

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

Caratterizzazione di un tubo fotomoltiplicatore
Hamamatsu R760 utilizzato per il rivelatore
PLUME nell'esperimento LHCb

Relatore:
Prof. Angelo Carbone

Candidato:
Riccardo Fabbri

Correlatore:
Dott. Fabio Ferrari

*A Giulia,
insperato fratello*

Sommario

Il rivelatore PLUME (Probe for LUMinosity MEasurement) è un luminometro realizzato nell'ambito dell'esperimento LHCb (Large Hadron Collider beauty) per misurare la luminosità istantanea e le condizioni dei fasci del LHC. Tale rivelatore è costituito da un odoscopio formato da 48 tubi fotomoltiplicatori (PMT) R760 prodotti da Hamamatsu.

Nella prima parte di questa tesi è descritto il funzionamento di PLUME e sono analizzate nel dettaglio le componenti e le caratteristiche principali dei PMT installati al suo interno.

Nella seconda parte è riportata la caratterizzazione di uno di tali PMT, eseguita presso il laboratorio del Dipartimento di Fisica dell'Università di Bologna. Durante tale caratterizzazione, sono stati misurati il tempo di risposta e il guadagno del PMT analizzato. Il tempo di risposta è risultato essere di $(53,76 \pm 0,06)$ ns, in accordo con le specifiche dichiarate da Hamamatsu. Per il guadagno sono stati utilizzati due differenti metodi di misura che hanno restituito valori in accordo pari a $(3,19 \pm 0,01) \times 10^6$ e $(2,9 \pm 0,4) \times 10^6$.

Indice

Introduzione	1
1 PLUME	3
1.1 Scopo del rivelatore	3
1.2 Moduli di misura	5
1.3 Struttura	6
1.4 Calibrazione	7
1.5 Misura di luminosità	8
2 Tubi fotomoltiplicatori	12
2.1 Effetto fotoelettrico	12
2.2 Struttura e funzionamento di un PMT	13
2.2.1 Finestra d'ingresso	14
2.2.2 Fotocatodo	15
2.2.3 Dinodi	16
2.2.4 Anodo	17
2.3 Grandezze caratteristiche	17
2.3.1 Efficienza quantica	17
2.3.2 Guadagno	18
2.3.3 Tempo di risposta	20
2.3.4 Corrente di buio	21

3	Caratterizzazione di un PMT	22
3.1	Apparato sperimentale	22
3.2	Regime di singolo fotoelettrone	23
3.3	Tempo di risposta	25
3.4	Guadagno	28
	Conclusioni	32
	Bibliografia	33

Introduzione

L'esperimento LHCb (Large Hadron Collider beauty) rappresenta uno dei nove esperimenti di fisica delle particelle attualmente in corso presso il CERN di Ginevra. Il suo scopo iniziale consisteva nel misurare la violazione della simmetria CP nell'ambito dei fenomeni che coinvolgono il quark pesante beauty ed è poi stato esteso anche allo studio del quark charm e di altre interazioni subnucleari.

Le violazioni della simmetria CP attualmente conosciute non sono in grado di giustificare totalmente l'asimmetria tra materia e antimateria presente nell'Universo. Nuove fonti di violazione di questa simmetria sono quindi da ricercarsi al di fuori del Modello Standard, in particolare nei decadimenti degli adroni contenenti il quark beauty, e rappresentano la *raison d'être* dell'esperimento.

Nel 2022 l'esperimento LHCb ha ripreso la sua attività di ricerca dopo uno stop programmato di 3 anni per aggiornare i suoi rivelatori. Gli aggiornamenti hanno permesso di aumentare sia la luminosità a cui opera sia il numero di eventi rivelabili per singola interazione tra pacchetti di particelle [1]. L'apparato è realizzato come uno spettrometro a braccio singolo posto in avanti rispetto alla zona di interazione. Tale struttura è adatta a rilevare la produzione di adroni con quark b e anti-b, ma rende il rivelatore suscettibile ad un aumento del numero di eventi per unità d'area, che può diminuire rapidamente la sua accuratezza. Per ovviare a ciò, la luminosità istantanea deve essere mantenuta costante.

A tale scopo, essendo necessario misurare accuratamente la luminosità istantanea, è stato introdotto tra gli aggiornamenti dell'apparato di misura il luminometro PLUME (Probe for LUMinosity MEasurement). Il rivelatore PLUME è un odoscopio composto da 48 tubi fotomoltiplicatori (PMT) R760 prodotti da Hamamatsu. In questa tesi tali PMT saranno analizzati nel dettaglio e sarà eseguita la caratterizzazione di uno di essi.

La tesi è suddivisa come segue. Nel primo capitolo è riassunta la struttura e il funzionamento generale del sistema PLUME. Il secondo capitolo si concentra sul funzionamento e sulle caratteristiche principali dei PMT. Nel terzo capitolo è descritto l'apparato sperimentale utilizzato per le misure in laboratorio ed è illustrata la caratterizzazione di un PMT a partire da tali misure.

1. PLUME

In questo capitolo tratteremo rapidamente lo scopo, il funzionamento e le componenti principali del luminometro PLUME (Probe for LUMinosity MEasurement). Esso è uno dei nuovi apparati di misura introdotti con l'aggiornamento di LHCb e il suo scopo è di rivelare la radiazione Čerenkov prodotta dalle particelle in arrivo quando interagiscono con tavolette di quarzo, restituendo così una misura della luminosità istantanea. In figura 1 è mostrato un modello della struttura montata presso il CERN e contenente il rivelatore.

I singoli moduli di misura che compongono l'odoscopio sono tubi fotomoltiplicatori (PMT) con una finestra di rivelazione del diametro di 10 mm e un'occupazione attesa circa pari a 1%. La probabilità che un PMT riceva il contributo di due distinte particelle all'interno della stessa interazione tra pacchetti è trascurabile, per cui per il calcolo della luminosità è sufficiente un semplice conteggio del numero di eventi che oltrepassano una determinata soglia di carica depositata. I moduli sono disposti su due piani e vanno a formare una struttura a croce, l'odoscopio così composto è posizionato in avanti rispetto alla regione di interazione di LHCb.

La calibrazione di PLUME è eseguita tramite LED posti alla finestra di ingresso dei singoli moduli. Il guadagno dei PMT può variare a causa di oscillazioni nella temperatura, occupanza o altri fattori e va per questo tenuto costantemente sotto osservazione.

1.1 Scopo del rivelatore

Durante il primo periodo di attività di LHCb, dal 2010 al 2018, i fasci di LHC erano composti da un massimo di 2556 pacchetti con $1,12 \times 10^{11}$ protoni ciascuno e collidevano ogni 25 ns. A partire dal 2022, dopo gli aggiornamenti, l'esperimento LHCb ha osservato un aumento di quasi cinque volte nel numero di eventi rivelabili per interazione tra i pacchetti, mantenendo costante

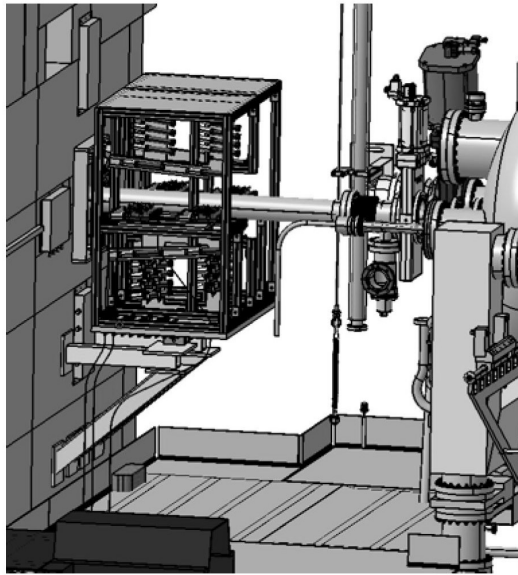


Figura 1: *Struttura del rivelatore PLUME montato presso l'esperimento LHCb.*

l'intervallo temporale tra le collisioni.

Come detto in precedenza, visto che i quark pesanti vengono prodotti prevalentemente a piccoli angoli rispetto all'asse dei fasci, l'apparato di misura è stato realizzato come uno spettrometro a braccio singolo posto in avanti rispetto alla zona di interazione [2]. Rivelatori di questo tipo sono progettati per operare a valori di luminosità mediamente più bassi rispetto a quelli attualmente in uso presso il LHC e le loro performance diminuiscono rapidamente in caso di aumento dell'occupazione. Per ovviare a questo problema si aumenta la distanza trasversale tra i due fasci nel punto di interazione di LHCb, diminuendo così la luminosità istantanea. Questa tecnica prende il nome di *luminosity levelling* e permette di mantenere il valore istantaneo della luminosità stabile entro un intervallo del $\pm 5\%$, massimizzando così la performance del rivelatore e minimizzando le incertezze sistematiche associate alla misura. Per poter eseguire con successo tali operazioni è necessario poter monitorare in tempo reale e con precisione la luminosità istantanea nell'apparato.

Inoltre, per calcolare correttamente le incertezze e estendere la durata della vita degli strumenti è cruciale controllare i livelli di radiazione e di rumore di fondo generati dai fasci, soprattutto a seguito dell'aumento di luminosità che

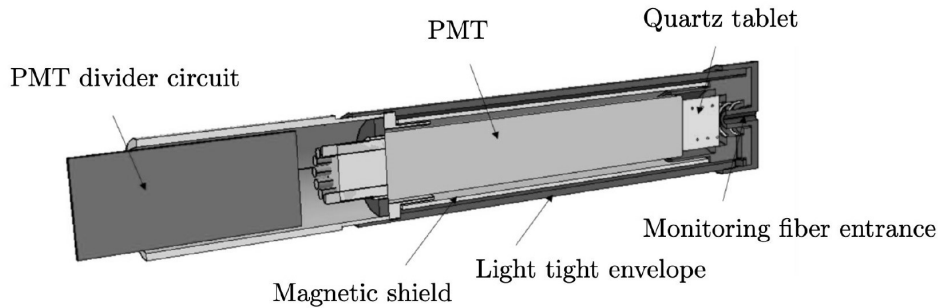


Figura 2: *Schema del modulo di misura usato all'interno di PLUME.*

ha interessato LHC.

Lo scopo di PLUME è quindi di rispondere a questi bisogni garantendo misure in tempo reale della luminosità istantanea e del numero di interazioni per pacchetto, oltre che del rumore di fondo e della radiazione prodotta dai fasci.

1.2 Moduli di misura

L'odoscopio è composto da 48 singoli moduli di misura realizzati inserendo una lastra di quarzo, un PMT e il corrispondente circuito all'interno di un cilindro di alluminio lungo 153 mm e con un diametro di 24 mm. Al fine di eliminare eventuali disturbi è inserita una schermatura magnetica attorno al fotomoltiplicatore. La lastra di quarzo è posizionata davanti alla finestra del fotomoltiplicatore, insieme al LED usato per la calibrazione e il monitoraggio del sensore. Uno schema di tali moduli è riportato in figura 2.

Per valutare correttamente il modello di PMT da utilizzare bisogna fare riferimento alle diverse esigenze del rivelatore. Prima di tutto è necessario un tempo di produzione del segnale inferiore ai 25 ns che separano due interazioni tra i fasci, per evitare sovrapposizioni tra due diversi eventi. Oltre a ciò, il segnale prodotto da una particella deve essere abbastanza intenso da distinguersi rispetto al rumore di fondo e da permettere misurazioni precise anche in caso di variazione della soglia di trigger. Inoltre è necessario utilizzare mate-

riali resistenti alle radiazioni e circuiti non influenzati da esse. Un'occupanza maggiore o uguale a 1 %, infine, è sufficiente a garantire una misura accurata della luminosità.

Per tutti questi motivi è stato scelto il tubo fotomoltiplicatore R760 prodotto da Hamamatsu [3], mostrato in figura 3. Questo modello di PMT ha la finestra di ingresso al quarzo posta frontalmente e spessa 1,2 mm e il fotocatodo del diametro di 10 mm. La struttura dei dinodi è lineare e composta da 10 step. Il sensore è sensibile a un range di lunghezze d'onda dai 160 nm ai 650 nm e mantiene l'efficienza quantica sopra il 15 % tra i 200 nm e i 500 nm (il picco si ha in corrispondenza dei 400 nm). Il comportamento del PMT R760 quando esposto a radiazioni, inoltre, è già stato studiato: esso non mostra alterazioni nel funzionamento, ad eccezione di un aumento della corrente di buio.

La lastra di quarzo, spessa 5 mm, viene inserita prima della finestra del fotomoltiplicatore con lo scopo di aumentare la radiazione Cherenkov prodotta dalle particelle emesse. Le simulazioni eseguite hanno mostrato come l'inserimento di tale lastra aumenti fino a un fattore cinque la radiazione rivelata dal PMT. Infine un disco nero assorbente è posto sulla superficie della lastra di quarzo che dà verso l'esterno del modulo, al fine di diminuire la possibilità di eventi doppi in una stessa sezione dell'odoscopio.

Negli prossimi capitoli sarà affrontato nel dettaglio il funzionamento e la struttura dei PMT.

1.3 Struttura

Come detto il rivelatore PLUME è composto da 48 singoli moduli, oggetto della sezione precedente. Tali moduli vanno a comporre l'odoscopio e sono disposti su due piani, a comporre una struttura a croce intorno all'asse del fascio che si estende da circa 5° a circa 10° rispetto ad essa [4]. In figura 4 è mostrato il posizionamento dei singoli moduli all'interno del rivelatore.

I due piani dell'odoscopio sono posizionati rispettivamente a 1680 mm e 1900 mm dal punto di interazione [5]. La presenza di due piani distinti è necessaria per isolare le tracce principali provenienti dalle collisioni a livello del fascio. Solo le particelle provenienti dalla zona di interazione, infatti, hanno

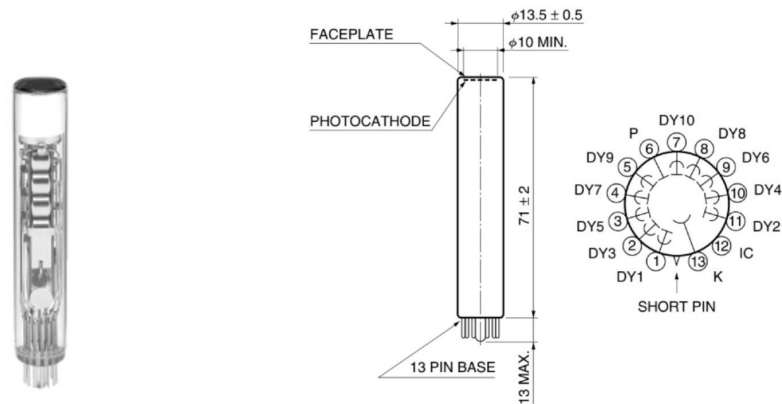


Figura 3: Foto (a sinistra) e schema (a destra) del PMT R760 prodotto da Hamamatsu.

la giusta angolazione per produrre un segnale sincronizzato tra moduli di entrambi i piani. Perché ciò avvenga la variazione dell'allineamento della traccia rispetto agli assi X e Y deve essere inferiore a 1 mm. In figura 5 è riportato uno schema del posizionamento di PLUME all'interno dell'esperimento LHCb.

1.4 Calibrazione

La performance dei tubi fotomoltiplicatori può cambiare nel tempo e il guadagno in particolare è fortemente influenzato da variazioni di temperatura e di occupanza. Per mantenere affidabili le rivelazioni di PLUME ogni PMT al suo interno va quindi costantemente monitorato e ricalibrato in caso di variazione delle sue caratteristiche [6].

Il LED inserito nella finestra di ingresso di ogni modulo di misura permette di inviare ai fotomoltiplicatori segnali luminosi al fine di monitorare la performance dell'apparato. Per scongiurare variazioni nel funzionamento del LED, causate dalle radiazioni, è eseguito su di esso un ulteriore controllo con un fotodiodo montato in sua prossimità, mostrato in figura 6. In caso la risposta del PMT alla luce emessa dal LED cambi rispetto al valore atteso si procede ad aumentare o diminuire il voltaggio di alimentazione per riportarlo all'in-

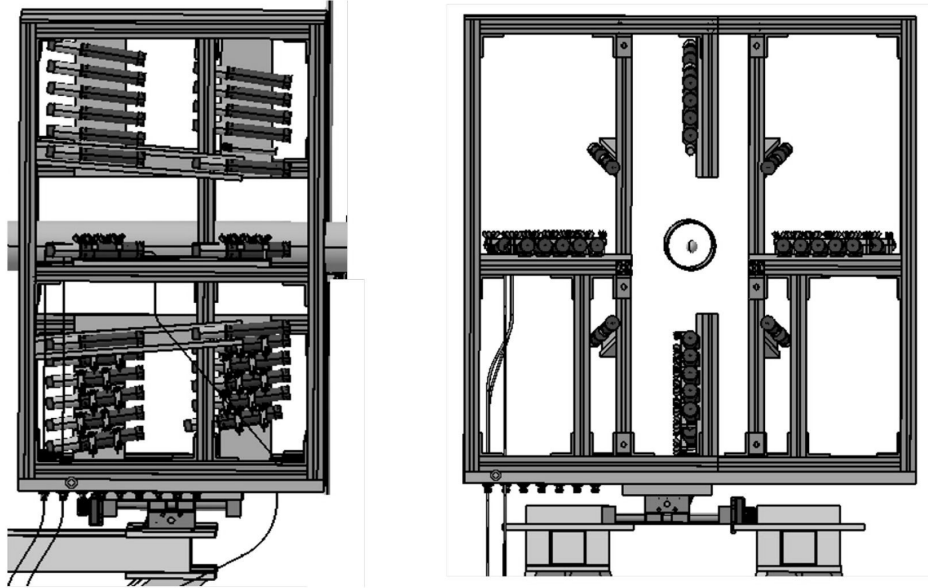


Figura 4: *Struttura laterale e frontale del rivelatore PLUME.*

terno delle specifiche designate. In questo modo la performance di PLUME è mantenuta costante e affidabile. Tale metodo risulta efficace per brevi periodi di tempo, all'interno di uno stesso *fill* di LHC; su scale temporale maggiori, invece, è necessario utilizzare metodi di calibrazione alternativi o misurazioni di luminosità eseguite da altri rivelatori.

1.5 Misura di luminosità

In fisica delle particelle la luminosità di un acceleratore indica la sua capacità di produrre eventi utili. La luminosità istantanea misura il numero istantaneo di interazioni al secondo ed è definita come:

$$\mathcal{L} = \frac{R}{\sigma}$$

dove R è il rateo di un dato processo e σ la sua sezione d'urto [7]. La luminosità si misura in $\text{b}^{-1}\text{s}^{-1}$ dove un barn (b) corrisponde a 10^{-24}cm^2 . Integrando \mathcal{L} su un intervallo temporale si può ottenere il numero di eventi utili in tale

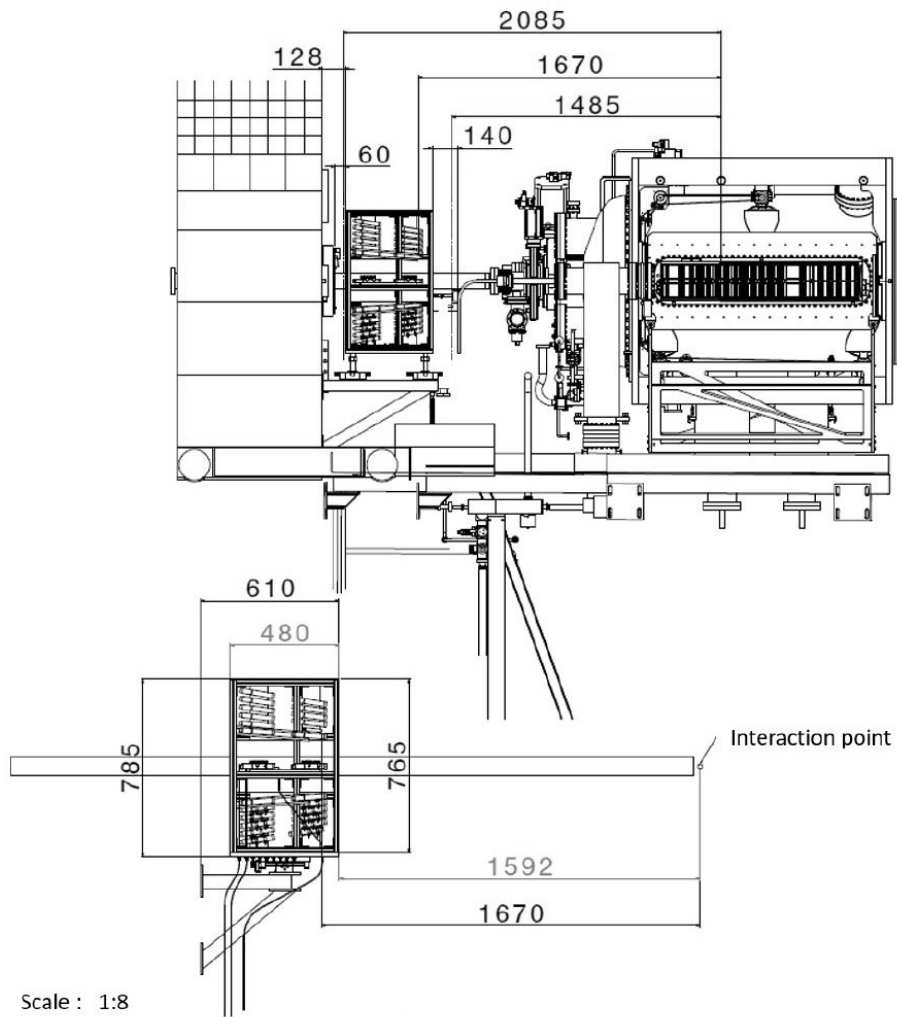


Figura 5: Schema del posizionamento di PLUME all'interno dell'esperimento LHCb e rispetto al punto di interazione.



Figura 6: *Fotodiode S1223-01 di Hamamatsu utilizzato in PLUME.*

intervallo, detto luminosità integrata:

$$\mathcal{L}_{int} = \int_{\Delta t} \mathcal{L} \cdot dt$$

Durante una misura con PLUME per ogni PMT viene tenuto conto del numero di eventi sopra e sotto un certo valore soglia. Per aumentare la precisione della misura si possono considerare solo degli eventi che interessano simultaneamente due fotomoltiplicatori allineati nei due piani diversi. In questo modo si diminuisce il rumore di fondo in rapporto ai segnali. La scelta del valore soglia merita particolare attenzione ed esso può essere variato, insieme ai metodi di calibrazione dei PMT visti in precedenza, per contrastare variazioni nelle performance dell'apparato.

La luminosità è ricavata calcolando la media μ di collisioni per ogni interazione di pacchetti. Assumendo una distribuzione Poissoniana essa può essere calcolata come:

$$\mu = -\ln(P_0) = -\ln\left(\frac{N_0}{N}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{N_0} + \frac{1}{N}\right)$$

dove P_0 è la frazione di eventi vuoti, ovvero sotto la soglia impostata, mentre N_0 e N sono il numero di eventi vuoti e totali rispettivamente. Il secondo termine è un termine correttivo che tiene conto della non linearità dell'algoritmo. Dal

valore di μ si può quindi calcolare la luminosità istantanea come:

$$\mathcal{L} = \frac{\mu n_b f_r}{\sigma}$$

dove n_b è il numero di pacchetti, f_r la loro frequenza di rivoluzione e σ la sezione d'urto.

2. Tubi fotomoltiplicatori

Abbiamo visto come il tubo fotomoltiplicatore sia alla base del funzionamento del rivelatore PLUME. In questo capitolo sarà descritto il suo funzionamento e i processi fisici che lo governano, oltre che le sue componenti e alcune sue grandezze caratteristiche.

Il capitolo successivo, invece, tratterà la caratterizzazione di un PMT R760 eseguita in laboratorio.

2.1 Effetto fotoelettrico

Le particelle cariche interagiscono con la materia prevalentemente tramite interazione con i campi elettromagnetici degli atomi. I fotoni, essendo neutri e senza massa, non possono comportarsi in questo modo: essi interagiscono prevalentemente tramite effetto fotoelettrico o effetto Compton [8]. Questi processi rimuovono dal fascio, per assorbimento o deviazione, i fotoni interagenti, mentre non variano l'energia degli altri. Un fascio di fotoni che attraversa un materiale subisce così un'attenuazione di intensità e non una diminuzione di energia. Tale attenuazione segue la relazione:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-x\eta}$$

dove I_0 è l'intensità del raggio incidente e η il coefficiente di assorbimento. Tale coefficiente dipende dalla sezione d'urto d'interazione, che nel caso dei fotoni è piccola, da cui la grande capacità penetrante dei raggi x e γ .

Studiando η si vede che sotto i 10^5 eV il principale contributo è dato dall'effetto fotoelettrico, su cui si basa il funzionamento dei fotomoltiplicatori. Tale effetto prevede l'assorbimento di un fotone da parte di un elettrone atomico, che viene poi emesso dall'atomo. Tali elettroni prendono il nome di fotoelettroni. L'effetto fotoelettrico fu per la prima volta studiato verso la fine

dell'ottocento dai fisici Heinrich Hertz e Augusto Righi. Fu poi Albert Einstein nel 1905 a darne l'interpretazione attualmente accettata applicando la teoria quantistica sviluppata da Max Planck [9]. Einstein ipotizzò l'esistenza dei fotoni, quanti di radiazione elettromagnetica che trasportano una quantità fissa di energia E_γ , dipendente dalla frequenza ν della radiazione:

$$E_\gamma = \nu h$$

Durante la fotoemissione la totalità dell'energia del fotone è trasferita all'elettrone e se essa supera la sua energia di legame l'atomo viene ionizzato e l'elettrone emesso. Vi è quindi una frequenza minima, detta frequenza di soglia, sotto la quale non vi è fotoemissione.

A causa della conservazione del momento è inoltre necessario avere un terzo corpo, il nucleo dell'atomo, che bilanci l'emissione; perciò l'effetto fotoelettrico interessa solo elettroni atomici e non quelli liberi. La sezione d'urto di questo processo dipende dall'orbitale atomico in cui si trova l'elettrone ed è massima in corrispondenza dei valori energetici dei principali orbitali; per energie maggiori di quelle degli orbitali, invece, essa diminuisce rapidamente. Tale comportamento è riportato nel grafico in figura 7 per il caso del piombo.

Il calcolo della sezione d'urto dell'effetto fotoelettrico [10], qui tralasciato, per alte energie e in ipotesi non relativistica porta alla forma:

$$\sigma_\gamma = \sqrt{\frac{32}{\epsilon^7}} \cdot \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot \sigma_{Th}$$

dove ϵ è l'energia ridotta del fotone, α la costante di struttura fine, Z il numero atomico del materiale e σ_{Th} la sezione d'urto della dispersione di fotoni urtanti elettroni (dispersione Thomson).

2.2 Struttura e funzionamento di un PMT

I tubi fotomoltiplicatori sono costituiti da un fotocatodo, un sistema di dinodi e un anodo, il tutto racchiuso in un involucro di vetro all'interno del quale è realizzato il vuoto al fine di favorire l'accelerazione degli elettroni. Il fo-

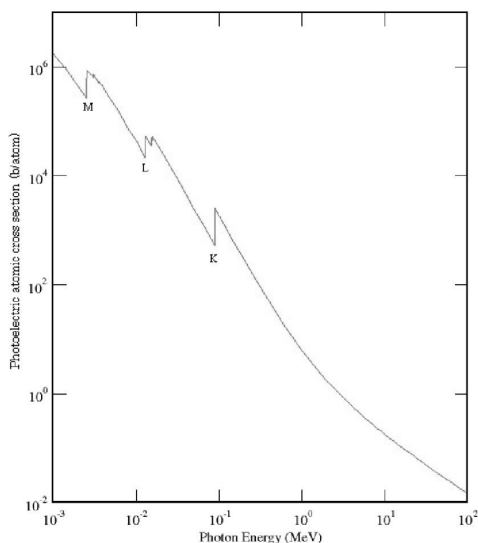


Figura 7: *Sezione d'urto dell'effetto fotoelettrico nel caso del piombo, dove sono evidenziati i bordi di assorbimento degli orbitali M, L e K.*

tocatodo converte i fotoni incidenti in elettroni tramite l'effetto fotoelettrico, trattato nella sezione precedente. I dinodi, invece, moltiplicano gli elettroni grazie a emissioni secondarie, in modo da amplificare il segnale che sarebbe altrimenti troppo debole per essere rilevato. L'anodo, infine, raccoglie le cariche e trasporta il segnale fuori dal PMT. Gli elettroni vengono accelerati grazie a campi elettrici generati dalla differenza di potenziale tra i dinodi, fornita da un alimentatore ad alto voltaggio.

In questo capitolo tratteremo la struttura dei fotomoltiplicatori di tipo lineare con la finestra d'ingresso frontale, come nel caso del modello R760 usato in PLUME. In figura 8 è riportato uno schema semplificato degli elementi costituenti un PMT.

2.2.1 Finestra d'ingresso

Il materiale che costituisce la finestra di ingresso ha una specifica trasmittanza per ogni lunghezza d'onda e influenza quindi direttamente lo spettro di sensibilità del fotomoltiplicatore. I materiali sono distinti dalla più piccola lunghezza d'onda che sono in grado di fare passare efficacemente. Il vetro borosilicato

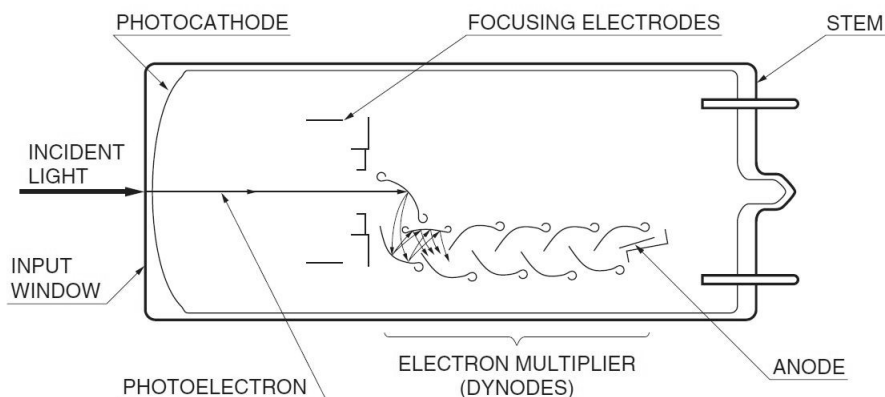


Figura 8: *Schema semplificato di un PMT lineare.*

diventa bloccante attorno ai 300 nm, mentre il vetro al quarzo o quello zaffiro possono arrivare anche al di sotto dei 200 nm. In figura 9 è riportata la trasmittanza di diversi materiali. Nel caso dei PMT R760 è utilizzato per la finestra di ingresso un vetro al silicio capace di trasmettere la luce sopra i 160 nm.

2.2.2 Fotocatodo

Dopo aver passato la finestra i fotoni raggiungono il fotocathodo, realizzato in materiale semiconduttore, dove sono convertiti in elettroni. Ciò avviene per effetto fotoelettrico, come descritto in precedenza, dove il fotone incidente trasferisce la sua energia a un elettrone del materiale, che si libera così dal legame atomico e viene emesso nel vuoto dentro al PMT. Per riuscire ad uscire dal fotocathodo e non venire riassorbito, l'elettrone, che prende il nome di fotoelettrone, deve aver ricevuto un'energia sufficientemente alta tale da superare la barriera di potenziale del vuoto. Per questo motivo tutti i PMT presentano una lunghezza d'onda di soglia sopra la quale non si attivano, siccome i fotoni non sono abbastanza energetici da causare l'emissione di fotoelettroni. Il rapporto tra l'efficienza di conversione del fotocathodo e la lunghezza d'onda della luce incidente è detto efficienza quantica e sarà descritto successivamente.

Al fine di minimizzare le perdite energetiche interne e aumentare l'efficienza il fotocathodo deve essere il più sottile possibile. Non può però essere trop-

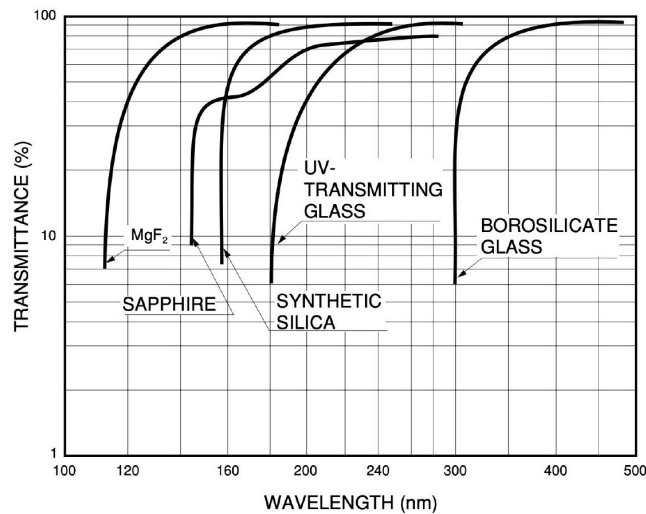


Figura 9: *Trasmittanza in funzione della lunghezza d'onda della luce incidente nel caso di diversi materiali.*

po sottile poiché diventerebbe semitrasparente. Quello utilizzato nei PMT R760 è spesso 25 nm [11] ed è sensibile alla luce nello spettro dal visibile all'ultravioletto.

2.2.3 Dinodi

Una volta prodotti, i fotoelettroni sono accelerati dal campo elettrico presente tra il fotocatodo e i dinodi verso questi ultimi. I dinodi sono coperti da un sottile strato di materiale elettro-emettitore, come ossido di berillio o di magnesio, di modo che, quando un fotoelettrone colpisce la loro superficie, vengano emessi elettroni secondari. Questi sono poi a loro volta accelerati verso il dinodo successivo. Si genera così una reazione a valanga che incrementa rapidamente il numero di cariche presenti all'interno del PMT. L'emissione secondaria è tuttavia un fenomeno di natura statistica, in quanto solo alcuni elettroni hanno la giusta energia e traiettoria per causarla.

Regolare il campo elettrico tra i dinodi al fine di massimizzare le emissioni è cruciale e complesso. Se è vero, infatti, che elettroni più energetici generano più cariche, essi penetrano anche più in profondità nel materiale e quindi molte

di queste saranno riassorbite. Dall'altro lato elettroni scarsamente energetici generano cariche più vicine alla superficie, ma in minore quantità. Come detto in precedenza i fotomoltiplicatori R760 utilizzano un sistema di dinodi con struttura lineare.

2.2.4 Anodo

L'ultimo elettrodo del PMT è l'anodo, posto alla fine della catena di dinodi. Il suo scopo è di raccogliere tutti gli elettroni generati dalle emissioni secondarie e trasportare il segnale fuori dal fotomoltiplicatore, dove può essere acquisito.

L'anodo è realizzato in modo da intercettare il maggior numero di cariche possibili. Inoltre, per minimizzare le interferenze causate dall'accumulo spaziale di carica all'interno del PMT, tra esso e l'ultimo dinodo è posta una differenza di potenziale relativamente grande.

2.3 Grandezze caratteristiche

La performance di un tubo fotomoltiplicatore dipende strettamente dall'insieme dei processi fisici che accadono al suo interno. Essa può essere valutata studiando alcune grandezze caratteristiche che ne delineano il funzionamento.

In questa sezione sono descritte in dettaglio l'efficienza quantica, il guadagno, la risposta temporale e la corrente di buio [12]. Nel prossimo capitolo è riportata la misura eseguita in laboratorio del guadagno e del tempo di risposta di un PMT R760.

2.3.1 Efficienza quantica

L'emissione di fotoelettroni da parte del fotocatodo è un fenomeno di natura statistica ed è descritto dall'efficienza quantica (QE), che rappresenta il rapporto tra i fotoni incidenti e i fotoelettroni emessi. La QE può essere espressa in funzione della lunghezza d'onda della luce incidente tramite la formula:

$$QE(\lambda) = (1 - R) \cdot \frac{P_\nu}{k} \cdot \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{kL}} \right) \cdot P_s$$

dove R e k sono i coefficienti rispettivamente di riflessione e assorbimento, costanti per ogni materiale, P_ν la probabilità che l'assorbimento luminoso ecciti un elettrone, anch'essa costante, e L e P_s sono rispettivamente la distanza media di un elettrone eccitato dalla superficie del fotocatodo e la probabilità che esso venga emesso nel vuoto una volta raggiunta la superficie. Queste ultime due grandezze sono funzione della lunghezza d'onda della luce incidente.

Normalmente l'efficienza quantica è calcolata partendo da un'altra grandezza, la sensibilità radiativa (S_k), più facilmente misurabile. Essa rappresenta il rapporto tra la corrente di fotocatodo e il flusso radiante incidente ed è legata alla QE dalla relazione:

$$QE(\lambda) = \frac{hc}{\lambda e} \cdot S_k$$

Per grandi lunghezze d'onda S_k diminuisce, poiché i fotoni non sono abbastanza energetici da stimolare l'effetto fotoelettrico nel fotocatodo, e la QE va così a zero. Per piccole lunghezze d'onda, invece, l'efficienza quantica non è limitata dalle caratteristiche del fotocatodo, ma bensì dalla ridotta trasmittanza della finestra. In generale il valore massimo della QE tende a non superare il 30%. In figura 10 è riportato un grafico delle sensibilità radiative caratteristiche di diversi fotocatodi, che mostra come la QE dipenda fortemente dalla lunghezza d'onda della luce incidente [11].

2.3.2 Guadagno

Il guadagno di un PMT misura l'entità della moltiplicazione di carica eseguita dal sistema di dinodi. Esso è definito come il rapporto tra il numero di elettroni che raggiungono l'anodo e il numero di fotoelettroni emessi inizialmente dal fotocatodo.

Per ogni dinodo il fattore di moltiplicazione di carica può essere espresso in funzione della differenza di potenziale ΔV come:

$$\delta_n = \frac{\text{elettroni emessi}}{\text{elettroni incidenti}} = \frac{I_n}{I_{n-1}} = A \cdot \Delta V^k$$

dove I_{n-1} è la corrente emessa dal dinodo precedente che arriva al dinodo in oggetto, I_n è corrente riemessa da quest'ultimo, A è una costante e k dipende

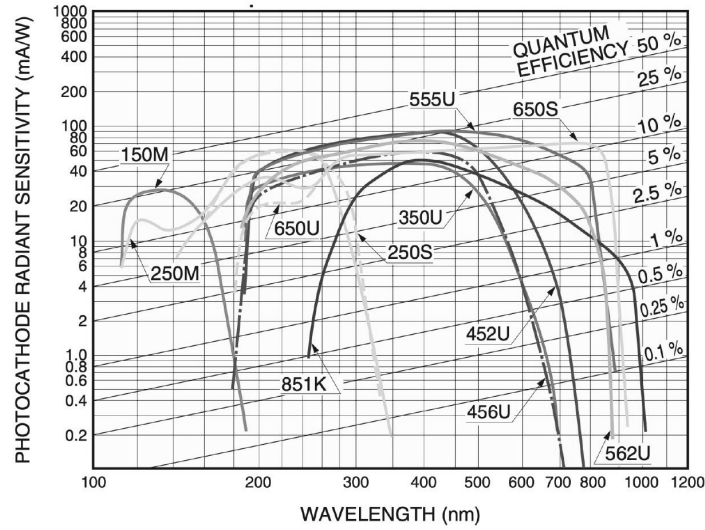


Figura 10: *Risposta spettrale del fotocatodo e corrispondente efficienza quantica. Linee diverse indicano diverse tipologie di fotocatodo.*

dalla geometria e materiale del dinodo.

Perciò, assumendo un PMT con N dinodi e una corrente iniziale I_k generata dal fotocatodo, la corrente in arrivo all'anodo sarà:

$$I_a = I_k \cdot \prod_{n=1}^N \delta_n$$

da cui si può ricavare il guadagno G secondo la sua definizione data sopra:

$$G = \frac{\text{elettroni al fotocatodo}}{\text{elettroni all'anodo}} = \frac{I_a}{I_k} = \prod_{n=1}^N \delta_n$$

assumendo infine costante il fattore di moltiplicazione tra tutti i dinodi si ricava la dipendenza del guadagno dalla differenza di potenziale:

$$G = \delta_n^N = (A \cdot \Delta V^k)^N$$

Essendo la produzione di elettroni all'interno del PMT un fenomeno statistico il guadagno varia da evento ad evento e va considerato nel suo valore medio.

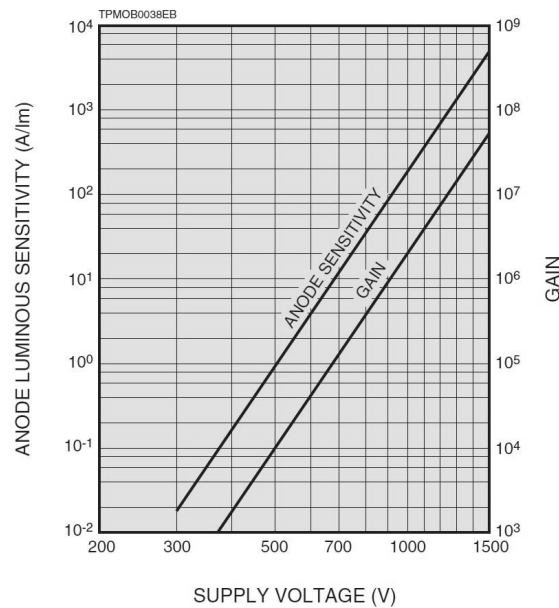


Figura 11: *Caratteristica del guadagno di un PMT in scala logaritmica.*

In figura 11 è riportato un grafico della relazione tra guadagno e voltaggio di alimentazione di un fotomoltiplicatore.

2.3.3 Tempo di risposta

Avere un basso tempo di risposta è fondamentale per molte applicazioni della fisica delle particelle. Nel caso di un fotomoltiplicatore esso si definisce come l'intervallo temporale medio che intercorre tra l'arrivo di un fotone al catodo e l'arrivo del corrispondente segnale elettrico all'anodo. La caratteristica temporale in questi casi è determinata quasi unicamente dalle diverse traiettorie degli elettroni, in quanto il loro tempo di emissione è trascurabile, dell'ordine di 0,1 ns. Il tempo di risposta tenderà quindi a diminuire all'aumentare della differenza di potenziale applicata ai dinodi, poiché così aumenta la velocità degli elettroni. Il tempo di risposta medio di un PMT va dai 20 ns agli 80 ns.

Un altro parametro temporale importante è la durata del segnale, ovvero il tempo che passa tra l'inizio e la fine dello stesso. Per avere un segnale temporalmente stretto è importante che gli elettroni arrivino all'anodo il più possibile

nello stesso momento. A questo proposito la distanza tra il primo dinodo e il fotocatodo è mantenuta il più possibile costante, incurvando quest'ultimo alle estremità. Inoltre la differenza di potenziale tra di essi è aumentata, minimizzando così l'influenza che la distribuzione delle velocità iniziali dei fotoelettroni ha sul loro tempo di percorrenza del PMT.

2.3.4 Corrente di buio

Come tutti i dispositivi anche i PMT hanno un certo rumore di fondo, che si manifesta come una piccola corrente che continua ad attraversare l'anodo anche in condizione di totale oscurità, chiamata corrente di buio [11]. Essa è causata da diversi fenomeni; di seguito sono rapidamente descritti i principali.

Effetto termoelettronico La fonte principale di rumore di fondo sono gli elettroni spontaneamente emessi dal catodo per effetto termoelettrico. Risulta evidente come questo sia influenzato dalla temperatura di operazione, oltre che dal materiale e dalla area occupata dal fotocatodo. A temperatura ambiente si ha una frequenza di emissione spontanea di circa $10^2 - 10^4$ elettroni per cm^2 .

Scintillazione Può capitare che gli elettroni accelerati nel PMT manchino la superficie dei dinodi e collidano con l'involucro di vetro, penetrando in esso. In questo caso si può verificare scintillazione del vetro, risultante in impulsi secondari a livello del fotomoltiplicatore.

Ionizzazione Nonostante all'interno dei PMT sia mantenuta una pressione di circa 10^{-5} Pa, alcune molecole residue sono presenti. Queste possono venire ionizzate per collisione con gli elettroni accelerati. Tali ioni possono poi colpire la superficie dei dinodi provocando l'emissione di numerosi elettroni secondari, fonte del rumore.

Raggi cosmici: I muoni contenuti nei raggi cosmici possono interagire con l'involucro di vetro del PMT emettendo radiazione Cherenkov. Nel caso di PLUME questo effetto è trascurabile essendo il rivelatore sottoterra.

3. Caratterizzazione di un PMT

In questo capitolo sarà descritta la caratterizzazione di un PMT R760 svolta presso il laboratorio ottico del dipartimento di Fisica e Astronomia dell'università di Bologna. Tra le varie grandezze caratteristiche del tubo fotomoltiplicatore, descritte nel capitolo precedente, sono state misurate nello specifico il tempo di risposta e il guadagno.

Dopo una descrizione dell'apparato sperimentale e delle misure effettuate, si procederà riportando come si è svolta l'analisi dei dati raccolti e quali risultati sono stati ottenuti.

3.1 Apparato sperimentale

Il PMT in esame è stato fissato all'interno di una scatola oscura, in modo da ridurre al minimo l'effetto di fotoni provenienti dall'esterno. Come fonte luminosa è stato montato, a circa 5 cm dalla finestra di ingresso del fotomoltiplicatore, un LED a luce gialla con una lunghezza d'onda di circa 600 nm.

La scelta di tale LED è stata dettata dalla disponibilità del materiale in laboratorio, ma non si è rivelata ottimale. Infatti, come si può vedere dal grafico riportato in figura 12, l'efficienza quantica per fotoni a 600 nm è di circa il 4%, molto bassa [13]. Per ovviare a tale problema durante le misure si è provveduto ad aumentare il voltaggio di alimentazione del LED, e così l'intensità della luce emessa, fino ad ottenere la quantità di fotoelettroni desiderata.

Il PMT è stato alimentato tramite il generatore di alta tensione SY127 prodotto da CAEN [14]. Il fotomoltiplicatore è stato alimentato con una tensione pari a 1200 V, vicina al massimo dichiarato dal costruttore. Il LED, invece, è stato collegato al generatore d'onda Trueform 33600A prodotto da Keysight. Per gli impulsi mandati al LED si è scelta una frequenza di 200 kHz e un'ampiezza di 3 V. La durata di ogni impulso è stata impostata a 5 ns, con un tempo di salita e discesa di 3 ns.

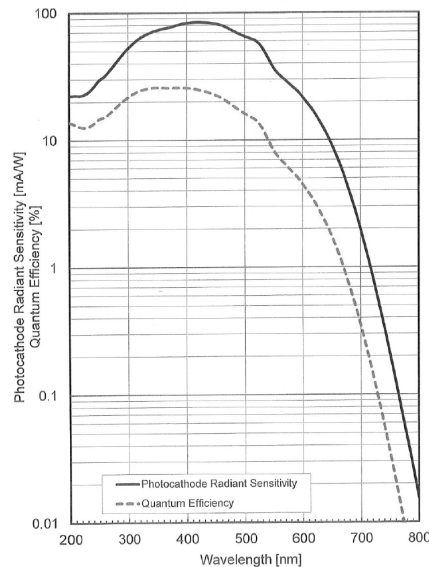


Figura 12: *Grafico dell'efficienza quantica e sensibilità radiativa in funzione della lunghezza d'onda della luce incidente per il PMT R760 utilizzato in laboratorio.*

Il segnale prodotto dal PMT è stato mandato al primo canale (CH1) della scheda di acquisizione dati DRS4 fornita dal P. S. Institute [15]. Tale scheda è in grado di digitalizzare il segnale a una velocità di 5 GSPS e con una risoluzione di 1024 punti, più che sufficiente per la ricerca in oggetto. Il segnale di trigger, fornito dal generatore di funzione, è stato invece sdoppiato e mandato da un lato al secondo canale (CH2) della scheda, per essere acquisito, e dall'altro all'input di trigger (TI) della stessa. Tutti i collegamenti, eccetto quello dell'alta tensione che alimenta il PMT, sono fatti tramite connettori SMA.

In figura 13 è riportato uno schema esemplificativo dell'apparato sperimentale appena descritto.

3.2 Regime di singolo fotoelettrone

Come visto in precedenza, il guadagno di un PMT è definito come il rapporto tra la corrente a livello dell'anodo e quella a livello del catodo. Avendo però informazioni solo sulla prima di queste è necessario, per poterlo calcolare, met-

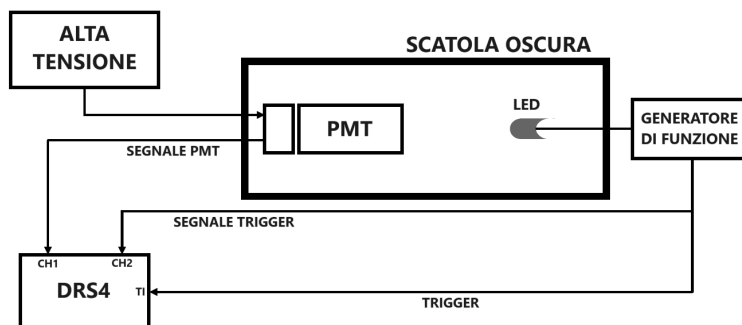


Figura 13: *Schema dell'apparato sperimentale usato durante le misure.*

tersi in regime di singolo fotoelettrone. Tale regime indica la situazione in cui ogni impulso luminoso genera al massimo l'emissione di un singolo elettrone da parte del fotocatodo [16]. In questo modo la corrente ricevuta a livello dell'anodo deriva dall'amplificazione di un singolo fotoelettrone e il guadagno può essere calcolato a partire dalla carica integrata registrata dal PMT.

La quantità di elettroni prodotti dall'interazione tra un impulso luminoso e il fotocatodo, tramite effetto fotoelettrico, segue una distribuzione Poissoniana [17]. Perciò il numero di eventi N_k prodotti da k fotoelettroni può essere espresso come:

$$N_k = N_{tot} \cdot \frac{\nu^k}{k!} e^{-\nu}$$

dove N_{tot} è il numero totale di eventi in oggetto e ν il numero medio di eventi N_k per unità di tempo.

In regime di singolo fotoelettrone vogliamo che il numero di eventi N_k con $k > 1$ sia zero. Per ottenere ciò la probabilità di avere un evento vuoto N_0 , ovvero con nessun fotoelettrone emesso, deve essere maggiore del 95%. In questo modo la maggior parte degli eventi saranno vuoti e il restante 5% saranno eventi prodotti da un singolo fotoelettrone. Inserendo quindi la condizione $N_0/N_{tot} = 95\%$ nella formula precedente si ottiene il valore per il parametro ν richiesto per essere in regime di singolo fotoelettrone:

$$\nu = \ln \frac{N_0}{N_{tot}} = 0.05$$

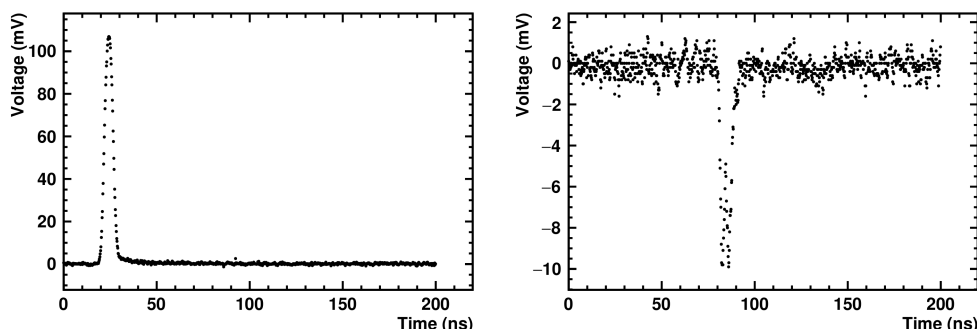


Figura 14: Grafico del trigger, sulla destra, e del segnale restituito dal PMT, sulla sinistra, per un evento non vuoto in regime di singolo fotoelettrone.

Tale parametro può essere espresso anche in funzione del rateo di occorrenza R degli eventi non vuoti:

$$\nu = \ln(1 - R)$$

dove gli eventi vuoti sono quelli che superano la soglia dei -10 mV, come visibile nel grafico riportato in figura 14.

Il valore di R , e di conseguenza di ν , dipenderà dalla quantità di fotoni che colpiscono il fotocatodo e dell'efficienza quantica di questo. Essendo l'efficienza quantica fissata per un dato valore di lunghezza d'onda, per ottenere il valore di ν cercato sarà necessario agire sulla quantità di fotoni incidenti, ovvero sull'intensità della luce prodotta dal LED. Tale intensità, come detto in precedenza, è proporzionale alla tensione di alimentazione del LED e quindi all'ampiezza del segnale che esso riceve. In laboratorio si è provveduto a regolare tale ampiezza, monitorando il valore di R , fino a porsi nel regime desiderato.

3.3 Tempo di risposta

Conoscere la caratteristica temporale dei tubi fotomoltiplicatori è fondamentale per la loro integrazione all'interno di PLUME. Nel nostro caso i PMT R760 di Hamamatsu presentano un tempo di risposta dichiarato compreso tra i 50 ns e 60 ns.

Come visto nel capitolo precedente, il principale contributo al tempo di

risposta è dato dal tempo di transito dei fotoelettroni all'interno del tubo, poiché la loro emissione e assorbimento possono essere assunti istantanei. Tale tempo dipenderà dalla differenza di potenziale presente tra catodo, anodo e tra i vari dinodi, in quanto è il campo elettrico creato da questa ad accelerare gli elettroni e a definire le loro traiettorie. Ci aspettiamo, quindi, che aumentando il voltaggio applicato al PMT il suo tempo di risposta diminuisca.

Per trovare la relazione tra tempo di transito e differenza di potenziale possiamo usare la conservazione di energia. L'energia che un elettrone acquisisce spostandosi tra due dinodi sarà data da $q_e \Delta V_{d_n}$ dove ΔV_{d_n} è la differenza di potenziale tra il dinodo n e il successivo e q_e la carica dell'elettrone. Allo stesso modo l'energia acquisita tra il catodo e il primo dinodo sarà $q_e \Delta V_{d_k}$ e quella tra l'ultimo dinodo e l'anodo $q_e \Delta V_{d_a}$. La distanza totale percorsa dagli elettroni è la somma delle nove distanze d_n tra i dinodi, della distanza d_k tra il fotocatodo e il primo dinodo e di quella d_a tra l'ultimo dinodo e l'anodo. Si può quindi esprimere il tempo di transito di un elettrone come:

$$t_t = d_k \sqrt{\frac{m_e}{2q_e \Delta V_{d_k}}} + d_a \sqrt{\frac{m_e}{2(K_a + q_e \Delta V_{d_a})}} + 9 \sum_{n=1}^9 d_n \sqrt{\frac{m_e}{2(K_n + q_e \Delta V_{d_n})}}$$

dove K_a e K_n sono i valori dell'energia cinetica acquisita dal fotoelettrone durante i precedenti step. Il primo termine dell'equazione considera il tempo necessario per passare dal fotocatodo al primo dinodo, il secondo quello per spostarsi dall'ultimo dinodo all'anodo e la sommatoria si riferisce al tempo di transito attraverso il sistema di 10 dinodi.

Nel PMT in esame tutte le differenze di potenziale sono uguali tra loro e proporzionali alla tensione V di alimentazione. Si ottiene quindi una dipendenza del tempo di transito data da:

$$t_t \propto \frac{1}{\sqrt{V}}$$

Il tempo di risposta è definito come l'intervallo temporale medio che intercorre tra l'arrivo dei fotoni al PMT e la ricezione del segnale prodotto da questo. Per monitorare l'impulso luminoso si è utilizzato il segnale di trigger

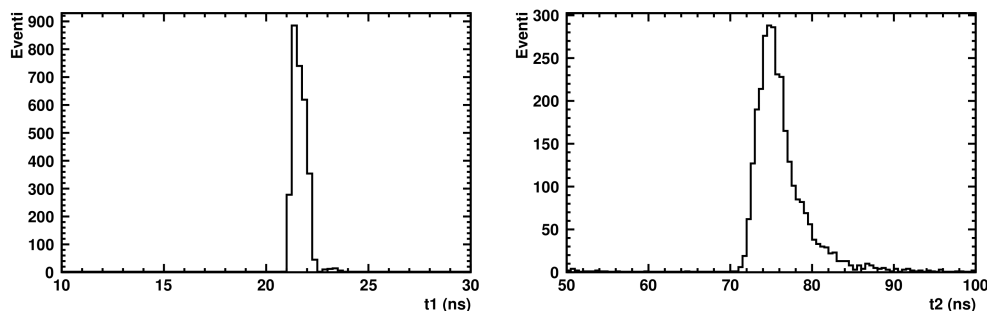


Figura 15: *Istogrammi del tempo di arrivo del segnale luminoso, sulla sinistra, e del segnale del PMT, sulla destra, per i 5000 eventi non vuoti.*

fornito dal generatore di funzione che controlla il LED, assumendo istantanea la trasmissione della luce. Tale segnale viene raccolto dalla scheda DRS4 insieme al quello prodotto dal fotomoltiplicatore.

In laboratorio sono stati registrati 100.000 eventi con una tensione di alimentazione di 1200 V. Per i motivi spiegati in precedenza, di questi eventi solo 5000 sono non vuoti e prodotti da un unico fotoelettrone. Per selezionare questi si sono scartati gli eventi in cui segnale non superava la soglia dei -10 mV, considerati come eventi vuoti.

Per calcolare il tempo di arrivo del segnale di trigger e di quello del PMT si è prima identificato il loro massimo (in valore assoluto) e la loro base (tramite un fit lineare). Si è poi preso il punto intermedio tra questi due valori e il tempo associato a questo. In figura 15 sono riportati gli istogrammi dei tempi di arrivo del segnale di trigger t_1 e del segnale del PMT t_2 per gli eventi non vuoti.

Il tempo di risposta alla tensione considerata è quindi dato dalla differenza tra i due tempi di arrivo:

$$t_r = t_2 - t_1$$

ed è riportato nell'istogramma in figura 16. Su tale istogramma è stato infine eseguito un fit con una distribuzione gaussiana, che ha restituito un valore medio pari a $t_r = (53,76 \pm 0,06)$ ns, in accordo con quanto atteso, e una deviazione standard $\sigma_{t_r} = (1,65 \pm 0,04)$ ns.

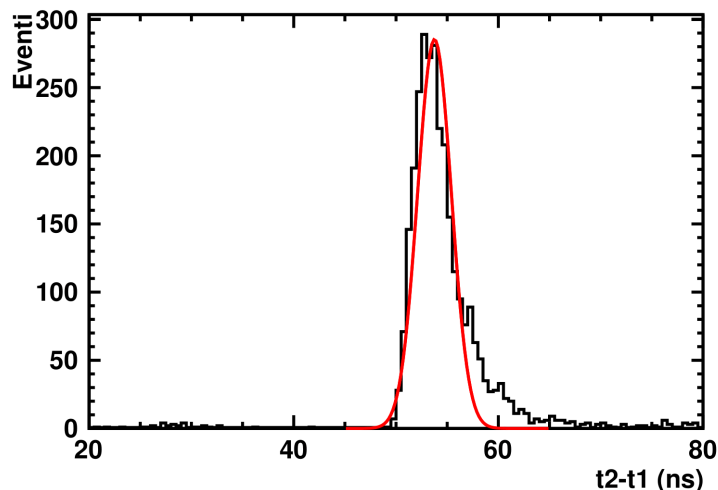


Figura 16: *Istogramma del tempo di risposta t_r per i 5000 eventi non vuoti, in rosso è riportato il fit gaussiano eseguito.*

3.4 Guadagno

Il guadagno di un PMT è definito come il rapporto tra la corrente all'anodo e quella proveniente dal fotocatodo. Come visto nel capitolo precedente, esso dipende dalla differenza di potenziale ΔV tra i dinodi, a sua volta dipendente dalla tensione di alimentazione V del fotomoltiplicatore, secondo la relazione:

$$G = (A \cdot \Delta V^k)^N$$

dove A è una costante e k dipende dalla geometria e dal materiale dei dinodi. I dieci dinodi del PMT R760 hanno un $k = 0,8$ quindi il guadagno avrà una dipendenza del tipo:

$$G \propto V^8$$

che spiega come anche piccole variazioni alla tensione di alimentazione possano far variare di molto il comportamento di un PMT [18].

Per misurare il guadagno, una volta raggiunto il regime di singolo fotoelettrone, si sono registrati 100.000 eventi a una tensione di 1200 V e si è poi

proceduto calcolando la carica integrata di ognuno di essi. Per ridurre il rumore si è limitato l'intervallo di integrazione a una finestra di 30 ns, comunque abbastanza ampia da contenere il segnale e centrata su di esso, e si è sottratto il valore base della carica integrata, calcolato integrando prima dell'arrivo del segnale.

In figura 17 è riportato l'istogramma della carica integrata di tutti gli eventi, insieme al fit eseguito. Il picco più alto in prossimità dello zero, chiamato pedestal, rappresenta la distribuzione degli eventi vuoti, che in regime di singolo fotoelettrone sono la maggioranza. Il secondo picco, invece, centrato attorno ai $-0,38$ pC, è la distribuzione degli eventi restanti, prodotti quasi interamente da un singolo fotoelettrone.

Per la funzione di fit bisogna considerare sia la distribuzione Poissoniana che descrive il numero di fotoelettroni creati dal fotocatodo, sia le emissioni secondarie che, in assenza di disturbi, seguono una distribuzione Gaussiana. Il modello cercato sarà quindi una combinazione di queste due distribuzioni, considerate sia nel caso di eventi vuoti che in presenza di uno o più fotoelettroni iniziali. Si ottiene così l'espressione della funzione di fit per la carica integrata di un PMT in regime di singolo fotoelettrone:

$$F_c(x) = N \left[\frac{\nu^0}{0!} e^{-\nu} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_p^2}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_p)^2}{2\sigma_p^2}\right) + \sum_{k=1}^5 \frac{\nu^k}{k!} e^{-\nu} \cdot \frac{1}{\sqrt{2k\pi\sigma_c^2}} \exp\left(-\frac{(x - k\mu_c)^2}{2k\sigma_c^2}\right) \right]$$

dove k è il numero di fotoelettroni inizialmente prodotti dal catodo, μ_p e σ_p la media e la deviazione standard della distribuzione degli eventi vuoti e μ_c e σ_c quelle della distribuzione degli eventi prodotti da un fotoelettrone. La prima parte della funzione descrive, quindi, la distribuzione del pedestal, mentre la seconda quella degli eventi con un numero iniziale di fotoelettroni compreso tra 1 e 5. Infatti, nonostante in regime di singolo fotoelettrone il principale contributo è dato dagli eventi con $k = 1$, è importante considerare anche il contributo della minoranza di eventi prodotti da più di un elettrone. La probabilità di questi cala all'aumentare dei fotoelettroni iniziali ed è quindi

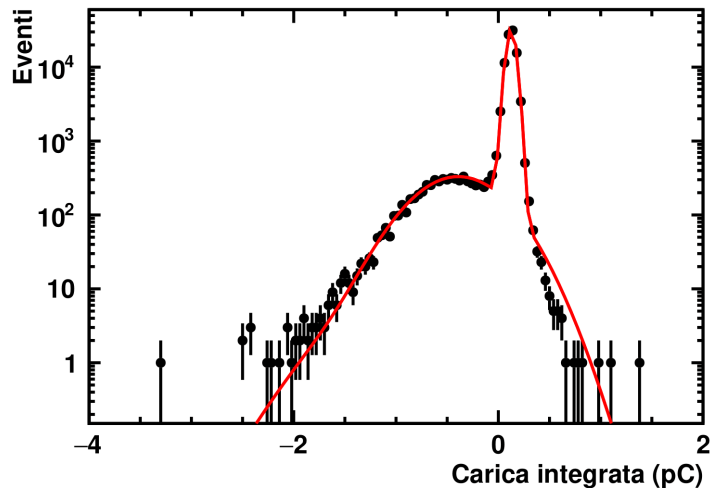


Figura 17: *Istogramma della carica integrata di tutti gli eventi analizzati. In rosso è mostrato il fit eseguito.*

possibile fermarsi a un valore di $k = 5$.

Il guadagno può essere estratto dai parametri di fit usando la relazione:

$$G = -\frac{\mu_c - \mu_p}{q_e} \cdot 10^{-12}$$

dove si divide la carica totale media dei segnali non vuoti, meno l'offset dato dalla media del pedestallo, per la carica del singolo elettrone che li ha prodotti. Si ottiene così un valore di $G = (3,19 \pm 0,01) \times 10^6$.

Il guadagno può anche essere calcolato partendo dai risultati in merito al tempo di risposta del PMT ottenuti nel paragrafo precedente. Sapendo, infatti, che tale tempo è compreso tra 50 ns e 60 ns, come visibile in figura 16, possiamo considerare solo gli eventi con una risposta temporale compresa in questo intervallo. Si escludono così gli eventi vuoti eliminando la presenza del pedestallo nella distribuzione, che può essere ora descritta da una singola distribuzione Gaussiana (ignorando gli eventi prodotti da più di un fotoelettrone). In figura 18 è riportato l'istogramma ottenuto con questo metodo e il fit Gaussiano eseguito.

Il guadagno può essere poi ricavato dal fit come fatto in precedenza, usando

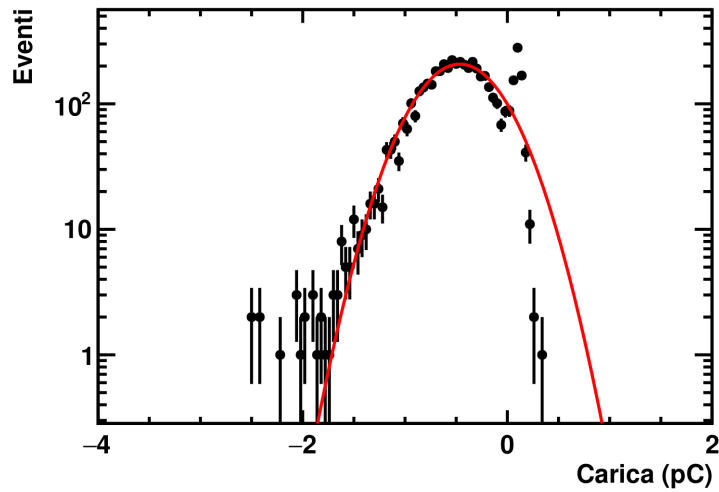


Figura 18: *Istogramma della carica integrata degli eventi con una risposta temporale compresa tra 50 ns e 60 ns, in rosso è riportato il fit gaussiano eseguito.*

la formula:

$$G = -\frac{\mu_c}{q_e} \cdot 10^{-12}$$

che restituisce un valore di $G = (2,9 \pm 0,4) \times 10^6$, in accordo con il valore precedentemente ottenuto.

Conclusioni

Il nuovo rivelatore PLUME è stato installato con successo presso l'esperimento LHCb, dove fornirà misurazioni della luminosità istantanea nel corso dei prossimi anni.

I 48 PMT R760 da cui è composto sono stati studiati nel dettaglio e caratterizzati. In particolare si è misurata la loro risposta in tensione per quanto riguarda il guadagno, il tempo di risposta, la linearità e la corrente di buio.

In questa tesi è descritta la caratterizzazione di un tubo fotomoltiplicatore del tipo utilizzato in PLUME per quanto riguarda il tempo di risposta e il guadagno a una tensione di alimentazione fissa di 1200 V. Il PMT è stato testato all'interno di una scatola oscura presso il dipartimento di Fisica e Astronomia dell'università di Bologna utilizzando la strumentazione disponibile nel laboratorio di ottica.

Per il tempo di risposta si è ottenuto un valore di $(53,76 \pm 0,06)$ ns, in accordo con le specifiche dichiarate dal costruttore.

Partendo dagli stessi dati raccolti, il guadagno è stato stimato utilizzando due diversi metodi di analisi, che hanno restituito i valori di $(3,19 \pm 0,01) \times 10^6$ e $(2,9 \pm 0,4) \times 10^6$. Questi sono tra loro compatibili, anche se inferiori a quanto atteso. La causa del basso guadagno misurato sono, con ogni probabilità, da ricercarsi nell'invecchiamento subito dal modulo durante precedenti ricerche.

Bibliografia

- [1] S. Fartoukh, *LHC Configuration and Operational Scenario for Run 3*. CERN, 2021.
- [2] V. Balagura, *Probe for Luminosity Measurement in LHCb*. CERN, 2020.
- [3] Hamamatsu, *Photomultiplier tubes R760*.
- [4] LHCb collaboration, *LHCb PLUME: Probe for Luminosity Measurement*. CERN, 2021.
- [5] V. Puill, *PLUME ECR*. CERN, 2021.
- [6] I. Guz, *Upgrade of the monitoring system of LHCb*. CERN, 2016.
- [7] S. White, *Determination of the absolute luminosity at the LHC High Energy Physics*. Universite Paris Sud, 2010.
- [8] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [9] A. Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*. Annalen der Physik, 1905.
- [10] P. Marmier e E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*. Academic Press of New York, 1969.
- [11] Hamamatsu, *Photomultiplier tubes: Basic and Applications*.
- [12] S. O. Flyckt e C. Marmonier, *PHOTOMULTIPLIER TUBES: principles and applications*. Photonis France, 2002.
- [13] Hamamatsu, *Final test sheet EA3510, EA3513*.
- [14] Caen, *SY127 40 Channel High Voltage System*.

- [15] P. S. I. (PSI), *DRS4 Evaluation Board*.
- [16] L. Toscano, *Characterisation of photomultiplier tubes for the PLUME detector of the LHCb experiment*. Università di Bologna, 2021.
- [17] S. Tokar, *Single Photoelectron Spectra Analysis for the Metal Dynode Photomultiplier*. CERN, 1999.
- [18] M. Takahashi, *A technique for estimating the absolute gain of a photomultiplier tube*. Nuclear Inst. e Methods in Physics Research, 2018.