

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea

Struttura ad alto spin del nucleo ^{43}Sc

High-spin structure of the nucleus ^{43}Sc

Relatore

Prof.ssa Silvia Monica Lenzi

Correlatore

Dott.ssa Kseniia Rezyunkina

Laureando

Alessandro Colica

1226213

Anno Accademico 2022/2023

Sommario

Studio della struttura nucleare dello ^{43}Sc . Sono analizzati i dati di un esperimento di spettroscopia gamma realizzato presso il laboratorio JYFL, in Finlandia. Questo nucleo, vicino alla linea $N=Z$, presenta una struttura coerente con una forma sferica a bassa energia e una banda rotazionale collettiva fino ad alto momento angolare. Entrambe le strutture sono interpretate con calcoli di modello a shell nucleare in uno spazio di modello che include due shell principali.

Abstract

Study of the nuclear structure of the ^{43}Sc . Data from a gamma spectroscopy experiment carried out at the JYFL laboratory in Finland is analysed. This nucleus, near to the $N=Z$ line, has a structure at low energy coherent with a spherical shape and a collective rotational band up to high angular momentum. Both structures are interpreted with nuclear shell model calculations in a model space including two main shells.

Indice

Indice	ii
1 Introduzione	1
2 Apparato Sperimentale	3
2.1 Descrizione dell'esperimento	3
2.2 Lo spettrometro di massa MARA	4
2.3 Lo spettrometro gamma JUROGAM 3	5
2.4 Il rivelatore di particelle cariche JYUTube	6
3 Analisi dei dati	7
3.1 Spettro γ dello ^{43}Sc	7
3.2 Schema dei livelli	8
4 Interpretazione dei risultati con calcoli di modello a shell	15
4.1 Modello a shell interattivo	15
4.2 Previsioni teoriche e risultati sperimentali a confronto	16
5 Conclusioni	19
Bibliografia	21

Capitolo 1

Introduzione

L'esistenza dei nuclei atomici è interamente dovuta all'interazione forte. I nuclei sono costituiti dai nucleoni: protoni e neutroni e, come si evince da esperimenti di scattering, l'interazione nucleone-nucleone è fortemente attrattiva e a corto raggio.

Per descrivere accuratamente lo stato fondamentale e gli stati eccitati dei nuclei sono stati proposti, a partire da considerazioni sperimentali, diversi modelli teorici. Di particolare importanza, perché consente previsioni puntuali, è il modello a shell. L'evidenza sperimentale più significativa, che ha portato alla formulazione di tale modello, è l'esistenza dei *numeri magici*: in corrispondenza di certi valori "speciali" del numero atomico Z o del numero di neutroni N si osserva un improvviso incremento dell'energia necessaria per separare un protone, S_p , o un neutrone, S_n , dal nucleo. In altre parole, i nuclei che possiedono un numero magico di protoni e/o di neutroni sono significativamente più stabili rispetto ai loro vicini. Sperimentalmente questi numeri risultano essere $Z, N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$.

Nel presente lavoro di tesi si studieranno gli stati ad alto spin del nucleo ^{43}Sc in cui gli orbitali attivi sono raffigurati nello schema in Figura 1.1. Nello stato fondamentale il 21esimo protone si trova nell'orbitale $1f_{7/2}$ e i due neutroni al di sopra della shell chiusa $N = 20$ nell'orbitale $1f_{7/2}$.

Gli stati eccitati dello ^{43}Sc sono stati popolati mediante una reazione di fusione-evaporazione: un fascio di ^{33}S di energia pari a 100 MeV viene inviato contro un bersaglio fisso di ^{12}C . Con questa reazione si creano nuclei composti di $(^{45}\text{Ti})^*$ fortemente eccitati ed ad alto momento angolare che possono, dapprima, emettere nucleoni e/o particelle α ed, in seguito, quando l'energia dei nuclei residui è inferiore all'energia di separazione delle particelle, diseccitarsi emettendo radiazioni γ . Lo ^{43}Sc si è formato con l'evaporazione di un neutrone e di un protone.

L'esperimento e l'apparato sperimentale saranno descritti nel capitolo 2. Nel capitolo 3, interamente dedicato all'analisi dati, si ricostruirà lo schema dei livelli dello ^{43}Sc e lo si confronterà con quanto già noto da studi precedenti, segnalando l'eventuale presenza di nuove transizioni attribuibili al nucleo esaminato. Il capitolo 4 sarà, infine, impiegato per confrontare i risultati ottenuti sperimentalmente con quelli previsti da calcoli di modello a shell.

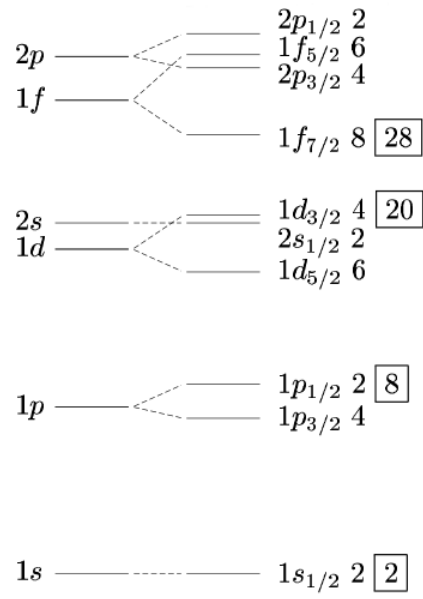


Figura 1.1: Livelli a bassa energia del modello a shell nucleare. Il numero a destra di un livello indica la sua degenerazione, gli interi nei riquadri indicano i numeri magici. Ref. [1].

Capitolo 2

Apparato Sperimentale

2.1 Descrizione dell'esperimento

Nel presente lavoro di tesi verranno analizzati i dati relativi al nucleo ^{43}Sc provenienti dall'esperimento JM11 effettuato nel 2020 presso il laboratorio JYFL dell'Università di Jyväskylä.

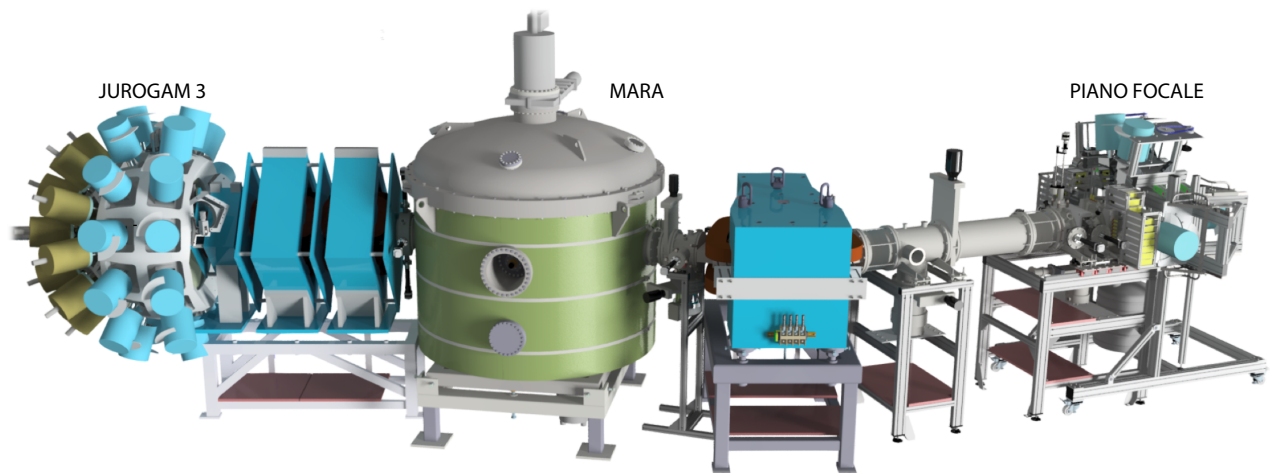
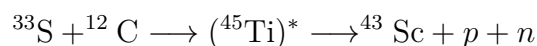


Figura 2.1: Illustrazione schematica dell'apparato sperimentale Ref. [2].

Per formare lo ^{43}Sc è stata utilizzata una reazione di fusione-evaporazione tra un fascio di ^{33}S e un bersaglio di ^{12}C . L'energia del fascio era di 100 MeV e lo spessore del bersaglio di $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Con la fusione delle particelle del fascio e del bersaglio si è formato un nucleo composto di $(^{45}\text{Ti})^*$ che si è disintegrato poi tramite l'evaporazione di una o più particelle: protoni, neutroni e particelle α . Lo ^{43}Sc si è formato dopo l'evaporazione di un neutrone e di un protone come segue:



Facendo riferimento alla Figura 2.1, il fascio di ^{33}S entra all'interno dello spettrometro gamma JUROGAM 3 (sezione 2.3) al centro del quale è presente il bersaglio di ^{12}C . I protoni evaporati dal nucleo composto vengono rivelati dall'array di scintillatori sensibili alle particelle cariche JYUTube (sezione 2.4) mentre i raggi γ sono rivelati con JUROGAM 3.

I nuclei residui entrano, quindi, all'interno di MARA (sezione 2.2), un separatore di rinculo a vuoto, regolato per selezionare stati di carica specifici, in questo caso ioni 15^+ e 16^+ in modo da ottimizzare la trasmissione dei nuclei con massa $A=43$. Gli ioni selezionati, dopo aver attraversato tale separatore, si impiantano su un rivelatore al silicio (DSSD) posizionato nel piano focale di MARA. Se il nucleo impiantato è instabile, il suo decadimento consecutivo può essere, quindi, rivelato con un opportuno sistema di rivelazione nei pressi del piano focale di MARA.

2.2 Lo spettrometro di massa MARA

Il separatore di rinculo a vuoto, Mass Analysing Recoil Apparatus (MARA), è stato costruito per eseguire la spettroscopia di nuclei esotici lungo la linea $N = Z$ e nella regione $A \sim 50 - 150$ prodotti da reazioni di fusione-evaporazione a basse energie (3-6 MeV/A) [3]. Le componenti principali di MARA (cfr. Figura 2.2) sono:

- il tripletto magnetico a quadrupolo;
- il deflettore elettrostatico;
- il dipolo magnetico;
- il sistema di rivelazione sul piano focale.

L'intero separatore si estende in lunghezza per circa 7 metri dal target sino al rivelatore di impiantazione. La tripletta quadrupolare è utilizzata per focalizzare le particelle cariche nei

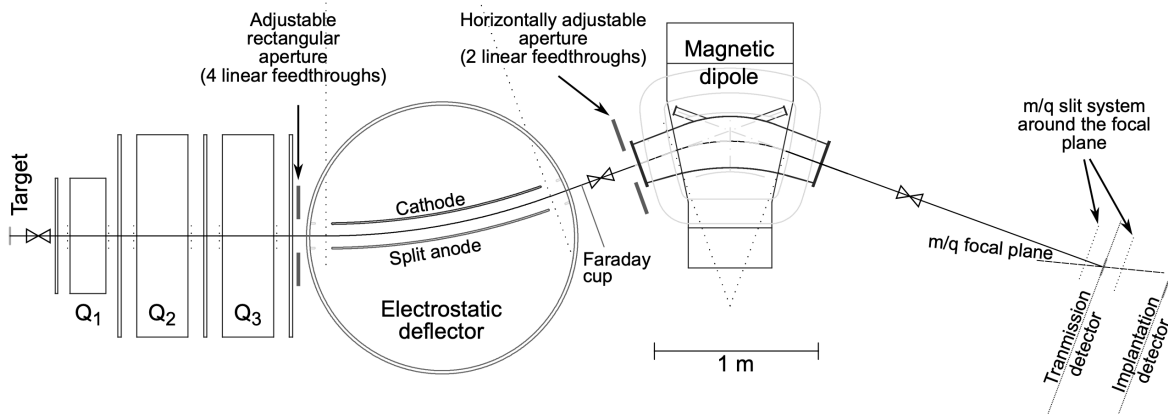


Figura 2.2: Disposizione schematica di MARA Ref. [4].

piani verticali e orizzontali, il deflettore elettrostatico e il dipolo magnetico per deviare i rinculi in base alle loro rigidità elettriche e magnetiche, selezionando così i nuclei con il rapporto A/Z di interesse. Quest'ultimi si impiantano, infine, sul piano focale dove viene utilizzato un rivelatore in silicio ad alta pixelatura, il Double-sided Silicon Strip Detector (DSSD), che fornisce un segnale di energia e posizione al momento dell'impianto, che può essere correlato al suo successivo decadimento. Le informazioni di spettroscopia γ sono ottenute da quattro

rivelatori di germanio situati intorno al DSSD, l'emissione di particelle cariche viene rivelata tramite il DSSD stesso. Informazioni più dettagliate circa tale separatore possono essere reperite in Ref. [3].

2.3 Lo spettrometro gamma JUROGAM 3

Lo spettrometro gamma JUROGAM 3 è stato costruito per esperimenti di spettroscopia γ . È costituito da moduli di rivelatori di germanio, in una geometria compatta che circonda un bersaglio, atti a misurare i raggi γ emessi da nuclei radioattivi. Si tratta nello specifico di 15 rivelatori a cristallo singolo e 24 Clover, quest'ultimi costituiti da quattro singoli cristalli di germanio all'interno dello stesso criostato. Ogni rivelatore è accompagnato da uno schermo di soppressione Compton di germanato di bismuto (BGO) e da un collimatore di metalli pesanti. Gli schermi anticompton consentono di scartare quei raggi γ che depositano solo una parte della loro energia nel cristallo di germanio, mentre i collimatori di metalli pesanti impediscono i colpi diretti dei raggi γ emessi dal nucleo sugli schermi BGO [5].

Nell'analisi dati, bisogna tener conto dell'efficienza del rivelatore: essa ci dà informazioni sulla probabilità che un raggio γ ad una data energia venga rivelato dallo spettrometro, depositando l'intera energia nel volume sensibile del rivelatore. La curva di efficienza (Figura 2.3) è stata estratta impiegando una sorgente di calibrazione di ^{152}Eu . La dipendenza dell'efficienza dello

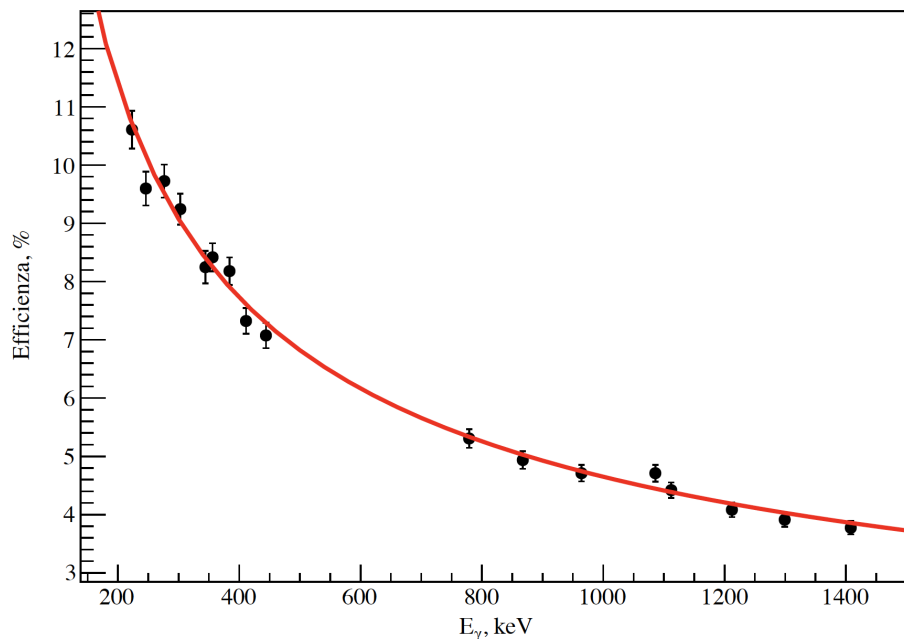


Figura 2.3: Andamento della curva di efficienza del rivelatore JUROGAM 3: valori misurati con una sorgente di ^{152}Eu (nero) e la funzione di efficienza adattata (rosso).

spettrometro dall'energia è dovuta al modo con cui i raggi γ interagiscono con la materia. Per basse energie, sino a 200 keV, il fenomeno dominante è l'effetto fotoelettrico: un fotone subisce un'interazione con un atomo assorbitore a cui rilascia completamente la sua energia.

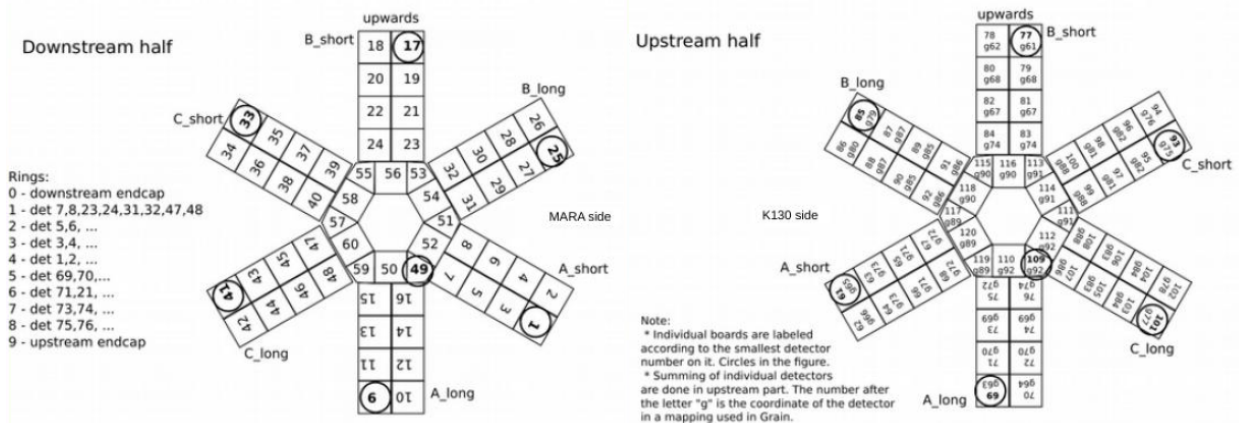
Un fotoelettrone energetico viene, quindi, espulso dall'atomo assorbitore da uno dei suoi gusci legati portando con sé la maggior parte dell'energia originale del fotone. L'emissione del fotoelettrone crea delle lacune, che verranno, poi, colmate dagli elettroni liberi del mezzo o tramite il riarrangiamento di elettroni da altri gusci sempre dello stesso atomo. Si generano così uno o più fotoni di raggi X caratteristici. Sebbene nella maggior parte dei casi questi raggi X vengano riassorbiti vicino al sito originale attraverso assorbimento fotoelettrico, è possibile che una piccola parte di essi esca dal rivelatore influenzando le misurazioni.

Ad energie intermedie, da qualche centinaio di keV fino a 5-7 MeV, il fenomeno più probabile risulta essere, invece, lo scattering Compton: il fotone in arrivo collide con un elettrone del materiale assorbente, noto come elettrone di rinculo, trasferendo a quest'ultimo una parte della sua energia.

Per energie ancora più alte, superiori di 1022 keV, il processo di interazione radiazione-materia può dar luogo alla produzione di una coppia elettrone-positrone. Il positrone prodotto annichila generando due fotoni di 511 keV [6].

2.4 Il rivelatore di particelle cariche JYUTube

Il rivelatore di particelle cariche JYUTube, così chiamato perché piegato a forma di tubo attorno il bersaglio, è composto da 120 celle, ciascuna costituita da uno scintillatore Eljen EJ200, accoppiato ad un fotomoltiplicatore al silicio (SiPM). Si tratta di 108 rivelatori quadrati con un'area di 20 mm × 20 mm e 12 a forma romboidale. Tutti gli scintillatori hanno uno spessore di 2 mm. Le celle sono disposte in 12 pannelli e in due coppe terminali (cfr. Figura 2.4). Ogni pannello è costituito da due linee di 4 rivelatori quadrati, mentre ciascuna coppia terminale è costituita da 12 rivelatori: 6 quadrati e 6 a forma di rombo. Tale disposizione delle celle è stata scelta per massimizzare l'angolo solido coperto da JYUTube. L'efficienza di rivelazione dei protoni è pari all'efficienza geometrica di $\sim 60\%$ [7].



Capitolo 3

Analisi dei dati

3.1 Spettro γ dello ^{43}Sc

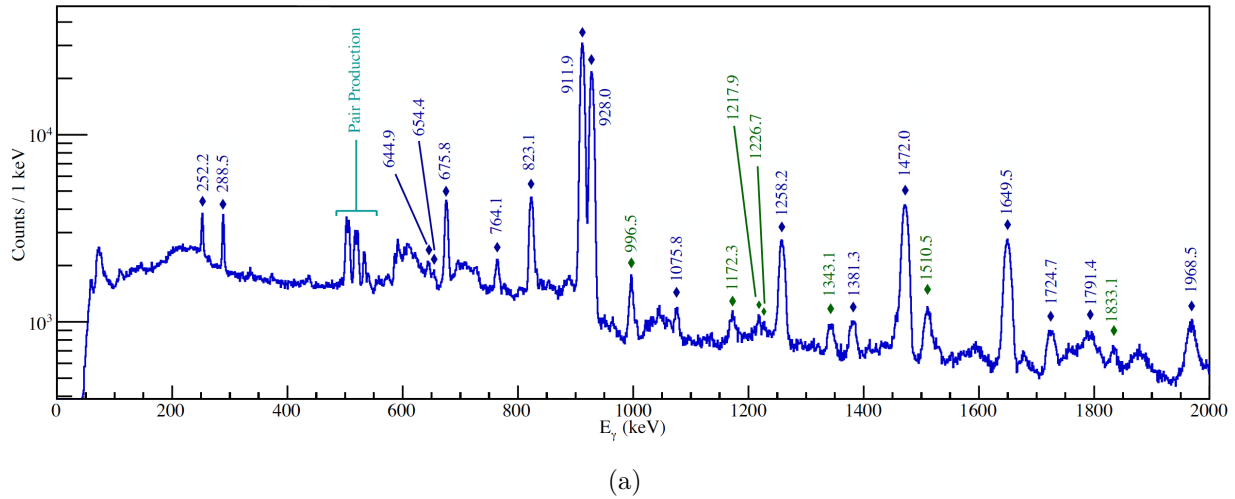
Nella presente analisi ci si concentrerà sullo studio degli stati eccitati dello ^{43}Sc che decadono sullo stato isomerico $19/2^-$ di energia pari a 3124 keV, il cui tempo di dimezzamento è $T_{1/2} = 468 \text{ ns}$ [8].

È noto che tale isomero decade verso lo stato fondamentale $7/2^-$ tramite 3 transizioni E2 di energie pari a 135.5, 1157.5 e 1830.5 keV [8]. La rivelazione di uno di questi raggi γ ritardati che spopolano lo stato isomerico $19/2^-$, entro $3T_{1/2}$ dal momento dell'impianto, fornisce una selezione pura degli stati ad alto spin dello ^{43}Sc . Per scegliere solo quegli eventi in cui avviene anche l'evaporazione di un protone è stata applicata la condizione di molteplicità 1 su JYUTube.

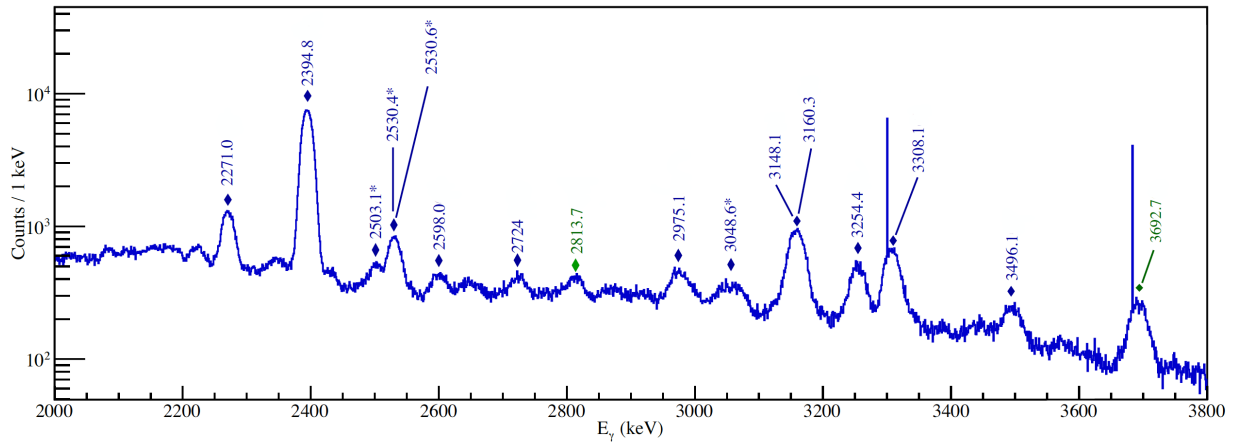
Lo spettro γ , con le transizioni rivelate etichettate con il valore dell'energia che le contraddistingue, è riportato nella Figura 3.1. Le transizioni ad energia superiore ai 4000 keV, perché fuori dal range del sistema di acquisizione dati (DAQ), non vengono rivelate nel presente esperimento. C'è da sottolineare che ogni cristallo di Ge ha il proprio DAQ e che in alcuni il range è inferiore a 4 MeV. Ciò fa sì che tali canali di acquisizioni dati diano uno spike artefatto, che corrisponde all'ultimo bin del range. Tale fenomeno può essere osservato in Figura 3.1(b) nei pressi dei picchi a 3308 e 3693 keV.

Per estrarre le energie e le intensità delle transizioni γ osservate, per ogni picco è stata effettuata un'interpolazione con una funzione di Gauss sommata ad un polinomio di primo grado che tiene conto del background. Nella Figura 3.1, le transizioni contrassegnate in blu sono già note dagli studi precedenti [8] e [9], quelle in verde sono le nuove osservate in questo lavoro. La selezione, in questo studio, solamente dei raggi γ che popolano lo stato isomerico $19/2^-$, combinata alla condizione di molteplicità 1 su JYUTube, è responsabile di un abbassamento della statistica nello spettro. Ciò ha indotto a trarre il valore di energia da [8] per alcuni picchi poco intensi, ma già noti in letteratura: le transizioni a 2503 e 3049 keV ne sono un esempio. Relativamente ai picchi a 2530.4 e 2530.6 keV, inoltre, lo studio delle coincidenze γ - γ condotto in questa analisi, di cui alla sezione 3.2, combinato ai risultati ottenuti nell'articolo di Chiara et al. [8], ha portato a concludere che entrambe queste transizioni dovessero essere rivelate nel presente esperimento, ma essendo di energie estremamente vicine fra loro, e non potendoli separarli con appositi gates, non è stato possibile estrarne i valori energetici precisi, per i quali si è deciso di far riferimento a Ref. [8].

A titolo esemplificativo in Figura 3.2 è mostrato il fit realizzato per il picco a 1258 keV. Qui,



(a)



(b)

Figura 3.1: Spettro γ con correzione Doppler del decadimento degli stati eccitati dello ^{43}Sc in ritardata coincidenza con il decadimento dello stato isomerico $19/2^-$ e con la condizione di molteplicità 1 su JYUTube ((a) range 0-2000 keV, (b) range 2000-3800 keV). In blu sono contrassegnate le transizioni già note da studi precedenti [8, 9], in verde quelle nuove osservate in questo lavoro. I valori energetici contrassegnati con un asterisco sono stati tratti da [8].

l'errore associato ad E_γ è pari a 0.2 keV ossia all'incertezza sistematica che deriva dalla precisione della calibrazione, che in questo caso è dominante rispetto all'errore statistico di 0.05 keV. Il numero di conteggi estrapolato N_γ viene poi corretto tenendo conto dell'efficienza di JURO-GAM 3 (Figura 2.3). In questo modo, prendendo come riferimento il picco da 2395 keV, il più intenso in questo studio, sono state calcolate per ciascuna transizione le intensità relative I_γ^r .

3.2 Schema dei livelli

La matrice di coincidenza γ - γ è mostrata in Figura 3.3. Si tratta di un istogramma bidimensionale, ove in entrambi gli assi è posta l'energia delle transizioni rivelate dallo spettrometro

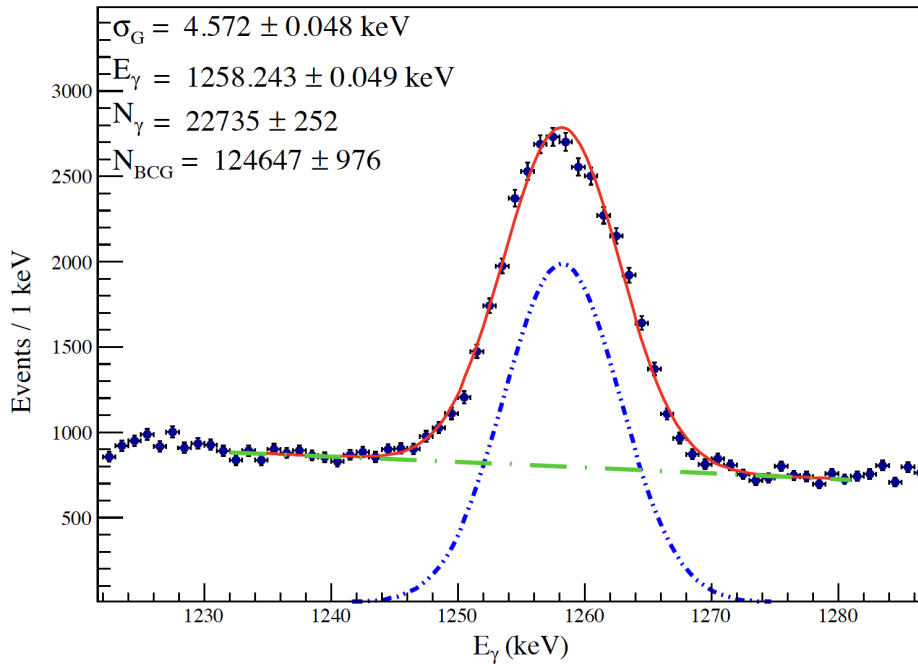


Figura 3.2: Fit relativo alla transizione di energia 1258 keV. La linea tratteggiata in verde è il polinomio che descrive il background, la gaussiana in blu tratteggiato descrive il picco di assorbimento completo dei raggi gamma. La somma delle due funzioni è in rosso. In alto a sinistra i parametri ottenuti dal fit: il parametro σ_G della gaussiana, il valor medio E_γ , il numero di conteggi N_γ e il numero di eventi che costituiscono il background N_{BCG} con i rispettivi errori.

gamma. Se il punto $(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2})$ ha N conteggi allora per N eventi registrati i raggi γ di energia E_{γ_1} e E_{γ_2} sono in coincidenza fra loro, ossia le due emissioni avvengono in cascata. Proiettando questo istogramma lungo un'asse è stato possibile, per ciascuna transizione osservata, studiare le coincidenze e ricostruire lo schema dei livelli per lo ^{43}Sc mostrato in Figura 3.6. Per farlo è stato utilizzato il programma Cubix. Una schermata tipo di questo software, in cui si effettua un gate γ che tiene conto del background, è riportata in Figura 3.4.

La presente analisi risulta in accordo con quanto già descritto nel lavoro di Chiara et al. [8], che fa riferimento a due esperimenti atti a popolare gli stati ad alto spin del nucleo ^{43}Sc : il primo effettuato presso l'Argonne National Laboratory con la reazione $^{28}\text{Si}(^{20}\text{Ne}, \alpha p)$ e il secondo presso il Lawrence Berkeley National Laboratory con la reazione simmetrica $^{24}\text{Mg}(^{24}\text{Mg}, \alpha p)$. Le energie dei fasci erano rispettivamente 84 e 94 MeV, i raggi γ emessi erano rivelati con lo spettrometro Gammasphere [10] e le particelle cariche con Microball [11], un array di 95 scintillatori CsI(Tl). Nel presente lavoro sono state rilevate nuove transizioni attribuibili allo ^{43}Sc non riportate in [8]. Di queste, quella di 1258 keV, in particolare, non è nuova perché già descritta nello studio svolto precedentemente da Morikawa et al. [9]. In esso si riportano i risultati di un esperimento effettuato presso il Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI) che consisteva nel popolare gli stati dello ^{43}Sc per mezzo della reazione $^{27}\text{Al}(^{19}\text{F}, p2n)$ a 50 MeV. Lo spettrometro utilizzato era GEMINI_II [12]. Nel gate relativo a questa transizione, eseguito nella presente tesi, non si osserva alcun picco evidente al di sopra del background il che

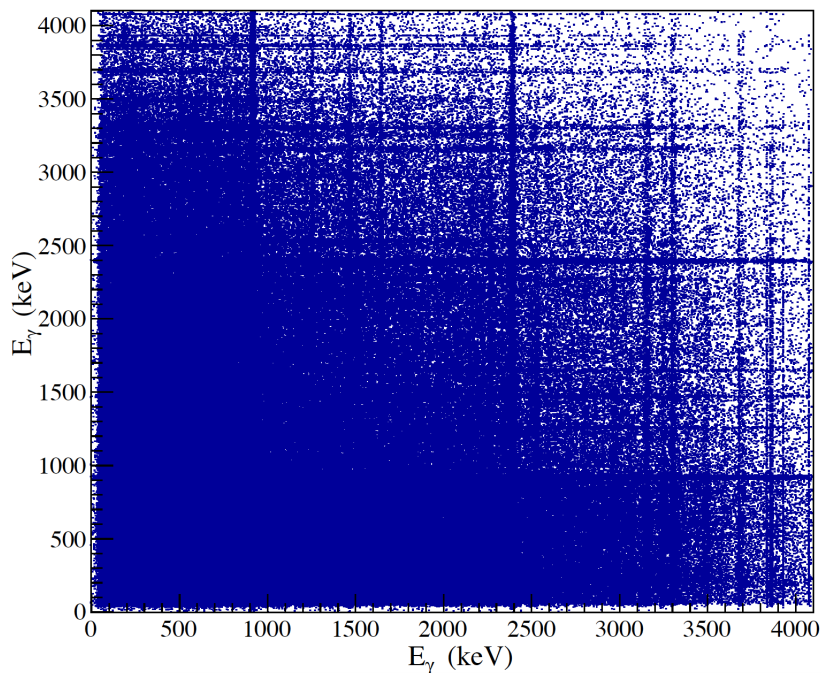


Figura 3.3: Matrice di coincidenza γ - γ per gli stati eccitati dello ^{43}Sc che decadono sullo stato isomerico $19/2^-$ con la condizione di molteplicità 1 su JYUTube.

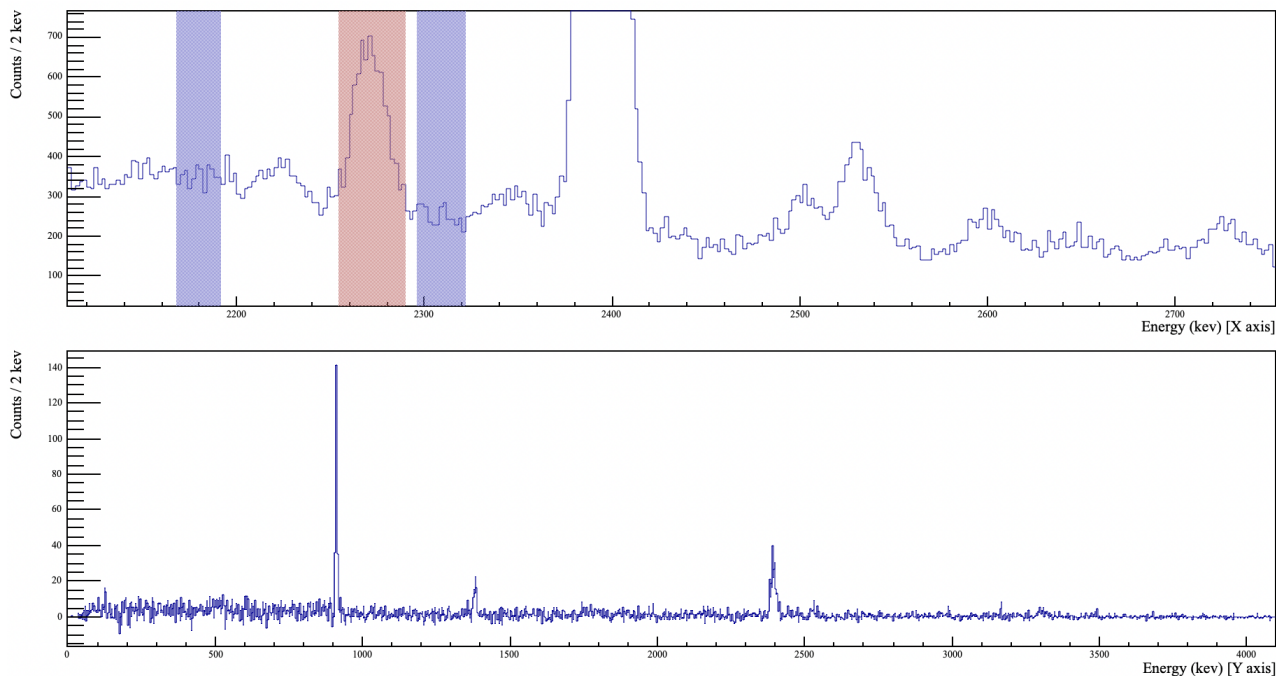


Figura 3.4: Schermata di Cubix. Nel grafico in alto è rappresentata la proiezione dell'istogramma in Figura 3.3 lungo un'asse; la regione in rosso è dove viene effettuato il gate, le due regioni in blu servono per la sottrazione del background. In basso il gate effettuato sul picco di interesse.

induce a confermare così quanto scritto in [9] ossia che si tratta di un decadimento da un livello di energia pari a 4382 keV, il cui spin e parità viene suggerito essere $(17/2^-)$, direttamente verso l'isomero $19/2^-$.

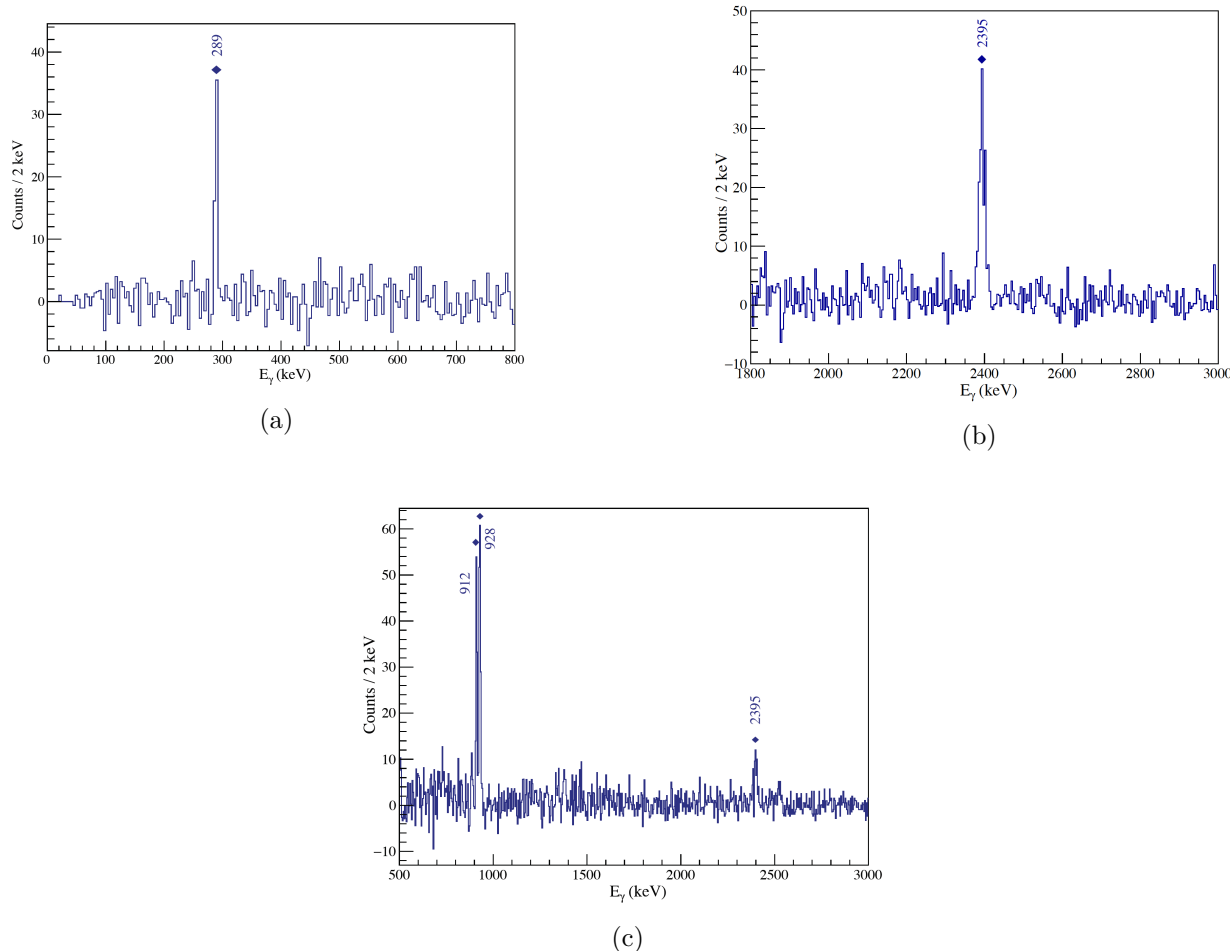


Figura 3.5: (a) gate sul picco da 3693 keV range 0-800 keV, (b) gate sul picco da 1511 keV range 1800-3000 keV, (c) gate sul picco da 1343 keV range 500-3000 keV.

Altre due transizioni aggiunte allo schema dei livelli nel presente lavoro sono 3693 e 1511 keV. Esse non sono state riportate in [8], ma solamente in [9] ove la transizione a 3693 keV risulta essere pari a 3691 keV. Secondo Morikawa et al. [9] si tratta di due decadimenti, provenienti da due livelli rispettivamente di energia 6814 keV e 4633 keV, che popolano direttamente lo stato isomerico. Osservando, però, i gate effettuati in questo lavoro sulle transizioni in oggetto, riportati nelle Figure 3.5(a) e 3.5(b), è evidente una forte coincidenza nel primo caso con il picco a 289 keV e nel secondo con quello a 2395 keV. I risultati ottenuti inducono a collocare tali transizioni nello schema dei livelli come mostrato in Figura 3.6 diversamente di quanto indicato nello schema del Morikawa et al. [9].

Un'altra transizione osservata, e non presente in entrambi i lavori precedenti, è quella di 1343 keV. Osservando il gate relativo a questa transizione, riportato in Figura 3.5(c), si può notare la coincidenza con i picchi a 912, 928, e 2395 keV. La non-osservazione della coincidenza con la transizione a 1381 keV può indicare la popolazione diretta dello stato $25/2^+$ in questa

E_x (keV)	J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	Conteggi	I_γ^r	BR
1831	11/2 ⁻	7/2 ⁻	1830.5(1)*			
2988	15/2 ⁻	11/2 ⁻	1157.5(1)*			
3124	19/2 ⁻	15/2 ⁻	135.5(1)*			
4382	(17/2 ⁻)	19/2 ⁻	1258.2(2)	22735(252)	10.8(1)	
5519	19/2 ⁺	19/2 ⁻	2394.8(6)	149078(578)	100.0(4)	
6173	19/2 ⁺	19/2 ⁺ 19/2 ⁻	654.4(7) 3048.6(8)*	1230(194)	0.41(6)	
6284	21/2 ⁺	19/2 ⁻ 19/2 ⁺	3160.3(2) 764.1(2)	19417(534) 4589(276)	15.1(4) 1.7(1)	90(3) 9.9(6)
6432	23/2 ⁺	19/2 ⁺ 19/2 ⁻	911.9(2) 3308.1(2)	248084(534) 14307(211)	98.6(2) 11.4(2)	89.7(3) 10.3(2)
6818	(21/2 ⁺)	19/2⁻ 19/2 ⁺	3692.7(5) 644.9(2)	5856(147) 2054(235)	4.9(1) 0.67(8)	88(3) 12(1)
7030		19/2⁺	1510.5(2)	8313(234)	4.4(1)	
7107	23/2 ⁺	21/2 ⁺ 23/2 ⁺ (21/2 ⁺)	823.1(2) 675.8(2) 288.5(2)	27391(517) 18827(262) 6600(183)	10.3(2) 6.34(9) 1.38(4)	57(1) 35.2(5) 7.7(2)
7360	25/2 ⁺	23/2 ⁺ 21/2 ⁺ 23/2 ⁺	928.0(2) 1075.8(2) 252.2(1)	171256(454) 2288(214) 4969(212)	68.7(2) 1.00(9) 0.97(4)	97.2(4) 1.4(1) 1.37(6)
8434	23/2 ⁻	19/2 ⁻	5310.5(1)*			
8703	25/2 ⁽⁺⁾	23/2 ⁺ 25/2⁺	2271.0(2) 1343.1(2)	17397(268) 3979(210)	11.3(2) 2.0(1)	85(2) 14.7(8)
8832	27/2 ⁺	25/2 ⁺ 23/2 ⁺	1472.0(2) 1724.7(3)	49678(376) 5470(292)	25.7(2) 3.1(2)	89.3(9) 10.7(6)
9580	(27/2 ⁺)	23/2 ⁺	3148.1(5)	3524(456)	2.7(4)	
10084	27/2 ⁻	23/2 ⁻ 25/2 ⁽⁺⁾ 25/2 ⁺	1649.5(2) 1381.3(2) 2724(2)	31813(273) 4609(218) 2755(187)	17.5(1) 2.3(1) 2.0(1)	80.3(9) 10.6(5) 9.1(6)
10614	(27/2 ⁻)	25/2 ⁺	3254.4(2)	9001(198)	7.1(2)	
10856	(27/2 ⁻)	25/2 ⁺	3496.1(6)	2989(237)	2.4(2)	
11807	29/2 ⁽⁻⁾	27/2 ⁺	2975.1(4)	5875(284)	4.4(2)	
11921	25/2 ⁽⁺⁾	23/2 ⁺	5489.0(3)*			
12053	29/2 ⁽⁻⁾	27/2 ⁻	1968.5(2)	8633(272)	5.2(2)	
12614	(31/2 ⁻)	27/2 ⁻	2530.6(1)*			
13117	(31/2 ⁻)	(27/2 ⁻)	2503.1(1)*			
14406	(33/2 ⁻)	(31/2 ⁻) 29/2 ⁽⁻⁾	1791.4(6) 2598.0(8)	6233(532) 3120(270)	3.6(3) 2.2(2)	62(6) 38(4)
14451	(29/2 ⁺)	25/2 ⁽⁺⁾	2530.4(1)*			

Tabella 3.1: Livelli energetici E_x , transizioni E_γ , intensità relative I_γ^r e branching ratios BR relativi osservati in questo studio; le transizioni in **grassetto** non sono note da studi precedenti mentre quelle etichettate con un asterisco con tutti i momenti angolari di spin e rispettive parità sono stati tratti da [8]. Sono riportate in tabella, inoltre, due transizioni, 5311 e 5489 keV non rivelate in questo esperimento. Come è noto da Ref. [8], tali transizioni rappresentano, però, l'unico modo conosciuto con cui i livelli a 8434 e 11921 keV, osservati in questo lavoro di tesi, possono decadere sull'isomero 19/2⁻ (cfr. schema dei livelli in Figura 3.6).

reazione.

Le proprietà delle transizioni γ e degli stati dello ^{43}Sc osservati e collocati nello schema dei livelli, mostrato in Figura 3.6, sono riportate nella Tabella 3.1.

Le ulteriori nuove transizioni relative allo ^{43}Sc , rivelate in questo lavoro che, però, non sono state collocate nello schema dei livelli, sono riportate nella Tabella 3.2.

E_γ (keV)	Conteggi	I_γ
996.5(2)	6773(219)	2.83(9)
1172.3(3)	2844(287)	1.3(1)
1217.9(3)	1175(130)	0.55(6)
1226.7(9)	566(118)	0.26(6)
1833.1(2)	2547(457)	1.5(3)
2813.7(8)	3567(381)	2.6(3)

Tabella 3.2: Nuove transizioni attribuite al ^{43}Sc che non sono collocate nello schema dei livelli.

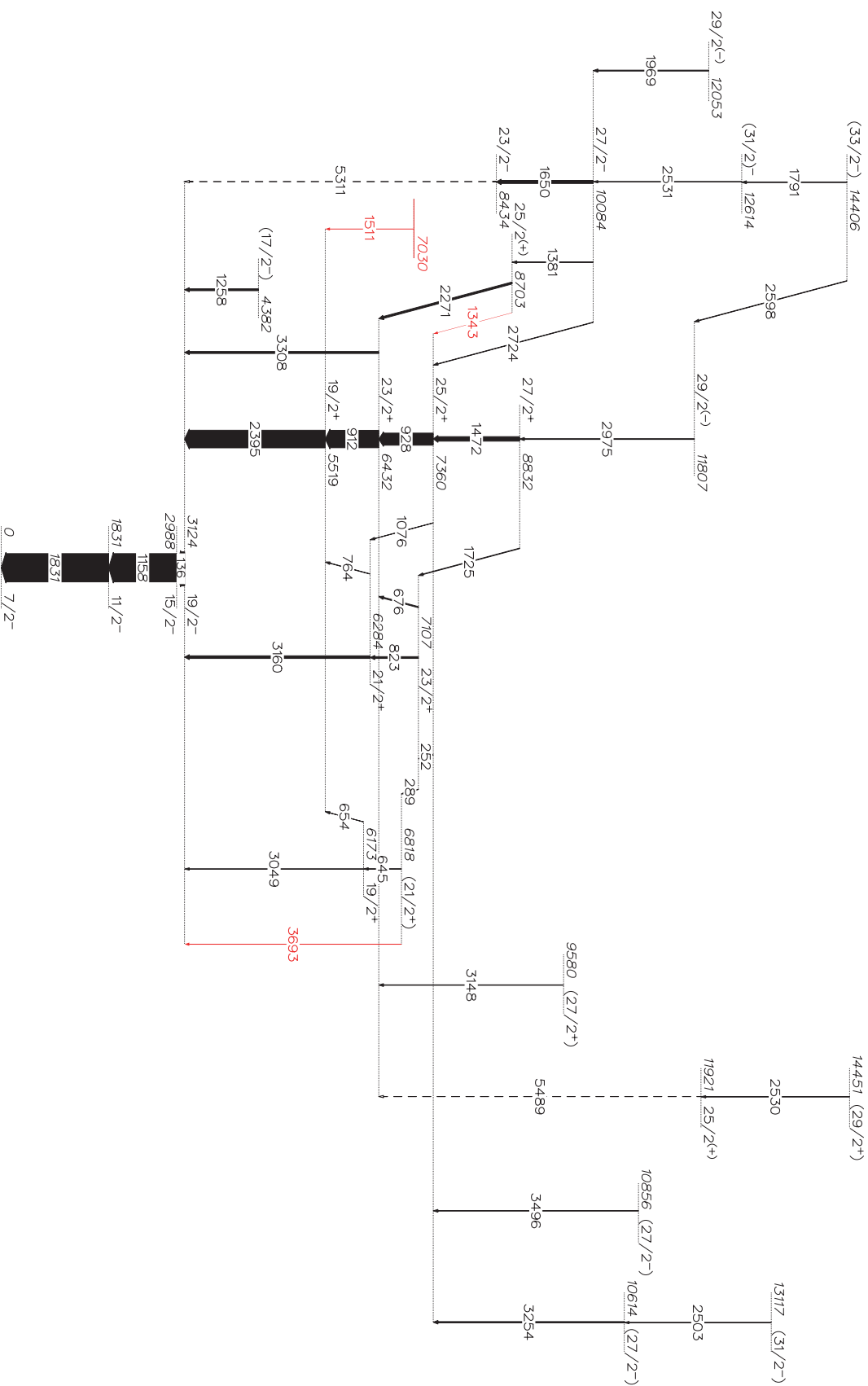


Figura 3.6: Schema dei livelli per lo ^{43}Sc costruito in questo lavoro di tesi a partire dalla matrice di coincidenza $\gamma\text{-}\gamma$ (Figura 3.3). Le energie degli stati eccitati e delle transizioni sono espresse in keV. Le transizioni colorate in rosso non sono note in letteratura o sono state collocate diversamente con il presente studio. Le energie di quelle transizioni indicate con linea tratteggiata e gli spin e parità per tutti gli stati eccitati, sono state tratte da [8].

Capitolo 4

Interpretazione dei risultati con calcoli di modello a shell

4.1 Modello a shell interattivo

Il modello a shell (SM) è considerato uno degli strumenti più potenti per descrivere la struttura nucleare di parecchi nuclei che, oltre a prevedere l'esistenza dei *numeri magici*, dà conto alla maggior parte dei risultati spettroscopici osservati. Due problemi principali appaiono nella descrizione della struttura nucleare con tale modello: il primo è correlato ai suoi stessi fondamenti, ossia all'interazione residua che non è a priori nota, l'altro alla complessità computazionale nel risolvere l'equazione agli autovalori quando il numero di massa A aumenta considerevolmente. Per rimediare a quest'ultimo inconveniente è possibile, però, risolvere l'equazione agli autovalori, anziché nell'intero spazio di Hilbert \mathcal{H} , in uno spazio più ristretto, detto *spazio di modello* \mathcal{M} . Così facendo si ottiene un problema agli autovalori approssimato, ma computazionalmente più risolvibile e l'interazione residua dipenderà dallo spazio di modello.

Per un dato numero di protoni e neutroni gli orbitali di campo medio possono essere raggruppati in tre blocchi:

- **Inert core:** orbitali sempre completamente occupati.
- **Spazio di valenza:** orbitali attorno alla superficie di Fermi che rappresentano i gradi di libertà del sistema; i nucleoni appartenenti a questo blocco sono detti "nucleoni di valenza".
- **Spazio esterno:** i restanti orbitali che rimangono sempre vuoti.

In questo modo lo spazio \mathcal{M} risulta essere l'insieme degli orbitali di particella singola che costituiscono lo spazio di valenza e, quindi, accessibili a i nucleoni di valenza. In \mathcal{M} , nell'hamiltoniana del sistema, ci sarà un termine noto come "*interazione effettiva*" che sostituisce l'interazione residua fra i nucleoni.

4.2 Previsioni teoriche e risultati sperimentali a confronto

In questa sezione vengono confrontati e interpretati con calcoli di modello a shell i risultati sperimentali ottenuti nel capitolo precedente. Per farlo è stato utilizzato il codice ANTOINE [13], che risolve l'equazione agli autovalori nello spazio di modello \mathcal{M} . L'interazione utilizzata è la

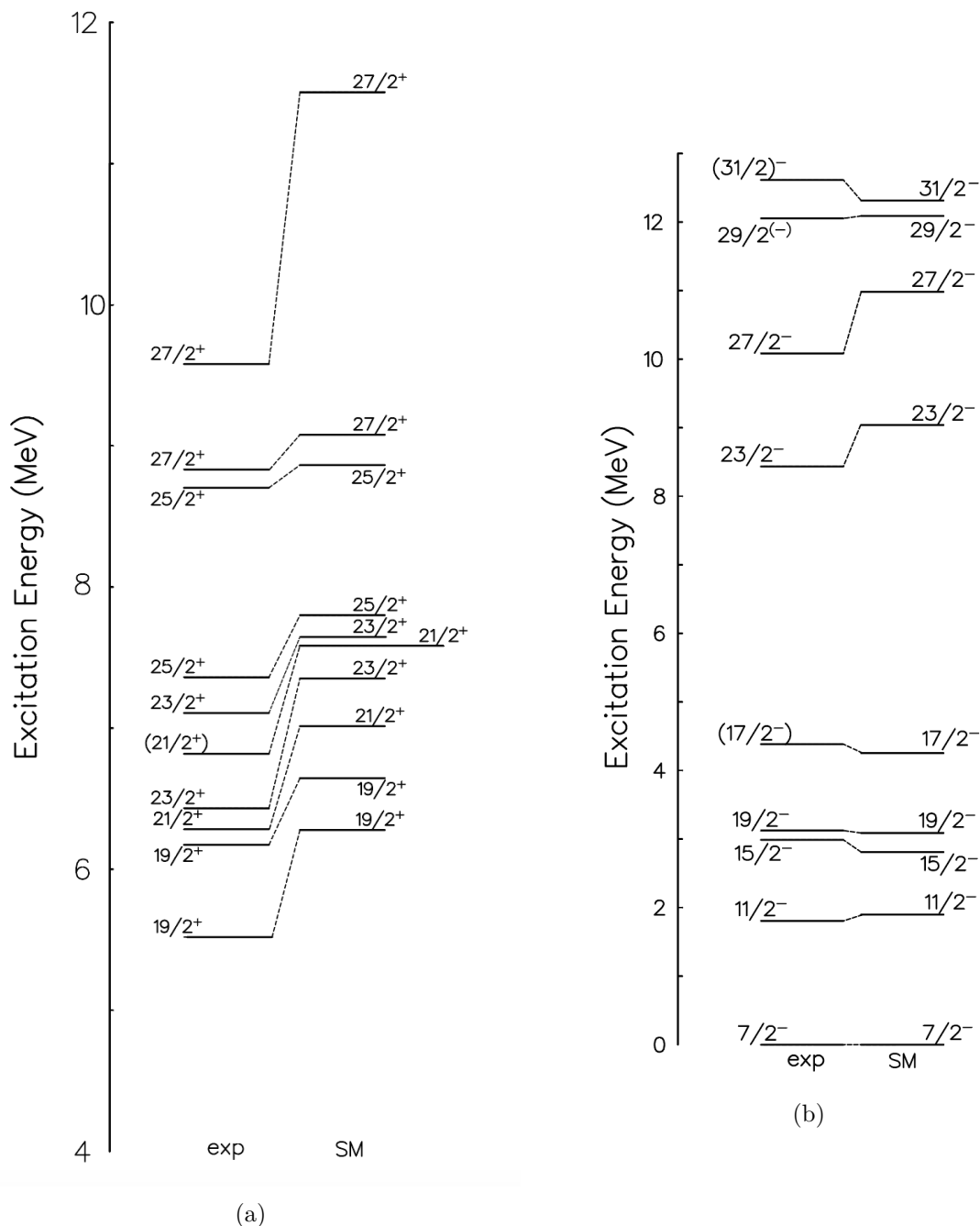


Figura 4.1: Confronto tra gli stati di parità positiva (a) e negativa (b) osservati sperimentalmente con i risultati ottenuti dalle previsioni del modello a shell. I valori di J_i^π sono tratti da Ref. [8]. Per scopi di visualizzazione, i valori di energia dei livelli sono stati omessi.

$r2pf$ [14], che prevede come spazio di valenza gli orbitali $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ e come *inert core* un nucleo di ^{28}Si .

Siccome i nucleoni di valenza al di sopra del core ^{40}Ca sono soltanto tre, gli stati dello ^{43}Sc al di sopra del $19/2^-$ sono stati ottenuti con la promozione di nucleoni dai livelli $s_{1/2}$ e $d_{3/2}$ verso i livelli della shell fp . Per ottenere i livelli di parità negativa è stato promosso un numero pari di nucleoni, un numero dispari per gli stati di parità positiva. Si è visto che per ottenere un buon accordo con i dati sperimentali, bisognava permettere fino a 4 eccitazioni per la parità negativa e 5 per la parità positiva tra protoni e neutroni attraverso la gap $N=Z=20$. I valori di energia ottenuti sperimentalmente vengono messi a confronto con quelli previsti con il codice ANTOINE nello schema in Figura 4.1.

Relativamente ad entrambe le parità, i calcoli sono in discreto accordo con i risultati discussi nel Capitolo 3 ed, in particolare, non vi sono differenze nell'ordinamento della sequenza di spin. Per la parità positiva si rileva, inoltre, che le energie previste dallo SM sono sempre significativamente più alte di quelle sperimentali, a differenza dei livelli a parità negativa ove non c'è alcun trend di questo tipo. Le discrepanze più significative riguardano gli stati a $27/2^-$ e $23/2^-$, ove le energie previste dal codice sono visibilmente più elevate, e il livello $27/2^+$ in cui il risultato sperimentale differisce di circa 2 MeV da quello previsto.

Queste discrepanze possono essere attribuite alla predominanza delle eccitazioni di natura collettiva su quelle di particella singola che, soprattutto per gli stati ad alto momento angolare, rappresenta il limite principale nella descrizione di tali livelli energetici con il modello a shell interattivo. A ciò si possono aggiungere altri fattori, ad esempio, lo spazio di valenza qui considerato interessa due shell principali con la promozione di più particelle attraverso la gap a $N=Z=20$; piccole variazioni di essa possono avere un'influenza importante quando più particelle sono eccitate. L'esclusione, infine, nell'interazione utilizzata, dell'orbitale $1d_{5/2}$, i cui nucleoni potrebbero contribuire alla formazione di stati ad alto momento angolare, può portare ad una descrizione non del tutto accurata degli stati con alta energia di eccitazione.

Capitolo 5

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stata studiata la struttura del nucleo ^{43}Sc , in particolare gli stati ad alto spin che popolano lo stato isomerico $19/2^-$ di energia pari a 3124 keV.

A tale scopo sono stati analizzati i dati provenienti dall'esperimento JM11, effettuato nel 2020 presso il laboratorio JYFL dell'Università di Jyväskylä, ove gli stati di interesse sono stati popolati mediante la reazione di fusione-evaporazione $^{12}\text{C}(^{33}\text{S}, pn)$. L'energia del fascio di ^{33}S era pari a 100 MeV. La rivelazione nel piano focale di uno dei raggi γ (cfr. sezione 3.1) che provengono dal decadimento dello stato isomerico $19/2^-$, combinata alla condizione di rivelazione di un protone su JYUTube, ha permesso una selezione pura degli stati ad alto spin dello ^{43}Sc . Lo spettro γ misurato ha consentito di ritrovare gran parte delle transizioni già note da Ref. [8] e [9] anche se non è mancata la rivelazione di nuove transizioni.

Tramite un'analisi degli spettri γ in coincidenza si è ricostruito lo schema dei livelli, che risulta in accordo con quanto descritto nell'articolo di Chiara et al. [8]. I risultati dello studio di Morikawa et al. [9], invece, differiscono per il posizionamento nello schema dei livelli di alcune transizioni rispetto a quanto osservato nel presente lavoro. Le transizioni a 1511 keV e 3693 keV ne sono un esempio. Alle transizioni note in [8], con il presente esperimento, ne sono state aggiunte 4: 1258 keV già nota in Ref.[9], 1511 keV e 3693 keV di cui si è appena detto e 1343 keV. Sono state, poi, osservate transizioni, opportunamente tabulate, per le quali non è stato possibile trovare la posizione nello schema, altre, che seppur rilevate non si disponeva di sufficiente statistica per effettuare un fit ed estrapolare, quindi, il valore di energia preciso.

I risultati ottenuti nella presente analisi sono stati, infine, confrontati con calcoli di modello a shell, utilizzando uno spazio di valenza che include gli orbitali $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$. Per ottenere i livelli di parità negativa è stato promosso un numero pari di nucleoni, un numero dispari per gli stati di parità positiva. Si è visto che per ottenere un buon accordo con i dati sperimentali, bisognava permettere fino a 4 eccitazioni per la parità negativa e 5 per la parità positiva tra protoni e neutroni attraverso la gap $N=Z=20$.

Da tale confronto si sono evidenziate delle discrepanze, che possono essere dovute a diversi fattori tra i quali: la competizione, per nuclei nella parte inferiore della shell fp , tra eccitazioni di natura collettiva e di particella singola; l'esclusione nei calcoli dell'orbitale $1d_{5/2}$, i cui nucleoni potrebbero contribuire alla formazione degli stati con alto momento angolare; effetti di incertezza nell'energia della gap a $N=Z=20$ quando più nucleoni sono eccitati.

Bibliografia

- [1] Wikipedia, L'enciclopedia libera, "*Modello nucleare a shell*", tratto il 1 settembre 2023 da: http://it.wikipedia.org/w/index.php?title=Modello_nucleare_a_shell&oldid=117519754
- [2] P. Ruotsalainen, "*Gamma-ray spectroscopy employing JUROGAM 3 and MARA in-beam studies of $N \approx Z$ nuclei at JYFL*", (2019).
- [3] J. Sarén et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **266** 4196–4200 (2008).
- [4] J. Sarén, "*The ion-optical design of the MARA recoil separator and absolute transmission measurements of the RITU gas-filled recoil separator*", Tesi di dott., Università di Jyväskylä (2011).
- [5] J. Pakarinen et al., Eur. Phys. J. A **56**, 149 (2020).
- [6] G.F. Knoll, "*Radiation Detection and Measurement*", 3rd Edition, J. Wiley & Sons, New York (2000).
- [7] L. Sottili, "*Test of JYUTube as a veto detector at MARA for background suppression in nuclear spectroscopy beyond the proton drip line*", Master's Thesis, Università di Jyväskylä (2018).
- [8] C. J. Chiara et al., Phys. Rev. C **75**, 054305 (2007).
- [9] T. Morikawa et al., Phys. Rev. C **70**, 054323 (2004).
- [10] I. Y. Lee, Nucl. Phys. A **520**, 641c (1990).
- [11] D. G. Sarantites et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **381**, 418 (1996).
- [12] K. Furuno et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **421**, 211 (1999).
- [13] E. Caurier and F. Nowacki, Acta Phys. Pol. B **30**, 705 (1999).
- [14] A. Poves, private communication.