



Università degli studi dell'Insubria

Dipartimento di Scienza e Alta Tecnologia

Laboratorio di Fisica IV

Lifetime ^{57}Co

Mozzanica Martina, Quaini Alessandro, Savorgnano Sofia

Docente
Prof.ssa Michela PREST

Data
31 maggio 2020

Contents

1	Introduzione	3
2	Calibrazione	8
3	Misura della lifetime	17

1 Introduzione

Cobalto Il cobalto (Co) è un elemento ferromagnetico duro. È un membro del gruppo VIII della tavola periodica. Come il ferro, può essere magnetizzato. Nelle sue proprietà fisiche è simile a ferro e nichel. L'elemento è chimicamente attivo e forma molti composti. Il suo isotopo radiattivo, il cobalto-60, è usato nelle cure mediche ed anche per irradiare gli alimenti, per conservarli e proteggere il consumatore.

Il cobalto è favorevole per gli esseri umani perché è parte della vitamina B12, che è essenziale per la salute umana. Il cobalto è usato per trattare l'anemia nelle donne incinte, perché stimola la produzione di globuli rossi del sangue.

Tuttavia, concentrazioni di cobalto troppo elevate possono danneggiare la salute umana. Quando respiriamo in concentrazioni troppo alte di cobalto attraverso l'aria avvertiamo effetti ai polmoni, come asma e polmonite.



Figure 1: Cobalto.

Il ^{59}Co è l'unico isotopo che esiste naturalmente sulla Terra. Ventidue radioisotopi sono stati caratterizzati; il più stabile, ^{60}Co ha un'emivita di 5.2714 anni segue il ^{57}Co che ha un'emivita di 271,8 giorni, ^{56}Co un'emivita di 77.27 giorni, e ^{58}Co un'emivita di 70.86 giorni. Tutti gli altri isotopi radioattivi di cobalto hanno un'emivita più breve di 18 ore, e nella maggior parte dei casi di durata inferiore a 1 secondo.

La principale modalità di decadimento per isotopi del cobalto con unità di massa atomica inferiore a quella dell'isotopo stabile più abbondante, ^{59}Co , è la cattura di elettroni mentre per isotopi con unità di massa atomica superiore al ^{59}Co è il decadimento β^- . Il principale prodotto del primo tipo di decadimento è il ferro mentre per il secondo è il nichel.

Misura della lifetime La misura della lifetime di stati eccitati nei nuclei è una delle tecniche sperimentali più importanti in fisica nucleare.

Per misurare la lifetime di uno stato eccitato, tale stato deve essere popolato. A partire da:

$$\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$$

sappiamo che lo stato rimarrà eccitato per una vita media τ legata alla larghezza (energia) Γ dello stato stesso dalla relazione:

$$\Gamma\tau = \hbar$$

Quando lo stato è eccitato, ha una certa probabilità di decadere a uno stato a più bassa energia (fig. 2). Questa probabilità è proporzionale a Γ ed è rappresentata dall'elemento di matrice che descrive il decadimento tra lo stato iniziale e quello finale:

$$\Gamma \propto | \langle \psi_f | O_{decay} | \psi_i \rangle |^2 \quad (1)$$

con O_{decay} operatore che descrive il modo di decadimento. La misura delle lifetime

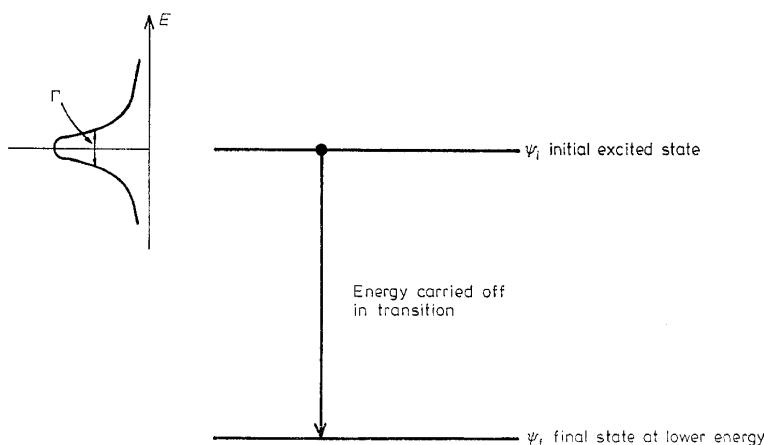


Figure 2: Schema del decadimento di uno stato eccitato di un nucleo che ha una larghezza di decadimento Γ .

nucleari ha come scopo quello di ottenere informazioni sugli elementi di matrice del tipo di quelli descritti nell'equazione (1) per poi confrontarli con i modelli nucleari. Per questo confronto, sarebbe meglio avere degli elementi dove l'operatore è ben noto in modo da ridurre le incertezze, come nel caso delle interazioni elettromagnetiche. Per questo motivo di solito si studiano decadimenti elettromagnetici diretti come l'emissione di raggi γ , la conversione elettronica e la produzione di coppie.

Il range di lifetime coperto dai diversi metodi sperimentali è mostrato in fig. 3. Il plot è diviso in metodi diretti (che misurano τ) e indiretti (che misurano essenzialmente Γ). La misura di una lifetime nucleare tramite la tecnica della coincidenza

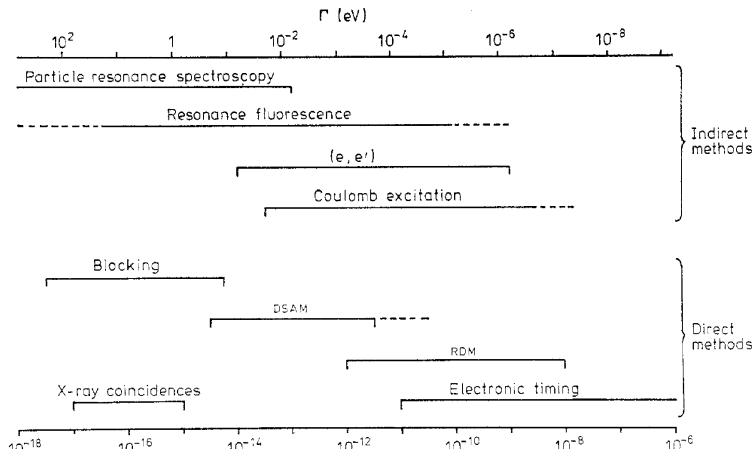


Figure 3: Metodi di misura delle lifetime nucleari in funzione del valore della lifetime stessa.

richiede la rivelazione del tempo che intercorre dalla produzione al decadimento e il fit con una successiva legge esponenziale. L'istante di produzione di uno stato nucleare è normalmente definito o generando lo stato (che non è il nostro caso) o rivelando una qualsiasi radiazione emessa nella formazione dello stato. L'istante di decadimento viene misurato rivelando il raggio gamma emesso nello spopolamento dello stato eccitato.

In questa esperienza, è stata misurata la lifetime nucleare nel decadimento del ^{57}Co come mostrato in fig. 4. Il ^{57}Co decade per cattura elettronica nel livello a 136 keV

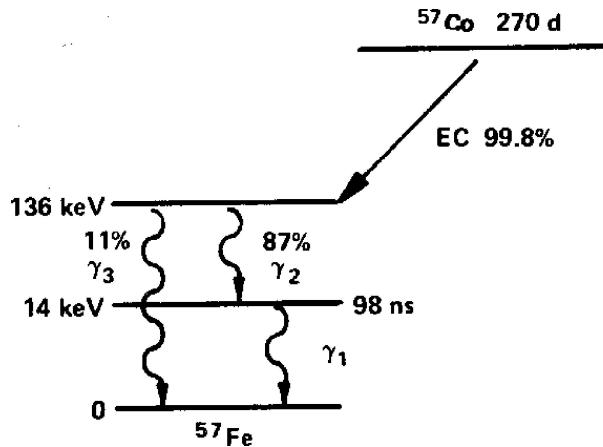


Figure 4: Schema di decadimento del ^{57}Co .

del ^{57}Fe , il quale può emettere direttamente un fotone da 136 keV oppure un fotone da 122 keV per arrivare al livello a 14 keV e solo in un momento successivo il fotone da 14 keV. La misura della lifetime dello stato a 14 keV (valore tabulato

per la semivita di 98 ns) è ricavabile dalla misura della distribuzione del tempo che intercorre tra gli eventi γ_1 e γ_2 in figura 4. La vita media è di circa 141ns.

Acquisizione del segnale Il sistema di acquisizione è presentato in fig. 5. L'emissione

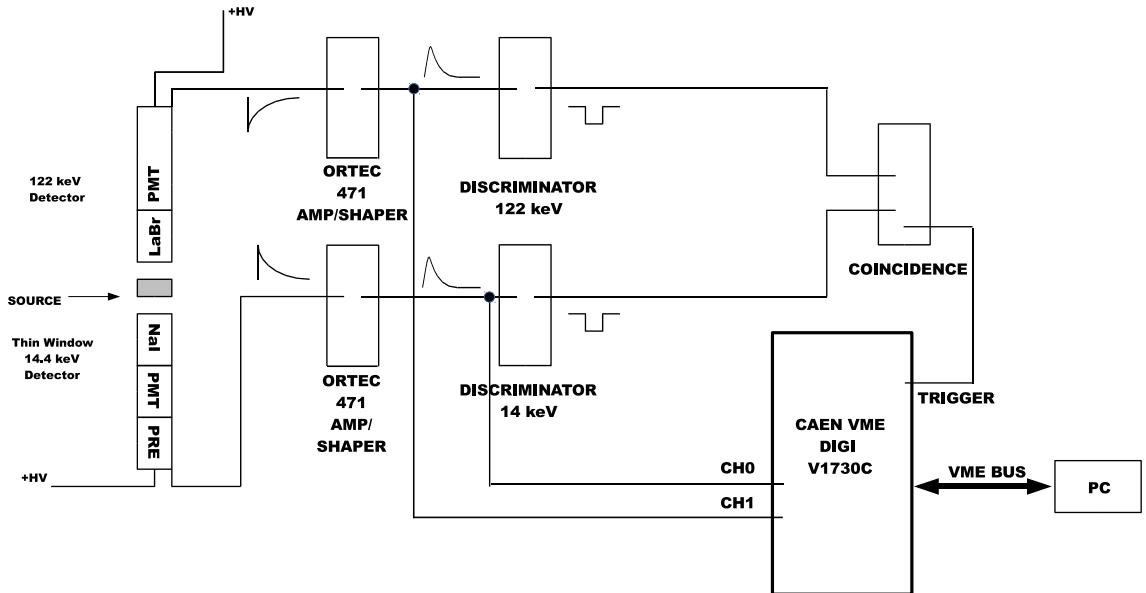


Figure 5: Sistema di acquisizione per la misura della lifetime nucleare.

della sorgente di ^{57}Co può essere considerata isotropa, per cui una configurazione di acquisizione abbastanza semplice da realizzare consiste nel posizionare due cristalli inorganici (NaI(Tl) a finestra spessa e a finestra sottile) back to back come in figura 5. Il rivelatore a finestra spessa ha un diametro di 5 cm, spessore sempre di 5 cm con una finestra spessa in ingresso di $250 \mu\text{m}$ di alluminio. Esso rivela il fotone da 122 keV.

Il rivelatore a finestra sottile ha un diametro di 5cm, spessore di 1mm con una finestra spessa in ingresso di $100 \mu\text{m}$ di alluminio. Questo invece rivela il fotone a 14 keV. Essendo il fotone a bassa energia devo avere una finestra sufficientemente sottile in modo da non fermare il fotone che desidero rilevare. Inoltre, viene costruito così sottile per eliminare il fondo sia ambientale che quello dovuto ai raggi cosmici. Quindi il rivelatore per il fotone di bassa energia (NaI) ha una finestra sottile in modo da non limitare l'efficienza del sistema.

La catena è costituita dalle seguenti parti:

- i segnali di entrambi i rivelatori sono amplificati e formati (ORTEC, 471)

- i segnali formati vengono discriminati da una scheda custom
- i segnali discriminati vengono messi in coincidenza per generare il trigger per il digitizer.
- il digitizer (Caen V1730C) campiona i segnali a una frequenza di 500 MHz (un campionamento ogni 2 ns) con una risoluzione di 14 bit. La forma d'onda viene analizzata dal programma di acquisizione per identificare il valore del massimo della pulse height e l'istante temporale di tale massimo. Questi valori vengono salvati in un file ascii per l'analisi offline.

Quello che accade è che quando il rivelatore a finestra spessa 'vede' il fotone a 122 keV si ha un superamento di una prima soglia e si apre una finestra di coincidenza ($1 \mu s$). Appena il rivelatore spesso vede il fotone a 122 keV anche il rivelatore a finestra sottile si attiva per rilevare il fotone a 14 keV (superamento di una seconda soglia). Quindi anche quest'ultimo apre una finestra di coincidenza. A questo punto ho il trigger, cioè ho uno 'stop' e ho quello che mi serve. Il digitizer (oscilloscopio) acquisisce le forme d'onda sia prima che dopo di quando arriva il segnale di trigger.

Se non rilevo il secondo fotone a 14 keV non misuro nulla in quanto la finestra di coincidenza aperta dal rivelatore spesso viene subito chiusa in un μs . Questo accade, ad esempio, quando rilevo un fotone a 136 keV.

Ovviamente ci potranno essere delle coincidenze dette spurie in cui ho un'apertura di entrambe le finestre di coincidenza ma ciò è dovuto alla presenza, ad esempio, di raggi cosmici. Questo accade anche perché ho delle soglie abbastanza basse, infatti i raggi cosmici hanno un'energia di circa 100 keV.

L'esperienza prevede le seguenti misure:

- identificazione dei picchi a 14 e 122 keV calibrando i rivelatori. La calibrazione viene fatta in quanto in digitizer ci restituisce un segnale in ADC.
- acquisizione dati in coincidenza
- analisi dati

2 Calibrazione

Per l'analisi dati ci è stato fornito un set di dati contenente 7 milioni di eventi in cui erano presenti:

- valore in ADC del contatore a finestra spessa
- tempo del segnale massimo per il contatore a finestra spessa espresso in tick (1 tick=2 ns)
- valore in ADC del contatore a finestra sottile
- tempo del segnale massimo per il contatore a finestra sottile espresso in tick (1 tick=2 ns)

Come primo passo mostriamo in figura 6 gli spettri dei due rivelatori utilizzando i dati che ci sono stati forniti.

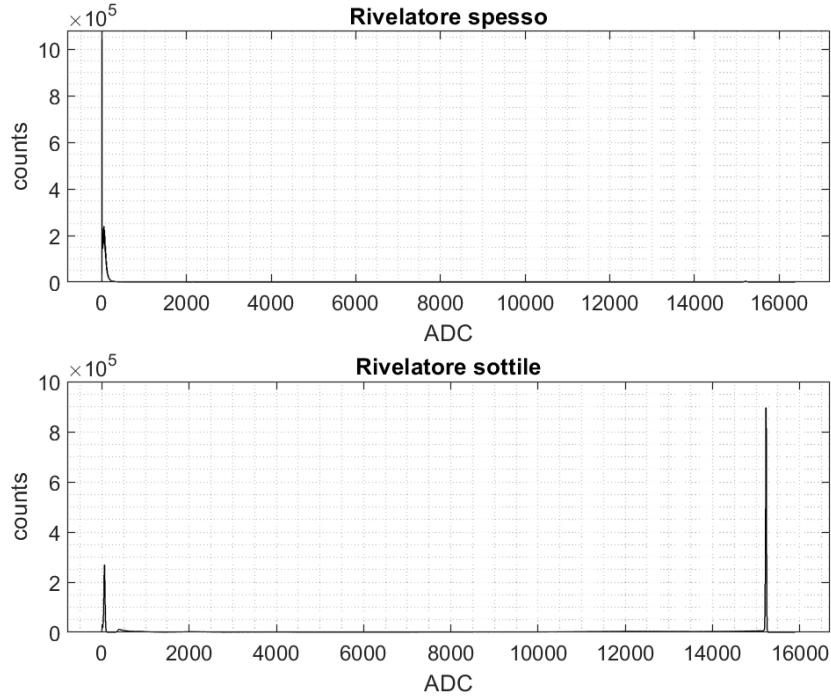


Figure 6: Spettro in ADC per i due rivelatori.

Negli spettri in figura 6 notiamo che abbiamo dei picchi molto più alti rispetto al resto del segnale. Questi sono i picchi di saturazione che vanno esclusi dalla nostra misura. Di seguito tutti i grafici sono riportati escludendo i picchi di saturazione. Nel grafico in figura 7 vengono mostrati gli spettri dei due rivelatori in ADC escludendo i picchi di saturazione. Dato che vogliamo degli spettri in energia (keV)

abbiamo dovuto calibrare gli strumenti.

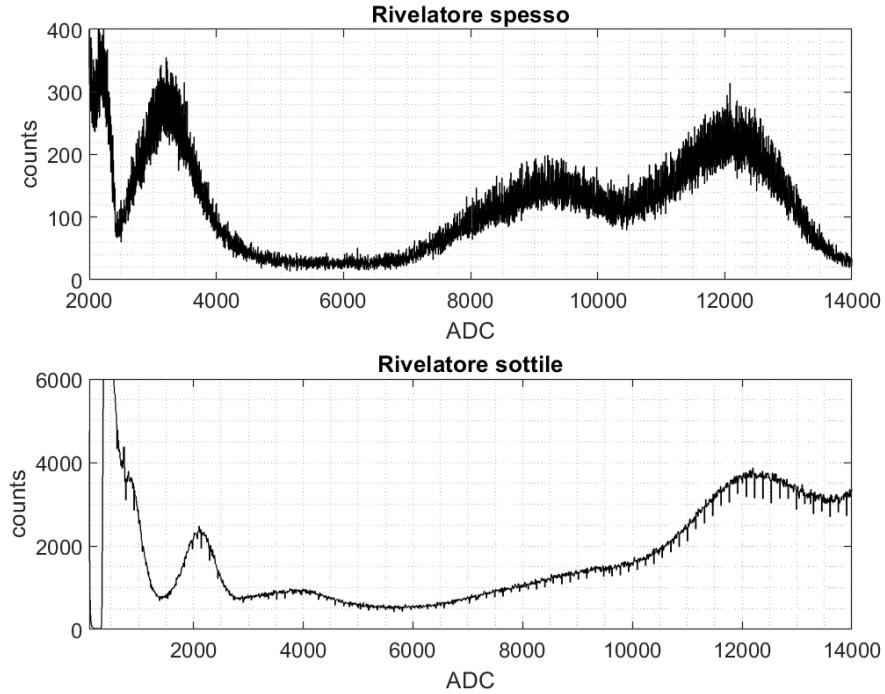


Figure 7: Spettro in ADC per i due rivelatori escludendo i picchi di saturazione.

Abbiamo visualizzato i dati in un istogramma in tre dimensioni come mostrato in figura 8, dove si nota la presenza di quattro picchi.

Per capire in modo più dettagliato a cosa corrispondono mostriamo l’istogramma in due dimensioni in cui la terza dimensione è rappresentata dal colore. Questo istogramma è mostrato in figura 9.

In ADC risulta più difficile capire a cosa corrispondono le varie zone e per questo abbiamo calibrato gli spettri dei due rivelatori.

Abbiamo individuato gli eventi delle quattro zone di interesse per la calibrazione come mostrato in figura 10.

Quindi per ognuna delle quattro zone abbiamo individuato, negli spettri di ciascun rivelatore, il picco che la rappresentava ed abbiamo eseguito un fit gaussiano. I grafici dei fit gaussiani per i due rivelatori vengono mostrati nelle figure 11 e 12.

Anche se abbiamo quattro zone, si nota come per il rivelatore spesso in figura 11 abbiamo solo tre fit gaussiani. Questo accade perchè le zone 3 e 4 sono sovrapposte nel rivelatore spesso, come si nota dalla figura 9.

Sapendo la posizione dei picchi in kev, riportata in tabella 2, e la posizione dei picchi in ADC abbiamo potuto eseguire un fit lineare stimando il coefficiente

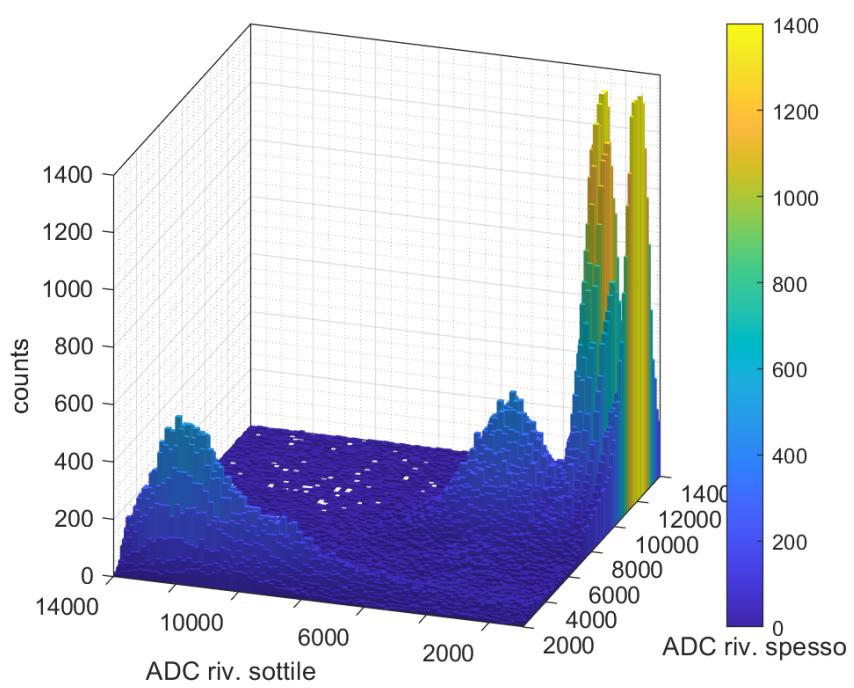


Figure 8: Istogramma in tre dimensioni in ADC per i due rivelatori.

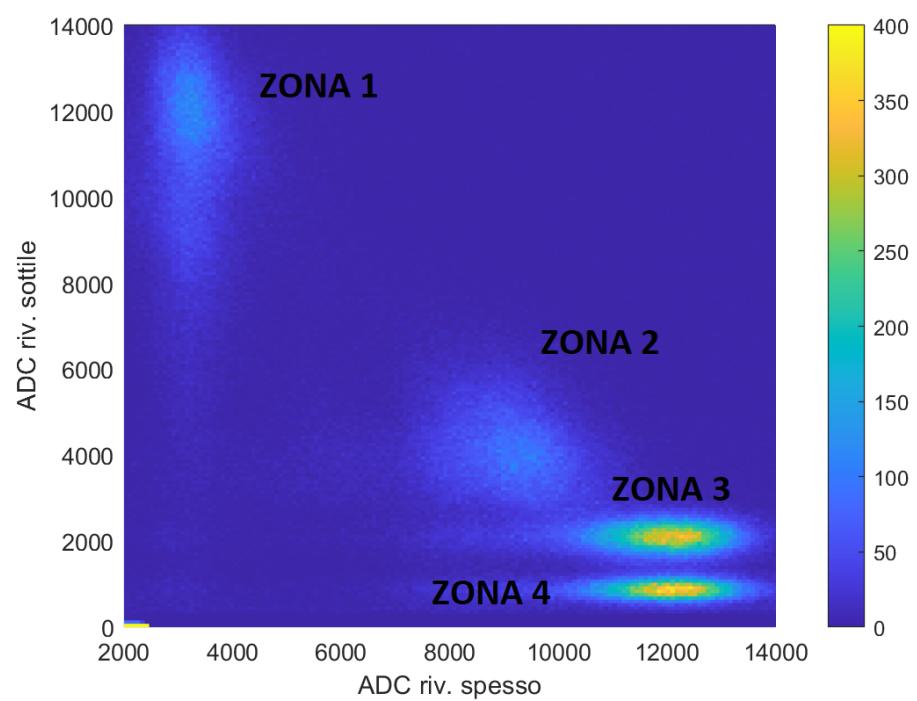


Figure 9: Istogramma in due dimensioni in ADC per i due rivelatori. La terza dimensione è rappresentata dal colore. Si possono distinguere 4 zone.

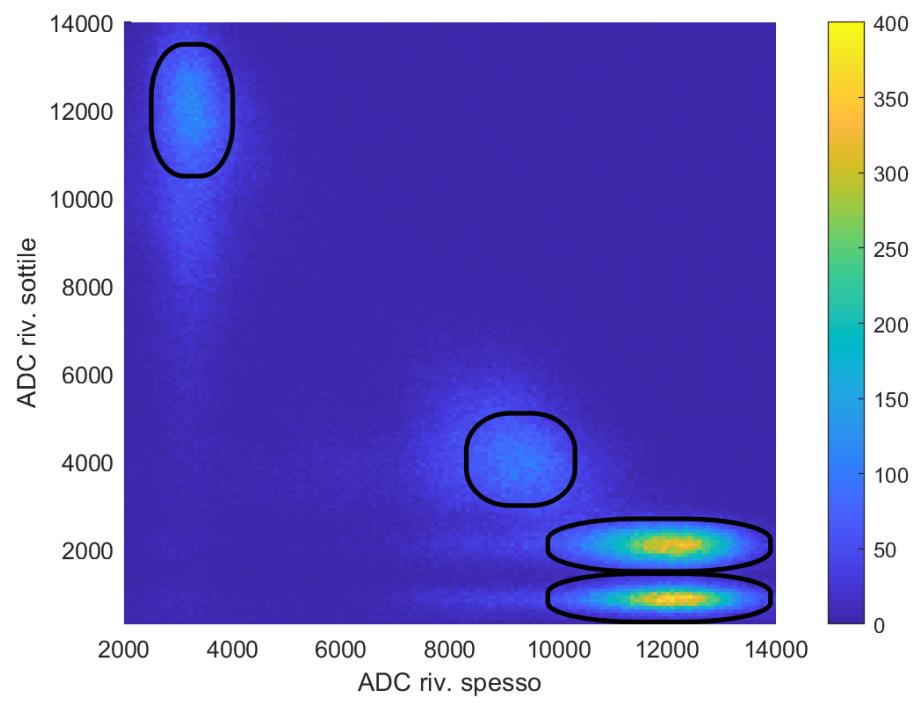


Figure 10: Istogramma in due dimensioni in ADC per i due rivelatori. La terza dimensione è rappresentata dal colore. Vengono individuate le quattro zone di interesse per la calibrazione.

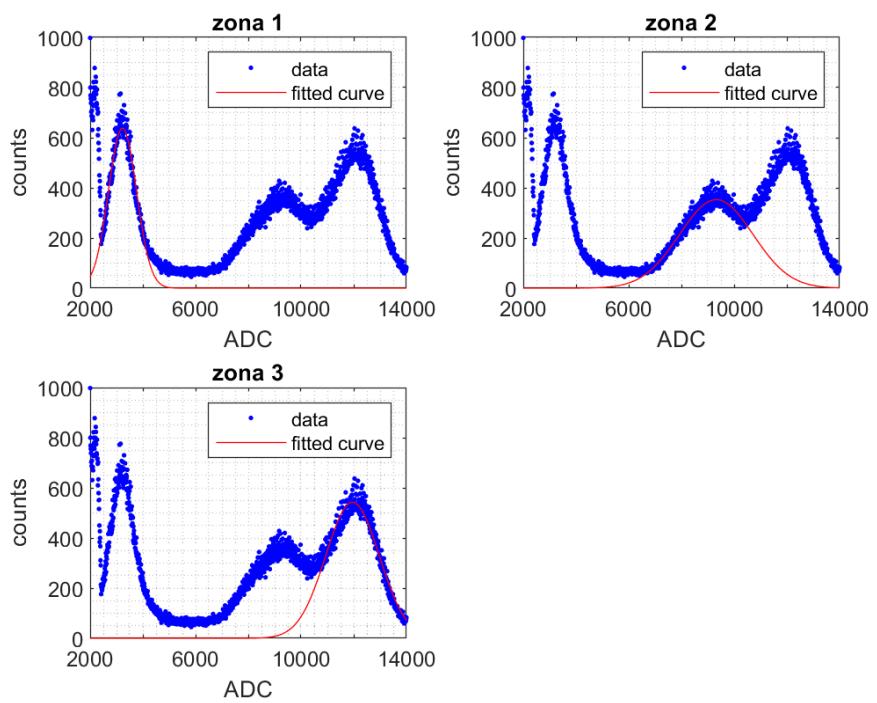


Figure 11: Fit gaussiano delle zone di interesse per il rivelatore spesso.

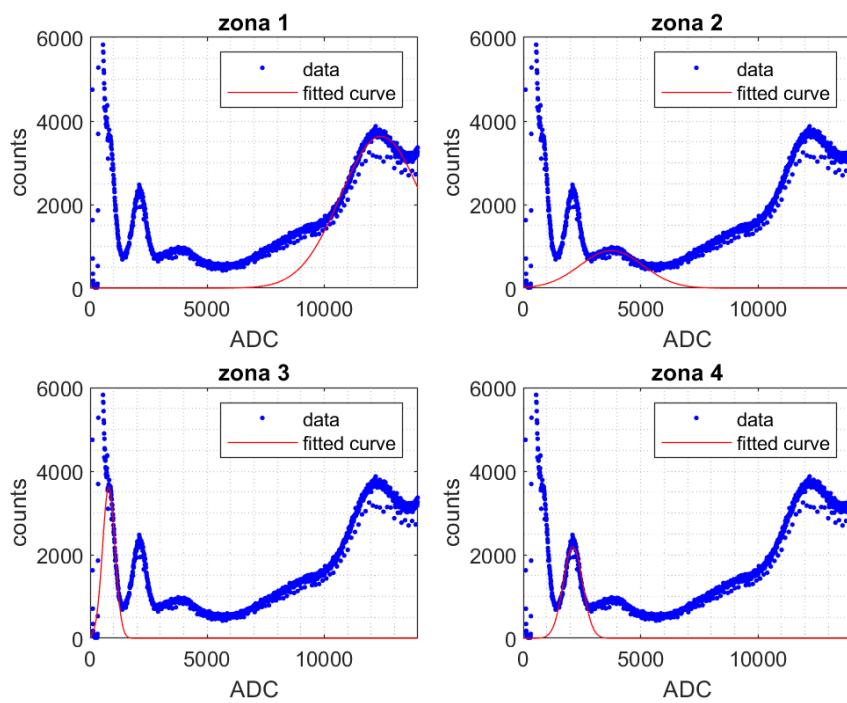


Figure 12: Fit gaussiano delle zone di interesse per il rivelatore sottile.

angolare e l'intercetta con l'asse y. Il grafico viene riportato in figura 13 mentre i valori ricavati dal fit sono riportati in tabella 1.

Rivelatore	zona 1 (keV)	zona 2 (keV)	zona 3 (keV)	zona 4 (keV)
Spesso	29	93	122	122
Sottile	93	29	14.4	6.4

Table 1: Valori dei picchi in keV per ogni rivelatore per ognuna delle quattro zone.

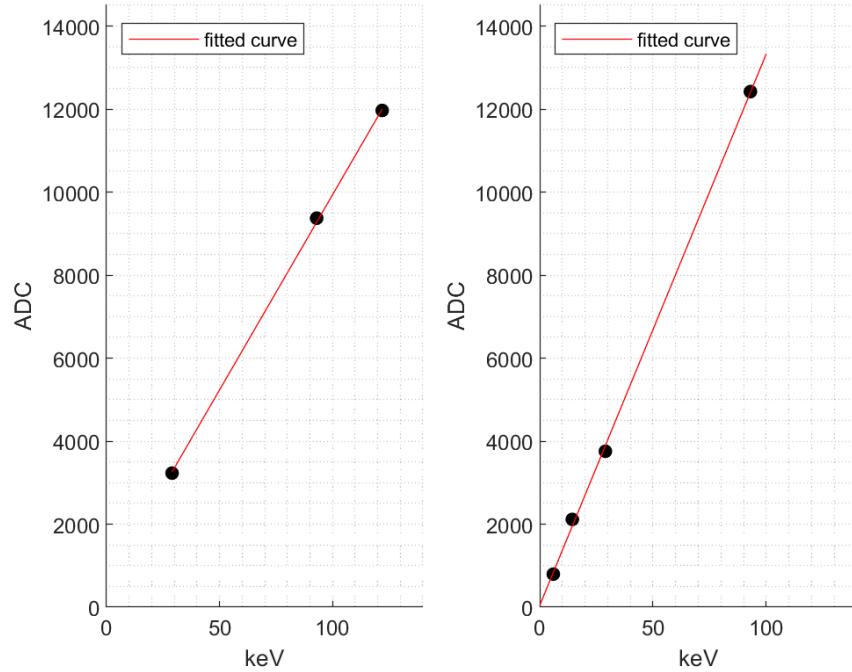


Figure 13: Rette di calibrazione per i due rivelatori.

Sapendo, dal fit lineare, che:

$$P(ADC) = m \cdot P(keV) + q \quad \text{otteniamo} \quad P(keV) = \frac{P(ADC) - q}{m} \quad (2)$$

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

Quindi si è applicata l'equazione 2 allo spettro iniziale in ADC (figura 7) e si sono ottenuti i grafici finali degli spettri calibrati, in keV, mostrati in figura 14.

Rivelatore	m	δm	q	δq
Spesso	94	4	525	200
Sottile	133	10	41	20

Table 2: Coefficiente angolare e intercetta sull'asse y, ricavati dal fit lineare, con i rispettivi errori.

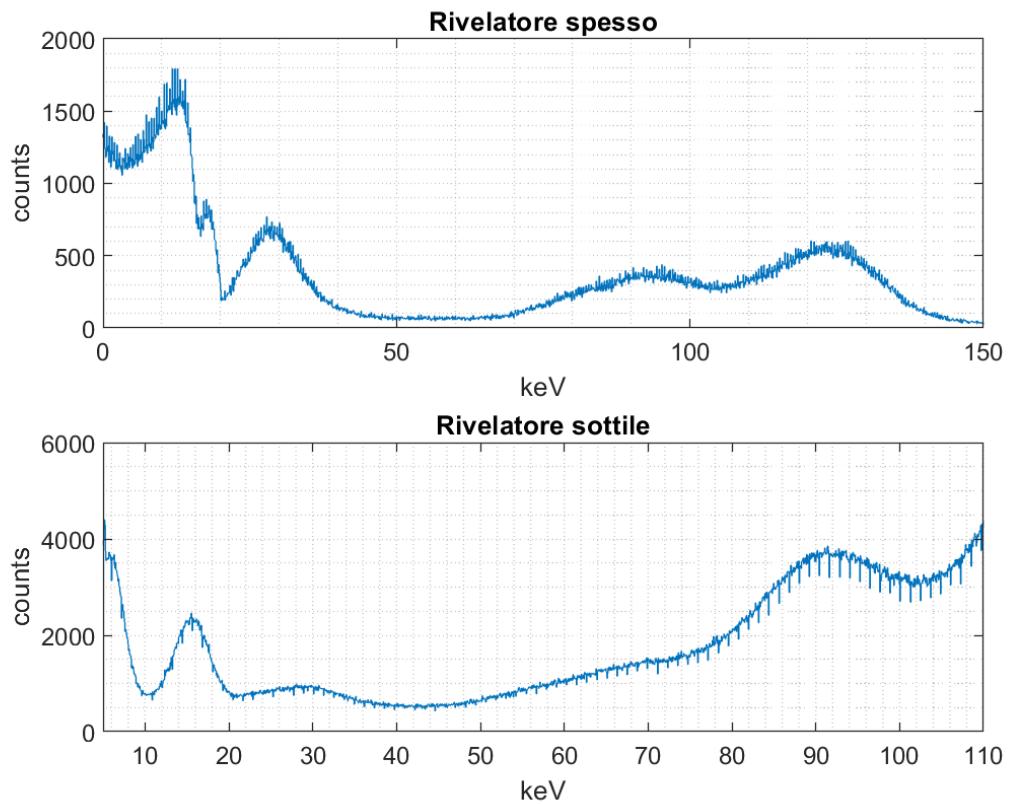


Figure 14: Spettro in keV per i due rivelatori.

3 Misura della lifetime

Dalla figura 15 siamo in grado di capire a cosa corrispondono le 4 zone che rappresentano i quattro picchi dello spettro.

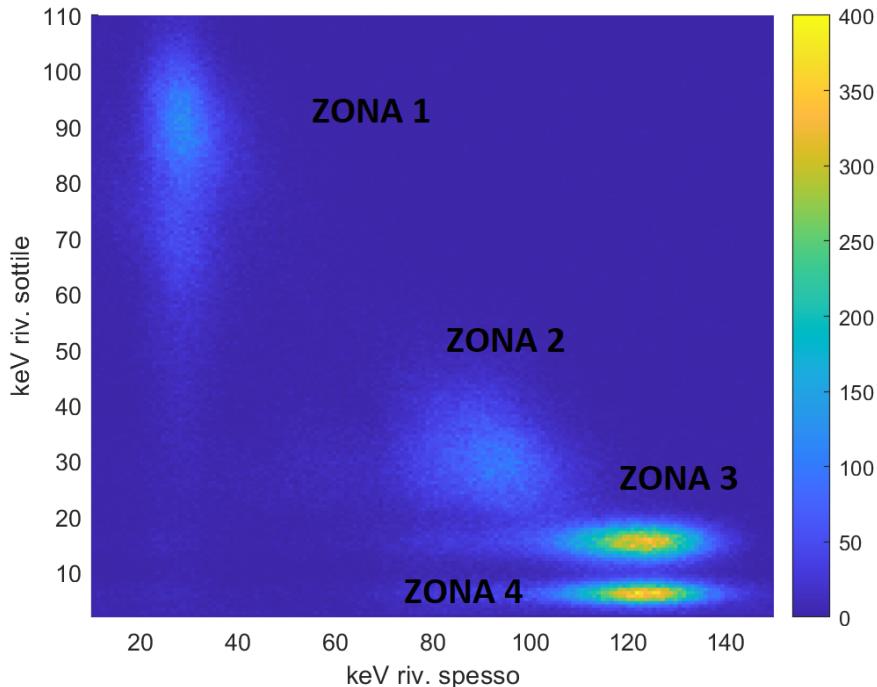


Figure 15: Istogramma in due dimensioni in keV per i due rivelatori. La terza dimensione è rappresentata dal colore. Si possono distinguere 4 zone.

Le quattro aree rappresentano:

- zona 1: segnale di 93 keV nel contatore sottile. Il gamma da 122 keV ha fatto effetto fotoelettrico estraendo un elettrone da 93 keV, in quanto l'energia di legame è di circa 29 keV. Quindi (122-29) keV risulta uguale a 93 keV, che è l'energia depositata dall'elettrone nel rivelatore NaI(Tl).
Questo elettrone lascia un 'buco' all'interno dell'atomo che viene occupato da un'elettrone degli orbitali più esterni, che quindi perde energia rilasciando un raggio X caratteristico. Il raggio X caratteristico ha energia pari al 'salto' tra le due orbite (quella prima di rilasciare il raggio X e quella in cui l'elettrone occupa il 'buco'). Questo 'salto' di energia tra le orbite risulta pari a 29 keV. Il fotone da 29 keV può essere riassorbito e quindi vediamo solo quello da 122 keV, in questo caso la finestra di coincidenza viene subito chiusa e questo segnale risulta quindi parte del 'fondo'. Oppure, se il fotone non viene riassorbito può scappare (fotone di fuga) ed essendo 29 keV un'energia abbastanza bassa rispetto alle altre, viene rilevato dal rivelatore sottile.

tanza bassa è altamente probabile che il fotone venga misurato dal rivelatore spesso.

- zona 2: Qui c'è semplicemente uno scambio di ruoli di quanto descritto nella zona 1. Quindi il rivelatore spesso rileva il fotone da 93 keV mentre quello sottile rileva il fotone da 29 keV.
- zona 3: gamma da 122 keV nel contatore spesso e da 14.4 keV in quello sottile. È ciò che mi aspetto dal decadimento del cobalto descritto dalla teoria (zona di interesse).
- zona 4: gamma da 122 keV nel contatore spesso, che è quello che ci aspettiamo ma abbiamo un gamma da 6.4 keV in quello sottile. Questo accade perché il fotone da 14 keV non è arrivato nel rivelatore sottile ma è stato riassorbito dalla sorgente. Quindi ha fatto effetto fotoelettrico all'interno del ferro 57. Per cui l'elettrone in uno degli orbitali interni del Fe-57 deposita la sua energia lasciando un 'buco' che poi verrà occupato da un elettrone più esterno. Questa diseccitazione produce il raggio X caratteristico che ha energia pari a 6.4 keV. Il raggio X viene rilevato dal rilevatore sottile.

Si è anche visualizzato l'istogramma in 3 dimensioni in figura 16 in keV.

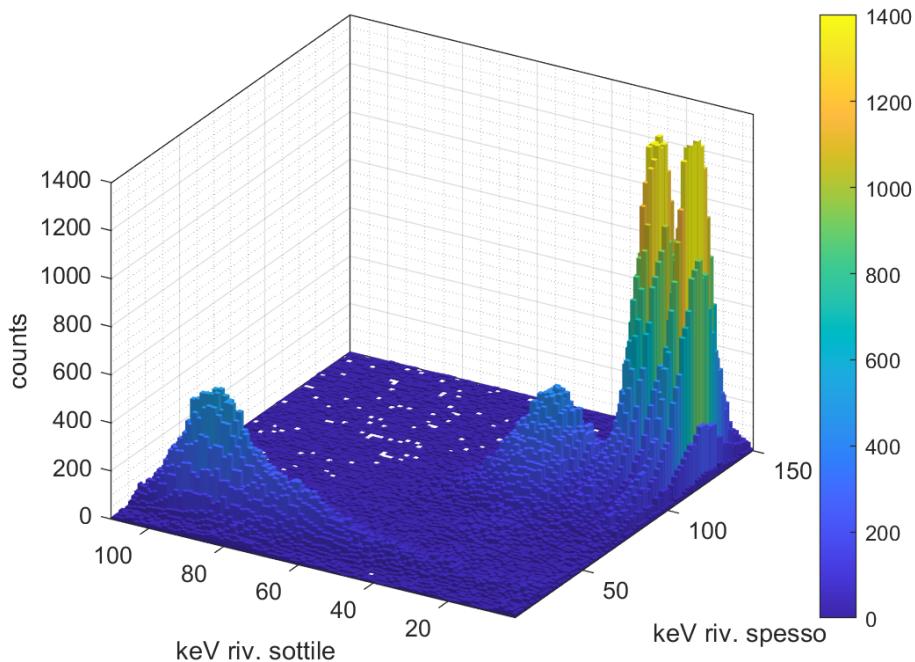


Figure 16: Istogramma in tre dimensioni in keV per i due rivelatori.

Avendo gli spettri in keV (figura 14) si è svolto un fit gaussiano della zona di interesse per ciascun rivelatore in modo da ricavarne la sigma. I fit per i due rivelatori sono mostrati in figura 17 mentre in tabella 3 vengono mostrati posizione e sigma del picco ricavati dal fit.

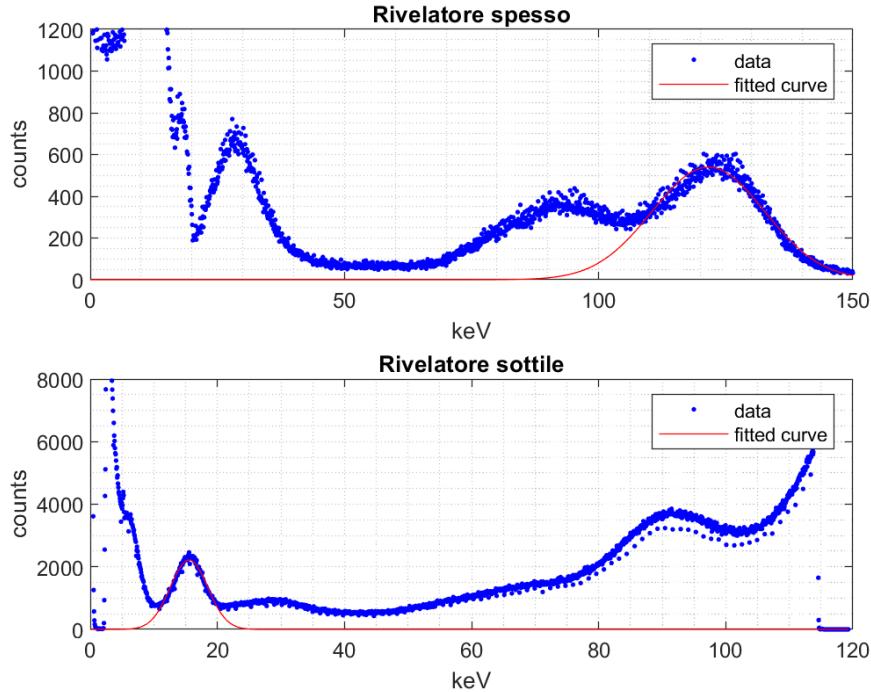


Figure 17: Fit gaussiano della zona di interesse per i due rivelatori.

Rivelatore	$C_{teorico}$	$C_{sperimentale}$	σ
Spesso	122	121.6	11
Sottile	14.4	15.5	3

Table 3: Centro (C) e σ dei picchi della zona di interesse.

Si è considerata anche la risoluzione energetica percentuale data da:

$$R(\%) = \frac{FWHM}{C} \cdot 100 \quad (3)$$

con C posizione del picco e $FWHM$ 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 tabella 4 sono riportate le risoluzioni energetiche percentuali

per 1σ , 2σ e 3σ .

Rivelatore	σ	risoluzione (%)
Spesso	1	21
	2	42
	3	63
Sottile	1	45
	2	90
	3	135

Table 4: Risoluzione energetica percentuale per diverse distanze in σ dei picchi della zona di interesse.

Si è considerata solo la zona di interesse, prendendo i dati che stanno entro 1σ 2σ e 3σ dal centro del picco. In figura 18 viene mostrato lo spettro in due dimensioni, in keV, in cui viene evidenziata la zona di interesse entro 1σ .

Distribuzione dei tempi Avendo identificato i dati di nostro interesse passiamo all’analisi dei tempi che ci permetterà di misurare la lifetime del cobalto. In figura 19 viene mostrata la distribuzione dei tempi. Si nota subito che risulta molto difficile distinguere quali eventi ci interessano.

Selezioniamo gli eventi nella distribuzione dei tempi della nostra zona di interesse ovvero per cui abbiamo 14.4 keV nel rivelatore sottile e 122 keV in quello spesso.

Questa selezione viene fatta entro 1σ , 2σ e 3σ dal centro del picco dello spettro della zona di interesse. In figura 20 viene mostrata sia la distribuzione dei tempi per ognuno dei due rivelatori (linea nera) sia la distribuzione dei tempi della zona di interesse entro 1σ (linea rossa).

Certamente si nota subito che nella distribuzione dei tempi della zona di interesse si riescono ad evidenziare gli eventi utili, ovvero quelli per cui abbiamo il picco a 122-14 keV.

Riportiamo in figura 21 solamente la distribuzione dei tempi della zona di interesse entro 1σ per i due rivelatori.

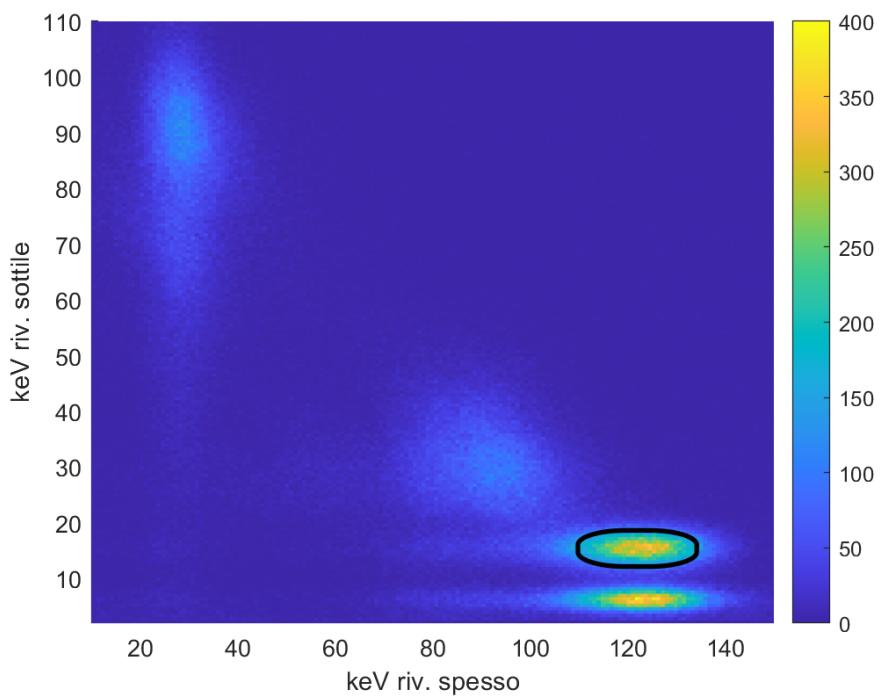


Figure 18: Spettro a 2 dimensioni. Vengono evidenziati i dati della zona di interesse entro 1σ .

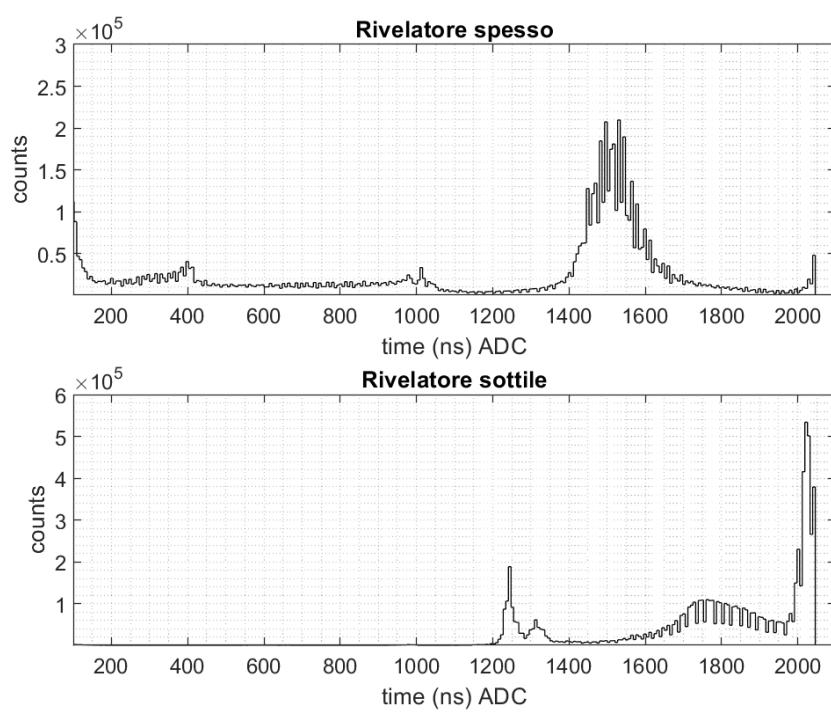


Figure 19: Distribuzione dei tempi per i due rivelatori.

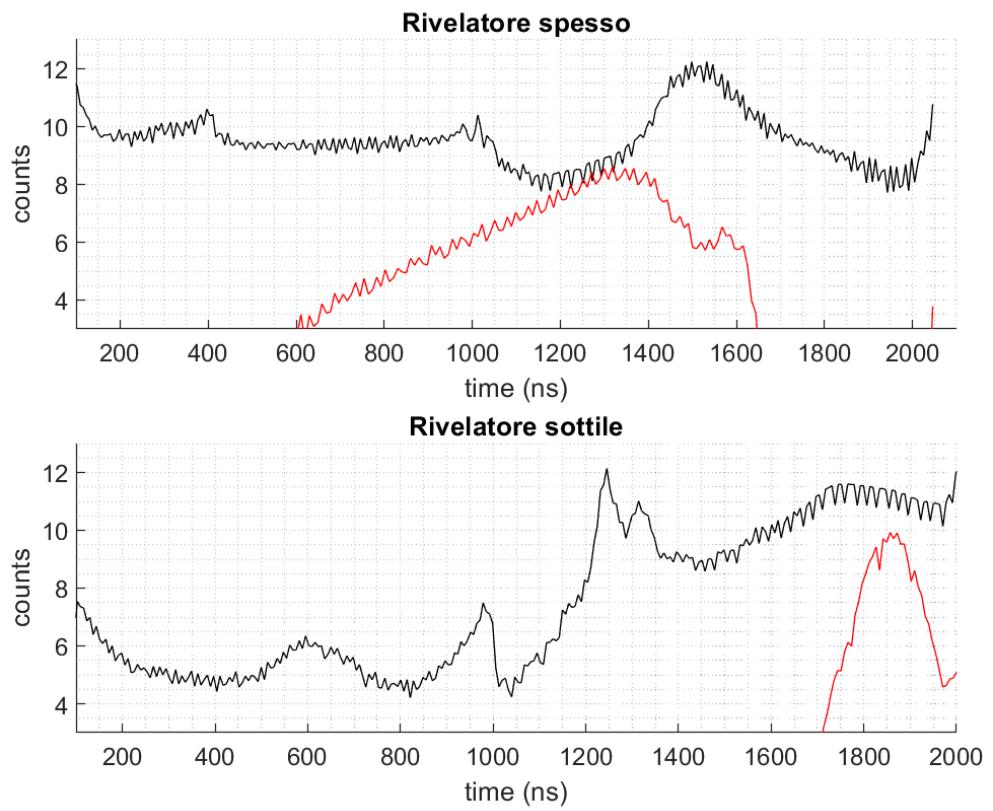


Figure 20: Distribuzione dei tempi dei due rivelatori (linea nera) e della zona di interesse entro 1σ (linea rossa).

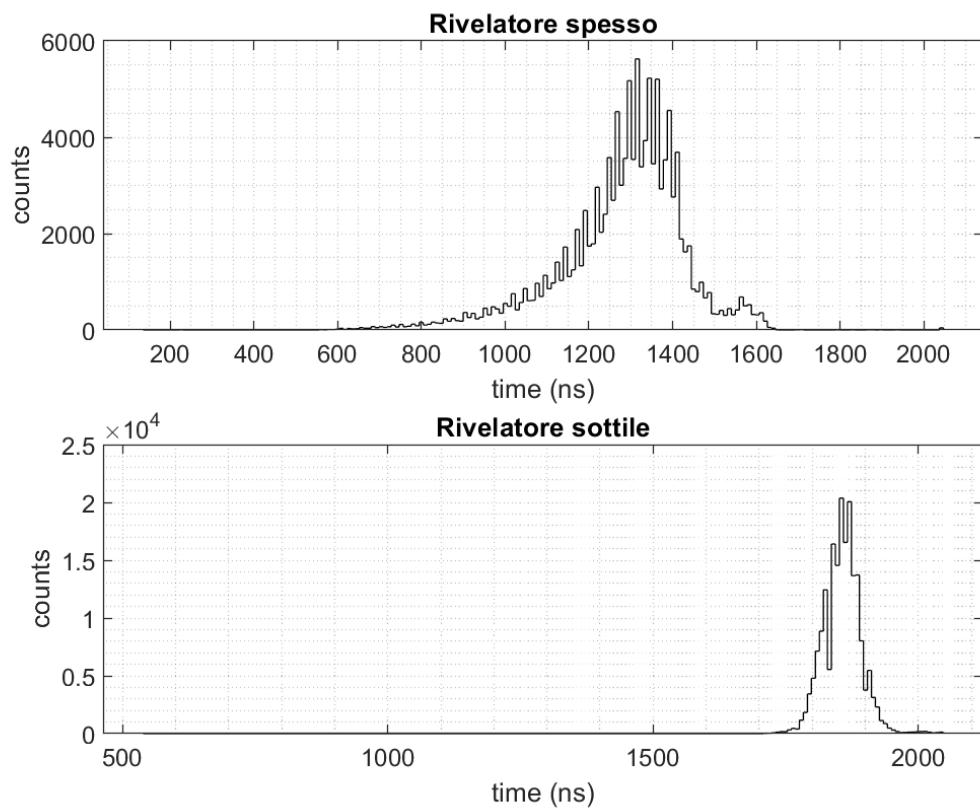


Figure 21: Distribuzione dei tempi della zona di interesse entro 1σ .

Sapendo i tempi in cui si ha il picco nei due rivelatori, ovvero in cui vengono rilevati prima il fotone a 122 keV (spesso) e poi quello a 14 keV(sottile), per stimare la lifetime del cobalto basta eseguire:

$$\Delta t = t_{sottile} - t_{spesso} \quad (4)$$

Quindi si svolge un fit esponenziale:

$$y = A \cdot e^{\Delta t / \tau} \quad (5)$$

dove τ è la costante di decadimento e A una generica costante.

Nelle figure 22, 23 e 24 viene mostrata la distribuzione della differenza tra i due tempi per 1σ , 2σ e 3σ con il rispettivo fit esponenziale.

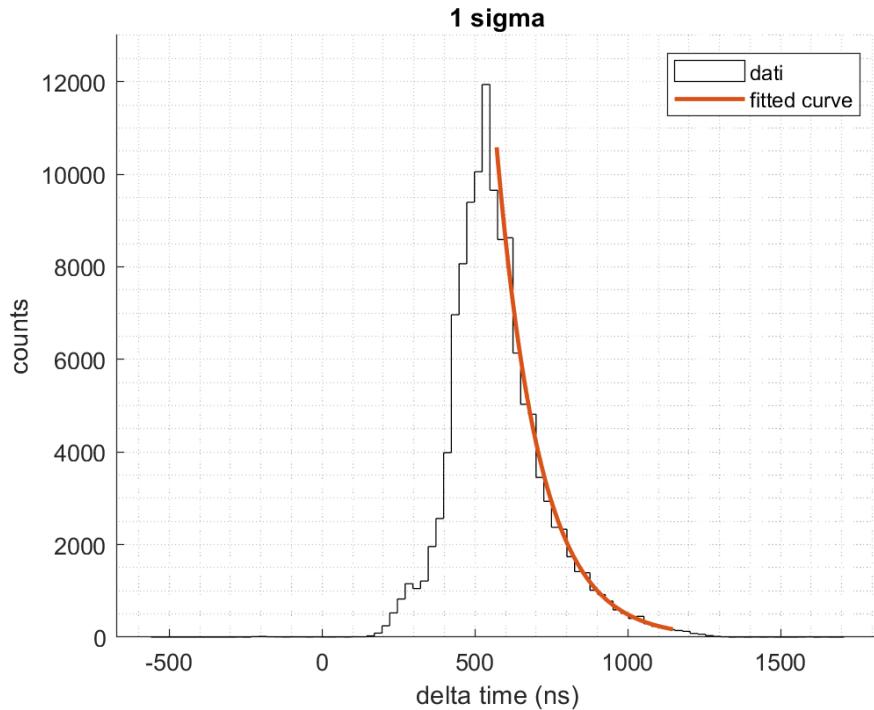


Figure 22: Distribuzione della differenza tra i tempi entro 1σ dei due rivelatori con fit esponenziale.

Teoricamente ci aspettiamo una costante di decadimento τ di circa 141 ns, infatti sapendo che la semivita del cobalto è di 98 ns basta eseguire $98 / \ln 2$. I risultati sono riportati in tabella 5.

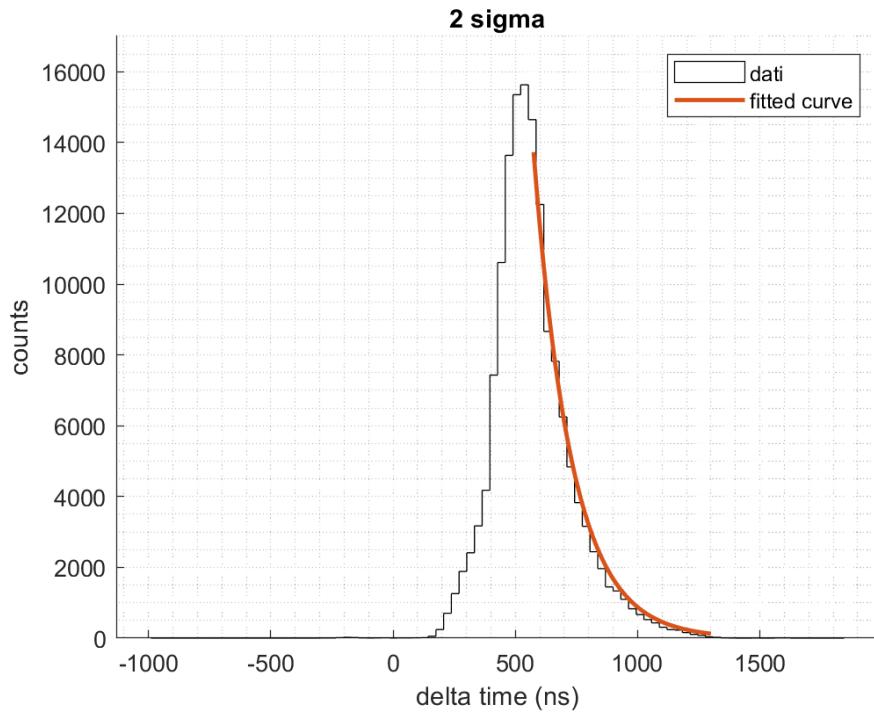


Figure 23: Distribuzione della differenza tra i tempi entro 2σ dei due rivelatori con fit esponenziale.

distanza in σ	τ (ns)	$\Delta\tau$ (ns)	distanza in σ da 141 ns
1σ	139.6	5.4	0.26
2σ	141.9	4.7	0.19
3σ	140.4	6	0.1

Table 5: Costante di decadimento con i rispettivi errori e distanza in sigma dal valor vero di 141 ns.

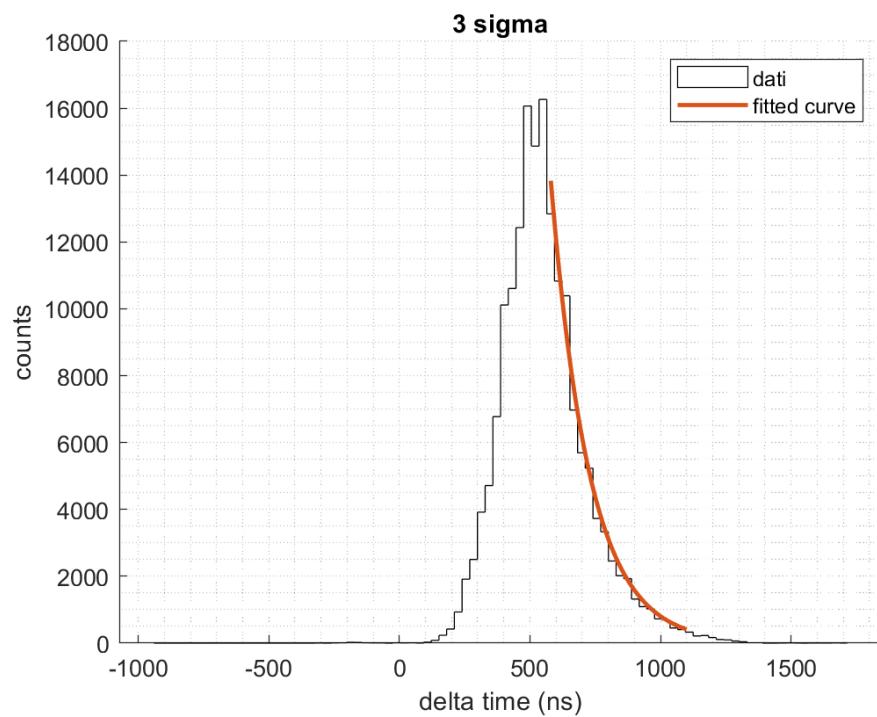


Figure 24: Distribuzione della differenza tra i tempi entro 3σ dei due rivelatori con fit esponenziale.

Dalla tabella 5 si nota che il risultato migliore viene ottenuto prendendo i dati entro 3σ .

Otteniamo le nostre misure sperimentali della lifetime del cobalto entro 1σ dal valor vero di 141 ns per cui i risultati sono molto buoni.