



Università degli Studi di Cagliari

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Triennale in Fisica

**Misure di spettri di energia e di tempi di decadimento
nel processo di cattura elettronica del ^{57}Co**

Candidato:
Violetta Cogoni

Relatore:
Prof. Biagio Saitta

Indice

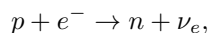
1	Introduzione	1
1.1	La cattura K	1
1.2	Il ^{57}Co	3
2	Il rivelatore	5
3	Risultati sugli spettri energetici	9
3.1	Origine dei fotoni rivelati	10
3.1.1	Sum peaks	13
3.1.2	Escape peaks	14
3.1.3	Picchi non correlati con la sorgente	15
3.2	Determinazione delle intensità relative	18
3.2.1	Intensità relative dei picchi somma	19
4	Risultati sulle misure dei tempi	25
5	Conclusioni	31
	Bibliografia	33

Capitolo 1

Introduzione

1.1 La cattura K

Il processo tramite il quale il nucleo di un atomo può catturare un elettrone prende il nome di *cattura elettronica* o *cattura K*, in quanto vede coinvolti principalmente gli elettroni più vicini al nucleo, quelli appartenenti appunto alla shell K. In questo processo, che avviene secondo lo schema



il nucleo (Z, A) si trasforma in $(Z-1, A)$ con l'emissione di un neutrino, "monocromatico" per via della cinematica a due corpi, il quale rese impervia una dimostrazione della cattura per via della sua piccola sezione d'urto.

In seguito alla conversione protone-neutrone, il nucleo potrà trovarsi in uno stato eccitato, dal quale può decadere radiativamente allo stato fondamentale con conseguente emissione di raggi γ , caratteristici dei livelli energetici coinvolti.

La cattura K è, per sua natura, un fenomeno situato fra la fisica atomica e la fisica nucleare: nel decadimento l'intero atomo viene trasformato e ciò si riflette nelle energie. Solo in un'approssimazione molto sommaria possiamo trattare la nuvola elettronica come un semplice donore dell'elettrone che viene catturato.

La vacanza lasciata libera dall'elettrone catturato verrà via via occupata dagli elettroni dei livelli superiori, provocando l'emissione di raggi X in cascata. Sotto certe condizioni la cattura dai livelli L e M è possibile, ma non è frequente quanto quella dalla shell K ; infatti le regole di selezione per i livelli $\{nl_j\}$ che possono essere coinvolti nella cattura K seguono dall'osservazione che, per essere catturato dal nucleo, l'elettrone deve avere una funzione d'onda che non si annulli all'origine o per distanze dall'origine paragonabili al raggio nucleare. La probabilità di cattura da orbitali nS è proporzionale a $|\Psi_{nS}(0)|^2$ e diminuisce rapidamente.

Nel 1937 Luis Alvarez ottenne la prima evidenza sperimentale della cattura elettronica attraverso un'idea semplice quanto sagace: rilevò i raggi X emessi in seguito al decadimento del ^{48}V , segnali indiretti ma leggibili dell'avvenuta cattura.

Poiché recentemente si è considerata la possibilità di esperimenti con assorbimento risonante di neutrini, è interessante esaminare i rapporti di cattura fra i livelli K e quelli superiori (L, M, N), nonché il ritardo caratteristico della

diseccitazione nucleare rispetto alle emissioni atomiche.

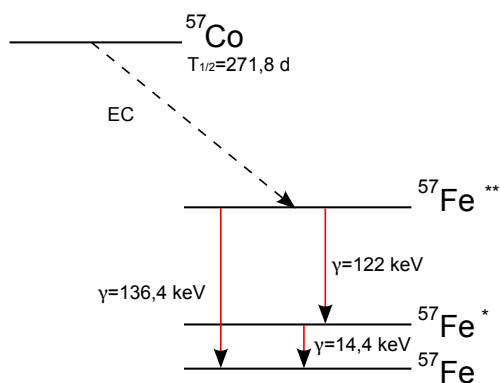
Nel decadimento per cattura elettronica l'intero atomo viene trasformato e ciò è visibile dal punto di vista energetico.

Il neutrino emesso è "monocromatico" e la sua energia può essere espressa come

$$q = W_0 + m_e - |E'_x| - E_R \quad (1.1)$$

dove $W_0 + m_e$ è la differenza di energia tra atomo padre e atomo figlio neutri, $|E'_x|$ è l'energia di legame dell'elettrone nella shell x dell'atomo figlio, E_R l'energia di riorganizzazione media dovuta alla non perfetta sovrapposizione delle orbite elettroniche atomiche tra gli atomi padre e figlio, tutti espressi in unità naturali. L'energia di rinculo dell'atomo in seguito all'emissione del neutrino può essere trascurata: nel decadimento del ${}^7\text{Be}$, in cui raggiunge il suo massimo valore, è di soli 57eV.

In questo lavoro è stato studiato il fenomeno della cattura K utilizzando una sorgente facilmente reperibile ed i cui meccanismi di decadimento sono noti, quale il ${}^{57}\text{Co}$. Il vantaggio di una sorgente nota è quello di permettere una caratterizzazione precisa di un rivelatore, per noi nuovo, di elevate prestazioni come quello descritto in seguito.

1.2 Il ^{57}Co 

Il nucleo di ^{57}Co si disintegra nel 100% dei casi per cattura elettronica verso i livelli eccitati a 706.42keV (0.18%) e 136.47keV (99.82%) del ^{57}Fe , con $T_{1/2} (^{57}\text{Co}) = 271.80$ d.

Da questi due livelli il nucleo si diseccita verso stati ad energia minore, con emissione di γ . Si veda la Tabella 1.1 per le righe caratteristiche. Non sono riportate le transizioni dai livelli superiori a 136 keV in quanto si presentano con una frequenza molto bassa,

compresa fra 10^{-1} e 10^{-4} fotoni per 100 disintegrazioni.

	Energia (keV)	Fotoni/100 dis.
$\gamma_{1,0}(\text{Fe})$	14.41295	9.15
$\gamma_{2,1}(\text{Fe})$	122.06065	85.51
$\gamma_{2,0}(\text{Fe})$	136.47356	10.71

Tabella 1.1: Energie caratteristiche e rapporti fra le emissioni gamma del ^{57}Co .

	Energia (keV)	Fotoni/100 dis.
XL (Fe)	0.61 – 0.79	1.55
XK α_2 (Fe)	6.39084	16.8
XK α_1 (Fe)	6.40384	33.2
XK β_3 (Fe)	7.05798	
XK β_1 (Fe)		7.1
XK β_5' (Fe)	7.1081	
XK β_4 (Fe)		

Tabella 1.2: Energie caratteristiche e rapporti fra le emissioni X del ^{57}Co .

L'emissione di raggi X può avvenire tramite riarrangiamento in uno o più passaggi. È dunque comprensibile come energie mostrate in Tabella 1.2 siano caratteristiche dei livelli atomici dell'atomo figlio, nel nostro caso il ^{57}Fe .

Capitolo 2

Il rivelatore

Il rivelatore di alte prestazioni per la spettroscopia, menzionato in precedenza, è un Amptek XR-100SDD, dove SDD sta per Silicon Drift Detector. Si tratta di una tipologia di fotodiodi al silicio avente le stesse funzioni dei tradizionali Si-PIN ma con una struttura elettrodi ottimizzata per la spettroscopia X.

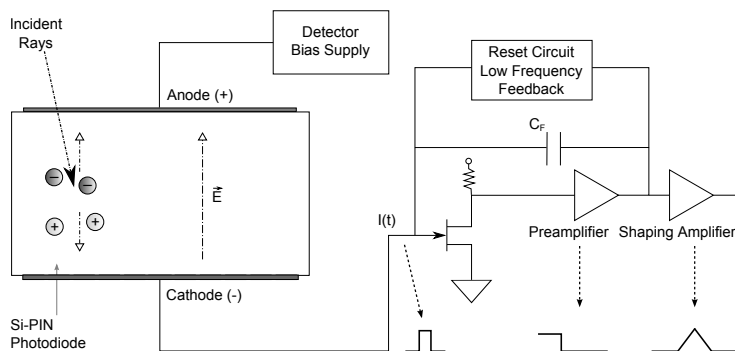


Figura 2.1: Schema delle tipiche operazioni di un fotodiodo Si-PIN.

A differenza dei fotodiodi Si-PIN in Figura 2.1, un SDD monta un anodo molto piccolo circondato da una serie di elettrodi in una struttura a simmetria cilindrica. Agli elettrodi viene applicato un campo elettrico che guida gli elettroni attraverso il rivelatore fino ad arrivare all'anodo, dove vengono raccolti. Grazie alla superficie decisamente ridotta dell'anodo si ha una capacità esigua che produce un rumore molto basso rispetto ad altri tipi di rivelatori, il che consente di limitare il tempo di formazione (*shaping time*) e di migliorare la risoluzione.

Ne deriva che con gli SDD è possibile avere a disposizione simultaneamente alti tassi di conteggio e basso rumore di fondo e ciò rappresenta il loro principale vantaggio: con il rivelatore in uso è possibile raggiungere una risoluzione di 136 eV a 5.9 keV. Poiché la capacità è proporzionale alla superficie attiva nel caso dei Si-PIN mentre negli SDD resta costante, per questi ultimi i vantaggi saranno ancora maggiori nel caso in cui si sfruttino grandi aree di raccolta.

L'SDD richiede una tensione negativa in ingresso e produce un segnale in uscita dal preamplificatore positivo, esattamente all'opposto dei classici Si-PIN.

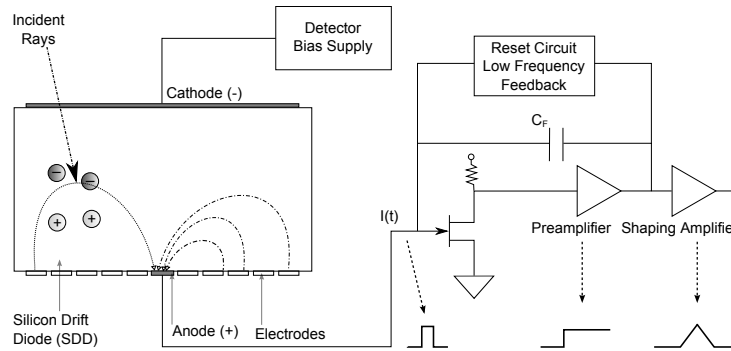


Figura 2.2: Schema delle tipiche operazioni di un fotodiode SDD.

Il silicio presente all'interno dell'SDD utilizzato ha dimensioni $7\text{mm}^2 \cdot 450\mu\text{m}$ ed il rivelatore è dotato di una finestra di 1 mil (1 mil = 0.0254 mm) di Be, trasparente ai raggi X. Da questi dipende l'efficienza di rivelazione del dispositivo. Dalla Figura 2.3 si osserva che l'efficienza è massima e vicina al 100% per energie attorno ai 6 - 7 keV, mentre il rivelatore sarà scarsamente efficiente oltre i 100 keV. Pertanto ci aspettiamo che i raggi X del ^{57}Fe (atomici) saranno rivelati con efficienza molto maggiore dei γ emessi nel decadimento nucleare.

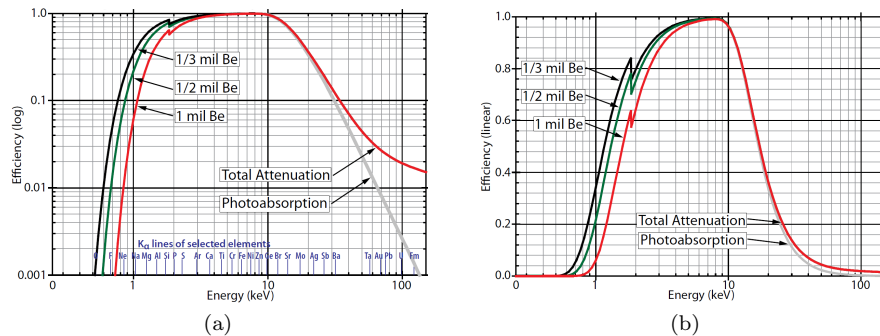


Figura 2.3: Efficienza in scala logaritmica (a) e lineare (b) dell'SDD e trasmissione attraverso la finestra di Be.

L'XR-100SDD è abbinato all'unità PX4 che, oltre a fornire l'alimentazione al rivelatore, ricopre le funzioni di analizzatore multicanale (*multichannel analyzer*) e di amplificatore formatore (*shaping amplifier*). Il PX4 è controllato attraverso un software che permette di selezionare quale segnale, fra quelli corrispondenti ai vari stadi di amplificazione, inviare in output e permette oltretutto di variare le costanti di shaping del segnale trapezoidale, formato dallo stesso amplificatore. Ciascuno di questi segnali è visualizzabile tramite un oscillografo.

Il rivelatore monta al suo interno un preamplificatore che produce un segnale positivo di altezza proporzionale all'energia del fotone rivelato, tipicamente 1mV/keV .

Il segnale così formato viene inviato allo shaper digitale che produce due segnali differenti. Il primo è un segnale ottimizzato per migliorare il rapporto segnale-rumore e ottenere informazioni corrette sull'altezza dell'impulso; ha for-

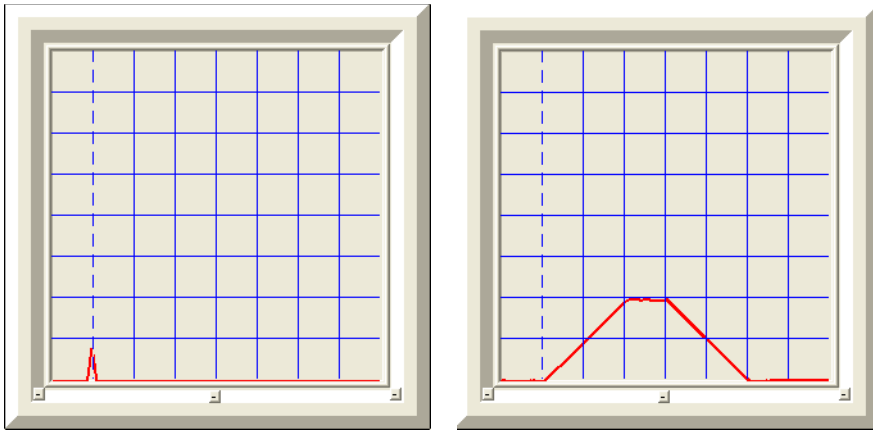


Figura 2.4: Due segnali in uscita dal PX4. Il primo è il segnale prodotto dal rivelatore, il secondo è il segnale amplificato formato. Nel caso (b), il peaking time è di $12.8 \mu s$ mentre il flat top è di $6.4 \mu s$.

ma trapezoidale ed è possibile modificarne il peaking time e la durata del flat top. Il secondo è un “canale veloce”, con piccola costante di shaping, pensato per risolvere impulsi molto ravvicinati nel tempo, che risultano sovrapposti nel canale lento.

Capitolo 3

Risultati sugli spettri energetici

Una sorgente di ^{57}Co è stata montata su un supporto di plexiglass (opportunamente forato) per poterla posizionare a distanza variabile dal rivelatore con facilità e precisione.

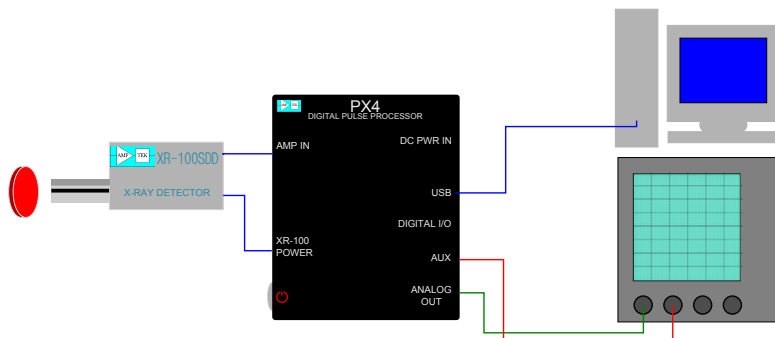


Figura 3.1: Schema dei collegamenti effettuati per l'esperimento (non in scala).

Per ottenere lo spettro dei fotoni emessi dalla sorgente, dopo aver effettuato i collegamenti indicati nella Figura 3.1, sono state eseguite misure in tempi diversi e in diverse configurazioni, ossia variando la distanza sorgente-rivelatore e l'orientamento della sorgente stessa.

Una prima serie di misure è stata eseguita con la sorgente a contatto con la finestra di berillio del rivelatore. Questa configurazione è quella che massimizza i conteggi.

Il software disponibile per l'acquisizione dà informazioni anche sul tasso complessivo di conteggi per ogni presa dati. Dall'andamento al variare del tempo del numero di conteggi al secondo è stato possibile osservare qualitativamente il decadimento esponenziale della sorgente. Il risultato è mostrato in Figura 3.2, dove sono state incluse misure effettuate (nelle stesse condizioni) nel periodo compreso tra il 12 Febbraio 2010 ed il 17 Marzo 2010, quindi in un arco temporale relativamente breve, combinate con una effettuata in condizioni simili (ma non perfettamente identiche) nell'Ottobre 2009.

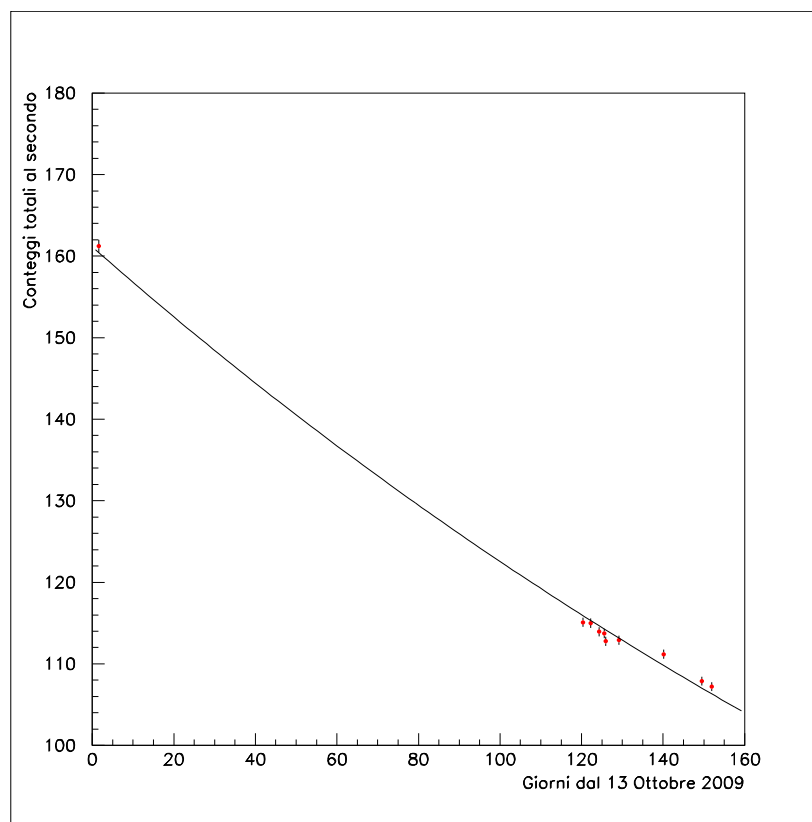


Figura 3.2: Andamento del rate della sorgente in funzione del tempo. In rosso i punti sperimentali, in nero l'esponenziale ottenuto col fit.

Assumendo che non vi sia fondo in assenza di sorgente, da un fit esponenziale, si ottiene per la vita media il valore $\tau = (365 \pm 5)\text{d}$ da confrontare con quello previsto di $\cong 391\text{d}$.

3.1 Origine dei fotoni rivelati

In Figura 3.3 è mostrato un tipico esempio degli spettri visibili sull'analizzatore multicanale, ottenuto nell'Ottobre 2009¹.

Nella Figura 3.3 sono state marcate ($P_1, \dots, P_{10}, K_\alpha, K_\beta, \gamma_{1,0}$) le posizioni di quei picchi, di diversa intensità relativa, che saranno oggetto di discussione in seguito. I picchi col maggior numero di conteggi sono identificabili con le transizioni atomiche a 6.4 e 7.1 keV e con la transizione nucleare a 14.4 keV (si vedano le tabelle 1.2 e 1.1) e per tale ragione sono stati indicati con XK_α Fe-57, XK_β Fe-57 e $\gamma_{1,0}Co - 57$. Con l'amplificazione utilizzata i picchi a 122 e 136 keV del ^{57}Co risultano fuori scala.

Per determinare accuratamente la posizione di questi tre picchi di energia nota, è stato effettuato un fit gaussiano da cui si sono ottenuti, per la posizione in numero di canali, i valori mostrati in Tabella 3.1.

¹Gain: 50. Fast Threshold:8. Peaking time: 12.8 μ s. Flat top: 6.4 μ s

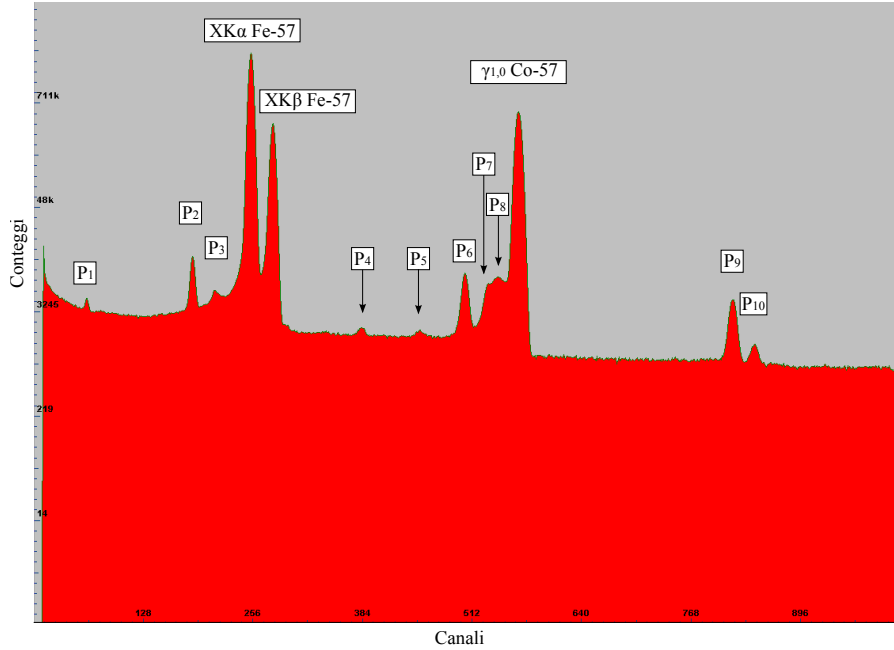


Figura 3.3: Spettro acquisito col software ADMCA. Sorgente a contatto del rivelatore.

	Posizione del picco (ch)	Energia attribuita(keV)
XK_{α}	253.63	6.4
XK_{β}	279.09	7.1
$\gamma_{1,0}$	565.90	14.4

Tabella 3.1: Conversione fra i canali corrispondenti ai picchi, determinati tramite fit gaussiano, ed energia.

Assumendo una corrispondenza lineare canale-energia, si ottiene per la calibrazione della scala:

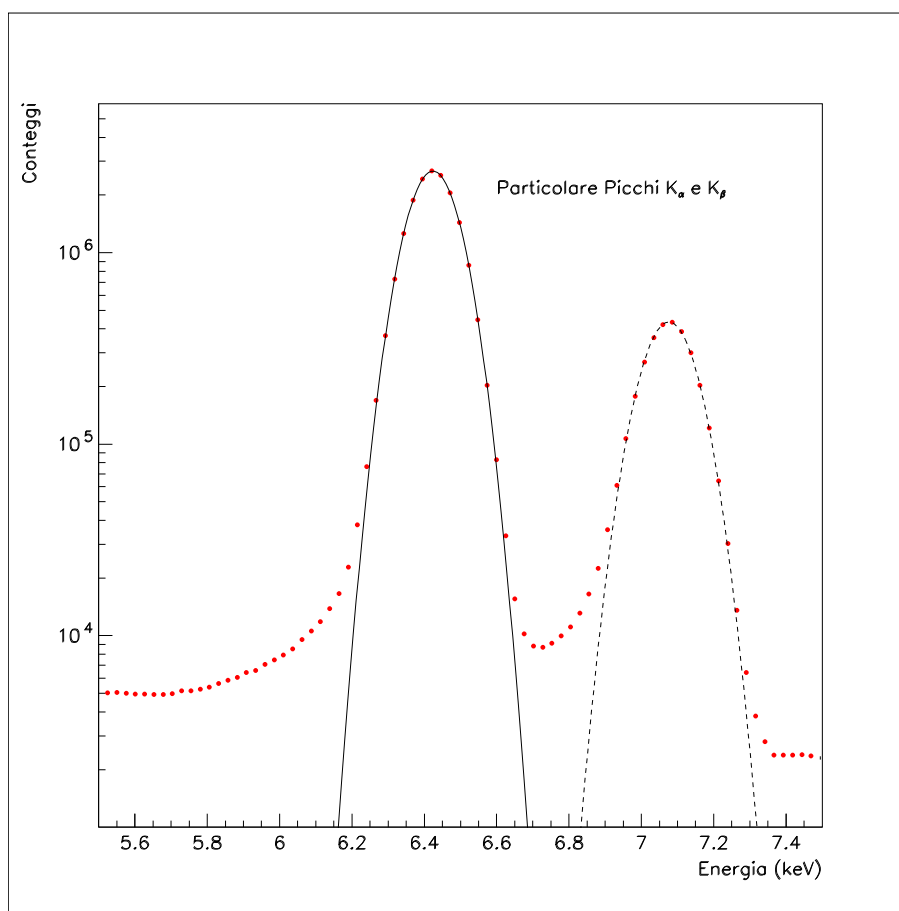
$$Ch = (2.6 \pm 3.0) + (39.08 \pm 0.38) E(keV). \quad (3.1)$$

Tramite questa relazione ed i fit gaussiani alla posizione degli altri picchi significativi ne è stata determinata la posizione su una scala di energia. I risultati così ottenuti sono mostrati in Tabella 3.2 e di essi verrà data un'interpretazione in seguito.

La larghezza a mezza altezza (FWHM) per la riga K_{α} del Fe, che si ottiene dal fit, è 154 eV; per la riga K_{β} la FWHM vale 165 eV mentre, per la $\gamma_{1,0}$, 209 eV, in buon accordo con la risoluzione prevista per il rivelatore (136 eV a 5.9 keV). Dettagli del fit effettuato per le righe K_{α} e K_{β} del Ferro sono mostrate nella Figura 3.4, mentre per la riga $\gamma_{1,0}$ si veda la Figura 3.5.

	A	E(keV)	σ (keV)
XK α (Fe)	$(2.626 \pm 0.006)10^6$	6.423 ± 0.0001	0.0659 ± 0.0001
XK β (Fe)	$(4.28 \pm 0.01)10^5$	7.0766 ± 0.0001	0.0699 ± 0.0001
P_6	8868 ± 47	12.819 ± 0.0006	0.104 ± 0.001
$\gamma_{1,0}$	$(5.88 \pm 0.01)10^5$	14.414 ± 0.0002	0.0887 ± 0.0001
P_9	3668 ± 28	20.813 ± 0.0008	0.1039 ± 0.0007
P_{10}	520 ± 18	21.460 ± 0.003	0.09 ± 0.003

Tabella 3.2: Parametri delle gaussiane ottenuti col fit ai picchi significativi.

Figura 3.4: Dettaglio del fit ai picchi atomici corrispondenti alle righe K_α e K_β del ferro. La scala verticale è logaritmica.

Diamo adesso una possibile interpretazione dell'origine dei picchi da P_1 a P_{10} marcati nella Figura 3.3.

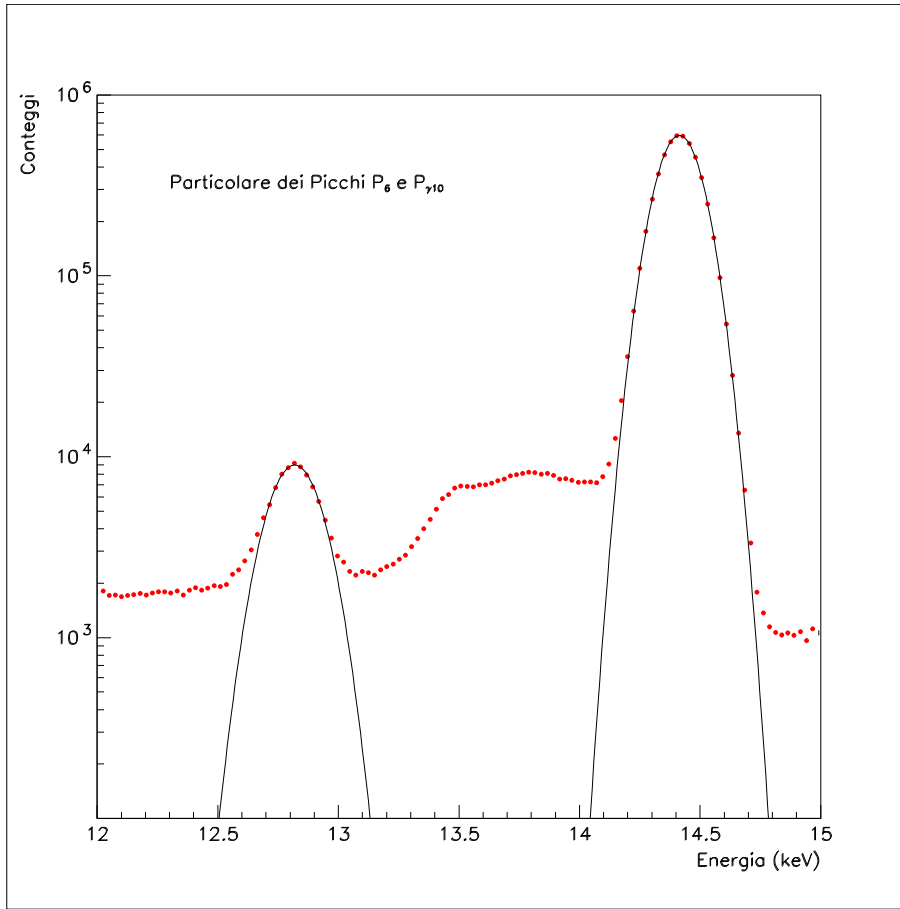


Figura 3.5: Dettaglio del fit ai picchi P_6 e $\gamma_{1,0}$. La scala verticale è logaritmica.

3.1.1 Sum peaks

In alcuni casi, un fotone arriva al rivelatore prima che l'amplificatore abbia raccolto completamente la carica rilasciata dal fotone precedente. Questo causa una sovrapposizione degli impulsi che può generare un segnale di ampiezza distorta, implicando la comparsa di un picco nello spettro di energia pari alla somma delle energie dei fotoni coinvolti nel processo, detto *sum peak*. I picchi indicati con P_6 , P_9 e P_{10} si trovano ad energie che corrispondono alle somme $(6.4 + 6.4)$ keV, $(6.4 + 14.4)$ keV e $(7.1 + 14.4)$ keV e quindi vengono interpretati come sovrapposizione temporale, nell'intervallo di $32\mu\text{s}$ di integrazione della carica, di due fotoni provenienti da raggi X del ferro e γ nucleari del cobalto.

Dettagli dei fit effettuati negli intervalli opportuni di energia sono mostrati nella Tabella 3.1 e le curve corrispondenti sono sovrapposte ai punti sperimentali nelle figure 3.5 e 3.6. In quest'ultima (si noti che essa è in scala lineare), nella zona dei picchi somma P_9 e P_{10} , alle gaussiane è stato sovrapposto un fondo che decresce linearmente con l'energia. Una discussione delle intensità sarà fatta nella Sezione 3.2.

L'ipotesi che si tratti di una sovrapposizione di due fotoni è supportata dal

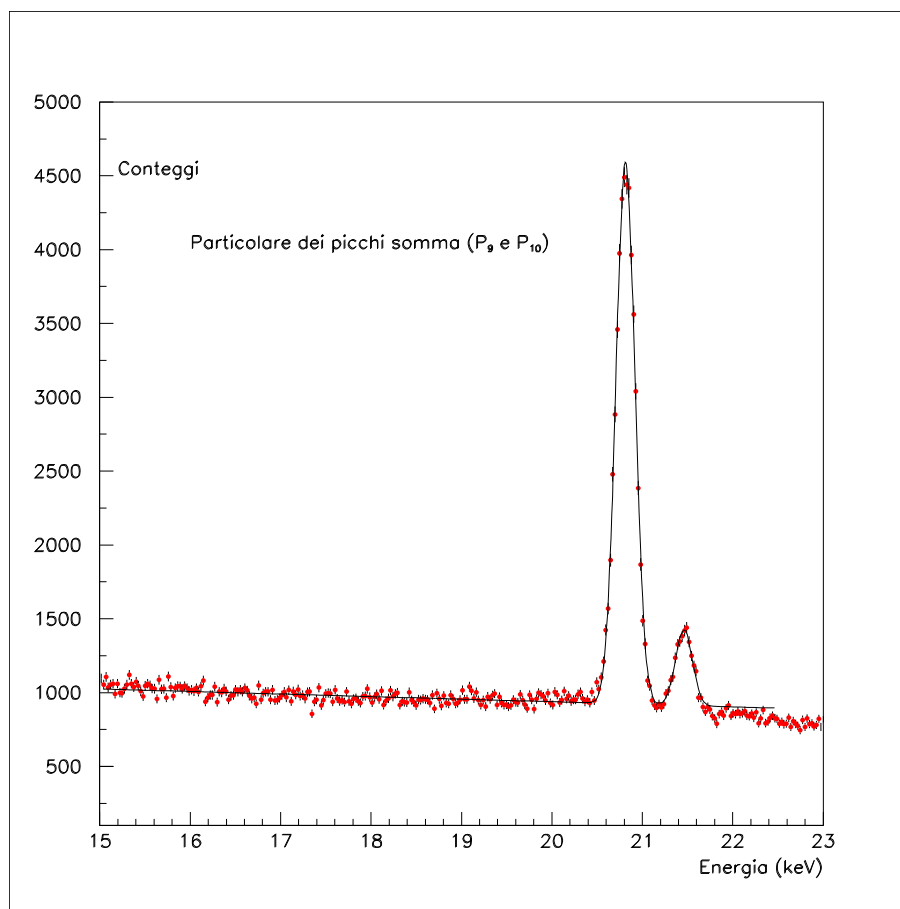


Figura 3.6: Dettaglio del fit ai picchi somma P_9 e P_{10} con sovrapposizione di un fondo che decresce linearmente con l'energia. La scala verticale è lineare.

fatto che la σ del picco somma P_6 è circa $\sqrt{2}$ volte quella del picco K_α del ferro, come ci si attende in questi casi. Analogamente la σ dei picchi P_9 e P_{10} risulta circa uguale a $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ ossia alla somma dei quadrati delle deviazioni standard dei picchi di cui essi sono somma. È opportuno osservare che, mentre il picco P_6 , alla energia di 12.8 keV, è certamente dovuto alla sovrapposizione di due fotoni provenienti da due catture elettroniche **diverse**, i picchi P_9 e P_{10} (alle energie di 20.8 e 21.5 keV) possono anche provenire da fotoni originati dalla **stessa** cattura elettronica.

3.1.2 Escape peaks

I cosiddetti *escape peaks* sono causati dall'assorbimento incompleto di raggi X nel rivelatore, in seguito alla “fuga” di alcuni fotoni di fluorescenza dal volume attivo. L'energia rilasciata nel rivelatore è pari alla differenza fra l'energia del fotone incidente e quella del fotone di fluorescenza. Quest'ultimo ha un'energia che è caratteristica del materiale di cui è costituito il rivelatore stesso. I picchi marcati P_2 e P_3 nella figura si trovano a 4.66 keV e 5.36 keV; ciascuno, quindi,

è posizionato ad un'energia che è inferiore di 1.74 keV rispetto alle righe K_α e K_β del ^{57}Fe . Il silicio di cui è costituito il rivelatore ha una riga K_α a 1.74 keV e può quindi produrre degli escape peaks se eccitato da fotoni di energie maggiori di 2 keV. Questa è dunque l'interpretazione che viene data ai picchi P_2 e P_3 .

3.1.3 Picchi non correlati con la sorgente

I picchi visibili alle energie 1.5 keV (P_1), 9.66 keV (P_4), 11.5 keV (P_5) e 13.8 keV (P_8), non sono spiegabili con emissioni della sorgente. Si tratta verosimilmente di righe di altri elementi o impurezze eccitati dai fotoni di alta energia emessi dalla sorgente stessa. Fra gli elementi che hanno emissioni alle energie osservate, gli unici la cui presenza è plausibile sono l'oro, utilizzato per la metallizzazione dei contatti, le cui righe L spiegherebbero i picchi P_4 , P_5 e P_8 che corrispondono proprio a quelle energie, e l'alluminio, presente nei supporti, la cui riga K si trova all'energia giusta per essere all'origine di P_1 .

Per soddisfare la curiosità sulle prestazioni del rivelatore, è stata effettuata un'acquisizione² con guadagno 8 (invece dell'usuale 50), in modo tale che anche energie al di sopra dei 100 keV risultassero visibili nella scala. Questo ancorché la efficienza del rivelatore a queste energie sia enormemente bassa (dell'ordine di 10^{-3}). Il risultato ottenuto è mostrato in Figura 3.7.

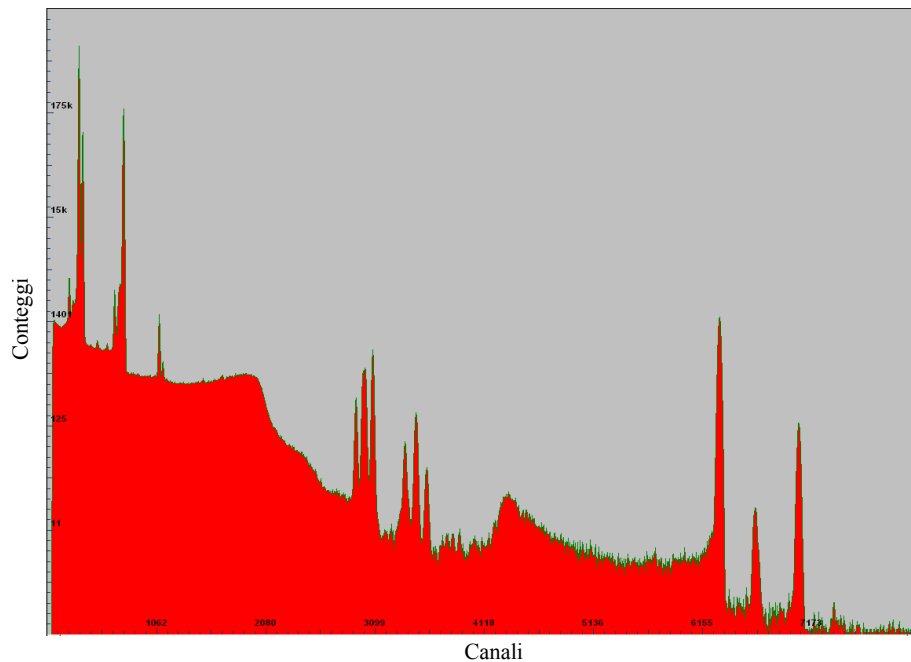


Figura 3.7: Spettro acquisito col software ADMCA. Sorgente a contatto del rivelatore.

²Gain: 8. Fast Threshold: 1. Peaking time: $12.8\mu\text{s}$. Flat top: $6.4\mu\text{s}$

Con una calibrazione della nuova scala ($Ch = 6.33 + 51.908 E(\text{keV})$) è possibile identificare le strutture presenti. Nel nuovo spettro ritroviamo i picchi visti in precedenza per energie inferiori a 22 keV, illustrati nella Figura ??(a).

Inoltre, nonostante la bassa efficienza del rivelatore, vengono osservati fotoni a 122 e 136 keV insieme al picco somma $122 + 6.4$ keV, i cui particolari sono mostrati nella Figura ??(b).

Nuove strutture, non appartenenti alla sorgente, sono visibili nell'intervallo di energia fra i 50 ed i 70 keV evidenziato nella Figura 3.8(c).

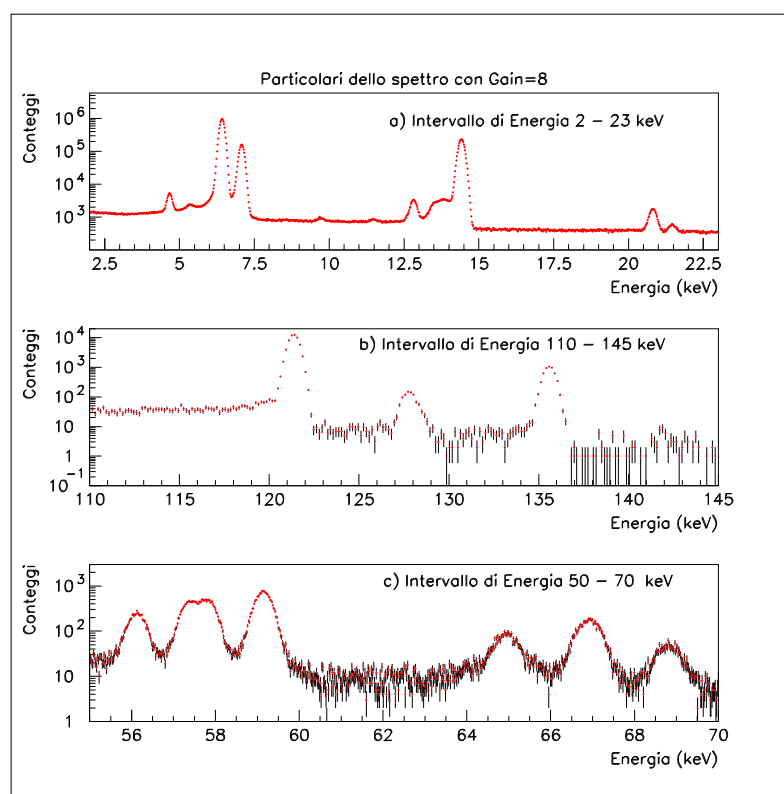


Figura 3.8: Dettagli dello spettro acquisito con guadagno 8 nei tre intervalli di energia di interesse.

Da un confronto con righe note, possono essere associate con le transizioni K_α e K_β dell'oro, del tungsteno (utilizzati nei contatti) e del tantalio, il cui

impiego nel nostro apparato sperimentale è a noi ignoto. Si noti a questo punto che le intensità delle righe K_{α_1} di entrambi gli elementi sono circa due volte quelle delle K_{α_2} , come atteso.

Si osservi come la risoluzione del rivelatore consenta di identificare la presenza di due picchi nell'intervallo 57–58 keV. Questo è più chiaro nel particolare in Figura 3.9, dove la scala dei conteggi è lineare e dove sono state indicate le posizioni delle righe K_{α_1} e K_{α_2} del Ta e del W.

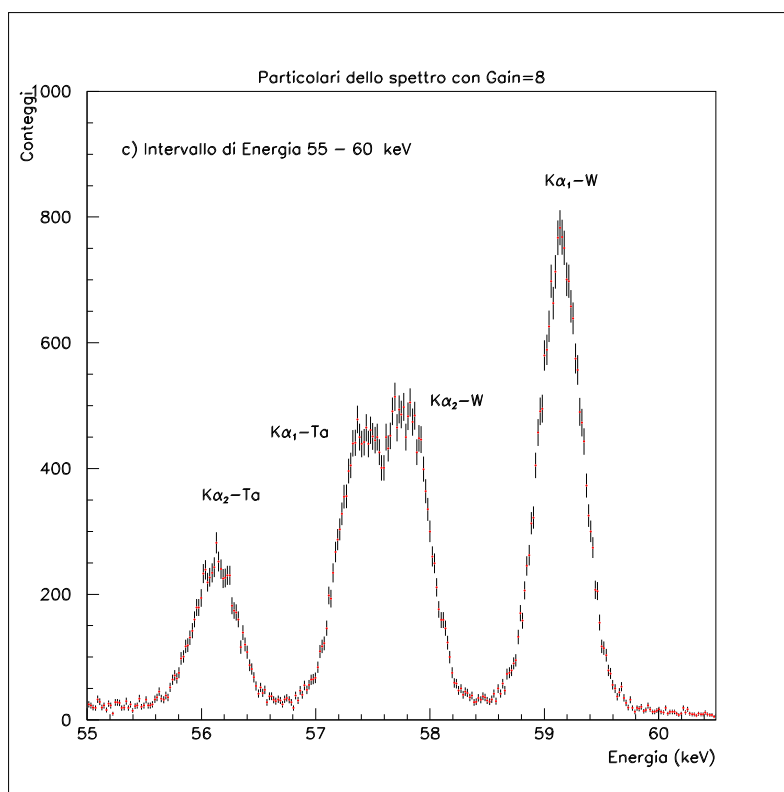


Figura 3.9: Dettaglio dei picchi corrispondenti alle righe K_{α_1} e K_{α_2} del tantalio e del tungsteno.

3.2 Determinazione delle intensità relative

Dallo spettro in Figura 3.3, conoscendo il tempo di acquisizione ed utilizzando il software a disposizione fornito dalla Amptek per il PX4, è possibile ottenere il numero totale di conteggi nelle regioni di energia di interesse, e calcolare quindi i rate corrispondenti. I risultati sono mostrati nella Tabella 3.7, dove gli errori sono quelli statistici.

Tuttavia, a seconda del valore dei parametri utilizzati nel software per la ricerca dei picchi, il numero totale di conteggi varia in maniera più significativa di quanto non sia giustificato dalla statistica. Pertanto, dalle fluttuazioni intorno ai valori medi dei rate ottenuti alle diverse energie al variare dei parametri di ricerca dei picchi, sarà assegnato per i calcoli successivi un errore del 3% a queste misure. I valori dei rate diminuiscono nel tempo a causa dell'invecchiamento della sorgente e pertanto per acquisizioni più recenti essi sono minori. Naturalmente l'invecchiamento non ha alcun effetto quando si considerano i rapporti dei conteggi per unità di tempo.

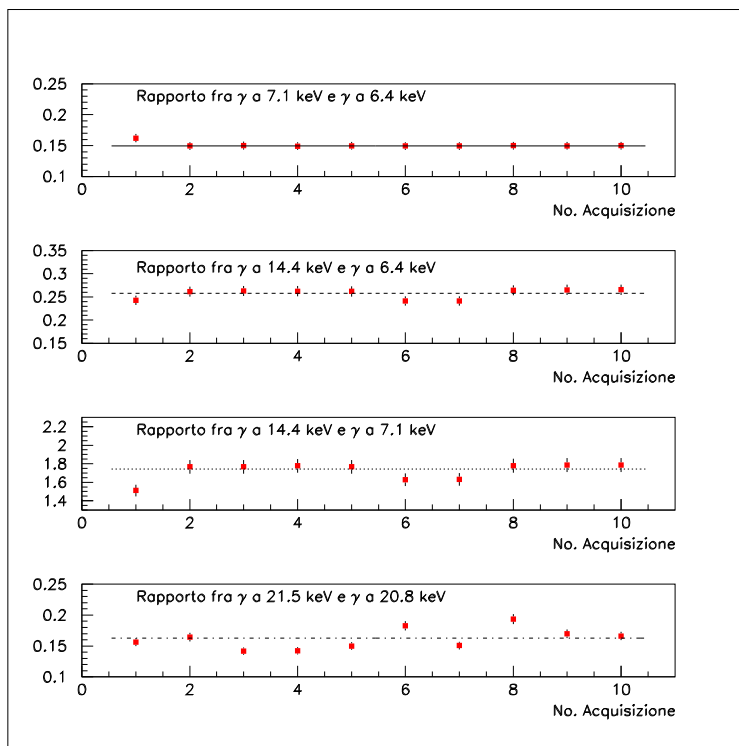


Figura 3.10: Rapporti fra le intensità dei picchi a varie energie.

Questi rapporti sono stati calcolati per le combinazioni R_2/R_1 , R_4/R_1 , R_4/R_2 , R_6/R_5 e sono mostrati graficamente nella Figura 3.10 in funzione del numero di acquisizione (cioè all'invecchiare della sorgente). Tutte le acquisizioni sono state effettuate nelle stesse condizioni, ad eccezione della numero 1 (14 Ottobre 2009) e dalla 7 in poi dove si è reso necessario riposizionare la sorgente. Questa differenza di condizioni si riscontra anche nei rapporti e pertanto è stato deciso di escludere dai calcoli successivi l'acquisizione 1.

I rapporti sono stati quindi mediati per le restanti acquisizioni ottenendo i valori mostrati in Tabella 3.3, dove sono confrontati coi valori attesi in base alle tabelle 1.2 e 1.1. I rapporti R_2/R_1 e R_6/R_5 sono sperimentalmente consistenti

		Misurati	Attesi
R_2/R_1	K_β/K_α	0.1480 ± 0.0003	0.142
R_4/R_1	$\gamma_{1,0}/K_\alpha$	0.256 ± 0.009	0.183
R_4/R_2	$\gamma_{1,0}/K_\beta$	1.73 ± 0.06	1.289
R_6/R_5	P_{10}/P_9	0.161 ± 0.017	0.142

Tabella 3.3: Rapporti di intensità misurati confrontati con quelli attesi.

fra loro poiché entrambi misurano il rapporto fra il numero di fotoni a 7.1 keV e quelli a 6.4 keV; il primo individualmente, il secondo quando questi sono in coincidenza con un fotone da 14.4 keV. Inoltre questo rapporto è abbastanza in accordo col valore atteso.

Al contrario, i rapporti R_4/R_1 e R_4/R_2 presentano una netta discrepanza quando confrontati con quelli attesi. La causa di questa differenza è da ricercare nella struttura della sorgente, poiché essa è progettata per la produzione di fotoni nucleari del ^{57}Co . Il rivestimento di mylar della sorgente stessa, avendo un alto coefficiente di assorbimento per i raggi X, assorbe una parte dei fotoni di bassa energia in uscita.

Questa ipotesi è stata confermata da un campionamento dello spettro effettuato con il retro della sorgente a contatto del rivelatore. Da questo lato la plastica è più spessa ed è presente inoltre uno strato di mylar alluminato che assorbe ulteriormente i raggi X del ferro.

Dal confronto di quest'ultimo spettro, mostrato in Figura 3.11, con quello della Figura 3.3 si nota come le righe delle transizioni X del ferro siano ridotte di un fattore enormemente più grande di quanto non lo sia la riga a 14.4 keV nucleare. Infatti, un confronto numerico ci porta a concludere che le righe a 6.4 keV e 7.1 keV sono ridotte di un fattore circa 100 e 30 rispetto a quella nucleare così come supposto; in termini assoluti la riduzione è di 1600, 389 e 14 per le righe a 6.4, 7.1 e 14.4 rispettivamente.

3.2.1 Intensità relative dei picchi somma

Abbiamo supposto che i picchi P_6 , P_7 , P_9 e P_{10} siano picchi somma. Ad ulteriore riprova di questo fatto sono state effettuate alcune acquisizioni fissando la sorgente a differenti distanze dal rivelatore. Nell'ipotesi di emissione isotropa da sorgente puntiforme il flusso diminuisce con l'inverso del quadrato della distanza. Allontanare la sorgente dal rivelatore diminuisce quindi la probabilità di sovrapposizione di due fotoni diversi nell'intervallo temporale di integrazione diminuendo pertanto il rate dei picchi somma introducendo una dipendenza dalla distanza del tipo L^{-4} .

Gli spettri risultanti da acquisizioni effettuate con la sorgente a distanza di 5.00 mm, 11.09 mm e 15.00 mm sono mostrati nelle figure 3.12, 3.13 e 3.14, mentre i conteggi al secondo risultanti per i picchi visibili sono riportati nella Tabella 3.4. Dalle figure si osserva chiaramente la scomparsa dei picchi som-

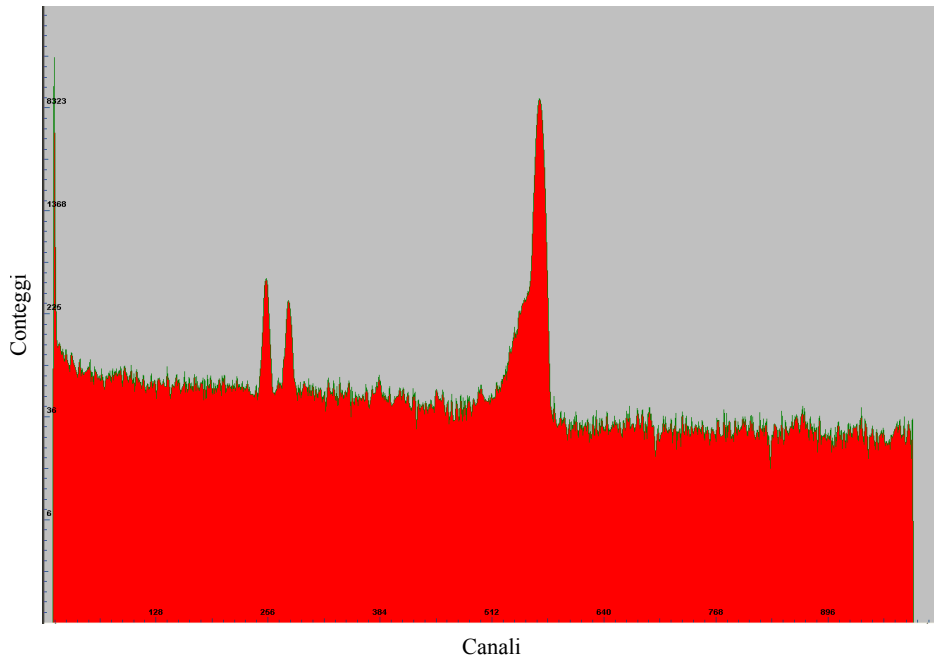


Figura 3.11: Spettro acquisito col software ADMCA. Retro della sorgente a contatto del rivelatore.

	5.00 mm	11.09 mm	15.00 mm
6.4 keV	13.43 ± 0.01	2.765 ± 0.003	1.668 ± 0.003
7.1 keV	2.302 ± 0.004	0.434 ± 0.001	0.286 ± 0.001
14.4 keV	3.368 ± 0.005	0.647 ± 0.002	0.424 ± 0.001
12.8 keV	$(11.6 \pm 0.3) 10^{-3}$	-	-
20.8 keV	$(5.5 \pm 0.2) 10^{-3}$	-	-

Tabella 3.4: Rate in Hz alle diverse distanze

ma per distanze maggiori di 5 mm, mentre i picchi principali diminuiscono approssimativamente con l'inverso del quadrato. Questo è quantitativamente evidenziato nella Tabella 3.5 che contiene, in funzione della distanza, il rapporto fra il rate misurato a quella distanza e quello misurato a $L = 0$. Per esempio, a $L = 5$ mm, si osserva che mentre i picchi principali si sono ridotti di un fattore circa 4, i picchi somma si sono ridotti di un fattore circa 16. Analogamente, a distanza $L = 11$ mm, i picchi principali si sono ridotti di un fattore circa uguale a $(11.09/5)^2$; similmente accade per i rapporti a $L = 15$ mm.

Convinti della corretta interpretazione ci proponiamo adesso di valutare se, a partire dai rate dei singoli fotoni osservati, siamo in grado di predire le varie intensità dei picchi somma.

Poiché, come già osservato, il picco P_6 a 12.8 keV deriva dalla sovrapposizione di due fotoni a 6.4 keV nell'intervallo temporale di integrazione della

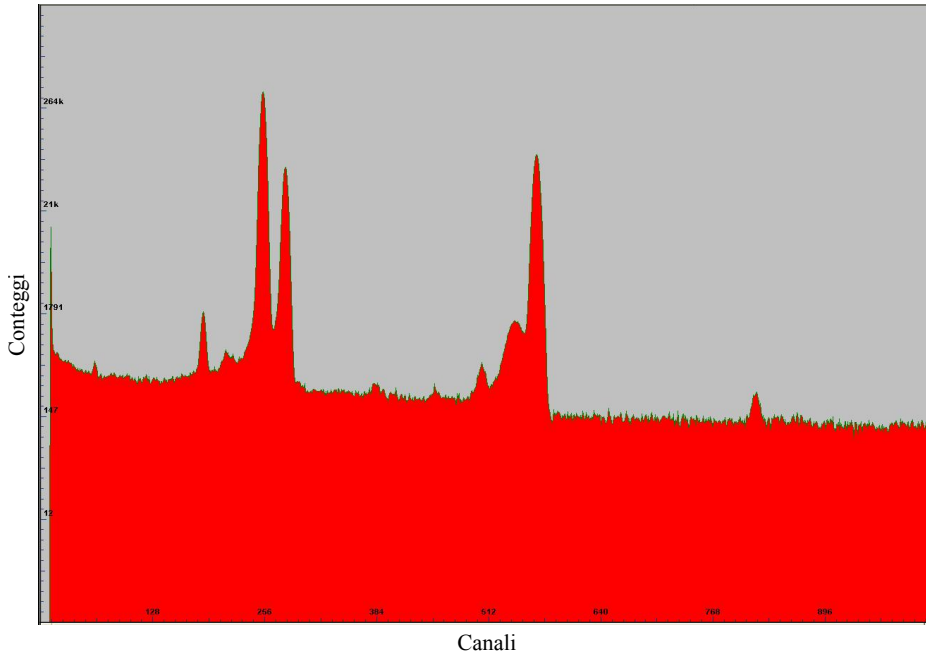


Figura 3.12: Spettro acquisito col software ADMCA. Sorgente posizionata a 5.00 mm dal rivelatore.

	5.00 mm	11.09mm	15.00mm
6.4 keV	0.23	0.046	0.028
7.1 keV	0.26	0.049	0.033
14.4 keV	0.22	0.042	0.027
12.8 keV	0.067	-	-
20.8 keV	0.056	-	-

Tabella 3.5: Rapporto del rate con $L = 0$ alle diverse distanze

carica, il suo rate dovrebbe essere uguale a:

$$R_6 = R_1^2 \cdot \Delta t \quad (3.2)$$

dove Δt è il tempo di integrazione. Sostituendo i valori misurati in questa formula, otteniamo per Δt un valore dell'ordine di $40\mu s$, consistente con quanto atteso dalle caratteristiche dell'amplificatore. Utilizzando questo intervallo temporale è possibile predire i rate dei picchi somma P_9 e P_{10} , di nuovo nell'ipotesi di fotoni provenienti da eventi diversi.

Il risultato di questa operazione è mostrato nella Tabella 3.6 calcolata per due acquisizioni tipiche. In essa, i conteggi al secondo predetti assumendo la sovrapposizione di fotoni provenienti da due eventi diversi, sono confrontati con quelli osservati. Si nota che in tutti i casi il rate osservato è circa 2.5 volte quello predetto, suggerendo l'ipotesi che possa trattarsi di sovrapposizione di fotoni conseguenza della stessa cattura elettronica e come tali totalmente correlati temporalmente. Oltre ai risultati mostrati nella Tabella 3.6, è possibile

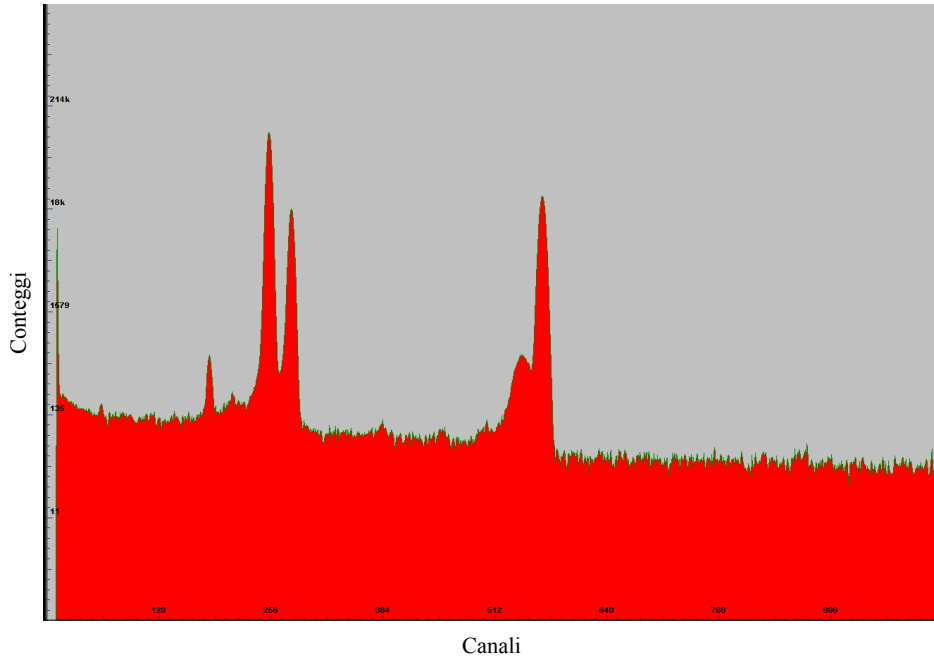


Figura 3.13: Spettro acquisito col software ADMCA. Sorgente posizionata a 11.09 mm dal rivelatore.

Data	$\Delta t(\mu s)$	Energia(keV)	Predetto	Osservato	Oss/Pred
17 Febbraio	43.3	20.8	0.042	0.108 ± 0.009	2.57
		21.5	0.0061	0.016 ± 0.003	2.62
12 Marzo	50.3	20.8	0.043	0.098 ± 0.008	2.28
		21.5	0.0064	0.017 ± 0.003	2.68

Tabella 3.6: Confronto fra i rate predetti e osservati in corrispondenza delle energie dei due picchi somma a 20.8 e 21.5 keV

calcolare il numero di eventi attesi per la sovrapposizione di due fotoni di energie (6.4 + 7.1) keV, (7.1 + 7.1) keV e (14.4 + 14.4) keV che sicuramente provengono da due catture elettroniche differenti. Ad esempio, per l'acquisizione del 17 Febbraio, si otterrebbero i seguenti numeri di conteggi al secondo:

- 0.024 Hz a 13.5 keV;
- 0.0035 Hz a 14.2 keV;
- 0.011 Hz a 28.8 keV.

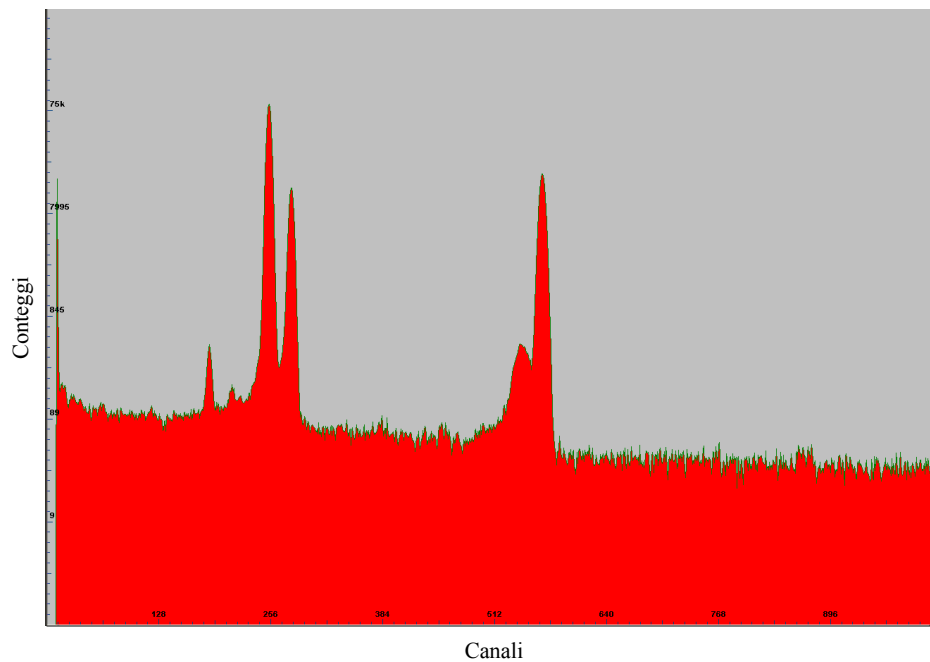


Figura 3.14: Spettro acquisito col software ADMCA. Sorgente posizionata a 15.00 mm dal rivelatore.

Di questi, il secondo è ad un'energia vicina a quella del picco a 14.4 keV e pertanto completamente mascherato da esso. Il picco somma a 28.8 keV in questa acquisizione sarebbe fuori scala³. Del più intenso dei tre picchi, a 13.5 keV, si possono intravedere indicazioni, marcate con P_7 nello spettro di Figura 3.3.

³Un calcolo analogo eseguito coi dati acquisiti con Gain 8 darebbe un tasso di 0.01 Hz scarsamente visibile sul fondo.

Tabella 3.7: Rate in Hz alle diverse energie al passare del tempo.

Data	#Acq	6.4keV (R_1)	7.1keV (R_2)	12.8keV (R_3) 10^{-2}	14.4keV (R_4)	20.8keV (R_5) 10^{-2}	21.5keV (R_6) 10^{-2}
14 Ottobre	1	84.989 ± 0.022	13.629 ± 0.009	23.5 ± 0.1	20.448 ± 0.011	15.2 ± 0.09	2.4 ± 0.04
12 Febbraio	2	61.688 ± 0.024	9.111 ± 0.009	17.3 ± 0.1	16.001 ± 0.012	10.1 ± 0.10	1.6 ± 0.04
15 Febbraio	3	61.839 ± 0.016	9.178 ± 0.006	17.1 ± 0.1	16.127 ± 0.008	10.6 ± 0.07	1.5 ± 0.02
16 Febbraio	4	60.945 ± 0.026	8.983 ± 0.010	15.9 ± 0.1	15.867 ± 0.013	10.7 ± 0.11	1.5 ± 0.04
17 Febbraio	5	60.785 ± 0.021	8.991 ± 0.008	16.0 ± 0.1	15.786 ± 0.011	10.8 ± 0.09	1.6 ± 0.03
18 Febbraio	6	59.787 ± 0.026	8.834 ± 0.010	14.7 ± 0.1	14.286 ± 0.013	9.6 ± 0.10	1.7 ± 0.04
22 Febbraio	7	59.856 ± 0.016	8.845 ± 0.006	16.8 ± 0.1	14.331 ± 0.008	10.9 ± 0.07	1.6 ± 0.03
4 Marzo	8	59.530 ± 0.027	8.827 ± 0.010	17.1 ± 0.1	15.602 ± 0.014	9.6 ± 0.11	1.8 ± 0.05
12 Marzo	9	57.281 ± 0.018	8.485 ± 0.007	16.5 ± 0.1	15.066 ± 0.009	9.8 ± 0.08	1.7 ± 0.03
17 Marzo	10	56.878 ± 0.015	8.439 ± 0.006	15.9 ± 0.1	14.974 ± 0.008	8.1 ± 0.06	1.3 ± 0.02

Capitolo 4

Risultati sulle misure dei tempi

Misurare i tempi caratteristici della diseccitazione nucleare significa rivelare due fotoni distinti provenienti dalla stessa cattura elettronica, registrandone il ritardo relativo.

Questo implica la realizzazione di un apparato di coincidenze temporali ritardate all'interno di un intervallo fissato dalla scala temporale tipica dei fenomeni atomici e nucleari; per questi ultimi, per la catena $^{57}\text{Co} + e^- \rightarrow ^{57}\text{Fe}^* + \nu_e$, le vite medie sono 12.5 - 141 ns. Misure accurate di intervalli di tempo di questo tipo richiedono che la carica venga raccolta dal rivelatore in tempi dello stesso ordine.

Per rivelare eventuali coincidenze è stato utilizzato, in aggiunta all'SDD, uno scintillatore plastico (BC410) di dimensioni 5 cm × 5 cm spesso 0.5 cm, accoppiato ad un fotomoltiplicatore con tempi tipici di risposta di 10–20 ns. Il segnale da esso proveniente è stato posto in coincidenza con il segnale “veloce” del rivelatore SDD. Lo schema adottato è indicato in Figura 4.1, in cui la sorgente è a contatto con l'SDD. La lastrina di scintillatore è posizionata in modo tale da raccogliere i fotoni provenienti dal retro della sorgente e si trova ad una distanza di circa 1 cm dallo scintillatore.

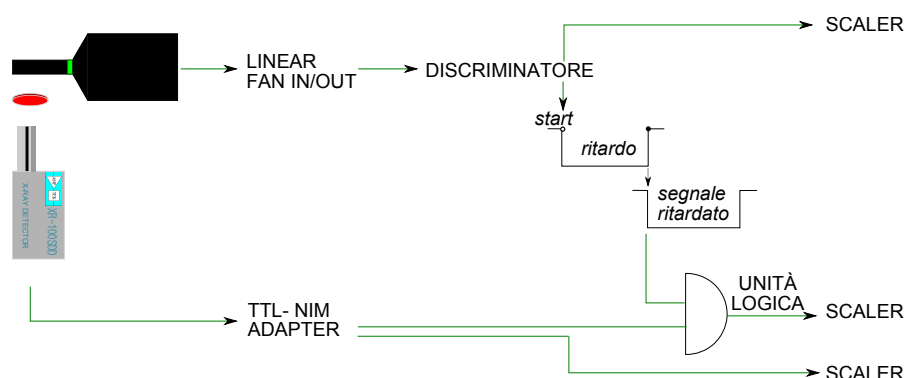


Figura 4.1: Schema delle connessioni utilizzate per le misure di tempo (non in scala).

Come si evince dallo spettro in Figura 3.11, il retro della sorgente, a causa della presenza dell'etichetta metallica e di un maggiore spessore della plastica, attenua drasticamente il flusso dei raggi X in uscita. Inoltre lo scintillatore è sensibile soprattutto a fotoni di alte energie. In questa configurazione è lecito supporre che il fotomoltiplicatore sarà investito principalmente da fotoni provenienti da decadimenti nucleari. Al contrario, i conteggi del rivelatore SDD saranno dovuti per la maggior parte a fotoni da 6.4 keV, di origine atomica.

Con questa configurazione si intende misurare il ritardo fra un fotone delle righe K del ferro (assumendo che la sua emissione avvenga in tempi dell'ordine del nanosecondo rispetto alla cattura elettronica), misurato dall'SDD, ed un fotone della diseccitazione nucleare, rivelato dallo scintillatore.

Tipicamente, in queste condizioni, il numero di conteggi al secondo per lo scintillatore è di circa 25 mentre quello dell'SDD è di circa 100(vedi Figura 4.2).

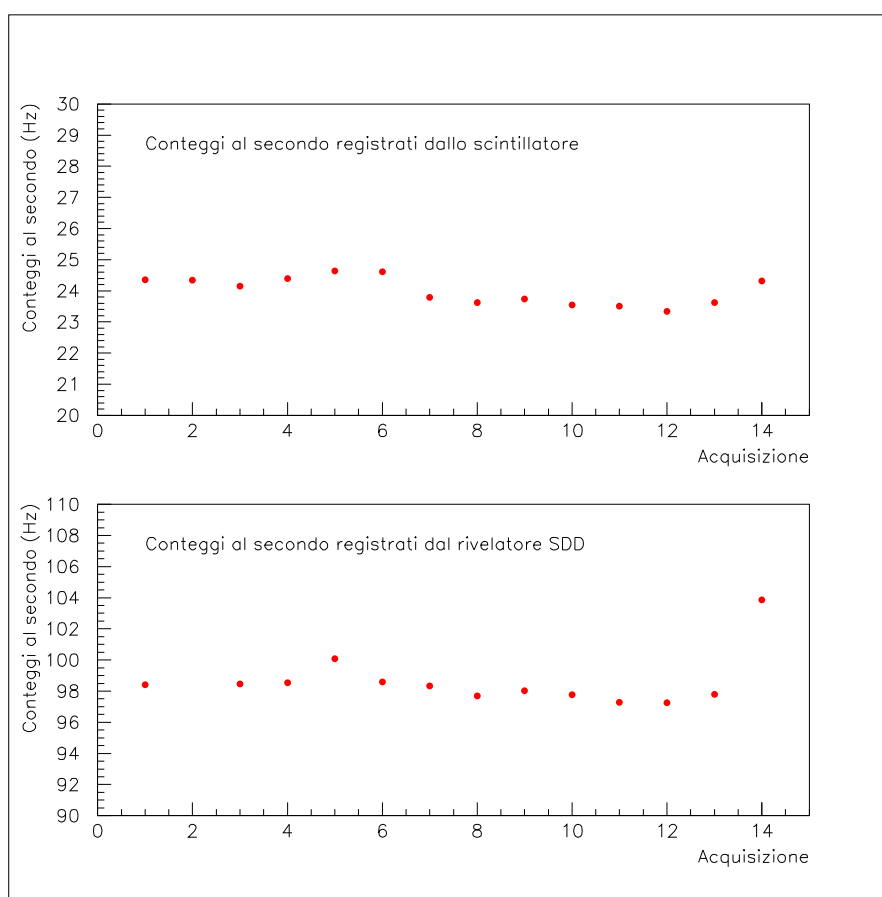


Figura 4.2: Andamento dei conteggi al secondo per lo scintillatore e il rivelatore SDD per le varie acquisizioni.

Va osservato a questo punto che il segnale “*veloce*” dell'SDD è positivo ma sufficientemente alto da pilotare un adattatore TTL-NIM, che permette quindi di utilizzare per le coincidenze unità logiche standard NIM. Esso è inoltre emesso

con ritardo sicuramente maggiore di 400 ns rispetto al tempo di arrivo del fotone, e questo rende necessario un ritardo del segnale dello scintillatore per registrare l'avvenuta coincidenza.

In una prima fase, non avendo a disposizione moduli TDC o TAC, si è deciso di misurare il numero di coincidenze al secondo ritardando il segnale dello scintillatore e studiandone l'andamento al variare del ritardo stesso. Va osservato che

- la durata del segnale ritardato dello scintillatore (NIM standard) e del rivelatore SDD all'uscita dell'adattatore TTL-NIM è stata fissata per entrambi a 500 ns;
- l'unità logica di coincidenza fornisce un segnale in uscita purché i segnali in ingresso siano sovrapposti per almeno 3 ns.

Per ciascuna acquisizione, le coincidenze sono state misurate contemporaneamente su due unità diverse impostando ritardi compresi tra 0 e 1400 ns in intervalli di 100 ns. Ci siamo assicurati che le fluttuazioni temporali intorno al valore del ritardo impostato fossero inferiori al nanosecondo per entrambe le unità, indipendentemente dal valore del ritardo stesso. In Tabella 4.1 sono mostrati i risultati ottenuti per le coincidenze unitamente ai conteggi per unità di tempo dello scintillatore e del rivelatore SDD.

Acq.	PM (Hz)	SDD (Hz)	Rit. 1 (ns)	Coinc. 1 ($\times 10^{-3}$)Hz	Rit. 2 (ns)	Coinc. 2 ($\times 10^{-3}$)Hz
1	24.315 \pm 0.055	98.330 \pm 0.111	0	1.62 \pm 0.451	0	1.62 \pm 0.451
2	24.298 \pm 0.059	88.546 \pm 0.112	100	2.29 \pm 0.571	200	2.71 \pm 0.623
3	24.111 \pm 0.055	98.386 \pm 0.111	200	2.75 \pm 0.586	300	2.50 \pm 0.559
4	24.350 \pm 0.023	98.470 \pm 0.046	300	3.09 \pm 0.256	400	3.11 \pm 0.257
5	24.599 \pm 0.047	100.000 \pm 0.095	400	3.36 \pm 0.553	500	9.18 \pm 0.914
6	24.568 \pm 0.052	98.526 \pm 0.105	500	7.67 \pm 0.923	600	114.89 \pm 3.573
7	23.756 \pm 0.054	98.252 \pm 0.111	600	99.12 \pm 3.520	700	198.50 \pm 4.981
8	23.579 \pm 0.054	97.624 \pm 0.110	700	182.75 \pm 4.780	800	224.12 \pm 5.293
9	23.698 \pm 0.069	97.960 \pm 0.140	800	207.40 \pm 6.440	900	226.40 \pm 6.729
10	23.511 \pm 0.043	97.689 \pm 0.087	900	217.69 \pm 4.092	1000	225.54 \pm 4.165
11	23.469 \pm 0.036	97.214 \pm 0.073	1000	235.94 \pm 3.621	1200	120.94 \pm 2.592
12	23.296 \pm 0.068	97.167 \pm 0.139	1200	123.00 \pm 4.960	1400	25.80 \pm 2.272
13	23.584 \pm 0.021	97.712 \pm 0.042	1100	219.87 \pm 1.999	1300	49.67 \pm 0.950
14	24.273 \pm 0.064	103.785 \pm 0.132	1300	65.83 \pm 3.312	1100	231.17 \pm 6.207

Tabella 4.1: Conteggi per unità di tempo del fotomoltiplicatore, del rivelatore SDD e delle coincidenze al variare del ritardo fra il segnale del fotomoltiplicatore e quello dell'SDD.

Gli stessi risultati sono sintetizzati nella Figura 4.2 dove sono mostrati, in funzione della sequenza di acquisizione, i rate dello scintillatore e dell'SDD rispettivamente, approssimativamente costanti nel breve intervallo di tempo in cui sono state eseguite le misure.

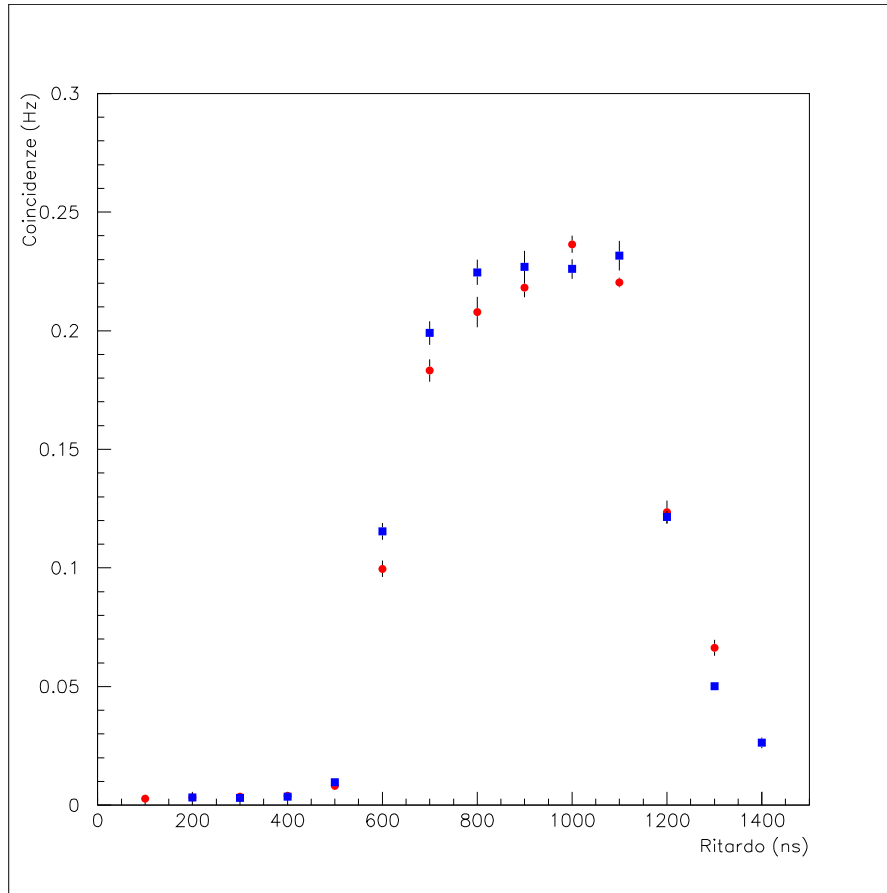


Figura 4.3: Numero di coincidenze al secondo al variare del ritardo. I punti blu e rossi si riferiscono a due diverse unità di ritardo.

Nella Figura 4.3, è visibile la variazione del rate di coincidenze con il ritardo impostato. In particolare si osserva un aumento di circa un fattore 100 per ritardi compresi fra 700 e 1200 ns, consistente per entrambe le unità di ritardo. Questo indica chiaramente che si stanno osservando eventi correlati temporalmente.

Una volta avuto a disposizione un modulo TAC, è stato possibile misurare l'intervallo di tempo fra gli eventi che danno luogo alle coincidenze ritardate.

Tramite il TAC collegato ad un analizzatore multicanale, possiamo ottenere un grafico che illustri la distribuzione dei ritardi. Lo start al TAC viene dato dal segnale non ritardato proveniente dal fotomoltiplicatore all'istante generico t , mentre lo stop viene dato all'istante t'_0 dal segnale veloce del rivelatore SDD che, come già sottolineato, ha un suo ritardo caratteristico T_{SDD} rispetto al tempo di arrivo del fotone stesso. Pertanto, viene misurata la distribuzione

$$\Delta t_1 = t'_0 - t$$

$t'_0 = t_0 + T_{SDD}$ dove t_0 è l'istante di arrivo del fotone sul rivelatore SDD che noi assumiamo essere simultaneo con la cattura elettronica e pertanto in questa

ipotesi t deve essere maggiore di t_0 . La quantità che ci interessa misurare è $\Delta t = t - t_0$ e pertanto essa è legata al Δt_1 effettivamente misurato dalla relazione

$$\Delta t_1 = -\Delta t + T_{SDD}. \quad (4.1)$$

In questo modo la legge esponenziale dei decadimenti nella variabile Δt risulta un esponenziale crescente nella variabile misurata Δt_1 .

Questa misura è basata sulla convinzione che i fotoni rivelati dall'SDD (principalmente raggi X del ferro) siano simultanei alla cattura elettronica e che i fotoni rivelati dallo scintillatore (principalmente γ nucleari) giungano coi ritardi tipici delle diseccitazioni nucleari in questione (12 e 141 ns).

La distribuzione degli intervalli temporali Δt_1 ottenuti è mostrata nelle figure 4.4 e 4.5.

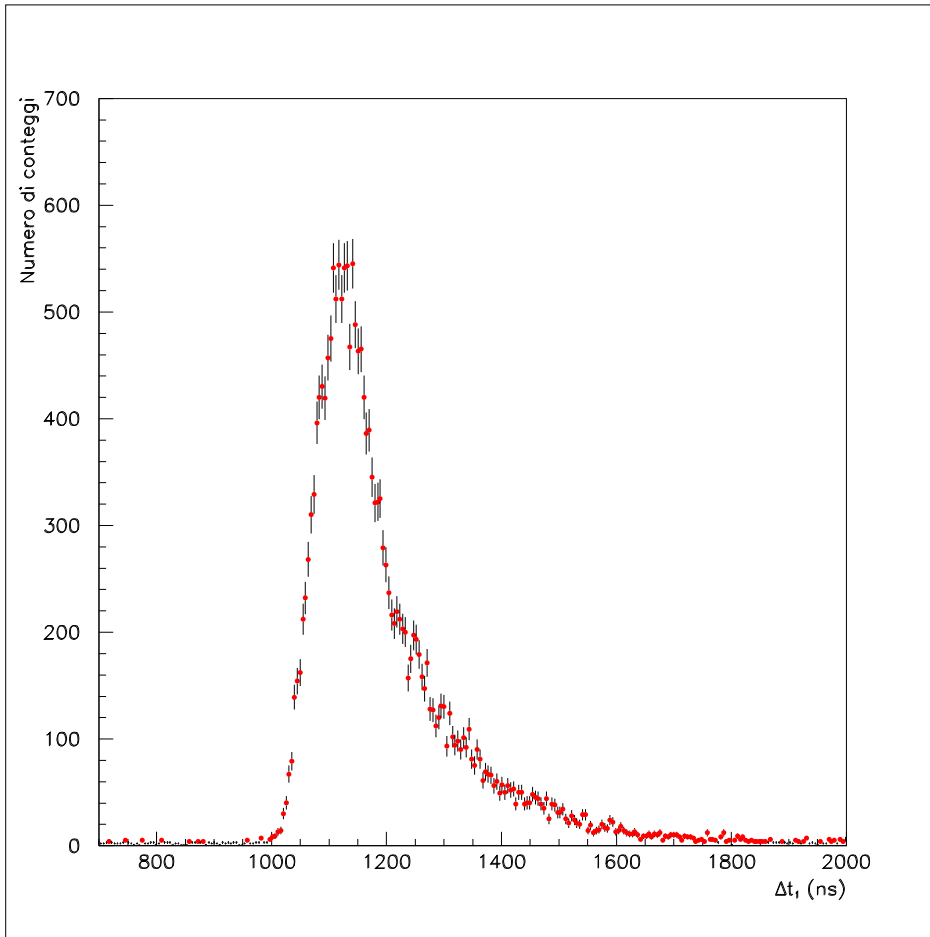


Figura 4.4: Ritardo fra il segnale veloce dell'SDD e il segnale dello scintillatore.

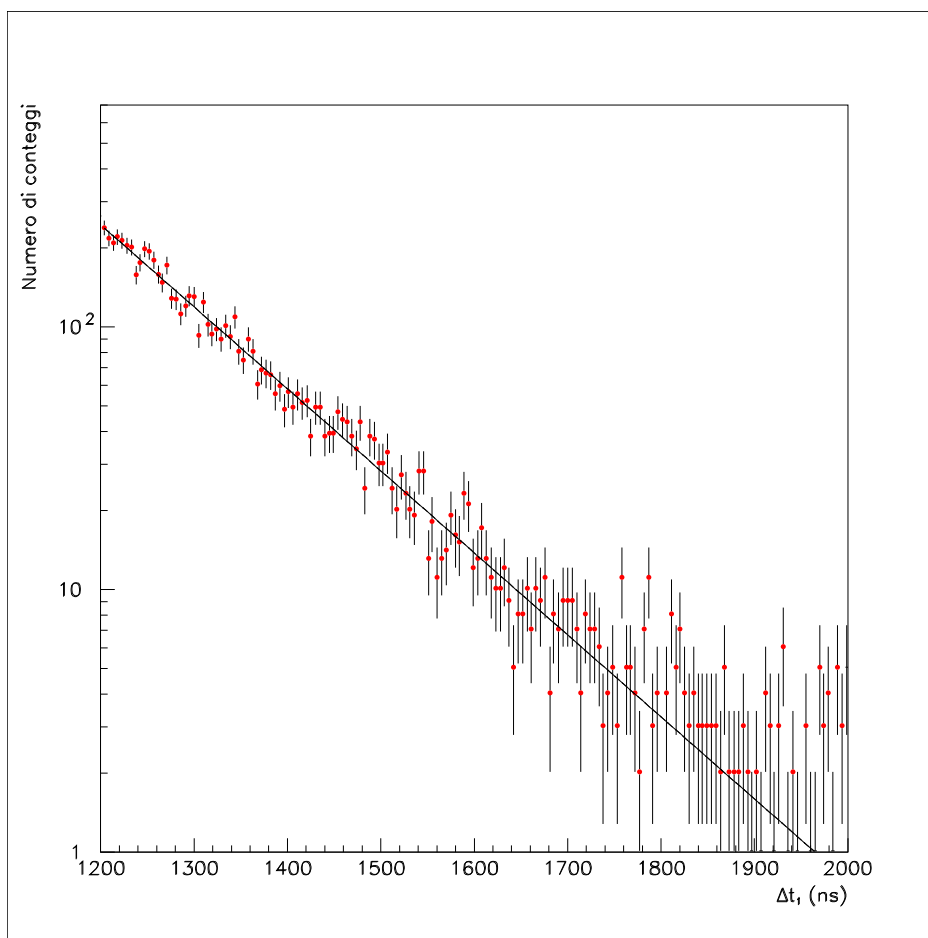


Figura 4.5: Particolare del ritardo fra il segnale veloce dell'SDD e il segnale dello scintillatore in scala logaritmica. La retta sovrapposta corrisponde ad un fit esponenziale con una costante di tempo pari a 139 ± 2 ns.

L'andamento è esponenziale tuttavia opposto rispetto a quanto atteso. E' sorprendente che un fit esponenziale da 1200 ns in poi, rappresentato dalla linea retta nella Figura 4.5, dia come costante di tempo 139 ± 2 ns, in perfetto accordo con la vita media della transizione $\gamma_{1,0}$ nucleare. Questo naturalmente pone dei dubbi sulle ipotesi fatte all'origine e merita ulteriori studi.

Capitolo 5

Conclusioni

In questa tesi, attraverso un rivelatore al silicio di ottime prestazioni, sono state misurate con grande risoluzione energetica fotoni originati dal processo di cattura elettronica del ^{57}Co attribuendone correttamente l'origine. Sono state rivelate coincidenze ritardate fra fotoni diversi originati dalla stessa cattura elettronica. Lo spettro temporale, sebbene si ottenga un andamento esponenziale con vita media $\tau = 139 \pm 2$ ns coincidente con quella della transizione nucleare $\gamma_{1,0}$ del $^{57}\text{Fe}^*$, presenta ancora aspetti che meritano studi ulteriori.

Bibliografia

- [1] W.Bambynek *et al.* (1977). *Orbital electron capture by the nucleus*. Reviews of Modern Physics, Vol.49, No.1.
- [2] A. De Rujula (1981). *A new way to measure neutrino masses*. Nuclear Physics B188 414-458.
- [3] V.P.Chechev, N.K. Kuzmenko. *Table de Radionucléides*. 30 Ottobre 2001 – 5 Aprile 2004.
- [4] R. Grieken, A. Markowicz (2002). *Handbook of X-ray spectrometry*. Marcel Dekker.
- [5] E. P. Bertin. *Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis*, second edition. Plenum Press.