



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studio della risposta del rivelatore JUNO alle sorgenti  
di calibrazione e determinazione degli effetti di non  
linearità nella ricostruzione di energia

Relatore

Prof. Alberto Garfagnini

Correlatrice

Dott.ssa Beatrice Jelmini

Laureanda

Rosa Maria Guizzetti

Anno Accademico 2021/2022



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>JUNO</b>	<b>3</b>
2.1	Sistemi di calibrazione . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Campagna di calibrazione</b>	<b>7</b>
3.1	Simulazioni . . . . .	8
3.1.1	$^{137}\text{Cs}$ . . . . .	9
3.1.2	$^{54}\text{Mn}$ . . . . .	10
3.1.3	$^{60}\text{Co}$ e $^{40}\text{K}$ . . . . .	11
3.1.4	$^{68}\text{Ge}$ . . . . .	13
3.1.5	Neutroni con momento da 1 MeV . . . . .	14
3.2	Analisi dei fotopicchi . . . . .	14
3.2.1	Fit gaussiani sugli spettri completi . . . . .	15
3.2.2	Fit gaussiani sugli spettri dei PE con soglia sulle energie depositate . . . . .	15
3.2.3	Fit gaussiano con background . . . . .	17
3.2.4	Light Yield . . . . .	21
3.3	Non-linearità . . . . .	22
3.4	Risoluzione . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>25</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>27</b>



# Capitolo 1

## Introduzione

La rivelazione di particelle cariche per mezzo di un liquido scintillatore è una delle tecniche sperimentali più diffuse per rivelare le interazioni di neutrini con la materia. L'utilizzo di scintillatore liquido come mezzo attivo permette di costruire rivelatori di grande massa, mantenendo una buona uniformità della risposta del rivelatore ed ottenendo un'alta precisione sulla misura dell'energia depositata. Lo scotto da pagare è una conoscenza molto dettagliata della risposta del rivelatore e degli effetti di non-linearità che non sono per nulla trascurabili. L'esperimento JUNO [1], attualmente in fase di costruzione nel sud della Cina, è costituito da una sfera di materiale acrilico di 35 metri di diametro; tale sfera sarà riempita da 20,000 tonnellate di scintillatore liquido. Le interazioni di particelle con lo scintillatore produrranno fotoni di scintillazione (in gran parte) e luce Cherenkov in proporzione all'energia depositata nello scintillatore. I fotoni "ottici" si propagheranno nello scintillatore liquido e saranno raccolti da oltre 17612 fotomoltiplicatori di grandi dimensioni (20-inch) che saranno acquisiti, digitalmente, dall'elettronica di readout. Purtroppo, il meccanismo completo (perdita di energia, eccitazione delle molecole dello scintillatore, emissione di fotoni ottici, propagazione di quest'ultimi nello scintillatore, interazione con il fotocatodo) produce effetti di non-linearità (legge di Birks ed effetti di quenching) che devono essere conosciuti alla perfezione e tenuti costantemente sotto controllo grazie ad una calibrazione del rivelatore con sorgenti radioattive artificiali e tramite la radioattività naturale. Lo scopo di questa tesi di laurea è studiare la risposta del rivelatore all'ampio spettro di sorgenti radioattive che saranno utilizzate durante le campagne di calibrazione per la presa dati di fisica in JUNO. Nello specifico, si studieranno le interazioni di sorgenti gamma di varia energia, di positroni e di neutroni nel rivelatore, determinando gli effetti di non linearità e stimando la scala di energia del rivelatore. Nel capitolo 2 verrà fatta una breve introduzione alla struttura e agli obiettivi di JUNO, nel capitolo 3 verrà illustrata la campagna di calibrazione, mentre il capitolo 4 è dedicato alle conclusioni.



## Capitolo 2

# JUNO

Jiangmen Underground Neutrino Observatory, (JUNO) [1], è un esperimento in costruzione nel sud della Cina (regione di Guangdong) il cui scopo principale è la determinazione della gerarchia di massa dei neutrini (Neutrino Mass Ordering, NMO).

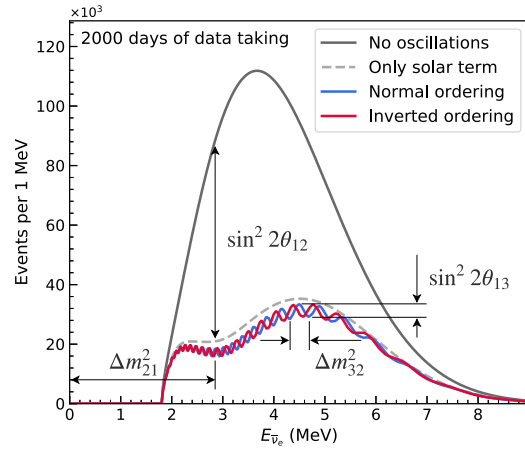


Figura 2.1: Confronto dello spettro del reattore in JUNO tra il caso in cui non ci sono oscillazioni, in nero, e il caso in cui si presentano delle oscillazioni con NMO normale, in blu, o inversa, in rosso. Tale spettro si riferisce a una presa dati di circa sei anni con una baseline media di 52.5 km . Da [2]

Gli studi delle oscillazioni dei neutrini [3] hanno stabilito la presenza di tre autostati di massa ( $m_1$ ,  $m_2$  e  $m_3$ ) ed esperimenti basati sulla rivelazione di neutrini solari hanno dimostrato che  $m_1 < m_2$ . Considerando il fatto che almeno due di essi sono non nulli, con la determinazione del NMO si intende scoprire se  $m_1 < m_2 < m_3$  oppure  $m_3 < m_1 < m_2$ , dove le due possibilità sono rispettivamente chiamate NMO normale o inversa. La probabilità di sopravvivenza degli antineutrini elettronici è [4]:

$$P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} = 1 - \sin^2(2\theta_{12}) \cdot \left( \cos^2 \theta_{12} \cdot \sin^2 \left( \Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E\nu} \right) + \sin^2 \theta_{12} \cdot \sin^2 \left( \Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E\nu} \right) \right) - \cos^4 \theta_{13} \cdot \sin^2(2\theta_{12}) \cdot \sin^2 \left( \Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E\nu} \right)$$

dove  $\theta_{12}$  e  $\theta_{13}$  sono gli angoli di mixing dei neutrini,  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$  è la differenza dei quadrati delle masse degli autostati,  $E\nu$  è l'energia dell'antineutrino e  $L$  è la distanza tra il sito di produzione e rivelazione del neutrino. La figura 2.1 mostra lo spettro che ci si aspetta di vedere per i due NMO, in blu e rosso, confrontate con lo spettro senza oscillazioni, in nero. Nel primo anno di presa dati si punta alla determinazione di tre dei parametri di oscillazioni, ovvero  $\Delta m_{31}^2$ ,  $\Delta m_{21}^2$  e  $\theta_{12}$  con una precisione inferiore all'1% [2]; inoltre, nell'arco di sei anni l'obiettivo è la determinazione del NMO

con una significatività statistica di  $3\sigma$  [1]. Sia i meccanismi di rivelazione che l'elettronica di readout introducono delle distorsioni nella linearità della risposta che possono intaccare lo spettro rivelato; del momento che per poter distinguere le due NMO sono necessarie delle misure molto precise, come visto in figura 2.1, questi effetti vanno tenuti sotto controllo. Per cui, per poter raggiungere questo obiettivo, abbiamo bisogno di una risoluzione energetica del 3% a 1 MeV e degli effetti complessivi di non-linearità contenuti nell' 1%.

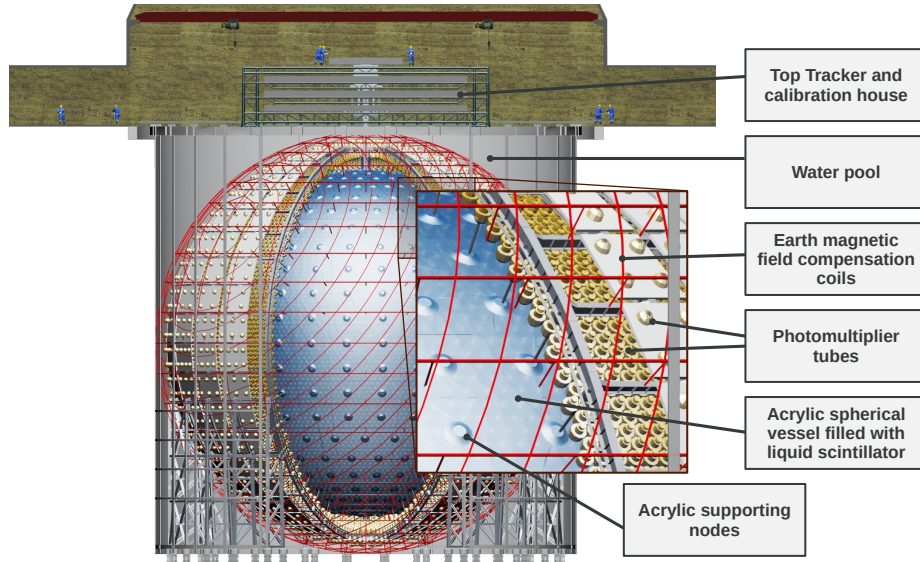


Figura 2.2: Schema del detector di JUNO. Da [2]

Il Detector Centrale (CD) di JUNO è costituito da una sfera di materiale acrilico con un diametro di 35.4 m che contiene 20 kton di liquido scintillatore (LS), circondata da 17612 fotomoltiplicatori di grandi dimensioni, 20-inch (LPMT), e da 25600 fotomoltiplicatori di dimensioni ridotte, 3-inch (SPMT). Il CD è immerso in un rivelatore Cherenkov da 35 kton di acqua ultrapura che lo schermava dalla radioattività ambientale, e, assieme ad un tracker posto al di sopra dell'apparato, agisce come contatore di veto per i muoni. 2400 LPMT sono utilizzati per leggere il segnale prodotto dalle interazioni nell'acqua. Lo schema del detector è presentato in figura 2.2. Il CD è posto circa 680 m sotto terra e si trova ad una uguale distanza di 53 km dalle centrali nucleari di Yangjiang e Taishan. Le reazioni che avvengono in questi siti producono una grande quantità di antineutrini elettronici,  $\bar{\nu}_e$ ; essi una volta che raggiungono il CD, interagiscono con i protoni liberi nel LS attraverso decadimento  $\beta$  inverso (IBD):



I positroni si propagano nel LS producendo radiazione di scintillazione e, in quantità inferiore, luce Cherenkov, fino ad arrestarsi e annichilire con un elettrone, producendo 2 raggi gamma da 0.511 MeV. Anche i neutroni si propagano nel mezzo fino a quando non vengono catturati, nel 99% dei casi dall'idrogeno (n-H) e nel 1% dal Carbonio(n-C). Le due catture elettroniche hanno come conseguenza l'emissione di un  $\gamma$  da 2.22 MeV e da 4.94 MeV, rispettivamente; l'emissione di questi gamma è ritardata, in media, di circa  $200\mu\text{s}$  rispetto a quella dei fotoni provenienti dall'annichilazione del positrone. La presenza del segnale dovuto alla cattura neutronica, permette di poter distinguere i segnali legati agli eventi di IBD da quelli di fondo.

## 2.1 Sistemi di calibrazione

Il sistema di calibrazione [5], presentato in figura 2.3, che permette di misurare la risoluzione energetica e gli effetti di non-linearità, è costituito da quattro sottosistemi :

- Automatic Calibratio Unit (ACU), che è stato sviluppato per compiere calibrazioni lungo l'asse z del CD. Esso ha quattro bobine indipendenti in grado di srotolarsi attraverso il camino



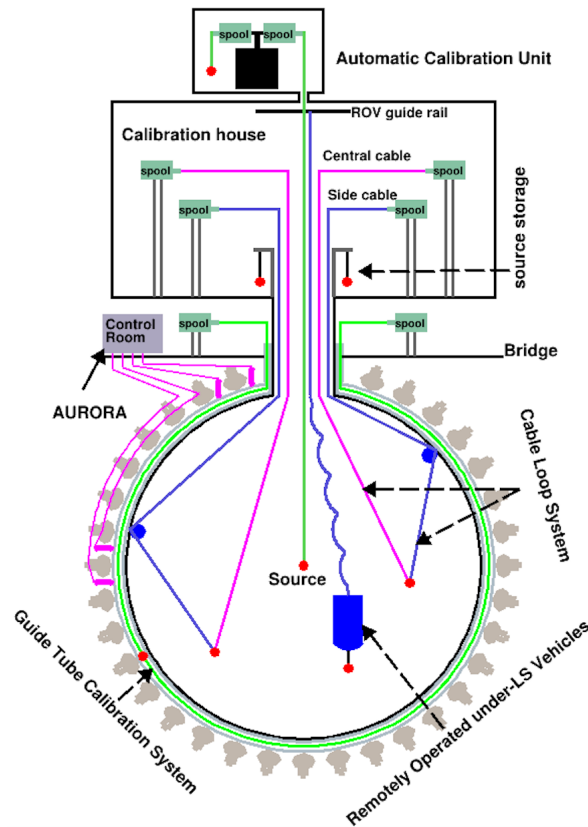


Figura 2.3: Schema del sistema di calibrazione non in scala che illustra i suoi quattro sottosistemi. Da [5]

centrale del CD posizionando la sorgente con una precisione su  $z$  migliore di 1 cm. Possiamo posizionare regolarmente, tramite le bobine, tre tipi di sorgente: una di neutroni ( $\text{AmC}$ ), una di gamma ( $^{40}\text{K}$ ) e un laser UV. La quarta bobina potrà portare una sorgente sostituibile, come sorgenti radioattive o sensori della temperatura. Questo sistema, grazie alla sua semplicità e robustezza, sarà utilizzato frequentemente per monitorare la scala delle energie e parzialmente la non-uniformità legata alla posizione all'interno del CD in cui avviene l'evento rivelato.

- Guide Tube system (GT) che consiste in un tubo avvolto al di fuori della sfera di acrilico, all'interno del quale una sorgente radioattiva collegata a dei cavi sulle estremità viene spostata con una precisione di 3 cm. Nonostante la sorgente si trovi al di fuori del CD, i fotoni con gamma sull'ordine dei megaelettronvolt possono comunque raggiungere il LS. Questo sottosistema è utilizzato per calibrare la non uniformità della risposta nel CD ai bordi della sfera.
- Cable Loop System (CLS) è stato pensato per posizionare le sorgenti al di fuori dell'asse  $z$ . Vengono utilizzati due CLS e, per ognuno di essi, due cavi sono attaccati alla sorgente: tramite essi la sorgente può essere posizionata con una precisione di 3 cm su un piano verticale del CD.
- Remote Operated Vehicle (ROV) è un sistema che raggiunge posizioni oltre a quelle coperte dai due CLS, che possono essere rilevanti per effetti locali o dipendenza azimutale della risposta del rivelatore. Questo sistema verrà utilizzato meno dei tre precedenti.



## Capitolo 3

# Campagna di calibrazione

L'interazione delle particelle col LS produce scintillazione, che è il processo che avviene quando una particella incidente attraversa il liquido scintillatore, cedendo una parte della propria energia al LS e causando fenomeni come l'eccitazione di una molecola. Una volta che la molecola si diseccita, emette un fotone ottico, che poi verrà rilevato da opportuni tubi fotomoltiplicatori (PMT). Oltre alla scintillazione c'è un effetto sottodominante di produzione di luce Cherenkov, che avviene quando una particella carica, in moto in un mezzo trasparente, si muove con una velocità superiore a quella della luce nel mezzo; la particella produce una radiazione elettromagnetica, i cui fronti d'onda si sovrappongono costruttivamente formando un cono d'onda. I PMT assorbono i fotoni ottici e li convertono in elettroni (fotoelettroni, PE) tramite effetto fotoelettrico, con una Photon Detection Efficiency (PDE) pari a circa il 30% per i LPMT di JUNO. Il PE prodotto, attraverso delle alte tensioni caratteristiche del processo di moltiplicazione dei PMT, viene accelerato producendo tramite urti e ionizzazione una cascata di elettroni secondari; questi generano un segnale di corrente che viene poi raccolto e processato dall'elettronica di readout. La relazione che però lega l'energia iniziale della particella, che in rivelatori delle dimensioni di JUNO coincide con l'energia depositata nell'apparato, con il numero di PE osservati non è di tipo lineare. Questo è dovuto al fatto che la produzione di fotoni per scintillazione segue la legge semi-empirica di Birks, che descrive un effetto di quenching che dipende dal tipo e dall'energia della particella. Inoltre, bisogna considerare che anche la luce prodotta per effetto Cherenkov dipende dalla velocità della particella carica. Oltre agli effetti di non-linearità introdotti dai meccanismi fisici di produzione della luce, anche l'apparato di elettronica e il processo di moltiplicazione dei PMT aggiungono un effetto di non-linearità tra i fotoni creati nel LS e la carica elettrica rivelata dall'elettronica. Per ovviare a questo problema è stata sviluppata una tecnica di calorimetria duale, per cui vengono confrontati i risultati ottenuti per i LPMT e gli SPTM, tenendo questo effetto sotto controllo. In questa tesi lo studio della non-linearità è limitato solo alla parte dovuta alla fisica e non a quella strumentale dei PMT e dell'elettronica.

Per studiare la non-linearità legata ai fenomeni della fisica bisogna studiare la relazione che lega l'energia della particella con l'energia visibile e questo si può fare tramite la calibrazione del rivelatore. L'energia visibile è un'energia stimata, a partire dal numero di PE rivelati, come  $E_{vis} = \frac{PE}{Y_0}$ , dove  $Y_0$  è il light yield ottenuto nella sezione 3.2.4. Per cui lo studio dell'effetto di non-linearità, definito come  $f_{nonlin} = \frac{E_{vis}}{E_{true}}$ , permetterà la ricostruzione dei valori veri dell'energia delle particelle prodotte,  $E_{true}$ , a partire dai valori osservati dell'energia rivelata  $E_{vis}$ .

Per poter conoscere la risposta del rivelatore e gli effetti di non-linearità è necessario compiere una calibrazione [5] del rivelatore attraverso sorgenti radioattive artificiali. Per il nostro studio abbiamo usato un software di simulazioni basato su Geant4, chiamato SNIPER, Software for Non-collider Physics experiment [6], su cui è stato costruito il framework ufficiale di simulazioni di JUNO che contiene i dettagli sulla geometria e i parametri ottici caratteristici del rivelatore. Le sorgenti radioattive che sono state simulate per questo studio sono presentate nella tabella 3.1; Esse sono sorgenti gamma che variano dalle centinaia di keV a qualche MeV, oltre che sorgenti di neutroni e positroni, che permet-

Sorgenti e Processi	Particella Emessa	Radiazione
$^{137}\text{Cs}$	$\gamma$	0.662 MeV
$^{54}\text{Mn}$	$\gamma$	0.835 MeV
$^{60}\text{Co}$	$\gamma$	1.173 MeV + 1.333 MeV
$^{40}\text{K}$	$\gamma$	1.461 MeV
$^{68}\text{Ge}$	$e^+$	annichilazione 0.511 MeV + 0.511 MeV
$(n,\gamma)\text{p}$	$\gamma$	2.2 MeV
$(n,\gamma)^{12}\text{C}$	$\gamma$	4.94 MeV or 3.68 MeV + 1.26 MeV

Tabella 3.1: Lista delle sorgenti radioattive simulate per la calibrazione

tono di coprire il range delle energie che verranno analizzate per gli IBD. Per ogni sorgente elencata in tabella 3.1 sono stati simulati 100,000 eventi.

### 3.1 Simulazioni

Le sorgenti radioattive relative all'ACU, che è il sistema da noi simulato e che è stato presentato nella sezione 2.1, poste all'interno del rivelatore, si trovano chiuse all'interno di un guscio cilindrico di acciaio inossidabile ( $6\text{ mm} \times 6\text{ mm}^2$ ) coperto da uno strato di politetrafluoroetilene (PTFE) e attaccato ad un filo di acciaio inossidabile del diametro di 1 mm, come mostrato in figura 3.1. Inoltre, 160 mm al di sopra della sorgente un connettore di PTFE permette un facile ricambio della sorgente quando desiderato, mentre 160 mm al di sotto di essa è posto un peso da circa 100 g, coperto a sua volta da PTFE, per mantenere la tensione del cavo.

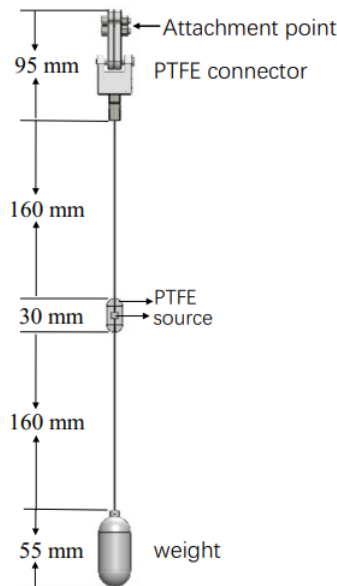


Figura 3.1: Design della struttura usata per immergere le sorgenti radioattive nel LS per il sottosistema di calibrazione ACU. Da [5].

La presenza di questa struttura ha degli effetti sull'energia effettivamente depositata nel LS; di conseguenza le simulazioni sono state fatte tutte con la sorgente all'interno del guscio cilindrico e con tutta la struttura in figura 3.1, in quanto questo scenario è quello che poi verrà affrontato realmente. Solo in alcuni casi è stata simulata la sorgente "nuda", senza struttura, per comprendere meglio alcuni spettri. Le sorgenti sono state simulate al centro del rivelatore per non introdurre effetti di non-uniformità spaziale.

I valori che sono stati analizzati per le varie sorgenti sono:

- l'energia depositata dalle particelle emesse dalla sorgente all'interno del LS.
- la quenched energy, che corrisponde al valore di energia trasportato dai fotoni ottici che sono stati emessi dal LS. Questo valore non è proporzionale all'energia depositata, proprio a causa degli effetti di quenching, descritti dalla legge di Birks.
- il numero di PE totali che vengono rivelati; questo valore tiene conto della quantità di fotoni ottici generati (quenched energy) ed è legato anche alla photon detection efficiency.

In JUNO verranno osservati solamente i PE totali, quindi gli altri parametri non possono essere misurati. Essi, grazie al Monte Carlo, sono solo simulati a partire dalla fisica dei decadimenti delle sorgenti radioattive, tenendo conto dalla geometria del rivelatore, e da effetti come quello della legge di Birks per la quenched energy.

In seguito sono presentati i risultati delle simulazioni per le varie sorgenti

### 3.1.1 $^{137}\text{Cs}$

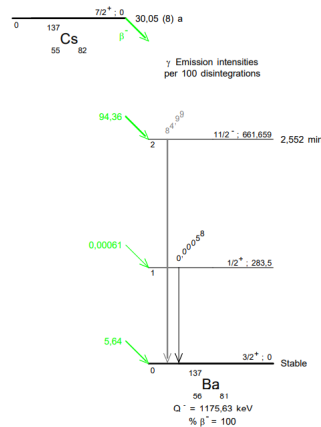


Figura 3.2: Schema del decadimento del  $^{137}\text{Cs}$  in cui le frecce verdi rappresentano i decadimenti  $\beta^-$ , mentre quelle nere rappresentano l'emissione di gamma. Da [7].

Il  $^{137}\text{Cs}$  nel 94,36% dei casi decade  $\beta^-$ , nel secondo stato eccitato del  $^{137}\text{Ba}$ ; quest'ultimo a sua volta decade  $\gamma$ , con una vita media  $\tau = 2,55$  min, nell' 85% dei casi al suo stato fondamentale con l'emissione di un fotone di energia  $E_\gamma = 661.7$  keV. La sequenza di decadimenti che ci interessa è quindi  $^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137}\text{Ba}^* + e^- + \bar{\nu}_e$  e  $^{137}\text{Ba}^* \rightarrow ^{137}\text{Ba} + \gamma(661.7 \text{ keV})$ .

La sorgente di cesio è una di quelle per cui è stata simulato sia il decadimento della sorgente "nuda" che quello nella struttura per calibrazione.

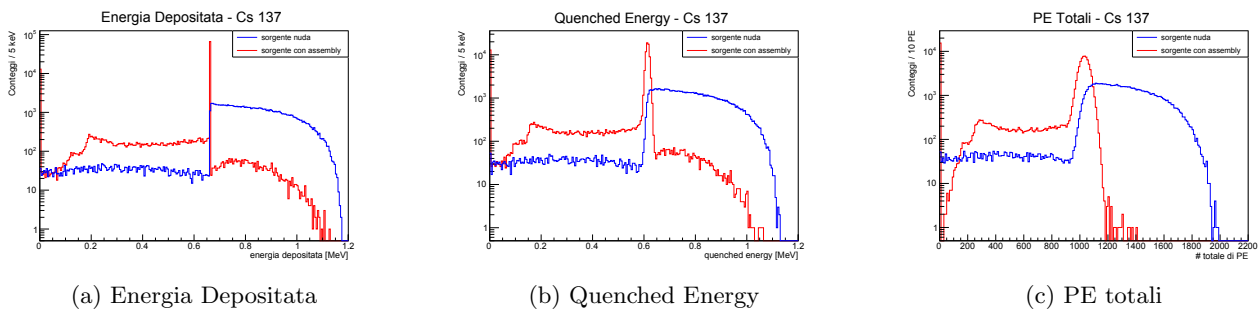


Figura 3.3: Confronto tra sorgente "nuda", in blu, e sorgente all'intero della struttura, in rosso, degli spettri di energia depositata, quenched energy e PE totali ottenuti della simulazione del  $^{137}\text{Cs}$

La figura 3.3a mostra un confronto per l'energia depositata tra la sorgente "nuda" e quella nel guscio cilindrico. Nel caso della sorgente "nuda", curva blu, tutti i prodotti del decadimento rilasciano la loro

energia nel LS, per cui si osserva uno spettro in cui le energie depositate dal  $e^-$  e dal  $\gamma$  sono sommate e si osserva l'energia complessivamente rilasciata nel LS. Infatti ciò che risulta è lo spettro delle energie del decadimento  $\beta$ , a cui però viene aggiunta l'energia depositata dal fotone, che ci aspettiamo abbia un picco a  $E_{dep} = 661.7$  keV. Quindi si osserva uno spettro *beta* "traslato" dell'energia del fotone che termina a  $E = 1175.63$  keV, che corrisponde alla somma tra l'energia del gamma e il Q valore del decadimento verso lo stato eccitato del bario ( $Q_1 = 513.97$  keV). Invece, la spalla che si presenta alle basse energie è dovuta al decadimento  $\beta$  verso lo stato fondamentale, che avviene nel 5.64% dei casi, in cui non c'è emissione di alcun fotone e lo spettro delle energie va da zero al Q valore ( $Q_2 = 1175.63$  keV). Lo spettro delle energie depositate, nel caso in cui la sorgente sia contenuta nel guscio cilindrico, in rosso, presenta una fondamentale differenza che consiste nel fatto che molti elettroni emessi nel decadimento beta vengono assorbiti dall'assembly, per cui lo spettro risultante è principalmente quello del fotone. Infatti è presente il picco a  $E_{dep} = 661.7$  keV, mentre ad energie più basse si può osservare una spalla che è dovuta al fatto che i fotoni non rilasciano tutta la loro energia nel LS. Questo avviene principalmente tramite due processi: il primo riguarda la perdita di energia nel materiale non scintillante, come il contenitore della sorgente, tramite effetto fotoelettrico o scattering Compton; mentre il secondo, detto effetto di "shadowing", deriva dal fatto che, nonostante i materiali PTFE della struttura di calibrazione, i fotoni ottici possono essere assorbiti lo stesso da queste superfici, per cui per i PFTE è assunta una riflettività del 90%. La coda presente ad alte energie invece è dovuta da alcuni elettroni che riescono ad uscire dall'assembly rilasciando la loro energia nel LS.

La figura 3.3b rappresenta la quenched energy e gli spettri ottenuti sono estremamente legati a quelli precedenti, poiché la quenched energy ha una forte dipendenza dall'energia depositata. In particolare c'è un effetto di allargamento del picco, causato dagli effetti di non linearità che caratterizzano questo processo.

Infine, la figura 3.3c mostra la distribuzione dei fotoelettroni e segue l'andamento dei grafici precedenti; la produzione di PE segue dai processi di deposito e quenching delle energie e l'ulteriore allargamento del fotopicco è legato al processo stocastico di produzione di fotoni ottici nel LS e della successiva rivelazione tramite effetto fotoelettrico sui fotocatodi dei PMT.

### 3.1.2 $^{54}\text{Mn}$

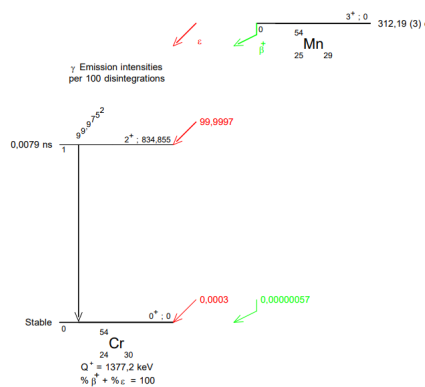


Figura 3.4: Schema del decadimento del  $^{54}\text{Mn}$  in cui le frecce verdi rappresentano i decadimenti  $\beta^+$ , quelle nere rappresentano l'emissione di gamma e quelle rosse la cattura elettronica. Da [7].

Il  $^{54}\text{Mn}$  decade per cattura elettronica nel 99.9997% dei casi nello stato eccitato del  $^{54}\text{Cr}$ . Quest'ultimo decade  $\gamma$ , con una vita media  $\tau = 0.0079$  ns, al suo stato fondamentale con l'emissione di un fotone di energia  $E_\gamma = 834.855$  keV. Le reazioni dei decadimenti sono quindi  $^{54}\text{Mn} + e^- \rightarrow ^{54}\text{Cr}^* + \nu_e$  e  $^{54}\text{Cr}^* \rightarrow ^{54}\text{Cr} + \gamma(834.855 \text{ keV})$ .

Anche la sorgente di manganese è stata simulata sia "nuda" che dentro l'assembly.

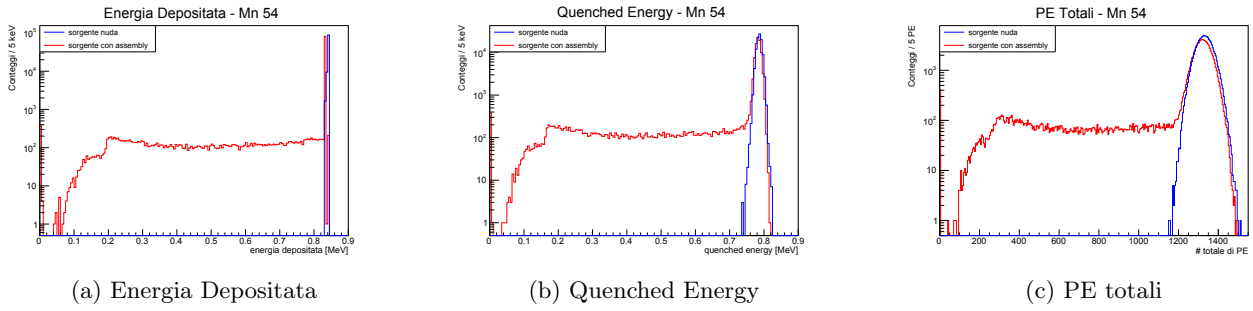


Figura 3.5: Confronto tra sorgente "nuda", in blu, e sorgente all'intero della struttura, in rosso, degli spettri di energia depositata, quenched energy e PE totali ottenuti della simulazione del  $^{54}\text{Mn}$

Lo spettro dell'energia depositata per la sorgente "nuda" in figura 3.5a, raffigura un picco, corrispondente all'energia del fotone emesso  $E_{dep} = 834.855 \text{ keV}$ . Oltre al gamma, vengono emessi dei raggi X, dovuti al riarrangiamento degli elettroni negli orbitali dell'atomo dopo che il nucleo del manganese cattura un elettrone creando una lacuna. Questi raggi hanno un'energia sull'ordine dei 5 keV, per cui l'effetto visibile è un picco a bassa energia. Oltre a queste radiazioni nessun'altra particella contribuisce allo spettro. Invece nello spettro della sorgente dentro l'assembly, oltre al fotopicco del gamma è presente una spalla che, come detto precedentemente è dovuta alla perdita di energia del fotone nell'assembly. Anche i raggi X vengono assorbiti, per cui la riga è meglio definita sul fotopicco.

Gli spettri della quenched energy e del numero totale di PE, figure 3.5b e 3.5c, si comportano analogamente al caso precedente, per cui seguono l'andamento dello spettro dell'energia depositata, con un allargamento del picco per gli effetti discussi precedentemente.

### 3.1.3 $^{60}\text{Co}$ e $^{40}\text{K}$

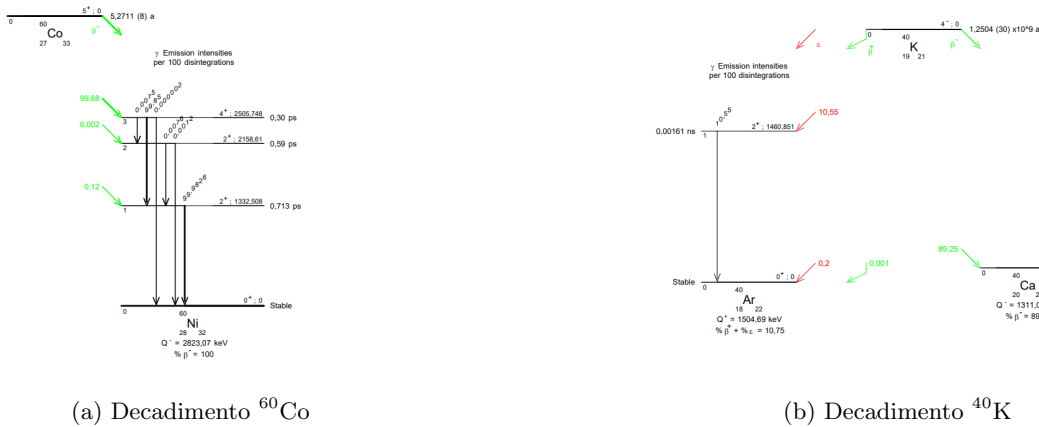


Figura 3.6: Schema del decadimento di  $^{60}\text{Co}$  e  $^{40}\text{K}$  in cui le frecce verdi rappresentano i decadimenti  $\beta^-$  o  $\beta^+$  a seconda della direzione, destra per i  $\beta^-$  e sinistra per i  $\beta^+$ . Le frecce nere rappresentano l'emissione di gamma e quelle rosse la cattura elettronica. Da [7].

Il  $^{60}\text{Co}$  decade  $\beta^-$  ai livelli eccitati del  $^{60}\text{Ni}$ , e nel 99.88% dei casi decade al terzo stato eccitato, che ha una differenza di energia rispetto allo stato fondamentale del nichel di  $\Delta E_{0^+_{-4}^+} = 2505.748 \text{ keV}$ . Successivamente decade gamma nei vari livelli di energia inferiore fino ad arrivare allo stato fondamentale, tra questi nel 99.85% dei casi decade al primo stato eccitato emettendo un gamma di energia  $E_\gamma = 1173.24 \text{ keV}$ , per poi decadere nel 99.9826% dei casi allo stato fondamentale, emettendo un gamma di energia  $E_\gamma = 1332.508 \text{ keV}$ . Le reazioni di decadimento sono  $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$  e  $^{60}\text{Ni}^* \rightarrow ^{60}\text{Ni} + \gamma(1173.24 \text{ keV}) + \gamma(1332.508 \text{ keV})$ .

Il  $^{40}\text{K}$  può decadere in diversi modi; decade  $\beta^-$  allo stato fondamentale del  $^{40}\text{Ca}$  nel 89.25% dei casi, decade per cattura elettronica nello stato fondamentale (0.2%) o nello stato eccitato (10.55%) del

$^{40}\text{Ar}$  e nell'ultimo caso dei due c'è emissione di un gamma di energia  $E_\gamma = 1460.822$  keV quando decade allo stato fondamentale. Infine il  $^{40}\text{K}$  può decadere  $\beta^+$  allo stato fondamentale del  $^{40}\text{Ar}$ , ma ciò avviene estremamente raramente, 0.001%. Il processo per noi più significativo è il decadimento per cattura elettronica con conseguente emissione di gamma. Le reazioni di decadimento sono  $^{40}\text{K} + e^- \rightarrow ^{40}\text{Ar}^* + \nu_e$  e  $^{40}\text{Ar}^* \rightarrow ^{40}\text{Ar} + \gamma(1460.822 \text{ keV})$ .

I modi di decadimento, con i rispettivi livelli energetici, sono rappresentati in figura 3.6.

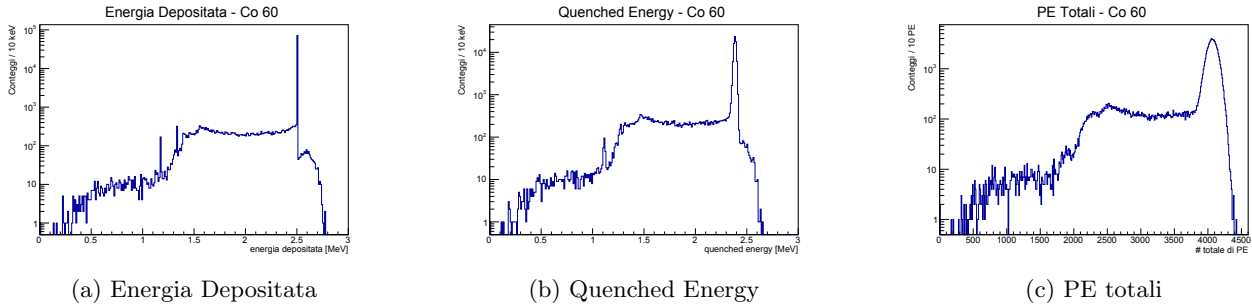


Figura 3.7: Spettri di energia depositata, quenched energy e PE totali ottenuti dalla simulazione del  $^{60}\text{Co}$  all'interno del guscio cilindrico

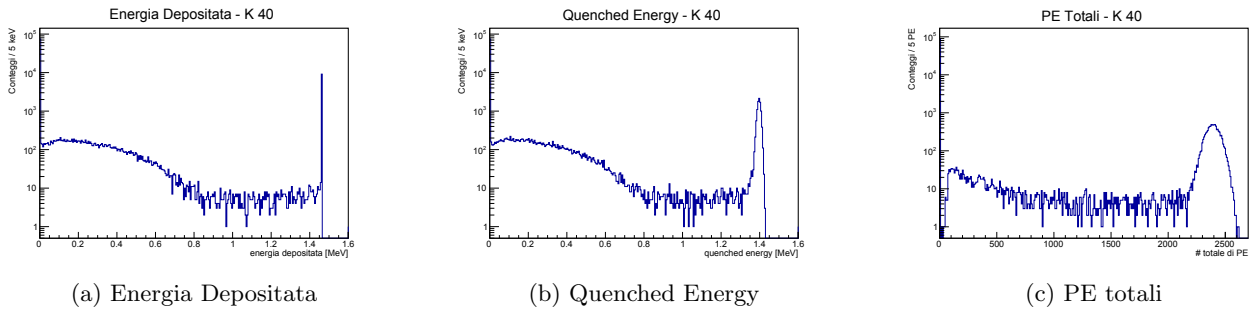


Figura 3.8: Spettri di energia depositata, quenched energy e PE totali ottenuti dalla simulazione del  $^{40}\text{K}$  all'interno del guscio cilindrico

Lo spettro dell'energia depositata del cobalto, figura 3.7a, presenta un picco per  $E_{dep} = 2.505$  MeV che corrisponde alla somma delle energie dei due gamma, mentre alla sua sinistra c'è la spalla dovuta ad una cessione parziale dell'energia del fotone nell'assembly. Questa spalla presenta un gradino vicino a  $E_{dep} \approx 1.3\text{MeV}$ , che corrisponde al valore di energia di uno dei due gamma, per cui si può pensare alla parte prima di questa "soglia" come i valori dell'energia quando il fotone meno energetico viene assorbito. Si possono inoltre osservare dei picchi corrispondenti alle energie dei due gamma, quindi  $E_{dep} = 1173.24$  keV e  $E_{dep} = 1332.508$  keV, ma questi presentano una statistica di molto inferiore rispetto al picco principale a 2.5 MeV.

Nello spettro dell'energia depositata del potassio, figura 3.8a, di tutti i decadimenti che possono avvenire, e di conseguenza di tutte le particelle che possono essere emesse, il contributo più rilevante è quello del fotone emesso dalla diseccitazione dell'argon, con un picco a  $E_{dep} = 1.460$  MeV. Si osserva, a basse energie, lo spettro degli elettroni emessi nel decadimento  $\beta^-$  che riescono ad uscire dal guscio cilindrico contenente la sorgente. A differenza del caso del cesio, lo spettro del decadimento beta non risulta sommato al decadimento gamma, in quanto i due processi non avvengono assieme. Invece il decadimento  $\beta^+$  avviene così raramente che non ha alcun contributo significativo nel segnale. Dal momento che l'emissione del fotone avviene nel 10.55% dei casi, lo spettro ha un elevato numero di eventi con energia depositata nulla, circa il 90% corrispondente alla percentuale di eventi senza emissione gamma, e per questo il picco presenta una statistica inferiore rispetto ad altre sorgenti, a parità di eventi simulati. Anche in questo spettro è presente la spalla dovuta all'assorbimento parziale dell'energia dei gamma.



L'evoluzione dello spettro in quello della quenched energy, figura 3.7b per il cobalto e figura 3.8b per il potassio, e in quello dei PE totali, figura 3.7c e 3.8c, seguono dai processi descritti precedentemente.

### 3.1.4 $^{68}\text{Ge}$

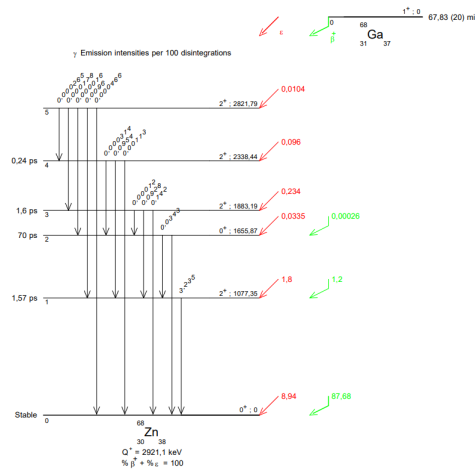


Figura 3.9: Schema del decadimento del  $^{68}\text{Ga}$ , prodotto dal decadimento del  $^{68}\text{Ge}$ , in cui le frecce verdi rappresentano i decadimenti  $\beta^+$ , quelle nere rappresentano l'emissione di gamma e quelle rosse la cattura elettronica. Da [7].

Il  $^{68}\text{Ge}$  decade nel 100% dei casi per cattura elettronica allo stato fondamentale del  $^{68}\text{Ga}$ . Questo non è stabile, infatti ha vita media  $\tau = 67.83$  min, per cui a sua volta decade o per cattura elettronica o tramite decadimento  $\beta^+$  agli stati eccitati o allo stato fondamentale del  $^{68}\text{Zn}$ ; il decadimento  $\beta^+$  allo stato fondamentale dello zinco avviene al 87.68%. I positroni emessi nel decadimento beta annichilano all'interno della sorgente, creando due fotoni di energia  $E_\gamma = 0.511$  MeV. Nel caso in cui il gallio decada allo stato fondamentale dello zinco, all'energia di annichilazione va sommata anche l'energia dei gamma di diseccitazione dello zinco da uno stato eccitato allo stato fondamentale. Le reazioni di decadimento sono  $^{68}\text{Ge} + e^- \rightarrow ^{68}\text{Ga} + \nu_e$ ,  $^{68}\text{Ga} \rightarrow ^{68}\text{Zn} + e^+ + \nu_e$  e  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma(0.511 \text{ MeV}) + \gamma(0.511 \text{ MeV})$ . I modi di decadimento del gallio sono illustrati nella figura 3.9.

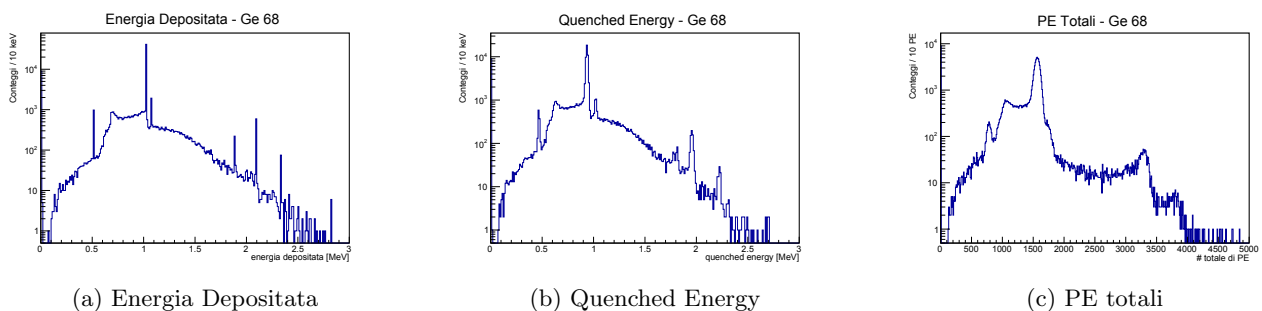


Figura 3.10: Spettri di energia depositata, quenched energy e PE totali ottenuti dalla simulazione del  $^{68}\text{Ge}$  all'interno del guscio cilindrico

Nello spettro dell'energia depositata, figura 3.10a, sono presenti più picchi, alcuni corrispondenti a fotoni emessi durante la diseccitazione del nichel, come il picco a  $E_{dep} = 1.07735$  MeV o quello a  $E_{dep} = 1.883$  MeV, oppure corrispondenti alla combinazione di alcuni di essi. Ma il picco più pronunciato è quello a  $E_{dep} = 1.022$  MeV, ovvero quello che corrisponde ai fotoni emessi a seguito dell'annichilazione del positrone con l'elettrone. È anche presente un picco che corrisponde all'energia  $E_{dep} = 0.511$  MeV, ovvero l'energia di un singolo fotone risultato dall'annichilazione; ciò potrebbe essere causato da annichilazioni che avvengono vicino alla superficie del guscio cilindrico contenente la sorgente, per cui, mentre un fotone deve attraversare solo la superficie per uscire, l'altro deve attraversare tutta la sorgente, dal momento che sono emessi nella stessa direzione con verso opposto,

per cui quest'ultimo perde tutta la sua energia prima di arrivare al LS. Si osserva anche un picco all'energia  $E_{dep} = 2.099$  MeV, che è la somma delle energie dei fotoni provenienti dall'annichilazione e del fotone da 1.077 MeV. La scala degli spettri è logaritmica, per cui il picco a 1.022 MeV è l'unico che ha senso includere nella campagna di calibrazione.

### 3.1.5 Neutroni con momento da 1 MeV

Una parte fondamentale nella rivelazione del segnale dovuto al IBD in JUNO è la rivelazione dei fotoni prodotti a seguito della cattura neutronica. Di conseguenza, per poter compiere una calibrazione più accurata, è necessario estendere il range di energie studiate ad valori di qualche megaelettronvolt. Nella campagna di calibrazione di JUNO, l'idea è di utilizzare sorgenti di neutroni, in particolare sorgenti di AmBe e AmC. Per semplicità, si è deciso di simulare sorgenti di neutroni termici, ovvero neutroni con quantità di moto  $p=1$  MeV, in quanto essi hanno un'energia cinetica molto bassa,  $E_k \approx 0.5$  keV. Dal momento che la loro energia cinetica è bassa, riescono a uscire dal guscio cilindrico e una volta che raggiungono il LS, il segnale che essi rilasciano è principalmente dovuto proprio dalla cattura elettronica. Quest'ultima può avvenire in due modi:

- Nel 99% dei casi il neutrone viene catturato da un protone, formando uno stato eccitato di  ${}^3\text{H}^*$ , che decade gamma allo stato fondamentale con l'emissione di un fotone di energia  $E_\gamma = 2.22$  MeV.
- Nel 1% dei casi il neutrone viene catturato da un nucleo di  ${}^{12}\text{C}$ , formando uno stato eccitato di  ${}^{13}\text{C}^*$ , che in seguito decade gamma; nel 67.5% dei casi decade emettendo un fotone di energia  $E_\gamma = 4.94$  MeV, mentre nel 32.1% dei casi decade emettendo due fotoni da  $E_\gamma = 1.62$  MeV e da  $E_\gamma = 3.68$  MeV.

Lo spettro dell'energia depositata, in figura 3.11a, mostra la presenza di due picchi in corrispondenza delle due possibili catture neutroniche; il picco di  $E=2.22$  MeV, legato alla cattura neutronica da parte del protone, è molto più pronunciato del secondo e ciò è dovuto al fatto che questo fenomeno avviene nel 99% dei casi; infatti il secondo picco è circa di due ordini di grandezza inferiore al primo. Nella parte finale dello spettro sembra che ci siano altri picchi che potrebbero essere legati al fatto che la cattura elettronica può avvenire con elementi più pesanti che in piccola percentuale sono una contaminazione del LS, come il ferro, e che a seguito della cattura del neutrone emettono dei gamma ad energie superiori. Questi picchi sono poco pronunciati.

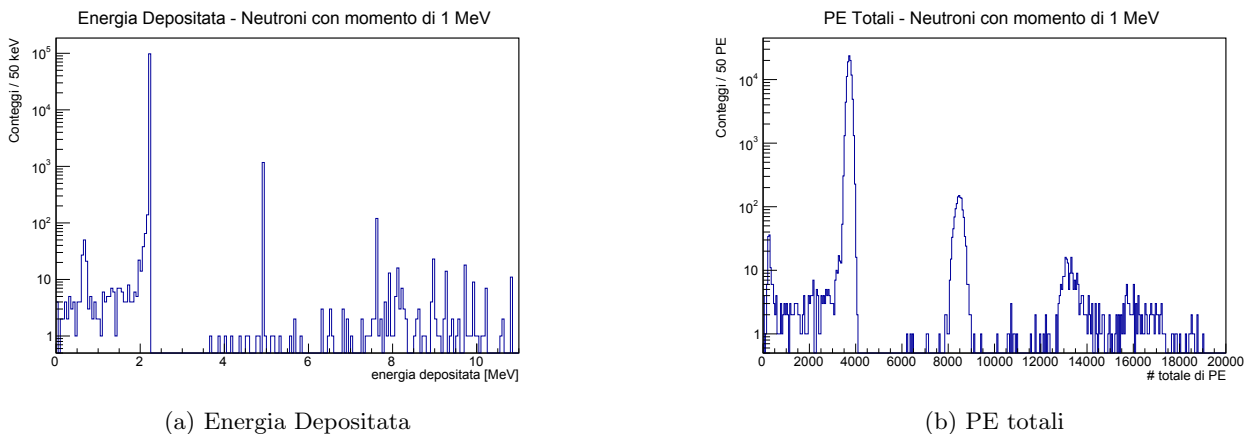


Figura 3.11: Spettri di energia depositata e PE totali ottenuti della simulazione di una sorgente di neutroni termici all'interno del guscio cilindrico

## 3.2 Analisi dei fotopicchi

Per poter stimare gli effetti di non linearità è necessario conoscere l'andamento dell'energia visibile, ovvero del numero di fotoelettroni prodotti, in funzione dell'energia della particella incidente. Per fare ciò dobbiamo quindi stimare il numero di fotoelettroni prodotti dai gamma delle sorgenti radioattive

precedentemente analizzate. Per fare questo si ricerca il centroide del fotopicco in corrispondenza del picco di energia depositata dei gamma. Nelle seguenti sottosezioni sono presentati tre metodi per la ricerca di questo valore.

### 3.2.1 Fit gaussiani sugli spettri completi

Una prima stima del centroide del fotopicco viene fatta tramite il fit del picco usando una funzione gaussiana per ciascuna sorgente, inclusi i due fotopicchi dello spettro delle sorgenti di neutroni. I valori del centroide ottenuti dai fit, indicati come "Mean", sono le stime del numero di fotoelettroni prodotti da particelle di determinate energie, mentre la larghezza  $\sigma$  della gaussiana fornisce una stima della risoluzione energetica; gli errori associati a queste stime sono indicati come  $err_{Mean}$  e  $err_{\sigma}$  rispettivamente. I risultati sono presentati in figura 3.12 e nella tabella 3.2.

Sorgenti e Processi	$E_{\gamma}$ [MeV]	Mean [PE]	$err_{Mean}$ [PE]	$\sigma$ [PE]	$err_{\sigma}$ [PE]
$^{137}\text{Cs}$	0.662	1031.9	0.1	35.8	0.1
$^{54}\text{Mn}$	0.835	1321.9	0.2	41.2	0.1
$^{60}\text{Co}$	2.505	4066.3	0.3	78.0	0.3
$^{40}\text{K}$	1.461	2391.4	0.6	61.2	0.5
$^{68}\text{Ge}$	1.022	1565.0	0.2	45.3	0.2
n-H	2.22	3727.1	0.3	82.6	0.2
n-C	4.94	8467	5	155	4

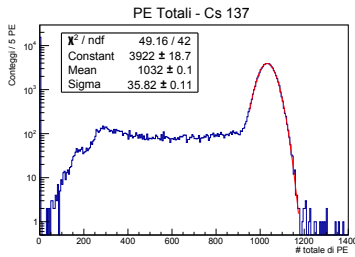
Tabella 3.2: Risultati dei fit gaussiani sullo spettro dei PE totali

La presenza della spalla alle basse energie influisce sulla forma della gaussiana, e in particolare sui valori di Mean e di  $\sigma$ , in quanto, supponendola come un funzione che segue l'andamento di un gradino che si annulla verso il centroide della gaussiana, essa alza la curva prima di questo valore spostando il centro del picco a sinistra. Questi primi fit sono stati fatti trascurando il contributo della spalla e ciò comporta che le stime abbiano un errore sistematico legato al fondo. Infatti noi stiamo cercando la corrispondenza tra i valori dell'energia che una particella rilascia nel LS e i PE prodotti, ma la coda a basse energie è legata ai gamma che rilasciano solo parte della loro energia nel LS, quindi a valori di energia rilasciata diversi da quelli del picco; dal momento che la produzione dei PE non è lineare, non considerare il fondo porta ad allontanare la stima dal valor vero. L'unico caso in cui non c'è bisogno di considerare il fondo è quello della sorgente di neutroni, dove lo spettro non presenta la spalla sulle basse energie, in quanto i gamma associati alla cattura neutronica vengono prodotti all'intero del LS e non nel guscio cilindrico come per le altre sorgenti. Questo implica che i fotoni non perdono parte della loro energia nella struttura e vengono completamente assorbiti dal LS, restituendo uno spettro senza la spalla.

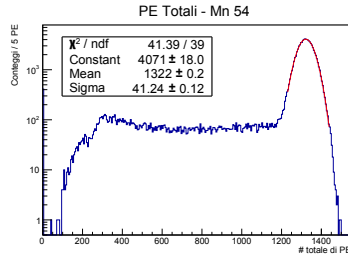
### 3.2.2 Fit gaussiani sugli spettri dei PE con soglia sulle energie depositate

Un modo per superare la criticità legata alla presenza del fondo è cercare di ottenere uno spettro "pulito" che non presenta la spalla sulle basse energie. Per cui si cerca uno spettro che tiene conto solo degli eventi per cui il fotone rilascia tutta la sua energia all'interno del LS. Sono stati plottati gli spettri dei PE totali per gli eventi i cui valori dell'energia depositata fossero maggiori o uguali all'energia del fotone prodotto. Stiamo quindi eliminando tutti gli eventi che rilasciano parte della propria energia nel guscio cilindrico. Gli spettri così ottenuti sono stati fittati con una gaussiana e i risultati sono presentati nella tabella 3.3 e nella figura 3.13. Nella tabella 3.3 è inoltre indicato il numero di eventi che hanno superato il taglio sull'energia depositata rispetto al numero totale di eventi simulati, pari a 100,000 eventi. Non è necessario fare quest'analisi anche per la sorgente di neutroni per quanto detto precedentemente.

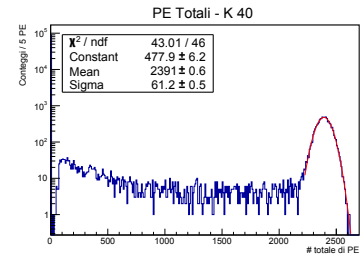
I risultati di questi fit ovviano il problema presentato precedentemente, ma anche questo metodo presenta delle criticità. In primo luogo non vengono considerati tutti gli eventi a disposizione e ciò riduce la statistica degli spettri analizzati. Nella maggior parte dai casi la riduzione degli eventi



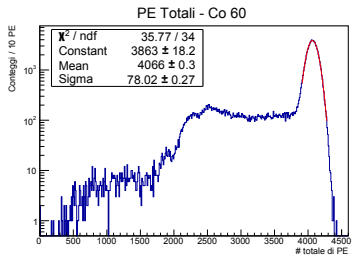
(a)  $^{137}\text{Cs}$ : fit range (950-1175)PE



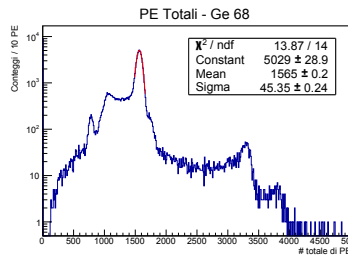
(b)  $^{54}\text{Mn}$ : fit range (1230-1440)PE



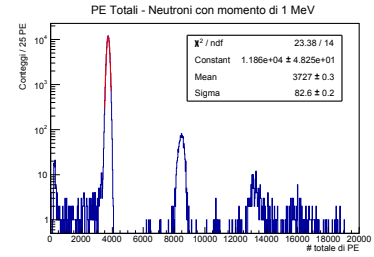
(c)  $^{40}\text{K}$ : fit range (1223-2629)PE



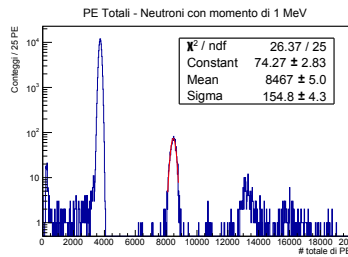
(d)  $^{60}\text{Co}$ : fit range (3910-4280)PE



(e)  $^{68}\text{Ge}$ : fit range (1490-1660)PE

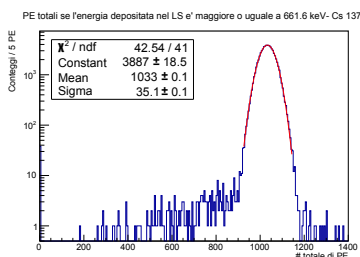


(f) N: fit range (3500-3925)PE corrispondente alla cattura neutronica da parte del protone

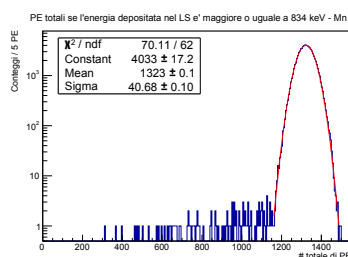


(g) N: fit range (8100-8800)PE corrispondente alla cattura neutronica da parte del C

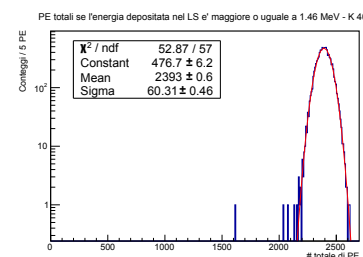
Figura 3.12: Fit gaussiani dei fotopicchi delle varie sorgenti



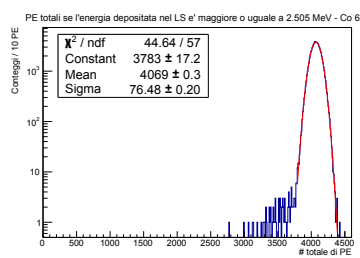
(a)  $^{137}\text{Cs}$ : fit range (925-1145)PE



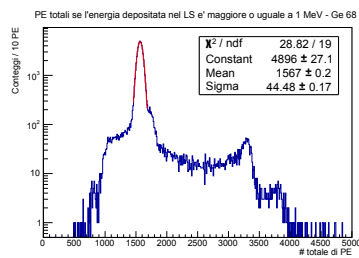
(b)  $^{54}\text{Mn}$ : fit range (1160-1485)PE



(c)  $^{40}\text{K}$ : fit range (0-2700)PE



(d)  $^{60}\text{Co}$ : fit range (3790-4390)PE



(e)  $^{68}\text{Ge}$ : fit range (1460-1680)PE

Figura 3.13: Fit gaussiani degli spettri con una soglia sulle energie depositate per tutte le sorgenti

Sorgenti	$E_\gamma$	Eventi	Mean [PE]	$err_{Mean}$ [PE]	$\sigma$ [PE]	$err_\sigma$ [PE]
$^{137}\text{Cs}$	0.662	68736	1033.0	0.1	35.1	0.1
$^{54}\text{Mn}$	0.835	82419	1322.9	0.1	40.7	0.1
$^{60}\text{Co}$	2.505	9124	4069.0	0.3	76.5	0.2
$^{40}\text{K}$	1.461	72650	2392.6	0.6	60.3	0.5
$^{68}\text{Ge}$	1.022	63200	1567.5	0.2	44.5	0.2

Tabella 3.3: Risultati dei fit gaussiani con una soglia sull'energia depositata

analizzati non è considerevole, ma per casi come lo spettro del potassio, figura 3.13c, gli eventi che si possono analizzare sono un decimo di quelli di partenza.

Un'altra problematica è legata alla presenza dello spettro ad alte energie. Infatti, in alcuni casi, l'energia rilasciata nel LS può essere superiore a quella del fotone che si vuole analizzare. Nel caso del cesio, come si vede in figura 3.3c, oltre al picco dovuto al gamma, è presente una zona ad alte energie che corrisponde alla combinazione dell'energia portata dall'elettrone prodotto dal decadimento  $\beta$  e di quella del fotone. Nel caso del germanio, invece, oltre ai fotoni emessi per annichilazione, avviene anche l'emissione di altri fotoni dovuti alla diseccitazione dello zinco, per cui lo spettro si estende ben oltre l'energia di 1.022 MeV che intendiamo analizzare, come si vede in figura 3.10c. La presenza di questi valori ad alte energie comporta che, nel caso del germanio per esempio, quando imponiamo una soglia inferiore sull'energia depositata, alcuni eventi che contribuiscono al picco del suo spettro potrebbero non provenire dai due gamma di annichilazione, ma da gamma di energia maggiore. Essi, infatti, perdono nel guscio della sorgente un'energia maggiore della soglia, ritrovandosi sotto al picco. Questo comporta che il picco può venir modificato da questi eventi.

L'ultima criticità riguarda il fatto che questa metodologia la possiamo applicare solamente nel caso in cui sappiamo l'energia della particella emessa; questo non è un problema per questa analisi preliminare fatta con le simulazioni Monte Carlo, ma quando inizierà la presa dati, l'energia con cui arrivano gli antineutrini elettronici sarà sconosciuta. Per cui sarà necessario sviluppare una tecnica per la determinazione del picco che sia indipendente dalla conoscenza dell'energia vera della particella.

**Confronto con i risultati ottenuti in 3.2.1** I centroidi della gaussiana ottenuti dal fit con una soglia sulle energie depositate, presentati nella tabella 3.3, risultano essere maggiori di quelli trovati con il fit dello spettro completo. Questo conferma il fatto che il gradino sposti il picco della curva verso sinistra, introducendo un bias. Nella tabella 3.4 sono presentate le differenze percentuali tra i centroidi, "Mean", e le larghezze,  $\sigma$ , dei fotopicchi, ottenuti con i fit sullo spettro completo e quelli ottenuti con i fit sullo spettro in soglia. L'aumento del valore del centroide rimane sotto lo 0.2%, mentre si osserva che, togliendo il fondo, si ha un restringimento della larghezza  $\sigma$  del fotopicco che sta intorno all'1.5-2%.

Sorgenti	$\Delta\text{Mean}$ [%]	$\Delta\sigma$ [%]
$^{137}\text{Cs}$	0.11	-2.01
$^{54}\text{Mn}$	0.07	-1.35
$^{60}\text{Co}$	0.07	-1.98
$^{40}\text{K}$	0.05	-1.45
$^{68}\text{Ge}$	0.16	-1.91

Tabella 3.4: Differenza percentuale tra i valori di Mean e  $\sigma$  ottenuti con l'analisi dello spettro completo dei PE totali, presentati nella tabella 3.2, e quelli ottenuti dall'analisi dello spettro di PE con una soglia sulle energie depositate, presentati nella tabella 3.3

### 3.2.3 Fit gaussiano con background

Per poter ottenere una corretta parametrizzazione della gaussiana in corrispondenza del fotopicco è necessario comprendere nell'analisi anche il fondo. Per fare questo, invece che fare semplicemente un

fit gaussiano, è stato fatto un fit che alla gaussiana somma una funzione che parametrizzi la spalla, e quindi il gradino, a basse energie. Per poterlo fare sono state provate diverse funzioni trovate in letteratura [8], e presentate nella tabella 3.5.

	Funzioni
B2	$Const \cdot e^{-\frac{(x-Mean)^2}{2\sigma^2}} + P_2(1 - e^{P_1 \frac{x-Mean}{2\sigma}})$
B3	$Const \cdot e^{-\frac{(x-Mean)^2}{2\sigma^2}} + P_3(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arctan(\frac{Mean-P_2 \cdot \sigma - x}{P_1 \sigma}))$
B4	$Const \cdot e^{-\frac{(x-Mean)^2}{2\sigma^2}} + P_1(1 - \frac{1}{1 + \frac{(x-Mean)^2}{\sigma^2}})$
B5	$Const \cdot e^{-\frac{(x-Mean)^2}{2\sigma^2}} + \frac{P_1}{1 + e^{(x-Mean)/(0.75 \cdot FWHM)}}$
B6	$Const \cdot e^{-\frac{(x-Mean)^2}{2\sigma^2}} + P_1(0.5 \cdot \operatorname{erfc}(\frac{x-Mean}{\sqrt{2}\sigma}))$
B7	$Const \cdot e^{-\frac{(x-Mean)^2}{2\sigma^2}} + P_1(0.5(2 - e^{2\frac{x-Mean}{\sigma}}))$ per $x < Mean$ $Const \cdot e^{-\frac{(x-Mean)^2}{2\sigma^2}} + P_1(0.5e^{2\frac{x-Mean}{\sigma}})$ per $x > Mean$

Tabella 3.5: Funzioni usate per il fit dello spettro dei PE totali. Esse sono composte da una prima parte che corrisponde alla gaussiana e una seconda parte che parametrizza il background. La nomenclatura delle funzioni è uguale a quella in letteratura [8] per consistenza.

**Studio fit sul cesio** I fit sono stati testati tutti sullo spettro del cesio, in base ai risultati si è scelto quale delle funzioni elencate descrive meglio la spalla, per poi applicarla ai fit sulle altre sorgenti. I risultati dei fit sono presentati nella figura 3.14 e nella tabella 3.6. I fit sono stati fatti nell'intervallo dei PE che va da 300 PE a 1550 PE.

	B2	B3	B4	B5	B6	B7
$\chi^2/dof$	1101/165	343.1/164	754.2/166	363.7/166	328.2/166	328/166
Mean [PE]	1033	1032	1031	1032	1033	1033
$err_{Mean}$ [PE]	0.1	0.2	0.1	0.1	0.1	0.1
$\sigma$ [PE]	37.06	34.94	34.23	35.26	35.36	35.36
$err_{\sigma}$ [PE]	0.11	0.14	0.11	0.11	0.11	0.11
Const	3825	3873	3986	3893	3885	3886
$err_{Const}$	18.5	19.1	19	18.7	18.7	18.7

Tabella 3.6: Confronto tra i risultati dei fit tramite le funzioni di tabella 3.5

I risultati del fit della prima funzione B2, nella figura 3.14a, mostrano che la funzione in questione non parametrizza bene la spalla. Infatti, l'andamento dello spettro a basse energie presenta una leggera conca, mentre l'andamento della B2, in quella zona è convesso, per cui il  $\chi^2$  per questo fit è notevolmente più alto che per le altre funzioni, come si può vedere anche in tabella 3.6. Bisogna notare che anche le altre funzioni non seguono l'andamento concavo dello spettro nella zona della spalla, poichè sono tutte per lo più costanti in quella zona, ma dal momento che esse non presentano la convessità della B2 restituiscono dei fit migliori. L'andamento concavo della spalla è evidenziato dai residui dei fit nelle figure 3.14. La funzione B4 invece ha la caratteristica che si annulla sul centroide della gaussiana [8], per poi tornare a salire, ma questo non rispecchia la fisica che ci aspettiamo per il fondo delle energie che deve seguire l'andamento di un gradino.

Infine, tra le funzioni rimaste, la B6 e la B7 restituiscono i valore del  $\chi^2$  migliori e hanno dei risultati per i parametri altamente compatibili, se non coincidenti. Tra le due però la funzione che si ritiene più adatta alla parametrizzazione è la B6 in quanto è quella migliore in accordo con la fisica. Infatti, se si ignora l'effetto dell'allargamento dovuto alla risoluzione del detector, ci aspetta che la distribuzione del fondo sia piatta e si estenda fino al centroide della gaussiana, per cui viene descritta da una funzione a gradino. In modo analogo a come i fotopicchi passano dall'essere delle righe monocromatiche ad essere

gaussiane, per l'allargamento dovuto alla risoluzione, così il bordo del gradino subisce questo effetto. Per cui bisogna fare una convoluzione tra la funzione a gradino e una gaussiana. Questo produce la funzione di errore complementare "erfc" presente nella funzione B6, che quindi viene scelta come la funzione per i fit dello spettro anche per le altre sorgenti.

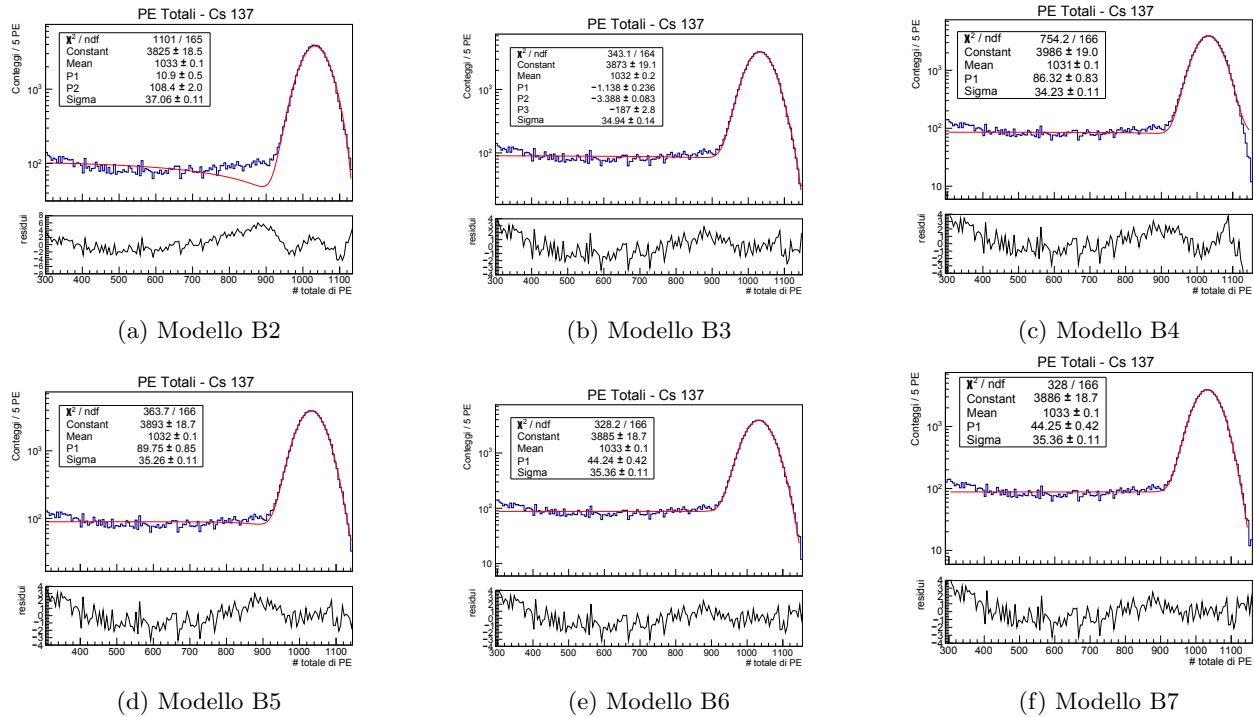


Figura 3.14: Fit dello spettro del cesio con diverse funzioni presentate in tabella 3.5 che descrivono sia il fotopicco che il fondo. I pannelli inferiori in ciascuna figura mostrano i residui che sono stati calcolati come la differenza tra il fit e l'istogramma divisa per l'incertezza del fit. Le funzioni sono state fittate nel range (300-1150)PE

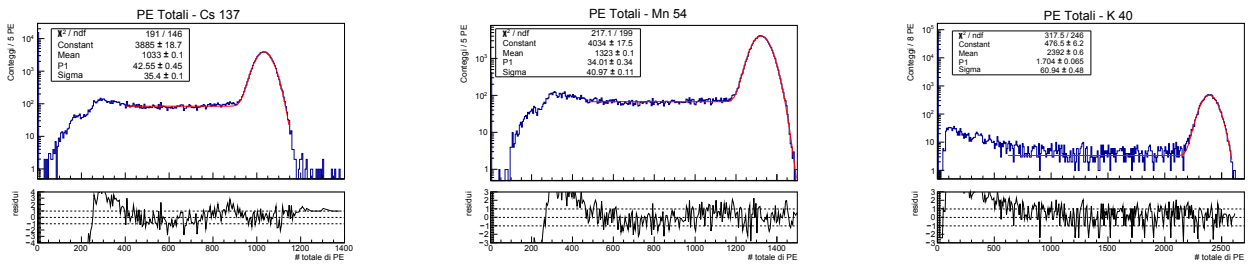
**Risultati dei fit della funzione B6 per le varie sorgenti** Nella figura 3.15 e nella tabella 3.7, sono presentati i risultati dei fit con la funzione B6 per le varie sorgenti. Questi fit sono stati fatti su degli intervalli che comprendono solamente la parte del fondo più vicina al gradino, in modo che la concavità dello spettro non intaccasse troppo la bontà del fit. Per questo motivo è stato fatto anche il fit per la sorgente del cesio in un intervallo più piccolo.

Sorgenti	$E_\gamma$	Mean [PE]	$err_{Mean}$ [PE]	$\sigma$ [PE]	$err_\sigma$ [PE]
$^{137}\text{Cs}$	0.662	1032.7	0.1	35.4	0.1
$^{54}\text{Mn}$	0.835	1322.5	0.1	41.0	0.1
$^{60}\text{Co}$	2.505	4068.2	0.3	77.0	0.2
$^{40}\text{K}$	1.461	2391.9	0.6	60.9	0.5
$^{68}\text{Ge}$	1.022	1568.0	0.2	44.3	0.2

Tabella 3.7: Risultati dei fit sulle varie sorgenti di calibrazione usando la funzione B6 della tabella 3.5

Nell'immagine 3.16 sono mostrate, a titolo illustrativo solo per la sorgente del cesio, le componenti della funzione B6, in rosso, ovvero la gaussiana, in blu, e il fondo, in verde.

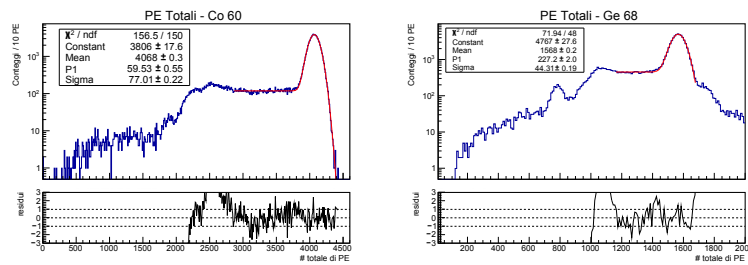
**Confronto con i risultati ottenuti nelle sezioni 3.2.1 e 3.2.2** La tabella 3.8, che confronta i risultati ottenuti con le tre metodologie di sezione 3.2.1, 3.2.2 e 3.2.3, mostra, in analogia a quanto accade col metodo presentato nella sezione 3.2.2, che il centroide del fotopicco ottenuto dal fit dello spettro completo tramite la funzione B6, risulta essere maggiore del valore ottenuto dal fit gaussiano dello spettro completo. Questo è dovuto alla presenza del gradino che nel primo caso viene incluso nell'analisi. Inoltre, l'analisi fatta tramite la funzione B6 restituisce delle larghezze del fotopicco,  $\sigma$ ,



(a) <sup>137</sup>Cs: fit range (400-1150)PE

(b) <sup>54</sup>Mn: fit range (480-1525)PE

(c) <sup>40</sup>K: fit range (612-2660)PE



(d) <sup>60</sup>Co: fit range (2860-4480)PE

(e) <sup>68</sup>Ge: fit range (1160-1680)PE

Figura 3.15: Fit gaussiani delle varie sorgenti usando la funzione B6 con il plot dei residui

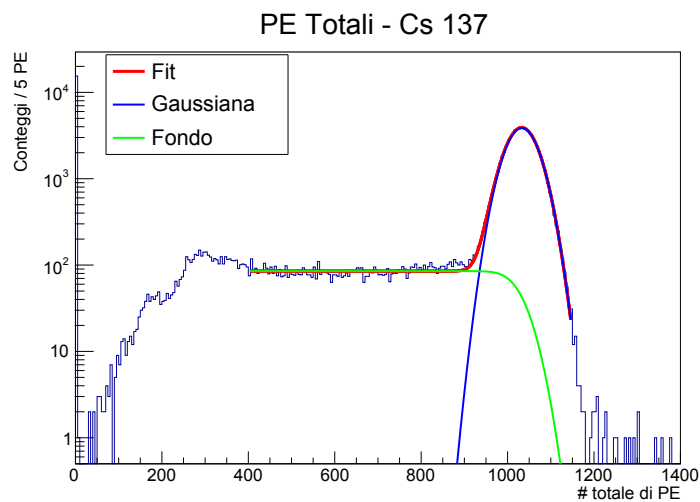


Figura 3.16: Scomposizione della funzione B6 per lo spettro del <sup>137</sup>Cs



minori, come accadeva nel caso dell'analisi in soglia, rispetto al caso del fit gaussiano sullo spettro completo dei PE. I valori ottenuti dal fit tramite la funzione B6 sono, per lo più, più vicini ai valori ottenuti dall'analisi in soglia che considerava il solo fotopicco, per cui è valso lo sforzo di implementare il fit includendo il fondo.

Sorgenti	Confronto tra fit della gaussiana e di B6		Confronto tra fit di gauss in soglia e di B6	
	$\Delta\text{Mean}$ [%]	$\Delta\sigma$ [%]	$\Delta\text{Mean}$ [%]	$\Delta\sigma$ [%]
$^{137}\text{Cs}$	0.07	-1.17	-0.03	0.86
$^{54}\text{Mn}$	0.05	-0.64	-0.03	0.72
$^{60}\text{Co}$	0.05	-1.30	-0.02	0.69
$^{40}\text{K}$	0.02	-0.42	-0.03	1.04
$^{68}\text{Ge}$	0.19	-2.28	0.03	-0.37

Tabella 3.8: Differenza percentuale tra i valori di Mean e  $\sigma$  ottenuti con le tre diverse analisi. Le prime due colonne confrontano i risultati del fit gaussiano dello spettro completo dei PE totali, presentati nella tabella 3.2, con quelli ottenuti dal fit della funzione B6, presentati nella tabella 3.7. Le ultime due colonne confrontano i risultati del fit gaussiano dello spettro di PE con una soglia sulle energie depositate, presentati nella tabella 3.3, con quelli del fit tramite la funzione B6, presentati nella tabella 3.7.

### 3.2.4 Light Yield

Tramite i fit precedenti abbiamo ottenuto le stime del numero di PE generati in corrispondenza di una determinata energia depositata nel rivelatore. A questo punto è necessario determinare il parametro dell'energia visibile da poter confrontare con l'energia vera del fotone emesso, per poter studiare gli effetti di non linearità e risoluzione. L'energia visibile è stimata come  $E_{vis} = \frac{PE}{Y_0}$ , dove  $Y_0$  è il light yield. Per poter calcolare l'energia visibile, è necessario scegliere un light yield per normalizzare i valori dei PE in modo che essi possano essere confrontabili con le energie dei gamma. Si è scelto di simulare una sorgente gamma a 1 MeV in assenza dell'assembly (20k eventi), e di stabilire il valore di  $Y_0$  come il rapporto tra il numero di fotoelettroni prodotti, stimato come il centroide della gaussiana dello spettro, e l'energia di 1 MeV che il fotone ha rilasciato nel LS. Questo comporta che il valore di  $\frac{E_{vis}}{E_{true}} = 1$  all'energia di 1 MeV. Come illustrato in figura 3.17, il risultato di questa scelta è un valore del light yield di  $Y_0 = 1606 \frac{\text{PE}}{\text{MeV}}$ . Il valore di PE utilizzato per la stima dell'energia visibile corrisponde al valore "Mean" ottenuto tramite i fit nella sezione 3.2.3 per le sorgenti di cesio, manganese, potassio, cobalto e germanio, mentre, per i valori legati alla cattura neutronica, corrisponde al valore ottenuto dai fit della sezione 3.2.1.

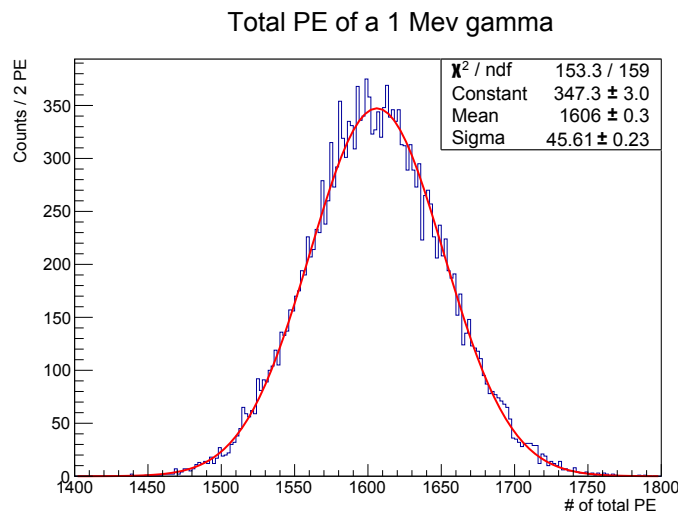


Figura 3.17: Fit gaussiano del fotopicco per un fotone da 1 MeV

### 3.3 Non-linearità

Il grafico 3.18 mostra l'andamento del rapporto tra energia visibile e energia vera del gamma,  $\frac{E_{vis}}{E_{true}}$ , in funzione dell'energia efficace del fotone,  $E_{eff}$ . L'energia vera del fotone era stata definita come l'energia portata dai fotoni emessi dalla sorgente; l'andamento di  $\frac{E_{vis}}{E_{true}}$  non viene visto in funzione dell'energia vera perchè gli effetti di quenching e la produzione di PE non dipendono linearmente dall'energia, quindi questo effetto cambia a seconda dell'energia portata dal fotone e dal numero di fotoni emessi dalla sorgente. Per cui nei casi delle sorgenti che emettono più fotoni sarebbe errato valutare l'effetto sull'energia vera, in quanto gli effetti di quenching sono subiti dai singoli fotoni e quindi sono diversi dall'effetto che subirebbe un fotone che porti l'energia equivalente alla somma di entrambi. Per questo motivo il rapporto  $\frac{E_{vis}}{E_{true}}$  è rappresentato in funzione dell'energia efficace. Essa è stata stimata in diversi modi a seconda della sorgente, ovvero:

- come il valore dell'energia vera nel caso di emissione di un singolo fotone, quindi nel caso del  $^{40}\text{K}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  e per la cattura neutronica da parte del protone;
- come la media aritmetica tra l'energia dei fotoni, nel caso di più fotoni emessi contemporaneamente o consecuzionalmente, quindi nel caso del  $^{60}\text{Co}$  e del  $^{68}\text{Ge}$ ;
- come la media ponderata tra le energie emesse nei vari modi di decadimento, considerando come peso il branching rateo. Nel caso in cui in un decadimento siano emessi più fotoni consecuzionalmente si fa la media aritmetica tra energie. Questo avviene solo nel caso della cattura neutronica da parte del carbonio. Per cui, visto che nel 67.5% dei casi decade emettendo un fotone di energia  $E_\gamma = 4.94$  MeV, mentre nel 32.1% dei casi decade emettendo due fotoni da  $E_\gamma = 1.62$  MeV e da  $E_\gamma = 3.68$  MeV, si calcola l'energia effettiva come  $E_{eff-n-c} = \frac{0.675}{0.675+0.321} \cdot 4.94$  MeV +  $0.5 \frac{0.321}{0.675+0.321} \cdot 3.68$  MeV +  $0.5 \frac{0.321}{0.675+0.321} \cdot 1.26$  MeV.

Questa stima è accurata nel caso i due fotoni emessi abbiano la stessa energia, ma perde di efficacia all'aumentare della differenza di energia tra i fotoni emessi, proprio a causa della non linearità.

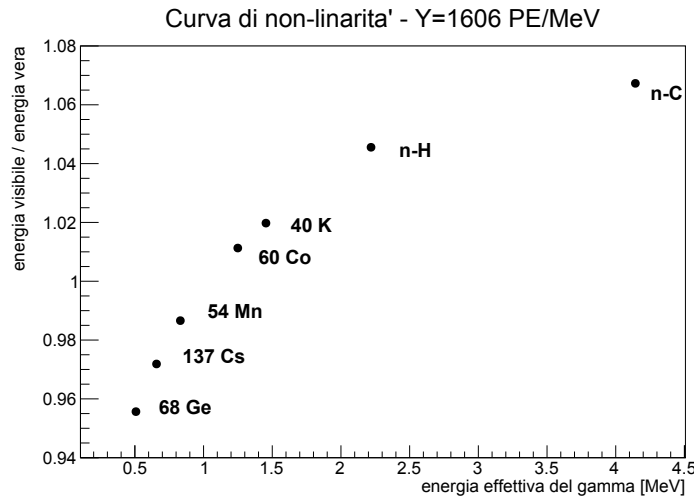


Figura 3.18: Plot della non linearità

Se la produzione di PE fosse lineare e non ci fossero effetti di quenching l'andamento nel grafico 3.18 dovrebbe essere costante, ma non è così. Una parametrizzazione standard per la non-linearità usata in letteratura [5] è la seguente:

$$\frac{E_{vis}}{E_{true}} = \frac{p_0 + \frac{p_3}{E_{eff}}}{1 + p_1 e^{-p_2 E_{eff}}} \quad (3.1)$$

Nella figura 3.19, si osserva il fit dei punti in figura 3.18 con la funzione 3.1, mentre la figura 3.19b mostra il plot dei residui che sono stati stimati come la differenza tra i dati e il valore corrispondente

della curva, divisi per l'incertezza associata al punto. Questi grafici mostrano che la funzione scelta non fitti bene i punti, infatti i punti si trovano a ben più di  $3\sigma$  di distanza dalla curva. Per cui questa funzione rappresenta un'eccessiva semplificazione dell'effetto di non linearità.

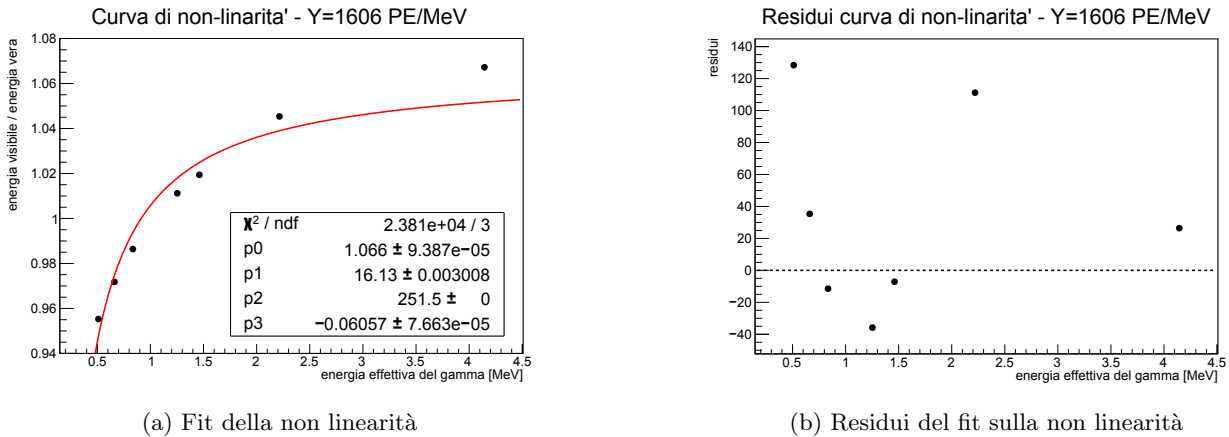


Figura 3.19: Risultati del fit sulla non linearità con il grafico dei residui calcolati come la differenza tra i punti e la curva di best fit divisi per l'incertezza del punto

### 3.4 Risoluzione

Nella figura 3.20 è presentato l'andamento della risoluzione percentuale energetica, calcolato come  $\frac{\sigma}{Mean}$ , in funzione dell'energia vera, dove i valori di  $\sigma$  e "Mean" corrispondono ai parametri stimati nella sezione 3.2.1 per le catture neutroniche, e nella sezione 3.2.3 per tutti gli altri. In questo caso il plot è stato fatto in funzione dell'energia vera perchè la produzione di PE avviene quando i fotoni ottici raggiungono i PMT dopo essere stati assorbiti e riemessi, riflessi e, in generale, dopo aver subito una serie di effetti per cui non si è più in grado di distinguere, nel caso di più fotoni, a che gamma corrispondessero. La risoluzione è valutata sull'evento complessivo costituito da più gamma, al contrario della non linearità che è un effetto che agisce sui singoli gamma.

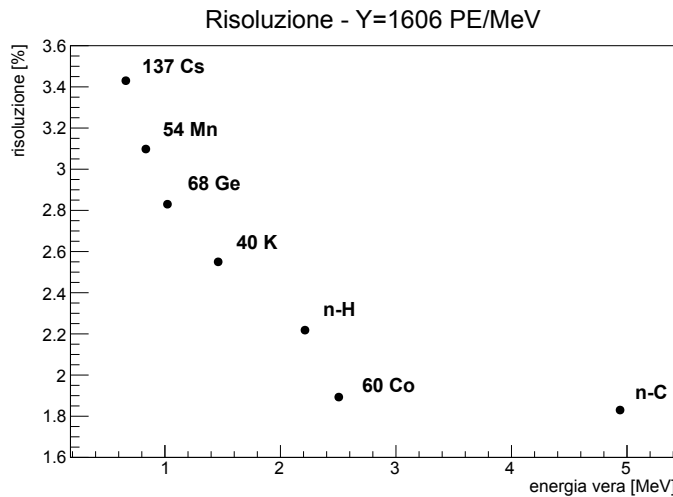


Figura 3.20: Plot della risoluzione

In generale la risoluzione energetica, per un'energia visibile in megaelettronvolt, può essere parametrizzata come [5]:

$$\frac{\sigma E_{vis}}{E_{vis}} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E_{vis}}}\right)^2 + b^2 + \left(\frac{c}{E_{vis}}\right)^2} \tag{3.2}$$

Nelle figure 3.21a e 3.21b sono presentati il fit di tale funzione e i suoi residui, che mostrano come ci siano alcuni punti particolarmente disallineati che danneggiano la bontà del fit. In particolare il punto legato al cobalto si trova più in basso di quanto atteso; ciò è dovuto al fatto che i fotoni ottici vengono prodotti con due meccanismi principali: la radiazione di scintillazione, che segue una statistica poissoniana, e l'emissione di luce Cherenkov, che invece non segue tale statistica. Pur essendo un contributo minoritario, esso comporta che a basse energia ci sia una risoluzione minore, ovvero una precisione maggiore. Dal momento che il cobalto decade emettendo due gamma di energia minore rispetto alla totale, la risoluzione sarà a sua volta minore di quanto si otterrebbe con un fotone di energia pari alla somma. Dal momento che questo punto si trova a circa  $21\sigma$  dalla curva, si prova a riprodurre il fit dopo l'esclusione del punto del cobalto. I risultati di tale fit sono presentati nella figura 3.22.

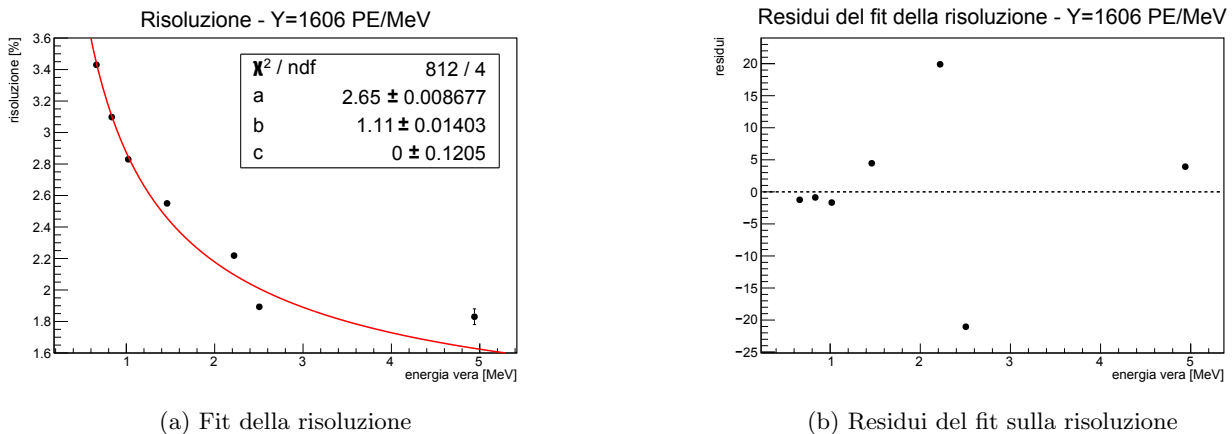


Figura 3.21: Risultati del fit sulla risoluzione con il grafico dei residui calcolati come la differenza tra i punti e la curva divisi per l'incertezza del punto

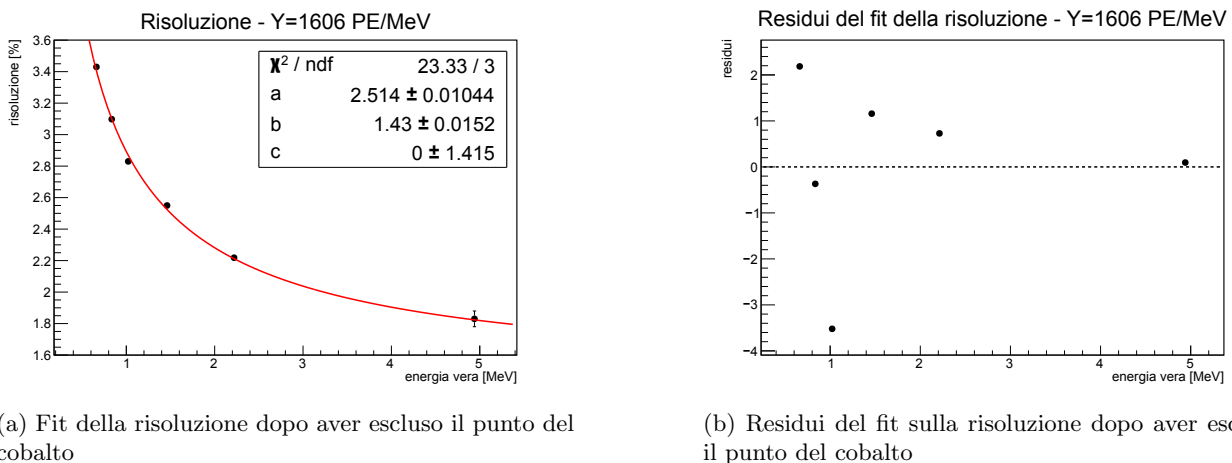


Figura 3.22: Risultati del fit sulla risoluzione dopo la reiezione del cobalto con il grafico dei residui calcolati come la differenza tra i punti e la curva divisi per l'incertezza del punto

Dopo la reiezione del punto del cobalto, nonostante la funzione fitti meglio i dati, rimane il dato legato al germanio al di fuori dei  $3\sigma$ , questo probabilmente per motivi simili a quelli del cobalto, dato che anche per il germanio c'è emissione di due fotoni. Ma i gradi di libertà della funzione da fittare sono già estremamente bassi, e, togliendo un ulteriore dato, non sarebbe significativa l'analisi di un campione a 2 gradi di libertà. Di conseguenza, anche la funzione presa in considerazione per la risoluzione non descrive al meglio l'andamento di questa quantità.

## Capitolo 4

# Conclusioni

In questa tesi è stata studiata la risposta del rivelatore JUNO alle sorgenti di calibrazione per la determinazione degli effetti di non-linearità della produzione di fotoelettroni (PE). Queste sorgenti che emettono gamma, positroni e neutroni sono state scelte in modo da coprire il range di energie che saranno riscontrate nella presa dati di JUNO. Esse sono state simulate tramite il programma Monte Carlo SNIPER, all'interno di un guscio cilindrico utilizzato nel sottosistema di calibrazione ACU. I risultati delle simulazioni, sono stati studiati nei parametri di energia depositata, quenched energy e PE totali. In particolar modo, lo spettro dei PE totali è stato analizzato in modo da poter ricavare il centroide del fotopicco, necessario per poter stabilire il legame con l'energia depositata e, di conseguenza, l'effetto di non-linearità nella produzione di PE. Oltre a questo, si è ricavata la larghezza del fotopicco per poter studiare la risoluzione del rivelatore. La stima di questi valori è stata ottenuta tramite dei fit dello spettro dei PE totali; sono stati utilizzati tre approcci: il fit gaussiano del fotopicco, il fit gaussiano dello spettro dei PE imponendo una soglia, corrispondente all'energia del gamma sulle energie depositate, e un fit di funzioni che comprendo il background provenienti da letteratura. Tra le funzioni prese in considerazione la funzione più adatta è la B6, ovvero:

$$Const \cdot e^{-\frac{(x-Mean)^2}{2\sigma^2}} + P_1(0.5 \cdot erf c\left(\frac{x-Mean}{\sqrt{2}\sigma}\right)) \quad (4.1)$$

in quanto è quella che, oltre ad avere i migliori risultati del fit, ha un maggiore senso fisico. Inoltre, il fit tramite questa funzione è quello che permesso di valutare la posizione del centroide e la larghezza del fotopicco in maniera più accurata. Questo perchè la presenza del fondo a basse energie porta una distorsione sullo spettro, allargando e spostando verso sinistra il fotopicco, per cui un'analisi che comprende il fondo, come quella del fit tramite la funzione B6, è più completa.

In seguito, sono stati valutati gli andamenti di non-linearità, calcolata come il rapporto tra l'energia visibile e l'energia vera del fotone, e la risoluzione, calcolata come il rapporto tra la larghezza e il centroide del fotopicco. I plot ottenuti confermano la dipendenza dall'energia per la risoluzione e la non-linearità del rivelatore, in quanto il rapporto tra energia visibile e energia vera si discosta dal valore che avrebbe nel caso di linearità, ovvero 1. Infatti, il punto più lontano dalla retta costante di valore 1, ovvero l'ultimo punto, subisce un effetto di non linearità di circa il 7%.

Si è provato a fare dei fit di questi plot, tramite alcune funzioni, ma sono risultati dei fit non buoni, di conseguenza le funzioni utilizzate non sono adatte a descrivere l'andamento di questi valori.

Studi futuri possono, in primo luogo, migliorare la stima dei parametri del fotopicco ricercando parametrizzazioni dello spettro che descrivano meglio la concavità presente nella parte a basse energie; in secondo luogo, dovranno studiare meglio l'impatto delle sorgenti e dei fenomeni che emettono più gamma, come la cattura neutronica da parte del carbonio che sarà di estrema importanza per la presa dati in JUNO; infine, potranno cercare delle parametrizzazioni più adeguate per valutare la risoluzione e misurare la non-linearità.



# Bibliografia

- [1] A. Abusleme et al., “JUNO Physics and Detector”, *Progr. Part. Nucl. Phys.*123 (2022) 103927, arXiv: 2104.02565
- [2] A. Abusleme et al., ”Sub-percent Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with JUNO”, arXiv: 2204.13249
- [3] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020, 083C01 (2020).
- [4] A. Gando et al., *Phys. Rev. D*88 (2013) 033001
- [5] A. Abusleme et al., “Calibration strategy of the JUNO experiment”, *JHEP* 03 (2021) 004, arXiv: 2011.06405
- [6] J. Zou et al., *J. Phys. Conf. Ser.* 664 (2015) 072053
- [7] [http://www.nucleide.org/DDEP\\_WG/DDEPdata.htm](http://www.nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm), (20.10.2017)
- [8] Debertin, K., & Helmer, R.G. (1988). *Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*. Netherlands: North-Holland.