

Università degli Studi di Genova



Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali  
Anno Accademico 2006/2007

Tesi di Laurea Specialistica in Fisica

# Sviluppo del rivelatore a fibre scintillanti per l'esperimento MEG

Matteo De Gerone

Relatore:  
Prof. Flavio Gatti

Correlatore:  
Prof. Gaetano Gallinaro



---

# Indice

|   |            |
|---|------------|
| <b>Introduzione</b>   | <b>iii</b> |
| <b>1 Oltre il Modello Standard</b>                                | <b>1</b>   |
| 1.1 Il Modello Standard . . . . .                                 | 1          |
| 1.1.1 La rottura spontanea della simmetria . . . . .              | 4          |
| 1.2 I problemi del Modello Standard . . . . .                     | 6          |
| 1.3 Oscillazioni di neutrino e massa del neutrino . . . . .       | 7          |
| 1.4 Violazione della conservazione del numero leptonico . . . . . | 8          |
| 1.5 Estensione del Modello Standard - SUSY . . . . .              | 10         |
| 1.6 Stato sperimentale della ricerca LFV . . . . .                | 11         |
| <b>2 L'esperimento MEG</b>  | <b>13</b>  |
| 2.1 Fascio e bersaglio . . . . .                                  | 16         |
| 2.2 Il rivelatore per positroni . . . . .                         | 18         |
| 2.2.1 Il magnete COBRA . . . . .                                  | 19         |
| 2.3 Camere a drift . . . . .                                      | 25         |
| 2.4 Il calorimetro a LXe . . . . .                                | 27         |
| 2.5 Timing counter . . . . .                                      | 31         |
| 2.6 Background dell'evento e limiti sperimentali . . . . .        | 32         |
| 2.6.1 Background fisico . . . . .                                 | 32         |
| 2.6.2 Background accidentale . . . . .                            | 34         |
| 2.7 Trigger e acquisizione dati . . . . .                         | 34         |
| <b>3 Timing Counter - rivelatore longitudinale</b>                | <b>37</b>  |
| 3.1 Concetto e struttura del rivelatore longitudinale . . . . .   | 40         |
| 3.2 Principio di funzionamento . . . . .                          | 42         |
| 3.3 Generalità sulla risoluzione temporale . . . . .              | 43         |
| 3.3.1 Risoluzione dello scintillatore . . . . .                   | 44         |
| 3.3.2 Dispersione dei cammini ottici . . . . .                    | 45         |
| 3.3.3 Transit time spread . . . . .                               | 45         |
| 3.3.4 Risoluzione temporale attesa . . . . .                      | 46         |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 3.4      | Fototubi <i>fine-mesh</i> . . . . .                                    | 46         |
| 3.5      | Caratterizzazione dei PMT in campo magnetico . . . . .                 | 48         |
| 3.6      | Scelta e struttura delle barre . . . . .                               | 52         |
| 3.7      | Misura della vita del PMT . . . . .                                    | 55         |
| <b>4</b> | <b>Timing Counter - rivelatore trasversale</b>                         | <b>59</b>  |
| 4.1      | Dispositivi a giunzione p-n: fotodiodi . . . . .                       | 61         |
| 4.2      | Fotodiodi a valanga . . . . .  | 63         |
| 4.3      | Caratterizzazione degli APD . . . . .                                  | 65         |
| 4.3.1    | Misura della tensione di breakdown . . . . .                           | 68         |
| 4.3.2    | Dipendenza del breakdown dalla temperatura . . . . .                   | 70         |
| 4.3.3    | Misura della corrente di buio . . . . .                                | 71         |
| 4.3.4    | Misura del guadagno . . . . .  | 73         |
| 4.3.5    | Dipendenza del guadagno dalla radiazione incidente . . . . .           | 77         |
| 4.3.6    | Linearità della risposta in funzione della potenza incidente . . . . . | 79         |
| 4.4      | Generalità sul segnale da rivelare . . . . .                           | 79         |
| 4.5      | Criteri di selezione degli APD . . . . .                               | 82         |
| 4.6      | Scintillatori e fibre scintillanti . . . . .                           | 85         |
| 4.7      | Caratteristiche delle fibre BCF20 . . . . .                            | 87         |
| 4.8      | Caratterizzazione delle fibre . . . . .                                | 88         |
| 4.8.1    | Efficienza di intrappolamento . . . . .                                | 88         |
| 4.8.2    | Misura della efficienza di intrappolamento . . . . .                   | 89         |
| 4.8.3    | Misura della lunghezza di attenuazione delle fibre . . . . .           | 90         |
| 4.8.4    | Misura dello spettro di emissione . . . . .                            | 92         |
| 4.9      | Fibre curve . . . . .  | 94         |
| 4.9.1    | Recupero dell'efficienza su fibre curve . . . . .                      | 97         |
| 4.9.2    | Test finali sulle fibre . . . . .                                      | 100        |
| 4.10     | Elettronica di lettura . . . . .                                       | 104        |
| 4.11     | Processo del segnale e rumore equivalente . . . . .                    | 104        |
| <b>5</b> | <b>Assemblaggio del rivelatore</b>                                     | <b>107</b> |
| 5.1      | Installazione degli APD . . . . .                                      | 107        |
| 5.2      | Produzione delle fibre . . . . .                                       | 112        |
| 5.3      | Installazione delle fibre e completamento del rivelatore . . . . .     | 114        |
|          | <b>Conclusioni</b>   | <b>117</b> |
|          | <b>Bibliografia</b>  | <b>119</b> |

---

# Introduzione

Attualmente le particelle elementari e le loro interazioni sono descritte dal Modello Standard (MS), una teoria di campo invariante di gauge che fornisce una rappresentazione unitaria dell'interazione forte, debole ed elettromagnetica. Nonostante le numerose e notevoli conferme sperimentali che questo modello ha ottenuto durante gli ultimi anni, alcune aspetti teorici ancora irrisolti lasciano intuire il fatto che il MS non possa in realtà essere considerato una teoria definitiva, ma piuttosto una approssimazione a basse energie di una teoria più fondamentale ancora da formulare.

Un'ulteriore indicazione è giunta nel corso dell'ultimo decennio, grazie in particolare agli esperimenti condotti sui neutrini, sia solari che da acceleratori, che hanno evidenziato l'esistenza di fenomeni che violano la conservazione del sapore leptonico, quantità strettamente conservata nell'ambito del Modello Standard.

Grande interesse è dunque rivolto verso la rivelazione di fenomeni che confermino la violazione del numero leptonico anche nel settore dei leptoni carichi; in questo senso i canali di decadimento coinvolgenti muoni sono privilegiati, grazie alla possibilità di ottenere fasci muonici ad alta intensità e facilmente caratterizzabili.

In questo ambito si colloca la collaborazione MEG (*Muon Electron Gamma*), che si propone di misurare il decadimento del muone positivo in positrone e fotone con una sensibilità di  $\sim 10^{-13}$ , un valore due ordini di grandezza inferiore rispetto all'attuale limite sperimentale fissato dall'esperimento MEGA nel 1999. Tale valore rientra inoltre nell'intervallo stimato dai modelli supersimmetrici per il  $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)$ ; l'esperimento quindi potrà dare una prima conferma dell'esattezza delle nuove teorie o, viceversa, porre un nuovo e più stringente limite sui parametri di quest'ultime.

Il gruppo di Genova, presso il quale ho svolto il lavoro di tesi, ha sviluppato il rivelatore Timing Counter (TC), che ha il duplice scopo di misurare il tempo di arrivo dei positroni con risoluzione 100 ps, e determinare la loro posizione di impatto, fornendo contemporaneamente un segnale di trigger veloce. Il TC è costituito da due moduli (posizionati simmetricamente rispetto al bersaglio

su cui decadono); ognuno di essi comprende due sottorivelatori, uno longitudinale ed uno trasversale rispetto alla direzione del fascio.

Il mio lavoro di tesi è consistito nello sviluppo e nella realizzazione del rivelatore trasversale, che fornisce la misura della posizione di impatto e genera un segnale di trigger per il sistema di acquisizione dati dell'esperimento. La particolare struttura del rivelatore, formato da un insieme di fibre scintillanti interfacciate a fotodiodi a valanga, ha richiesto un intenso lavoro di caratterizzazione dei dispositivi al fine di poter ottenere da essi le prestazioni migliori, necessarie per la realizzazione del rivelatore stesso.

La tesi è strutturata come segue:

- Capitolo 1: viene presentata una concisa introduzione teorica al Modello Standard, elencando inoltre le critiche che ad esso sono state mosse nel corso degli anni, con particolare attenzione ai processi che prevedono la violazione della conservazione del sapore leptonic; in fondo al capitolo viene riassunto lo stato attuale della ricerca in questo campo.
- Nel Capitolo 2 viene descritto l'intero apparato sperimentale di MEG, mostrando le principali caratteristiche di ciascun rivelatore. Vengono inoltre discusse le fonti di background che possono disturbare la misura.
- Nel Capitolo 3 viene presentato il Timing Counter longitudinale, esponendone principio di funzionamento e caratteristiche, assieme alle principali misure che hanno portato alla realizzazione del rivelatore.
- Il Capitolo 4 è interamente dedicato alla descrizione dello sviluppo del rivelatore trasversale. Vengono presentate le misure di caratterizzazione dei dispositivi utilizzati, APD e fibre scintillanti, e le misure effettuate al fine di ottenere le massime prestazioni da ogni componente.
- Il Capitolo 5 è dedicato alla descrizione delle fasi di assemblaggio del rivelatore, nella sua configurazione finale.

---

# Capitolo 1

## Oltre il Modello Standard

Le recenti scoperte delle oscillazioni del sapore nel settore dei neutrini danno chiari segnali dell'esistenza di fenomeni che violano la conservazione del sapore leptonico (*Lepton Flavor Violation, LFV*), in contrasto con quanto predetto dal Modello Standard.

Nella formulazione originale del MS, infatti, questi fenomeni non trovano descrizione, in quanto il numero leptonico è una quantità strettamente conservata. Ciò non è però frutto dell'invarianza di gauge, ma piuttosto è specchio di una simmetria non necessariamente richiesta dal modello, una simmetria definita pertanto *accidentale*.

E' comunque possibile modificare facilmente il modello tenendo conto anche di un termine di massa per il neutrino. Questo darebbe in ogni caso origine a frazioni di decadimento<sup>1</sup> (*Branching Ratio, BR*) per eventi LFV dell'ordine di  $10^{-55}$ , chiaramente non misurabili sperimentalmente.

Numerosi modelli sono stati proposti per migliorare il MS, e fra questi alcuni prevedono BR misurabili per decadimenti LFV. In particolare per quanto riguarda il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  si prevedono BR dell'ordine di  $\sim 10^{-13} \div 10^{-14}$ ; l'esperimento MEG (*Muon Electron Gamma*) si propone di raggiungere questa sensibilità.

### 1.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard descrive le particelle elementari e le loro interazioni. Esso è basato sulla formulazione di una funzione Lagrangiana<sup>2</sup> che ha come variabili canoniche campi elementari associati alle particelle, e che rispetta

---

<sup>1</sup>Ricordiamo che la frazione di decadimento è definita come il rapporto fra l'ampiezza di decadimento di un particolare canale e l'ampiezza di decadimento totale.

<sup>2</sup>Come riferimento bibliografico per i paragrafi (1.1) e (1.1.1) si veda [1],[2],[3],[4].

un certo insieme di simmetrie, a cui sono legate le interazioni fondamentali. I bosoni vettori mediatori delle interazioni sono infatti strettamente legati ai generatori del gruppo di trasformazioni di gauge, sotto cui la Lagrangiana risulta invariante.

Il modello è basato sul gruppo di simmetria  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , che descrive accuratamente le interazioni forte, debole ed elettromagnetica. La simmetria è rotta spontaneamente alla scala di Fermi,  $M_F \approx 100 \text{ GeV}$ , riducendosi a  $SU(3)_C \times U(1)_{e.m.}$ . Il modello tiene conto di 3 generazioni di fermioni a spin 1/2 (in ogni generazione 2 quark, 1 leptone carico e 1 leptone neutro),  $8 \oplus 3 \oplus 1$  bosoni vettori mediatori delle interazioni fondamentali e 1 campo scalare elementare (campo di Higgs), la cui introduzione è necessaria per ottenere la rottura spontanea di simmetria.

La simmetria  $SU(3)_C$  è legata all'invarianza per rotazioni nello spazio di colore dei quark, e ai generatori di tale simmetria sono legati gli otto gluoni, mediatori dell'interazione forte. Vengono associati alla rappresentazione fondamentale del gruppo i quark, alla rappresentazione aggiunta i gluoni, mentre le particelle che non risentono dell'interazione forte sono assegnate alla rappresentazione banale.

La simmetria  $SU(2)_L$  discende dall'invarianza, esatta fintanto che non si introducono termini di massa per le particelle, per scambio fra le componenti sinistrorse e destrorse degli spinori. Vengono introdotti 3 bosoni vettori non massivi,  $W_1, W_2, W_3$ , che sono accoppiati esclusivamente alle componenti left-handed dei campi. E' pertanto conveniente descrivere le particelle in termini di spinori di Weyl, ovvero spinori ad elicità definita. Si associano perciò alla rappresentazione banale del gruppo tutti gli spinori right-handed, mentre alla rappresentazione fondamentale vengono associati doppietti di isospin debole formati con le componenti left-handed:

$$Q_L^i = \begin{pmatrix} u_L^i \\ d_L^i \end{pmatrix}, \quad L_L^i = \begin{pmatrix} \nu_L^i \\ e_L^i \end{pmatrix}, \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.1.1)$$

Infine, la simmetria  $U(1)_Y$  è legata all'invarianza per trasformazioni di fase degli spinori. A quest'ultima è legato un ulteriore bosone non massivo, che indichiamo con B. Associamo a questa simmetria il numero quantico di ipercarica, che soddisfa:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.1.2)$$

con Q carica elettrica e  $T_3$  terza componente dell'isospin debole.

L'introduzione del termine di massa per i fermioni rompe la simmetria chirale, fornisce un termine massivo per i bosoni vettori ad essa associati e

modifica inoltre le caratteristiche del bosone legato alla simmetria di ipercarica, lasciando come risultato le interazioni deboli ed elettromagnetiche note.

La Lagrangiana del MS viene costruita a partire dal termine di propagazione per un campo fermionico libero:

$$L_F = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi, \quad (1.1.3)$$

dove  $\psi$  rappresenta gli spinori e  $\gamma_\mu$  sono le matrici di Dirac.

Affinchè la Lagrangiana definita in (1.1.3) sia invariante per trasformazioni di gauge, è necessario introdurre una derivata covariante  $D^\mu$ :

$$D^\mu = \partial^\mu - igT_a A_a^\mu, \quad (1.1.4)$$

dove  $A_a^\mu$  è l'a-esimo bosone vettoriale della rappresentazione aggiunta del gruppo,  $T_a$  il generatore del gruppo stesso e  $g$  una costante di accoppiamento tra il campo vettoriale e il campo spinoriale.

Nel caso del gruppo di gauge del MS si ha:

$$D^\mu = \partial^\mu - ig_s L_a G_a^\mu - ig T_b W_b^\mu - ig' Y B^\mu. \quad (1.1.5)$$

Avendo introdotto la derivata covariante, i termini di interazione vengono assorbiti automaticamente nei termini cinetici della Lagrangiana. Si deve inoltre considerare un termine di propagazione per il bosone libero, ovvero un termine del tipo

$$L_{bos.kin.} = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a, \quad (1.1.6)$$

dove con  $F^{\mu\nu}$  indichiamo

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu + g[A^\mu, A^\nu], \quad (1.1.7)$$

avendo qui introdotto il commutatore  $[, ]$ .

Prima della rottura della simmetria e dell'introduzione delle masse per fermioni e bosoni vettori, la Lagrangiana del Modello Standard si riduce dunque ai soli termini cinetici,  $L_{MS} = L_{kin}$ .

E' possibile a questo punto classificare i fermioni in base alla rappresentazione del gruppo di gauge a cui essi appartengono:

$$Q_L^i(3, 2)_{1/3} \quad u_R^i(3, 1)_{4/3} \quad d_R^i(3, 1)_{-2/3} \quad L_L^i(1, 2)_{-1} \quad e_R^i(1, 1)_{-2}. \quad (1.1.8)$$

Il MS nella sua formulazione originale non prevede l'esistenza di un campo di neutrino right-handed; esso sarebbe comunque assegnato alla rappresentazione banale

$$\nu_R^i(1, 1)_0. \quad (1.1.9)$$

Il modello così come è stato descritto sinora non è però soddisfacente, in quanto tratta solo particelle non massive. Per inserire in maniera coerente un termine di massa è necessario introdurre un nuovo campo scalare nel modello.

### 1.1.1 La rottura spontanea della simmetria

Un termine di massa non può essere introdotto “direttamente” se non per un campo scalare, in quanto un termine del tipo  $m\bar{\psi}\psi$  violerebbe l’invarianza di gauge.

Proprio l’introduzione di un campo scalare con valore di aspettazione sul vuoto (*Vacuum Expectation Value*, *VEV*) non nullo permette di ottenere termini massivi sia per i fermioni che per i bosoni vettori, come termini di interazione con il campo scalare stesso, senza altresì pregiudicare la consistenza della teoria.

Si introduce pertanto un campo scalare  $\phi$ , (detto bosone di Higgs), assegnato alla rappresentazione  $(1, 2)_{1/2}$ , ovvero un doppietto di isospin debole

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.1.10)$$

a cui assegnamo un VEV

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.1.11)$$

Con l’introduzione del campo di Higgs, otteniamo due nuovi termini nella Lagrangiana; il primo è il termine di propagazione e autointerazione del campo scalare stesso:

$$L_H = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi), \quad (1.1.12)$$

dove la forma più generale per un potenziale rinormalizzabile è

$$V(\phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2. \quad (1.1.13)$$

Un potenziale di questo genere, scelti opportunamente  $\mu$  e  $\lambda$ , restituisce il desiderato valore di aspettazione sul vuoto:

$$\langle\phi\rangle = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}} = \frac{1}{\sqrt{2}}v. \quad (1.1.14)$$

Questo fenomeno non lede l'invarianza di gauge, ma piuttosto fa sì che esistano un insieme continuo 1-dimensionale di stati equivalenti, nessuno invariante per trasformazioni di gauge. In questo senso si parla di *rottura spontanea della simmetria*. Da questo termine si generano le masse per i bosoni vettori.

Il secondo termine è un termine di interazione alla Yukawa (due fermioni e uno scalare):

$$L_Y = \bar{Q}_L^i \lambda_u^{ij} \phi^\dagger u_R^j + \bar{Q}_L^i \lambda_d^{ij} \phi d_R^j + \bar{L}_L^i \lambda_e^{ij} \phi e_R^j, \quad (1.1.15)$$

dove  $\lambda_{u,d,e}^{ij}$  sono matrici  $3 \times 3$  arbitrarie.

L'introduzione di  $L_Y$  porta la comparsa di termini di massa per tutti i fermioni, escluso il neutrino a causa dell'assenza della componente right-handed. Sostituendo infatti in (1.1.15)  $\phi$  con  $\langle \phi \rangle$  si ottiene

$$L_Y = v \lambda_u^{ij} \bar{u}_L^i u_R^j + v \lambda_d^{ij} \bar{d}_L^i d_R^j + v \lambda_e^{ij} \bar{e}_L^i e_R^j + h.c. . \quad (1.1.16)$$

La matrice  $\lambda$  presente nel termine di Yukawa può essere diagonalizzata da una trasformazione unitaria

$$V_L^\dagger \lambda_{u,d,e} V_R = \lambda_{u,d,e}^{DIAG}, \quad (1.1.17)$$

per ottenere esplicitamente le masse delle tre generazioni di quark e leptoni.

La trasformazione applicata coinvolge ovviamente il termine cinetico della Lagrangiana. Il termine di interazione in corrente neutra viene lasciato invariato; l'interazione in corrente carica, viceversa, si comporta diversamente tra settore adronico e settore leptonic.

Per quanto riguarda i quark, infatti, la corrente carica può essere scritta come

$$J^\mu = \bar{d}_L \gamma^\mu V_L^{d\dagger} V_L^u u_L, \quad (1.1.18)$$

dove la matrice  $3 \times 3$  unitaria non diagonale  $V_L^{d\dagger} V_L^u$  (matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) tiene conto delle transizioni di sapore nel settore dei quark.

Al contrario per i leptoni non esiste un analogo della matrice di mixing: la non esistenza di un termine di massa per il neutrino (ovvero l'assenza di una componente right-handed per il campo associato) permette di "ruotare" il campo  $\nu_L$  in maniera tale da rendere l'interazione in corrente carica ancora diagonale nello spazio dei sapori.

Ciò implica che nel Modello Standard transizioni di sapore nel settore leptonic sono assolutamente vietate. Questo fatto è ancor più evidente osservando che la Lagrangiana del Modello Standard è invariante rispetto a trasformazioni globali di fase degli spinori del tipo:

$$\psi \rightarrow \psi e^{iL\theta} . \quad (1.1.19)$$

Ad ogni trasformazione di questo genere è associata una quantità conservata; la Lagrangiana del Modello Standard è invariante rispetto a 4 trasformazioni simili, a cui corrispondono la conservazione dei numeri quantici B, numero barionico, e  $L_i$ ,  $i = e, \mu, \tau$ , numero leptonic di ciascuna generazione [4]. Una simmetria di questo tipo, non legata alle trasformazioni di gauge e perciò non strettamente necessaria per la formulazione della teoria viene detta *simmetria accidentale*.

## 1.2 I problemi del Modello Standard

Le previsioni del Modello Standard sono risultate sempre in ottimo accordo con le numerose verifiche sperimentali eseguite nel campo della fisica delle alte energie. Nonostante ciò restano alcuni aspetti ancora discussi, che inducono a ipotizzare che questo non sia in realtà una teoria definitiva, ma piuttosto una approssimazione alle energie oggi tecnologicamente accessibili di una teoria più fondamentale, ancora da formulare.

Fra le questioni che si ritiene non essere affrontate dal MS o tralasciate del tutto possiamo anzitutto citare i numerosi parametri liberi che compaiono nella Lagrangiana:

- le 9 masse dei fermioni massivi: 6 quark e 3 leptoni carichi,
- 4 parametri per descrivere la matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa: 3 angoli di rotazione ed 1 fase complessa,
- 4 parametri nel settore di Higgs:  $g, g', v, m_H$ ,
- la costante di accoppiamento dell'interazione forte:  $g_s$ .

Questi parametri sono inseriti *ad hoc* nella teoria, ma non vengono da essa giustificati.

Oltre a ciò vi sono altri aspetti in attesa di essere chiariti:

- la gravità non viene tenuta in considerazione, eppure sembra sensato aspettarsi che su scale di energia molto alte, dell'ordine della  $M_{planck} \sim 10^{18} GeV$ , vi sia una unificazione delle interazioni fondamentali. A tale scala di energie il modello così come è stato introdotto sinora perde certamente la sua validità;

- la massa del bosone di Higgs richiede un fine tuning dei parametri piuttosto innaturale per mantenere stabile la massa del bosone stesso, che altrimenti tenderebbe “naturalmente” a valori dell’ordine della scala di Planck (*problema della naturalezza*);
- fra la scala elettrodebole e la scala di grande unificazione c’è un enorme range energetico in cui non apparirebbe nuova fisica (*problema della gerarchia*);
- osservazioni cosmologiche indicherebbero la presenza di particelle massive debolmente interagenti, di natura diversa da quelle descritte nel MS.

Inoltre, recenti osservazioni sulle oscillazioni del sapore dei neutrini hanno mostrato l’evidenza di un termine di massa per quest’ultimo, aprendo la strada alla ricerca di nuovi fenomeni sinora vietati dal Modello Standard.

### 1.3 Oscillazioni di neutrino e massa del neutrino

L’assunzione di neutrini non massivi corrisponde all’esigenza di mantenere conservato il numero leptonico di ciascuna famiglia.

Le recenti scoperte sulle oscillazioni di neutrini solari e atmosferici [5],[6],[7],[8],[9], a meno di soluzioni esotiche che appaiono via via più improbabili, sono una forte evidenza degli effetti di neutrini di massa finita e mostrano inoltre che gli autostati di massa non coincidono con gli autostati di sapore dell’interazione debole. Il modello va quindi rivisto al fine di tenere conto di queste nuove evidenze sperimentali.

I dati sperimentali danno come limiti attuali sulle masse [10]:

$$m_{\nu_e} \leq 3 \text{ eV} \quad m_{\nu_\mu} \leq 0.19 \text{ MeV} \quad m_{\nu_\tau} \leq 18.2 \text{ MeV} . \quad (1.3.1)$$

E’ possibile semplicemente modificare il Modello Standard inserendo un termine di massa per il neutrino: prendendo in considerazione nella teoria una componente di campo right-handed,  $\nu_R$ , questa accoppiandosi con il termine  $\nu_L$  genera il termine voluto.

In presenza di un campo right-handed di neutrino, un termine di massa di Dirac viene generato attraverso il meccanismo di Higgs da un accoppiamento di Yukawa analogo a quello del settore dei quark:

$$L_Y^\nu = \bar{L}_L^i \lambda_n^{ij} \phi^\dagger \nu_R, \quad (1.3.2)$$

che fornisce, dopo la rottura spontanea della simmetria, il seguente termine di massa per il neutrino:

$$L_Y^{m\nu} = \nu \bar{\nu}_L^i \lambda_n^{ij} \phi^\dagger \nu_R, \quad (1.3.3)$$

in piena analogia col caso dei quark.

L'introduzione del termine right-handed per il neutrino e di un termine di massa di Dirac, non spiega però perchè la massa di questa particella sia di molto inferiore a quella di tutti gli altri fermioni.

Se infatti il termine (1.3.2) fosse l'unico termine di massa possibile, allora la costante di accoppiamento  $\lambda_n$  sarebbe ordini di grandezza inferiore rispetto alle analoghe costanti di accoppiamento degli altri leptoni carichi, per poter soddisfare i valori osservati mostrati in (1.3.1); ad esempio

$$\frac{\lambda_n}{\lambda_e} = \frac{m_n}{m_e} \leq 10^{-6}. \quad (1.3.4)$$

In realtà, a causa delle sue proprietà di trasformazione rispetto alle trasformazioni di gauge, il neutrino ammette anche un ulteriore termine di massa, detto termine di Majorana; senza entrare nei dettagli, ci limitiamo ad osservare come il Modello Standard possa essere modificato in maniera minima per tenere conto dell'evidenza di neutrini massivi.

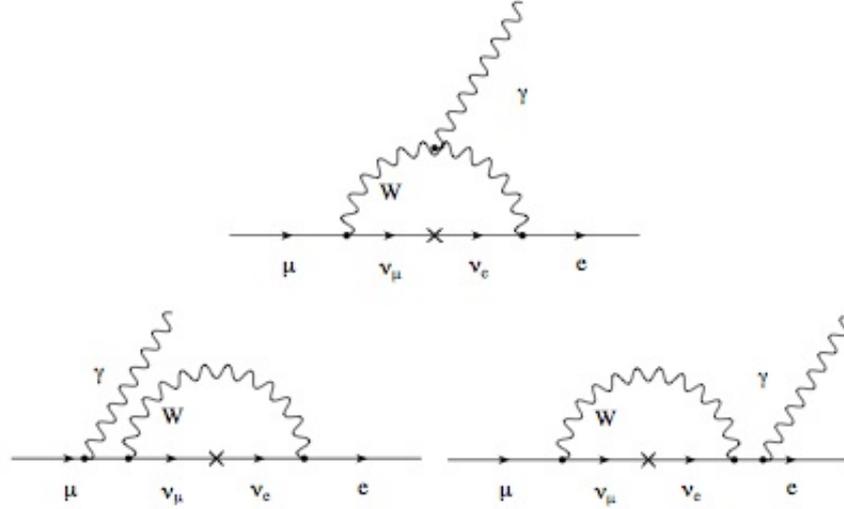
## 1.4 Violazione della conservazione del numero leptonico

L'introduzione di neutrini massivi ed il mixing fra di essi evidenzia l'esistenza di processi LFV nel settore dei leptoni neutri.

Questo implica che possano esistere processi della stessa natura nel settore dei leptoni carichi. Fra i possibili canali, grande interesse è rivolto al settore che coinvolge il decadimento di muoni; in questo caso infatti si può raggiungere la massima sensibilità sperimentale sull'evento, in quanto è possibile ottenere fasci dedicati molto intensi di muoni a bassa energia ( $\sim 10^{14} \div 10^{15}$ /anno).

Per questo motivo, uno dei processi più significativi nell'ambito dei fenomeni LFV è il decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  (cfr. par 1.6). Nell'ambito del Modello Standard con neutrini massivi, esso viene descritto dai diagrammi mostrati in figura (1.1).

L'ampiezza di decadimento  $\Gamma$  ad essi associata è:



**Figura 1.1:** Diagrammi che descrivono il decadimento  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$  nel Modello Standard con neutrini massivi.

$$\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma) = \overbrace{\frac{G_F^2 m_\mu^2}{192\pi^3}}^{\text{decad. } \mu} \overbrace{\left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)}^{\text{vertice } \gamma} \overbrace{\sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27\Delta m^2}{M_W^2}\right)}^{\text{oscill. } \nu} \quad (1.4.1)$$

$$\approx \frac{G_F^2 m_\mu^2}{192\pi^3} \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) \sin^2 2\theta_{sun} \left(\frac{\Delta m^2}{M_W^2}\right)^2, \quad (1.4.2)$$

dove  $G_F$  è la costante di Fermi,  $\alpha$  la costante di struttura fine,  $\theta_{sun}$  l'angolo di mixing misurato con i neutrini solari,  $\Delta m$  la separazione fra i valori delle masse di neutrino elettronico e neutrino del muone,  $m_\mu$  e  $M_W$  rispettivamente le masse del muone e del bosone W.

Il BR del decadimento  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$  è perciò:

$$BR(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma)}{\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) \sin^2 2\theta_{sun} \left(\frac{\Delta m^2}{M_W^2}\right)^2 \quad (1.4.3)$$

$$\approx \frac{1}{2 \times 137 \times \pi} \left(\frac{7 \cdot 10^{-5} eV^2}{80 GeV^2}\right)^2 \approx 10^{-55}, \quad (1.4.4)$$

che è un valore estremamente piccolo e decisamente non misurabile sperimentalmente con le tecnologie attuali. Ciò nonostante approcci teorici differenti possono notevolmente modificare il valore atteso per il BR del decadimento.

## 1.5 Estensione del Modello Standard - SUSY

Numerosi modelli sono stati studiati negli ultimi anni per superare i problemi posti al MS dalle osservazioni sperimentali. Tutte questi modelli devono comunque confrontarsi con l'enorme numero di previsioni esatte che il Modello Standard fornisce; ciò che si sta cercando, quindi, è un'*estensione* del modello, piuttosto che un'*alternativa* ad esso.

In questo senso, la strada percorsa nella ricerca di estensioni del modello è la supposizione che  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  sia in realtà un sottogruppo di un gruppo di simmetria più ampio, e che questa simmetria sia rotta ad una certa scala di energie, ancora inesplorata.

Una delle estensioni proposte negli ultimi anni e maggiormente studiata è rappresentata dai modelli supersimmetrici (*SUperSYmmetry*, *SUSY*), i quali hanno, fra gli altri, il notevole pregio di risolvere elegantemente il problema della naturalezza della massa del bosone di Higgs.

L'innovazione fondamentale delle teorie supersimmetriche è l'introduzione di una simmetria che lega fermioni e bosoni del Modello Standard: ad ogni campo elementare del MS è associato un campo "supersimmetrico" con spin che differisce di  $\frac{1}{2}$  da quello del partner tradizionale. Ai campi bosonici sono associati campi fermionici a spin  $\frac{1}{2}$ , e viceversa a campi fermionici sono associati bosoni a spin nullo. In tabella (1.1) sono elencate le particelle incluse nel Modello Standard, con a fianco i relativi partner supersimmetrici.

| Particelle SM        | Spin          | Particelle SUSY                              | Spin          |
|----------------------|---------------|--|---------------|
| quark (q)            | $\frac{1}{2}$ | squark ( $\tilde{q}$ )                       | 0             |
| leptoni (l)          | $\frac{1}{2}$ | sleptoni ( $\tilde{l}$ )                     | 0             |
| gluoni (g)           | 1             | gluino ( $\tilde{g}$ )                       | $\frac{1}{2}$ |
| $W^\pm, Z^0, \gamma$ | 1             | chargino ( $\tilde{\chi}_i^\pm, i = 1, 2$ )  | $\frac{1}{2}$ |
| Higgs (H)            | 0             | neutralino ( $\tilde{\chi}_i^0, i = 1...4$ ) | $\frac{1}{2}$ |

**Tabella 1.1:** Confronto fra particelle del Modello Standard e relativi partner SUSY.

L'introduzione del modello SUSY risolve come detto brillantemente il problema delle divergenze nelle correzioni radiative alla massa del bosone di Higgs. Per ogni diagramma che coinvolge un loop fermionico, infatti, si somma un diagramma che coinvolge un loop di particelle supersimmetriche bosoniche, in maniera tale che i due contributi si cancellino restituendo una massa dell'Higgs stabile.

Le interazioni fra i partner supersimmetrici sarebbero, inoltre, non diagonali

nella base di sapore. In questa maniera, transizioni di sapore nel settore delle particelle supersimmetriche “pesanti” indurrebbero le stesse transizioni nel settore dei partner leggeri da noi osservati. Gli effetti di LFV sarebbero però soppressi di un fattore proporzionale alla scala di energie a cui la supersimmetria è rotta.

Il BR( $\mu \rightarrow e\gamma$ ) calcolato per valori tipici dei parametri delle teorie SUSY è dell'ordine di  $10^{-13} \div 10^{-14}$  [11]; questo è il limite sperimentale che l'esperimento MEG intende raggiungere, migliorando di circa 2 ordini di grandezza l'attuale limite fissato dall'esperimento MEGA [12], [13].

## 1.6 Stato sperimentale della ricerca LFV

La massima sensibilità sperimentale nell'ambito dei processi LFV si ottiene nei canali che coinvolgono il decadimento di muoni (vedi par. 1.4)

Questi processi possono essere raggruppati in tre categorie:

- decadimento diretto del muone,  $\mu \rightarrow e\gamma$  e  $\mu \rightarrow eee$ ,
- conversione di muoni su elementi pesanti (Ti, Au),
- conversione muonio/antimuonio.

| Processo                          | Limite attuale          | Rif.Bibl. |
|-----------------------------------|-------------------------|-----------|
| $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$     | $< 1.2 \times 10^{-11}$ | [12],[13] |
| $\mu \rightarrow eee$             | $< 1.0 \times 10^{-12}$ | [14]      |
| $\mu^- Ti \rightarrow e^- Ti$     | $< 6.1 \times 10^{-13}$ | [15]      |
| $\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$ | $< 8.3 \times 10^{-11}$ | [16]      |
| $\tau \rightarrow e\gamma$        | $< 2.7 \times 10^{-6}$  | [17]      |
| $\tau \rightarrow \mu\gamma$      | $< 1.0 \times 10^{-6}$  | [18]      |
| $\tau \rightarrow eee$            | $< 2.9 \times 10^{-6}$  | [19]      |
| $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$      | $1.9 \times 10^{-6}$    | [19]      |

**Tabella 1.2:** Limiti attuali sui BR dei principali processi LFV.

Come evidenziato dalla tabella (1.2), i limiti più spinti si raggiungono nei processi  $\mu \rightarrow eee$  e  $\mu Ti \rightarrow eTi$ . Questo è dovuto principalmente al tipo di segnale, che può essere riconosciuto facilmente rispetto ad eventi di background.

Per quanto riguarda l'evento  $\mu \rightarrow e\gamma$ , le prime ricerche risalgono al 1947, quando Pontecorvo e Hincks stabilirono un primo limite superiore al rapporto

| Luogo     | Anno | $\Delta E_e$<br>(%) | $\Delta E_\gamma$<br>(%) | $\Delta t_{e\gamma}$<br>(ns) | $\Delta\theta_{e\gamma}$<br>(mrad) | Limite sup.             | Rif.Bibl. |
|-----------|------|---------------------|--------------------------|------------------------------|------------------------------------|-------------------------|-----------|
| TRIUMF    | 1977 | 10                  | 8.7                      | 6.7                          | -                                  | $< 3.6 \times 10^{-9}$  | [20]      |
| SIN       | 1980 | 8.7                 | 9.3                      | 1.4                          | -                                  | $< 1.0 \times 10^{-9}$  | [21]      |
| LANL      | 1982 | 8.8                 | 8                        | 1.9                          | 37                                 | $< 1.7 \times 10^{-11}$ | [22]      |
| LANL      | 1988 | 8                   | 8                        | 1.8                          | 87                                 | $< 4.9 \times 10^{-11}$ | [23],[24] |
| LANL      | 1999 | 1.2                 | 4.5                      | 1.6                          | 15                                 | $< 1.2 \times 10^{-11}$ | [12]      |
| PSI (MEG) | 2007 | 0.8                 | 4.5                      | 0.15                         | 17                                 | $\sim 10^{-13}$         |           |

**Tabella 1.3:** Limiti sperimentali precedenti e limiti attesi dell'esperimento MEG.

di decadimento  $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) < 0.1$  [25]. La ricerca dell'evento fece importanti passi avanti quando fu possibile produrre muoni agli acceleratori: nel 1955 viene fissato il limite  $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) < 2 \times 10^{-5}$  [26].

Dopo la scoperta della violazione della parità venne proposta l'ipotesi che l'interazione debole fosse mediata da un bosone di scambio: nel 1958 Feimberg osservò come questo bosone, se esistente, avrebbe condotto a  $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 10^{-4}$  [27]. I diagrammi coinvolti nel processo sarebbero stati quelli mostrati in fig.(1.1) ma senza l'oscillazione di neutrino, poichè all'epoca  $\nu_e$  e  $\nu_\mu$  erano considerati la stessa particella.

L'assenza di osservazioni sperimentali di processi  $\mu \rightarrow e\gamma$  con un  $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) < 2 \times 10^{-5}$  condusse all'ipotesi dell'esistenza di più di due specie di neutrini, ipotesi confermata da Danby nel 1968 [28].

Col passare degli anni la ricerca dell'evento  $\mu \rightarrow e\gamma$  si spostò essenzialmente nei laboratori dove erano disponibili intensi fasci di muoni, TRIUMF, LANL e PSI (precedentemente chiamato SIN). Come mostrato in tabella (1.3) il limite sul  $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)$  è strettamente legato alla risoluzione ottenibile sulle 4 variabili principali del processo, l'energia di positrone e fotone, la loro direzione e il tempo relativo.

---

## Capitolo 2

# L'esperimento MEG

L'esperimento MEG <sup>1</sup> si propone di raggiungere una sensibilità di  $\sim 10^{-13}$  sul singolo evento per il decadimento  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ , un miglioramento di circa due ordini di grandezza rispetto al limite attuale (cfr.tab.1.3).

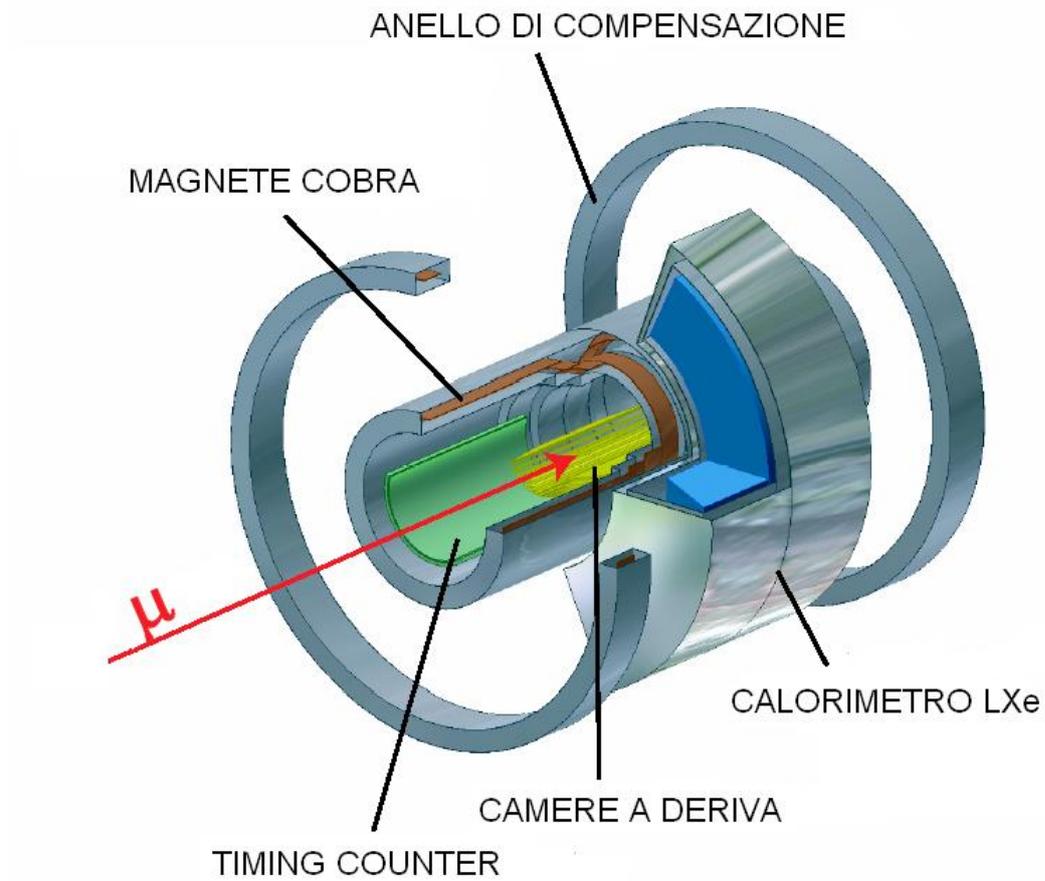
Come detto, gli attuali studi sulle teorie supersimmetriche prevedono un  $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)$  dello stesso ordine di grandezza, e l'esperimento ha perciò notevoli possibilità di successo. Va comunque sottolineato come anche nel caso in cui non venga osservato nessun segnale, l'esperimento porrebbe comunque dei vincoli stringenti sulle nuove teorie, ed in generale sulla natura di una possibile "nuova fisica".

L'esperimento è frutto di una collaborazione internazionale che coinvolge, oltre all'Italia, Giappone, Russia, Stati Uniti e Svizzera. La sede è presso il Paul Scherrer Institute di Villigen (CH), dove si trova il fascio di muoni a bassa energia più intenso attualmente disponibile al mondo (circa  $10^8 \mu/s$ ). Questo è un punto cardine dell'esperimento, in quanto la rarità dell'evento ricercato impone la necessità di raggiungere la maggiore statistica possibile. D'altra parte, l'incremento dell'intensità del fascio aumenta il numero di eventi spuri che possono contaminare la misura, rendendo necessarie risoluzioni spinte sulle variabili cinematiche dell'evento.

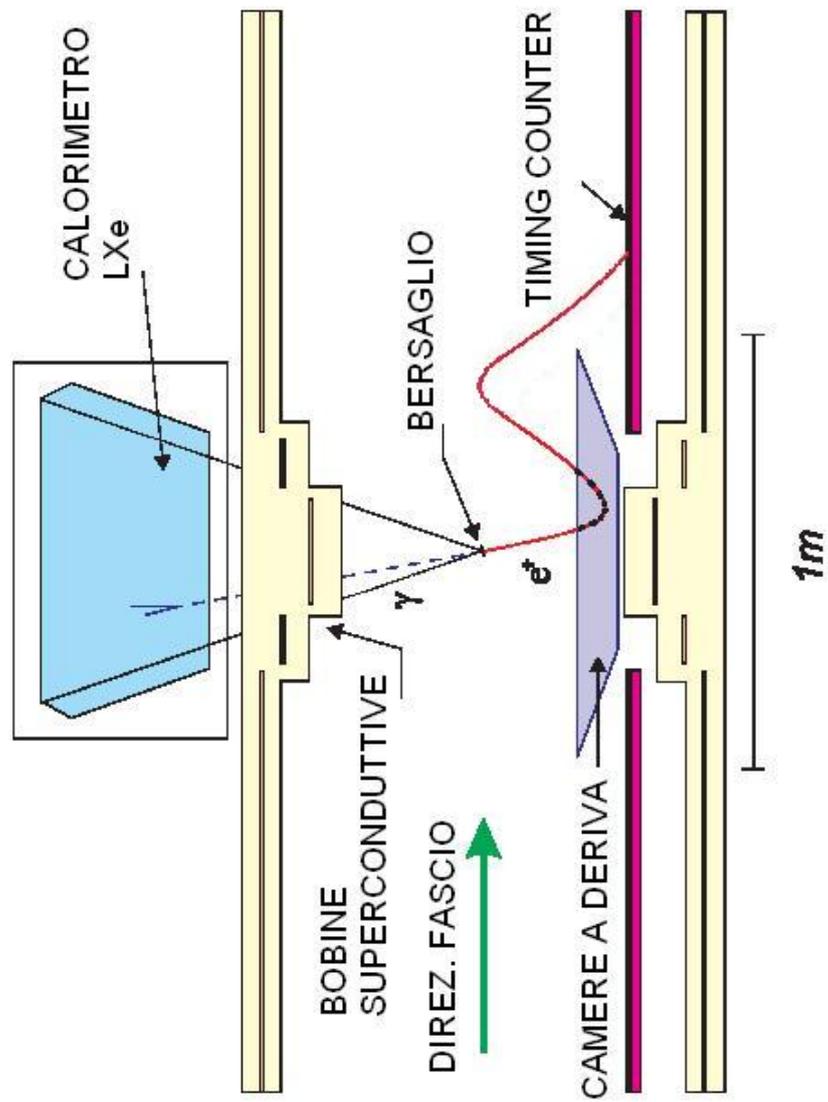
Il riconoscimento di un evento  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  consiste infatti nella rivelazione di un positrone e di un fotone di eguale energia ( $E_e = E_\gamma = \frac{m_\mu}{2}$ ), prodotti con impulsi eguali e opposti in coincidenza temporale. Le quantità di interesse per il riconoscimento del decadimento consistono pertanto nella misura dell'energia, della direzione di volo e del tempo relativo delle due particelle.

---

<sup>1</sup>Come riferimento generale per questo capitolo si veda [29], [30]



**Figura 2.1:** Vista schematica del magnete COBRA e della posizione dei rivelatori rispetto ad esso.



**Figura 2.2:** Sezione del magnete COBRA e posizione dei rivelatori rispetto ad esso.

In figura (2.1) e (2.2) sono mostrate delle viste schematiche del magnete e della posizione dei rivelatori rispetto ad esso.

Il fascio di muoni viene focalizzato da un sistema di lenti magnetiche verso la zona del target, posta all'interno del magnete superconduttore COBRA (COnstant Bending RAdius).

Il campo magnetico generato dal COBRA permette di selezionare il momento e la direzione dei positroni uscenti dal target. Il campo è infatti realizzato in maniera tale che positroni monocromatici seguano traiettorie con raggio di curvatura costante, indipendentemente dall'angolo di emissione. Questo permette di ridurre notevolmente il rate di eventi sulle camere a deriva (*Drift Chamber, DC*) e sul Timing Counter (TC), che sono posizionati lungo il profilo del COBRA. I due rivelatori hanno il compito, rispettivamente, di misurare la traccia ed il tempo di volo del positrone.

Mentre la totalità dei positroni è confinata all'interno del magnete, i fotoni vengono rivelati da un calorimetro posto all'esterno del magnete stesso. I fotoni devono pertanto attraversare le pareti del magnete, ed è di fondamentale importanza che queste ultime siano il più trasparenti possibili ai raggi  $\gamma$ .

Il calorimetro consiste in un volume di  $0.8 \text{ m}^3$  di Xenon liquido, osservato da  $\sim 850$  fototubi, con la funzione di raccogliere la luce di scintillazione, dando una misura dell'energia, del tempo di volo e della direzione del fotone rivelato.

Nel seguito verranno illustrate brevemente le caratteristiche di ciascun componente dell'apparato sperimentale; per quanto riguarda il Timing Counter, esso verrà illustrato in dettaglio nei capitoli successivi.

## 2.1 Fascio e bersaglio

Il ciclotrone del PSI accelera protoni sino ad energia di  $590 \text{ MeV}$  con corrente di fascio sino a  $\sim 1.9 \text{ mA}$ . I protoni vengono trasportati verso 2 target di grafite, che si distinguono per il differente spessore:  $7 \text{ mm}$  per il target M (*Mince*, sottile) e  $40 \div 60 \text{ mm}$  per il target E (*Epais*, spesso). I protoni producono principalmente pioni carichi che decadono in volo o nel bersaglio, originando muoni ed elettroni.

Il canale utilizzato per l'esperimento, denominato  $\pi E5$ , seleziona muoni di bassa energia prodotti nel target E ad un angolo di  $175^\circ$  rispetto alla direzione del fascio primario.

Le caratteristiche del canale  $\pi E5$  sono elencate in tabella (2.1).

Lavorando sui parametri dell'estrattore del fascio è possibile selezionare solo i "muoni superficiali", ovvero quelli prodotti dal decadimento dei pioni vicino alla superficie del target. Per pioni che decadono a riposo i muoni

|                            |                             |
|----------------------------|-----------------------------|
| Angolo solido              | 150msr                      |
| Range impulso              | $20 \div 120 \text{ MeV}/c$ |
| Lunghezza                  | 10.4m                       |
| Banda impulso (FWHM)       | 10%                         |
| Risoluzione impulso (FWHM) | 2%                          |
| Emittanza orizzontale      | 15.3 cm rad                 |
| Emittanza verticale        | 3.6 cm rad                  |

**Tabella 2.1:** Principali caratteristiche del canale  $\pi E5$ .

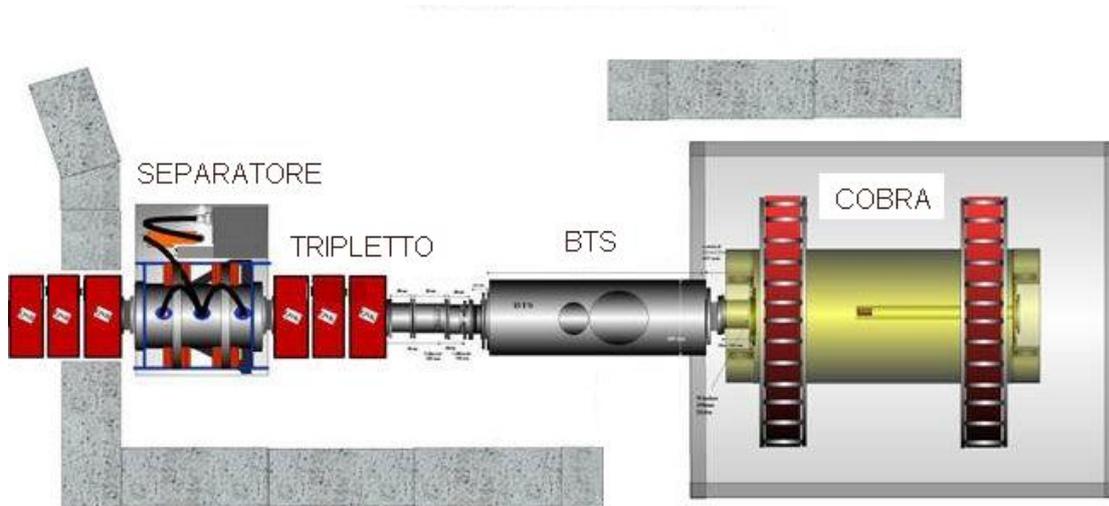
risultanti hanno 28 MeV di impulso, e possono essere pertanto facilmente fermati e fatti decadere a riposo in un target sottile, riducendo al minimo i fenomeni di scattering multiplo che potrebbero altrimenti perturbare la misura.

Il fascio così selezionato passa attraverso una serie di elementi magnetici (vedi fig. 2.3) che hanno lo scopo di ottimizzarne le caratteristiche [31]:

- un tripletto di quadrupoli, che foccheggiano il fascio dopo l'estrazione dal bersaglio;
- un separatore elettrostatico (Filtro di Wien), usato come selettore di velocità, ha lo scopo di separare i muoni dai positroni generati da decadimenti all'interno dello stesso target di produzione. All'uscita dal Filtro di Wien i due fasci mostrano una separazione spaziale  $> 11\sigma$  e sono pertanto facilmente distinguibili;
- un secondo tripletto di quadrupoli foccheggia nuovamente il fascio dopo la separazione positrone/muone;
- un solenoide di trasporto (*beam transport solenoid, BTS*) è utilizzato per accoppiare il fascio fra l'uscita dell'ultimo tripletto di quadrupoli e il magnete COBRA.

All'uscita dal BTS il fascio mostra uno spot ellissoidale con assi  $\sigma_x = 5.5 \text{ mm}$  e  $\sigma_y = 6.5 \text{ mm}$ .

Durante il setup dell'esperimento sono stati testati diversi materiali per determinare la composizione del target, in particolare polietilene  $(CH_2)_n$ , Mylar  $(C_5H_4O_2)_n$  e Kapton  $(C_{22}H_{10}N_2O_5)_n$ ; considerando lo stopping power e la lunghezza di radiazione di ciascun materiale il miglior compromesso fra la soppressione del background e la qualità del fascio è stato trovato essere il polietilene.



**Figura 2.3:** Trasporto del fascio verso magnete COBRA.

Muoni da  $28 \text{ MeV}$  hanno un range di  $1.1 \text{ mm}$  in polietilene; la migliore configurazione finale è stata valutata attraverso simulazioni Montecarlo, ed è risultata essere l'utilizzo di un *degrader* di spessore  $700 \mu\text{m}$  posizionato all'interno del BTS nell'ultimo punto focale del solenoide di trasporto, e la realizzazione di un target di  $150 \mu\text{m}$  posto al centro del COBRA con un'inclinazione di  $22^\circ$  rispetto all'asse del fascio. Così facendo l'effettivo percorso dei muoni all'interno del target risulta essere  $400 \mu\text{m}$ . L'utilizzo di due elementi separati permette di ridurre al minimo lo spessore del target e conseguentemente di ridurre anche l'energia che i positroni creati possono perdere nel target medesimo; l'energia persa da un positrone in  $150 \mu\text{m}$  di polietilene è infatti  $\sim 30 \text{ KeV}$ .

## 2.2 Il rivelatore per positroni

Il rivelatore per positroni consiste di tre elementi principali: il magnete superconduttore COBRA, che fornisce un campo solenoidale con gradiente di campo lungo l'asse  $z$  del fascio, una serie di camere a deriva, con le quali viene misurato l'impulso e ricostruita la traccia del positrone, e il Timing Counter, che ha lo scopo di determinare il tempo e la posizione di impatto del positrone.

### 2.2.1 Il magnete COBRA

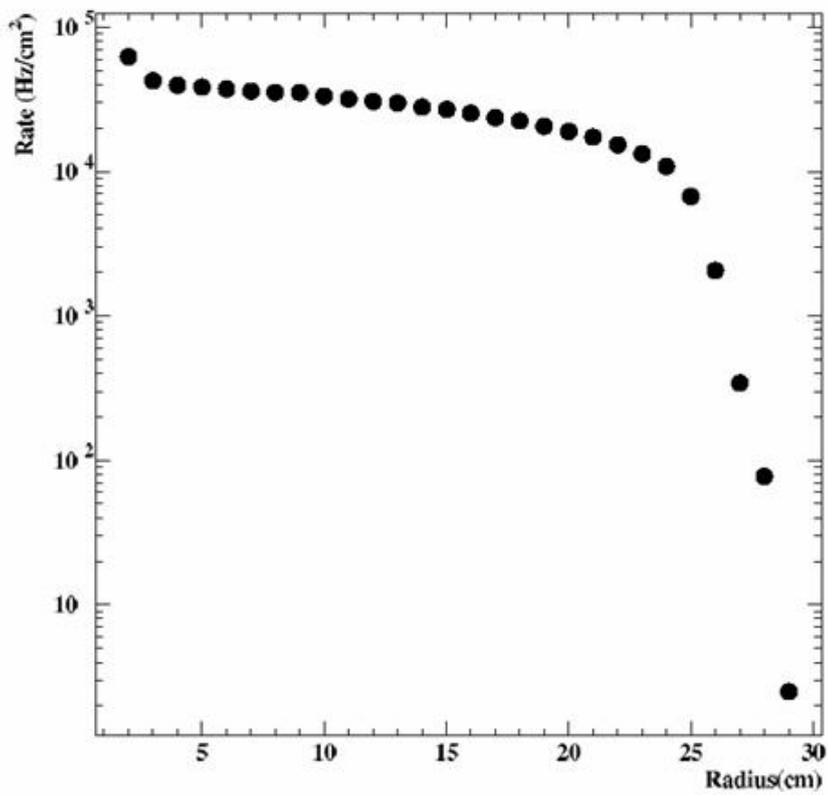
In generale l'utilizzo di un campo magnetico solenoidale permette di curvare le traiettorie delle particelle confinando i muoni a basso impulso entro un cilindro di raggio determinato dalla mappa del campo. Posizionando le camere a deriva all'esterno di un cilindro di raggio opportuno è pertanto possibile eliminare una buona parte dei positroni provenienti dal decadimento banale  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$  (positroni di Michel) senza che essi interagiscano con le camere, diminuendo il rate di eventi su di esse (cfr. fig. 2.4).

Un campo solenoidale uniforme presenta però delle caratteristiche che sono di ostacolo alla realizzazione della misura [32]:

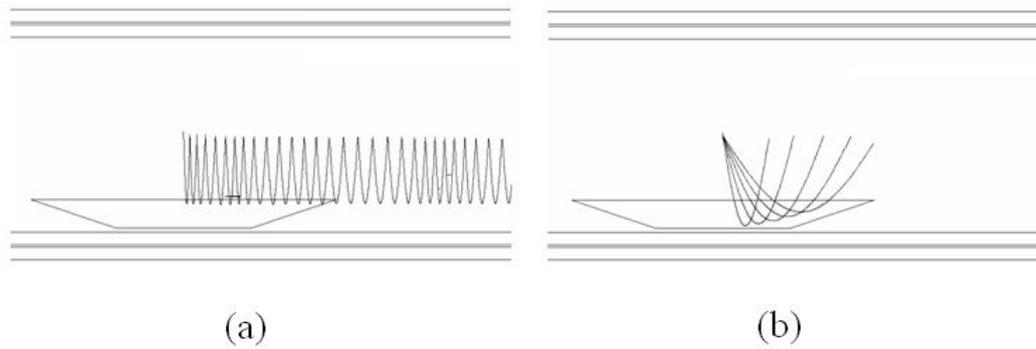
- per positroni emessi con angolo prossimo a  $90^\circ$  il passo della traiettoria elicoidale percorsa è molto piccolo, pertanto essi compiono molti giri nelle camere, lasciando numerosi segnali e rendendo difficoltosa la ricostruzione delle tracce (fig.2.5a),
- fissato il modulo dell'impulso, il raggio di curvatura del positrone dipende dall'angolo di emissione, il che rende difficile la selezione delle tracce (fig.2.5b).

Questi problemi possono essere superati utilizzando un magnete quasi solenoide con un opportuno gradiente di campo; per il magnete COBRA l'intensità è di  $1.26 T$  al centro del magnete  $z = 0$ , in corrispondenza della posizione del target, e diminuisce all'aumentare di  $|z|$ , avendo orientato  $z$  lungo la direzione del fascio come mostrato in figura (2.7).

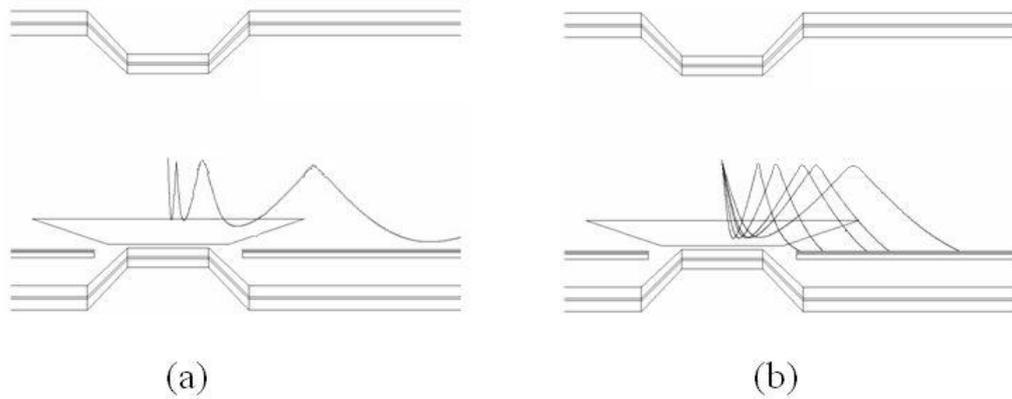
Il gradiente di campo è ottenuto anche lungo la direzione radiale: questa particolare mappatura del campo fa sì che anche positroni emessi con angolo vicino a  $90^\circ$  rispetto l'asse del solenoide compiano solo uno o due giri all'interno delle camere. Inoltre il raggio della traiettoria dipende solo dal modulo dell'impulso, e non dalla sua componente trasversa; è possibile quindi fissare l'intensità del campo in modo che solo positroni con energia prossima a  $E_e \simeq 52.8 MeV$  possano attraversare le camere, escludendo così gran parte dei positroni prodotti da decadimenti banali (fig.2.6a,b).



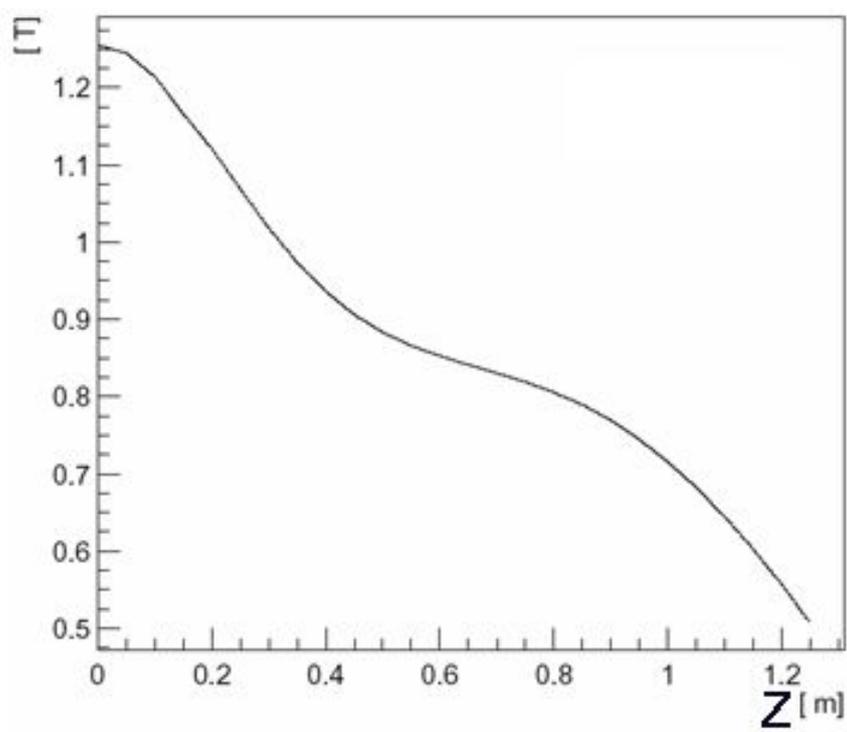
**Figura 2.4:** Rate di positroni di Michel in funzione della distanza dall'asse del magnete.



**Figura 2.5:** Comportamento di una particella in campo magnetico solenoidale uniforme: (a) traiettoria compiuta da una particella emessa a  $88^\circ$ ; (a) traiettorie di particelle monocromatiche emesse ad angoli differenti [32].



**Figura 2.6:** Vantaggi di un campo magnetico quasi solenoidale con gradiente di campo lungo asse del fascio: (a) traiettoria compiuta da una particella emessa a  $88^\circ$ ; il positrone è estratto più velocemente dalla zona delle camere. (b) Traiettorie di particelle monocromatiche emesse ad angoli differenti. Il raggio di confinamento è indipendente dall'angolo di emissione [32].



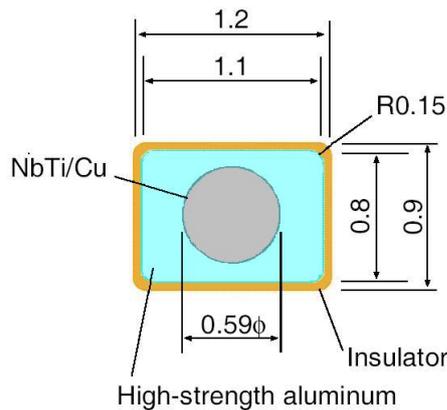
**Figura 2.7:** Andamento dell'intensità del campo magnetico sull'asse del solenoide,  $R=0$ .

| Bobina            | Centrale | Gradiente | Esterno | Compens.  |
|-------------------|----------|-----------|---------|-----------|
| Tipologia         | Superc.  | Superc.   | Superc. | Resistiva |
| Diametro int (mm) | 700      | 810       | 920     | 2210      |
| Diametro ext (mm) | 712.4    | 820.6     | 929.5   | 2590      |
| Lunghezza (mm)    | 240.3    | 110.4     | 749.2   | 265       |
| Strati            | 4        | 4         | 3       | 14        |
| Induttanza (H)    | 1.64     | 0.62      | 2.29    | 0.54      |
| $I_{op}$ (A)      | 360      | 360       | 360     | 360       |
| Energia E (KJ)    | 106      | 40        | 148     | 35        |
| Peso M (Kg)       | 9        | 4         | 28      | 1620      |
| E/M               | 11.8     | 10.0      | 5.3     | 0.02      |

**Tabella 2.2:** Principali caratteristiche delle bobine del magnete COBRA.

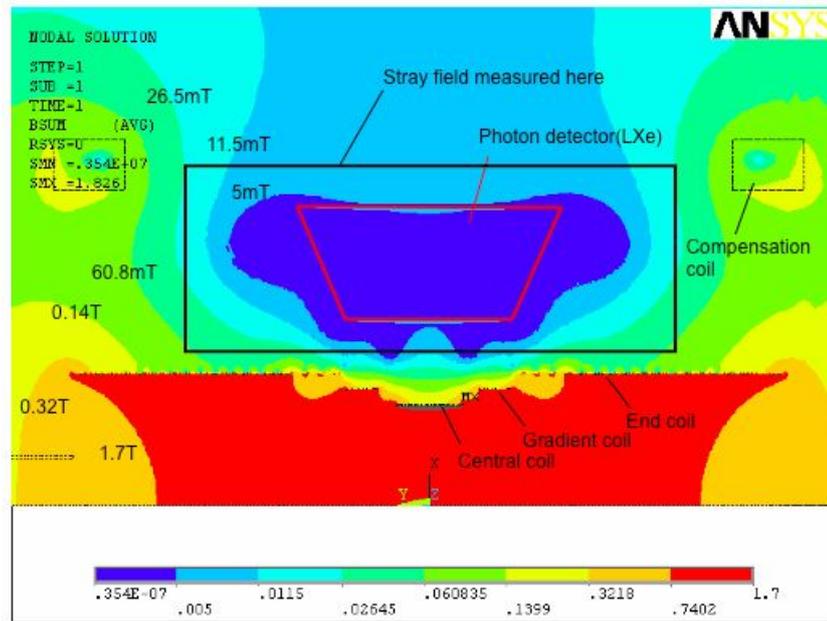
Il campo è generato da 5 bobine superconduttive, di 3 differenti diametri: una bobina centrale, due bobine per generare il gradiente di campo e due bobine esterne. Il magnete è completato da due bobine esterne (anelli di compensazione), il cui scopo è quello di compensare il campo magnetico riducendone l'intensità sino a  $\sim 50 Gauss$  nella zona occupata dal calorimetro (fig. 2.9), in modo da permettere un corretto funzionamento dei fototubi, la cui risposta è sensibile al campo magnetico.

In tabella 2.2 vengono presentati le caratteristiche delle 3 differenti bobine e quelle dei cavi superconduttori.



**Figura 2.8:** Sezione del cavo utilizzato per creare gli avvolgimenti del magnete COBRA.

I cavi sono composti da fili a multifilamento di Niobio-Titanio, immersi in una matrice di rame posta in supporto di alluminio di dimensioni  $1.2 \times 0.9 mm$



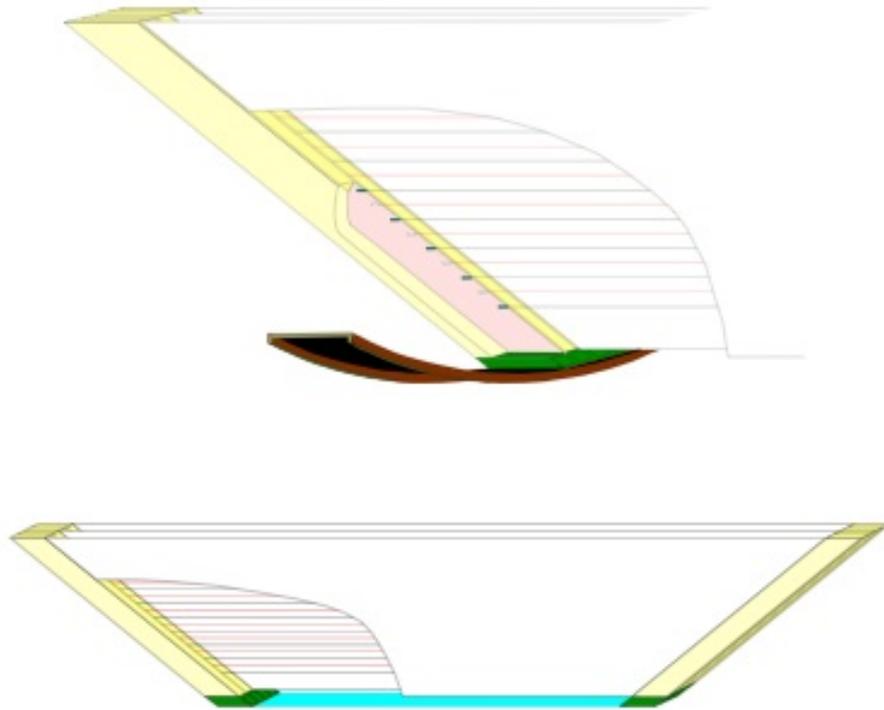
**Figura 2.9:** Mappa del campo nella zona del magnete. L'intensità in prossimità del calorimetro è ridotto a 50 Gauss per permettere il corretto funzionamento dei fototubi.

(vedi fig. 2.8). Questa struttura fornisce ai cavi la resistenza meccanica necessaria e permette di ridurre le strutture di sostegno esterne al minimo. La densità di corrente variabile nelle bobine è ottenuta variando il passo degli avvolgimenti, il numero di strati e l'orientamento del cavo (ricordiamo che il cavo ha sezione rettangolare), come mostrato in tabella 2.2.

Lo spessore degli avvolgimenti deve essere in generale minimizzato, in maniera da rendere la struttura più trasparente possibile ai fotoni emessi. In particolare in corrispondenza del calorimetro a LXe si ha uno spessore massimo di  $3.83 \text{ g/cm}^2$ , che corrispondono a 0.197 lunghezze di radiazione. Grazie a questo accorgimento, la probabilità di conversione per un fotone da  $52.8 \text{ MeV}$  è del 15%, ovvero l'85% dei fotoni oltrepassano le pareti del COBRA senza interazioni.

## 2.3 Camere a drift

La ricostruzione della traccia del positrone è ottenuta utilizzando 16 camere a drift di forma trapezoidale, composte da 2 celle, poste radialmente e intervallate di  $10^\circ$  rispetto all'angolo azimutale [33].



**Figura 2.10:** Vista schematica delle camere a drift.

L'area sensibile delle camere copre un intervallo  $19.3 < r < 27\text{cm}$  lungo la coordinata radiale, mentre lungo la coordinata  $z$  si ha copertura su  $|z| < 50\text{cm}$  per il raggio interno e  $|z| < 21.9\text{cm}$  per il raggio esterno.

Le pareti delle camere sono formate da fogli di materiale plastico; un sottile strato di alluminio è depositato sui fogli che fungono da catodo. Il deposito è sagomato in maniera da ottenere una “pad di Vernier” (fig.2.11).

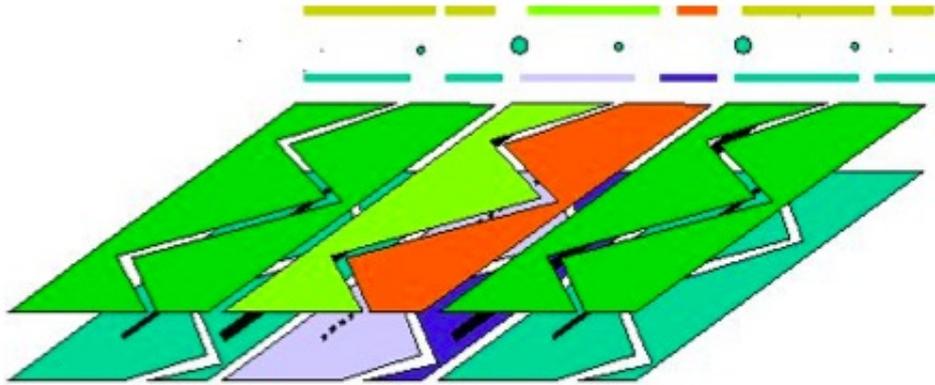


Figura 2.11: Pad di Vernier.

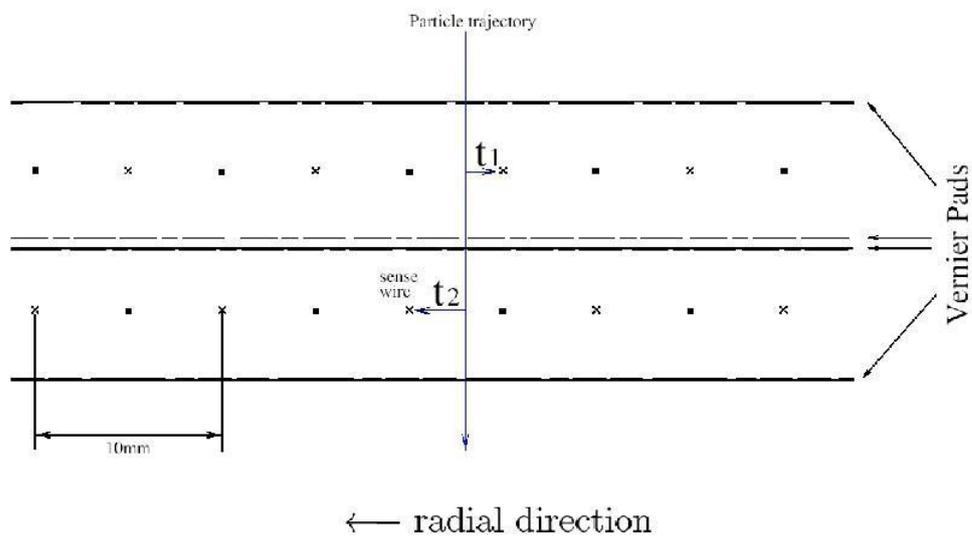


Figura 2.12: Sezione trasversa delle camere.

La configurazione delle celle permette di misurare simultaneamente la coordinata radiale e il tempo assoluto della traccia. La differenza fra i tempi di deriva in due celle adiacenti ( $t_1 - t_2$ ) fornisce la coordinata  $r$  della traccia con una accuratezza di  $\sim 150 \mu m$ , mentre la media ( $\frac{t_1+t_2}{2}$ ) restituisce il tempo assoluto della traccia con una precisione di  $5 ns$ . L'alta risoluzione temporale è fondamentale per la corretta ricostruzione della traccia.

Dall'analisi dei rapporti di carica fra le due estremità del filo sensibile è possibile ottenere un'informazione sulla coordinata  $z$  con precisione di  $1 cm$ . Il particolare profilo dei catodi permette comunque un perfezionamento della risoluzione sino a  $\sim 300 \mu m$ .

Le camere sono riempite di una miscela al 50% di He e 50% di etano ( $C_2H_6$ ); la composizione della miscela è stata scelta cercando il miglior compromesso fra una buona ionizzazione del gas e una bassa probabilità di scattering multiplo.

## 2.4 Il calorimetro a LXe

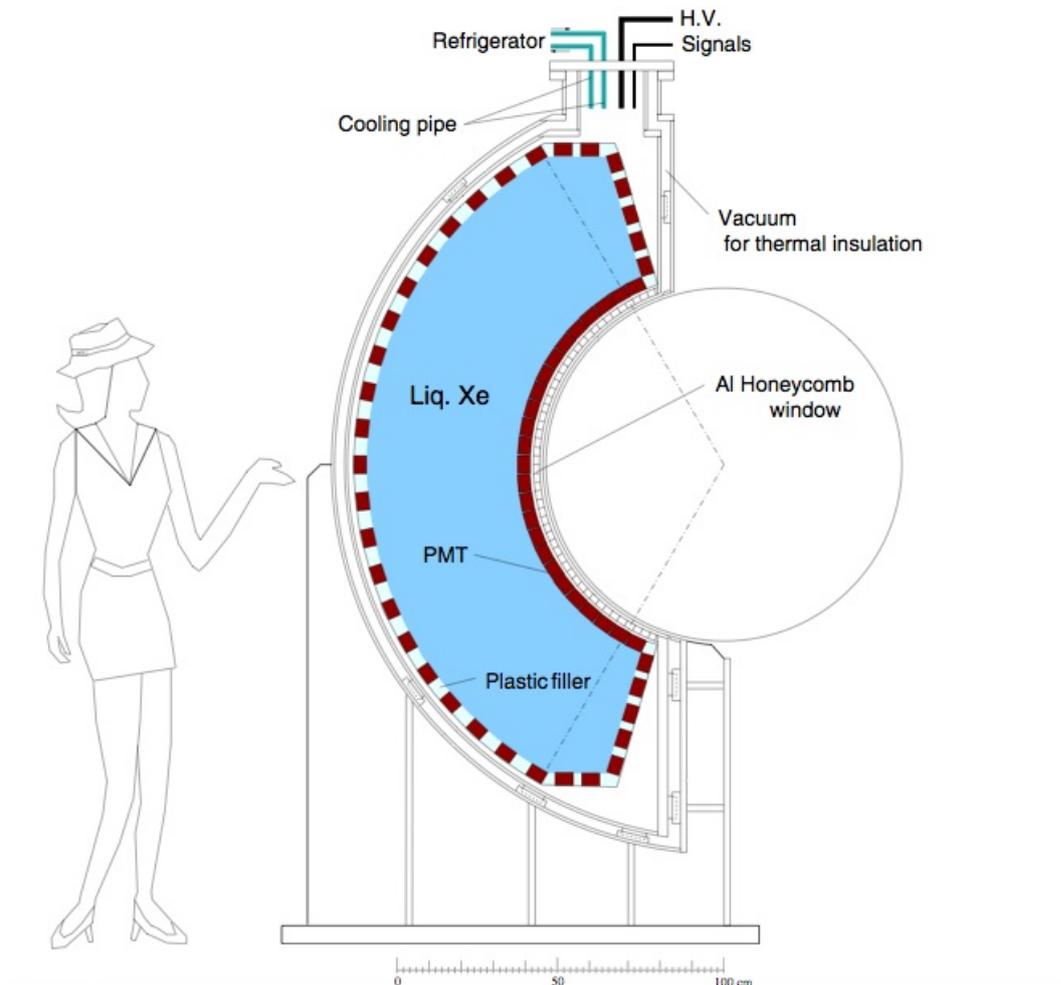
La ricostruzione di energia, direzione e timing del fotone è affidata ad un calorimetro a Xenon liquido (LXe) sagomato a "C" e posto al di fuori del magnete nella zona centrale, come mostrato in figura (2.1), (2.2) e (2.13).

La particolare sagoma del calorimetro è stata scelta al fine di minimizzare il volume rispetto all'angolo di accettazione del rivelatore. La parete frontale dello strumento dista  $65 cm$  dal centro del bersaglio, il volume del contenitore è profondo  $47 cm$ . Il volume fiduciale copre un angolo solido  $\frac{\Delta\Omega}{4\pi} \sim 12\%$  corrispondente a un'estensione di  $120^\circ$  in  $\phi$  con  $|\cos\theta| < 0.35$ , essendo  $\theta$  e  $\phi$  gli angoli polari.

Il calorimetro consiste in un volume di  $\sim 0.8 m^3$  di Xenon liquido, tenuto alla temperatura di  $165 K$  e alla pressione di  $3 atm$ , osservato sotto l'intero angolo solido da 848 PMT (fig. 2.14), immersi nello Xenon per massimizzare la raccolta della luce. Solo la luce di scintillazione viene rivelata, senza tentare di rivelare la ionizzazione [34], [35].

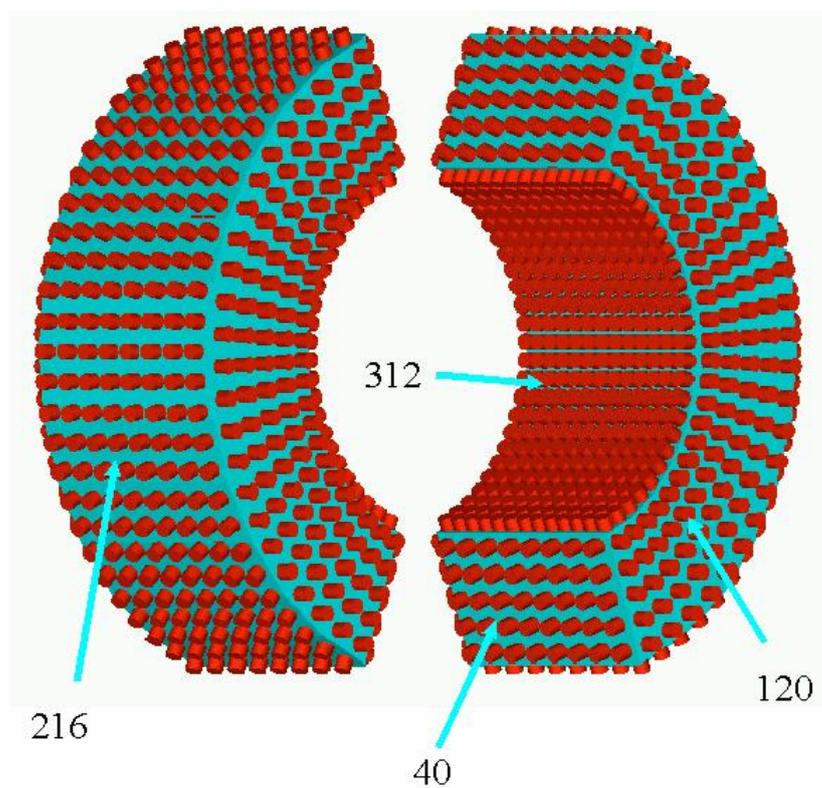
Lo Xenon presenta proprietà (tabella 2.4) che lo rendono un ottimo scintillatore:

- la sua lunghezza di radiazione è molto corta, ciò permette di mantenere un volume relativamente sottile;
- possiede un ottimo yield luminoso, comparabile a quello dello ioduro di sodio,  $NaI$ ; questo è un elemento essenziale per ottenere un'alta risoluzione energetica;



**Figura 2.13:** Vista del rivelatore a LXe.

- la luce di scintillazione ha un rise time piuttosto basso e una coda del segnale molto corta. In questo modo è possibile minimizzare il problema della sovrapposizione di segnali provenienti da eventi differenti (fenomeno del *pile-up*).



**Figura 2.14:** Posizione e numero dei PMT del calorimetro a LXe.

|                               |           |
|-------------------------------|-----------|
| $\rho(g/cm^2)$                | 2.98      |
| $Z$                           | 54        |
| $\lambda_{peak} (nm)$         | 178       |
| Punto ebollizione $T(K)$      | 167.1     |
| $dE/dx (MeV/cm)$              | 3.89      |
| $X_0 (cm)$                    | 2.77      |
| Lunghezza assorbimento $(cm)$ | $> 100$   |
| Lunghezza attenuazione $(cm)$ | $\sim 40$ |
| $\tau_{decadimento} (ns)$     | 4.2       |
| Indice di rifrazione          | 1.56      |

**Tabella 2.3:** Principali caratteristiche dello Xe liquido utilizzato come scintillatore.

Il meccanismo di emissione di luce per questo tipo di scintillatori è dovuto alla combinazione di due atomi di cui almeno uno in stato eccitato; lo stato legato così formato è chiamato “eccitone”. L’eccitone si diseccita, emettendo luce di scintillazione e i due atomi dissociati. La caratteristica fondamentale di questo fenomeno è che la possibilità di riassorbimento dei fotoni emessi è praticamente nulla, in quanto essi provengono dal diseccitamento di un sistema legato di due atomi, che non esiste come stato fondamentale.

Grazie a questa caratteristica la risposta dello Xenon è limitata solo dalle impurezze presenti nel liquido (ossigeno, acqua, etc.), che riducono la lunghezza di assorbimento, e dalla diffusione Rayleigh, che compromette la ricostruzione spaziale e temporale. L’uniformità del mezzo è quindi un parametro fondamentale per il corretto funzionamento del calorimetro. Prima di procedere alla liquefazione si è pertanto provveduto alla purificazione del gas stesso.

Come detto, l’energia del fotone viene misurata attraverso 848 PMT che rivelano la luce di scintillazione dello Xe. Per determinare la posizione del  $\gamma$  incidente, è molto importante definire le dimensioni dell’evento, in modo che la ricostruzione non sia affetta da fluttuazioni dovute a sciami elettromagnetici.

La posizione del fotone incidente viene ricostruita in due passaggi:

1. si trova il PMT della parete di ingresso del calorimetro su cui è visto il picco di luce,
2. si determina la posizione in maniera più precisa osservando il segnale in uscita dai PMT circostanti.

E’ importante sottolineare come i fototubi debbano soddisfare alcuni requisiti essenziali:

- buona resistenza meccanica, dovendo lavorare a  $P = 3 \text{ atm}$ ;
- buona sensibilità all'emissione ultravioletta dello Xe ( $\lambda = 178 \text{ nm}$ );
- capacità di lavorare a temperature di  $\sim 165 \text{ K}$ ;
- il rilascio di materiale deve essere il più ridotto possibile, per mantenere la purezza dello Xe.

Allo scopo di controllare tutti i parametri che ne garantiscono il funzionamento, prima di procedere alla costruzione del calorimetro vero e proprio sono stati sviluppati due prototipi, di cui l'ultimo con volume fiduciale di  $\sim 100L$ , con ottimi risultati [34], [35].

Il calorimetro a Xe è già stato trasportato al PSI ed è in questo periodo in fase di test. L'installazione definitiva è stata completata durante il mese di Settembre 2007; attualmente il calorimetro è in fase di test e calibrazione, e sarà reso operativo entro la fine di Ottobre 2007.

## 2.5 Timing counter

Dopo avere attraversato le camere a deriva i positroni incontrano il Timing Counter (TC). In questo paragrafo daremo una breve spiegazione delle sue caratteristiche fondamentali, rimandando ai capitoli successivi per una trattazione esaustiva.

Il rivelatore è studiato per ottenere una misura del timing del positrone con risoluzione FWHM di  $100 \text{ ps}$ , e fornire inoltre un segnale di trigger per selezionare eventi costituiti da un positrone in coincidenza temporale e collineare con un fotone che viene come detto individuato nel calorimetro.

Vi sono due identici Timing Counter (*upstream*  $z < 0$ , *downstream*  $z > 0$ ) posizionati in maniera simmetrica rispetto al centro del magnete COBRA, ad un raggio di  $31.9 \text{ cm}$ ; i rivelatori coprono un angolo  $\phi = 157.5^\circ$  e la posizione rispetto alla direzione del fascio (asse  $z$ ) è  $27.6 < |z| < 108.0 \text{ cm}$ .

Ciascun TC è costituito da due strati di barre di scintillatori plastici, posti ortogonalmente l'uno rispetto all'altro. Lo strato più esterno è ottimizzato per la misura del timing del positrone e della sua direzione, mentre quello più interno è dedicato alla realizzazione di un segnale di trigger veloce, e alla misura della posizione di impatto.

Le barre esterne sono lette da fototubi, mentre per lo strato superiore non è stato possibile utilizzare uno schema analogo a causa della direzione delle linee del campo magnetico. Si è perciò scelto di sviluppare un sistema di fibre scintillanti lette da APD (*Avalanche PhotoDiode*).

L'intera struttura del TC è contenuta all'interno di un contenitore in materiale plastico (EVAL F) al fine di evitare che i fototubi lavorino in atmosfera di elio, il che accelererebbe il processo di deterioramento dei PMT stessi.

## 2.6 Background dell'evento e limiti sperimentali

Due sono le fonti principali di eventi di background che possono disturbare la misura:

- il background “fisico”, dato dal decadimento radiativo  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$ , nel caso in cui positrone e fotone vengano emessi “back-to-back” mentre i due neutrini portano via una minima quantità di energia,
- il background “accidentale”, ovvero la coincidenza fra un positrone di Michel e un fotone di alta energia. Quest'ultimo può essere generato da un decadimento radiativo, da un positrone che annichila in volo o da fenomeni di bremsstrahlung che possono coinvolgere  $e^+$  decaduti banalmente.

Analizziamo nel dettaglio le due diverse possibilità.

### 2.6.1 Background fisico

L'ampiezza di decadimento differenziale per il processo  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$  è calcolata in funzione delle energie di positrone e fotone, e dell'angolo fra le due direzioni di volo,  $z = \pi - \theta_{e\gamma}$ , secondo la formula data in [11],

$$d\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma) \simeq \frac{G_F^2 m_\mu^5 \alpha}{3 \times 2^8 \pi^4} \times \\ \times \left[ (1-x)^2 (1 - P_\mu \cos \theta_e) + \left( 4(1-x)(1-y) - \frac{1}{2} z^2 \right) (1 + P_\mu \cos \theta_e) \right] \times \\ \times dx dy dz d(\cos \theta_e), \quad (2.6.1)$$

dove sono state introdotte le grandezza normalizzate:

$$x = \frac{2E_e}{m_\mu} \quad y = \frac{2E_\gamma}{m_\mu} \quad 0 \leq x, y \leq 1, \quad (2.6.2)$$

$\cos z$  è stato sviluppato in serie,  $\theta_e$  è l'angolo fra la direzione dello spin del muone e la direzione del positrone e ci si è fermati al secondo ordine per i termini in  $x, y, z$ .

Come background dell'evento  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$  il caso di interesse è quello per cui  $x \simeq 1$ ,  $y \simeq 1$  e  $z \simeq 0$ .

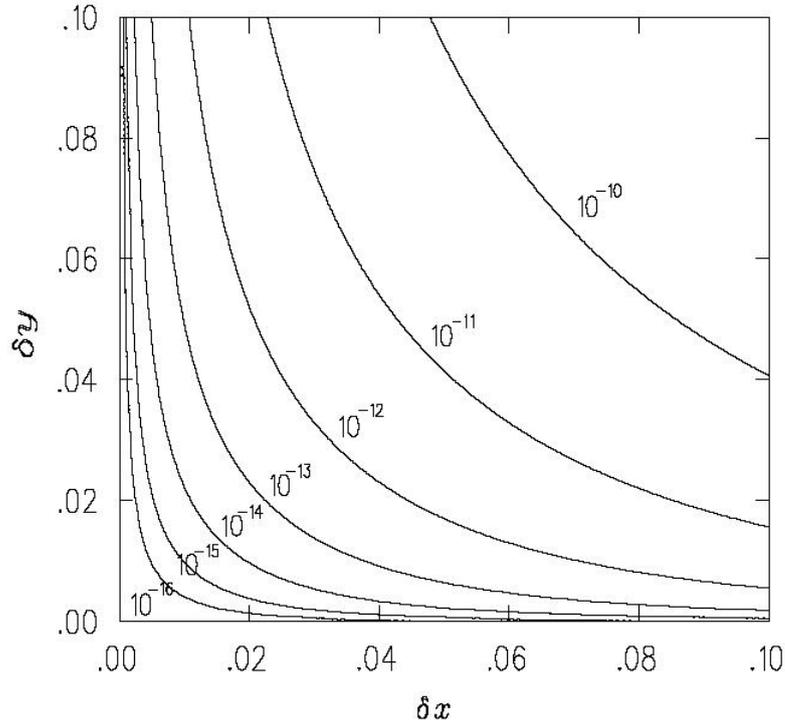
Nota la risoluzione dei rivelatori, il limite sulla sensibilità data da eventi di background di questo tipo può essere stimata integrando l'ampiezza di decadimento differenziale [11]:

$$dB(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma) = \frac{1}{\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma)} \int_{1-\delta x}^1 dx \int_{1-\delta y}^1 dy \int_0^{\min[\delta z, 2\sqrt{(1-x)(1-y)}]} dz \frac{d\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma)}{dx dy dz} = \quad (2.6.3)$$

$$\frac{\alpha}{16\pi} [J_1(1 - P_\mu \cos \theta) + J_2(1 + P_\mu \cos \theta)] d(\cos \theta),$$

dove  $\delta x$ ,  $\delta y$ ,  $\delta z$  corrispondono alle incertezze sulle variabili dovute alla risoluzione dei rivelatori, mentre  $\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma)$  è l'ampiezza totale di decadimento del muone.  $J_1$  e  $J_2$  sono polinomi di sesto grado nelle variabili  $\delta x$ ,  $\delta y$ ,  $\delta z$ .

In figura (2.15) è mostrato l'andamento del background dato dal processo ( $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$ ) in funzione della risoluzione del rivelatore.



**Figura 2.15:** Background fisico ( $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$ ) in funzione delle risoluzioni sulle variabili  $x, y$ .

## 2.6.2 Background accidentale

In un esperimento con un rate di muoni molto alto ( $R_\mu \sim 10^8 \mu/s$ ), come nel caso di MEG, il background di eventi accidentali diventa più importante del background di eventi fisici. In generale, il rate  $R_{acc}$  può essere stimato come

$$R_{acc} = R_\mu f_e^0 f_\gamma^0 \Delta t_{e\gamma} \left( \frac{\Delta\Omega_{e\gamma}}{4\pi} \right), \quad (2.6.4)$$

dove  $f_e^0$ ,  $f_\gamma^0$  sono le frazioni di spettro integrato di  $e^+$  e  $\gamma$  (provenienti dal decadimento  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$ ) che ricadono dentro i limiti della risoluzione del rivelatore.  $\Delta t_{e\gamma}$  e  $\Delta\Omega_{e\gamma}$  sono rispettivamente l'ampiezza della finestra temporale in cui viene osservato l'evento e la risoluzione angolare.

Data l'ampiezza della regione del segnale, ovvero note le risoluzioni  $\delta x$ ,  $\delta y$ ,  $\delta\theta_{e\gamma}$  e  $\delta t_{e\gamma}$  è possibile stimare  $R_\mu$ .

$f_e^0$  può essere stimato integrando lo spettro dei positroni di Michel nell'intervallo  $1 - \delta x < x < 1$ ; così facendo si ottiene  $f_e^0 \approx 2\delta x$ .

Analogamente, considerando il decadimento  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$  come una sorgente di fotoni da  $52.8 MeV$  e integrando lo spettro di fotoni entro la regione del segnale ( $1 - \delta y < y < 1$ ), si ottiene la stima  $f_\gamma^0 \approx \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) (\delta y)^2 (\log \delta y + 7.33)$ .

Considerato che  $\frac{\Delta\Omega_{e\gamma}}{4\pi} = \frac{(\delta\theta_{e\gamma})^2}{4}$  si ottiene infine

$$R_{acc} = R_\mu (2\delta x) \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) (\delta y)^2 (\log \delta y + 7.33) \left(\frac{(\delta\theta_{e\gamma})^2}{4}\right) (2\delta t). \quad (2.6.5)$$

Se ad esempio prendiamo come valori di riferimento una risoluzione energetica dell'1% per il positrone e del 6% per il fotone,  $\Delta\Omega = 3 \times 10^{-4} \text{ srad}$ ,  $\Delta t_{e\gamma} \sim 1 \text{ ns}$  ed infine un rate di muoni incidenti  $R_\mu = 10^8 \mu/s$  otteniamo un rate di eventi accidentali  $R_{acc} \sim 10^{-13}$ , ovvero il background di eventi accidentali diventa ben presto critico. E' evidente che il raggiungimento di sensibilità spinte dipende dai miglioramenti che si riescono ad ottenere sulle risoluzioni delle quantità in gioco.

## 2.7 Trigger e acquisizione dati

I segnali utili per un primo livello di trigger sono quelli forniti dal calorimetro e dal TC, in quanto il segnale delle camere a drift è troppo lento (bisogna considerare il tempo necessario per il drift degli elettroni nelle camere stesse).

Tutto il sistema di trigger è basato su schede VME (*Versa Module Europe*) dotate di FPGA (*Field Programmable Gate Arrays*), che hanno il compito

di digitalizzare l'uscita dei fototubi sia del calorimetro che del TC, con frequenza di campionamento di  $100MHz$ ; questo permette una ricostruzione preliminare dell'evento.

L'energia del fotone è determinata dalla somma dei segnali di tutti i PMT del calorimetro, mentre la direzione è determinata considerando la posizione del fototubo che rivela il segnale maggiore. L'analisi del tempo di salita della forma d'onda di questo PMT permette inoltre di ottenere il timing del fotone. Il rate stimato di fotoni con energia  $E_\gamma > 45 MeV$  è  $R_\gamma \approx 2KHz$ , considerando un rate di muoni incidenti di  $R_\mu = 10^8 \mu/s$ .

La rivelazione di un positrone in coincidenza temporale è affidata al Timing Counter: il suo posizionamento all'interno del magnete COBRA permette, come già evidenziato, di escludere la maggior parte dei positroni di bassa energia. Il rate totale di eventi dovuto a positroni di Michel su ogni Timing Counter è stimato in  $R_{TC} \approx 2 \times 10^6 e/s$ . La particolare struttura segmentata del Timing Counter permette di ottenere un fattore di reiezione  $f_\phi \sim 5$  per positroni non correlati spazialmente con il fotone.

Definendo una finestra di coincidenza temporale per gli eventi di  $\Delta t = 10 ns$  il rate di trigger per eventi di background non correlati è

$$R_{trig} = 2\Delta t R_\gamma \frac{R_{TC}}{f_\phi} \left( \frac{R_\mu}{10^8} \right)^2 \simeq 20Hz \left( \frac{R_\mu}{10^8} \right)^2. \quad (2.7.1)$$

L'acquisizione dati è affidata ad un chip di nuova concezione, chiamato Domino Sampling Chip, che ha il compito di digitalizzare l'uscita dei PMT e i segnali provenienti dalle Drift Chamber.

Un segnale (onda DOMINO) viene propagato, rigenerato e sincronizzato ad uno esterno su una sequenza chiusa di circuiti ciascuno dei quali introduce un ritardo fisso. Ad ogni stadio della propagazione dell'onda questa attiva il campionamento e il mantenimento del segnale in una capacità attraverso l'apertura e la chiusura di appositi interruttori. La sequenza si compone di 1024 passi con 1024 capacità campionatrici. Quando viene un segnale di trigger, il contenuto delle capacità viene "congelato" e digitalizzato da un ADC esterno, ottenendo una risoluzione temporale di  $500 ps$ .



---

## Capitolo 3

# Timing Counter - rivelatore longitudinale

Come già evidenziato nei capitoli precedenti, il segnale ricercato dall'esperimento è la rivelazione simultanea di un  $\gamma$  e un  $e^+$  emessi in direzione opposta con energia  $\frac{m_\mu}{2} = 52.8 \text{ MeV}$ .

L'intero apparato sperimentale è disegnato per ottenere una risoluzione temporale di  $\sim 150 \text{ ps}$ , ottenuta dalla somma in quadratura dei contributi provenienti dal calorimetro e dal Timing Counter. Il raggiungimento di una risoluzione così spinta è fondamentale per ridurre il numero di eventi accidentali di background.

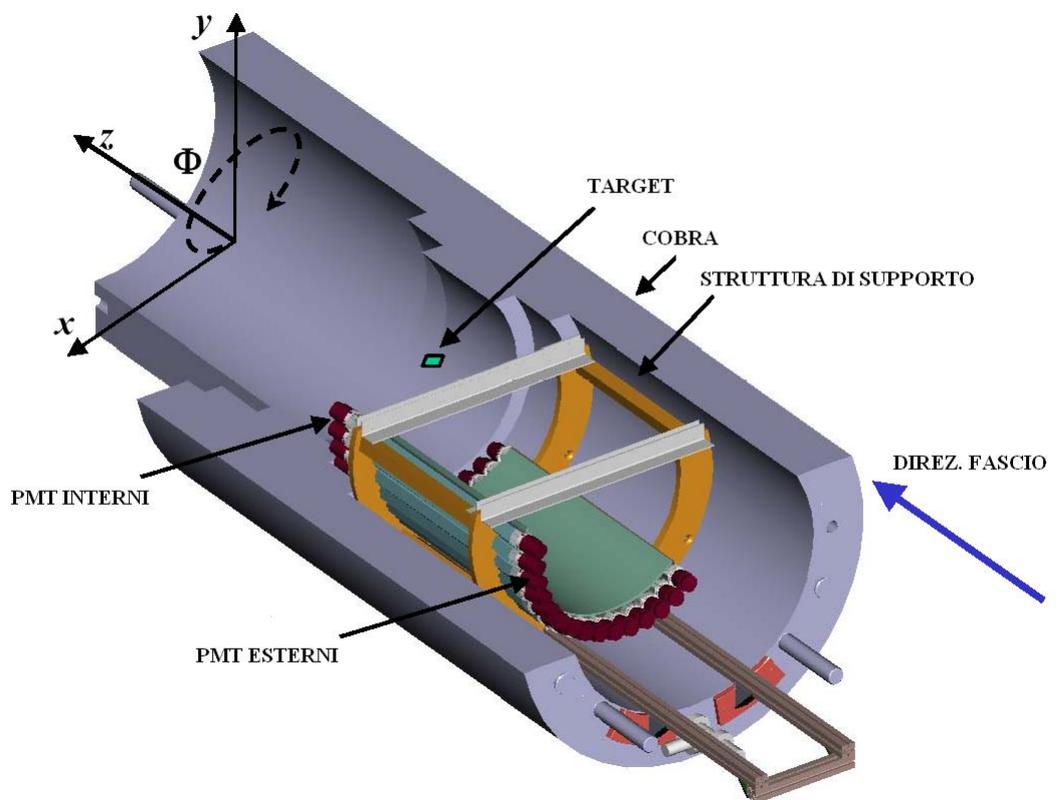
Per quanto riguarda il TC, il rivelatore è costituito da due moduli (longitudinale e trasversale), ciascuno dedicato ad un singolo compito: il rivelatore longitudinale misura il tempo di impatto del positrone ("timing") con risoluzione  $\sim 100 \text{ ps}$ , mentre il rivelatore trasversale è dedicato alla realizzazione di un segnale di trigger di 1° livello, nonché alla misura della posizione di impatto del positrone sul rivelatore con precisione  $\leq 1 \text{ cm}$ .

In questo capitolo vengono mostrate la struttura, il principio di funzionamento e le caratteristiche del rivelatore longitudinale, assieme alle principali misure effettuate durante la caratterizzazione dei dispositivi (PMT e barre scintillanti) [36], [37].

In appendice al capitolo viene illustrata inoltre la misura delle prestazioni del fototubo in funzione del tempo di invecchiamento del dispositivo stesso, misura necessaria al fine di garantire un funzionamento stabile dei PMT.



Figura 3.1: Il rivelatore longitudinale.



**Figura 3.2:** Schema della posizione del TC all'interno del magnete COBRA.

### 3.1 Concetto e struttura del rivelatore longitudinale

Il rivelatore longitudinale (fig. 3.1 e 3.2) consiste essenzialmente in uno strato di 15 barre di scintillatore plastico, disposte a raggiera interfacciate alle estremità a tubi fotomoltiplicatori, che rivelano il segnale prodotto dalle barre realizzando pertanto la misura di tempo di impatto a cui il rivelatore è dedicato (vedi par. 3.2). L'idea fondamentale alla base della realizzazione del TC-longitudinale è che il raggiungimento della risoluzione richiesta sia possibile solo ed esclusivamente lavorando con i primi fotoni prodotti nello scintillatore, evitando così effetti di dispersione dei cammini ottici dei fotoni (vedi par. 3.3.2) o del tempo di transito delle cascate elettroniche nei fototubi (vedi par. 3.3.3), effetti che ridurrebbero appunto la massima risoluzione ottenibile.

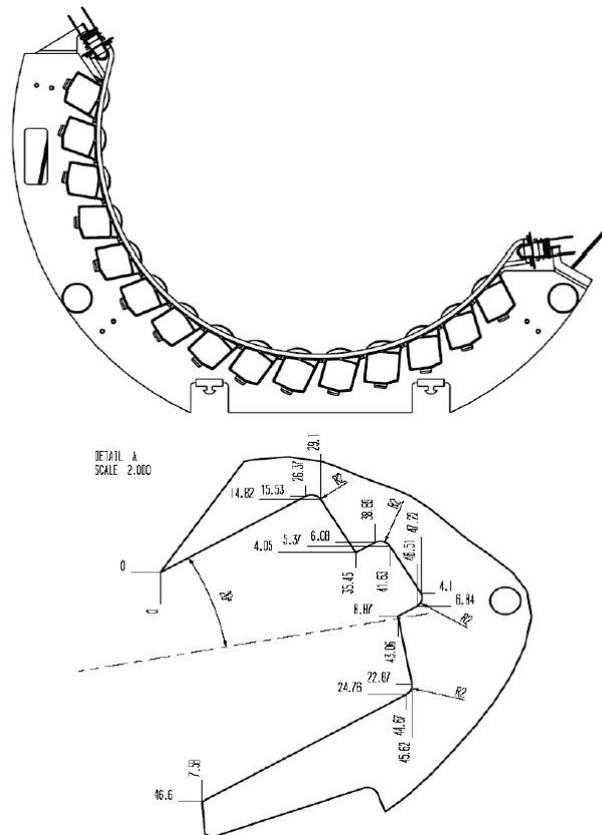


**Figura 3.3:** Supporto in plexiglass del rivelatore longitudinale e rinforzo in acciaio.

Le barre di scintillatore sono pertanto rivestite di un materiale assorbitore; in tal modo possono giungere ai fototubi solo ed esclusivamente i fotoni che si trasmettono per riflessione interna sulle superfici della barra. Le barre sono state quindi alloggiare in supporti di plastica appositamente creati, al fine di preservare la qualità dell'interfaccia, nonché di proteggere lo scintillatore da fonti di luce esterna. Questo permette pertanto di eliminare sorgenti di

rumore che potrebbero disturbare gravemente la misura: in generale l'implementazione di un sistema di rivelazione di timing basato sul segnale prodotto da i primi fotoni è, infatti, soggetta a fonti di errore sistematico, in particolare legate alla necessità di fissare una soglia di discriminazione piuttosto bassa. Per escludere ogni possibile fonte di errore è stato comunque deciso di implementare un sistema di discriminazione del segnale a doppia soglia.

La struttura a raggiera è ottenuta posizionando le barre su un supporto di plexiglass rinforzato con lamiera in acciaio (spessore 1.5 mm) , al fine di dare la necessaria rigidità meccanica all'insieme (figura 3.3).



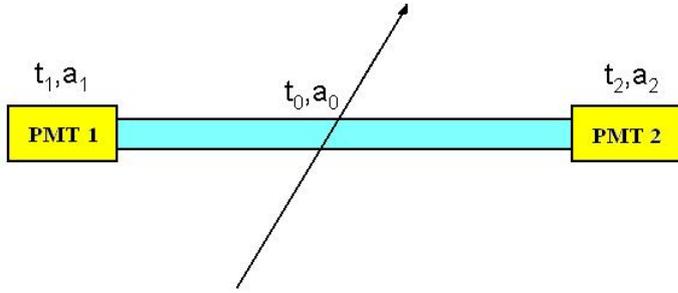
**Figura 3.4:** Disegno meccanico del supporto in plexiglass utilizzato per creare la struttura del TC.

Le barre sono disposte sul supporto ruotate di un angolo  $\alpha = 20.5^\circ$  attorno al loro asse, il che permette di uniformare le tracce dei positroni. In figura (3.4) è mostrato il disegno meccanico della disposizione delle barre sul supporto plastico, assieme al dettaglio dell'alloggiamento di una singola barra sul supporto medesimo.

Alla base del supporto sono praticati due alloggiamenti per permettere il posizionamento dell'intera struttura su due "binari" costruiti in profilato di alluminio. Questo costituisce un pratico sistema di inserimento del rivelatore all'interno del magnete COBRA, permettendo un facile allineamento del rivelatore, e limitando al minimo le sollecitazioni meccaniche dovute alla movimentazione dello stesso.

### 3.2 Principio di funzionamento

Analizziamo nel dettaglio il principio di funzionamento di un tipico sistema di misura del tempo di impatto di una particella, formato da una barra di scintillatore interfacciata da entrambe le estremità a PMT (figura 3.5).



**Figura 3.5:** Rappresentazione schematica del sistema barra+PMT.

Facendo riferimento alla figura (3.5), possiamo definire:

$$\begin{cases} t_1 = t_0 + \frac{x}{v} \\ a_1 = a_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \end{cases} \quad \begin{cases} t_2 = t_0 + \frac{l-x}{v} \\ a_2 = a_0 \exp\left(-\frac{l-x}{\lambda}\right) \end{cases} \quad (3.2.1)$$

dove  $t_1$ ,  $t_2$  sono i tempi misurati dai due fototubi mentre  $t_0$  è il tempo assoluto di impatto della particella;  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  rappresentano rispettivamente l'ampiezza dell'impulso generato dallo scintillatore e le ampiezze misurate dai fototubi. Con  $x$  indichiamo la posizione di impatto della particella sulla barra di lunghezza  $l$ ,  $v$  è la velocità di propagazione della luce nel materiale di cui è composta la barra,  $\lambda$  la lunghezza di attenuazione del materiale.

Possiamo dalle formule mostrate in (3.2.1) ricavare il valore di  $t_0$  e  $x$ , precisamente:

$$\begin{cases} t_0 = \frac{t_1+t_2}{2} - \frac{l}{v} \\ x = \frac{t_1-t_2}{2}v \end{cases} \quad (3.2.2)$$

Le incertezze su  $t$  e  $x$  sono chiaramente date da:

$$\begin{cases} \delta t_0 = \sqrt{\left(\frac{\delta t_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{\delta t_2}{2}\right)^2} \simeq \frac{\delta t_1}{\sqrt{2}} \\ \delta x = v\sqrt{\left(\frac{\delta t_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{\delta t_2}{2}\right)^2} \simeq v\frac{\delta t_1}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (3.2.3)$$

Quindi la risoluzione ottenibile sulla misura di tempo assoluto e posizione è legata alla massima risoluzione ottenibile sui tempi misurati dai singoli fototubi. Nel paragrafo seguente analizzeremo nel dettaglio la questione.

### 3.3 Generalità sulla risoluzione temporale

Al fine di ottenere la massima risoluzione temporale possibile, raggiungendo il limite di  $\sim 100$  ps è necessario anzitutto determinare quali siano le possibili sorgenti di incertezza nella misura, e quali gli accorgimenti necessari per ridurre al minimo quest'ultime.

Considerando l'intero sistema scintillatore-PMT-elettronica di lettura, i contributi all'incertezza sulla risoluzione provengono essenzialmente da:

- il tempo di risposta (*rise-time*) intrinseco dello scintillatore, legato all'emissione di fotoni e al loro riassorbimento, dovuto alla parziale sovrapposizione delle bande di emissione/assorbimento;
- la distribuzione dei cammini ottici dei fotoni generati isotropicamente dal meccanismo di scintillazione, che si riflette sui tempi di arrivo dei singoli fotoni sul fotocatodo del PMT;
- il tempo di risposta intrinseco del PMT, dovuto ai differenti tempi di transito di ciascuna cascata elettronica lungo la catena di dinodi, ed in particolare alla dispersione dei tempi stessi (*transit time spread*).
- effetti dovuti all'elettronica di lettura.

La risoluzione finale ottenibile è pertanto dovuta alla somma in quadratura dei singoli contributi, ovvero:

$$\sigma_T^2 = \sigma_{el}^2 + \frac{\sigma_{sc}^2 + \sigma_{vol}^2 + \sigma_{PMT}^2}{N_{pe}}. \quad (3.3.1)$$

E' importante sottolineare come tutti i contributi (eccezion fatta per quello legato all'elettronica) scalino come il numero di fotoelettroni prodotti,  $N_{pe}$ . Analizziamo ora nel dettaglio ciascun termine di (3.3.1), tralasciando il contributo dell'elettronica, per il quale è stato misurato un valore di  $\sigma \simeq 40$ ps.

### 3.3.1 Risoluzione dello scintillatore

Poniamo  $t_0$  l'istante in cui il positrone attraversa la barra. Il segnale osservato all'estremità consiste nella sovrapposizione dei segnali generati dai fotoni creati nello scintillatore; ciascuno di essi arriverà all'estremità con un ritardo

$$\Delta t_i = t_i - t_0, \quad (3.3.2)$$

dove  $t_i$  è il tempo di arrivo dell'  $i$ -esimo fotone.

La distribuzione dei tempi di ritardo è legata alla distribuzione di probabilità (*probability density function, pdf*) dei tempi di emissione dello scintillatore. Se pensiamo all'emissione di un singolo fotone, esso avrà un ritardo che può assumere qualsiasi valore all'interno della pdf dello scintillatore; il tempo di arrivo  $t_1$  sarà pertanto noto con un'incertezza che è data dalla  $\sigma$  della risposta dello scintillatore, che avrà un andamento del tipo:

$$N(t) = Ae^{-t/\tau_1}(1 - e^{-t/\tau_2}), \quad (3.3.3)$$

dove  $\tau_1$  e  $\tau_2$  sono rispettivamente il tempo di discesa e il tempo di salita della risposta dello scintillatore.

Se consideriamo l'emissione di  $N$  fotoni, possiamo definire il minimo ritardo come:

$$\Delta t_{min} = \min(\Delta t_i). \quad (3.3.4)$$

Il valor medio di questa quantità scalerà come il numero di fotoni prodotti; questo indica la necessità di utilizzare uno scintillatore che abbia la migliore risposta possibile. Le caratteristiche ricercate nello scintillatore saranno pertanto:

- risposta luminosa (*yield*) più elevata possibile  $\Rightarrow$  numero di fotoni prodotti elevato;
- tempo di durata dell'impulso luminoso molto breve  $\Rightarrow$   $\sigma$  intrinseca dello scintillatore piccola;
- tempo di salita dell'impulso breve  $\Rightarrow$  i fotoni sono concentrati sul fronte di salita.

Scegliendo un materiale con queste caratteristiche è possibile ridurre notevolmente il contributo dello scintillatore alla risoluzione totale del sistema. Nel caso della configurazione finale del rivelatore longitudinale, considerando che il passaggio di un positrone nelle barre produce isotropicamente un numero di fotoni  $N_e \simeq 5.5 \times 10^4$  con un'ampiezza dell'impulso luminoso di

2.2 ns, e stimando che il 3% dei fotoni vengano emessi con un angolo di 15° rispetto all'asse della barra si ottiene una risoluzione temporale di:

$$\sigma_{sc} \simeq \frac{2.2 \text{ ns}}{\sqrt{1000}} \simeq 70 \text{ ps}. \quad (3.3.5)$$

### 3.3.2 Dispersione dei cammini ottici

Un'altra fonte di incertezza sulla risoluzione temporale del sistema è dovuta al fatto che i fotoni vengono generati all'interno dello scintillatore non in un singolo punto ma lungo tutta la lunghezza della traiettoria che la particella percorre all'interno di esso. Questa dipende dall'angolo di incidenza del positrone sulla barra, la cui distribuzione è stata valutata attraverso l'ausilio di simulazioni Montecarlo.

In particolare due sono gli angoli significativi nella valutazione della dispersione dei cammini ottici, chiamati  $\alpha$  e  $\beta$  nel seguito, rispettivamente gli angoli formati dalle proiezioni della traiettoria del positrone sui piani  $x - y$  e  $y - z$  (in riferimento alla figura 3.2) con la normale alla superficie della barra. Naturalmente durante la fase di sviluppo e simulazione è stata cercata la configurazione che permettesse di minimizzare l'effetto della dispersione dei cammini ottici e uniformare le lunghezze delle tracce dei positroni nella barra. Senza entrare qui nel merito delle soluzioni adottate (alcuni dettagli verranno forniti nella sezione 3.6) ci limitiamo a sottolineare che l'effetto dovuto all'angolo  $\alpha$  è stato praticamente annullato ruotando la barra attorno al proprio asse di un angolo opportuno in maniera tale che la quasi totalità dei positroni incidesse in direzione normale alla barra, mentre, per quanto riguarda  $\beta$ , esso è stato stimato essere mediamente  $\beta \simeq 37^\circ$ , il che si riflette in una dispersione della tracce data da:

$$\sigma_{volo} \simeq \frac{l \sin \beta}{v_{eff}} \simeq 200 \text{ ps}, \quad (3.3.6)$$

dove si è posta una lunghezza media della traccia  $l = 5 \text{ cm}$ .

### 3.3.3 Transit time spread

Per quanto riguarda il fototubo, in generale si considera come risoluzione temporale intrinseca del dispositivo la quantità detta "transit time spread" (dispersione dei tempi di transito, *TTS*). A causa del processo stocastico di moltiplicazione all'interno del fototubo, infatti, ogni cascata elettronica prodotta avrà un suo tempo di percorrenza all'interno della catena di dinodi; la distribuzione dei tempi di percorrenza sarà pertanto affetta da un'incertezza

pari appunto al TTS del fototubo in questione.

Questa quantità è solitamente definita per un singolo fotoelettrone; nel caso dell'emissione di molti fotoelettroni, il valore scalerà come  $\sqrt{N_{pe}}$ , risultando quindi in una migliore risoluzione temporale sull'evento. E' pertanto evidente ancora una volta la necessità di utilizzare uno scintillatore che fornisca il massimo segnale luminoso possibile, assieme a fototubi che abbiano le seguenti caratteristiche:

- un valore di TTS per il singolo elettrone il più basso possibile;
- efficienza quantica ottimizzata in corrispondenza del picco di emissione dello scintillatore;
- possibilità di ottenere una buona interfaccia geometrica fra PMT e scintillatore, senza dover ricorrere all'utilizzo di guide di luce, che introdurrebbero un ulteriore fonte di incertezza temporale a causa della dispersione dei cammini ottici dei fotoni al loro interno.

Il valore del TTS per i fototubi utilizzati nell'esperimento è stato misurato dal gruppo di Pavia ed è risultato essere  $TTS \simeq 650 ps$ .

### 3.3.4 Risoluzione temporale attesa

E' adesso possibile valutare quale sia la risoluzione temporale che ci si attende dal rivelatore, a partire dai singoli contributi che sono stati descritti nei paragrafi precedenti.

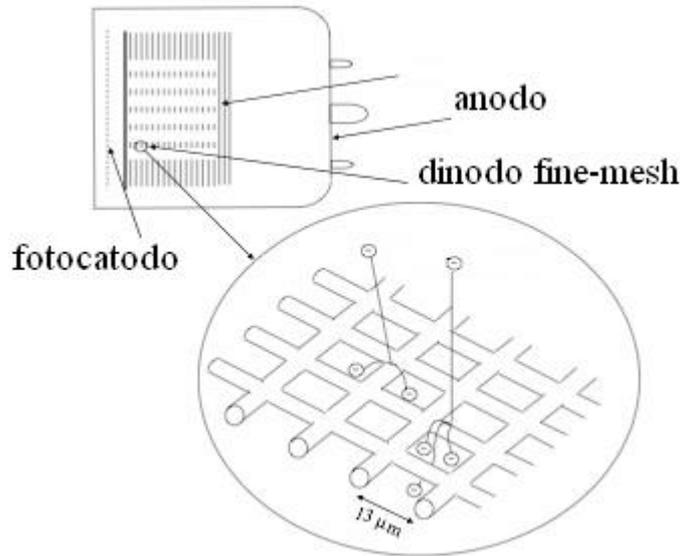
Ricordando l'equazione (3.3.1) e sostituendo i valori per ciascun termine si ottiene:

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma_{el}^2 + \frac{\sigma_{sc}^2 + \sigma_{volo}^2 + \sigma_{PMT}^2}{N_{pe}}} \simeq 75 ps, \quad (3.3.7)$$

che rappresenta un limite teorico oltre il quale non ci si può spingere, evidenziando comunque che la risoluzione richiesta è pienamente raggiungibile.

## 3.4 Fototubi *fine-mesh*

Una delle principali problematiche per quanto riguarda il rivelatore longitudinale è la necessità di far lavorare i fototubi in un intenso campo magnetico ( $B > 1 T$  per i fototubi posizionati più internamente al magnete). Ciò ha richiesto l'utilizzo di una particolare tipologia di PMT, detti PMT a "maglia



**Figura 3.6:** Configurazione dei dinodi in un PMT fine-mesh.

*fine*”, *fine-mesh*, che garantiscono ottime performance anche in presenza di campi magnetici intensi.

Il principio di funzionamento di un fototubo fine-mesh è lo stesso dei fototubi convenzionali: una differenza di potenziale è applicata ai capi del sistema catodo-dinodi-anodo, in maniera tale che ogni elemento sia tenuto a potenziale maggiore rispetto al precedente. Quando la luce di scintillazione incide sul fotocatodo, questo emette elettroni per effetto fotoelettrico; a causa del potenziale applicato, gli elettroni vengono accelerati verso il primo dinodo, dove possono trasferire l’energia acquisita ad altri elettroni secondari, dando origine ad un processo a catena che ha come risultato una notevole amplificazione della carica generata all’origine (tipicamente il guadagno raggiunge valori di  $10^6 \div 10^7$ ).

E’ noto però che il guadagno di PMT convenzionali risente in maniera drammatica della presenza di un campo magnetico; ciò è dovuto anzitutto all’effetto di quest’ultimo sull’efficienza di raccolta dei foto-elettroni sul primo dinodo e più in generale sulle traiettorie percorse dagli elettroni lungo la catena di dinodi che realizza l’amplificazione della carica generata dai fototubi [38].

Nei fototubi fine-mesh questi problemi vengono risolti grazie alla particolare struttura e disposizione dei dinodi; una rappresentazione schematica è fornita in figura (3.6). La configurazione a reticolo (passo reticolare  $\sim 10 \mu m$ ) permette infatti di ottenere un’ottima efficienza di raccolta dei fotoelettroni

sul primo dinodo; inoltre i dinodi sono posizionati a distanza  $< 1 \text{ mm}$  l'uno dall'altro, riducendo la lunghezza della traiettoria che gli elettroni devono percorrere e minimizzando pertanto gli effetti della curvatura dovuta al campo magnetico [39].

Per la realizzazione del rivelatore longitudinale sono stati scelti PMT HAMAMATSU serie R5924, le cui caratteristiche sono elencate in tabella.

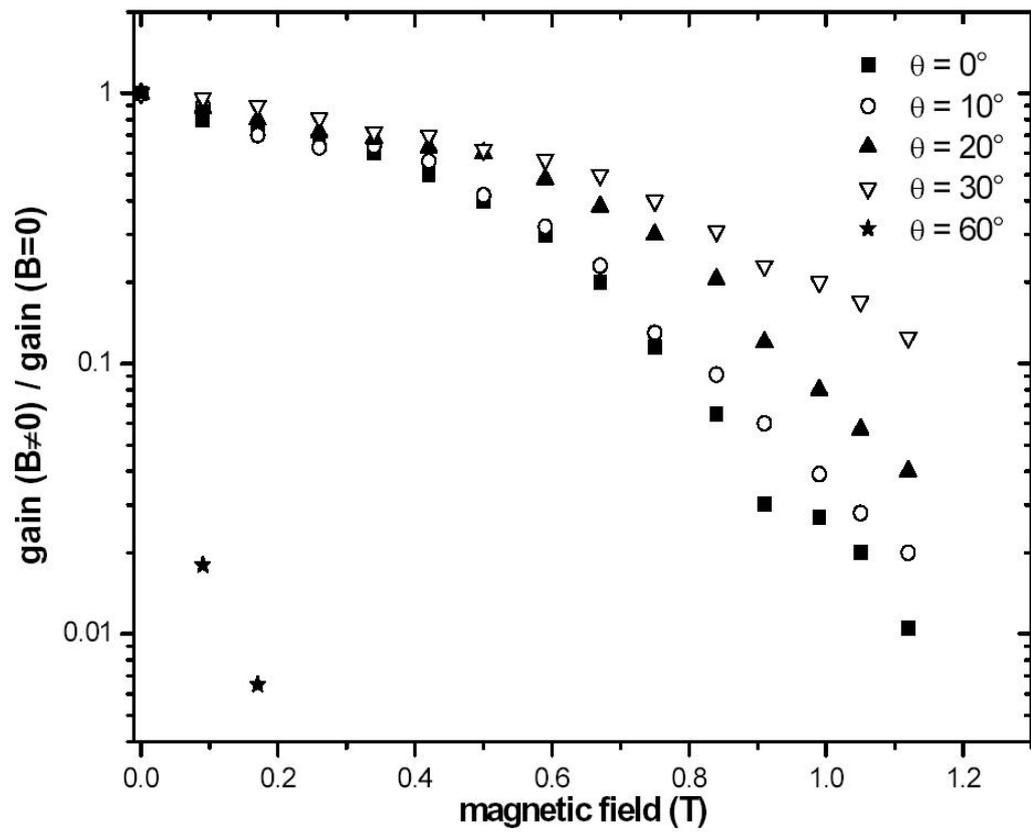
|                                |                   |
|--------------------------------|-------------------|
| Diametro dispositivo           | 2''               |
| Diametro area sensibile        | 39 mm             |
| Numero di dinodi               | 19                |
| Efficienza quantica (@390 nm)  | 22%               |
| Guadagno ( $B = 0$ )           | $1.0 \times 10^7$ |
| Guadagno ( $B = 1 \text{ T}$ ) | $2.5 \times 10^5$ |
| Rise time                      | 2.5 ns            |
| TTS                            | 650 ps            |
| Corrente anodica media         | 100 $\mu\text{A}$ |

**Tabella 3.1:** Caratteristiche principali dei PMT HAMAMATSU R5924 [40].

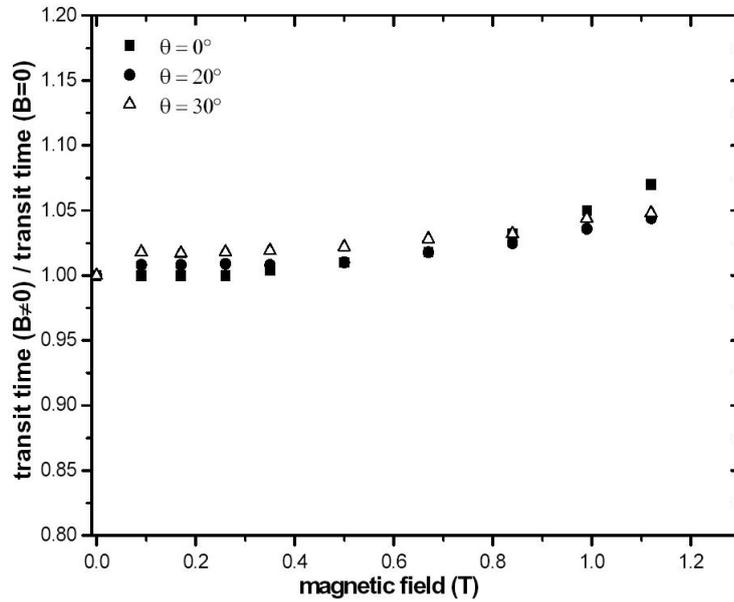
### 3.5 Caratterizzazione dei PMT in campo magnetico

I fototubi sono stati testati in un campo magnetico di intensità variabile con  $B_{max} = 1.2 \text{ T}$  in maniera tale da riprodurre il più fedelmente possibile le condizioni finali dell'esperimento; un supporto mobile in plexiglass ha permesso di orientare il PMT in modo da ottenere un angolo massimo  $\theta = 60^\circ$  fra l'asse del fotocatodo e le linee del campo magnetico.

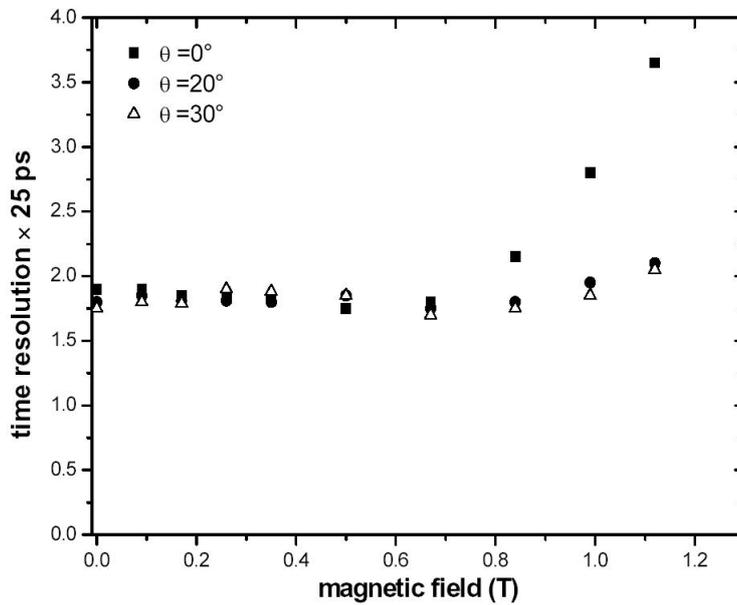
In figura (3.7) è mostrato l'andamento del guadagno in funzione dell'intensità del campo magnetico per un intervallo di angoli  $0^\circ < \theta < 60^\circ$ ; l'alimentazione è stata mantenuta sul valore standard 2 KV.



**Figura 3.7:** Dipendenza del guadagno in funzione dell'angolo fra asse del PMT e linee del campo magnetico. Sull'asse delle ordinate sono riportati i valori misurati normalizzati al guadagno a campo magnetico nullo.



**Figura 3.8:** Dipendenza del transit time in funzione dell'angolo. Sull'asse delle ordinate è riportato il TTS misurato normalizzato al TTS di campo nullo.



**Figura 3.9:** Dipendenza della risoluzione temporale in funzione dell'angolo.

Il grafico mostra chiaramente come il guadagno si mantiene su valori accettabili per angoli  $\theta \sim 20^\circ \div 30^\circ$ , mentre decresce bruscamente per angoli  $\theta < 20^\circ$  e  $\theta > 30^\circ$ . Nel caso limite  $\theta = 60^\circ$  il guadagno si riduce drasticamente (all'incirca un di fattore 100) per valori di campi magnetici ben al di sotto di  $1 T$ .

Sono state inoltre verificate le dipendenze del transit time e della risoluzione temporale in funzione dell'angolo e dell'intensità di campo magnetico, misurate nell'intervallo  $0^\circ < \theta < 30^\circ$ ; i dati ottenuti (figure 3.8 e 3.9) mostrano che, mentre il transit time è praticamente indipendente dall'angolo, la risoluzione temporale invece peggiora di un fattore  $\sim 2$  nel confronto fra  $\theta = 0^\circ$  e  $\theta = 30^\circ$ .

Si è pertanto scelto di disporre i PMT inclinati di  $30^\circ$  rispetto alle linee del campo magnetico; purtroppo però i vincoli meccanici imposti dalla presenza delle camere a drift esattamente sopra i PMT all'interno del magnete non hanno permesso di raggiungere l'angolo ideale. I PMT sono stati pertanto disposti con un angolo di  $\theta \simeq 22^\circ$  rispetto alle linee del campo (fig. 3.10).

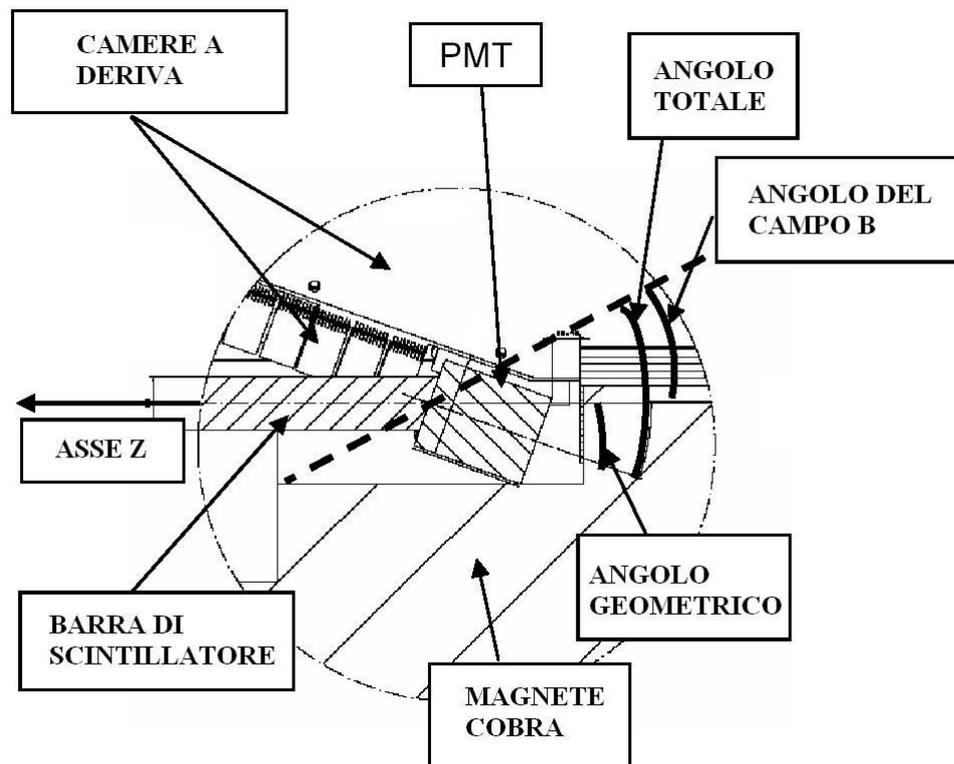


Figura 3.10: Disposizione dei PMT all'interno del magnete COBRA.

### 3.6 Scelta e struttura delle barre

Dalle considerazioni esposte nel paragrafo (3.3) risulta evidente la necessità di utilizzare uno scintillatore che abbia il più breve tempo di risposta possibile, e la più alta risposta luminosa possibile. A seguito di test condotti durante il periodo 2004-2005 la scelta è ricaduta sullo scintillatore plastico BC404 prodotto dalla Saint-Gobain detectors. Le caratteristiche principali sono elencate in tabella. La dimensione delle barre è stata valutata anche con l'ausilio di simulazioni Montecarlo, che hanno mostrato uno spessore ideale dello scintillatore di 4 *cm*. Notiamo come questo permetta la realizzazione di un interfaccia ottimale con i PMT, la cui area sensibile misura 39 *mm* di diametro.

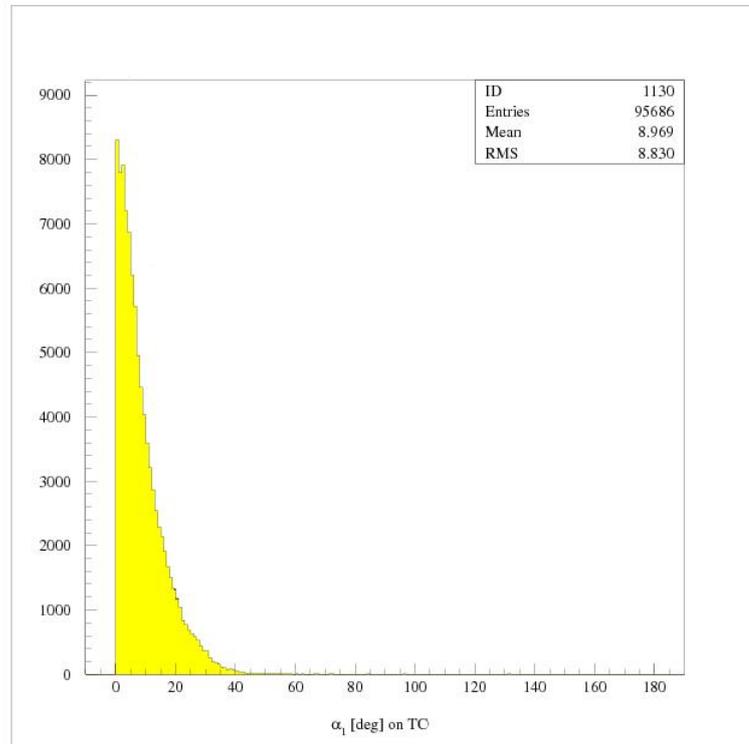
|                                 |                                |
|---------------------------------|--------------------------------|
| Materiale                       | Poliviniltoluene               |
| Densità                         | 1.032 <i>g/cm</i> <sup>3</sup> |
| Risposta luminosa (% antracene) | 68                             |
| Rise time                       | 0.7 <i>ns</i>                  |
| Fall time                       | 1.8 <i>ns</i>                  |
| Larghezza impulso (FWHM)        | 2.2 <i>ns</i>                  |
| Lunghezza di attenuazione       | 140 <i>cm</i>                  |
| Picco emissione                 | 408 <i>nm</i>                  |
| Indice di rifrazione            | 1.58                           |

**Tabella 3.2:** Caratteristiche principali dello scintillatore plastico BC404.

Per quanto riguarda la disposizione e la sagomatura delle barre, le condizioni ottimali sono state valutate attraverso l'ausilio di simulazioni Montecarlo. In particolare si è cercata la configurazione che permettesse la massima uniformità per quanto riguarda la lunghezza delle tracce dei positroni all'interno delle barre.

Anzitutto si è provveduto a valutare l'angolo medio di impatto  $\langle\alpha\rangle$  (ricordando la definizione di  $\alpha$  e  $\beta$  data in 3.3.2), che è risultato essere  $\langle\alpha\rangle \simeq 20.5^\circ$ ; una rotazione delle barre rispetto al loro asse dello stesso angolo permette pertanto di minimizzare la dispersione delle traiettorie, facendo sì che la maggior parte delle particelle impattino ortogonalmente alle barre.

In figura (3.11) è riportata una simulazione della distribuzione dei positroni in funzione del modulo dell'angolo  $\alpha_1$ , ovvero dell'angolo di impatto dopo la rotazione della barra. Vediamo che la distribuzione è, come previsto, piccata sullo zero e presenta una varianza di 8.8°, che rende trascurabile l'effetto della dispersione delle tracce in questa direzione.

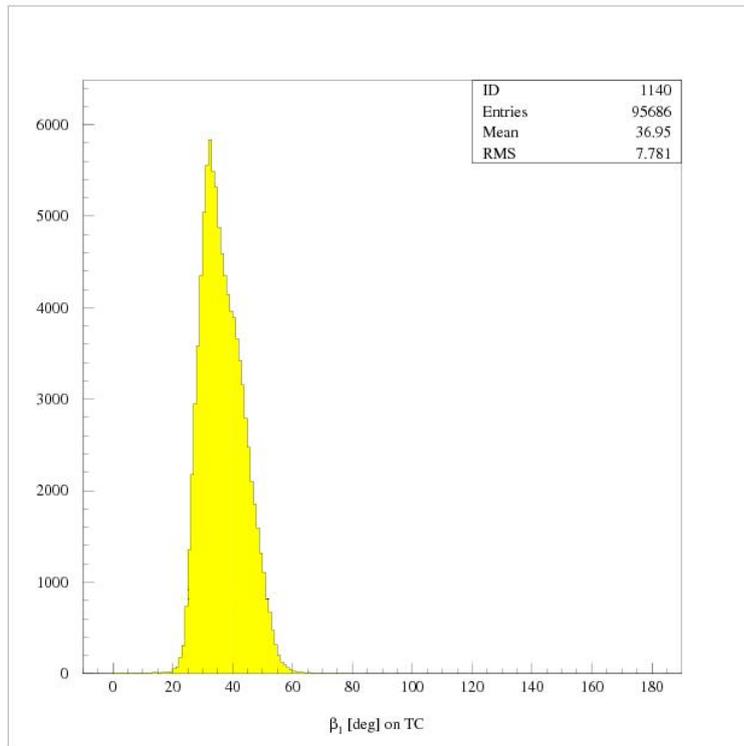


**Figura 3.11:** Simulazione Montecarlo dell'angolo di impatto  $|\alpha_1|$  dopo la rotazione della barra.

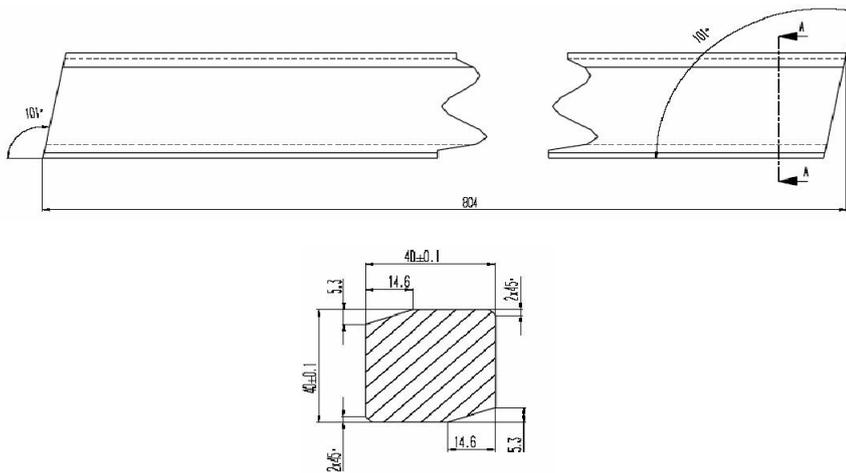
Un'ulteriore simulazione Montecarlo è stata effettuata al fine di valutare l'angolo medio di impatto  $\langle\beta\rangle$ , ottenendo i risultati graficati in figura (3.12).

La simulazione ha restituito il valore  $\langle\beta\rangle \simeq 37^\circ$ , che è stato utilizzato quindi nel calcolo della dispersione delle traiettorie mostrato nel paragrafo (3.3.2).

A causa inoltre dei vincoli meccanici imposti dalla presenza delle camere a drift all'interno del magnete in prossimità dei fototubi più interni del TC, è stato necessario rimodellare le barre, eliminandone gli spigoli ed ottenendo la configurazione mostrata in figura (3.13) che ha permesso, comunque, di ottenere un'interfaccia PMT-barra scintillante ancora migliore.



**Figura 3.12:** Simulazione Montecarlo dell'angolo di impatto  $\beta$ .

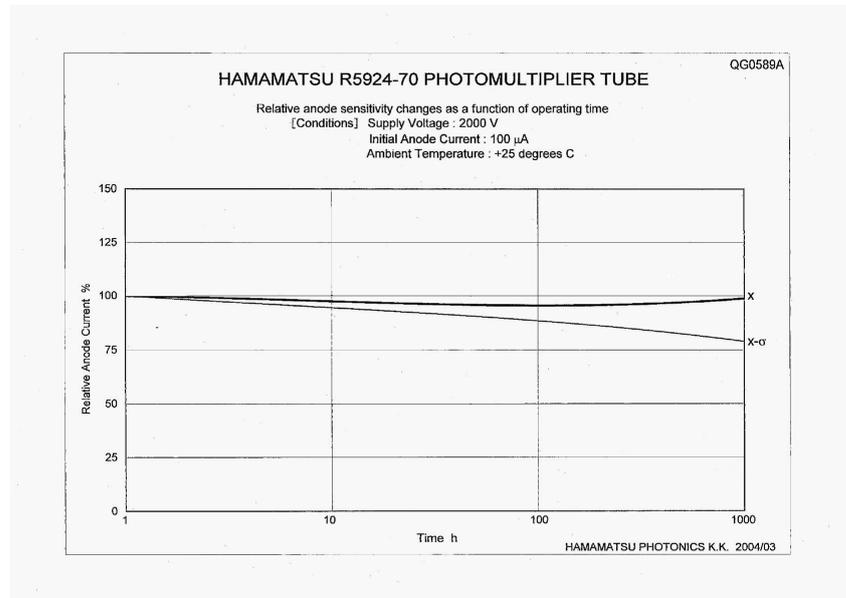


**Figura 3.13:** Configurazione finale delle barre scintillanti utilizzate nella realizzazione del rivelatore.

### 3.7 Misura della vita del PMT

Durante la fase di sviluppo del rivelatore è stato necessario investigare nel dettaglio la variazione di risposta dei fototubi in funzione del tempo di utilizzo, o, più precisamente, in funzione della carica totale erogata dal dispositivo ben oltre la normale vita media dello stesso.

Ci si aspetta infatti che con l'utilizzo continuo del PMT si manifesti una riduzione delle prestazioni, dovuta in particolare al deterioramento degli ultimi dinodi della catena di moltiplicazione della carica. La casa produttrice HAMAMATSU fornisce dati sino ad un valore di  $\sim 360 C$  erogati (ovvero 1000h di utilizzo con corrente anodica media di  $100 \mu A$ ), garantendo una perdita di guadagno del 25% massimo (3.14); l'interesse della misura è però rivolto a superare abbondantemente questo limite.



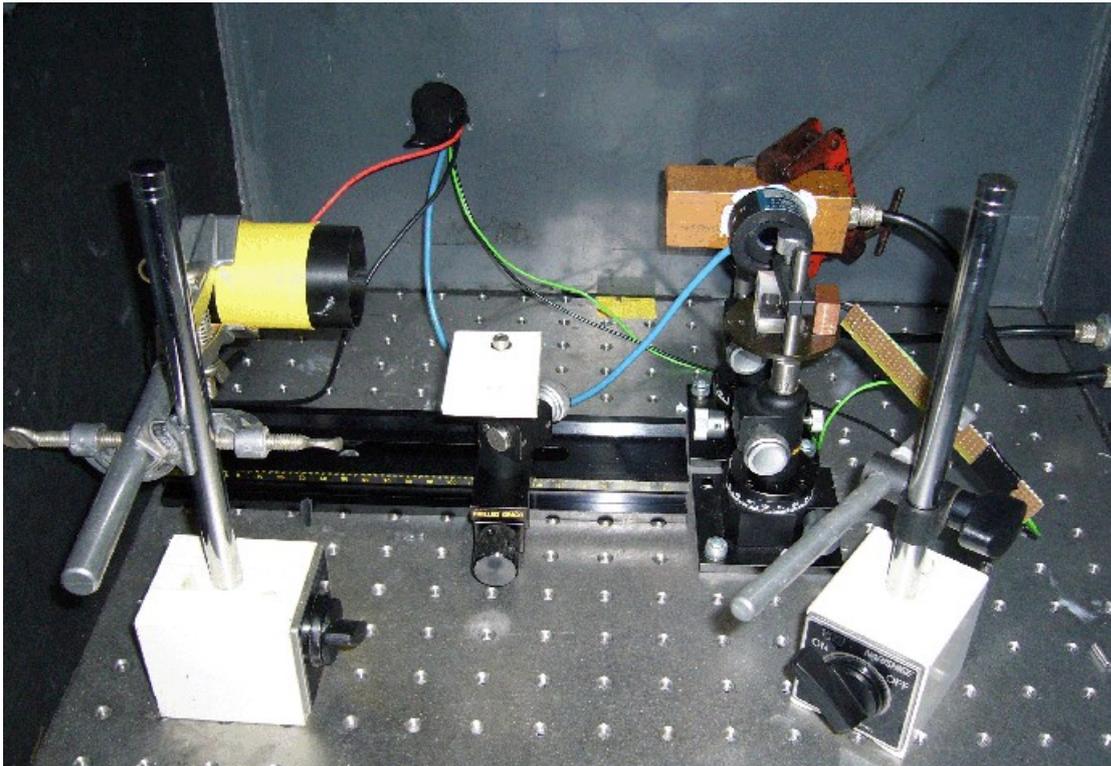
**Figura 3.14:** Prestazioni del fototubo in funzione delle ore di utilizzo (dati forniti da HAMAMATSU).

Ipotizzando un impulso medio del fototubo di  $\sim 1.5 V$  su un'impedenza  $Z = 50 \Omega$ , con durata  $\tau \sim 5 ns$ , un rate di eventi  $R_e$  pari a quello misurato durante i test condotti al PSI ( $R_e \sim 300 KHz$ ) e una durata totale dell'esperimento stimata in  $t = 3 \cdot 10^7 s$ , si ottiene per il valore della carica totale erogata durante l'esperimento:

$$Q = \frac{V \cdot \tau}{2Z} \cdot R_e \cdot t \simeq 500C, \quad (3.7.1)$$

dove si è approssimata la forma dell'impulso del PMT con un segnale triangolare.

Per effettuare la misura è stato predisposto l'apparato sperimentale mostrato in figura (3.15). L'idea è quella di illuminare in continua il PMT, monitorando costantemente la luce incidente su di esso e la corrente in uscita dall'anodo, in modo da poter evidenziare eventuali cali di prestazioni.

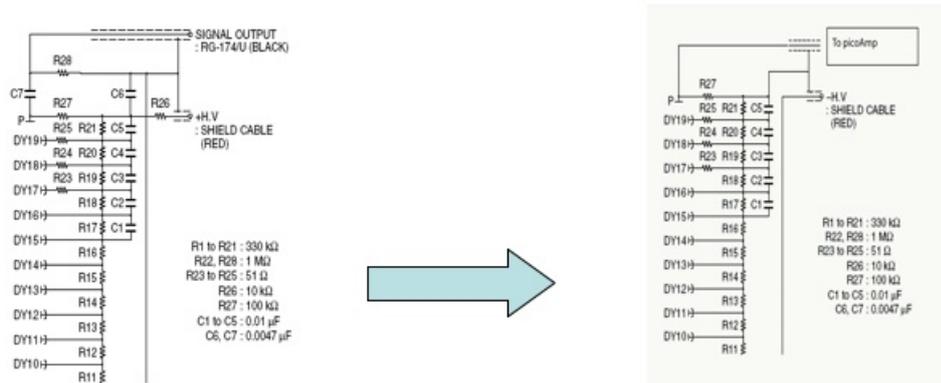


**Figura 3.15:** Apparato sperimentale utilizzato nella misura dell'invecchiamento del PMT.

E' stato utilizzato un fototubo da 1.5" HAMAMATSU fine-mesh modello H8409 che possiede lo stesso identico partitore di tensione del modello R5924 utilizzato nell'esperimento. L'unica differenza ai fini della misura consiste nelle diverse aree della regione sensibile e dei dinodi: 39 mm di diametro per il PMT da 2" contro i 27 mm del PMT da 1.5". Essendo l'usura del fototubo legata unicamente al deterioramento degli ultimi dinodi, i due modelli possono essere confrontati facilmente tenendo in considerazione il rapporto fra le aree dei dinodi stessi, ovvero:

$$\frac{A_1}{A_2} = \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^2 \simeq 2. \quad (3.7.2)$$

Al fine di poter effettuare una misura di corrente continua, è stato anzitutto necessario modificare il partitore di tensione, come mostrato in figura (3.16).



**Figura 3.16:** Modifiche apportate al partitore di tensione per potere effettuare una misura in corrente continua.

Il PMT viene illuminato in continua da un LED verde, avendo cura di illuminare uniformemente il fotocatodo; la luce passa attraverso un filtro semiriflettente che permette di dividere il segnale luminoso in due parti: una viene mandata ad un sensore a fotodiode collegato a un fotometro (NEWPORT 2930C), che monitora costantemente l'intensità luminosa, l'altra incide sul fototubo.

Al fine di evitare che la misura possa subire perturbazioni dovute a variazioni di temperatura, il fotometro viene mantenuto alla temperatura costante di 15° mediante un sistema di raffreddamento ad acqua. Il sistema viene controllato utilizzando una termoresistenza Pt100, posizionata sul sensore del fotometro e letta da multimetro HP3457A.

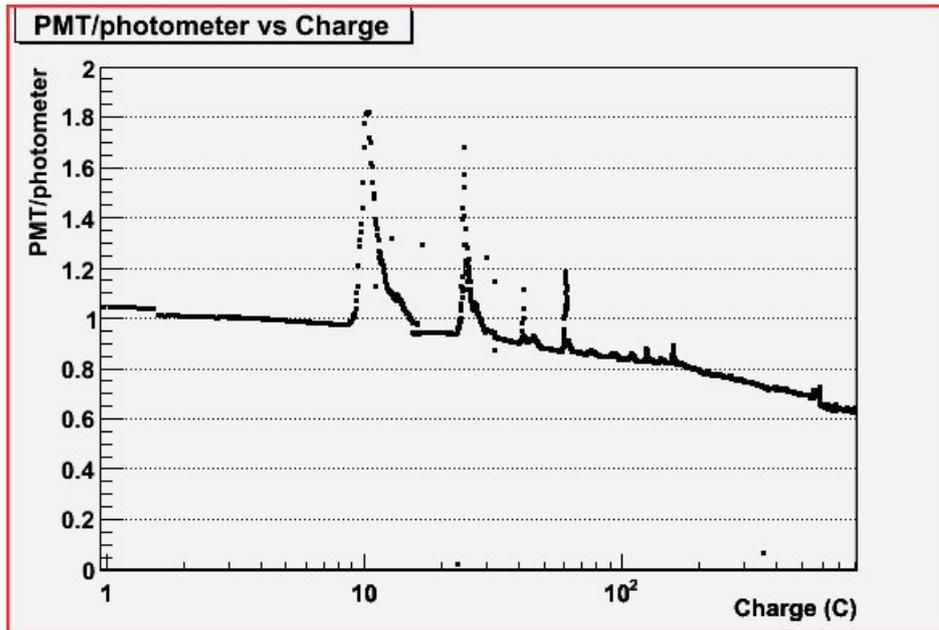
La corrente in uscita dal fototubo viene misurata attraverso un picoamperometro (KEITHLEY 6485).

L'acquisizione dati è automatizzata attraverso un programma in Labview, che permette di acquisire contemporaneamente l'intensità luminosa, la corrente in uscita dal PMT e la temperatura di lavoro.

Per accelerare l'invecchiamento del PMT quest'ultimo è stato illuminato in maniera tale da produrre una corrente media in uscita di circa 3 volte superiore a quella indicata dal costruttore, lavorando pertanto su un valore di  $\sim 300 \mu A$ .

In figura (3.17) è mostrato il grafico dei dati acquisiti durante la misura; sull'asse delle ascisse sono riportate le misure di corrente normalizzate

all'intensità di luce incidente sul fotometro, mentre sulle ordinate (in scala logaritmica) è riportata la carica integrata rilasciata dal PMT. I picchi che appaiono nel grafico sono dovuti a sbalzi di tensione non controllabili, in quanto l'intero apparato era alimentato attraverso l'usuale rete elettrica; collegando il sistema ad un gruppo di continuità si è risolto il problema.



**Figura 3.17:** Dati acquisiti durante la misura di invecchiamento del PMT.

L'acquisizione dati è durata  $\sim 900 h$ , durante le quali il fototubo ha rilasciato una carica di  $\sim 800 C$ ; considerando il rapporto fra le aree sensibili dei due modelli di PMT che vogliamo confrontare, questi corrispondono ad un totale di  $\sim 1600 C$  equivalenti sul modello da  $2''$ , ovvero  $\sim 5$  volte il valore che HAMAMATSU fornisce assieme alle specifiche del fototubo e  $\sim 3$  volte il valore della carica erogata stimata in precedenza. Il grafico mostra una diminuzione del guadagno del fototubo di circa il 40% alla fine della misura; il valore è confortante in quanto siamo ben oltre le prestazioni richieste al dispositivo e la perdita di guadagno può essere recuperata aumentando la tensione di alimentazione.

---

## Capitolo 4

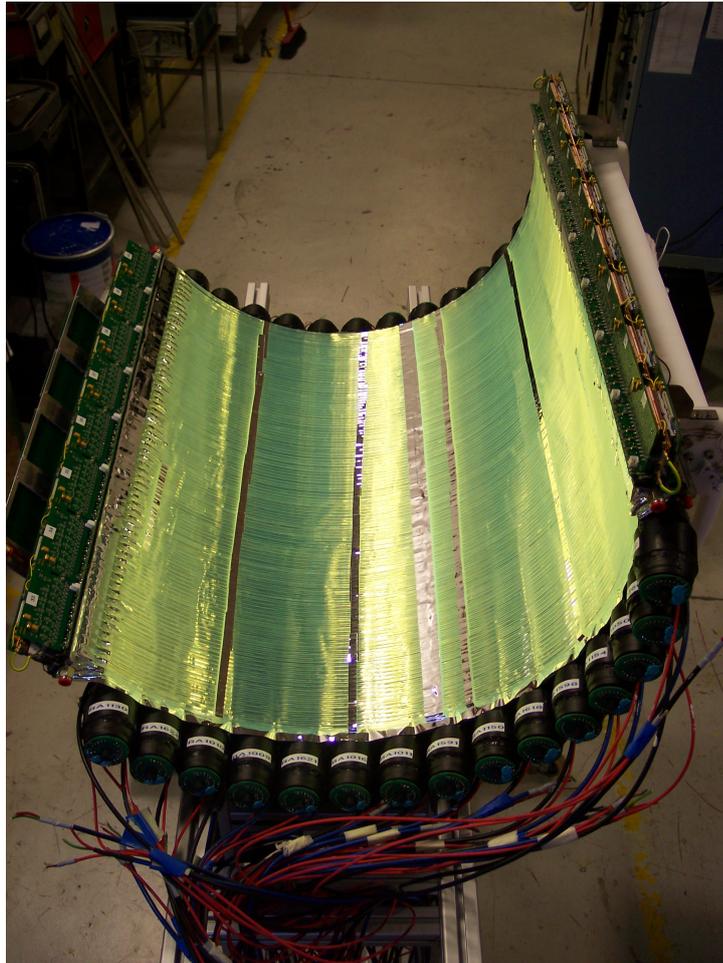
# Timing Counter - rivelatore trasversale

Il rivelatore trasversale è principalmente dedicato alla realizzazione di un segnale di trigger di primo livello, nonché alla determinazione della posizione di impatto del positrone sul TC. Esso consiste in un sistema di 256 fibre scintillanti a sezione quadrata ( $5 \times 5 \text{ mm}$ ) interfacciate a fotodiodi a cascata (*avalanche photodiode*, APD). Le fibre sono posizionate ortogonalmente rispetto alle barre di scintillatore che costituiscono il rivelatore longitudinale, in maniera tale da ricoprire la stessa superficie (vedi figura 4.1).

L'idea iniziale era quella di realizzare il rivelatore trasverso in maniera analoga al rivelatore longitudinale descritto nel Cap 3, ovvero implementando un secondo sistema di barre scintillanti, posizionate ortogonalmente rispetto alle prime, e lette anch'esse da tubi fotomoltiplicatori. La realizzazione di tale sistema, però, avrebbe comportato notevoli problemi di natura pratica:

- la disposizione delle barre, ortogonali alle linee del campo magnetico, richiede che l'angolo fra l'asse dei fototubi e le linee di campo sia ben maggiore dell'angolo limite oltre il quale i PMT mostrano una significativa perdita di performance (vedi par. 3.5); la realizzazione di un sistema di guide di luce ottimizzato per la situazione sarebbe stato possibile, ma avrebbe notevolmente complicato la costruzione del rivelatore, in particolare per quanto riguarda l'implementazione di un sistema efficiente di trasporto del segnale al di fuori del magnete COBRA;
- l'utilizzo di PMT piuttosto che fotodiodi avrebbe diminuito la massima risoluzione ottenibile sulla posizione di impatto della particella;
- non va sottovalutato nemmeno l'aspetto economico della questione:

l'acquisto dei circa 120 tubi fotomoltiplicatori necessari per la costruzione del rivelatore avrebbe comportato una spesa decisamente superiore rispetto a quella sostenuta per l'acquisto di circa 1200 APD.



**Figura 4.1:** Il Timing Counter nella sua configurazione finale.

La realizzazione di un sistema di fibre scintillanti lette da fotodiodi a cascata consente di aggirare questi problemi: l'utilizzo di APD permette di ottenere una lettura del segnale direttamente all'interno del magnete COBRA, senza dovere ricorrere a sistemi di trasporto del segnale all'esterno; inoltre, le ridotte dimensioni dei dispositivi consentono di ottenere un rivelatore compatto, evitando di appesantire eccessivamente la struttura. Le fibre scintillanti garantiscono un'ottima interfaccia con i fotodiodi e permettono inoltre di avere una migliore risoluzione spaziale ( $< 1\text{cm}$ ) sulla posizione di impatto del positrone sul rivelatore.

Pur offrendo i vantaggi appena elencati, la realizzazione di un rivelatore basato su fibre scintillanti interfacciate ad APD è piuttosto non convenzionale, e per questo motivo ha richiesto un intenso lavoro di ricerca e sviluppo al fine di ottenere le massime prestazioni da ciascun elemento costitutivo del dispositivo.

Sottolineiamo qui i principali aspetti che sono stati tenuti in considerazione durante la fase di sviluppo del rivelatore trasversale:

- la necessità di far lavorare i fotodiodi vicini alla zona di breakdown della giunzione, lontani dai punti di lavoro in cui generalmente vengono utilizzati, al fine di ottenere la massima amplificazione del segnale possibile ancor prima che questo venga processato dall'elettronica;
- la richiesta di lavorare con fibre scintillanti curvate, mantenendo allo stesso tempo una efficienza di trasporto della luce il più possibile elevata;
- la realizzazione di una struttura di supporto meccanico adeguata, in particolare l'implementazione di un sistema di termostatazione del rivelatore, per garantirne un funzionamento stabile.

In questo capitolo vengono descritte nel dettaglio le caratteristiche dei principali elementi costitutivi del rivelatore; vengono inoltre illustrate le misure effettuate in fase di caratterizzazione dei dispositivi, sia APD che fibre scintillanti. L'assemblaggio del rivelatore verrà descritto nel Capitolo 5.

## 4.1 Dispositivi a giunzione p-n: fotodiodi

In generale un fotodiodo è un dispositivo a semiconduttore basato su una giunzione p-n, ovvero sulla giustapposizione di due semiconduttori drogati in maniera opposta: uno con un eccesso di elettroni (*drogaggio n*), l'altro con un eccesso di lacune, ovvero mancanza di elettroni (*drogaggio p*). Questi squilibri nella distribuzione dei portatori di carica vengono generati producendo

delle impurità nel reticolo cristallino del semiconduttore, attraverso la contaminazione di quest'ultimo con atomi di elementi che hanno un elettrone di valenza in più o in meno.

Analizziamo come esempio il caso del silicio [38], semiconduttore tetravalente, che è il materiale di cui sono composti i fotodiodi utilizzati nella costruzione del rivelatore trasverso. Se il drogaggio viene effettuato con atomi pentavalenti, si viene a creare la situazione seguente: gli elettroni dell'impurità riempiono la banda di valenza, che però può contenere solo 4 elettroni per ciascun atomo. Ciò significa che l'elettrone in eccesso non potrà occupare il livello energetico fondamentale; viceversa, esso andrà ad occupare un livello energetico estremamente vicino alla banda di conduzione. Nel caso del silicio l'intervallo in energia fra questo livello e la banda di conduzione è di  $0.05\text{eV}$ ; già a temperatura ambiente a causa dell'agitazione termica l'elettrone può acquisire energia sufficiente per superare l'intervallo energetico e passare in banda di conduzione, contribuendo pertanto alla conduttività del materiale. Il drogaggio effettuato con atomi trivalenti porta alla situazione inversa: in questo caso gli elettroni delle impurità non potranno colmare la banda di valenza del silicio, creando un eccesso di lacune nel cristallo. Questo fenomeno inoltre modificherà la struttura energetica a bande del semiconduttore, creando un nuovo livello energetico, questa volta però vicino alla banda di valenza. In questa banda potranno saltare altri elettroni della banda di valenza, creando in questa altre lacune che contribuiranno alla conducibilità.

La creazione di una giunzione p-n implica la formazione di un'interfaccia dalla proprietà particolari, mostrate in figura (4.2). A causa della differente concentrazione dei portatori di carica nei due materiali, inizialmente ci sarà un fenomeno di diffusione di elettroni verso la zona p e di lacune verso la zona n. Poichè le due zone sono inizialmente neutre, la ricombinazione dei portatori di carica genera un accumulo di cariche sui due lati della giunzione. Ciò determina la formazione di un campo elettrico, che ferma la diffusione dei portatori di carica, creando una zona, detta *zona di svuotamento*, dove non vi sono cariche libere.

Le caratteristiche della zona di svuotamento rendono i dispositivi a giunzione uno strumento applicabile nel campo della rivelazione di radiazione. Nel caso del fotodiode, infatti, la radiazione ionizzante che incide sulla zona di svuotamento genera in questa la formazione di coppie elettrone-lacuna (*electron-hole pairs, ehp*), che vengono immediatamente attratte dal campo elettrico verso i terminali del dispositivo. In questo modo è possibile misurare ai capi del fotodiode un segnale in corrente proporzionale alla ionizzazione prodotta nella zona di svuotamento.

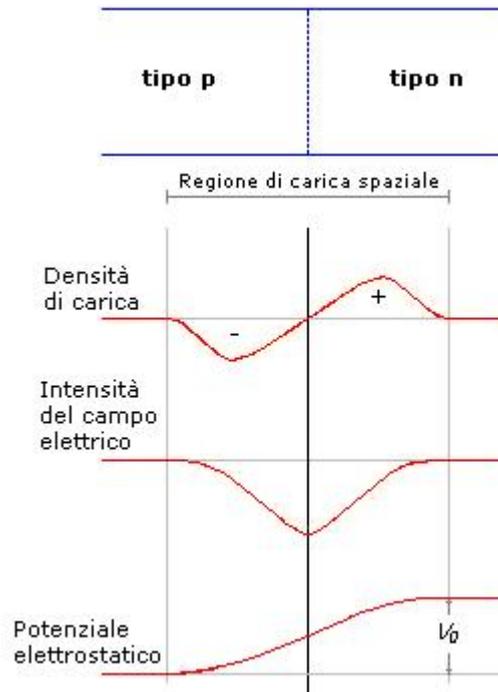


Figura 4.2: Proprietà dell'interfaccia formata da una giunzione p-n.

## 4.2 Fotodiodi a valanga

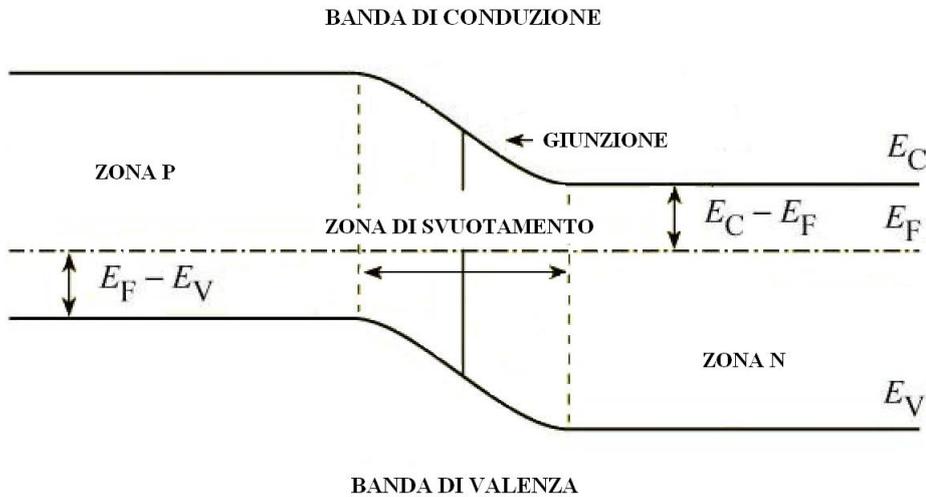
In un fotodiodo convenzionale, l'assorbimento di un fotone nella zona di svuotamento del dispositivo provoca la creazione di una coppia elettrone-lacuna se il fotone incidente ha lunghezza d'onda inferiore a

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{E_{gap}} = \frac{1240}{E_{gap}} (nm), \quad (4.2.1)$$

dove  $E_{gap}$  è l'intervallo energetico fra banda di valenza e banda di conduzione del semiconduttore in questione. Nel caso del silicio, ad esempio,  $E_{gap} = 1.12 \text{ eV}$  a temperatura ambiente, e quindi  $\lambda_{max} = 1100 \text{ nm}$ .

Se il fotodiodo è polarizzato inversamente, ovvero se ai suoi capi viene applicata una differenza di potenziale tale per cui la zona n è tenuta ad un potenziale maggiore rispetto alla zona p, l'elettrone verrà attratto verso la zona n, mentre la lacuna sarà attratta verso la zona p, generando conseguentemente una fotocorrente inversa.

Aumentando la differenza di potenziale ai capi del dispositivo i portatori



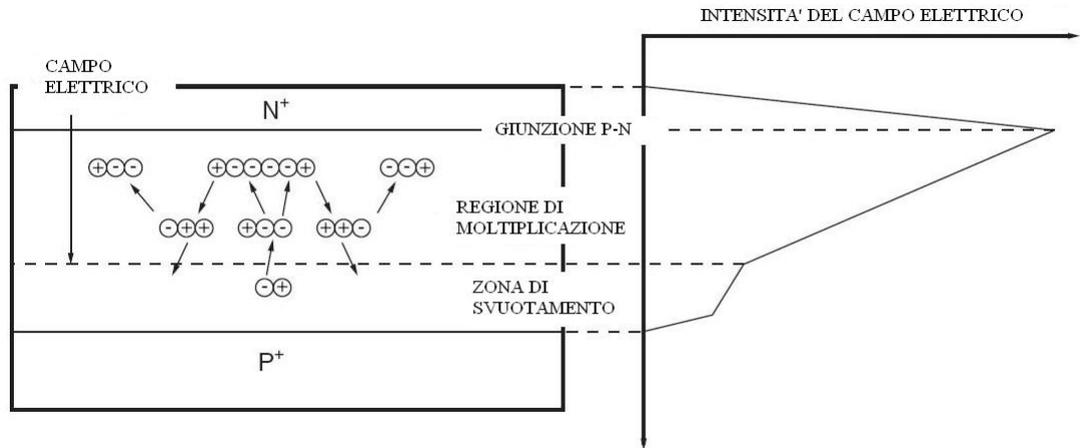
**Figura 4.3:** Rappresentazione schematica delle bande energetiche in una giunzione p-n.  $E_C$  e  $E_V$  sono rispettivamente i livelli energetici della banda di conduzione e di valenza, mentre  $E_F$  è il livello di Fermi.

di carica possono assumere energia sufficiente da ionizzare a loro volta gli atomi del reticolo, creando ulteriori coppie ehp. E' possibile generare quindi un processo a catena che ha come risultato una notevole amplificazione della carica generata, noto come fotomoltiplicazione a valanga (fig. 4.4) [41].

Il processo è comunque limitato dal potenziale di breakdown [42], ovvero dalla massima differenza di potenziale applicabile ai capi del sistema prima che la formazione di cariche sia in grado di autosostenersi; quando ciò avviene il dispositivo si comporta come un conduttore facendo fluire liberamente la corrente.

Lavorando opportunamente i materiali è possibile produrre dispositivi con  $V_{BD}$  piuttosto alte. Nei fotodiodi a cascata la tensione di alimentazione può essere spinta a livelli tali per cui il campo nella regione di svuotamento raggiunge valori di  $\sim 200KV/cm$  [43]. Questo si riflette sul guadagno del dispositivo stesso, che può raggiungere  $\sim O(10^3)$ , permettendo di aumentare il range di segnali rivelabili. Questa caratteristica, e le ridotte dimensioni dell'oggetto, rendono gli APD una valida alternativa all'utilizzo di tubi fotomoltiplicatori; essi infatti sono praticamente insensibili al campo magnetico [44] e possono essere con facilità montati su sistemi complessi.

In generale per quanto riguarda il guadagno dell'APD vale la semplice rela-



**Figura 4.4:** Diagramma schematico del meccanismo di fotomoltiplicazione a valanga (fonte: Hamamatsu [47])

zione [45]:

$$G = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{BD}}\right)^q}, \quad (4.2.2)$$

dove  $V$  è la tensione di alimentazione,  $V_{BD}$  la tensione di breakdown e  $q$  dipende dal materiale semiconduttore, dal tipo di drogaggio e dalla geometria del sistema. Il termine  $\left(\frac{V}{V_{BD}}\right)^q$  è una parametrizzazione dell'efficienza di ionizzazione dovuta all'interazione dei portatori di carica con gli atomi del reticolo.

E' perciò evidente come il guadagno dipenda dalla tensione di alimentazione applicata, e che quando l'efficienza di ionizzazione si avvicina all'unità, ovvero  $V \rightarrow V_{BD}$ , il guadagno cresce (idealmente) in maniera illimitata,  $G \rightarrow \infty$ . Oltre che dalla tensione di alimentazione, il guadagno dell'APD dipende anche da altri parametri, quali la temperatura di lavoro e l'energia della radiazione incidente. Nel seguito vengono mostrate le misure che hanno portato alla caratterizzazione ed alla selezione degli APD per la realizzazione del rivelatore.

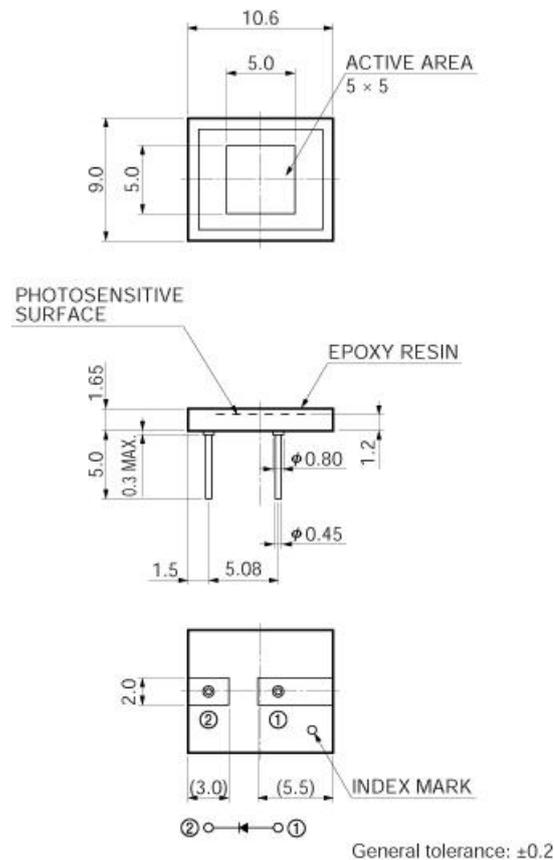
### 4.3 Caratterizzazione degli APD

Per la realizzazione del rivelatore sono stati acquistati dalla ditta Hamamatsu Photonics circa 1200 APD modello S8664-55; in figura (4.5) è mostrato

uno schema del dispositivo.

I fotodiodi scelti sono realizzati attraverso crescita epitassiale su un substrato di silicio drogato n a bassa resistività. Lo spessore di materiale drogato p, che forma la giunzione p-n del dispositivo, è inferiore a  $7\mu m$ , in maniera da ridurre al minimo la sensibilità di questa zona alla radiazione ionizzante, mantenendo sensibile solo la zona di svuotamento. Uno strato addizionale di materiale di tipo n diminuisce la capacità dell'oggetto e ne aumenta la stabilità rispetto alle variazioni di tensione di alimentazione [46].

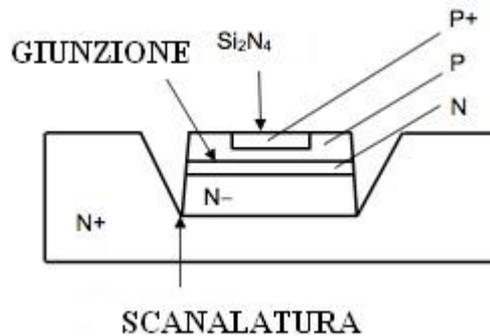
Le correnti superficiali (vedi par. 4.3.3) sono notevolmente ridotte dalla presenza di una scanalatura di profondità  $\sim 30\mu m$ , come mostrato in figura (4.6).



**Figura 4.5:** Disegno meccanico dell'APD. Le misure sono riportate in *mm* (fonte: Hamamatsu [47]).

In tabella sono riportate le caratteristiche principali degli APD S8664-55 fornite dalla casa produttrice Hamamatsu.

La Hamamatsu fornisce per ciascun APD il valore di tensione di alimen-



**Figura 4.6:** Sezione dell'APD. In figura è indicata la posizione della scanalatura praticata per ridurre le correnti superficiali rispetto alla struttura del fotodiode.

|                               |                            |
|-------------------------------|----------------------------|
| Area sensibile                | $5 \times 5 \text{ mm}$    |
| Spettro di risposta           | $320 \div 1000 \text{ nm}$ |
| Picco di sensibilità          | $600 \text{ nm}$           |
| Efficienza quantica (@420 nm) | 70%                        |
| $V_{BD}$ tipica               | 400 V                      |
| $V_{BD}$ max                  | 500 V                      |
| Coefficiente $V_{BD}$ -T      | $0.78 \text{ V/K}$         |
| $I_{dark}$ tipica             | $10 \text{ nA}$            |
| $I_{dark}$ max                | $100 \text{ nA}$           |

**Tabella 4.1:** Principali caratteristiche degli APD S8664-55 [47].

tazione per ottenere un guadagno di un fattore 50, e il valore della tensione di breakdown. Sfortunatamente gli APD non provengono tutti da uno stesso lotto di produzione, e presentano pertanto tensioni caratteristiche piuttosto differenti; inoltre, durante la caratterizzazione ci si è resi conto della necessità di lavorare in un range di tensioni vicine al breakdown, per cui la Hamamatsu non fornisce alcun dato specifico.

Le misure effettuate si sono sviluppate pertanto nel seguente ordine:

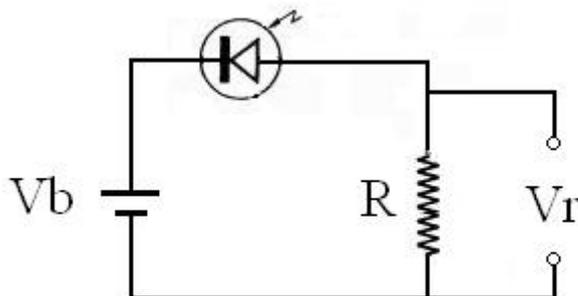
- anzitutto si è provveduto alla caratterizzazione completa di alcuni APD campione, ovvero alla misura del breakdown,  $I_{dark}$ , dipendenza dalla temperatura e guadagno, in particolare vicino alla zona di breakdown;
- si è stabilito il punto di lavoro ottimale per gli APD caratterizzati;
- si è cercato di stabilire una relazione fra gli APD campione e le loro

tensioni di riferimento e breakdown, in modo da ottenere un metodo di selezione applicabile agli altri dispositivi, senza dover caratterizzare ciascun fotodiodo singolarmente.

### 4.3.1 Misura della tensione di breakdown

L'APD, montato su un supporto di rame e posto in una scatola completamente buia, viene alimentato da un generatore di alta tensione (STANFORD RESEARCH SYSTEM PS310); in serie al dispositivo è posta una resistenza  $R$  da  $10M\Omega$  (fig. 4.7). La corrente che fluisce dall'APD sulla resistenza genera su quest'ultima una caduta di potenziale, che viene misurata da un multimetro di precisione (HEWLETT-PACKARD 3457A).

Finchè la tensione di alimentazione  $V_{bias}$  rimane al di sotto della tensione di breakdown  $V_{BD}$ , la differenza di potenziale sulla resistenza,  $V_R$ , è molto piccola, dell'ordine di  $\sim mV$ , in quanto la corrente di buio è dell'ordine di  $\sim nA$ ; viceversa, quando la tensione di alimentazione si avvicina e infine supera la tensione di breakdown, la corrente cresce esponenzialmente.



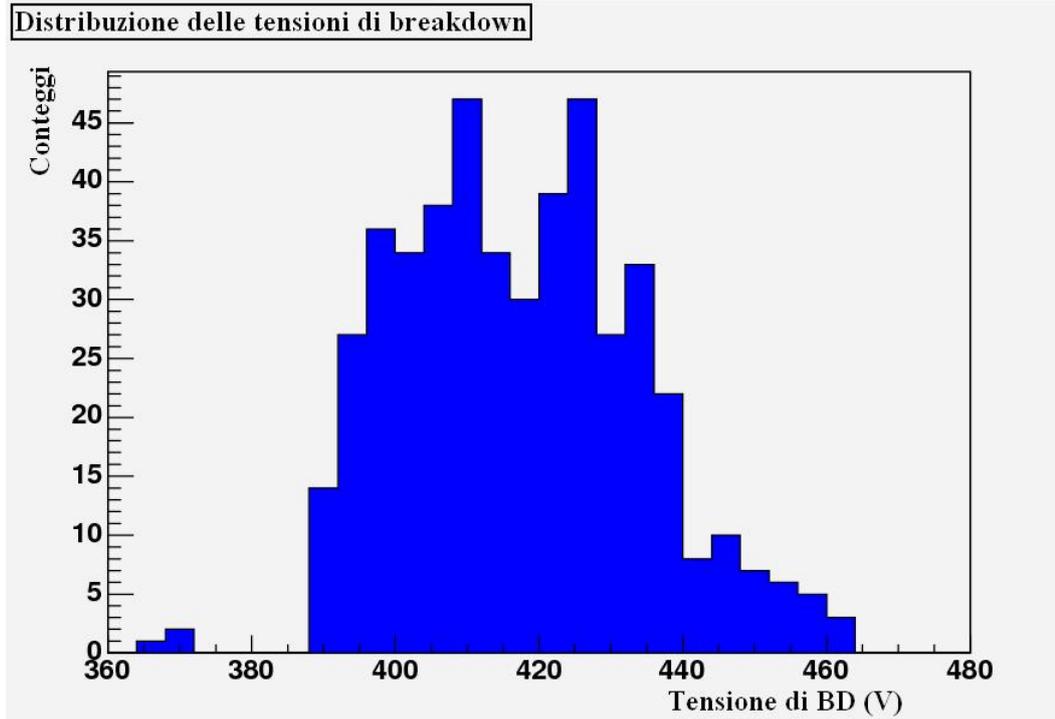
**Figura 4.7:** Schema circuitale della misura della tensione di breakdown.

Sia il generatore di tensione che il multimetro sono collegati ad un PC tramite interfaccia GPIB; un programma in Labview ha lo scopo di automatizzare la misura incrementando la tensione di alimentazione a partire da un valore fissato di  $360V$  (ben al di sotto del minimo valore di brekdown) a passi di  $5V$ ; contemporaneamente viene acquisita la tensione ai capi della resistenza.

La misura procede fino a che  $V_R$  non raggiunge il valore critico  $> 2V$ , corrispondenti a una corrente  $> 200 nA$  in uscita dall'APD (un valore più di un ordine di grandezza superiore rispetto alla normale corrente di buio di-

chiarata dalla casa produttrice); il programma calcola quindi la tensione di breakdown come

$$V_{BD} = V_{bias} - V_R. \quad (4.3.1)$$



**Figura 4.8:** Distribuzione della tensioni di breakdown per un campione di APD testati.

Il supporto in rame dell'APD è posto in contatto termico con un raffreddatore ad effetto Peltier, collegato ad un controller digitale (GEFRAN 40). A quest'ultimo è collegata inoltre una termoresistenza Pt100 posizionata sul supporto vicino all'APD. Il controller è programmato in maniera tale da mantenere la temperatura del dispositivo nell'intervallo  $20.0 \pm 0.2^\circ$ , accendendo e spegnendo il raffreddatore in funzione della temperatura registrata dalla Pt100. Questo accorgimento permette di evitare effetti dovuti alla variazione di temperatura, che saranno investigati nel seguito (vedi par 4.3.2).

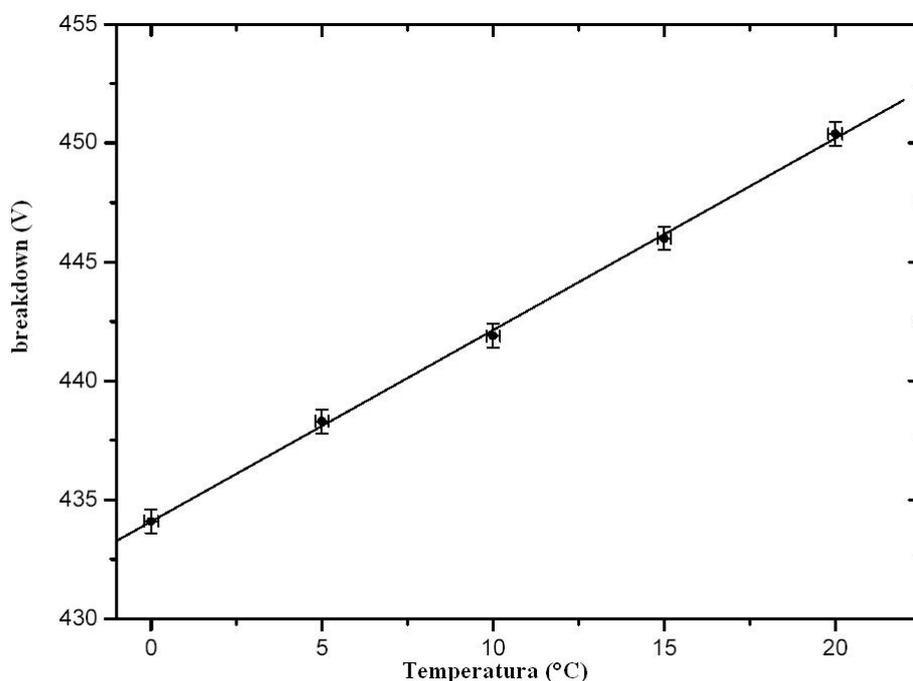
In figura (4.8) è mostrata la distribuzione dei voltaggi di breakdown misurati su un campione di  $\sim 300$  APD testati; mentre i limiti sulle tensioni di breakdown vanno da  $\sim 370$  V a  $\sim 470$  V, è evidente che la distribuzione si addensa nell'intervallo  $390V \div 440V$ . Ciò ha da subito suggerito un primo criterio di selezione dei dispositivi: dovendo lavorare con gruppi di

8 APD alimentati in comune e ricercando la massima uniformità possibile nel comportamento dei dispositivi, si è deciso di porre come primo vincolo  $390 V < V_{BD} < 440 V$ .

### 4.3.2 Dipendenza del breakdown dalla temperatura

Il guadagno dell'APD aumenta col diminuire della temperatura; ciò è dovuto al fatto che un abbassamento di temperatura provoca un incremento del cammino libero medio dei portatori di carica all'interno del dispositivo, ovvero una minor perdita di energia per urti elastici con il reticolo cristallino. Questo significa che anche la tensione di breakdown risentirà delle variazioni di temperatura e, in particolare, col diminuire della temperatura diminuirà anche la tensione di breakdown.

Con lo stesso apparato sperimentale descritto nel paragrafo (4.3.1) è stato possibile misurare la dipendenza della tensione di breakdown dalla temperatura. Utilizzando il raffreddatore ad effetto Peltier è stato investigato il range di temperature da  $0 \div 20^\circ$ ; in figura (4.9) sono graficati i dati sperimentali ottenuti.



**Figura 4.9:** Dipendenza della tensione di breakdown dalla temperatura.

I parametri del fit lineare mostrano che  $\frac{dV}{dT} = 0.80 \pm 0.03 V/K$ , in ottimo

accordo con quanto dichiarato dal produttore (cfr. tabella 4.3).

L'esatta conoscenza della dipendenza del breakdown dalla temperatura consentirà, in fase di esecuzione dell'esperimento, di adattare le alimentazioni degli APD ad eventuali variazioni di temperatura, consentendo una corretta gestione dei dispositivi.

### 4.3.3 Misura della corrente di buio

All'interno dell'APD non saranno presenti esclusivamente le coppie elettrone-lacuna generate da fotoni incidenti, ma anche quelle create intrinsecamente all'interno del dispositivo per agitazione termica. Questo porterà alla generazione di una corrente indipendente dalla radiazione incidente sul dispositivo, detta corrente di buio,  $I_{dark}$ .

In generale, in qualsiasi dispositivo a semiconduttore, la probabilità di creazione di coppie ehp per agitazione termica diminuisce al diminuire della temperatura, variando secondo la legge

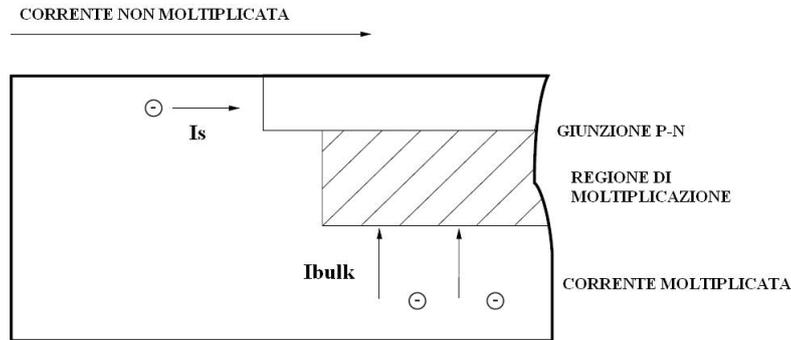
$$p(T) = e^{-\frac{E_{gap}}{kT}} , \quad (4.3.2)$$

dove  $E_{gap}$  è l'intervallo energetico fra banda di valenza e banda di conduzione del semiconduttore.

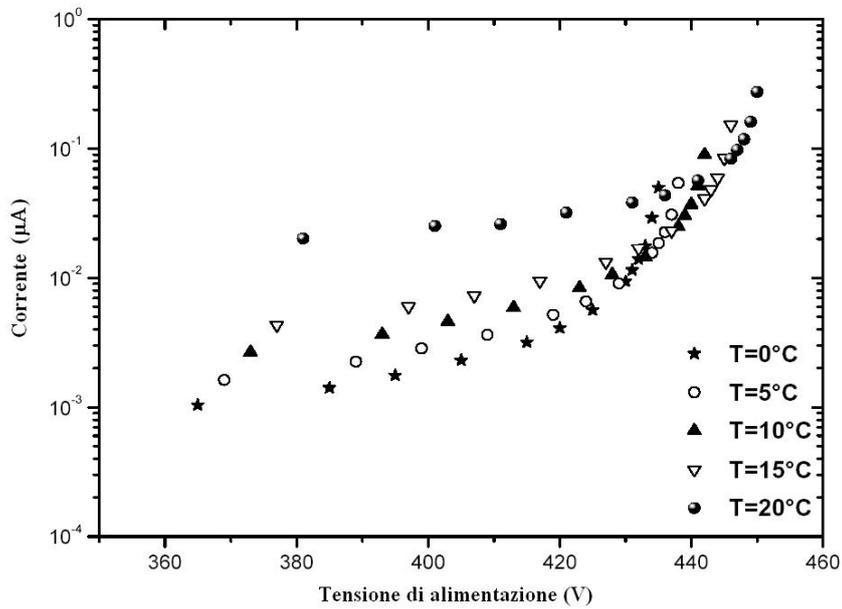
Per quanto riguarda l'APD, è importante ricordare che esso dispone di un meccanismo di moltiplicazione di carica interno, e pertanto la corrente di buio generata sarà data dalla somma di due contributi,

$$I_{dark} = I_S + GI_{bulk} , \quad (4.3.3)$$

dove con  $I_S$  si intende la corrente che scorre sulla superficie dell'APD, all'esterno della zona di moltiplicazione, il cui contributo è pertanto costante, indipendentemente dalla tensione di alimentazione, mentre  $I_{bulk}$  è la corrente che scorre internamente all'APD, e subisce perciò il processo di moltiplicazione (vedi fig. 4.10) [43],[48], [49].



**Figura 4.10:** Rappresentazione schematica delle generazione delle due componenti che contribuiscono alla corrente di buio.



**Figura 4.11:** Andamento della corrente di buio in funzione della tensione di alimentazione per diverse temperature di lavoro.

E' importante sottolineare ancora una volta che il processo di moltiplicazione aumenta col diminuire della temperatura, e pertanto l'andamento della corrente di buio in funzione della temperatura avrà comportamento differente a seconda che la tensione di alimentazione sia vicina al breakdown o meno.

La figura (4.11) mostra chiaramente quanto sin qui esposto. Per tensioni ben al di sotto della tensione di breakdown, dove domina il termine di corrente superficiale, la corrente di buio è costante con l'aumentare della tensione, ed a temperature maggiori corrispondono correnti maggiori. Viceversa in prossimità del breakdown, la corrente interna  $i_{bulk}$  diventa dominante e perciò la corrente di buio aumenta esponenzialmente, e, fissata la tensione di alimentazione, è maggiore a temperature minori.

La misura della  $I_{dark}$  è stata effettuata con lo stesso apparato descritto nel paragrafo (4.3.1). Una volta determinata la tensione di breakdown, il programma procede alla misura della corrente di buio in funzione della tensione di alimentazione per una serie di valori in un intervallo definito dall'utente. I valori così misurati, sia  $V_{BD}$  che  $I_{Dark}$ , vengono salvati su un foglio di calcolo, creando un database che verrà utilizzato al momento della selezione degli APD.

La misura della corrente di buio (come anche la misura della tensione di breakdown) è anzitutto un indicatore della qualità dei dispositivi, permettendo di confrontare i valori misurati con quelli dichiarati dalla ditta produttrice; inoltre, ci permette di mettere un altro vincolo sulla scelta dei dispositivi, ponendo un valore limite di  $10\text{ nA}$  per la corrente di buio alla tensione per cui l'APD guadagna un fattore 50, corrispondente ad un valore massimo di  $I_{dark} = 100\text{ nA}$  in corrispondenza del punto di lavoro vicino alla tensione di breakdown. Tale valore è legato a considerazioni sul rumore del dispositivo e dell'elettronica di lettura, e sul minimo segnale rivelabile dall'esperimento, considerazioni che verranno esposte in dettaglio nei paragrafi (4.4) e (4.10).

#### 4.3.4 Misura del guadagno

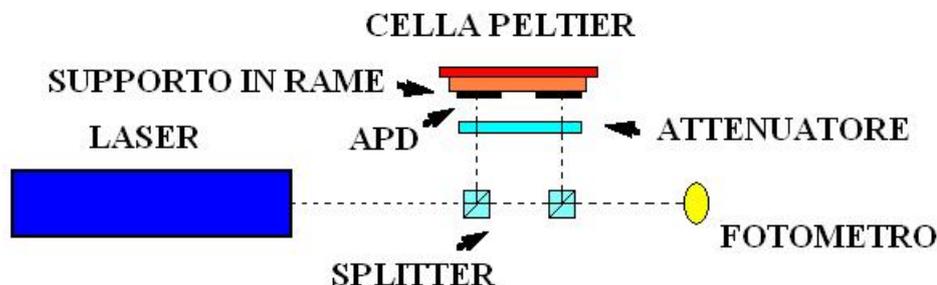
Il guadagno dell'APD è definito come

$$G = \frac{N_{el}}{N_{ph}}, \quad (4.3.4)$$

dove  $N_{ph}$  è il numero di fotoni incidenti, mentre  $N_{el}$  è il numero di fotoelettroni prodotti dal fotodiode.

Per effettuare la misura, è stato predisposto l'apparato sperimentale mostrato in figura (4.12).

L'APD in fase di test viene illuminato da un laser (Nichia NDHV310APC), con  $\lambda = 408\text{nm}$ , che fornisce un impulso luminoso con tempo di salita  $200\text{ps}$



**Figura 4.12:** Schema dell'apparato sperimentale utilizzato per la misura del guadagno dell'APD.

e durata  $\tau \sim 4ns$ , allo scopo di riprodurre l'output delle fibre scintillanti (vedi par. 4.6). In realtà il segnale prodotto dalle fibre è piccato attorno ai  $500nm$ , ma la risposta in guadagno ed efficienza quantica del fotodiodo è ragionevolmente costante nell'intervallo  $400 \div 500nm$ , e il test effettuato risulta essere una buona simulazione dell'apparato finale.

Il segnale laser viene intercettato da un sistema di filtri ottici semiriflettenti, che hanno lo scopo di dividere il fascio in maniera controllata (vedi tab. 4.3.4), indirizzandolo simultaneamente sull'APD da testare, su un APD di riferimento le cui caratteristiche sono note con estrema precisione, e su un fotometro (NEWPORT 2930C) a cui è collegato un sensore a fotodiodo (serie 818UV), che ha lo scopo, noti i coefficienti di trasmissione dei filtri ottici, di misurare in tempo reale la potenza luminosa incidente sugli APD.

Prima di incidere sulla superficie degli APD, l'intensità del fascio viene ridotta attraverso un attenuatore; tale accorgimento è stato adottato per evitare che l'APD entri in un regime di funzionamento non lineare (vedi 4.3.6).

Entrambi gli APD sono letti da amplificatori di carica (SILENA205, vedi caratteristiche in tab.4.3.4), il cui segnale di uscita è collegato ad un oscilloscopio digitale (TEXTRONIC TDS3054). Quest'ultimo, assieme al fotometro e agli alimentatori di alta tensione per gli APD, è collegato ad un PC attraverso l'interfaccia GPIB; l'acquisizione dei dati è automatizzata utilizzando un programma in Labview.

La temperatura è, come nelle misure descritte nelle sezioni precedenti, controllata attraverso un raffreddatore ad effetto Peltier collegato ad un controller digitale; il sistema permette di mantenere la temperatura nell'intervallo  $20.0 \pm 0.2^\circ$ .

Prima di procedere con la misura si è provveduto alla calibrazione dell'intero sistema, ovvero

|                      |             |
|----------------------|-------------|
| Guadagno             | 450 mV/pC   |
| Ampiezza max. output | $\pm 5 V$   |
| Tempo di salita      | 10 ns       |
| Costante tempo       | 50 $\mu s$  |
| Impedenza di uscita  | 93 $\Omega$ |

**Tabella 4.2:** Principali caratteristiche dell'amplificatore di carica SILE-NA205.

- determinazione dei coefficienti di trasmissione dei vari elementi ottici, misurando la quantità di luce riflessa e trasmessa del singolo elemento in funzione della luce incidente, utilizzando i due canali del fotometro.
- controllo della quantità di luce riflessa dalla superficie dell'APD. Questa è risultata essere inferiore al 2.5%, ed è stata tenuta in considerazione al momento del calcolo del guadagno al fine di evitare sottostime.
- controllo della quantità di luce residua all'interno della scatola nera che racchiude l'intero apparato (sistema ottico + fotosensori); la misura ha riportato un valore di luce residua  $< pW$ . Tale radiazione non incide direttamente sulla superficie del fotodiode, e pertanto non porta disturbo alla misura. Ciò nonostante durante l'acquisizione dei dati la luce residua è stata costantemente monitorata attraverso un canale dedicato del fotometro.

| Elemento ottico   | Coefficiente |
|-------------------|--------------|
| Semiriflettente 1 | 0.5 : 0.5    |
| Semiriflettente 2 | 0.5 : 0.5    |
| Attenuatore       | 1 : 5000     |

**Tabella 4.3:** Caratteristiche degli elementi ottici utilizzati nella misura di guadagno dell'APD.

L'intero apparato è stato inoltre montato in banco ottico su supporti a movimentazione meccanica micrometrica, al fine di controllare con precisione l'allineamento degli elementi.

E' importante scegliere opportunamente la frequenza di ripetizione dell'impulso laser, in maniera tale da evitare che i segnali in uscita dagli amplificatori di carica si sovrappongano, introducendo una fonte di errore sistematico nella

misura. Considerando una costante tempo RC di  $50 \mu s$  per i due amplificatori di carica, è stata impostata una frequenza di ripetizione di  $2 KHz$  che permette di riconoscere agevolmente due segnali successivi.

Il programma richiede come input il numero seriale dell'APD da testare; le caratteristiche di quest'ultimo vengono recuperate dal database creato con i dati su  $V_{BD}$  e  $I_{dark}$  acquisiti durante i test precedenti. Il programma regola pertanto la tensione di alimentazione su una serie di valori al di sotto della tensione di breakdown; per ciascun valore l'oscilloscopio acquisisce 512 forme d'onda, e, dopo avere mediato su di esse, fornisce l'ampiezza del segnale.

E' possibile a questo punto valutare il guadagno del dispositivo, ricordando la (4.3.4) e osservando che il numero di fotoni incidenti sull'ADP è

$$N_{ph} = \frac{P\epsilon}{fE_{ph}A}, \quad (4.3.5)$$

dove P è la potenza media del fascio laser letta dal fotometro, f la frequenza di ripetizione dell'impulso,  $E_{ph}$  l'energia dei fotoni incidenti, A il fattore di attenuazione del sistema ottico ed infine  $\epsilon$  è l'efficienza quantica del dispositivo. Il numero di fotoelettroni prodotti è dato da

$$N_{el} = \frac{V_{out}}{eG}, \quad (4.3.6)$$

dove  $V_{out}$  è l'ampiezza mediata del segnale in uscita dall'amplificatore di carica, G il guadagno dell'amplificatore ed e la carica elettrica.

L'equazione (4.3.4) può essere dunque riscritta come:

$$G = \frac{N_{el}}{N_{ph}} = \frac{V_{out}}{eG} \cdot \frac{fAE_{ph}}{P\epsilon}. \quad (4.3.7)$$

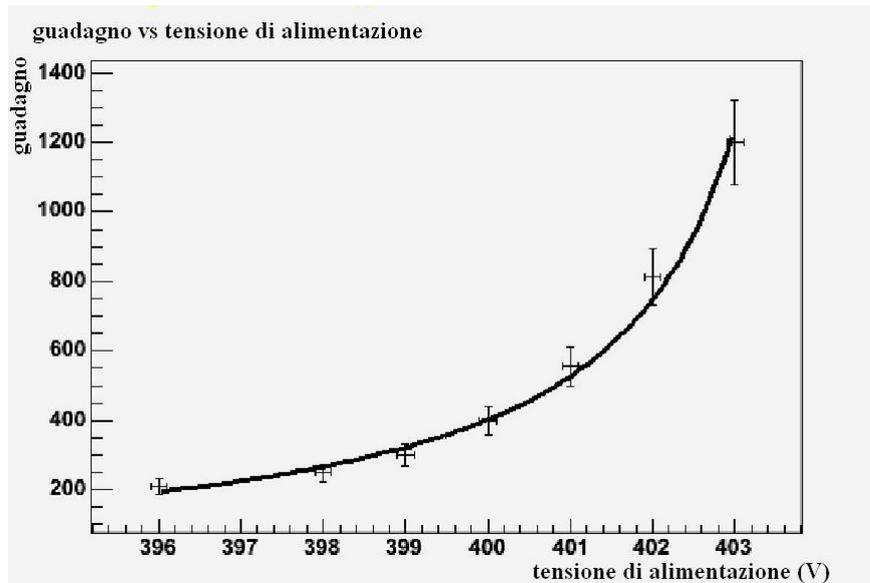
In tabella (4.3.4) sono riassunti i valori assunti dai parametri che compaiono nell'eq (4.3.7).

|            |             |
|------------|-------------|
| $f$        | $2 KHz$     |
| $E_{ph}$   | $3 eV$      |
| $A$        | $5000$      |
| $G$        | $450 mV/pC$ |
| $\epsilon$ | $0.7$       |

**Tabella 4.4:** Riassunto dei valori dei parametri di (4.3.7).

Il risultato della misura è mostrato in figura (4.13), dove è riportato un tipico andamento del guadagno in funzione della tensione di alimentazione

vicino al breakdown. Il valore di tensione di breakdown per l'APD in questione, misurato col metodo descritto nel paragrafo (4.3.1) è risultato essere  $V_{BD} = 403.8$ ; i punti sperimentali ottenuti sono stati fittati con la funzione (4.3.4), dando come risultato  $V_{BD} = 403.9 \pm 0.7$ , in ottimo accordo con quanto misurato.



**Figura 4.13:** Dipendenza del guadagno dalla tensione di alimentazione in prossimità della tensione di breakdown.

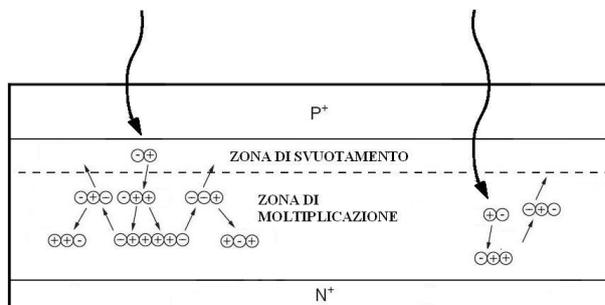
La misura ha quindi mostrato come sia possibile ottenere un guadagno  $G \sim 200 \div 500$  lavorando in un intervallo di tensioni di alimentazione  $3 \div 5 V$  al di sotto della tensione di breakdown.

### 4.3.5 Dipendenza del guadagno dalla radiazione incidente

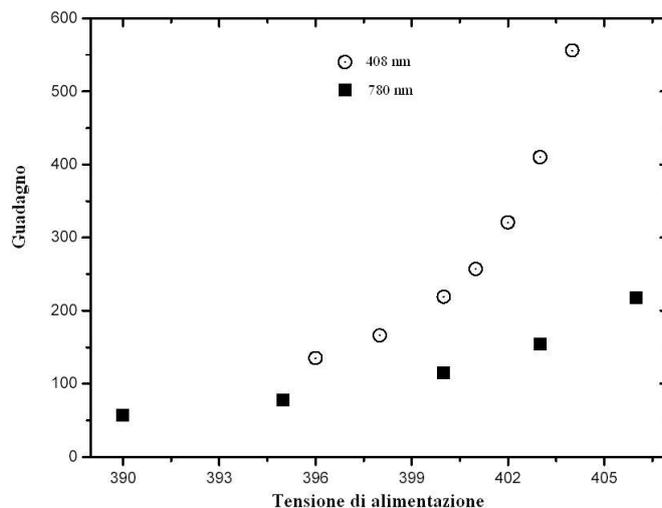
Fissata la tensione di alimentazione, il guadagno del dispositivo è ancora legato alla lunghezza d'onda della radiazione incidente [51].

La differente energia dei fotoni corrisponde infatti ad una differente lunghezza di penetrazione della radiazione all'interno del dispositivo; fotoni più energetici vengono convertiti nella zona di assorbimento, e le ehp così create subiscono interamente il processo di moltiplicazione. Viceversa, fotoni meno energetici oltrepassano la zona di assorbimento, e vengono convertiti all'interno della zona di moltiplicazione. Il processo di moltiplicazione a cui vengono

sottoposte le ehp create è parziale, e ciò si riflette su una diminuzione del guadagno (fig. 4.14).



**Figura 4.14:** Rappresentazione schematica del processo di moltiplicazione per radiazioni con lunghezze di penetrazione differenti.



**Figura 4.15:** Dipendenza del guadagno dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente.

Lavorando con APD ottimizzati per la lunghezza d'onda del segnale fornito dalle fibre, questa misura è stata effettuata esclusivamente per confermare la variazione di guadagno in funzione della radiazione incidente, ma non per valutarne l'esatta dipendenza.

La misura è stata pertanto effettuata utilizzando lo stesso apparato sperimentale descritto nel paragrafo (4.3.4), eccitando i fotodiodi con due differenti sorgenti laser: la prima produce un fascio monocromatico a  $\lambda = 408 \text{ nm}$ , mentre la seconda con  $\lambda = 780 \text{ nm}$ .

In figura (4.15) è mostrato il grafico dei dati acquisiti; è evidente che fra le due serie di misure c'è una differenza di guadagno di circa un fattore  $2 \div 2.5$ , a conferma del fatto che una radiazione meno energetica viene meno amplificata dal dispositivo.

#### 4.3.6 Linearità della risposta in funzione della potenza incidente

Durante la fase di caratterizzazione dei fotodiodi è stata effettuata anche una misura della variazione di linearità della risposta dell'APD in funzione della potenza luminosa incidente sulla superficie, al fine di evitare di portare il dispositivo in regime di funzionamento non lineare. A tale scopo si è utilizzato l'attenuatore già introdotto durante la misura di guadagno, che permette di ottenere fattori di attenuazione di 1:2, 1:5, 1:10, 1:600 e combinazioni di questi valori.

Fissata la tensione di alimentazione del dispositivo, si è esplorato un range di potenze limitato superiormente dalla massima potenza erogabile dal laser e inferiormente dal rumore del sistema rivelatore+preamplificatore. I dati acquisiti sono mostrati in figura (4.16).

I dati sono stati fittati con la funzione

$$V_{out} = V_{sat} (1 - e^{-P/P_0}) . \quad (4.3.8)$$

Il fit ha restituito il valore  $P_0 \simeq 75 \text{ pW}$  per la potenza di saturazione, ben al di sopra delle condizioni di lavoro richieste ai fotodiodi.

### 4.4 Generalità sul segnale da rivelare

Prima di procedere con l'esposizione del criterio di selezione degli APD è necessario definire con esattezza le caratteristiche del segnale che si intende rivelare.

E' importante sottolineare che non siamo interessati ad effettuare misure di

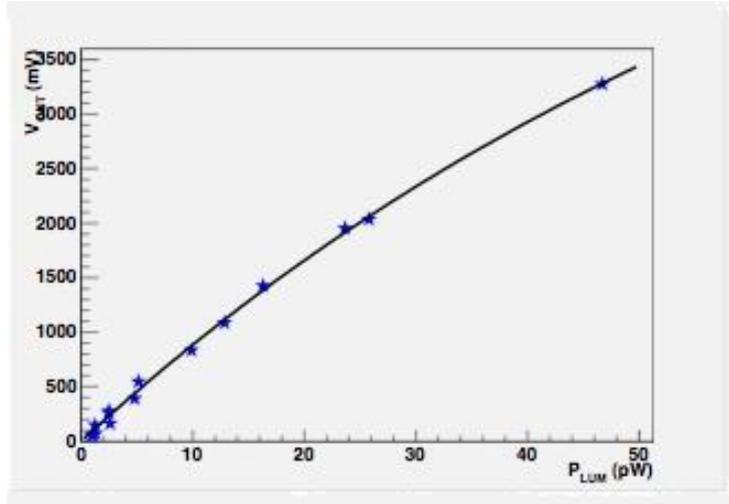


Figura 4.16: Risposta dell'APD in funzione della potenza incidente.

tipo calorimetrico, ovvero a determinare con esattezza l'energia depositata dalle particelle nelle fibre, ma piuttosto vogliamo realizzare un sistema che ci permetta di discriminare con precisione se una particella ha attraversato o meno il rivelatore. E' necessario pertanto determinare quale sia il minimo segnale rivelabile nelle condizioni finali di misura, in maniera da poter fissare una soglia opportuna

L'energia persa da un positrone da  $52.8 MeV$  all'interno delle fibre è di  $\sim 2 MeV/cm$ ; il numero di fotoelettroni che verranno prodotti (prima di subire il processo di moltiplicazione) sarà dato da:

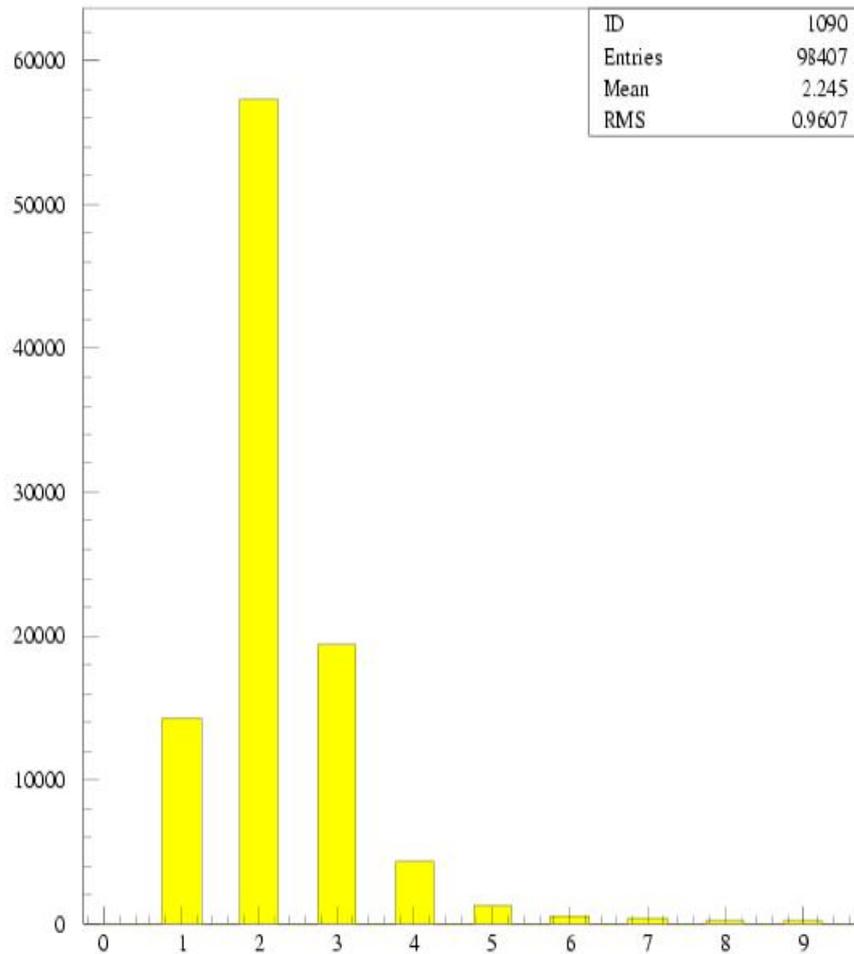
$$n = Y \cdot \eta_{fibra} \cdot \eta_{APD} \cdot e^{-\frac{x}{x_0}}, \quad (4.4.1)$$

dove con  $Y$  si intende la risposta della fibra ( $8000 \gamma/MeV$ ),  $\eta_{fibra}$  è l'efficienza di intrappolamento della fibra (7%),  $\eta_{APD}$  è l'efficienza quantica dell'APD in corrispondenza della lunghezza d'onda emessa dalla fibra ( $\eta_{APD} = 80\% @ 490 nm$ ) e  $x_0$  la lunghezza di attenuazione della fibra ( $x_0 = 22.5 cm$ , vedi paragrafo 4.8.3).

Sostituendo questi dati nell'equazione (4.4.1) si ottiene  $n \simeq 10 \gamma/mm$  generati dall'APD prima della moltiplicazione, considerando la situazione peggiore, quella in cui il positrone incide sull'estremità opposta della fibra rispetto al fotodiodo, ovvero ad una distanza dal fotodiodo di  $\sim 45 cm$ .

In figura (4.17) è mostrato il risultato di una simulazione Montecarlo effettuata al fine di determinare la distribuzione degli eventi in funzione del numero di fibre attraversate: almeno il 90% passa attraverso 3 fibre, percorrendo un minimo di  $2 mm$  in ogni fibra attraversata.

Ulteriori simulazioni hanno mostrato come il percorso minimo effettuato all'interno di ciascun scintillatore sia di  $2\text{ mm}$ ; il segnale corrispondente sarà pertanto il minimo segnale che si intende misurare ovvero  $n_{min} \simeq 20$  elettroni.



**Figura 4.17:** Distribuzione degli eventi in funzione del numero di fibre attraversate, ottenuto da simulazione Montecarlo.

E' necessario ora confrontare questo valore con il rumore prodotto dal sistema dispositivo+elettronica di lettura. Per una discussione di queste caratteristiche si rimanda ai paragrafi successivi (4.10), per ora assumiamo per noto il fatto che la componente elettronica è affetta da un rumore equivalente in carica (*equivalent noise charge, ENC*) di  $\simeq 1000$  elettroni in uscita dal fotodiodo, corrispondenti a  $\frac{1000}{G}$  elettroni prima della moltiplicazione. Tutto ciò si riflette sulla richiesta che gli APD guadagnino almeno un fattore

$G > 200$  durante il processo di moltiplicazione. Appurato ciò, è possibile procedere con la scelta dei dispositivi che verranno montati sul rivelatore.

## 4.5 Criteri di selezione degli APD

Le misure effettuate durante la caratterizzazione degli APD hanno portato alla determinazione di alcuni vincoli preliminari da considerare durante la scelta dei dispositivi che verranno utilizzati nella configurazione finale del rivelatore; li riassumiamo qui di seguito:

- il valore della tensione di breakdown deve essere compreso nell'intervallo  $390 V < V_{BD} < 440 V$ ;
- il valore della corrente di buio dovrà essere  $I_{dark} < 10 nA$ ;
- il punto di lavoro dell'APD è fissato ad una tensione di alimentazione per cui il guadagno sia  $> 200$  ovvero, in generale, ad una tensione di alimentazione per cui  $V_{bias} = V_{BD} - 4$ .

Ricordiamo che per quanto riguarda i dispositivi non testati, di essi si conoscono solo le caratteristiche di tensione di riferimento per  $G = 50$  e tensione di breakdown.

Sottolineiamo inoltre che durante la caratterizzazione degli APD è stato utilizzato un apparato di misura creato *ad hoc* per l'occasione, che però non coincide con le reali condizioni finali dell'esperimento.

E' stato pertanto implementato un nuovo apparato che riproducesse più fedelmente l'effettivo sistema finale. Lo scopo è quello di realizzare un sistema che permetta di confrontare in maniera veloce ed efficiente le caratteristiche di tensione di riferimento e breakdown di tutti gli APD disponibili con quelle degli APD precedentemente caratterizzati, con l'obiettivo di trovare dei parametri comuni che ne permettano poi la selezione in maniera semplice.

L'apparato di misura è mostrato in figura (4.18). L'APD è interfacciato ad una fibra scintillante (BCF20), posizionato su un supporto di rame che ne permette il controllo della temperatura attraverso un raffreddatore ad effetto Peltier (esattamente come già illustrato nel paragrafo 4.3.1); la fibra è stimolata attraverso una sorgente di  $^{90}Sr$ , che decade  $\beta^-$  con l'emissione di elettroni il cui spettro mostra un end-point a  $2.2 MeV$ . La sorgente è posizionata a  $\sim 40 cm$  da un estremo della fibra; all'altro estremo è interfacciato un PMT, che ha lo scopo di fornire un segnale di trigger per l'acquisizione dati che viene effettuata attraverso un multicanale (*multi-channel analyzer*, *MCA*). Ancora una volta il segnale proveniente dall'APD viene amplificato

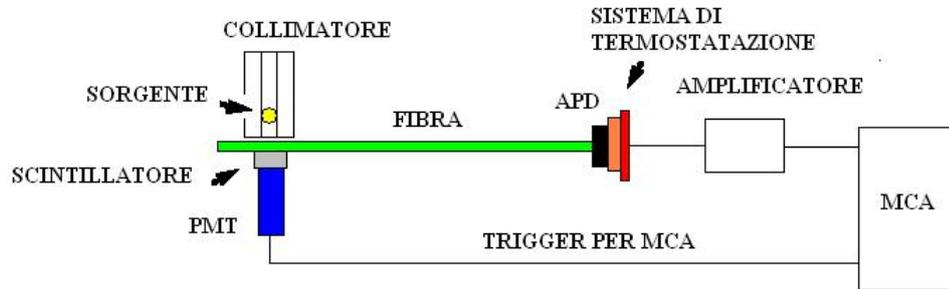


Figura 4.18: Schema dell'apparato di misura utilizzato.

da un amplificatore di carica SILENA 205.

Anzitutto si è provveduto alla misura dello spettro utilizzando gli APD caratterizzati in precedenza. Un tipico spettro così acquisito è mostrato in figura (4.19).

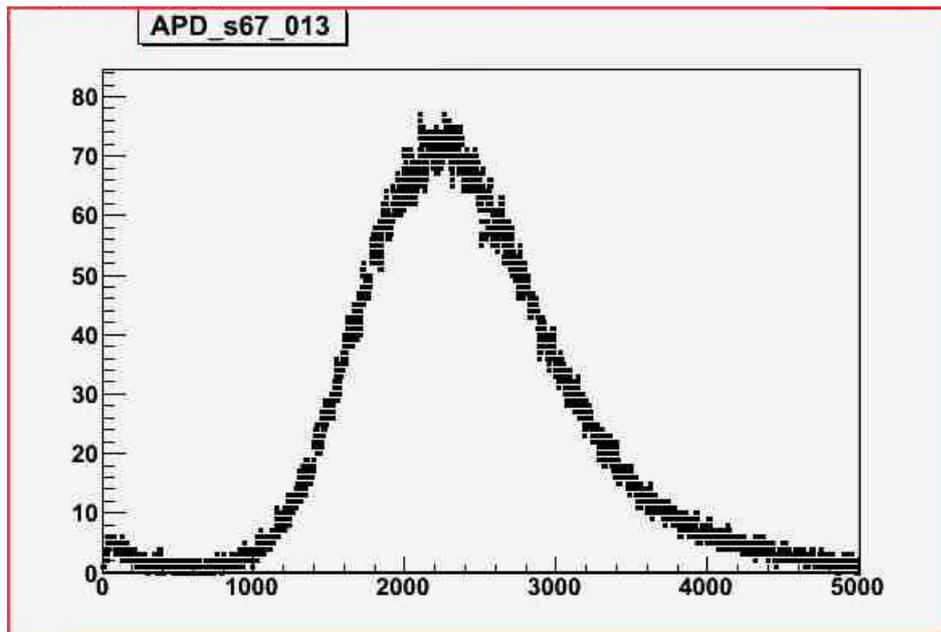
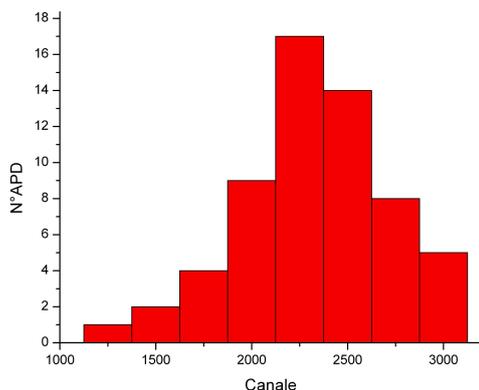


Figura 4.19: Esempio di spettro acquisito durante la fase di selezione degli APD.

Gli spettri acquisiti sono stati fittati con una funzione gaussiana; si è potuto pertanto calibrare il multicanale ottenendo una relazione fra il guadagno degli APD i canali, trovando in particolare il valore a cui corrisponde  $G = 200$ , il minimo guadagno che intendiamo ottenere dai fotodiodi.

Le misure sono state pertanto ripetute con un nuovo campione di APD, fissando una tensione di alimentazione a  $4V$  sotto il breakdown, corrispondente teoricamente ad un guadagno  $G > 200$ .

Le distribuzioni della posizione dei picchi è stata tabulata, ottenendo l'istogramma mostrato in figura (4.20); il fattore di guadagno  $G = 200$  corrisponde all'incirca al canale n° 2000.



**Figura 4.20:** Distribuzione della posizione dei picchi per il gruppo di APD testati durante la fase di selezione.

Come si può vedere la distribuzione è sbilanciata verso i valori di nostro interesse, ciò nonostante è evidente una coda a basso guadagno, formata da APD che non soddisfano la condizione richiesta. Questo significa che non tutti i dispositivi riescono ad ottenere un guadagno utile, anche se alimentati molto vicino al breakdown, e che non tutti garantiscono delle prestazioni ottimali.

L'effetto è spiegabile osservando le caratteristiche in tensione di riferimento e breakdown degli APD. Evidentemente, una volta fissata la tensione di guadagno 50, l'incremento di guadagno possibile è legato a quanto si può aumentare la tensione prima che il dispositivo vada in breakdown. Avendo definito

$$\Delta V = V_{BD} - V_{ref}, \quad (4.5.1)$$

il valore per cui gli APD campionati mostrano un guadagno  $G > 200$  è risultato essere  $\Delta V > 45V$ . La selezione dei fotodiodi è stata pertanto effettuata seguendo questo criterio. Fra tutti gli APD disponibili, 670 sono risultati essere compatibili con le nostre richieste; il numero è più che sufficiente per la realizzazione del rivelatore, che richiede 512 dispositivi + eventuali riserve.

Gli APD sono stati pertanto divisi in gruppi da 8, in base alle tensioni di riferimento e breakdown, in maniera tale da uniformare il più possibile il comportamento dei dispositivi su ciascuna scheda e permettere una tensione di alimentazione comune agli 8 canali.

## 4.6 Scintillatori e fibre scintillanti

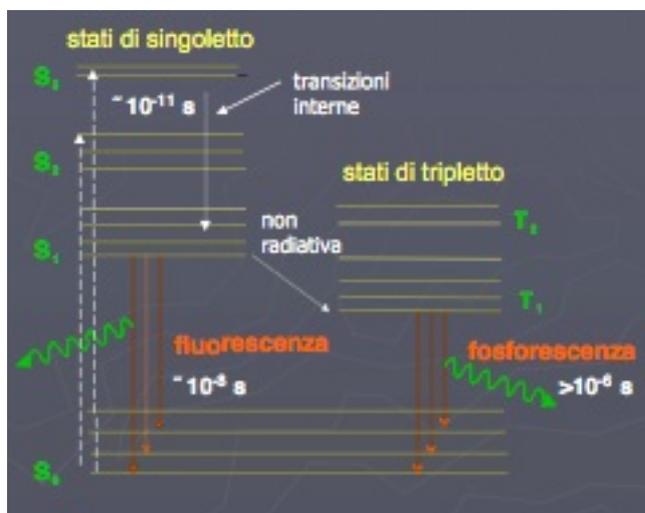
I rivelatori a scintillazione sono indubbiamente uno dei mezzi più utilizzati nel campo della rivelazione di particelle cariche. Essi sfruttano la proprietà di alcuni materiali di convertire in un breve segnale luminoso parte dell'energia rilasciata dalla ionizzazione di particelle cariche; tale proprietà viene generalmente chiamata *luminescenza*. In particolare, se il fenomeno di emissione luminosa avviene entro  $10^{-8}s$ , si parla allora di *fluorescenza*. Se invece l'emissione viene ritardata, in quanto lo stato eccitato è uno stato metastabile, si parla di *fosforescenza*; evidentemente il primo caso è quello di maggiore interesse nella realizzazione di rivelatori.

Mostriamo adesso il meccanismo di scintillazione nel caso degli scintillatori organici, in quanto essi sono alla base anche della realizzazione degli scintillatori plastici, che sono quelli utilizzati nella realizzazione del Timing Counter. Va comunque ricordato che oltre a quelli appena menzionati esistono altri tipi di scintillatori (inorganici, liquidi, gassosi) a cui corrispondono anche differenti meccanismi di luminescenza.

Gli scintillatori organici sono composti da idrocarburi, quasi sempre contenenti anelli benzenici; una delle loro principali caratteristiche è di avere un tempo di decadimento molto breve, dell'ordine di alcuni *ns*. La luce di scintillazione in questi composti proviene dalle transizioni elettroniche indotte fra diversi livelli molecolari, in presenza di legami  $\pi$ .

In figura (4.21) vengono mostrati schematicamente i livelli energetici e le transizioni fra di essi; sono stati distinti gli stati di singoletto da quelli di tripletto, in quanto contribuiscono in maniera differente al fenomeno della luminescenza. Lo stato fondamentale è uno stato di singoletto; al di sopra di esso vi sono gli stati eccitati di singoletto  $S_1, S_2, \dots$ , e gli stati di tripletto  $T_0, T_1, T_2, \dots$ . Ad ogni stato elettronico è associata inoltre una struttura fine, legata all'eccitazione dei livelli vibrazionali della molecola.

La ionizzazione prodotta dalle particelle incidenti provoca l'eccitazione di entrambi questi meccanismi. Gli stati eccitati di singoletto decadono verso il primo stato eccitato  $S_1$ , attraverso transizioni interne ( $\tau < 10 ps$ ) che non generano emissione di fotoni. Viceversa lo stato  $S_1$  decade verso un livello vibrazionale dello stato fondamentale, emettendo luce, in un tempo dell'ordine dei *ns*; è questo il fenomeno della fluorescenza.



**Figura 4.21:** Rappresentazione schematica del meccanismo di scintillazione.

Il meccanismo di diseccitazione dello stato di tripletto è differente: la transizione fra stato  $T_0$  e stato  $S_0$  è difatti fortemente soppressa dalle regole di selezione dei multipoli. Lo stato  $T_0$  decadrà quindi interagendo con un'altra molecola nello stato  $T_0$ , secondo la relazione [38]:



lasciando pertanto uno stato eccitato  $S^*$  che quindi decadrà verso lo stato  $S_0$  secondo il meccanismo descritto prima. La luce proveniente da transizioni di tripletto subisce un ritardo dovuto al tempo caratteristico dell'interazione fra gli stati eccitati, essa è responsabile del fenomeno della fosforescenza, che non è di alcun interesse nel campo della rivelazione di particelle cariche. Gli scintillatori plastici sono ottenuti attraverso soluzioni di scintillatore organico in solventi plastici solidi; fra le varie tipologie di scintillatori utilizzabili nel campo della rivelazione di particelle cariche, le fibre plastiche mostrano delle caratteristiche che le rendono particolarmente adatte agli scopi dell'esperimento:

- il tempo di decadimento del fenomeno di fluorescenza è dell'ordine di alcuni nanosecondi, il che rende possibile operazioni in situazioni di alto rate di particelle incidenti, permettendo la realizzazione di un trigger efficiente;
- le dimensioni contenute permettono di avere un alta risoluzione spaziale,  $\sim 1\text{cm}$ ;

- la struttura plastica delle fibre permette di modellare quest'ultime in maniera relativamente facile, portandole a temperatura opportuna e sagomandole con degli appositi stampi; questo è un particolare di grande importanza, in quanto le fibre dovranno da una parte andare a combaciare con la sagoma del COBRA e del Timing Counter longitudinale e dall'altra interfacciarsi agli APD, la cui posizione dovrà rispettare i vincoli imposti dalla struttura stessa del magnete.

## 4.7 Caratteristiche delle fibre BCF20

Per la realizzazione del rivelatore trasverso sono state scelte delle fibre scintillanti BCF20 prodotte dalla Saint-Gobain Crystals, a sezione quadrata  $5 \times 5 \text{ mm}$  e spettro di emissione piccato nel verde,  $\lambda = 492 \text{ nm}$ , le cui caratteristiche principali sono mostrate in tabella (4.7).

|                               | Singolo rivestimento                                 | Doppio rivestimento                                  |
|-------------------------------|--|--|
| Dimensioni fibra              | $5\text{mm} \times 5\text{mm} \times \sim 1\text{m}$ | $5\text{mm} \times 5\text{mm} \times \sim 1\text{m}$ |
| Materiale fibra               | Polistirene  | Polistirene  |
| Materiale 1°rivestimento      | Acrilico   | Acrilico   |
| Materiale 2°rivestimento      |  | Fluor-Acrilico                                       |
| Indice di rifrazione fibra    | 1.60   | 1.60   |
| Indice di rifrazione 1°riv.   | 1.49   | 1.49   |
| Indice di rifrazione 2°riv    |  | 1.42   |
| Spessore 1°riv.               | 4%   | 4%   |
| Spessore 2°riv.               |  | 2%   |
| Picco emissione               | $492\text{nm}$                                       | $492\text{nm}$                                       |
| Lunghezza di attenuazione     | $> 3.5\text{m}$                                      | $> 3.5\text{m}$                                      |
| Efficienza di intrappolamento | 4%   | 7.3%   |

**Tabella 4.5:** Principali caratteristiche delle fibre scintillanti BCF20 *multicladding*; a confronto i valori per le fibre a singolo ricoprimento [52].

Le fibre sono caratterizzate da un doppio rivestimento, *multicladding*, che aumenta l'efficienza di intrappolamento della luce all'interno della fibra. Il numero di fotoni che la fibra può trattenere al suo interno dipende infatti dall'angolo massimo di riflessione con cui la luce può incidere sulla superficie della fibra; questo a sua volta dipende dal rapporto fra gli indici di rifrazione del materiale di cui è composta la fibra e del materiale all'esterno della fibra. Solitamente le fibre vengono ricoperte con materiali opportuni

che permettono di avere due riflessioni: una all'interfaccia fibra-ricoprimento, ed una all'interfaccia ricoprimento-aria. L'aggiunta di un ulteriore strato di ricoprimento, come avviene nel caso delle fibre a multicladding, crea una nuova interfaccia su cui si può avere ulteriore riflessione, con conseguente incremento dell'efficienza.

## 4.8 Caratterizzazione delle fibre

Nei paragrafi successivi vengono mostrate le misure effettuate al fine di caratterizzare le fibre ed ottenere la migliore configurazione nella costruzione del rivelatore. Si è anzitutto provveduto alla misura dell'efficienza di trasporto per fibre rettilinee, ottenendo un riferimento generale per le misure successive, che hanno riguardato le fibre curve che andranno poi effettivamente a comporre il rivelatore e la determinazione della loro efficienza. In particolare queste hanno mostrato una evidente perdita di segnale dovuta alla particolare geometria; grande attenzione è stata quindi data alla realizzazione di un sistema di recupero dell'efficienza per le fibre curve.

### 4.8.1 Efficienza di intrappolamento

L'efficienza  $\eta$  di una fibra è definita come il numero di fotoni prodotti dalla particella incidente diviso per il numero di fotoni che la fibra riesce effettivamente a convogliare verso il rivelatore. Ricaveremo ora questo valore nel caso in cui i fotoni vengano emessi isotropicamente all'interno di una fibra a sezione quadrata [53].

Consideriamo un fotone emesso lungo una direzione  $\mathbf{r}$ ; le componenti del versore espresse in funzione dei coseni direzionali sono date da:

$$\mathbf{r} = \sin\theta\cos\phi \mathbf{i} + \sin\theta\sin\phi \mathbf{j} + \cos\theta \mathbf{k} . \quad (4.8.1)$$

Il fotone verrà intrappolato dalla fibra e convogliato verso il rivelatore (trascurando l'effetto dovuto all'assorbimento del materiale) se gli angoli di incidenza sulle pareti della fibra, rispettivamente  $\alpha_i = |\mathbf{r} \cdot \mathbf{i}|$  per la parete parallela al piano  $y - z$  e  $\alpha_k = |\mathbf{r} \cdot \mathbf{k}|$  per quella parallela al piano  $x - y$ , saranno entrambi minore dell'angolo limite di riflessione  $\theta_l$ , definito da:

$$\theta_l = \sin^{-1} \left( \frac{n_1}{n_2} \right) , \quad (4.8.2)$$

dove con  $n_1$  si intende l'indice di rifrazione del materiale che circonda la fibra e con  $n_2$  l'indice di rifrazione del materiale che compone la fibra.

Dall'equazione (4.8.1) è possibile valutare gli angoli  $\alpha_i$  e  $\alpha_k$ :

$$\alpha_i = \cos^{-1}(\sin\theta\cos\phi), \quad (4.8.3)$$

$$\alpha_k = \theta. \quad (4.8.4)$$

E' importante sottolineare che non ha importanza su quale piano la riflessione avvenga per prima, in quanto le pareti della fibra sono ortogonali fra loro.

La frazione di fotoni intrappolata può essere perciò valutata come il rapporto fra l'angolo solido "utile"  $\Omega$ , delimitato dagli angoli calcolati in (4.8.3) e (4.8.4), e l'angolo solido totale  $4\pi$ :

$$\eta = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{4}{4\pi} \int_{\theta=\theta_i}^{\pi/2} \sin\theta d\theta \int_{\phi=\cos^{-1}(\cos\theta_i/\sin\theta)}^{\pi/2} d\phi. \quad (4.8.5)$$

L'integrale è stato valutato numericamente attraverso il software Mathematica, per i valori  $n_1 = 1.42$  e  $n_2 = 1.60$  forniti dalla Saint-Gobain, ottenendo come risultato  $\eta = 0.073$  in perfetto accordo con quanto dichiarato dal produttore (cfr. tab. 4.7). Notiamo che nel caso di fibre quadrate l'efficienza della fibra non dipende dalla posizione dell'emissione luminosa all'interno di essa.

## 4.8.2 Misura della efficienza di intrappolamento

Descriviamo ora la misura effettuata per determinare sperimentalmente l'efficienza di intrappolamento della fibra rettilinea.

La fibra scintillante viene eccitata attraverso un fascio laser ( $\lambda = 408 \text{ nm}$ ). Prima di incidere sulla fibra il fascio passa attraverso un filtro ottico semiriflettente, che suddivide la luce in due parti (coefficiente di trasmissione  $0.5 \div 0.5$ ); un fascio viene quindi monitorato da un fotometro, mentre l'altro passa attraverso un diffusore posto in testa alla fibra e penetra quindi al suo interno. L'utilizzo di un diffusore garantisce che la luce laser non attraversi direttamente la fibra ma appunto diffonda al suo interno, evitando così una fonte di errore sistematico sulla misura. All'altra estremità della fibra è interfacciato un secondo fotometro, che misura quindi la quantità di luce trasportata dalla fibra. Il fotometro acquisisce in continua il fascio laser e restituisce la media temporale dell'intensità luminosa incidente.

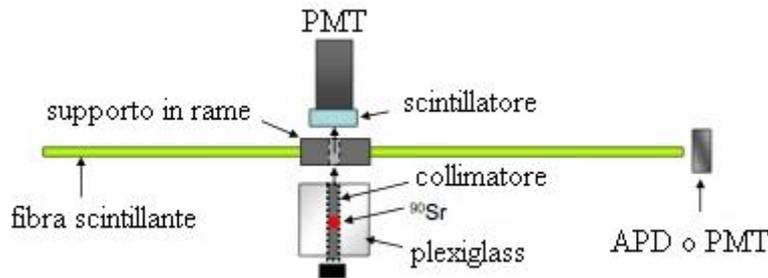
Si è così ottenuto per l'efficienza della fibra il valore  $6.6 \pm 0.5 \%$ , leggermente inferiore a quanto dichiarato dal produttore.

Nell'ottica di dover in seguito procedere alla sagomatura delle fibre attraverso il loro riscaldamento sino a temperature di  $120^\circ$ , si è controllato inoltre se vi potesse essere una variazione dell'efficienza di intrappolamento dovuta ad

eventuali danneggiamenti prodotti sulla struttura della fibra, in particolare sul cladding, dall'effetto del riscaldamento. La stessa misura appena descritta è stata quindi ripetuta dopo avere sottoposto la fibra allo stesso processo di riscaldamento che verrà in seguito utilizzato per ottenere la curvatura richiesta. Il risultato della misura non ha evidenziato variazioni.

### 4.8.3 Misura della lunghezza di attenuazione delle fibre

La misura della lunghezza di attenuazione delle fibre è stata effettuata con l'apparato sperimentale mostrato in figura (4.22).

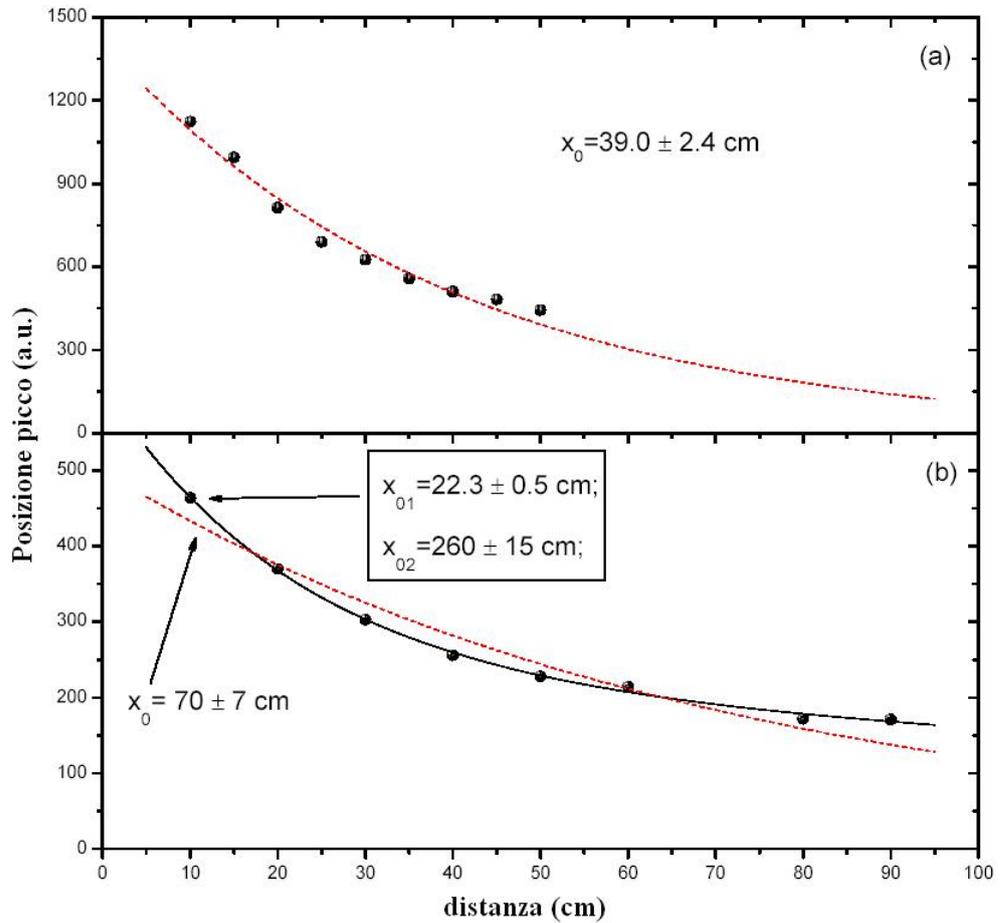


**Figura 4.22:** Schema dell'apparato sperimentale utilizzato durante la misura della lunghezza di attenuazione delle fibre.

E' stata utilizzata una sorgente di  $^{90}\text{Sr}$ , le cui caratteristiche sono state descritte in (4.5). In queste condizioni l'energia rilasciata all'interno della fibra è confrontabile con quella calcolata attraverso le simulazioni Montecarlo. La sorgente è incollata ad un supporto in cilindrico in plexiglass che può scorrere dentro un alloggiamento cavo, anch'esso in plexiglass; è possibile in questo modo variare il rate di eventi sulla fibra. Dall'altro lato della fibra, in posizione opposta rispetto alla sorgente, è stato posizionato un piccolo blocco di scintillatore BC422, accoppiato con un PMT (Hamamatsu H3167); questo funziona da trigger per il sistema di acquisizione multicanale, che acquisisce il segnale fornito da un APD interfacciato ad una estremità della fibra.

La stessa misura è stata inoltre effettuata sostituendo l'APD con un fototubo, al fine di riprodurre esattamente lo stesso tipo di test effettuato dalla casa produttrice, ed esplorando un intervallo di lunghezze più ampio ( $\sim 1\text{ m}$ , ovvero l'intera lunghezza della fibra). In figura (4.23) sono mostrate le serie di dati acquisiti, con l'APD (a) e con il fototubo (b).

I dati sono stati fittati inizialmente con una funzione esponenziale:



**Figura 4.23:** Misura della lunghezza di attenuazione delle fibre.

$$y = Ae^{x/x_0}, \tag{4.8.6}$$

che restituisce il valore  $x_0 = 39.0 \pm 2.4 \text{ cm}$ , ben diverso da quanto dichiarato dalla casa produttrice, che fornisce il valore  $x_0 > 3.5 \text{ m}$ .

E' comunque evidente dalla figura (4.23) che il fit esponenziale non riproduce esattamente i dati misurati; si è provveduto pertanto a fittare la funzione con un doppio esponenziale,

$$y = Ae^{x/x_{01}} + Be^{x/x_{02}}. \tag{4.8.7}$$

Il risultato del fit è mostrato anch'esso in figura (4.23). I valori ottenuti per le due lunghezza di attenuazione sono  $x_{01} = 22.3 \pm 0.5 \text{ cm}$  e  $x_{02} = 260 \pm 15 \text{ cm}$ . Il fatto che l'andamento della lunghezza di attenuazione venga ben descritto

da un doppio esponenziale è spiegabile considerando il differente comportamento della luce riflessa dalle diverse interfacce [54]; distinguiamo quindi fra luce della fibra e luce del cladding.

La luce della fibra è quella che viene riflessa dalla prima interfaccia, quella fibra-rivestimento. La lunghezza di attenuazione per questa componente è legata all'assorbimento da parte del materiale della fibra e all'efficienza di riflessione all'interfaccia; per quanto la presenza di difetti strutturali possa diminuirne l'efficienza, solitamente l'interfaccia fibra-rivestimento è facilmente controllabile durante la produzione delle fibre e pertanto in questo caso l'efficienza di riflessione può avvicinarsi molto all'unità, dando come risultato una buona lunghezza di attenuazione. Viceversa, la luce del rivestimento è quella riflessa dall'interfaccia rivestimento-aria; questa è molto difficile da controllare, in quanto polvere, graffi, tracce organiche rilasciate dalla semplice manipolazione delle fibre possono di molto peggiorare l'efficienza di riflessione, originando una seconda lunghezza di attenuazione molto corta. Durante tutto il processo di produzione e installazione delle fibre si è pertanto prestata la massima attenzione a non creare difetti superficiali, cercando di mantenere la massima pulizia degli scintillatori.

#### 4.8.4 Misura dello spettro di emissione

Per effettuare la misura dello spettro di emissione delle fibre è stata utilizzata una lampada UV ( $\lambda_{emiss} = 365 \text{ nm}$ ); il segnale in uscita dalle fibre passa attraverso un monocromatore, che permette di selezionare la radiazione in un intervallo di frequenze fra  $190 \text{ nm}$  e  $4 \mu\text{m}$ , e viene quindi rivelato da un fototubo (Thorne mod 9798 B) sensibile nell'intervallo  $300 \div 800 \text{ nm}$ . Un programma in Labview permette di cambiare l'inclinazione delle lenti all'interno del monocromatore attraverso un sistema di movimentazioni meccaniche e acquisire il segnale del fototubo attraverso un voltmetro.

In figura (4.24) sono mostrati gli spettri forniti dalla Saint-Gobain per la fibre BCF, in particolare per il modello BCF-20 utilizzato nell'esperimento; lo spettro misurato mostra lo stesso identico andamento e picco a  $498 \text{ nm}$ , in ottimo accordo con quanto dichiarato dalla ditta produttrice.

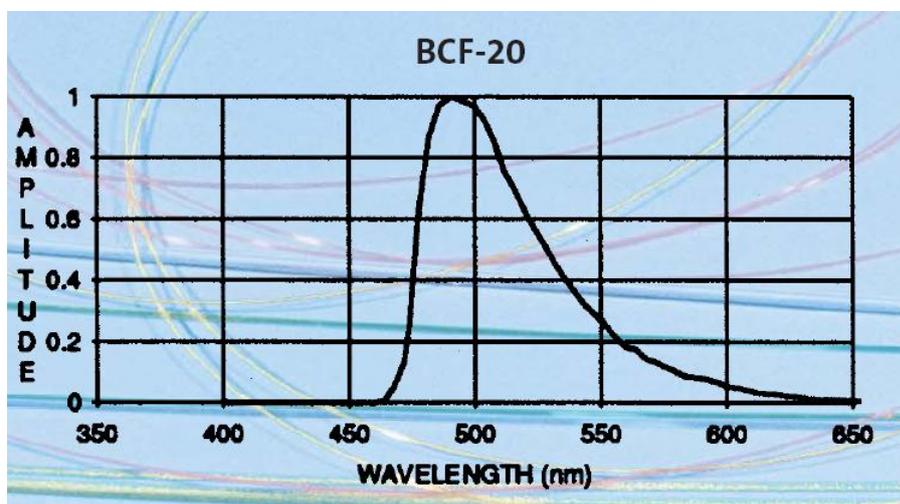


Figura 4.24: Spettro di emissione delle fibre modello BCF-20.

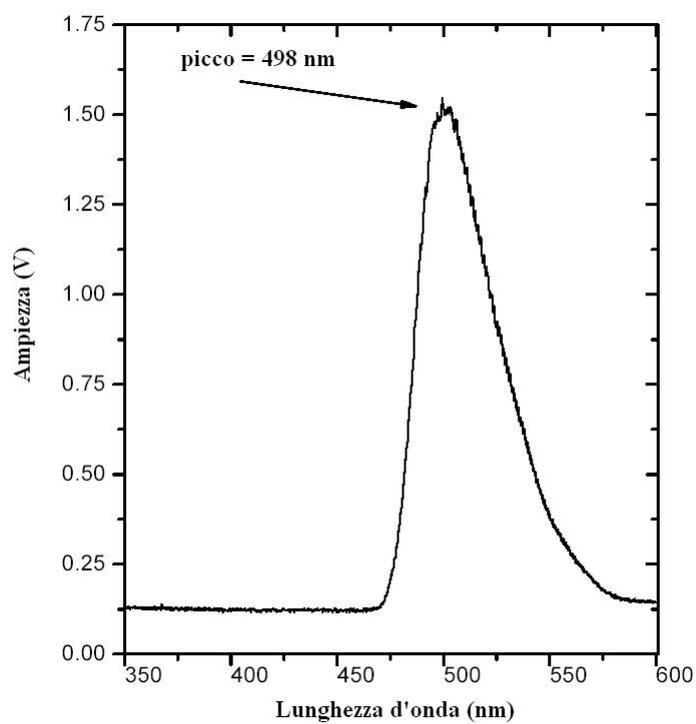
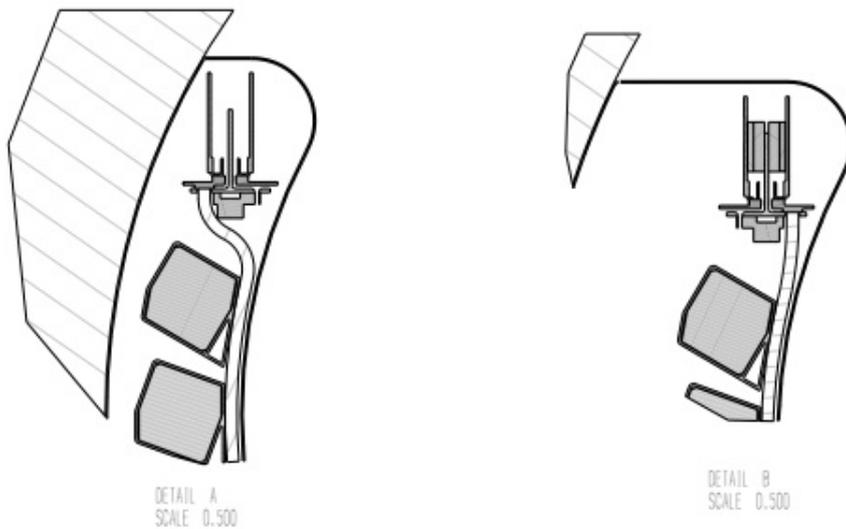


Figura 4.25: Spettro di emissione misurato.

## 4.9 Fibre curve

La struttura del rivelatore ha imposto la necessità di sagomare le fibre scintillanti, al fine da un lato di riprodurre esattamente la curvatura del rivelatore longitudinale su cui esse andranno disposte e dall'altro di permettere la realizzazione di un'interfaccia ottimale con gli APD.

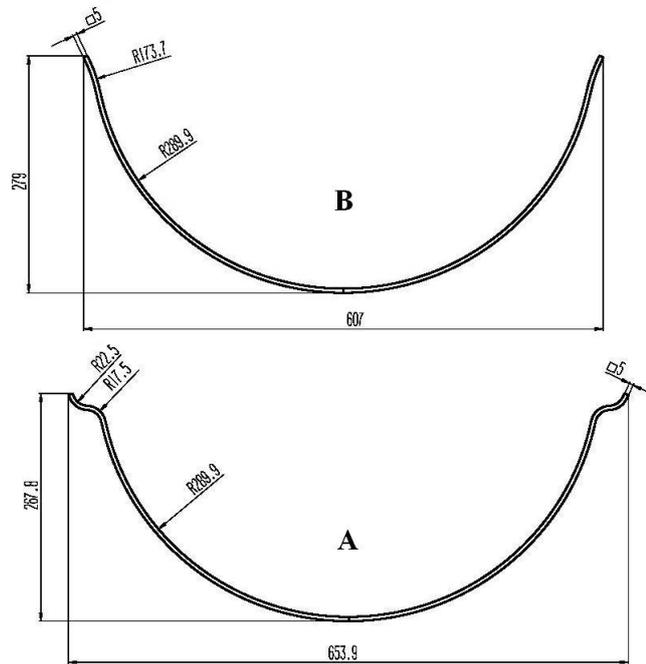
A causa della struttura del supporto a cui sono fissati gli APD è stato necessario produrre due tipi differenti di fibre (fibra A e B in relazione alla figura 4.26) per far sì che queste possano incidere perpendicolarmente sulla superficie dei fotodiodi. In figura (4.26) è riportato il disegno meccanico che rappresenta l'interfaccia fibre-APD, riportando inoltre la posizione del supporto degli APD, delle barre del rivelatore longitudinale e del magnete COBRA su cui l'intera struttura poggia.



**Figura 4.26:** Sezione del rivelatore trasverso.

In figura (4.27) è mostrato invece il disegno del profilo delle fibre, con indicati i differenti raggi di curvatura. Entrambe le fibre sono curve da un lato con raggio di curvatura di  $r_0 = 288.9 \text{ mm}$  che riproduce la sagoma del rivelatore longitudinale, mentre dall'altro si differenziano per la presenza di una singola curvatura (fibra A,  $r_A = 173.7 \text{ mm}$ ) o di una doppia curvatura (fibra B,  $r_{B1} = 17.5 \text{ mm}$ ;  $r_{B2} = 22.5 \text{ mm}$ ).

Evidentemente la presenza della curvatura incide sull'efficienza di intrappolamento delle fibre, che è stata valutata teoricamente e misurata sin qui esclusivamente nel caso di fibre rettilinee. E' stato pertanto necessario duran-

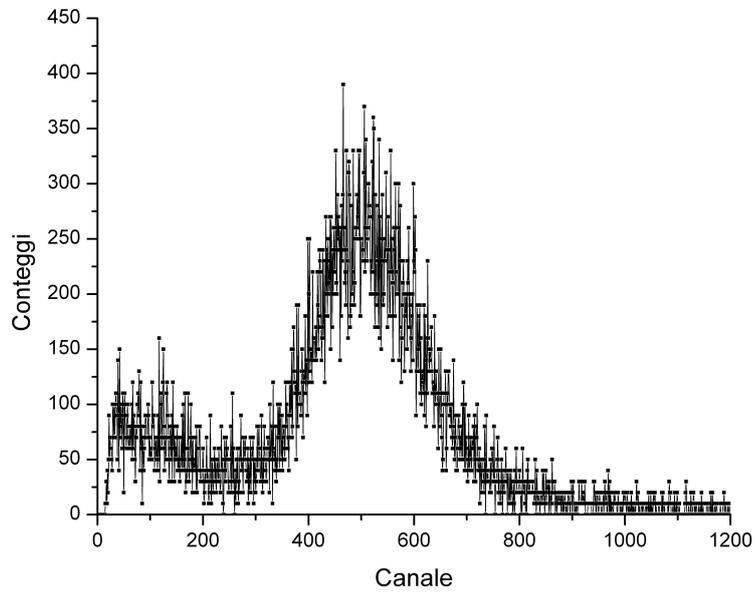


**Figura 4.27:** Profilo delle fibre scintillanti nella configurazione utilizzata durante l'esperimento. In figura è mostrata l'unione di due fibre, in modo da riottenere il profilo del Timing Counter longitudinale.

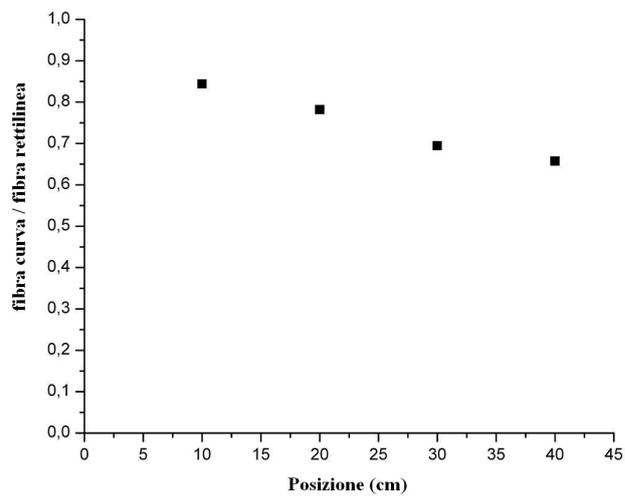
te lo sviluppo del rivelatore procedere alla caratterizzazione delle fibre nella loro configurazione finale ed in particolare provvedere all'implementazione di un sistema di recupero dell'efficienza delle fibre.

I test effettuati sono stati condotti utilizzando le fibre B, ovvero quelle per cui, a causa della doppia curvatura, ci si aspetta il maggior calo di efficienza di intrappolamento. Test effettuati sulle fibre di tipo A non hanno infatti evidenziato variazioni di efficienza tali da richiederne la completa caratterizzazione. Verranno pertanto applicate a queste fibre le stese soluzioni che verranno adottate per le fibre B. Per effettuare la misura si è utilizzato lo stesso apparato sperimentale descritto in (4.8.3)

Le fibre sono eccitate utilizzando una sorgente di  $^{90}\text{Sr}$ , la stessa utilizzata nelle misure mostrate in (4.5) e (4.8.3). All'estremità della fibra è posizionato un altro fototubo che legge il segnale di scintillazione. L'acquisizione dati viene effettuata tramite scheda un PC dotato di scheda MCA ed interfaccia MAESTRO. Le particelle che attraversano la fibra incidono su un blocchetto di scintillatore BC404 interfacciato ad un PMT, che fornisce un segnale di trigger per il multicanale.



**Figura 4.28:** Spettro acquisito durante la misura dell'efficienza delle fibre curve.



**Figura 4.29:** Andamento del rapporto delle efficienze di fibra curva e fibra rettilinea.

La misura è stata effettuata per la fibra dritta e curva, posizionando la sorgente a varie distanze dall'estremità in cui è posto il PMT; sottolineiamo che essa non è una misura assoluta di efficienza (per cui si rimanda al paragrafo 4.8.2), ma una misura comparativa, atta a confrontare i comportamenti delle fibre nelle due differenti configurazioni. Per ogni posizione viene dunque acquisito lo spettro di carica (fig. 4.28), che poi viene fittato con una gaussiana allo scopo di identificare la posizione del picco.

In figura (4.29) è riportato il grafico del rapporto fra le posizioni dei picchi nelle differenti configurazioni. L'effetto della curvatura è evidente: l'efficienza della fibra cala da un minimo del 15% ad un massimo del 35% in funzione della distanza della sorgente dall'estremità in cui si rivela il segnale. Le prestazioni peggiorano a distanze maggiori: ciò è dovuto all'effetto della curvatura a raggio maggiore, praticamente nullo per la misura a 10 cm, ma non trascurabile per le distanze maggiori.

#### 4.9.1 Recupero dell'efficienza su fibre curve

Quanto esposto nel paragrafo precedente giustifica la necessità di recuperare la luce persa dalle fibre a causa della curvatura. A tale scopo si è deciso di ricoprire le fibre con materiale che permettesse, appunto, un incremento dell'efficienza.

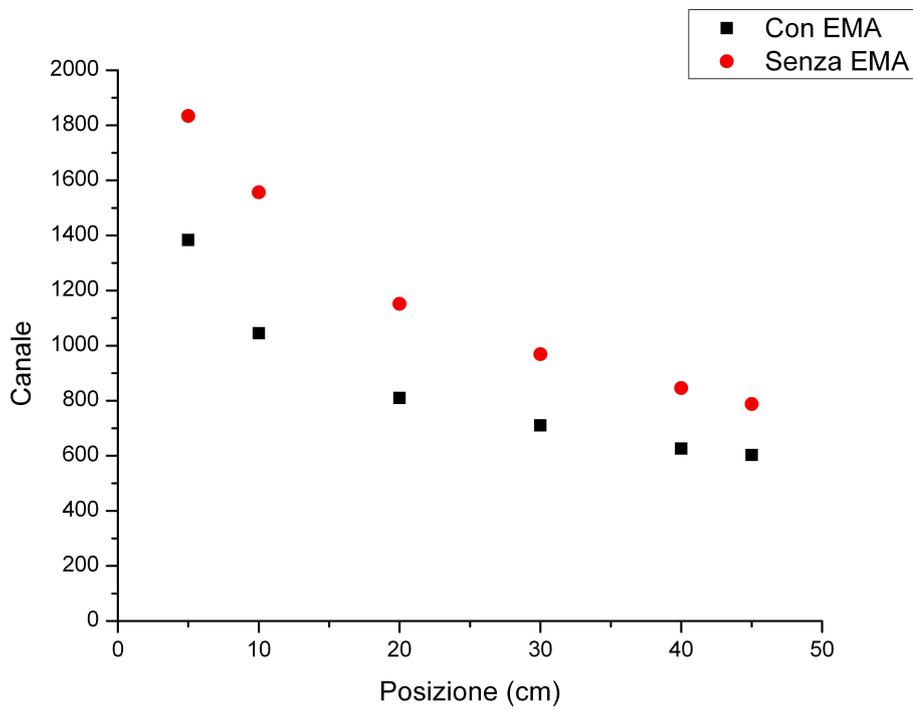
I primi test sono stati effettuati verniciando le fibre con un materiale chiamato EMA (*Extra Mural Absorber*), che la stessa Saint-Gobain consiglia per ridurre gli effetti di cross-talk fra le fibre. Il risultato della misura è mostrato in figura (4.30); è evidente che l'effetto della verniciatura è peggiorativo, diminuendo le prestazioni delle fibre di circa il 25%.

Il risultato è spiegabile ricordando le caratteristiche della vernice EMA, che avendo il compito di ridurre effetti di cross-talk è composto di un materiale assorbitore, che quindi non adempie ai nostri scopi.

Si è provveduto pertanto alla ricerca di un materiale ad alto coefficiente di riflettività che permettesse un migliore recupero della luce; i materiali testati sono stati:

- vernice diffondente prodotta da Kodak (Kodak White Reflective Coating);
- mylar alluminato;
- foglio riflettente prodotto da 3M (3M RADIANT MIRROR FILM).

Tutti i materiali garantiscono la riflessione al 95% dopo un numero di riflessioni  $n \sim 50$ .



**Figura 4.30:** Confronto fra la posizione del picco in funzione della distanza sorgente rivelatore per fibre rettilinee con e senza EMA.

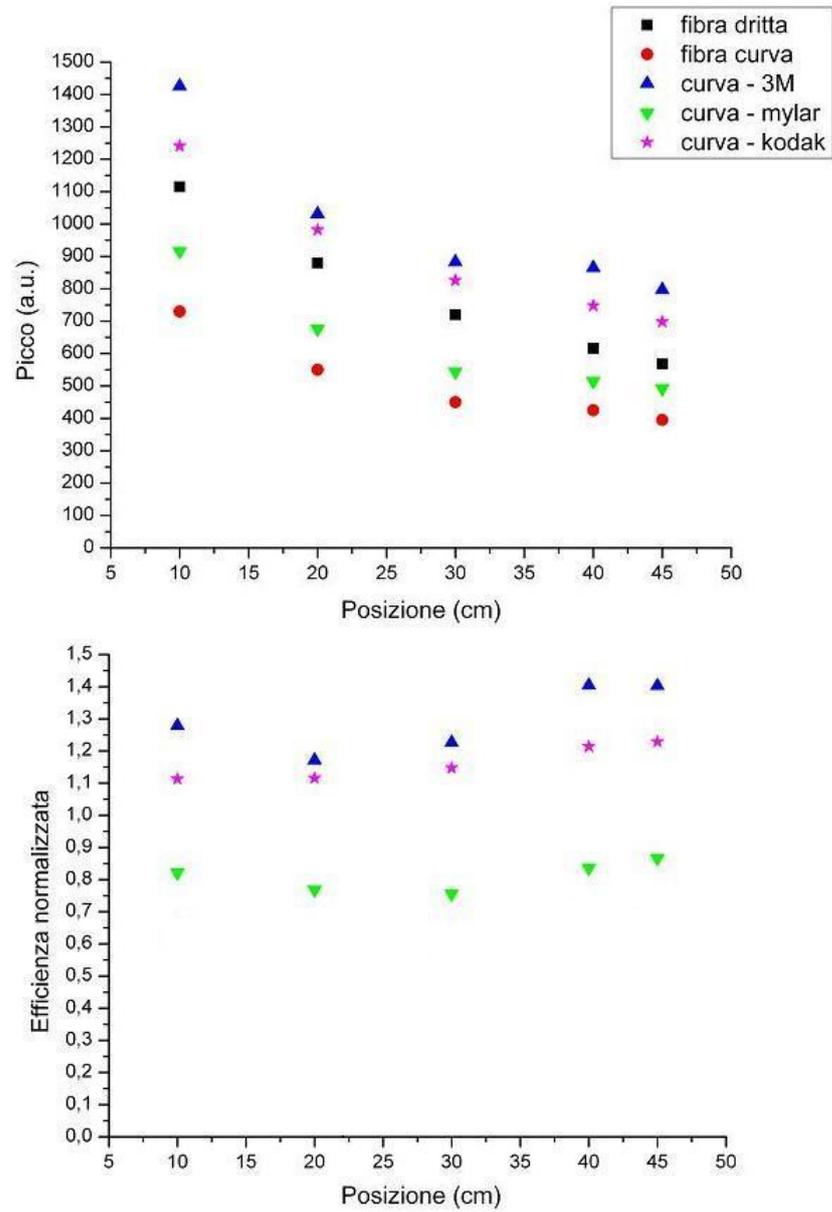


Figura 4.31: Confronto fra le prestazioni delle fibre nelle varie configurazioni.

La copertura delle fibre non ha presentato problemi nel caso della verniciatura, realizzata facilmente con un'apposita pistola ad aria compressa, mentre nel caso del mylar e del 3M, forniti in fogli, si è dovuto ricorrere ad una fasciatura "manuale" delle fibre. Sono state quindi ricavate delle strisce di 5 mm di larghezza che sono state avvolte attorno alle fibre scintillanti.

I risultati delle misure sono in figura (4.31); nel grafico in alto sono mostrate le prestazioni delle fibre nelle differenti configurazioni, mentre nel grafico inferiore vengono mostrate le efficienze dei diversi rivestimenti normalizzate all'efficienza della fibra rettilinea non rivestita. Osserviamo come utilizzando la vernice Kodak o il riflettente 3M l'aumento di efficienza rispetto alle fibre curve non rivestite sia di circa un fattore due; ancora più notevole è che i due materiali producano un aumento di efficienza anche rispetto alla fibra rettilinea. La scelta finale è ricaduta quindi sull'utilizzo del foglio riflettente, che garantisce le prestazioni migliori. Tenendo perciò in considerazione anche l'effetto migliorativo dovuto al rivestimento, per cui consideriamo un incremento medio del 30% rispetto alla fibra dritta, l'efficienza di trasporto delle fibre nella configurazione finale è di  $\sim 8.5\%$ .

Il risultato è confortante, in quanto il valore ottenuto risulta essere anche maggiore di quello preso in considerazione nelle prime fasi dello sviluppo (vedi par. 4.4).

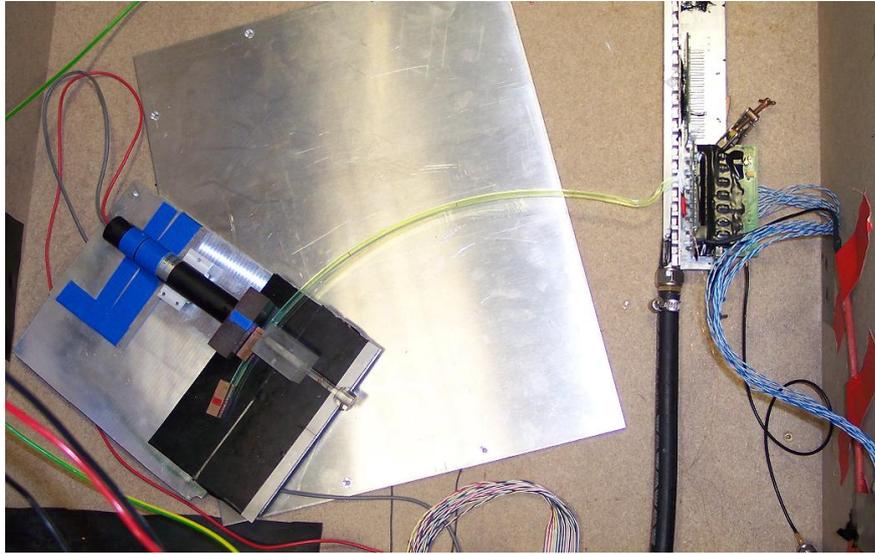
### 4.9.2 Test finali sulle fibre

Prima di considerare definitiva la scelta del riflettente, è stato effettuato un ultimo test allo scopo di provare il materiale riproducendo quanto più fedelmente possibile le condizioni finali di misura. Per questo motivo l'apparato sperimentale descritto nella sezione (4.9) è stato modificato implementando la lettura del segnale con APD interfacciati all'elettronica che verrà utilizzata nel corso dell'esperimento (vedi figura 4.32).

Il segnale in uscita dall'elettronica viene inviato ad un oscilloscopio (TEXTRONIK) che acquisisce quindi lo spettro misurato dall'APD. Un tipico spettro acquisito durante la misura è mostrato in figura (4.33), dove è possibile osservare anche un tipico segnale in uscita dall'APD.

La misura è stata effettuata valutando la dipendenza della risposta dalla posizione della sorgente lungo la fibra e dalla tensione di alimentazione del dispositivo. In figura (4.34) sono mostrati i dati acquisiti a tensione di alimentazione fissata; in figura (invece 4.35) sono mostrati i dati acquisiti fissando una posizione della sorgente e variando la tensione di alimentazione.

I risultati confermano quanto già affermato nel paragrafo precedente, evidenziando un incremento delle prestazioni delle fibre rivestite rispetto alle fibre curve di un fattore 2 in tutte le configurazioni in cui queste sono state



**Figura 4.32:** Apparato sperimentale utilizzato nel test finale delle fibre curve.

testate.

Acquisiti i risultati di quest'ultimo test la scelta del materiale riflettente è stata considerata definitiva; si è quindi proceduto alla produzione e al rivestimento delle 512 fibre necessarie per il completamento dei due rivelatori.

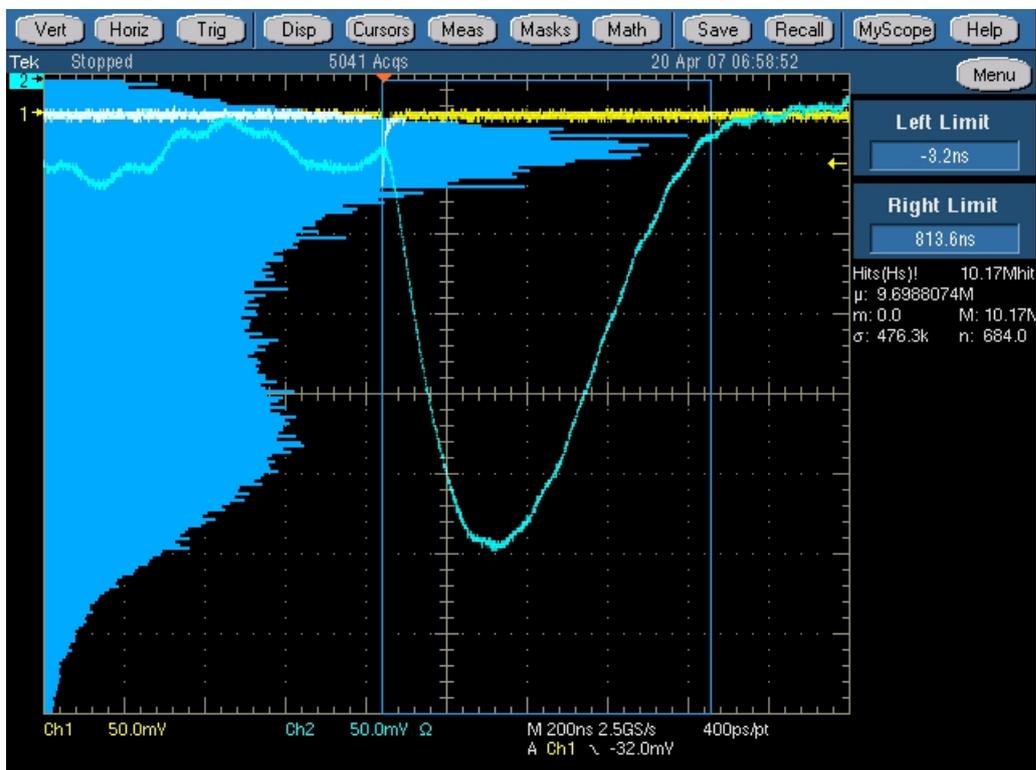
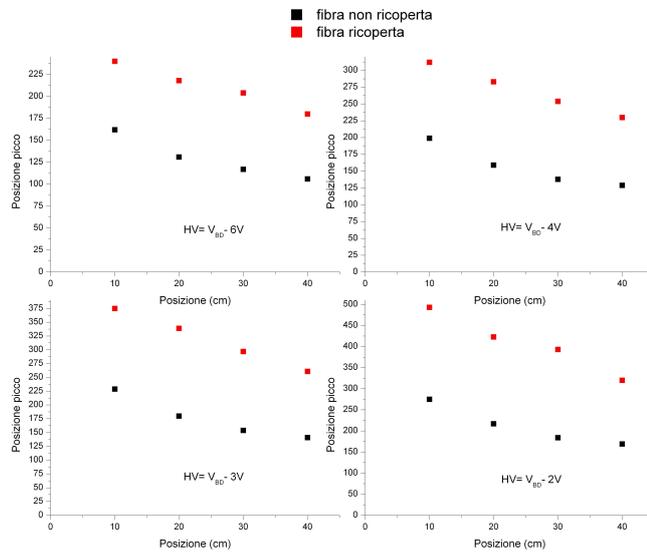
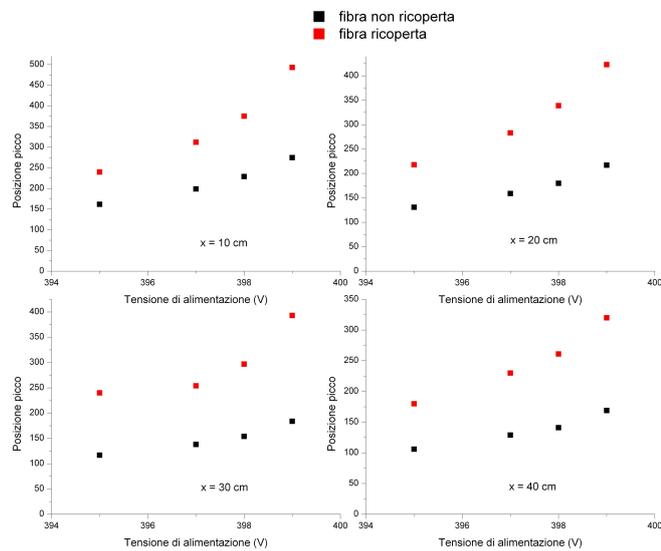


Figura 4.33: Spettro acquisito durante il test finale sulle fibre curve.



**Figura 4.34:** Confronto fra le prestazioni delle fibre ricoperte e non in funzione della distanza della sorgente del rivelatore a tensione di alimentazione fissata.



**Figura 4.35:** Confronto fra le prestazioni delle fibre ricoperte e non in funzione della tensione di alimentazione, a distanza rivelatore-sorgente fissata.

## 4.10 Elettronica di lettura

In questo capitolo descriveremo le caratteristiche dell'elettronica di lettura del segnale generato dagli APD, esponendone brevemente i concetti fondamentali senza peraltro soffermarci sui dettagli, in quanto la realizzazione dei dispositivi non è stato oggetto di questo lavoro di tesi.

L'intero sistema di elettronica è montato su 2 diversi tipi di schede, rispettivamente *front end* (FE) e *patchpanel* (PP). Le prime provvedono a processare il segnale in uscita dagli APD, amplificandolo e formandolo in maniera tale da renderlo utilizzabile come segnale di trigger; in uscita forniscono i segnali discriminati di ciascun canale oltre alla somma analogica degli stessi. Questi vengono acquisiti dai PP, che codificano i segnali e li inviano alla scheda di trigger.

Su ogni FE sono montati 8 APD, mentre ciascun PP gestisce contemporaneamente 4 eFE. Il sistema è completato da un'interfaccia remota che permette di regolare le soglie dei singoli discriminatori nonché se necessario di disattivare la lettura di canali danneggiati.

## 4.11 Processo del segnale e rumore equivalente

Il segnale in carica fornito dagli APD viene amplificato da un amplificatore di carica. Il processo è basato sul trasferimento della carica generata dal rivelatore sul condensatore di feed-back in un amplificatore a loop-chiuso: in questo modo l'uscita in tensione è legata all'energia rilasciata nelle fibre dalla semplice relazione:

$$V_{out} = \frac{Q}{C_f}, \quad (4.11.1)$$

dove  $Q$  è la carica in uscita dall'APD e  $C_f$  la capacità del condensatore di feed-back.

In generale il segnale in uscita dall'amplificatore di carica tende ad avere una "coda" piuttosto lunga, con il conseguente rischio di sovrapposizioni di eventi successivi che comprometterebbero le funzioni del rivelatore. Per questo motivo il segnale viene formato attraverso un filtro integratore-derivatore RC-CR (*shaper*), che permette di ottenere un impulso più rapido.

Un parametro fondamentale, di grande importanza nello sviluppo del rivelatore è il rumore prodotto dall'elettronica nella fase di processo del segnale. Essendo il segnale dei fotodiodi un segnale in carica elettrica è conveniente esprimere il rumore in termini di carica equivalente, *equivalent noise charge*,

|        |                                   |
|--------|-----------------------------------|
| $C_r$  | $80 \text{ pF}$                   |
| $C_f$  | $1 \text{ pF}$                    |
| $V$    | $0.9 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ |
| $i$    | trascurabile                      |
| $\tau$ | $100 \text{ ns}$                  |

**Tabella 4.6:** Caratteristiche dell'amplificatore di carica utilizzato nella realizzazione del rivelatore.

ENC, in ingresso sulle componenti elettroniche. Per la valutazione dell'ENC si è utilizzata la relazione [55]:

$$ENC = \sqrt{\left[ (C_r + C_f)^2 \frac{V^2}{\tau} + i^2 \tau \right]}, \quad (4.11.2)$$

dove con  $C_r$  e  $C_f$  indichiamo rispettivamente la capacità del fotodiode e del condensatore di feed-back,  $V$  e  $i$  sono i rumori in tensione e corrente e  $\tau$  il tempo di formazione del segnale all'uscita del sistem RC-CR.

In tabella (4.11) sono mostrati i valori dei parametri che compaiono in (4.11.2):

Nel calcolo del rumore equivalente bisogna ovviamente tenere conto del rumore generato dal fotodiode. Il rumore in tensione dell'APD è trascurabile rispetto a quello dell'amplificatore, mentre quest'ultimo produce un rumore in corrente praticamente nullo. Per quanto riguarda invece il rumore in corrente dell'APD esso può essere scritto come:

$$i^2 = 2ei_{dark}. \quad (4.11.3)$$

Se consideriamo un valore di corrente di buio di  $\simeq 100 \text{ nA}$  massimo, otteniamo  $i \simeq 1.8 \times 10^{-13} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

Il tempo di shaping ottimale del segnale può essere infine calcolato come il tempo che minimizza l'ENC, il che equivale a porre:

$$\frac{d}{d\tau} \sqrt{\left[ (C_r + C_f)^2 \frac{V^2}{\tau} + i^2 \tau \right]} = 0. \quad (4.11.4)$$

Calcolando la derivata si ottiene:

$$-\frac{1}{2} \frac{\left[ -(C_r + C_f)^2 \frac{V^2}{\tau^2} + i^2 \right]}{\sqrt{\left[ (C_r + C_f)^2 \frac{V^2}{\tau} + i^2 \tau \right]}} = 0, \quad (4.11.5)$$

e si vede pertanto che il tempo ottimale di shaping si ottiene dalla relazione

$$\tau = (C_r) \frac{V}{i}, \quad (4.11.6)$$

dove si è trascurato il contributo della capacità del condensatore di feedback. Sostituendo in (4.11.6) i valori di tabella (4.11) e il rumore in corrente prodotto dall'APD si ottiene il risultato  $\tau \simeq 100 \text{ ns}$ .

Il rumore equivalente è pertanto, ricordando (4.11.2),  $\simeq 1000$  elettroni.

Considerando un guadagno minimo degli APD  $G = 200$ , ciò corrisponde a porre un rumore equivalente in ingresso *sull'APD* dato da:

$$ENC_{APD} = 5, \quad (4.11.7)$$

valore che è stato utilizzato nel paragrafo (4.4) per il calcolo del minimo segnale rivelabile dal rivelatore trasversale.

---

## Capitolo 5

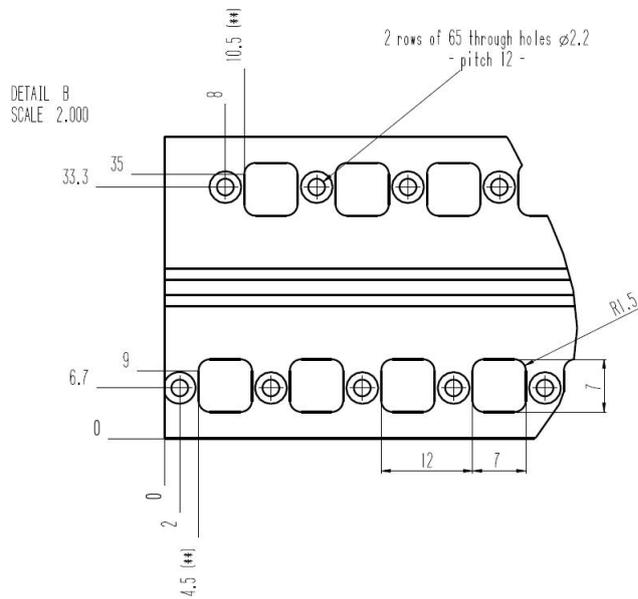
# Assemblaggio del rivelatore

Terminata la fase di caratterizzazione e selezione dei dispositivi, si è finalmente potuto procedere alla costruzione del rivelatore trasversale. In questo capitolo vengono quindi mostrate le fasi della costruzione, illustrando i principali accorgimenti che sono stati presi per ottimizzare la realizzazione del rivelatore.

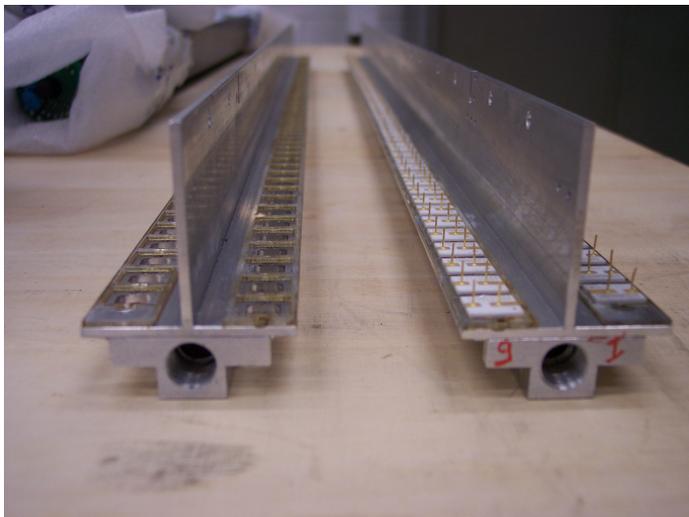
### 5.1 Installazione degli APD

Gli APD sono stati montati su un supporto in alluminio, che ha il duplice scopo di sostenere i dispositivi e provvedere al raffreddamento dell'elettronica e dei fotodiodi stessi. Sul supporto sono praticati 128 fori quadrati di dimensioni  $7 \times 7 \text{ mm}$  che permettono di mantenere libera l'area sensibile dei fotodiodi e realizzare l'interfaccia con le fibre scintillanti (fig. 5.1). All'interno delle barre è realizzata una cavità che permette il passaggio dell'acqua con cui viene raffreddato il sistema APD+elettronica.

I fori realizzati sono di dimensioni maggiori rispetto alle dimensioni dell'area sensibile dei dispositivi ( $5 \times 5 \text{ mm}$ ); per far sì che gli APD siano correttamente posizionati sul supporto è stata prodotta una maschera in plexiglass, da incollare sui supporti (vedi fig. 5.2), che riproducesse l'esatta disposizione dei fotodiodi e ne permettesse pertanto un corretto e rapido allineamento rispetto ai fori praticati nella barra di alluminio.



**Figura 5.1:** Dettaglio della barra di supporto degli APD.

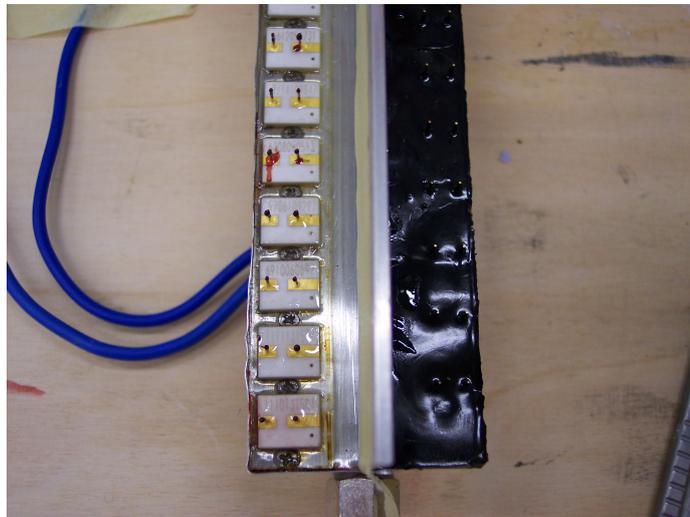


**Figura 5.2:** Disposizione degli APD sulle barre di supporto. A sinistra è mostrata la barra nuda con montate le maschere in plexiglass per il corretto posizionamento dei fotodiodi, a destra la barra con gli APD incollati utilizzando EPOTEK.

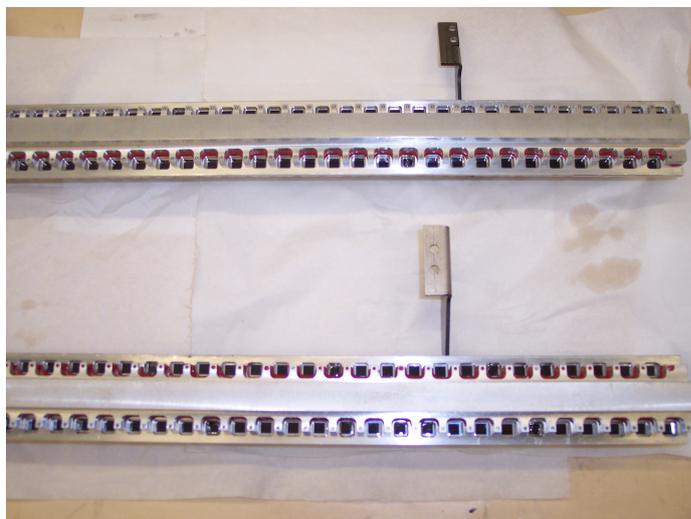
Il fissaggio degli APD sulla barra è stato effettuato in due fasi successive (fig. 5.3):

- si è anzitutto provveduto ad un incollaggio preliminare utilizzando colla EPO-TEK 301-2, riempiendo completamente con essa gli alloggiamenti dei fotodiodi praticati nella mascherina;
- successivamente sono stati fissati gli APD in maniera definitiva utilizzando resina epossilica (STYCAST 2850FT-FR).

La colla EPOTEK ha la notevole proprietà di possedere lo stesso indice di rifrazione dell'aria; il suo utilizzo è giustificato dalla necessità di creare uno strato protettivo che impedisca successivamente alla resina di penetrare attraverso i fori nella barra di alluminio e oscurare parzialmente i rivelatori. Lo STYCAST è invece una resina epossilica che ha la proprietà di essere contemporaneamente un buon conduttore termico e ottimo isolante elettrico. In questo modo, oltre a dare solidità alla struttura, è possibile mantenere i fotodiodi alla stessa temperatura a cui è tenuta la barra di alluminio, garantendone il funzionamento in un regime di temperature controllato.

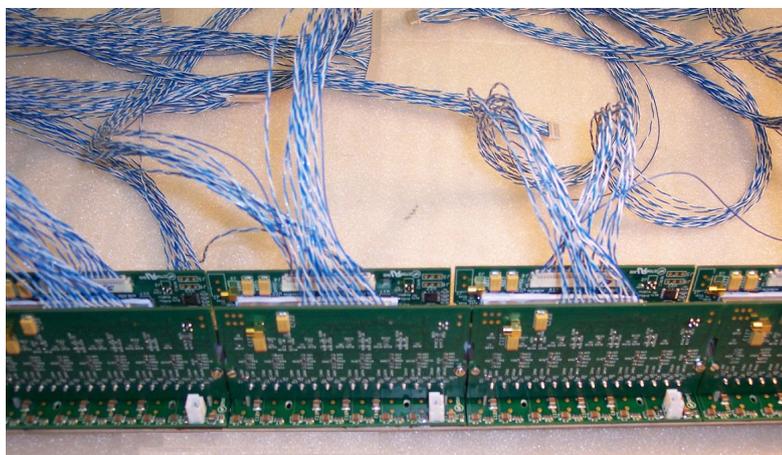


**Figura 5.3:** Fissaggio degli APD con resina epossilica STYCAST.



**Figura 5.4:** Dettaglio degli schermi degli APD dopo il loro montaggio sulla barra di supporto.

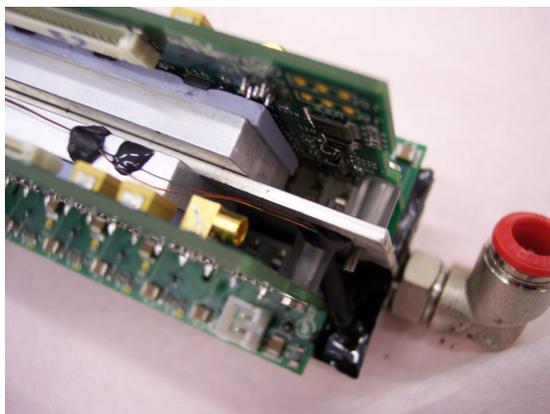
Si è quindi passati al montaggio dell'elettronica di lettura sulla barra di supporto, saldando gli APD ai Front-End, ottenendo la configurazione mostrata in figura (5.5).



**Figura 5.5:** Front-End montati sulle barre.

Le schede elettroniche sono poste in contatto termico con la barra attraverso delle placche di alluminio; al fine di evitare corto circuiti l'interfaccia alluminio-scheda elettronica è stata realizzata attraverso un'apposita gomma isolante, che permette una buona trasmissione del calore. Lungo la barra in differenti posizioni sono state sistemate delle termoresistenze Pt100 che permettono di controllare la temperatura del bagno termico (fig. 5.6).

Le barre così completate sono state montate sul supporto in plexiglass che realizza la struttura del rivelatore longitudinale (fig. 5.7).



**Figura 5.6:** Dettaglio della disposizione delle schede elettroniche sulla barra di supporto.



**Figura 5.7:** Posizionamento della barra di supporto sulla struttura del rivelatore longitudinale.

## 5.2 Produzione delle fibre

Mostriamo in questa sezione la metodologia con cui si sono realizzate le fibre da installare sul rivelatore.

Anzitutto si è dovuto procedere alla curvatura delle fibre, che, come già anticipato nel paragrafo (4.8.1) è stata effettuata attraverso un processo di termoformazione, riscaldando le fibre, disposte all'interno di uno stampo in alluminio (mostrato in fig 5.8) , in forno alla temperatura di  $125^\circ \div 130^\circ$ .

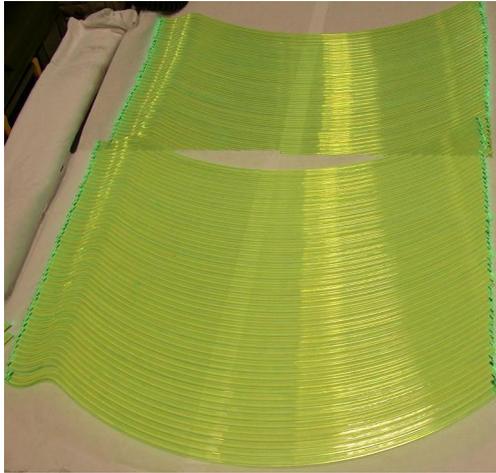


**Figura 5.8:** Lo stampo utilizzato per sagomare le fibre.

Le fibre rettilinee (lunghezza iniziale  $50\text{ cm}$ ) sono posizionate all'interno dello stampo e poste in forno. Lo stampo è realizzato con un meccanismo a ghigliottina che permette di variarne l'apertura, realizzando quindi la curvatura in fasi successive.

Dopo una fase di riscaldamento di  $20'$  la struttura viene parzialmente chiusa, in maniera tale da ottenere una prima deformazione delle fibre; il sistema viene mantenuto in temperatura per altri  $20'$ , dopo di che la struttura viene chiusa completamente, ottenendo la curvatura finale, e mantenuta in forno per altri  $10'$ . Una volta uscito dal forno lo stampo viene fatto raffreddare ancora chiuso, in modo che le fibre possano mantenere la struttura acquisita. In figura (5.9) è mostrate una foto delle fibre a doppia curvatura prodotte.

Le fibre sono state quindi rifilate e fresate alle estremità in modo da ottenere l'esatta lunghezza dello scintillatore e il giusto angolo di incidenza della fibra rispetto alla superficie degli APD.



**Figura 5.9:** Fibre a doppia curvatura.

Si è quindi proceduto alla fasciatura delle fibre con il materiale scelto, che è stata effettuata avvolgendo strisce di riflettente attorno alle fibre stesse, ottenendo il risultato mostrato in figura (5.10).

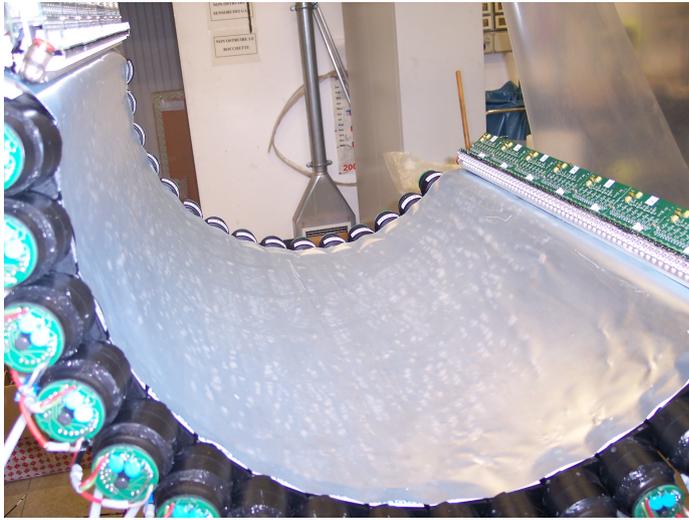


**Figura 5.10:** Dettaglio del ricoprimento delle fibre.

A causa della delicatezza del ricoprimento e dei vincoli geometrici imposti dal rivelatore (le fibre sono poste affiancate separate di meno di  $1\text{ mm}$  a formare uno strato uniforme) è stato deciso di fasciare singolarmente le fibre solo alle estremità che si interfacciano all'APD, occupandosi quindi della curvatura più critica, coprendo la restante superficie con fogli di riflettente.

### 5.3 Installazione delle fibre e completamento del rivelatore

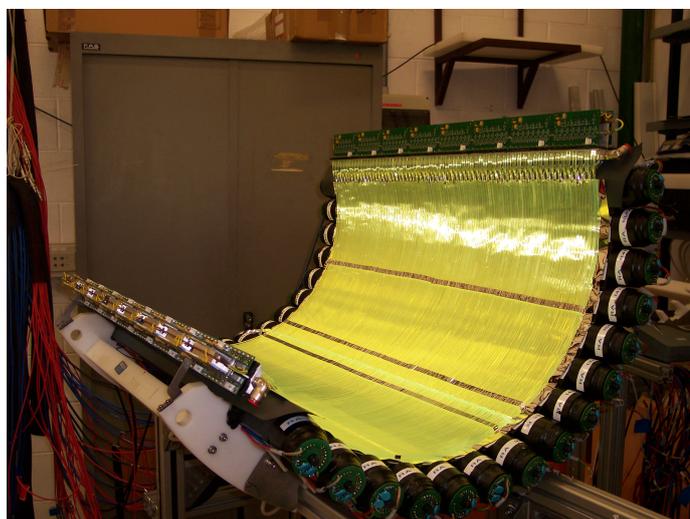
Una volta prodotte le fibre si è potuto procedere con il completamento del rivelatore. E' stato quindi steso un foglio di materiale riflettente sulle barre del rivelatore longitudinale, (fig. 5.11), che, come spiegato nel paragrafo precedente, ha il compito di produrre contemporaneamente la copertura delle fibre nella zona a maggior raggio di curvatura.



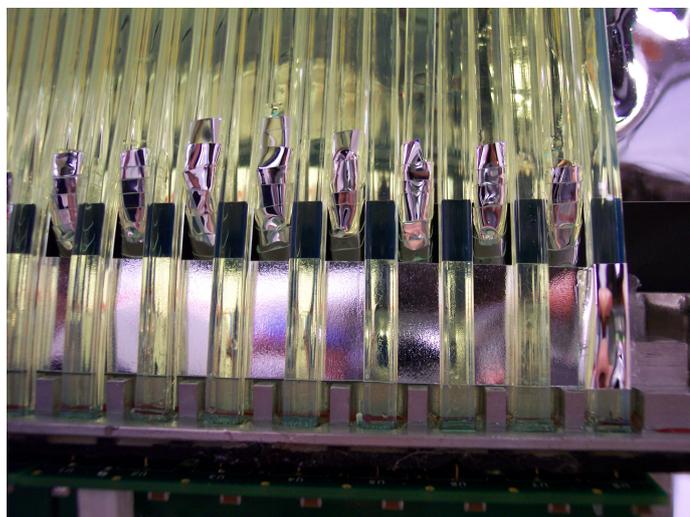
**Figura 5.11:** Posizionamento del riflettente sul rivelatore longitudinale.

Le fibre sono state quindi montate sulla struttura (fig 5.12), fissandole alla stessa con delle strisce di foglio riflettente adesivo, e incollandole agli APD con colla EPOTEK, realizzando in questo modo un incollaggio che garantisca anche una buona interfaccia ottica fra fibre e fotodiodi.

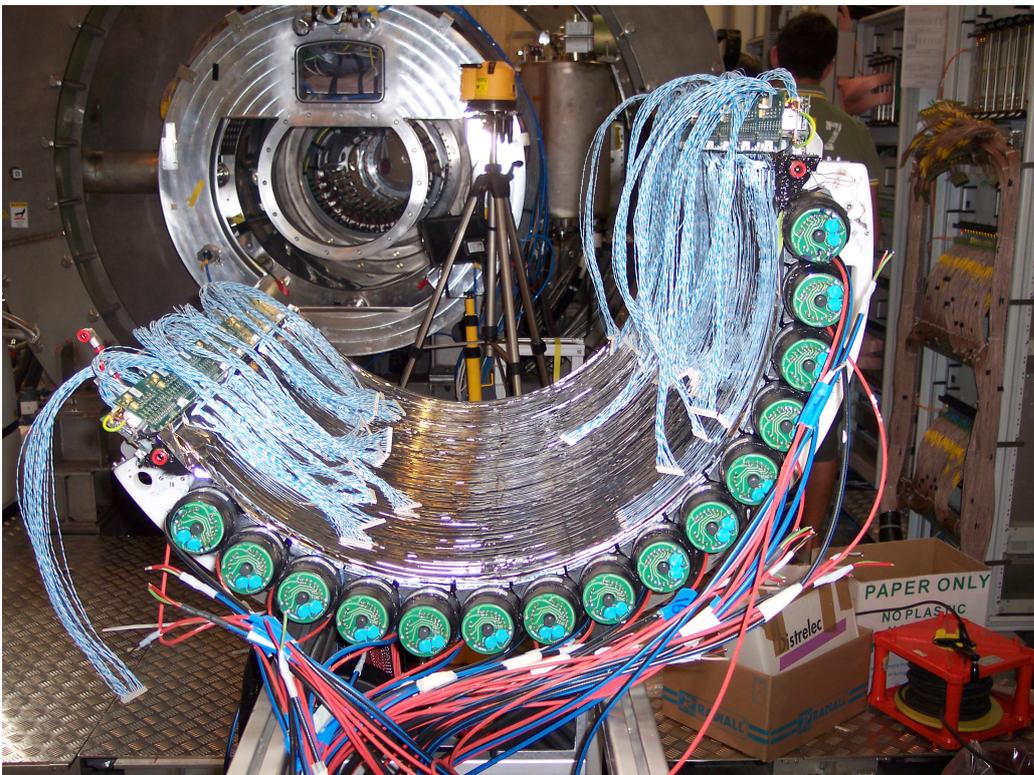
Il rivelatore è quindi completato perfezionando la copertura delle fibre, posizionando una striscia di riflettente lungo tutta la zona in cui le fibre si interfacciano con gli APD (fig. 5.13) e stendendo un ulteriore foglio riflettente sopra lo strato di fibre, realizzando così la copertura completa dello scintillare. In figura (5.14) è mostrato il rivelatore completato.



**Figura 5.12:** Fibre montate sul Timing Counter.



**Figura 5.13:** Dettaglio della parte terminale delle fibre interfacciate agli APD.



**Figura 5.14:** Il rivelatore completo nell'area sperimentale al PSI.

---

# Conclusioni

In questo lavoro di tesi ho presentato lo sviluppo e la realizzazione di una parte del rivelatore Timing Counter per l'esperimento MEG.

Lo scopo di questo sub-detector è quello di fornire un segnale di trigger al sistema di acquisizione e determinare la posizione di impatto dei positroni incidenti con una risoluzione  $\leq 1 \text{ cm}$ .

Questo obiettivo è stato raggiunto implementando un innovativo sistema a fibre scintillanti interfacciate a fotodiodi a valanga ad alto guadagno.

Il raggiungimento delle prestazioni richieste ha reso necessaria la caratterizzazione di ciascun elemento costitutivo, al fine di determinarne con precisione le potenzialità ed i limiti.

Ho studiato nel dettaglio APD e fibre scintillanti, investigandone le caratteristiche in condizioni di lavoro controllate e studiandone successivamente il comportamento nelle condizioni richieste per l'esperimento.

Per quanto riguarda i fotodiodi ho implementato un protocollo di lavoro per la selezione, da un campione di 1200 APD, dei dispositivi maggiormente adatti alla realizzazione del rivelatore. I tre parametri principali che ho considerato sono stati guadagno, corrente di buio e tensione di breakdown.

Per quanto riguarda le fibre scintillanti, il problema principale che ho affrontato è stata la significativa perdita di luce provocata dalla geometria delle stesse; la presenza di una doppia curva imposta dai vincoli meccanici ha comportato una riduzione dell'efficienza di trasporto del  $\sim 30\%$ . Inoltre ho osservato una minore lunghezza di attenuazione rispetto al dato dichiarato dal produttore. Ho quindi implementato un metodo di recupero della luce basato sul rivestimento delle fibre con materiale riflettente e diffondente: il miglior risultato è stato ottenuto utilizzando un film riflettente polimerico prodotto dalla 3M.

Le misure effettuate, sia a Genova che durante i test condotti alle beam facility (Frascati, PSI) hanno mostrato quindi la realizzabilità del rivelatore, confermando la possibilità di ottenere uno strumento efficiente, in grado di rivelare i segnali generati dagli eventi d'interesse per la misura.

Infine ho proceduto alla costruzione del rivelatore trasversale, che ha costi-

tuito la parte finale di questa tesi.

Attualmente entrambi i Timing Counter sono installati nella loro posizione finale all'interno del magnete COBRA. Nel mese di ottobre 2007 è prevista una fase di calibrazione dei singoli rivelatori e successivamente dell'intero apparato, al fine di testare il sistema completo in vista della vera e propria fase di presa dati dell'esperimento, che si prevede inizierà entro Novembre 2007. L'attuale limite sperimentale sul BR del decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$  potrà essere raggiunto e superato già nel corso del 2007, in circa un mese di presa dati; la completa realizzazione della misura viene prevista entro la fine del 2009, quando verrà raggiunta la sensibilità di  $10^{-13}$  sull'evento.

---

# Bibliografia

- [1] M.E. Peskin, D.V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*, Perseus (1995).
- [2] C.M. Becchi, G. Ridolfi, *An introduction to relativistic processes and the standard model of electroweak interactions*, Springer (2006).
- [3] L.B. Okun, *Leptons and Quarks*, North-Holland Company (1982).
- [4] Y. Nir, *Neutrinos in particle physics*, Lectures given at ISAPP2003.
- [5] M. Koshiba, *Birth of neutrino astrophysics*, Nobel Lectures Dec 2002.
- [6] Y. Fukuda et al. [Super-Kamiokande Collaboration], *Measurement of the solar neutrino energy spectrum using neutrino electron scattering*, Phys. Rev. Lett. 82, 2430 (1999) [arXiv:hep-ex/9812011].
- [7] Y. Suzuki [Super-Kamiokande Collaboration], *Solar neutrino results from Superkamiokande*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 77, 35 (1999).
- [8] D. Kielczewska [Super-Kamiokande Collaboration], *Neutrino oscillations at Super-Kamiokande*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 81, 33 (2000).
- [9] M. Apollonio et al. [CHOOZ Collaboration]. *Search for neutrino oscillations on long base-line at the CHOOZ nuclear power station*, Eur. Phys. J. C27, 331 (2003) [arXiv:astro-ph/9907113].
- [10] E. Kh. Akhmedov, *Neutrino physics*, arXiv:hep-ph/0001264
- [11] Y. Kuno e Y. Okada, *Muon decay and physics beyond the standard model*, Rev. Mod. Phys. 73, 151 (2001).
- [12] M.L. Brooks et al. [MEGA Collaboration], *New limit for the family-number non-conserving decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* , Phys. Rev. Lett. 83, 1521 (1999) [arXiv:hep-ex/9905013].

- 
- [13] M. Ahmed et al., *Search for the lepton family-number nonconserving decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* , Phys. Rev. D 65 (2002) [arXiv:hep-ex/0111030].
- [14] U. Bellgardt et al., Nucl Phys. B 229, 1 (1988)
- [15] P. Wintz, in *Proceedings of the First International Symposium on Lepton and Baryon Number Violation*.
- [16] L. Willmann et al., Phys. Rev. Lett. 82, 49 (1999).
- [17] K.W. Edwards et al. [CLEO Collaboration], Phys. Rev. B 55, 3919 (1997).
- [18] K. Abe et al. [BELLE Collaboration], *Search for  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  decay at belle*, KEK PREPRINT 2001-79 (2001).
- [19] D.W. Bliss et al., Phys. Rev. D 57, 5903 (1998).
- [20] P. Depommier et al., *A new limit on the  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  decay*, Phys. Rev. Lett 39, 1113 (1977).
- [21] A. van der Schaaf et al., *A search for the decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* , Nucl. Phys. A 340, 249 (1980).
- [22] W.W. Kinnison et al., *A search for  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* , Phys. Rev. Lett. 56, 2461 (1986).
- [23] R.D. Bolton et al., *search for the rare muon decays with the Cryatal Box Detector*, Phys. Rev. D 38, 2077 (1988).
- [24] R.D. Bolton et al., *Search for the decay  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* , Phys. Rev. Lett. 56, 2461 (1986).
- [25] E. P. Hincks e B. Pontecorvo, *On the absence of photons among the decay products of the 2.2-microsecond meson*, Can. J. Res. 28A, 29 (1950).
- [26] S. Lokonathan e J. Steimberg, *Search for improbable muon decays*, Phys. Rev. 98, 240 (1955).
- [27] G. Feinberg, Phys. Rev. 116, 1482 (1958).
- [28] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1968).
- [29] [http://meg.web.psi.ch/docs/prop\\_psi/proposal.pdf](http://meg.web.psi.ch/docs/prop_psi/proposal.pdf)
- [30] [http://meg.web.psi.ch/docs/prop\\_infn/nproposal.pdf](http://meg.web.psi.ch/docs/prop_infn/nproposal.pdf)

- [31] [http://meg.web.psi.ch/docs/talks/review\\_feb05/beamline.ppt](http://meg.web.psi.ch/docs/talks/review_feb05/beamline.ppt)
- [32] [http://meg.web.psi.ch/docs/prop\\_psi/magnet.ps](http://meg.web.psi.ch/docs/prop_psi/magnet.ps)
- [33] [http://meg.web.psi.ch/docs/drift\\_chambers](http://meg.web.psi.ch/docs/drift_chambers)
- [34] G. Signorelli, Ph.D Thesis, *A sensitive search for lepton flavour violation: the MEG experiment and the new LXe calorimetry.*
- [35] A. Papa, Master Thesis, *The MEG experiment at PSI.*
- [36] S. Dussoni, Ph.D. Thesis *Search for Lepton Flavour Violation: the MEG Experiment.*
- [37] R. Valle, Ph.D. Thesis *Development of the Timing Counter for the MEG experiment.*
- [38] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag.
- [39] [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/PMT\\_handbook\\_v3aE.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/PMT_handbook_v3aE.pdf)
- [40] <http://sales.hamamatsu.com/index.php?id=13189480&language=1&undefined>
- [41] K.G. McKay, K.B. McAfee, *Electron multiplication in Silicon and Germanium*, Phys. Rev. 91, 1079 (1953).
- [42] K.G. McKay, *Avalanche breakdown in Silicon*, Phys. Rev. 94, 877 (1954).
- [43] <http://www.sales.hamamatsu.com>, Technical Information n°28, *Characteristics and use of SI APD.*
- [44] J. Marler et al., *Studies of avalanche photodiode performance in high magnetic field*, NIM A 449, 311 (2000).
- [45] S.M.Sze, *Physics of semiconductor devices*, John Wiley and Sons (1981).
- [46] K. Deiters et al., *Properties of most recent avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter*, NIM A 442, 193 (2000)
- [47] [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_S/S8664\\_series.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S8664_series.pdf) .
- [48] I. Tapan et al., *Avalanche photodiode as proportional particle detectors*, NIM A 388, 79 (1997).

- 
- [49] J.Ch. Vanel et al., *Characterization of avalanche photodiode for calorimetry applications* NIM A 428, 413 (1999).
- [50] [http://meg.wep.psi.ch/docs/talks/review\\_feb04/timing\\_counter/MEG\\_TC\\_feb04.ppt](http://meg.wep.psi.ch/docs/talks/review_feb04/timing_counter/MEG_TC_feb04.ppt) .
- [51] Th. Kirn et al., *Wavelength dependence of avalanche photodiode (APD) parameters* NIM A 387, 202 (1997).
- [52] <http://www.detectors.saint-gobain.com> .
- [53] W.R. Binns et al., *Scintillator-fiber charged-particle track-imaging detector* NIM A 216, 475 (1983).
- [54] N.A. Amos et al., *Optical attenuation length measurement of scintillating fibers* NIM A 297, 396 (1990).
- [55] E. Gatti e P.F. Manfredi, (*Processing signals from solid states detectors*) *Rivista del nuovo cimento* 9, 1 (1986).

---

# Ringraziamenti

*Un ringraziamento al Prof. Flavio Gatti, per avermi dato la possibilità di collaborare con il laboratorio e realizzare questa tesi, per avermi insegnato della fisica...e per avermi dato l'opportunità di girare un pò e guardarmi intorno.*

*Un ringraziamento particolare a Richy e Sime, noti alla scienza come Dott. Valle e Dott. Dussoni. Senza i loro consigli, il loro appoggio e la loro amicizia questa tesi non l'avrei mai scritta.*

*Ringrazio Lorenza, con cui ho ciattellato abbondantemente, e Daniela, che non si è mai arrabbiata più di tanto, e tutti gli altri componenti del laboratorio, Adriano, Antonino, Davide, Luigi.*

*Tutte insieme queste persone hanno fatto in modo che finissi la mia tesi facendomi il culo ma divertendomi. sempre.*

*Grazie a mia mamma e mio papà per gli infiniti sacrifici fatti per crescermi, farmi studiare e sopportarmi quotidianamente...spero un giorno di trovare le parole. Grazie a mia sorella perchè mi vuole bene.*

*Grazie a tutti gli amici che in un modo o nell'altro poco o tanto hanno vissuto con me questi ultimi anni di studio: al Pise, a Ricky, al Bersa, a Silvio, a Giorgio, a Giovanni, a Miche, a Dany, a Mamo, a Samu e a tutti gli altri componenti delle serate da Pino (però la prossima volta cambiamo) e delle gite impossibili, Giulio, Matte, Simo, Salvo, Fede..*

*Un grazie ad Alice, perchè sono troppo contento.*

*Grazie a tutti gli amici delle innumerevoli serate e non... Andre, Ciccio, Giorgia, Fabio, Fili, Fabry, il Dott. A. Hoffmann, Chri, Marco, SteB, SteO, Peppe, Ga, Galera... insieme ciabbiamosempresballato.*