120 cm)	0.999 ± 0.001	0.995 ± 0.02	0.988 ± 0.005
2L (280 cm)	0.899 ± 0.053	0.832 ± 0.060	0.752 ± 0.069
1L (325 cm)	0.831 ± 0.059	0.725 ± 0.078	0.620 ± 0.094

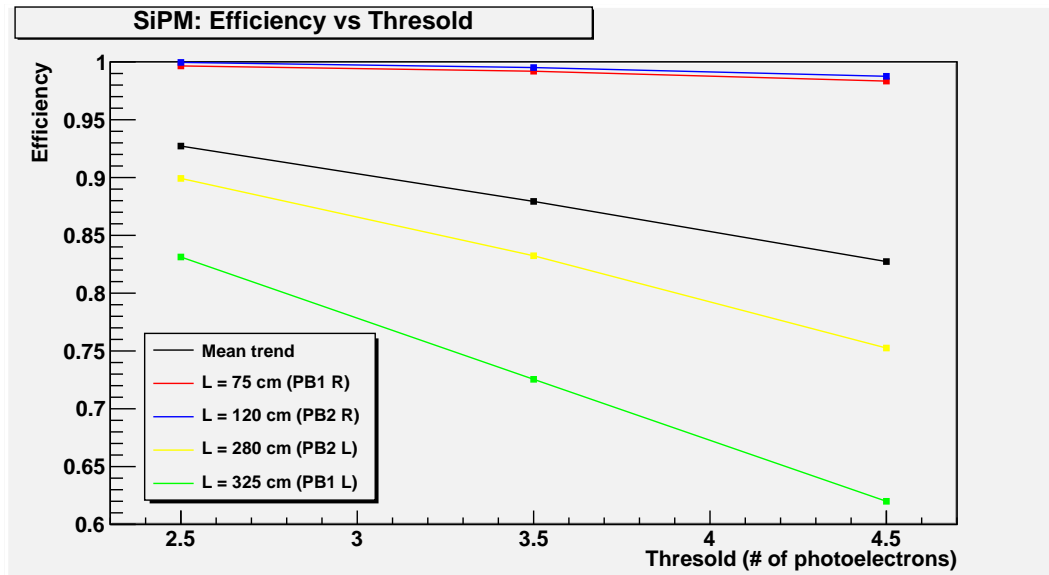


Figura 4.10: Efficienza di rivelazione dei SiPM di un dato modulo di rivelazione in funzione della soglia; è rappresentato anche l'andamento medio complessivo

4.6 Confronto fra le prestazioni di SiPM e MPPC

Il modulo 7 (paragrafo 2.4.1), impostato per la tecnica di rivelazione *time readout*, è stato assemblato installando, per ogni barra scintillante, un SiPM-FBK su un'estremità e un MPPC sull'altra; inoltre, la lunghezza delle fibre ottiche dal centro della barra ai moltiplicatori è la stessa per entrambi i dispositivi. Questa configurazione, quindi, permette di confrontare direttamente il comportamento dei SiPM-FBK e degli MPPC all'interno del prototipo IFR *nelle stesse condizioni sperimentali*. Per quanto riguarda gli MPPC, i metodi di misura del guadagno e di acquisizione della distribuzione del numero di fotoelettroni sono identici a quelli fin qui descritti per i SiPM-FBK; esistono solo alcune differenze:

- Come è stato illustrato nel paragrafo 2.3.4, gli MPPC richiedono tensioni di alimentazione maggiori rispetto ai SiPM-FBK, comprese fra i 71 ed i 72 V;
- Tutti gli spettri acquisiti non sono invertiti, perchè i picchi degli impulsi prodotti dagli MPPC sono positivi;
- L'alimentazione degli MPPC e l'acquisizione/amplificazione del segnale prodotto non possono essere gestiti dalle stesse ABCDs utilizzate per i SiPM-FBK, ma richiedono invece una speciale scheda dedicata;
- Sperimentalmente, nell'acquisizione del segnale dagli MPPC, si è osservata costantemente una frequenza di disturbo molto elevata: ciò ha richiesto la limitazione della banda passante a 20 MHz (contro i 200 MHz dei SiPM-FBK), riducendo i *valori assoluti* dei guadagni e dei valori medi degli spettri delle altezze d'impulso (ma non, naturalmente, il numero medio di fotoelettroni prodotto).

In figura 4.11 sono riportati, a titolo di esempio, alcuni spettri acquisiti dai canali del modulo 7 per la misura del guadagno; si può notare dai valori in tensione sugli assi delle ascisse come la limitazione della banda passante abbia ridotto il valore assoluto del guadagno. Per ogni spettro è anche evidenziata la tensione V_{BIAS} . Nelle tabelle 4.4 e 4.5 sono riportati i risultati delle misure acquisite da alcuni canali del modulo 7, mentre nella tabella 4.6 è presentato un confronto fra prestazioni di SiPM ed MPPC analizzati. Come si può osservare dai risultati, gli MPPC hanno sistematicamente un segnale più intenso, ovvero un numero medio di fotoelettroni maggiore (in media di un fattore 3.6). Questa differenza di prestazioni si può apprezzare direttamente nella figura 4.12, che mette a confronto le distribuzioni del numero di fotoelettroni di un SiPM-FBK e di un MPPC accoppiati alla stessa barra scintillante.

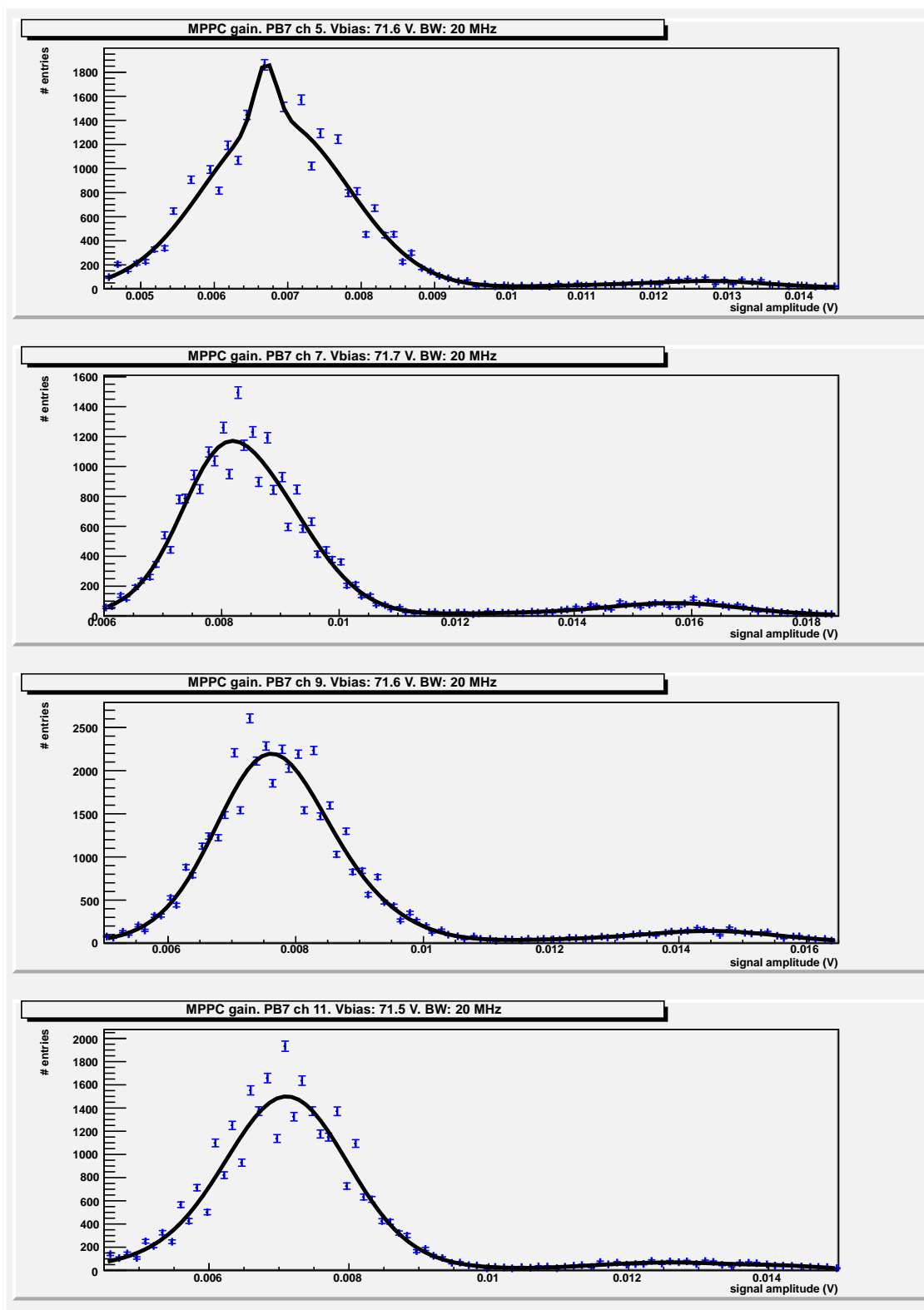


Figura 4.11: Esempi di spettri acquisiti da MPPC installati nel modulo 7 del prototipo IFR per la misura del guadagno

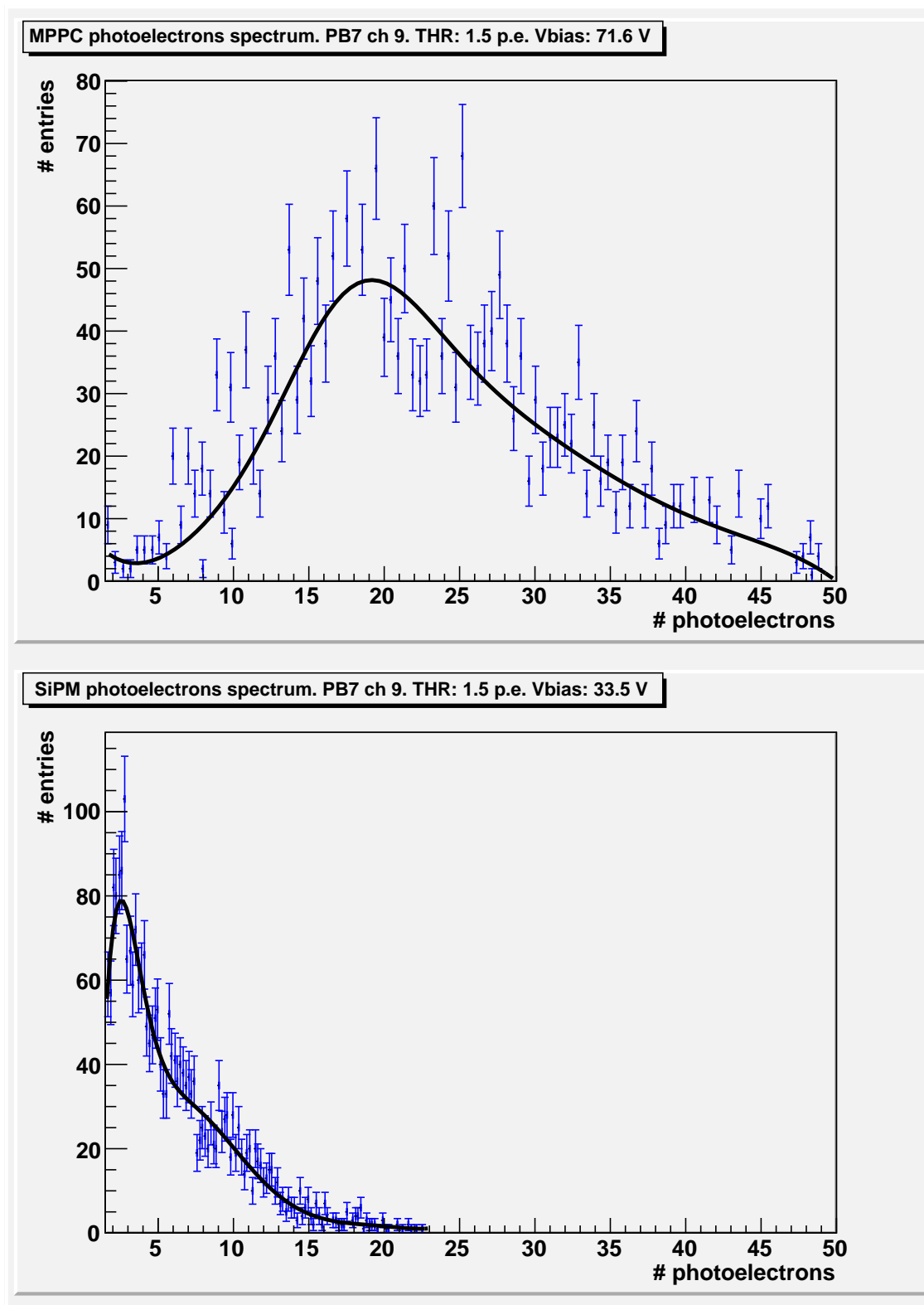


Figura 4.12: Distribuzioni del numero di fotoelettroni di un MPPC e di un SiPM-FBK accoppiati alla stessa barra scintillante del modulo 7 del prototipo IFR

Tabella 4.4: *Guadagno e numero medio fotoelettroni per alcuni SiPM-FBK del modulo 7 del prototipo IFR*

ch	V_{BIAS}	Gain (mV)	mean num. of photoelectrons
5	33.5	27.71 ± 0.16	5.6 ± 2.4
7	33.5	31.65 ± 0.13	5.7 ± 2.4
9	33.5	33.89 ± 0.13	5.3 ± 2.4
11	33.5	32.74 ± 0.12	6.3 ± 2.5

Tabella 4.5: *Guadagno e numero medio fotoelettroni per alcuni MPPC del modulo 7 del prototipo IFR*

ch	V_{BIAS}	Guadagno (mV)	mean num. of photoelectrons
5	71.6	5.64 ± 0.03	18.4 ± 4.3
7	71.7	7.28 ± 0.03	21.4 ± 4.6
9	71.6	6.51 ± 0.02	23.0 ± 4.8
11	71.5	5.57 ± 0.03	20.2 ± 4.5

Tabella 4.6: *Rapporto fra il numero medio di fotoelettroni emessi dall'MPPC e dal SiPM-FBK per ognuno dei canali osservati del modulo 7 del prototipo IFR*

ch	PH MPPC/PH SIPM-FBK
5	3.3 ± 2.2
7	3.7 ± 2.3
9	4.3 ± 2.8
11	3.2 ± 2

Capitolo 5

Conclusioni

I risultati ottenuti nella caratterizzazione dei SiPM sono, in linea generale, in accordo con altri studi precedenti effettuati su questi dispositivi. In particolare, in queste misure si è messo in evidenza come il guadagno sia proporzionale alla V_{BIAS} (a temperatura fissata) e come, al contrario, esso decresca linearmente con la temperatura (a V_{BIAS} fissata). Da queste misure si è ricavato, in modo indiretto, l'andamento della tensione di breakdown V_{BD} con la temperatura, anch'esso consistente con risultati ottenuti in altri studi.

Il confronto fra il SiPM '4020' ed il SiPM '4380' ha messo in evidenza come quest'ultimo, in generale, abbia un guadagno meno sensibile dalla temperatura e dalla V_{BIAS} ; d'altra parte, però, il SiPM '4380' ha, come valori assoluti, guadagni in millivolt inferiori rispetto a quelli tipici misurati per il SiPM '4020'.

Per quanto riguarda le prestazioni dei SiPM integrati nel prototipo IFR, le distribuzioni del numero di fotoelettroni acquisite mostrano, come previsto, una dipendenza notevole dalla lunghezza delle fibre ottiche accoppiate ai dispositivi.

L'efficienza di rivelazione stimata, in accordo con quanto atteso, decresce all'aumentare della lunghezza delle fibre ottiche e se viene aumentata la soglia per discriminare il rumore dal segnale.

Il confronto tra SiPM-FBK ed MPPC ha mostrato chiaramente che questi ultimi hanno, a parità di condizioni sperimentali, un segnale (espresso in numero di fotoelettroni) maggiore rispetto al segnale prodotto dai primi.

L'unico punto interrogativo rimane quello della misura indiretta della lunghezza di attenuazione delle fibre ottiche, che ha riportato un valore in disaccordo significativo con quello dichiarato dalla ditta produttrice. Questo problema dovrà essere compreso ed affrontato in futuro.

Appendice A

Cella Peltier

Effetto Peltier

Il funzionamento della *cella Peltier* [14] utilizzata per la caratterizzazione dei SiPM-FBK (capitolo 3), e realizzata all'INFN di Ferrara, si basa sull'*effetto Peltier*, un fenomeno scoperto da Jean Peltier nel 1834. Questo fenomeno si osserva quando due metalli o semiconduttori diversi formano un circuito con due giunzioni: se si applica una forza elettromotrice al circuito, una delle due giunzioni si riscalda, mentre l'altra si raffredda. Invertendo il verso della corrente, la giunzione che prima si era scaldata adesso si raffredda e viceversa.

In un semiconduttore, il flusso di energia q associato alle cariche in moto è legato alla densità di corrente j mediante il *coefficiente di Peltier* Π :

$$q = \Pi j \quad (\text{A.1})$$

Π è negativo per gli elettroni, in quanto corrente ed energia fluiscono in versi opposti, mentre è positivo per le lacune; ciò implica che semiconduttori di tipo p ed n hanno rispettivamente un Π negativo e positivo [13]. Ne consegue che una giunzione $p - n$ si può raffreddare o riscaldare a seconda del verso della corrente che la attraversa: nel primo caso il flusso di calore si allontana dalla giunzione (dirigendosi verso l'altra giunzione, che si riscalda), mentre nel secondo caso avviene il contrario.

La cella Peltier

La cella Peltier è costituita da numerose giunzioni $p - n$ ad effetto Peltier in serie, che complessivamente formano una struttura piana a due facce; ogni coppia di materiali p ed n è tenuta insieme da un contatto di rame che chiude il circuito. L'applicazione di una differenza di potenziale al sistema fa sì che una faccia si riscaldi, mentre l'altra si raffreddi.



Figura A.1: La cella Peltier realizzata dall'INFN di Ferrara ed utilizzata per la caratterizzazione dei SiPM. Si possono individuare la ventola utilizzata per il raffreddamento e, sotto il nastro bianco, lo strato nero per l'isolamento ottico

La differenza di potenziale (continua) che bisogna applicare per il funzionamento è intorno ai 12-15 V; la corrente indotta nel circuito produce del calore per *effetto Joule*, quindi è necessario anche l'uso di un sistema di raffreddamento aggiuntivo, ovvero una ventola.

L'apparato è ricoperto da materiale isolante per minimizzare la conduzione termica con l'esterno e stabilizzare quindi la temperatura; il tutto è avvolto in uno strato isolante nero perchè, nella caratterizzazione, è anche necessario ridurre al minimo la contaminazione luminosa del SiPM della cella, di cui si vuole studiare solamente lo spettro di *rumore*.

Controllo PID

La regolazione della temperatura ed il controllo della temperatura effettiva della cella sono stati effettuati al computer mediante un software Labview. Questo software permetteva anche di regolare i parametri PID [15] (*Proporzionale-Integrale-Derivativo*) per l'ottimizzazione del processo. In generale, un controllo PID è un circuito *a retroazione* che consente, mediante un continuo meccanismo di *feedback*, di regolare un certo parametro caratteristico di un sistema (nel nostro caso la temperatura) portandolo ad un valore desiderato. Lo schema di un circuito PID è riportato in figura A.2. Il *controllore* del PID riceve in input il valore istantaneo della variabile da controllare; la differenza fra quest'ultima ed il *setpoint*, ovvero il valore impostato, viene chiamato *errore* ($e(t)$). In base al valore trovato per $e(t)$, il sistema reagisce cercando di diminuire l'errore allo step successivo.

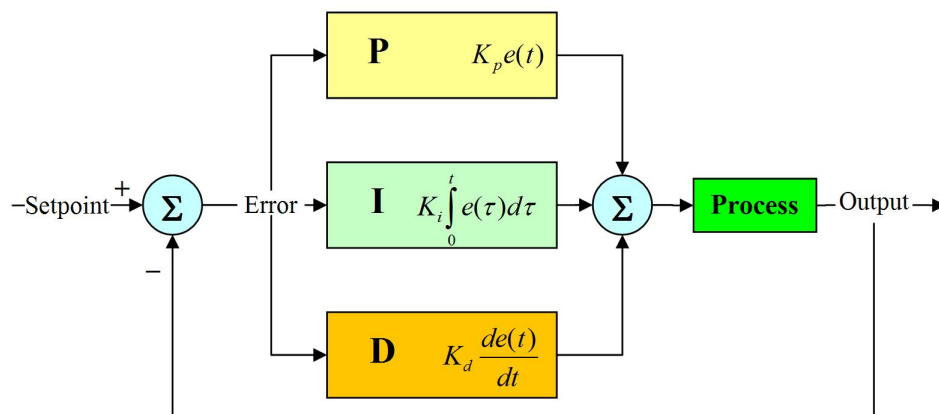


Figura A.2: Schema di un circuito per il controllo PID

Questa riduzione dell'errore è perseguita mediante tre *azioni*, chiamate *Proporzionale* (u_P), *Integrale* (u_I) e *Derivativa* (u_D); la somma di queste azioni fornisce l'azione complessiva u che viene attuata per la minimizzazione dell'errore.

Nello specifico, queste azioni sono così definite:

- *Azione proporzionale.* L'azione proporzionale consiste nel moltiplicare l'errore per una costante opportuna:

$$u_P = K_P e(t). \quad (\text{A.2})$$

Quindi, l'azione esercitata risulta essere proporzionale all'errore. Il limite di questa azione è che si annulla negli istanti in cui $e(t) = 0$, per cui non è in grado di gestire efficacemente le oscillazioni dell'errore.

- *Azione integrale.* L'azione integrale è definita come:

$$u_I = \int K_I e(t) dt. \quad (\text{A.3})$$

Questa definizione implica che l'azione integrale viene esercitata basandosi su tutta la *storia* passata dell'errore: ciò è utile se la variabile ha, costantemente nel corso del tempo, uno scostamento dal setpoint. Questa azione, ovviamente, non è adatta per i processi che richiedono una regolazione molto rapida della variabile.

- *Azione derivativa.* L'azione derivativa è proporzionale alla derivata temporale dell'errore nel tempo:

$$u_D = K_D \frac{de(t)}{dt}. \quad (\text{A.4})$$

Ciò permette al controllore di conoscere qual è la velocità di variazione istantanea dell'errore, e di esercitare di conseguenza un'azione con la stessa

velocità. L'azione derivativa permette di avere regolazioni istantanee, ma risulta essere troppo sensibile a variazioni dell'errore, per cui può portare il sistema ad avere uno stress eccessivo.

La regolazione di un sistema PID consiste nel trovare i valori ottimali per i coefficienti K_P , K_I e K_D , in modo da avere una regolazione della variabile corretta, in tempi ragionevoli e senza stress dannosi per l'apparato; per determinare queste costanti, esistono diversi algoritmi semiempirici (come il *metodo di Ziegler-Nichols*).

Bibliografia

- [1] *SuperB: a High Luminosity Heavy Flavour Factory. Conceptual Design Report*,
INFN/AE-07/2, SLAC-R-856, LAL 07-15 (March 2007).
http://www.fe.infn.it/u/baldini/superB/CDR_superB.pdf
- [2] *SuperB Progress Report. Detector*,
INFN/AE-10/4, LAL 10-115, SLAC-R-954 (June 30, 2010)
<http://www.fe.infn.it/u/baldini/superB/superb-white-paper.pdf>
- [3] W.R. Leo,
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach,
Springer-Verlag.
- [4] D. H. Perkins
Introduction to High Energy Physics,
Cambridge University Press.
- [5] Y. Shiomi, Kuraray Co., Ltd,
About Kuraray WLS Fibers.
<http://dpnc.unige.ch/users/blondel/ISS-2/about%20Kuraray%20WLS%20fibers%20@KEK.ppt>
- [6] Compagnie de Saint-Gobain Crystals,
Scintillation Products. Scintillating Optical Fibers.
<http://www.detectors.saint-gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Brochures/Scintillating-Optical-Fibers-Brochure.pdf>
- [7] G. Cibinetto,
The SuperB muon detector. Prototype beam test results.
ANIMMA, June 6-9, 2011
ICC-Ghent
<http://www.fe.infn.it/u/baldini/superB/cibinetto-animma.pdf>

- [8] G. Collazuol,
Silicon photo-multipliers.
Ferrara, April 4, 2008,
http://collazug.home.cern.ch/collazug/seminario_sipm_fe.pdf
- [9] C. Piemonte
New developments of Silicon Photomultipliers
<http://www.iss.infn.it/topem/SiPM/Piemonte.ppt>
- [10] Hamamatsu Photonics,
MPPC: Multi Pixel Photon Counter,
September 2010.
http://jp.hamamatsu.com/resources/products/ssd/pdf/tech/mppc_technical_information_e.pdf
- [11] J.D. Jackson,
Classical Electrodynamics,
Third Edition,
John Wiley & Sons, Inc.
- [12] J. R. Taylor,
Introduzione all'analisi degli errori. Lo studio delle incertezze nelle misure fisiche,
Seconda edizione,
Zanichelli.
- [13] C. Kittel,
Introduzione alla Fisica dello Stato solido,
Casa Editrice Ambrosiana.
- [14] *Cella di Peltier*
http://it.wikipedia.org/wiki/Cella_di_Peltier
- [15] *Controllori PID*
http://it.wikipedia.org/wiki/Controllori_PID

