



*Università degli studi dell'Insubria*

Dipartimento di Scienza e Alta Tecnologia

Laboratorio di Fisica IV

## **Spettroscopia gamma**

*Mozzanica Martina, Quaini Alessandro, Savorgnano Sofia*

Docente

Prof.ssa Michela PREST

Data

4 maggio 2020

# **Contents**

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Dipendenza del guadagno e della risoluzione energetica dalla tensione di alimentazione</b>	<b>7</b>
<b>3</b>	<b>Misura di spettri con le sorgenti di calibrazione</b>	<b>20</b>
<b>4</b>	<b>Misura del coefficiente di assorbimento</b>	<b>33</b>

# 1 Introduzione

In fisica nucleare i raggi gamma, spesso indicati con la corrispondente lettera greca  $\gamma$ , sono le radiazioni elettromagnetiche prodotte dal decadimento radioattivo dei nuclei atomici. Sono radiazioni ad alta frequenza e tra le più pericolose per l'uomo, infatti possono danneggiare irreparabilmente le molecole che compongono le cellule, portandole a sviluppare mutazioni genetiche, oppure causandone la morte immediata. Sulla Terra possiamo misurare sorgenti naturali di raggi gamma sia nel decadimento dei radionuclidi sia nelle interazioni dei raggi cosmici con l'atmosfera.

Le prime sorgenti di raggi gamma furono osservate nel decadimento gamma, processo in cui un nucleo eccitato decade emettendo questa radiazione appena dopo la formazione. Il primo a osservarli fu Paul Villard, chimico e fisico francese, nel 1900, mentre studiava la radiazione emessa dal radio. Egli capì che questa radiazione era più penetrante delle altre osservate nel radio, come i raggi beta o alfa, ma non le diede una nuova denominazione. Nel 1903 Rutherford la riconobbe come una differente forma di radiazione e la chiamò appunto "gamma". Tuttavia solo nel 1910, grazie al lavoro di Bragg, si dimostrò che si trattava in realtà di onde elettromagnetiche.

La radiazione gamma corrisponde genericamente alla parte a più alta frequenza dello spettro elettromagnetico (vedi figura 1). Si può parlare soltanto in generale in quanto non esiste una "soglia" che distingua tra radiazione gamma e raggi X, cioè la parte dello spettro immediatamente precedente. In radioastronomia convenzionalmente la soglia viene posta a 511 keV; nella fisica nucleare e nella fisica medica, si considera X la radiazione prodotta in decadimenti atomici e gamma quella tipica dei processi nucleari, che, di solito, emettono fotoni più energetici.

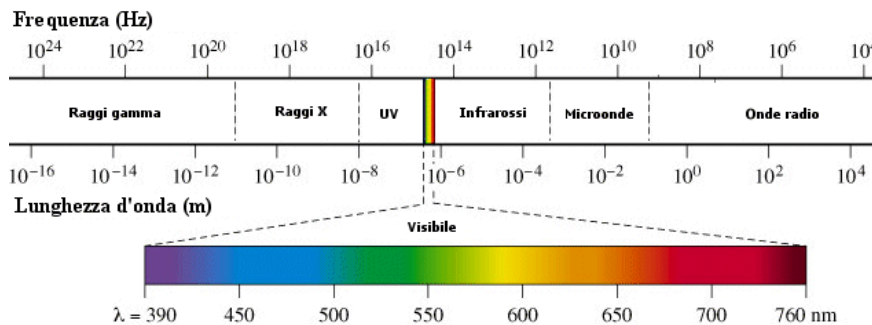


Figure 1: Schema dello spettro di radiazione elettromagnetica.

Normalmente la frequenza di questa radiazione è maggiore di  $10^{20}$  Hz, dunque possiede un'energia oltre i 100 keV e una lunghezza d'onda minore di  $3 \cdot 10^{-13}$  m, molto inferiore al diametro di un atomo. I raggi gamma sono più penetranti della radiazione prodotta dalle altre forme di decadimento radioattivo, come  $\alpha$  e  $\beta$ , a causa della minor tendenza a interagire con la materia. Infatti la radiazione gamma

è composta di fotoni, che non essendo dotati di massa sono meno ionizzanti.

Le emissioni di raggi gamma rivestono interesse scientifico presso gli acceleratori naturali di particelle, quali possono essere i resti di supernovae ad alta energia, sistemi binari composti da stelle normali e oggetti compatti come stelle di neutroni, buchi neri e nuclei galattici attivi, che contengono al loro centro buchi neri supermassivi. Molti esperimenti spaziali sono volti alla rivelazione e allo studio dei raggi gamma, ad esempio si mostra in figura 2 l'immagine di come appare il cielo terrestre visto a raggi gamma, catturata dal Fermi telescope della Nasa.

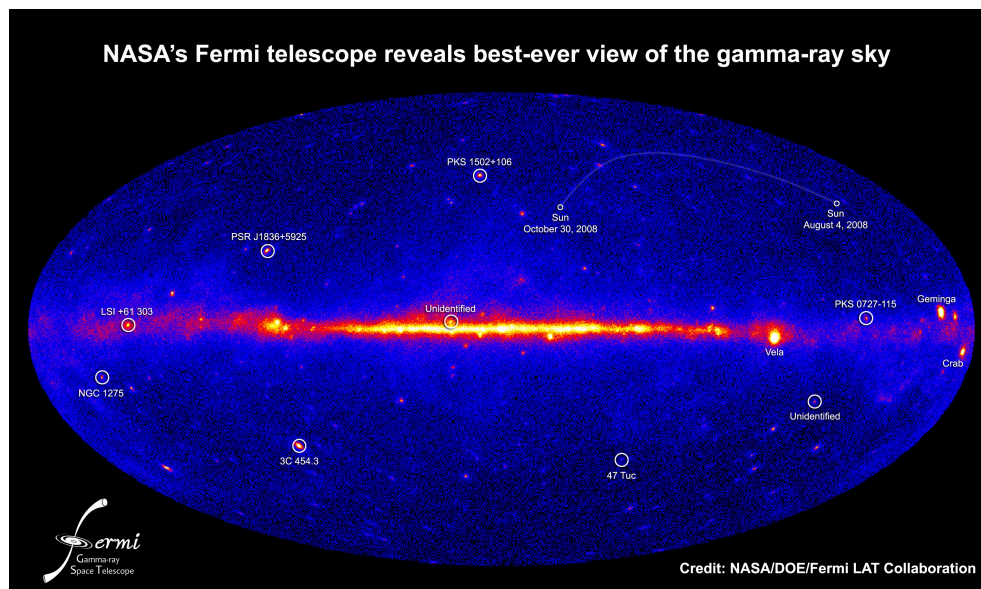


Figure 2: Il cielo a raggi gamma.

Data la pericolosità dei raggi gamma, per eseguire delle misure è necessario schermarli. La schermatura richiede materiali molto più spessi di quelli utilizzati per schermare gli  $\alpha$  o i  $\beta$ . Infatti i  $\gamma$  vengono meglio assorbiti da materiali con un alto numero atomico ( $z$ ) e un'alta densità. Per esempio per ridurre del 50% l'intensità di un raggio gamma occorre 1 cm di piombo, oppure 6 cm di cemento oppure 9 cm di terra pressata. Ovviamente maggiore è l'intensità dei fotoni, maggiore è lo spessore della schermatura richiesta.

Gran parte delle sorgenti radioattive producono raggi gamma di varie energie e intensità. Raccogliendo i segnali di tali raggi si produce uno spettro di energia gamma. Un'analisi di questo spettro è tipicamente usata per determinare qualitativamente e quantitativamente gli emettitori gamma presenti nel campione, essendo ogni spettro gamma caratteristico di un particolare emettitore.

L'esperienza di laboratorio per lo studio dei raggi gamma prevede la misura della radiazione emessa da diverse sorgenti radioattive le cui caratteristiche sono

indicate in tabella 1.

Sorgente	$\gamma$ energy (keV)
$^{60}\text{Co}$	1173; 1333
$^{57}\text{Co}$	14; 122; 136
$^{137}\text{Cs}$	662
$^{241}\text{Am}$	60
$^{109}\text{Cd}$	109; 88
$^{133}\text{Ba}$	133; 81; 302; 356
$^{22}\text{Na}$	511; 1275
$^{226}\text{Ra}$	241; 292; 351; 609; ecc
$^{54}\text{Mn}$	834
$^{65}\text{Zn}$	511 (debole); 1116

Table 1: Sorgenti utilizzate in laboratorio.

Tutte le misure sono state effettuate utilizzando uno scintillatore a NaI(Tl) di 2'' $\times$ 2'' (Saint Gobain) accoppiato a una base con preamplificatore (Bicron). La figura 3 mostra una foto del rivelatore a NaI(Tl).

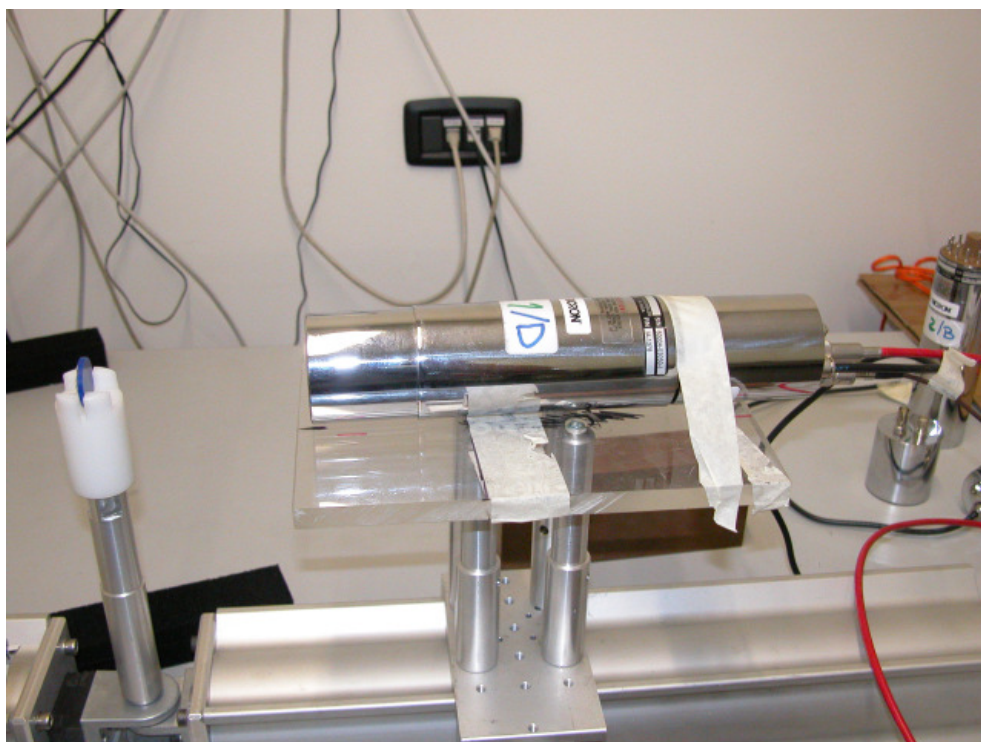


Figure 3: Foto del rivelatore a NaI(Tl) utilizzato per le misure.

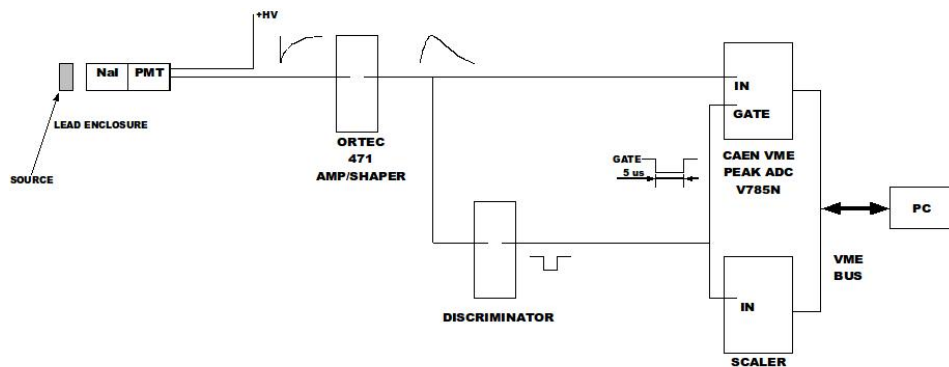


Figure 4: Catena di acquisizione.

La catena di acquisizione per tutte le fasi della misura è presentata in figura 4 e consiste di:

- un amplifier/shaper (ORTEC 471) che amplifica e forma il segnale in uscita dalla base del fotomoltiplicatore, segnale campionato successivamente dall'ADC.
- un discriminatore che genera il gate dell'ADC; i segnali discriminati vengono contati da uno scaler VME per correggere per il tempo morto del sistema di lettura.
- un'ADC VME a 12 bit peak sensing (V785N della CAEN), per l'acquisizione degli spettri.

L'esperienza prevedeva le seguenti misure:

- misura della dipendenza del guadagno e della risoluzione energetica dalla tensione di alimentazione del rivelatore.
- calibrazione del sistema con la sorgente di  $^{226}\text{Ra}$ , valutazione della non linearità.
- acquisizione degli spettri delle sorgenti riportate in tab. 1 e di un campione di  $^{232}\text{Th}$ .
- misura del coefficiente di assorbimento del Pb.

## 2 Dipendenza del guadagno e della risoluzione energetica dalla tensione di alimentazione

La misura è stata effettuata utilizzando la sorgente di  $^{226}\text{Ra}$  posizionata in modo che il rate di conteggio fosse circa 1 kHz, per fare in modo di non avere il fenomeno di pile-up.

Si sono acquisiti gli spettri con entrambi i rivelatori a step di 50 V: tra 600 e 800 V per lo NaI(Tl) e tra 450 e 600 V per il LaBr. Si è cercato di individuare su questi spettri i picchi posizionati a 77, 185, 241, 295, 351, 609 e 1120 keV.

**Calibrazione** Il segnale elettrico prodotto dal sistema scintillatore+PM e campionato dall'ADC è proporzionale alla carica rilasciata dalla radiazione e quindi all'energia della radiazione stessa. Per trasformare lo spettro in ADC in uno spettro in energia è necessario effettuare una calibrazione, cioè acquisire degli spettri di sorgenti di cui è nota la posizione dei picchi e ottenere un plot "posizione del picco in ADC" vs "posizione del picco in keV" che permetta di ricavare i fattori di conversione. Il valore del picco in ADC è ovviamente quello corrispondente alla posizione del picco dell'effetto fotoelettrico, dato che in questo caso tutta l'energia viene depositata dentro il rivelatore.

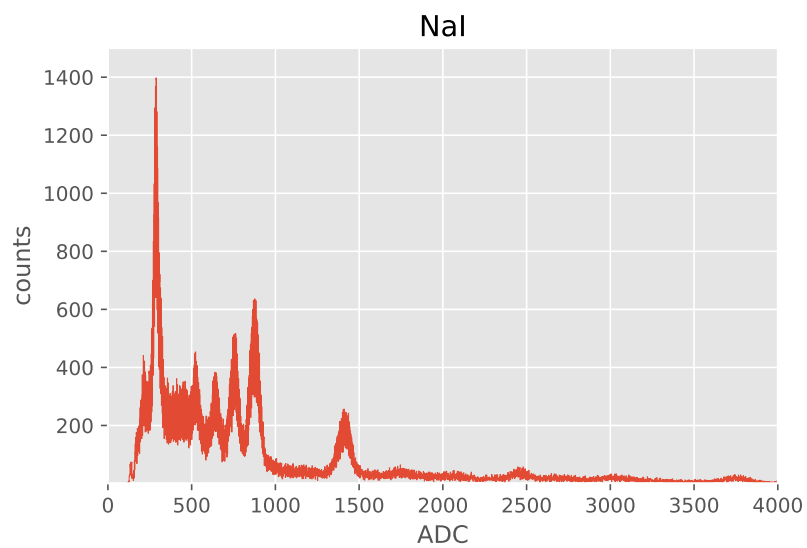
I picchi considerati per la calibrazione sono quelli a 241, 351, 609 e 1120 keV, che permettono una calibrazione semplificata ADC-energia per calcolare il piedestallo dello spettro, definito come l'intercetta della retta di calibrazione con l'asse y. Tale piedestallo è dovuto sia al rivelatore (corrente di buio del preamplificatore) sia alla catena elettronica (baseline di uscita del sistema preamplificatore+shaper e 0).

In figura 5 vengono mostrati gli spettri, non ancora calibrati, a 400 V per NaI e a 500 V per LaBr. In particolare viene mostrata la zona di interesse, tra 0 e 4000 keV, ovvero quella in cui abbiamo i picchi dovuti all'effetto fotoelettrico.

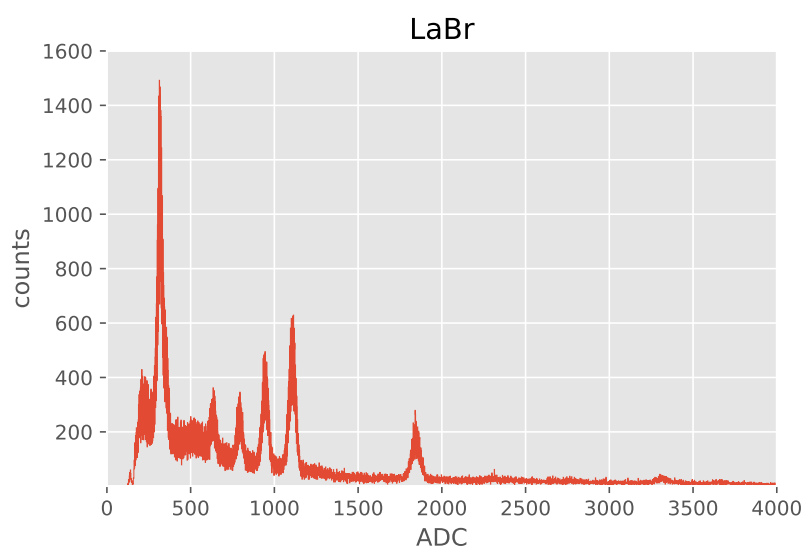
Per la calibrazione, come primo passo, abbiamo eseguito il fit gaussiano, mostrato in figura 6, per ognuno dei sei picchi presenti in ogni spettro.

Si nota che in figura 6 il fit non è preciso. Quindi è stato migliorato includendo il background e quindi utilizzando come funzione di fit una gaussiana sommata ad una retta. Nella figura 7 viene mostrato questo secondo fit dello spettro.

Per i picchi a 241, 295, 351, 609, 1120 keV si sono ottenute le rette di calibrazione osservando la posizione dei picchi in ADC in funzione della posizione dei picchi in keV. È stato eseguito un fit lineare, di cui un esempio viene riportato in figura 8, trovando il coefficiente angolare e l'intercetta della retta di fit con l'asse y. In tabella 2 vengono riportati il coefficiente angolare e l'intercetta con l'asse y con i rispettivi errori ricavati dal fit per ogni voltaggio.



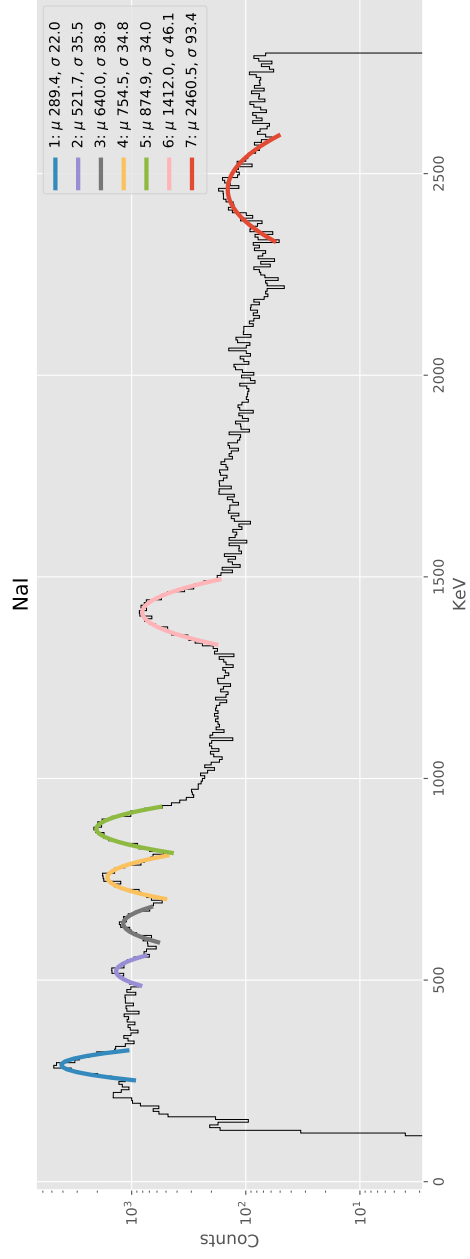
(a)



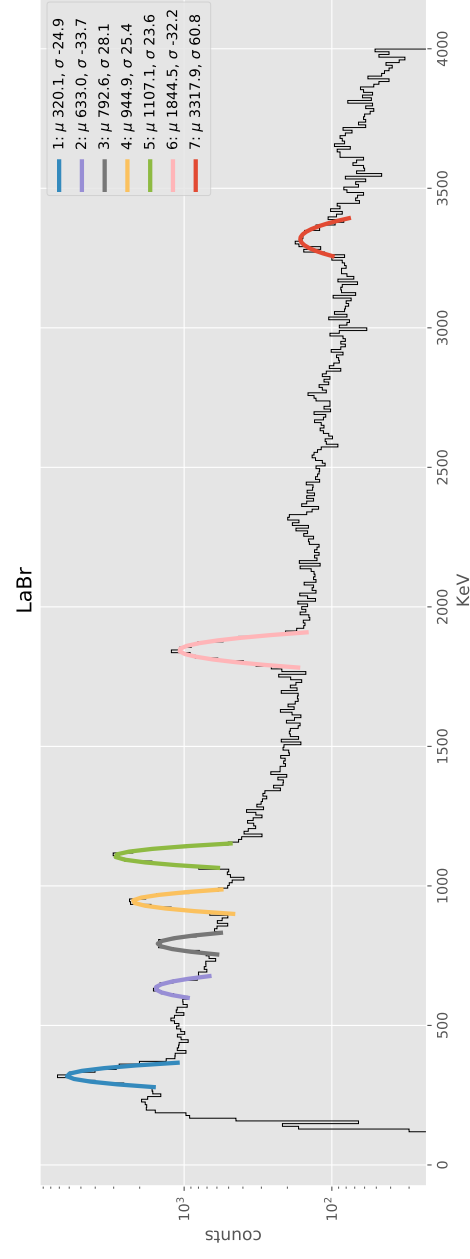
(b)

Figure 5: Spettri non ancora calibrati. (a) Spettro di NaI a 600 V. (b) Spettro di LaBr a 500 V.



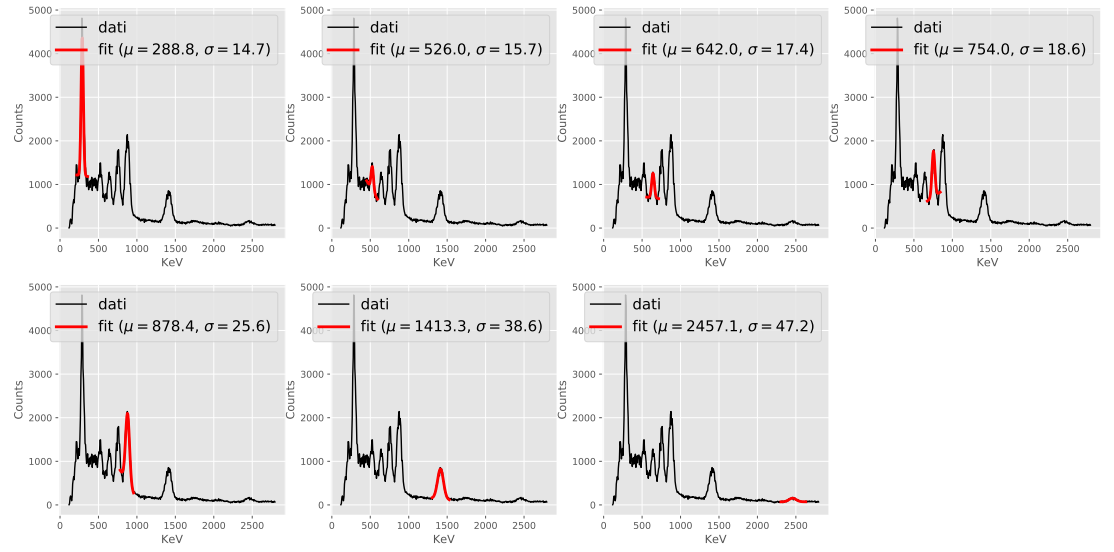


(a)

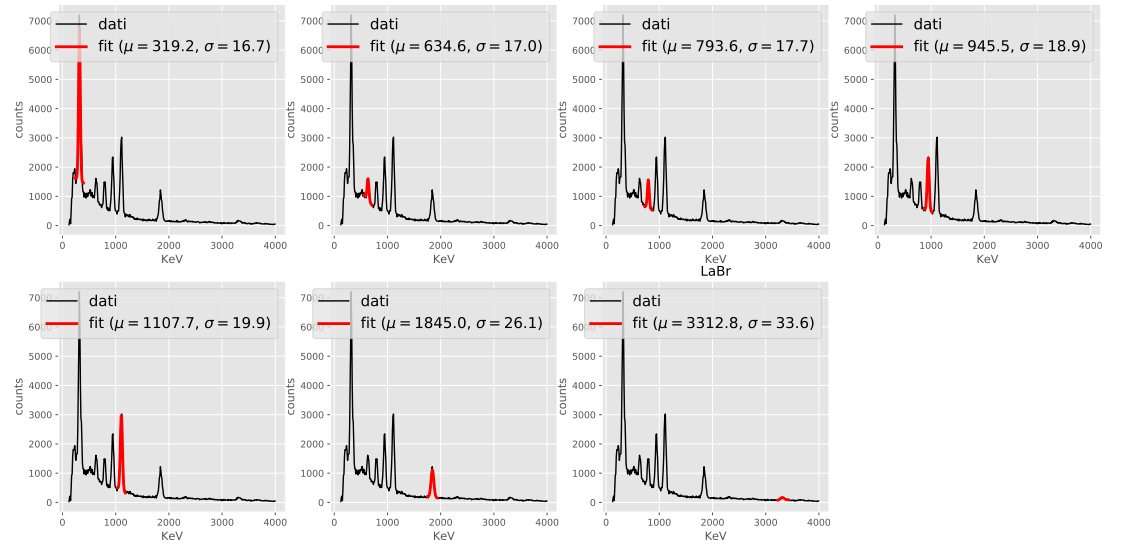


(b)

Figure 6: Fit gaussiano di ogni picco dello spettro. (a) Spettro di NaI a 600 V. (b) Spettro di LaBr a 500 V.

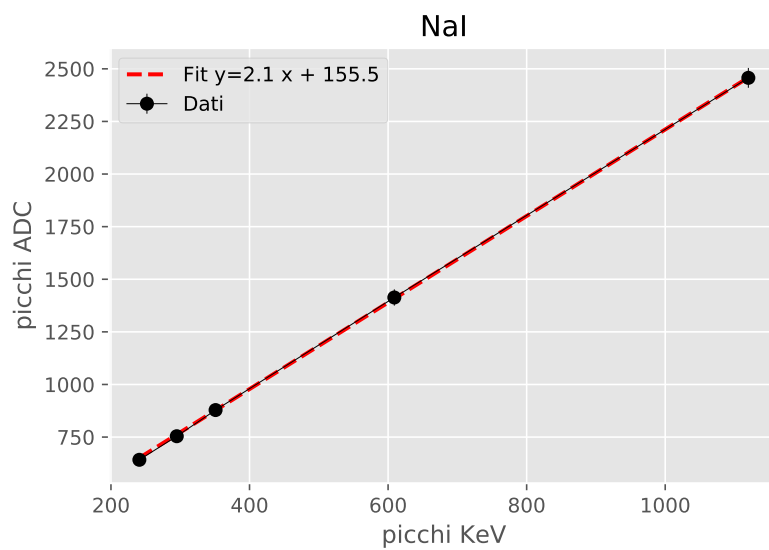


(a)

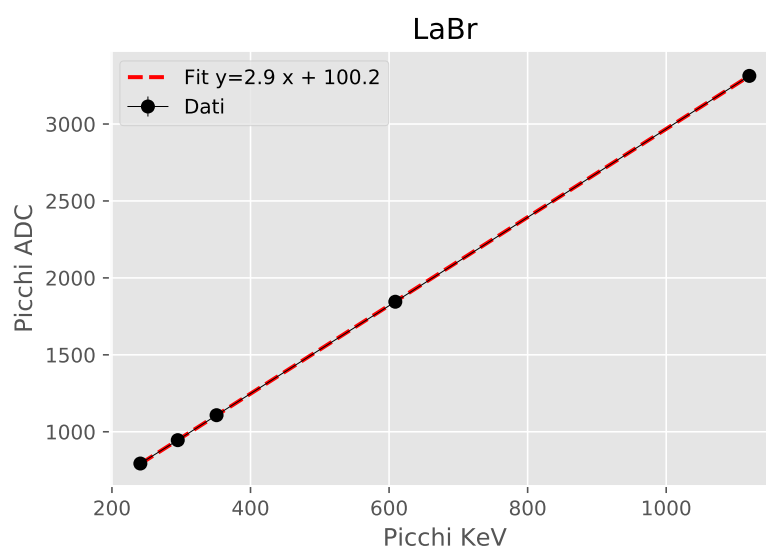


(b)

Figure 7: Fit con gaussiana+retta dei picchi in ADC in funzione dei picchi in keV. (a) Spettro di NaI a 600 V. (b) Spettro di LaBr a 500 V.



(a)



(b)

Figure 8: Fit lineare dei picchi in ADC in funzione dei picchi in keV. (a) Spettro di NaI a 600 V. (b) Spettro di LaBr a 500 V.

<b>NaI</b>				
Voltaggio	m	$err_m$	q	$err_q$
600 V	0.95	0.06	343	52
650 V	0.85	0.06	331	46
700 V	0.62	0.04	246	33
750 V	1.02	0.07	382	56
800 V	0.83	0.05	316	46

<b>LaBr</b>				
Voltaggio	m	$err_m$	q	$err_q$
450 V	1.06	0.09	342	58
500 V	1.3	0.1	377	73
550 V	0.59	0.04	181	31
600 V	1.13	0.08	344	60

Table 2: Valori ricavati dal fit di calibrazione, per ogni voltaggio, del coefficiente angolare (m) e dell'intercetta con l'asse y (q) con i rispettivi errori per i due rivelatori (NaI e LaBr).

Infine sapendo dal fit lineare che:

$$P(ADC) = m \cdot P(keV) + q \quad \text{otteniamo} \quad P(keV) = \frac{P(ADC) - q}{m} \quad (1)$$

Con P(ADC) picchi in ADC e P(keV) picchi in keV.

Quindi si è applicata l'equazione 1 allo spettro iniziale in ADC (figura 5) e si sono ottenuti i grafici finali degli spettri calibrati di NaI e LaBr, mostrati in figura 9.

**Guadagno** Il primo scopo della misura era quello di verificare la dipendenza del guadagno del PM dalla tensione di alimentazione secondo la relazione:

$$G = (kV)^{\alpha n} \quad (2)$$

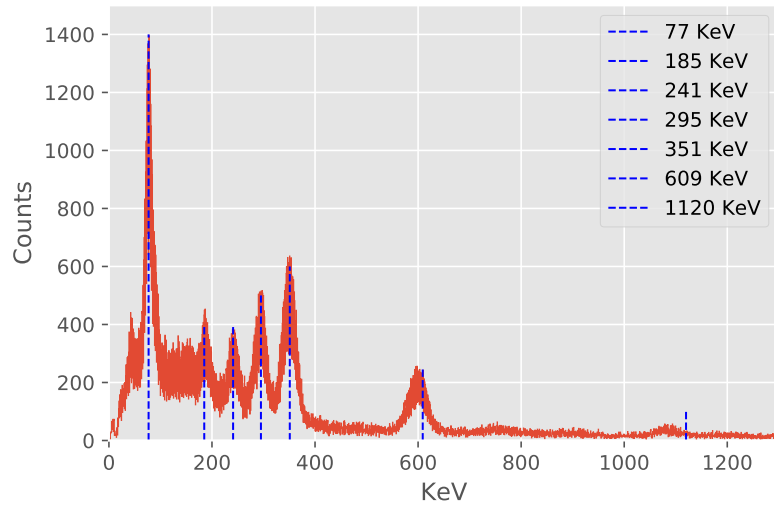
con  $n$  numero dei dinodi e  $\alpha$  probabilità dell'elettrone di colpire il dinodo (60-70%). Dall'equazione 2 possiamo ricavare facendo semplici passaggi algebrici:

$$G = ce^{\gamma \ln V} \quad (3)$$

con  $\gamma = \alpha n$  e  $c = k^{\alpha n}$ .

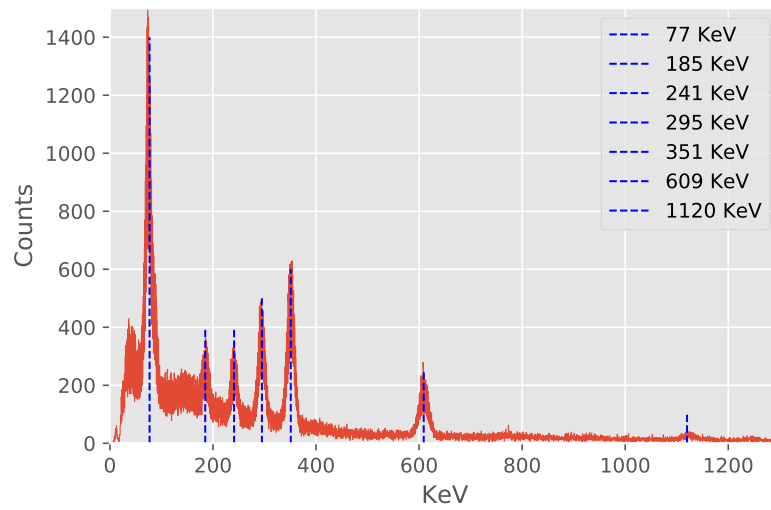
Considerando la retta di calibrazione degli spettri in figura 8 il guadagno è la pendenza della retta (m), i cui valori vengono mostrati in tabella 2.

I file che ci sono stati forniti presentavano diversi valori di gain per ogni voltaggio, quindi si sono uniformati, moltiplicando il guadagno per un fattore correttivo. Come



(a)

LaBr



(b)

Figure 9: Spettro calibrato. (a) Spettro di NaI a 600 V. (b) Spettro di LaBr a 500 V.

referimento si è scelto il primo valore di voltaggio per ogni spettro; 600 V per NaI e 450 V per LaBr. In tabella 3 viene mostrato il valore del gain per ogni voltaggio e il rispettivo fattore correttivo rispetto al primo valore di voltaggio (c).

NaI			LaBr		
Voltaggio	Gain	c	Voltaggio	Gain	c
600 V	1000	1	450 V	2000	1
650 V	500	2	500 V	1000	2
700 V	200	5	550 V	200	10
750 V	200	5	600 V	200	10
800 V	100	10			

Table 3: Gain per ogni voltaggio e fattore correttivo (c) rispetto al primo voltaggio; 600 V per NaI e 500 V per LaBr.

Considerando il guadagno in funzione del voltaggio si è eseguito un fit della funzione utilizzando l'equazione 3. Il grafico viene mostrato in figura 10. Nel fit vengono utilizzati i pesi ricavati dagli errori sul guadagno.

Dal fit si è ricavato il valore della costante  $\gamma = \alpha n$  con il rispettivo errore. Quindi si è ricavato il numero di dinodi che compongono il PM sapendo che  $\alpha \approx 60\% \setminus 70\%$ . I risultati vengono riportati in tabella 4.

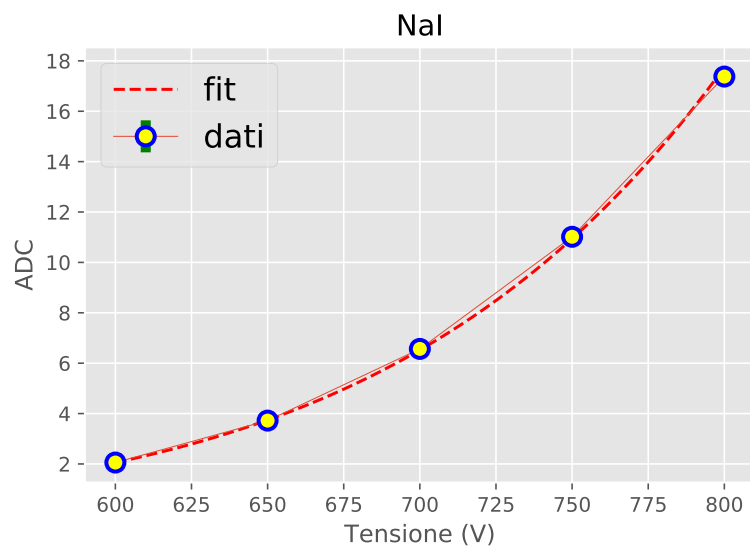
Rivelatore	$\gamma$ teorico	$\gamma$ sperimentale	$err_\gamma$	n. dinodi
NaI	7	7.54	0.07	11-13
LaBr	8	8.3	0.2	11-14

Table 4: Valori di  $\gamma$  e di conseguenza del numero di dinodi del PM.

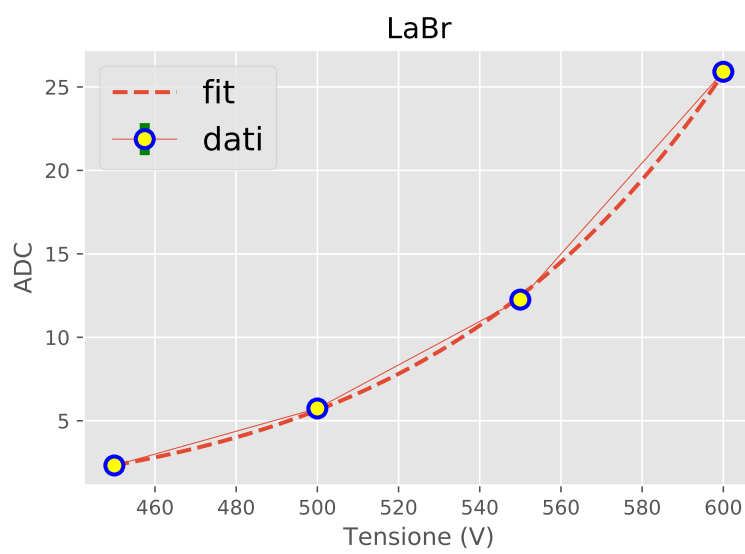
**Risoluzione** Il secondo scopo consisteva nella misura dell'andamento della risoluzione energetica per il picco a 609 keV in funzione della tensione di alimentazione del PM. La risoluzione energetica percentuale è definita come:

$$R = \frac{2.35 \cdot \Delta E}{E} \cdot 100$$

con  $E$  posizione del picco e  $\Delta E$  larghezza del picco a mezza altezza; tale larghezza si può ricavare dal fit del picco con una gaussiana considerando che  $FWHM = 2.35\sigma$ . In figura 11 viene mostrata la risoluzione percentuale in funzione del voltaggio. Notiamo come la risoluzione energetica del rivelatore LaBr è migliore rispetto a quella del rivelatore NaI. Questo significa una maggior capacità di distinguere picchi vicini.

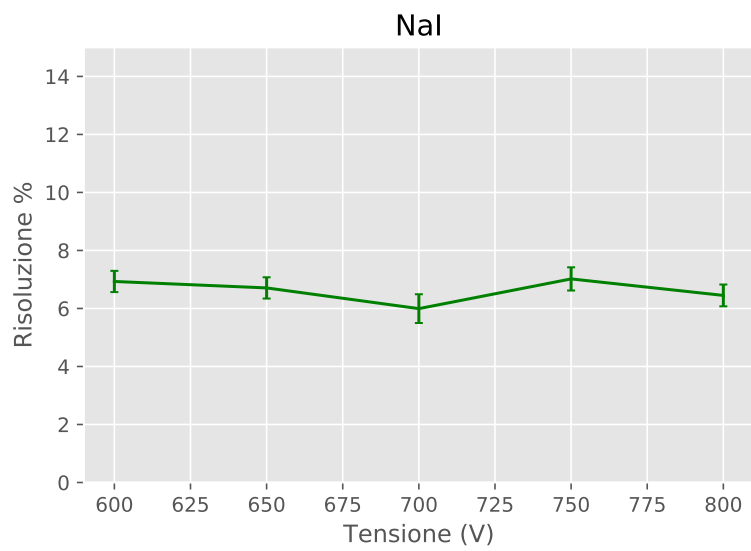


(a)

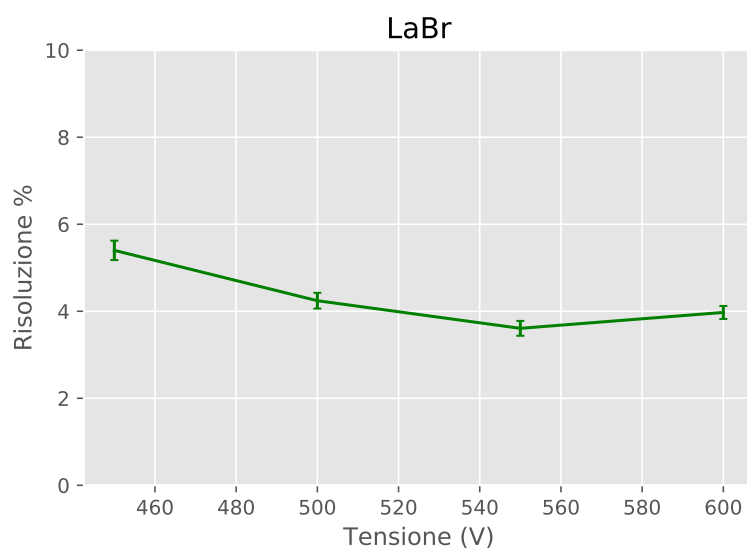


(b)

Figure 10: Fit del guadagno in funzione del voltaggio. (a)NaI. (b)LaBr.



(a)



(b)

Figure 11: Fit della risoluzione in funzione del voltaggio. (a)NaI. (b)LaBr.



**Linearità** L'ultimo scopo consisteva nel verificare la linearità valutando lo scostamento del fit a 1120 keV, ovvero l'ultimo picco. Facendo un fit lineare solo dei picchi a 241, 295, 351, 609 keV abbiamo calcolato lo scostamento tra il picco a 1120 keV reale a quello ottenuto teoricamente dal fit, come si nota in figura 12. Quindi abbiamo calcolato lo scostamento percentuale ottenuto da:

$$S(\%) = \frac{|V_{vero} - V_{ottenuto}|}{V_{vero}} \cdot 100 \quad (4)$$

$V_{vero}$  = valore teorico

$V_{ottenuto}$  = valore ottenuto sperimentalmente

I risultati ottenuti per ogni voltaggio vengono mostrati in tabella 5.

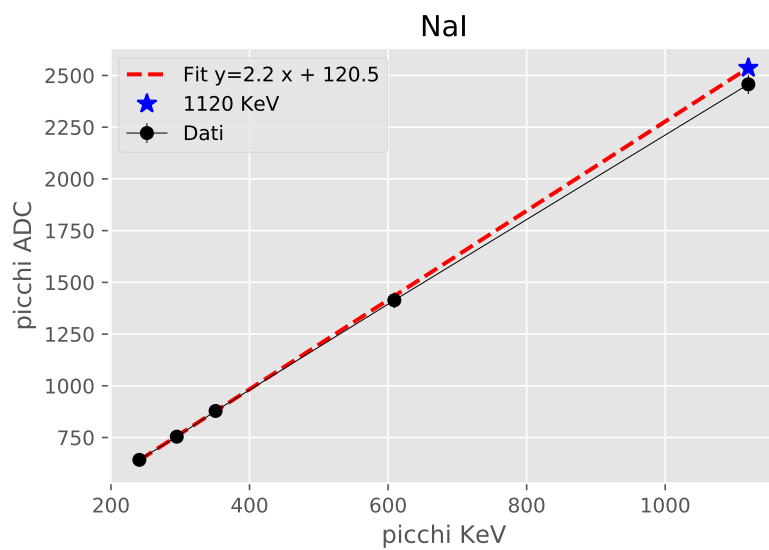
Mi aspetto che a tensioni più elevate ci sia un maggiore effetto di saturazione per cui il picco a 1120 keV si trova 'più in basso' di quanto dovrebbe essere. Ciò significa che ho uno scostamento percentuale maggiore.

Si nota che il rivelatore di LaBr è migliore rispetto a quello di NaI in quanto lo scostamento risulta essere minore.

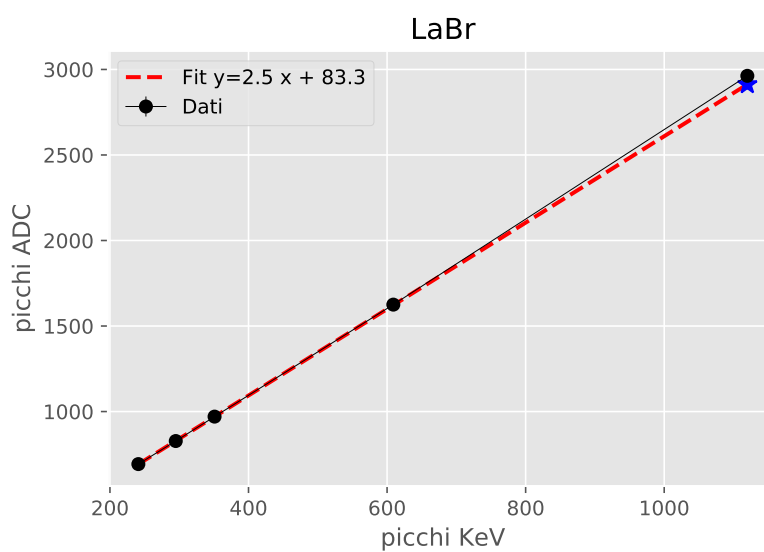
I grafici, per ogni tensione, vengono mostrati in figura 13, in cui è stato svolto un ulteriore fit per osservare la linearità.

NaI		LaBr	
Voltaggio	scostamento %	Voltaggio	scostamento %
600 V	3.13	450 V	0.19
650 V	2.83	500 V	0.25
700 V	3.59	550 V	0.22
750 V	3.55	600 V	1.71
800 V	4.92		

Table 5: Scostamento del picco a 1120 keV sperimentale da quello teorico per ogni voltaggio.

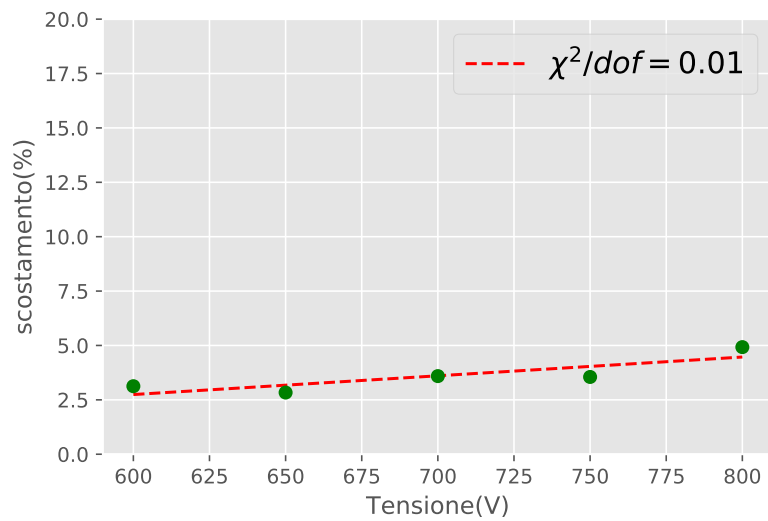


(a)

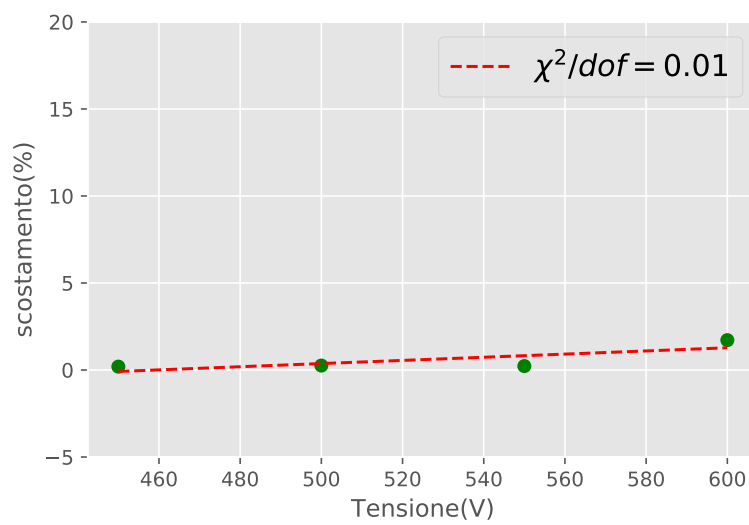


(b)

Figure 12: Scostamento del punto a 1120 keV eseguendo un fit lineare sugli altri punti. (a)NaI a 600 V. (b)LaBr a 600 V.



(a)



(b)

Figure 13: Verifica della linearità dello scostamento del punto a 1120 keV. (a)NaI. (b)LaBr.

### 3 Misura di spettri con le sorgenti di calibrazione

La misura è stata effettuata utilizzando tutte le sorgenti riportate in tab. 1. Tutti i picchi fotoelettrici sono stati utilizzati per calcolare la retta di calibrazione e verificare, una volta riscaldato lo spettro in keV, la linearità e la differenza dal valore in energia vero da quello calcolato, ri-fittando i picchi degli spettri in keV.

Durante l'acquisizione degli spettri, il rate è stato mantenuto inferiore a 2 kHz.

Il rivelatore è stato utilizzato anche per misurare lo spettro di un campione di  $^{232}\text{Th}$  e uno spettro del fondo ambientale.

Per calcolare la retta di calibrazione si sono fittati tutti i picchi presenti negli spettri a disposizione, per ottenere informazioni riguardo la loro posizione con anche un errore associato a questo dato.

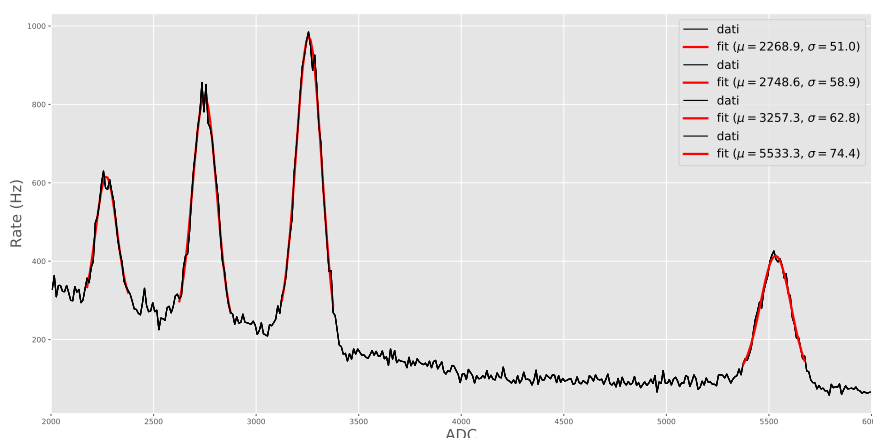


Figure 14: Spettro non calibrato del  $^{226}\text{Ra}$  per il rivelatore LaBr.

In figura 14 e 15 si riportano due esempi di fit di spettri prima della calibrazione.

Una volta completata la prima fase di analisi dei picchi è stato realizzato un grafico delle posizioni dei picchi in funzione delle loro energie note, questo per ognuno dei due rivelatori. Fittando questi dati si ottiene la retta di calibrazione, i cui parametri  $m$  e  $q$  permettono di riscaldare i dati in termini di energia tramite la relazione 1.

Una volta riscaldati i dati in funzione dell'energia sono stati nuovamente fittati tutti i picchi per trovare i valori medi, cioè le energie. Si sono confrontati i valori medi con i dati tabulati.

Si riportano dalla figura 18 alla figura 35 tutti gli spettri calibrati.

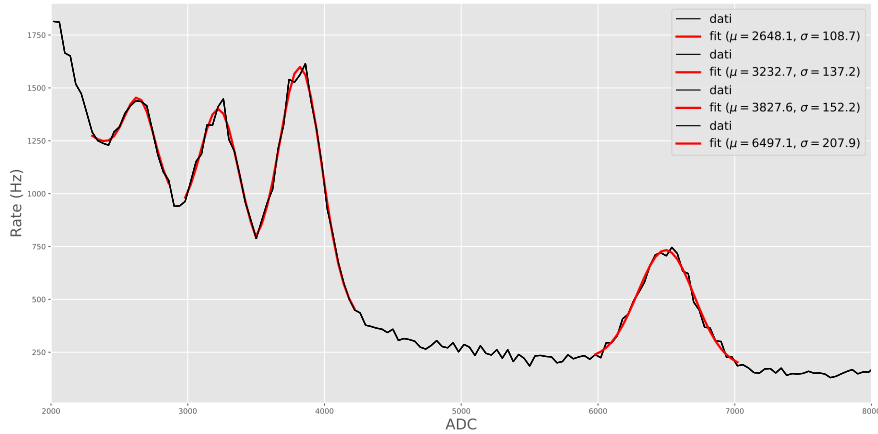


Figure 15: Spettro non calibrato del  $^{226}\text{Ra}$  per il rivelatore NaI.

Una volta ricavate le energie dai dati, si confrontano queste con i valori tabulati.

Per stimare la bontà della calibrazione si sono plottati i valori energetici in funzione di quelli attesi. Se la calibrazione fosse perfetta, fittando questi dati si otterrebbe la bisettrice  $y=x$ . Sono stati quindi fittati questi dati per entrambi i rivelatori (figure 36 e 37), e in seguito si è valutato lo scarto dei valori ottenuti con i valori della retta di fit (figure 38 e 39), per valutare quanto i risultati si discostano dal valore ottimale.

Infine sono stati osservati gli spettri prodotti da una sorgente di  $^{232}\text{Th}$ , e i dati acquisiti dai rivelatori in assenza di sorgente, così da osservare lo spettro dovuto alla radioattività naturale causata da raggi cosmici ed elementi radioattivi liberi in natura.

Si conclude che lo scintillatore al LaBr ha una risoluzione migliore di quello al NaI in quanto, come si può notare in tabella 6, i suoi errori sono inferiori rispetto a quelli associati ai dati dell'altro scintillatore. Anche dai grafici si può osservare che i picchi sono più marcati e in alcuni casi anche di più in numero. Inoltre nello spettro della radiazione naturale acquisito con lo scintillatore al LaBr risulta ben visibile un picco (figura 44) a 1452 keV, che non si nota nei dati dell'altro rivelatore.

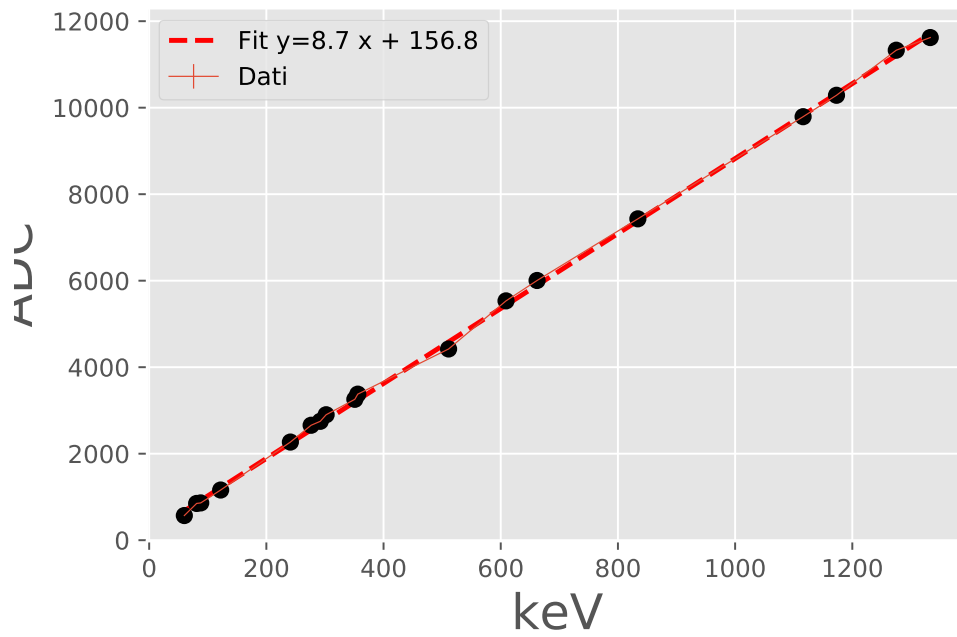


Figure 16: Calibrazione rivelatore LaBr.

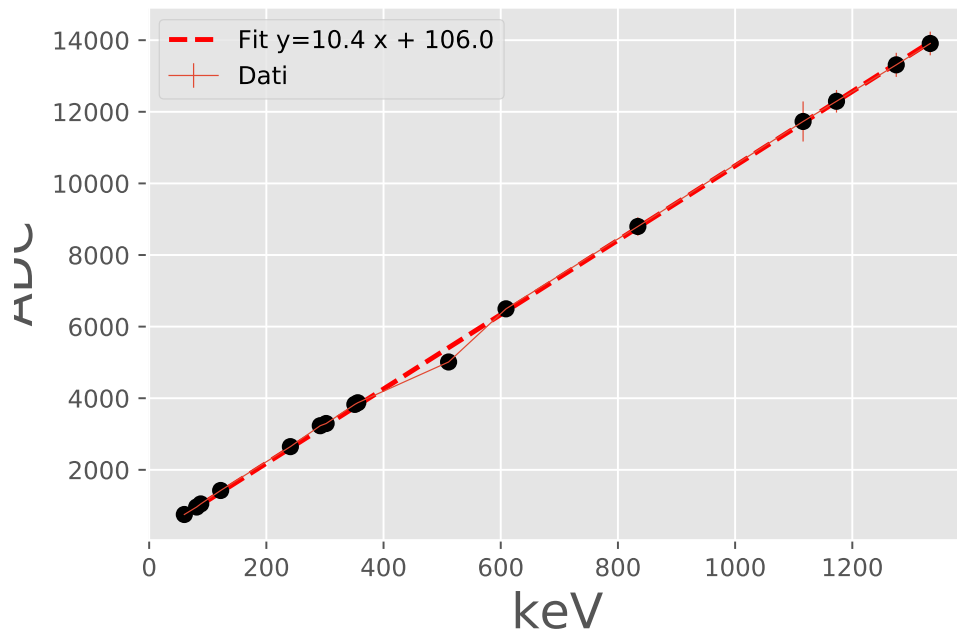


Figure 17: Calibrazione rivelatore NaI.

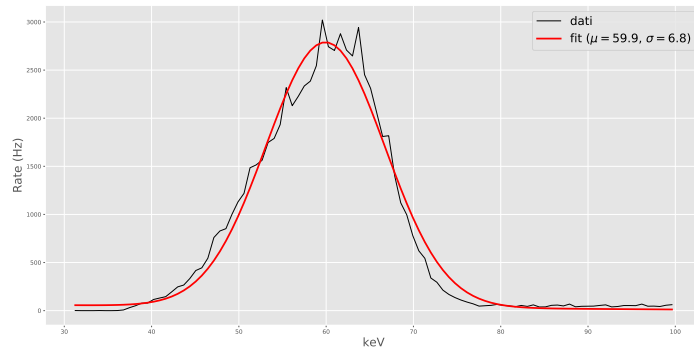


Figure 18: Spettro di  $^{241}\text{Am}$  per il rivelatore NaI.

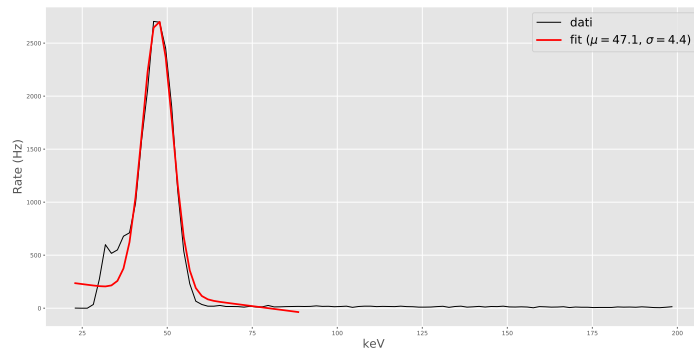


Figure 19: Spettro di  $^{241}\text{Am}$  per il rivelatore LaBr.

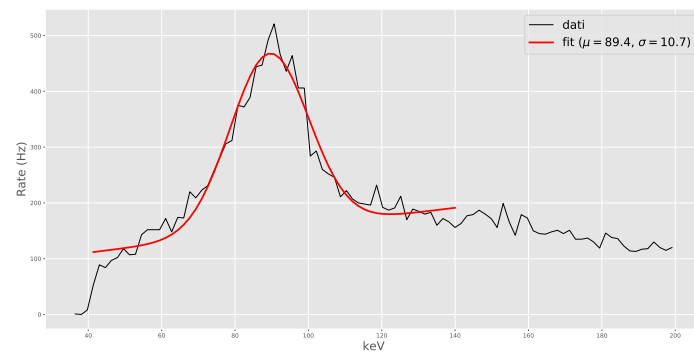


Figure 20: Spettro di  $^{109}\text{Cd}$  per il rivelatore NaI.

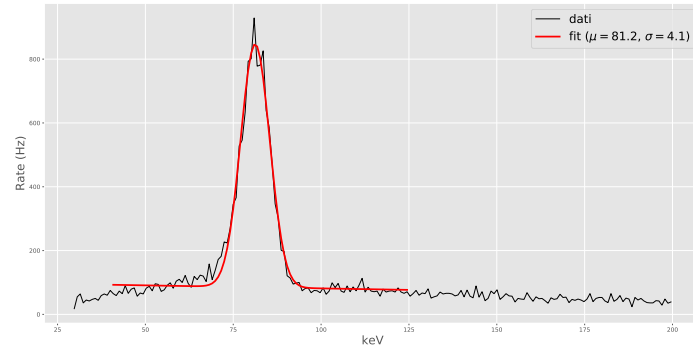


Figure 21: Spettro di  $^{109}\text{Cd}$  per il rivelatore LaBr.

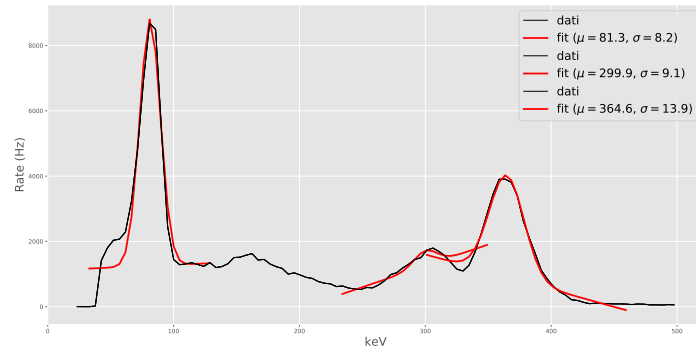


Figure 22: Spettro di  $^{133}\text{Ba}$  per il rivelatore NaI.

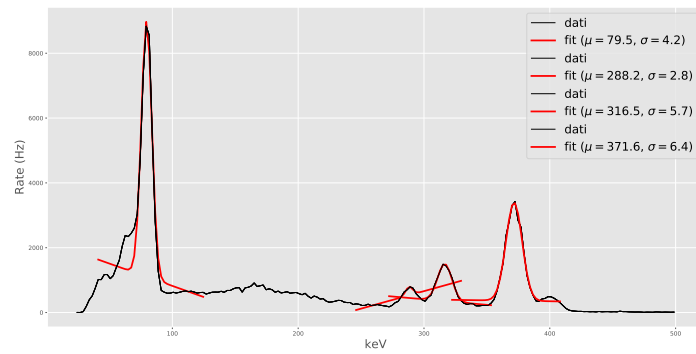


Figure 23: Spettro di  $^{133}\text{Ba}$  per il rivelatore LaBr.



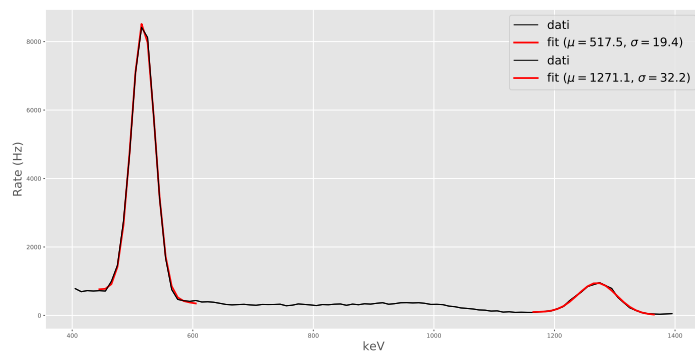


Figure 24: Spettro di  $^{22}\text{Na}$  per il rivelatore NaI.

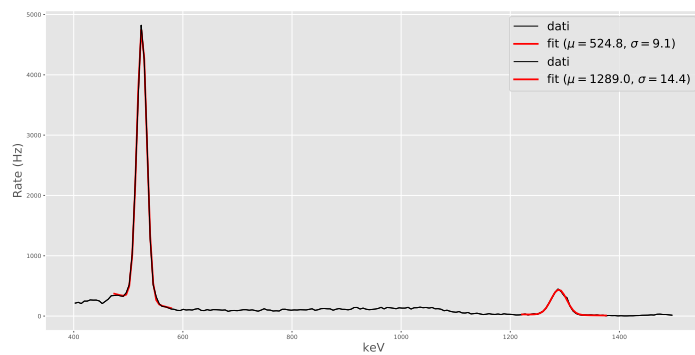


Figure 25: Spettro di  $^{22}\text{Na}$  per il rivelatore LaBr.

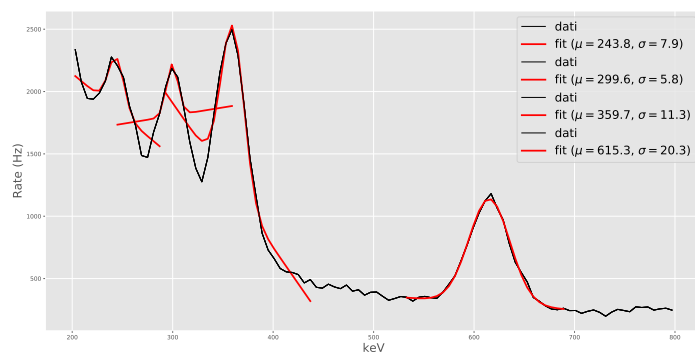


Figure 26: Spettro di  $^{226}\text{Ra}$  per il rivelatore NaI.

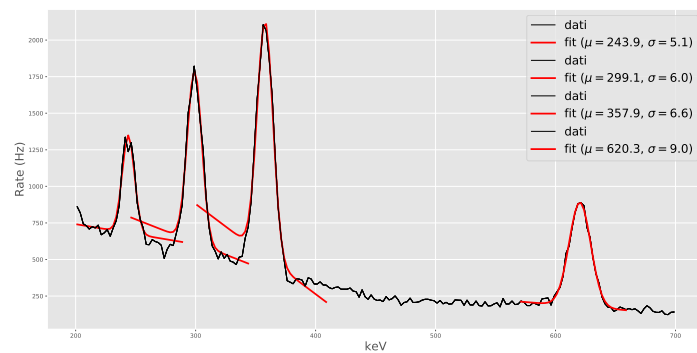


Figure 27: Spettro di  $^{226}\text{Ra}$  per il rivelatore LaBr.

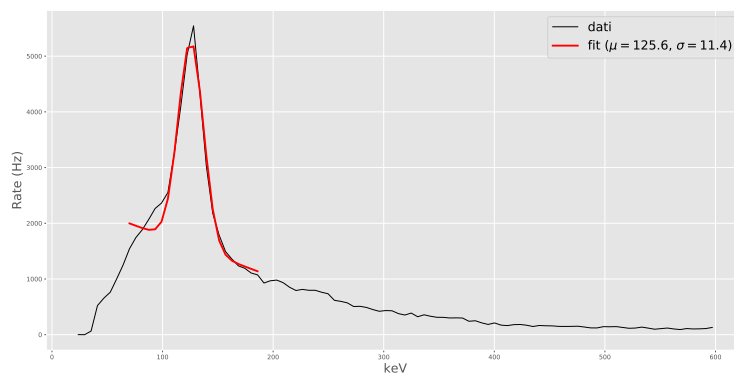


Figure 28: Spettro di  $^{57}\text{Co}$  per il rivelatore NaI.

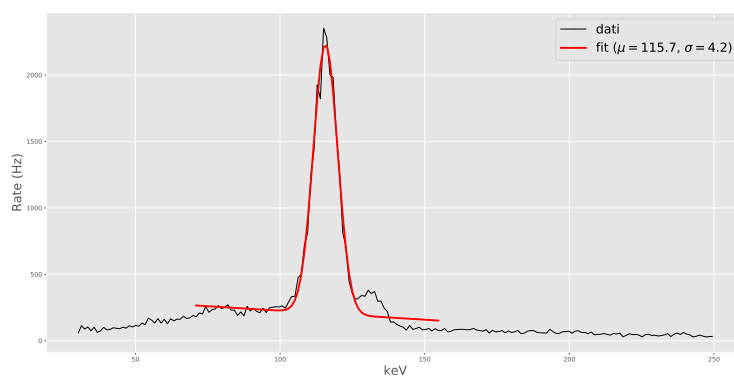


Figure 29: Spettro di  $^{57}\text{Co}$  per il rivelatore LaBr.

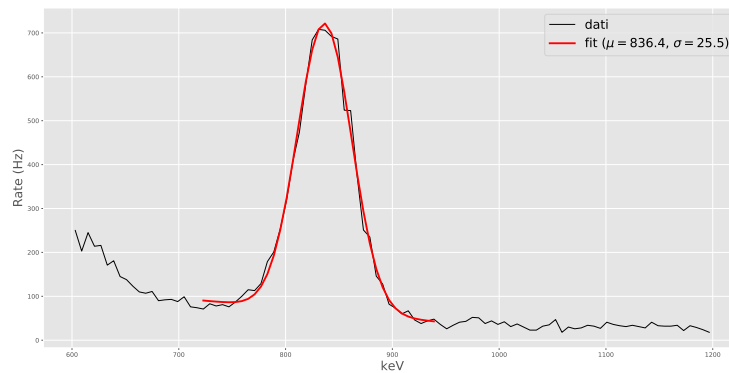


Figure 30: Spettro di  $^{54}\text{Mn}$  per il rivelatore NaI.

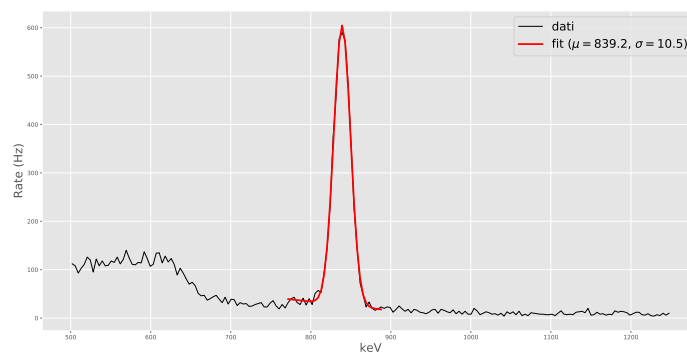


Figure 31: Spettro di  $^{54}\text{Mn}$  per il rivelatore LaBr.

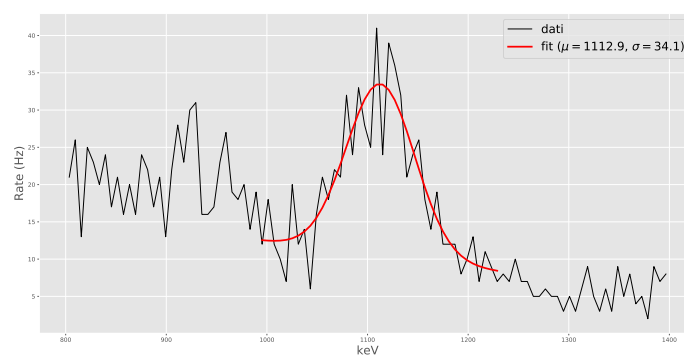


Figure 32: Spettro di  $^{65}\text{Zn}$  per il rivelatore NaI.

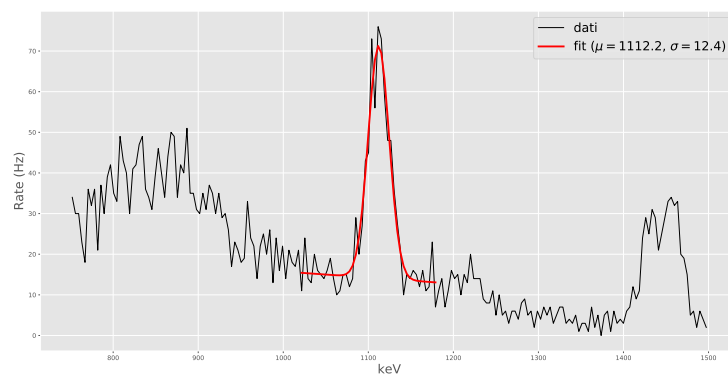


Figure 33: Spettro di  $^{65}\text{Zn}$  per il rivelatore LaBr.

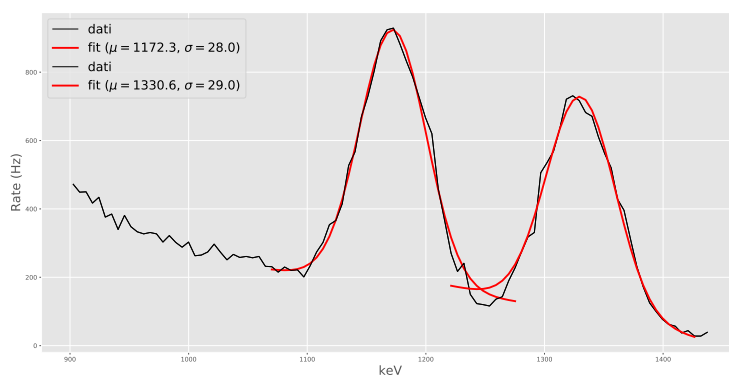


Figure 34: Spettro di  $^{60}\text{Co}$  per il rivelatore NaI.

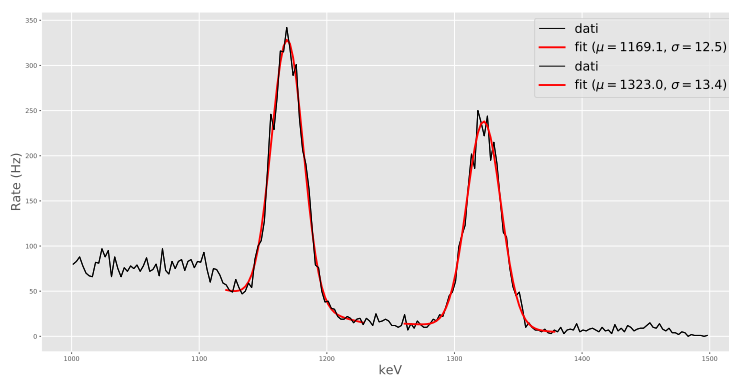


Figure 35: Spettro di  $^{60}\text{Co}$  per il rivelatore LaBr.

Elemento	E (keV) NaI	E (keV) LaBr	E (keV) atteso
<sup>241</sup> Am	59±7	47±4	60
<sup>109</sup> Cd	89±11	8±4	88
<sup>133</sup> Ba	81±8	79±5	81
<sup>133</sup> Ba	299±9	316±8	302
<sup>133</sup> Ba	364±14	371±8	356
<sup>133</sup> Ba		288±8	276.4
<sup>22</sup> Na	517±19	524±9	511
<sup>22</sup> Na	1271±32	1288±14	1275
<sup>226</sup> Ra	238±8	243±5	241
<sup>226</sup> Ra	299±6	299±6	292
<sup>226</sup> Ra	355±11	357±7	351
<sup>226</sup> Ra	614±20	620±9	609
<sup>57</sup> Co	125±11	115±4	122
<sup>54</sup> Mn	836±25	839±10	834
<sup>65</sup> Zn	1112±34	1112±12	1116
<sup>60</sup> Co	1172±36	1169±13	1173
<sup>60</sup> Co	1330±34	1322±13	1333

Table 6: Valori energetici dei picchi.

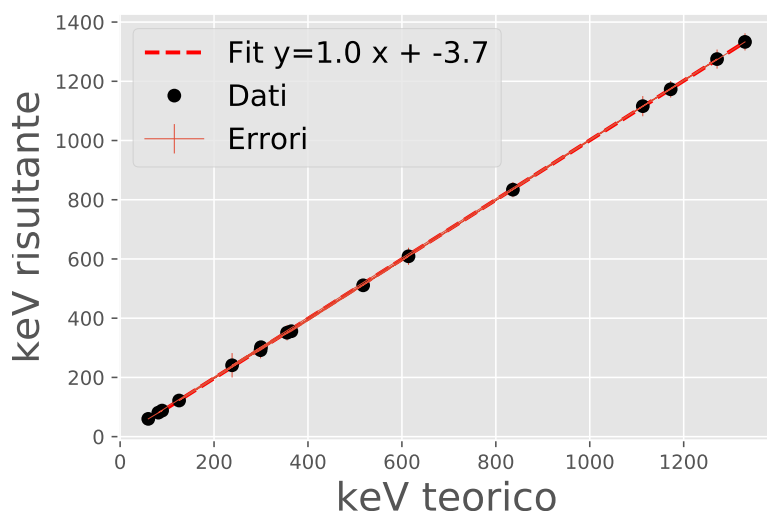


Figure 36: Verifica della linearità dei risultati per il rivelatore NaI.

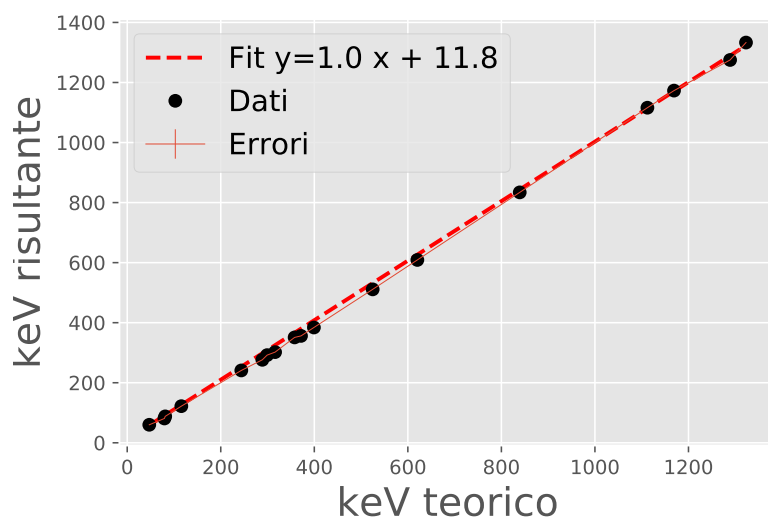


Figure 37: Verifica della linearità dei risultati per il rivelatore LaBr.

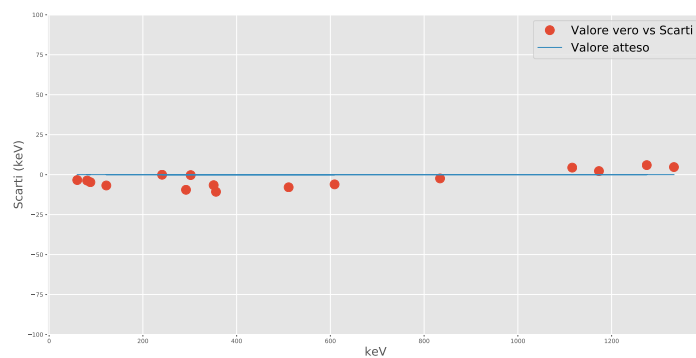


Figure 38: Valutazione degli scarti per il rivelatore NaI.

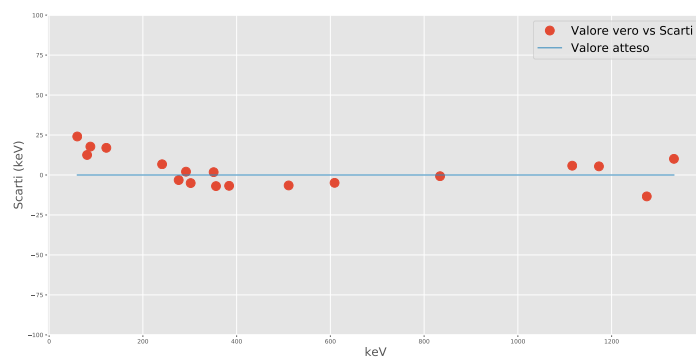


Figure 39: Valutazione degli scarti per il rivelatore LaBr.

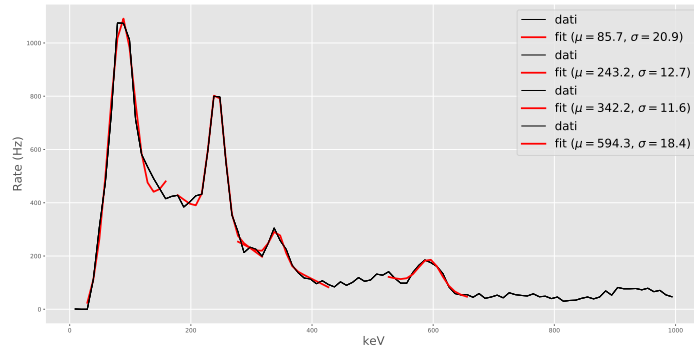


Figure 40: Spettro di  $^{232}\text{Th}$  per il rivelatore NaI.

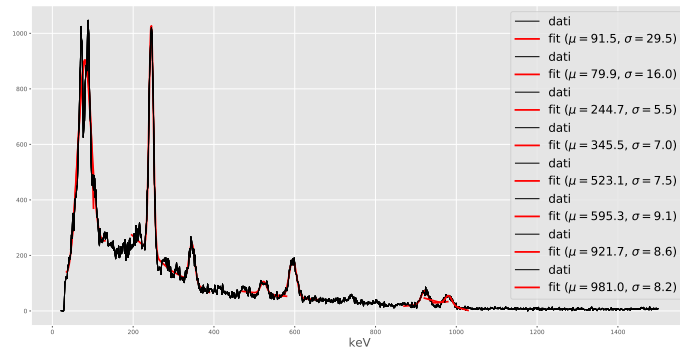


Figure 41: Spettro di  $^{232}\text{Th}$  per il rivelatore LaBr..

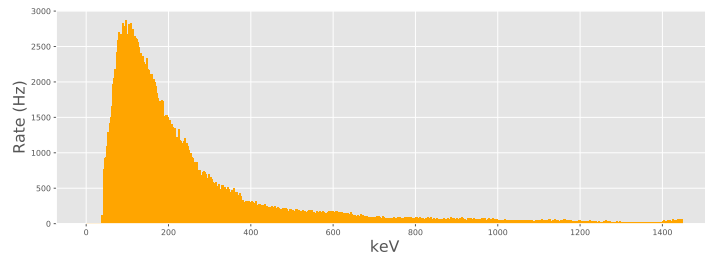


Figure 42: Spettro di background per il rivelatore NaI.

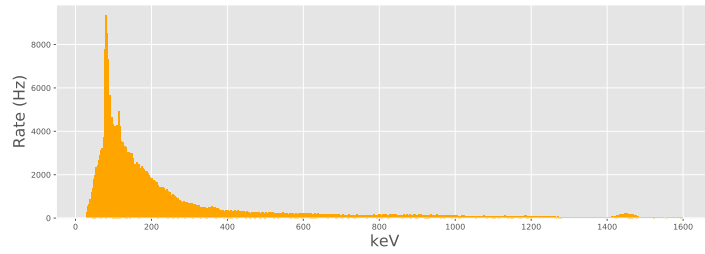


Figure 43: Spettro di background per il rivelatore LaBr.

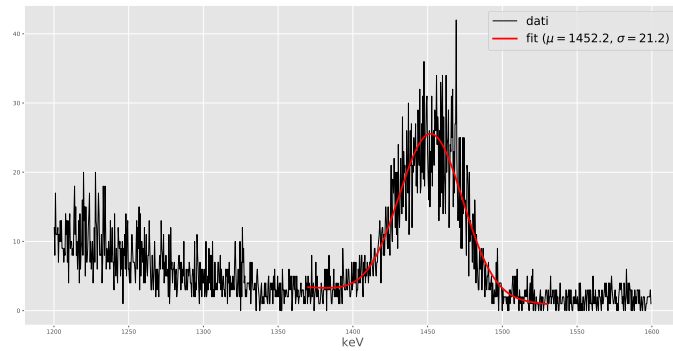


Figure 44: Picco nello spettro di background per il rivelatore LaBr.



## 4 Misura del coefficiente di assorbimento

**Introduzione** Il coefficiente di assorbimento è una proprietà di un materiale che definisce il limite al quale assorbe energia, per esempio un'onda sonora o una radiazione elettromagnetica. Wallace Clement Sabine fu un pioniere di questo concetto nell'acustica, ma quest'ultimo è solo un esempio dei moltissimi campi in cui si può estendere tale concetto. In fisica delle particelle ci si riferisce al coefficiente di assorbimento nelle esperienze di diffusione su bersagli, ossia negli esperimenti in cui fasci di particelle vengono fatti incidere su bersagli fissi. In generale quindi il coefficiente di assorbimento è definito come:

$$\mu = \sigma \cdot n \quad (5)$$

dove  $\sigma$  è la sezione d'urto d'assorbimento, mentre  $n$  è la densità di particelle del bersaglio. La probabilità che una particella ha di interagire nell'attraversare un tratto  $dx$  di bersaglio è:

$$P = \mu \cdot dx \quad (6)$$

Nell'esperimento condotto in laboratorio, si è utilizzato come fascio di particelle un fascio di fotoni e come target una lastra di piombo di spessore variabile. Una delle caratteristiche fondamentali di un fascio di fotoni è rappresentata dal fatto che, attraversando la materia, la probabilità di interazione è molto più bassa di quella delle particelle cariche e che il fascio non degrada in energia bensì perde in intensità. La legge secondo cui l'intensità diminuisce è data da:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (7)$$

dove  $I_0$  è l'intensità iniziale del fascio incidente e  $x$  è lo spessore del materiale attraversato.

Il fattore  $\mu$  è il coefficiente di assorbimento ed è espresso in  $\text{cm}^{-1}$ . È possibile definire anche un *coefficiente di assorbimento massico* dividendo  $\mu$  per la densità del materiale ed esprimendo quindi il coefficiente in  $\text{g}/\text{cm}^2$ .

Il coefficiente di assorbimento di un dato materiale ha una forte dipendenza dall'energia della radiazione incidente in quanto l'assorbimento avviene secondo interazioni che hanno probabilità che dipendono esse stesse dall'energia (figura 45).

Quando i raggi  $\gamma$  interagiscono con la materia, possono creare due effetti, che verranno entrambi riscontrati nell'analisi di laboratorio. Il primo principale che emerge distintamente è dovuto all'effetto **fotoelettrico**, per questo spesso è chiamato *fotopico*. L'effetto fotoelettrico si ha quando un fotone  $\gamma$  interagisce con un elettrone, orbitante attorno a un atomo, e gli trasferisce tutta la sua energia, con il risultato di espellere l'elettrone dall'atomo. L'energia cinetica del fotoelettrone risultante è uguale all'energia del fotone  $\gamma$  incidente meno l'energia di legame dell'elettrone. L'effetto fotoelettrico è il meccanismo principale per l'interazione dei fotoni  $\gamma$  e  $X$  al di sotto dei 50 keV. Si ha anche un secondo effetto: lo scattering

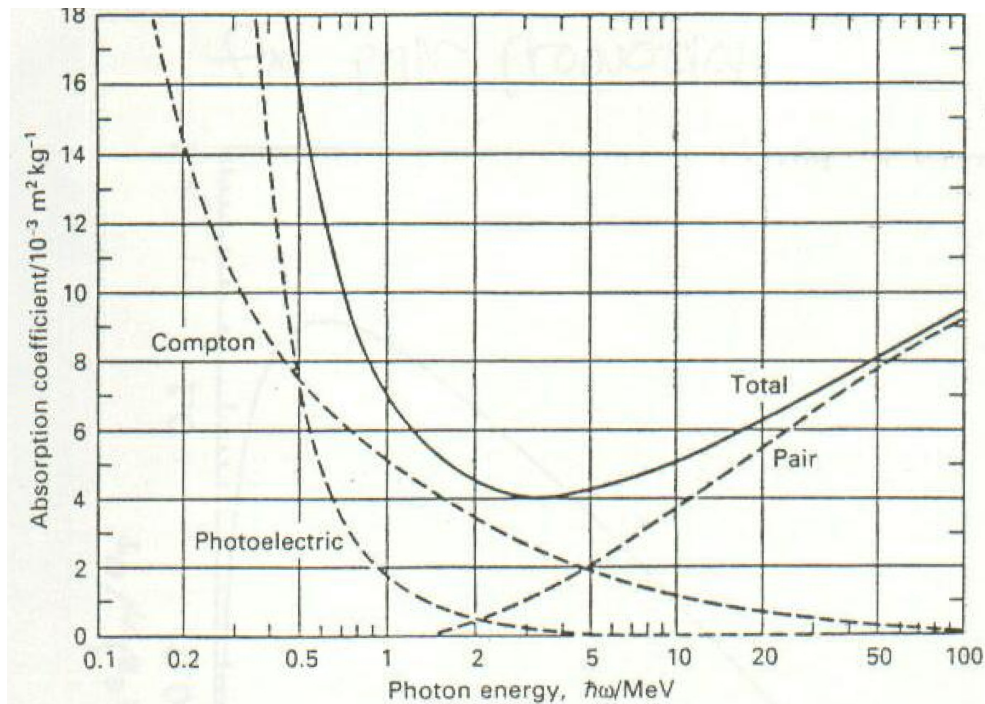


Figure 45: Coefficiente di assorbimento in funzione dell'energia per il piombo.

**Compton.** Si ha quando un fotone  $\gamma$  incidente espelle un elettrone da un atomo, in modo simile al precedente, ma in questo caso l'energia addizionale del fotone viene convertita in un nuovo fotone  $\gamma$ , meno energetico, con una direzione diversa dal fotone originale. La probabilità dello scattering Compton diminuisce con l'aumentare dell'energia del fotone, oppure con il diminuire dello spessore del target.

**Analisi dati** Le misure sono state realizzate utilizzando la sorgente di  $^{137}\text{Cs}$ , posizionata a circa 20 cm dal rivelatore interponendo diversi spessori di piombo, i cui valori sono riportati in tabella 7.

misura	spessore (cm)
1°	0
2°	1
3°	2
4°	3
5°	4

Table 7: Valori dello spessore di piombo utilizzato per le misure.

Per ogni misura è stato realizzato un grafico del picco fotoelettrico, in cui è anche visibile la spalla Compton. Si mostrano nelle figure (46 - 50) i grafici dei pic-

chi fotoelettrici per i vari spessori di piombo utilizzati. Per gli spessori di piombo più sottili, la spalla Compton è trascurabile, infatti come spiegato nell'introduzione l'effetto Compton è tanto più visibile quanto più è spessa la lastra di piombo. Realizzando un fit della sola parte destra del picco si possono stimare i parametri caratteristici.

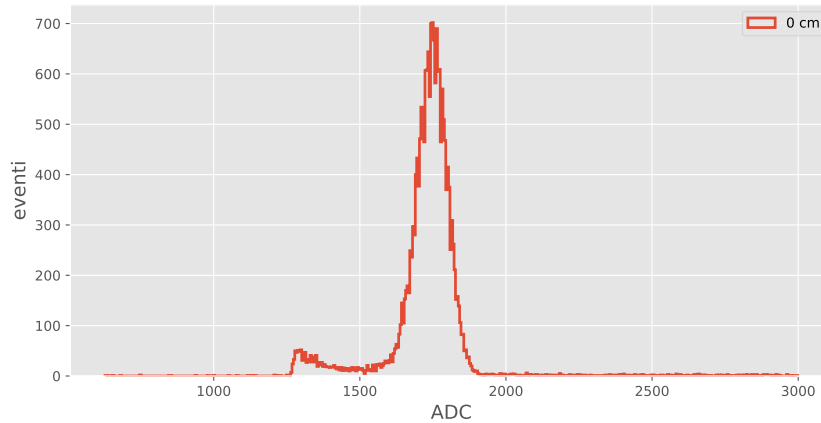


Figure 46: Grafico del picco fotoelettrico per uno spessore di 0 cm.

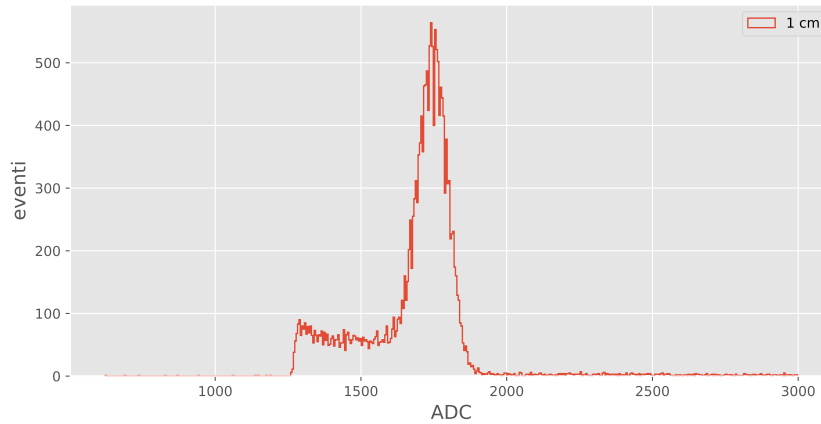


Figure 47: Grafico del picco fotoelettrico per uno spessore di 1 cm.

Si è utilizzata la seguente funzione per fittare i picchi gaussiani:

$$f = Ae^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (8)$$

dove  $A$  è una costante moltiplicativa,  $x$  il vettore dei dati,  $\mu$  la media e  $\sigma$  la deviazione standard. Dal fit si sono quindi stimati i tre parametri caratteristici di

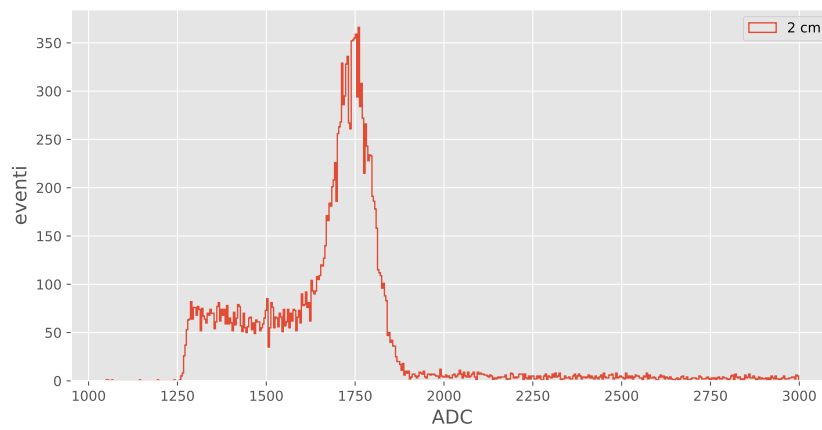


Figure 48: Grafico del picco fotoelettrico per uno spessore di 2 cm.

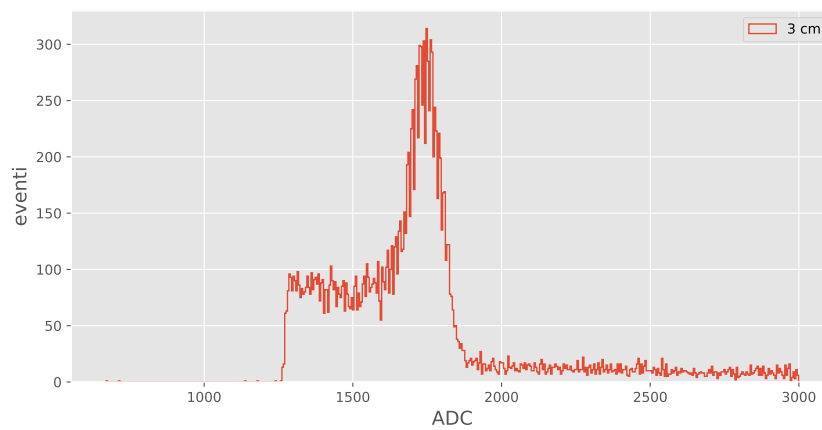


Figure 49: Grafico del picco fotoelettrico per uno spessore di 3 cm.

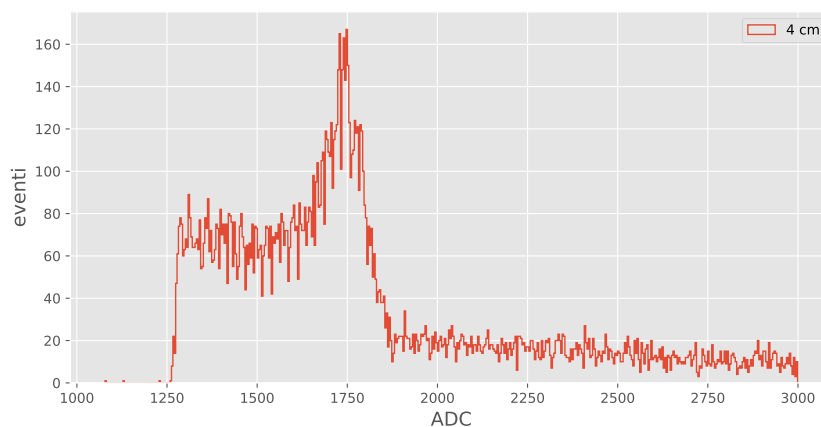


Figure 50: Grafico del picco fotoelettrico per uno spessore di 4 cm.

una curva gaussiana. Si mostrano nelle figure (51 - 55) i fit relativi ai picchi delle figure (46 - 50).

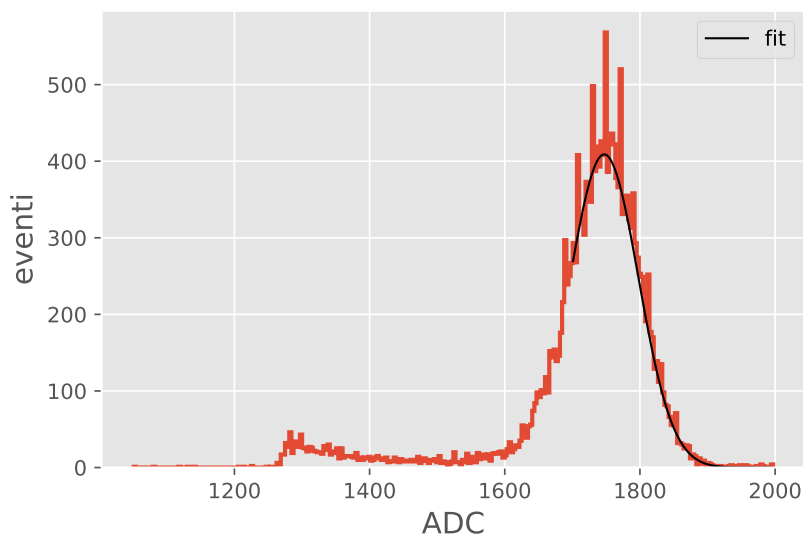


Figure 51: Fit del picco fotoelettrico per uno spessore di piombo di 0 cm.

Si può chiaramente notare che per le lastre di piombo più spesse il background inizia ad essere significativo, come si può vedere nelle figure 49 e 50. In questi casi non è sufficiente fittare la parte destra del picco con una gaussiana, bensì occorre sommare una funzione esponenziale che descriva l'andamento del segnale di background. Si mostrano nelle figure 54 e 55 i fit così ottenuti. Al variare dello spessore di piombo si utilizza quindi il semplice fit gaussiano (0, 1, 2 cm), oppure quello

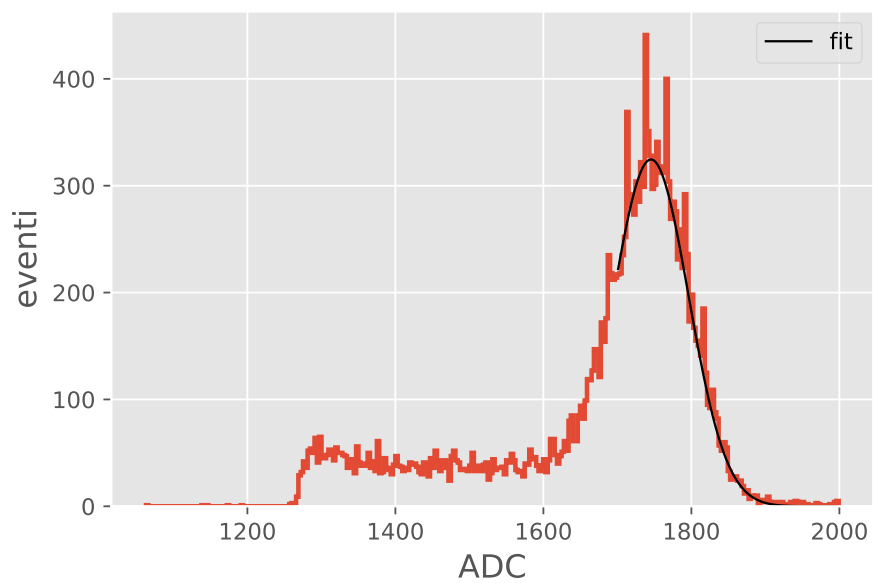


Figure 52: Fit del picco fotoelettrico per uno spessore di piombo di 1 cm.

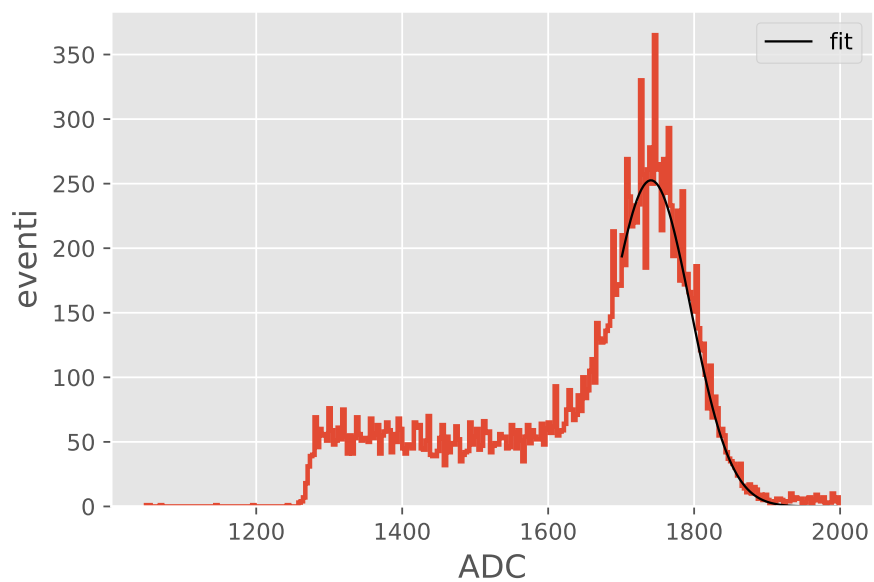


Figure 53: Fit del picco fotoelettrico per uno spessore di piombo di 2 cm.

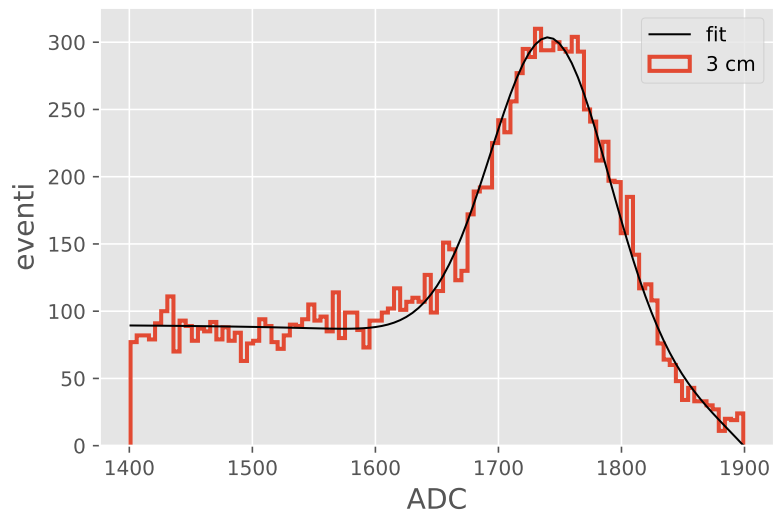


Figure 54: Fit del picco fotoelettrico + spalla Compton per uno spessore di piombo di 3 cm.

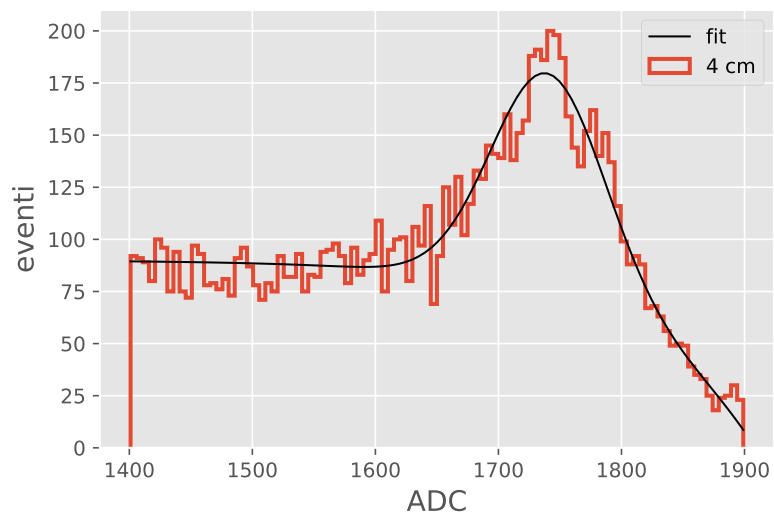


Figure 55: Fit del picco fotoelettrico + spalla Compton per uno spessore di piombo di 4 cm.

gaussiano ed esponenziale (3, 4 cm). Si ottengono i risultati mostrati in tabella 8.

Spessore (cm)	$\sigma$	$\mu$	A
0	$50.6 \pm 0.9$	$1747.2 \pm 0.8$	$409 \pm 4$
1	$50.8 \pm 0.6$	$1745.3 \pm 0.6$	$325 \pm 2$
2	$54 \pm 1$	$1740 \pm 1$	$253 \pm 3$
3	$47.7 \pm 0.9$	$1742 \pm 1$	$232 \pm 4$
4	$45 \pm 2$	$1740 \pm 2$	$106 \pm 3$

Table 8: Risultati dei parametri di fit per le cinque misure effettuate.

Con tale parametrizzazione, il numero di conteggi contenuto nel picco fotoelettrico, ovvero l'area sottesa alla curva, è dato da:

$$N_{eventi} = \frac{A \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi}}{\delta} \quad (9)$$

dove  $\delta$  è la larghezza dei bin, che si è scelta uguale a 4. A questo punto si calcola la durata complessiva del run come differenza tra l'ultimo e il primo evento. Poiché si è scelto di rappresentare il rate, e non il semplice numero di eventi, esso si calcola come:

$$R = \frac{N_{eventi} \cdot w}{\Delta t} \quad (10)$$

dove  $N_{eventi}$  sono i conteggi calcolati,  $\Delta t$  è la durata del run precedentemente calcolata, e infine  $w$  è un fattore correttivo che tiene conto del tempo morto. Infatti nonostante risulti che i dati acquisiti siano in un certo numero, c'è stato un numero maggiore di trigger, il che significa che la differenza tra il numero di trigger e il numero di eventi registrati, è una parte di dati persa. Dunque per ottenere il fattore correttivo  $w$  occorre dividere il numero di trigger per il numero di eventi registrati. In questo modo si ottiene il rate finale corretto per il tempo morto.

Si esegue la stessa analisi per tutte le cinque misure, al variare dello spessore di piombo e si ottengono i risultati per il numero di eventi, il rate, la differenza in tempo tra il primo e l'ultimo evento e la correzione per il tempo morto, riportati in tabella 9. Questi risultati sono previsti dalla teoria, infatti all'aumentare dello spessore di piombo la frequenza degli eventi conteggiati diminuisce, perché le interazioni sorgente-target aumentano.

L'errore sul numero di eventi è stato calcolato come radice del numero di conteggi, cioè  $\sqrt{N_{eventi}}$ , mentre l'errore sul rate è stato calcolato con la formula di propagazione degli errori:

$$\delta R = \delta N_{eventi} \cdot \frac{|w|}{|\Delta t|}. \quad (11)$$



Spessore (cm)	$N_{eventi}$	Rate (Hz)	$\Delta t$ (s)	w
0	$12965 \pm 114$	$315 \pm 3$	44	1.07
1	$10351 \pm 102$	$102 \pm 1$	104	1.03
2	$8645 \pm 93$	$34.1 \pm 0.4$	256	1.01
3	$6946 \pm 83$	$12.9 \pm 0.1$	540	1.00
4	$3055 \pm 55$	$3.29 \pm 0.06$	931	1.00

Table 9: Risultati del numero di eventi e del rate per ogni misura effettuata.

A questo punto è stato studiato l'andamento del rate in funzione dello spessore di piombo utilizzato nelle diverse misure. Si nota immediatamente che tale andamento ha carattere esponenziale decrescente, che è quanto atteso dalla teoria (confrontare con formula 7). Allora si esegue un fit della curva esponenziale e si stima il coefficiente di decrescita, che non è altro che il coefficiente di assorbimento del piombo cercato. Come funzione di fit si utilizza:

$$R = B \cdot e^{-\mu x} \quad (12)$$

dove B è una costante moltiplicativa, R il rate, x lo spessore e  $\mu$  il coefficiente di assorbimento del piombo.

Si mostra in figura 56 il fit ottenuto.

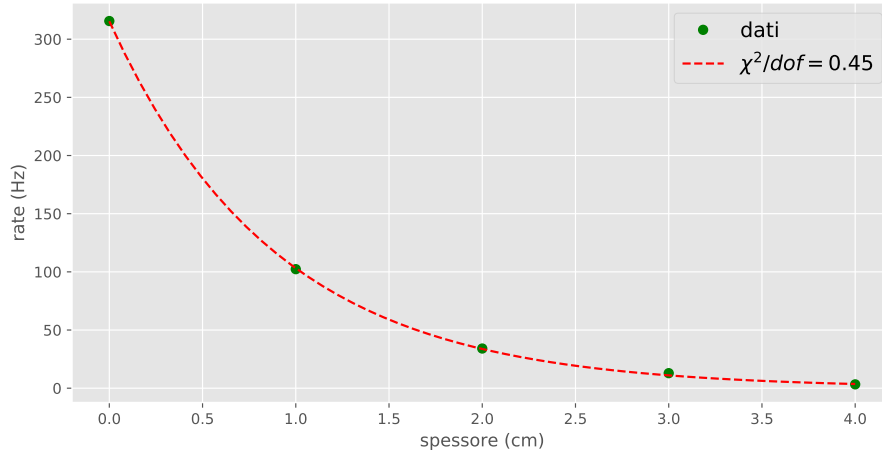


Figure 56: Fit dell'andamento del rate in funzione dello spessore di piombo.

Dal fit si ottiene come risultato del coefficiente di assorbimento del piombo un valore di  $1.19 \pm 0.01 \text{ cm}^{-1}$ . Il valore teorico è di  $1.21 \text{ cm}^{-1}$ , perciò il valore trovato è compatibile entro  $1.3 \sigma$ .