

Spettroscopia gamma



Marianna Canonaco

Giulia Terragni

Elena Vernazza

Anno Accademico 2018-2019

Abstract

Si propone lo studio e la verifica di fenomeni fisici riguardanti la spettroscopia gamma, quali la correlazione angolare tra due emissioni successive e l'attenuazione in mezzi materiali, attraverso l'utilizzo e la caratterizzazione di due rivelatori NaI(Tl) e HPGe.

1 Introduzione

Nella prima parte dell'esperimento si intende ottimizzare i due rivelatori, studiandone forma del segnale, voltaggio di alimentazione, shaping time, e caratterizzandone le proprietà di risoluzione ed efficienza. Si imposta poi la coincidenza tra i due rivelatori: la risoluzione angolare dell'apparato di misura viene indagata sfruttando l'emissione back to back del ^{22}Na e lo schema di decadimento del ^{60}Co viene studiato attraverso la correlazione angolare tra due emissioni gamma in cascata. Nell'ultima parte si ricava l'andamento del coefficiente di attenuazione della radiazione gamma in tre materiali differenti.

2 Apparato sperimentale

Nel corso dell'esperienza si fa uso dei seguenti rivelatori:

- Scintillatore inorganico NaI(Tl) da 4", base PMT con preamplificatore
- Rivelatore a semiconduttore HPGe

L'apparato sperimentale prevede un crate contenente i moduli:

- Caen 4 Ch Programmable HV Power Supply Mod. N470

- Laben High Voltage Mod. 8124
- Silena AMP-TISCA Mod. 7616
- Caen Spettroscopy Amplifier Mod. N968
- Caen 8k MCA Mod. N957

Si utilizza inoltre:

- Agilent 54622D Mixed Signal Oscilloscope
- Sorgenti radioattive di ^{22}Na , ^{60}Co e ^{228}Th

Le sorgenti vengono posizionate in prossimità dei rivelatori e la catena di lettura del segnale segue lo schema indicato in Fig.1. I dati analizzati dal MCA vengono infine acquisiti tramite il Software N957Demo.

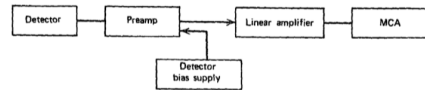


Figura 1: Catena di lettura del segnale

3 NaI(Tl)

3.1 Pulse Shape

In uno scintillatore la radiazione gamma incidente provoca l'eccitazione degli elettroni del cristallo, che tornano allo stato fondamentale emettendo luce visibile con un tempo caratteristico τ_r . Al fotocatodo vengono rilasciati elettroni per effetto fotoelettrico: il numero è proporzionale al numero di fotoni di scintillazione.

La corrente all'anodo del fotomoltiplicatore è quindi proporzionale al numero di fotoni di scintillazione:

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_r}} \quad (1)$$

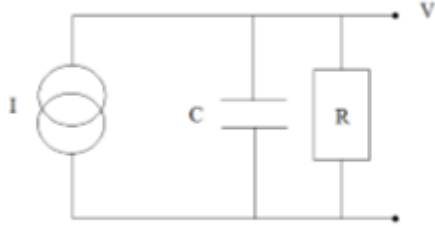


Figura 2: Circuito per il segnale anodico

La forma del segnale anodico si ricava dal circuito in Fig.2:

$$V = V_0(e^{-\frac{t}{\tau_r}} - e^{-\frac{t}{\tau_d}}) \quad (2)$$

dove τ_d è il tempo di scarica. Dall'interpolazione del segnale anodico (Fig.3) si estrapolano i valori

$$\tau_r = 235.7 \pm 0.4 \text{ ns} \quad \tau_d = 252.1 \pm 0.4 \text{ ns} \quad (3)$$

in accordo con il tempo di scintillazione atteso di $\tau_r = 230 \text{ ns}$ [1].

Il segnale, passando attraverso un amplificatore

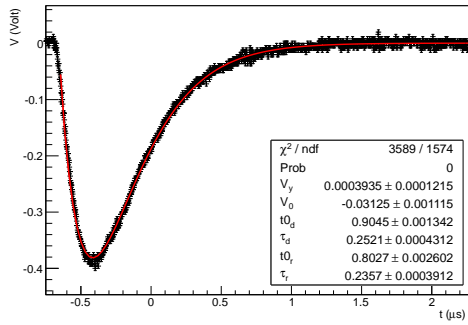


Figura 3: Segnale anodico NaI

operazionale in configurazione invertente, assume la forma mostrata in Fig.4 ¹.

Analizzando separatamente la carica e la scarica si ottiene

$$\tau_r = 229 \pm 7 \text{ ns} \quad \tau_d = 12.75 \pm 0.06 \mu\text{s} \quad (4)$$

¹I dati si riferiscono ad un preamplificatore in seguito sostituito a causa di un guasto: tutte le successive misure sono state raccolte con un secondo preamplificatore dello stesso tipo.

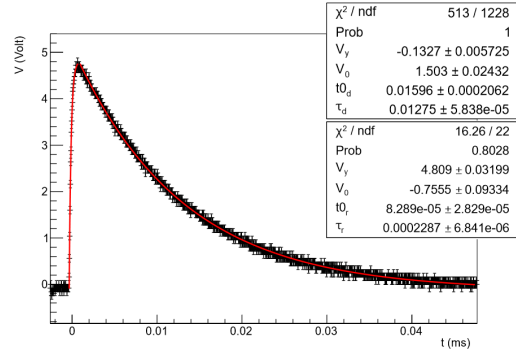


Figura 4: Segnale preamplificato NaI

Si evidenzia che il tempo di risalita del segnale preamplificato è compatibile con quello anodico. Il passo successivo della catena di lettura è costituito dall'amplificatore (Fig.5), che forma il segnale in base allo shaping time impostato.

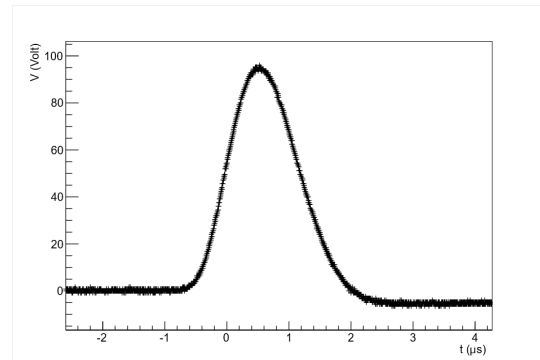


Figura 5: Segnale amplificato NaI

3.2 Shaping Time

Per trovare la configurazione di lavoro ottimale del rivelatore, si ricerca il valore di shaping time che minimizza la risoluzione energetica, intesa come:

$$R_E = \frac{FWHM_E}{E} \quad (5)$$

dove $FWHM_E$ rappresenta l'ampiezza a metà altezza del fotopicco. Dall'analisi del picco a 511 keV del ^{22}Na , si nota che la posizione varia al variare del tempo (Fig.6): questo effetto è probabilmente causato dall'aumento di temperatura del rivelatore durante l'utilizzo. La variazione della po-

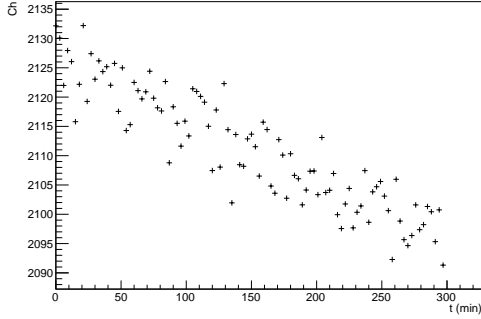


Figura 6: Fluttuazione del picco NaI

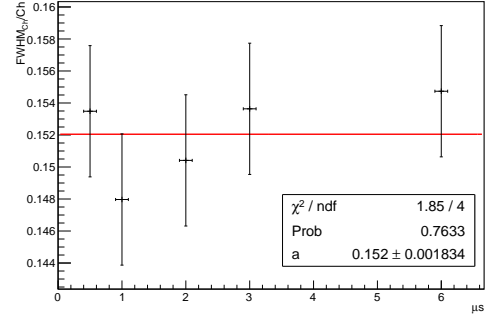


Figura 8: Shaping Time NaI

sione del picco non influenza significativamente la risoluzione, che mostra andamento casuale nel tempo: si estrae così la deviazione standard della distribuzione gaussiana (Fig.7). Il risultato ot-

con risoluzione migliore:

$$\text{shaping time} = 0.5 \mu\text{s} \quad (6)$$

3.3 Voltaggio bias

Si ricava l'andamento della risoluzione al variare del voltaggio rappresentato in Fig.9, interpolato con

$$R = \sqrt{\frac{a}{V} + bV + c} \quad (7)$$

Non risulta possibile indagare regioni di voltaggio

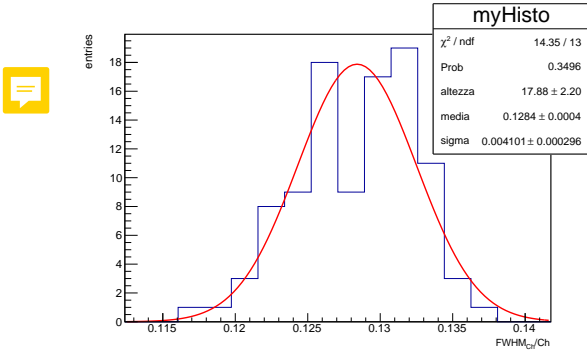


Figura 7: Fluttuazione $FWHM_{Ch}/Ch$

tenuto si riferisce ad una condizione specifica di voltaggio $V = 860 V$, $shaping\ time\ t = 0.5 \mu\text{s}$, $coarse\ gain = 4$ e $fine\ gain = 1$. Sarebbe necessario ripeterla ogni volta al variare delle condizioni di misura ma si assume che la fluttuazione sia costante su tutto il range delle misure e fornisca una buona stima dell'incertezza sulla risoluzione.

Si osserva che la risoluzione non varia in funzione dello shaping time (Fig.8).

I dati sono in questo caso acquisiti con Spettroscopio Amplifier Mod. N968 in modo da avere più valori a disposizione per lo studio, mentre la configurazione finale per la coincidenza prevede l'utilizzo dell'amplificatore AMP-TISCA Mod. 7616, che ha shaping time disponibili 0.5 e 2. Si imposta quello

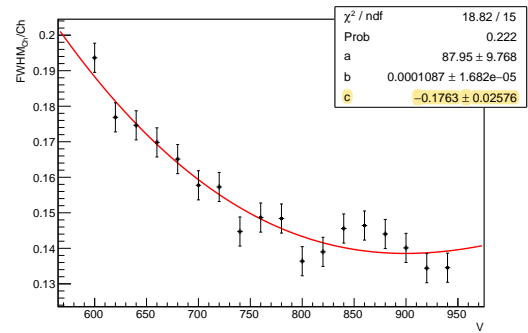


Figura 9: Voltaggio bias NaI

maggiore a causa della saturazione del segnale. Si decide di impostare come voltaggio

$$V_{bias} = 860 V \quad (8)$$

dal momento che le misure della $\frac{FWHM_{Ch}}{Ch}$ assumono andamento compatibile con una costante a partire da tale valore.

3.4 Calibrazione

Una volta scelte e impostate le condizioni ottimali di lavoro, occorre convertire lo spettro in canali in spettro energetico (Fig.10).

Vengono utilizzati i picchi visibili delle sorgenti di ^{22}Na , ^{60}Co e ^{228}Th [3] e la seguente funzione di interpolazione

$$E = aCh + b \quad (9)$$

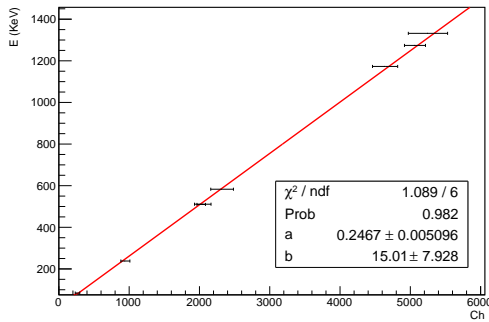


Figura 10: Calibrazione NaI

3.5 Risoluzione energetica

Si indaga come varia la risoluzione energetica, definita in (5) al variare dell'energia della radiazione incidente. La risoluzione totale raggiunta dal rivelatore dipende dalla fluttuazione statistica sul segnale di carica, che comprende l'incertezza sul numero di fotoelettroni primari R_{Q1} e sulla catena di moltiplicazione R_{Q2} , e dall'elettronica di trattazione del segnale R_{el} .

$$R_{Q1} = \frac{FWHM_N}{N} = 2.35 \frac{\sqrt{N}}{N} = 2.35 \sqrt{\frac{W}{E}} \quad (10)$$

$$R_{Q2} = \text{cost} \quad (11)$$

$$R_{el} \propto \frac{1}{E} \quad (12)$$

Si attende pertanto un andamento che segue la funzione:

$$R_E = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E} + \left(\frac{c}{E}\right)^2}. \quad (13)$$

L'incertezza sui dati è ottenuta tenendo conto sia

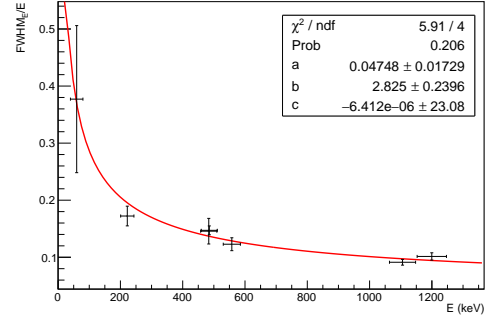


Figura 11: Risoluzione energetica NaI

della fluttuazione considerata in (Fig.7) sia della fluttuazione dovuta al modello teorico di interpolazione². Il contributo preponderante alla risoluzione energetica risulta essere quello dovuto alla fluttuazione delle cariche prodotte dal fotocatodo R_{Q1} (Fig.11).

Per un rivelatore si ha una correzione alla risoluzione chiamata *fattore di Fano F*. Di conseguenza R_{Q1} diventa

$$R_{Q1} = \sqrt{F} \frac{FWHM_N}{N} = 2.35 \sqrt{\frac{FW}{E}} \quad (14)$$

Per uno scintillatore $F \simeq 1$, da cui è possibile ricavare il lavoro di estrazione come

$$W = \frac{b^2}{F(2.355)^2} = 546 \pm 3 \text{ eV} \quad (15)$$

che risulta maggiore di quello atteso. Questo potrebbe implicare una peggiore efficienza di collezionamento della carica.

3.6 Efficienza

Si studia la dipendenza dell'efficienza del rivelatore NaI al variare dell'energia. Ogni picco energetico è normalizzato per Branching Ratio (B.R.) e attività della sorgente ($A(t)$), tenendo conto di tutte le incertezze considerate per lo studio della risoluzione. Si osserva una diminuzione dell'efficienza per radiazioni più energetiche (Fig.12).

²Si interpola lo stesso fotopicco utilizzando un set di range e modelli differenti: si costruisce un campione sufficientemente ampio per valutare la σ_{stat} delle grandezze di interesse (altezza, posizione e FWHM del picco).

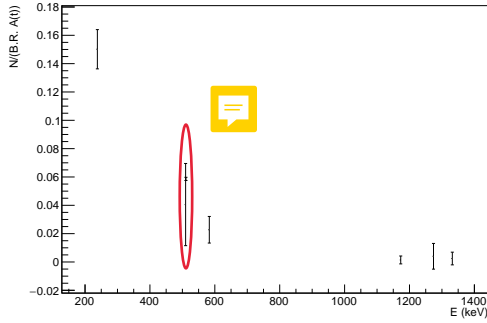


Figura 12: Efficienza NaI

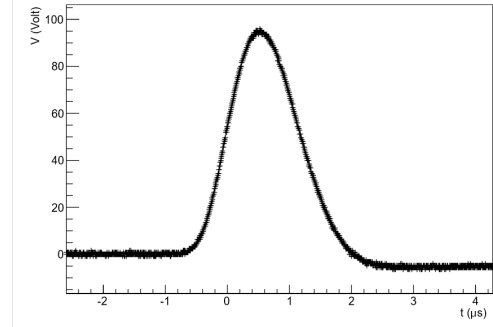


Figura 14: Segnale amplificato HPGe

4 HPGe

4.1 Pulse Shape

Il rivelatore HPGe sfrutta la capacità della radiazione incidente di promuovere gli elettroni dalla banda di valenza alla banda di conduzione. Il meccanismo di raccolta della carica dipende dal punto in cui viene generata la coppia elettrone-lacuna ed è più complesso che nei rivelatori a scintillazione, ma in generale molto più rapido. Per questi motivi è possibile analizzare solamente la discesa del segnale (Fig.13).

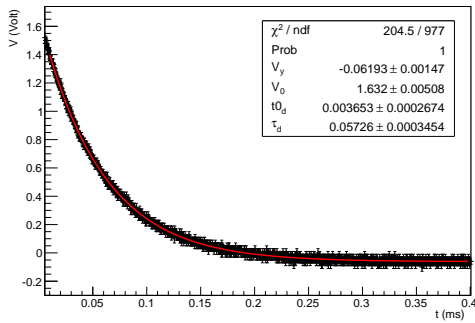


Figura 13: Segnale pramplificato HPGe

$$\tau_d = 57.3 \pm 0.3 \mu s \quad (16)$$

Il segnale amplificato ha la forma mostrata in Fig.14 e dipende dallo shaping time impostato.

4.2 Shaping Time

Si determina il valore dello shaping time che minimizza la risoluzione energetica (5). Il rivelatore HPGe non mostra variazioni della posizione del picco nel tempo (Fig.15) riscontrate nel rivelatore NaI. Dall'analisi di queste misure consecutive è possibile

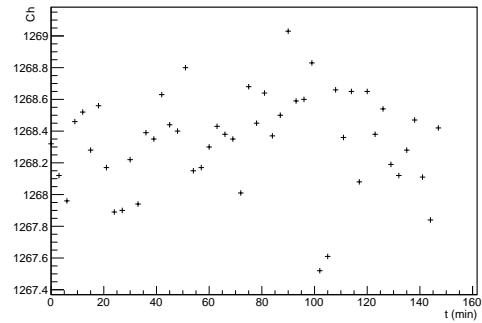


Figura 15: Posizione del picco HPGe

estrapolare l'incertezza sulla risoluzione (Fig.16).

Il risultato si riferisce alla condizione specifica di $V = 4200 V$, $shaping\ time\ t = 2 \mu s$, $coarse\ gain = 50$ e $fine\ gain = 5$.

La risoluzione in funzione dello shaping time (Fig.17) viene interpolata con la funzione:

$$R = \sqrt{\frac{a}{\tau} + b\tau} \quad (17)$$

Si osserva che il minimo si trova per un valore di

$$shaping\ time = 2 \mu s \quad (18)$$

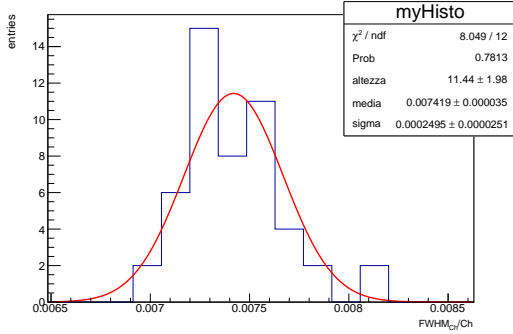


Figura 16: Fluttuazione $FWHM_{Ch}/Ch$

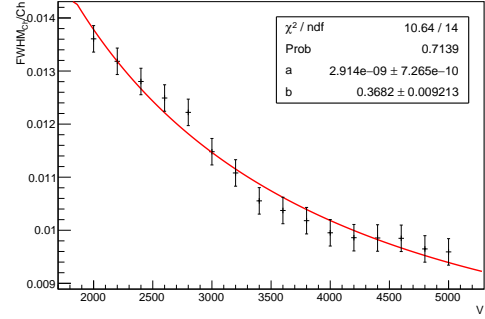


Figura 18: Voltaggio bias HPGe

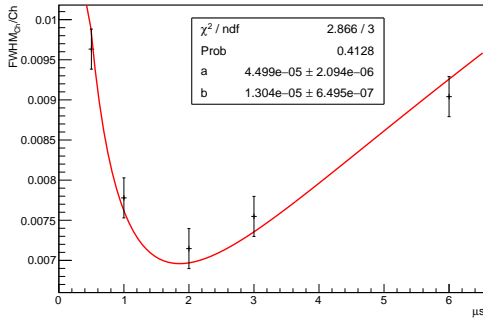


Figura 17: Shaping Time HPGe

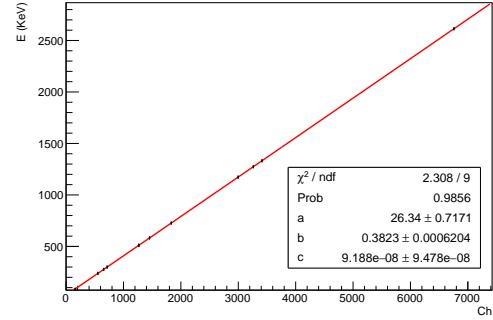


Figura 19: Calibrazione HPGe

4.3 Voltaggio bias

Variando il voltaggio di alimentazione si trova l'andamento della risoluzione mostrato in Fig.18 e interpolato con la funzione:

$$R = \sqrt{\frac{a}{V} + bV} \quad (19)$$

Si imposta come voltaggio di lavoro ottimale

$$V_{bias} = 4200 V \quad (20)$$

poiché si assume che a partire da tale valore la risoluzione rimanga costante entro le incertezze date.

4.4 Calibrazione

La calibrazione del rivelatore sfrutta tutti i picchi visibili delle sorgenti di ^{22}Na , ^{60}Co e ^{228}Th a disposizione (Fig.19). L'interpolazione è eseguita con

una **funzione quadratica**

$$E = a + bCh + cCh^2 \quad (21)$$

con il parametro c compatibile con 0.

4.5 Risoluzione energetica

La risoluzione energetica di HPGe è sensibilmente migliore rispetto a NaI, come evidenziato da (10): dallo studio del rivelatore NaI risulta infatti $W_{NaI} \simeq 546 eV$ mentre il valore atteso per HPGe è $W_{HPGe} \simeq 2.96 eV$. L'andamento della risoluzione energetica (Fig.20) è indagato utilizzando la forma (13). L'incertezza tiene conto anche delle fluttuazioni dovute alle misure successive (Fig.16) e al modello teorico di interpolazione. Dal risultato dell'interpolazione risulta chiaro che il contributo dominante è quello legato al rumore elettronico, mentre la fluttuazione statistica sul numero di cariche prodotte è compatibile con 0: questo determina l'impossibilità di stimare il fattore di Fano.

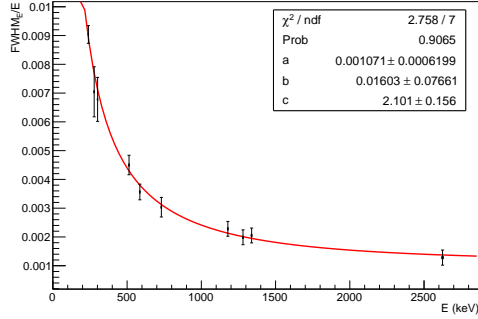


Figura 20: Risoluzione energetica HPGe

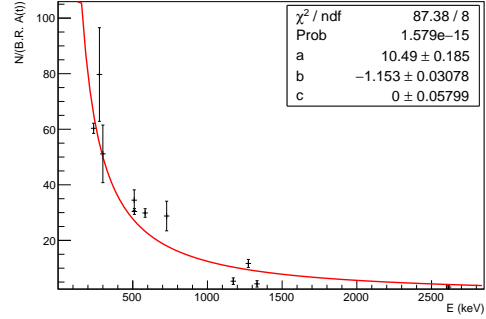


Figura 22: Efficienza HPGe

L'ottima risoluzione del rivelatore HPGe rispetto a NaI può essere osservata confrontando due spettri sovrapposti (Fig.21)³.

nota in particolare come i valori di efficienza relativi alla sorgente di ^{60}Co si discostino dagli altri.

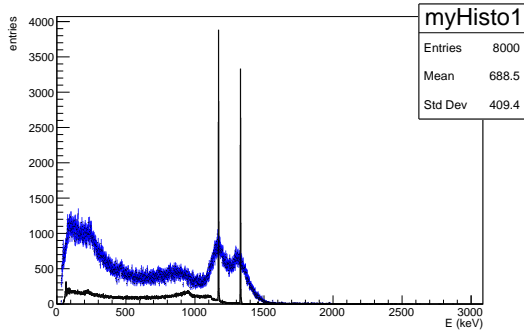


Figura 21: Sovrapposizione spettri ^{60}Co di NaI e HPGe

4.6 Efficienza

L'efficienza viene calcolata considerando l'area sottesa ad ogni picco e normalizzando per Branching Ratio e attività della sorgente (Fig.22). La stima delle incertezze segue le stesse considerazioni fatte per la risoluzione energetica. Si utilizza come funzione di interpolazione [1]

$$\ln \epsilon_r = a + b \ln E + c \ln^2 E \quad (22)$$

Il risultato mostra che il modello non è conforme ai dati anche se l'andamento ricalca quello atteso: si

³I dati sono rinormalizzati in modo da consentire una semplice visualizzazione.

5 Misure in coincidenza

Impostate le condizioni di lavoro ottimali e caratterizzati i due rivelatori, si procede allo studio della risoluzione angolare del set up in coincidenza attraverso l'emissione back to back del ^{22}Na e della correlazione angolare tra i due fotoni emessi in cascata dalla diseccitazione del $^{60}\text{Ni}^{**}$.

La configurazione per la misura in coincidenza è costituita da due rivelatori posti a distanze fissate di $d_{\text{HPGe}} = 7 \text{ cm}$ e $d_{\text{NaI}} = 14 \text{ cm}$ rispetto alla sorgente, inizialmente con un angolo relativo di 180° . Il detector NaI è libero di ruotare fino a un angolo massimo di 90° in senso orario, senza modificare la distanza dalla sorgente. Il segnale amplificato lineare del HPGe rappresenta l'input del Multi Channel Analyzer, mentre l'amplificatore del NaI trasforma il segnale in un segnale logico, utilizzato come gate. Gli output dei due rivelatori sono messi in coincidenza temporale in modo che il picco del primo cada all'interno della finestra temporale del secondo, come è stato verificato con un oscilloscopio. L'amplificatore TISCA del NaI permette di selezionare una finestra energetica attorno al picco di interesse: il segnale lineare del HPGe viene letto soltanto in coincidenza con un evento rivelato all'interno del range energetico stabilito.

5.1 ^{22}Na

Si sfrutta l'emissione back to back dell'annichilazione del positrone prodotto dal decadimento β^+ del ^{22}Na , di cui si conosce quindi l'angolo relativo tra i due fotoni, per indagare la risoluzione angolare dell'apparato sperimentale. La finestra energetica del segnale logico è stata calibrata utilizzando il rivelatore NaI in autocoincidenza, collegando l'output del preamplificatore a due AMP-TISCA con shaping `tyme` di $2 \mu\text{s}$ e $0.5 \mu\text{s}$, così da riprodurre la coincidenza temporale tra i segnali. Il range di energie selezionato è quello corrispondente al fotopicco a 511 KeV .

Modificando l'angolo relativo tra i due rivelatori, si calcola il numero di eventi in coincidenza (Fig.23): si osserva che l'accentanza angolare del set up è di circa 20° . Si interpola quindi l'andamento con un polinomio di quarto grado nella regione tra 160° e 180° e con un polinomio di primo grado tra 90° e 160° :

$$Pol_4(\theta) = a + b\theta + c\theta^2 + d\theta^3 + e\theta^4 \quad (23)$$

$$Pol_1(\theta) = a + b\theta \quad (24)$$

dove il parametro b è compatibile con 0.

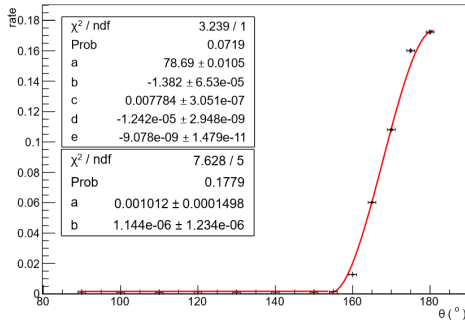
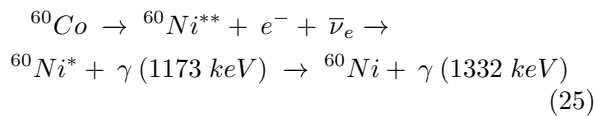


Figura 23: Risoluzione angolare

5.2 ^{60}Co

Si utilizza ora una sorgente di ^{60}Co , che decade secondo



Si studia lo schema di decadimento a partire dalla correlazione angolare tra i due gamma emessi in cascata, la cui probabilità di emissione in funzione dell'angolo relativo è descritta da

$$P(\theta) = 1 + \sum_{n=1}^l a_n \cos^{2n}\theta \quad (26)$$

dove $2l$ è l'ordine del più basso multipolo in cascata. L'apparato utilizzato è lo stesso per le misure in coincidenza con il ^{22}Na . In questo caso la finestra energetica per il rivelatore NaI è aperta attorno al picco a 1332 KeV (Fig.24) e si studia, al variare dell'angolo relativo, il numero di eventi rivelati da HPGc nell'emissione a 1173 keV in coincidenza⁴.

Il rate di conteggi nel HPGc è calcolato conside-

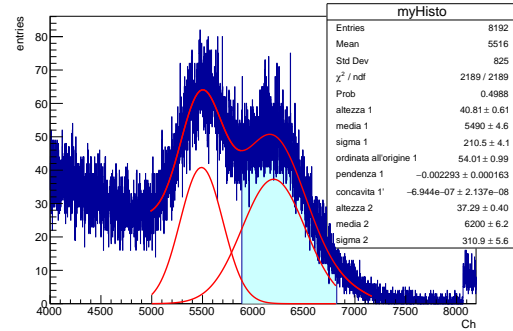


Figura 24: Autocoincidenza ^{60}Co

rando il numero di eventi nel picco a 1173 keV e sottraendo gli eventi casuali, calcolati sfruttando il picco a 1332 keV (Fig.25). Osservando la Fig.24, si nota che la finestra impostata comprende anche parte della gaussiana del picco a 1173 keV , che produrrebbe eventi in coincidenza a energia 1332 keV nel HPGc. Si calcola il rapporto tra l'area della coda e l'area totale dello spettro all'interno della finestra

$$\frac{A_{1173}}{A_{tot}} = 0.017898 \quad (27)$$

che dà una stima degli eventi in coincidenza attesi nel picco a 1332 keV . La percentuale è tuttavia trascurabile e si può assumere che il picco a 1332 keV sia prevalentemente costituito da coincidenze accidentali. Questo comportamento è evidenziato da un

⁴Scegliendo per il segnale logico il picco a 1332 keV si ha un miglior rapporto segnale-rumore e l'esclusione dei conteggi dovuti all'effetto Compton, che invece si sovrappongono al picco a 1173 keV .

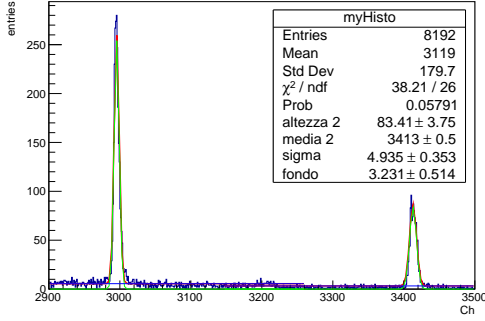


Figura 25: Coincidenza ^{60}Co

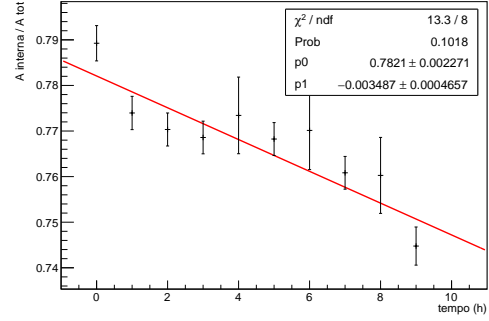


Figura 27: Variazione dell'area all'interno della finestra energetica

andamento costante del rate in funzione dell'angolo (Fig.26). Si calcola pertanto

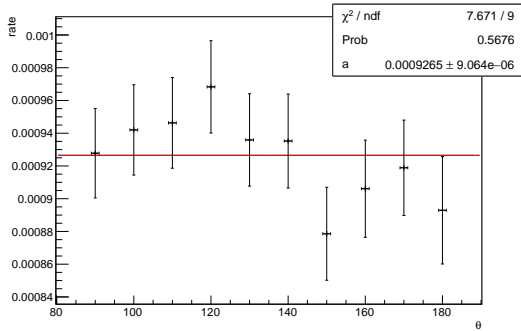


Figura 26: Rate 1332 keV

$$R = R_{1173} - \frac{\epsilon(1173)}{\epsilon(1332)} \frac{B.R.(1173)}{B.R.(1332)} R_{1332} \quad (28)$$

dove $\epsilon(1173)$ e $\epsilon(1332)$ indicano l'efficienza energetica del rivelatore HPGe trovata in precedenza e $B.R.(1173)$ e $B.R.(1332)$ le intensità relative delle due emissioni.

Un'ulteriore correzione ai dati viene applicata considerando lo spostamento della posizione del picco energetico nel rivelatore NaI al variare del tempo di utilizzo, come mostrato in Fig.6. Questo comportamento modifica la posizione del fotopicco all'interno della finestra energetica verso canali minori, causando una diminuzione del rate di eventi attesi.

In Fig.27 si illustra come varia, per il picco a 1332 keV, l'area della gaussiana compresa nella finestra: da qui si estrapola l'andamento per la correzione dei dati in base al tempo di acquisizione. Le misure di

correlazione angolare, effettuate consecutivamente, sono quindi rinormalizzate secondo

$$R_{corretto}(t) = R \frac{A_{interna}/A_{tot}(0)}{A_{interna}/A_{tot}(t)} \quad (29)$$

I dati così corretti rappresentano la correlazione angolare tra le due emissioni gamma in cascata (30) sovrapposta alla risoluzione angolare dell'apparato (31).

$$P_1(\theta) = 1 + a_1 \cos^2 \theta + a_2 \cos^4 \theta \quad (30)$$

$$P_2(\theta) = a + b\theta + c\theta^2 + d\theta^3 + e\theta^4 \quad (31)$$

Conoscendo lo schema di decadimento in Fig.28, si cercano i parametri a_1 e a_2 elencati in Fig.29 per risalire ai valori di J_1 e J_2 dei due stati eccitati intermedi.

Per valutare quali coefficienti descrivano meglio i

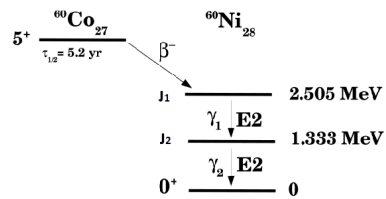


Figura 28: Decadimento ^{60}Co

dati si effettua la convoluzione tra (30) e (31)

$$P_1 * P_2[\theta_n] = \sum_m P_1[\theta_m] \times P_2[\theta_n - \theta_m] \quad (32)$$

J_1	J_2	Multipolarita	a_1	a_2
0	1	Dipole-Dipole	1	0
1	1	Dipole-Dipole	-1/3	0
2	1	Dipole-Dipole	-1/3	0
1	1	Quadrupole-Dipole	-1/3	0
2	1	Quadrupole-Dipole	3/7	0
3	1	Quadrupole-Dipole	-3/29	0
3	2	Dipole-Quadrupole	-3/29	0
2	2	Dipole-Quadrupole	3/7	0
1	2	Dipole-Quadrupole	-1/3	0
0	2	Quadrupole-Quadrupole	-3	4
1	2	Quadrupole-Quadrupole	5	-16/3
2	2	Quadrupole-Quadrupole	-15/13	16/13
3	2	Quadrupole-Quadrupole	0	-1/3
4	2	Quadrupole-Quadrupole	1/8	1/24

Figura 29: Valori di J_1 e J_2 [4]

J_1	J_2	a_1	a_2	χ^2	L
0	1	1	0	150.468	0
1	1	-1/3	0	243.251	0
2	1	-1/3	0	243.251	0
1	1	-1/3	0	243.251	0
2	1	3/7	0	18.6512	0
3	1	-3/29	0	69.47	0
3	2	-3/29	0	69.47	0
2	2	3/7	0	18.6512	0
1	2	-1/3	0	243.251	0
0	2	-3	4	658.824	0
1	2	5	-16/3	368.68	0
2	2	-15/13	16/13	63.9133	0
3	2	0	-1/3	227.503	0
4	2	1/8	1/24	4.69846	1

Figura 31: Confronto tra convoluzioni

L'unico andamento compatibile con il risultato

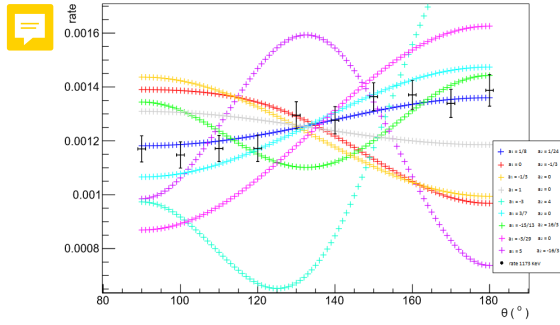


Figura 30: Confronto tra i dati sperimentali e le convoluzioni ottenute per diversi valori dei parametri a_1 e a_2

sperimentale risulta essere quello descritto da

$$a_1 = \frac{1}{8} \quad a_2 = \frac{1}{24} \quad (33)$$

con $\chi^2/ndf = 4.7/10 = 0.47$ (Fig.30).

Dal confronto di questo con i χ^2 degli altri modelli attraverso la funzione *Likelihood*

$$L = \exp^{-\frac{\Delta\chi^2}{2}} \quad (34)$$

non è possibile ritenere accettabile nessuna delle altre funzioni (Fig.31). Si conclude quindi che i momenti angolari degli stati eccitati del ^{60}Ni sono

$$J_1 = 4 \quad J_2 = 2 \quad (35)$$

6 Sezioni d'urto

Scopo di questa parte dell'esperienza è indagare come la radiazione gamma venga attenuata nel pas-

saggio attraverso diversi materiali. La legge di attenuazione esponenziale prevede che l'intensità della radiazione diminuisca come

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (36)$$

dove x è lo spessore del materiale attraversato e μ il coefficiente di assorbimento, proprio del tipo di materiale. Utilizzando le sorgenti di ^{22}Na , ^{60}Co e ^{228}Th si osserva come varia il rate di eventi nel HPGc al variare dello spessore e si calcola μ da un'interpolazione con

$$R(x) = R_0 e^{-\mu x} \quad (37)$$

per ^{22}Na e ^{60}Co ; mentre si utilizza

$$R(x) = R_0 e^{-\mu x} + cost \quad (38)$$

per ^{228}Th . Da una misura di radioattività ambientale si osserva infatti la presenza di un fondo di torio compatibile con il parametro *cost*; si evidenzia inoltre la presenza del picco energetico a 1460 keV dovuto al ^{40}K .

6.1 Acqua

Il coefficiente di assorbimento μ dell'acqua è ricavato variando lo spessore di materiale interposto tra sorgente e rivelatore e analizzando i picchi visibili fino all'aggiunta dell'ultimo strato di materiale. I valori di μ in Fig.32 si ottengono da (37) e (38).

Si mostra inoltre la presenza nell'ambiente di ^{40}K , il cui andamento risulta quindi indipendente dallo spessore di materiale aggiunto (Fig.33).

Ricavato il coefficiente di attenuazione massico μ/ρ , se ne studia l'andamento in funzione dell'energia (Fig.34), confrontandolo con i valori tabulati [2].

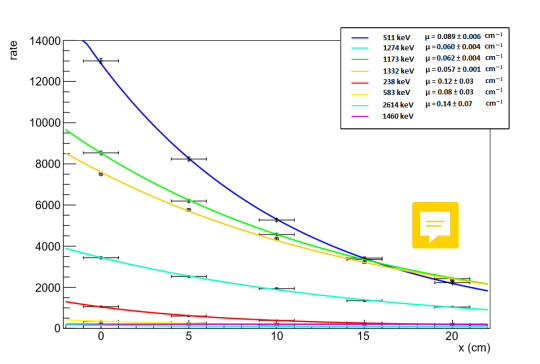


Figura 32: Attenuazione in acqua di ^{22}Na , ^{60}Co e ^{228}Th

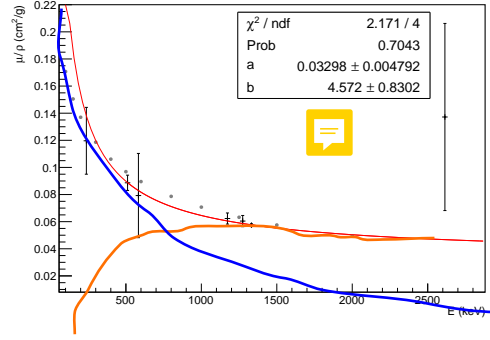


Figura 34: $\mu_{acqua}/\rho(E)$

Il risultato dell'interpolazione dimostra il contributo dominante dell'effetto Compton (Fig.34).

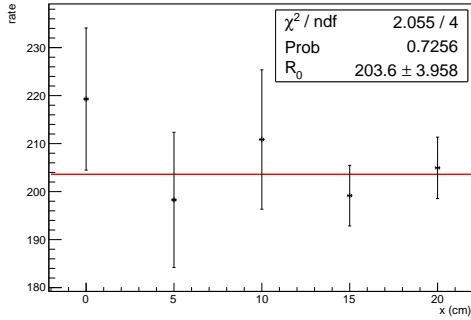


Figura 33: Presenza nell'ambiente di ^{40}K

Nella regione di energia indagata prevalgono effetto fotoelettrico e Compton, i cui andamenti asintotici sono descritti da

$$\sigma_{ph} \simeq \frac{Z^5}{E^{3.5}} \quad E \ll m_e \quad (39)$$

$$\sigma_{ph} \simeq \frac{Z^5}{E} \quad E \gg m_e \quad (40)$$

$$\sigma_C \simeq Z \sigma_{Th} \quad E \ll m_e \quad (41)$$

$$\sigma_C \simeq Z \frac{\ln(E)}{E} \quad E \gg m_e \quad (42)$$

Poichè lo studio della sovrapposizione delle due interazioni risulta complesso, si limita l'analisi all'effetto Compton, dominante per l'assorbimento in acqua tra 500 e 2000 keV. In prima approssimazione si costruisce una forma funzionale a partire da una combinazione dei due andamenti asintotici (42) e (41)

$$\sigma(E) = a + b \frac{\ln(E)}{E} \quad (43)$$

6.2 Rame

Vengono interposte tra sorgente e rivelatore sottili lastre di rame e si calcola come varia l'intensità della radiazione rivelata (Fig.35). Dal confronto dei

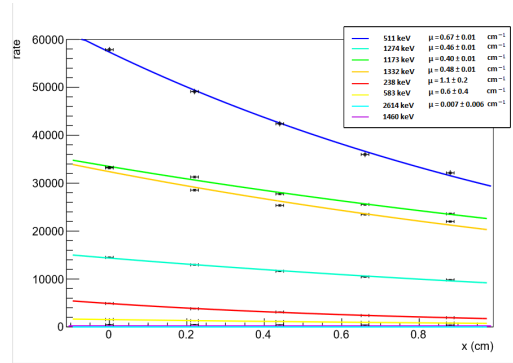


Figura 35: Attenuazione nel rame di ^{22}Na , ^{60}Co e ^{228}Th

dati con i valori tabulati [2], si osserva un andamento compatibile con quello atteso, tuttavia un'analisi quantitativa non fornisce risultati accettabili. Si osserva infatti una deviazione dal modello per i valori di energia oltre 1000 keV (Fig.36).

6.3 Piombo

Misure analoghe sono effettuate utilizzando lastre di piombo come schermatura (Fig.37). I dati re-

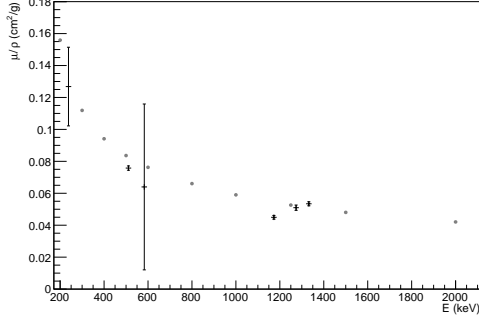


Figura 36: $\mu_{rame}/\rho(E)$

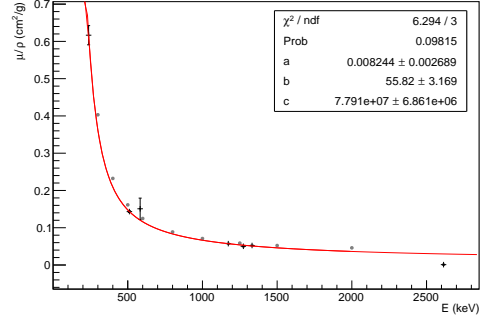


Figura 38: $\mu_{piombo}/\rho(E)$

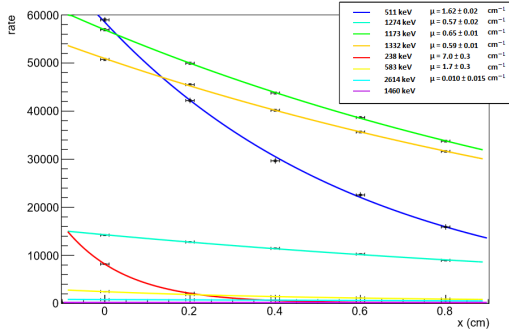


Figura 37: Attenuazione nel piombo di ^{22}Na , ^{60}Co e ^{228}Th

lativi a μ/ρ in Fig.38 vengono interpolati con una combinazione lineare di (39) e (40)

$$\sigma(E) = a + \frac{b}{E^{3.5}} + \frac{c}{E} \quad (44)$$

poichè l'effetto fotoelettrico è dominante nei materiali ad alto Z come il piombo ($\sigma_{ph} \sim Z^5$).

Si osserva inoltre l'accordo tra dati sperimentali e valori tabulati [2].

6.4 $\sigma(Z)$

Definita la sezione d'urto come

$$\sigma = \frac{\mu}{\tilde{N}} = \mu \frac{A}{Z} \frac{1}{\rho N_{AV}} \quad (45)$$

si studia la dipendenza di σ da Z.

Poichè l'effetto fotoelettrico prevale a energie minori, per il picco a 238 keV si interpolano i dati con Z^5 (Fig.39), mentre per picchi più energetici è attesa

una dipendenza lineare da Z (Fig.40), come da (41) e (42).

Tutti i valori di energia studiati mostrano una

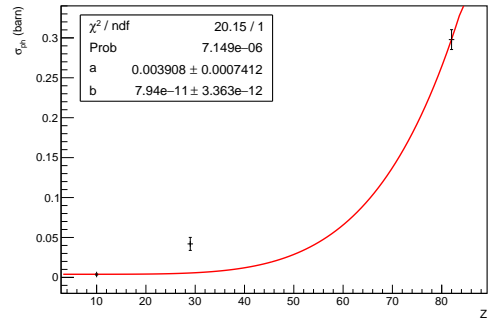


Figura 39: $\sigma(Z)$ a 238 keV

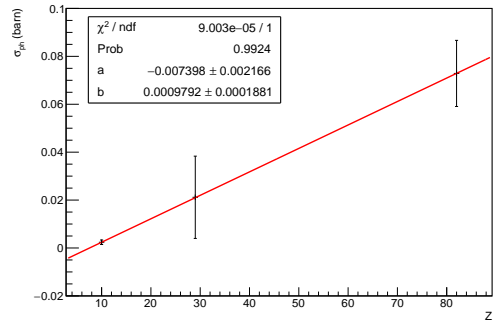


Figura 40: $\sigma(Z)$ a 583 keV

crescita di σ all'aumentare di Z, ma un'analisi più

approfondita richiederebbe l'utilizzo di un numero maggiore di materiali.

7 Conclusione

L'analisi condotta ha permesso l'ottimizzazione dei due rivelatori NaI e HPGe e la loro caratterizzazione per misure di spettroscopia gamma. Ha consentito, grazie alla configurazione dei due detector in coincidenza, lo studio dello schema di decadimento del ^{60}Co . Ha dato la possibilità di indagare l'attenuazione della radiazione gamma all'interno di mezzi materiali.

Il set up sperimentale e i dati raccolti hanno prodotto risultati consistenti con i modelli teorici.

Riferimenti bibliografici

- [1] Knoll, *Radiation Detection and measurements*
- [2] NIST National Institute of Standards and Technology
<https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>
- [3] Table of Radioactive Isotopes
<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radSearch.asp>
- [4] F.L. Brady and M. Deutsch, *Angular Correlation of Successive Gamma-Rays* June 1, 1950