



Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea Triennale in
Fisica

Tesi di Laurea

**Caratterizzazione di fotomoltiplicatori di nuova concezione per
esperimenti di grandi dimensioni dedicati allo studio delle
oscillazioni di neutrini**

Relatore
Alberto Garfagini

Correlatore
Riccardo Brugnera

Laureando
Enrico Lusiani

Anno Accademico
2015-2016

Sommario

L'esperimento JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory), attualmente in costruzione nella Cina meridionale, ha tra i propri obiettivi quello di determinare la gerarchia di massa dei neutrini. Il rivelatore è costituito da una sfera di scintillatore liquido ricoperta da circa 17000 fotomoltiplicatori di grandi dimensioni (20"). Due diverse tipologie di fotomoltiplicatori saranno utilizzati dall'esperimento: i PMT con una struttura a dinodi prodotti dalla ditta Hamamatsu (R12860 HQE) e gli MCP-PMT prodotti dalla North Night Vision Technology che utilizzano un Micro Channel Plate per la raccolta del segnale.

Lo scopo della tesi è quello di studiare le due tipologie di fotomoltiplicatori, confrontandone le prestazioni in termini di rumore di buio (dark rate) e di risposta in presenza di uno stimolo luminoso.

INDICE

1	L'esperimento JUNO	3
2	Struttura e funzionamento del fotomoltiplicatore	4
2.1	Descrizione generale	4
2.2	I PMT di JUNO	6
2.2.1	Hamamatsu R12860 HQE	6
2.2.2	NNVT MCP-PMT	7
3	Setup sperimentale	8
4	Studio della baseline	9
5	Caratteristiche di buio dei fotomoltiplicatori	12
5.1	Considerazioni generali	12
5.2	Caratteristiche di buio	12
6	Spettro di elettrone singolo	17
7	Analisi di grandi segnali	20
7.1	Afterpulses	22
7.2	Overshoot	26
8	Caratteristiche temporali del segnale	27
9	Conclusioni	33

1. L'ESPERIMENTO JUNO

L'esperimento JUNO [1] (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) è un apparato di grandi dimensioni in fase di realizzazione nella regione del Guandong nel sud della Cina, per studiare le oscillazioni di neutrini prodotti dai vicini reattori nucleari e determinare la gerarchia di massa dei neutrini. Il problema della gerarchia di massa dei neutrini va oltre lo scopo di questa tesi e pertanto si rimanda ad altre pubblicazioni [2].

L'esperimento permetterà di studiare le oscillazioni degli anti neutrini prodotti dai due complessi di reattori nucleari Yangjiang and Taishan, localizzati ad una cinquantina di chilometri dall'esperimento, rivelando le loro interazioni all'interno di un rivelatore riempito con 20 tonnellate di scintillatore liquido. La luce di scintillazione prodotta nell'interazione delle particelle cariche con lo scintillatore liquido produrranno dei fotoni che verranno rivelati da circa 17000 fotomoltiplicatori di grandi dimensioni posizionati su una sfera di 37.5 m di diametro attorno allo scintillatore. La risoluzione energetica richiesta a questo rivelatore (scintillatore + fotomoltiplicatori + catena elettronica) deve essere pari o inferiore al 3% a 1 MeV. Solo soddisfacendo tale richiesta sarà possibile estrarre la gerarchia di massa dalla distribuzione energetica dei neutrini provenienti dal reattore. Tale richiesta è estremamente spinta e sta richiedendo e richiederà notevoli sforzi di sviluppo scientifico/tecnologico.

Per l'esperimento si è deciso di equipaggiare il rivelatore centrale con due tipologie di PMT: i R12860 della Hamamatsu Photonics e i MCP-PMT della ditta North Night Vision Technologies.

Una conoscenza accurata delle prestazioni dei fotomoltiplicatori, oltre alle proprietà dello scintillatore, saranno fondamentali per la riuscita del progetto.

Uno schema dell'apparato sperimentale è riportato in Figura 1, mentre una discussione della fisica possibile con il rivelatore è disponibile in [3].

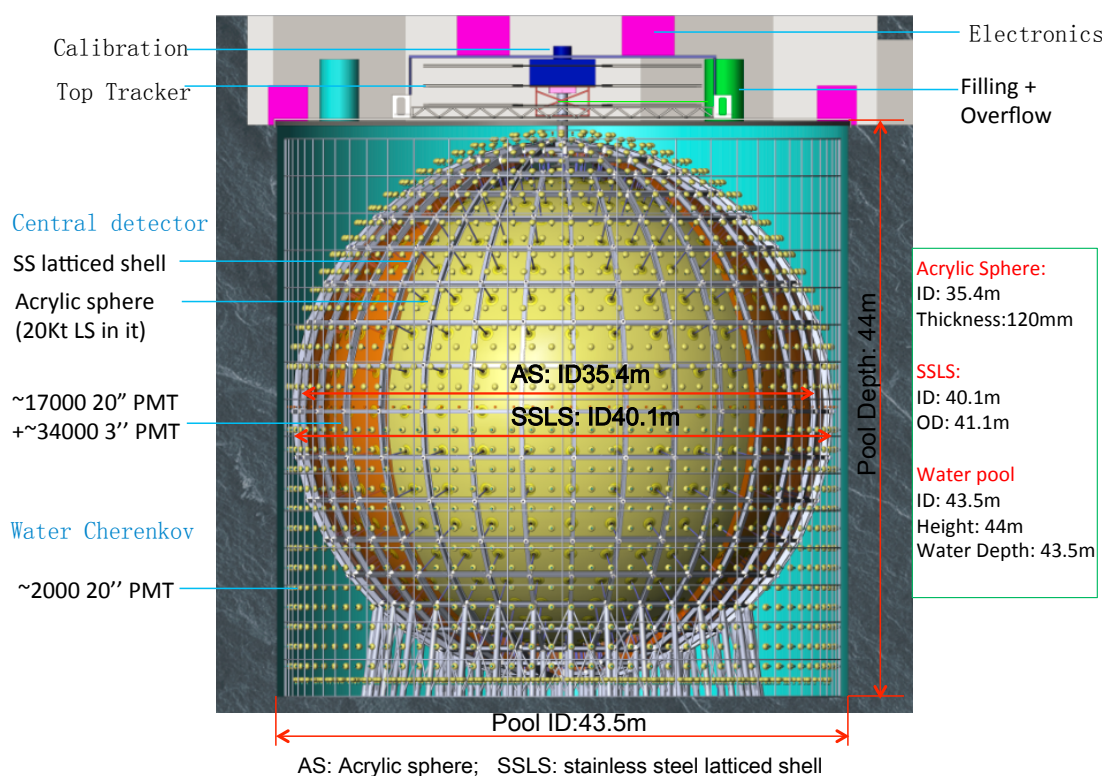


Figura 1: Disegno schematico del rivelatore JUNO. Nella figura è visibile la struttura di acciaio inox che sostiene i fotomoltiplicatori

2. STRUTTURA E FUNZIONAMENTO DEL FOTOMOLTIPLICATORE

2.2.1 Descrizione generale

Un fotomoltiplicatore (o PMT, PhotoMultiplier Tube) è un rivelatore il cui scopo è convertire, grazie all'effetto fotoelettrico, fotoni in un certo intervallo di energia in un segnale elettrico, ed amplificare quest'ultimo grazie al processo dell'emissione secondaria. La figura 2 mostra lo schema di un tipico fotomoltiplicatore. I componenti principali, visibili in figura sono:

- Il fotocatodo è una sottile pellicola depositata sulla faccia interna della finestra d'ingresso. Lo scopo del fotocatodo è di convertire i fotoni in entrata in elettroni, tramite l'effetto fotoelettrico: i fotoni assorbiti cedono energia agli elettroni del catodo e se questi, dopo aver percorso lo strato di materiale, hanno abbastanza energia, lasciano il catodo. Il fotocatodo è di solito composto da materiali fotoemissivi come l'AgOCs, l'SbCs o dai composti bi e tri-alcini SbKCs, SbRbCs e SbNa₂KCs. Si definisce efficienza quantica il rapporto tra il numero di elettroni emessi e il numero fotoni incidenti.

$$\rho = \frac{n_e}{n_\gamma} \quad (1)$$

L'efficienza quantica ha dei valori tipici del 20/30%. I PMT in esame hanno ad esempio un'efficienza massima misurata dal costruttore di 27.5% e 22.86% rispettivamente per l'R12860 e l'MCP-PMT.

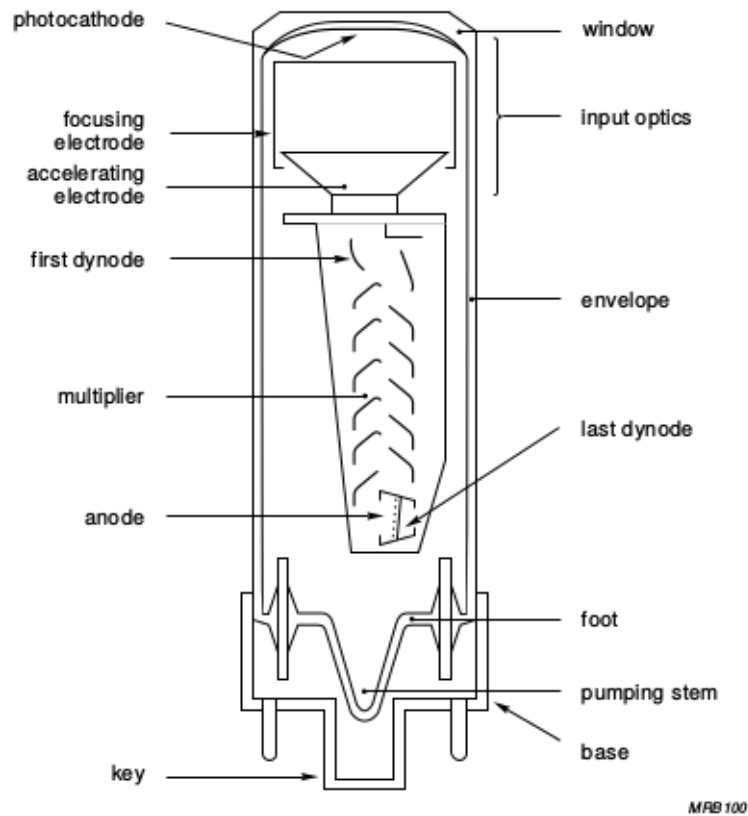


Figura 2: Schema costruttivo di un fotomoltiplicatore. E' visibile la struttura di moltiplicazione degli elettroni con i dinodi.

A causa della diversa sensibilità del materiale alle diverse lunghezze d'onda della luce incidente, l'efficienza quantica cambia in funzione di quest'ultima.

- La finestra d'ingresso del fotomoltiplicatore interfaccia il catodo con l'esterno, visto che per il suo funzionamento esso ha bisogno del vuoto tra gli elettrodi. La finestra è generalmente composta da vetro borosilicato (vetro duro) o vetro calcico (vetro tenero). Essa limita lo spettro del PMT nelle lunghezze d'onda più corte, mentre la soglia di fotoemissione lo limita alle lunghezze più alte. I PMT sono tipicamente sensibili nel visibile, ma esistono modelli la cui sensibilità si spinge nell'ultravioletto. Per questi fotomoltiplicatori sono necessari materiali diversi per la finestra, come vetro UV o silice fusa.
- Il sistema di input degli elettroni (electron-optic input system) è un elettrodo, o un apparato di più elettrodi, che serve a focalizzare il maggior numero possibile di elettroni provenienti dal fotocatodo verso il primo dinodo. Il rapporto tra gli elettroni che arrivano al primo dinodo e quelli emessi dal fotocatodo è chiamata efficienza di raccolta, η . L'apparato deve inoltre minimizzare le differenze nel tempo di percorrenza dovute alla diversa velocità iniziale o posizione dei fotoelettroni, in modo che da avere un segnale in uscita abbastanza breve. Questo è un parametro importante soprattutto nei PMT usati nel timing.

- Il moltiplicatore è composto da più elettrodi, detti dinodi, che sono tenuti a differenze di potenziale quasi costanti, dell'ordine di qualche centinaio di volt, da una rete resistiva. In questo modo, gli elettroni provenienti da un dinodo possono incidere sul successivo con energie dell'ordine di centinaia di eV. Grazie all'effetto di emissione secondaria il numero di elettroni aumenta dopo ogni dinodo, con un parametro chiamato coefficiente di emissione secondaria, δ_i . Dato però che non tutti gli elettroni arrivano effettivamente ad un dinodo, è più conveniente usare il parametro g , il guadagno di ogni dinodo, definito come

$$g_i = \delta_i \cdot \eta_i \quad (2)$$

dove δ_i è il coefficiente di emissione secondaria del dinodo stesso e η_i è l'efficienza di raccolta, ovvero la frazione di elettroni emessi da quel dinodo che arriverà al dinodo successivo. Con questo parametro si può esprimere il guadagno del PMT come

$$G = \frac{n_a}{n_k} = \frac{I_a}{I_k} = \eta \prod_{i=1}^N g_i \quad (3)$$

dove n_a sono gli elettroni rilevati all'anodo e n_k quelli emessi al catodo, mentre I_a e I_k sono le stesse grandezze espressi in termini della corrente rilevata e generata. Esistono diverse geometrie per i dinodi, che influiscono sull'ampiezza e le caratteristiche temporali del segnale, ognuna con i propri vantaggi e svantaggi. In questa tesi saranno prese in esame le geometrie linear focusing e MCP, proprie dei PMT considerati.

- L'anodo è l'elettrodo che raccoglie gli elettroni in uscita dal moltiplicatore e da cui viene prelevato il segnale elettrico. A volte il segnale d'uscita è disaccoppiato dall'anodo, in modo da evitare di raccogliere le parti continue del rumore.
- Il circuito partitore di tensione ha il compito di assegnare ad ogni dinodo la tensione più consona alla geometria del moltiplicatore ed agli scopi del PMT.

2.2.2 I PMT di JUNO

2.2.1 Hamamatsu R12860 HQE

Il primo dei due fotomoltiplicatori in esame, usato come confronto e riferimento, è l'R12860 HQE dell'Hamamatsu Photonics. Esso ha un diametro di 508 mm (20 in) e un catodo bialcalino emisferico con diametro di 460 mm sensibile alla luce con lunghezza d'onda compresa tra i 300 nm e i 650 nm, con un massimo di sensibilità attorno a 380 nm. A questa lunghezza d'onda l'efficienza quantica risulta essere del 27.5%. Il moltiplicatore è strutturato con una geometria detta "linear focusing" (si veda Figura 5a) che a 2 kV presenta un guadagno nominale $G = 10^7$. Nella geometria linear focusing i dinodi sono disposti in modo da focalizzare i percorsi degli elettroni all'interno del moltiplicatore, per ridurre la differenza di tempo di transito al suo interno. Questo permette di avere PMT che danno segnali molto brevi e quindi un tempo di salita, tempo di discesa e ampiezza dell'impulso di risposta molto basse.

La tensione di alimentazione, come si vede in figura 3, prevede il catodo a massa e l'anodo a tensione positiva. Questa configurazione è tipicamente usata quando gli impulsi non sono frequenti, dato che l'alta tensione nell'anodo costringe a disaccoppiarlo dall'uscita del PMT tramite un condensatore, impedendo così la rilevazione di segnali non impulsivi.

Nell'esperimento JUNO, lo scintillatore sarà contenuto in una sfera acrilica sostenuta da un'intelaiatura metallica. I PMT saranno installati nell'intelaiatura e immersi in acqua per proteggere

lo scintillatore dalla radioattività del vetro della finestra. Se il catodo fosse a tensione negativa polarizzerebbe l'acqua circostante, con la possibilità di avere dei corto circuiti con la struttura. Pertanto il catodo dei PMT sarà posto a massa, mentre l'anodo sarà a tensione positiva.

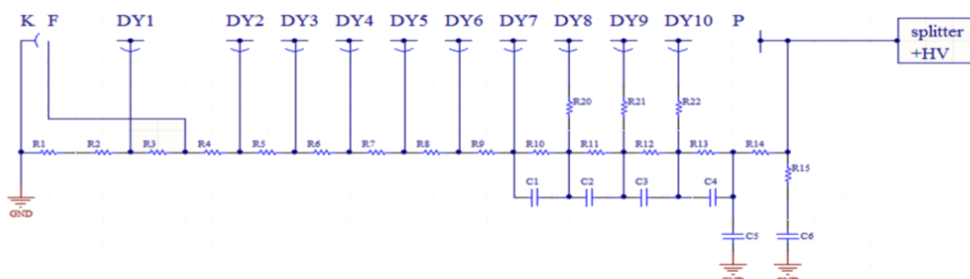


Figura 3: Partitore di tensione del fotomoltiplicatore R12860 HQE. Si notano il catodo (K) e i vari dinodi (DY1-10).

2.2.2 NNVT MCP-PMT

Il secondo fotomoltiplicatore in esame è un MCP-PMT dell'azienda cinese North Night Vision Technolgies (NNVT). Questo fotomoltiplicatore è dotato di un moltiplicatore composto da un MicroChannelPlate, un tipo molto diverso dal linear focusing dell'R12860. In un MCP (Figura 5b), i dinodi discreti sono sostituiti da microcanali da 6-25 μm disposti su una piastra, sulle cui facce è applicata la differenza di potenziale. Le pareti dei microchannel fungono sia da partitore di tensione tra le due facce della piastra, sia da dinodi, data l'alto coefficiente di emissione secondaria del vetro di cui sono composti.

L'efficienza quantica di questo fotomoltiplicatore è più bassa rispetto all'R12860, 22.86%, mentre il guadagno è uguale, 10^7 . Presentiamo infine una tabella riassuntiva delle caratteristiche

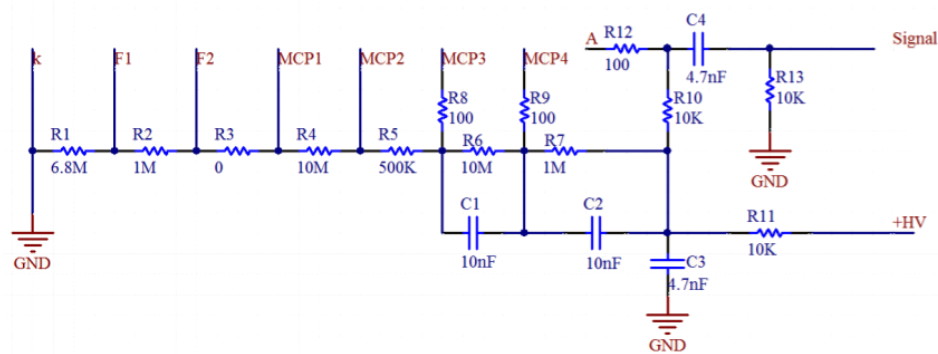


Figura 4: Partitore di tensione dell'MCP-PMT. Si notano il catodo (K), l'anodo (A) e le tensioni di alimentazione degli MCP (MCP1-4)

principali dei due fotomoltiplicatori (Tabella 1)

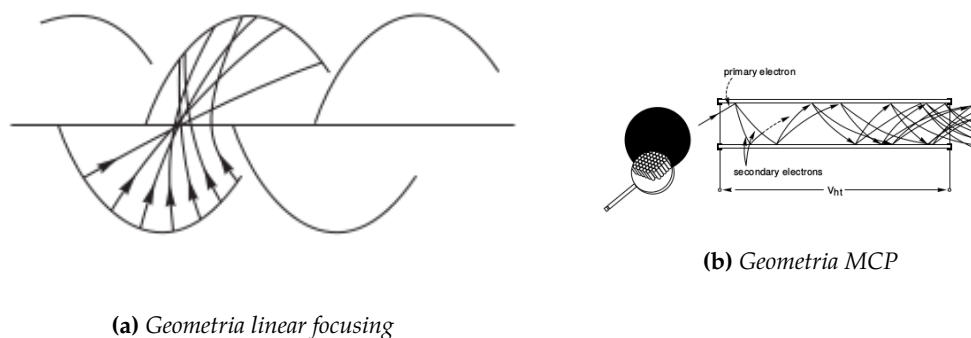


Figura 5: Esempi di geometrie per il moltiplicatore di elettroni: a sinistra quella lineare a dinodi; a destra quella a Micro Channel Plate

PMT	R12860HQE	MCP-PMT
QE	27.5%	22.86%
G	10^7	10^7
P/V	3.22	4.58
Dark Rate	10 kHz	20 kHz
HV Nominale	2 kV	1.5 kV
Rise time	5 ns	2 ns
Fall time	9 ns	12 ns
Transit time spread	2.7 ns	12 ns

Tabella 1: Tabella riassuntiva delle caratteristiche dei due PMT in esame

3. SETUP SPERIMENTALE

Il setup utilizzato per le misure è costituito da:

- Modulo di alimentazione di alta tensione ORTEC 556, con una tensione di uscita tra 50 e 3000 V con polarità positiva o negativa selezionabile con un interruttore. La tensione di uscita può essere regolata o attraverso le manopole nel pannello anteriore, oppure tramite un segnale in tensione continua tra 0 e 16.5 V.
- Il fotomoltiplicatore studiato, l'Hamamatsu R12860 HQE e l'MCP-PMT. Il fotomoltiplicatore è isolato all'interno di una scatola nera, in modo da schermarlo dalla luce, che durante le misure, quando il fotomoltiplicatore è alimentato, lo danneggerebbe. Sulla scatola sono presenti una presa BNC, per l'uscita del segnale che va all'FADC, e un da alta tensione, per il cavo in arrivo dal generatore. La scatola è rivestita all'esterno da uno strato di alluminio per schermare il PMT da disturbi E.M. esterni
- FADC (Flash Analog to Digital Converter) DT5730, della CAEN. La frequenza di campionamento del modulo è 500 MSa/s (un acquisizione ogni 2 ns), mentre il segnale è convertito digitalmente a 14 bit, in cui un canale corrisponde a 122.08 μ V. Il range del dispositivo è 2 V con offset regolabile tra gli 1 e i -1 V tramite DAC a 16 bit.
- Computer per registrare i dati dall'FADC, collegato tramite USB a quest'ultimo.

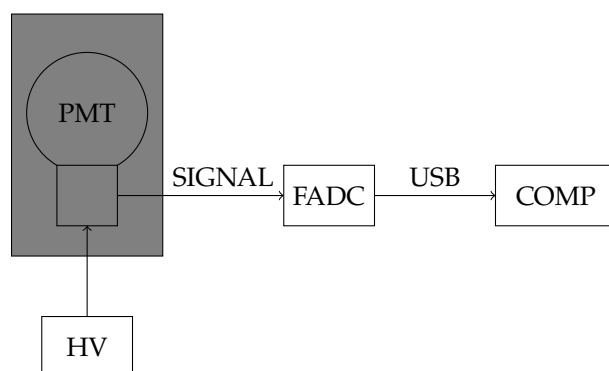


Figura 6: Setup sperimentale

4. STUDIO DELLA BASELINE

Lo studio della linea di base del segnale e della sua varianza in funzione del tempo è importante per verificare la stabilità del nostro setup e per giudicarne la rumorosità. Per ogni evento considerato, la baseline è stata calcolata come media aritmetica del segnale, fermandosi al primo picco rilevato, che avrebbe potuto, anche se rimosso dalla media, spostare il livello di base (vedi sezione 7).

Il grafico in Figura 7, mostra un tipico evento usato per queste misure. Le misure di baseline sono state fatte per tutto il periodo antecedente al primo segnale rilevato, un picco di buio attorno ai $35 \mu\text{s}$ dall'inizio della misura. Il valore della baseline del segnale, 1904 V , è dovuto all'offset dato dall'FADC ed è perciò puramente indicativo, in quanto solo gli spostamenti da esso sono rilevanti.

Mostriamo prima i risultati ottenuti dal PMT Hamamatsu, poi quelli ottenuti per l'MCP-PMT. Il grafico di Figura 8 mostra come la baseline nell'R12860 abbia una distribuzione perfettamente gaussiana, di larghezza a metà altezza 0.29 mV . È però da sottolineare come il campione usato per questo istogramma sia stato preso in un intervallo di tempo limitato (1.5 h), a differenza di quelli raccolti per l'MCP-PMT. Come si può vedere nell'istogramma di Figura 9, la baseline si distribuisce attorno a due picchi ben definiti distanti circa 1.3 mV tra loro, uno a $(1901.570 \pm 0.002) \text{ mV}$ e l'altro a $(1902.880 \pm 0.003) \text{ mV}$, e in minor misura in mezzo ad essi. Questo è più visibile nel grafico in funzione del tempo (Figura 10), dove si vede come sovrapposta al segnale ci sia un'onda di periodo 6 h . Tuttora non sappiamo a cosa questo fenomeno corrisponda, visto che niente nell'apparato presenta un periodo tipico così lungo.

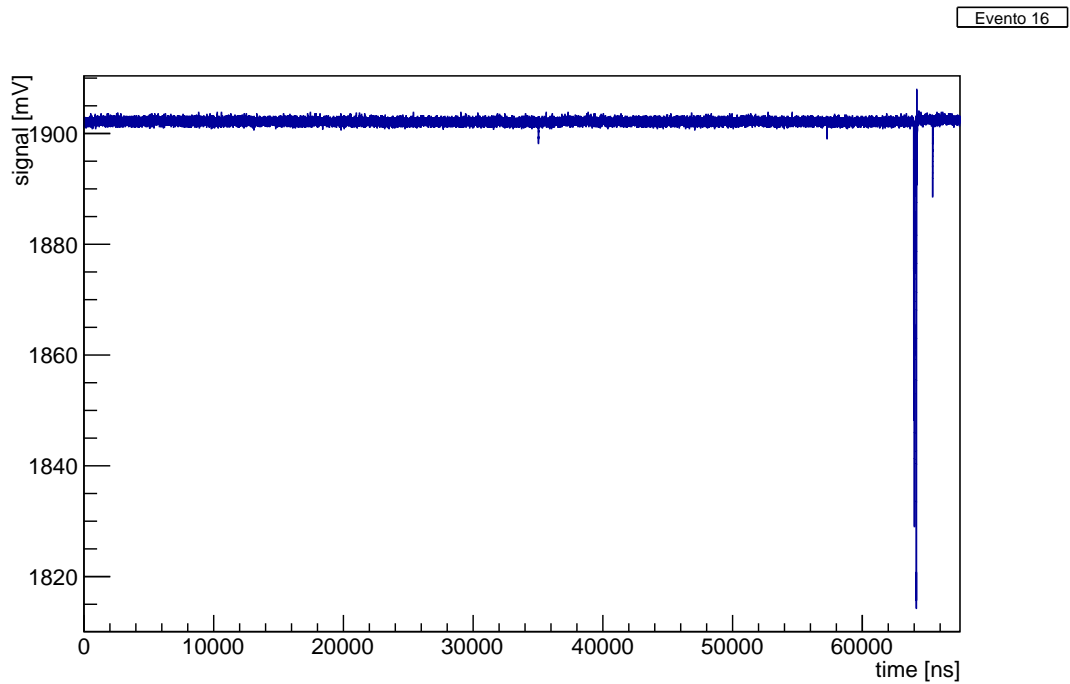


Figura 7: Tipica forma d'onda di un evento usato per lo studio della baseline nell'MCP-PMT

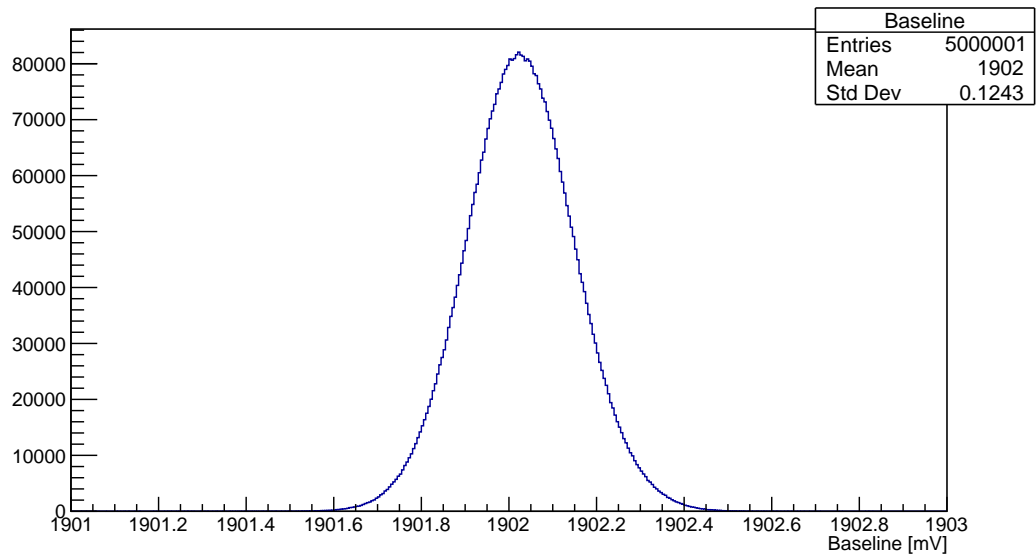


Figura 8: Istogramma della baseline nel PMT R12860 HQE

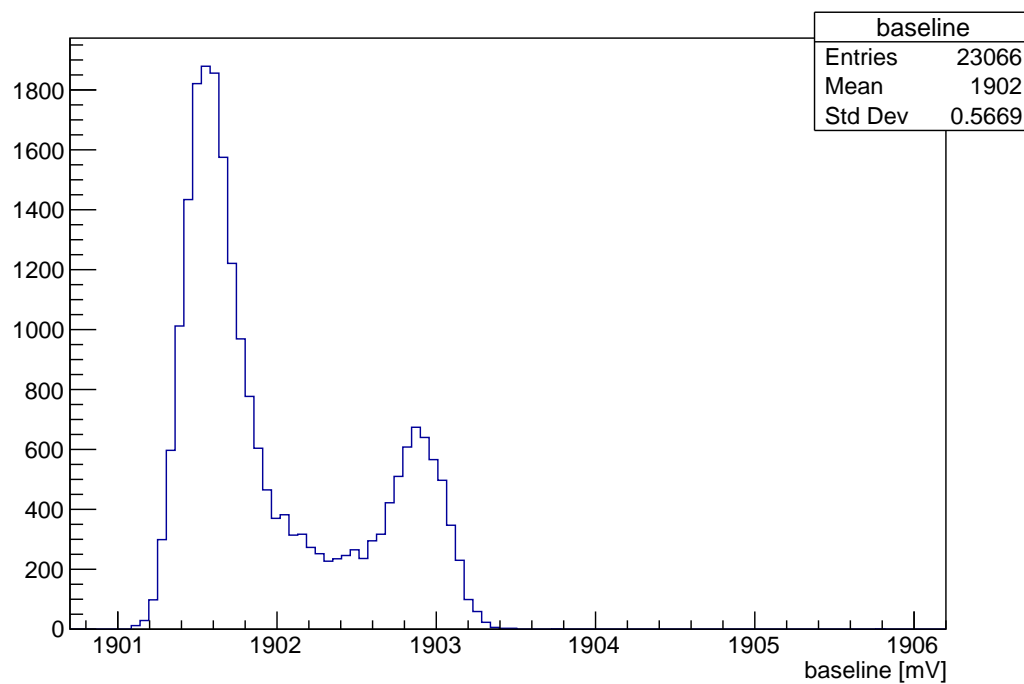


Figura 9: Istogramma della baseline nell'MCP-PMT. I dati sono stati presi in un lungo periodo di tempo (24 h)

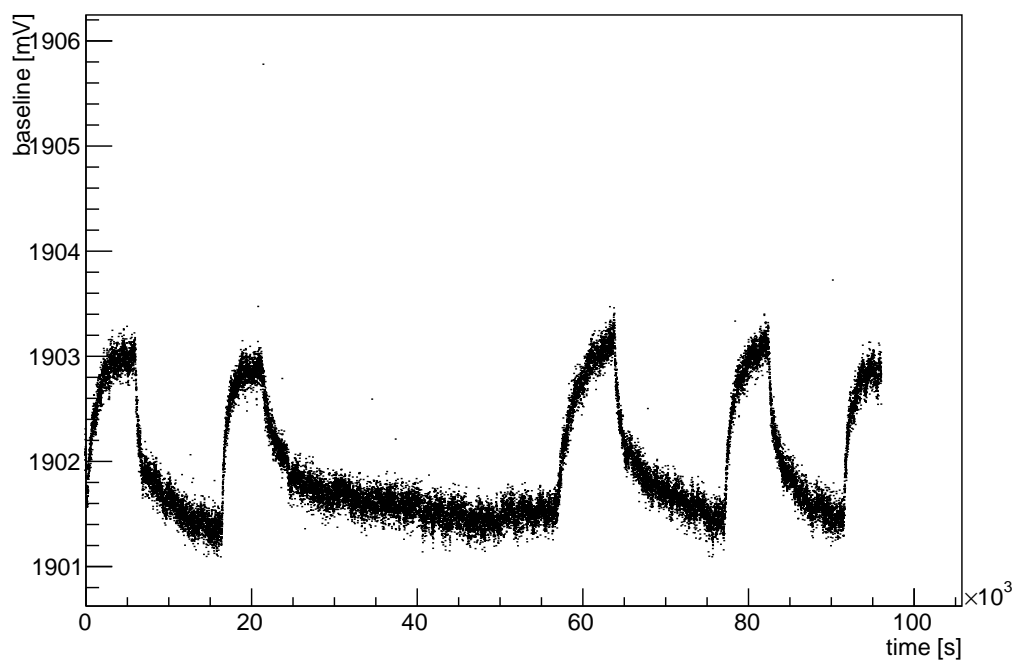


Figura 10: Grafico della baseline in funzione nel tempo, preso in un run della durata di circa 24 h

5. CARATTERISTICHE DI BUIO DEI FOTOMOLTIPLICATORI

5.5.1 Considerazioni generali

Quando un fotomoltiplicatore viene alimentato in condizione di assoluta oscurità, viene comunque rilevata una corrente detta corrente di buio (dark current). Questa corrente ha due componenti: una continua e una impulsiva. A causa del disaccoppiamento dell'anodo rispetto all'uscita del segnale in entrambi i PMT, il segnale contiene unicamente la componente impulsiva, ovvero i dark noise pulses. Lo spettro dell'ampiezza di questi impulsi ha una forma diversa a seconda della struttura dei dinodi del fotomoltiplicatore.

Le principali cause degli impulsi al buio sono:

- Sia il fotocatodo che i dinodi emettono per effetto termoionico degli elettroni che possono finire nella catena di amplificazione e dare un segnale anche in assenza di fotoni. Questo tipo di picchi è dovuto principalmente ad elettroni singoli. Gli elettroni emessi dai dinodi vengono amplificati producono un segnale minore rispetto a quelli emessi dal fotocatodo. A causa di ciò, lo spettro dei picchi prodotti varia notevolmente con la struttura del moltiplicatore di elettroni. La corrente per emissione termoionica segue la legge di Richardson:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{W_{th}}{k_B T}\right) \quad (4)$$

dove J è la densità di corrente, A è una costante del materiale, in $A m^{-2} K^{-2}$, T è la temperatura assoluta in K e W_{th} è il lavoro di estrazione del materiale. Alla temperatura di laboratorio l'effetto termoionico è la principale fonte di corrente di buio, con una frequenza per unità di area che va dai 10 ai 1000 elettroni/cm².

- Se il campo elettrico vicino alla superficie dell'elettrodo è abbastanza intenso (di solito per la rugosità), degli elettroni possono essere emessi per effetto campo. Questi elettroni colpendo superfici possono causare l'emissione di fotoni che incidendo sul fotocatodo producono un impulso. L'emissione per effetto campo segue la legge di Fowler-Nordheim,

$$J = CE^2 \exp\left(-\frac{D}{E}\right) \quad (5)$$

dove J è come prima la densità di corrente, E è il campo elettrico vicino alla superficie e C e D sono funzioni della W_{th} , e sale perciò con la tensione applicata. Questo effetto non dipende da T ma dalla tensione applicata. Il suo valore sale più del guadagno del fotomoltiplicatore, costituendo perciò uno dei principali limiti ad esso.

- Alla componente impulsiva della corrente di buio contribuisce anche la radioattività ambientale. Particelle ad alta energia come ad esempio raggi cosmici, possono dare origine passando per la finestra del PMT a fotoni Cherenkov, che causano fotoemissione da parte del fotocatodo. Dato che spesso vengono emessi molti elettroni alla volta, il segnale generato ha una notevole ampiezza.

5.5.2 Caratteristiche di buio

Le caratteristiche di buio sono state misurate tramite il setup descritto nella sezione precedente, inserendo nella catena prima l'R12860, poi l'MCP-PMT. Lo scopo era sia disegnare uno spettro

delle ampiezze dei picchi di buio, sia ottenere l'andamento della frequenza di tali picchi al variare della tensione di alimentazione.

Per fare questo, con il fotomoltiplicatore completamente al buio, abbiamo raccolto diversi run di eventi molto lunghi, 12.8 μ s ciascuna, con il trigger dell'FADC impostato ad una frequenza di 100 Hz con un trigger random. Durante i 12.8 μ s si possono contare diversi impulsi di buio. I grafici nelle Figure 11 e 12 mostrano un esempio di evento misurato con il primo e il secondo fotomoltiplicatore. Come si può vedere, i segnali sono rilevati come uno spostamento in negativo dalla baseline. Questo è perché l'uscita del PMT si trova sull'anodo, in cui viene raccolta la carica negativa degli elettroni provenienti dal catodo. La durata temporale (tempo tra l'inizio e la fine dell'impulso) nel primo PMT è circa di 20 ns, mentre è di circa 30 nel secondo. Si può inoltre notare come il segnale del secondo PMT presenti una forma molto più irregolare e presenti un picco secondario poco visibile dopo 4 ns, cosa che sarà più evidente nelle prossime sezioni, in cui studieremo i segnali di grande dimensione generati da raggi cosmici.

Gli istogrammi di Figura 13 e 14 mostrano gli integrali dei picchi nei due PMT considerati,

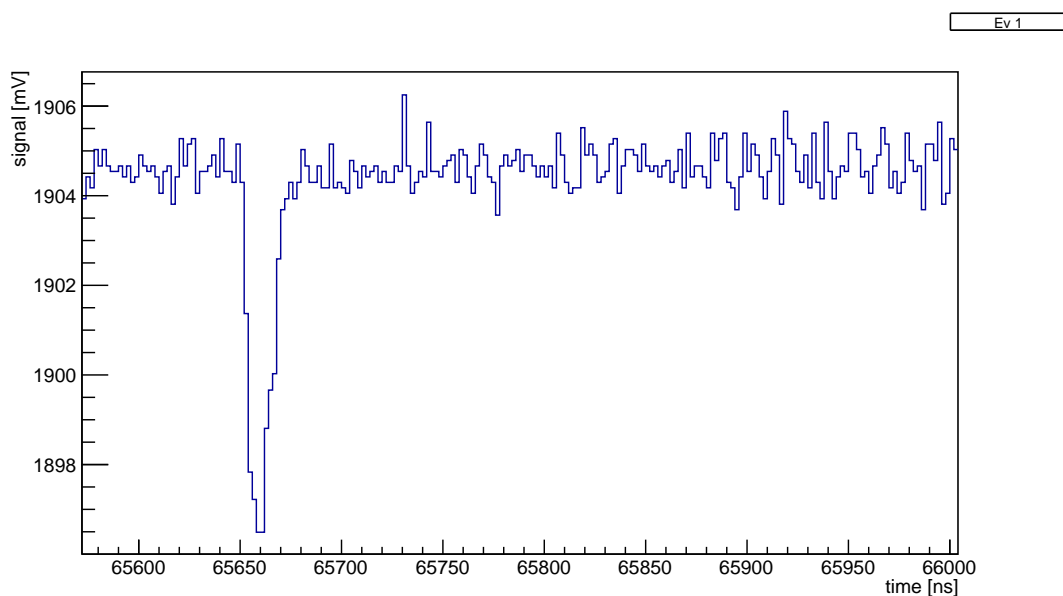


Figura 11: Tipica forma d'onda di un evento di buio per l'Hamamatsu R12860 HQE

alla tensione nominale di funzionamento, 2.0 kV per l'Hamamatsu e 1.5 kV per l'MCP-PMT. Nel primo PMT la forma dello spettro (Figura 13) è molto simile a quella di elettrone singolo, indicando, come ci aspettavamo, che la componente principale degli impulsi di buio è data dall'effetto termoionico sul fotocatodo. I due picchi osservabili nello spettro sono dovuti rispettivamente, da quello a integrale più basso a quello di integrale più alto, al rumore elettronico e al segnale corrispondente all'emissione di un elettrone singolo. In mezzo tra i due è visibile la cosiddetta valle. Questo spettro sarà approfondito nel prossimo capitolo, relativo allo studio del segnale dato dall'emissione di un fotoelettrone impulsando con un LED. La differenza di altezza tra picco e valle si trova essere di circa 126.5 conteggi.

Lo spettro di Figura 14 invece si discosta nettamente da quello di elettrone singolo, mostrando due massimi in corrispondenza di quella che nello spettro di elettrone singolo sarebbe la valle, seguiti da una rapida decrescita. La differenza di altezza tra massimo e valle si trova essere 1715 conteggi. Per la frequenza, è necessario contare il numero di picchi il cui integrale supera una

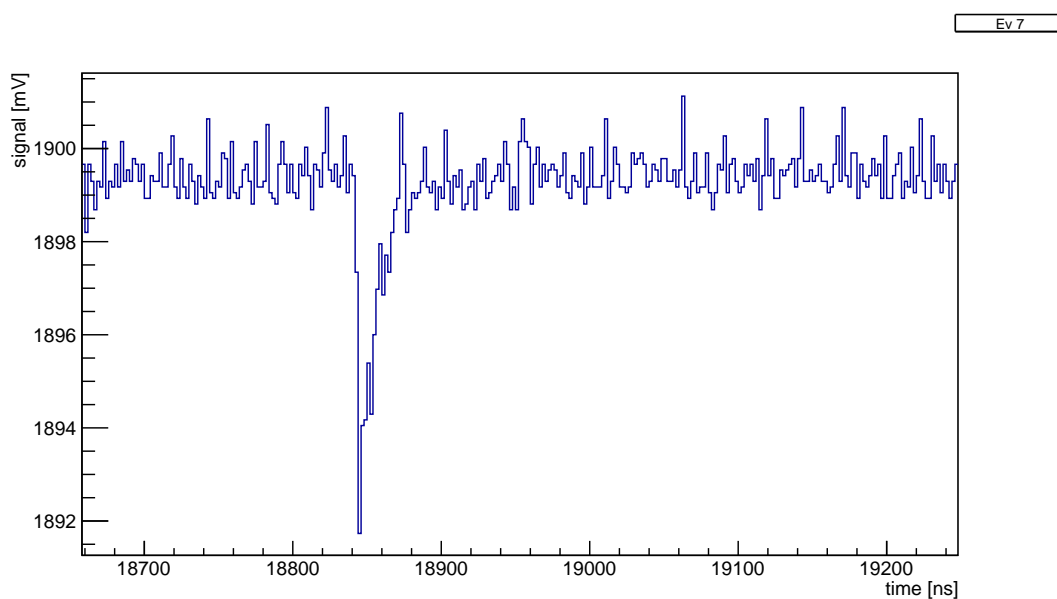


Figura 12: *Tipica forma d'onda di un evento di buio raccolto con l'MCP-PMT*

certa soglia, che molte volte, come in questo caso, viene presa ad " $\frac{1}{4}$ di fotoelettrone", ovvero con un integrale pari ad $\frac{1}{4}$ dell'integrale medio del picco del singolo fotoelettrone, calcolato nella sezione 7. Facendo il grafico della frequenza in funzione della tensione di alimentazione, in scala logaritmica, si può notare come a bassa tensione la frequenza sia molto bassa, perché pochi elettroni riescono a dare un segnale abbastanza alto da essere rilevato, mentre ad alta tensione ci sia un "plateau", ovvero una zona in cui la frequenza non sale molto. Di seguito si mostrano i grafici risultanti per tali misure nei due PMT nelle Figure 15(R12860 HQE) e 16(MCP-PMT).

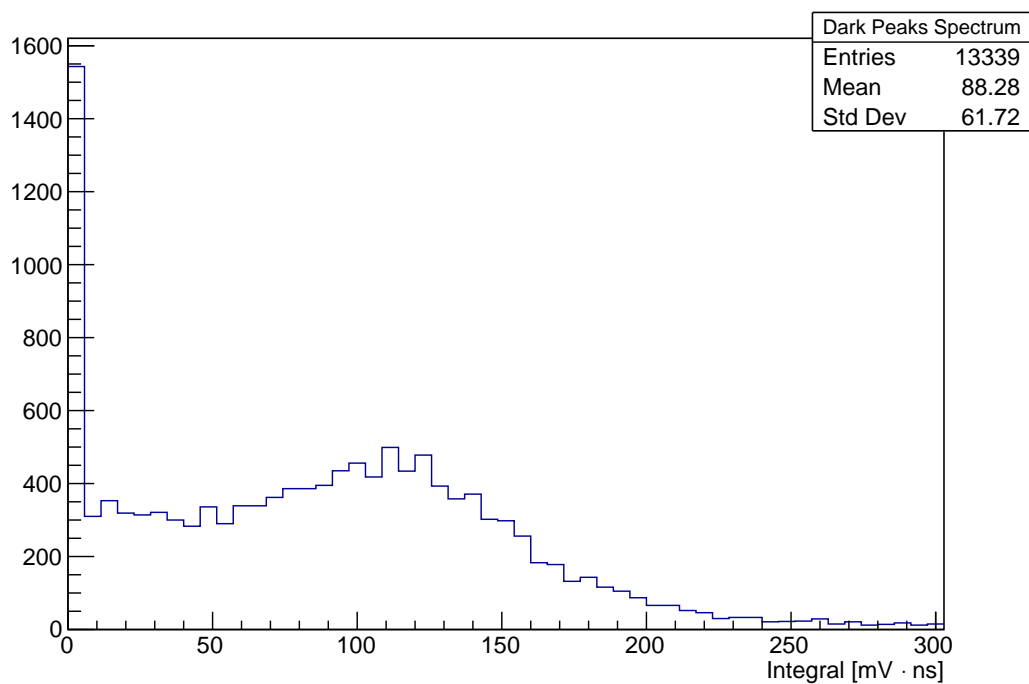


Figura 13: Spettro picchi buio a 2010V Hamamatsu

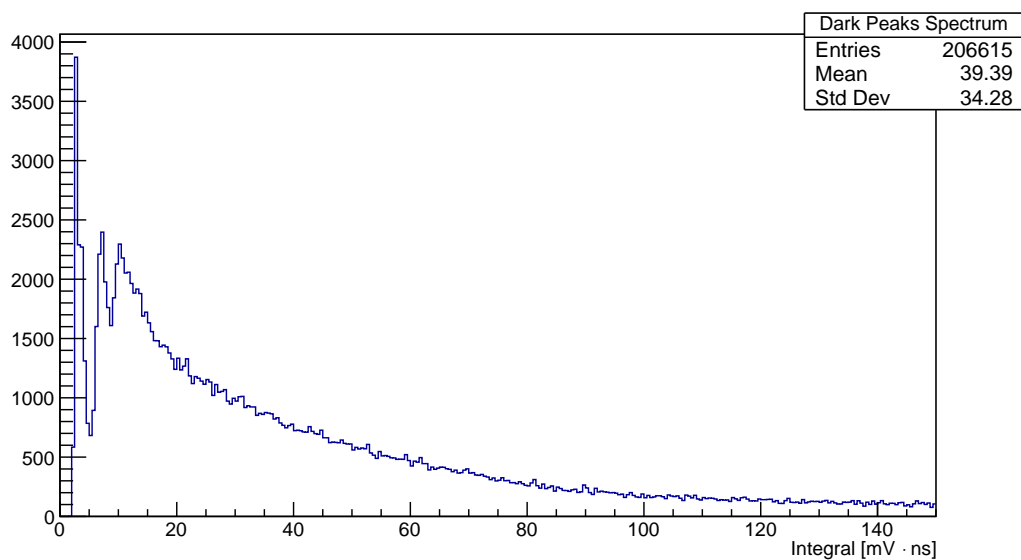


Figura 14: Spettro picchi buio a 1510V MCP

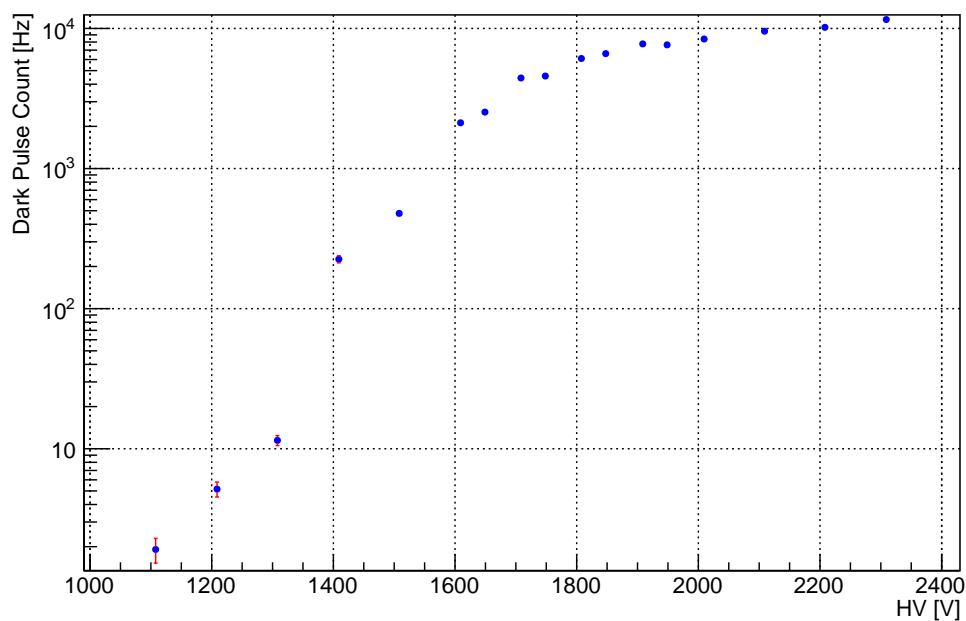


Figura 15: Grafico della rate di impulsi al buio in funzione della tensione di alimentazione per il PMT R12860 HQE. La tensione nominale di funzionamento si trova a 2.0 kV

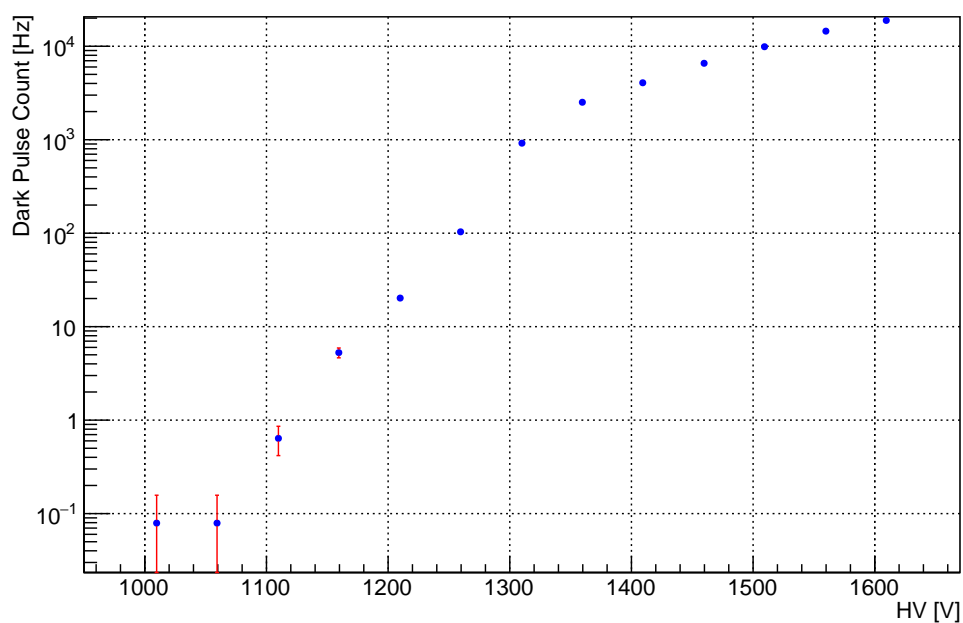


Figura 16: Grafico della rate di impulsi al buio in funzione della tensione di alimentazione per l'MCP-PMT. La tensione nominale di funzionamento si trova a 1.5 kV

6. SPETTRO DI ELETTRONE SINGOLO

Lo spettro di elettrone singolo è un parametro importante di un PMT, in quanto da esso si possono calcolare diverse caratteristiche del fotomoltiplicatore, come ad esempio l'ampiezza media di un segnale da elettrone singolo, oppure la risoluzione dell'ampiezza del segnale.

Per ottenere tale spettro, sono stati aggiunti al setup mostrato nella sezione 3:

- LED , modello FNL-U300B22WCSL, avente lunghezza d'onda dominante $\lambda_d = 460$ nm con un semplice circuito annesso, la cui luce viene collimata da una guida in plastica che termina con un foro di 1 mm di diametro.
- Generatore di funzioni, impostato per generare impulsi di ampiezza $V_{\text{pulse}}^{\text{nominale}} = 5V$ e durata $t_{\text{pulse}}^{\text{nominale}} = 54.9ns$, con una frequenza di 1kHz. Gli impulsi venivano inviati sia al LED, sia al trigger esterno dell'FADC, in modo da sincronizzare il segnale con l'acquisizione.

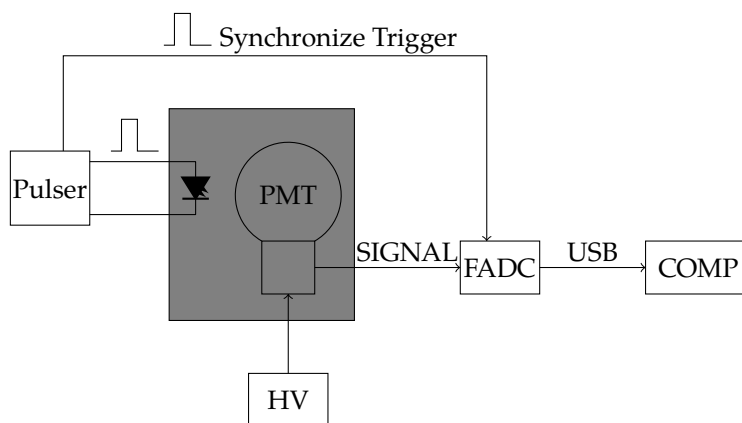


Figura 17: Setup sperimentale per la sollecitazione luminosa del catodo

Con questo setup abbiamo raccolto $5 \cdot 10^6$ eventi, ciascuno della durata di $2 \mu s$, in modo che ci sia una bassa probabilità di trovare picchi non dovuti alla luce del LED. La maggior parte di questi eventi conterrà solo rumore elettronico. Questo è dovuto alla natura poissoniana dell'emissione di fotoni da parte del LED. Per minimizzare la probabilità che venga emesso più di un fotone e costruire perciò lo spettro del segnale dovuto ad un elettrone singolo, siamo costretti ad abbassare la probabilità che ne venga emesso anche solo uno. Analizzando i campioni prodotti nei due PMT si ottengono gli spettri di Figura 18 e 19.

Come già accennato in precedenza, in entrambi gli spettri si possono notare il picco a piccoli valori, relativo agli eventi di puro rumore elettronico, il picco dell'elettrone singolo, e la valle tra i due. Un parametro importante di questo spettro è il rapporto Peak to Valley, ovvero il rapporto tra i conteggi in corrispondenza del picco dell'elettrone singolo e i conteggi in corrispondenza della valle. Questo valore esprime la capacità del PMT di discernere un segnale reale da una fluttuazione del rumore. Tale rapporto si attesta a

$$R_{\text{ptv}}^{\text{R12860}} = 3.1 \pm 0.3 \quad (6)$$

per l'Hamamatsu, mentre a

$$R_{\text{ptv}}^{\text{MCP-PMT}} = 3.7 \pm 1.7 \quad (7)$$

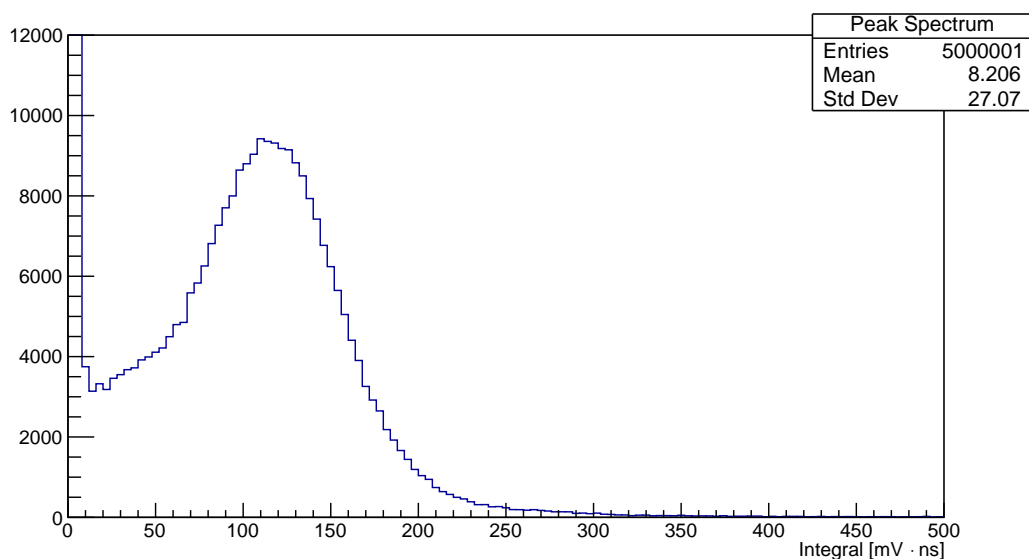


Figura 18: Spettro di singolo elettrone ottenuto dal fotomoltiplicatore R12860 HQE

per l'MCP-PMT. Questi valori sono da confrontare con i valori teorici di 3.22 per l'Hamamatsu e 4.58 per l'MCP-PMT. I valori trovati sono in accordo con quelli teorici. Il grande errore del rapporto nell'MCP-PMT è da imputarsi alla presenza di rumore, come si può notare ad esempio dallo stretto picco intorno ai 5 mV (Figura19, vicino alla baseline), tipico dello spettro di buio di questo PMT, che presenta un massimo in corrispondenza del minimo dello spettro di elettrone singolo.

L'integrale medio del segnale dell'elettrone singolo, ricavato da un'interpolazione del picco, si trova essere (113.8 ± 0.2) mV ns nell'Hamamatsu e (155.0 ± 0.8) mV ns nell'MCP, mentre la sua risoluzione, calcolata come larghezza a metà altezza del picco divisa per il centroide, è 82.34 % nell'Hamamatsu e 85.50 % nell'MCP.

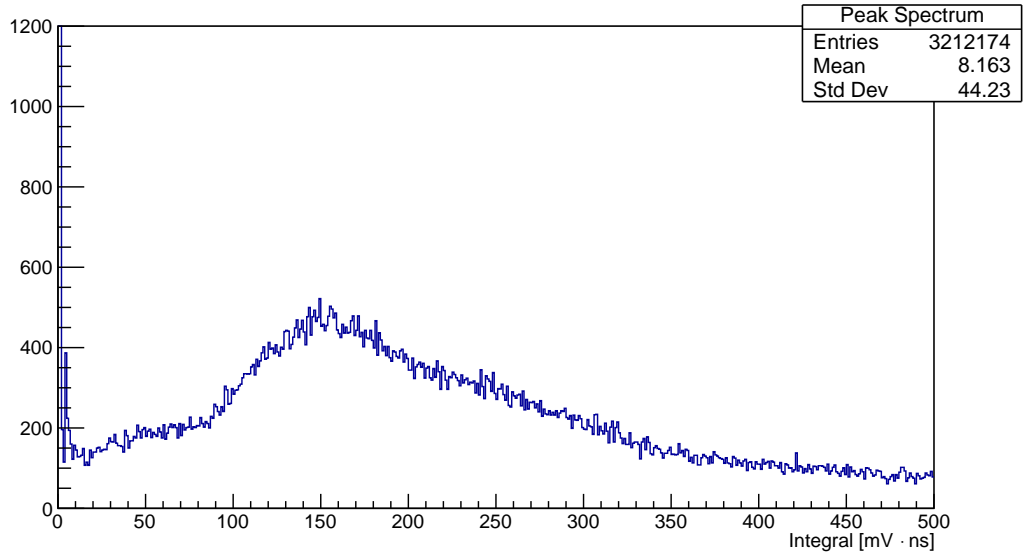


Figura 19: Spettro di singolo elettrone ottenuto dall'MCP-PMT. Intorno ai 300 mV ns si comincia a vedere il picco relativo ai due elettroni emessi, che però non influenza le grandezze ricavate dallo spettro (rapporto P/V e Integrale medio dell'elettrone singolo)

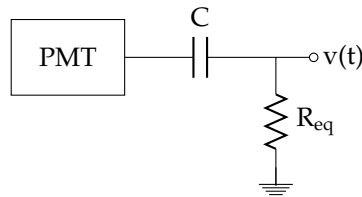


Figura 20: Schema basilare del circuito visto dall'uscita del PMT

È possibile anche dare una stima del guadagno del PMT alla tensione considerata. Possiamo infatti rappresentare la situazione circuitale del nostro setup come in Figura 20, dove R_{eq} è il parallelo tra la resistenza interna del PMT, molto grande, e la resistenza di ingresso dell'FADC di $50\ \Omega$, quindi circa $50\ \Omega$. Il segnale letto dal FADC è dato dalla caduta di tensione causata nella resistenza R_{eq} dalla corrente degli elettroni raccolti all'anodo, ovvero

$$-v(t) = R_{eq} \cdot i(t) \quad (8)$$

Integrando rispetto al tempo entrambi i membri si ottiene

$$-\int_{\text{pulse}} v(t) \, dt = \int_{\text{pulse}} R_{eq} \cdot i(t) \, dt \quad (9)$$

Se chiamiamo

$$K = -\int_{\text{pulse}} v(t) \, dt \quad (10)$$

la quantità in ascissa nelle Figure 18 e 19, otteniamo

$$K = \int_{\text{pulse}} R_{eq} \cdot i(t) \, dt = R_{eq} \cdot Q \quad (11)$$

Chiamata Q_{single} la carica media raccolta all'anodo in risposta all'emissione di un singolo elettrone, ovvero il centroide del picco nel istogramma, abbiamo per la definizione di guadagno

$$Q_{\text{raccolta}} = e \cdot G \cdot n_{e^- \text{ emessi}} \implies Q_{\text{single}} = e \cdot G \cdot 1 \quad (12)$$

e

$$G = \frac{Q_{\text{single}}}{e} = \frac{I}{eR_{\text{eq}}} \quad (13)$$

Da questa equazione si ottengono un guadagno di $(1.421 \pm 0.002) \cdot 10^7$ nell'Hamamatsu e $(1.935 \pm 0.010) \cdot 10^7$ per l'MCP-PMT.

Per completezza, aggiungiamo uno spettro non di singolo elettrone nell'R12860 (Figura 21). Questo spettro è stato ottenuto aumentando la durata dell'impulso nel generatore (in questo caso 65 ns), in modo da avere un numero apprezzabile di eventi con due elettroni. Come si può vedere, è ora presente un ulteriore picco, di integrale medio circa doppio di quello del singolo elettrone.

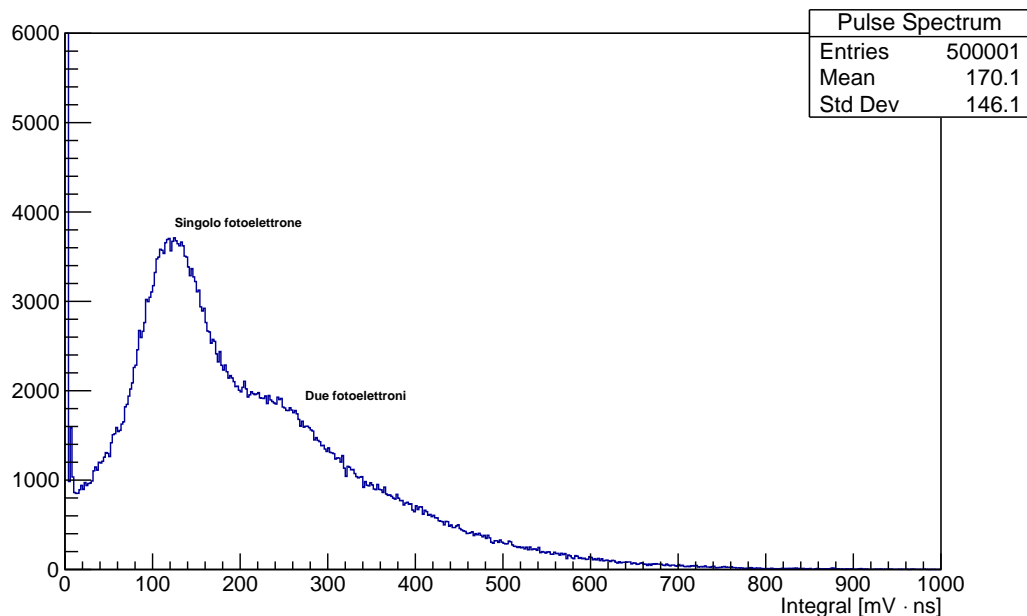


Figura 21: Spettro a più elettroni per l'Hamamatsu R12860 HQE

7. ANALISI DI GRANDI SEGNALI

Per studiare la risposta del fotomoltiplicatore a grandi segnali, si sono presi campioni in corrispondenza dell'arrivo di raggi cosmici. Tali particelle infatti, attraversano senza problemi la scatola opaca contenente il PMT e al passaggio nella superficie di vetro generano diversi fotoni per effetto Cherenkov, causando segnali che possono essere anche di diversi Volt. Per sincronizzare la presa dati con il passaggio dei cosmici il setup è stato modificato per contenere:

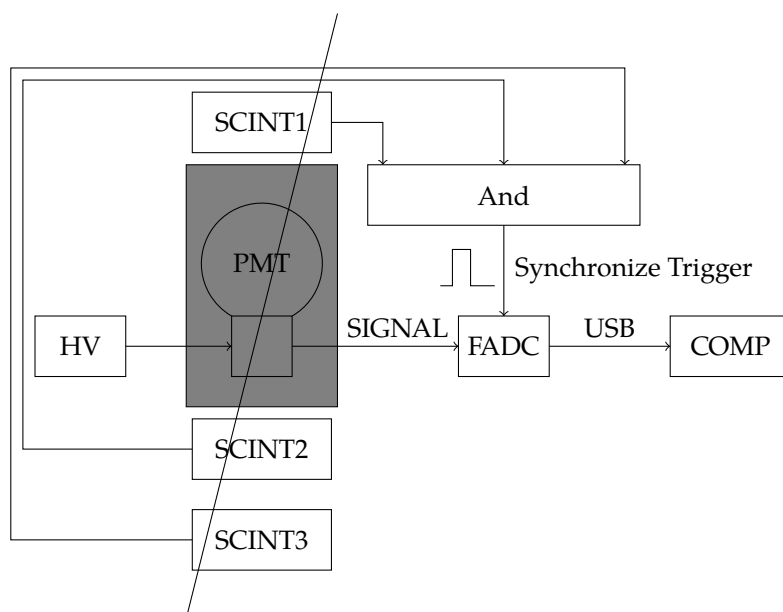


Figura 22: Setup sperimentale per lo studio dei grandi segnali prodotti dai cosmici

- 3 scintillatori plastici quadrati modello Scionix R400*20B400, di dimensioni 400x400x20 mm, posti 1 sopra la scatola nera, e due sotto separati tra di loro da uno spessore di circa 10 cm. Ciascun scintillatore è dotato di un fotomoltiplicatore R6094 della Hamamatsu, posto a lato, che genera il segnale in uscita. Il fotomoltiplicatore necessita di un'alimentazione a 800 V
- Modulo CPU MVME5100 per il controllo del bus VME, collegata ad un computer tramite cavo di rete.
- Modulo VME discriminatore, con 16 canali di ingresso segnale e 19 uscite TTL, di cui 16 utilizzate per il trigger di un singolo segnale, mentre 3 sono utilizzate per operazioni logiche sui segnali formati. Nel nostro caso il trigger usato è stato la coincidenza dei segnali relativi ai tre scintillatori. La scheda è controllata tramite bus VME dalla CPU.

La soglia per il trigger del discriminatore è stata fissata a 50 mV, in modo da selezionare solo i raggi cosmici molto penetranti. La coincidenza tra i tre trigger ci permette di scartare gli eventi spuri e quelli che non sarebbero passati per il PMT perché troppo inclinati. Una volta montato il setup, si è proceduto a fare misure di grandi campioni di segnali, misure che hanno preso anche giorni, data la bassa frequenza di raggi cosmici soddisfanti le nostre richieste. Le misure sono state prese con un intervallo temporale molto alto, 128 μ s, visto che si voleva vedere anche la reazione del fotomoltiplicatore nel lungo periodo dopo il picco. Mostriamo in Figura 23 un tipico segnale ottenuto dal fotomoltiplicatore.

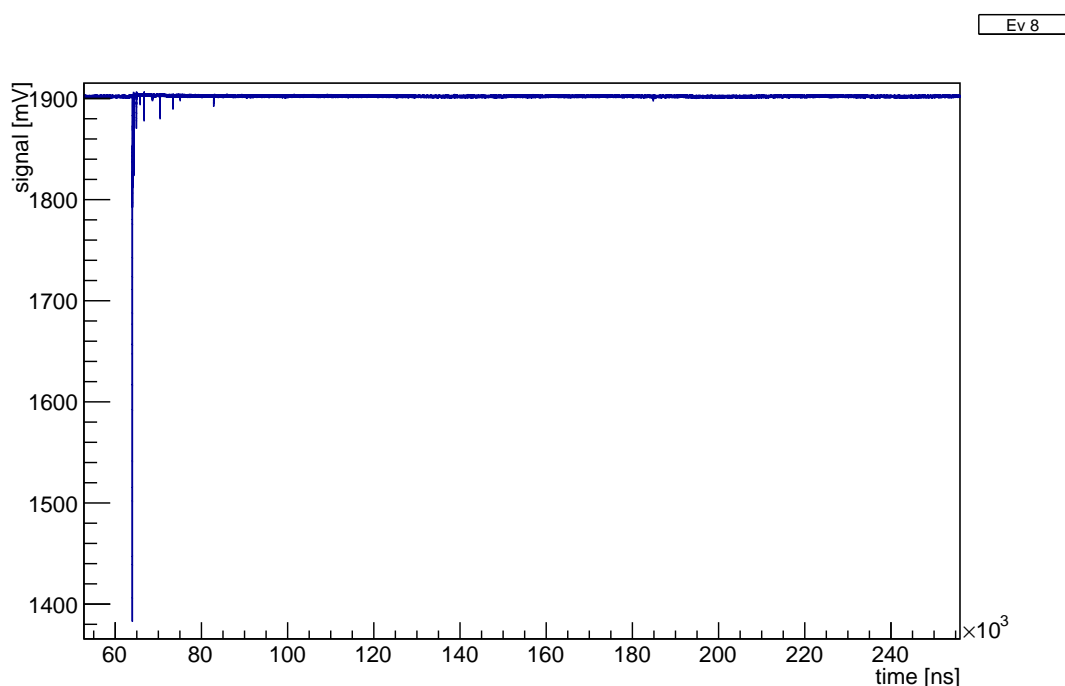


Figura 23: *Tipica forma d'onda per un segnale triggerato dal passaggio di un cosmico. Si può vedere come il segnale abbia un'estensione notevole.*

7.7.1 Afterpulses

Come si può vedere nella Figura 24, il segnale principale è spesso seguito da diversi picchi più piccoli correlati ad esso, chiamati afterpulses. Questi impulsi hanno una distribuzione di ritardo ed ampiezza definite in base alle caratteristiche del PMT e sono generati principalmente da tre meccanismi:

- **Reazioni luminose**

Quando i dinodi sono colpiti dagli elettroni, possono emettere fotoni che, se arrivano al fotocatodo, danno origine a afterpulses. Anche se l'efficienza di questa reazione è di solito piuttosto bassa, questo tipo di afterpulse può essere importante in alcuni tipi di fotomoltiplicatore. Questi afterpulses hanno un ritardo pari al tempo che impiega la luce ad arrivare al fotocatodo più il tempo di transito del segnale, di solito in totale 20-100 ns.

- **Ionizzazione gas residui**

Nonostante l'intero moltiplicatore di elettroni si trovi in vuoto, è possibile trovare tracce di gas residui, che al passaggio degli elettroni possono ionizzarsi. Gli ioni positivi prodotti driftano poi, per effetto del campo elettrico, verso il fotocatodo, dove all'impatto liberano elettroni che producono il segnale. Ritardo e ampiezza di questo tipo di afterpulse dipendono dalla zona di produzione dello ione: se la ionizzazione è avvenuta nel sistema di input degli elettroni, il ritardo andrà da alcune centinaia di ns, fino ad alcuni μ s e l'ampiezza dipenderà soprattutto dalla tensione tra catodo e primo dinodo, mentre se sono stati prodotti nel moltiplicatore di elettroni, di solito in fondo a causa della maggior corrente, avranno un ritardo più lungo ed un'ampiezza proporzionale al guadagno.

Ev 8

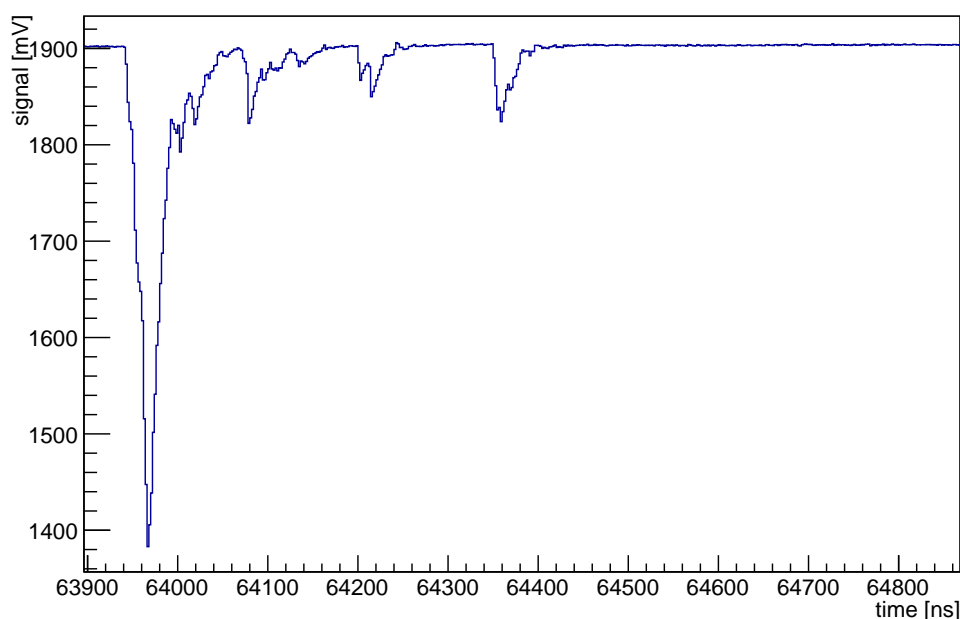


Figura 24

- **Backscatter degli elettroni**

Durante il processo di amplificazione, alcuni elettroni possono essere rimandati indietro dall'urto, ritornando al primo dinodo e generando un altro segnale ritardato rispetto al primo. Questi picchi hanno un'ampiezza circa uguale ad un terzo di quella dell'elettrone singolo.

Dalla letteratura sappiamo che l'ampiezza degli afterpulse non dipende dall'ampiezza del picco massimo, fatto che verificheremo, ma il loro numero sì. Si possono quindi definire due afterpulse ratio, uno dato dal rapporto tra numero di afterpulse e il numero di picchi principali, e uno come rapporto tra carica totale degli afterpulse e carica del picco che li ha generati. Gli afterpulse rappresentano un problema molto grande nei fotomoltiplicatori, perché, soprattutto quando si trattano grandi segnali, sono una delle principali fonti di rumore. Dato però che tali picchi hanno un ritardo ben definito dal picco principale, è possibile limitarne gli effetti bloccando l'acquisizione per un certo tempo dopo un picco.

La Figura 25 mostra l'istogramma dei ritardi dei segnali rivelati rispetto al segnale principale, ovvero il cosmico che ha dato il trigger all'evento. Eventuali picchi in tale istogramma indicano la presenza di un gruppo di segnali correlati con quello principale, ovvero degli afterpulses. Come si può notare, esistono degli afterpulses con ritardi compresi tra 10 e 16 ns, tra 26 e 38 ns e tra 42 e 54 ns. Nel grafico più esteso (Figura 26) si vedono invece dei picchi a 5 μ s e a 20 μ s. Queste classi di afterpulses sono però sovrastate dal background, che ci impedisce di trovare un'ampiezza definita. Il grafico di Figura 27 mostra più in dettaglio come l'integrale dei picchi sia correlato alla distanza dal picco principale, nelle zone sopra citate. L'integrale di questi picchi risulta avere un valore più probabile attorno ad $1/4$ - $1/3$ di quello di singolo elettrone. Il picco a 14/18 ns ha un integrale maggiore in quanto si sovrappone al picco principale (che ha tempo di discesa intorno ai 18 ns), falsando il calcolo dell'integrale.

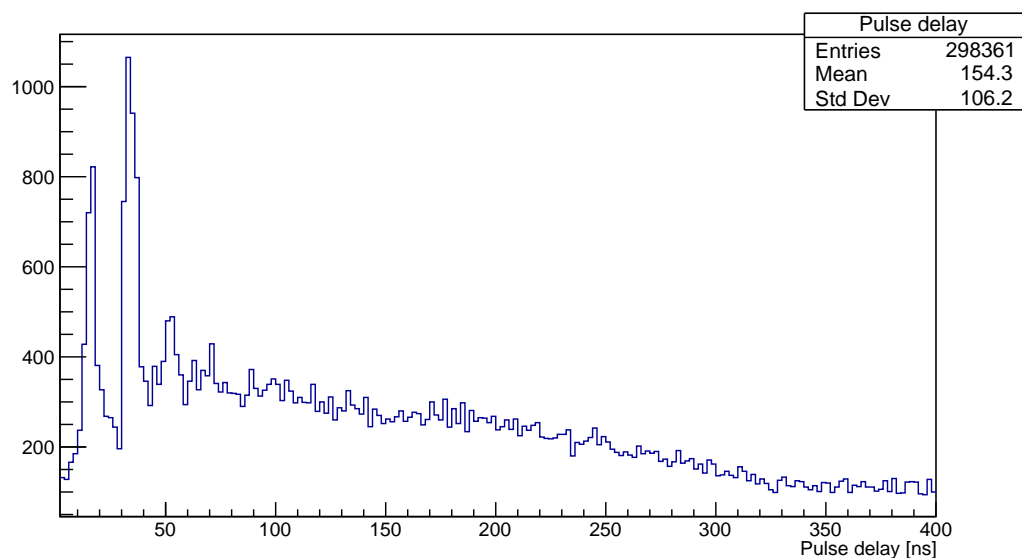


Figura 25: Istogramma dei ritardi di ogni picco rilevato rispetto all'impulso che ha fornito il trigger, ovvero l'arrivo di un raggio cosmico. Si possono notare molto bene i picchi a 16 ns, 30 e 50 secondi di ritardo e in minor misura quello a 900 ns di ritardo.

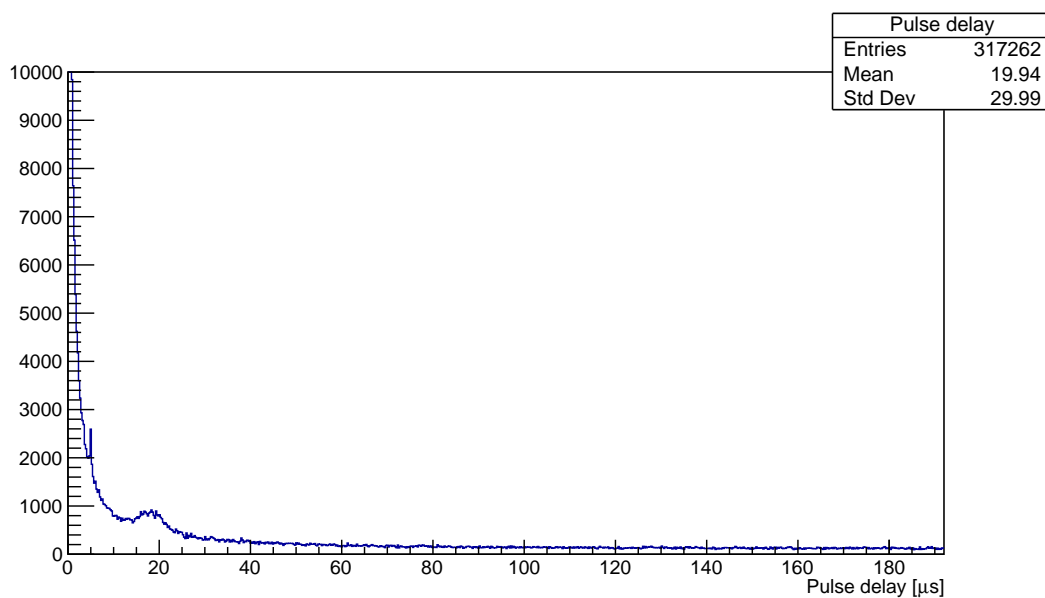


Figura 26: Istogramma dei ritardi di ogni picco rilevato rispetto all'impulso che ha fornito il trigger, ovvero l'arrivo di un raggio cosmico, in una scale dei tempi più larga. Sono visibili i picchi a 5 μ s e a 20 μ s

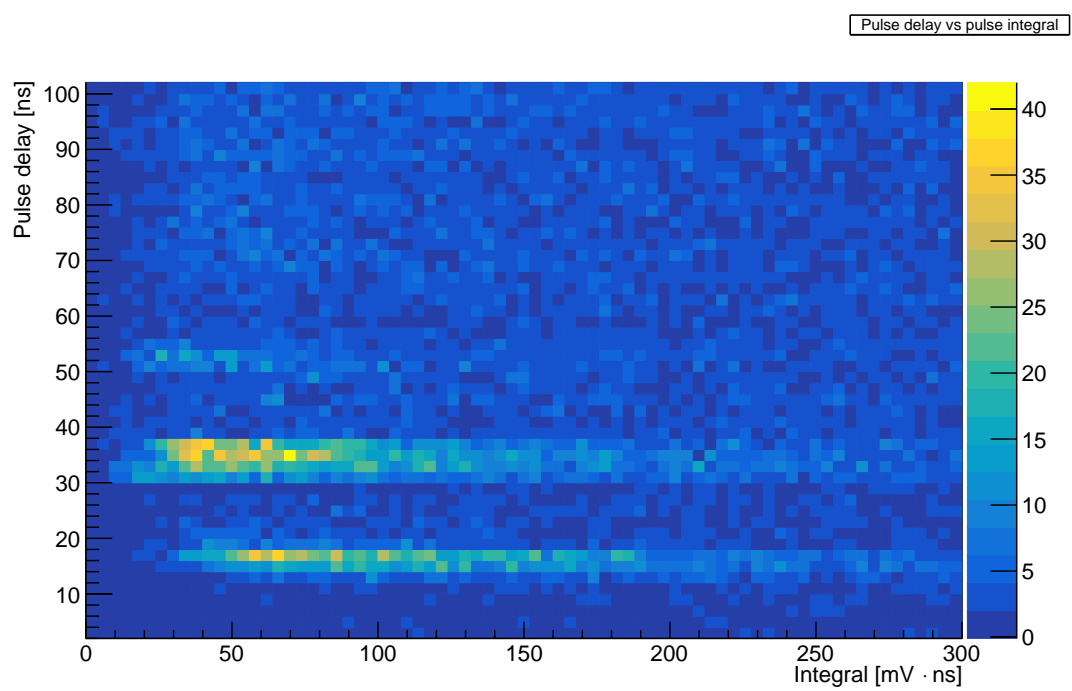


Figura 27: Istogramma in 2D che mostra la correlazione tra il ritardo di un afterpulse e il suo integrale.

7.7.2 Overshoot

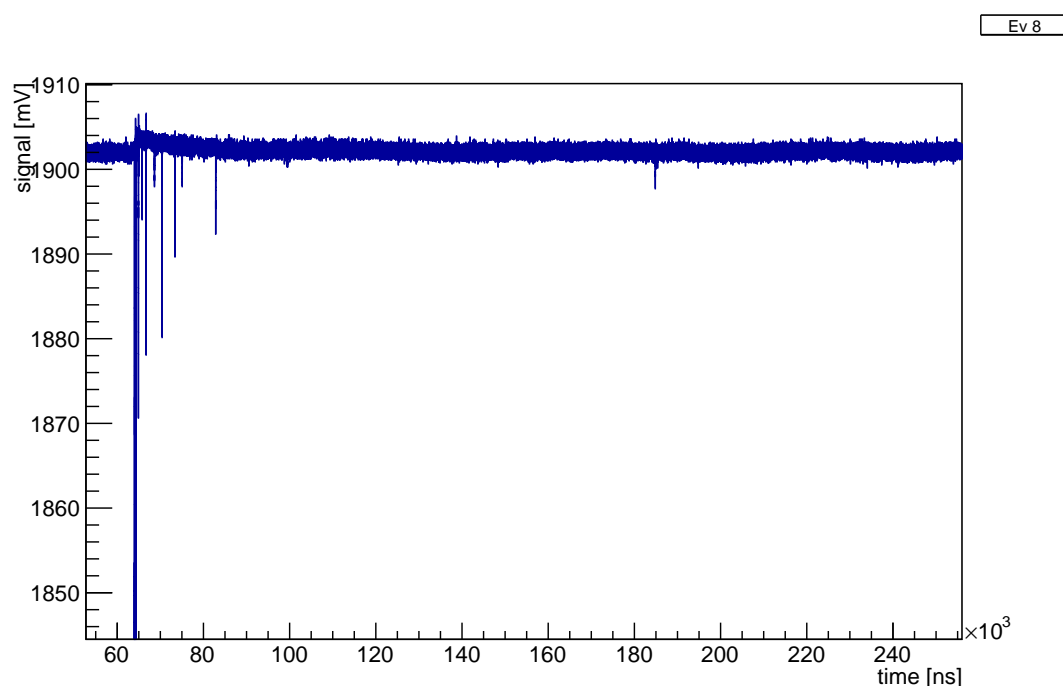


Figura 28: Grafico dell'evento 8 del run preso con i raggi cosmici, con l'asse y ingrandito per far vedere meglio l'overshoot

Il segnale nel grafico 28 mostra chiaramente come, dopo l'arrivo di un numero elevato di fotoni, la baseline si sposti verso l'alto, talvolta anche di diversi mV. Tale effetto impedisce un'analisi accurata del segnale, in quanto l'elettronica non è in grado di rilevare questo segnale positivo, che quindi va a falsare le misure di ampiezza e integrale. È pertanto necessario definire un tempo di recupero, ovvero il tempo in cui la baseline ritorna entro il limite iniziale per il funzionamento.

Il grafico di Figura 29 mostra la correlazione tra l'ampiezza del picco e l'overshoot della baseline. Come ci si può aspettare, l'overshoot aumenta con l'ampiezza, ma presenta una saturazione ad alti valori. I punti a basso overshoot e grande ampiezza sono dovuti all'aumento dei picchi secondari con l'aumentare dell'ampiezza di quello principale che interferiscono con l'analisi del segnale per la ricerca dell'overshoot.

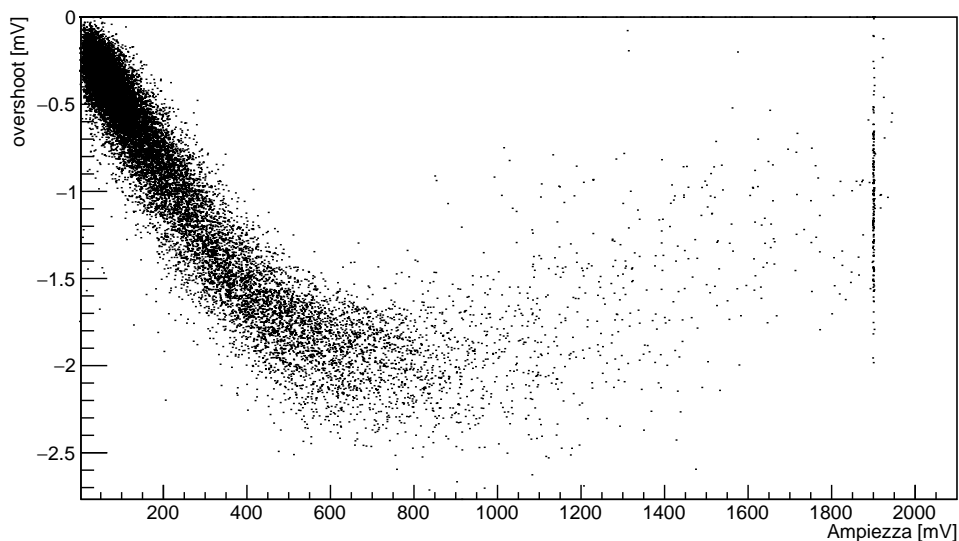


Figura 29: Overshoot in funzione dell'ampiezza

8. CARATTERISTICHE TEMPORALI DEL SEGNALE

Nella Figura 30 si può vedere un tipico segnale ottenuto dal fotomoltiplicatore R12860. Sovraposto ad esso si può notare un'interpolazione (linea tratteggiata) con una funzione log-normale.

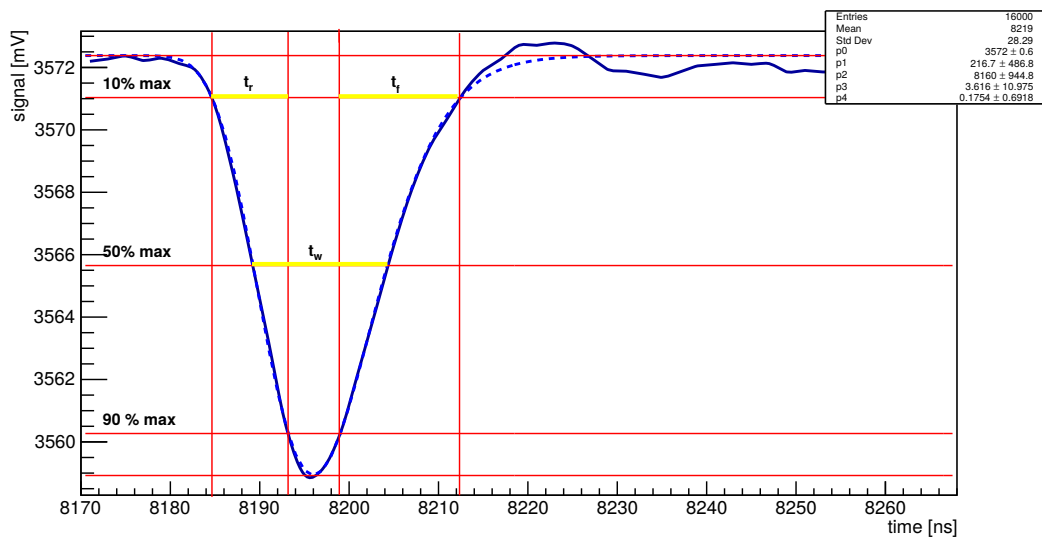


Figura 30: Esempio di un evento ottenuto dall'R12860. La linea tratteggiata indica l'interpolazione del segnale tramite un funzione log-normale.

Da questa forma d'onda possiamo definire vari parametri:

- t_w
La larghezza dell'impulso di risposta, t_w , è definita come la larghezza a metà altezza dell'impulso in risposta ad un impulso luminoso a forma di delta. Dato che un impulso di durata così breve non è ottenibile, si usa un'impulso di luce con una larghezza a metà ampiezza molto bassa rispetto al tempo che si vuole misurare. Le nostre misure sono state fatte utilizzando un led che emettesse un solo fotone, in modo da rendere l'impulso molto breve.
- t_r
Il tempo di salita, t_r , è definito come il tempo che il segnale impiega ad andare dal 10% della sua ampiezza al 90%, in risposta ad un impulso luminoso a delta. Dato che il tempo di salita può essere definito anche in risposta ad un impulso a gradino ϵ , a volte t_r viene chiamato $t_{r,\delta}$ per distinguerlo da $t_{r,\epsilon}$. Tipicamente t_r ha un valore che va dai 2 ns per i PMT con geometria MCP o linear focusing, fino a 20 ns per le geometrie Box&Lines.
- t_f
Il tempo di discesa, t_f , è definito come il tempo che il segnale impiega ad andare dal 90% della sua ampiezza al 10% dopo il massimo, in risposta ad un impulso luminoso a delta. Data l'asimmetria del segnale, questo tempo è spesso maggiore di t_r .

Mostriamo qui gli istogrammi dei parametri sopra citati (Figure 31, 32, 34, 35 e 36).

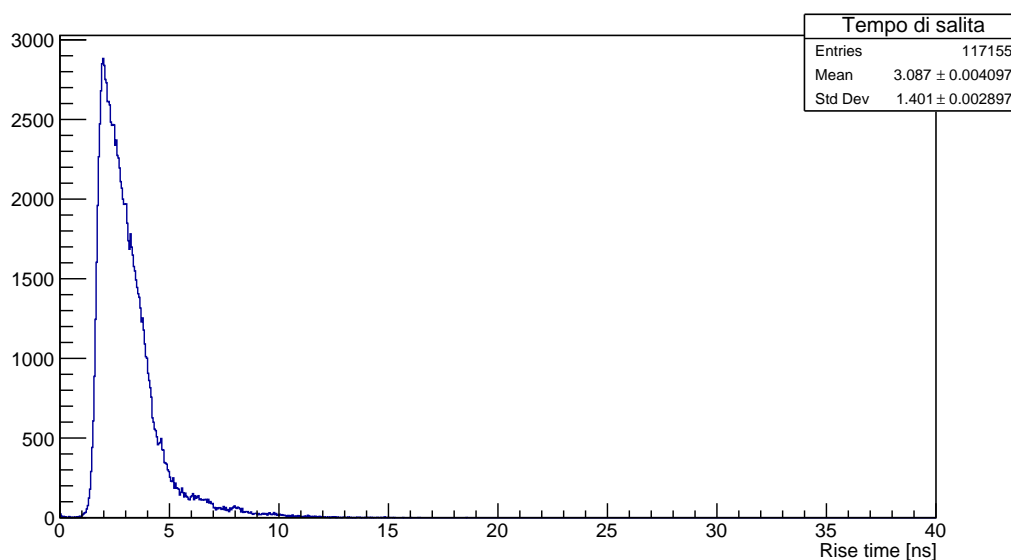


Figura 31: Istogramma del tempo di salita per l'MCP-PMT. Il fronte più ripido della distribuzione a bassi tempi di salita è dovuto alla sensibilità dell' FADC usato, 2 ns

Altro parametro importante è il transit time t_t , ovvero il tempo che passa dall'arrivo del segnale luminoso al fotocatodo e il segnale elettrico in uscita dall'anodo. Il t_t ha un valore caratteristico che va da alcune decine di ns fino a 2 centinaia e varia con il reciproco della radice della tensione di alimentazione. La sua varianza è chiamata transit time spread (t.t.s. o "jitter"). Entrambi variano a seconda di dove la luce colpisce il fotocatodo. Nel datasheet il tts viene indicato come una stima nel caso peggiore, quando un singolo fotone colpisce il catodo in

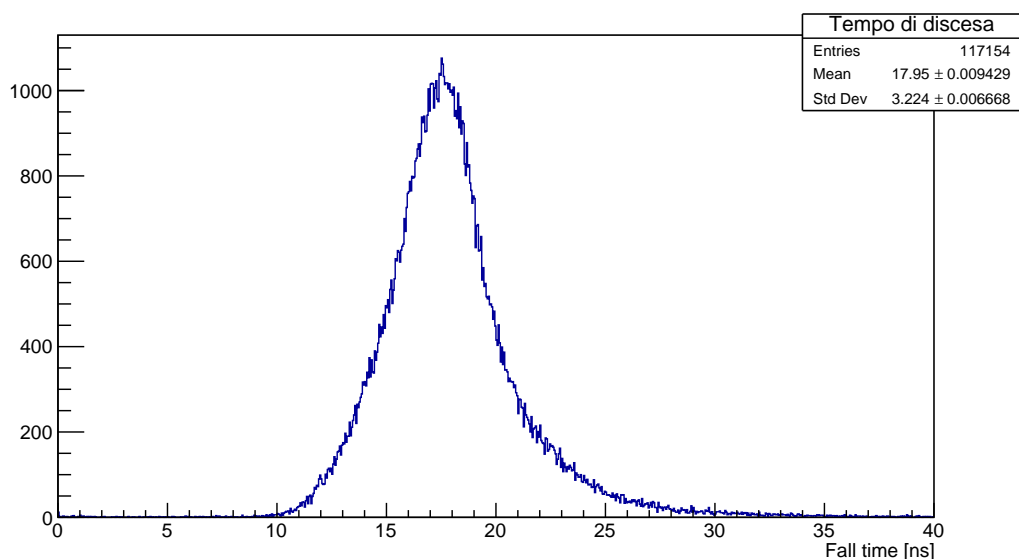


Figura 32: Istogramma del tempo di discesa per l'MCP-PMT

posizioni diverse e casuali, includono perciò le differenze di tempo dovute alla posizione. Gli istogrammi di Figura 37 e 38 mostrano le distribuzioni ottenute per il tempo di arrivo. Il trigger si trova rispettivamente a 2000 ns e a 8000 ns nella scala dei tempi. I picchi laterali della distribuzione nel grafico 37 sono parte del rumore di fondo. Nell'interpolazione sono stati ignorati. Nelle nostre misure t_f è stato ottenuto da un'intepolazione dell'istogramma della posizione temporale del picco nel grande campione preso per lo spettro di singolo elettrone (corrette con una stima del ritardo medio sulla partenza dell'impulso luminoso dal trigger) e si attesta a (170.08 ± 0.02) ns nell'MCP-PMT e (179.28 ± 0.02) ns nell'R12860 HQE. Le varianze delle distribuzioni, più grandi rispetto a quelle dichiarate, sono da imputare al segnale luminoso prodotto dal LED usato come fonte di segnale. Per avere una probabilità rilevabile di avere un fotone infatti, l'intervallo deve essere di circa 50 ns (54 nel nostro caso) e non è possibile sapere in che momento il fotone verrà emesso. Dato che noi possiamo misurare solo la distanza temporale dall'inizio del trigger, la varianza della nostra distribuzione sarà aumentata dall'incertezza sull'emissione del fotone da parte del LED. Le varianze ottenute, 10 ns e 6.7 ns sono compatibili con quelle dichiarate nel datasheet, ovvero 12 ns per l'MCP-PMT e 2.7 ns per l'R12860 HQE.

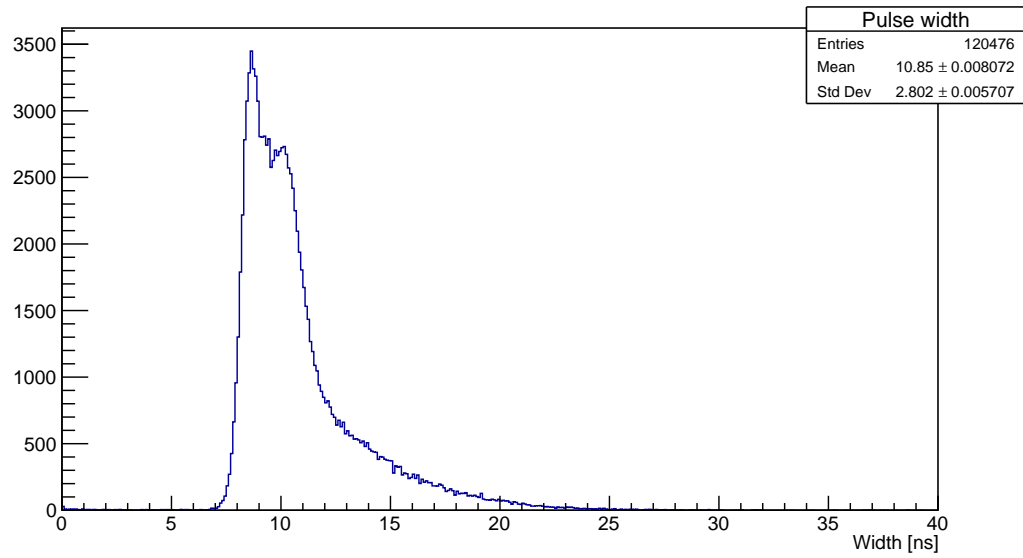


Figura 33: Ampiezza dell'impulso di risposta nell'MCP-PMT

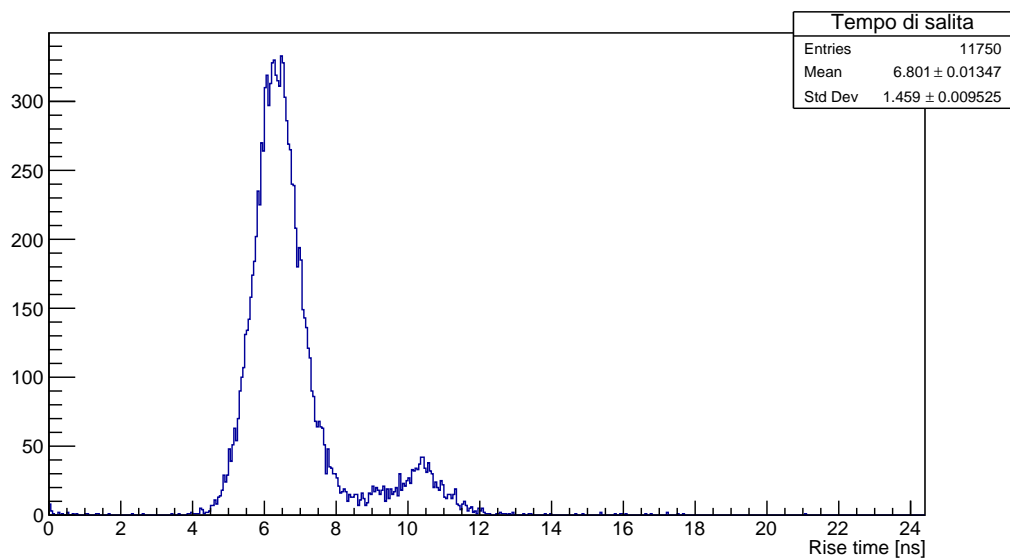


Figura 34: Istogramma del tempo di salita per il fotomoltiplicatore R12860 HQE

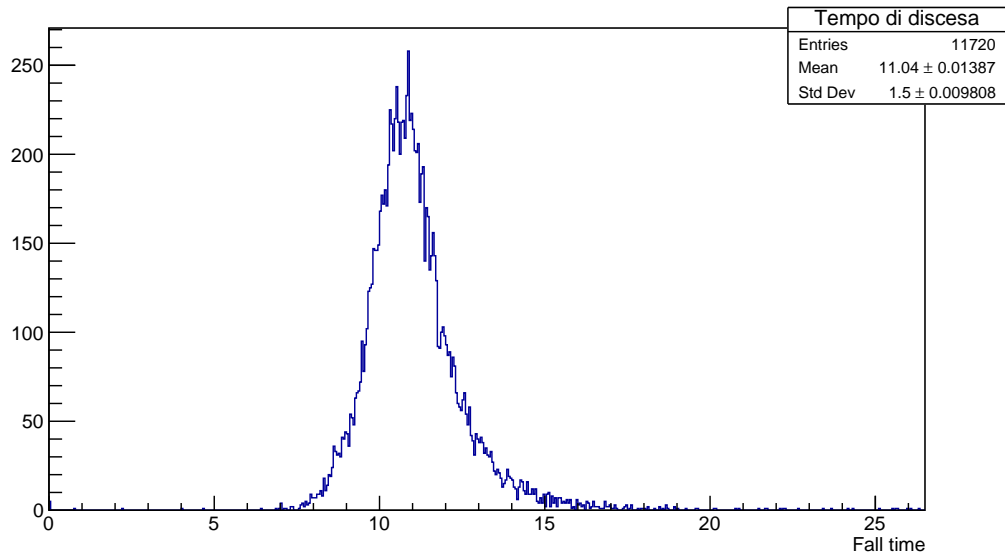


Figura 35: Istogramma del tempo di discesa per il fotomoltiplicatore R12860 HQE

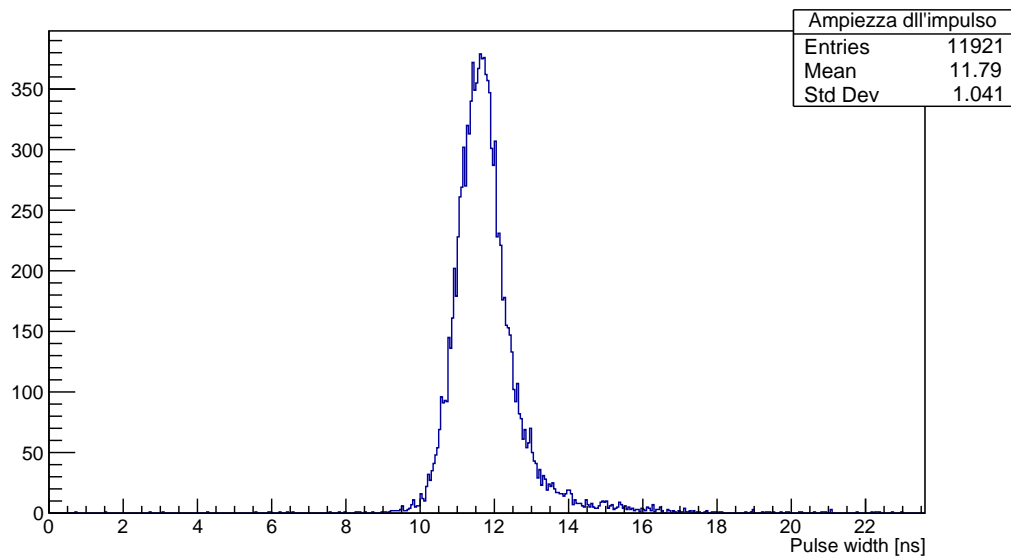


Figura 36: Ampiezza dell'impulso di risposta nel PMT R12860 HQE

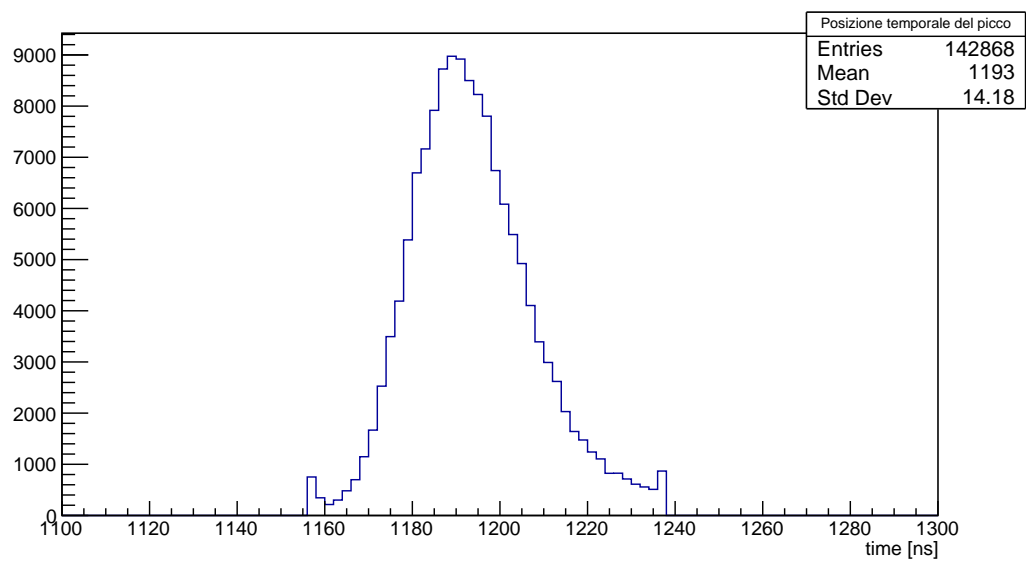


Figura 37: Istogramma della posizione del massimo del segnale in un campione da 5000000 eventi presi con l'MCP-PMT. Il trigger si trova a 2000 ns.

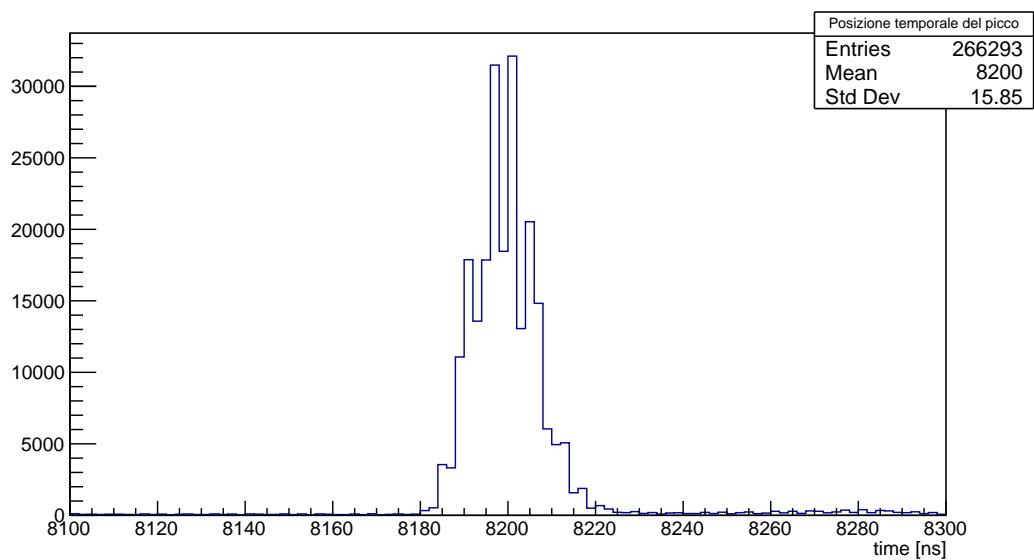


Figura 38: Istogramma della posizione del massimo del segnale in un campione da 5000000 eventi presi con l'R12860. Il trigger si trova a 8000 ns.

9. CONCLUSIONI

Nella presente tesi si sono analizzati e confrontati i segnali elettrici prodotti dai fotomoltiplicatori di grandi dimensioni R12860 HQE della Hamamatsu Photonics e MCP-PMT della NNVT, entrambi scelti per essere utilizzati nell'esperimento JUNO. I due fotomoltiplicatori sono stati provati in condizioni di buio e in seguito a sollecitazione luminosa di grande e piccola intensità. Nello studio di buio del PMT si è costruito lo spettro dell'integrale degli impulsi di buio (Figure 13 e 14). Nell'R12860 lo spettro è simile a quello di elettrone singolo, validando l'ipotesi che la principale fonte di rumore impulsivo a temperatura ambiente e a tensione di alimentazione $V_{\text{supply}} = 2.01$ kV sia l'emissione termoionica. Nell'MCP-PMT invece si trova uno spettro molto diverso, con due massimi molto vicini alla baseline, ma distintamente separati da essa, e una discesa molto ripida all'aumentare dell'integrale, con una probabilità molto bassa di avere segnali comparabili con quello di un singolo fotoelettrone.

Sono state inoltre costruite le curve di pulse counting (Figure 15 e 16), che mostra la frequenza degli impulsi di buio in funzione della tensione applicata. La curva è ovunque crescente in entrambi i casi, ma mostra una regione di crescita meno marcata tra i 1.8 kV e 2.2 kV per l'R12860 HQE e tra i 1.35 kV e i 1.6 kV per l'MCP-PMT, nota come regione di plateau.

Impulsando i PMT con una sorgente luminosa di bassa intensità si è costruito lo spettro di elettrone singolo alla tensione nominale di funzionamento. Da questi spettri sono stati ricavati i rapporti Peak to Valley

$$R_{\text{ptv}}^{\text{R12860}} = 3.1 \pm 0.3$$

e

$$R_{\text{ptv}}^{\text{MCP-PMT}} = 3.7 \pm 1.7$$

ovvero la quantità che da la capacità di distinguere il rumore elettronico dagli impulsi di singolo elettrone. Il valore ricavato per l'MCP-PMT è molto alto segno che i segnali sono molto netti, anche grazie al suo alto guadagno che sposta il picco del singolo fotoelettrone verso valori più alti.

Dai campioni presi per lo studio dei piccoli segnali si sono anche ricavate informazioni riguardo alle caratteristiche temporali del segnale, ovvero il tempo di salita, discesa, la larghezza del picco e il suo ritardo rispetto all'impulso di luce (transit time). Degne di nota sono la piccola sigma nella distribuzione del transit time nell'R12860, di soli 6.7 ns (limite superiore, visto che le nostre misure sono limitate da altri fattori) e il tempo di salita dell'MCP-PMT, centrato intorno ai 3 ns.

Dall'analisi su grandi segnali, ottenuti grazie ai raggi cosmici, si sono analizzati gli afterpulse prodotti dopo il picco principale (Figure 25 e 27) e si è visto come molti picchi siano seguiti da un'altro a distanza di 14/18 ns e a 30/38 ns. Questi afterpulses presentano una distribuzione degli integrali diversa da quella del rumore, centrata a circa 40 mV ns.

Dai grandi segnali si è inoltre visto come dopo ogni picco di dimensione sufficiente ci sia un overshoot (Figura 29) che può durare anche diverse decine di μs .

Mentre il PMT Hamamatsu presenta un comportamento prevedibile secondo le conoscenze dei fotomoltiplicatori, l'MCP-PMT, a causa della sua particolare struttura interna, presenta comportamenti che devono ancora essere studiati e compresi a fondo.

RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

- [1] T. Adam et al, *JUNO Conceptual Design Report*, [arXiv/1508.07166]
- [2] S. Choubey, S. Petcov, and M. Piai, *Precision neutrino oscillation physics with an intermediate baseline reactor neutrino experiment*, *Phys. Rev.* **D68** (2003) 113006, [arXiv/hep-ph/0306017v1]
L. Zhan et al., *Determination of the Neutrino Mass Hierarchy at an Intermediate Baseline*, *Phys. Rev.* **D78** (2008) 111103, [arXiv/0807.3203v2]
- [3] F. An, et al, *Neutrino Physics with JUNO*, *J. Phys.* **G43**(2016) 030401, [arXiv/1507.05613]
- [4] E. Borsato et al, *A 16 Channel Discriminator VME board with enhanced triggering capabilities*, JIN517P0824 (2012)
- [5] [Ortec/556-556H]
- [6] [Caen/DT5730]
- [7] [Motorola MVME5100]