

# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea

Calibrazione tramite spalla Compton dello spettro  
energetico di scintillatore liquido accoppiato a  
fotomoltiplicatori

Relatore

Prof. Alberto Garfagnini

Correlatore

Dott. Riccardo Callegari

Laureanda

Carmelinda Bennati

Anno Accademico 2019/2020



# Indice

<b>Abstract</b>	<b>1</b>
<b>1 JUNO</b>	<b>2</b>
1.1 Jiangmen Underground Neutrino Observatory . . . . .	2
1.2 Gerarchia di massa . . . . .	3
1.3 Decadimento beta inverso . . . . .	4
1.4 Il rivelatore . . . . .	5
1.4.1 Lo scintillatore liquido . . . . .	5
1.4.2 I fotomoltiplicatori . . . . .	6
1.4.3 La piscina del rivelatore di veto . . . . .	8
1.4.4 Il tracciatore . . . . .	9
<b>2 Apparato sperimentale</b>	<b>10</b>
2.1 Struttura del test per l'elettronica dei LPMT di JUNO . . . . .	10
<b>3 Calibrazione energetica dell'apparato sperimentale</b>	<b>12</b>
3.1 Simulazione Monte Carlo preliminare . . . . .	12
3.2 Risultati delle acquisizioni con le sorgenti radioattive . . . . .	13
3.3 Spalla Compton . . . . .	14
3.4 Determinazione dei parametri di calibrazione energetica . . . . .	15
<b>Conclusioni</b>	<b>19</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>20</b>



# Abstract

Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO) è un esperimento di neutrini in costruzione nel sud della Cina. Esso avrà 20 kton di scintillatore liquido trasparente contenuto in una sfera di acrilico circondata da circa 18000 PMT da 20" e 25000 PMT da 3", provvedendo una risoluzione energetica migliore di 3% a 1 MeV. Si prevede che JUNO sia capace di risolvere la gerarchia di massa del neutrino, migliorare significativamente l'accuratezza nella stima dei parametri di oscillazione solari e contribuire significativamente in altri studi della fisica del neutrino. La quantità di luce emessa nello scintillatore liquido è proporzionale all'energia depositata. Quest'ultima viene trasformata in fotoelettroni che sono amplificati e misurati dai PMT. Un sistema di test dell'elettronica dell'esperimento è in funzione presso i Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN (LNL); questo apparato sperimentale è composto di 20 litri di liquido scintillatore contenuto in un recipiente cilindrico circondato da 48 PMT da 2". A causa delle ridotte dimensioni del recipiente dello scintillatore liquido non possono essere osservati picchi energetici dalle sorgenti radioattive gamma rendendo necessaria una calibrazione energetica basata sulla ricostruzione della spalla Compton. In questo lavoro viene ricostruita l'energia e i risultanti spettri energetici di varie sorgenti radioattive vengono calibrate usando una procedura di fitting della spalla Compton. I risultati sono confrontati con le simulazioni Monte Carlo ed estrapolati agli spettri raccolti con i raggi cosmici.

# Capitolo 1

## JUNO

### 1.1 Jiangmen Underground Neutrino Observatory

*Jiangmen Underground Neutrino Observatory* (JUNO) è un rivelatore di ultima generazione per la fisica del neutrino con una massa bersaglio di 20 kt di scintillatore liquido. Il suo principale obiettivo è determinare la gerarchia di massa dei neutrini [1][2].



Figura 1.1: Mappa del sito sperimentale di JUNO e delle due centrali nucleari Yangjiang e Taishan.

Il sito sperimentale, localizzato nelle vicinanze di Kaiping (regione Jiangmen, Cina del sud), è stato scelto per essere ad una distanza di 53 Km da due centrali nucleari. Come si può vedere in Figura 1.1 una centrale nucleare si trova a Yianjiang e ha sei reattori nucleari da 2.9 GW di potenza ciascuno, l'altra invece è a Taishan e ha due reattori da 4.59 GW ciascuno. Tali reattori, insieme, permettono di raggiungere una potenza totale di  $\sim 36$  GW di cui  $\sim 26.6$  GW sono disponibili per JUNO.

Per proteggere il rivelatore centrale dal rumore di fondo cosmico si è inoltre scelto di costruirlo nel cuore di una montagna, la Dashi Hill, la quale però non è molto alta, a malapena supera i 260 m di altezza. Di conseguenza si è deciso di portare il rivelatore ad una profondità di  $\sim 460$  m dal livello del mare, per una profondità totale di 680 m dalla superficie.

L'intero sistema ha due dislocazioni, nella parte sotterranea si trova il cuore dell'esperimento, ovvero il rivelatore centrale e i sistemi di purificazione dello scintillatore liquido, mentre in superficie si hanno i primi processi di elaborazione dati e loro trasferimento.

## 1.2 Gerarchia di massa

Il fatto che le oscillazioni dei neutrini siano governate dalla differenza dei quadrati delle masse, secondo la formula 1.1, ma non si conosce il segno, introduce il problema di conoscere la gerarchia di massa del neutrino.

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2 \quad (1.1)$$

Secondo la convenzione che assegna a  $\nu_1$  il neutrino elettronico si ha che  $\Delta m_{21}^2$  è positivo. Per quanto riguarda invece  $\Delta m_{32}^2$  al momento si conosce solo il valore assoluto ma non il segno. Poiché  $\Delta m_{21}^2$  è misurato essere  $>0$ , la massa dello stato  $m_2$  è più grande di quella di  $m_1$ . Per quanto riguarda invece il segno di  $\Delta m_{32}^2$ , se  $m_3$  risulta essere la più pesante dei tre stati, allora viene definita *normal ordering* (NO), altrimenti se non risulta la più pesante si ha *inverted ordering* (IO) (vedi Figura 1.2).

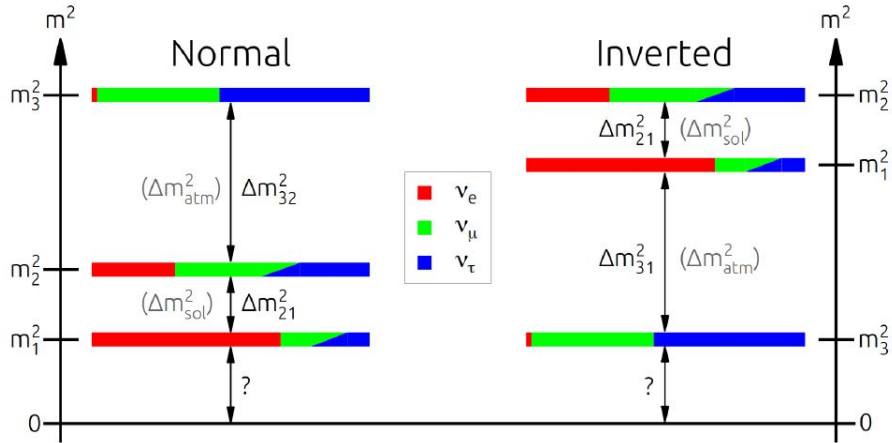


Figura 1.2: Visualizzazione della gerarchia di massa normale e invertita, gli stati dei quadrati delle masse sono colorati secondo la frazione di sapore che ci dovrebbero essere. Le distanze non sono in scala. La gerarchia normale prevede che  $m_3$  sia nello stato più pesante mentre nella gerarchia invertita è previsto nello stato più leggero. Poiché il segno di  $\Delta m_{21}^2$  è noto essere positivo, si ha comunque che  $m_2$  è più pesante di  $m_1$ .

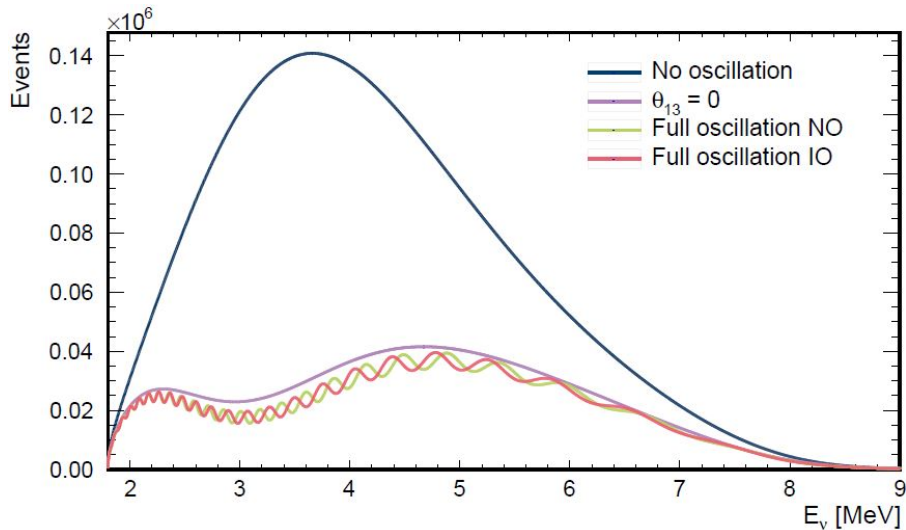


Figura 1.3: Spettro di energia dei neutrini che ci si dovrebbe aspettare da un rivelatore come JUNO.

In Figura 1.3 viene rappresentato lo spettro di energia dei neutrini. Si assume qui di prendere dati per sei anni, da 300 giorni ciascuno, da un generatore di potenza termica da 36 GW. Nel plottare questo grafico non si assume né l'efficienza né la risoluzione del rivelatore. Lo spettro nel caso di un neutrino che non oscilla è rappresentato dalla linea blu ( $P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = 1$ ), lo spettro violetto invece mostra principalmente l'influenza dell'oscillazione atmosferica. Con l'assunzione poi che si abbia  $\theta_{13} \neq 0$ , si

può vedere la differenza degli spettri delle due gerarchie di massa, normal ordering in verde e inverted ordering in rosso.

### 1.3 Decadimento beta inverso

Un reattore nucleare produce una enorme quantità di soli antineutrini elettronici nei suoi processi di fissione e in un rivelatore a liquido scintillatore questi antineutrini elettronici vengono rivelati secondo la reazione del decadimento beta inverso (1.2)

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.2)$$

La reazione di decadimento beta inverso è un processo a corrente carica tra un antineutrino elettronico e un protone. Essendo la soglia energetica abbastanza bassa  $E_{\bar{\nu}_e} \geq 1.806 \text{ MeV}$ , solo rivelatori a liquido scintillatore sono in grado di rivelarla. Tale reazione genera, all'interno di un rivelatore, una coincidenza ritardata. Infatti, come mostra la Figura 1.4, il positrone deposita la sua energia nel liquido scintillatore e poi annichila entro pochi nanosecondi in due fotoni da 511 keV, l'energia qui rilasciata è proporzionale all'energia del neutrino secondo la relazione  $E \sim E_{\bar{\nu}_e} - 0.78 \text{ MeV}$ . Il neutrone invece termalizza e viene catturato da un atomo di Idrogeno o di Carbonio con energia di 2.2 MeV e 4.9 MeV rispettivamente, la cui cattura avviene in una scala temporale di circa  $250 \mu s$ . Entrambi gli eventi vengono creati nello stesso punto e il neutrone non viaggia molto lontano prima di termalizzarsi. Tale correlazione spaziale e temporale viene usata per identificare il decadimento beta inverso ed eliminare il background.

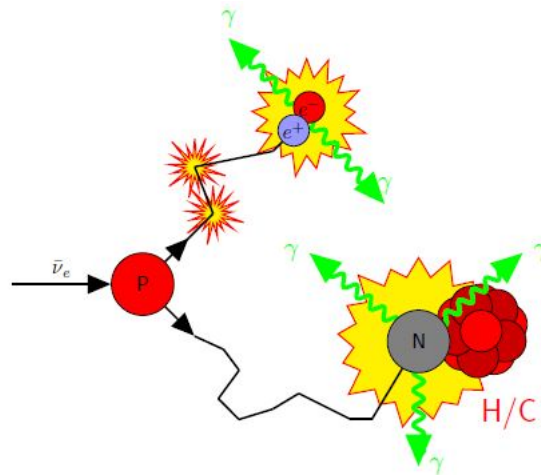


Figura 1.4: Visualizzazione del decadimento beta inverso in un rivelatore a scintillatore liquido.



## 1.4 Il rivelatore

Come si può notare dalla figura 1.5, il cuore dell'esperimento è il rivelatore centrale con al suo interno 20 kton di liquido scintillatore il quale funge da bersaglio dei neutrini. Questo volume si trova all'interno di un contenitore sferico in acrilico con 12 cm di spessore ed un diametro di 35.4 m. Tale enorme sfera è poi sostenuta da uno scheletro in acciaio inossidabile di 40 m di diametro che serve anche come struttura di sostegno di due array indipendenti di fotomoltiplicatori.

Il rivelatore centrale è inoltre alloggiato in una enorme piscina cilindrica che serve sia da sostegno, sia per equilibrio termico e sia per rivelare la radiazione di fondo. Infatti la piscina è ulteriormente instrumentata con altri fotomoltiplicatori che servono per rivelare la radiazione Cherenkov dell'acqua allo scopo di dare il veto ai muoni che vi transitano.

Sopra la piscina si trova inoltre un tracciatore scintillatore plastico il quale viene usato per misurare la radioattività e il flusso di muoni cosmici.

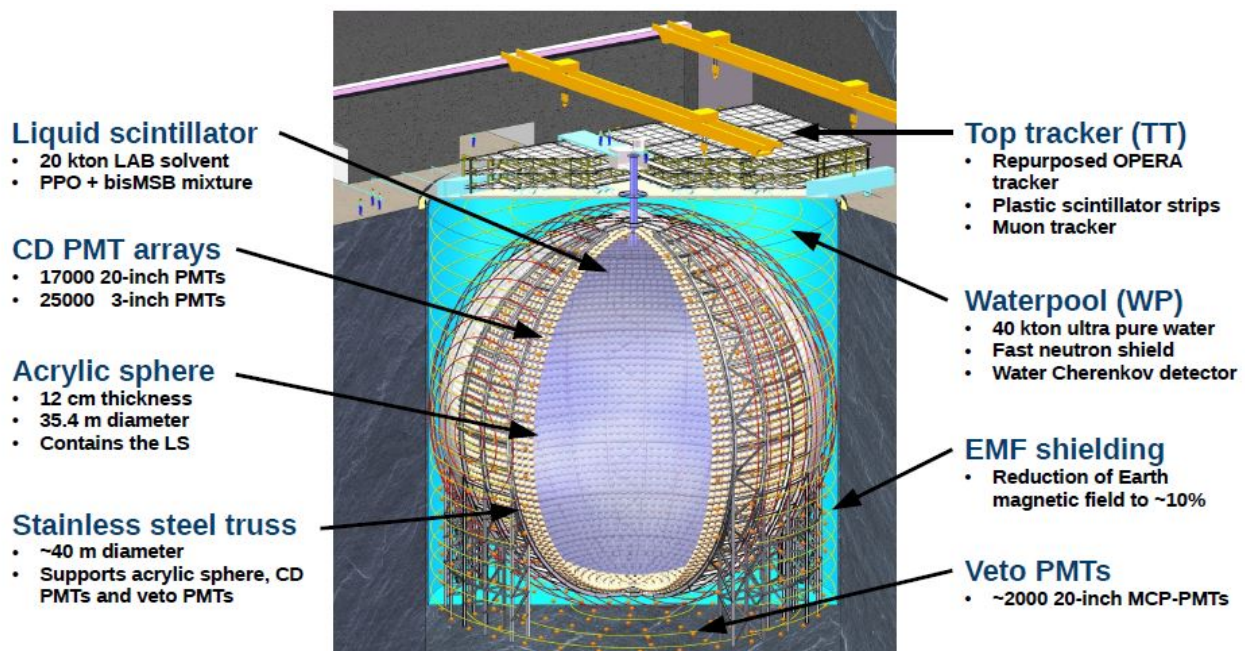


Figura 1.5: Rivelatore JUNO.

### 1.4.1 Lo scintillatore liquido

Lo scintillatore liquido deve garantire un'ottima trasparenza, infatti è auspicabile che la luce attraversi tutti i 40 m del contenitore sferico per essere poi rivelata dai fotomoltiplicatori senza essere assorbita o diffusa.

Altro aspetto importante è la risoluzione energetica per pochi MeV di energia depositata, infatti qui si è raggiunta una elevata resa luminosa di  $\sim 10000$  fotoni per MeV che con i sistemi di foto-rivelazione si può arrivare a  $\sim 1300$  *foto-elettroni* rivelati per MeV di energia depositata.

Il liquido scintillatore che soddisfa le caratteristiche sopracitate usato da JUNO è la mistura LAB ovvero *linear alkyl benzene* a 2 componenti: PPO + Bis-MSB. Il PPO (*diphenyloxazole*) trasferisce l'eccitazione di una particella ionizzante mentre il Bis-MSB (*bismethylstyrylbenzene*) modula la lunghezza d'onda  $\lambda$  a  $\sim 430$  nm.

Importanti considerazioni per il liquido scintillatore riguardano la sua radio-purezza perché, essendo uno scintillatore organico, c'è una naturale presenza di Uranio, Torio e Potassio i cui isotopi hanno catene di decadimento con energie che generano rumore di fondo per le misurazioni di JUNO. Si possono inoltre trovare significative concentrazioni di  $^{210}\text{Bi}$ ,  $^{210}\text{Po}$  e  $^{85}\text{Kr}$  i cui spettri energetici sono però fissi e di conseguenza il rumore da loro generato è proporzionale alla quantità degli isotopi presenti. Tali contaminazioni si possono comunque ridurre purificando il liquido scintillatore nella linea di purificazione monitorata da un ulteriore rivelatore, OSIRIS. Infatti OSIRIS permetterà di controllare

la radio-purezza dello scintillatore durante il riempimento del rivelatore centrale di JUNO. Un altro tipo di contaminazione è rappresentato dall'abbondante presenza di  $^{14}\text{C}$  che ha un decadimento  $\beta^-$  con endpoint a 156 KeV. Nonostante questa soglia sia molto bassa, molti esperimenti di neutrini come quelli solari hanno energia confrontabile con questa e rischiano d'essere offuscati. Al momento però non c'è alcun modo artificiale che riesca a ridurre la presenza.

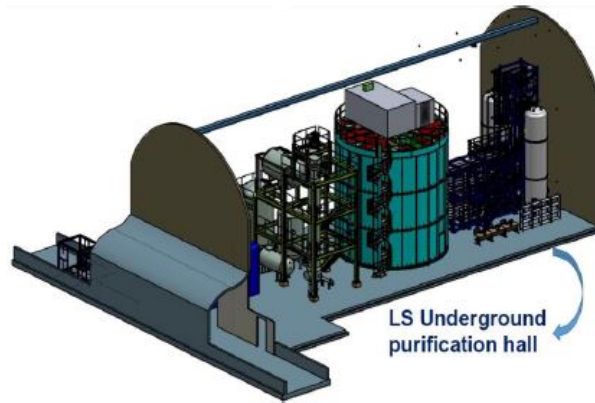


Figura 1.6: Sistema di purificazione del liquido scintillante.

### 1.4.2 I fotomoltiplicatori

Il secondo elemento chiave di JUNO è rappresentato dai suoi fotomoltiplicatori i quali, grazie all'elevata copertura del rivelatore centrale, permettono un'alta statistica di rivelazione dei fotoni. Infatti il rivelatore centrale è strumentato con due array indipendenti di fotomoltiplicatori con una copertura del 77.5%. L'array principale è rappresentato dai fotomoltiplicatori con un diametro di 20 pollici (LPMT), c'è poi un altro array di fotomoltiplicatori con un diametro di 3 pollici (SPMT) [3].



Figura 1.7: Sistema di due array di fotomoltiplicatori.

L'array dei LPMT del rivelatore centrale è costituito da 18000 fotomoltiplicatori. Circa 5000 sono convenzionali fotomoltiplicatori con dinodi prodotti dalla Hamanatsu photonics, mentre i rimanenti moduli sono fotomoltiplicatori MCP-PMT, a Multi-Channel Plate prodotti dalla ditta NNTV (North Night Vision Technologies), insieme rappresentano una copertura del 75% (vedi Figura 1.8). Per produrre  $\sim 1300$  foto-elettroni per MeV questi fotomoltiplicatori hanno un'efficienza di rivelazione dei fotoni  $> 24\%$  a 420 nm per ciascun fotomoltiplicatore e  $> 27\%$  in media sull'intero array. Inoltre ciascun fotomoltiplicatore è stato calibrato per un guadagno di  $10^7$ .



Figura 1.8: Due tipi di fotomoltiplicatori da 20 pollici. Quello di sx è quello con dinodi mentre quello di dx sono MCP-PMT.

Quando nei fotomoltiplicatori con dinodi arriva un fotone, esso attraversa il fotocatodo di trasmissione e viene convertito in un elettrone per effetto fotoelettrico. Questo foto-elettrone poi viene accelerato da un potenziale di  $\sim 1000$  V verso il primo dinodo e dopo aver interagito con esso, vengono emessi molti altri elettroni che vengono accelerati verso quello successivo. Questa cascata attraverso molti dinodi moltiplica il numero degli elettroni esponenzialmente sino ad essere raccolti come corrente misurabile sull'anodo come viene rappresentato in Figura 1.9. Per ridurre il più possibile eventuali disturbi lungo la traiettoria dell'elettrone, tutti questi componenti vengono racchiusi entro un bulbo di vetro posto a vuoto.

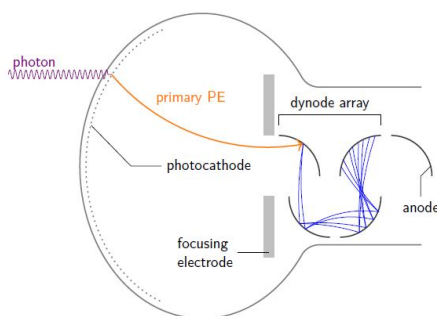


Figura 1.9: Rappresentazione schematica di un fotomoltiplicatore con dinodi. Un fotone arriva, colpisce il fotocatodo dal quale viene emesso un elettrone. Questo elettrone viene accelerato e direzionato verso il primo dinodo, il quale, dopo essere stato colpito da questo, genera molti elettroni. Essendo tanti dinodi messi in successione in un array, gli elettroni si moltiplicano continuamente sino a generare valanga dal segnale misurabile sull'anodo.

I fotomoltiplicatori MCP (*micro channel plate*) per moltiplicare gli elettroni usano invece targhette con microcanali (MCP) per incrementare la loro efficienza. Queste targhette sono posizionate nel centro del bulbo di vetro e sono caricate positivamente. Sono inoltre ricoperte di un materiale molto resistivo e presentano molti microtubi ovvero microcanali nei quali l'elettrone viene accelerato e fatto colpire contro una parete dalla quale vengono generati molti elettroni che creano una valanga simile a quella dei fotomoltiplicatori con dinodi. Questi canali hanno un diametro che va da  $2\mu\text{m}$  a  $6\mu\text{m}$ . L'uso di MCP permette d'avere una larga area disponibile per aumentare le dimensioni del fotocatodo. Infatti qui si ha fotocatodo di trasmissione nella parte superiore del bulbo e un fotocatodo di riflessione nella parte inferiore come viene mostrato in Figura 1.10. Ciò consente al fotone che non è stato subito convertito in elettrone ulteriori possibilità prima che venga perso. Infatti un fotone, che non è stato subito convertito in foto-elettrone, può raggiungere poi il fotocatodo di riflessione e qui o viene subito convertito in foto-elettrone oppure viene riflesso verso il fotocatodo di trasmissione e qui convertito.

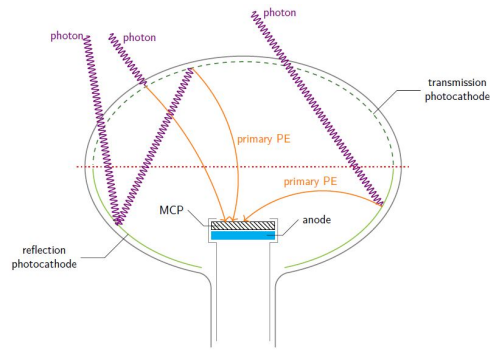


Figura 1.10: Rappresentazione schematica di un fotomoltiplicatore MCP. Qui un fotone arriva e colpisce il fotocatodo di trasmissione, se viene subito convertito in foto-elettrone allora questo raggiunge la targhetta MCP, altrimenti il fotone lo attraversa e prosegue sino al fotocatodo di riflessione dove, o viene subito convertito in foto-elettrone, altrimenti il fotone viene riflesso verso il fotocatodo di trasmissione per dargli un'ulteriore possibilità.

Infine c'è il sistema rappresentato dall'array di fotomoltiplicatori small (SPMT) che è un sistema di lettura indipendente di 25000 moduli. Nonostante il numero di moduli sia enorme questo array rappresenta solo il 2.5% dell'intera copertura per le loro ridotte dimensioni. Questo tipo di fotomoltiplicatori lavora in pura modalità *photon-counting* per eventi energetici inferiori a 10 MeV. Questi fotomoltiplicatori sono posizionati negli spazi tra quelli grandi e provvedono ad un secondo set di rivelazione come mostrato in figura 1.7.

### 1.4.3 La piscina del rivelatore di veto

Come già detto, il rivelatore centrale è ospitato all'interno di una enorme piscina d'acqua. Questa ha forma cilindrica con diametro di 43.5 m, alta 44 m e la distanza minima tra rivelatore centrale e la parete di roccia è di 2 m. In acqua vi è sommerso anche l'intera struttura di sostegno, tutti i fotomoltiplicatori e per non presentare alcuna forma di radioattività viene costantemente purificata con un impianto apposito di purificazione.

La piscina d'acqua è ulteriormente strumentata da 2400 fotomoltiplicatori MCP-PMT che monitorano la luce Cherenkov generata da eventuali muoni cosmici. Infatti i muoni cosmici vengono classificati a seconda di come vengono rivelati. Essi possono attraversare il tracciatore, poi la vasca d'acqua ed infine il rivelatore centrale. Possono anche solo attraversare la piscina. Infine possono anche non attraversare la piscina ma interagiscono con la roccia generando neutroni di spallazione i quali attraversano la vasca d'acqua ed entrano nel rivelatore centrale generando background, come mostrato in Figura 1.11. In tutti questi casi vengono identificati e dato loro il veto.

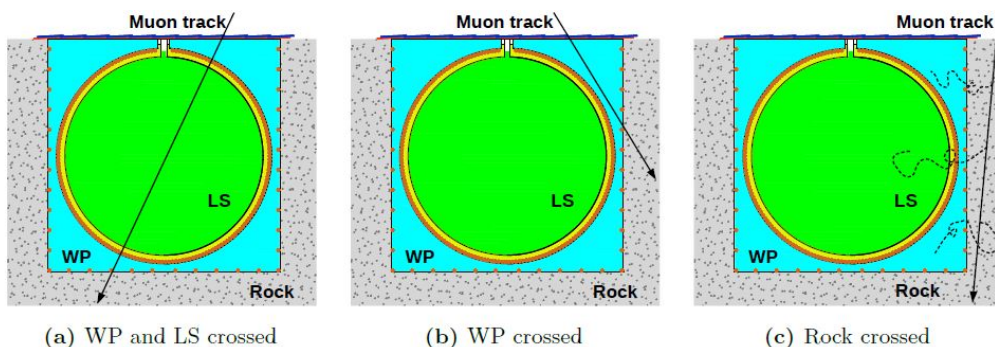


Figura 1.11: Tre distinguibili categorie di muoni che attraversano il rivelatore. Nel caso (a): il muone prima attraversa la piscina e poi entra nel rivelatore centrale. Esso attraversa lo scintillatore liquido e lascia dietro di sé il rivelatore attraversando nuovamente la piscina. Nel caso (b): si ha un muone che si muove attraverso la piscina ma non il rivelatore. Viene solo prodotta luce Cherenkov in acqua. Gli eventi mostrati nel caso (c) non sono direttamente visibili perchè la traccia attraversa solo la roccia circostante. Tuttavia, vengono prodotti neutroni liberi che possono entrare nel rivelatore e produrre background, sono mostrati con le linee tratteggiate.

#### 1.4.4 Il tracciatore

Sopra al rivelatore centrale è posizionato il tracciatore, vedi Figura 1.12, uno scintillatore plastico che usa i moduli utilizzati dall'esperimento OPERA [4]. Esso è costituito da 64 wall di area  $6.7 \text{ m} \times 6.7 \text{ m}$ , ciascuno wall consiste di quattro moduli verticali e quattro moduli orizzontali che permettono al tracciatore una identificazione 2D della traccia e ciascun modulo è diviso in 64 strips da 26.4 mm di larghezza per una migliore risoluzione.

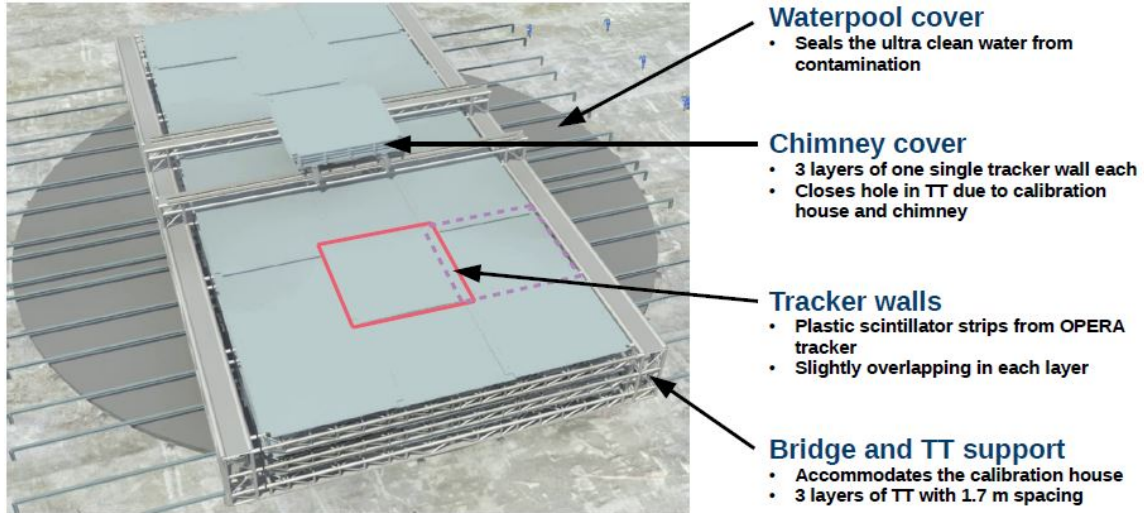


Figura 1.12: Rappresentazione schematica del ponte sopra la piscina con il rivelatore di veto.

## Capitolo 2

# Apparato sperimentale

### 2.1 Struttura del test per l'elettronica dei LPMT di JUNO

Per verificare il funzionamento dell'elettronica dei LPMT e studiarne le prestazioni, è stato assemblato un setup di test equipaggiato con 48 PMT costruito e messo in funzione ai *Laboratori nazionali di Legnaro* (LNL), in Italia.

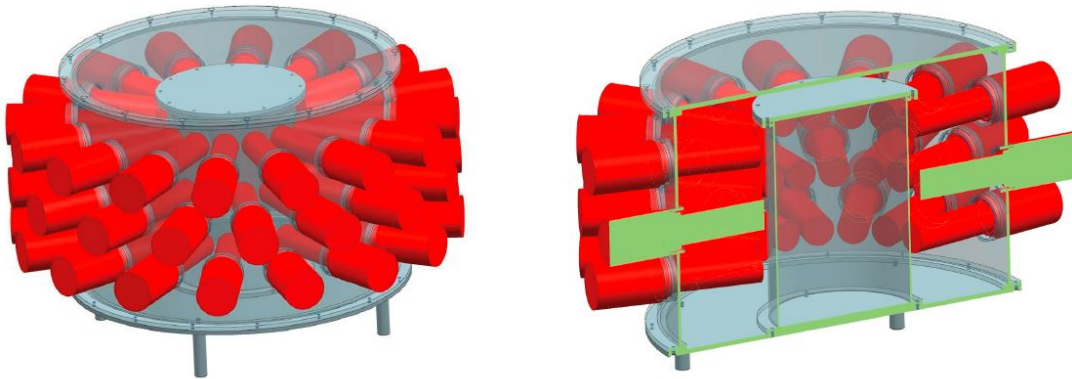


Figura 2.1: Rappresentazione grafica del sistema del test; il contenitore cilindrico (grigio) è circondato da 48 PMT (rosso); i PMT sono all'interno di una struttura plastica (grigio), mentre le loro basi sono esterne (rosso).

Questo apparato sperimentale è composto da un contenitore cilindrico, fatto di Plexiglas trasparente contenente  $\sim 17$  l di liquido scintillatore. Questo liquido scintillatore è composto da un solvente (LAB) dopato con Poly-Phenylene Oxide (PPO) e p-bis-(o-MethylStyryl)-Benzene (bisMSB) che viene usato come shifter della lunghezza d'onda per essere meglio rivelata dai PMT; le stesse componenti sono usate dall'esperimento di fisica del neutrino Daya Bay, con concentrazioni di 3 g/l di PPO e 15 mg/l di bisMSB.

Il cilindro è a sua volta circondato da 48 Philips XP2020 PMT (del diametro di  $\sim 5$  cm); come si può vedere in Figura 2.1, i PMT sono posizionati attorno la superficie laterale del contenitore cilindrico, disposti in tre anelli ciascuno da 16 PMT; i PMT impiegati si prestano a misurare alte e medie energie fisiche dove il numero di fotoni rivelati è molto basso, hanno una buona risposta lineare, un fondo molto basso (tipicamente si hanno  $\sim 900$  counts/s di dark noise all'anodo), una buona risposta temporale e un buon spettro energetico del singolo elettrone. I 48 PMT sono infine connessi all'elettronica in gruppi di tre.

C'è poi una struttura plastica nera di forma cilindrica che circonda la parte interna del contenitore e i PMT, come si può vedere in Figura 2.2, essa serve per dare sostegno ai PMT e per proteggere dalla luce esterna che può penetrare e produrre segnali di fondo.

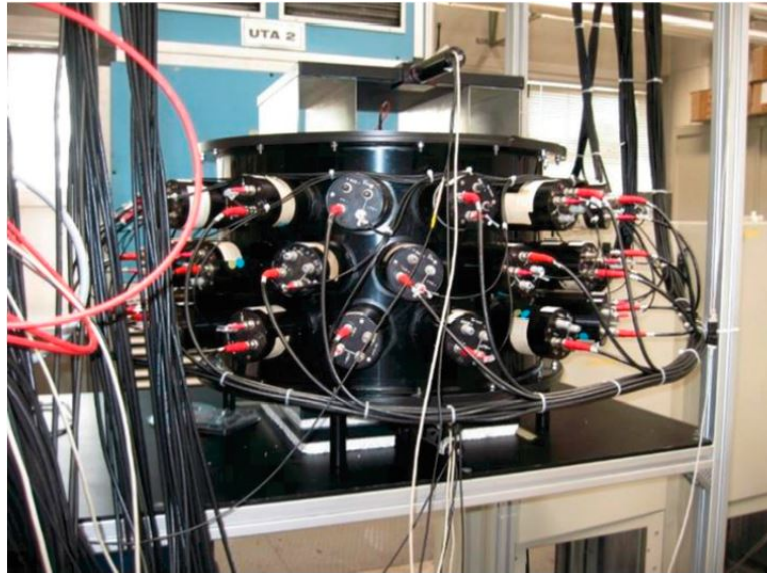


Figura 2.2: Foto della struttura del test di integrazione che opera al LNL; sono visibili solo la struttura in plastica nera e le basi dei PMT.

In questo apparato ci sono anche tre scintillatori plastici, uno posizionato nella parte superiore dell'apparato e altri due nella parte inferiore della struttura plastica nera. Questi sono usati per provvedere a un sistema di trigger basato sui raggi cosmici tramite la loro coincidenza AND; la distanza tra la lastra di materiale di scintillazione posta nella parte superiore dell'apparato e il primo scintillatore posizionato sotto il contenitore è di 52 cm, mentre la distanza tra i due scintillatori nella parte bassa è di 3 cm.

I risultati dei primi test sull'elettronica di JUNO effettuati con l'apparato descritto sono disponibili in [5].

## Capitolo 3

# Calibrazione energetica dell'apparato sperimentale

### 3.1 Simulazione Monte Carlo preliminare

Per avere condizioni di acquisizione ottimali si deve innanzitutto effettuare delle simulazioni Monte Carlo e basarsi sui dati simulati. Le sorgenti sono assunte come puntiformi e posizionate sopra il contenitore del liquido scintillatore.

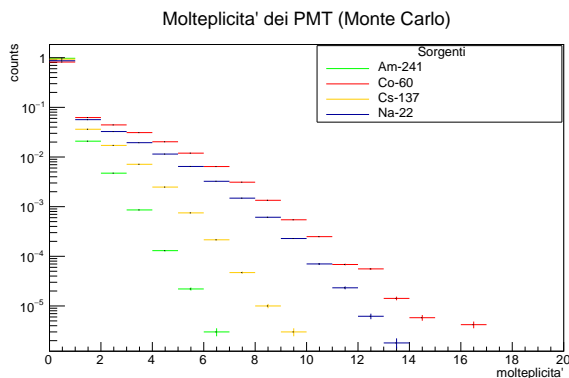


Figura 3.1: Molteplicità simulata degli eventi delle attività delle sorgenti radioattive collimate.

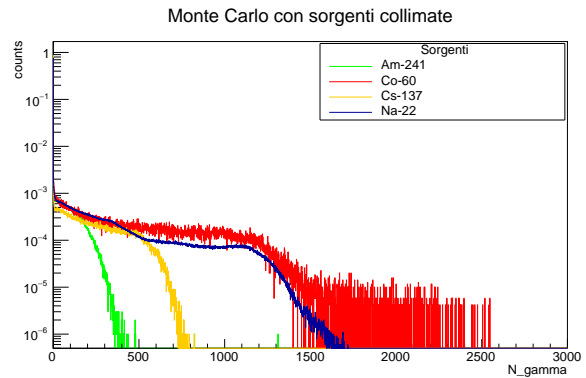


Figura 3.2: Simulazione del numero dei fotoni assorbiti dal fotocatodo dei fotomoltiplicatori con sorgenti collimate.

Il plot in Figura 3.1 mostra la molteplicità in risposta ai fotoni da  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$  e  $^{60}\text{Co}$ . Il grafico mostra una molteplicità molto bassa per gli eventi delle sorgenti e questo implica un alto rate di trigger e la necessità di impostare una soglia più bassa e quindi un'ampia quantità di informazioni raccolte anche in un tempo di acquisizione molto limitato.

Il plot riportato in figura 3.2 invece mostra la distribuzione simulata del numero di fotoni  $N_\gamma$  assorbiti dai fotocatodi dei fotomoltiplicatori con sorgenti collimate. Si può qui vedere che il numero di fotoni assorbiti è proporzionale alla carica depositata e di conseguenza all'energia rilasciata nello scintillatore liquido. Da qui si può notare inoltre che non c'è un vero e proprio picco delle sorgenti radioattive ma si vede solo la spalla Compton. Questo è dovuto alla bassa densità dello scintillatore impiegato in combinazione con le piccole dimensioni del contenitore che permette ai raggi gamma di uscire dal rivelatore senza rilasciare tutta la loro energia.



## 3.2 Risultati delle acquisizioni con le sorgenti radioattive

Si rappresentano qui di seguito le energie delle rispettive sorgenti:

$^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np}$ , 100% con decadimento alfa. Di questi, l'84.6% decadono ad un livello eccitato di  $^{237}\text{Np}$  con energia di 59.54 keV il quale poi si diseccita emettendo radiazione gamma.

$^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137}\text{Ba}$ , 5.6% con decadimento  $\beta^-$  allo stato fondamentale di  $^{137}\text{Ba}$  e 94.4% decade nell'isomero  $^{137}\text{Ba}$  con energia di 661 keV che ha un tempo di dimezzamento di 2.55 min.

$^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne}$ , 99.9% con decadimento  $\beta^+$  allo stato eccitato di  $^{22}\text{Ne}$  con energia di 1275 keV, mentre solo lo 0.056% decade nello stato fondamentale di  $^{22}\text{Ne}$ .

$^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}$ , con decadimento  $\beta^-$  allo stato eccitato di  $^{60}\text{Ni}$  che decade allo stato fondamentale emettendo radiazione gamma principalmente a  $E_{\gamma,1} = 1173$  keV e  $E_{\gamma,2} = 1332$  keV.

Sino a qui la simulazione Monte Carlo ci ha permesso di capire quali molteplicità ci aspettiamo e quindi di determinare la configurazione di trigger ottimale. Dopodiché si acquisisce un run di fondo e uno con la sorgente e si raccolgono i dati.

Nel seguito di questo lavoro vengono elaborati i dati raccolti. La prima cosa che si è fatto è stato sottrarre il fondo dal segnale (vedi Figura 3.3) e confrontare il risultato ottenuto con simulazioni Monte Carlo ai quali viene applicata una procedura di smearing con differenti risoluzioni (vedi Figura 3.4).

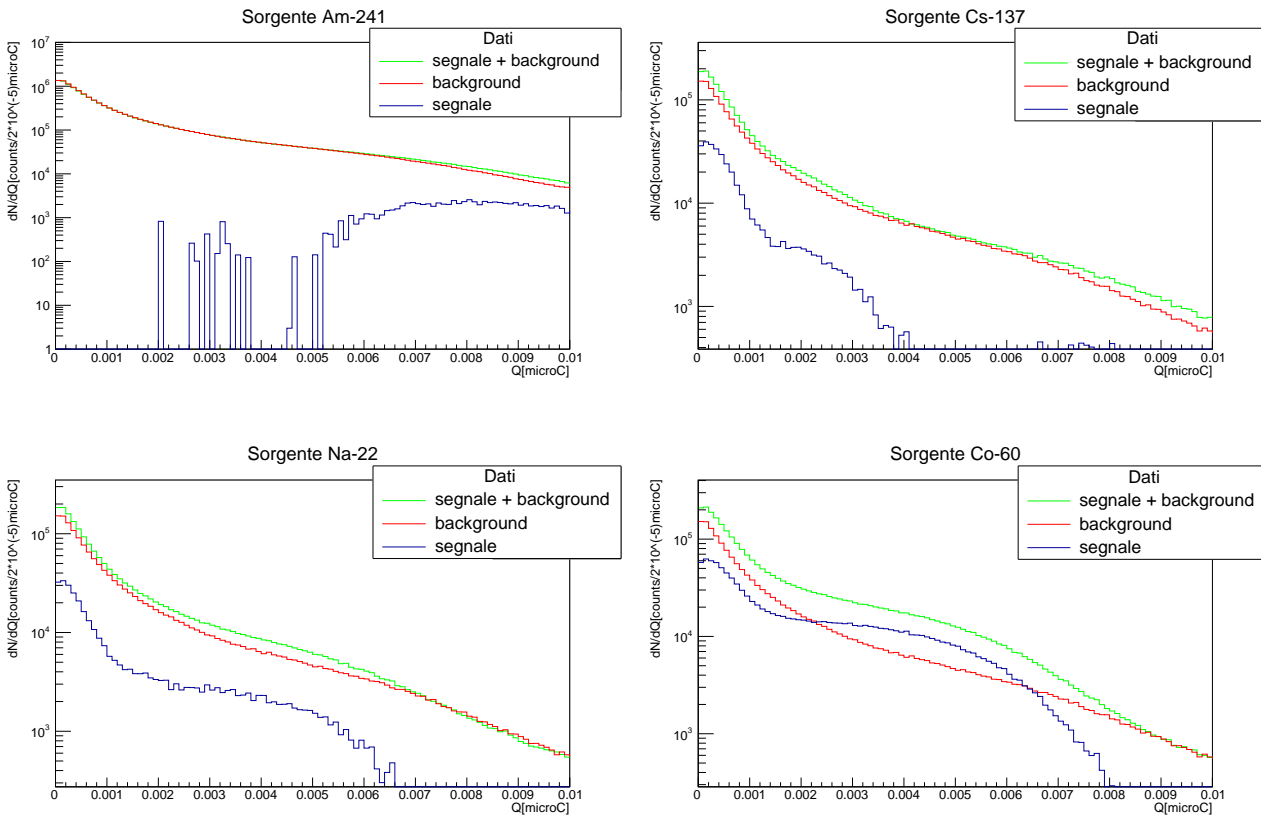


Figura 3.3: Raccolta dati delle singole sorgenti

Nei grafici in Figura 3.3 si ha l'ordinata in scala logaritmica la quale definisce il numero di eventi totali mentre l'ascissa è lineare e rappresenta la carica in  $\mu\text{C}$ . Si sono poi rappresentate con le linee rosse il background, con le linee verdi i segnali delle rispettive sorgenti mentre le linee blu sono il segnale puro privo di background. Comparando i risultati sperimentali riportati in Figura 3.3 e i risultati delle simulazioni Monte Carlo riportate in figura 3.2, possiamo vedere che i dati sperimentali rispettano abbastanza le previsioni della simulazione tranne che per la sorgente di  $^{241}\text{Am}$ .

Infatti la principale differenza con i risultati della simulazione Monte Carlo consiste nel fatto che le spalle Compton sperimentali appaiono molto più smussate e questo accade perché i risultati della simulazione è ideale e non tiene in considerazione la risoluzione finita dell'apparato sperimentale.

Per simulare la risoluzione finita dell'apparato sperimentale si è dovuto applicare una procedura di smearing dei dati ottenuti dalla simulazione.

La procedura di smearing, appena citata, produce un nuovo spettro da quello originale dove ciascun bin è sostituito da una distribuzione gaussiana caratterizzata da  $\mu = x_i$  e  $\sigma = x_i \cdot R$ , dove  $x_i$  corrisponde all' $i$ -esimo bin e  $R$  è la risoluzione simulata. Da come si può notare, peggiore è la risoluzione e più smussato appare lo spettro.

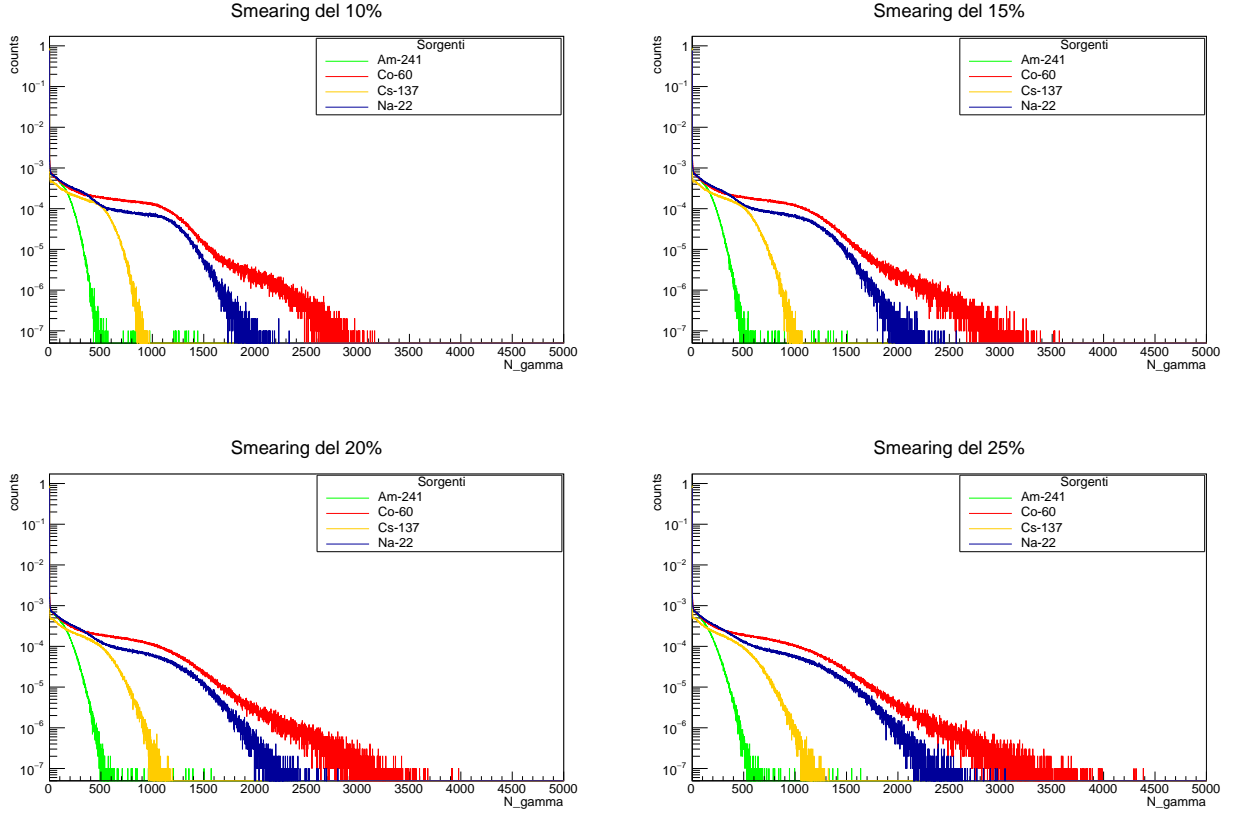


Figura 3.4: Spettri risultanti dalla procedura di smearing con differenti risoluzioni

### 3.3 Spalla Compton

Una semplice procedura per la calibrazione energetica di un apparato sperimentale è basata sull'uso di una sorgente radioattiva caratterizzata da un semplice e noto schema di decadimento; infatti, l'identificazione dei picchi del loro spettro permette una ricostruzione e calibrazione dello spettro acquisito, che può essere applicato anche ad altre acquisizioni. Per un'accurata calibrazione dell'energia in rivelatori come gli scintillatori liquidi e plastici di nuova generazione si usa la tecnica della spalla Compton [8].

Lo spettro Compton ha una caratteristica spalla che rappresenta l'energia massima depositata quando un fotone diffonde a 180 gradi. Per un rivelatore di radiazioni ideale con una eccellente risoluzione, la spalla Compton è uno "sharp edge" che rappresenta una energia discreta.

La massima energia trasferita all'elettrone Compton avviene, come appena accennato, dal back-scattering dei raggi gamma. Questa energia è poi calcolata dalla formula

$$E_{e,\max} = \frac{2E_\gamma^2}{2E_\gamma + m_e c^2} \quad (3.1)$$

L'elettrone diffuso produce ionizzazione e poi fotoni di scintillazione, mentre attraversa il liquido del rivelatore. Usando la formula sopracitata (3.1) con le sorgenti a nostra disposizione, si trovano i seguenti risultati:

sorgente	$E_\gamma$	$E_{e,max}$
$^{241}\text{Am}$	59.54 keV	11 keV
$^{137}\text{Cs}$	661 keV	477 keV
$^{22}\text{Na}$	1275 keV	1062 keV
$^{60}\text{Co}$	1332 keV	1118 keV

Tabella 3.1: Energia dei full-energy peaks e delle spalle Compton per le sorgenti utilizzate

### 3.4 Determinazione dei parametri di calibrazione energetica

Dopo aver sottratto il fondo dai segnali delle sorgenti come mostrato in Figuar 3.3, si esegue ora un fit che serve per ricavare la posizione della spalla Compton da ciascuna sorgente, la quale è necessaria per la calibrazione dell'apparato sperimentale. Per fittare i risultati viene usata qui la funzione errore complementare  $Erfc$  così definita:

$$Erfc(x) = \frac{2A}{\pi} \int_{\frac{x-\mu}{\sigma}}^{\infty} e^{-t^2} dt + C \quad (3.2)$$

dove  $\mu$  indica la posizione della spalla Compton,  $\sigma$  è il parametro associato allo smearing della curva e A e C sono costanti.

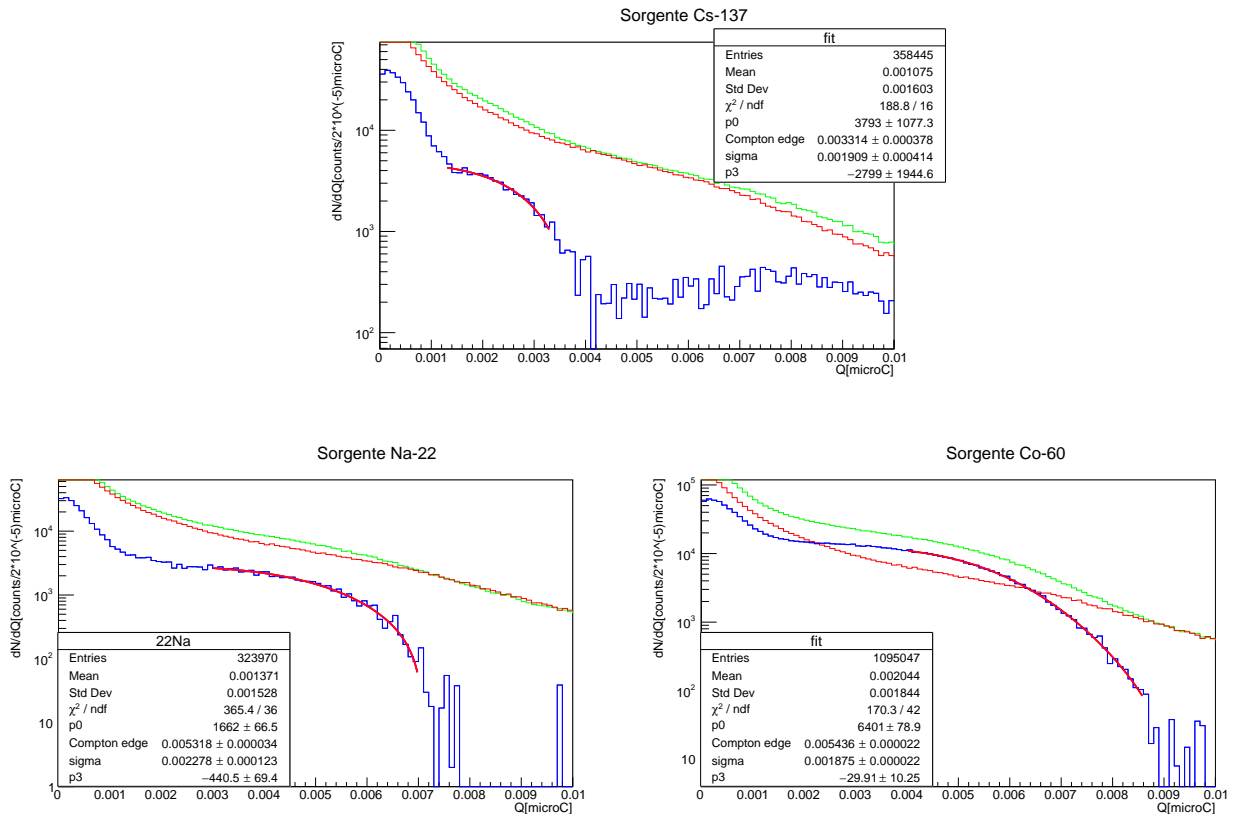


Figura 3.5: Fit agli spettri di carica delle sorgenti

Abbiamo qui ripreso le stesse figure di prima alle quali però si è eseguito un fit nella zona in cui si presenta la spalla Compton. Si è deciso di non prendere in considerazione l'Americio perché la raccolta dati non ha dato valori utili per una analisi approfondita.

L'ordinata è in scala logaritmica e conteggia il numero dei segnali, mentre l'ascissa è lineare e indica la carica in  $\mu\text{C}$ . Viene riportata qui sotto la tabella con i parametri stimati delle sorgenti considerate.

sorgente	A[counts $\cdot 10^2/2 \cdot 10^{-5}\mu\text{C}$ ]	$\mu[10^{-5}\mu\text{C}]$	$\sigma[10^{-5}\mu\text{C}]$	C[counts $\cdot 10^2/2 \cdot 10^{-5}\mu\text{C}$ ]	$E_{e,\text{max}}[\text{keV}]$
$^{137}\text{Cs}$	$37 \pm 11$	$331 \pm 3$	$19 \pm 4$	$-28 \pm 19$	477
$^{22}\text{Na}$	$16.00 \pm 0.66$	$532 \pm 3$	$227 \pm 12$	$-4.40 \pm 0.69$	1062
$^{60}\text{Co}$	$64.00 \pm 0.78$	$543 \pm 2$	$187 \pm 2$	$-0.3 \pm 0.1$	1118

Tabella 3.2: Risultati della procedura di fit con la funzione complementare degli errori associata ai valori attesi per la spalla Compton.

Ora che si hanno tutti i parametri dei fit per ogni sorgente, si esegue un grafico con le energie Compton in MeV in funzione della posizione  $\mu$  in nC appena trovato come si può vedere in Figura 3.6. Ogni punto rappresenta una sorgente la cui disposizione nel grafico appare lineare e ciò ci permette di fittare questi punti con una funzione lineare i cui valori servono per determinare i parametri di calibrazione. Come appena detto, il fit in questo caso è lineare e associa le quantità  $\mu$  a  $E_{e,\text{max}}$  per il  $^{137}\text{Cs}$ , il  $^{22}\text{Na}$  e il  $^{60}\text{Co}$ . Il fit risultante è:

$$f(x) = ((0.298 \pm 0.009)\text{MeV/nC})x + (-0.51 \pm 0.042)\text{MeV} \quad (3.3)$$

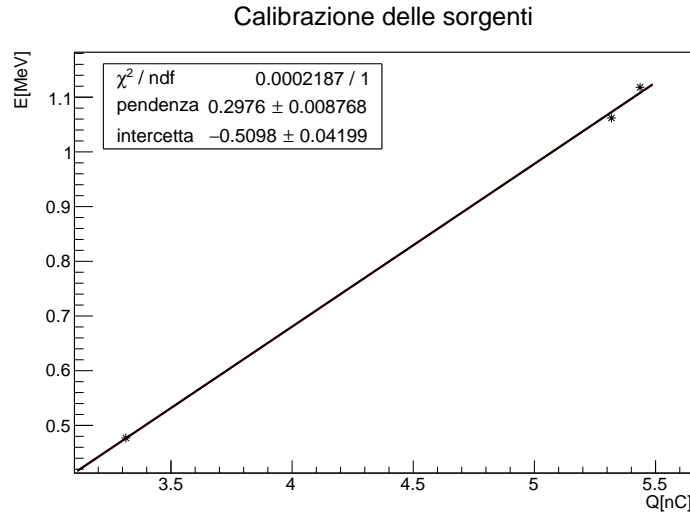


Figura 3.6: Risultato di un fit lineare per la determinazione dei parametri di calibrazione.

L'ordinata e l'ascissa sono lineari, nell'ordinata viene rappresentata l'energia in Mev mentre in ascissa è riportata la carica in nC.

I parametri appena stimati servono ora per calibrare la distribuzione di energia depositata dai muoni cosmici nel liquido scintillatore.

Innanzitutto facciamo un grafico con i valori dei muoni, questi hanno direzione verticale e attraversano tutto lo scintillatore liquido rilasciando, di conseguenza, la maggior quantità possibile di energia nello scintillatore. Questa energia la si può vedere nella Figura 3.7 sotto forma di picco nello spettro dei muoni. Tale picco viene poi fittato con la funzione Crystal Ball definita da:

$$f_{CB}(x; \alpha, n, \mu, \sigma) = N \cdot \begin{cases} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, & \text{per } \frac{x-\mu}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{x-\mu}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{per } \frac{x-\mu}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad \text{con } A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \quad (3.4)$$

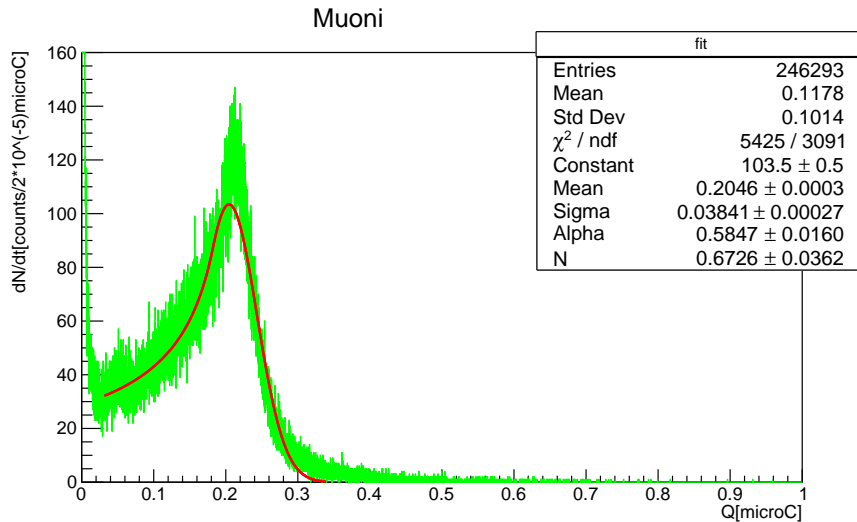


Figura 3.7: Spettro energetico sperimentale dei muoni, fittato con funzione Crystal Ball.

Tale funzione Crystal Ball con la quale abbiamo fittato i muoni ci fornisce i seguenti risultati.

sorgente	Const[counts/2 · 10 <sup>-5</sup> μC]	Mean[10 <sup>-3</sup> μC]	Σ[10 <sup>-3</sup> μC]
muoni	103±0.5	204.6±0.3	38±0.3

Tabella 3.3: Risultati della procedura di fit con la funzione Crystal Ball

Si confrontano ora i dati sperimentali con lo spettro energetico simulato, la simulazione qui prevede muoni cosmici a livello del mare in direzione verticale e la si fitta con la funzione di Landau la cui espressione è la seguente:

$$L(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\pi\sigma} \int_0^\infty e^{-t} \cos\left(t\left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right) + \frac{2t}{\pi} \log\left(\frac{t}{\sigma}\right)\right) dt \quad (3.5)$$

dove  $x$  rappresenta il valore dell'energia totale integrata,  $\mu$  è un parametro di posizione e corrisponde approssimativamente al valore più probabile (MPV), mentre  $\sigma$  è un parametro di scala.

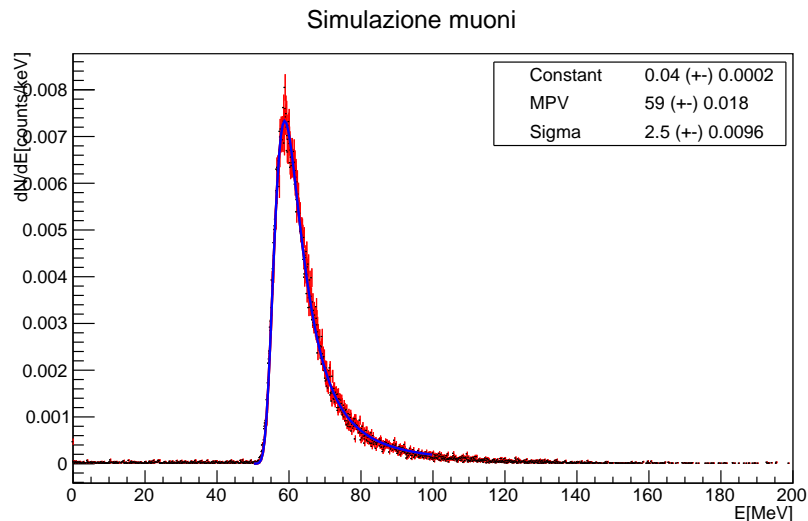


Figura 3.8: Spettro energetico simulato dei muoni cosmici a livello del mare con direzione verticale: il picco qui è fittato con una funzione di Landau. I parametri stimati MPV e Sigma sono in MeV mentre Constant è riportata in counts/keV.

I parametri stimati sono stati usati per calibrare lo spettro dei muoni, ottenendo il risultato riportato in figura 3.9.

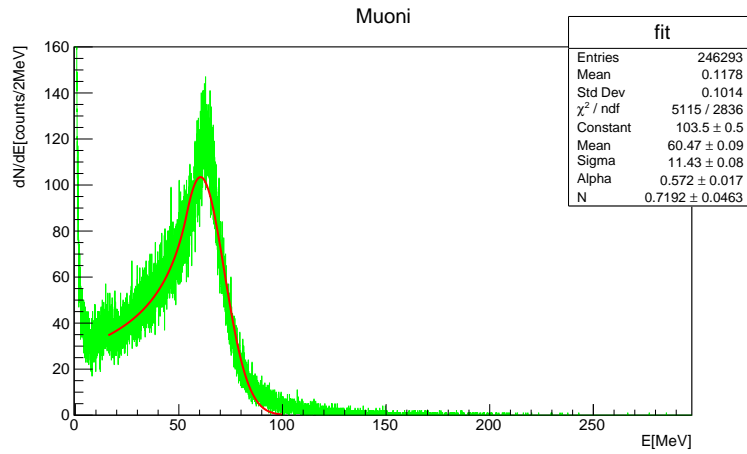


Figura 3.9: Relazione tra energia rilasciata in MeV e carica depositata in nC per le sorgenti radiattive e i muoni cosmici.

E' interessante confrontare questo plot con i risultati della simulazione Monte Carlo in Figura 3.8, infatti i muoni in direzione verticale attraversano l'intero contenitore di scintillatore liquido, rilasciando, di conseguenza, molta energia e producendo il caratteristico picco come mostrato in figura 3.9. Quindi il picco ottenuto nella simulazione Monte Carlo può corrispondere al picco presente nello spettro sperimentale.

Si confrontano qui in tabella i valori sperimentali con i valori della simulazione:

calibrazione [MeV]	risultati Monte Carlo [MeV]
$60.00 \pm 0.09$	$59.00 \pm 0.02$

Tabella 3.4: Calibrazione muoni

Si può constatare che i valori sono molto vicini e di conseguenza la calibrazione ha avuto un buon esito.

Alla fine compariamo i valori estrapolati dal picco dei muoni cosmici e spalla Compton delle varie sorgenti che permette di apprezzare il range dinamico dell'apparato sperimentale ben rappresentato in Figura 3.10.

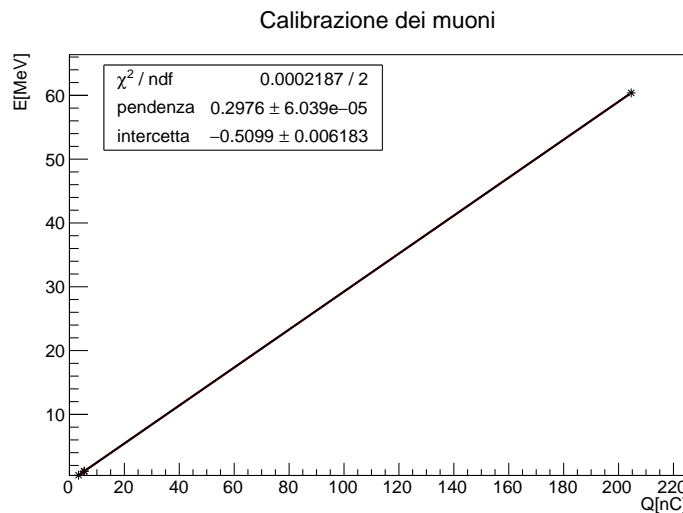


Figura 3.10: Relazione tra energia rilasciata in MeV e carica depositata in nC per le sorgenti radiattive e i muoni cosmici.

# Conclusioni

L'analisi dei dati raccolti ci ha permesso di caratterizzare la risposta dell'apparato sperimentale, in particolare ha permesso di definire e applicare una corretta procedura per stimare la carica totale rilasciata dalle particelle nel liquido scintillatore. Infine questa procedura è stata applicata con buoni risultati nell'analisi dello spettro dei muoni cosmici.

Per studiare in dettaglio la calibrazione energetica dell'apparato sperimentale si sono usate alcune sorgenti radioattive gamma. Poiché il contenitore del liquido scintillatore è troppo piccolo non è possibile rivelare i picchi energetici delle sorgenti di conseguenza si è potuto solo misurare la spalla Compton. Infatti analizzando la posizione della spalla Compton per le sorgenti radioattive considerate e associandole ai valori attesi in keV, si è potuto ottenere una corretta calibrazione dell'apparato sperimentale. Alla fine, calibrando lo spettro dei muoni cosmici sperimentale abbiamo potuto comparare con il risultato di una simulazione Monte Carlo, i cui valori ottenuti concordano molto bene con i valori attesi.

# Bibliografia

- [1] F. An et al., "Neutrino Physics with JUNO", J. Phys. 643 (2016) 030401.
- [2] T. Adam et al., "JUNO Conceptual Design Report", arXiv:1508.07166.
- [3] L. Wen et al., "A quantitative approach to select PMTs for large detectors", Nucl. Instr. Meth. A 947 (2019).
- [4] T. Adam et al., "The OPERA Experiment Target Tracker", Nucl. Instr. Meth. A577 (2007). 523.
- [5] Riccardo Callegari, "Characterization and tests of 39 channels of the JUNO large PMT electronics", Master thesis in physics, Università degli Studi di Padova, (2020).
- [6] Christoph Genster, "Software and hardware development for the next-generation liquid scintillator detectors JUNO and OSIRIS", PHD thesis, Aachen University, 2019.
- [7] M.J. Safari et al., "Differentiation method for localization of Compton edge in organic scintillation detectors", Tehran, Iran, arXiv:1610.09185.
- [8] Wondwosen Mengesha et al., "Plastic Scintillators Light Yield Energy Calibration", Sandia National Laboratories, Livermore, USA, <https://www.osti.gov/servlets/purl/1427195>
- [9] L. Stevanato et al., "Light output of EJ228 scintillation neutron detectors", Padova, Italia, 2010, Applied Radiation and Isotopes, Volume 69, Issue 2, February 2011, Pages 369-372
- [10] T. Kogler et al., "Light yield and n- $\gamma$  pulse-shape discrimination of liquid scintillators based on linear alkyl benzene", Ein Gedi, Israel, 2011, Journal of Instrumentation, Volume 7, March 2012