



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Mixing tra configurazioni di singola particella e intruse
per nuclei in prossimità dell'isola di inversione ad $N=20$

Relatore

Prof. Daniele Mengoni

Correlatori

Dr. Franco Galtarossa

Dr. Luca Zago

Laureando

Nicolas Miani

Anno Accademico 2021/2022

Indice

Abstract	iii
Introduzione	1
1 Apparato sperimentale	5
1.1 Il detector SPIDER	6
1.2 Lo spettrometro AGATA	6
1.3 La configurazione Plunger	8
2 Analisi	9
2.1 Studio dello spettro energetico gamma	9
2.2 Correzione Doppler e ricostruzione della dinamica	12
2.2.1 Effetto Doppler	12
2.2.2 Ricostruzione della dinamica per mezzo del partner binario	12
2.3 Transizioni γ nel ^{37}S	14
2.4 Distribuzioni di velocità	15
3 Misure di vita media del livello $3/2_1^-$	17
3.1 Metodo γ	19
3.2 Metodo coincidenze γ -protone	21
3.2.1 Dinamica della reazione in cinematica inversa	21
3.2.2 Misura della vita media	22
3.3 Metodo della selezione angolare	25
4 Conclusioni e prospettive future	29
Bibliografia	32

Abstract

Vicino alle chiusure di shell, ad energie di pochi MeV sopra la configurazione sferica prevista, possono apparire stati di natura “intrusa” cioè legati all’eccitazione di nucleoni al di sopra dello shell gap. Comprendere la struttura di tali stati e quanto risultino mescolati con gli stati considerati sferici è un aspetto cruciale per la descrizione dell’evoluzione della struttura nucleare in prossimità delle isole di inversione. In tali regioni della carta dei nuclidi le forti correlazioni nucleone-nucleone abbassano l’energia degli stati intrusi man mano che ci si allontana dalla stabilità lungo una catena isotonica o isotopica fino a che gli stessi stati diventano lo stato fondamentale. L’obiettivo principale dell’esperimento oggetto della tesi è quello di studiare la vita media degli stati intrusi del ^{37}S per dedurne le probabilità di transizione, in particolare verso gli stati sferici. Il nucleo di interesse è stato popolato tramite la reazione diretta di trasferimento $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ in cinematica inversa. Per la rivelazione dei raggi γ è stato impiegato lo spettrometro AGATA, array all’avanguardia nel campo della spettroscopia gamma, in coincidenza con l’array di rivelatori al silicio SPIDER, per rilevare i protoni emessi nella reazione. Le vite medie sono state misurate combinando il metodo RDDS (Recoil Distance Doppler Shift) con plunger per vite medie maggiori di 1 ps e la tecnica DSAM (Doppler Shift Attenuation Method) per vite medie più corte. Nell’esperimento è stata misurata la vita media del primo stato eccitato nel ^{37}S , che rappresenta l’oggetto di questa tesi. La misura della vita media e della corrispondente probabilità di transizione ridotta $B(E2; 3/2^- \rightarrow 7/2_{gs}^-)$ è importante per comprendere la competizione tra eccitazione collettiva e di particella singola in questo nucleo, fornendo inoltre un’informazione complementare alla misura della vita media degli stati intrusi.

Introduzione

Nei nuclei atomici convivono fenomeni di tipo collettivo, in cui protoni e neutroni si eccitano coerentemente, e fenomeni detti di particella singola, in cui un singolo nucleone viene eccitato. Uno dei modelli di maggior successo nella descrizione del nucleo è il *modello a shell*, che prevede una struttura ad orbitali (figura 1) per i nucleoni all'interno del nucleo similmente a quanto avviene per gli elettroni all'interno dell'atomo. Questo modello prevede l'esistenza di configurazioni particolarmente stabili per nuclei con un numero specifico di neutroni e/o protoni, i cosiddetti *numeri magici* (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184 [1, 2]).

Descrivere l'interazione fra questi due modi di eccitazione è uno degli obiettivi della fisica nucleare contemporanea [3]. Nuclei con numero di massa A dispari, vicini ad un nucleo magico, offrono un eccellente banco di prova per investigare la competizione tra eccitazioni di particella singola e collettive. In questo esperimento, viene analizzato il nucleo dispari ^{37}S con $N = 21$.

Lo studio di nuclei via via più lontani dalla valle di stabilità, reso possibile anche dall'avvento di facilities di fasci radioattivi, ha messo in luce un'evoluzione della classica struttura a shell, con numeri magici che cambiano man mano che si attraversano le catene isotoniche e isotopiche, come risultato dell'azione delle diverse componenti della forza nucleare [4]. Un fenomeno legato a ciò è il possibile sviluppo di cosiddette *isole di inversione*. In queste regioni della carta dei nuclidi le normali configurazioni, in cui gli orbitali di particella singola fino alla superficie di Fermi sono completamente occupati e quelli di valenza completamente liberi, possono essere energeticamente sfavorite rispetto a configurazioni cosiddette *intruse*, in cui alcuni nucleoni sono promossi agli orbitali di valenza, al di sopra dello shell gap (vedi Fig. 2).

La scomparsa della chiusura di shell, nei nuclei ricchi di neutroni nell'intorno dell'*isola di inversione* ad $N = 20$, è un'indicazione del fatto che le interazioni tra nucleoni (principalmente di quadrupolo e di pairing) hanno intensità dello stesso ordine dello shell gap. In tali regioni della carta dei nuclidi, le forti correlazioni nucleone-nucleone abbassano l'energia degli stati intrusi man mano che ci si allontana dalla stabilità lungo una catena isotonica o isotopica. Come conseguenza, la "normale" struttura a shell, proveniente dall'Hamiltoniana di oscillatore armonico più interazione spin-orbita [6], può essere sovvertita da configurazioni (stati intrusi) di multi particelle-lacune (figura 2) le quali diventano lo stato fondamentale (deformato). L'isola di inversione ad $N = 20$ attorno al ^{32}Mg è uno dei più famosi esempi di configurazione intrusa divenuta lo stato fondamentale, facendo così scomparire la chiusura di shell ad $N = 20$ (figura 3 e per approfondimento vedere [7] e referenze lì presenti)).

La catena isotonica $N = 21$ è stata estensivamente studiata perché la presenza di stati intrusi può essere comparata con gli stati di particella singola nella shell *fp*, aiutando a capire il mescolamento tra stati intrusi e normali configurazioni. La comprensione di tali comportamenti è fondamentale per

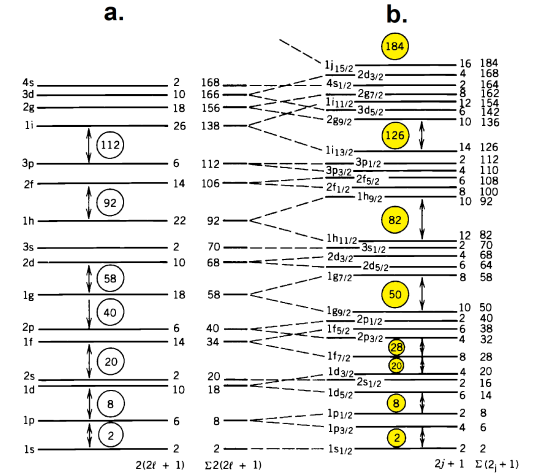


Figura 1: Schema dei livelli energetici calcolati col modello a shell con potenziale di Wood-Saxon [5] (figura a.) e con aggiunta dell'interazione spin-orbita (figura b.), la quale divide ciascun livello con $\ell > 0$ in 2 sottolivelli. Sono evidenziati in giallo i numeri magici di Mayer-Jensen, corrispondenti alle chiusure di shell. [6]

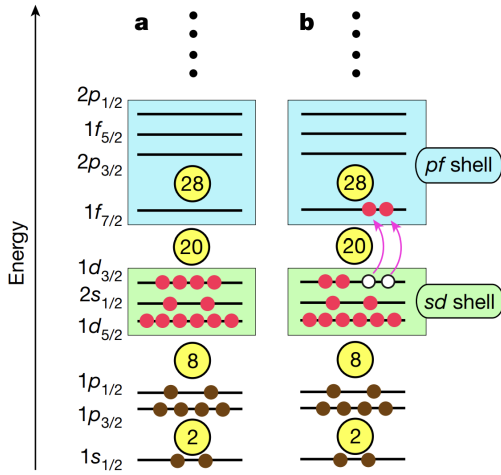


Figura 2: configurazione neutronica del ^{32}Mg . La shell sd è indicata nel riquadro verde mentre la shell pf in quello blu. Tutte le orbite al di sotto di $N = 8$ sono riempite e costituiscono il nucleo *inerte* (i.e non partecipante ad eccitazioni). In figura **a** tutte le orbite sono riempite, formando la chiusura di shell ad $N = 20$, mentre in figura **b** due neutroni sono eccitati dalle shell sd alle shell pf , costituenti un'eccitazione di tipo 2 particelle-lacune in uno stato intruso. [8]

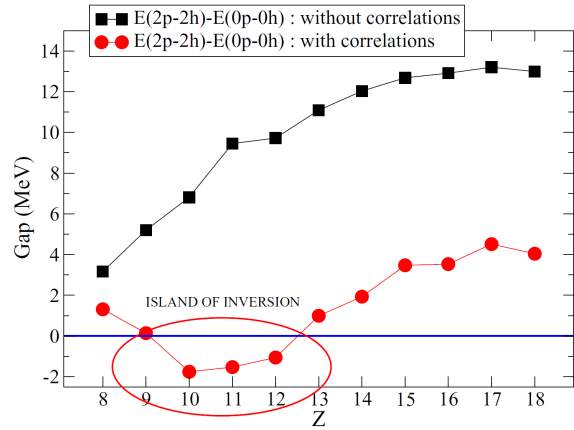


Figura 3: Il divario tra la configurazione 0p-0h (configurazione normale modello a shell) e la 2p-2h (2 particelle-2 lacune) ad $N = 20$, senza e con correlazioni. Uno stesso grafico può essere rappresentato per le altre catene isotoniche ($N=21$). Nuclei vicino alla linea dello zero sono possibili candidati appartenenti all'isola di inversione ad $N=20$; si noti infatti che un gap negativo corrisponde alla rottura della chiusura di shell. [9]

migliorare la descrizione dell'evoluzione della struttura nucleare in prossimità delle isole di inversione. Inoltre, lungo tale catena isotonica, a $Z = 16$ (^{37}S) appaiono branching γ che connettono stati di singola particella e stati intrusi, i quali non hanno corrispettivo a $Z = 18$ (^{39}Ar) [10], suggerendo l'inizio del mixing vicino all'isola di inversione ad $N = 20$. La presenza di un mescolamento tra configurazioni intrusive e sferiche per il nucleo $Z = 16$ può essere poi confrontata con i calcoli di shell-model con Hamiltoniana SDPF-U [11].

L'obiettivo principale dell'esperimento oggetto della tesi è quello di misurare la vita media degli stati intrusi del ^{37}S per dedurne le probabilità di transizione, in particolare verso gli stati sferici [12]. Attraverso la misura di tale vita media si può ottenere la corrispondente probabilità di transizione ridotta $B(\sigma L)$ la quale è molto utile per comprendere la competizione tra eccitazioni di particella singola e collettive in questo nucleo.

Nella presente tesi verranno presentate differenti misure della vita media del primo stato eccitato $3/2^-$, la cui misura ha diretta rilevanza con le $B(\sigma L)$ degli stati intrusi del ^{37}S . Tramite la seguente misura, sarà possibile calcolare la probabilità di transizione ridotta $B(E2 : 3/2^- \rightarrow 7/2^-_{gs})$, riferita al decadimento γ del primo stato eccitato verso lo stato fondamentale ($7/2^-$). Il valore della probabilità di transizione ridotta da un livello J_i ad un livello J_f legati da una transizione di tipo E2 è proporzionale all'elemento di matrice dell'operatore di quadrupolo tra stato finale ed iniziale [13]:

$$B(E2 : J_i \rightarrow J_f; \tau) = \frac{1}{2J_i + 1} \langle \psi_f | \mathbf{E}_2 | \psi_i \rangle \propto \frac{1}{\tau}$$

Dalla misura di τ si ottengono perciò informazioni fondamentali sulla struttura nucleare e sulla funzione d'onda degli stati interessati.

Sono presenti in letteratura due recenti lavori sugli stati eccitati del ^{37}S . Nel [14], viene usata una reazione $^{36}\text{S} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{37}\text{S} + \dots$ e la vita media viene misurata con il metodo RDDS; si è ottenuto come risultato $\tau_{3/2^-} > 100$ ps. Nel [15], gli stati eccitati del ^{37}S sono stati popolati tramite decadimento β^- del ^{37}P e la stima di τ è stata ottenuta tramite interpolazione dello spettro temporale ottenuto con selezioni sulle coincidenze $\beta - \gamma$; come risultato, è stata ottenuta l'unica stima presente in letteratura:

$$\tau_{3/2^-} = (193 \pm 4) \text{ ps}$$

L'esperimento analizzato in questa tesi permette una misura indipendente di $\tau_{3/2^-}$ che si differenzia dalle precedenti misure per la metodologia di misura nonché per la reazione adottata. E' possibile dunque eseguire un confronto con il risultato presente in letteratura [15] e con la predizione teorica di $\tau_{3/2^-}^{th} = 180$ ps, ottenuta da calcoli di shell-model [11, 14]. Tale confronto permette da un lato di verificare il risultato della misura precedente, ottenuto con metodologie sperimentali e di analisi diverse, dall'altro di validare un metodo di analisi specifico per il caso in oggetto, come verrà discusso nel prosieguo della tesi.

Gli stati intrusi del ^{37}S sono stati popolati nel presente esperimento tramite reazione di trasferimento $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$. Il nucleo ^{37}S è già stato ampiamente studiato tramite reazioni (d,p) su ^{36}S [16–18]. Una reazione (d,p) ha il pregio di essere binaria, dunque è possibile ricostruire la dinamica dei prodotti di reazione. Reazioni di trasferimento di uno o più nucleoni sono un ottimo modo per popolare una certa categoria di stati nucleari di interesse in maniera selettiva e controllata.

Gli stati intrusi di interesse per il presente esperimento sono stati chiaramente osservati in questi studi ed i loro fattori spettroscopici sono noti, ma le relative probabilità di transizione non lo sono. L'unica vita media misurata in questo nucleo è quella del primo stato eccitato $3/2^-$ [19].

Le vite medie obiettivo del presente esperimento sono state misurate combinando il metodo RDDS (*Recoil Distance Doppler Shift*), per vite medie maggiori di 1 ps quindi per la misura del primo stato intruso $3/s^+$, e la tecnica DSAM (*Doppler Shift Attenuation Method*) per vite medie più corte, ovvero per gli stati intrusi ad alta energia che hanno vite medie stimate tra $100 \div 500$ fs; quest'ultima metodologia non verrà affrontata nel presente lavoro. Dalle misure ottenute col metodo RDDS è quindi possibile anche misurare la vita media del primo stato eccitato del ^{37}S , oggetto di questa tesi.

Nella presente tesi, si descriveranno in breve gli apparati strumentali adottati nell'esperimento, con particolare riguardo alle caratteristiche utili all'analisi successiva (Capitolo 1). Un'analisi dei dati ed una spiegazione essenziale della fisica in gioco è data al Capitolo 2; successivamente, al Capitolo 3, sono presentati i tre metodi di analisi dati adottati per la misura della vita media ed i risultati ottenuti. Infine nel Capitolo 4, sono ripresentate e discusse le misure della vita media eseguite, nonché confrontate con il valore presente in letteratura [15], con uno sguardo alle prospettive future.

Capitolo 1

Apparato sperimentale

In questo capitolo viene descritto brevemente l'apparato sperimentale e la reazione in cinematica inversa, $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$, scelta per la popolazione degli stati eccitati di interesse nel nucleo ^{37}S . [12]

Il fascio di ^{36}S è stato fornito dall'acceleratore Tandem dei *Laboratori Nazionali di Legnaro* (LNL) ad un'energia di 164 MeV (circa 4.5 MeV/A). Il bersaglio è costituito da una lamina sottile di polietilene deuterato (C_2D_4) evaporato su un supporto di ^{197}Au e mantenuto da una struttura di alluminio; la presenza di Au e C comporta lo sviluppo di reazioni che competono con la reazione di interesse. L'intensità del fascio è mantenuta intorno a $I \sim 0.1$ pA, corrispondente a circa $6 \cdot 10^8$ nuclei/s.

Intorno alla camera di reazione è posizionato lo spettrometro di raggi γ AGATA ed il rivelatore al silicio SPIDER; entrambi i rivelatori coprono parte dell'angolo solido ad angoli maggiori di 90° rispetto alla direzione del fascio. In particolare, AGATA ha la funzione di rivelare e tracciare i raggi γ prodotti dal diseccitamento dei nuclei mentre SPIDER ha lo scopo di rivelare i protoni emessi nella reazione.

I prodotti di reazione di interesse sono un protone, che viene emesso con un angolo θ_p rispetto alla direzione del fascio ed un energia E_p , misurabile con SPIDER, ed un nucleo di ^{37}S , che può essere prodotto nel suo stato fondamentale od in uno dei suoi stati eccitati (ad energia E_x). Per energie di eccitazione inferiori alla soglia di emissione di un neutrone la diseccitazione avviene tramite emissione di raggi γ , che vengono rivelati da AGATA. Attraverso una coincidenza temporale tra i due rivelatori è possibile combinare le informazioni, ricostruendo la dinamica della reazione ed associando ai nuclei di ^{37}S i relativi raggi γ .

I prodotti di reazione, nonché il fascio stesso non interagente, sono poi fermati dallo stopper. L'insieme del target e dello stopper costituisce il sistema detto "PLUNGER", che permette di variare in modo controllato la distanza relativa bersaglio-stopper. Tramite misure a differenti distanze target-stopper è possibile stimare la vita media degli stati eccitati di interesse, se essa è compresa tra circa $1 \div 1000$ ps.

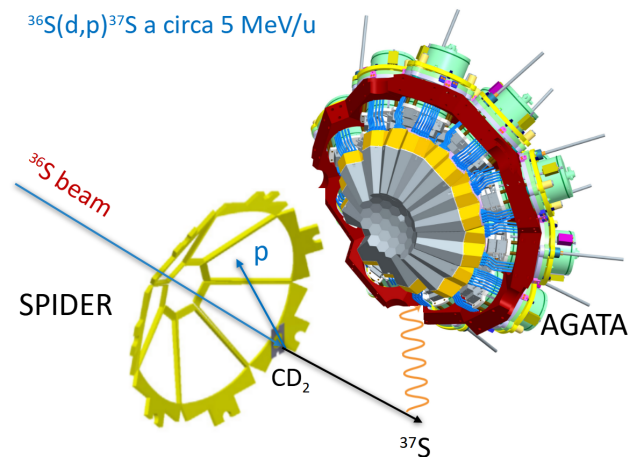


Figura 1.1: Schema esemplificativo della disposizione dei rivelatori rispetto al fascio.

1.1 Il detector SPIDER

L'insieme di 8 rivelatori al silicio segmentati ed indipendenti costituisce il rivelatore **SPIDER** [20] (*Silicon Pie DEtector*), progettato per la rivelazione di particelle cariche emesse da reazioni di eccitazione Coulombiana a bassa energia.

SPIDER ha una struttura modulare, in cui è possibile variare il numero N_d di rivelatori presenti, per adattarlo alle diverse situazioni. Ogni modulo ha una forma trapezoidale ed è segmentato, lungo gli angoli azimutali, sulla superficie frontale (dal lato della giunzione p-n) in 8 strisce anulari indipendenti. Ciascun detector, presentato in figura 1.2, copre un ottavo di 2π nell'angolo azimutale ($\sim 40^\circ$) con una risoluzione angolare pari a $\Delta\theta \approx 4^\circ$.

I protoni emessi dalla reazione vengono individuati dal detector posizionato all'indietro (figura 1.3), coprendo nello specifico il range angolare $\theta_{Lab} \in [124, 161]^\circ$, nella configurazione con $N_d = 7$ detector. Essendo un rivelatore al silicio, la risoluzione energetica è molto buona, dell'ordine del 0.5% (FWHM ~ 25 keV per α a 5.5 MeV [20]). La risoluzione attesa dell'energia del nucleo ^{37}S , a seguito della sua determinazione dalla misura dell'energia del protone, è di $\Delta E \approx 500$ keV; essa è sufficiente per poter distinguere le due linee cinematiche di interesse (vedi cap.3.2.1). La soglia di sensibilità di rivelazione di SPIDER è di circa 500 keV, di conseguenza non si riescono a rivelare i protoni provenienti da reazioni con nuclei residui troppo energetici.

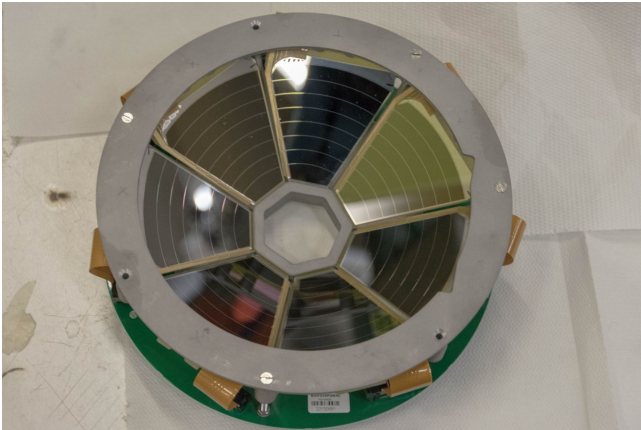


Figura 1.2: la struttura di SPIDER a forma conica con $N_d = 7$ detector montati; si possono anche notare le 8 segmentazioni su ciascun detector. [21]

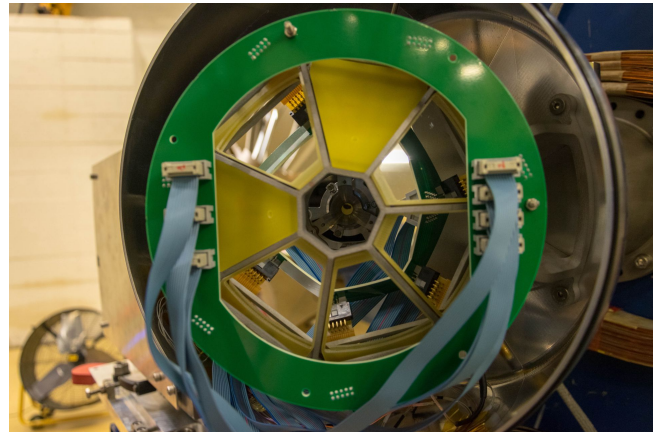


Figura 1.3: SPIDER montato all'interno della camera di reazione. [21]

1.2 Lo spettrometro AGATA

Lo spettrometro per raggi γ **AGATA** [22] (*Advanced GAMMA Tracking Array*) è dotato di 11 cluster tripli (tre cristalli al Germanio per dewar, figura 1.5-1.6), allocati in una struttura alveolare, che coprono un angolo solido di circa 1π ; tale complesso di rivelatori è stato progettato per coprire, una volta completato, l'angolo solido massimo di 4π , con 60 triple cluster.

Lo spettrometro è composto di detector al germanio iperpuro, avendo così la migliore risoluzione in energia possibile, ed inoltre tali detector sono segmentati, permettendo quindi di avere un'ottima ricostruzione della traiettoria (*tracking*) del raggio γ .

La segmentazione è la caratteristica saliente che contraddistingue AGATA dagli altri tipi di spettrometri, rendendola lo stato dell'arte nel campo della spettroscopia γ . Questa caratteristica permette di avere un'efficienza maggiore rispetto agli spettrometri tradizionali "Compton-suppressed", come ad esempio lo spettrometro GALILEO [23] in funzione ai LNL prima dell'installazione di AGATA, di un fattore $2 \div 3$ per via della possibilità di ricostruzione degli eventi. In particolare, questa caratteristica permette di ridurre anche l'effetto di *Doppler Broadening*, ovvero l'allargamento delle righe spettrali dovuto all'effetto Doppler per raggi γ emessi in volo. Tale allargamento ΔE_{DB} peggiora la risoluzione

energetica di un picco ed è determinato da 3 fattori principali:

$$\left(\frac{\Delta E_{DB}}{E_{\gamma}^{CM}}\right)^2 = \left[\frac{\beta \cdot \sin(\theta^{Lab})}{1 - \beta \cos(\theta^{Lab})} \Delta\theta\right]^2 + \left[\frac{\beta - \cos(\theta^{Lab})}{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos(\theta^{Lab}))} \Delta\beta\right]^2 + \left[\frac{\Delta E_{\gamma}^{Lab}}{E_{\gamma}^{Lab}}\right]^2$$

ove E_{γ}^{CM} corrisponde all'energia effettiva del γ emesso mentre E_{γ}^{Lab} è l'energia misurata dallo spettrometro; gli errori sulla velocità $\Delta\beta$ e sull'energia ΔE_{γ}^{Lab} danno un piccolo contributo a ΔE_{DB} . Il contributo maggiore, alle energie di lavoro ai LNL, è dato dall'incertezza sulla posizione angolare $\Delta\theta$ la quale, per mezzo della segmentazione dei cristalli al Ge, è molto ridotta in AGATA ($\Delta\theta \approx 1^\circ$), portando quindi ad avere un minore Doppler Broadening rispetto a spettrometri non segmentati, come GALILEO.

Ogni cristallo al Ge è segmentato (figura 1.4) in 6 livelli ciascuno segmentato in 6 parti più il core centrale. La ricostruzione di un evento (\vec{x}, t, E_{γ}) avviene con la determinazione delle i -esime posizioni $\{\vec{x}\}_i$ in cui il fotone ha reagito coi detector (effetto fotoelettrico, Compton e pair production sono i principali modi di interazione), l'energia rilasciata $E_{\gamma} = \sum_i E_i$, gli istanti di interazione t_i , tramite i segnali elettrici prodotti nei detector. Viene quindi eseguito la *Pulse Shape Analysis* (PSA): analizzando i segnali prodotti nei 36 segmenti più il core di ciascun cristallo, vengono ricostruiti i punti di interazione all'interno del cristallo, con una buona risoluzione (FWHM = 5 mm per decadimento $\beta - \gamma$ da sorgente di ^{60}Co).

Per ricostruire un evento relativo al passaggio di un raggio γ vengono analizzati i segnali dei diversi segmenti attraverso un software di tracking, il quale analizza tutti i punti di interazione, in una data finestra temporale, e cerca di capire in che modo abbia interagito il fotone con i vari cristalli (per effetto fotoelettrico, Compton, produzione di coppie, ...); si ricostruisce quindi l'istante di interazione e la posizione di prima interazione nel detector, quindi l'angolo rispetto al fascio. Tale ricostruzione dei segnali presenta un'ottima risoluzione in posizione, dovuta al gran numero di detector presenti in un singolo cristallo. Essendo un rivelatore al Ge, ogni cristallo di AGATA ha un'elevata risoluzione energetica: per esempio, FWHM ~ 1 keV per $E_{\gamma} = 122$ keV (sorgente di ^{57}Co), FWHM ~ 2 keV per $E_{\gamma} = 1332.5$ keV (sorgente di ^{60}Co).

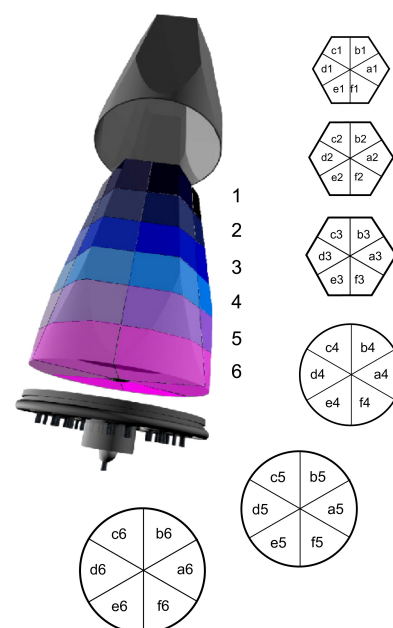


Figura 1.4: Schema di segmentazione di un cristallo AGATA. [22]

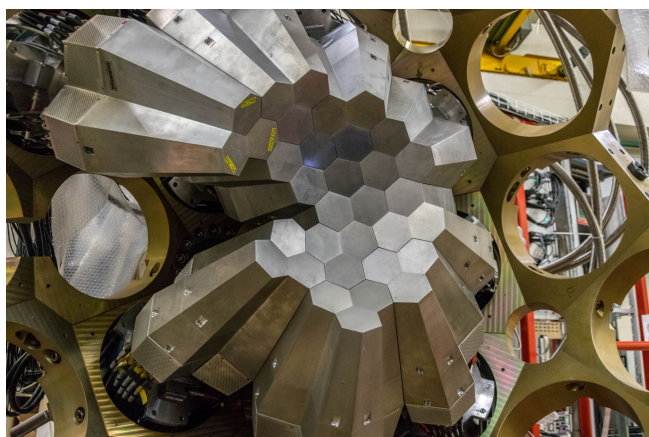


Figura 1.5: AGATA con montati 11 triple cluster sul supporto a nido d'ape. [21]

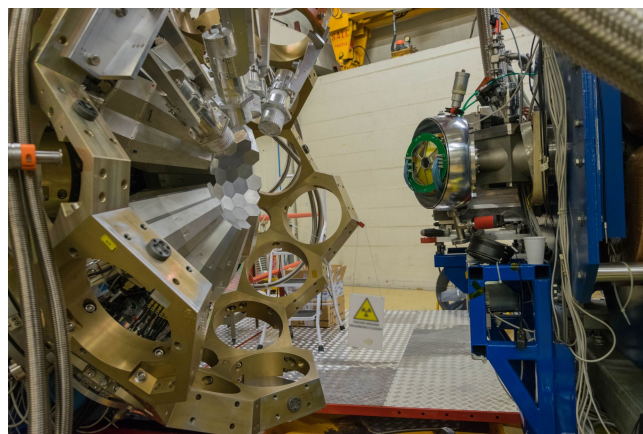


Figura 1.6: Rappresentazione del complesso sperimentale, con AGATA distanziata dalla camera di reazione in modo da poter montare i vari detector ed il bersaglio. [21]

1.3 La configurazione Plunger

L'insieme del bersaglio più stopper costituisce la configurazione **PLUNGER** [24] (figura 1.8), un particolare sistema costruito per eseguire misure di vita media nel range $1 \div 1000$ ps.

Il bersaglio è costituito da una sottile lamina di polietilene C_2D_4 di spessore $500 \mu g/cm^2$ corrispondente a $d_t \approx 6.26 \mu m$. Su di un sottile sostegno di oro è stata evaporata la lamina di polietilene di modo da renderla meno allungabile e fragile; gli spessori del sostegno usati sono $4 mg/cm^2$ e $6.18 mg/cm^2$. Lo spessore del bersaglio, ma anche del sostegno, influenza sia il numero di conteggi di raggi γ (più è spesso il bersaglio e maggiore saranno i ^{37}S prodotti dalla reazione) sia la risoluzione energetica; infatti, all'aumentare dello spessore aumenta anche la variazione (*straggling*) di perdita di energia nel bersaglio e dunque risulta meno precisa la ricostruzione dell'energia E_x del ^{37}S (vedi esempio di ricostruzione di E_x da parte di PLUNGER ed un rivelatore al silicio in figura 1.7). La scelta dello spessore del bersaglio deve quindi tenere conto di questi due fattori.

Lo stopper utilizzato è un blocco di ^{181}Ta di spessore $30 mg/cm^2$ (spessore $d_s \approx 18 \mu m$), sufficiente per poter arrestare completamente i nuclei ^{37}S . La distanza target-stopper x (figura ??) viene modificata durante l'esperimento per poter variare il rapporto tra il numero di raggi γ emessi in volo ed a riposo. Nell'esperimento oggetto di questa tesi, si è lavorato in un range discreto di distanze bersaglio-stopper $x \in \{0.7, 1.0, 2.0, 5.0, 7.0, 10.0\}$ mm. L'incertezza assoluta sulla posizione relativa bersaglio-stopper è minore del μm , per via dell'elevata precisione garantita dal sistema PLUNGER, perciò trascurabile per il range adottato; va però considerato un offset di una decina di μm .

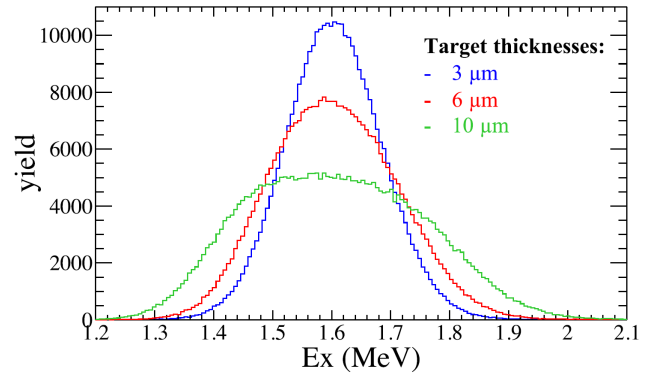


Figura 1.7: Simulazione sulla risoluzione energetica ed il numero di conteggi ottenibili per differenti spessori di un bersaglio C_2D_4 nella reazione $^{19}O(d,p)^{20}O$. [25]

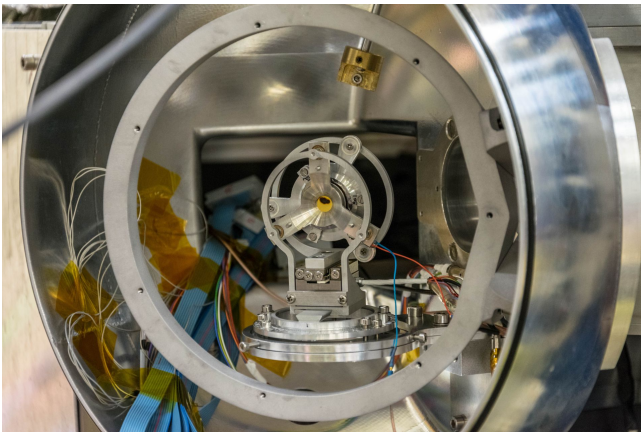


Figura 1.8: PLUNGER montato all'interno della camera di reazione, ove si può notare il bersaglio in centro (colore dorato) ed i supporti del bersaglio e stopper. [21]

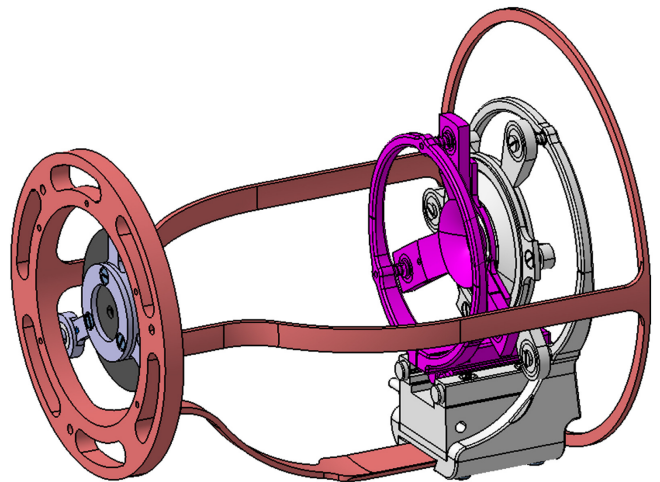


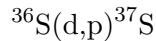
Figura 1.9: Rappresentazione schematica della configurazione PLUNGER; si noti il supporto mobile del bersaglio (in viola) ed il supporto per lo stopper (in grigio chiaro). [24]

Capitolo 2

Analisi

2.1 Studio dello spettro energetico gamma

I nuclei di ^{37}S , di interesse per l'esperimento oggetto di questa tesi, sono stati popolati tramite una reazione diretta di trasferimento, in cui il proiettile interagisce sulla superficie del nucleo bersaglio, scambiando uno o più nucleoni. In particolare si è utilizzata una reazione di stripping (d,p), in cui un singolo neutrone viene strappato dal bersaglio (deuterio d) ed acquisito dal proiettile di massa A (^{36}S), con conseguente formazione di un nucleo residuo di massa $A + 1$ (^{37}S) ed espulsione di un protone p :



Questo tipo di reazioni è ampiamente utilizzato in Fisica Nucleare per ottenere informazioni sulla struttura dei nuclei atomici, ad esempio spin degli stati eccitati, grado di occupazione degli orbitali di particella singola, grazie al fatto che la reazione è relativamente "semplice" da modellizzare e i potenziali di interazione sono ben noti [26].

Altre reazioni competono con quella di neutron stripping e risultano nella popolazione di un gran numero di nuclei, spesso in stati eccitati. Le particelle cariche e i raggi γ emessi in queste reazioni secondarie costituiscono un fondo negli spettri acquisiti con SPIDER e AGATA, rispettivamente (individuati in figura 2.1). Le principali reazioni secondarie presenti in questo esperimento sono:

- *Reazioni di eccitazione Coulombiana:* sono le reazioni con maggiore sezione d'urto (più di tre ordini di grandezza di differenza dalle altre) ed avvengono per interazione Coulombiana tra i vari nuclei del sistema PLUNGER (sia il bersaglio che il degrader) ed il fascio ^{36}S ; in particolare, le reazioni osservate coinvolgono il sistema di supporto del bersaglio in ^{27}Al , il sostegno in ^{197}Au e lo stopper in ^{181}Ta . I picchi dei raggi γ prodotti da tali nuclei dominano lo spettro alle basse energie (al di sotto ~ 1 MeV).
- *Reazioni di fusione-evaporazione:* sono reazioni nucleari che coinvolgono principalmente il fascio ed il Carbonio presente nel bersaglio polimerico, $^{36}\text{S} + ^{12}\text{C}$, che portano alla formazione di un nucleo composto ($A = 36 + 12$ e $Z = 16 + 6$); tale nucleo si diseccita tramite l'espulsione di particelle (α , protoni, neutroni) generando ulteriori nuclei eccitati (residui di evaporazione), i quali decadono infine emettendo raggi γ . Solo alcuni nuclei residui sono presenti nello spettro gamma (individuati nello spettro con i soli eventi di AGATA in figura 2.1 e riportati in tabella 2.1), cioè hanno emesso segnali apprezzabili sopra al fondo. Tramite simulazione della reazione sono stati ottenuti i nuclei residui nonché la loro percentuale sul totale: ^{45}Sc (26.1%), ^{42}Ca (13.3%), ^{45}Ti (12.5%), ^{44}Sc , ^{39}Ar , ... (simulati dal software PACE4 [27])
- *Reazioni di trasferimento:* oltre alla reazione (d,p) sono presenti altre reazioni di trasferimento, come ad esempio $^{36}\text{S}(d,t)^{35}\text{S}$ e $^{36}\text{S}(d,^3\text{He})^{35}\text{P}$. Tali reazioni hanno maggiore sezione d'urto ad angoli minori di 90° perciò sono meno individuabili con la configurazione sperimentale adottata.

Oltre alle transizioni γ provenienti dalle reazioni sopra citate, si osservano anche quelle di fondo ambientale, legate ai decadimenti di ^{40}K e ^{208}Bi . Si è osservata infine anche la presenza di ^{56}Fe dovuta ad una piccola impurità del fascio.

nucleo	transizione	E_γ (keV)	nucleo	transizione	E_γ (keV)	
^{27}Al	$\text{E2}(1/2^+ \rightarrow 5/2_{gs}^+)$	844	^{42}Ca	$\text{E2}(6^+ \rightarrow 4_1^+)$	437	
	$\text{M1+E2}(3/2^+ \rightarrow 5/2_{gs}^+)$	1015		$\text{E1}(5^- \rightarrow 6^+)$	910	
	$\text{M1+E2}(7/2^+ \rightarrow 5/2_{gs}^+)$	2212		$\text{E2}(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	1228	
	$\text{E2}(9/2^+ \rightarrow 5/2_{gs}^+)$	3004		$\text{E2}(2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+)$	1525	
^{197}Au	$\text{M1+E2}(1/2^+ \rightarrow 3/2_{gs}^+)$	77		$\text{E2+M3}(4_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	1729	
	$\text{M1+E2}(3/2^+ \rightarrow 1/2_1^+)$	191		$\text{M1+E2}(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	1867	
	$\text{M1+E2}(5/2_1^+ \rightarrow 3/2_{gs}^+)$	279		$\text{E1}(3^- \rightarrow 2_1^+)$	1922	
	$\text{E2}(7/2^+ \rightarrow 3/2_{gs}^+)$	548		$\text{M1}(2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$	2129	
	$(1/2_2^+ \rightarrow 1/2_1^+)$	811		$\text{E1}(3_2^- \rightarrow 2_1^+)$	2522	
	$(5/2_3^+ \rightarrow 3/2_{gs}^+)$	936		$(3_3^- \rightarrow 2_1^+)$	2592	
^{181}Ta	$\text{M1+E2}(9/2^+ \rightarrow 7/2_{gs}^+)$	136		^{44}Sc	$\text{E1}(1^- \rightarrow 2_{gs}^+)$	68
	$\text{M1+E2}(11/2^- \rightarrow 9/2^-)$	152			$\text{M1}(0^- \rightarrow 1^-)$	78
	$\text{M1+E2}(11/2^+ \rightarrow 9/2^+)$	165	β^+ decay ($^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$)		1157	
	$\text{E2}(11/2^+ \rightarrow 7/2_{gs}^+)$	302	^{40}K	β^+ decay ($^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar}$)	1461	
	$\text{E2}(13/2^+ \rightarrow 9/2^+)$	359	^{208}Bi	β^+ decay ($^{208}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$)	2615	
	$\text{E2}(15/2^+ \rightarrow 11/2^+)$	415	^{56}Fe	$\text{E2}(4^+ \rightarrow 2_1^+)$	1238	
	$\text{E2}(17/2^+ \rightarrow 13/2^+)$	470		$\text{M1+E2}(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	1811	
	$\text{E2}(19/2^+ \rightarrow 15/2^+)$	523	^{37}S	β^- decay ($^{37}\text{S} \rightarrow ^{37}\text{Cl}$)	3103	

Tabella 2.1: Principali transizioni γ osservate nello spettro per distanza bersaglio-stopper $x = 5$ mm provenienti da prodotti di reazioni secondarie (i.e. prodotti di fusione-evaporazione, in alto colonna destra, e di eccitazione coulombiana, colonna sinistra) e fondo ambientale. Transizioni presenti in [28], arrotondate all'unità. In figura 2.1 sono facilmente individuabili i picchi corrispondenti ai prodotti delle reazioni di eccitazione Coulombiana (figura in alto) mentre i picchi dovuti ai residui di fusione-evaporazione sono più identificabili nello spettro a maggiori energie (figura in basso).

Come si può notare dalla tabella 2.1, non sono stati individuati i decadimenti γ del fascio ^{36}S ; questo è dovuto all'elevata velocità dei nuclei ($v = 10\%c$) comparata con la vita media di loro stati eccitati, che è dell'ordine dei fs÷ps. Infatti, per poter osservare un picco dei conteggi, è necessario che il nucleo eccitato decada da fermo altrimenti, per via dell'effetto Doppler, il raggio γ prodotto ha energia in funzione dell'angolo di emissione $E_\gamma(\theta, v)$ dunque il suo segnale va a confondersi con il fondo. Il fascio si può arrestare solo nello stopper o nel supporto in alluminio (range $R > 20 \mu\text{m}$) con un tempo di arresto $t_f \approx R/v > 1$ ps, maggiore della vita media di tali stati eccitati; si deduce quindi che tutti i nuclei eccitati del fascio decadono in volo. Con ragionamenti simili si spiega anche l'assenza di alcuni picchi dovuti agli altri prodotti di fusione-evaporazione (ad esempio il più diffuso ^{45}Sc).

Nello spettro gamma in figura 2.1, ottenuto dai soli dati di AGATA, si nota fortemente la presenza del fondo per via della bassa intensità del fascio. Inoltre, se l'energia del fascio fosse stata più alta allora si sarebbero osservati maggiori prodotti di fusione-evaporazione ed eccitazione Coulombiana; per tal motivo, il fascio è stato realizzato ad energie minori della barriera coulombiana V_B , di modo da ridurre la probabilità di incorrere in fusione (la sezione d'urto $\sigma_{\text{fusione}} \propto e^{-1/E}$ per $E < V_B$).

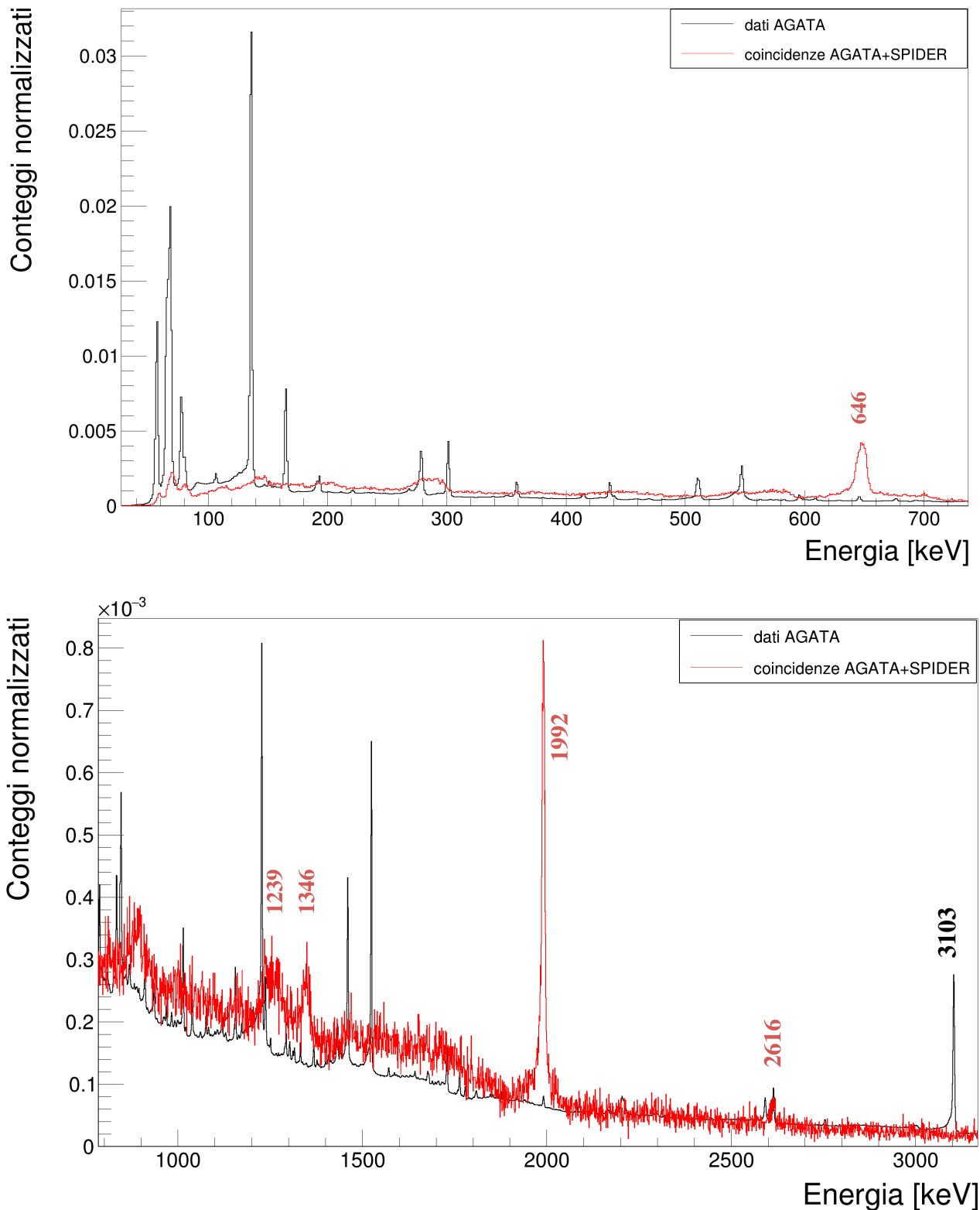


Figura 2.1: Spettro γ normalizzato a 1 in cui sono presenti gli eventi ricostruiti dai soli segnali dei raggi γ rivelati da AGATA (curva in grigio) e gli eventi in coincidenza con la rivelazione di un protone da parte di SPIDER (curva in rosso), con conseguente correzione Doppler per mezzo della ricostruzione della dinamica del nucleo ^{37}S dall'energia e posizione del protone stesso (vedi capitolo successivo). I picchi evidenziati corrispondono ai decadimenti osservati del nucleo ^{37}S e si può ben notare come tali picchi risultino più evidenti nello spettro Doppler corretto, a discapito dei picchi delle reazioni secondarie, i quali non risultano più individuabili. Dati relativi all'acquisizione alla distanza bersaglio-stopper di 5 mm.

2.2 Correzione Doppler e ricostruzione della dinamica

Al fine di ottenere uno spettro con minore background e ricostruire solamente i picchi del nucleo di interesse ^{37}S , si è eseguita una selezione sui dati di AGATA, cercando gli eventi in coincidenza con SPIDER. Si è poi eseguita la *correzione Doppler* per mezzo delle informazioni sul *partner binario* (abbreviato *DCBP* : *Doppler Correction by Binary Partner*) della reazione, ovvero il protone. Essa consiste nell'assegnare l'effettiva energia E_γ ad un raggio γ , di energia misurata E_γ^{Lab} , conoscendo l'angolo d'emissione θ rispetto alla direzione del nucleo ^{37}S che decade in volo a velocità v .

2.2.1 Effetto Doppler

Supponiamo che al tempo $t = 0$ venga popolato il livello nucleare eccitato di interesse attraverso una reazione nucleare su di un bersaglio sottile. A seguito di tale reazione, il nucleo prodotto lascia il bersaglio ad una certa velocità $\beta = v/c$ e supponiamo si fermi nello stopper dopo un tempo $t_f = x/v$, ove x è la distanza bersaglio-stopper (il range di penetrazione del nucleo nello stopper è dell'ordine dei μm come pure lo spessore del bersaglio, perciò tale approssimazione è legittima). Se lo stato eccitato ha vita media comparabile o minore del tempo di volo t_f allora è possibile osservare dei raggi γ emessi in volo.

Con riferimento alla figura 2.2, per un raggio γ emesso in volo, il rivelatore, posto ad un angolo θ rispetto alla direzione del fascio, misurerà un'energia E_γ^{Lab} differente dall'energia E_γ corrispondente all'effettivo salto energetico tra i livelli nucleari, misurabile da un nucleo a riposo. Questa differenza è dovuta all'*effetto Doppler*: esso si presenta quando un'onda (in questo caso elettromagnetica, il raggio γ) viene emessa da una sorgente (il nucleo radioattivo) che è in moto relativo rispetto all'osservatore (il rivelatore).

Siccome la sorgente dell'onda è in moto con velocità $v = \beta c$ rispetto al laboratorio, allora un'onda emessa con frequenza ν_γ verrà misurata ad una frequenza $\nu_{Lab}(\theta)$ in funzione dell'angolo di emissione. Sapendo che l'energia di un fotone è data dalla relazione quantistica $E = h\nu$, si ottiene l'equazione che lega l'energia misurata all'energia vera del fotone:

$$E_{Lab}(\theta) = \frac{E_\gamma}{\gamma(1 - \beta \cdot \cos \theta)} \quad (2.1)$$

ove $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ è il fattore di Lorentz.

2.2.2 Ricostruzione della dinamica per mezzo del partner binario

Selezionando gli eventi corrispondenti a dei raggi γ misurati da AGATA in coincidenza (i.e. in un certo intervallo temporale, tale per cui il protone arrivi dal bersaglio al detector) con la rivelazione di un protone (particella di carica positiva $Z = 1$) da parte di SPIDER, è possibile ottenere nello spettro gamma i soli eventi corrispondenti alla reazione nucleare di interesse. Una volta ottenuti gli eventi voluti, dalla misura dell'energia del protone si ottiene l'energia del nucleo ^{37}S , poiché è noto il Q-valore della reazione, e dunque il momento e la velocità β ; infine, dal punto di interazione del protone si ottiene la direzione del ^{37}S rispetto al fascio. In questo modo avviene la ricostruzione della dinamica del nucleo residuo ^{37}S per mezzo delle informazioni sul partner binario. E' possibile infine effettuare la correzione Doppler (DCBP) sull'energia dei γ così selezionati, ai quali è stato dunque ricostruito l'angolo di emissione θ e la velocità del nucleo che decade, invertendo l'eq.2.1 rispetto all'effettiva energia E_γ .

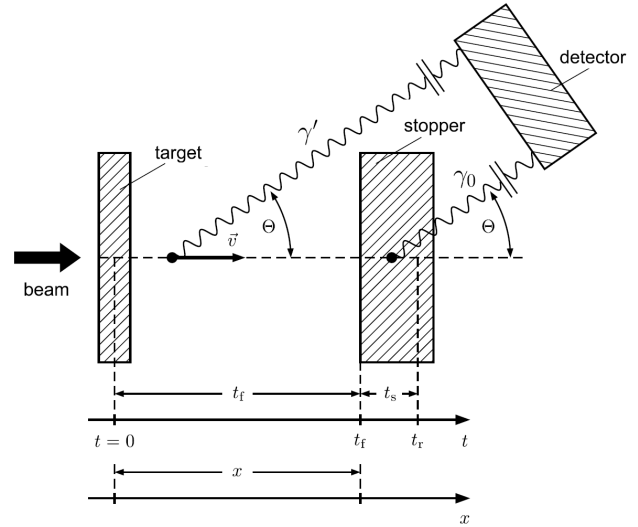


Figura 2.2: Schema illustrativo di un nucleo che decade *in volo* (nello spazio tra bersaglio e stopper) ed *a riposo* (fermatosi nello stopper) [29].

Negli spettri selezionati e corretti DCBP (vedi figura 2.1 e figura 2.3) si ha un'elevata soppressione dei picchi dovuti alle reazioni secondarie e del fondo ambientale. Solo alcuni picchi secondari sono ancora presenti, ovvero quelli dovuti alle reazioni di eccitazione coulombiana, per via dell'elevata sezione d'urto di tale reazione e dunque della probabilità di coincidenze random γ -particella.

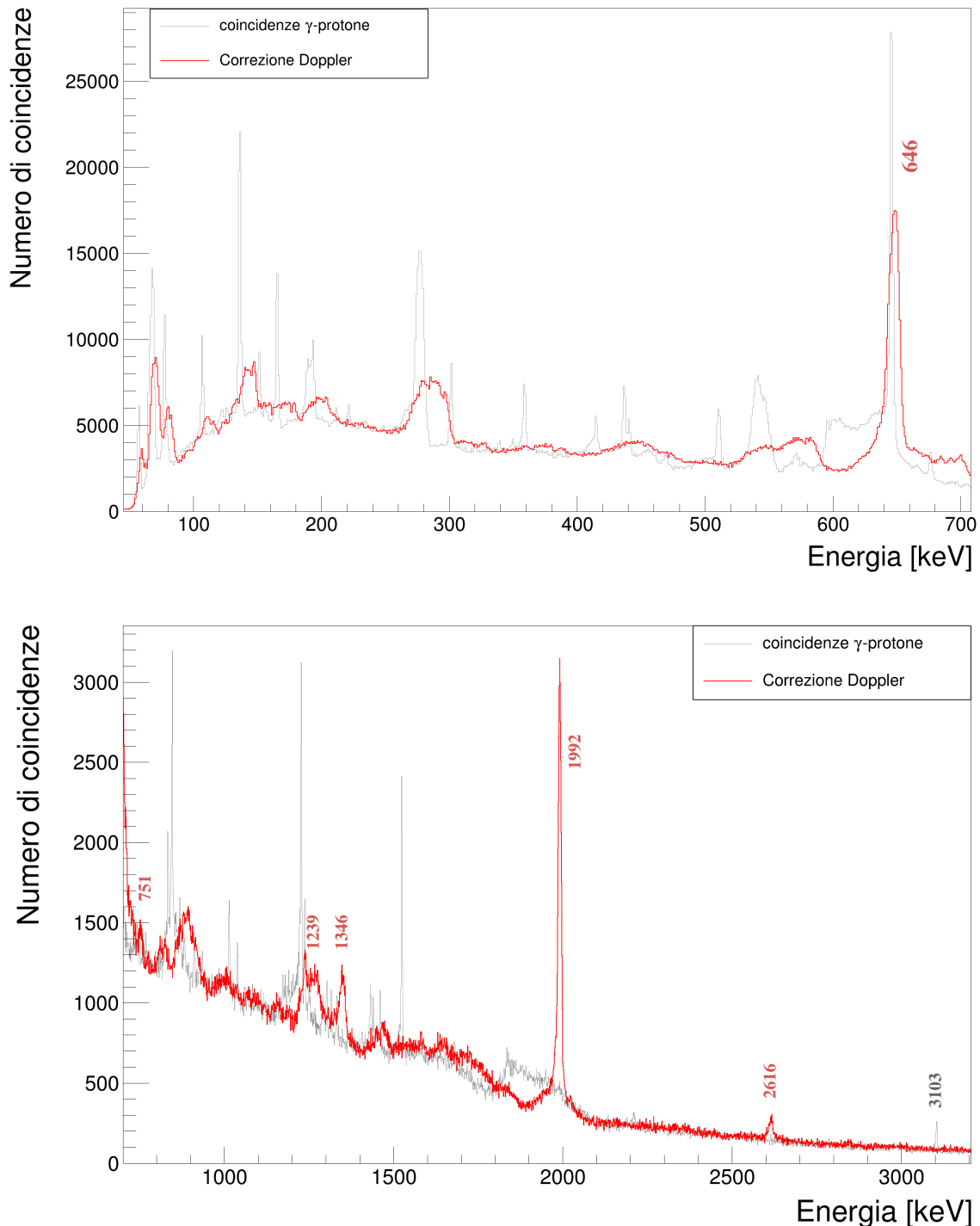


Figura 2.3: Spettro delle coincidenze dati AGATA e SPIDER (linea grigia) all'energia del Laboratorio (acquisizioni alla distanza bersaglio-stopper di 5 mm) più lo spettro Doppler corretto (linea rossa). Si nota come a seguito della correzione Doppler compaiano evidenti picchi relativi ai decadimenti del ^{37}S mentre gli altri picchi vengono soppressi e distribuiti, confondendosi col fondo. Da notare la riduzione del picco a 646 keV a seguito della DCBP, dovuta alla presenza sia di decadimenti in volo (si noti la distribuzione di conteggi semi-uniforme a sinistra del picco) sia a riposo, e la ricostruzione del picco a 1992, proveniente da γ emessi esclusivamente in volo. Il picco ricostruito a 646 keV presenta una FWHM maggiore rispetto allo stesso picco all'energia del laboratorio, fenomeno dovuto al Doppler broadening.

2.3 Transizioni γ nel ^{37}S

Negli spettri corretti Doppler è possibile visualizzare le principali transizioni γ dagli stati eccitati del ^{37}S e ricostruire lo schema dei livelli popolati per confrontarlo con quello presente in letteratura (vedi [17, 19]).

Per valutare l'entità del *feeding* (stati eccitati di energia superiore che decadono su un livello di energia inferiore) sul livello di interesse a 646 keV si è utilizzata una selezione sugli eventi in coincidenza $\gamma - \gamma$. La selezione è stata eseguita sui dati di AGATA Doppler corretti utilizzando una velocità media del nucleo residuo pari a $\beta = 0.0982 \pm 0.0003$. Sono stati individuati i possibili livelli feeder allo stato di interesse (figura 2.4) e ricostruito lo schema dei livelli (tabella 2.2 e figura 2.5) individuati nell'esperimento oggetto di questa tesi.

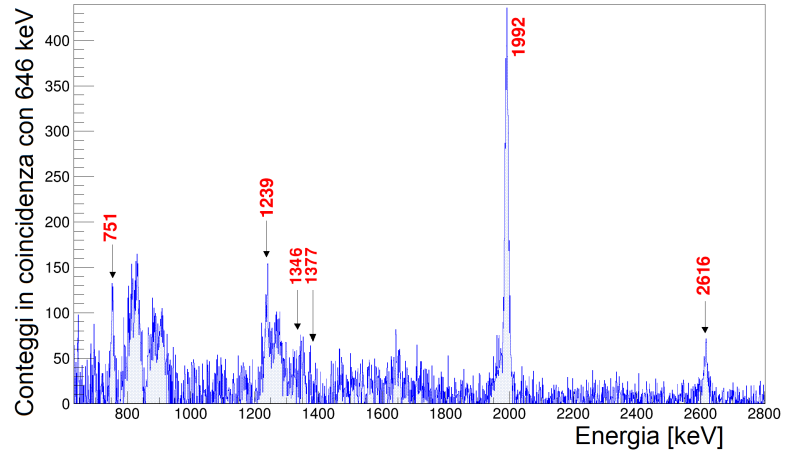


Figura 2.4: Spettro gamma corretto Doppler con β medio ottenuto selezionando i raggi γ captati in coincidenza con il raggio di energia $E_\gamma = 646 \pm 4$ keV; è stata eseguita la sottrazione automatica del fondo; i picchi nell'intorno di $E \sim 800$ keV ed $E \sim 900$ keV corrispondono all'alluminio e al calcio, rispettivamente, che decadono sia in volo che a riposo. Gli ulteriori picchi non identificati presenti in figura appartengono ai prodotti delle reazioni secondarie.

Le transizioni γ del ^{37}S maggiormente osservate in questo esperimento corrispondono ai raggi γ di energia $E_\gamma = 646$ keV e $E_\gamma = 1992$ keV, con un fattore ~ 10 di differenza. È stato osservato anche il primo stato intruso a $E_{3/2^+} = 1397$ keV, cui corrisponde il raggio γ di $E_\gamma = 751$ keV, osservato sia nello spettro senza selezioni sia nello spettro corretto Doppler.

Dal confronto tra lo spettro Doppler corretto e lo spettro con energia del laboratorio (figura 2.3) si è dedotto che la vita media degli stati eccitati superiori è molto inferiore (i.e. non comparabile) con la vita media dello stato di interesse, per via dell'assenza di tali picchi nello spettro non corretto (hanno vite medie troppo brevi dunque decadono in volo); il loro popolamento non influenza pertanto la misura della vita media di tale stato. L'unico stato che ha vita media comparabile con il livello di interesse è il livello $3/2_1^+$ (salto energetico di 751 keV).

TRANSIZIONE			
$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$E_i \rightarrow E_f$	E_γ (keV)	
$3/2_1^- \rightarrow 7/2_{gs}^-$	$646 \rightarrow 0$	646	
$3/2_2^- \rightarrow 7/2_{gs}^-$	$1992 \rightarrow 0$	1992	
$3/2_1^+ \rightarrow 3/2_1^-$	$1397 \rightarrow 646$	751	
$3/2_2^- \rightarrow 3/2_1^-$	$1992 \rightarrow 646$	1346	
$7/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$	$2023 \rightarrow 646$	1377	
$1/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$	$2638 \rightarrow 646$	1992	
$3/2_3^- \rightarrow 3/2_1^-$	$3262 \rightarrow 646$	2616	
$3/2_3^- \rightarrow 7/2_1^-$	$3262 \rightarrow 2023$	1239	

Tabella 2.2: Transizioni γ osservate nel decadimento del nucleo ^{37}S ; valori arrotondati all'unità di E_γ (da [19]).

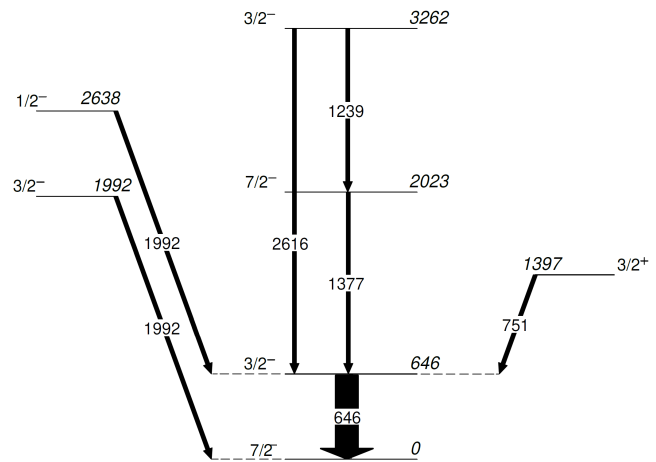


Figura 2.5: Schema dei livelli dello zolfo ^{37}S ottenuto dai dati preliminari dell'esperimento (realizzato col software *RadWare* [30]); non sono stati individuati stati di alta energia ma solo medio-bassa per via della posizione dei rivelatori ad angoli posteriori.

2.4 Distribuzioni di velocità

Utilizzando il software LISE++ [27] per eseguire dei calcoli sulla dinamica della reazione, si è calcolata l'energia finale del nucleo residuo ^{37}S a seguito della reazione (d,p). Il nucleo residuo possiede la massima energia quando il protone viene emesso ad angoli posteriori ($\theta_p > 90^\circ$); siccome la sezione d'urto del protone è maggiore ad angoli posteriori (reazione a cinematica inversa [31]), allora la distribuzione di energia del nucleo residuo sarà più spostata verso la massima energia possibile. Inoltre, l'emissione del protone ad angoli posteriori comporta una ridotta deviazione della traiettoria del nucleo residuo rispetto a quella del fascio con $\theta_{37\text{S}} \in [0, 2.5]^\circ$.

Supponendo che la reazione di trasferimento avvenga in mezzo al bersaglio, allora il nucleo residuo subirà una perdita di energia media a seguito dell'attraversamento del bersaglio e del supporto in oro. L'energia del nucleo residuo è anche funzione dello stato eccitato popolato E_x , energia che va quindi a sottrarsi a quella posseduta per un'emissione allo stato fondamentale. A seguito di calcolo, è stato ottenuto l'intervallo di energie possibili per il nucleo residuo $E_{37\text{S}}(\theta_{37\text{S}}^{Lab})$ in funzione dell'angolo di emissione $\theta_{37\text{S}}^{Lab} \in [0, 2.5]^\circ$, popolato al 1° stato eccitato $E_x = 646$ keV e l'intervallo di velocità $\beta_{37\text{S}}$:

$$\begin{aligned} E_{37\text{S}}^i &\in [134.32, 160.04] \text{ MeV} & \beta_{37\text{S}}^i &\in [8.81, 9.61]\% \\ E_{37\text{S}-4}^f &\in [106.2, 133.4] \pm 0.2 \text{ MeV} & \beta_{37\text{S}-4}^f &\in [7.84, 8.78]\% \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$E_{37\text{S}-6}^f \in [92.9, 120.5] \pm 0.3 \text{ MeV} \quad \beta_{37\text{S}-6}^f \in [7.33, 8.34]\% \quad (2.3)$$

dove $E_{37\text{S}}^i$ è l'energia col quale viene prodotto il nucleo residuo eccitato mentre $E_{37\text{S}-4}^f$ e $E_{37\text{S}-6}^f$ è l'energia persa nell'attraversamento del supporto, di densità 4 e 6.18 mg/cm^2 rispettivamente, e di metà bersaglio. Tali intervalli sono da considerarsi come range medi.

La distribuzione delle velocità ha lo stesso andamento della distribuzione dell'energia ed è quindi centrata verso l'estremo superiore dell'intervallo calcolato. Attraverso le misure in coincidenza, è possibile ottenere la distribuzione di velocità $\beta(E_\gamma)$ in funzione dell'energia E_γ . Selezionando un intervallo energetico centrato a ~ 646 keV, si ottiene la distribuzione di velocità (figura 2.7) del nucleo residuo al livello eccitato di interesse; tale distribuzione fa riferimento a nuclei emessi ad alta energia, di modo che i protoni vengano prodotti all'indietro, dove sono rivelabili. Supponendo una distribuzione gaussiana, si calcola il valore medio di $\beta \pm \sigma_\beta$ per ogni set di acquisizione, riportato in tabella 2.3.

x mm	β %
0.7	8.22 ± 0.01
1.0	8.67 ± 0.01
2.0	8.22 ± 0.01
5.0	8.67 ± 0.01
7.0	8.67 ± 0.01
10.0	8.67 ± 0.01

Tabella 2.3: Valori medi della distribuzione di velocità β , a differenti distanze bersaglio-stopper, del nucleo ^{37}S allo stato eccitato $E_x = 646$ keV.

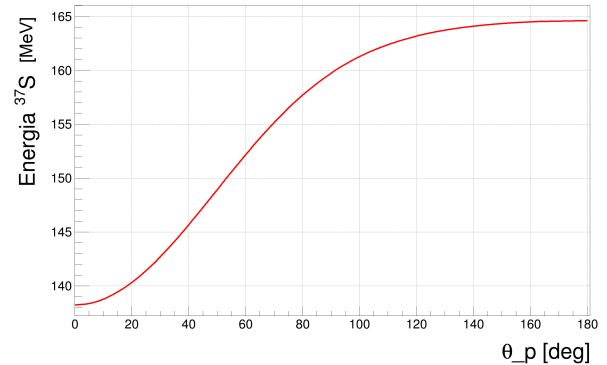


Figura 2.6: Energia del nucleo residuo in funzione dell'angolo di emissione del protone.

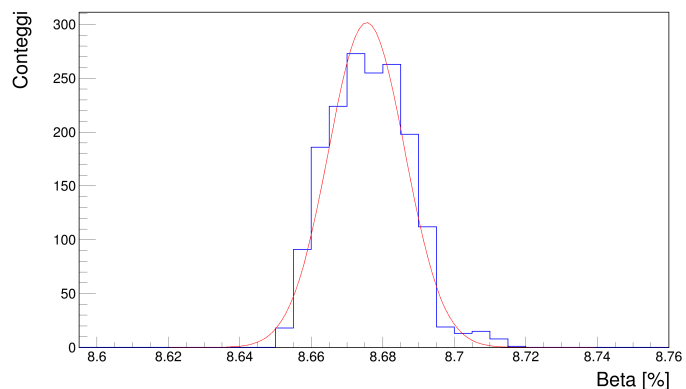


Figura 2.7: Distribuzione della velocità β del ^{37}S eccitato per l'acquisizione con densità supporto $d_{Au} = 4$ mg/cm^2 .

Capitolo 3

Misure di vita media del livello $3/2_1^-$

Per misurare la vita media degli stati eccitati nucleari che decadono emettendo raggi γ si utilizzerà il metodo sperimentale **RDDS** [29] (*Recoil Distance Doppler Shift*). Tale metodo consiste nel posizionare uno stopper, o un degrader a seconda del tipo di misure che si vogliono effettuare, ad una certa distanza nota e nel misurare quanti raggi γ vengono emessi prima e dopo che il nucleo decadente abbia incontrato lo stopper.

Tenendo presente lo schema in figura 2.2, si consideri un insieme di nuclei $N(t)$ popolati ad un determinato stato eccitato che emettono raggi γ corrispondenti ad una determinata transizione energetica $\Delta E = E_\gamma$; un rivelatore, posto ad un certo angolo θ , misurerà idealmente due valori principali e differenti di energia del fotone: E_{Lab} , corrispondente ai raggi γ emessi dai nuclei radioattivi in moto a velocità \vec{v} , ed $E_{stopper} = E_\gamma$, corrispondente ai γ emessi dai nuclei arrestati nello stopper.

Andando ad osservare lo spettro gamma ricostruito dal rivelatore, si noteranno due picchi dei conteggi; il picco *Un-shifted* centrato ad E_γ (raggi γ emessi a riposo) mentre l'altro picco *Shifted* centrato ad E_{Lab} (emessi in volo) come riportato in figura 3.1. L'intensità di tali picchi $U(x)$ ed $S(x)$, rispettivamente, è funzione della distanza x tra bersaglio e target:

$$\begin{aligned}U(x) &= N_0 e^{-\frac{x}{\tau v}} \\S(x) &= N_0 - N_0 e^{-\frac{x}{\tau v}}\end{aligned}$$

con N_0 il numero di nuclei popolati al livello energetico di interesse e τ la vita media, siccome $N(x) = U(x) + S(x)$. Queste due quantità sono direttamente misurabili dallo spettro gamma ed infatti corrispondono all'area sottesa dai due picchi; il loro calcolo viene eseguito per mezzo del software ROOT [32]. Per togliere la dipendenza da N_0 si può introdurre un'altra quantità che si collega con la curva di decadimento esponenziale:

$$R(x) = \frac{U(x)}{U(x) + S(x)} \quad (3.1)$$

che, nel semplice caso di un singolo livello i -esimo che decade sul livello h -esimo senza la presenza di livelli *feeder* superiori, decresce esponenzialmente:

$$R(x) = e^{-\frac{x}{\tau \beta c}} \quad (3.2)$$

Stimando $R(x)$ a diverse distanze bersaglio-stopper ed interpolando i punti ottenuti con una funzione esponenziale decrescente, si può stimare la vita media τ come parametro del fit. Il valore di $\beta \pm \sigma_\beta$ da utilizzare è un valore medio, ottenuto dal fit sulle distribuzioni di velocità. Considerando poi la presenza dell'effetto relativistico della *dilatazione dei tempi*, si ottiene l'effettiva vita media dello stato eccitato: $\tau = \tau_{Lab}/\gamma$. Su tale principio si basa il metodo di analisi DCM (*Decay Curve Method*).

Al posto di interpolare i dati (x, R) con un'esponenziale, è preferibile utilizzare una retta di modo da tener conto delle incertezze sia su R che su β (l'incertezza su x è trascurabile):

$$-\frac{\beta c}{\gamma} \ln(R) = \frac{x}{\tau} \quad (3.3)$$

Siccome lo spettrometro γ copre un certo range di angoli, si può costruire una matrice, come in figura 3.2, in cui si ridistribuiscono i conteggi acquisiti in un grafico angolo vs energia; in questo modo è immediato visualizzare i γ emessi da nuclei in volo e quelli emessi a riposo.

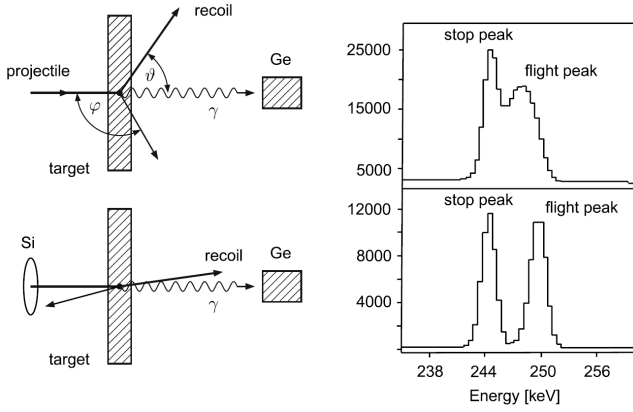


Figura 3.1: differenti risoluzioni dei picchi Shifted e Un-shifted in presenza della ricostruzione della cinematica (spettro sotto). [29]

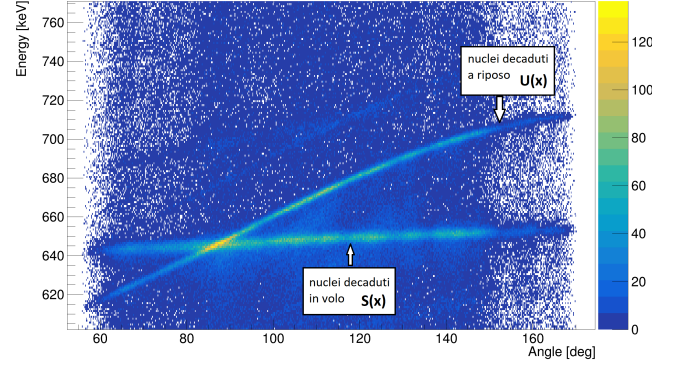


Figura 3.2: rappresentazione dei conteggi, ricostruiti per correzione Doppler, Shifted ed Un-shifted in funzione dell'angolo di misurazione per una certa transizione γ (in particolare $E_\gamma = 646$ keV).

Da calcoli sul software LISE++, si è stimata l'energia finale del nucleo residuo (vedi risultati cap.2.4) e quindi anche il range di arresto $R(E_{37S})$ del nucleo nello stopper di tantalio (in funzione dello spessore di tale stopper):

$$R(E_{37S-4}) \in [11.7, 14.4] \mu m$$

$$R(E_{37S-6}) \in [10.5, 13.1] \mu m$$

La lunghezza di volo d del nucleo residuo è funzione della distanza x scelta del bersaglio-stopper (ipotizzando un'emissione rispetto al fascio $\theta_{37S}^{Lab} = 0$) ed assume un valore minimo a x_{min} (considerando inoltre che la produzione del nucleo avvenga a fine bersaglio) e massimo per x_{max} (considerando inoltre il caso in cui la reazione avvenga sulla superficie del bersaglio).

$$d_{min} = x_{min} + R(E_{37S})$$

$$d_{max} = d_t + d_b + x_{max} + R(E_{37S})$$

Il sistema PLUNGER permette di impostare $x_{min} \approx 20 \mu m$ ed $x_{max} \approx 12$ mm. Il tempo di volo sarà quindi $t = t_f + t_s \approx d/(\beta \cdot 0.3)$ ps.

Si imposta un valore generico di soglia per il rapporto $R(x)$: $R(x_{min}) > 0.7$ (per il limite inferiore stimabile di τ) e $R(x_{max}) < 0.4$ (per il limite superiore). Invertendo rispetto a τ l'equazione 3.2 ed impostando le precedenti disuguaglianze (con un range medio $R = 13 \mu m$), si ottiene il range di vite medie misurabili con il set-up sperimentale adottato (adottando $\beta \sim 10\%$):

$$\frac{d_{min}}{0.3 \cdot \beta \ln(10/7)} < \tau < \frac{d_{max}}{0.3 \cdot \beta \ln(5/2)} \implies 3 < \tau < 438 \text{ (ps)} \quad (3.4)$$

3.1 Metodo γ

Un primo metodo di misura consiste nell'analizzare lo spettro gamma ottenuto dai soli eventi di AGATA, senza impostare alcuna selezione sui dati. Per ciascun set di dati, si analizzano lo spettro gamma e lo spettro corretto Doppler con $\beta = 0.098$ medio (correzione Doppler non eseguita attraverso coincidenze con SPIDER). In entrambi gli spettri, si individua il picco centrato a ~ 646 keV e si esegue un'interpolazione gaussiana con sottrazione del fondo. Una volta eseguito il fit è possibile ottenere l'area sottesa dalla gaussiana, cioè il valore effettivo di $U(x)$ e $S(x)$ (nello spettro corretto Doppler) con relativo errore.

Lavorando con i soli dati di AGATA si ha a disposizione un'elevata statistica e dunque una maggiore precisione sui risultati ottenuti, tuttavia insorgono evidenti errori sistematici.

Errori sistematici presenti in tale metodo di stima risiedono nella scelta delle funzioni interpolanti, nel trascurare il feeding dai livelli superiori (ovvero il livello $3/2_1^+$, tabella 2.2) e nella non corretta correzione Doppler apportata (figura 3.3). In particolare, la scelta della funzione interpolante il fondo non è di facile determinazione per la presenza di una specie di "spalla Doppler". Siccome AGATA è posta ad angoli all'indietro misura maggiori γ emessi per $\theta > 90^\circ$ la cui energia $E_\gamma < E_\gamma(\theta = 90^\circ) = 646$ keV; nello spettro non corretto Doppler, per brevi distanze bersaglio-stopper il picco dei conteggi si assesta intorno a 646 keV mentre il contributo dei raggi γ emessi in volo ad angoli posteriori si distribuisce quindi lungo una distribuzione ad energie minori. Per via di questo comportamento, si è scelto di adottare due tipi di funzioni interpolanti il fondo dello spettro non corretto Doppler:

$$b_1(E) = [1] \cdot \exp(-E \cdot [0])$$

$$b_2(E) = [1] \cdot \exp(-E \cdot [0]) + \text{step}(E)$$

ove la funzione a gradino $\text{step}(E)$ è una differente parametrizzazione della $\theta(x)$ di Heaviside. Sono quindi stati stimati due valori di $U(x)$, la cui differenza è apprezzabile.

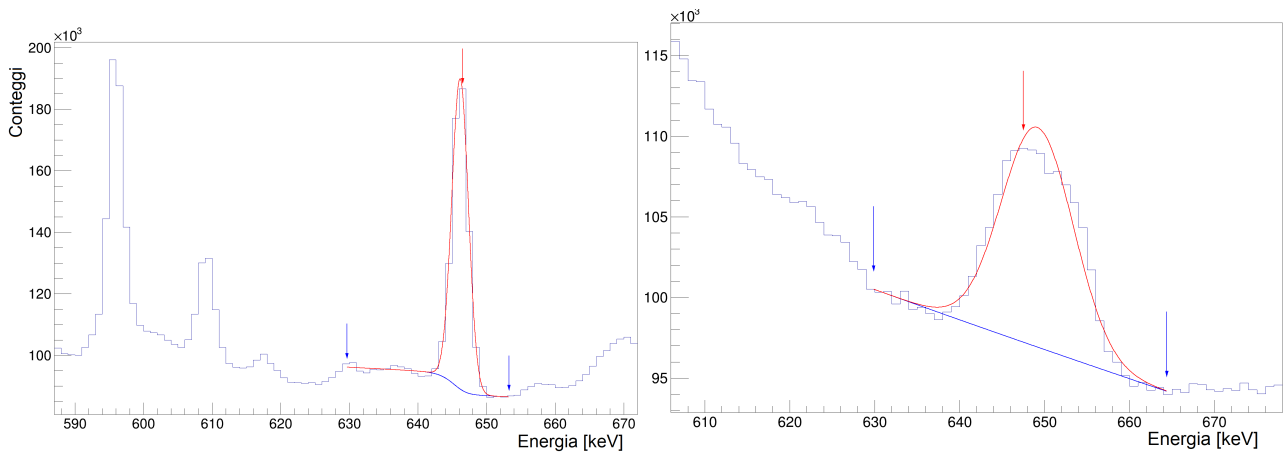


Figura 3.4: Interpolazione gaussiana con sottrazione del fondo eseguito per l'acquisizione a $x = 0.7$ mm, spettro gamma (a sinistra) e spettro Doppler corretto (a destra). Si nota la differente curva interpolante il fondo (curva blu), in cui è stato richiesto adoperare una funzione gradino (spettro a sinistra).

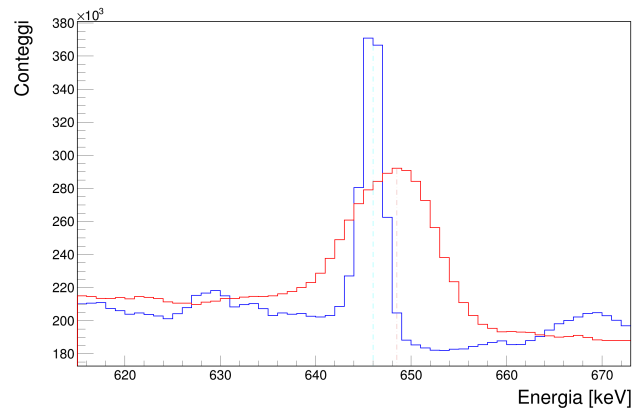


Figura 3.3: Un'altra possibile sistematica per le stime eseguite consiste nella non corretta correzione Doppler apportata allo spettro: come si può notare in figura, i due picchi non sono centrati intorno allo stesso valore, bensì il picco Doppler ricostruito ha un valore medio di energia maggiore. La non corretta ricostruzione dello spettro è da imputare al β medio adottato. Questa è una delle limitazioni del metodo di stima.

Per ciascun set di acquisizione per una certa distanza bersaglio-stopper si è calcolata l'area $U(x)$ e $S(x)$ (figura 3.4), ed il valore di $R(x)$ (eq.3.1) con relativo errore σ_R . Riportando in un grafico tali valori calcolati ed interpolando con la funzione lineare di eq.3.3, utilizzando β da tabella 2.3 e lasciando come parametro del fit τ , si ottengono due stime per la vita media.

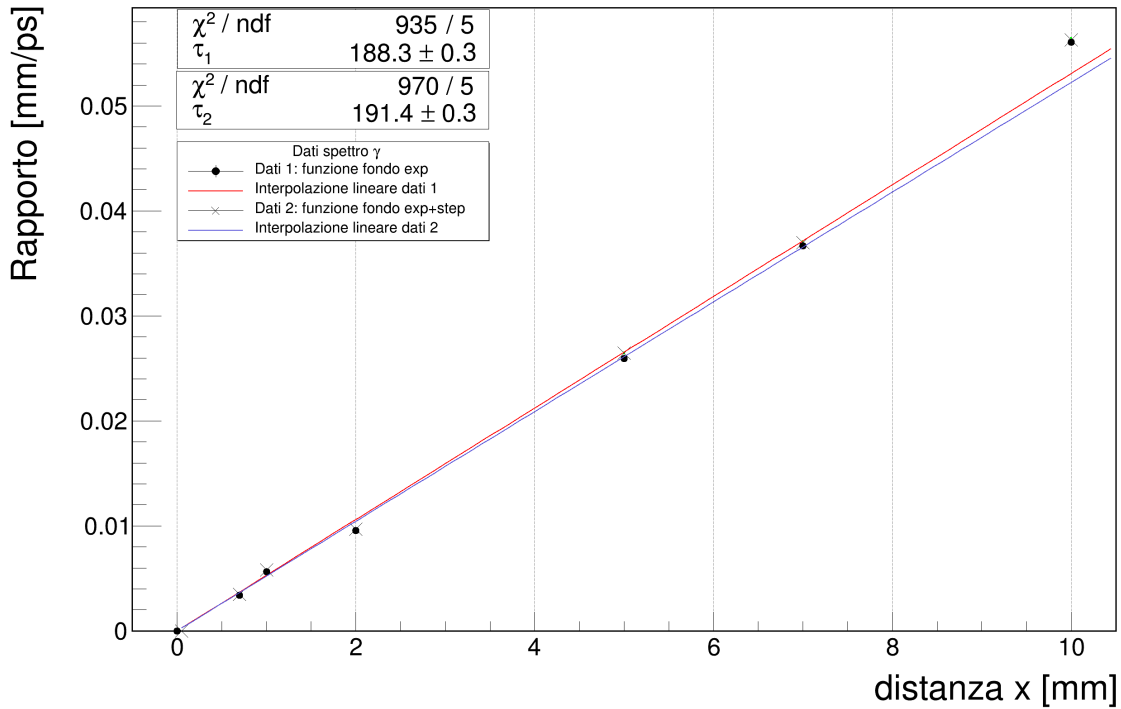


Figura 3.5: Interpolazione dei due set di valori stimati di $R(x)$ con funzione $f(x; \tau) = x/\tau$ da equazione 3.3; sono riportati nella legenda i risultati dei fit ed il χ^2 rapportato ai gradi di libertà. Il parametro τ_1 fa riferimento al set di dati con interpolazione del fondo esponenziale $b_1(E_\gamma)$ mentre il parametro τ_2 fa riferimento al set con interpolazione del fondo esponenziale più gradino $b_2(E_\gamma)$. Incertezze sui punti troppo piccole per essere viste.

Il valori di τ ottenuti dall'interpolazione su due set di dati differenti (figura 3.5) risultano precisi, dato che le incertezze sui rapporti risultano molto piccole. L'incertezza su β è molto piccola per via della stretta distribuzione di velocità (figura 2.7) dei nuclei residui. L'incertezza sui valori di $U(x), S(x)$ è di tipo statistico (proporzionale alla radice del numero di conteggi che formano il picco) e risulta quindi molto stretta (dell'ordine del per mille), siccome si ha a disposizione un'elevata quantità di conteggi. Il valore del χ^2 delle interpolazioni risulta estremamente improbabile, dovuto alle piccole incertezze dei punti, dunque le misure di τ ottenute non si possono considerare dei risultati affidabili. Tuttavia, i valori $\tau_{1/2}$ si assestano intorno ai 190 ps, come stimato da Wang et all [15], suggerendo una consistenza nella serie di dati misurata nel presente esperimento. Questi risultati sono da imputare alla forte presenza di sistematiche sul metodo di misura e all'elevata statistica a disposizione, la quale porta ad ottenere in questo caso valori molto precisi ma poco accurati.

Gli errori sistematici del metodo di misura di $U(x), S(x)$ (descritti in precedenza) risultano difficili da stimare. Tuttavia, la determinazione del fondo risulta tra le cause principali di errore, come si può notare dalla differenza delle misure ottenute considerando le due funzioni interpolanti il fondo. L'errore sui punti del fit risulta sottostimato, come risulta evidente dalla dispersione dei punti, e porta a risultati poco affidabili. Al fine di ridurre la dipendenza dal fondo e da altre sistematiche (come il feeding da livelli superiori), si procede con un diverso metodo di misura, in cui si sfrutta la coincidenza temporale con il rivelatore di particelle SPIDER.

3.2 Metodo coincidenze γ -protone

Si esegue una selezione tra i raggi γ emessi in coincidenza con la rivelazione di un protone di una certa energia, funzione dell'energia del livello eccitato di interesse; tale selezione viene fatta sulle *linee cinematiche* del protone.

3.2.1 Dinamica della reazione in cinematica inversa

Nelle reazioni in cinematica *inversa* (reazioni nelle quali il proiettile è più massivo del bersaglio) nel sistema di riferimento (*sdr*) del Laboratorio il centro di massa (*cm*) del sistema proiettile-bersaglio si muove quasi alla velocità del fascio. La velocità delle due particelle prodotte dopo la collisione deve essere quindi inversamente proporzionale alla loro massa; ciò significa che il protone prodotto avrà velocità $v_p^{cm} \sim 2v_{cm}$, maggiore del nucleo residuo, in questo sdr, il quale subirà invece solo una leggera variazione di velocità (vedi risultati dei calcoli su LISE++ in figura 3.6). Piccoli angoli di emissione nel cm, ai quali corrisponde in genere maggiore sezione d'urto, corrisponderanno a particelle leggere (protoni) che viaggiano in direzione opposta al fascio.

Nelle reazioni di trasferimento (d,p) a cinematica inversa si può stimare dalla sezione d'urto differenziale che il range angolare con maggiore probabilità di emissione del protone corrisponde ad un intervallo che va dai 110° ai 180° , perciò un rivelatore di protoni, come SPIDER, deve essere posizionato in tale range angolare. [31]

Rappresentando in un grafico l'energia del protone in funzione dell'angolo di espulsione θ_{Lab} si ottengono le *linee cinematiche* della reazione (figura 3.6): rappresentano la dipendenza dell'energia del protone dall'angolo di espulsione e dal Q-valore della reazione. Si nota che l'energia del protone diminuisce all'aumentare dell'angolo, il che comporta il fenomeno della *compressione delle linee cinematiche* per angoli vicini a 180° .

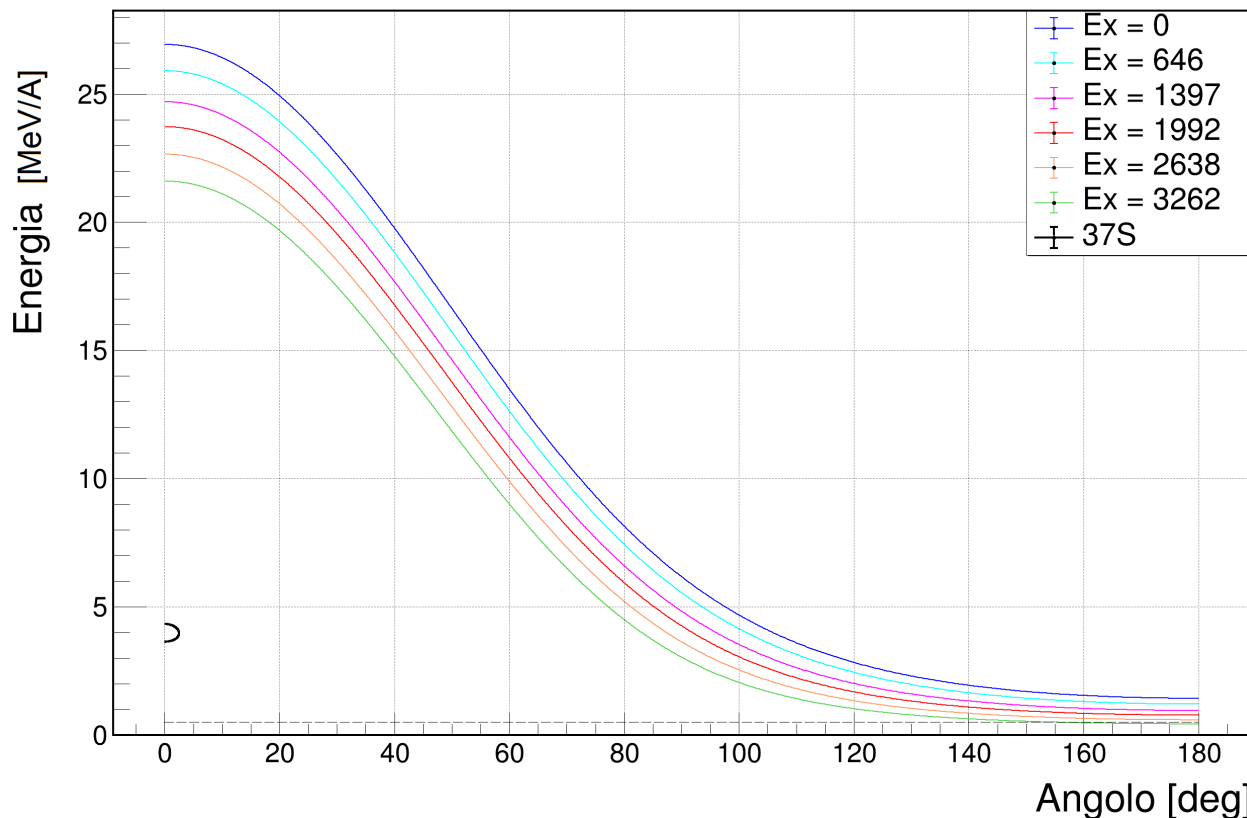


Figura 3.6: Linee cinematiche del protone per diverse energie di eccitazione del ^{37}S (energie di interesse tabella 2.2) in funzione dell'angolo del Laboratorio. Risulta anche presente la linea cinematica del ^{37}S , in cui si può notare come l'angolo di emissione rispetto al fascio sia molto ridotto. Linee cinematiche ottenute da calcoli con LISE++.

Il Q-valore della reazione quantifica l'energia disponibile ai prodotti della reazione; esso è dato dalla differenza tra il Q_{gs} , quantità costante pari alla differenza delle masse dei nuclei nello stato fondamentale coinvolti nella reazione (iniziali e finali) $Q_{gs} = (\sum m_{iniziali} - \sum m_{finali})c^2$, e l'energia di eccitazione E_x del nucleo residuo: [6]

$$Q = Q_{gs} - E_x \propto E_p - E_x$$

Perciò, se si vogliono popolare gli stati eccitati più alti del ^{37}S (cioè maggiore energia E_x), si produrrà il protone ad energie E_p sempre più basse. Non è dunque possibile eseguire la ricostruzione della dinamica per mezzo delle informazioni sul protone per stati con energia di eccitazione troppo alta (vedi linea cinematica corrispondente ad $E_x = 3262$ keV figura 3.7).

3.2.2 Misura della vita media

Eseguendo una selezione sui dati intorno alla linea cinematica corrispondente al nucleo ^{37}S eccitato con energia $E_x = 646$ keV, si ottiene uno spettro con minore presenza di fondo. Così facendo, vengono selezionati di fatto solo gli eventi corrispondenti al decadimento γ dello stato eccitato $E_x = 646$ keV, ovvero gli eventi di interesse. Tale selezione permette anche di eliminare la presenza del feeding su tale livello.

Per analizzare i dati col metodo DCM, si utilizzano gli spettri ottenuti dalla selezione sulla linea cinematica: lo spettro con l'energia del Laboratorio e lo spettro con correzione Doppler. Si stimano così, attraverso il calcolo dell'area sottesa dalla gaussiana interpolante il picco a ~ 646 keV, i valori di $U(x)$ e $S(x)$ alle diverse distanze bersaglio-stopper.

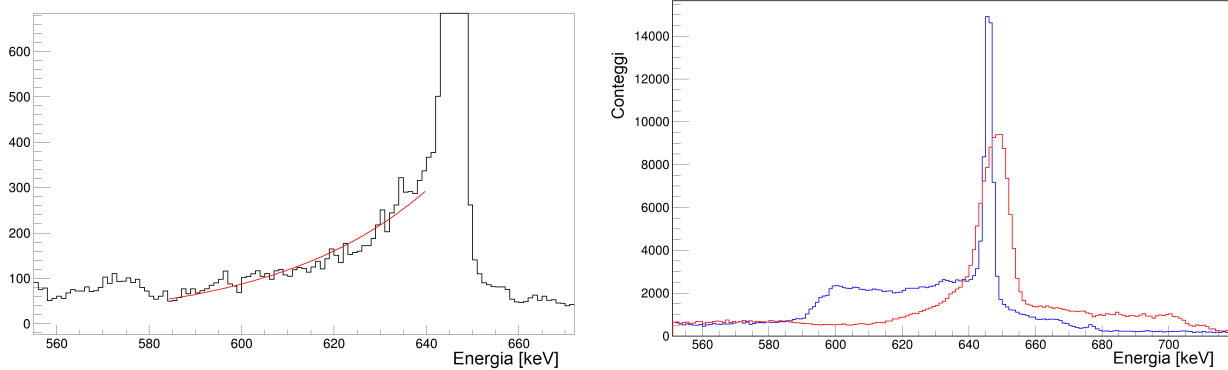


Figura 3.8: *Immagine a sinistra*: evidenza di una coda nella parte sinistra del picco centrato a 646 keV, il cui andamento sembra di tipo esponenziale. Tale andamento si presenta negli spettri corretti, e non, in base alla distanza bersaglio-stopper.

Immagine a destra: sovrapposizione dello spettro ad energia del Lab. (istogramma blu) con lo spettro corretto (istogramma rosso), ricostruito con i dati del primo. Si noti la presenza di una spalla Doppler ed una coda a destra nel primo spettro, mentre una coda a sinistra nello spettro corretto.

Anche in questo metodo di misura, la scelta della corretta funzione interpolante i picchi ed il fondo risulta di primaria importanza, poiché porta con sé errori sistematici. Nell'analisi degli istogrammi, sono stati riscontrati due andamenti principali (figura 3.8) attorno al picco di interesse, di ciò che deve essere considerato come fondo: si è riscontrata la presenza di una “coda” a sinistra del picco, di andamento esponenziale, ed una “spalla” (come spiegato al cap.3.1) dovuta ai decadimenti in volo (o a riposo nello spettro corretto) con coda a destra (sinistra). La presenza di un andamento ne esclude

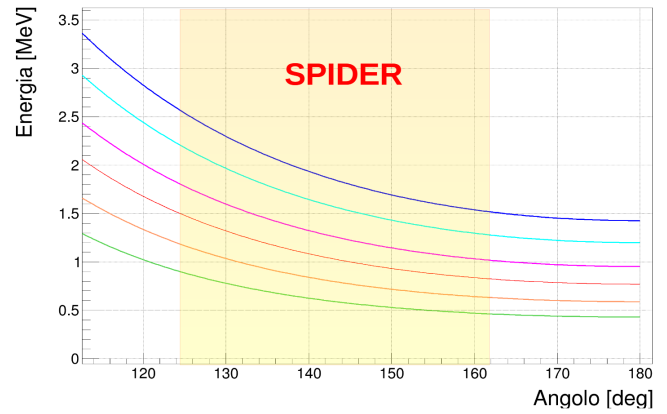


Figura 3.7: Linee cinematiche nel range di rivelazione di SPIDER (selezione in arancione); Si noti come la linea cinematica corrispondente ad $E_x = 3262$ keV (da figura 3.6) possa essere rivelata solo in un certo intervallo angolare.

l'altro, come si può vedere a destra in figura 3.8; inoltre, si presentano in entrambi gli spettri, al variare della distanza bersaglio-stopper. Nello spettro non corretto, è presente una coda a sinistra del picco che diviene poi una spalla all'aumentare della distanza bersaglio-stopper, con formazione di una coda a destra del picco; viceversa per quanto riguarda lo spettro corretto Doppler, se non che la spalla si presenta a destra del picco (figura 3.10).

Il fondo risulta quindi di non facile valutazione (vedi figura 3.9 e 3.10 in cui si è adottata una funzione esponenziale decrescente), andando quindi ad influenzare le interpolazioni gaussiane del picco.

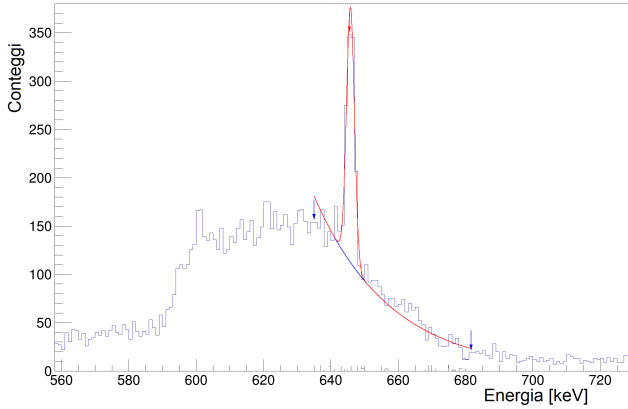


Figura 3.9: Spettro ad energia del laboratorio con fit gaussiano più fondo esponenziale, per l'acquisizione alla distanza bersaglio-stopper $x = 10$ mm.

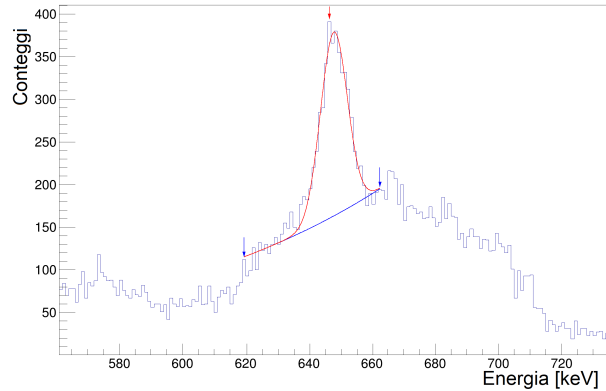


Figura 3.10: Spettro con correzione Doppler con fit gaussiano più fondo esponenziale, per l'acquisizione alla distanza bersaglio-stopper $x = 1$ mm.

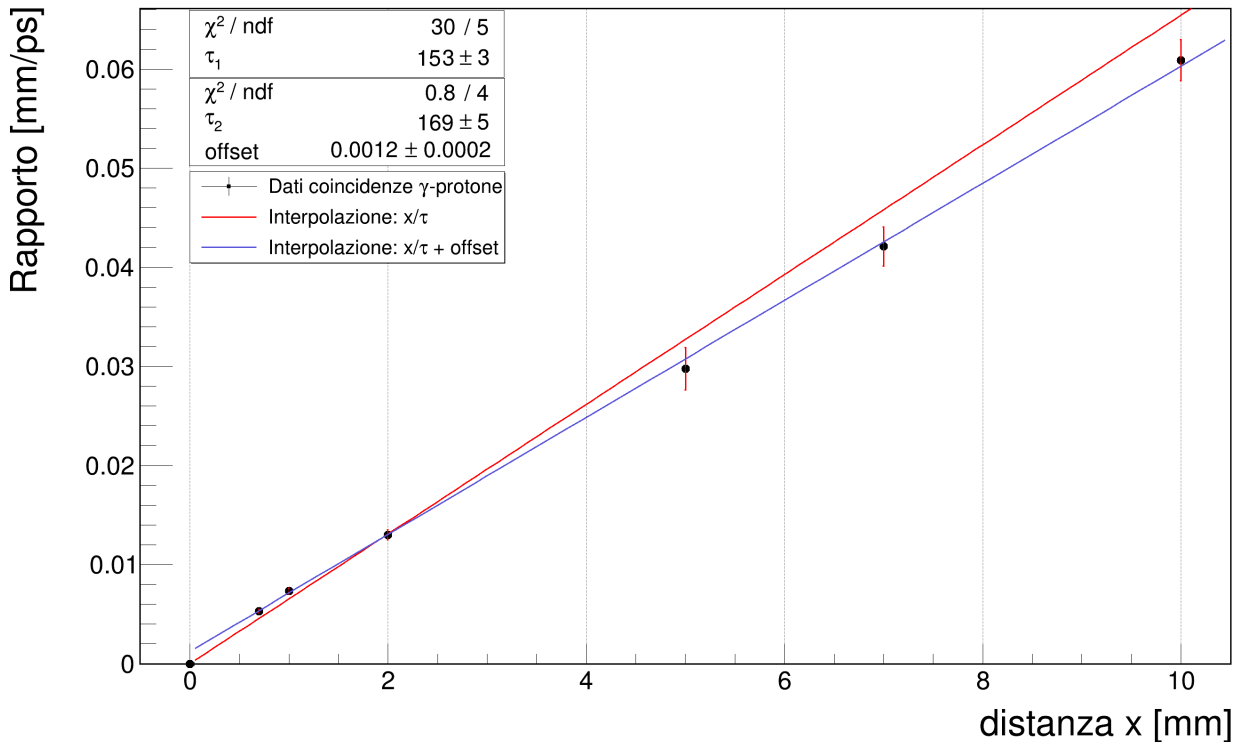


Figura 3.11: Interpolazione dei valori stimati del rapporto definito in equazione 3.3 a differenti distanze bersaglio-stopper x . Sono state adottate due funzioni lineari per l'interpolazione dei punti: $f(x; \tau) = x/\tau_1$ (linea rossa) ed $g(x; \tau) = x/\tau_2 + \text{offset}$ (linea blu); sono riportati nella legenda i risultati dei fit ed il χ^2 rapportato ai gradi di libertà.

Riportando in un grafico il rapporto (equazione 3.3) in funzione della distanza bersaglio-stopper, sono stati interpolati i punti con due differenti funzioni lineari: una retta passante per l'origine ed una con l'aggiunta di un intercetta (figura 3.11). Si noti come la presenza di un offset migliori la bontà

del fit (il valore del χ^2 è più probabile); tale offset è fisicamente riconducibile ad un errore nell'azzeramento del PLUNGER, quindi si osserverebbero decadimenti in volo alla posizione nominale nulla $x = 0$. Il valore dell'offset ottenuto dal fit risulta però troppo alto per essere imputabile ad un errore nella calibrazione: un valore accettabile di offset può essere delle decine di μm mentre dal fit risulta di $\sim 200 \mu\text{m}$. Tuttavia l'interpolazione lineare con aggiunta di un offset dà un risultato $\tau_2 = 179 \pm 5$ ps compatibile con il valore aspettato teorico (indice di compatibilità col valore teorico $\lambda = 2.2$ e $\lambda = 3.7$ col risultato di Wang *et al*). Sono necessari ulteriori studi per validare tali risultati.

Il valore del χ^2 per l'interpolazione lineare passante per l'origine risulta ancora improbabile; tuttavia si nota un netto miglioramento rispetto al valore ottenuto dal metodo γ (un fattore di circa 30). Ciò è dovuto all'aumento dell'incertezza sui punti rispetto all'interpolazione in figura 3.5; infatti, l'errore statistico sui valori di $U(x)$ ed $S(x)$ è nettamente maggiore (dell'ordine del decimo/per cento) e risulta essere il contributo dominante all'incertezza sui dati di figura 3.11 (rispetto ai dati del precedente metodo γ , la statistica costituente i picchi dei conteggi è ridotta di un fattore ~ 300).

La causa principale di errore afferente questo metodo di misura risulta ancor essere la valutazione del fondo. Sebbene il contributo al fondo dovuto ai decadimenti dei prodotti delle reazioni secondarie sia stato fortemente ridotto per mezzo della selezione su SPIDER, risulta comunque problematico valutare quali conteggi appartengano al picco di interesse e quali al fondo costituito dai decadimenti in volo (o a riposo). Siccome i raggi γ emessi in volo ad angoli intorno ai 90° sono misurati con la stessa energia dei raggi γ emessi a riposo (vedi equazione 2.3), capire quale parte del picco corrisponda ai segnali utili risulta difficoltoso (stessi ragionamenti valgono per il picco nello spettro Doppler corretto). Facendo riferimento al fit gaussiano operato in figura 3.9, si noti la difficoltà nella valutazione di quale parte del picco centrato a 646 keV corrisponda alla distribuzione dei decadimenti in volo e quale agli effettivi decadimenti a riposo, per via dei pochi conteggi costituenti il picco. In questi casi si è optato regolarmente per una sottrazione del fondo per mezzo di una curva esponenziale, portando quindi ad una sovrastima sistematica del picco (si può notare dal fatto che i primi 3 punti in figura 3.11 giacciono al di sopra della retta rossa mentre gli ultimi 3 punti stanno al di sotto).

Questa ambiguità tra quale regione del picco appartenga alla distribuzione formata dai decadimenti in volo e quale appartenga ai decadimenti a riposo, costituisce la causa principale di errore sistematico in questo metodo di misura. Al fine di ridurre tale ambiguità è necessario eseguire un'ulteriore selezione sui dati, costruita di modo da non considerare i segnali provenienti da decadimenti in volo emessi in un intervallo angolare vicino ai 90° .

3.3 Metodo della selezione angolare

Un ulteriore metodo di misura delle vita media consiste nell'eseguire una selezione angolare sui dati in coincidenza AGATA più SPIDER. In particolare, si adotta la matrice dei conteggi (vedi figura 3.12) in funzione dell'energia e dell'angolo di emissione dei raggi γ nel laboratorio.

Selezionando determinati intervalli angolari lungo le curve Un-shifted (decadimento a riposo) e Shifted (decadimento in volo) è possibile proiettare l'istogramma dei conteggi dei raggi γ emessi in volo o a riposo (figura 3.13). In particolare, sono state fatte 2 selezioni per curva (selezioni in rosso in figura 3.12) ed ulteriori selezioni attorno alle curve per poter valutare e sottrarre il fondo (selezioni in giallo). Con questo metodo di misura si ha a disposizione un maggior numero di dati e la sottrazione del fondo risulta di molto semplificata. Inoltre è possibile riprodurre le stesse selezioni su tutte le acquisizioni, adottando quindi gli stessi parametri per misurare $U(x)$ ed $S(x)$.

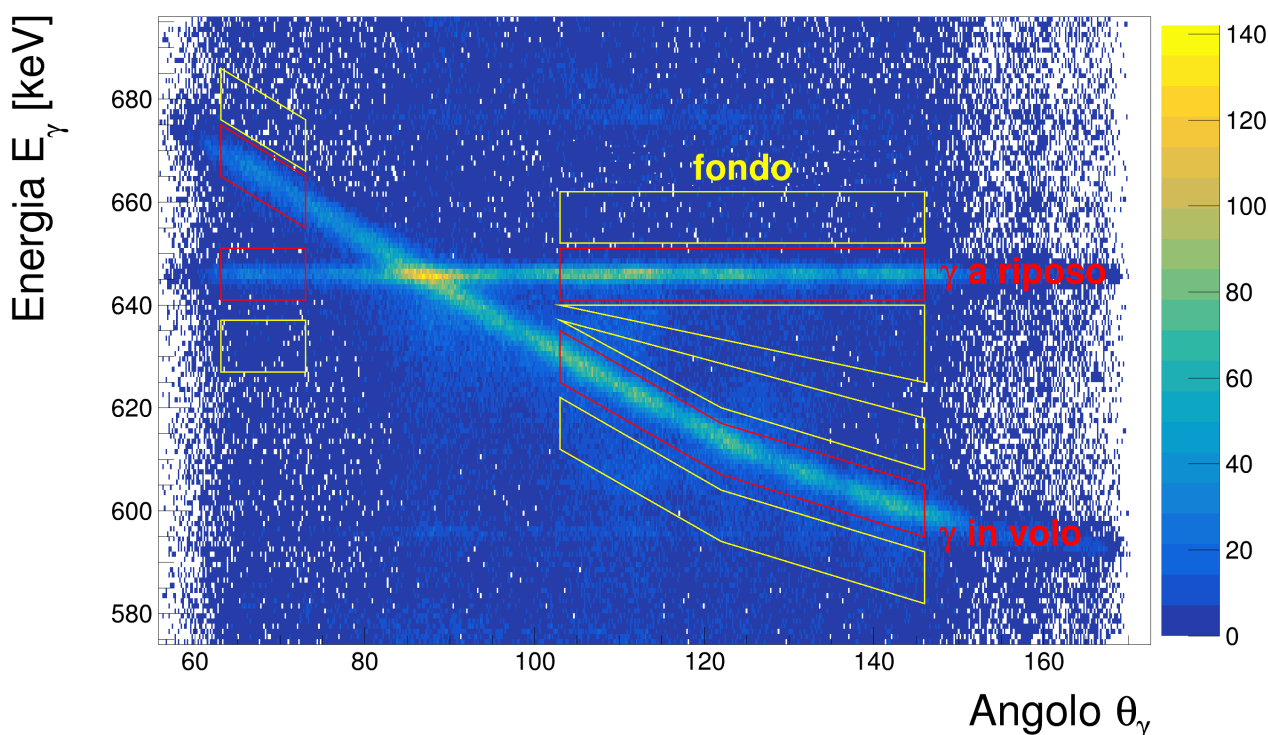


Figura 3.12: Matrice dei conteggi dei raggi γ con energia corretta con selezione su SPIDER, in funzione dell'energia e dell'angolo (in gradi) di emissione nel laboratorio. L'addensamento di conteggi ad energia $E = 646$ keV corrisponde ai decadimenti a riposo (parte Un-shifted); la curva passante per $E = 646$ keV per $\theta_\gamma = 90^\circ$ corrisponde invece ai decadimenti γ eseguiti in volo (parte Shifted). Sono riportate le selezioni delle curve Shifted ed Un-shifted nonché del fondo, costituito da coincidenze random γ -particella. Le selezioni non coprono gli angoli intorno a $\theta_\gamma = 90^\circ$ dove appunto le due curve si intersecano e non sono distinguibili. In particolare, il range angolare coperto risulta essere lo stesso per la parte Un-shifted e Shifted, pari a $[63, 73] \cup [103, 143]^\circ$.

Nella selezione dei decadimenti a riposo non si hanno problemi per quanto riguarda la forma (rettangolare) della selezione adottata, poiché l'addensamento di misure giace esattamente in un intorno di $E_\gamma = 646$ keV, la cui larghezza dipende solo dalla risoluzione dello spettrometro; risulta più problematica la selezione della parte Shifted. Per risolvere tale problema si potrebbe adottare la stessa matrice a seguito di correzione Doppler: la curva Shifted diverrebbe la curva Un-shifted e viceversa; in questo modo si potrebbe adottare solamente una selezione rettangolare per misurare $U(x)$ ed $S(x)$. Il problema sta nella non perfetta ricostruzione degli eventi, che porta ad avere una maggiore dispersione attorno al valore di $E_\gamma = 646$ keV, nonché la presenza di eventuali sistematiche dovute alla non corretta calibrazione dell'apparato sperimentale (la curva ricostruita Shifted in figura 3.2 risulta avere una pendenza non nulla). Si è perciò preferito lavorare con un'unica matrice dei conteggi.

Dagli istogrammi, costruiti attraverso le proiezioni dalle selezioni (figura 3.13), si calcola l'integrale con la sua incertezza, ottenendo così i valori di $U(x)$ ed $S(x)$ previa sottrazione dell'integrale $I_{bkg U/S}$ del fondo. Essendo state eseguite molteplici selezioni $N = 3$ del fondo, si esegue una media pesata sugli integrali I_{bkg}^i delle proiezioni per calcolare il contributo del fondo con peso dato dall'area A_{bkg}^i della selezione:

$$I_{bkg-sel.} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_{bkg}^i \cdot \frac{A_{sel.}}{A_{bkg}^i}$$

con $A_{sel.}$ l'area della selezione di interesse (Shifted o Un-shifted) e $I_{bkg-sel.}$ corrisponde al contributo del fondo per tale selezione.

Eseguendo l'interpolazione dei punti dati dall'equazione 3.3, utilizzando β da tabella 2.3 e lasciando come parametro del fit τ , si ottiene la misura di vita media.

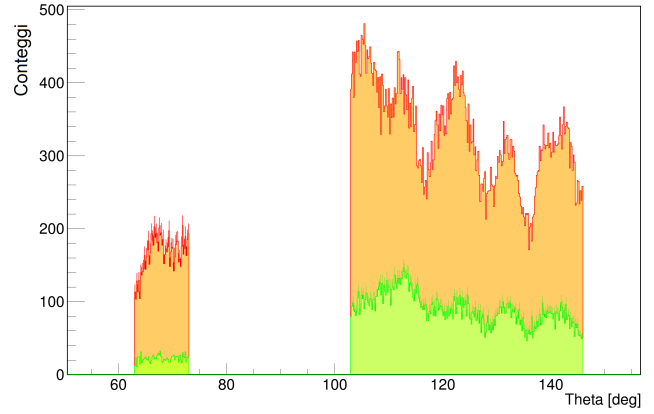


Figura 3.13: Proiezioni dei decadimenti in volo (area arancione) e fondo (area verde). Si noti l'esclusione del range angolare intorno ai 90° , in particolare dai 73° ai 103°

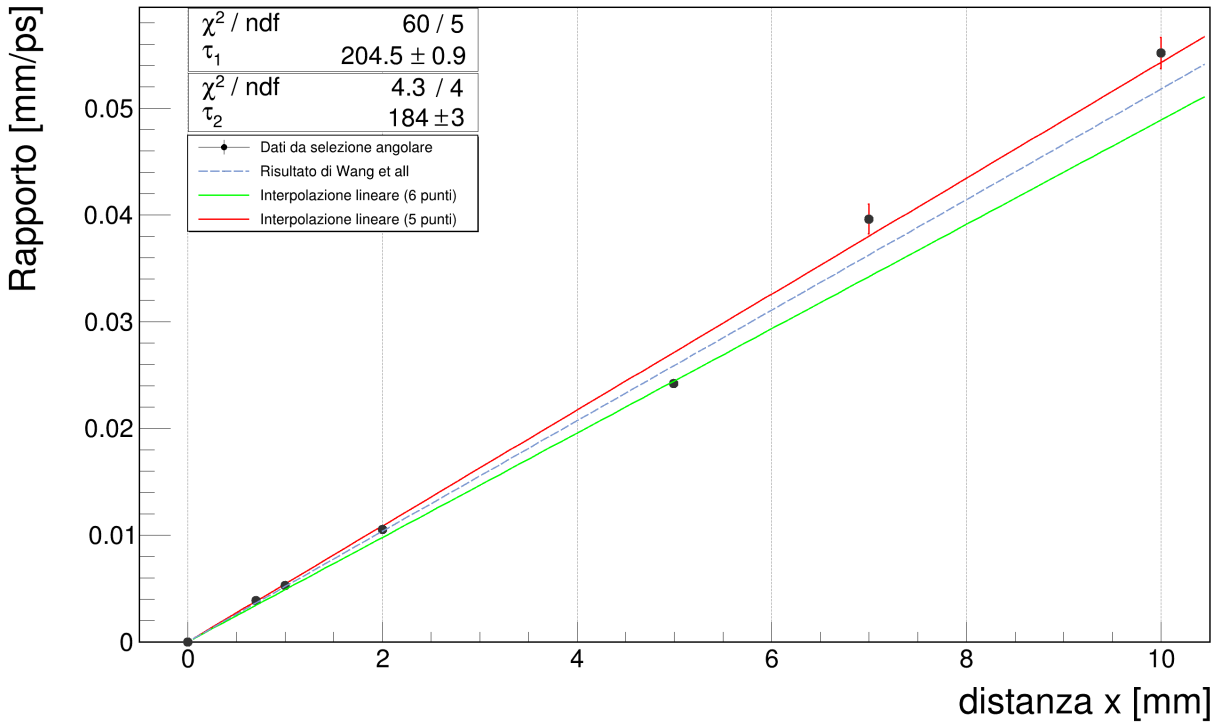


Figura 3.14: Interpolazione dei valori stimati del rapporto definito in equazione 3.3 a differenti distanze bersaglio-stopper x . Sono stati adottati differenti punti per l'interpolazione lineare $f(x; \tau) = x/\tau$: interpolati tutti i sei rapporti alle varie distanze di acquisizione (linea verde) e togliendo il punto alla distanza $x = 5\text{mm}$ (linea rossa); sono riportati nella legenda i risultati dei fit ed il χ^2 rapportato ai gradi di libertà, dove τ_1 è il risultato del fit con 6 punti mentre τ_2 del fit a 5 punti.

L'interpolazione su tutti i punti delle 6 acquisizioni ha fornito un risultato τ_1 con un improbabile valore del χ^2 . Visto l'alto valore ottenuto, si può concludere che la bontà del fit sia bassa. Si noti tuttavia che tutti i punti risultano molto ben allineati ad eccezione del punto ad $x = 5\text{mm}$. Eseguendo un'interpolazione che trascura tale punto lontano dalla statistica (linea rossa in figura 3.14) si ottiene un ottimo valore del χ^2 . Inoltre, il parametro τ_2 del fit è più vicino al valore in letteratura (linea spezzata blu) e più compatibile rispetto al precedente fit, con un buon indice di compatibilità $\lambda = 1.8$. Eseguendo il fit senza il punto ad $x = 5\text{mm}$, si è notato che esso risulta molto distante dalla nuova

interpolazione ($\sim 6\sigma$ di distanza dalla retta, circa 2 volte più distante degli altri punti). L'interpolazione (linea verde) è molto spostata verso tale punto, piuttosto che verso gli ultimi due, siccome esso presenta una piccola incertezza, dovuta al fatto che l'acquisizione dati ad $x = 5$ mm risulta essere quella con maggiori misure, dunque l'errore statistico sul punto è molto ridotto. Per tale motivo risulta giustificata la scelta di scartare tale punto, considerandolo come un offset dalla presente distribuzione lineare.

Il contributo maggiore all'incertezza sui punti in figura 3.14 è dovuto all'errore statistico (dell'ordine del percento). A seguito di ciò, l'incertezza sugli ultimi punti è maggiore rispetto a quella dei primi siccome le acquisizioni eseguite a maggiori distanze sono state operate per minore tempo rispetto alle prime, raccogliendo così minori conteggi; inoltre, l'incertezza sui punti $\sigma_{Rapporto} \propto 1/R$ quindi è crescente. Per tale motivo l'incertezza su τ data dal fit risulta essere del percento.

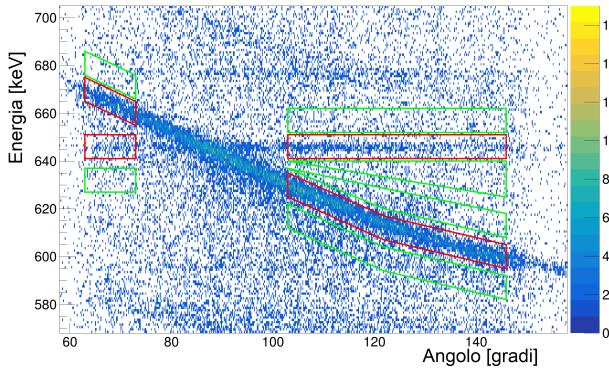


Figura 3.15: Selezioni eseguite sulla matrice dei conteggi alla distanza $x = 10$ mm. Si noti come la maggior parte dei decadimenti sia avvenuta in volo, dati i maggiori conteggi sulla curva Shifted.

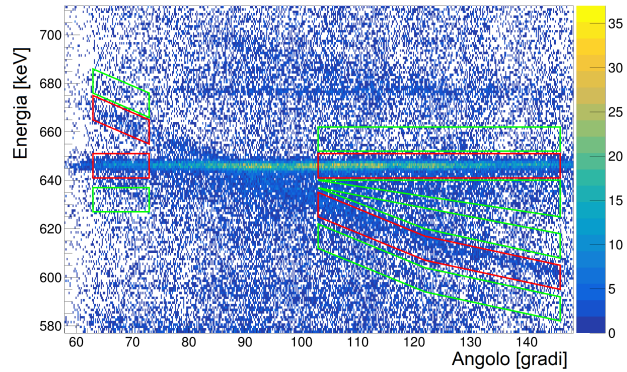


Figura 3.16: Selezioni eseguite sulla matrice dei conteggi alla distanza $x = 0.7$ mm. Si noti come la maggior parte dei decadimenti sia avvenuta in volo, dati i maggiori conteggi sulla curva Un-shifted.

Con questo metodo di misura è stata risolta l'ambiguità dovuta alla distinzione tra quale parte del picco corrisponda ai conteggi utili e quale alla distribuzione Doppler; di fatto, la loro distinzione risulta netta anche per le acquisizioni con poca statistica (figura 3.15) e sia per quelle alle distanze minime e massime (figure 3.16, 3.15). La valutazione del fondo (i.e la causa principale di errore nei precedenti metodi di misura di τ) è stata enormemente semplificata ed attuata allo stesso modo per tutte le matrici analizzate. Non è stato necessario eseguire alcun tipo di interpolazione sugli spettri proiettati, quindi sono state eliminate le sistematiche riguardanti la scelta della funzione interpolante. Il risultato più affidabile della vita media, ottenuta con il metodo della selezione angolare, risulta essere:

$$\tau = (184 \pm 3) \text{ ps} \quad (3.5)$$

Capitolo 4

Conclusioni e prospettive future

Nei precedenti capitoli di analisi dati, sono stati adottati tre differenti metodi di misura della vita media del primo stato eccitato $3/2^-$ del nucleo ^{37}S . Tali metodi di analisi sono stati presentati in ordine crescente di affidabilità dei risultati ottenuti. Si è notata la presenza di evidenti errori sistematici nei dati e nelle metodologie di analisi, i quali sono risultati difficili da valutare. Per questo motivo, l'evoluzione dei 3 metodi di analisi è stata verso la miglior riduzione possibile delle sistematiche afferenti il metodo di misura, per mezzo di selezioni sui dati.

Riepilogando, col primo metodo di misura sono state analizzate le misure ottenute dal solo spettrometro γ AGATA. Sono state notate evidenti sistematiche le quali hanno pregiudicato i risultati ottenuti, rendendo non affidabili le misure di vita media eseguite seppur vicine ai valori attesi. Siccome l'analisi DCM si basa sul calcolo di aree al di sotto dei picchi di interesse, si è deciso di eseguire una selezione sui dati di AGATA, di modo da rendere più agevole tale misura dell'area; infatti, il problema maggiore individuato col "metodo γ " risulta nella sottrazione del fondo. Aggiungendo una selezione sulle coincidenze con SPIDER, sono stati ottenuti risultati decisamente più ragionevoli e probabili. Si è tuttavia notata la presenza di un'importante sistematica, l'ambiguità nella distinzione tra raggi γ emessi in volo e a riposo. Per tale motivo si è passati dal "metodo coincidenze γ -protone" al "metodo della selezione angolare", di modo da eliminare l'ambiguità presente per raggi γ emessi ad angoli intorno a 90° . Con quest'ultimo metodo è stata di fatto ridotta la principale causa di sistematica, ovvero la determinazione del fondo; infatti, tale determinazione è stata eseguita tramite una media pesata del fondo attorno ai picchi di interesse. I risultati ottenuti con quest'ultimo metodo risultano essere i più affidabili.

metodo	τ (ps)	χ^2/dof	$\lambda_{[15]}$
metodo γ	191.4 ± 0.3	970/5	0.4
metodo γ -protone	153 ± 3	30/5	8
	169 ± 5	0.8/4	3.7
metodo selezione angolare	184 ± 3	4.3/4	1.8

Tabella 4.1: Risultati ottenuti dai 3 differenti metodi di misura della vita media, presentati al capitolo 3, con indice di compatibilità col valore presente in letteratura $\lambda_{[15]}$ ($\tau_{3/2^-} = 193 \pm 4$ ps).

I risultati ottenuti sono riportati in tabella 4.1. La misura eseguita col metodo γ risulta molto precisa ed ottimamente compatibile col valore in letteratura, tuttavia gli errori sembrano ancora essere sottostimati. Invece, il metodo della selezione γ -protone dà dei risultati più affidabili ma che si discostano dal valore atteso; ciò è probabilmente imputabile alle imprecise valutazioni del fondo presente. Il valore più affidabile è quello ottenuto col metodo della selezione angolare, come discusso nel capitolo 3.3). Tale misura risulta compatibile con il valore presente in letteratura e compatibile ($\lambda_{th} = 1.3$) con il valore predetto da calcoli di shell model $\tau_{3/2^-}^{th} = 180$ ps.[14] I risultati ottenuti nella presente tesi sono da considerarsi come valori preliminari, da validarsi anche

in seguito ad un'analisi più approfondita (ad esempio in coincidenza temporale γ - γ), il cui lavoro è al di fuori degli scopi di questa tesi.

Attraverso una accurata misura della vita media del primo stato eccitato del ^{37}S sarà poi possibile calcolare la probabilità di transizione ridotta $B(E2)$ e dedurre la funzione d'onda di tale stato eccitato.

Bibliografia

- [1] M. G. Mayer, “On Closed Shells in Nuclei. II”, [Phys. Rev. **75**, 1969–1970 \(1949\)](#).
- [2] O. Haxel, J. H. D. Jensen e H. E. Suess, “On the ”Magic Numbers” in Nuclear Structure”, [Phys. Rev. **75**, 1766–1766 \(1949\)](#).
- [3] A. Bohr e B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, vol. II, (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore) (1998).
- [4] T. Otsuka, Gade et al., “Evolution of shell structure in exotic nuclei”, [Rev. Mod. Phys. **92**, 015002 \(2020\)](#).
- [5] R. D. Woods e D. S. Saxon, “Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering”, [Phys. Rev. **95**, 577–578 \(1954\)](#).
- [6] K. S. Krane, *Introductory nuclear physics* (Wiley, New York, NY, 1988).
- [7] N. Kitamura, K. Wimmer et al., “Coexisting normal and intruder configurations in ^{32}Mg ”, [Physics Letters B **822**, 136682 \(2021\)](#).
- [8] N. Tsunoda et al., “The impact of nuclear shape on the emergence of the neutron dripline”, [Nature **587**, 66–71 \(2020\)](#).
- [9] E. Caurier, F. Nowacki e A. Poves, “Merging of the islands of inversion at $N = 20$ and $N = 28$ ”, [Phys. Rev. C **90**, 014302 \(2014\)](#).
- [10] E. K. Warburton, “Structure of ^{39}Ar ”, [Phys. Rev. C **35**, 2278–2293 \(1987\)](#).
- [11] F. Nowacki e A. Poves, “New effective interaction for $0\hbar\omega$ shell-model calculations in the $sd-pf$ valence space”, [Phys. Rev. C **79**, 014310 \(2009\)](#).
- [12] F. Galtarossa e A. Gottardo, “Evolution of the mixing between single-particle and intruder configurations approaching the island of inversion at $N = 20$ ”, *Proposal to the LNL PAC (2022)*.
- [13] R. F. Casten, *Nuclear Structure from a Simple Perspective* (Oxford University Press, mar. 2001).
- [14] L. Grocutt, R. Chapman et al., “Lifetime measurements of states of ^{35}S , ^{36}S , ^{37}S , and ^{38}S using the AGATA γ -ray tracking spectrometer”, [Phys. Rev. C **106**, 024314 \(2022\)](#).
- [15] K. L. Wang, Wang et al., “Lifetime measurement of the first excited state in ^{37}S ”, [Phys. Rev. C **94**, 044316 \(2016\)](#).
- [16] C. E. Thorn, J. W. Olness, E. K. Warburton e S. Raman, “ $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ and $^{34,36}\text{S}(d,^3\text{He})^{33,35}\text{P}$ reactions”, [Phys. Rev. C **30**, 1442–1453 \(1984\)](#).
- [17] R. Chapman, Wang et al., “Particle-core coupling in ^{37}S ”, [Phys. Rev. C **93**, 044318 \(2016\)](#).
- [18] E. K. Warburton e J. A. Becker, “Shell-model description of the β^- decay of the $N=21$ and 22 isotones ^{34}Al , ^{36}Si , and ^{37}P ”, [Phys. Rev. C **37**, 754–765 \(1988\)](#).
- [19] J. Cameron, J. Chen, B. Singh e N. Nica, “Nuclear Data Sheets for $A = 37$ ”, [Nuclear Data Sheets **113**, 365–514 \(2012\)](#).
- [20] M. Rocchini, K. Hadyńska-Klek, A. Nannini et al., “SPIDER: A Silicon PIE DEtectoR for low-energy Coulomb-excitation measurements”, [NIM PRSA **971**, 164030 \(2020\)](#).
- [21] *Foto di M. Balogh, 22/07/2022.*

- [22] S. Akkoyun, A. Algora et al., “AGATA—Advanced GAMMA Tracking Array”, [NIM PRSA 668, 26–58 \(2012\)](#).
- [23] A. Goasduff, D. Mengoni et al., “The GALILEO -ray array at the Legnaro National Laboratories”, [NIM PRSA 1015, 165753 \(2021\)](#).
- [24] C. Müller-Gatermann, F. von Spee, A. Goasduff et al., “A new dedicated plunger device for the GALILEO -ray detector array”, [NIM PRSA 920, 95–99 \(2019\)](#).
- [25] M. Assié, E. Clément, A. Lemasson et al., “The MUGAST-AGATA-VAMOS campaign: Set-up and performances”, [NIM PRSA 1014, 165743 \(2021\)](#).
- [26] G. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, International series of monographs on physics (Clarendon Press, 1983).
- [27] *LISE++ - Rare Isotope Beam Production*.
- [28] *NUDAT 2, Data from National Nuclear Data Center*.
- [29] A. Dewald, O. Möller e P. Petkov, “Developing the Recoil Distance Doppler-Shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states”, [Prog. Part. Nucl. Phys. 67, 786–839 \(2012\)](#).
- [30] *RadWare - interactive graphical analysis of gamma-ray coincidence data*.
- [31] W. N. Catford, “What Can We Learn from Transfer, and How Is Best to Do It?”, in [The Euroschool on Exotic Beams, Vol. IV](#), a cura di C. Scheidenberger e M. Pfützner (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2014), pp. 67–122.
- [32] *ROOT - A Data Analysis Framework*.