



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Misure in coincidenza di particelle e raggi γ con i set-up
combinati di AGATA ed EUCLIDES per lo studio della fusione
tra ioni leggeri ad energie di interesse astrofisico.

Relatore

Prof.ssa Giovanna Montagnoli

Correlatore

Prof. Alberto Stefanini

Laureanda

Beatrice Locatelli

Anno Accademico 2021/2022

Indice

1	Introduzione	3
2	Le reazioni di fusione	4
2.1	La stabilità dei nuclei atomici	4
2.1.1	Fissione e fusione nucleare	4
2.2	Reazioni con formazione di un nucleo composto	5
2.3	Fusione al di sotto della barriera coulombiana	7
2.3.1	L'effetto tunnel quantistico	7
2.3.2	Modello a canali accoppiati	8
2.3.3	Fenomeno della <i>fusion hindrance</i>	9
2.4	La tecnica delle coincidenze	11
3	L'esperimento $^{30}\text{Si} + ^{12}\text{C}$: set-up e metodologia	13
3.1	Set-up	14
3.1.1	EUCLIDES	15
3.1.2	AGATA	16
3.2	Calibrazione dei rivelatori	18
4	Caratteristiche della reazione $^{30}\text{Si} + ^{12}\text{C}$	19
4.1	Schermatura dei prodotti di scattering	20
5	Analisi dei dati	23
5.1	AGATA	23
5.2	EUCLIDES	24
5.3	Matrici delle coincidenze γ -particella	25
6	Conclusioni	29

1 Introduzione

Lo studio della fusione tra nuclei leggeri è di grande rilievo in astrofisica, in quanto tali reazioni hanno un ruolo significativo nei processi che regolano l'evoluzione stellare e la nucleosintesi. I sistemi più leggeri con Carbonio e Ossigeno sono stati studiati ad energie superiori rispetto a quelle di interesse astrofisico, a causa della difficoltà nella misurazione di sezioni d'urto inferiori ai μb . La scoperta del fenomeno della *fusion hindrance* nei sistemi pesanti per energie molto basse ha aggiunto grande rilievo a tali studi, mettendo in evidenza lo stretto collegamento esistente tra la fisica nucleare e l'astrofisica. Il trend sistematico che si osserva in questi sistemi fa ipotizzare che la *fusion hindrance* possa essere presente anche nei sistemi di interesse astrofisico.

Data la difficoltà nello studio dei sistemi leggeri, è utile considerare sistemi vicini più pesanti, grazie ai quali si possono studiare i meccanismi di reazione e fare previsioni fondate. Inoltre, è necessario introdurre nuove tecniche di misura che consentano di ottenere misure di sezioni d'urto più precise nel range dei nano-barn. Esperimenti effettuati negli ultimi anni hanno mostrato la validità della tecnica delle coincidenze γ -particella, in cui si misurano sia i raggi γ emessi dai nuclei residui sia le particelle cariche leggere evaporate dal nucleo composto.

L'oggetto di questa tesi è l'esperimento di fusione nucleare realizzato ai Laboratori Nazionali di Legnaro sul sistema $^{30}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ [1], che era già stato studiato in precedenza a Legnaro tramite la misura dei nuclei residui di fusione, osservando la presenza della *fusion hindrance* [2]. Per l'esperimento sono stati utilizzati i set-up combinati dello spettrometro AGATA e degli array in Silicio di EUCLIDES, al fine di misurare sia i raggi γ sia le particelle cariche leggere evaporate dal nucleo composto. Lo scopo della tesi è dimostrare la fattibilità di misure di fusione nel range dei *nb* tramite la tecnica delle coincidenze.

La tesi è organizzata nel seguente modo: nella sezione 2 è riportata un'introduzione teorica alle reazioni di fusione nucleare sotto la barriera coulombiana con la presentazione del fenomeno della *fusion hindrance* e della tecnica delle coincidenze; nella sezione 3 è illustrato l'esperimento realizzato a Legnaro, con la spiegazione del set-up sperimentale e della metodologia; nella sezione 4 sono illustrate le caratteristiche della reazione considerata; nella sezione 5 è riportata l'analisi dei dati effettuata; nella sezione 6 si presentano infine le conclusioni raggiunte.

2 Le reazioni di fusione

Lo studio delle reazioni di fusione nucleare è fondamentale per comprendere le caratteristiche e il comportamento dei nuclei atomici. Conoscere i meccanismi di reazione ha conseguenze rivelanti anche in astrofisica, in quanto permette di studiare la catena di processi che avvengono nelle stelle, responsabili dell'emissione dell'energia e dell'evoluzione stellare.

2.1 La stabilità dei nuclei atomici

I nuclei atomici racchiudono il 99.9% della massa di un atomo e hanno un diametro di 10^{-4} ordini di grandezza inferiore. Sono composti da un insieme di particelle cariche positivamente, i protoni, e di particelle neutre, i neutroni. Ogni elemento chimico è identificato dal numero di protoni, detto numero atomico e indicato da Z ; il numero di neutroni può variare, definendo diversi isotopi. Il numero totale di protoni e neutroni è detto numero di massa (A).

Essendo sottoposti alla repulsione elettrostatica i protoni all'interno del nucleo si respingono a vicenda: il fatto che il nucleo non si disgreghi è dovuto all'interazione forte, una forza a corto raggio che agisce tra i nucleoni. La presenza dei neutroni è quindi fondamentale per la stabilità del nucleo. Per i primi venti elementi, ovvero fino al Calcio, il numero di protoni e neutroni negli isotopi più stabili è quasi uguale; nei nuclei pesanti, dato il maggior numero di protoni si ha un'interazione repulsiva più forte, perciò è necessario un maggior numero di neutroni in modo da bilanciare l'effetto repulsivo.

Una misura della stabilità dei nuclei è fornita dal rapporto tra l'energia di legame B e il numero di nucleoni A ; l'energia di legame corrisponde all'energia necessaria a superare l'interazione forte tra i nucleoni e separarli. Di conseguenza, a valori più alti di $\frac{B}{A}$ corrispondono legami più forti tra nucleoni e quindi una maggiore stabilità del nucleo.

Dalla *figura 1* [3] si osserva che il rapporto ha un massimo per A compreso tra 50 e 60 nucleoni, poi diminuisce all'aumentare del numero di massa mantenendo un valore circa costante tra i 7 e 8 MeV; per A inferiori si parte invece dal minimo di 2,2 MeV per il deuterio e poi si sale in maniera irregolare, con vari picchi in corrispondenza di nuclei particolarmente stabili. In prossimità del massimo si trovano i nuclei più stabili con un'energia di legame maggiore; per i nuclei più distanti sono favoriti i processi che portano ad una condizione di maggiore stabilità.

2.1.1 Fissione e fusione nucleare

In base al numero atomico si possono riconoscere due tipologie principali di reazione che producono nuclei più stabili, rappresentate in *figura 1*.

1. Se il numero di nucleoni è molto grande, superiore a 200, il nucleo tende a spezzarsi in due frammenti più leggeri: tale processo costituisce la fissione nucleare. Affinché la scissione avvenga il nucleo deve superare una certa soglia energetica,

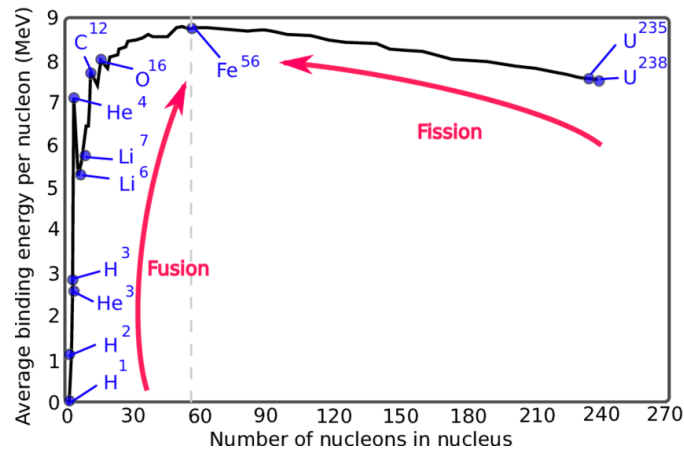


Figura 1: Energia di legame media per nucleone rispetto al numero di massa. Attorno alla linea tratteggiata si trova la zona di maggiore stabilità.

corrispondente alla barriera di fissione; parte dell'energia necessaria può essere acquisita dall'assorbimento di un neutrone che collide con il nucleo. La fissione può verificarsi in seguito ad una reazione di fusione nucleare tra ioni pesanti: il nucleo composto che si forma può decadere con una certa probabilità per fissione.

2. Se il numero di nucleoni è ridotto, il processo principale che porta alla stabilità è la fusione nucleare, in cui due nuclei leggeri si fondono a formarne uno più pesante. Anche per la fusione c'è una barriera energetica da superare, dovuta alla repulsione coulombiana dei protoni carichi positivamente. Tuttavia l'energia necessaria per innescare la reazione è molto elevata perciò, al contrario della fissione che può avvenire spontaneamente per i nuclei transuranici, la fusione ha bisogno di condizioni di temperatura e pressione molto elevate, poiché per unirsi i due nuclei devono avere energia cinetica sufficiente a superare la barriera.

Tali condizioni estreme si trovano nel plasma delle stelle: le reazioni di fusione sono alla base dei processi che portano all'emissione di energia e calore tramite la trasformazione di specie nucleari in altre specie, con la formazione di nuovi elementi. Lo studio di questo tipo di reazioni è quindi essenziale per comprendere i fenomeni alla base della stabilità delle stelle, della loro evoluzione e della nucleosintesi che avviene al loro interno.

2.2 Reazioni con formazione di un nucleo composto

Per studiare le reazioni di fusione è necessario comprendere i meccanismi che portano due nuclei a fondersi in un terzo nucleo più stabile. Il modello a nucleo composto [4] fu introdotto nel 1936 da Niels Bohr per spiegare il processo di fusione tramite la formazione

di un nucleo intermedio, detto nucleo composto, che ha vita relativamente lunga fino al suo decadimento in un nucleo più stabile, tramite emissione di particelle leggere e radiazione γ o per fissione. Secondo il modello, nella fusione nucleare si individuano due

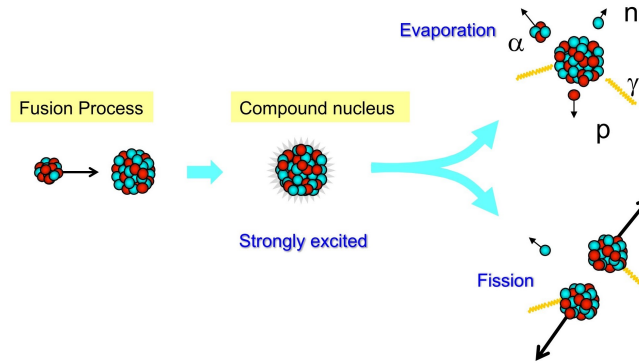


Figura 2: Schema della fusione nucleare con formazione del nucleo composto. Nella prima fase si ha la fusione del nucleo proiettile con il nucleo bersaglio, con formazione del nucleo composto in uno stato eccitato; nella seconda fase si ha il decadimento del nucleo per evaporazione di particelle e raggi γ o per fissione.

fasi, rappresentate nella *figura 2* [4] dalle due frecce azzurre.

1. In primo luogo, si considera la particella a che collide con il bersaglio composto dal nucleo X . La particella può andare incontro a scattering elastico o inelastico: nel primo caso perde parte dell'energia senza che venga modificata la sua natura, procedendo poi ad un angolo diverso rispetto a quello di incidenza; nel secondo caso, se la sua energia iniziale è sufficientemente alta e la collisione è centrale, la particella può fondersi con il bersaglio formando il nucleo composto. Affinché ciò avvenga, l'energia cinetica della particella deve essere condivisa tra tutti i nucleoni del nucleo incidente e del nucleo bersaglio attraverso scattering multipli. In seguito a ciò, il nucleo composto raggiunge un equilibrio termodinamico, senza mantenere memoria del processo di formazione.
2. Il nucleo composto si forma in uno stato instabile ed eccitato, con un'energia pari a $E^* = E_{CM} + Q$, in cui Q è detto Q-valore della reazione ed è pari a $Q = (m_a + m_X - m_{CN,sf})c^2$, in cui si considera la massa del nucleo composto nello stato fondamentale; E_{CM} corrisponde all'energia del centro di massa ed è pari all'energia cinetica della particella iniziale nel sistema di riferimento in cui il bersaglio è fermo. Per liberarsi dell'energia in eccesso, il nucleo decade tramite diversi canali, accompagnato dall'emissione di particelle leggere come protoni, neutroni, α e di radiazione γ , oppure tramite fissione.

Sezione d'urto La sezione d'urto totale può essere scritta come il prodotto della sezione d'urto legata alla formazione del nucleo composto e della probabilità di decadimento del nucleo per evaporazione della particella b , con formazione del nucleo residuo Y ,

nell'ipotesi di decadimento per evaporazione [4].

$$\sigma_f = \sigma_{a+X \rightarrow CN^*} \times P_{CN^* \rightarrow b+Y}$$

Per il primo termine si devono distinguere due casi, in base all'energia di eccitazione del sistema, pari all'energia in eccesso rispetto allo stato fondamentale, e della densità di stati, corrispondente al numero di stati presenti nel sistema per unità di energia.

- Ad alte energie di eccitazione, gli stati sono caratterizzati da un'indeterminazione in energia indicata con $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ detta larghezza naturale, con τ vita media degli stati; l'indeterminazione è dell'ordine dei $\Gamma \approx 0.7\text{eV}$. In tali condizioni, la densità di stati è molto alta tanto che la separazione in energia tra gli stati è dello stesso ordine di grandezza o addirittura minore della larghezza naturale dello stato. Di conseguenza, gli stati non sono distinguibili ma si ha uno spettro in energia continuo. Il sistema ha un comportamento semiclassico.
- Se la densità di stati è molto bassa e di conseguenza la spaziatura media tra due stati è maggiore della larghezza naturale del livello, il nucleo composto può formarsi in uno stato risonante; il sistema deve essere trattato in maniera quantistica.

Il secondo fattore è dato dal rapporto tra la larghezza parziale Γ_i relativa all' i -esimo canale e la larghezza totale, somma di tutti i possibili processi di decadimento del nucleo composto.

2.3 Fusione al di sotto della barriera coulombiana

Questa tesi riguarda lo studio di reazioni di fusione tra ioni pesanti ad energie inferiori alla barriera coulombiana, dove la densità dei livelli del nucleo composto è molto alta. In tali condizioni la reazione sarebbe cinematicamente proibita e il processo è spiegato con l'effetto tunnel quantistico.

2.3.1 L'effetto tunnel quantistico

Nel caso classico, una particella incidente su una barriera di potenziale con energia inferiore alla barriera viene riflessa del tutto e istantaneamente. Quantisticamente, la particella viene in parte riflessa, ma ha anche una probabilità non nulla di essere trasmessa oltre la barriera, in un tempo maggiore rispetto a quello che impiegherebbe la particella classica a passare sopra la barriera.

Nel caso delle reazioni di fusione, l'effetto tunnel fa sì che i due nuclei, se posti sufficientemente vicini per un tempo sufficientemente lungo, possano superare la repulsione elettrostatica dei protoni e attraversare la barriera coulombiana, andando incontro a fusione. Lo studio dell'effetto tunnel nella fusione tra ioni pesanti, è ancora un problema rivelante in fisica nucleare, in quanto si deve tenere conto di diversi gradi di libertà, relativi anche ai moti collettivi dei due nuclei [4].

Modelli teorici per le reazioni di fusione Per trattare il problema della fusione nucleare per energie prossime e inferiori alla barriera fu inizialmente considerato un potenziale unidimensionale, somma del potenziale Coulombiano e del potenziale nucleare descritto con il modello di Woods-Saxon. Una prima risoluzione del problema è stata possibile grazie all'approssimazione WKB, dal nome dei tre fisici G. Wentzel, H. Kramers, L. Brillouin che formularono la teoria. In generale, l'approssimazione WKB permette di trovare soluzioni approssimate a equazioni differenziali lineari; nel caso dell'equazione di Schrödinger, se la lunghezza d'onda di de Broglie è ridotta in confronto alle dimensioni caratteristiche del sistema si possono trovare soluzioni "semi classiche".

Per semplificare ulteriormente il problema, l'andamento della barriera coulombiana attorno al massimo può essere approssimato a parabolico. Sfruttando quest'ipotesi e assumendo che il potenziale centrifugo modifichi solo l'altezza della barriera, il fisico C.Y. Wong formulò un modello per la sezione d'urto:

$$\sigma_{fus}^W(E) = \frac{\hbar\omega R_b^2}{2E} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega} (E - V_0) \right) \right]$$

in cui $\hbar\omega$ è legata alla curvatura della barriera ed R_b è la sua posizione radiale. Si osserva che per energie superiori alla barriera $E \gg V_0$ si ottiene la formula classica della sezione d'urto, mentre per energie inferiori $E \ll V_0$ la sezione d'urto ha una decrescita esponenziale con la diminuzione dell'energia:

$$\sigma_{fus}^W(E) \xrightarrow{E \ll V_0} \propto \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega} (E - V_0) \right)$$

La formula riproduce bene l'andamento della sezione d'urto per energie vicine alla barriera, dove è valida l'approssimazione a parabola, e nei sistemi leggeri, mentre in quelli pesanti sottostima i valori sperimentali di vari ordini di grandezza, come si osserva in *figura 3* [5]. Ciò indica che devono essere considerati ulteriori gradi di libertà, relativi ai moti collettivi dei nuclei. Per spiegare le discrepanze con i risultati degli esperimenti, fu formulato il modello a canali accoppiati (CC), in cui sono messi in relazione le dinamiche di fusione sotto la barriera con la struttura dei nuclei interagenti.

2.3.2 Modello a canali accoppiati

Il modello fu applicato per la prima volta allo studio della fusione tra nuclei pesanti per energie inferiori alla barriera coulombiana negli anni '80, a partire dai risultati ottenuti dagli studi presentati in precedenza. L'idea alla base del modello [4] è che la struttura dei due nuclei influenzi fortemente le dinamiche di reazione per energie molto basse. In particolare, la fusione è favorita dall'accoppiamento del canale di ingresso della reazione con i moti collettivi o di trasferimento quasi-elastico di nucleoni. In altre parole, oltre allo studio in una dimensione dell'attraversamento della barriera per effetto tunnel, si deve tenere conto anche dei gradi di libertà relativi alla struttura dei due nuclei, che influenza il processo di reazione. Di conseguenza, nell'hamiltoniana del sistema si deve aggiungere un termine potenziale $V_{int}(r, \xi)$ che descrive l'accoppiamento tra il moto relativo e i canali di reazione, in cui la variabile ξ descrive i moti nucleari intrinseci. Per

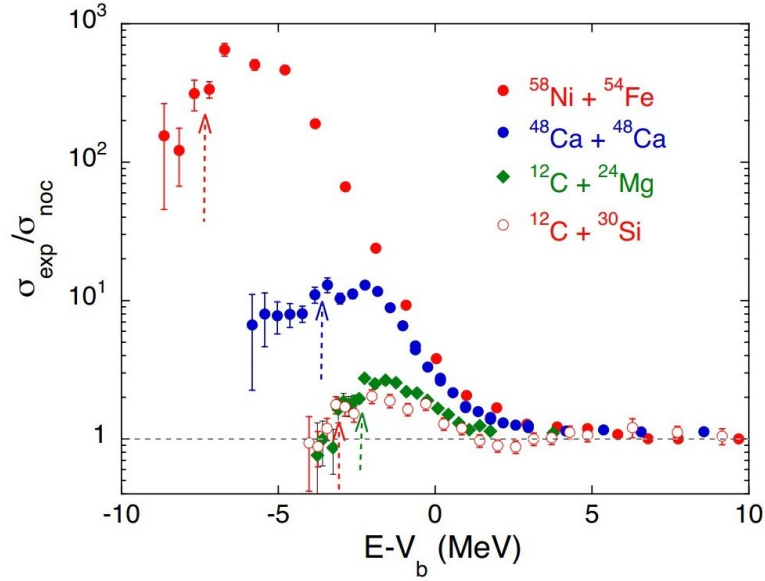


Figura 3: Nel grafico sono riportati i rapporti tra le sezioni d'urto sperimentali e i valori teorici, ottenuti con un modello a canali non accoppiati, in funzione della distanza in energia dal potenziale V_b corrispondente alla barriera di Coulomb. Le frecce tratteggiate indicano la soglia di *hindrance*.

risolvere l'equazione di Schrödinger relativa, si assume che l'interazione di accoppiamento possa essere fattorizzata in una funzione $F(r)$ della distanza dei nuclei e in un termine che tiene conto della loro struttura; inoltre, approssimando $F(r)$ al valore costante F_0 dato dalla forza dell'accoppiamento in corrispondenza della barriera, si possono disaccoppiare le equazioni sostituendo il potenziale d'interazione ione-ione con una distribuzione di potenziali. Il coefficiente di trasmissione è ottenuto come media pesata dei coefficienti relativi a ciascuna barriera, ottenibili dalla risoluzione del problema unidimensionale. I pesi sono dati dai fattori di sovrapposizione tra lo stato iniziale e i possibili canali. Con il modello a canali accoppiati si ottiene che la trasmissione è aumentata per energie inferiori alla barriera rispetto ai modelli precedenti, mentre è diminuita per energie superiori.

2.3.3 Fenomeno della *fusion hindrance*

Come visto nella formula di Wong e nel modello CC, ad energie inferiori alla barriera coulombiana ci si aspetta che la sezione d'urto diminuisca esponenzialmente con la diminuzione dell'energia. Sperimentalmente, dallo studio dei sistemi pesanti, si osservò invece che per energie molto basse la sezione d'urto scende più rapidamente rispetto all'andamento esponenziale previsto dalle stime del modello CC, effettuate utilizzando il potenziale di Woods-Saxon. Tale fenomeno è detto *fusion hindrance*, ovvero limitazione della fusione, e si osserva con caratteristiche differenti a seconda dei sistemi. Per descriverlo, è utile definire due quantità a partire dalla sezione d'urto σ che permet-

tono di osservare chiaramente la differenza tra le stime teoriche e i valori sperimentali: la derivata logaritmica L della funzione di eccitazione e il fattore astrofisico S .

$$L(E) = \frac{d[\ln(E\sigma)]}{dE} = \frac{1}{E\sigma} \frac{d(E\sigma)}{dE} \quad S(E) = E\sigma(E)e^{2\pi\eta}$$

Le due quantità sono correlate: infatti, il fenomeno *hindrance* è rivelato sotto la barriera da un aumento di L e da un massimo di S , in corrispondenza del valore della derivata logaritmica pari a $L(E) = \frac{\pi\eta}{E}$, che generalmente viene assunto come soglia di *hindrance*. Il fenomeno di *hindrance* fu osservato e studiato inizialmente nei sistemi pesanti, dove il Q -valore della fusione è sempre negativo. Di conseguenza, il fattore S deve annullarsi per $E_{cm} = -Q$ e avrà per forza un massimo per $E_{cm} > -Q$. Nei sistemi leggeri il Q valore è positivo, perciò il fattore S potrebbe non presentare un massimo.

Interpretazione teorica Per spiegare il fenomeno sono stati proposti due modelli teorici [4]. Il primo, formulato dai fisici Mişicu e Esbensen, si basa sulla *sudden approximation*: si assume che la reazione avvenga così velocemente da far sì che la densità dei due nuclei non si modifichi durante il tempo di reazione. Nella regione di sovrapposizione si osserva un aumento del potenziale dovuto al principio di esclusione di Pauli, per cui due fermioni identici non possono occupare simultaneamente lo stesso stato quantico. La variazione è di un fattore pari all'aumento di potenziale nucleare che si avrebbe raddoppiando la densità nucleare. Ne risulta che la barriera di potenziale è somma di un termine repulsivo a distanze corte, espressione dell'incompressibilità della materia nucleare nella zona di sovrapposizione, e di un potenziale *double folding* nella zona esterna. Si ottiene una barriera appiattita e larga; nella zona di sovrapposizione, a causa del principio di Pauli, si ha una riduzione della probabilità di effetto tunnel attraverso la barriera, con conseguente diminuzione della sezione d'urto e comparsa dell'effetto di *hindrance*.

Una seconda interpretazione è fornita dal modello adiabatico, formulato da Ichikawa e Hagino. Si assume che la reazione avvenga più lentamente rispetto al caso precedente, così che i nuclei si sovrappongano completamente senza poterli più distinguere; i nuclei perdono quindi la loro identità. Il potenziale ione-ione del sistema a due nuclei diventa un potenziale mono-nucleare, descritto tramite il modello a goccia di liquido, corrispondente allo stato del sistema in cui è avvenuta la fusione.

Entrambi i modelli danno risultati simili per la regione in cui i due nuclei non si sovrappongono. A priori non è possibile conoscere quale approccio sia il più corretto; per discriminare tra i due modelli sono necessarie misure ad energia ancora più basse, che però sono molto complesse da effettuare.

Importanza della *fusion hindrance* L'interesse nello studio del fenomeno di *hindrance* nei sistemi leggeri è legato alla necessità di conoscere l'andamento della sezione d'urto per energie sotto la barriera, al fine di realizzare una valida simulazione dei processi di nucleosintesi. Per verificare che il fenomeno di *hindrance* sia una caratteristica generale

delle reazioni di fusione, negli ultimi anni sono stati realizzati diversi esperimenti per osservare la presenza del massimo anche nei sistemi leggeri.

In alcune reazioni tra ioni pesanti [6] è stato osservato un massimo del fattore S confrontando i dati sperimentali con le previsioni teoriche ottenute con il modello CC in cui è stato utilizzato il potenziale di Woods-Saxon: l'andamento teorico sovrastima i valori osservati ad energie molto basse. In questi sistemi le sezioni d'urto relative ai massimi seguono un andamento sistematico, come mostrato in *figura 3 (Sezione 2.3.1)*: al diminuire della massa dei sistemi, la soglia di *hindrance* si sposta verso energie più vicine alla barriera. Si può supporre di fare previsioni affidabili anche per sistemi più leggeri dove non è ancora stato osservato un massimo effettivo, ad esempio quelli con Carbonio e Ossigeno di interesse astrofisico.

Il problema principale con questo tipo di esperimenti è che il massimo si trova a valori di sezioni d'urto nel range del $\mu b - nb$; le misure sono complicate dalla necessità di avere un'alta sensibilità in modo che i dati abbiano errori statistici contenuti e quindi si possa distinguere l'andamento del fattore S rispetto alle previsioni teoriche. In aggiunta, in alcuni sistemi la misura è ulteriormente complicata dalla presenza di risonanze [7]: per distinguere un eventuale picco relativo al massimo del fattore S dal picco di una risonanza è necessario avere un campione molto ampio di misure.

2.4 La tecnica delle coincidenze

Per lo studio della fusione per energie inferiori alla barriera coulombiana, i primi esperimenti si basavano sulla misura dei nuclei residui di fusione o dei raggi γ emessi dagli stati eccitati dei nuclei che si originano dalla fusione. Con entrambi i metodi, tuttavia, si hanno incoerenze alle basse energie, nel range di maggiore interesse astrofisico.

Un metodo più avanzato consiste nella misura delle coincidenze particelle- γ : combinando opportunamente due apparati si rivelano sia le particelle leggere cariche evaporate dal nucleo composto sia i raggi γ e, confrontando i *time stamps* dei due campioni, si considerano solo le misure in coincidenza, ovvero relative allo stesso evento di fusione. Il vantaggio è che potenzialmente si può ottenere una determinazione più precisa dell'emissione dei prodotti di fusione e si possono ottimizzare le misure escludendo il fondo dovuto a reazioni di scattering, alle impurità del bersaglio o a eccitazioni-diseccitazioni di nuclei presenti in componenti dell'apparato. La difficoltà principale con questa tecnica è riuscire ad ottenere, per sezioni d'urto molto piccole, dei conteggi adeguati delle coincidenze in relazione alla geometria dei rivelatori [8].

Esperimenti con misure in coincidenza Una delle prime applicazioni di tale metodo fu realizzata nel 2016 dal gruppo di ricerca guidato da C. L. Jiang [6], che studiò il sistema $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ combinando l'apparato Gammasphere per la misura dei raggi γ con dei rivelatori anulari al Silicio per la misura delle particelle cariche leggere. La reazione considerata

è di grande rilievo in astrofisica e costituisce un processo essenziale nel ciclo vitale delle stelle massive e in vari scenari astrofisici. Tuttavia, il sistema presenta delle risonanze attorno alla barriera Coulombiana e al di sotto, fino alle energie più basse misurate sperimentalmente; di conseguenza, è difficile stabilire se il trend osservato per il fattore S sia un massimo dovuto alla *fusion hindrance* o ad un picco di risonanze. Il sistema era già stato studiato in precedenza rivelando i raggi γ dei residui di evaporazione oppure le particelle cariche emesse; con entrambi i metodi erano state ottenute ampie incertezze ad energie molto basse, causate dal fondo dovuto alle tecniche e agli apparati di misura utilizzati. Grazie alla tecnica delle coincidenze fu possibile ridurre il fondo e raccogliere misure di sezione d'urto fino al *nb* con barre di errore contenute. Fu osservato un massimo del fattore S, come si può notare in *figura 4* [6], a indicare la presenza della *fusion hindrance*, anche se non in maniera decisiva.

In seguito, nel 2017, fu realizzato dal gruppo di ricerca guidato da Fang [7] un altro esperimento con misure in coincidenza per lo studio del sistema $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, anch'esso di grande rilievo astrofisico. Le misure furono ottenute combinando rivelatori al Silicio per le particelle cariche e al Germanio per la radiazione γ ; come si osserva in *figura 5* [7] si ottennero misure con barre di errore più ridotte rispetto agli studi precedenti e si osservò complessivamente una diminuzione del fattore S a basse energie, ma la presenza di fenomeni di risonanza non permisero di definire l'esistenza e la posizione del massimo.

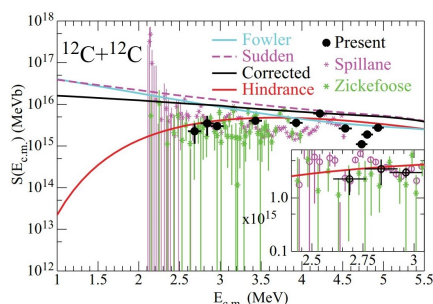


Figura 4: Risultati dell'esperimento del 2016 con Gammasphere [6]: le misure ottenute sono riportate in nero, a confronto con i risultati degli esperimenti precedenti riportati in viola e verde. Le stime teoriche ottenute con il modello CC sono rappresentate dalla linea nera, mentre la linea rossa corrisponde alla previsione empirica.

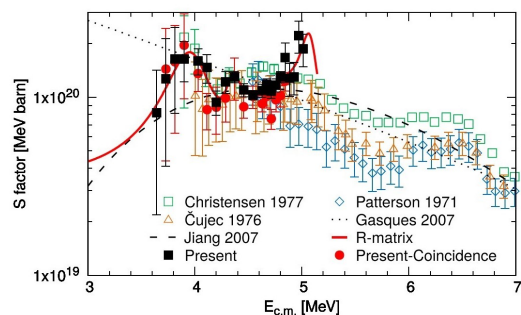


Figura 5: Risultati dell'esperimento del 2017 guidato da Fang [7]: le misure ottenute con le coincidenze sono riportate in rosso, a confronto con i risultati degli esperimenti precedenti riportati in verde, giallo e azzurro. La linea a puntini rappresenta le stime teoriche, quella tratteggiata tiene conto della *fusion hindrance*.

I successi di questi esperimenti hanno suscitato interesse nella tecnica delle coincidenze; anche a Legnaro si è deciso di verificarne la fattibilità nello studio della fusione $^{12}\text{C} + ^{30}\text{Si}$, che era già stato oggetto di un esperimento ai LNL in cui il sistema era stato studiato tramite la rivelazione dei nuclei residui di fusione-evaporazione.

3 L'esperienza $^{30}\text{Si} + ^{12}\text{C}$: set-up e metodologia

Il test sperimentale realizzato a Luglio 2022 è nato dalla collaborazione dei gruppi di ricerca PRISMA-FIDES e AGATA e aveva l'obiettivo di verificare la fattibilità di misure di sezioni d'urto nel range dei nb sfruttando la tecnica delle coincidenze. Per l'esperimento sono stati utilizzati i set-up combinati dei rivelatori al Silicio di EUCLIDES, per la misura di particelle cariche leggere, e di quelli al Germanio dello spettrometro AGATA, per la rivelazione dei raggi γ . L'esperimento è stato eseguito ai Laboratori Nazionali di Legnaro, presso l'acceleratore elettrostatico Tandem-XTU, utilizzato per accelerare il fascio di ioni di Silicio. Sono state effettuate due prese dati, per energie del fascio di 47MeV e 40MeV.

La reazione considerata è la fusione tra ^{30}Si e ^{12}C ed è di grande interesse in quanto fornisce un collegamento tra le reazioni tra nuclei pesanti studiate negli ultimi anni e i sistemi leggeri che coinvolgono Carbonio e Ossigeno, che hanno un ruolo rivelante nella dinamica dell'evoluzione stellare. La reazione $^{30}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ non fa parte dei processi che avvengono nel nucleo delle stelle, ma lo studio del suo comportamento al di sotto della barriera coulombiana, dove l'andamento della sezione d'urto della reazione è determinato dal fenomeno di *hindrance*, permette di fare previsioni fondate per i sistemi più leggeri di interesse astrofisico.

Risultati dello studio della reazione con il set-up PISOLO Il sistema $^{30}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ era già stato studiato in precedenza a Legnaro nel 2017 dal gruppo PRISMA-FIDES [2].

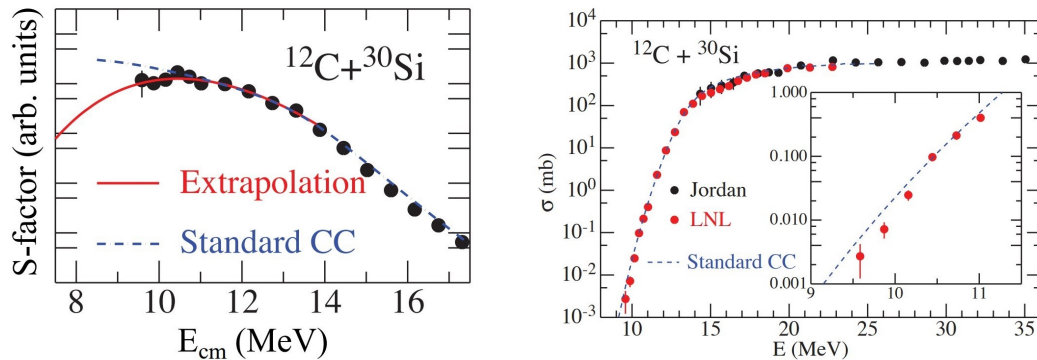


Figura 6: Risultati ottenuti nell'esperimento sul sistema $^{30}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ realizzato nel 2017 [2]. Osservando l'andamento del fattore S (grafico di sinistra) e della sezione d'urto (grafico di destra) in funzione dell'energia nel centro di massa, si osserva per le energie più basse una sovrastima rispetto alle misure dei valori teorici ottenuti con il modello CC, rappresentati dalla linea tratteggiata.

Nell'esperimento furono misurati i nuclei residui di fusione prodotti dall'evaporazione di particelle leggere tramite il set-up PISOLO, basato su un deflettore elettrostatico che permette la separazione dei residui di evaporazione dal resto del fascio e la loro rivelazione. Il sistema fu studiato per energie da 80 a 33 MeV, nel sistema di riferimento del laboratorio, ottenendo misure di sezioni d'urto fino a $3\mu b$. Fu osservata l'indicazione di un massimo del fattore S a basse energie, come si osserva in *figura 6*; i dati raccolti erano tuttavia insufficienti per stabilire con certezza la presenza dell'effetto di *hindrance*.

3.1 Set-up

Acceleratore Tandem-XTU Gli ioni di ^{30}Si vengono generati da una sorgente esterna e vengono immessi nell'acceleratore elettrostatico XTU-Tandem [9] con una carica negativa $q = -1$. All'interno, il fascio è accelerato verso un terminale a tensione positiva fino a $+14.5\text{MV}$, nel quale si trova un sottilissimo foglio di Carbonio di circa $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$; passando attraverso il foglio, le particelle del fascio perdono diversi elettroni. A questo punto gli ioni, che possiedono una consistente carica positiva, sono respinti dal terminale e subiscono una seconda accelerazione. Il nome dell'acceleratore fa riferimento proprio a questa doppia accelerazione che subisce il fascio. In seguito, il fascio esce dall'acceleratore e viene focalizzato sul bersaglio di interesse da appositi magneti.

La carica positiva del fascio segue una distribuzione in funzione del numero di elettroni persi; la tensione del terminale può essere regolata in modo da selezionare gli ioni con lo stato di carica più frequente per l'energia necessaria all'esperimento. Tuttavia, il Tandem lavora in maniera più efficace ad alte tensioni che non sempre corrispondono alla carica più frequente, pertanto è necessario trovare un compromesso tra la tensione ottimale per l'acceleratore e la probabilità dello stato di carica.

Prima di effettuare la presa dati è stato necessario focalizzare il fascio: rimuovendo l'apparato di EUCLIDES, si pone un cristallo di quarzo nella stessa posizione in cui poi viene inserita la targhetta di Carbonio, si invia il fascio e si verifica che questo risulti centrato e poco disperso. La focalizzazione deve essere ripetuta ogni volta che viene modificata l'energia del fascio.

Bersaglio Accelerato il fascio, questo viene diretto sul bersaglio di Carbonio che si trova al centro dei rivelatori di AGATA ed EUCLIDES. Le targhette utilizzate hanno uno spessore di $50\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e sono composte da ^{12}C arricchito in massa al 99.9%; presentano delle impurità, dovute al processo di produzione, formate principalmente da nuclei di deuterio che possono partecipare alla reazione tramite scattering elastico ed essere rivelati da EUCLIDES. Il bersaglio si trova all'interno di una camera contenente anche EUCLIDES in cui viene creato il vuoto; ciò è necessario in primo luogo in quanto sia le particelle del fascio, sia quelle evaporate dal nucleo composto vengono fermate completamente in pochi centimetri d'aria. Inoltre, i rivelatori al Silicio di EUCLIDES sono stati realizzati per operare nel vuoto. All'esterno viene posizionato l'array AGATA. L'apparato completo è

riportato in *figura 7*.

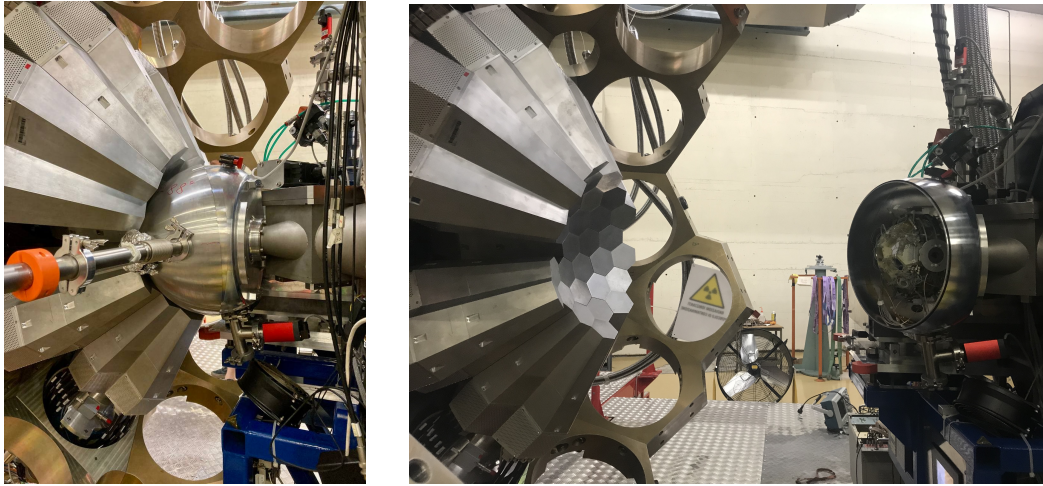


Figura 7: Camera di scattering chiusa (a sinistra) e aperta (a destra). In entrambe le figure, sulla parte di sinistra si trova lo spettrometro AGATA, con i rivelatori al Germanio esagonali; nella copertura sferica si trova EUCLIDES con all'interno il bersaglio di Carbonio.

3.1.1 EUCLIDES

Per la rivelazione delle particelle cariche leggere evaporate si utilizzano i rivelatori al Silicio di EUCLIDES [10] (EUroball Charged Light particle Identification DEtector Sphere), già utilizzato in passato come rivelatore ausiliario dell'array per raggi γ GALILEO.

In *figura 8* [10] è riportata una rappresentazione schematica del rivelatore. EUCLIDES ha la forma di un poliedro a 42 facce, costituite da 30 esagoni irregolari e 12 pentagoni regolari. 40 facce sono formate da telescopi al Silicio e le due restanti, speculari, rimangono invece aperte, per permettere il passaggio del fascio entrante di Silicio e del fascio uscente, formato dal Silicio che non ha interagito e dai nuclei prodotti nella fusione. Al centro del poliedro, ad una distanza di 62mm dai telescopi, si trova il bersaglio di Carbonio contro cui collide il fascio.

La rivelazione delle particelle avviene tramite diodi in Silicio ad elevata purezza: la zona di tipo p è un'unica area, mentre la zona di tipo n, realizzata dopando il Silicio con ioni energetici, nei telescopi anteriori è segmentata in 4 settori identici isolati tra loro.

Tutti i telescopi sono formati da due stadi, uno spesso $130\mu\text{m}$ e un secondo spesso $1000\mu\text{m}$. Le particelle che attraversano il telescopio rilasciano una certa energia ΔE nel primo stadio e l'energia restante E nel secondo stadio. Se la particella è poco energetica o molto massiva, ad esempio una particella α , si fermerà nel primo stadio senza proseguire oltre, lasciando quindi solo un segnale ΔE . I protoni invece, essendo più leggeri lasceranno anche un segnale E . Ai rivelatori è applicata una differenza di potenziale (bias) che permette di raccogliere la carica di ionizzazione: le facce interne sono messe a terra e fungono da

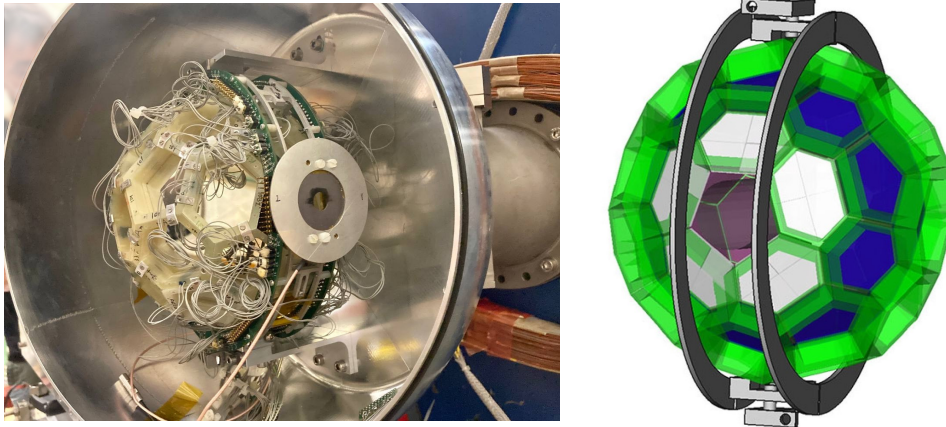


Figura 8: rivelatore EUCLIDES, all'interno della camera di scattering utilizzata per l'esperimento (a sinistra) e sua rappresentazione schematica [10] (a destra).

anodi, quelle esterne hanno un bias positivo e fungono da catodi.

La rivelazione delle particelle cariche nei diodi al Silicio avviene grazie alla ionizzazione: attraversando il diodo, le particelle cariche positivamente strappano elettroni agli atomi di Silicio, ionizzandoli; gli elettroni vengono poi accelerati grazie alla differenza di potenziale e vengono raccolti dagli anodi. A partire dal segnale in carica misurato si può ricavare il tipo di particella che ha generato la ionizzazione.

L'apparato EUCLIDES ha un copertura angolare di circa l'81% per i rivelatori ΔE e dell'80% per gli stadi E . Per l'apparato utilizzato e la reazione considerata in questo test, l'efficienza associata ad EUCLIDES è stata preliminarmente stimata di circa il 40% in base alla geometria e ai principali canali di evaporazione, descritti nella *Sezione 4*.

3.1.2 AGATA

La misura dei raggi γ emessi avviene tramite lo spettrometro ad alta risoluzione AGATA [11], raffigurato in *figura 9*, realizzato interamente in rivelatori segmentati al Germanio ad elevata purezza raffreddati ad Azoto liquido. AGATA permette di rivelare le radiazioni in un range molto ampio di energia, dalle decine di keV fino oltre i 10 MeV. Attualmente, AGATA è ancora in fase di realizzazione e copre un angolo solido pari a 1π . Una volta terminato, l'apparato sarà composto da 180 cristalli di Germanio ad elevata purezza per una copertura angolare completa di 4π .

I rivelatori al Germanio utilizzati sono segmentati e di forma esagonale rastremata, posti a 23.5cm dalla sorgente di fotoni. La tecnica alla base del loro funzionamento è il tracking dei raggi γ : ogni punto di interazione della radiazione con il cristallo viene registrato in modo da poter ricostruire la traiettoria del raggio. In base alla direzione della traiettoria e alla distanza di penetrazione del rivelatori, si ricavano l'angolo di emissione dal nucleo

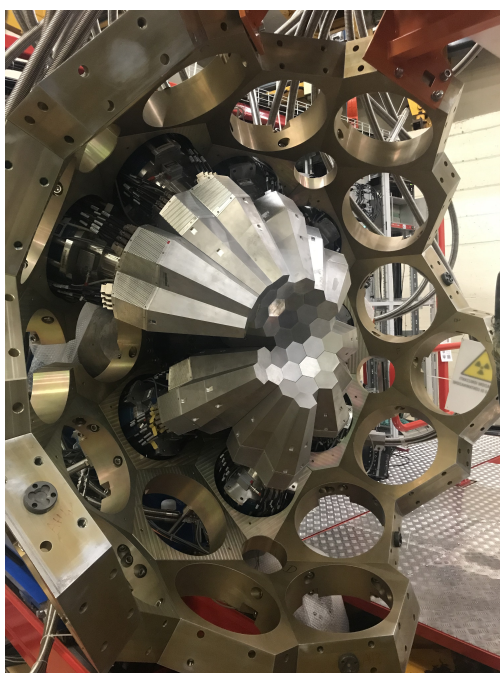


Figura 9: Spettrometro AGATA

e l'energia della radiazione.

I rivelatori non sono separati da schermature, ma sono collegati tra loro in modo che un fotone uscente da un cristallo possa entrare nel cristallo adiacente ed essere ancora rivelato; unendo gli eventi misurati in coincidenza nei diversi cristalli si può risalire alla traiettoria completa del fotone. L'efficienza associata ai rivelatori di AGATA è di circa il 10%, per raggi gamma di 1 MeV [1].

Funzionamento dei rivelatori di raggi γ Come per le particelle cariche, il processo alla base della rivelazione della radiazione γ è la ionizzazione: i fotoni che attraversano il Germanio interagiscono con gli atomi del materiale liberando elettroni sufficientemente energetici da generare consistente ionizzazione. Gli elettroni prodotti nella ionizzazione vengono accelerati da un campo elettrico fino a raggiungere degli elettrodi, dove generano un segnale in corrente. Dalla rivelazione degli elettroni è possibile ricavare l'energia persa dal fotone. Nell'ipotesi di rivelatore ideale, ovvero di dimensioni molto grandi, tutta l'energia del fotone entrante è trasformata in carica elettrica e l'energia trasportata da questa coincide con l'energia del fotone. Nei rivelatori reali, alcuni fotoni più energetici, dopo aver interagito per scattering Compton, escono con una certa energia residua. Per risolvere il problema dei fotoni che sfuggono al rivelatore, si possono fermare questi fotoni uscenti con degli schermi di soppressione Compton costituiti da un materiale scintillante. Quando si osservano due segnali in coincidenza sul rivelatore al Germanio e sullo scintillatore, allora si esclude tale evento dall'analisi.

Un altro modo più innovativo, utilizzato da AGATA, consiste invece nello sfruttare il

tracking dei fotoni: si ricostruisce la traiettoria dei fotoni grazie allo scattering Compton. La spettroscopia a raggi γ trae quindi grande beneficio dal tracking, per due motivi principali: non sono più necessari gli schermi di soppressione Compton tra i rivelatori, con la possibilità di riempire l'intero angolo solido aumentando notevolmente l'efficienza dei rivelatori; inoltre, ricostruendo la traiettoria, è possibile effettuare correzioni Doppler più precise per l'energia dei raggi γ misurati.

3.2 Calibrazione dei rivelatori

Alla fine delle prese dati sono state effettuate le calibrazioni dei rivelatori. Per EUCLIDES sono state utilizzate due sorgenti di ^{241}Am che emettono radiazione alfa; ciascuna sorgente copre all'incirca 2π di angolo solido, quindi utilizzandole insieme si riesce a coprire l'intero angolo solido. In realtà, a causa della presenza di una protezione anulare di plastica, le sorgenti risultano in parte collimate, quindi l'angolo solido coperto è inferiore di 4π . Ponendo le due sorgenti all'interno di EUCLIDES è possibile calibrare i rivelatori interni, di tipo ΔE : tuttavia le particelle α vengono assorbite dal primo stadio, perciò per calibrare anche i rivelatori di tipo E è stato necessario ripetere la calibrazione ponendo le sorgenti all'esterno e spostandole di volta in volta fino a coprire l'intera superficie di EUCLIDES.

La calibrazione di AGATA è stata effettuata rimuovendo EUCLIDES ed inserendo delle sorgenti di ^{152}Eu .

4 Caratteristiche della reazione $^{30}\text{Si} + ^{12}\text{C}$

La reazione di fusione studiata è $^{30}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ con formazione del nucleo composto di ^{42}Ca in uno stato eccitato, da cui decade attraverso diversi canali. Ad ogni canale è associata una probabilità di decadimento che può essere ottenuta con una simulazione della reazione. Utilizzando il software **PACE4** contenuto in **LISE++**, sono state calcolate le probabilità utilizzando il modello statistico per un'energia del fascio di Silicio pari a 47 MeV e supponendo di misurare 10000 eventi di fusione. Nella *tabella 1* sono riportati i risultati della simulazione con i diversi nuclei prodotti e i rispettivi residui di evaporazione.

Z	N	A	Particelle evaporate	Eventi	Percentuale	Sezione d'urto (mb)
20	21	^{41}Ca	n	4650	46.50%	42.4
19	22	^{41}K	p	1973	19.73%	18
20	20	^{40}Ca	2n	29	0.29%	0.264
19	21	^{40}K	pn	378	3.78%	3.44
18	20	^{38}Ar	α	1493	14.93%	13.6
18	19	^{37}Ar	αn	1285	12.85%	11.7
17	20	^{37}Cl	αp	192	1.92%	1.75
TOTAL				10000	100%	91.154

Tabella 1: Risultati della simulazione della reazione $^{30}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ effettuata con il software **LISE++**

Le sezioni d'urto riportate sono puramente indicative, in quanto non tengono conto dei possibili effetti di accoppiamento dei canali. Il principale canale, che porta alla formazione del ^{41}Ca , è associato all'emissione di neutroni che, essendo particelle neutre, non vengono rivelate da **EUCLIDES**. Né per il ^{41}Ca né per il ^{40}Ca è possibile contare gli eventi in coincidenza, poiché si possono rivelare solo i raggi γ e non le particelle evaporate. Escludendo questi due casi, circa metà degli eventi di fusione sono associati a particelle cariche, rivelabili.

Per studiare la cinematica della reazione è stato realizzato il grafico¹ riportato in *figura 10*, in cui è rappresentata l'energia dei prodotti di fusione e di scattering in funzione dell'angolo di emissione rispetto alla direzione del fascio incidente, supponendo che questo abbia energia pari a 45 MeV, vicino all'energia utilizzata nell'esperimento. I prodotti di scattering elastico sono rappresentati da linee tratteggiate e sono formati da:

- Silicio: si osserva che a 0° l'energia del Silicio è massima, segno che il fascio non ha perso energia quindi non ha interagito; corrisponde al caso in cui il Silicio prosegue indisturbato. Aumentando l'angolo decresce l'energia, in quanto il nucleo incidente cede parte dell'energia al Carbonio. Si osserva che il Silicio può essere deviato fino ad un angolo massimo che dal grafico appare tra 0.4 e 0.5 radianti. Una stima dell'angolo massimo può essere ottenuta tramite il programma **Reaction**;

¹Si ringrazia Marcel Heine (Univ. di Strasburgo)

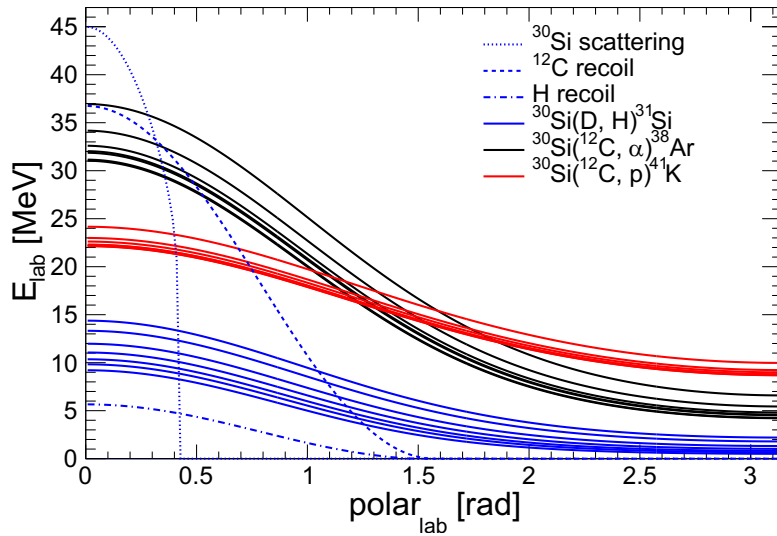


Figura 10: Andamento dell'energia dei prodotti di reazione in funzione dell'angolo di emissione. I prodotti di scattering elastico sono rappresentati da linee tratteggiate e comprendono il ^{30}Si , il ^{12}C e il deuterio. I prodotti di fusione, ovvero i protoni, le α e deutero, sono rappresentati da linee continue.

effettuando i calcoli per una reazione di fusione a 47 MeV, l'angolo limite risulta essere pari a 23.6° .

- Carbonio: viene diffuso fino a 90° . Il caso relativo a $\theta = 0^\circ$ corrisponde alla situazione di urto frontale: il Silicio non è deviato, ma prosegue nella stessa direzione con energia minore; il Carbonio viaggia nella stessa direzione, acquisendo energia.
- Deuterio: in analogia al Carbonio, anche in questo caso lo scattering può avvenire fino ad un angolo di 90° .

Si osserva che tutti i prodotti di scattering arrivano al massimo fino a 90° .

Le particelle cariche che seguono gli eventi di fusione sono invece rappresentate dalle linee continue: hanno energia decrescente all'aumentare dell'angolo e vengono emesse in tutte le direzioni. In particolare le particelle alfa hanno energia inferiore ai protoni per angoli in avanti rispetto al fascio, mentre all'aumentare dell'angolo arrivano ad avere energie superiori.

4.1 Schermatura dei prodotti di scattering

Nell'analisi precedente è stato osservato che i prodotti di scattering sono emessi con un'energia elevata fino ad un angolo di 90° . Di conseguenza, i rivelatori al Silicio di EUCLIDES, realizzati per la rivelazione delle particelle leggere, sono esposti a nuclei più pesanti che possono danneggiarli. Per ovviare al problema, è necessario coprirli con un assorbitore che fermi tali nuclei ma che non freni eccessivamente le particelle leggere di interesse. A tale scopo è stato inserito un cilindro di ^{27}Al nella parte anteriore di EUCLIDES, in modo da coprire la zona di emissione tra 0 e 90° , lasciando passare il fascio

al suo interno. Tuttavia, per avere una stima della sezione d'urto della reazione di fusione si deve misurare la sezione d'urto di scattering elastico: sul cilindro di Alluminio è stata tagliata una finestrella attorno ai 30° e in corrispondenza di questa è stato sostituito un rivelatore di EUCLIDES con un monitor al Silicio a 27° in grado di rivelare appositamente i nuclei di rinculo di ^{12}C .

L'Alluminio a disposizione ha uno spessore di $13\mu\text{m}$; per verificare che sia sufficiente ad assorbire i prodotti di scattering e per stimare la perdita di energia che subiscono le α e i protoni, sono stati effettuati dei calcoli della reazione con il programma **Reaction** e dalla simulazione effettuata in precedenza con **LISE++** sono state ricavate delle stime delle energie associate alle alfa e ai protoni emessi a 30° , 60° , 90° . Quindi, per ogni particella e per ogni angolo di emissione sono state calcolate le perdite di energia dovute allo spessore di ^{27}Al . Infine è stata calcolata la perdita di energia nel primo stadio del rivelatori al Silicio, per stimare in quale range angolare si hanno segnali solo di tipo ΔE o anche di tipo E .

Particella	Angolo	$E_{iniziale}$ (MeV) (da LISE++)	ΔE_{Al} (MeV) ($3\text{mg}/\text{cm}^2$)	ΔE_{Si} (MeV) ($48.6\text{mg}/\text{cm}^2$)	$E_{residua}$ (MeV)
α	30°	15	0.87	14.13	0
	60°	9	1.3	7.7	0
	90°	3	3	-	0
p	30°	8	0.12	2.16	5.72
	60°	6	0.15	2.98	2.87
	90°	4	0.2	3.8	0

Tabella 2: Perdita di energia di protoni e particelle α nell'assorbitore di Alluminio e nel primo stadio del rivelatori al Silicio, stimate tramite il software **Reaction**. Nella terza colonna è riportata l'energia iniziale della particella incidente e nella quarta e quinta colonna l'energia persa nei rispettivi assorbitori. Sotto i ΔE sono riportati gli spessori degli assorbitori. Nell'ultima colonna è riportata l'energia residua con cui la particella entra nel secondo stadio del rivelatore.

Si osserva che le particelle alfa emesse attorno a 90° sono sostanzialmente bloccate dall'Alluminio; da una simulazione più dettagliata si ricava che le particelle sono fermate oltre gli 85° : in questo range angolare non ci si aspetta di vedere particelle α sui rivelatori di EUCLIDES. Inoltre, i nuclei che passano l'Alluminio vengono fermati in gran parte nel primo stadio dei rivelatori al Silicio, ad eccezione dei nuclei più energetici con $E_\alpha > 20\text{MeV}$ che lasciano un segnale anche nel secondo stadio. Oltre i 90° le alfa non sono più schermate dall'Alluminio, perciò saranno nuovamente rivelate. I protoni attraversano sempre l'Alluminio con una certa energia non nulla. Fino a 80° circa, l'energia rimanente è sufficiente per lasciare un segnale anche nel secondo stadio, mentre oltre gli 80° vengono fermati nel primo stadio. Riassumendo:

- Nel range $[0^\circ - 20^\circ]$ alfa e protoni lasciano due segnali ΔE ed E ;
- Nel range $[20^\circ - 80^\circ]$ i protoni lasciano due segnali ΔE ed E , le alfa solo ΔE ;

- Nel range $[80^\circ - 85^\circ]$ i protoni e le alfa lasciano solo un segnale ΔE ;
- Nel range $[85^\circ - 90^\circ]$ i protoni lasciano un segnale ΔE , non si rivelano alfa;
- Oltre i 90° si rivelano nuovamente alfa e protoni poco energetici che lasciano solo un segnale ΔE .

5 Analisi dei dati

In questa tesi è stata effettuata una prima analisi dei dati raccolti da AGATA ed EUCLIDES, a partire dagli spettri e dalle matrici realizzate dal gruppo di AGATA tramite il programma **Selector**. Dato che la calibrazione dei rivelatori è un procedimento lungo e complesso, nell'analisi i dati raccolti da EUCLIDES sono stati mantenuti separati per ciascun rivelatore. Per AGATA si è fatto riferimento ad una calibrazione effettuata in precedenza, quindi è stato possibile associare già ai raggi γ rivelati le rispettive energie ed unire i dati raccolti da tutti i rivelatori.

5.1 AGATA

Nell'analisi svolta dal gruppo AGATA, i dati raccolti dallo spettrometro sono stati selezionati in base alla *time condition* e sono stati corretti secondo l'effetto Doppler. La *time condition* permette di sincronizzare i due rivelatori e considerare solo gli eventi in coincidenza. Ai parametri misurati dai due rivelatori è associato un tempo determinato, detto *time stamp*. Considerando due misure di particelle e di raggi γ relativi allo stesso evento di fusione viene fatta la differenza tra i *time stamps* relativi alle due misure; ripetendo il procedimento per tutti gli eventi di fusione osservati, si ottiene una distribuzione di intervalli temporali, la cui posizione del picco definisce la *time condition*, ovvero l'intervallo di tempo entro cui si possono trovare due misure in coincidenza.

Allargamento dei picchi per effetto Doppler In *figura 11* è riportato una parte dello spettro γ , fino a 2500 keV, con i dati selezionati in base alla *time condition*. Si osserva che alcuni picchi sono molto stretti e definiti su un'energia specifica, mentre altri sono più allargati. La differenza è dovuta al moto rispetto al rivelatore del nucleo residuo che emette la radiazione: se il nucleo ha una velocità piuttosto alta, l'energia della radiazione emessa viene distorta secondo l'effetto Doppler.

I raggi γ emessi da un nucleo fermo rispetto al rivelatore hanno un'energia ben definita, in corrispondenza di cui nel grafico si osservano picchi molto stretti. La radiazione emessa da nuclei in moto con un'elevata energia cinetica viene invece rivelata con un'energia diversa rispetto a quella effettiva; misurando diversi raggi γ relativi allo stesso evento di fusione si ottiene una distribuzione di energia allargata. Il livello a cui tale allargamento avviene dipende dall'energia della particella incidente, dalla cinematica della reazione, dalla vita media degli stati eccitati del nucleo che rincula e dalla decelerazione media di questo [12]. Applicando la correzione Doppler si riduce l'allargamento dei picchi.

I nuclei che emettono γ in moto sono quelli prodotti dalla fusione, che ricevono parte dell'energia in gioco nella reazione come energia cinetica e come energia di eccitazione. I nuclei che emettono radiazione da fermi sono legati ad altri processi secondari; ad esempio, una parte del fascio di ioni di Silicio colpisce il sostegno in Alluminio del bersaglio di Carbonio, che acquisisce parte dell'energia passando ad uno stato eccitato e poi emette

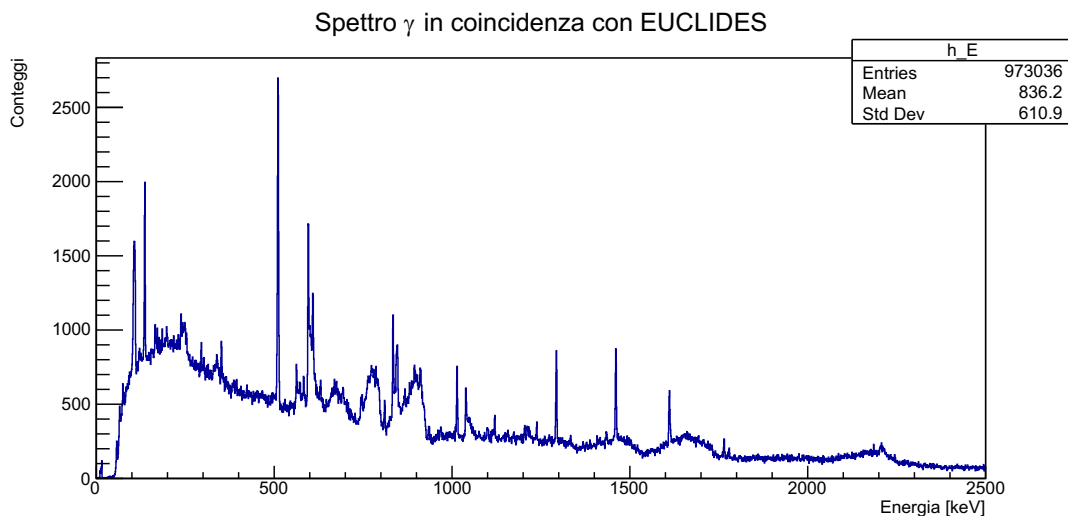


Figura 11: Spettro in energia dei raggi γ rivelati da AGATA in coincidenza con le misure di EUCLIDES

radiazione γ tornando allo stato fondamentale.

La correzione Doppler media che viene applicata tiene conto della velocità media dei nuclei residui di fusione e del loro angolo di emissione. Una stima della velocità può essere ottenuta tramite il programma **Reaction**: effettuando i calcoli relativi ad una reazione di fusione a 47 MeV si ottiene un fattore $\beta = 4\%$; l'angolo di emissione rispetto al fascio può essere calcolato con il programma **LISE++**: si osserva che gli angoli non superano i 12° per tutti i nuclei residui, perciò in prima approssimazione possono essere posti pari a zero.

Dal grafico riportato in *figura 12* si osserva il confronto tra lo spettro γ corretto Doppler e lo spettro non corretto. Applicando la correzione, tutti i picchi vengono spostati verso energie maggiori; nel dettaglio, quelli più larghi diventano più piccati, mentre quelli più stretti tendono ad allargarsi. La correzione è approssimativa poiché è applicata a tutti i raggi γ rivelati indistintamente e porta ad una deformazione dei picchi di emissione più stretti dovuti ai nuclei fermi; inoltre, sono trascurati gli angoli di emissione. Per effettuare una correzione più precisa evento per evento è necessario identificare i diversi eventi di fusione e ricostruirne la dinamica, in modo da ottenere una stima più precisa dell'angolo e della velocità di emissione del nucleo; per fare ciò è necessario calibrare i rivelatori di EUCLIDES.

Una volta applicata la correzione Doppler si ottiene lo spettro completo dei raggi γ .

5.2 EUCLIDES

L'analisi delle misure raccolte da EUCLIDES viene effettuata separatamente per ogni coppia di rivelatori $\Delta E - E$. In primo luogo, tramite il **Selector**, sono stati realizzati i grafici in energia con le misure in E sulle ascisse e quelle in ΔE sulle ordinate. Nella *figura*

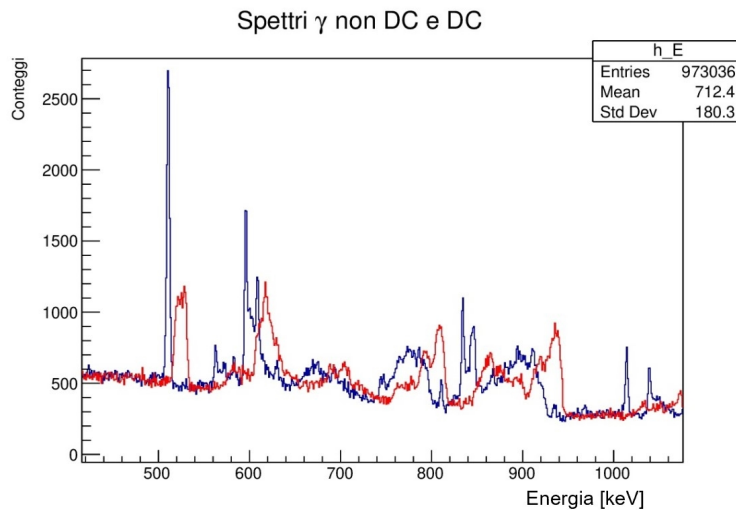


Figura 12: Confronto tra lo spettro γ a cui è stata applicata la correzione Doppler, in rosso, e lo spettro non corretto, in blu. Il picco che si osserva attorno ai 500keV nello spettro non corretto è dovuto alla produzione di coppie elettrone-positrone nel rivelatore al Germanio.

13, sono riportate due matrici corrispondenti a due rivelatori diversi. Si riconoscono due gruppi di eventi orizzontali principali: la striscia inferiore corrisponde ai protoni, quella superiore con meno eventi alle α . Se la statistica è sufficientemente alta, si osserva una terza striscia meno marcata sopra i protoni corrispondente al deuterio, prodotto di scattering dovuto alle impurità della targhetta di Carbonio.

In alcuni casi a valori di energia alti, in corrispondenza della fine del gruppo dei protoni, si osserva una struttura poco definita a valori bassi di ΔE : è dovuta al fenomeno del *punch through*, in cui i protoni molto energetici non si fermano nel rivelatore e proseguono oltre uscendo. Avendo una velocità molto alta, perdono poca energia nel rivelatore ΔE , motivo per cui sono più in basso rispetto agli altri protoni del gruppo principale; inoltre, non vengono fermati completamente dal secondo rivelatore e lasciano quindi un segnale di tipo E limitato. In un rivelatore ideale, di spessore maggiore, la striscia dei protoni proseguirebbe anche ad energie più alte. La differenza tra l'energia E rivelata e l'energia che si otterrebbe specchiando il grafico fornisce una stima dell'energia cinetica residua con cui è uscito dal rivelatore.

5.3 Matrici delle coincidenze γ -particella

Un volta realizzati i grafici ΔE - E , è possibile distinguere gli eventi relativi ai protoni e alle α , e selezionare i raggi γ in coincidenza con i diversi tipi di particelle, in modo da poter identificare i nuclei residui relativi a ciascuna coppia di misure in coincidenza. Per

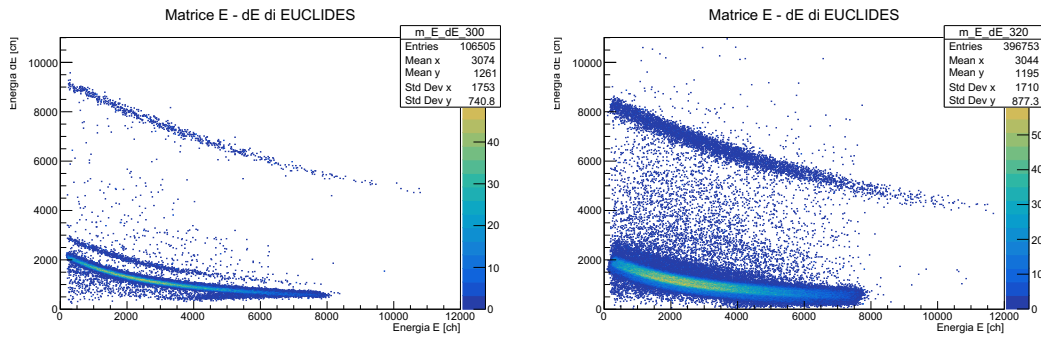


Figura 13: Matrici in energia di EUCLIDES, misurate da due rivelatori diversi. Nella matrice di sinistra si possono individuare i tre gruppi di eventi relativi a protoni, deuterio e alfa; inoltre è presente anche la struttura legata al *punch through*. La barra colorata riportata sulla destra del grafico indica il numero di eventi relativo ad ogni punto del grafico, in base al colore.

fare ciò, nei grafici $\Delta E - E$ sono stati effettuati dei *cut* lungo i gruppi relativi a protoni e α , tramite i quali è stato imposto un *gate* sulle energie dei γ in modo da considerare solo gli eventi in coincidenza. In questo modo, grazie al programma **Selector** è stato possibile ottenere gli spettri γ in coincidenza solo con protoni o α , per ciascun rivelatore di EUCLIDES; gli spettri presentano i picchi relativi alle energie dei raggi γ caratteristici dei nuclei associati all'emissione di una determinata particella.

Come si osserva nella *tabella 1*, i nuclei residui che hanno emesso protoni sono ^{40}K , ^{41}K e ^{37}Cl ; di conseguenza nello spettro γ in coincidenza con i protoni ci sono picchi relativi a transizioni di questi elementi. Analogamente, i nuclei residui legati all'emissione di α sono ^{37}Ar , ^{38}Ar e ^{37}Cl . Per identificare i nuclei residui relativi a ciascun picco, sono state confrontate le energie dei γ caratteristici per ciascun elemento con le energie relative ai picchi.

Nelle *figure 14* e *15* sono riportati due spettri, uno per i protoni e uno per le α in cui sono state identificate le transizioni relative ad alcuni picchi. Gli spettri riportati sono relativi ad una presa dati, effettuata con un energia del fascio a 47 MeV.

Per ottenere degli spettri con una statistica maggiore per tutte le particelle è necessario unire i dati raccolti in tutte le prese dati effettuate alla stessa energia, analisi che non è stata fatta in questo lavoro di tesi.

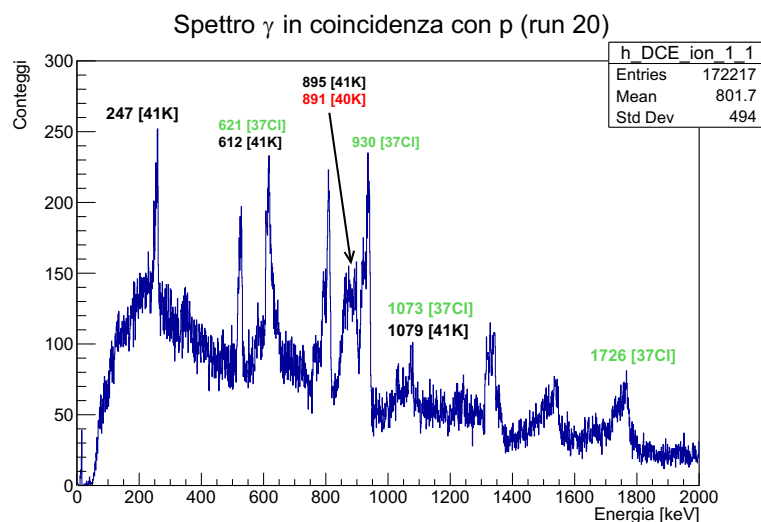


Figura 14: Spettro γ in coincidenza con i protoni. In ogni *label* è riportata l'energia della transizione corrispondente al picco e il nucleo relativo. I diversi colori identificano gli elementi: rosso per il ^{40}K , nero per il ^{41}K e verde per il ^{37}Cl .

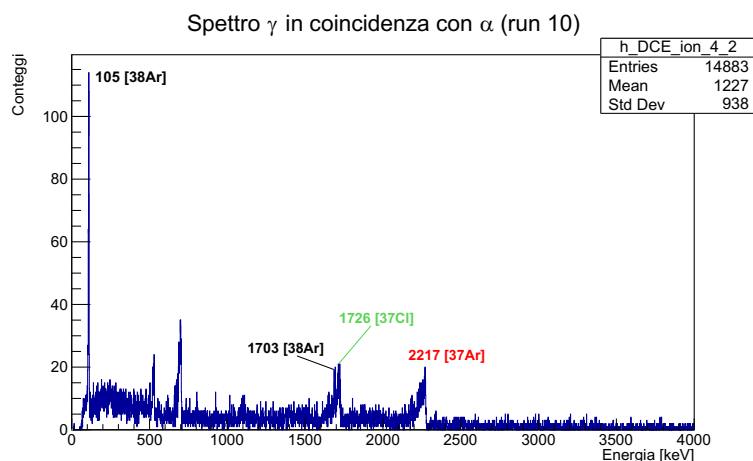


Figura 15: Spettro γ in coincidenza con le α . In ogni *label* è riportata l'energia della transizione corrispondente al picco e il nucleo relativo. I diversi colori identificano gli elementi: rosso per il ^{37}Ar , nero per il ^{38}Ar e verde per il ^{37}Cl .

In seguito, tramite il **Selector** sono state realizzate le matrici delle coincidenze, in cui sulle ascisse è riportata l'energia totale della particella, somma del segnale E e di quelli ΔE , e sulle ordinate l'energia dei raggi γ in coincidenza con la particella. In *figura 16* è riportata una matrice relativa alla stessa presa dati dello spettro in *figura 14*. Nella matrice si distinguono due zone, in base al numero di eventi: fino a 8000 ch, si trova la zona corrispondente agli eventi relativi ai protoni; oltre gli 8000 ch, con una statistica

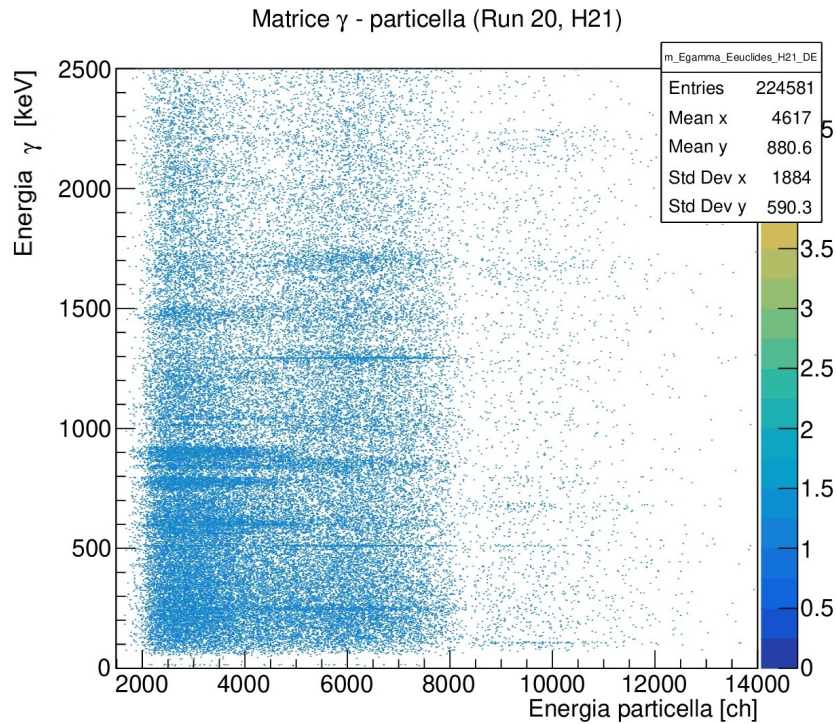


Figura 16: Matrice delle coincidenze γ - particella.

molto inferiore, c'è quella relativa alle α . Gli eventi di fusione sono identificati da strutture orizzontali, corrispondenti alle coincidenze tra la particella e i raggi γ ; ogni struttura è riconducibile ad un picco dello spettro di particelle corrispondente. Il motivo per la forma orizzontale delle strutture che individuano gli eventi di fusione è che le particelle evaporate hanno un'energia che segue una distribuzione, per cui complessivamente coprono un certo range di energie; i raggi γ emessi nelle diseccitazioni hanno energie precise, corrispondenti alle diverse energie di transizione. A partire dalle matrici delle coincidenze è possibile ottenere una stima degli eventi di fusione per ciascun canale di evaporazione, contando gli eventi relativi a ciascun picco. Tuttavia, per ottenere delle stime realistiche delle sezioni d'urto è necessario tenere conto di diversi fattori, tra cui l'efficienza dei rivelatori e la loro calibrazione.

6 Conclusioni

In questa tesi è stata studiata la reazione di fusione nucleare $^{12}\text{C} + ^{30}\text{Si}$ tramite la tecnica delle coincidenze, misurando le particelle cariche leggere evaporate dal nucleo composto e i raggi γ emessi dal nucleo residuo. Sono stati utilizzati i set-up combinati dello spettrometro AGATA per la rivelazione dei raggi γ e i rivelatori al Silicio di EUCLIDES per la misura delle particelle leggere cariche. Il fascio di ^{30}Si è stato fornito dall'acceleratore Tandem XTU dei Laboratori Nazionali di Legnaro.

Il lavoro di tesi è consistito nella partecipazione all'esperimento ai Laboratori Nazionali di Legnaro e nella prima parte di analisi dei dati. Inoltre, sono state effettuate delle simulazioni tramite i programmi **Reaction** e **LISE++** in modo da ottenere previsioni attendibili sulla cinematica della reazione e delle stime approssimative sulle probabilità dei canali di evaporazione. Quindi, sono state identificate le transizioni tra i livelli energetici dei nuclei residui corrispondenti ai picchi degli spettri γ in coincidenza con i protoni o le particelle α . Individuate le transizioni, sono state realizzate le matrici delle coincidenze γ -particella, in cui si possono identificare gli eventi di fusione.

L'utilizzo combinato dei rivelatori di AGATA ed EUCLIDES per studiare il sistema con la tecnica delle coincidenze ha permesso un'identificazione precisa degli eventi di fusione; tuttavia, questa analisi preliminare, seppur necessaria, non permette ancora di determinare le sezioni d'urto di fusione. Per questo scopo occorre un lavoro di analisi più complesso, in cui si tiene conto dell'efficienza e delle soglie di rivelazione di AGATA e di EUCLIDES.

Il sistema studiato è di grande interesse in astrofisica per la vicinanza ai sistemi leggeri coinvolti nei processi alla base dell'evoluzione stellare e della nucleosintesi. Possibili sviluppi futuri sono lo studio del sistema ad energie ancora inferiori per ottenere misure di sezione d'urto nel range dei nano-barn per definire la presenza e le caratteristiche del fenomeno di *fusion hindrance* nel sistema.

Riferimenti bibliografici

- [1] G. Montagnoli, A.M. Stefanini, *Test of particle-gamma coincidences with AGATA+EUCLIDES for studies of light-ion fusion at astrophysical energies*, Experiment Proposal, Jan. 2022, unpublished
- [2] G. Montagnoli et al., *Fusion hindrance for the positive Q-value system $^{12}\text{C}+^{30}\text{Si}$* , Phys. Rev. C 97 (2018), 024610
- [3] A. Vallet, *Hydrodynamic modelling of the shock ignition scheme for inertial confinement fusion* [tesi di dottorato], Università di Bordeaux, (2014)
- [4] G. Montagnoli, A.M. Stefanini, *Dispense del corso di Fisica Nucleare*
- [5] Del Fabbro M., Montagnoli G., Stefanini A. et al., *The low energy fusion in the system $^{12}\text{C} + ^{26}\text{Mg}$* , Experiment Proposal, Jan. (2022), unpublished
- [6] C. L. Jiang et al., *Reaction rate for carbon burning in massive stars*, Phys. Rev. C 97 (2018), 012801(R)
- [7] X. Fang et al., *Experimental measurement of $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ fusion at stellar energies*, Phys. Rev. C 96 (2017), 045804
- [8] T. J. Murphy, W. W. Heidbrink and J. D. Strachan, *Application of coincidence techniques to fusion product measurements*, Review of Scientific Instruments 57, 1766 (1986)
- [9] www.lnl.infn.it/tandem/
- [10] D. Testov, D. Mengoni, A. Goasduff et al., *The 4π highly-efficient light-charged-particle detector EUCLIDES, installed at the GALILEO array for in-beam γ -ray spectroscopy*, Eur. Phys. J. A 55 (2019), no. 47
- [11] W. Korten, A. Atac, D. Beaumel et al., *Physics opportunities with the Advanced Gamma Tracking Array: AGATA.*, Eur. Phys. J. A 56 (2020) no. 137
- [12] M. Rawool-Sullivan, J. P. Sullivan, *Understanding Doppler Broadening of Gamma Rays*, Los Alamos National Lab. (LANL), (2014)