

Università degli Studi di Padova
Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea Triennale in
Fisica

Tesi di Laurea

Studio delle caratteristiche dei fotomoltiplicatori di
grandi dimensioni per l'esperimento JUNO

Relatore

Prof. Alberto Garfagnini

Laureando

Fabio Iacob

Correlatore

Prof. Flavio Dal Corso

ANNO ACCADEMICO
2014-2015

Indice

1	L'esperimento JUNO	4
2	Struttura e funzionamento del fotomoltiplicatore	5
2.1	Descrizione generale	5
2.2	Il PMT dell'esperimento JUNO	6
3	Setup sperimentale	8
4	Studio delle caratteristiche di buio del PMT	9
4.1	Considerazioni generali	9
4.2	Impulsi di buio del PMT di JUNO	10
5	Spettro di singolo elettrone	16
6	Conclusioni	20
A	Appendice - Caratterizzazione della sorgente luminosa	21

ABSTRACT

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 di 36 metri di diametro ricoperta da 18000 fotomoltiplicatori ed immersa in una piscina instrumentata. Il modello di grandi dimensioni R12860 HQE della Hamamatsu Photonics è tra i fotomoltiplicatori candidati ad essere utilizzati nell'esperimento: lo scopo di questa tesi è studiare i segnali elettrici prodotti dal fotomoltiplicatore suddetto in condizioni di buio e in seguito a sollecitazione luminosa.

1 L'esperimento JUNO

JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) è un esperimento di Fisica dei neutrini progettato per determinare la gerarchia della massa del neutrino; sarà inoltre possibile misurare con alta precisione i parametri di oscillazione, osservare i neutrini provenienti dalle supernovae, studiare i neutrini atmosferici, solari e i geo-neutrini.

L'inizio della presa dati è previsto per l'anno 2020 [1] e le misure verranno condotte nella Cina meridionale a Kaiping, Jiangmen, a 53 km dalle centrali nucleari di Yangjian e Taishan. Si stima che mediamente 40 neutrini al giorno, provenienti dalle centrali, possano interagire con lo scintillatore liquido del rivelatore centrale (in una sfera di circa 35 metri di diametro) immerso in una piscina instrumentata che verrà utilizzata per imporre il veto sul fondo generato dai muoni dei raggi cosmici (si veda la Figura 1). La grande superficie da coprire, assieme all'esigenza di elevata efficienza quantica, rende i fotomoltiplicatori (PMT) i sensori più adatti all'esperimento JUNO; verranno utilizzati circa 18000 PMT da 20" in modo da garantire una copertura del 75-78 % della superficie sferica [2].

Emerge quindi la necessità di studiare le caratteristiche dei fotomoltiplicatori che verranno utilizzati nell'esperimento.

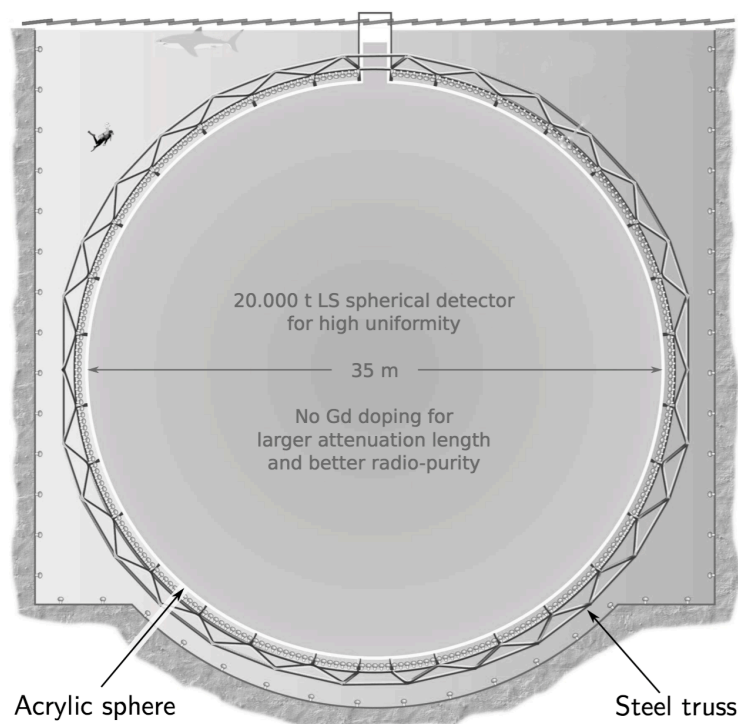


FIGURA 1: Schema del rivelatore di JUNO (immagine tratta da [1])

2 Struttura e funzionamento del fotomoltiplicatore

2.1 Descrizione generale

Un fotomoltiplicatore è un dispositivo elettronico il cui scopo è convertire, grazie all'effetto fotoelettrico, fotoni di un certo intervallo di energia in segnali elettrici sufficientemente ampi da essere misurabili. Si dà di seguito una descrizione concisa delle parti di cui è composto un PMT [3] (schematizzato in Figura 2).

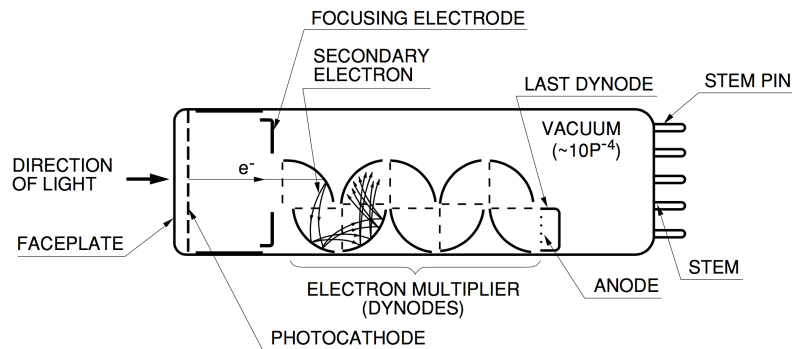


FIGURA 2: Diagramma di un PMT (immagine tratta da [4])

- Il fotocatodo è una sottile pellicola deposta sulla faccia interna della finestra d'ingresso, solitamente costituita dai composti AgOCs, SbCs o dai composti bi-trialcalini SbKCs, SbRbCs e SbNa₂KCs, che permette di convertire fotoni in elettroni mediante effetto fotoelettrico: i fotoni assorbiti cedono energia agli elettroni del catodo e se questi, dopo aver percorso lo strato di materiale, hanno sufficiente energia allora abbandonano il catodo. Si definisce efficienza quantica il rapporto tra il numero di fotoelettroni prodotti n_e e il numero di fotoni incidenti n_γ :

$$\eta = \frac{n_e}{n_\gamma}$$

- La finestra di ingresso interfaccia il catodo con l'esterno ed è generalmente costituita da vetro borosilicato (vetro duro) o vetro calcico (vetro tenero). Essa limita lo spettro sensibile del PMT nella regione delle lunghezze d'onda più corte, invece la soglia di fotoemissione limita lo spettro sensibile nella regione delle lunghezze d'onda maggiori. Tipicamente un PMT è sensibile nel visibile, tuttavia esistono modelli il cui spettro sensibile si spinge fino all'ultravioletto oppure fino all'infrarosso.
- Il sistema di input dei fotoelettroni è un elettrodo, o un apparato di più elettrodi, che serve a focalizzare il maggior numero di elettroni dal catodo sul primo dinodo, minimizzando le differenze nei tempi di percorrenza dovute alle diverse posizioni e velocità iniziali dei fotoelettroni.

- Il moltiplicatore è costituito da più elettrodi, detti dinodi, sottoposti a differenze di potenziale dell'ordine di centinaia di Volt l'uno rispetto all'altro. In tal modo gli elettroni provenienti da un dinodo possono incidere sul dinodo successivo con energie dell'ordine di centinaia di eV, innescando il processo di emissione secondaria che permette l'incremento del numero di elettroni. Il rapporto tra il numero di elettroni raccolti all'anodo n_a e il numero di fotoelettroni che abbandonano il fotocatodo n_k , o equivalentemente il rapporto tra la corrente di anodo I_a e la corrispondente corrente di catodo I_k , è il guadagno del PMT:

$$G = \frac{n_a}{n_k} = \frac{I_a}{I_k}$$

Esistono diverse geometrie di moltiplicatori, ciascuna con i propri vantaggi e svantaggi, ottimizzate a seconda delle applicazioni.

- L'anodo è l'elettrodo che raccoglie gli elettroni formanti il segnale elettrico d'uscita.
- Il circuito partitore di tensione ha il compito di assegnare ai dinodi la distribuzione di tensione più consona alla geometria del moltiplicatore e agli scopi del PMT.

2.2 Il PMT dell'esperimento JUNO

Il fotomoltiplicatore candidato ad essere utilizzato nell'esperimento di JUNO, e studiato nella presente, è il modello R12860 HQE prodotto dalla Hamamatsu Photonics. Esso pesa 6.5 kg, ha un fotocatodo Bialkali emisferico con diametro di 20 pollici (508 mm) che è sensibile alla luce di lunghezza d'onda compresa tra i 300 nm e i 650 nm, con il massimo di sensibilità a $\lambda_{peak} = 420$ nm (per tale lunghezza d'onda l'efficienza quantica è $\eta = 30\%$). Il catodo è accoppiato con l'esterno tramite una finestra di vetro borosilicato e internamente si affaccia, attraverso gli elettrodi di input dei fotoelettroni, ad una sezione moltiplicatrice composta da 10 dinodi con geometria *box & line* (si veda Figura 3) che, a 2 kV di tensione di alimentazione, presenta un guadagno nominale $G = 10^7$.

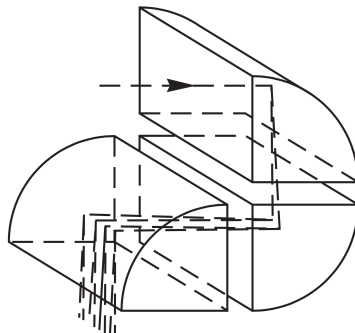


FIGURA 3: Geometria box & line (immagine tratta da [3])

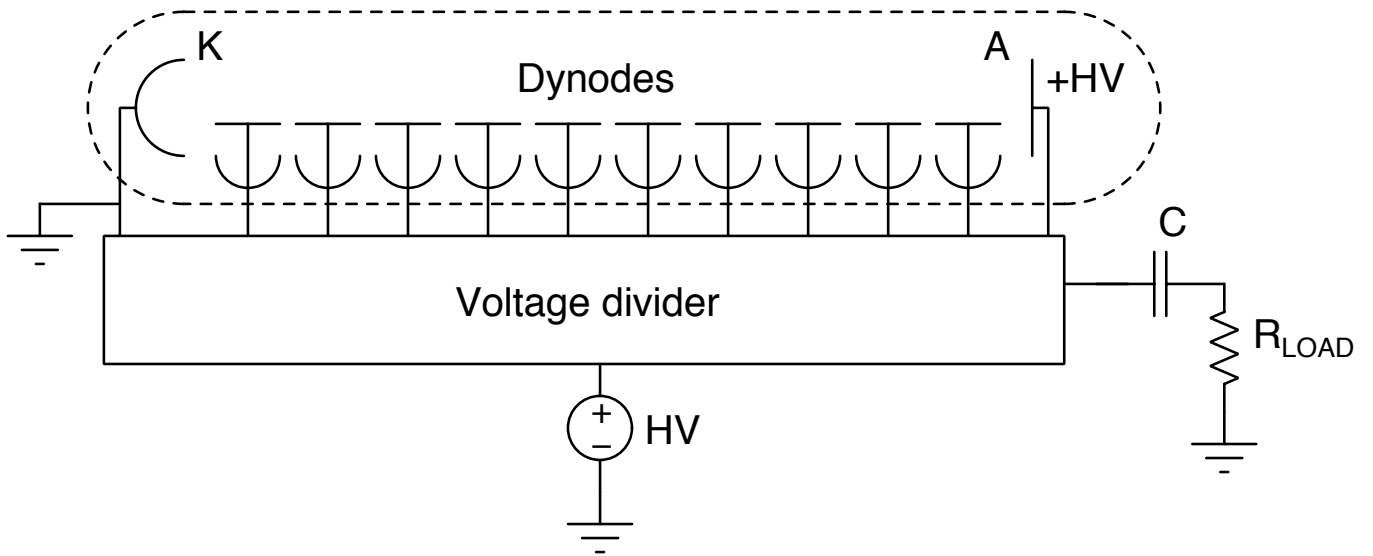


FIGURA 4: Partitore di tensione tipico di un fotomoltiplicatore di grandi dimensioni

La tensione di alimentazione, come schematizzato in Figura 4, prevede il catodo a massa e l'anodo ad alta tensione positiva. Ciò è molto importante perché la soluzione alternativa e più usuale, anodo a massa e catodo a tensione negativa, presenta maggiori difficoltà pratiche, in particolare la scocca del PMT deve essere perfettamente isolata da ciò che la circonda (specialmente componenti metalliche a massa) per evitare correnti parassite che potrebbero provocare instabilità della corrente di buio [3].

Come previsto dall'esperimento JUNO, il liquido scintillatore sarà contenuto in una sfera acrilica sostenuta da una intelaiatura metallica. I PMT saranno installati su tale intelaiatura e saranno completamente immersi in acqua per proteggere lo scintillatore dalla radioattività del vetro dei fotomoltiplicatori [2]. Se i PMT avessero il catodo ad alta tensione negativa, le molecole d'acqua si polarizzerebbero, inoltre, nel caso le scocche dei fotomoltiplicatori non fossero perfettamente isolate dall'intelaiatura di metallo, si potrebbero instaurare correnti parassite. Per questi motivi risulta più vantaggioso che il catodo sia posto a massa.

L'anodo, essendo ad alta tensione positiva, viene disaccoppiato in DC attraverso il condensatore C e conseguentemente all'uscita del PMT è possibile rilevare unicamente segnali impulsivi.

3 Setup sperimentale

Per studiare le caratteristiche del fotomoltiplicatore si provvede ad isolarlo in una scatola rivestita di alluminio a tenuta di luce. La condizione di buio è fondamentale per un PMT perché, quando alimentato, esso potrebbe produrre, in risposta ad uno stimolo luminoso eccessivo, una corrente di anodo tale da danneggiarlo.

Si affiancano al PMT i moduli elettronici necessari ad alimentarlo e a leggerne l'uscita, come rappresentato in Figura 5.

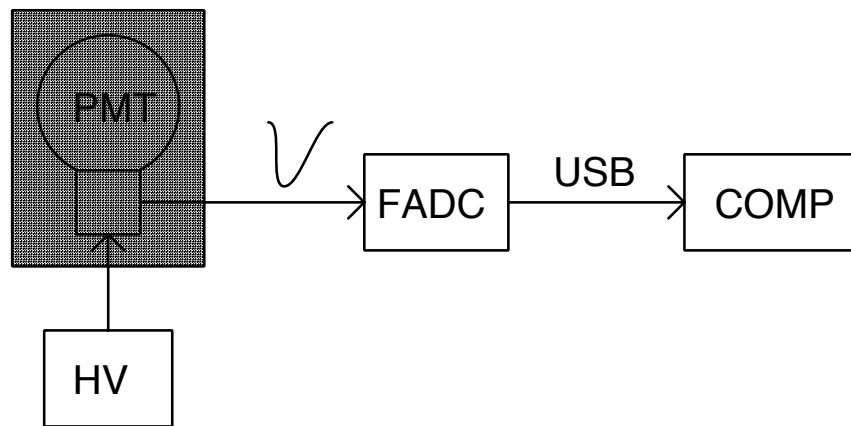


FIGURA 5: Setup sperimentale

La catena è costituita da:

- Modulo di alimentazione di alta tensione ORTEC 556 [5] erogante fino a 3 kV positivi o negativi. Il livello di alimentazione V_{supply} può essere impostato tramite le manopole di cui è provvisto il modulo o alternativamente può essere controllato con una tensione esterna da 0 V a 10 V.
- PMT dell'esperimento JUNO alimentato a 2.01 kV in una scatola a tenuta di luce.
- Flash Analog to Digital Converter (FADC) modello CAEN DT5730 [6] con frequenza di campionamento 500 MSa/s (una acquisizione ogni 2 ns), range dinamico di tensione 2 V, conversione digitale e impostazione del trigger a 14 bit (1 ADC-step=122.08 μ V), offset di tensione regolabile tramite DAC a 16 bit.
- Computer per registrare i dati provenienti dal FADC via USB.

4 Studio delle caratteristiche di buio del PMT

4.1 Considerazioni generali

Affinché sia possibile distinguere gli eventi dal fondo è necessario studiare il rumore che il PMT produce. Quando un fotomoltiplicatore viene alimentato in condizioni di completa oscurità, una corrente, detta di buio, scorre comunque nel ramo dell'anodo: essa ha sia una componente continua, sia una componente impulsiva. Il PMT di JUNO ha l'uscita disaccoppiata in DC da un condensatore, per cui è possibile rilevare la sola componente impulsiva.

Si elencano di seguito le principali cause degli impulsi di buio.

- Il fotocatodo e, in misura minore, i dinodi emettono per effetto termoionico degli elettroni che, entrando nella catena di moltiplicazione, danno segnale elettrico rilevabile senza che alcun fotone sia arrivato al fotocatodo. L'emissione termoionica segue la legge di Richardson [3]:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right)$$

dove J è la densità di corrente, A è una costante del materiale con unità di misura $A/(m^2 K^2)$, T è la temperatura assoluta e W è il lavoro di estrazione del materiale. A temperatura di laboratorio e voltaggi normali, l'emissione termoionica è la responsabile principale degli impulsi di buio, con emissioni che vanno dai 10 ai 1000 elettroni/cm²s [3].

- Il campo elettrico tra le componenti a diverso potenziale del PMT è in grado di strappare degli elettroni (emissione ad effetto di campo) che, colpendo la finestra di vetro o altre superfici, producono fotoni. Se questi ultimi incidono sul fotocatodo si ottiene un impulso di buio [3].
- La radioattività ambientale contribuisce alla componente impulsiva della corrente di buio. In particolare una particella carica di alta energia, come un raggio cosmico, può dare origine nella finestra del PMT a più fotoni Cherenkov che, raccolti simultaneamente sul fotocatodo, danno un impulso elettrico ampio [3].

4.2 Impulsi di buio del PMT di JUNO

Allo scopo di visualizzare gli impulsi di buio si costruisce la catena elettronica esposta nel paragrafo “Setup sperimentale”. Con un’acquisizione preliminare si osserva a quale valore dell’ADC si attesta la baseline, si imposta la soglia del trigger 3 step (≈ 0.37 mV) sotto la baseline e si registra un campione di 10^6 eventi, ciascuno della durata di $1 \mu s$ (500 campionamenti). Nel campione sono presenti sia eventi di puro rumore elettronico, sia eventi contenenti uno (o più) impulsi di buio.

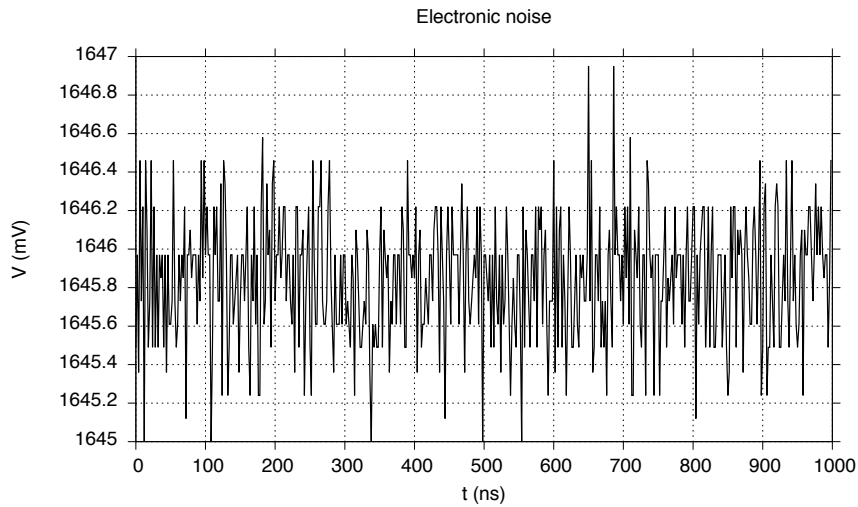


FIGURA 6: Rumore elettronico

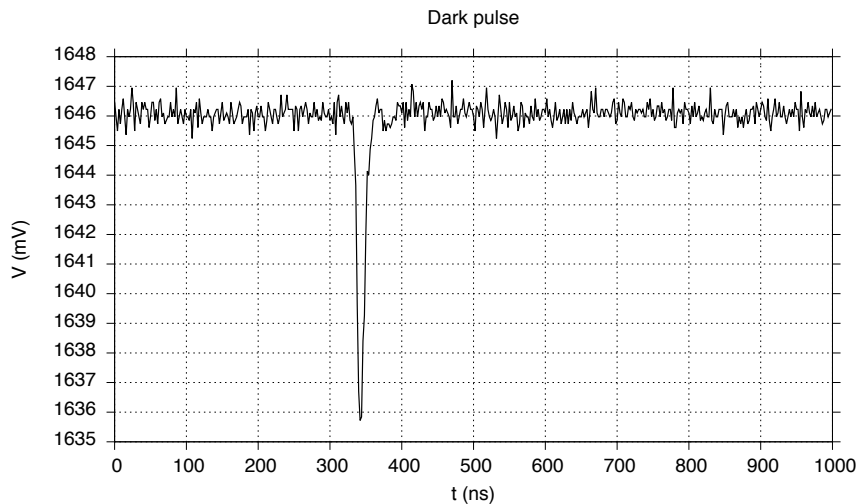


FIGURA 7: Tipico esempio di impulso di buio

La Figura 6 mostra un campionamento di puro rumore elettronico: è da questo tipo di acquisizioni che si è valutato il valore di baseline, prima di registrare il vero campione di misure. Per il campionamento proposto la baseline si attesta al valore $BL = (1645.9 \pm 0.3) \text{ mV}$. La Figura 7 mostra un tipico impulso di buio avente ampiezza di circa 10 mV e FWHM di circa 13 ns. Esso è negativo come qualunque tipo di segnale, di buio e non, proveniente dal PMT perché l'uscita dello stesso è all'anodo dove vengono raccolte le cariche negative degli elettroni che formano il segnale.

Nel campione raccolto sono presenti anche impulsi di notevole ampiezza: si propone in Figura 8 un impulso di circa 146 mV.

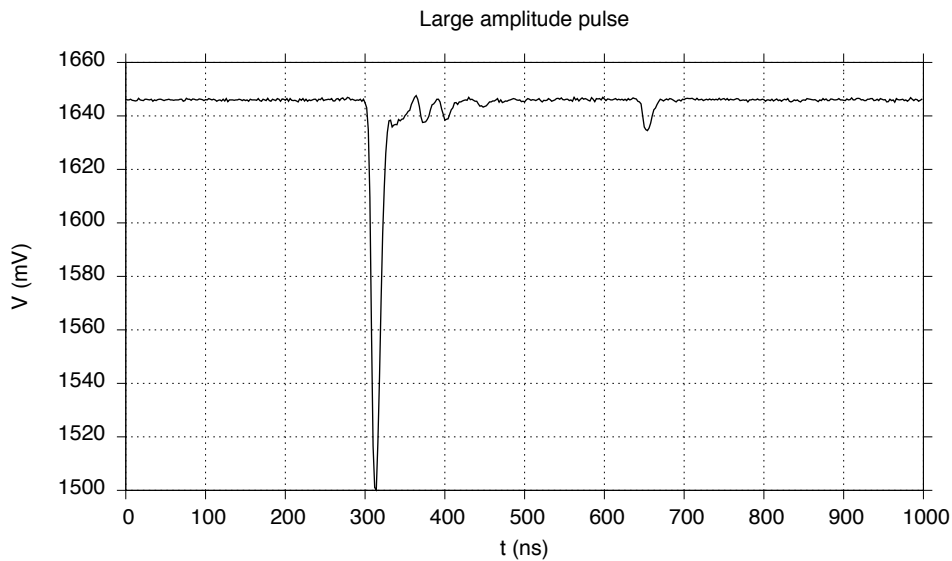


FIGURA 8: Impulso di grande ampiezza con afterpulses

Come si vede, all'impulso seguono altri impulsi più piccoli che sono correlati al primo, detti "afterpulses". La generazione degli impulsi successivi avviene secondo due meccanismi diversi:

- **Reazioni luminose**

Gli elettrodi, quando sono bombardati da elettroni, possono emettere fotoni che, se raggiungono il catodo, danno origine ad impulsi. Il ritardo degli impulsi prodotti con questo meccanismo rispetto al primo impulso è tipicamente di 20-100 ns [3].

- **Ionizzazione gas residui**

Nel fotomoltiplicatore, nonostante sia applicato il vuoto, sono presenti tracce di gas residui che al passaggio di elettroni possono ionizzarsi. Gli ioni positivi così prodotti migrano sotto l'effetto del campo elettrico verso il catodo o verso un dinodo e all'impatto producono elettroni per emissione secondaria, dando origine agli impulsi. Il ritardo rispetto al primo impulso va da alcune centinaia di nanosecondi fino ad alcuni microsecondi [3].

Gli impulsi successivi al segnale proposto di notevole ampiezza sono ben evidenti, tuttavia è da notare che i meccanismi sopra esposti possono aver luogo in seguito a qualunque tipo di impulso.

Per ricostruire l'energia dei neutrini interagenti nello scintillatore, la quantità rilevante è la carica raccolta all'anodo quale conseguenza della sollecitazione del fotocatodo da parte di un fotone di scintillazione. La carica raccolta sull'anodo è proporzionale all'integrale sotteso dall'impulso, conseguentemente si integrano offline gli impulsi del campione. I valori assoluti degli integrali seguono una distribuzione statistica che può essere visualizzata tramite un istogramma avente sulle ascisse il valore assoluto dell'integrale in unità $V \times ns$ e sulle ordinate i conteggi (vedi Figura 9).

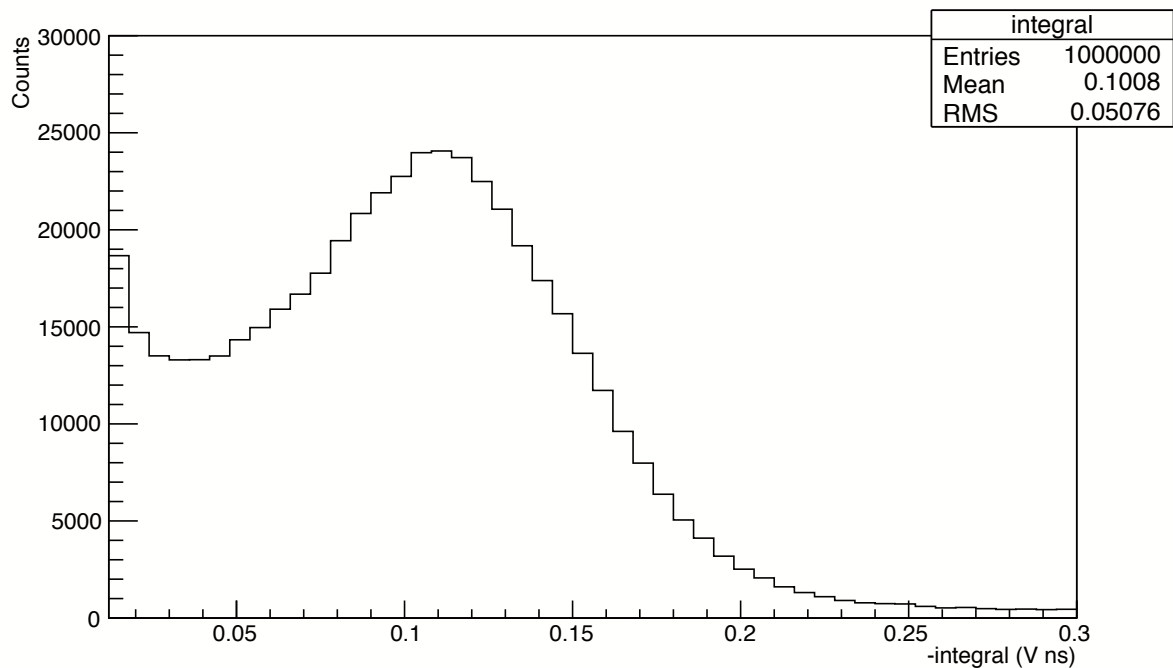


FIGURA 9: Istogramma degli integrali degli impulsi di buio

Si sa dalla letteratura [3] che a temperatura ambiente e tensione di alimentazione normale il contributo prevalente degli impulsi di buio è dovuto all'effetto termoionico e che l'istogramma dell'integrale degli impulsi assomiglia al cosiddetto spettro a singolo elettrone. In tale spettro ci si aspetta da sinistra verso destra: un certo numero di conteggi di rumore elettronico, un minimo dei conteggi (chiamata valle) e infine un picco avente il proprio massimo per il valore medio dell'integrale corrispondente all'emissione termoionica di un singolo elettrone dal catodo.

L'istogramma di Figura 9, soddisfacendo i requisiti dello spettro di singolo elettrone, permette di confermare che il PMT di JUNO a tensione di alimentazione 2.01 kV produce impulsi di buio prevalentemente a causa dell'effetto termoionico. Gli altri contributi agli impulsi di buio hanno come effetto quello di deformare l'istogramma, rendendolo parzialmente dissimile dallo spettro di singolo elettrone, il quale infatti può essere ricostruito con precisione solo sollecitando il catodo con dei fotoni.

Oltre allo spettro degli impulsi c'è un'altra curva che permette di studiare le caratteristiche di buio del PMT: essa è la curva di "pulse counting", dove per pulse counting si intende la procedura di contare il numero di impulsi che superano una certa soglia.

La curva si costruisce inserendo in un grafico i punti aventi come ascissa la tensione di alimentazione V_{supply} del PMT e come ordinata la frequenza dei conteggi f espressa in Hertz. La soglia impostata e il guadagno del PMT definiscono il "counting plateau", che è una regione nella quale la frequenza non varia tanto, almeno a confronto con le regioni esterne al plateau [4].

Allo scopo di ottenere una curva di pulse counting per il PMT in esame si varia la tensione di alimentazione e per ogni tensione, avendo impostato un trigger software alla frequenza di 10 Hz, si acquisisce un campione di 1000 eventi, ciascuno di durata 650 μs . Si contano offline gli impulsi che superano negativamente la baseline di 20 ADC step (≈ 2.5 mV) e si calcola la frequenza tramite le seguenti formule:

$$f = \frac{Counts}{T}$$

$$\sigma_f = \frac{\sigma_{Counts}}{T}$$

dove $T = 1000 \times 650 \mu s = 0.65 s$ è il tempo totale di acquisizione, sul quale non si propaga l'errore in quanto trascurabile rispetto all'errore sui conteggi, che è la radice quadrata degli stessi. Le frequenze così ottenute si riportano nel grafico di Figura 10 e nella Tabella 1.

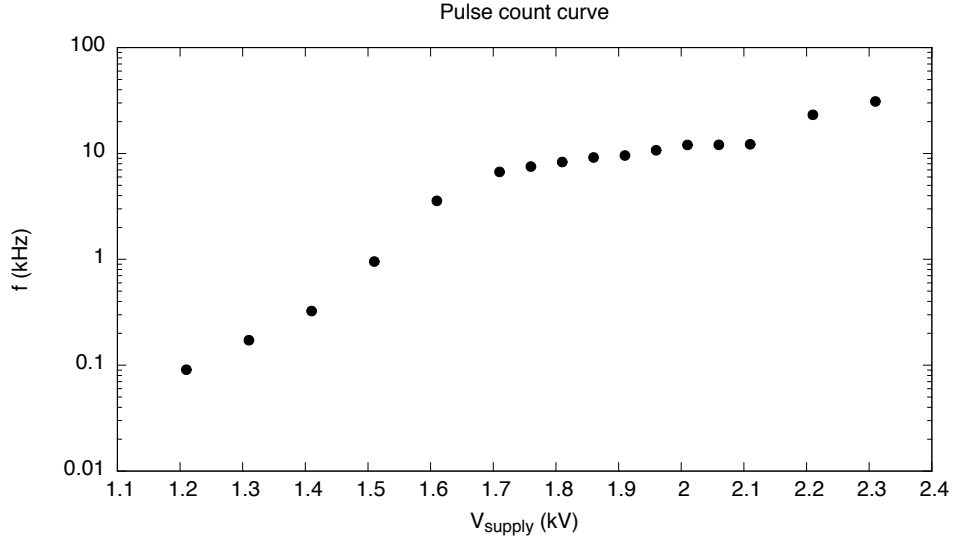


FIGURA 10: Rate in funzione della tensione di alimentazione

V_{supply} (kV)	f (kHz)
1.210 ± 0.003	0.09 ± 0.01
1.310 ± 0.003	0.17 ± 0.02
1.410 ± 0.003	0.32 ± 0.02
1.510 ± 0.003	0.95 ± 0.04
1.610 ± 0.003	3.56 ± 0.07
1.710 ± 0.003	6.7 ± 0.1
1.760 ± 0.003	7.5 ± 0.1
1.810 ± 0.003	8.3 ± 0.1
1.860 ± 0.003	9.2 ± 0.1
1.910 ± 0.003	9.6 ± 0.1
1.960 ± 0.003	10.7 ± 0.1
2.010 ± 0.003	12.0 ± 0.1
2.060 ± 0.003	12.1 ± 0.1
2.110 ± 0.003	12.2 ± 0.1
2.210 ± 0.003	23.2 ± 0.2
2.310 ± 0.003	31.0 ± 0.2

TABELLA 1: Misure per la curva di pulse counting

Come si vede dal grafico il plateau si trova nella regione tra le tensioni 1.7 kV e 2.1 kV e, fino alla tensione di 2.0 kV, la curva può essere interpolata da una retta di pendenza

$$\text{Slope} = (0.81 \pm 0.05) \text{ decade/kV}$$

Gli afterpulses e le emissioni ad effetto di campo sono entrambi fenomeni le cui frequenze crescono all'aumentare della tensione di alimentazione. Essi sono due fattori importanti che influiscono sulla pendenza della curva [3] e si manifestano in modo tale da giustificare gli andamenti al di fuori della regione di plateau.

Tra la curva di pulse counting e gli spettri di buio dell'ampiezza degli impulsi, che hanno lo stesso profilo degli spettri dell'integrale degli impulsi, si può stabilire una mappa. Innanzitutto si noti che al variare della tensione di alimentazione si può costruire una famiglia di spettri, nella quale emerge che la distanza in tensione tra picco e valle di uno spettro cresce all'aumentare della tensione di alimentazione. Se per ciascuno spettro si contano gli impulsi che eccedono una certa soglia V_{th} , si ottiene proprio la curva di pulse counting (si veda la Figura 11).

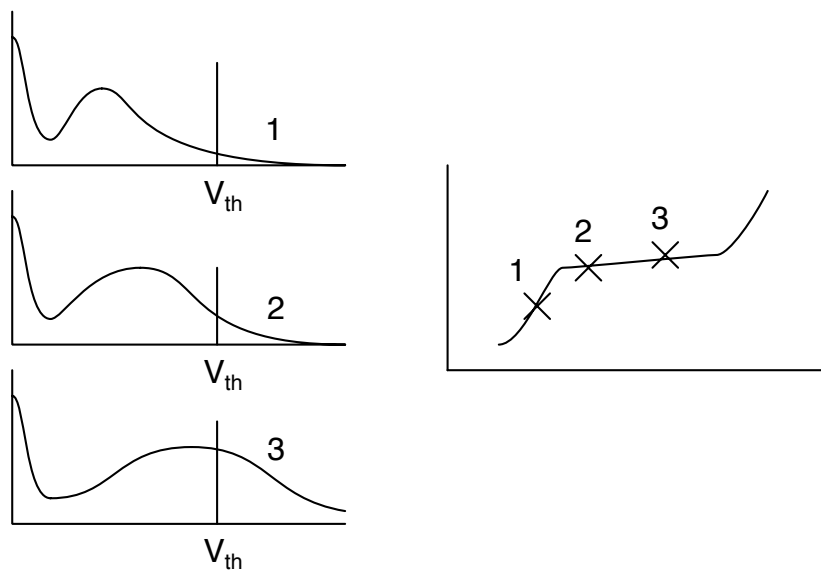


FIGURA 11: Legame tra spettri di buio e curva di pulse counting

5 Spettro di singolo elettrone

Nella sezione precedente si è data una descrizione dello spettro di singolo elettrone e si è già detto che per ottenerlo è necessario sollecitare il catodo del PMT con dei fotoni. Tale spettro è importante perché permette di quantificare la capacità di distinguere il rumore elettronico dal più piccolo segnale che il PMT può produrre, ovvero il segnale corrispondente ad un singolo fotoelettrone emesso dal catodo.

Per sollecitare il catodo si aggiungono al setup sperimentale usato in precedenza i seguenti elementi.

- LED, modello FNL-U300B22WCSL [7], avente lunghezza d'onda dominante $\lambda_d = 460$ nm con semplice circuito annesso e la cui luce viene collimata da una guida in plastica che termina in un foro di 1 mm di diametro.
- Generatore di funzioni Tektronix AFG 3252 (frequenza di campionamento 2 GSa/s, banda passante 240 MHz), che viene utilizzato per produrre impulsi alla frequenza di 10 kHz, con ampiezza fissata sul generatore $V_{pulse}^{nominale} = 5$ V e durata temporale $t_{pulse}^{nominale} = 57$ ns. Tali impulsi servono ad accendere il LED e ad innescare il trigger del FADC, di modo che esso acquisisca in sincronia con la produzione di fotoni.

La coppia formata dal circuito del LED e dall'impulsore implementano una sorgente di luce che, per precauzione, è stata caratterizzata in uno studio preliminare riportato in appendice. Il setup sperimentale viene schematizzato nella seguente figura:

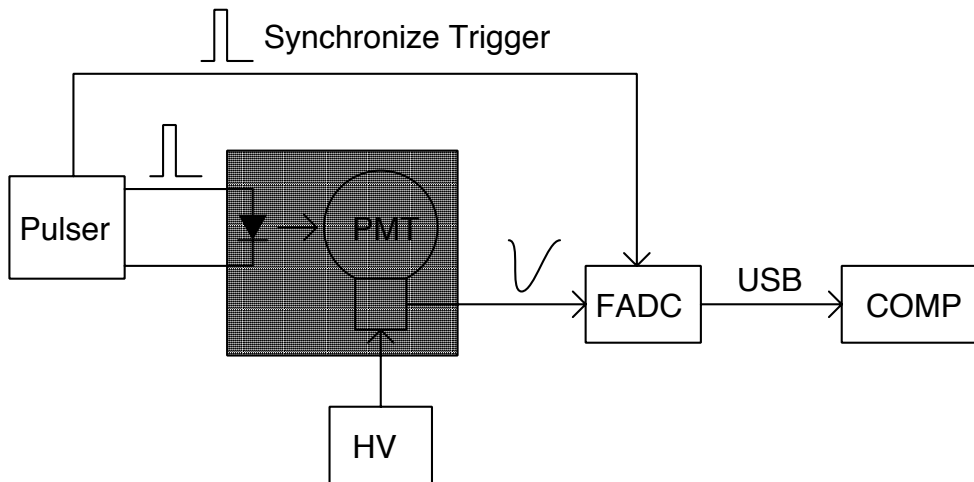


FIGURA 12: Setup sperimentale per la sollecitazione luminosa del catodo

Si acquisiscono 10^6 eventi, ciascuno della durata di $1 \mu s$ (500 campionamenti), con l'accortezza di aver impostato l'impulsore come sorgente di trigger esterna per il FADC, di modo che ciascun evento mostri la risposta del PMT ad uno stimolo luminoso.

Molti eventi non contengono alcun segnale, ciò non deve stupire: come si vede in appendice, fornendo al LED impulsi di durata temporale corta (nel nostro caso 57 ns), la maggior parte delle volte il LED non produce nemmeno un fotone. Fornire al LED impulsi così brevi è necessario affinché esso produca 0 oppure 1 fotone ad impulso e poche volte 2 fotoni, solo in queste condizioni è possibile costruire per il PMT lo spettro di singolo elettrone.

Si integrano tramite software gli eventi del campione e si costruisce in Figura 13 lo spettro di singolo elettrone tramite un istogramma avente sulle ascisse il valore assoluto dell'integrale e sulle ordinate i conteggi.

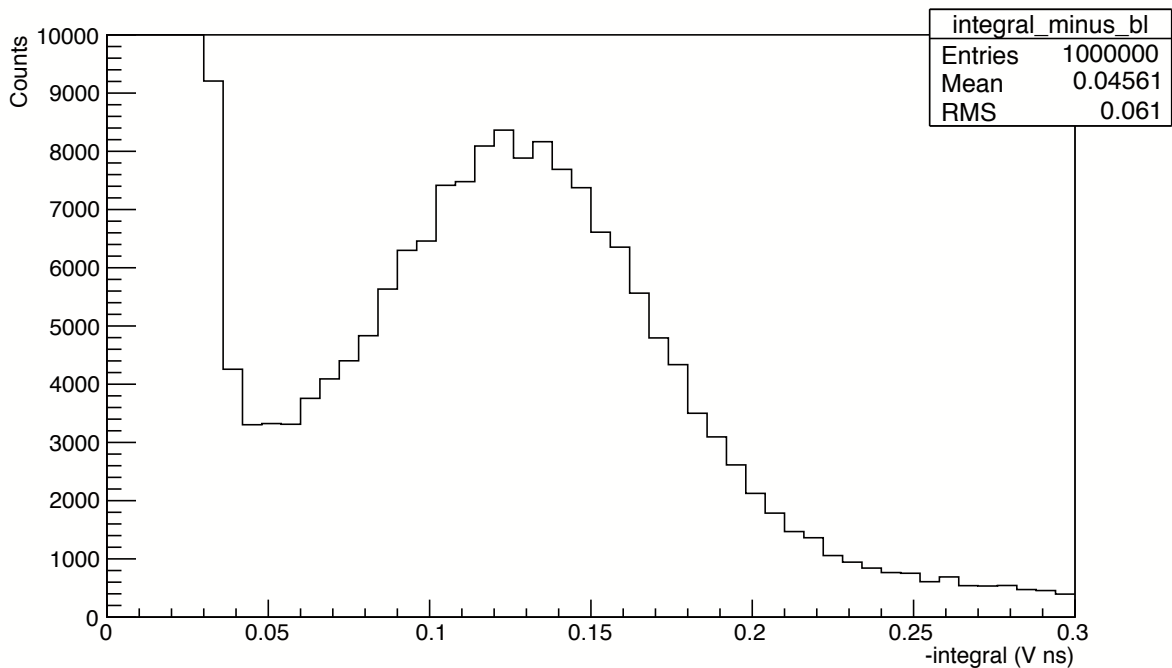


FIGURA 13: Spettro di singolo elettrone

Una quantità che rispecchia la capacità di distinguere il rumore elettronico dagli impulsi di singolo elettrone è il rapporto peak-to-valley, che è il rapporto tra le altezze del picco e della valle alla sua sinistra. Dall'istogramma appena proposto si estrae il seguente rapporto peak-to-valley:

$$R_{ptv} = 2.89 \pm 0.02$$

Esso è in linea con quanto dichiarato nel datasheet che fornisce un valore minimo di 2.0, un valore tipico di 2.5 e nessun limite massimo.

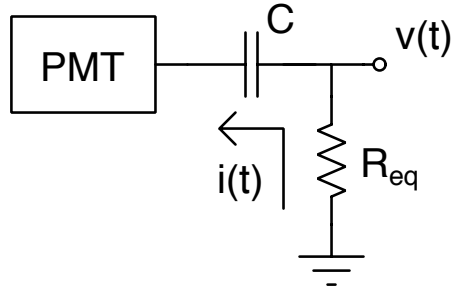


FIGURA 14: Situazione circuitale all'uscita del PMT

Dallo spettro di singolo elettrone è possibile ricavare anche il guadagno del PMT per la tensione di alimentazione considerata. La situazione circuitale è rappresentata in Figura 14, dove $R_{eq} \approx 50 \Omega$ è il parallelo tra l'elevata resistenza di carico del PMT e la resistenza di ingresso del FADC di 50Ω .

Quando gli n_a elettroni vengono raccolti all'anodo del PMT, essi formano una corrente d'uscita $i(t)$ che, scorrendo lungo R_{eq} , forma il segnale in tensione

$$-v(t) = R_{eq} i(t)$$

che è proprio il segnale letto dal FADC. Integrando la relazione appena scritta sull'intervallo temporale corrispondente ad un impulso si ottiene

$$-\int_{pulse} v(t)dt = R_{eq} \int_{pulse} i(t)dt$$

Ricordando che

$$\mathcal{I} = -\int_{pulse} v(t)dt$$

è la quantità in ascissa nello spettro di singolo elettrone e che

$$Q = \int_{pulse} i(t)dt$$

è la carica raccolta all'anodo, si ottiene

$$\mathcal{I} = R_{eq} Q$$

Se come valore di \mathcal{I} si prende il valor medio del picco di singolo elettrone, la carica raccolta Q è il risultato della moltiplicazione di un singolo fotoelettrone distaccatosi dal catodo, conseguentemente applicando la definizione di guadagno si trova:

$$G = \frac{n_a}{n_k} = \frac{Q/e}{1} = \frac{\mathcal{I}}{eR_{eq}}$$

I valori di \mathcal{I} e G per $V_{supply} = 2.01 \text{ kV}$ sono

\mathcal{I}	$(0.1234 \pm 0.0002) \times 10^{-9} V s$
G	$(1.548 \pm 0.002) \times 10^7$

Come dichiarato nel datasheet, la tensione di alimentazione per la quale il PMT ha un guadagno di 10^7 ha un valore tipico di 2000 V, un valore massimo di 2500 V e nessun limite inferiore. Dato che il guadagno $G > 10^7$ si è raggiunto per 2.01 kV, si ha la certezza che il guadagno 10^7 sia raggiunto ad una tensione minore, sulla quale il datasheet non dà limite inferiore, e che quindi ci sia accordo tra il risultato sperimentale presentato e il datasheet.

Per far apprezzare la differenza tra uno spettro di singolo elettrone e uno spettro non di singolo elettrone, si riporta in Figura 15 uno spettro che presenta alla destra del primo picco dei conteggi corrispondenti a segnali elettrici prodotti a partire da due fotoelettroni. Affinché ci sia un numero apprezzabile di conteggi di due fotoelettroni bisogna aumentare la probabilità che la sorgente di luce emetta due fotoni ad impulso. Come si vede in appendice, ciò si può ottenere aumentando la durata temporale dell'impulso fornito al LED: per lo spettro proposto si è impostato $t_{pulse}^{nominale} = 60 \text{ ns}$.

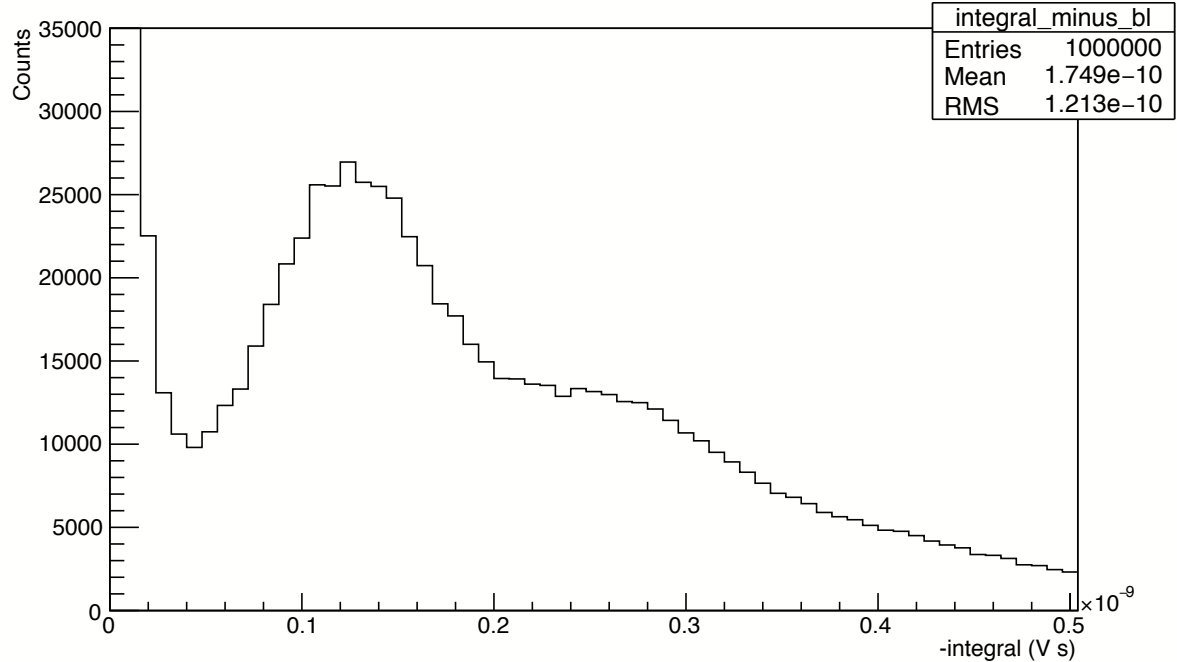


FIGURA 15: Spettro non di singolo elettrone

6 Conclusioni

Nella presente tesi si sono analizzati i segnali elettrici prodotti dal fotomoltiplicatore di grandi dimensioni R12860 HQE della Hamamatsu Photonics, candidato ad essere utilizzato nell'esperimento JUNO, in condizioni di buio e in seguito a sollecitazione luminosa.

Nello studio di buio del PMT si è costruito lo spettro dell'integrale degli impulsi di buio (Figura 9) che, essendo il suo profilo simile allo spettro di singolo elettrone, valida l'ipotesi secondo cui la maggiore causa degli impulsi a temperatura ambiente e tensione di alimentazione $V_{supply} = 2.01$ kV sia l'emissione termoionica.

La curva di pulse counting (Figura 10), costruita con l'asse verticale logaritmico, mostra gli ordini di grandezza su cui spazia la frequenza degli impulsi di buio al variare della tensione di alimentazione. La curva è ovunque crescente, tuttavia manifesta una crescita meno marcata nella regione compresa tra le tensioni 1.7 kV e 2.1 kV, che per questo è nota come regione di plateau. In essa, fino alla tensione di 2.0 kV, la curva può essere interpolata da una retta di pendenza

$$\text{Slope} = (0.81 \pm 0.05) \text{ decade/kV}$$

Impulsando il PMT con fotoni prodotti da una sorgente luminosa, studiata in appendice, si è costruito lo spettro di singolo elettrone alla tensione di alimentazione $V_{supply} = 2.01$ kV (Figura 13). Da esso si sono ricavati il rapporto peak-to-valley

$$R_{ptv} = 2.89 \pm 0.02$$

che è la quantità indicante la capacità di distinguere il rumore elettronico dagli impulsi di singolo elettrone e il guadagno del PMT

$$G = (1.548 \pm 0.002) \times 10^7$$

per la tensione di alimentazione considerata.

A Appendice - Caratterizzazione della sorgente luminosa

Per studiare il PMT dell'esperimento JUNO è necessario sollecitarne il fotocatodo con dei fotoni. Emerge quindi la necessità di costruire una sorgente di luce di cui si possa controllare e calibrare il numero di fotoni emessi. Si implementa tale sorgente con un semplice circuito avente un LED, modello FNL-U300B22WCSL, la cui lunghezza d'onda dominante è $\lambda_d = 460 \text{ nm}$ [7].

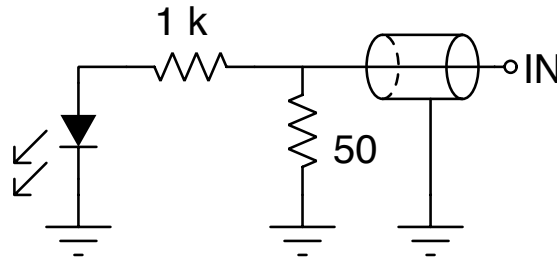


FIGURA 16: Circuito del LED

Per studiare l'emissione di fotoni del LED si imposta la seguente catena elettronica:

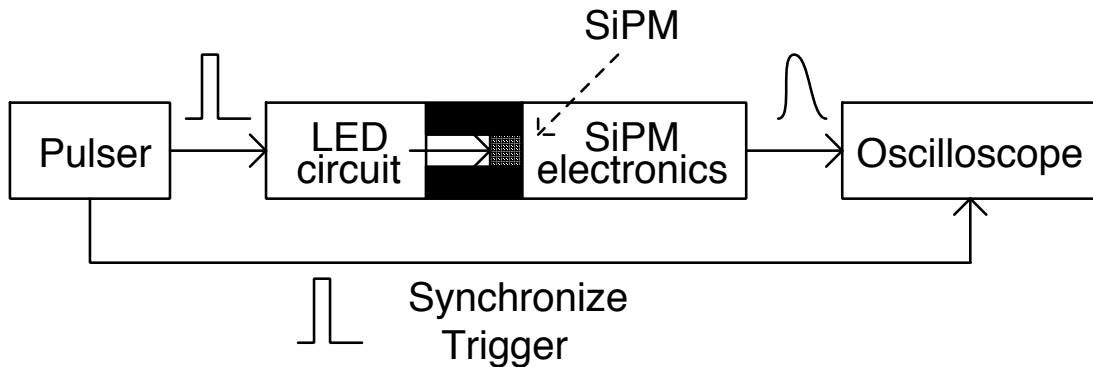


FIGURA 17: Catena elettronica per lo studio del LED

L'impulsatore è un generatore di funzioni Tektronix AFG 3252 (2 GS/s, 240 MHz), che viene utilizzato per produrre impulsi alla frequenza di 1 kHz, con ampiezza fissata sul generatore $V_{pulse}^{nominale} = 5 \text{ V}$ e durata temporale t_{pulse} variata dallo sperimentatore. Tali impulsi servono ad accendere il LED e ad innescare il trigger dell'oscilloscopio, di modo che esso acquisisca in sincronia con la produzione di fotoni.

La luce del LED viene collimata da una guida di plastica, che termina in un foro di 1 mm di diametro, sul rivelatore SiPM, modello C10507-11-050U Hamamatsu. Tale rivelatore è provvisto di una scheda elettronica, che può essere interfacciata con un oscilloscopio per visualizzare i segnali analogici corrispondenti all'arrivo di uno o più fotoni sul rivelatore. La scheda elettronica produce un segnale in tensione di circa $n \times 100 \text{ mV}$, dove n è il numero di fotoni che incidono sul rivelatore (vedi Figura 18).

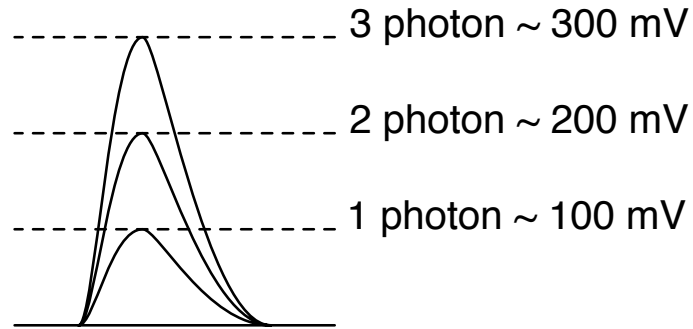


FIGURA 18: Segnale corrispondente a 1, 2 o 3 fotoni incidenti

L'oscilloscopio utilizzato è un Agilent infinium DSO80604B a 6 GHz di banda passante e 40 GSa/s di frequenza di campionamento. Esso permette di visualizzare gli impulsi provenienti dal SiPM e di organizzarli in istogrammi.

Con la catena elettronica sopra descritta si fa variare t_{pulse} e si campionano per 3 minuti i segnali del SiPM con l'oscilloscopio che porge i seguenti istogrammi.

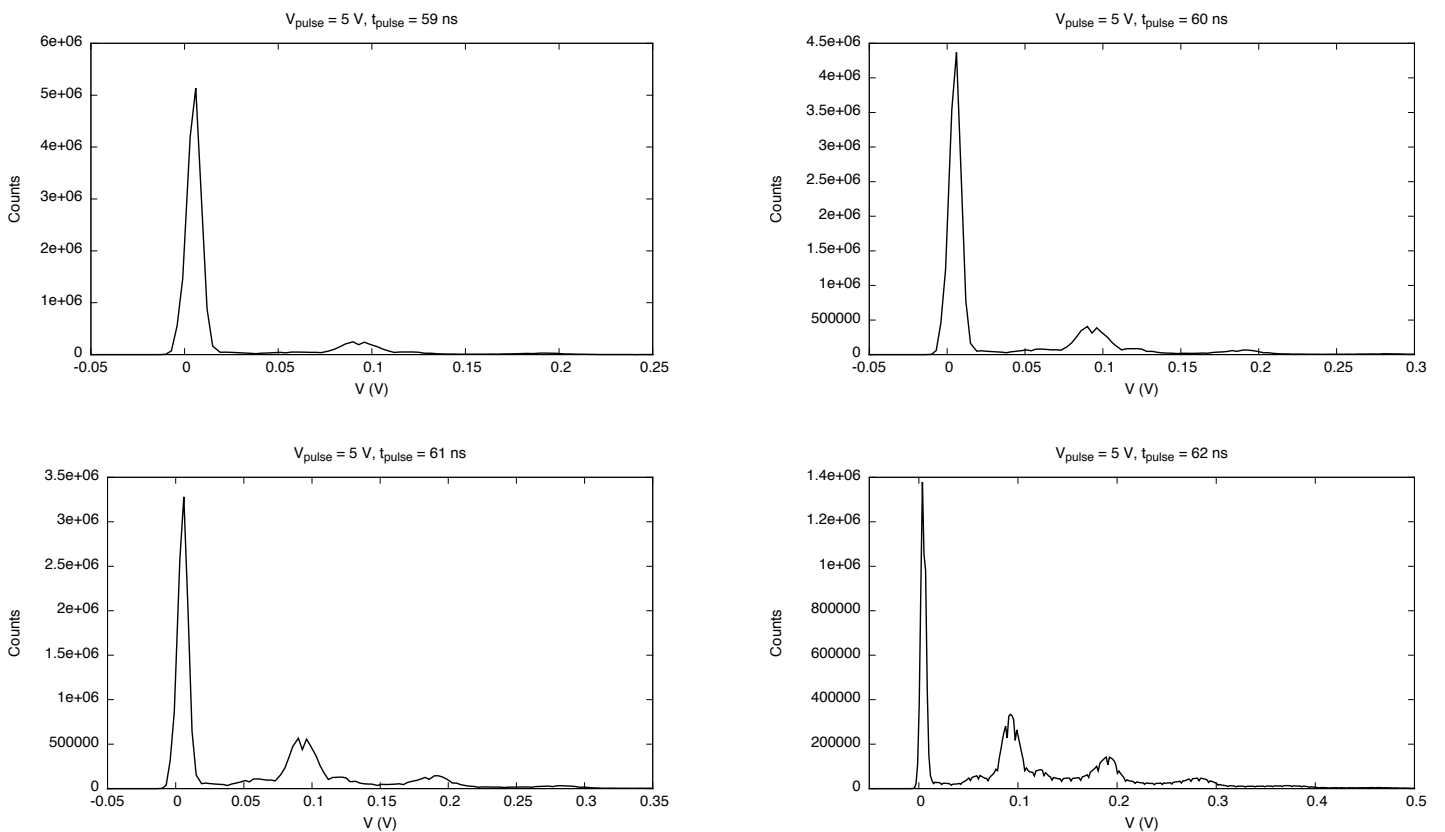


FIGURA 19: Istogrammi con durata dell'impulso: 59 ns, 60 ns, 61 ns e 62 ns

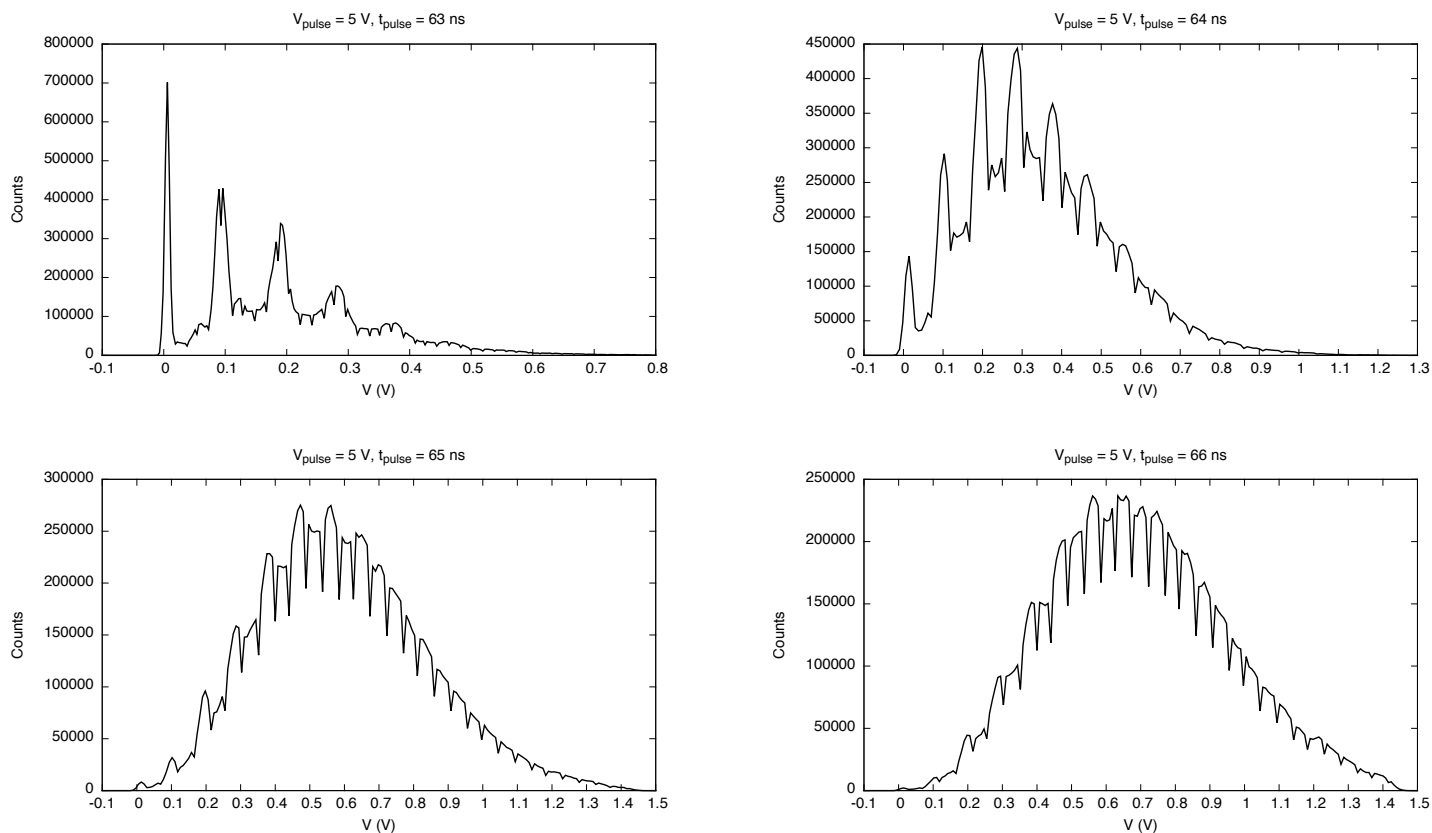


FIGURA 20: Istogrammi con durata dell'impulso: 63 ns, 64 ns, 65 ns e 66 ns

Ad ogni impulso il LED può emettere n fotoni, dove n è una variabile aleatoria discreta che segue una distribuzione Poissoniana. La scheda elettronica, in risposta all'arrivo sul SiPM di n fotoni, produce un impulso in tensione di circa $n \times 100\text{ mV}$. Ad n fissato, l'ampiezza in tensione non è ovviamente sempre pari a $n \times 100\text{ mV}$, ma segue una distribuzione gaussiana. Ciò che emerge visivamente negli istogrammi appena proposti è quindi la somma di curve gaussiane le cui altezze seguono una distribuzione poissoniana.

Numerando da 0 a N i picchi di un istogramma, si ha che l'integrale sotto il k -esimo picco, con l'area totale normalizzata a 1, è la probabilità che ad un impulso il LED produca k fotoni.

Per completare lo studio della sorgente di luce, si riportano in tabella le probabilità di emissione dei fotoni per gli istogrammi con valore di t_{pulse} più piccolo. Per t_{pulse} maggiore di 62 ns diventa infatti difficile distinguere picchi diversi.

$t_{pulse}^{nominale}$	t_{pulse}	n° fotoni per impulso	Probabilità
59	59.03 ± 0.01	0	0.8497 ± 0.0002
		1	0.13004 ± 0.00008
		2	0.02031 ± 0.00003
60	60.04 ± 0.01	0	0.7331 ± 0.0002
		1	0.2161 ± 0.0001
		2	0.04065 ± 0.00005
		3	0.00823 ± 0.00002
		4	0.00189 ± 0.00001
61	61.05 ± 0.01	0	0.5600 ± 0.0002
		1	0.3128 ± 0.0001
		2	0.09497 ± 0.00007
		3	0.02544 ± 0.00004
		4	0.00680 ± 0.00002
62	62.04 ± 0.01	0	0.3315 ± 0.0001
		1	0.3577 ± 0.0001
		2	0.1880 ± 0.0001
		3	0.08210 ± 0.00007
		4	0.02597 ± 0.00004
		5	0.01479 ± 0.00003

TABELLA 2: Probabilità di emissione per diverse durate dell'impulso

Si osserva che, per la tensione e la durata degli impulsi considerati, la sorgente di luce produce un numero controllato di fotoni che, a frequenze di impulso non eccessive, pare ragionevole utilizzare per sollecitare il catodo senza danneggiare il PMT.

Per ottenere lo spettro di singolo elettrone si è impostato $t_{pulse}^{nominale} = 57$ ns, in quanto è necessario che la probabilità di emissione di due fotoni ad impulso sia trascurabile rispetto alla probabilità di emissione di un fotone ad impulso. Questa condizione non è soddisfatta per $t_{pulse}^{nominale} = 59$ ns in quanto il rapporto tra le probabilità di emissione è

$$\frac{P_1}{P_2} \approx \frac{13}{2}$$

Quindi è stato necessario diminuire la durata temporale dell'impulso a 57 ns.

Riferimenti bibliografici

- [1] M. Grassi, The JUNO Experiment - Entering the Era of Precision Neutrino Physics, 2015
www.escience.cn/system/file?fileId=72660
- [2] F. An et al., Neutrino Physics with JUNO, 2015, arXiv: 1507.05613v1
- [3] Photonis, Photomultiplier tubes - Principles and applications, 2002
- [4] Hamamatsu Photonics, Photomultiplier tubes - Basics and Applications, 2007
- [5] <http://www.ortec-online.com/searchresults.aspx?Keywords=ortec%20556>
sito da cui scaricare il datasheet del modulo Ortec 556
- [6] <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=14&idmod=757>
pagina web contenente le informazioni tecniche del modulo CAEN DT5730
- [7] <http://www.farnell.com/datasheets/1508743.pdf>
sito da cui scaricare il datasheet del LED FNL-U300B22WCSL