

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA “GALILEO GALILEI”
CORSO DI LAUREA TRIENNALE IN FISICA

**Studio della struttura dei nuclei
 ^{24}Mg e ^{26}Mg mediante
spettroscopia gamma**

Laureando:
Mirco DEL FABBRO

Relatore:
Dr. Francesco RECCHIA
Correlatore:
Dr. Alberto BOSO

Anno accademico 2015/2016

Indice

1	Tecniche sperimentali per lo studio dei nuclei ricchi di protoni: la reazione $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	1
1.1	Descrizione della reazione	1
1.2	Descrizione dell'esperimento	2
1.3	Lo spettrometro gamma EXOGAM	3
1.4	Il rivelatore per neutroni Neutron Wall	5
1.5	Il rivelatore di particelle cariche DIAMANT	6
2	Calibrazione e analisi dati	7
2.1	Analisi dei dati sperimentali	7
2.2	Analisi degli spettri gamma	9
2.3	L'intensità delle transizioni gamma	13
3	Risultati per i nuclei ^{24}Mg e ^{26}Mg	17
3.1	Il nucleo ^{24}Mg	17
3.2	Il nucleo ^{26}Mg	20
3.3	Conclusioni	24

Elenco delle figure

1.1	Schema di una reazione di fusione-evaporazione	2
1.2	Sezione d'urto prevista (numeri rossi, in mb) per i vari canali prodotti dopo l'evaporazione delle particelle, ottenute con il codice HIVAP. . .	2
1.3	Schema dell'apparato di misura (sinistra), foto dell'apparato (destra)	3
1.4	Foto di EXOGAM (a sinistra) e schema dell'array di rivelatori EXOGAM (a destra)	4
1.5	Foto del Neutron Wall (a sinistra) e schema dei suoi rivelatori con numerazione (a destra)	5
1.6	Schema dei rivelatori di DIAMANT	6
2.1	Parte della proiezione della matrice del canale 2p senza gate (sinistra) e con gate sul picco da 1130 keV (destra)	8
2.2	Spettro della reazione $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$	9
2.3	Spettri delle reazioni $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha\alpha)$ (blu), $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha p)$ (nero) e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha n)$ (rosso)	9
2.4	Matrice di coincidenza con un gate sulla transizione 1369 keV. Sono stati contrassegnati con la loro energia solo i gamma attribuiti a transizioni del ^{24}Mg	10
2.5	(sinistra) Proiezione della matrice dove si vede che il picco a 3512 keV è coperto dal picco a 3526 keV del ^{23}Mg . (destra) Spettro ottenuto richiedendo la coincidenza con la transizione a 1369 keV dove è possibile osservare chiaramente il picco	11
2.6	A destra si vede il gate solo sul picco a 3091 keV mentre a sinistra la somma di quello a 3091 keV e quello a 1628 keV	11
2.7	ricalibrazione dello spettro del nucleo ^{24}Mg	13
2.8	Efficienza relativa di EXOGAM in funzione dell'energia	14
3.1	Schema dei livelli del nucleo ^{24}Mg	19
3.2	Spettro gamma della reazione $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, 2p)$	20
3.3	Spettri gamma delle reazioni $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, 3p)$ (nero), $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, n2p)$ (rosso) e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha 2p)$ (blu)	20
3.4	Ricalibrazione dello spettro di ^{26}Mg	21

3.5	Schema dei livelli del nucleo ^{26}Mg	23
-----	--	----

Elenco delle tabelle

2.1	Valori dell'energia calcolati tramite i fit e quelli attesi dalla letteratura. Per il ^{24}Mg è possibile notare una deviazione sistematica che noi attribuiamo alla correzione Doppler non ottimale	12
2.2	Valori dei parametri della curva di efficienza presi da [5]	14
3.1	Tabella delle energie e delle intensità delle transizioni attribuite al nucleo ^{24}Mg	17
3.2	Valori dell'energia calcolati tramite i fit e quelli attesi dalla letteratura per ^{26}Mg	21
3.3	Tabella delle energie e delle intensità delle transizioni attribuite al ^{26}Mg , i valori con l'asterisco sono stati ottenuti da spettri di coincidenza	22

Capitolo 1

Tecniche sperimentali per lo studio dei nuclei ricchi di protoni: la reazione $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$

La spettroscopia gamma è al giorno d'oggi l'unico strumento che permette di studiare dettagliatamente la struttura di nuclei eccitati, popolati in stati di alto momento angolare. Al fine di studiare la simmetria di isospin nella shell sd è stato effettuato un esperimento presso i laboratori di GANIL (Francia) utilizzando lo spettrometro gamma EXOGAM in congiunzione con rivelatori ancillari adeguati all'identificazione dei nuclei prodotti. Per popolare i nuclei ad alto spin si è utilizzata la reazione di fusione-evaporazione $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

I nuclei di interesse principale di questo esperimento erano il ^{23}Mg e il ^{23}Na , popolati per evaporazione dal nucleo composto di una particella α e di un neutrone o di un protone rispettivamente. La reazione ha prodotto molti altri nuclei nella stessa regione della carta dei nuclidi. In questa tesi verrà descritta l'analisi della struttura di due nuclei pari-pari, ^{24}Mg e ^{26}Mg , prodotti per evaporazione di solo una particella α o di due protoni, rispettivamente.

1.1 Descrizione della reazione

L'esperimento si basa su una reazione di fusione ed evaporazione prodotta nella collisione di un fascio di nuclei di ^{16}O contro un bersaglio di ^{12}C . Nella reazione i due nuclei fondono formando un nucleo composto di ^{28}Si che viene popolato in stati ad alta energia di eccitazione e alto momento angolare con una vita media molto breve ($\approx 10^{-18}\text{s}$). Tali stati decadono tramite l'evaporazione di protoni, neutroni e particelle α . Il nucleo residuo che si viene a formare si trova ancora in uno stato eccitato e quindi decade tramite l'emissione di raggi gamma.

Rivelando le particelle evaporate dal nucleo composto, è possibile determinare quale

nucleo è stato prodotto, ed associare ad esso la radiazione gamma rivelata in modo da poter poi studiarne la struttura.

Nella figura 1.1 viene presentata una schematizzazione di una tipica reazione di fusione-evaporazione con emissione sequenziale di particelle e di raggi gamma.

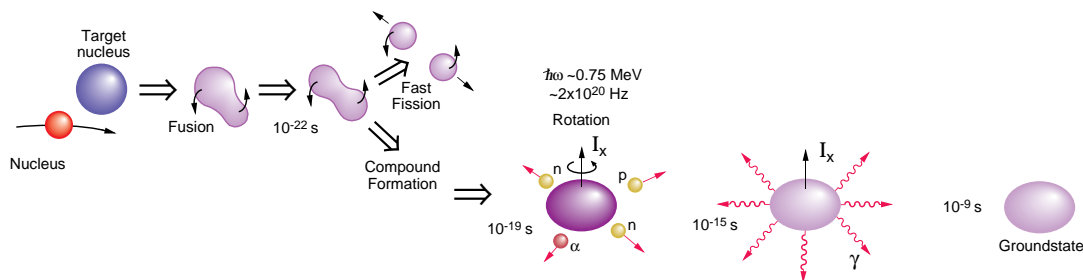


Figura 1.1: Schema di una reazione di fusione-evaporazione

1.2 Descrizione dell'esperimento

L'esperimento è stato svolto nei laboratori di GANIL (Francia). La reazione di fusione-evaporazione $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{28}\text{Si}^*$ è stata scelta per popolare un insieme di nuclei nella shell *sd*. L'energia utilizzata per il fascio di ^{16}O è di 60 MeV ed è stato prodotto con l'acceleratore CIME, mentre il bersaglio di ^{12}C è di $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. La sezione d'urto dei canali di reazione più intensi è stata calcolata prima dell'esperimento con il codice HIVAP ed è riportata in figura 1.2.

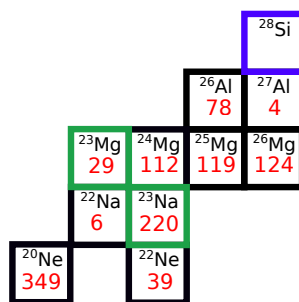


Figura 1.2: Sezione d'urto prevista (numeri rossi, in mb) per i vari canali prodotti dopo l'evaporazione delle particelle, ottenute con il codice HIVAP.

Ciò che si vuole studiare con questo esperimento è la rottura di simmetria di isospin in bande rotazionali di nuclei speculari, cioè nuclei dove il numero di protoni e neutroni è scambiato. Si è quindi guardato alla differenza di energia di eccitazione di stati analoghi dei nuclei speculari ^{23}Mg e ^{23}Na , che vengono prodotti dalle reazioni $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha n)$ e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha p)$; questa differenza di energia è detta mirror energy difference (MED) e se esiste è una prova della rottura della simmetria di isospin.

L'apparato sperimentale utilizzato è composto da EXOGAM [2], per rivelare i raggi gamma, accoppiato al Neutron Wall [10], per rivelare i neutroni, e a DIAMANT [9] per rivelare le particelle cariche. In figura 1.3 sono riportati una foto e un disegno schematico dell'apparato sperimentale.

Una volta identificati i canali di reazione è possibile calcolare la direzione e il β del nucleo residuo prodotto. Tale informazione è necessaria per le correzioni Doppler con cui è possibile trasformare l'energia del gamma dal sistema di riferimento del laboratorio a quello del centro di massa.

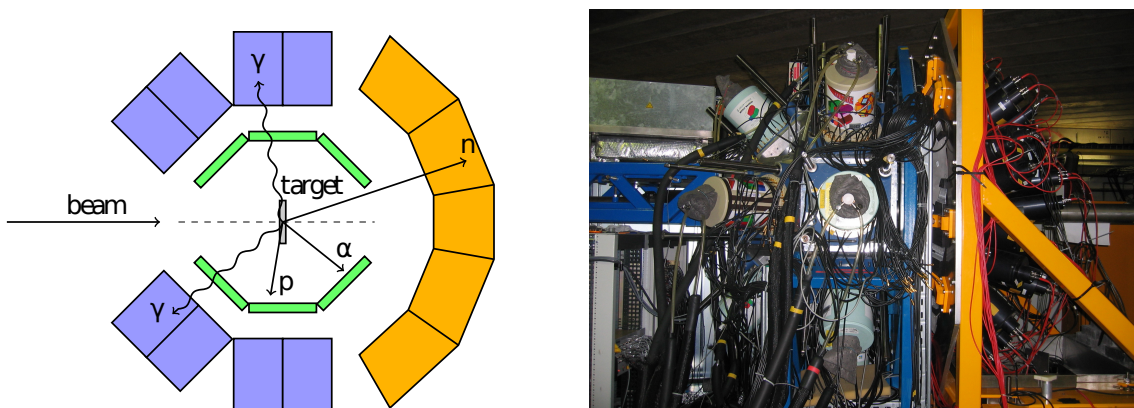


Figura 1.3: Schema dell'apparato di misura (sinistra), foto dell'apparato (destra)

1.3 Lo spettrometro gamma EXOGAM

Lo spettrometro EXOGAM è utilizzato per rivelare i raggi gamma emessi dai prodotti della reazione e consiste in un array di rivelatori al germanio formato da dieci clover detectors, ognuno composto da quattro cristalli di germanio a loro volta suddivisi in quattro segmenti. Sette di questi rivelatori sono posti a un angolo di 90° e tre a un angolo di 135° rispetto alla direzione del fascio. Questi rivelatori sono anche circondati da degli scintillatori di germanato di bismuto (BGO) insieme a scintillatori più spessi di CsI(Tl) che servono a eliminare il fondo prodotto dai gamma che interagiscono con i rivelatori di germanio tramite effetto Compton.

Con EXOGAM si riesce a ottenere uno spettro molto pulito e con picchi gamma molto evidenti nello spettro grazie all'alta risoluzione in energia, circa 2.2 keV a 1332 keV, e alla buona efficienza dell'apparato.

EXOGAM è posizionato a una distanza di circa 15 cm dal bersaglio e in questo modo permette di avere un'efficienza nominale di circa 11% per fotoni da circa 1332 keV. I rivelatori gamma sono disposti in modo da lasciare l'angolo in avanti libero per posizionarci i rivelatori del Neutron Wall, come viene mostrato in figura 1.4 a sinistra.

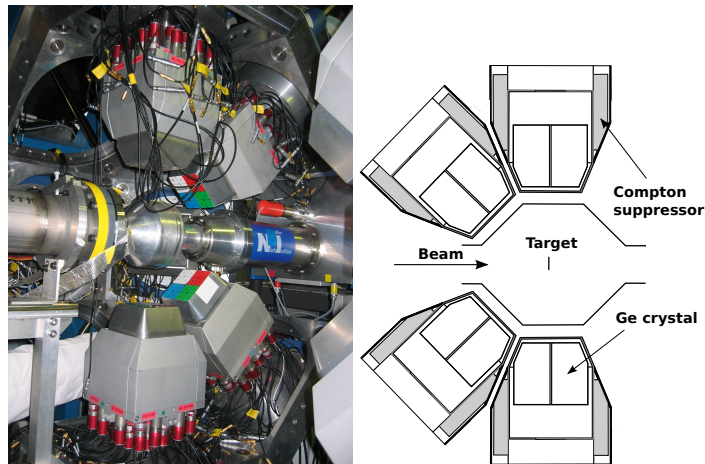


Figura 1.4: Foto di EXOGAM (a sinistra) e schema dell'array di rivelatori EXOGAM (a destra)

1.4 Il rivelatore per neutroni Neutron Wall

Il rivelatore Neutron Wall, utilizzato per rivelare i neutroni è costituito da cinquanta scintillatori liquidi BC501A montati in 16 moduli in una configurazione di esagoni e pentagoni. I rivelatori coprono un angolo solido di circa 1π di fronte alla direzione del fascio in modo da aumentare l'efficienza dell'apparato in quanto la cinematica della reazione fa sì che i neutroni vengano prodotti in avanti lungo la direzione del fascio. Ogni rivelatore è spesso 15 cm e la distanza fra il bersaglio e il centro dei rivelatori più vicini è 50 cm.

Il Neutron Wall può rivelare sia neutroni che fotoni e quindi serve un modo per discriminare tra essi; a questo scopo è possibile utilizzare il metodo dello zero crossover (ZCO) che sfrutta il diverso modo di interagire dei neutroni con il rivelatore rispetto a quello dei fotoni e il tempo di volo (time-of-flight o TOF) sfruttando il fatto che i fotoni sono più veloci rispetto ai neutroni.

I rivelatori del Neutron Wall misurano l'energia delle particelle rivelate, lo ZCO e il TOF necessari per distinguere neutroni e fotoni e ha un'efficienza nominale di circa il 25%.

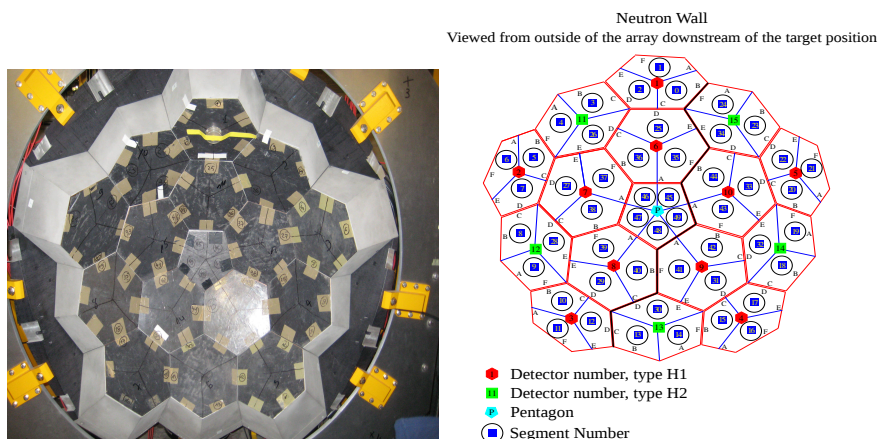


Figura 1.5: Foto del Neutron Wall (a sinistra) e schema dei suoi rivelatori con numerazione (a destra)

1.5 Il rivelatore di particelle cariche DIAMANT

DIAMANT è il rivelatore per particelle cariche, quindi protoni o particelle alfa ed è costituito da un array di 80 scintillatori di CsI(Tl) accoppiati a dei fotodiodi PIN, che coprono un angolo solido di 4π . I rivelatori sono disposti in modo da formare un poliedro composto da rivelatori di forma triangolare e quadrata.

Le particelle cariche vengono rivelate tramite l'emissione di luce rivelata poi dal fotodiodo. Nei CsI(Tl) l'intensità relativa alle componenti veloce e lenta della luce emessa dipende dall'energia persa dalle particelle (dE/dx), quindi è possibile distinguere i segnali di luce emessi da protoni e particelle α .

Ogni rivelatore misura l'energia delle particelle, il tempo e un parametro per identificare le particelle (PID).

L'efficienza nominale per particelle alfa e protoni è rispettivamente del 50% e del 70% e la risoluzione per le particelle alfa a 5.5 MeV è di circa del 2%.

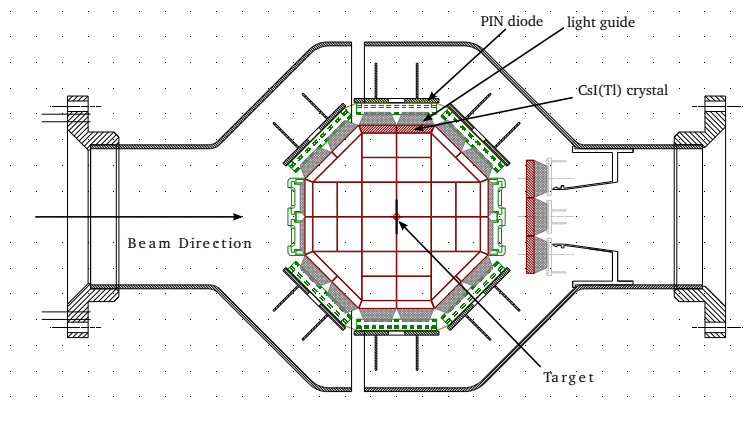


Figura 1.6: Schema dei rivelatori di DIAMANT

Capitolo 2

Calibrazione e analisi dati

2.1 Analisi dei dati sperimentali

Per poter costruire lo schema dei livelli dei vari nuclei formati dopo la reazione è importante analizzare gli spettri gamma dei nuclei eccitati prodotti nella reazione. Questi spettri gamma, ottenuti da EXOGAM, devono essere corretti sottraendo il fondo dovuto ai fotoni che interagiscono per effetto Compton e dall'effetto Doppler. Vengono quindi prodotti degli istogrammi unidimensionali che corrispondono ai diversi canali di reazione e quindi a un determinato nucleo finale. Una volta applicate le coincidenze con le particelle evaporate durante la reazione non è però detto che tutti i picchi gamma che appaiono nello spettro di un canale di reazione appartengano al nucleo corrispondente. Infatti, poiché i nostri rivelatori hanno un'efficienza limitata può capitare che durante la reazione vengano evaporati tre protoni ma che il rivelatore ne riveli solo due. In questo caso nello spettro relativo agli eventi in cui sono stati evaporati due protoni si troveranno anche picchi relativi a eventi in cui sono stati evaporati tre protoni (oppure due protoni e un neutrone o due protoni e una particella alfa). Analizzando solo tali spettri si troverebbero picchi appartenenti ad altri nuclei; per riconoscere i picchi estranei al nucleo che stiamo studiando è importante analizzare anche gli spettri dei nuclei corrispondenti all'evaporazione di un protone, un alfa o un neutrone in più rispetto alle particelle che devono essere evaporate per produrre il nucleo in esame. Si confrontano poi i quattro spettri ottenuti in modo da identificare i picchi che effettivamente appartengono al canale di reazione. Inoltre, in qualche caso alcuni picchi si trovano a energie simili fra loro e quindi risulta difficile distinguerli. Per risolvere questo problema vengono prodotte varie matrici di coincidenza $E_\gamma - E_\gamma$ per formare un istogramma bidimensionale, che corrispondono alle varie coincidenze con le particelle evaporate dal ^{28}Si durante la reazione. Le matrici di coincidenza vengono analizzate tramite un programma chiamato Xtrackn che mostra una proiezione delle matrici e permette di fare dei gates sui vari picchi in modo da poter vedere solo i picchi relativi alle transizioni in coincidenza con quella

a cui è stato fatto il gate. In questo modo è possibile capire quali transizioni sono in coincidenza fra loro. La selettività dello strumento permette di rendere visibili picchi molto deboli che nello spettro sarebbero altrimenti nascosti da picchi più intensi. Nella figura 2.1 si può vedere un esempio di gate fatto sulla matrice corrispondente al ^{26}Mg , dopo l'evaporazione di due protoni.

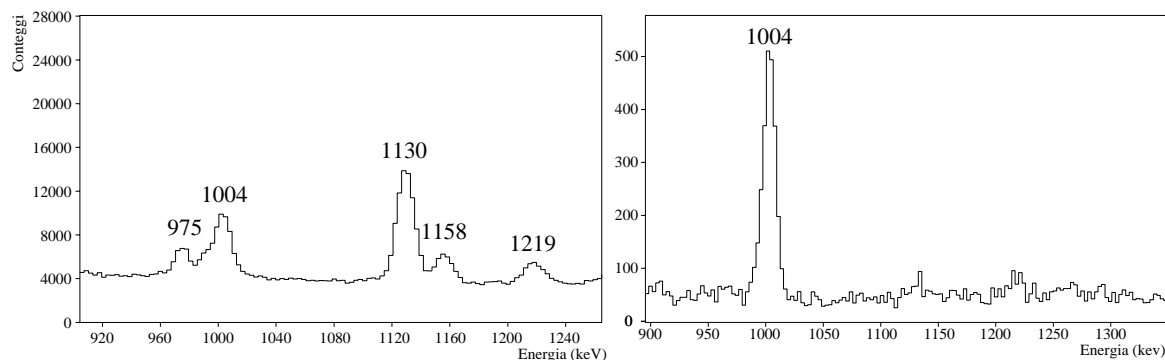


Figura 2.1: Parte della proiezione della matrice del canale 2p senza gate (sinistra) e con gate sul picco da 1130 keV (destra)

Nella figura 2.1 a sinistra si vedono cinque picchi (non tutti appartenenti al ^{26}Mg) della matrice di coincidenza senza nessun gate, a destra invece è stato fatto un gate sul picco a 1130 keV (corrispondente alla transizione $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ del ^{26}Mg) e l'unico picco che appare è quello a 1004 keV mentre quello a 975 keV sparisce, perché non fa parte dello spettro del ^{26}Mg bensì del ^{25}Na corrispondente al canale 3p. Vengono eliminati anche i picchi a 1158 keV e 1219 keV, perché anche se appartengono al ^{26}Mg , non sono in coincidenza con il gamma a 1130 keV.

2.2 Analisi degli spettri gamma

In questa tesi abbiamo esaminato gli spettri ottenuti dalle reazioni $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$ e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, 2p)$ che corrispondono ai nuclei ^{24}Mg e ^{26}Mg . Lo spettro di evento singolo ottenuto dalla reazione $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$ è mostrato in figura 2.2.

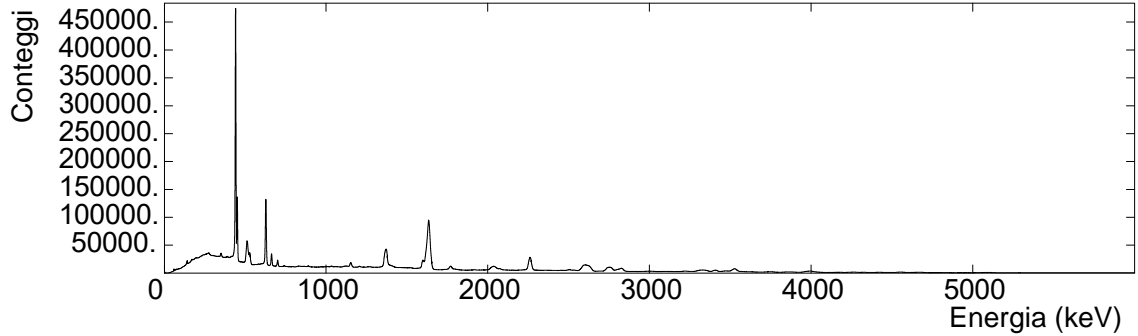


Figura 2.2: Spettro della reazione $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$

Come detto prima, non tutti i picchi di questo spettro appartengono allo spettro del ^{24}Mg quindi è importante studiare anche gli spettri relativi alle reazioni $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha p)$, $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha n)$ e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha \alpha)$ che sono mostrati in figura 2.3.

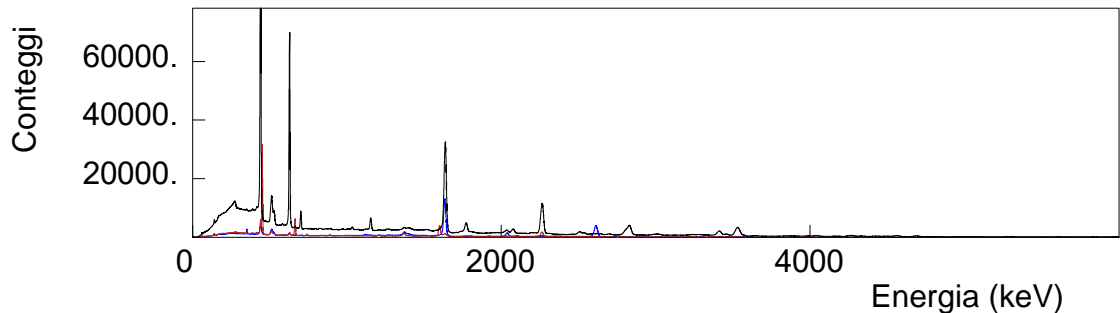


Figura 2.3: Spettri delle reazioni $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha \alpha)$ (blu), $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha p)$ (nero) e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha n)$ (rosso)

Confrontando tali spettri si può capire quali picchi appartengono effettivamente al nucleo ^{24}Mg e quali sono dovuti alla mancata rivelazione di qualche particella.

A questo punto siamo stati in grado di osservare i gamma più intensi ma per quelli meno intensi è necessario studiare le matrici di coincidenza tramite dei gate sui picchi che sono stati riconosciuti appartenere al ^{24}Mg .

Per il ^{24}Mg il picco più intenso è quello a 1369 keV, che corrisponde alla transizione $2^+ \rightarrow 0^+$; tramite un gate su questa transizione otteniamo lo spettro mostrato in figura 2.4 dove molti dei gamma appartenenti ad altri nuclei spariscono ed appaiono i gamma meno intensi appartenenti al ^{24}Mg .

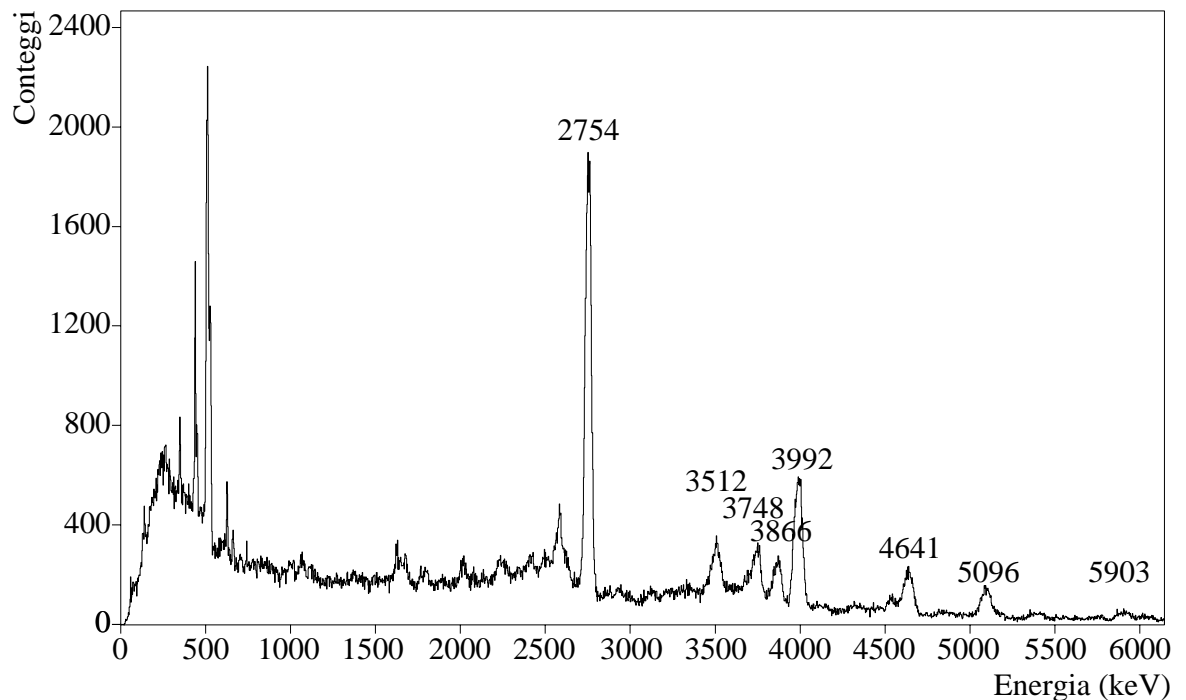


Figura 2.4: Matrice di coincidenza con un gate sulla transizione 1369 keV. Sono stati contrassegnati con la loro energia solo i gamma attribuiti a transizioni del ^{24}Mg

A questo punto per assicurarsi che un picco appartenga effettivamente al ^{24}Mg e per capire dove inserire la corrispondente transizione nello schema dei livelli si utilizza un gate inverso, ossia si determinano i canali corrispondenti a un picco difficile da individuare nella proiezione della matrice di coincidenza, perché vicino ad altri picchi appartenenti ad altri nuclei, analizzandolo in uno spettro di coincidenza; come per il picco a 3512 keV che diventa visibile con un gate a 1369 keV. Nello spettro di coincidenza si riesce a fare gate su quel picco anche se nella proiezione della matrice non è praticamente visibile.

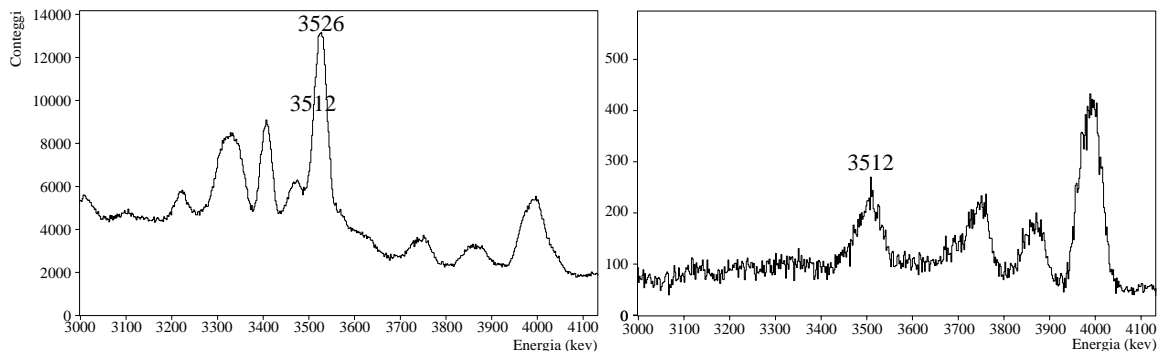


Figura 2.5: (sinistra) Proiezione della matrice dove si vede che il picco a 3512 keV è coperto dal picco a 3526 keV del ^{23}Mg . (destra) Spettro ottenuto richiedendo la coincidenza con la transizione a 1369 keV dove è possibile osservare chiaramente il picco

In questo modo è possibile capire quali sono i gamma in coincidenza con ognuno dei picchi, così da attribuire correttamente le transizioni.

È possibile poi determinare il valore dell'energia dei gamma associato ai vari picchi facendo un fit gaussiano, che oltre all'energia del picco fornisce anche l'area e il relativo errore.

In alcuni casi negli spettri di coincidenza i picchi meno intensi possono essere difficili da vedere e si può ricorrere al seguente metodo si fa un gate su due picchi in coincidenza con il picco che ci interessa studiare e sommare poi i due spettri così ottenuti. In questo modo una transizione poco intensa diventa ben più visibile e quindi si può valutare meglio se appartiene veramente al nucleo di nostro interesse.

Come esempio, osserviamo il picco a 2647 keV del ^{26}Mg in figura 2.6.

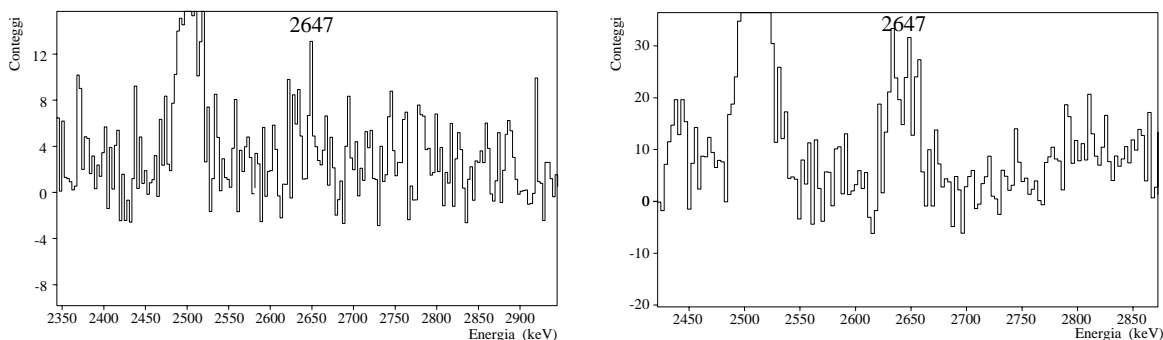


Figura 2.6: A destra si vede il gate solo sul picco a 3091 keV mentre a sinistra la somma di quello a 3091 keV e quello a 1628 keV

Si vede che il picco è difficile da identificare con un singolo gate mentre diventa più evidente quando se ne fa uno doppio, cioè richiedendo l'OR logico di due condizioni

di coincidenza; in questo modo diventa anche più semplice fare un gate inverso per verificare che la transizione appartenga veramente al ^{26}Mg .

Confrontando i valori dell'energia delle transizioni ottenuti con i nostri dati con quelli della letteratura [11, 3] si osserva che non sono esattamente in accordo ma c'è una differenza sistematica di qualche keV. Questa differenza può essere dovuta a un errore sistematico causato dalla correzione dell'effetto Doppler non ottimale. Precedenti esperimenti hanno misurato con altissima precisione l'energia di alcune transizioni del ^{24}Mg in reazioni in cui il nucleo è stato prodotto a riposo, quindi senza bisogno di correzioni Doppler e tali misure possono essere prese a riferimento. Per questo motivo abbiamo fatto una ricalibrazione basandoci su tre fra i picchi più intensi dello spettro. Nel caso del ^{24}Mg abbiamo usato i valori riportati nella tabella 2.1

Energia ottenuta (keV)	Energia attesa (keV)
3988.9(2)	3990.0(1)
2753.4(2)	2754.0(1)
1368.4(6)	1368.6(1)

Tabella 2.1: Valori dell'energia calcolati tramite i fit e quelli attesi dalla letteratura. Per il ^{24}Mg è possibile notare una deviazione sistematica che noi attribuiamo alla correzione Doppler non ottimale

Con questi tre punti abbiamo fatto un fit lineare e ci siamo calcolati la pendenza della retta interpolante che è risultata essere $m = 1.00116$; con questo valore abbiamo potuto fare una ricalibrazione lineare degli spettri e delle matrici per ottenere valori il più precisi possibile.

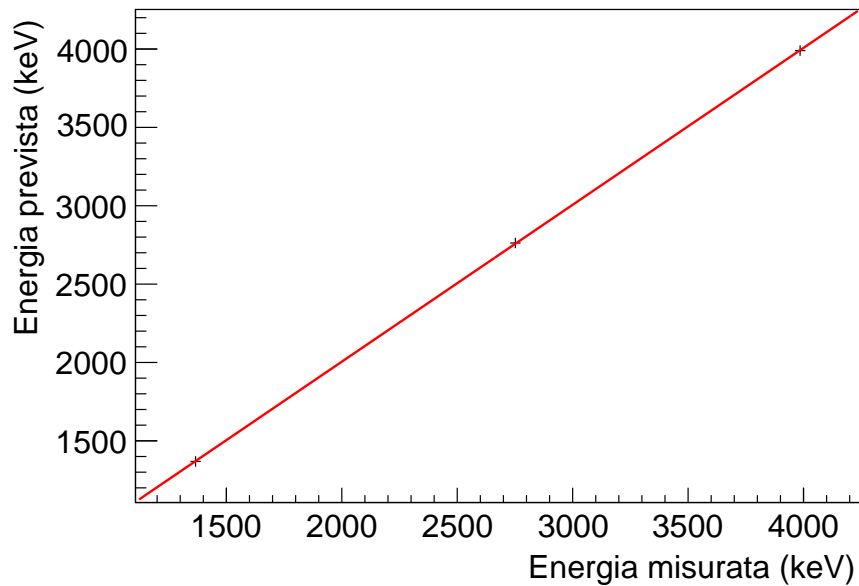


Figura 2.7: ricalibrazione dello spettro del nucleo ^{24}Mg

2.3 L'intensità delle transizioni gamma

Per ricostruire correttamente lo schema dei livelli bisogna anche ricavare l'intensità dei picchi, cioè vogliamo sapere quanti fotoni con una certa energia vengono emessi durante la reazione. Per fare questo la prima cosa che ci serve è l'area dei picchi che è pari al numero dei fotoni con una certa energia rivelati, che, come è noto, non corrispondono a tutti i fotoni emessi dato che l'efficienza dei rivelatori è limitata. Per ottenere il numero dei fotoni emessi bisogna conoscere l'efficienza del rivelatore in funzione dell'energia dei fotoni.

Per questo motivo è necessario avere una curva di efficienza che dia la dipendenza dell'efficienza in funzione dell'energia. Per ottenerla si utilizzano delle sorgenti in cui l'intensità delle transizioni è ben nota. In questo esperimento sono state usate una sorgente di ^{152}Eu e la reazione $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)$ che produce gamma fino a circa 8.5 MeV. Una volta ottenuta l'intensità delle transizioni di interesse in funzione dell'energia viene fatto un fit della curva utilizzando la formula semi-empirica

$$\varepsilon(E) = \frac{A_0 + A_1 \ln(E) + A_2 \ln^2(E) + A_3 \ln^3(E) + A_4 \ln^4(E)}{E}$$

dove ε è l'efficienza e E l'energia in keV mentre i parametri della curva sono:

parametro	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4
valore	-17358.1	11325.0	-2802.34	309.918	-12.544

Tabella 2.2: Valori dei parametri della curva di efficienza presi da [5]

A questo punto si può tracciare la curva e ciò che si ottiene è mostrato nella figura 2.8

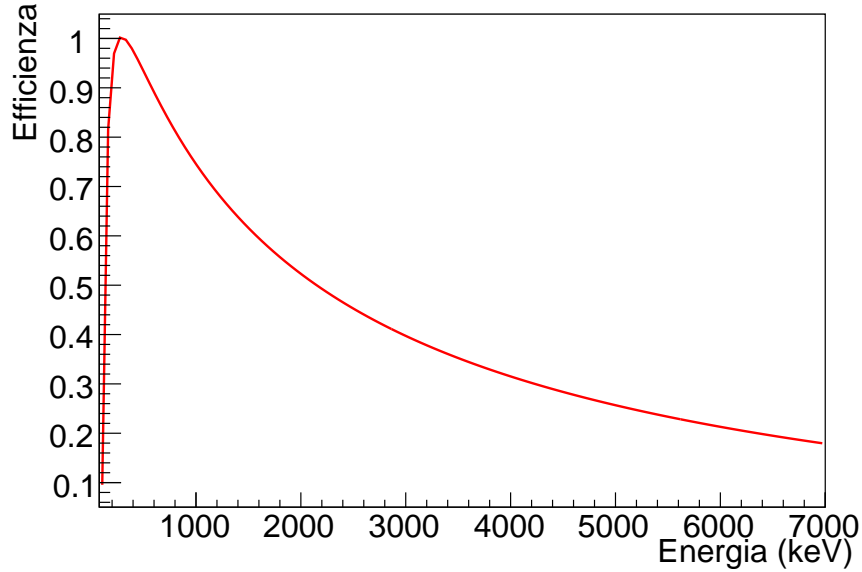


Figura 2.8: Efficienza relativa di EXOGAM in funzione dell'energia

Dal grafico si può vedere che la curva di efficienza ha un grande calo per basse energie, questo è dovuto alla presenza di DIAMANT che blocca i fotoni a energie troppo basse prima che raggiungano EXOGAM.

Per i picchi visibili solo grazie a un gate è necessario dividere l'area del picco non solo per l'efficienza corrispondente alla sua energia ma anche per l'efficienza corrispondente all'energia del picco su cui è stato fatto il gate, perché facendo gate su una transizione si richiede che il rivelatore veda sia un fotone con energia corrispondente a quella del gate sia uno con l'energia che ci interessa; di conseguenza questa transizione avrà un'intensità molto più bassa rispetto a un'altra vista direttamente nello spettro. Una difficoltà per il calcolo dell'intensità dei picchi visibili negli spettri di coincidenza sta nel fatto che se il livello popolato da una transizione decade con più di una transizione è necessario fare un gate su ognuno dei picchi corrispondenti a queste transizioni, calcolare l'area del picco che ci interessa in ognuno di questi gate, trasformare queste aree in intensità facendo $I = \frac{A}{\varepsilon_g \varepsilon}$ e infine sommare tutte le intensità così ottenute. In questo modo si ottiene l'intensità corretta della transizione. Per

fare un esempio possiamo considerare il ^{26}Mg e in particolare il picco a 1628 keV che è coperto da un picco del ^{25}Mg di energia 1610 keV. Per calcolarne l'intensità andrà fatto un gate sui picchi a 3882 keV e a 3299 keV ricavare le due intensità del picco a 1628 keV e infine sommare i due valori ottenuti.

Capitolo 3

Risultati per i nuclei ^{24}Mg e ^{26}Mg

In questo capitolo vengono presentati i risultati ottenuti per i nuclei ^{24}Mg e ^{26}Mg con i relativi schemi dei livelli.

3.1 Il nucleo ^{24}Mg

Abbiamo studiato la reazione $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$ che porta alla produzione del nucleo ^{24}Mg . Dallo spettro gamma in coincidenza con una particella α e dalle matrici di coincidenza abbiamo identificato le transizioni riportate nella tabella 3.1 per le quali abbiamo calcolato anche le relative intensità.

E_i (keV)	E_γ (keV)	E_f (keV)	I_γ	J_i^π	J_f^π
1369	1368.6(2)	0	100(2)	2^+	0^+
4123	2753.7(2)	1369	16.4(3)	4^+	2^+
8114	3989.8(6)	4123	8.6(2)	6^+	4^+
11862	3748.0(8)	8114	2.0(1)	$(6^+, 7^-, 8^+)$	6^+
5235	3866(1)	1369	1.8(1)	3^+	2^+
10026	5903(1)	4123	2.4(2)	5^-	4^+
13210	5096(1)	8113	2.7(2)	8^+	6^+
6011	4641.4(7)	1369	3.5(1)	4^+	2^+
9529	3518(1)	6011	1.4(1)	(6^+)	4^+
7616	6246(1)	1369	1.8(2)	3^-	2^+
11127	3512(2)	7616	0.4(1)		3^-

Tabella 3.1: Tabella delle energie e delle intensità delle transizioni attribuite al nucleo ^{24}Mg

Dai dati si può notare che le intensità dei picchi sono molto basse se confrontate con la transizione $2^+ \rightarrow 0^+$.

In ogni caso le intensità sono coerenti, cioè la somma delle intensità delle transizioni che popolano un livello è sempre inferiore alla somma delle intensità delle transizioni che decadono da quel livello, come è naturale aspettarsi.

Con questi dati e con l'aiuto degli spettri di coincidenza delle varie transizioni è stato possibile costruire, tramite il programma *gls* [8], lo schema dei livelli per il ^{24}Mg che è rappresentato nella figura 3.1.

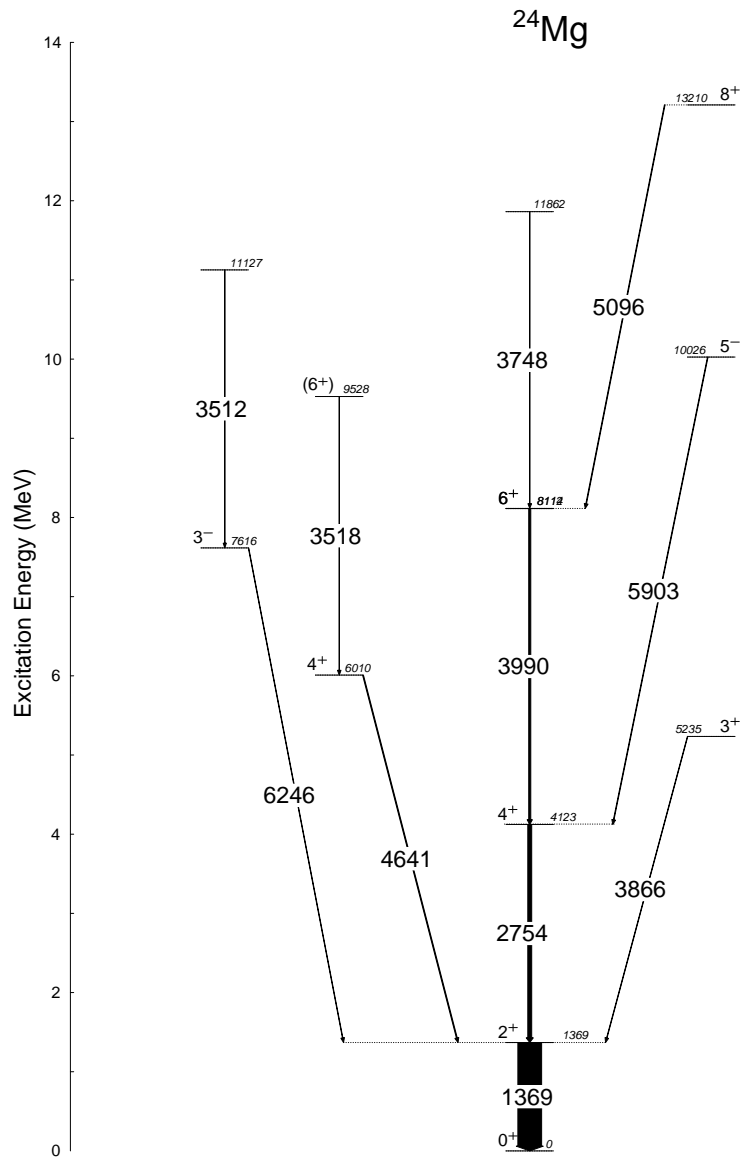


Figura 3.1: Schema dei livelli del nucleo ^{24}Mg

3.2 Il nucleo ^{26}Mg

La reazione $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, 2p)$ porta alla produzione del nucleo di ^{26}Mg ; nella figura 3.2 si vede lo spettro corrispondente alla reazione $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, 2p)$, mentre nella figura 3.3 ci sono gli spettri corrispondenti alle reazioni $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, 3p)$, $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, n2p)$ e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha 2p)$ da confrontare con lo spettro che ci interessa per verificare se i picchi appartengono davvero al ^{26}Mg .

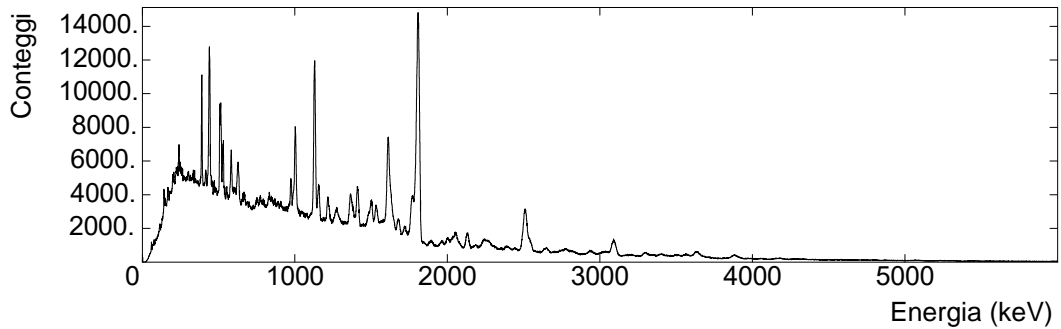


Figura 3.2: Spettro gamma della reazione $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, 2p)$

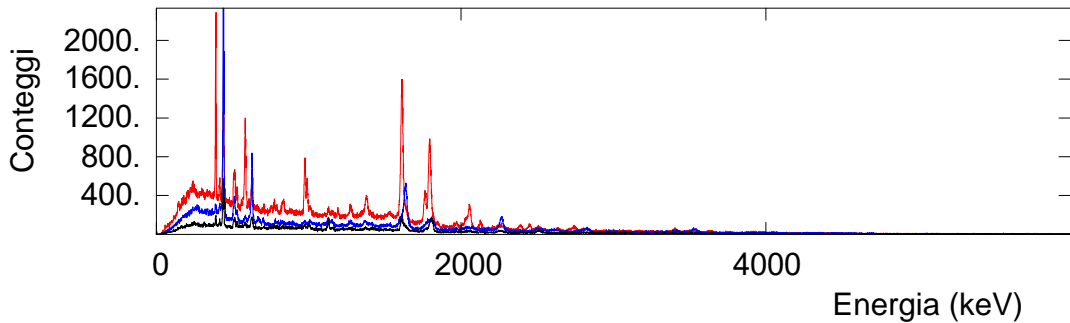


Figura 3.3: Spettri gamma delle reazioni $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, 3p)$ (nero), $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, n2p)$ (rosso) e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha 2p)$ (blu)

Analizzando tali spettri e le matrici di coincidenza di queste reazioni abbiamo identificato le transizioni appartenenti al ^{26}Mg e le relative intensità.

Come per il ^{24}Mg abbiamo notato una differenza fra l'energia dei gamma ottenuti nel nostro esperimento rispetto a quelli della letteratura [4] di circa 2 keV, e quindi abbiamo fatto una correzione per cercare di eliminare errori sistematici provenienti dalla correzione dell'effetto Doppler.

Come in precedenza, abbiamo ottenuto tramite fit gaussiani l'energia di tre picchi

molto intensi del ^{26}Mg e li abbiamo confrontati con i valori previsti dalla letteratura. I valori che abbiamo usato per ricalibrare lo spettro sono quelli della tabella 3.2.

energia misurata (keV)	energia attesa (keV)
1002.5(1)	1003.25(4)
1128.5(1)	1129.61(4)
1807.5(1)	1808.68(4)

Tabella 3.2: Valori dell'energia calcolati tramite i fit e quelli attesi dalla letteratura per ^{26}Mg

Dal fit abbiamo ottenuto il coefficiente angolare della retta $m = 1.00151$ da usare per ricalibrare lo spettro.

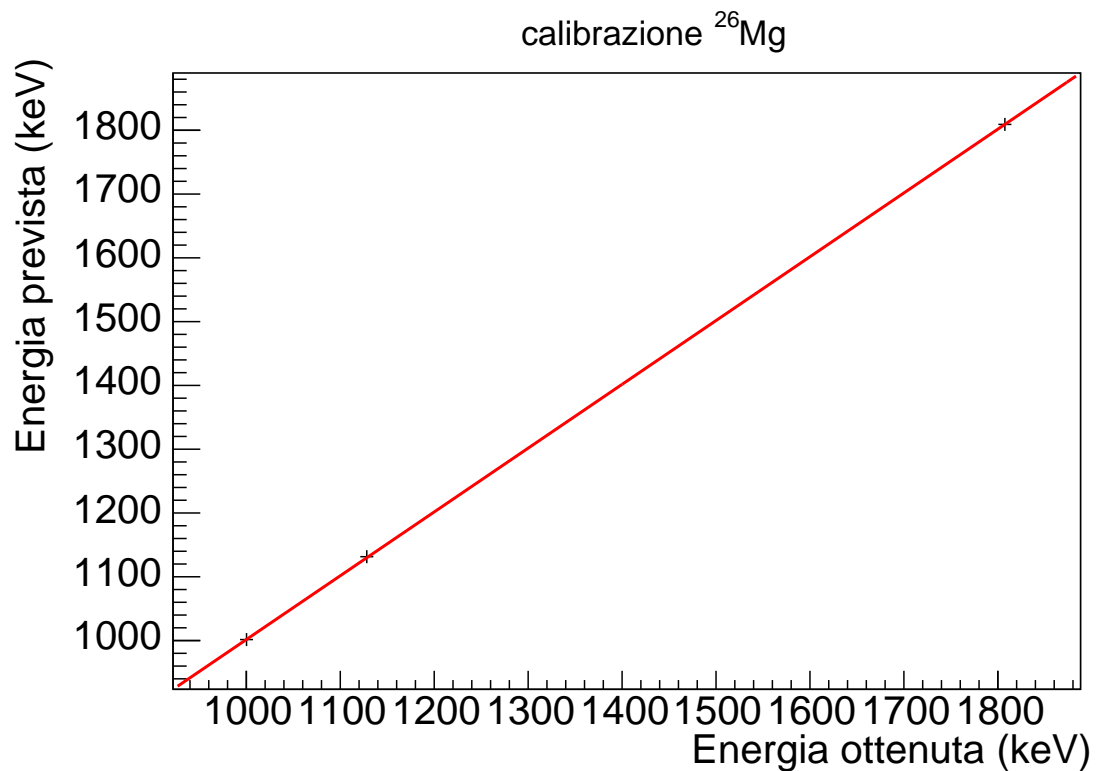


Figura 3.4: Ricalibrazione dello spettro di ^{26}Mg

Una volta corrette le energie delle transizioni i valori finali ottenuti sono riportati nella tabella 3.3.

E_i (keV)	E_γ (keV)	E_f (keV)	I_γ	J_i^π	J_f^π
1809	1809.0(1)	0	100(1)	2 ⁺	0 ⁺
2938	1129.6(1)	1809	34.2(3)	2 ⁺	2 ⁺
4350	1411.7(1)	2938	11.2(4)	3 ⁺	2 ⁺
5716	1365.3(2)	4350	9.2(2)	4 ⁺	3 ⁺
7396	1680.3(5)	5716	7.3(8)	(5 ⁺)	4 ⁺
4901	3091.4(3)	1809	14.9(5)	4 ⁺	2 ⁺
8201	3299.3(1)	4901	4.78(5)	(6 ⁺)	4 ⁺
9830	1628(1) *	8201	0.75(8)	(5 ⁺ , 7 ⁺)	(6 ⁺)
12479	2648(2) *	9830	0.09(2)	(6 ⁻)	(5 ⁺ , 7 ⁺)
3942	1003.9(1)	2938	14.2(3)	3 ⁺	2 ⁺
5476	1534.1(3)	3942	6.5(5)	4 ⁺	3 ⁺
6978	1503(2) *	5476	0.37(4)	(5 ⁺)	4 ⁺
8472	1493(2) *	6978	0.15(2)	(6 ⁺)	(5 ⁺)
11570	3097(2) *	8472	0.11(4)		(6 ⁺)
5716	2777(2) *	2938	0.31(3)	4 ⁺	2 ⁺
4351	2542(2) *	1809	0.25(3)	3 ⁺	2 ⁺
8201	3882(2) *	3941	0.46(7)	6 ⁺	4 ⁺
3942	2133.5(3)	1809	8.5(1)	3 ⁺	2 ⁺
7283	3340(2) *	3942	0.07(2)	(4 ⁻)	3 ⁺
6972	3031(2) *	3942	0.15(2)	(4 ⁺)	3 ⁺
6623	1721.2(1)	4901	2.23(1)	(4 ⁺)	4 ⁺
8627	2002(2) *	6623	0.12(2)	5 ⁻	(4 ⁺)
4332	2520(37)	1809	4(1)	2 ⁺	2 ⁺
4319	2510(28)	1809	31(1)	4 ⁺	2 ⁺
5476	1156.8(2)	4319	7.7(3)	4 ⁺	4 ⁺
7952	3635(1) *	4319	0.39(5)	5 ⁻	4 ⁺
9169	1218(1) *	7952	0.23(5)	(6 ⁻)	5 ⁻
6978	2076(3) *	4901	0.09(2)	(5 ⁺)	4 ⁺
8472	3570(2) *	4901	0.21(3)	(6 ⁺)	4 ⁺
5716	1772(1) *	3942	0.30(2)	4 ⁺	3 ⁺
4835	1898(3) *	2938	0.09(2)	2 ⁺	2 ⁺
2938	2937.7(2)	0	3.97(4)	2 ⁺	0 ⁺

Tabella 3.3: Tabella delle energie e delle intensità delle transizioni attribuite al ²⁶Mg, i valori con l'asterisco sono stati ottenuti da spettri di coincidenza

Utilizzando i dati ottenuti abbiamo anche ricavato lo schema dei livelli del ²⁶Mg mostrato in figura 3.5.

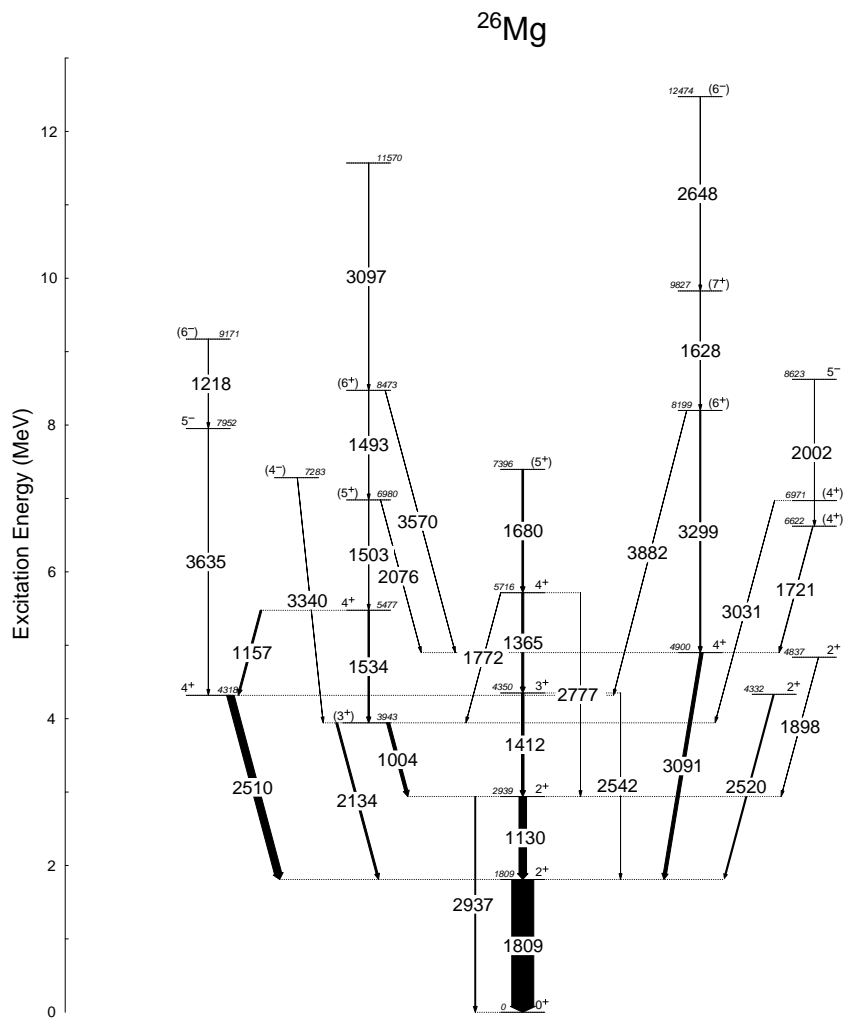


Figura 3.5: Schema dei livelli del nucleo ^{26}Mg

3.3 Conclusioni

In questa tesi abbiamo analizzato i dati relativi ai nuclei ^{24}Mg e ^{26}Mg prodotti nella reazione $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ e costruito i rispettivi schemi dei livelli eccitati. Lo schema dei livelli del nucleo ^{24}Mg (vedi ad esempio il rapporto tra l'energia dello stato 4^+ e dello stato 2^+ che e' uguale a 3.0) presenta caratteristiche associabili ad rotore con una importante deformazione di tipo prolato (come un pallone di rugby) [11]. La descrizione teorica di questo nucleo e' riportata in dettaglio nella Ref[12, 6]. Calcoli di modello a shell limitati alla shell sd sono stati eseguiti per questo nucleo e riportati in [11]. Le energie di eccitazione della banda rotazionale (stati 2^+ , 4^+ e 6^+) sono in accordo con $E_{rot}[\text{keV}] = 187 \times I(I + 1)$. Deviazioni da tale andamento sono spiegabili con calcoli di modello a shell con l'interazione USD [12, 6] e mostrano che la banda termina a spin relativamente bassi, come si evince anche dai dati sperimentali.

Mentre il nucleo ^{24}Mg mostra caratteristiche rotazionali nello spettro d'eccitazione dei suoi livelli a basso spin, l'aggiunta di neutroni porta a cambiamenti piuttosto rapidi di forma e struttura. Nel ^{26}Mg infatti il rapporto tra l'energia dello stato 4^+ e dello stato 2^+ e' di 2.4, da confrontare con il valore di 3 del nucleo ^{24}Mg . Il ^{26}Mg presenta quindi le caratteristiche di un nucleo transizionale tra diverse deformazioni e mostra una coesistenza tra la forma prolata (pallone da rugby) e quella oblata (disco). Lo schema dei livelli ottenuto pu' essere confrontato con quanto riportato precedentemente da [4] e con calcoli di modello a shell nello spazio di valenza comprendente gli orbitali $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$, $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ usando l'interazione [1] gi' dimostratasi valida per altri nuclei di questa regione. Mentre gli stati a parita' positiva sono riproducibili con eccitazioni limitate alla shell sd [4], gli stati a parita' negativa richiedono configurazioni con un numero dispari di eccitazioni alla shell fp . I calcoli di modello shell predicono un momento di quadrupolo intrinseco che passa da positivo a basso spin a negativo ad alto spin, il che indica appunto una variazione di forma da prolata ad oblata [7].

Bibliografia

- [1] E. K. Warburton, J. A. Becker, B. A. Brown Phys. Rev. C 41, 1147 (1990).
- [2] F. Azaiez. Nucl. Phys. a 654, 1003c–1008c (1999).
- [3] C. Beck et al. Phys. Rev. C 80, 034604 (2009).
- [4] S. S. Bhattacharjee et al. Phys. Rev. C 89, 024324 (2014).
- [5] A. Boso. Tesi di dottorato in preparazione.
- [6] B. A. Brown and B. H. Wildenthal. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 38, 29 (1988).
- [7] F.Glatz. Z. Phys A. 324, 187-204 (1986).
- [8] D. C. Radford. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.
- [9] J. N. Scheurer et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 385, 501–510 (1997).
- [10] O. Skeppstedt et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 421, 531–541 (1999).
- [11] I. Wiedenhöver et al. Phys. Rev. Lett. 87, 142502 (2001).
- [12] B. H. Wildenthal. Prog. Part. Nucl. Phys. 11, 5 (1984).