



SPETTROSCOPIA ALFA

Adamo Costanza

Carminati Giuseppe

Grasso Lilia

Sommario

OBIETTIVI DELL'ESPERIENZA	3
PREMESSE TEORICHE	3
- TEORIA DELLA RADIAZIONE ALFA	3
- TEORIA DELLA PRODUZIONE E DEL DECADIMENTO RADIOATTIVI	4
- TEORIA DI GAMOW DEL DECADIMENTO ALFA	6
STRUMENTI ADOPERATI PER LE MISURE E PER L'ANALISI DEI DATI	8
- APPARATO STRUMENTALE	8
- SORGENTI	9
- PROGRAMMI	9
CALIBRAZIONE DEL RILEVATORE	9
- VALUTAZIONE DELLA TENSIONE OTTIMALE	10
- CALIBRAZIONE IN ENERGIA CON L'IMPULSATORE	12
- CALIBRAZIONE IN ENERGIA CON SORGENTE CALIBRATA DI ^{241}Am	14
- CALIBRAZIONE IN ENERGIA CON SORGENTE CALIBRATA DI ^{238}U	16
MISURA VITA MEDIA ^{222}Rn	16
MISURA VITA MEDIA ^{218}Po	19
MISURA VITA MEDIA ^{214}Po CON COINCIDENZA BETA-ALFA	20
- CALIBRAZIONE IN TEMPO DEL TAC	20
- MISURA VITA MEDIA ^{214}Po	22

OBIETTIVI DELL'ESPERIENZA

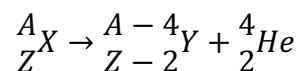
L'obiettivo principale di questa esperienza consiste nell'effettuare misure di spettroscopia alfa: in particolare si è proceduto a misurare la vita media di tre isotopi, il ^{222}Rn , il ^{214}Po e il ^{218}Po .

PREMESSE TEORICHE

- Teoria della radiazione alfa

Il decadimento alfa è un processo radioattivo, spontaneo che interessa gli isotopi di elementi con nuclei pesanti (indicativamente con massa atomica maggiore di 200): il nucleo di questi atomi, essendo instabile, rilascia una particella alfa formata da due protoni e due neutroni, corrispondente dunque a nuclei di ^4He .

La formula che descrive il processo di decadimento è la seguente:



Considerando la conservazione dell'energia e della quantità di moto del sistema nel quale il nucleo genitore è a riposo, si ottengono le seguenti formule:

$$(M_X - M_Y - M_\alpha)c^2 = Q = E_{k\alpha} + E_{kY}$$

$$M_\alpha \vec{v}_\alpha = M_Y \vec{v}_Y$$

Elevando la seconda equazione al quadrato e moltiplicando entrambi i membri per $\frac{1}{2}$ si ottiene:

$$E_{k\alpha} M_{k\alpha} = E_{kY} M_Y$$

Quindi, considerando la formula che lega Q all'energia cinetica delle due particelle, si ricava che il valore dell'energia della particella alfa equivale a:

$$E_\alpha = Q \frac{M_Y}{M_Y + M_\alpha} \approx Q \left(1 - \frac{4}{A}\right)$$

Tenendo in considerazione il fatto che:

$$\frac{M_\alpha}{M_Y} = \frac{M_\alpha}{M_X - M_\alpha} \propto \frac{4}{A - 4}$$

Perciò considerando il fatto che la massa atomica degli isotopi che decadono è generalmente maggiore di 150 uma, si può ottenere una stima dell'energia finale della particella alfa: in quest'approssimazione equivale al 98% del valore di Q ed in generale è compresa tra 3 MeV e 8 MeV.

Il restante 2% si ritrova come energia del nucleo figlio.

Le particelle alfa sono caratterizzate dal fatto di possedere un'energia relativamente elevata e pertanto sono ionizzanti: questa loro proprietà le rende estremamente pericolose per gli esseri umani e per l'ambiente.

- Teoria della produzione e del decadimento radioattivi

Consideriamo N_0 essere il numero di nuclei di un elemento radioattivo di tipo 1 al tempo $t = 0$. Assumiamo inoltre che non siano presenti nuclei figli di tipo 2, 3, ... a $t = 0$, abbiamo quindi:

$$N_1(t = 0) = N_0$$

$$N_2(t = 0) = N_3(t = 0) = \dots = 0$$

In questa situazione, il numero dN di nuclei che decadono nell'intervallo di tempo dt è proporzionale a N , quindi:

$$\lambda = -\frac{dN/dt}{N}$$

in cui λ è chiamata costante di decadimento ed è caratteristica della singola specie atomica. Integrando quest'ultima equazione otteniamo il numero di nuclei che non sono ancora decaduti al tempo t :

$$N_1(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

Ogni decadimento è caratterizzato dalla vita media dell'isotopo coinvolto, indicata con τ , che corrisponde al tempo necessario al numero di atomi radioattivi per essere ridotti di un fattore $1/e$:

$$N(\tau) = N_0 e^{-\lambda \tau} = \frac{N_0}{e}$$

Da questa equazione si osserva che è possibile esprimere la costante di decadimento attraverso la vita media: $\lambda = 1/\tau$. È inoltre utile considerare la vita media del nucleo, indicata con $\tau_{1/2}$ e connessa alla vita media dalla relazione $\tau_{1/2} = \tau \ln(2)$.

È possibile scrivere il numero di nuclei decaduti nel tempo dN/dt come:

$$\left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

Definiamo l'attività A essere il rate al quale avvengono i decadimenti nel campione:

$$A(t) \equiv \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t}$$

con $A_0 = \lambda N_0$.

Consideriamo ora un sistema padre-figlio in cui il campione N_2 , figlio di N_1 , sia anch'esso radioattivo. In tal caso, il numero di nuclei del figlio nell'intervallo di tempo dt crescono con il decadimento del nucleo padre e decrescono a causa del suo proprio decadimento:

$$dN_2 = \lambda_1 dN_1 dt - \lambda_2 dN_2 dt$$

dove λ_1 è la costante di decadimento del nucleo padre, λ_2 è la costante di decadimento del figlio.

Considerando una condizione iniziale di $N_2(0) = 0$, le soluzioni dell'equazione sono le seguenti:

$$N_2(t) = N_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

$$A_2(t) \equiv \lambda_2 N_2(t) = N_0 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

È possibile distinguere tre casi differenti:

- $\lambda_1 \gg \lambda_2$

In questo caso il nucleo padre decade molto velocemente rispetto al figlio, la cui attività raggiunge un massimo e poi decade seguendo la sua costante di decadimento λ_2 . Se t è sufficientemente grande da permettere al termine $e^{-\lambda_1 t}$ di essere trascurabile, l'equazione si riduce a:

$$N_2(t) \cong N_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t}$$

i nuclei di tipo 2 quindi decadono in accordo con la loro legge esponenziale.

- $\lambda_1 < \lambda_2$

Dalle equazioni precedenti possiamo calcolare il tasso delle due attività:

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t})$$

All'aumentare del tempo, il tasso $\frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1}$ si avvicina al valore limite costante pari a $\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$.

In questo caso le attività sono proporzionali e i nuclei di tipo 2 decadono seguendo la costante di decadimento λ_1 . Questa condizione è detta equilibrio transiente.

- $\lambda_1 \ll \lambda_2$

In questo caso il nucleo padre vive così a lungo che il suo decadimento può essere considerato essere una costante. Dunque il termine $e^{-\lambda_1 t} \approx 1$ e di conseguenza

$$\lambda_2 N_2(t) = \lambda_1 N_1(t) (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

Qui l'attività $A_2(t) = \lambda_2 N_2(t)$ si avvicina al valore $A_1(t) = \lambda_1 N_1(t)$ a grandi valori di t rispetto a λ_2 . I nuclei di tipo 2 quindi decadono allo stesso tasso con il quale sono creati. Questa condizione è detta equilibrio secolare ed è raggiunta dopo circa 5 volte la vita media del nucleo del figlio.

È possibile generalizzare quanto visto finora assumendo la presenza di diverse generazioni di nuclei radioattivi che si susseguono. In tal caso:

$$dN_i = \lambda_{i-1} dN_{i-1} dt - \lambda_i dN_i dt$$

Una soluzione generale di questa equazione nel caso di N_0 nuclei di tipo 1 e nessun altro tipo inizialmente presente è data dalle Equazioni di Bateman, in cui l'attività al tempo t dell' n -esimo membro della catena è espressa in termini della costante di decadimento del suo predecessore:

$$A_n = N_0 \sum_{i=1}^n c_i e^{-\lambda_i t}$$

$$= N_0 (c_1 e^{-\lambda_1 t} + c_2 e^{-\lambda_2 t} + \dots + c_n e^{-\lambda_n t})$$

dove

$$c_m = \frac{\prod_{i=1}^n \lambda_i}{\prod_{i=1}^n (\lambda_i - \lambda_m)}$$

$$\frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \dots \lambda_n}{(\lambda_1 - \lambda_m)(\lambda_2 - \lambda_m) \dots (\lambda_n - \lambda_m)}$$

dove l'apice nella produttoria al denominatore indica che i termini $i=m$ sono da omettere. Nel caso di una catena nucleare come questa, l'equilibrio secolare $A_1 = A_2 = \dots = A_n$ è raggiunto dall'intera catena dopo circa cinque volte la vita media del membro più longevo della catena.

- Teoria di Gamow del decadimento alfa

Una spiegazione teorica per comprendere il decadimento alfa venne proposta da George Gamow e rappresentò la prima applicazione convincente della meccanica quantistica alla fisica nucleare.

Nel suo modello la particella alfa è intrappolata nel potenziale generato dal nucleo ($A-4$, $Z-2$): classicamente la particella non avrebbe l'energia sufficiente per superare la barriera di potenziale tuttavia, essendo valide le leggi della meccanica quantistica, la probabilità della particella alfa di attraversare la barriera non è nulla grazie all'effetto tunnel.

L'energia della particella alfa all'interno della barriera di potenziale può essere considerata equivalente alla somma dell'energia potenziale V con il valore Q della particella: da questo si può ricavare una stima della velocità della particella:

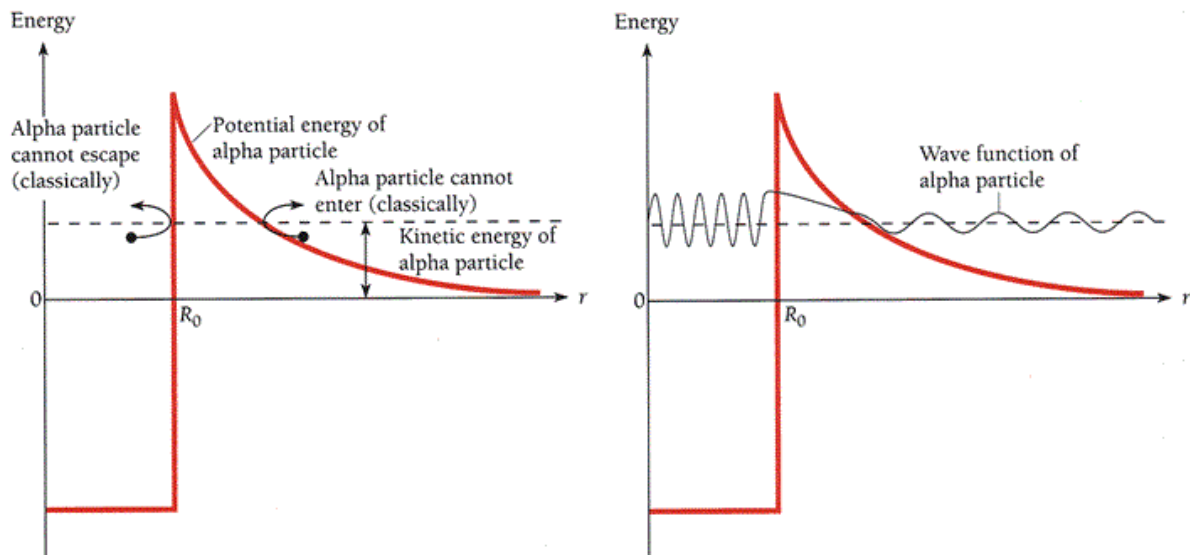
$$v = \sqrt{\frac{2(Q+V_0)}{m}}$$

La particella si muove all'interno del nucleo ed interagisce con la barriera con una frequenza pari a:

$$f = \frac{v}{a}$$

dove a rappresenta il raggio del nucleo ed è stimabile utilizzando l'approssimazione:

$$a = (1.2fm)A^{\frac{1}{3}}$$



Ogni volta che si scontra con la barriera la particella alfa ha una probabilità (P) di oltrepassarla grazie all'effetto tunnel: dunque è possibile definire il rate di decadimento come

$$\lambda = Pf$$

La probabilità di superare la barriera equivale a:

$$P = e^{-2G}$$

dove G rappresenta il fattore di Gamow:

$$G = \int_a^b \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (V(r) - Q)} dr$$

Gli estremi di integrazione dell'integrale sono definiti sulla zona classicamente proibita.

In particolare, a corrisponde all'estremità del raggio del nucleo mentre b rappresenta il punto in cui il valore del potenziale equivale al valore Q della particella alfa:

$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Zze^2}{Q}$$

Z e z rappresentano rispettivamente il numero atomico dell'isotopo figlio e quello della particella alfa.

Svolgendo l'integrale, si ottiene il valore di G :

$$G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \frac{Zze^2}{4\pi\epsilon_0}} \left[\arccos\left(\sqrt{\frac{a}{b}}\right) - \sqrt{\frac{a}{b} \left(1 - \frac{a}{b}\right)} \right]$$

mentre il valore del rapporto tra le due distanze a e b vale:

$$\frac{a}{b} = \frac{Q}{V(a)}$$

Da tutte queste considerazioni alla fine si ricava che:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = e^{2G} \frac{a}{v_\alpha}$$

inoltre da questa espressione si può ricavare il tempo di dimezzamento ricordando la relazione:

$$\tau_{\frac{1}{2}} = \ln 2 \tau$$

Inserendo dunque i valori di a , Z e Q nella formula precedente è possibile ricavare una stima della vita media degli isotopi radioattivi.

Possiamo dunque confrontare i valori della vita media degli isotopi che abbiamo esaminato con il Q valore delle particelle emesse: il grafico, espresso in scala logaritmica rispetto alla vita media, dovrebbe avere un andamento stabilito dall'equazione:

$$\ln \tau_{\frac{1}{2}} = a + bQ^{\frac{-1}{2}}$$

STRUMENTI ADOPERATI PER LE MISURE E PER L'ANALISI DEI DATI

- Apparato strumentale

- Soloist Alpha Spectrometer ORTEC composto da una camera a vuoto dove posizionare il rivelatore e il campione, una catena di lettura costituita da un preamplificatore e un amplificatore e infine un impulsatore;
- rivelatori al Silicio, di superfici rispettivamente di 300mm^2 e 900mm^2 ;
- Crate NIM;
- ADC/MCA Caen N957;
- pompa a vuoto;
- oscilloscopi;
- Inverter TTL NIM;
- Time to Amplitude Converter (TAC);
- Dual Timer;
- PC.

- Sorgenti

- Sorgente superficiale di ^{241}Am ;
- minerale di ^{238}U .

- Programmi

- Per l'acquisizione dei dati è stata usata la demo del software N957 di CAEN;
- per l'analisi dei dati è stato utilizzato il software ROOT.

CALIBRAZIONE DEL RILEVATORE

Per effettuare le misure di spettroscopia alfa abbiamo utilizzato dei rivelatori a semiconduttore al Silicio. Essi sono adatti a tale scopo poiché la loro densità, di circa 2.3 g/cm^3 , fa sì che la particella perda la maggior parte della sua energia in distanze brevi; inoltre la loro energia di ionizzazione è bassa, proprietà che rende possibile la creazione di coppie elettrone-ione con poca energia, in media pochi eV. Il Silicio che compone il rivelatore è prodotto in cialde sottili e, per lavorare, non necessita di essere raffreddato al di sotto della temperatura ambiente, infatti il salto energetico tra la banda di valenza e la banda di conduzione, pari circa a 1.2 eV, è sufficientemente grande da impedire agli elettroni di passare nella banda di conduzione a causa dell'eccitazione termica a temperatura ambiente.

Nel Silicio presente nei rivelatori a disposizione sono state introdotte delle impurità, cioè atomi di elementi appartenenti al terzo e al quinto gruppo della tavola periodica, per modificare le proprietà elettriche del materiale.

Questa operazione, definita drogaggio, porta a due risultati diversi: il drogaggio di tipo N consiste nell'introdurre impurità rappresentate da elementi del quinto gruppo che porteranno ad avere un eccesso di elettroni; nel drogaggio di tipo P invece vengono introdotti elementi appartenenti al terzo gruppo e ciò comporterà un eccesso di lacune.

Il funzionamento del rivelatore dipende dalla giunzione tra un semiconduttore drogato di tipo N con uno di tipo P.

Nella zona di contatto, gli elettroni si diffondono nella zona P mentre le lacune in quella N: questo comporta la formazione di un campo elettrico che si oppone al moto delle coppie e crea una zona dove le cariche rimangono stabili.

Questa regione, priva di portatori di cariche, viene definita zona di svuotamento: quando una particella attraversa questa regione libera una coppia elettrone-lacuna che viene allontanata dal campo elettrico; inoltre sono presenti degli elettrodi all'estremità della giunzione, affinché si formi un impulso elettrico proporzionale all'energia della particella.

Per aumentare l'efficienza del rivelatore, si applica un'apposita tensione di polarizzazione: così facendo la zona di svuotamento si allarga e può essere utilizzata per rilevare le particelle.

Un altro fattore importante è la corrente di buio del rivelatore: infatti, operando in polarizzazione inversa, dato che il rivelatore è un diodo, si genera una corrente dovuta all'aumentare della tensione applicata fino a raggiungere una soglia di rottura oltre la quale il semiconduttore inizia a condurre.

- Valutazione della tensione ottimale

Per effettuare le misure avevamo a disposizione due rilevatori di dimensione diversa: uno da 300mm², l'altro da 900mm².

Per entrambi abbiamo dovuto determinare la tensione di polarizzazione inversa in grado di garantire la risoluzione migliore.

Per questo motivo sono stati studiati 4 parametri: posizioni del picco in canali, la Full Width Half Maximum, la risoluzione cioè il rapporto tra la FWHM e il canale di picco ed infine la corrente di buio.

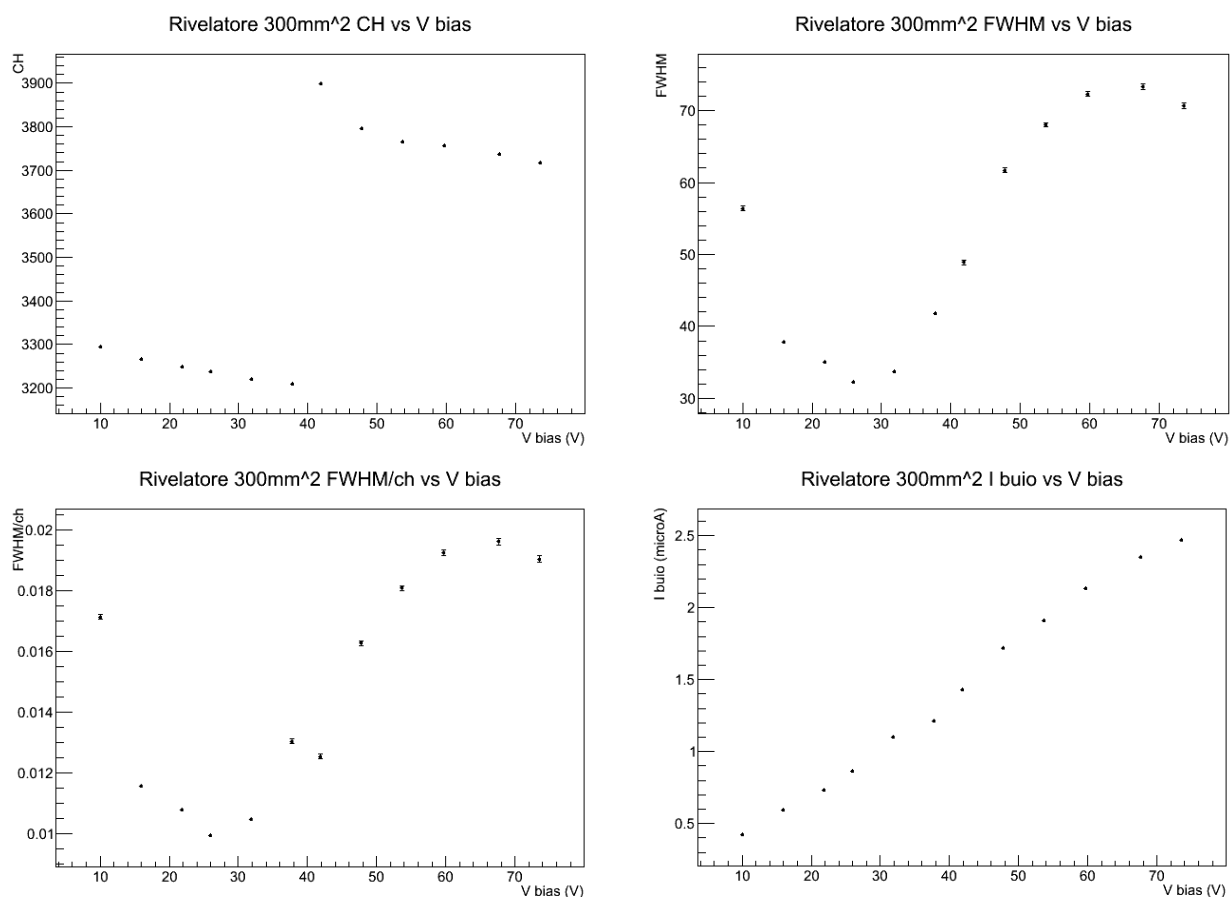
Tutti i valori di questi parametri, con rispettivi errori, sono stati riportati nelle tabelle 1 e 2.

In seguito, si sono tracciati i grafici delle quantità analizzate in funzione della tensione di polarizzazione inversa. In questa fase di caratterizzazione del rivelatore è stato utilizzato il pulser interno allo spettrometro.

Rivelatore da 300mm²:

V bias (V)	σ V	ch pulser	σ ch	FWHM	σ FWHM	FWHM/ch	σ FWHM/ch	I buio (μ A)	σ I buio	E pulser (Mev)	σ E
10,00	0,01	3294,47	0,16	56,4	0,3	0,01713	0,00008	0,42	0,01	3,61	0,02
16,00	0,01	3265,18	0,11	37,77	0,18	0,01157	0,00006	0,59	0,01	3,62	0,02
21,90	0,01	3248,14	0,09	35,09	0,16	0,01080	0,00005	0,73	0,01	3,63	0,02
25,90	0,01	3238,46	0,12	32,2	0,2	0,00995	0,00006	0,86	0,01	3,60	0,02
31,80	0,01	3219,86	0,12	33,7	0,2	0,01047	0,00006	1,1	0,01	3,60	0,02
37,80	0,01	3209,51	0,15	41,8	0,2	0,01304	0,00008	1,21	0,01	3,58	0,02
41,70	0,01	3898,19	0,15	48,9	0,3	0,01255	0,00007	1,43	0,01	4,38	0,02
47,70	0,01	3795,68	0,19	61,7	0,3	0,01627	0,00008	1,72	0,01	4,26	0,02
53,70	0,01	3765,49	0,18	68,0	0,3	0,01807	0,00008	1,91	0,01	4,22	0,02
59,70	0,01	3756,41	0,19	72,3	0,3	0,01924	0,00009	2,13	0,01	4,20	0,02
67,60	0,01	3735,7	0,2	73,3	0,4	0,0196	0,0001	2,35	0,01	4,19	0,02
73,60	0,01	3716,7	0,2	70,7	0,4	0,01903	0,00011	2,47	0,01	4,18	0,02

Tabella 1



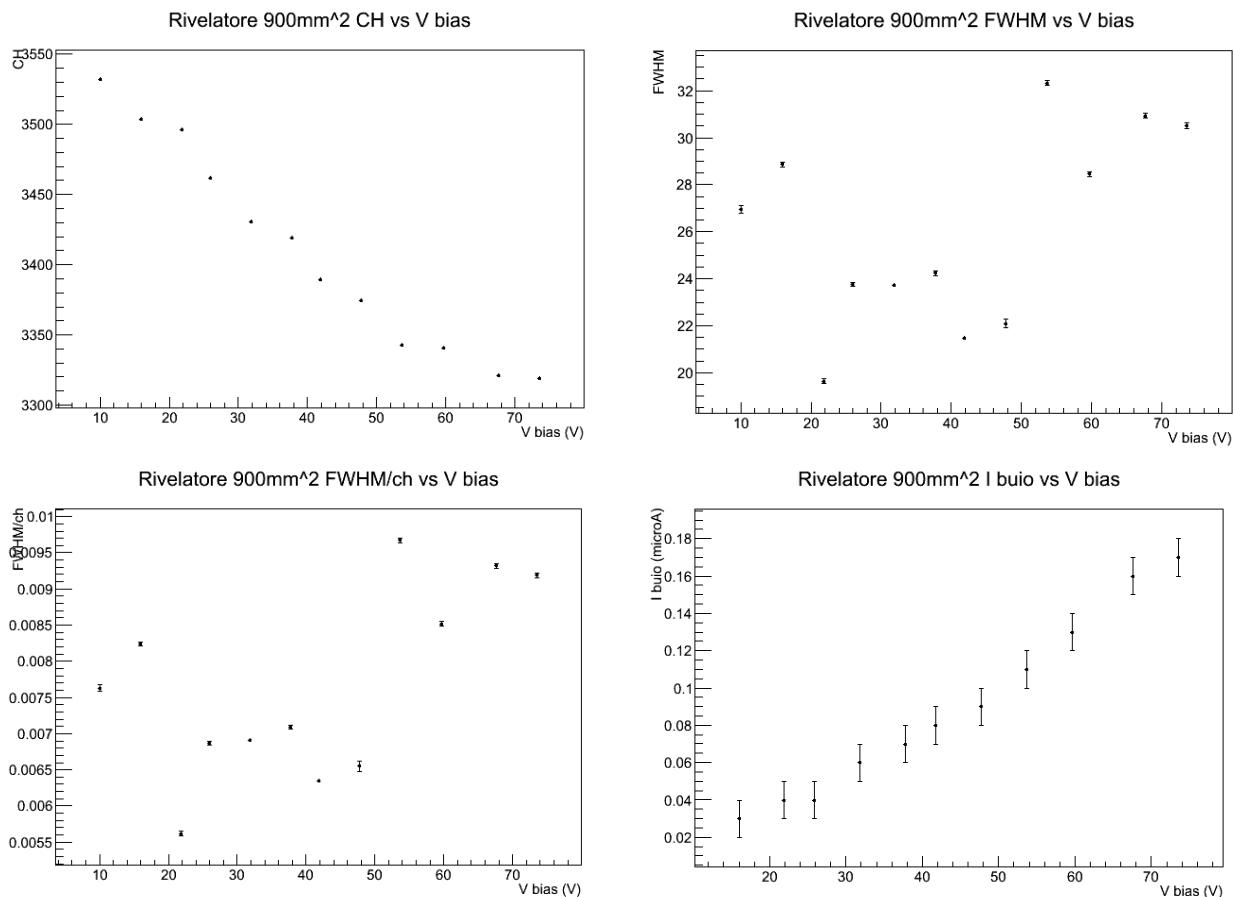
Alle posizioni dei canali, (e di conseguenza alla risoluzione, per propagazione) abbiamo attribuito solamente le incertezze statistiche ed esse risultano essere molto piccole; ciò è dovuto al grande numero di conteggi dell'impulsatore (999999).

Rivelatore da 900mm²:

V bias (V)	σ V	ch pulser	σ ch	FWHM	σ FWHM	FWHM/ch	σ FWHM/ch	I buio (μ A)	σ I buio	E pulser (Mev)	σ E
10,00	0,01	3531,78	0,09	26,95	0,16	0,00763	0,00005		0,01	3,94	0,02
16,00	0,01	3503,89	0,07	28,86	0,10	0,00824	0,00003	0,03	0,01	3,93	0,02
21,90	0,01	3496,19	0,05	19,64	0,09	0,00562	0,00003	0,04	0,01	3,92	0,02
25,90	0,01	3461,82	0,06	23,77	0,09	0,00687	0,00003	0,04	0,01	3,88	0,02
31,80	0,01	3430,60	0,05	23,70	0,08	0,00691	0,00002	0,06	0,01	3,84	0,02
37,80	0,01	3419,27	0,06	24,24	0,10	0,00709	0,00003	0,07	0,01	3,83	0,02
41,80	0,01	3389,54	0,04	21,48	0,07	0,00634	0,00002	0,08	0,01	3,8	0,02
47,70	0,01	3374,65	0,14	22,1	0,2	0,00655	0,00007	0,09	0,01	3,78	0,02
53,70	0,01	3342,43	0,07	32,33	0,10	0,00967	0,00003	0,11	0,01	3,76	0,02
59,70	0,01	3340,47	0,07	28,45	0,11	0,00852	0,00003	0,13	0,01	3,75	0,02
67,60	0,01	3321,27	0,07	30,94	0,11	0,00932	0,00003	0,16	0,01	3,73	0,02

73,60	0,01	3319,14	0,07	30,52	0,11	0,00919	0,00003	0,17	0,01	3,72	0,02
-------	------	---------	------	-------	------	---------	---------	------	------	------	------

Tabella 2



In questa prima fase dell'esperienza abbiamo riscontrato il seguente problema: per stabilire la tensione di polarizzazione inversa che minimizzasse il rapporto FWHM/ch avremmo dovuto mantenere l'energia dell'impulsatore costante e confrontare tra loro gli altri parametri. L'energia dell'impulsatore invece cambiava a ogni misurazione: vi erano delle fluttuazioni dello strumento che non siamo riusciti ad evitare.

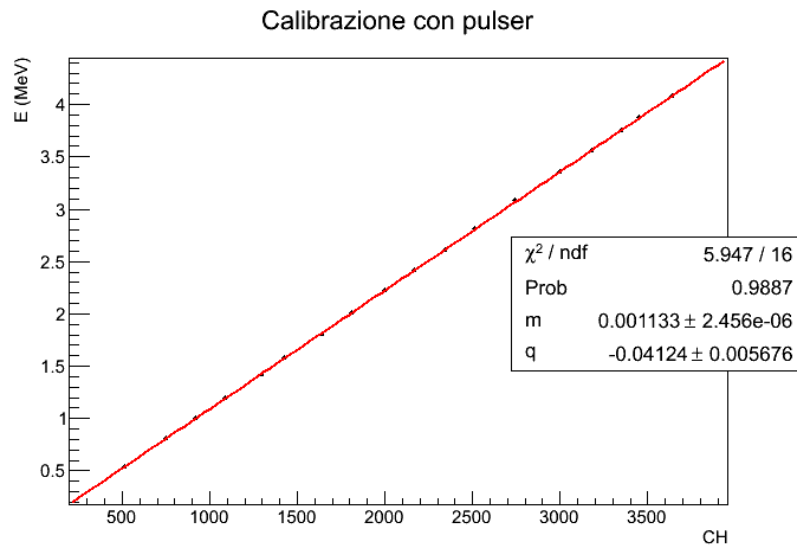
Abbiamo quindi scelto la V best affidandoci a quanto dichiarato dalla casa produttrice: 51.7 V.

Tutte le successive fasi dell'esperimento sono state compiute con il rivelatore da 300mm².

- Calibrazione in energia con l'impulsatore

Per calibrare il rivelatore è stato utilizzato inizialmente l'impulsatore: impostando la tensione di polarizzazione a 51.7 V, abbiamo fatto variare l'energia da 0.54 MeV a 4.08 MeV per determinare la retta di calibrazione. L'energia era da noi impostata manualmente con un'apposita levetta dello spettrometro, sul quale ne potevamo leggere direttamente il valore.

Procedendo in questo modo è stata ricavata un'equazione iniziale per la conversione degli 8192 canali della scheda di acquisizione in energia. In seguito si riportano i punti sperimentali su un grafico:



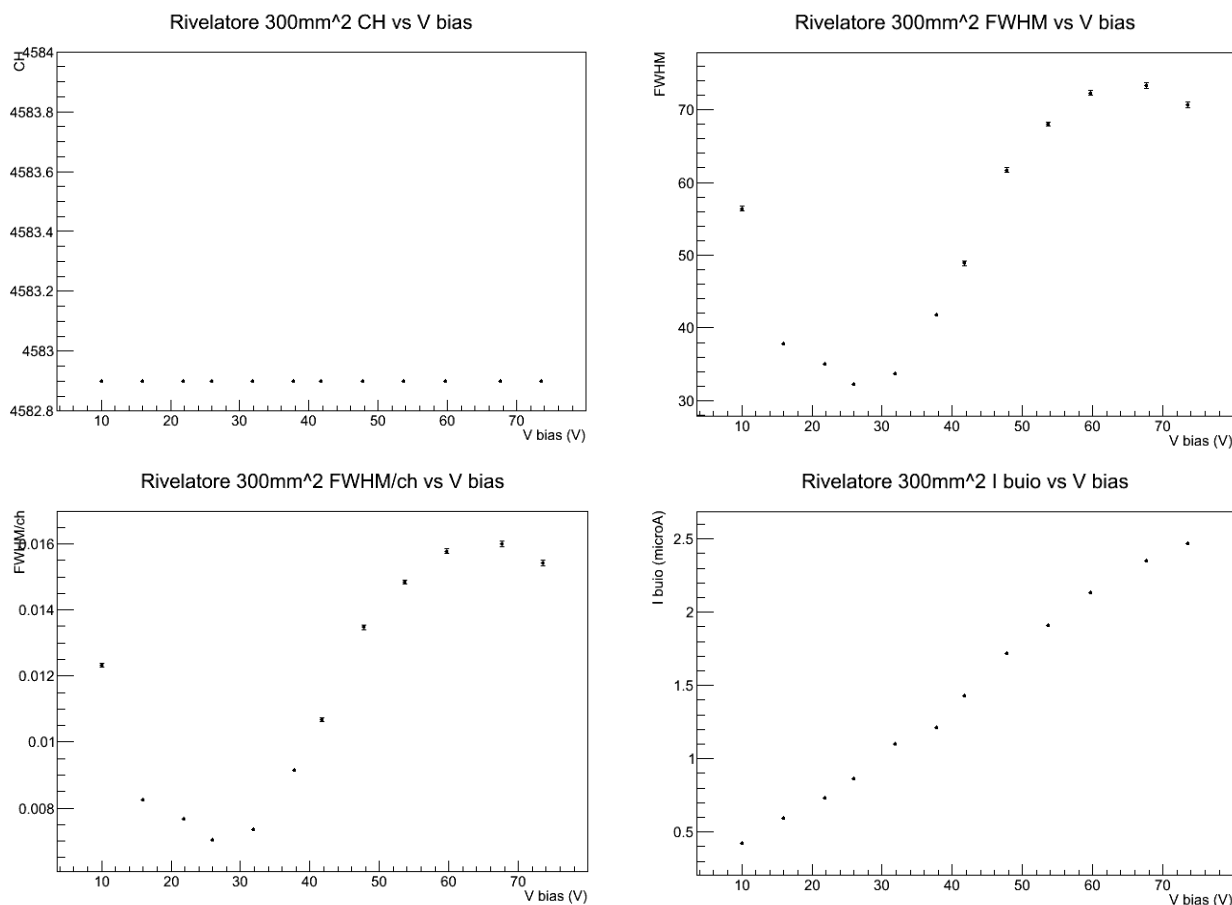
La retta di calibrazione ricavata dal fit è:

$$E \text{ (MeV)} = 0.0011CH - 0,0412$$

Conoscendo la retta di calibrazione canali-energia è possibile analizzare nuovamente gli andamenti dei parametri precedenti del rivelatore da 300mm^2 per verificare che la V best scelta sia quella che effettivamente minimizza la risoluzione. Riportiamo la tabella con i valori ottenuti allo stesso livello energetico di 5 MeV e i grafici di posizione dei canali, FWHM, FWHM/ch e I di buio in funzione della tensione di polarizzazione inversa. Questa volta, essendo ogni punto riferito allo stesso valore energetico, i dati sono tra loro confrontabili.

V bias (V)	σ V	ch pulser	σ ch	FWHM	σ FWHM	FWHM/ch	σ FWHM/ch	I buio (μA)	σ I buio	E pulser (MeV)	σ E
10,00	0,01	4582,9	0,0	56,4	0,3	0,01232	0,00006	0,42	0,01	5	0
16,00	0,01	4582,9	0,0	37,77	0,18	0,00824	0,00004	0,59	0,01	5	0
21,90	0,01	4582,9	0,0	35,09	0,16	0,00766	0,00004	0,73	0,01	5	0
25,90	0,01	4582,9	0,0	32,2	0,2	0,00703	0,00004	0,86	0,01	5	0
31,80	0,01	4582,9	0,0	33,7	0,2	0,00735	0,00004	1,10	0,01	5	0
37,80	0,01	4582,9	0,0	41,8	0,2	0,00913	0,00005	1,21	0,01	5	0
41,70	0,01	4582,9	0,0	48,9	0,3	0,01068	0,00006	1,43	0,01	5	0
47,70	0,01	4582,9	0,0	61,7	0,3	0,01347	0,00007	1,72	0,01	5	0
53,70	0,01	4582,9	0,0	68,0	0,3	0,01484	0,00007	1,91	0,01	5	0
59,70	0,01	4582,9	0,0	72,3	0,3	0,01577	0,00007	2,13	0,01	5	0
67,60	0,01	4582,9	0,0	73,3	0,4	0,01600	0,00008	2,35	0,01	5	0
73,60	0,01	4582,9	0,0	70,7	0,4	0,01543	0,00009	2,47	0,01	5	0

Tabella 3



Ci stupisce il fatto che l'andamento della FWHM, e di conseguenza quello della risoluzione, cresca a partire da un certo valore di tensione (circa 30 V): ci saremmo aspettati che, dopo una prima fase di decrescita, rimanesse costante. Gli effetti della corrente di buio potrebbero prevalere ad alta tensione e spiegare, almeno parzialmente, questa crescita della risoluzione.

- Calibrazione in energia con sorgente calibrata di ²⁴¹Am

Successivamente abbiamo utilizzato la sorgente di ²⁴¹Am per controllare l'affidabilità della retta di calibrazione ottenuta con l'impulsatore.

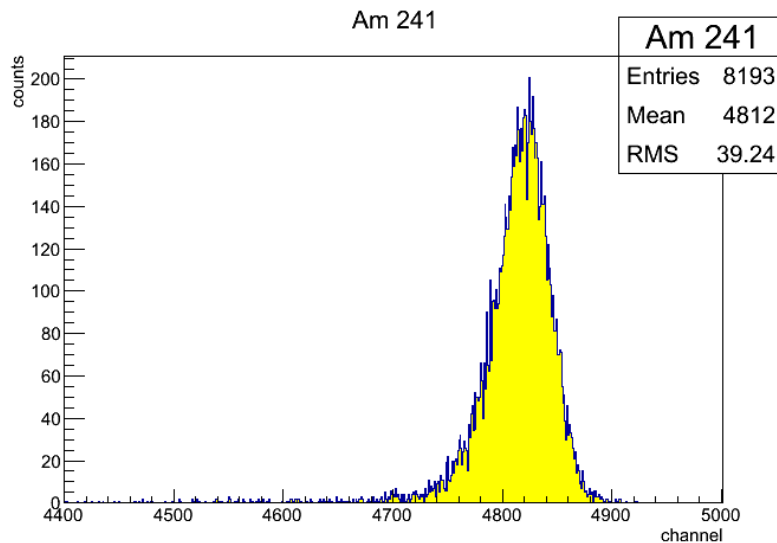
Teoricamente si dovrebbero rilevare quattro picchi che riportiamo in tabella con il relativo Branching Rate:

Energia (MeV)	B.R.
5.389	1.0%
5.443	12.5%
5.486	86.0%
5.545	0.3%

Tabella 4

Tuttavia, a differenza dell'impulsatore, il valore dell'energia che ci si attende per i picchi dell'americio è sensibilmente minore dal momento che in questo caso si ha perdita di energia della particella alfa che si muove attraverso l'aria.

A causa dell'elevata attività della sorgente di Americio a disposizione (circa 4000 Bq), sono necessari solo 10 minuti per ottenerne lo spettro, che riportiamo:



Nello spettro si osservano soltanto il picco più alto e parzialmente il secondo picco, centrato circa al canale 4780. Ciò è dovuto alla bassa risoluzione energetica del nostro rivelatore. Neppure l'utilizzo di un collimatore ha permesso di risolvere in maniera soddisfacente i due picchi. Abbiamo provato ad utilizzare il collimatore poiché esso permette di selezionare, tra le particelle prodotte dalla sorgente, in tutte le direzioni, quelle indirizzate perpendicolarmente alla superficie del rivelatore. Queste ultime giungono al rivelatore con la massima energia possibile, facendo sì che il picco dello spettro si definisca.

Dato che i due picchi sono in buona parte sovrapposti, non riusciamo a determinare il loro valore tramite il fit con funzioni gaussiane.

Da un'analisi solo qualitativa, deduciamo che il picco principale, previsto a 5.486 MeV, si trova al canale 4825. La retta di calibrazione trovata con l'impulsatore prevede il valore 5.486 MeV al canale 5025, ne deduciamo quindi che ci sia un offset di circa 200 canali.

La retta di calibrazione risulta quindi essere:

$$E \text{ (MeV)} = (0.0011CH - 0.0412) + 0.2$$

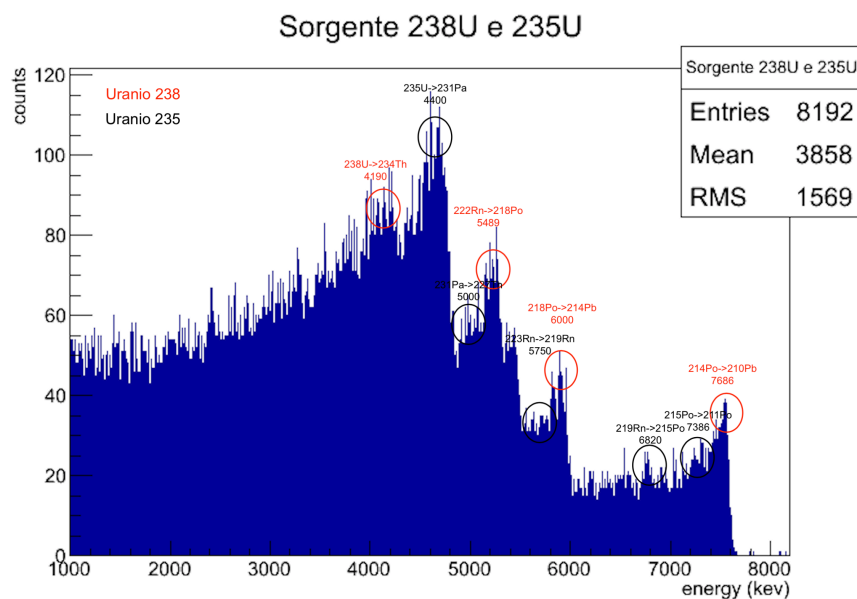
Un fattore che contribuisce a produrre l'offset di 200 keV della calibrazione con Americio rispetto alla calibrazione con l'impulsatore è il fatto che la particella alfa debba attraversare uno strato di aria prima di giungere al rivelatore. Eppure tale percorso, pur non essendo la sorgente collimata, non è sufficientemente lungo da giustificare uno spostamento energetico di entità così notevole. Probabilmente, un ulteriore motivo della differenza tra le due rette di calibrazione è che non sappiamo se la calibrazione in carica del pulser è corretta: esso stesso potrebbe introdurre un offset. Infine, l'impulsatore fornisce un segnale elettronico diretto al rivelatore, mentre la particella alfa, carica, deve superare sia uno strato morto, probabilmente presente all'interno della sorgente stessa, sia uno

strato morto nel rivelatore. Questo fa sì che l'impulsore fornisca un'energia maggiore rispetto a quella posseduta effettivamente dalla particella alfa.

- Calibrazione in energia con sorgente calibrata di ^{238}U

Un altro metodo per determinare la retta di calibrazione è costituito dall'utilizzo di una sorgente di Uranio che contiene i due isotopi ^{235}U e ^{238}U secondo la loro abbondanza isotopica. La misura è stata effettuata ponendo la camera in cui è stata inserita la sorgente in modalità PUMP, cioè mantenendo la pompa in aspirazione.

La misura è durata circa 24 ore durante le quali ogni mezz'ora veniva acquisito uno spettro. Una volta ottenuti 48 spettri, per ottenere lo spettro totale li abbiamo sommati. Riportiamo lo spettro finale qui di seguito, in cui, dopo aver convertito i canali in energia, abbiamo individuato i picchi delle due catene di decadimento del ^{235}U e ^{238}U osservandone le spalle.



Durante la conversione canali-energia abbiamo constatato che la calibrazione ha un offset ancora maggiore rispetto a quella ottenuta con Americio:

$$E (\text{MeV}) = (0.0011CH - 0.0412) + 2.36$$

Il fatto che l'energia della particella alfa sia risultata minore rispetto a quella misurata durante la calibrazione con sorgente di Americio potrebbe essere causato dallo spessore della sorgente di Uranio, costituita da un sasso; la sorgente di Americio era invece estremamente sottile, quindi ci si aspetta che, nell'attraversarla, la particella alfa abbia perso meno energia.

MISURA VITA MEDIA ^{222}Rn

Per misurare la vita media del ^{222}Rn , dopo aver fatto il vuoto nella camera, vi abbiamo posto la sorgente di Uranio e l'abbiamo lasciata all'interno per una settimana in modalità HOLD, cioè spegnendo la pompa e permettendo al Radon di accumularsi all'interno della camera. Al fine di

migliorare la risoluzione degli spettri la sorgente è stata collimata: ci siamo serviti di un piattino con una fenditura nel centro che separava la sorgente dal rivelatore.

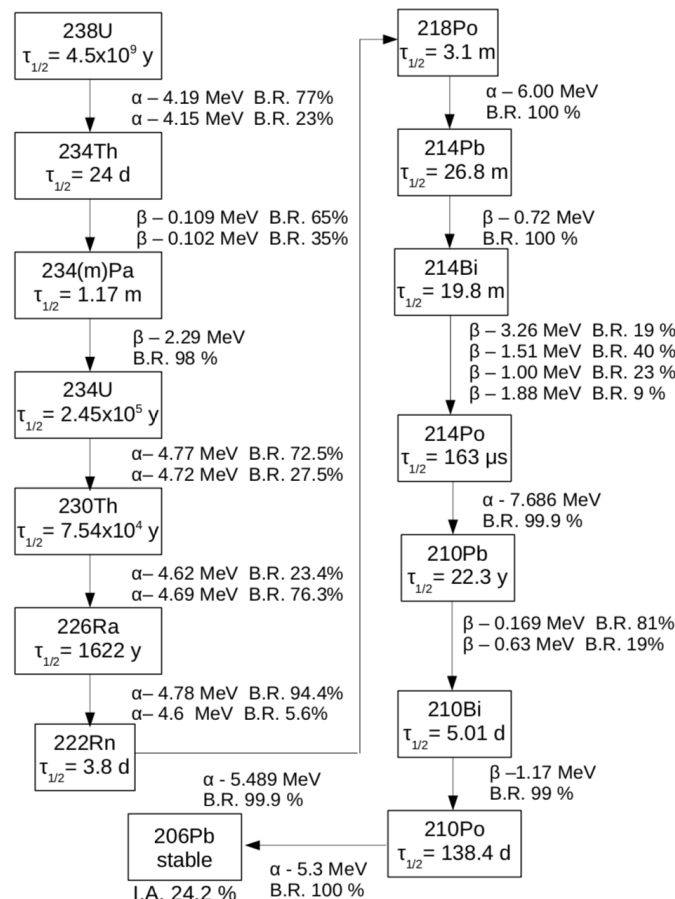
Sono stati acquisiti 327 spettri ognuno dei quali dalla durata di 30 minuti.

Di questi spettri, il picco energetico che andremo a studiare è quello del ^{218}Po e successivamente quello del ^{214}Po . Infatti, il ^{218}Po e il ^{214}Po , nuclei figli del ^{222}Rn , si trovano in equilibrio secolare con quest'ultimo.

L'equilibrio secolare si instaura a partire da circa 5τ , con τ vita media del nucleo figlio e nel nostro caso è possibile dire che si sia instaurato tra ^{222}Rn e ^{218}Po , dal momento che la vita media del ^{222}Rn è di 3.8 giorni, mentre la vita media del ^{218}Po è di 3.1 min.

Se analizziamo invece la porzione di catena di decadimento dal ^{222}Rn al ^{214}Po , il nucleo figlio del ^{222}Rn con vita media maggiore è il ^{214}Pb , con $\tau = 26.8$ m; dopo circa due ore e mezza quindi tutta questa porzione di catena è in equilibrio con il ^{222}Rn .

Nella situazione descritta quindi, per determinare la vita media del ^{222}Rn , possiamo studiare il tasso di produzione dei nuclei figli, perché esso è pari al tasso di decadimento del nucleo padre. È riportata in seguito la catena di decadimento del ^{238}U .



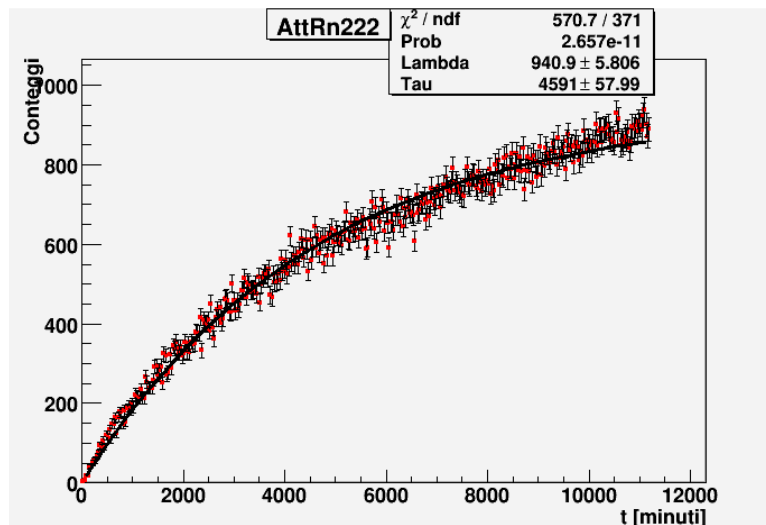
Dalla catena sono stati omessi i decadimenti γ perché non di interesse ai nostri scopi.

Da ogni spettro abbiamo ricavato il valore dei conteggi che costituiscono il picco del ^{218}Po integrando in un intervallo di 100 keV, centrato nel valore del picco atteso. Inserendo in un grafico i

conteggi in funzione del tempo, si visualizza l'attività del ^{222}Rn , che ci aspettiamo abbia il seguente andamento:

$$A(t) = \Lambda(1 - e^{-t/\tau})$$

ricavato dal fatto che la popolazione del Radon varia secondo la relazione $\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{\tau}N(t) + \Lambda$.



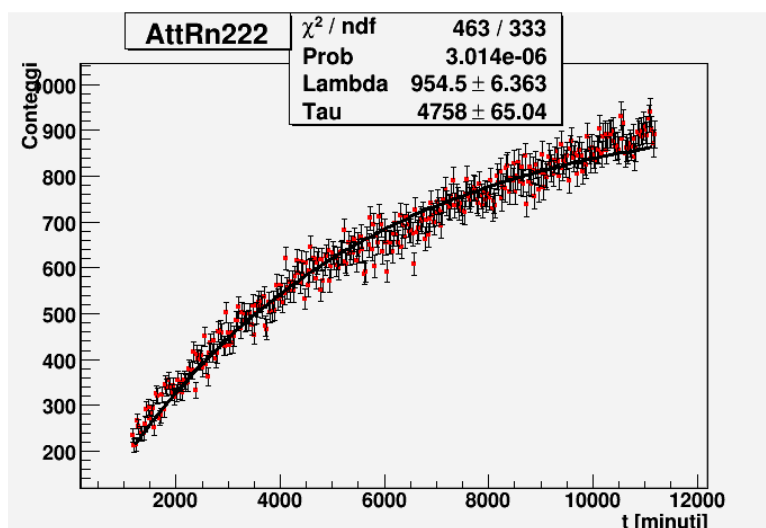
Dal fit si ricava il seguente valore per la vita media del ^{222}Rn :

$$\tau = (3.19 \pm 0.04) \text{ giorni}$$

Il valore tabulato è:

$$\tau_{\text{tabulato}} = 3.825 \text{ giorni}$$

Si nota che nella parte iniziale sono presenti effetti di bordo, probabilmente dovuti al fatto che il gas deve trovare un equilibrio all'interno della camera e quindi il sistema si deve assestare. Ripetiamo dunque il fit senza considerare i dati iniziali.

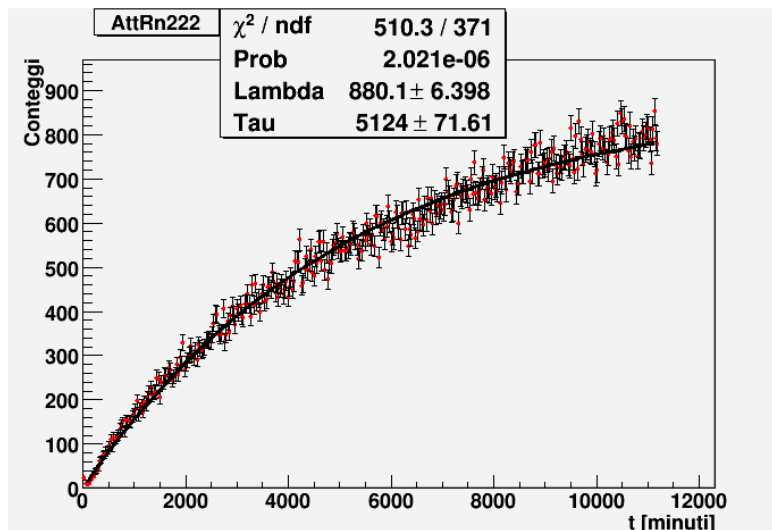


Si ricava:

$$\tau = (3.30 \pm 0.05) \text{ giorni}$$

valore che effettivamente trova maggior accordo con il valore tabulato.

Si ripete quindi la stessa procedura analizzando il picco energetico del ^{214}Po .



Grazie a quest'ultimo fit si ottiene:

$$\tau = (3.56 \pm 0.05) \text{ giorni}$$

valore che si avvicina ancora di più a quello atteso.

MISURA VITA MEDIA ^{218}Po

Dopo aver lasciato per una settimana la sorgente di Uranio nella camera, all'interno erano presenti i figli del Radon in equilibrio con il Radon stesso.

Per stabilire la vita media dei figli del Radon, in particolare del ^{218}Po , sarebbe stato sufficiente rimuovere la sorgente di Uranio e poi fare il vuoto: infatti, senza la sorgente, non si vengono a formare nuovi isotopi figli del Radon e di questi rimangono esclusivamente quelli presenti precedentemente sulla parete della camera.

Il Radon eventualmente presente all'interno della camera verrebbe invece aspirato.

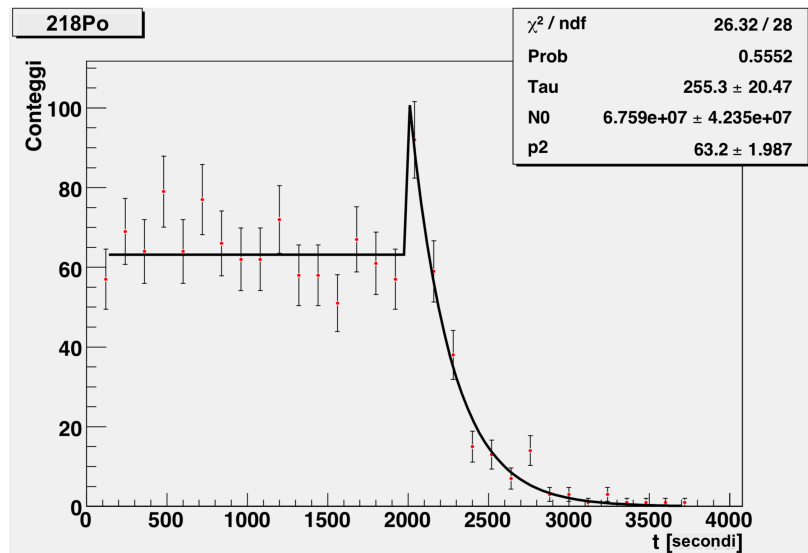
Tuttavia, dal momento che nel nostro caso la sorgente è posta sotto un piattino con un foro centrale che separa la parte inferiore della camera da quella superiore, non è stato necessario rimuovere la sorgente ma è stato sufficiente azionare la pompa situata nella parte inferiore e aspirare il Radon presente nell'aria.

Il tempo di dimezzamento del ^{218}Po è $\tau = 3.11$ min, quindi per osservarne il completo decadimento (oltre al 99%) dobbiamo impostare un'acquisizione della durata totale di 15 min, tempo pari a 5 volte τ . Per avere un numero di punti statisticamente rilevante, ci sembrava ragionevole estrapolare uno spettro ogni 30 secondi.

Analizzando il software a nostra disposizione, che prevedeva acquisizioni cicliche a intervalli di tempo prefissati, abbiamo constatato che il calcolatore, tra il termine di un'acquisizione e l'inizio di quella successiva, lasciava intercorrere 6.5 secondi in cui non veniva registrato alcun dato. Non riuscendo a ridurre questo tempo morto, abbiamo deciso di salvare uno spettro ogni 120 secondi,

piuttosto che 30 secondi: così facendo abbiamo diminuito il peso della perdita rispetto alla singola acquisizione. Ciò va però chiaramente a diminuire la quantità di spettri raccolti.

Il grafico prodotto è il seguente:



La prima parte del grafico è costante perché il rivelatore si trovava ancora in modalità HOLD e dunque il Po218 era in equilibrio con il ^{222}Rn .

Abbiamo quindi interpolato i punti sperimentali con una costante nell'intervallo temporale [0, 2000] sec e successivamente con la funzione

$$A(t) = \frac{1}{\tau} N_0 e^{-t/\tau}$$

Il valore τ della vita media del Po218 estrapolato dal fit risulta:

$$\tau = (4.2 \pm 0.3) \text{ min}$$

Si nota che il valore dei conteggi nel punto corrispondente all'istante in cui abbiamo iniziato ad aspirare il gas dalla cameretta è più alto rispetto ai valori, pressoché costanti, acquisiti nella modalità HOLD. Una spiegazione plausibile di tale fatto potrebbe essere che, quando è attiva la modalità HOLD, le particelle devono attraversare una porzione di aria prima di giungere sul rivelatore, mentre in modalità PUMP viene prodotto il vuoto e le particelle non incontrano dunque alcun mezzo nel loro percorso.

Inoltre, per ottenere ognuno dei valori dei conteggi presente nel grafico, è stata effettuata la seguente approssimazione: abbiamo integrato in un intervallo di 100 keV centrato nel picco energetico, nonostante la distribuzione in ognuno di questi intervalli non sia costante, ma abbia una decrescita esponenziale. Nel tentativo di eliminare tale approssimazione saremmo però incorsi in un circolo vizioso: avremmo dovuto utilizzare il valore della vita media τ , che è proprio il parametro incognito che ci siamo proposti di trovare.

MISURA VITA MEDIA ^{214}Po CON COINCIDENZA BETA-ALFA

- Calibrazione in tempo del TAC

Il tempo di dimezzamento del ^{214}Po equivale a 163 μs : per misurare questo valore è possibile avvalersi di un metodo più efficiente di quelli utilizzati in precedenza.

Per poter effettuare queste misure viene utilizzato il Time to Amplitude Converter (TAC), il quale genera un segnale la cui ampiezza è proporzionale all'intervallo di tempo tra un impulso iniziale e uno finale.

Infatti, se si considera la catena di decadimento dell'Uranio, si nota che prima del decadimento alfa del ^{214}Po avviene il decadimento beta del ^{214}Bi : questo primo decadimento ha un'energia di 3,26 MeV ed è seguito quasi immediatamente dal decadimento del ^{214}Po , di energia 7.76 MeV, a causa del tempo di dimezzamento estremamente ridotto di quest'ultimo.

Quindi dopo un 1 ms la probabilità che il ^{214}Po sia decaduto è superiore al 99% ($5\tau = 0.815$ ms) mentre la probabilità che si generi un nuovo segnale dovuto ad un decadimento qualsiasi è modesta. Per questo motivo si può impostare un circuito in grado di captare tutti i segnali al di sopra di due soglie diverse: una impostata con un oscilloscopio con un trigger alto per rilevare solo segnali di energia elevata come il decadimento alfa del ^{214}Po ; l'altra, utilizzando un secondo oscilloscopio, impostata con un trigger basso per poter rilevare tutti i decadimenti, ma pur sempre sopra la soglia di rumore.

Quando viene rilevato un segnale proveniente dall'oscilloscopio con la soglia di trigger bassa, il TAC avvia un cronometro interno: se entro l'intervallo selezionato sul TAC viene rilevato un segnale proveniente dall'oscilloscopio con la soglia di trigger alta (dovuto all'alfa del ^{214}Po), allora il dato, corrispondente a un evento di coincidenza beta-alfa, viene salvato dal programma con annesso l'intervallo di tempo cronometrato; al contrario, se non viene rilevato nessun segnale, il dato non viene salvato.

Questa modalità di misura con coincidenza beta-alfa implica che lo spettro non sarà più di energia ma di tempo.

Perciò prima di poter effettuare la misura è stato necessario calibrare il TAC in modo tale da poter avere l'equazione per la conversione dei canali in tempo.

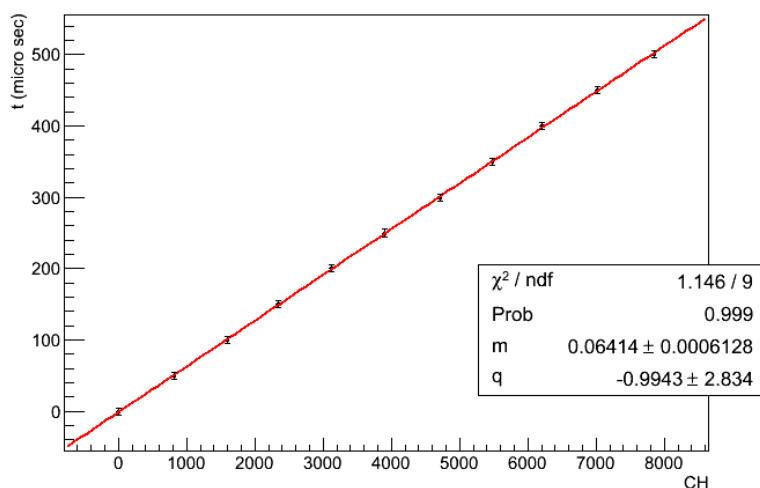
La calibrazione del TAC è stata compiuta utilizzando il Dual Timer: si generavano con esso segnali ad impulsi, di cui uno fungeva da Start e uno da Stop. Un segnale, infatti, passava attraverso un canale del Dual Timer dove non era impostato un ritardo (Start) mentre l'altro segnale veniva ritardato (Stop).

Per stabilire l'entità del ritardo è stato impiegato un oscilloscopio: infatti i due segnali generavano due onde quadre complementari visibili sull'oscilloscopio; utilizzando i marker e posizionandoli uno in prossimità della salita del segnale non ritardato e l'altro in prossimità della salita del segnale ritardato, è stato possibile misurare con precisione l'intervallo di tempo corrispondente al ritardo impostato sul Dual Timer.

Dopo aver controllato il valore del ritardo, abbiamo collegato il segnale non ritardato allo Start del TAC e quello ritardato allo Stop.

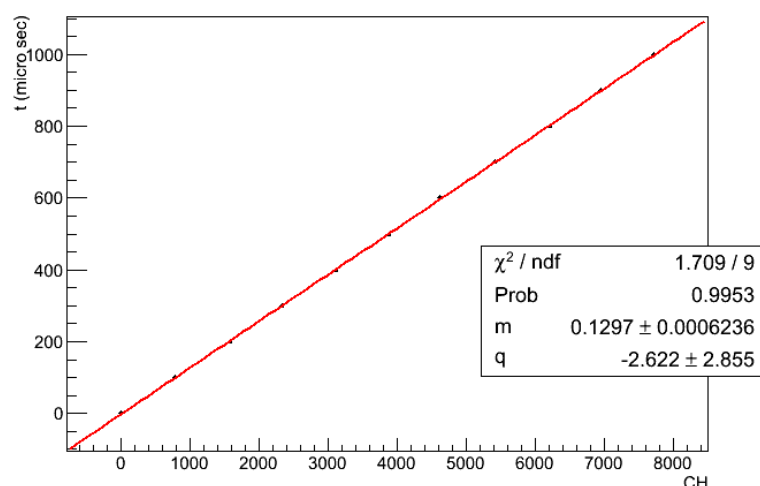
Abbiamo così ottenuto la retta di calibrazione per un intervallo di tempo impostato sul TAC di 500 μs e di 1000 μs .

Calibrazione del TAC, range 500 micro sec



Retta di calibrazione per range di 500 μs : $t(\mu\text{s}) = 0.0641CH - 1$

Calibrazione del TAC, range 1000 micro sec



Retta di calibrazione per range di 1000 μs : $t(\mu\text{s}) = 0.1297CH - 3$

Abbiamo deciso di utilizzare, per le misure della vita media del ^{214}Po , il range di 1000 μs , perché nell'intervallo di 500 μs è contenuta solamente tre volte la vita media del ^{214}Po .

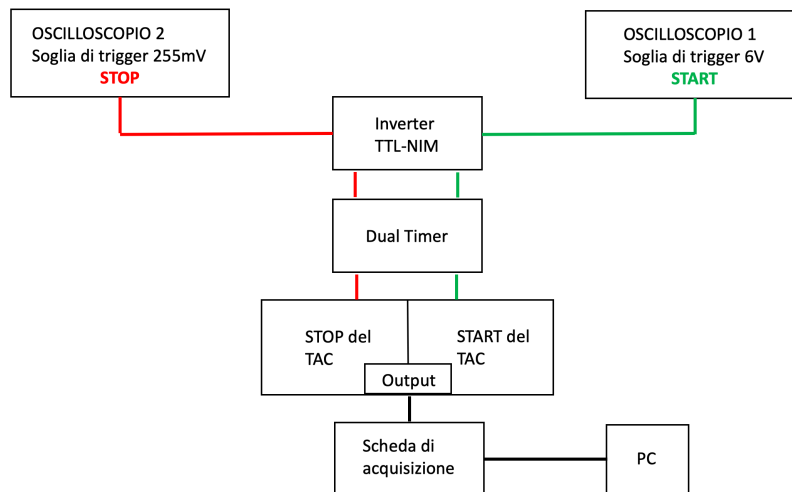
- Misura vita media ^{214}Po

Procedendo come descritto in precedenza, cioè utilizzando come Start del TAC il segnale proveniente dall'oscilloscopio con soglia di trigger bassa, si rischia di ottenere un grande numero di segnali di partenza di non interesse perché diversi dal decadimento beta del ^{214}Bi . Per ovviare a tale problema si è deciso quindi di invertire i segnali di Start e Stop: si manda in input allo Start del TAC il segnale generato dall'oscilloscopio con soglia di trigger alta (che dovrebbe rappresentare il decadimento alfa del ^{214}Po , ad alta energia) e allo Stop del TAC quello generato dall'oscilloscopio con soglia di trigger bassa.

È dunque necessario introdurre un ritardo servendosi del Dual Timer: il segnale di Stop deve essere ritardato per compensare l'intervallo di tempo che nella catena del decadimento sussiste tra l'evento

beta e l'alfa. Tale ritardo deve essere pari almeno a cinque volte la vita media del ^{214}Po o si perderebbe parte dello spettro: lo scegliamo di 1 ms.

Il circuito utilizzato per questa misura è rappresentato dal seguente schema a blocchi:



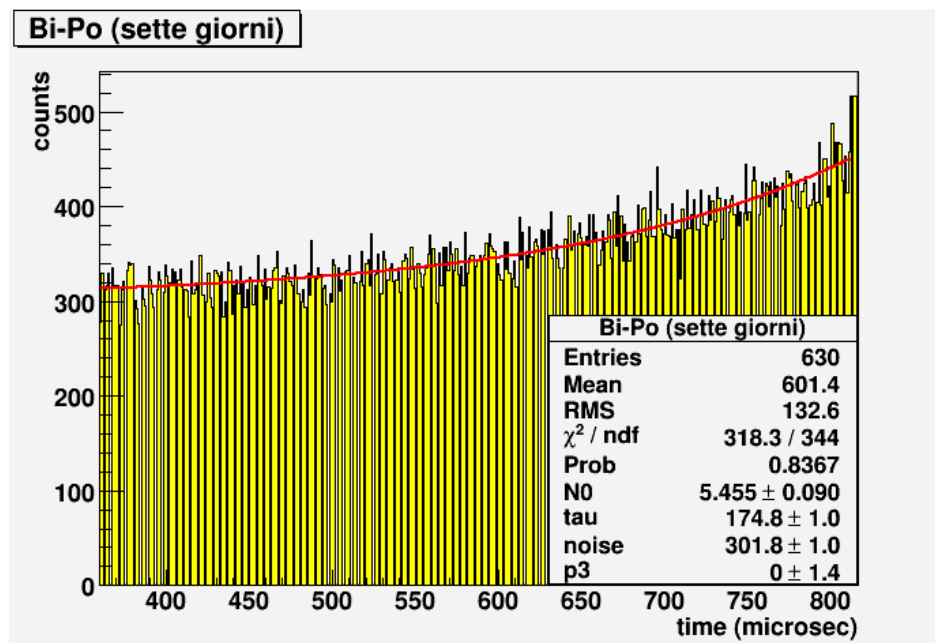
Le soglie di trigger sono state impostate a 255mV e 6V. La seconda soglia non è stata alzata ulteriormente al fine di escludere il più possibile eventi ad alta energia differenti dall'alfa di interesse, come ad esempio la rivelazione di muoni.

Con questa modalità, abbiamo acquisito uno spettro ogni sei ore, per sette giorni consecutivi. Abbiamo poi sommato tutti gli spettri, effettuato un rebinning 1 a 10 e interpolato i dati sperimentali con la funzione:

$$A(t) = \frac{1}{\tau} N_0 e^{t/\tau} + noise$$

Si nota che l'esponenziale atteso è crescente, a causa dell'inversione tra Start e Stop. La costante inserita nel fit rappresenta invece il rumore di fondo, la cui entità è stata stimata mediando i primi conteggi.

Lo spettro risultante è il seguente:



Il valore della vita media del Po214 risulta essere:

$$\tau = (175 \pm 1) \mu s$$

dello stesso ordine di grandezza del valore atteso, pari a $163 \mu s$.