

Spettroscopia alpha

Gruppo D6

Allione Matteo, Barletta Valentina, D'Ascoli Christian, Gallo Matteo

AA 2021-2022

Indice

1	Introduzione	3
2	Misure ed analisi	3
2.1	Catena elettronica di misura	3
2.2	Calibrazione	4
2.3	Accettanza	6
2.4	Mylar	8
2.5	Range in aria e curva di Bragg	11
2.6	Frazioni di decadimento	14
2.7	Spettro del Torio	16
3	Conclusione	19
A	Appendice	20
A.1	20
A.2	21
A.3	22
A.4	23
B	Bibliografia	23

1 Introduzione

In questa esperienza si effettua l'acquisizione di spettri energetici delle particelle α emesse da diverse sorgenti radioattive. Analizzate le caratteristiche della catena elettronica, si valuta la variazione dell'accettanza in funzione della distanza dal rivelatore, si quantifica il comportamento delle particelle α nel Mylar ed in aria, si studiano le frazioni di decadimento dei picchi secondari di ^{241}Am e si ottengono le masse degli elementi della catena di decadimento di ^{232}Th . È stato utilizzato il modulo Tennelec TC257, che integra impulsatore, preamplificatore e amplificatore, completo di rivelatore al silicio, di superficie 1cm^2 , e di camera a vuoto. Il multicanale è una scheda Amptek MCA8000 gestita tramite un software sul pc.

2 Misure ed analisi

2.1 Catena elettronica di misura

In primo luogo è necessario verificare la linearità della catena di amplificazione e del multicanale.

L'impulsatore genera il segnale elettrico che, passando attraverso la catena amplificatrice, raggiunge l'oscilloscopio da cui è possibile misurare l'ampiezza del segnale e il relativo errore. Successivamente, l'impulso raggiunge l'analizzatore multicanale che converte il segnale da analogico a digitale e fornisce in output i dati che saranno mostrati in un istogramma di acquisizione. Sull'asse delle ascisse si riportano i canali, mentre sulle ordinate i conteggi, che rappresentano il numero degli impulsi. Il canale di picco sarà proporzionale all'ampiezza dell'impulso in entrata.

Per vari valori di tensione si acquisisce lo spettro del multicanale. Si osservi che le curve sono generate da segnali di test e la distribuzione risulta essere piccata. Si associa quindi ad ogni canale di picco la sensibilità dello strumento. I dati raccolti sono riportati in tab.1.1.

Ipotizzando, quindi, una dipendenza lineare tra i canali CHN e la tensione V_A , si effettua il fit riportato in fig.1.1. Si ottiene $\chi^2 = 1.583$, con 8 GDL, ed eseguendo un test con un livello di confidenza del 95% si verifica che intercorre una relazione lineare tra l'ampiezza del segnale inviato all'analizzatore e il canale di picco mostrato in output.

$CHN \pm 1$	$V_a [\text{V}]$
114	0.580 ± 0.006
211	1.06 ± 0.02
414	2.02 ± 0.03
623	3.00 ± 0.06
820	4.00 ± 0.04
1040	6.00 ± 0.06
1231	7.04 ± 0.08
1461	8.6 ± 0.1
1769	9.52 ± 0.08
1970	9.52 ± 0.08

Tabella 1.1: Canali di picco con errore, e potenziale in entrata con errore

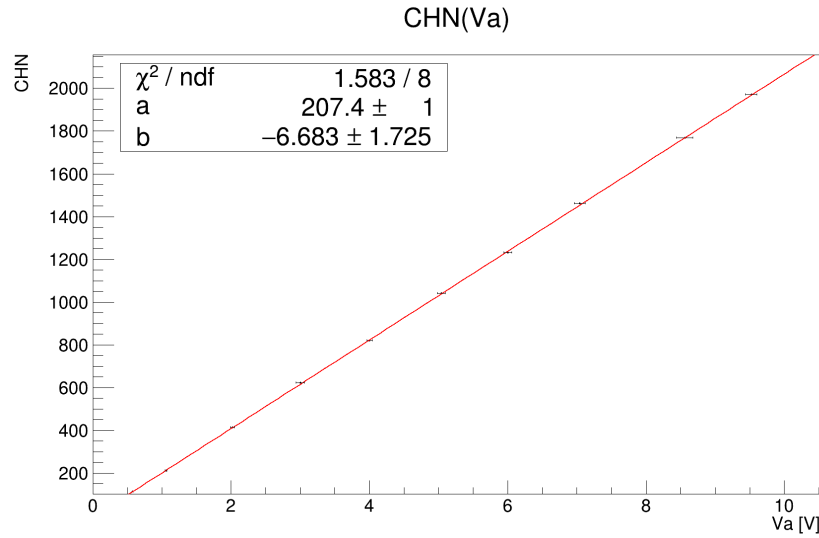


Figura 1.1: $CHN(V_a)$

2.2 Calibrazione

Nell'esperienza l'acquisizione degli spettri avviene tramite un fotodiodo al silicio in camera a vuoto. Le particelle α che attraversano il rivelatore producono coppie elettrone-lacuna nel silicio in modo stocastico e successivamente si fermano entro la regione di svuotamento. Il diodo è polarizzato inversamente per aumentare la regione di svuotamento, in questo modo l'energia persa nel primo strato non sensibile del rivelatore è trascurabile. Il numero di coppie elettrone-lacuna create è direttamente proporzionale all'energia depositata dalle particelle nel materiale, inoltre tale numero può essere misurato come variazione di tensione nel circuito. Di conseguenza la variazione di tensione è direttamente proporzionale all'energia della particella α . Tramite la catena di amplificazione si riesce ad ottenere una proporzionalità diretta dei canali con la variazione di tensione e quindi dei canali con l'energia della particella.

Questa dipendenza è di particolare importanza per le misure, perchè permette di dedurre le energie di picco degli spettri, misurandone i canali. Per convertire operativamente i canali in energie è necessario conoscere i parametri di proporzionalità, per cui si effettua una calibrazione tramite una sorgente tripla con picchi ad energie note, composta dagli elementi in tab.2.1, in cui si indicano anche i valori di energia dei decadimenti α più probabili.

Si misurano quindi i canali corrispondenti ai picchi e si effettua un fit lineare, avendo cura di inserire una traslazione che permetta di trascurare la covarianza tra i parametri, per il caso in esame di 1070 CHN . Siccome la coda destra delle distribuzioni sperimentali ha approssimativamente un andamento di tipo gaussiano, per la stima dell'errore è possibile utilizzare l'ampiezza a metà altezza

e quindi calcolarlo con la relazione:

$$\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (1)$$

	²⁴¹ Am	²⁴⁴ Cm	²³⁷ Np
Energia	5.486 MeV	5.805 MeV	4.778 MeV
CHN	1144 ± 1	1081 ± 1	942 ± 1

Tabella 2.1: Picchi sorgente tripla

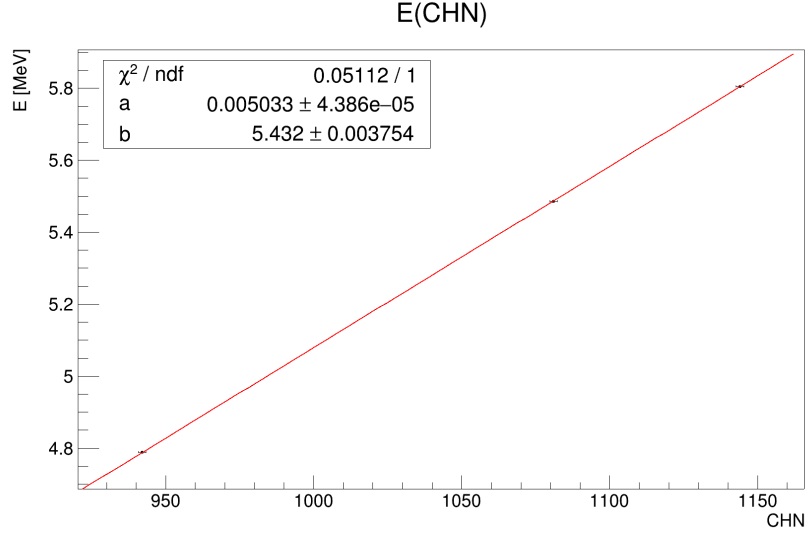


Figura 2.1: Retta di calibrazione

Si ottengono quindi i parametri di calibrazione del fit (fig.2.1).

$$E = a (CHN - 1070) + b \quad (2)$$

$$a = (5.03 \pm 0.04) 10^{-3} \text{ MeV} \quad b = (5.432 \pm 0.004) \text{ MeV}$$

Il parametro b corrisponde al valore di energia nel canale 1070. Tramite la calibrazione è possibile misurare le energie dei picchi secondari dello stesso spettro, si riportano in tab.2.2 i risultati e i relativi test di Gauss per il confronto con il valore in letteratura. Per ottenere l'errore sui valori di energia si tiene conto dell'errore sul canale e sui parametri di calibrazione. Laddove la conversione con la (1) fornisce un valore inferiore di 1 CHN, si è scelto di assegnare la sensibilità.

I test di Gauss sono superati con un livello di significatività del 5%.

	CHN	E_{exp} [MeV]	E_{teo} [MeV]	test
Picco 1	913 ± 1	4.642 ± 0.009	4.639	$Z = 0.30$
Picco 2	918 ± 1	4.67 ± 0.01	4.664	$Z = 0.29$
Picco 3	958 ± 2	4.87 ± 0.01	4.873	$Z = -0.46$
Picco 4	1072 ± 2	5.442 ± 0.009	5.443	$Z = -0.12$
Picco 5	1136 ± 2	5.76 ± 0.01	5.763	$Z = 0.08$

Tabella 2.2: Canali di picco con errore, energia con errore e test Z

2.3 Accettanza

La frazione del fascio raccolta dal rivelatore è detta accettanza G e dipende dalla posizione della sorgente. Ponendo quest'ultima a distanze r sempre diverse dal rivelatore al silicio è possibile caratterizzare la variazione del rate dei conteggi, proporzionale a $G(r)$. L'obiettivo di questa parte dell'esperienza è caratterizzare l'andamento di $G(r)$, sfruttando la relazione funzionale:

$$G \propto \left(1 - \frac{4}{\pi} \arcsin \frac{1}{\sqrt{2 + \frac{l^2}{2r^2}}} \right) \quad (3)$$

dove $l = 10$ mm è il lato del rivelatore. Si intende, inoltre, mostrare che per grandi distanze vale $G \propto 1/r^2$.

A tal fine si è posta una sorgente di ^{241}Am su un supporto inserito in scanalature diverse distanziate con passo discreto dentro la camera a vuoto. L'ampiezza del passo è stata stimata con il calibro, considerando la distanza complessiva tra le estremità della prima e dell'ultima scanalatura della camera e dividendo tale valore per il numero totale degli incavi. L'errore, invece, è stato ricavato attraverso misure ripetute delle distanze tra un numero di scanalature diverso e poi valutando la semidispersione per i valori di passo unitario.

Fatto il vuoto e ricavato lo spettro energetico, è stato registrato il tempo di acquisizione, il *LiveTime*. Questo dato è stato regolato per ogni misura in modo tale da avere circa la stessa *GrossArea*, ovvero lo stesso numero di conteggi. In questa maniera l'incertezza sulla *GrossArea*, stimata con la radice dei conteggi, è pressoché identica. I valori sono riassunti in tab.3.1. Il *LiveTime* è stato considerato privo di errore.

Dai dati sperimentali è stato stimato il rate

$$\mathfrak{R} = \frac{Gross\ Area}{Live\ Time}$$

e il relativo errore tramite propagazione. I valori sono riportati in tab.3.2.

Al fine di ridurre l'errore si è assunto che la posizione della prima scanalatura in cui è stata posta la sorgente sia lo 0 della scala delle distanze. In questo modo si può inserire la distanza dal rivelatore, difficile da misurare in modo accurato, come parametro di traslazione nel fit. Sfruttando, quindi, l'eq.(3), dove $r \rightarrow r - r_0$, si ricava il grafico di fig.3.1.

d [mm]	(GrossArea \pm 0.004) 10^5	LiveTime [s]
0 \pm 0	1.636	60.03
3.78 \pm 0.06	1.630	127.97
7.6 \pm 0.1	1.653	236.57
11.3 \pm 0.2	1.634	380.36
15.1 \pm 0.3	1.636	575.51
18.9 \pm 0.3	1.636	805.21
22.7 \pm 0.4	1.633	1083.63
26.4 \pm 0.4	1.636	1399.97

Tabella 3.1: Distanze sorgente - rivelatore con errore, *GrossArea* con errore e *LiveTime*

\mathfrak{R}	2726	1274	699	429	284.2	203.2	150.7	116.8
$\sigma_{\mathfrak{R}}$	7	3	2	1	0.7	0.5	0.4	0.3

Tabella 3.2: Valori di \mathfrak{R} con errore

I parametri sono

$$A = (7.3 \pm 0.1) 10^3 \quad r_0 = (4.52 \pm 0.08) \text{ mm}$$

dove A è la costante di proporzionalità e r_0 è l'offset.

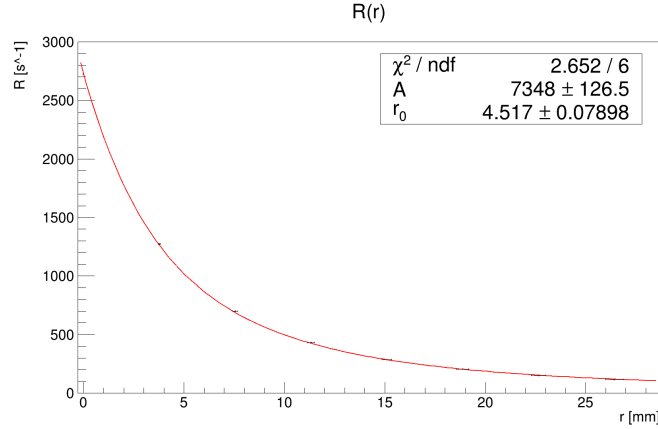


Figura 3.1: Fit della relazione (3)

Come previsto, $\chi^2 = 2.65$ ricavato si deduce che la relazione funzionale risulta essere compatibile con quella teorica (3) con un livello di significatività del 5% ($\chi^2_{critico} = 12.59$).

Successivamente, per verificare l'approssimazione $G \propto \frac{1}{r^2}$, noto il valore di r_0 ricavato dal precedente fit, si traslano le misure di distanze di tab.3.1 e le si utilizza per ottenere il grafico di fig.3.2.

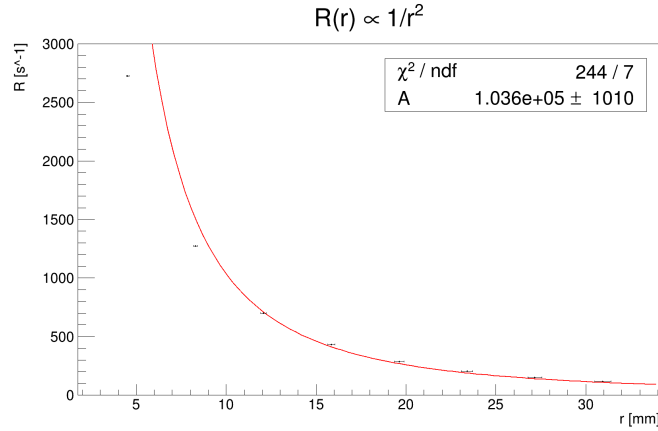


Figura 3.2: Fit per l'approssimazione a grandi distanze

Come atteso, svolgendo un test del χ^2 con un livello di significatività del 5% ($\chi^2_{critico} = 14$), il $\chi^2 = 244$ è maggiore di quello critico e, pertanto, la curva non rappresenta adeguatamente i dati sperimentali. Tuttavia, scartando le prime due misure, che corrispondono ai valori di distanza più bassa, si ottiene un $\chi^2 = 9.27$ minore di $\chi^2_{critico} = 9.49$ che conferma la validità dell'approssimazione a grandi distanze con lo stesso livello di significatività.

Al fine di confrontare il valore di r_0 con un valore misurabile sperimentalmente, si stima la distanza tra la sorgente e la superficie attiva del rivelatore. Per questa operazione si ricava la misura dello spazio tra l'involucro dell'americio e il supporto in vetronite con la carta millimetrata, si sottrae il tratto di valore noto (6.2 ± 0.3) mm tra supporto e superficie attiva del sensore, infine, si aggiunge la distanza tra la parte più esterna dell'involucro e la deposizione di materiale attivo al centro del dischetto di 0.5 mm. In questa maniera si ottiene $r_{0,exp} = (3 \pm 1)$ mm ed effettuando un test di Gauss con significatività del 5% si ottiene $Z = 1.51$ minore di $Z_{critico} = 1.96$ e, pertanto, i due valori sono compatibili.

2.4 Mylar

Le particelle α sono poco penetranti e possono essere facilmente frenate dal mezzo. Facendo attraversare alle α spessori diversi di uno stesso materiale, è possibile ricavare gli spettri energetici del fascio, osservando uno progressivo spostamento del picco.

Lo scopo di questa parte dell'esperienza consiste nell'analizzare la perdita di energia $\Delta E_{i,exp}$ delle particelle α di ^{241}Am nell'attraversare cinque spessori s_i di Mylar

s_i [μm]	σ_s [μm]
0.90	0.05
1.40	0.07
2.8	0.2
4.2	0.4
5.1	0.5

Tabella 4.1: Spessori Mylar

(tab.4.1) e di confrontarla con il valore teorico $\Delta E_{i,th}$ ricavato utilizzando i dati tabulati (tab.A.1) come mostrato in seguito.

Una volta posta la sorgente nella camera e fatto il vuoto, si registra una prima misura senza utilizzare i fogli di Mylar, ricavando l'energia di riferimento E_0 . Successivamente si acquisisce lo spettro energetico del fascio per ciascun spessore per 120 s.

Tramite i parametri della retta di calibrazione (2) sono state stimate le energie dei *CHN* corrispondenti ai picchi delle distribuzioni. Tali valori sono riassunti in tab.4.2. L'errore σ_{CHN} associato ad ogni *CHN* è dato dalla (1), mentre l'errore dell'energia σ_E è stato ottenuto mediante propagazione.

<i>CHN</i>	E_{exp} [MeV]
1061 ± 3	5.39 ± 0.01
1049 ± 3	5.33 ± 0.02
1015 ± 5	5.16 ± 0.03
982 ± 6	4.99 ± 0.03
963 ± 7	4.89 ± 0.03

Tabella 4.2: Canali ed energie

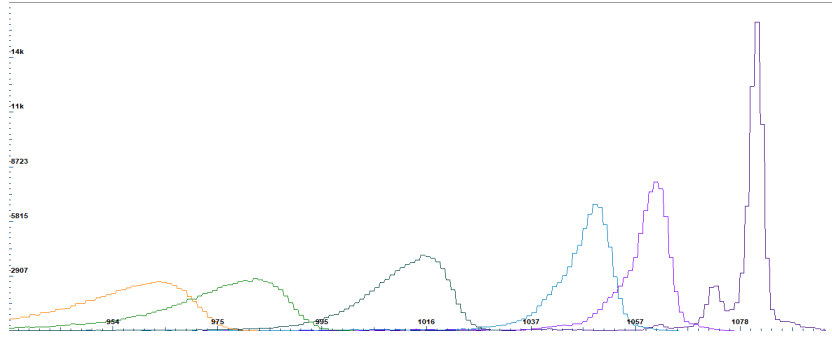


Figura 4.1: Spettri acquisiti da Amptek; il primo picco a destra corrisponde allo spettro del fascio senza spessori di Mylar

In fig.4.1 sono illustrati gli spettri del fascio. Si noti che all'aumentare dello spessore di Mylar le curve della distribuzione di energia sono meno strette e non sono più distinguibili i picchi secondari. Difatti, la casuale perdita di energia delle α nell'attraversamento del mezzo genera fluttuazioni statistiche intorno al valor medio tali da allargare la distribuzione. Si osservi inoltre che ciascun picco si sposta verso la parte sinistra del grafico, in corrispondenza delle energie più basse.

La variazione energetica ΔE_{exp} è stimata come:

$$\Delta E_{i,exp} = E_0 - E_i$$

dove E_0 è la prima misura ricavata senza spessori di Mylar e E_i è l'*i*-esima energia relativa all'*i*-esimo spessore. I risultati sono riportati in tab.4.3.

In tab.A.1, come già detto sopra, sono riassunti i valori tabulati di energia E_{th} e Range R corrispondenti, con i quali sono stati ricavati i due fit di fig.4.2a/b, in cui sono rappresentate la dipendenza

ΔE_{exp} [MeV]
0.10 ± 0.02
0.16 ± 0.02
0.33 ± 0.03
0.50 ± 0.03
0.59 ± 0.04

Tabella 4.3: ΔE_{exp} persa stimata sperimentalmente

di E in funzione di R e viceversa. Entrambi gli andamenti sono stati modellizzati attraverso un polinomio di secondo grado. I parametri si trovano in tab.4.4a e tab.4.4b.

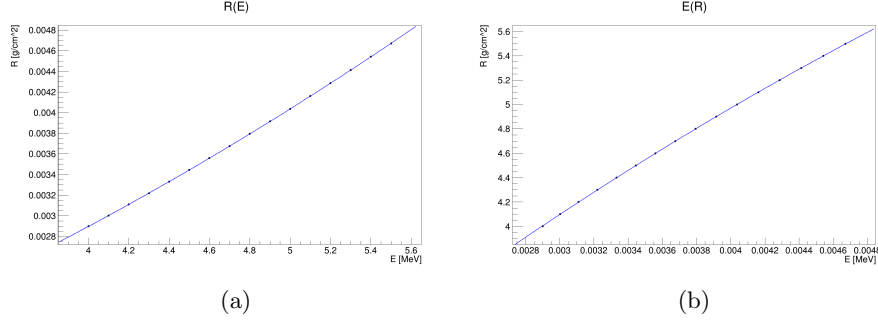


Figura 4.2: Fit polinomiale del Range in funzione dell'energia (a) e viceversa (b)

p_0	$(9 \pm 4) \cdot 10^{-5} \text{ g cm}^{-2}$
p_1	$(3.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-4} \text{ g cm}^{-2} \text{ MeV}^{-1}$
p_2	$(8.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-5} \text{ g cm}^{-2} \text{ MeV}^{-2}$

Tabella 4.4a: Parametri di $R(E)$

p_0	$(0.84 \pm 0.02) \text{ MeV}$
p_1	$(12.4 \pm 0.1) \cdot 10^2 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$
p_2	$(-5.3 \pm 0.2) \cdot 10^4 \text{ MeV cm}^4 \text{ g}^{-2}$

Tabella 4.4b: Parametri di $E(R)$

Conoscendo la densità del Mylar $\rho = 1.39 \text{ g cm}^{-3}$ e gli spessori utilizzati, si stima la variazione del Range ΔR_i a seguito dell'attraversamento del mezzo:

$$\Delta R_i = \rho \cdot s_i$$

Successivamente, si ricava il Range teorico R_{th} come:

$$R_{i,th} = R_0 - \Delta R_i$$

dove R_0 è il Range associato a E_0 , ottenuto attraverso il fit $R(E)$ di fig.4.2a. Dai parametri della curva $E(R)$ (tab.4.4b) si stimano le energie teoriche $E_{i,th}$ ed, infine, i $\Delta E_{i,th}$ come differenza tra E_0 e $E_{i,th}$. Tutti i valori con le relative incertezze sono riportati in tab.4.5. Ogni errore è stato ricavato propagando, trascurando, tuttavia, le incertezze dei parametri di fit.

$\Delta R \cdot 10^{-4} [\text{g cm}^{-2}]$	$R_{th} \cdot 10^{-3} [\text{g cm}^{-2}]$	$E_{th} [\text{MeV}]$	$\Delta E_{th} [\text{MeV}]$
1.25 ± 0.07	4.53 ± 0.01	5.391 ± 0.009	0.10 ± 0.01
1.9 ± 0.1	4.460 ± 0.014	5.34 ± 0.01	0.15 ± 0.01
3.9 ± 0.3	4.27 ± 0.03	5.19 ± 0.02	0.30 ± 0.02
5.8 ± 0.6	4.07 ± 0.06	5.03 ± 0.05	0.46 ± 0.05
7.1 ± 0.7	3.95 ± 0.07	4.93 ± 0.06	0.56 ± 0.06

Tabella 4.5: Valori di ΔR , R_{th} , E_{th} e ΔE_{th}

In conclusione si verifica con il Test di Gauss, fissando l'intervallo di confidenza al 95%, che $\Delta E_{i,th}$ e $\Delta E_{i,exp}$ sono compatibili (tab.4.6).

$Z_1 = 0.23$
$Z_2 = 0.53$
$Z_3 = 0.83$
$Z_4 = 0.72$
$Z_5 = 0.48$

Tabella 4.6: Test di Gauss

2.5 Range in aria e curva di Bragg

Allo scopo di valutare il range delle particelle α in aria, si pone una sorgente di ^{241}Am sulla base della camera a vuoto e si esegue una serie di misure al variare della pressione interna. Sfruttando la relazione:

$$d_{eq} = d_0 \cdot (p/p_{st}) \cdot (T_{std}/T) \quad (4)$$

si può associare ad ogni pressione p una distanza equivalente d_{eq} , note la temperatura dell'ambiente T , la temperatura standard $T_{std} = 20^\circ\text{C}$, la pressione standard $p_{std} = 1013.25$ mbar e la distanza tra rivelatore e sorgente d_0 . Sfruttando la variazione di pressione si evita di dover considerare la variazione dell'accetanza che si avrebbe modificando direttamente la posizione della sorgente. Per utilizzare la relazione (4) si misura $d_0 = (6.0 \pm 0.1)$ cm usando la carta millimetrata e le caratteristiche della sorgente, inoltre, si misura la temperatura con un termometro digitale ad inizio e fine esperimento, considerandone poi la media e la semidispersione come errore, $T = (294.1 \pm 0.3)$ K.

In condizioni di circa vuoto e fissato un tempo di acquisizione di 120 s si registra il numero totale di conteggi compresi tra il canale di soglia $CHN_0 = 12 \pm 1$ e l'ultimo canale disponibile e la posizione dei picchi dei singoli spettri, che servirà per la valutazione della curva di Bragg. Dato che il *LiveTime* è costante per tutte le misure, si svolgono i calcoli in conteggi (#) anziché in rate, essendo tra loro proporzionali. Si sceglie il canale di soglia minore possibile che permetta, nei primi canali, sia di escludere il rumore, sia di ottenere un adeguato numero di picchi. Tale scelta impone di correggere il range finale, tenendo conto che si calcola il range per portare l'energia delle particelle α all'energia del canale di soglia $E_0 = (0.11 \pm 0.05)$ MeV e non a 0 MeV. E_0 si ricava attraverso la retta di calibrazione, eq(2).

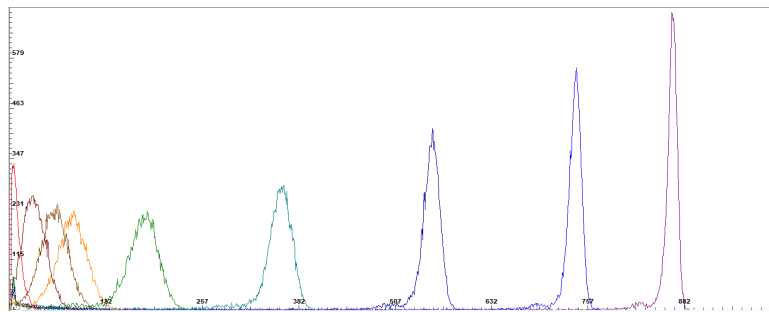


Figura 5.1: Alcuni spettri di acquisizione per diverse pressioni

Graficando il numero di conteggi in funzione della pressione (fig.5.2), risulta evidente la presenza di un plateau iniziale ed una brusca discesa a partire dai punti per i quali la distribuzione comincia ad estendersi oltre la soglia.

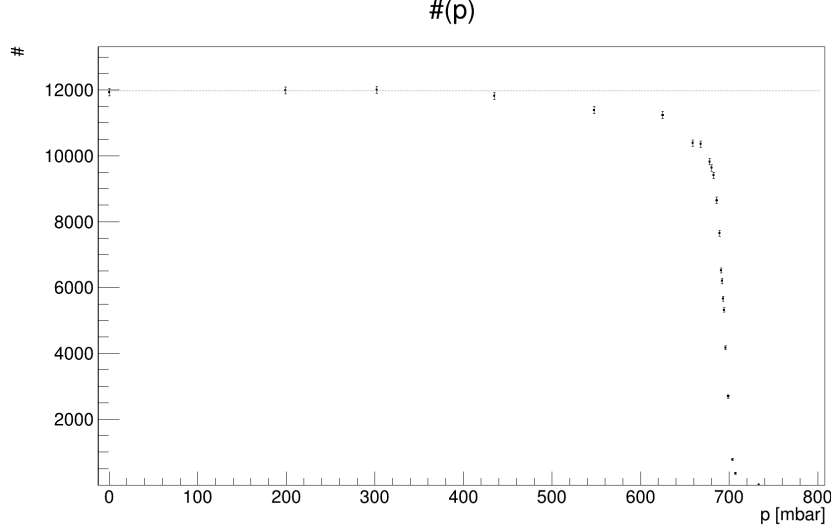


Figura 5.2: Grafico che illustra il plateau e la brusca discesa dei dati sperimentali (appendice A.3)

Considerando la metà del valor medio dei primi tre valori del plateau, si valuta $\#_{1/2} = (5.98 \pm 0.06) \cdot 10^3$ che corrisponde ad una stima del numero di conteggi per il punto in cui il picco si trova esattamente sul canale di soglia. Si ottiene un valore di $p_{1/2}$ come intersezione tra la retta di regressione tra i quattro punti che hanno un numero di conteggi più vicino a $\#_{1/2}$ e la retta corrispondente a $\# = \#_{1/2}$ (fig.5.3). I parametri della retta di regressione sono

$$p = \delta(\# - \#_{1/2}) + p_{fit}$$

$$\delta = (-2 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ mbar} \quad p_{fit} = (692.4 \pm 0.5) \text{ mbar}$$

Si ricava $p_{1/2} = (692.4 \pm 0.5) \text{ mbar}$. Utilizzando la relazione (4) si valuta la distanza equivalente $d_{eq} = (4.11 \pm 0.07) \text{ cm}$ e, moltiplicando per la densità dell'aria $\rho = 1.205 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$, si ottiene $R_{eq} = (4.95 \pm 0.08) \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-2}$. Noto il valore di E_0 , sfruttando la relazione tra energia e range per le α a bassa energia (si veda appendice A.2), si deduce che la correzione a R_{eq} è di $(1.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} \text{ g cm}^{-2}$.

In conclusione il range in aria calcolato per α emesse dall'americio, di energia 5.486 MeV, è $R_{tot} = (5.12 \pm 0.09) \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-2}$. Dal test di Gauss si ottiene $Z = 1.03$, quindi R_{tot} risulta compatibile con il range teorico ($R_{th} = 5.028 \text{ g cm}^{-2}$) con una significatività del 5%.

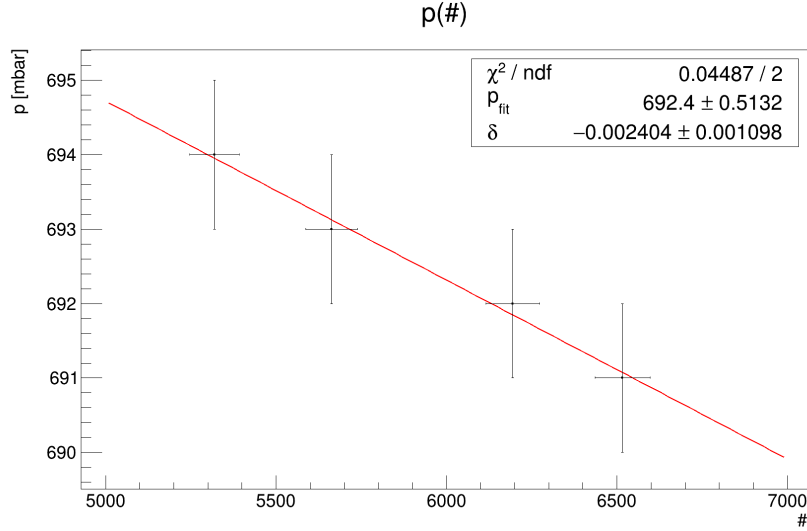


Figura 5.3: Retta di regressione attorno a $p_{1/2}$

A partire dalla posizione dei picchi negli istogrammi acquisiti è possibile valutare la perdita di energia delle particelle α nel loro viaggio in aria e graficare i valori di dE/dx .

In particolare si può:

- valutare una distanza equivalente x_i con il suo errore per ogni spettro, a partire dalla pressione a cui è stato acquisito e sfruttando la relazione (4);
- stimare per ogni spettro, a partire dalla posizione dei picchi e dai parametri della retta di calibrazione (2), l'energia residua delle particelle α con il suo errore;
- ricavare le differenze di percorso Δx e le differenze di energia ΔE ed i loro errori, tenendo conto delle correlazioni tra le grandezze. Nello specifico, siccome è possibile distinguere la posizione dei picchi, l'errore associato alla loro differenza è minore di quello che si ricaverebbe utilizzando per la propagazione quello ricavato dalla (1);
- approssimare i valori di $\frac{dE}{dx}$ come $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ e graficarli in funzione di x_i (fig. 5.4).

Per poter confrontare i valori ottenuti con dei valori teorici^[B], si considera che valutare $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ coincida all'incirca con il valutare $\frac{\Delta E}{\Delta x} \approx \frac{dE}{dx}(\tilde{E})$ con \tilde{E} il valor medio tra due energia successive.

Per mostrare in figura 5.4 anche una stima ragionevole dell'errore sui valori teorici di $\frac{dE}{dx}(\tilde{E})$, dipendente da \tilde{E} e quindi dal suo errore, si valuta anche $\frac{dE}{dx}(\tilde{E} \pm \sigma_{\tilde{E}})$ e si utilizza la semidispersione.

Non eseguiamo test statistici per questo grafico, in quanto gli errori sono stati stimati accuratamente in senso statistico.

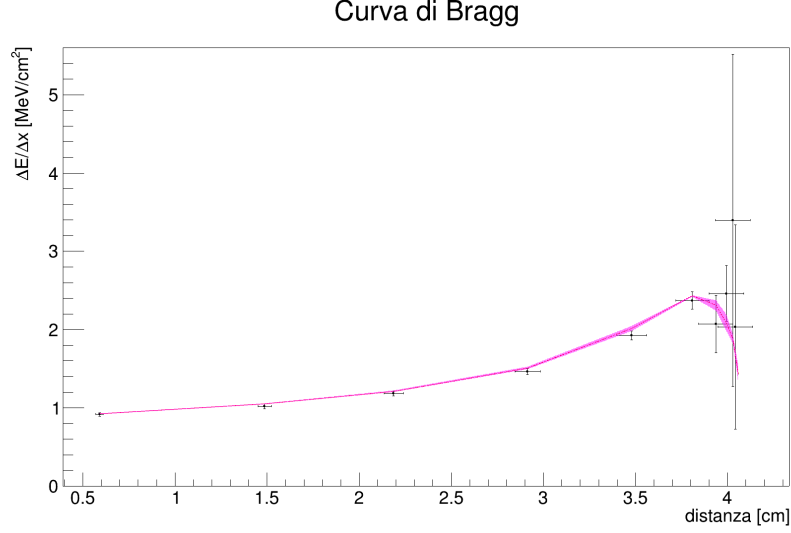


Figura 5.4: Curva di Bragg, dati in appendice [A.3](#)

2.6 Frazioni di decadimento

Per stimare le frazioni di decadimento del ^{241}Am si possono usare diverse tecniche. Per aumentare la risoluzione del multicanale e, quindi, acquisire lo spettro energetico con maggiore dettaglio, si utilizza l'uscita "Energy" del modulo Tenelec e, fissando l'Energy-Range a 6 – 8 MeV, si registrano le misure per circa 40 minuti. Durante la presa dati la sorgente è stata posta a non meno di 2 cm dal rivelatore.

In prima approssimazione si possono calcolare le aree delle regioni sotto ogni picco, valutando i branching ratio BR ed il loro errore σ_{BR} . Si considera l'area sottesa dal picco e la differenza tra l'area totale A_{tot} e quella sottesa come variabili indipendenti con incertezze poissoniane, quindi σ_{BR} è stimata come:

$$\sigma_{BR} = \sqrt{\frac{BR(1 - BR)}{A_{tot}}} \quad (5)$$

Si riportano i risultati ottenuti con questo metodo in tab.[6.1](#), confrontati con il valore teorico in letteratura.

Si osservi che tali risultati sono compatibili con livello di confidenza del 95%, tuttavia questo metodo è significativo solo per spettri in cui le distribuzioni non sono sovrapposte e non si adatta perfettamente al caso in esame.

Sperimentale	$(85.86 \pm 0.4) \%$	$(12.40 \pm 0.04) \%$	$(1.73 \pm 0.01) \%$
Teorico	$(84.5 \pm 1.0) \%$	$(13.0 \pm 0.6) \%$	$(1.6 \pm 0.2) \%$
Z	1.37	-0.99	0.65

Tabella 6.1: BR sperimentali e teorici con errore

Si effettua, pertanto, un fit che permetta di distinguere i vari contributi delle code su altri picchi, così da valutare le aree in modo più accurato.

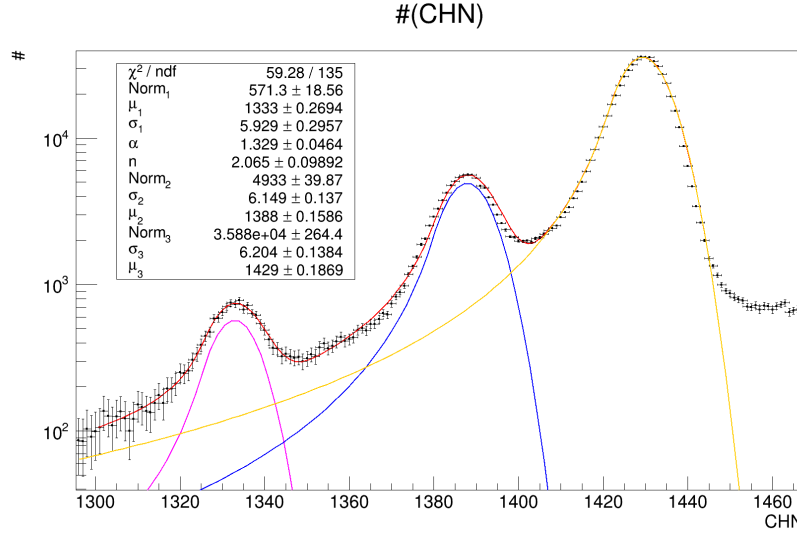


Figura 6.1: Grafico che evidenzia i picchi, fittati mediante tre Crystal Ball. Sull'asse delle y le misure sono state riportate in scala logaritmica (per la scala lineare vedi appendice fig. A.4)

Nel caso in esame si identificano tre picchi associati ai tre decadimenti principali e l'ipotesi di distribuzioni gaussiane non è adatta, infatti si nota che ogni distribuzione ha una marcata coda a sinistra. Essa è dovuta a diversi fenomeni: perdita di energia all'interno della sorgente stessa, perdita di energia nella poca aria rimanente nella camera, incidenza delle α non perpendicolare e/o sul bordo del rivelatore.

Per considerare questi effetti si utilizza la forma funzionale Crystal Ball, che fornisce due parametri liberi per parametrizzare la forma della coda sinistra della distribuzione, mantenendo un nucleo gaussiano.

A questo punto è possibile valutare l'area sottesa calcolando numericamente gli integrali. Per stimare gli errori di questo calcolo dovremmo tenere conto dell'errore su tutti i parametri della distribuzione e i termini di covarianza, ma data la complessità di questa operazione si valuta l'errore con la formula (5), come se si fossero stimati gli integrali a partire dall'istogramma ricavato dal software.

Si calcolano le frazioni di decadimento dividendo l'area sottesa da una delle distribuzioni per l'area della somma delle tre distribuzioni. In questo calcolo si considera trascurabile il contributo del decadimento più raro, avendo esso probabilità solo del 0.34%. Si ottengono le frazioni di decadimento riportate in tab.6.2, che si confrontano con il valore teorico in letteratura.

Sperimentale	$(86.84 \pm 0.04) \%$	$(11.83 \pm 0.04) \%$	$(1.32 \pm 0.02) \%$
Teorico	$(84.5 \pm 1.0) \%$	$(13.0 \pm 0.6) \%$	$(1.6 \pm 0.2) \%$
Z	2.34	-1.94	-1.39

Tabella 6.2: BR sperimentali e teorici con errore

Come si può notare non tutti i valori sono compatibili con livello di significatività del 5%, infatti, probabilmente l'errore della formula (5) è una sottostima di quello ottenibile usando il metodo più completo sopracitato.

2.7 Spettro del Torio

La catena di decadimento del ^{232}Th si compone di transizioni α e β . Combinando valori noti in letteratura dei Q-Value relativi ai decadimenti di tipo β , e dati sperimentali inerenti all'energia di emissione delle particelle α , è possibile ricavare le masse degli atomi e l'energia di legame per nucleone di tutti gli elementi che compongono la catena.

Per l'acquisizione dello spettro energetico delle particelle α emesse dai radionuclidi, si pone la sorgente di ^{232}Th in dotazione, che ha un bassa attività, molto vicino al rivelatore all'interno della camera, dopodiché, si porta a vuoto l'interno della camera e si avvia l'acquisizione dei dati. La presa dati deve durare un tempo sufficientemente lungo da poter evidenziare tutti i picchi di interesse. In questa esperienza, dopo un tempo di circa 4h, lo spettro acquisito e i dati relativi ai picchi distinti con i loro errori risultano essere quelli riportati rispettivamente in fig.7.1 ed in tab.7.1.

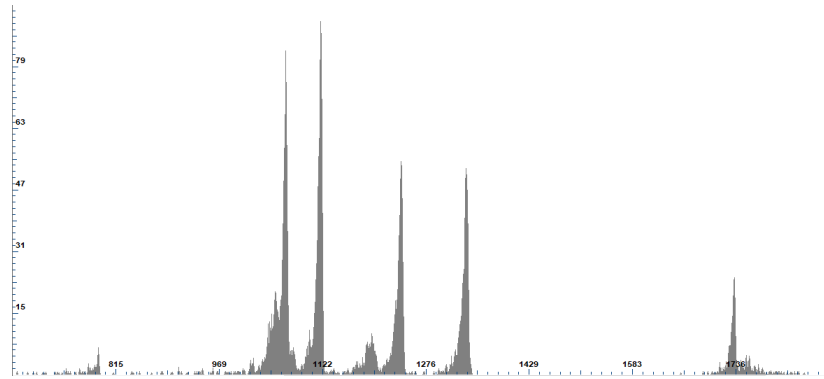


Figura 7.1: Spettro acquisito da Ampetek

CHN	789	1052	1067	1119	1195	1239	1334	1733
σ	1	8	2	2	5	1	4	1

Tabella 7.1: Canali di picco ed errori

L'errore sul canale di picco è stato stimato con l'eq.(1). Particolare attenzione va posta sul dato del canale 789: non sarebbe corretto trattare la regione in esame allo stesso modo delle altre in quanto non si riesce a valutare la $FWHM$, poichè i conteggi si azzerano nel canale successivo, per questo motivo al canale sopra citato è stato associato un errore di $\sigma = 1$, cioè la risoluzione.

Siccome il ^{228}Th decade con transizione α in due modi distinti, entrambi visibili ad energie diverse nello spettro di acquisizione, per valutare le masse occorre considerare soltanto quello con energia maggiore, corrispondente all'unico decadimento che raggiunge direttamente il ground state con solo decadimento α . Volendo utilizzare anche l'energia dell'altro picco, andrebbero sommati eventuali contributi di altri decadimenti non rivelabili dalla nostra strumentazione (e.g. γ).

In tab.7.2 si trovano le energie associate ai canali di picco, ottenute mediante l'eq.(2), con i relativi errori stimati propagando e i test Z per verificare che i valori sperimentali siano compatibili con quelli presenti in letteratura.

E_α [MeV]	4.018	5.42	5.34	5.68	6.06	6.28	6.76	8.77
σ_E [MeV]	0.014	0.01	0.04	0.01	0.02	0.01	0.02	0.03
$E_{th,\alpha}$ [MeV]	4.01	5.42	5.34	5.68	6.08	6.28	6.78	8.78
Z	0.34	- 0.29	0.03	- 0.14	0.22	- 0.86	- 0.78	- 0.39

Tabella 7.2: E_α sperimentali con errore, E_α teorici e test Z

Dall'energia si ricava il Q_α , tramite la conservazione della quantità di moto:

$$Q_\alpha \simeq E_\alpha \left(1 + \frac{4}{A-4} \right),$$

anche in questo caso l'incertezza si ottiene propagando. I dati sono riportati in tab.7.3.

Q_α [MeV]	4.088	5.51	5.44	5.78	6.18	6.40	6.89	8.94
σ_Q [MeV]	0.014	0.01	0.04	0.01	0.03	0.01	0.02	0.03

Tabella 7.3: Valori Q_α con errore

Per quanto riguarda i decadimenti β vale la relazione:

$$M(A, Z) = Q_\beta + M(A, Z - 1)$$

dove $M(A, Z)$ è la massa dell'atomo genitore, $M(A, Z - 1)$ quella dell'atomo figlio e per i Q_β si sono usati i valori teorici forniti in monografia^[B]. Mentre per le transizioni α vale la legge:

$$M(A, Z) = Q_\alpha + M(A - 4, Z - 2) + M(4, 2)$$

in cui $M(A - 4, Z - 2)$ è la massa dell'atomo figlio e la massa $M(4, 2) = 3728,40$ MeV. Avendo calcolato i Q_α e nota la massa atomica del ^{208}Pb , $M(208, 82) = 207.97665u$, si sono calcolati i valori di massa relativi a ciascun elemento della catena e i rispettivi errori. I dati sono riportati in tab.7.4.

Atomo	$M(A, Z)$ [MeV]
^{208}Pb	193729.02
^{208}Tl	193734.02
^{212}Po	197466.36 ± 0.03
^{212}Bi	197468.61 ± 0.02
^{212}Pb	197469.19 ± 0.02
^{216}Po	201204.47 ± 0.03
^{220}Rn	$204939.27 \pm 0,04$
^{224}Ra	208673.45 ± 0.04
^{228}Th	212407.37 ± 0.04
^{228}Ac	212409.49 ± 0.04
^{228}Ra	212409.54 ± 0.04
^{232}Th	216142.03 ± 0.04

Tabella 7.4: Masse degli atomi con errore

I due valori di ^{212}Bi possibili, calcolabili attraverso i due percorsi diversi, risultano compatibili con un test di Gauss con $Z = -0.36$, per cui si decide di proseguire l'analisi scegliendone la media. Svolgendo un test Z si nota che la massa sperimentale di ^{232}Th , punto di partenza della catena, è compatibile con quella teorica presente in letteratura, $Z = 1.29$.

Noti i numeri di massa A , i numeri atomici Z per ciascun atomo, la massa $M(1, 1) = 938.78304$ MeV, la massa di un singolo neutrone $M_n = 939.56541$ MeV e conoscendo la relazione:

$$B(A, Z) = Z \cdot M(1, 1) + (A - Z) \cdot M_n - M(A, Z)$$

si sono ricavate le energie di legame $B(A, Z)$ per ciascun nucleo, inoltre dividendo B per A si ottiene l'energia di legame per nucleone. I dati sono consultabili in tab.7.5.

Infine con questi dati si costruisce il grafico in fig.7.2. Si nota che $\frac{B}{A}$ diminuisce all'aumentare di A , com'è noto debba accadere per atomi pesanti.

Atomo	$B(A, Z)$ [MeV]	$\frac{B}{A}$ [MeV]
^{208}Pb	1636.43	7.87
^{208}Tl	1632.21	7.85
^{212}Po	1655.79 ± 0.03	7.8044 ± 0.0001
^{212}Bi	1654.33 ± 0.02	7.8035 ± 0.0001
^{212}Pb	1654.53 ± 0.02	7.7174 ± 0.0002
^{216}Po	1675.94 ± 0.03	7.7589 ± 0.0002
^{220}Rn	1697.83 ± 0.04	7.7174 ± 0.0002
^{224}Ra	1720.35 ± 0.04	7.6427 ± 0.0002
^{228}Th	1743.21 ± 0.05	7.6801 ± 0.0002
^{228}Ac	1741.79 ± 0.04	7.6394 ± 0.0002
^{228}Ra	1742.53 ± 0.04	7.6427 ± 0.0002
^{232}Th	1766.73 ± 0.04	7.6152 ± 0.0002

Tabella 7.5: Energie di legame, ed energie di legame per nucleone

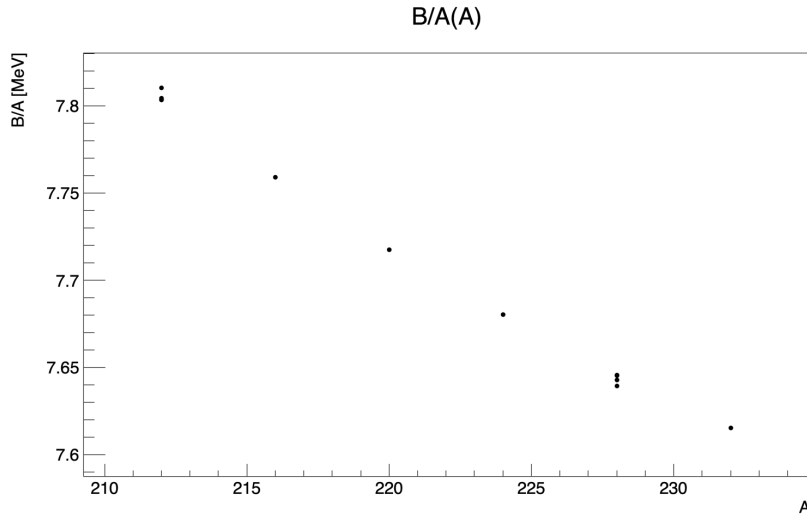


Figura 7.2: Grafico di $\frac{B}{A}(A)$

3 Conclusione

In questo studio si è caratterizzato il decadimento α . In primo luogo, si è verificata la linearità della catena elettronica, essenziale per poter effettuare le misure.

Successivamente si è effettuata la calibrazione della strumentazione per ricavare le energie degli spettri, tramite cui si è valutata l'energia dei picchi secondari della sorgente tripla, che risulta ogni volta consistente con quella attesa.

Si è poi caratterizzata la variazione dell'accettanza in funzione della distanza, verificando la validità sia della relazione teorica sia la sua approssimazione a grandi distanze.

Tramite l'utilizzo di diversi spessori di Mylar si è, inoltre, acquisito lo spettro energetico delle α , osservando lo spostamento dei picchi verso i canali associati ad energie più basse e l'allargamento delle curve di distribuzione. La quota energetica persa dalle particelle durante questo processo è risultata compatibile con quella stimata dai dati tabulati, confermando quanto atteso.

Si sono valutate le frazioni di decadimento dell'americio, i valori ottenuti non sono totalmente compatibili con i valori attesi, ciò è causato dalla sottostima dell'errore con il metodo delle Crystal Ball.

Si è ottenuta una stima del range delle particelle α in aria confrontabile con quello della letteratura e si è rappresentata la curva di Bragg che qualitativamente mostra la salita teorica.

Infine, ricavati le masse degli elementi presenti nella catena di decadimento del ^{232}Th , è stato possibile verificare che l'andamento della funzione $\frac{B}{A}(A)$ sia decrescente, come ci si aspetta per atomi con tali A .

A Appendice

A.1

Dati per Mylar

E [MeV]	$R \cdot 10^{-3}$ [g cm $^{-3}$]
4.00	2.90
4.10	3.00
4.20	3.11
4.30	3.22
4.40	3.33
4.50	3.45
4.60	3.56
4.70	3.68
4.80	3.80
4.90	3.92
5.00	4.04
5.10	4.16
5.20	4.29
5.30	4.41
5.40	4.54
5.50	4.67

Tabella A.1: Dati tabulati α in Mylar

A.2

Presi i dati della tab. A.2, si può osservare che si possono interpolare con una funzione del tipo $R = \alpha x^\beta + \gamma$, $x = \frac{E}{1 \text{ MeV}}$. I parametri risultano essere

$$\alpha = (6.16 \pm 4) 10^{-4} \text{ g cm}^{-2} \quad \beta = (6.2 \pm 0.2) 10^{-1} \quad \gamma = (1.9 \pm 0.7) 10^{-5} \text{ g cm}^{-2}$$

ed il $\chi^2 = 5.962 < \chi^2_{\text{critico}, 5\%} = 27.587$ conferma la compatibilità (fig. A.2).

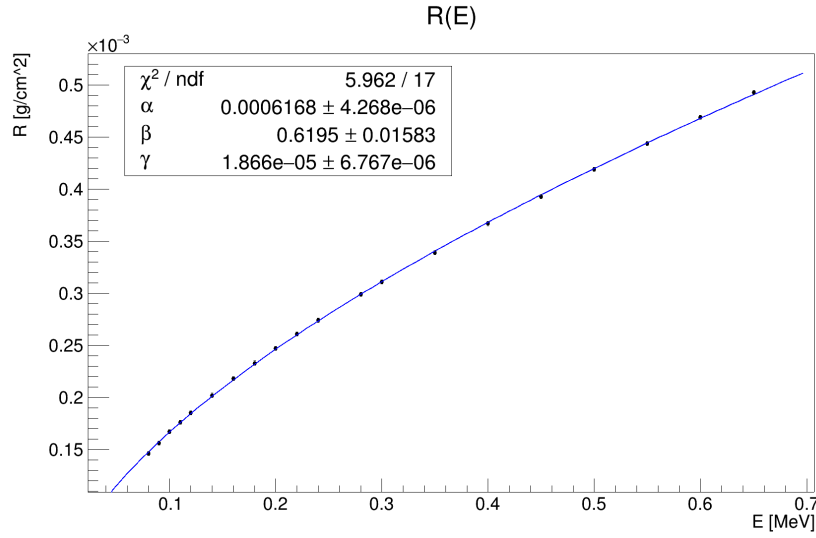


Figura A.2: Range in aria per α di bassa energia

$E [\text{MeV}]$	$(\text{Range} \pm 0.02) 10^{-4} [\text{g cm}^{-2}]$
0.08	1.46
0.09	1.56
0.10	1.67
0.11	1.76
0.12	1.85
0.14	2.02
0.16	2.18
0.18	2.33
0.20	2.47
0.22	2.61
0.24	2.74
0.28	2.99
0.30	3.11
0.35	3.39
0.40	3.67
0.45	3.93
0.50	4.19
0.55	4.44
0.60	4.69
0.65	4.93

Tabella A.2: Dati tabulati range in aria per α di bassa energia

A.3

$(Pressione \pm 1)$ [mbar]	$GrossArea$
0	$(1.19 \pm 0.01)10^4$
199	$(1.20 \pm 0.01)10^4$
302	$(1.20 \pm 0.01)10^4$
435	$(1.18 \pm 0.01)10^4$
548	$(1.14 \pm 0.01)10^4$
625	$(1.12 \pm 0.01)10^4$
659	$(1.04 \pm 0.01)10^4$
668	$(1.04 \pm 0.01)10^4$
678	$(9.8 \pm 0.1)10^3$
680	$(9.6 \pm 0.1)10^3$
683	$(9.4 \pm 0.1)10^3$
686	$(8.65 \pm 0.09)10^3$
689	$(7.65 \pm 0.09)10^3$
691	$(6.52 \pm 0.08)10^3$
692	$(6.19 \pm 0.08)10^3$
693	$(5.66 \pm 0.08)10^3$
694	$(5.32 \pm 0.07)10^3$
696	$(4.17 \pm 0.06)10^3$
699	$(2.69 \pm 0.05)10^3$
704	$(7.8 \pm 0.3)10^2$
707	$(3.5 \pm 0.2)10^2$
734	8 ± 3

Tabella A.3.1: Pressioni e # conteggi compresi tra il canale di soglia e l'ultimo canale

x [cm]	dE/dx sperimentali [MeV cm ⁻¹]	dE/dx teorici [MeV cm ⁻¹]
0.59 ± 0.02	0.92 ± 0.02	0.925 ± 0.005
1.49 ± 0.04	1.02 ± 0.03	1.052 ± 0.006
2.19 ± 0.05	1.19 ± 0.03	1.212 ± 0.008
2.91 ± 0.07	1.46 ± 0.04	1.51 ± 0.02
3.47 ± 0.08	1.92 ± 0.05	2.01 ± 0.03
3.80 ± 0.09	2.4 ± 0.1	2.43 ± 0.01
3.93 ± 0.09	2.1 ± 0.4	2.31 ± 0.07
3.99 ± 0.09	2.5 ± 0.4	2.1 ± 0.1
4.03 ± 0.09	3 ± 2	1.88 ± 0.06
4.0 ± 0.1	2 ± 1	1.68 ± 0.07

Tabella A.3.2: Dati per la curva di Bragg

A.4

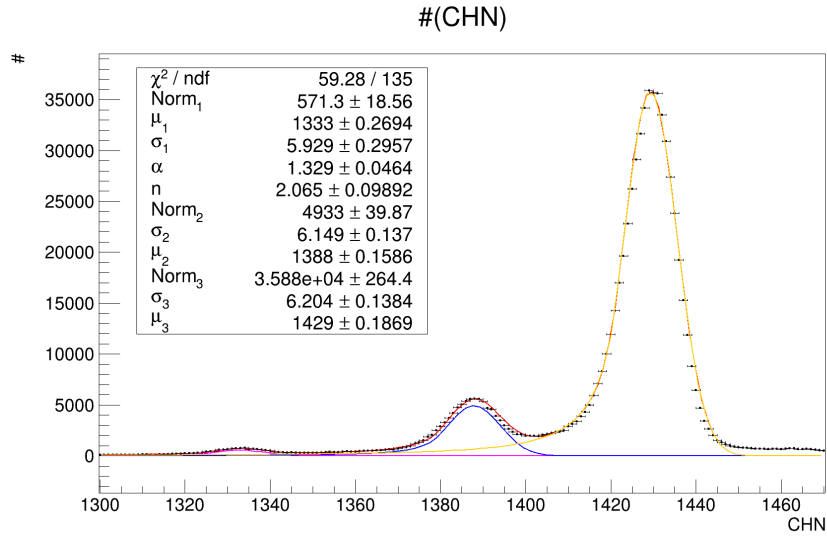


Figura A.4: Fit frazioni di decadimento

B Bibliografia

- Monografia: "Lab Fisica Nucleare e Subnucleare a.a. 2021-2022 – Rev.1; Esperienza N2; Spettroscopia alfa"
- National Institute of Standards and Technologies, [web database ASTAR](#)