

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI CATANIA
FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI
CORSO DI LAUREA IN FISICA

FLORIANA PANSINI

**ESPERIMENTI DI SCATTERING RISONANTE SU
BERSAGLIO SPESSO E CLUSTERING NUCLEARE**

TESI DI LAUREA

Relatori:
Chiar.mo Prof. M. Lattuada
Dr.ssa A. Di Pietro

ANNO ACCADEMICO 2003-2004

INDICE

Introduzione	4
---------------------------	---

CAPITOLO 1

Clustering nucleare	10
1.1 Caratteristiche generali dei modelli a cluster.....	10
1.2 Prime evidenze sperimentali sul cluster nei nuclei.....	14
1.3 Clustering esotico.....	19
1.3.1 Risultati sperimentali relativi al clustering esotico.....	21
1.3.2 AMD.....	24
1.3.3 Dimeri e polimeri nucleari.....	28

CAPITOLO 2

Reazioni $^{8,9}\text{Li}$ – Fasci instabili	32
2.1 EXCYT.....	34
2.2 Metodo RSM su targhetta “infinita”.....	39
2.3 Cinematica dello scattering elastico (confronto tra geometria inversa e ordinaria).....	41
2.4 Risoluzione energetica per il metodo RSM su targhetta “infinita”.....	44

CAPITOLO 3

Reazioni $^{18}\text{O} + \alpha$ e $^9\text{Be} + \alpha$	47
3.1 Dettagli sperimentali.....	47
3.2 Camera di scattering.....	48
3.3 Strip Detectors.....	51
3.4 Rivelatori MCP a Double-Mirror.....	53
3.5 Elettronica e Acquisizione dati.....	56
3.5.1 Catena elettronica dei rivelatori a silicio.....	56
3.5.2 Catena elettronica del MCP.....	58
3.5.3 Sistema di acquisizione.....	59

CAPITOLO 4

Analisi dei dati	60
4.1 Calibrazioni.....	60
4.1.1 Calibrazione delle strip.....	62
4.2 Metodo di Analisi.....	65
4.3 Calcolo del punto di interazione e sezione d'urto.....	70
4.4 La misura della pressione.....	73
4.5 Funzione di eccitazione per la reazione $^{18}\text{O} + \alpha$	77
4.6 Funzione di eccitazione per la reazione $^9\text{Be} + \alpha$	80

CAPITOLO 5

Programma di Simulazione Monteclad	85
5.1 Stragglings.....	88
5.1.1 Stragglings Energetico.....	89
5.1.2 Stragglings Angolare.....	93
Conclusioni	100
Ringraziamenti	104
Bibliografia	106
Appendice	109

INTRODUZIONE

Il concetto di “clustering” nei nuclei ha una storia lunga e articolata, che risale alla nascita della Fisica Nucleare, ancor prima della scoperta del neutrone. Le evidenze sperimentali relative al decadimento α , indussero Gamow a pensare che tali particelle potessero essere preformate nel nucleo parente, che dunque potesse descriversi a partire da una configurazione α -core. Da allora in poi, sull’idea del clustering nei nuclei vennero sviluppati molti modelli teorici proprio su questo speciale aspetto del nucleo atomico. Morinaga e Ikeda (1960) furono i primi a proporre una regola generale, secondo la quale, per i nuclei pari-pari con $N=Z$, la configurazione a cluster α poteva manifestarsi vicino alla soglia energetica di decadimento nei cluster costituenti (“regola di soglia”). Nei loro modelli i nuclei leggeri erano rappresentati come strutture a cluster, in cui la particella α era considerata come *l’unità fondamentale*.

La conoscenza che si ha di tali strutture a cluster α è principalmente basata sull’indagine dei nuclei leggeri lungo la valle di stabilità, cioè quei nuclei in cui il numero di neutroni è circa uguale al numero di protoni ($N \approx Z$). Solo in questo ultimo decennio, l’impiego di fasci radioattivi (RIB’s) ha dato la possibilità di studiare il clustering anche in nuclei ricchi in neutroni, vicini alle “drip line”.

Vari modelli teorici hanno suggerito che il clustering persiste in sistemi composti da un insieme di particelle alfa e nucleoni di valenza, ed esistono

alcune indicazioni, sia teoriche che sperimentali, sulla struttura quasi molecolare dei nuclei ricchi in neutroni.

Recentemente, lo studio che si basa sulla AMD (Antysimmetrized Molecular Dynamics) ha previsto la formazione di una struttura a cluster in alcuni nuclei leggeri, suggerendo in particolare che tale struttura è predominante in nuclei esotici di B vicino alle drip line.

La funzione d'onda totale della AMD è descritta da un determinante di Slater di funzioni d'onda di particella singola rappresentate in forma di pacchetti d'onda Gaussiani. Un'importante caratteristica di tale teoria è che in essa non viene fatta nessuna assunzione *a priori*, come la simmetria assiale della deformazione e l'esistenza di cluster all'interno del nucleo, che sono alla base di altri modelli. Le eventuali deformazioni emergono naturalmente grazie alla natura flessibile della funzione d'onda del modello AMD, che può descrivere una varietà di strutture nucleari come: strutture a shell-chiusa, strutture a cluster, ecc..

La AMD è stata applicata allo studio di isotopi di Li e Be. Calcoli della AMD, per gli isotopi di Li, mostrano come, con l'aumento del numero di neutroni, la prominente struttura a cluster del ${}^{6,7}\text{Li}$ svanisce ed evolve verso una struttura del tipo modello a shell, e quindi più compatta, del ${}^{11}\text{Li}$ con $N = 8$ (shell chiusa dineutroni).

Anche per gli isotopi di Be, gli studi eseguiti grazie a questo modello hanno posto l'accento sull'importanza del clustering nei nuclei ricchi in neutroni, e hanno mostrato una variazione della struttura con l'aumento del numero di neutroni.

Studi recenti di break-up del ${}^{12}\text{Be}$ hanno confermato la presenza di bande rotazionali associate a configurazioni del tipo ${}^6\text{He}-{}^6\text{He}$ o ${}^4\text{He}-{}^8\text{He}$, attraverso le reazioni ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{Be}, {}^6\text{He}, {}^6\text{He})$ e ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{Be}, {}^8\text{He}, {}^4\text{He})$ [Fr 01].

Analogamente a quanto visto per gli isotopi di Li e Be, un cambiamento di struttura fortemente dipendente dal numero di neutroni, può anche essere

previsto negli isotopi di B ricchi in neutroni. Attraverso l'analisi della configurazione spaziale dei centroidi dei pacchetti d'onda gaussiani di particella singola, della AMD, si ottiene una descrizione a cluster dello stato fondamentale degli isotopi di Boro ricchi in neutroni; quello che si è osservato è la tendenza a formare aggregati del tipo: $(2p + xn)$ e $(3p + x'n)$, cioè cluster di He (6,8,10) e di Li (9,11) ricchi in neutroni.

Il ^{13}B , ha una shell chiusa di neutroni con $N = 8$. Esso presenta nel suo stato fondamentale una struttura a particella singola descrivibile mediante il modello a shell. A conferma di ciò, la distanza tra i due agglomerati di nucleoni, calcolata con la AMD, risulta piuttosto piccola, circa 1.5 fm [Ka-
Yo 95], rispetto a quella degli isotopi più pesanti.

È molto interessante osservare come in isotopi più ricchi in neutroni, come il ^{15}B , ^{17}B e ^{19}B , la deformazione intrinseca aumenta e la struttura a cluster che si viene a creare è di tipo prolato.

I valori della distanza inter-cluster mostrano che il clustering è più pronunciato in nuclei vicino alla neutron drip line, mentre per il ^{13}B , nello stato fondamentale, esso si allontana dalla deformazione prolata degli altri isotopi di B e assume una forma compatta e sferica.

Stati eccitati a cluster, con deformazioni anche rilevanti, sono comunque frequenti in nuclei il cui stato fondamentale è associato ad una configurazione compatta. Questo potrebbe essere il caso dell'isotopo ^{13}B , ma non sono presenti studi sperimentali che indicano il clustering in stati eccitati. Tali stati, secondo la "regola di soglia", dovrebbero trovarsi intorno alla soglia di decadimento nei nuclei costituenti (cioè oltre la soglia di break-up del ^{13}B nel canale $\alpha+^9\text{Li}$) che, si trova ad un'energia di 10.8 MeV; d'altra parte la regione di $E_{\text{exc}} > 11$ MeV del ^{13}B è tutt'oggi poco esplorata.

Un processo in grado di dare informazioni su questo sistema è lo scattering $\alpha+{}^9\text{Li}$, la cui funzione di eccitazione può contenere risonanze collegate all'eccitazione di stati con struttura $\alpha+{}^9\text{Li}$.

Anche il ${}^{12}\text{B}$ può essere studiato con una reazione analoga e il sistema a cluster che si forma è del tipo $\alpha-{}^8\text{Li}$; gli stati relativi a questa configurazione dovrebbero situarsi intorno alla regione di 10 MeV di energia di eccitazione, essendo proprio questa la soglia di decadimento del canale considerato. Esiste peraltro una previsione di clustering di questo tipo corrispondente a due bande rotazionali con parità opposta [De 96]. Dati recenti [So 03] mostrano il decadimento $\alpha-{}^8\text{Li}$ di alcuni stati tra 11 e 16 MeV di energia di eccitazione del ${}^{12}\text{B}$, ma non sono riportate informazioni sulla loro possibile struttura.

Lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di testare un metodo di misura, chiamato “Resonance Scattering Method” (RSM) su “targhetta infinita” in cinematica inversa, grazie al quale sarà possibile esaminare le proprietà e la struttura dei nuclei instabili di ${}^{12}\text{B}$ e ${}^{13}\text{B}$ nei loro stati eccitati. Questa metodologia è particolarmente conveniente nel caso in cui si considerano fasci di ioni esotici, usualmente, di intensità molto basse ($10^5 - 10^6$ pps), in quanto dà la possibilità di misurare la funzione di eccitazione in un ampio range energetico, senza variare l'energia del fascio incidente, e inoltre rivelare le particelle rinculanti attorno a 0° nel sistema di riferimento del laboratorio (180° nel sistema di riferimento del c.m.). La misura dello scattering elastico effettuata a tale angolo è particolarmente sensibile allo scattering risonante, per il quale ci si aspetta una sezione d'urto superiore o confrontabile con lo scattering da potenziale.

Tali esperimenti saranno effettuati presso i Laboratori Nazionali del Sud di Catania, attraverso l'utilizzo di due fasci instabili ${}^{8,9}\text{Li}$, prodotti da EXCYT (Cap.2).

In questo lavoro di tesi è presentato un esperimento preliminare, eseguito con fasci stabili (^{18}O e ^9Be), al fine di testare il set-up sperimentale e l'elettronica da utilizzare nell'esperimento futuro, e verificare il metodo di misura RSM su targhetta "infinita".

Tale metodo consiste nell'inviare un fascio (^8Li o ^9Li) all'interno di una camera di scattering riempita di gas (^4He) che funge da bersaglio, e avente pressione tale da arrestare il fascio prima che esso raggiunga i rivelatori posizionati nell'emisfero in avanti in fondo alla camera stessa (bersaglio "infinito"). Il rinculo leggero (α), creato nell'evento di scattering elastico, può penetrare attraverso il gas ed essere rivelato in fondo alla camera, da un 'array' di rivelatori a silicio. Poiché la cinematica dello scattering elastico è ben definita, si può facilmente risalire, dall'energia della particella rivelata, all'energia del proiettile pesante al momento dell'interazione.

Occorre osservare che, una particella α rivelata con una data energia può provenire sia da un evento di scattering elastico avvenuto in un certo punto della camera (e quindi ad una data energia), sia da un evento di scattering inelastico avvenuto in un altro punto (quindi ad un'altra energia). L'eventuale presenza di scattering inelastico, con sezione d'urto confrontabile con quella dell'inelastico a grandi angoli, può essere discriminata attraverso misure di tempo di volo (TOF), cioè il tempo che intercorre tra l'ingresso del fascio nella camera e la rivelazione della particella alfa di rinculo.

Per tale motivo uno degli obiettivi dell'esperimento-test effettuato con i fasci stabili consiste nella misura e nell'ottimizzazione delle risoluzioni temporali ottenibili con i rivelatori a silicio di grande area utilizzati.

Il contributo della scrivente a questo lavoro di tesi è stato quello di partecipare attivamente all'esperimento con fasci stabili, eseguito presso i LNS di Catania nel Luglio 2004, e a tutti i test preliminari effettuati sui

rivelatori e sull'elettronica associata. In seguito, i dati provenienti dalle due reazioni $^{18}\text{O}+^4\text{He}$ - $^9\text{Be}+^4\text{He}$, sono stati da lei analizzati e confrontati, poi, con i dati sperimentali precedentemente pubblicati [Go 04], [Li 95], [Go 73] e [Ta 65], trovando un buon accordo per entrambe le reazioni.

Inoltre, la scrivente si è occupata della stesura di un programma Monte Carlo (Monteclad), che simula la reazione all'interno della camera, da utilizzare per l'estrazione della funzione di eccitazione dagli spettri delle particelle α rivelate. La particolarità di questo programma risiede nella sua versatilità, poiché, cambiando i parametri (come energia del fascio, massa proiettile, massa bersaglio, ecc..) attraverso un file di input, può anche essere utilizzato per altre reazioni oltre a quelle prese in esame.

Questo lavoro di tesi è strutturato nel seguente modo:

- ❖ Nel primo capitolo saranno esposte le caratteristiche generali dei modelli a cluster, le prime evidenze sperimentali del clustering nei nuclei e la descrizione del clustering esotico con la teoria AMD;
- ❖ Nel secondo capitolo saranno descritte le reazioni con fasci instabili $^8\text{Li}+\alpha$ e $^9\text{Li}+\alpha$, il metodo utilizzato (RSM) ed il progetto EXCYT per la produzione dei fasci;
- ❖ I capitoli terzo e quarto saranno dedicati alla descrizione dell'esperimento con fasci stabili ($^{18}\text{O}+\alpha$ e $^9\text{Be}+\alpha$) e all'analisi dei dati acquisiti. Nel quarto in particolare saranno confrontati i dati ottenuti con quelli pubblicati;
- ❖ Infine, nel quinto verrà presentato il programma di simulazione MONTECLAD.

CAPITOLO 1

CLUSTERING NUCLEARE

1.1 CARATTERISTICHE GENERALI DEI MODELLI A CLUSTER

Il clustering nucleare è uno dei fenomeni tipici di molti nuclei atomici. L'osservazione dei decadimenti spontanei dei nuclei suggerisce l'esistenza di diversi tipi di cluster nei nuclei stessi.

La prima osservazione del decadimento α spontaneo ha condotto all'ipotesi che i cluster α possano pre-esistere nel nucleo. La grande ampiezza ridotta di decadimento alfa di alcuni stati eccitati e l'aumento dei valori dell'energia di legame per nucleone, forniscono un supporto a questa ipotesi. Ciò deriva dalla particolare stabilità della particella α , che ha un'energia di legame di 28.3 MeV, ed è fortemente legata a causa del principio di Pauli, che permette ai nucleoni costituenti di trovarsi nello stato di energia disponibile più basso. Ogni nucleone è in uno stato $0s$ di

moto relativo, e in esso i nucleoni si trovano con spin opposto. Nel momento in cui un nucleone esterno viene aggiunto al sistema, esso è costretto ad occupare lo stato-p, e come conseguenza il nucleo risultante è meno stabile. L'avvento degli acceleratori e la conseguente possibilità di produrre, nell'interazione nucleare, sistemi instabili, o perché lontani dalla valle di stabilità o perché altamente eccitati, ha aperto la strada allo studio di strutture a cluster in una varietà di sistemi.

Un tipico esempio di una struttura a cluster, in nuclei leggeri, è la struttura di-nucleare del ${}^8\text{Be}$, sia nello stato fondamentale che nei primi stati eccitati, che costituiscono una banda rotazionale ben studiata. Per tali stati è stata osservata una grande ampiezza ridotta di decadimento alfa che è indice di una struttura a 2α per tale stato.

Oltre che nel ${}^8\text{Be}$, l'esistenza di configurazioni di-nucleari è stata osservata, per esempio, in stati eccitati di ${}^{16}\text{O}$ [Ro 60], [Ar 67], e ${}^{20}\text{Ne}$ [To 78], [Hi 69] [Bu 96]; mentre un esempio di struttura a multi-cluster è stata identificata in stati eccitati del ${}^{12}\text{C}$, con una struttura a 3α , e ad essi è stata associata una configurazione triangolare di tre particelle α ; inoltre c'è ancora un ampio dibattito sulla possibile esistenza di una configurazione a catena di 3α (α -chain) che viene talvolta assegnata al livello 0_2^+ (7.65 MeV) o al livello 0_3^+ (10.3 MeV).

Inoltre, il clustering è anche presente in sistemi che non si compongono solo di particelle α ; per esempio il ${}^6\text{Li}$ e il ${}^7\text{Li}$ possiedono anche nello stato fondamentale una struttura a cluster $\alpha + d$ e $\alpha + t$ rispettivamente, già ampiamente verificate sperimentalmente nei decenni passati.

I primi modelli a cluster- α furono sviluppati intorno agli anni '60 da Brink [Br 65], Morinaga [Mo 56, Mo 66] e Ikeda [Ik 68].

Un primo modello che descrive i nuclei α leggeri, cioè i nuclei pari-pari con $N = Z$ nel loro stato fondamentale in termini di cluster α , è quello di Brink ("Bloch-Brink (BB) cluster model" [Br 65]), che rappresenta tali

nuclei come strutture cristalline, in cui le particelle alfa possono effettuare vibrazioni di piccola ampiezza attorno alla loro posizione di equilibrio. In fig. 1.1, sono schematizzati alcune possibili configurazioni per tali nuclei.

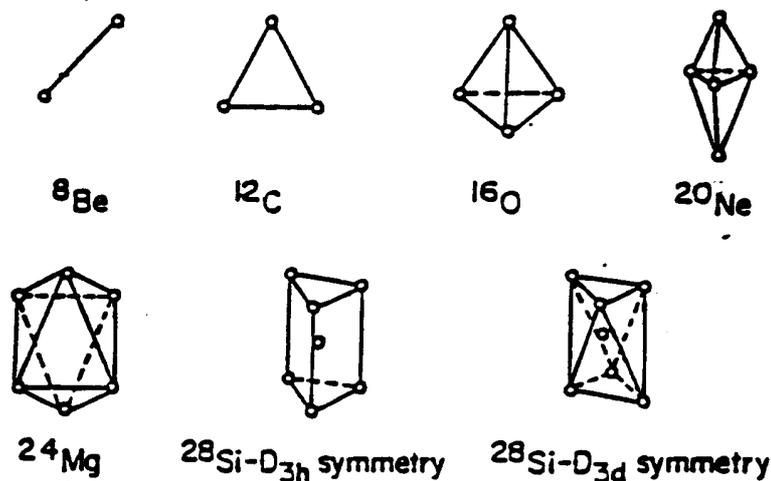


Fig. 1.1 : Rappresentazione dei nuclei leggeri come strutture a cluster- α , proposta da Brink

In tale modello, ogni cluster rappresenta un potenziale di oscillatore armonico che contiene due neutroni e due protoni nello stato $0s$ del moto relativo. La forza tra i nucleoni, Brink-Boecker B1 [Br 67], descrive le interazioni tra i cluster. Variando la posizione dei centri dei cluster e quindi la forma del nucleo, può essere individuato un minimo locale nell'energia potenziale. Queste forme rappresentano delle configurazioni che potrebbero essere stabili o metastabili.

Nel modello di Ikeda [Ho 72], furono ipotizzate due condizioni per la formazione di cluster in un sistema nucleare:

- 1) ogni cluster deve essere caratterizzato da un'energia di legame sufficientemente alta,
- 2) l'interazione tra differenti cluster deve essere relativamente piccola.

La prima condizione favorisce l'eventuale formazione dei cluster all'interno del sistema nucleare, perché vantaggiosa dal punto di vista energetico. La seconda è necessaria affinché i cluster possano mantenere la propria identità all'interno del nucleo, ed impediscano al sistema di evolvere verso altre configurazioni più complesse, con la scomparsa dei cluster.

Per alcuni nuclei sono state effettivamente osservate strutture a cluster ad energie di eccitazione poco al di sopra della soglia di decadimento nei cluster stessi. In prossimità dell'energia di decadimento tali sottostrutture sono debolmente legate, e ciò verifica la condizione 2).

È stata allora proposta una regola empirica, secondo la quale, un livello nucleare presenta una struttura a cluster se si trova intorno o al di sopra dell'energia di soglia per il decadimento nei cluster costituenti. Questa regola è riassunta nel diagramma di Ikeda [Ho 72], che riguarda i nuclei α . In questo diagramma vengono riportate le configurazioni a cluster α per tali nuclei, con le relative energie di soglia (fig 1.2). Le sottostrutture di tali configurazioni possono essere particelle α e/o nuclei α più leggeri.

All'aumentare dell'energia, al di sopra della soglia, aumenta il grado di deformazione del sistema nucleare; infatti, come si vede in fig.1.2, si passa gradualmente da una struttura α - nucleo, a strutture via via più complesse fino ad arrivare ad una struttura a catena di α . Infatti, quando la configurazione diventa molto prolata, le particelle α diventano le sottostrutture più probabili e si possono generare tali strutture a catena.

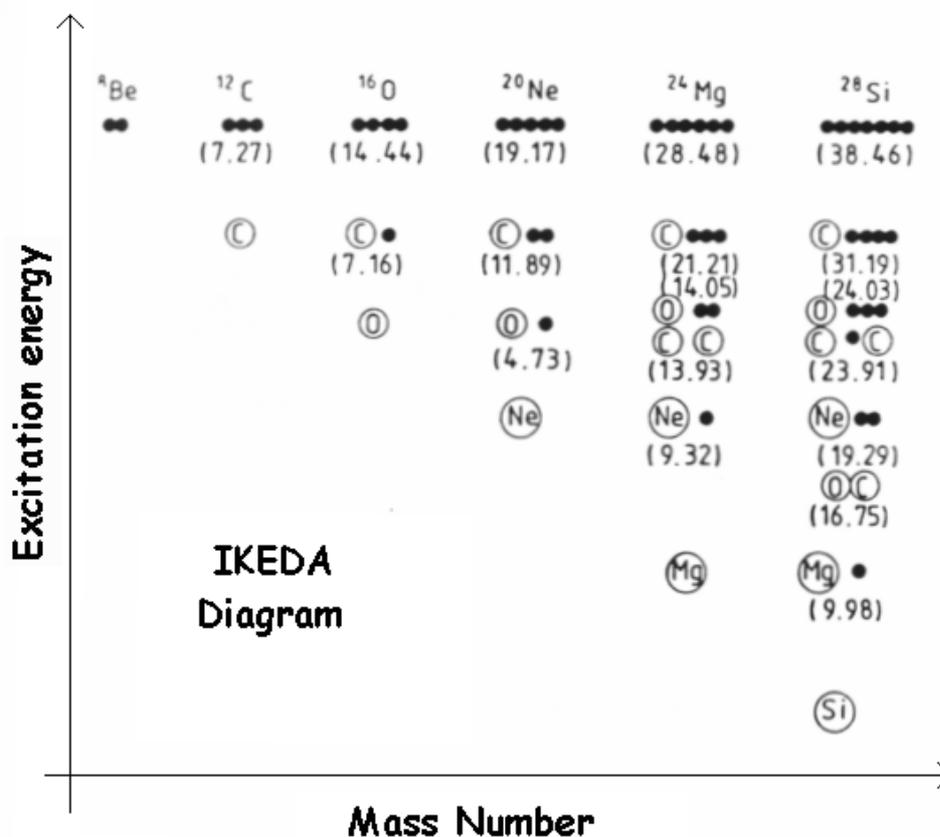


Fig. 1.2 : Il diagramma di Ikeda

1.2 METODI SPERIMENTALI PER LO STUDIO DEL CLUSTERING NEI NUCLEI

Evidenze sperimentali del clustering nei nuclei, oltre ad essere emerse dallo studio dei processi di decadimento spontaneo, sono state trovate studiando le reazioni di knock-out con particelle leggere $[(p, p\alpha), (\alpha, 2\alpha)]$.

Con l'avvento dei Tandem (anni '60), e quindi con la possibilità di accelerare anche ioni pesanti, si ebbero nuove evidenze di eccitazione di bande rotazionali di livelli associati a configurazioni di-nucleari.

Il primo, e più noto, esempio di tali studi fu la reazione $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, per la quale fu misurata la funzione di eccitazione per diversi canali di decadimento, intorno alla barriera Coulombiana.

Come si vede in fig 1.3, in corrispondenza dei vari canali finali, sono presenti una serie di risonanze strette e correlate, ad uguali energie incidenti; questo preclude qualsiasi interpretazione in termini di fluttuazioni statistiche. D'altra parte, la larghezza delle risonanze è tipicamente di ≈ 100 KeV e quindi il corrispondente tempo di interazione è di 10^{-20} s, che è più grande del tempo di collisione associato ad una reazione diretta. Le risonanze furono allora interpretate assumendo la formazione di un sistema intermedio, in cui due nuclei di C formano una “molecola nucleare” che può essere vista come una forma estrema della struttura a cluster.

In seguito all'urto di due ioni pesanti si può avere la formazione di un sistema in cui i nuclei si trovano a ruotare intorno all'asse di simmetria; vengono così a prodursi bande rotazionali di stati associati alla stessa configurazione (stesso momento di inerzia) con differenti valori dello spin. Essendo tale sistema rotante poco stabile, esso può seguire due possibili vie: la prima è la riemissione di due nuclei di ^{12}C (meno probabile), la seconda è l'evoluzione verso una struttura di nucleo composto eccitato (^{24}Mg) che si diseccita emettendo n, p, α , γ (più probabile).

La struttura nucleare può essere studiata anche attraverso lo studio delle risonanze presenti nelle funzioni di eccitazione delle reazioni di scattering tra ioni pesanti. L'origine di queste “risonanze” può essere imputata alla formazione di uno stato a cluster che presenta come sottostrutture i due nuclei collidenti. Il problema principale di questo approccio consiste nella presenza di molti altri meccanismi di reazione che contribuiscono alla resa osservata, e nella difficoltà che talvolta sorge nel separare i diversi contributi.

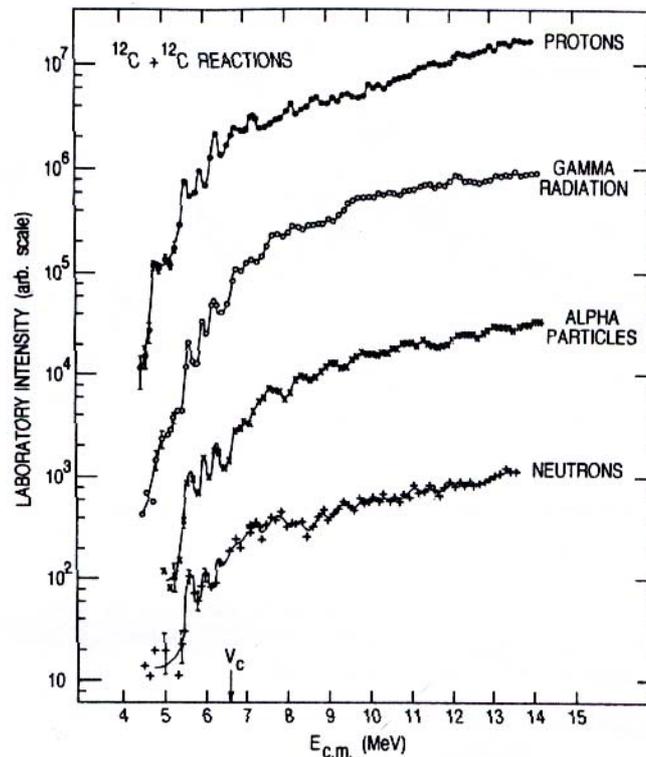


Fig. 1.3: Funzione di eccitazione che mostra le risonanze di scattering $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ per molti canali di uscita, attorno alla barriera Coulombiana

Un altro metodo sperimentale, che è stato ampiamente utilizzato da diversi gruppi di ricerca, consiste nell’inviare il nucleo da studiare su un bersaglio, rivelando le particelle emesse per break-up in seguito alla sua eccitazione.

Questo tipo di esperimento si basa sulla tecnica chiamata: “Resonant Particle Spectroscopy”, in cui il nucleo di interesse è il proiettile, e viene eccitato a stati a cluster di alta energia in seguito allo scattering (inelastico) su un nucleo bersaglio. In questi esperimenti è in genere preferibile usare un bersaglio più leggero del proiettile, per fare in modo che i prodotti di reazione siano concentrati in un cono in avanti, cioè a piccoli angoli nel sistema di riferimento del laboratorio. Il break-up del proiettile eccitato può essere osservato attraverso la rivelazione in coincidenza dei prodotti di reazione, come mostrato in fig. 1.4.

Se l'energia e l'angolo di emissione sono misurati con una sufficiente accuratezza, allora si può determinare l'energia di eccitazione dello stato corrispondente; il decadimento nei cluster componenti può essere indice della presenza di una struttura a cluster.

Inoltre, lo studio della correlazione angolare delle particelle nello stato finale, può fornire una misura del momento angolare dello stato di break-up.

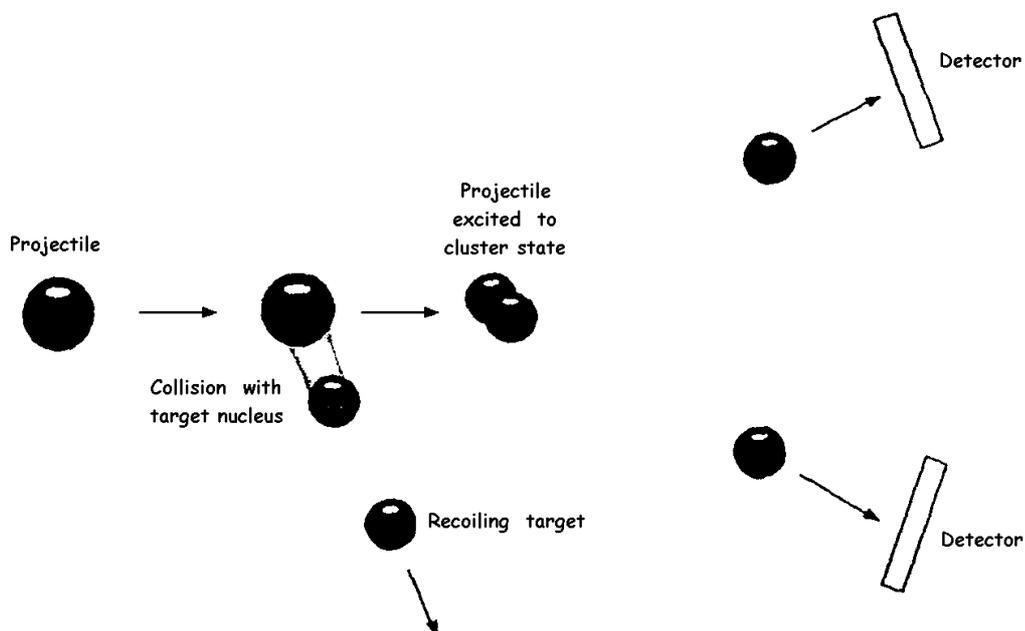


Fig. 1.4 : Schema della tecnica di break-up utilizzata per esaminare la struttura a cluster nei nuclei.

In una reazione di questo tipo, i frammenti nel canale finale sono tre (i due frammenti del break-up e il nucleo bersaglio rinculante), quindi, rivelando solo due, dei tre, frammenti in uscita, si può estrarre l'informazione sul terzo frammento (non osservato) dalle leggi di conservazione (energia e quantità di moto), e quindi si può ricostruire tutto l'evento.

Questo metodo sperimentale è stato usato, ad esempio, per studiare il decadimento del ^{10}Be nei due canali $^4\text{He}+^6\text{He}$ e $^9\text{Be}+n$ [So 96].

Oltre alla reazione di break-up, anche le reazioni di trasferimento [Mi 09] rappresentano un metodo alternativo per studiare gli stati a cluster del nucleo. Ad esempio la reazione $^6\text{He}+^6\text{Li}$ è stata utilizzata per popolare gli stati del ^{10}Be aventi struttura $^6\text{He}+^4\text{He}$.

Una reazione di “transfer” consiste nel trasferimento di uno o più nucleoni (es. n, p, α , ecc) tra il nucleo bersaglio e il nucleo proiettile o viceversa; la probabilità di tale trasferimento dipende dalla velocità del fascio; infatti, per energie di alcuni MeV per nucleone, si ottengono sezioni d’urto, relative allo scambio di un nucleone, di 1-10 mb/sr (questo a piccoli angoli di scattering). Sezioni d’urto simili sono state ottenute per il trasferimento di un insieme di nucleoni; un esempio è in questo caso la particella α , che possiede una grande energia di legame e quindi può essere vista come una singola entità che viene scambiata tra i nuclei collidenti.

Dallo studio del trasferimento di una particella α possono essere ricavate informazioni relative alla struttura del nucleo, alla larghezza ridotta α e al fattore spettroscopico. Inoltre, è stato osservato come il trasferimento α popola in modo preferenziale stati con una struttura a cluster. Invece, stati descritti da un mixing di configurazioni sono meno popolati, infatti si pensa che solo la componente della funzione d’onda di quattro particelle correlate (α) contribuisce al processo diretto.

Le reazioni di pick-up α , in cui la particella α viene invece trasferita dal bersaglio al proiettile, danno indicazioni relativamente alle funzioni d’onda dei cluster- α del nucleo bersaglio.

1.3 CLUSTERING ESOTICO

Lo studio della struttura e dei meccanismi di reazione che coinvolgono i nuclei esotici, i nuclei cioè che, nella mappa che distribuisce i nuclei in funzione del numero di neutroni N e del numero atomico Z , si trovano lontano dalla valle di stabilità, è una delle frontiere aperte di maggiore interesse nella fisica nucleare degli ultimi anni.

I nuclei esotici, infatti, rappresentano un vero e proprio laboratorio per lo studio delle proprietà nucleari, in condizioni estreme di grande asimmetria e piccole energie di legame. In tali condizioni si generano nuovi e inaspettati fenomeni (“alone” nucleare, neutron “skin”, inversione di shell, risonanze giganti “soft”, polarizzazione del core, ecc.) che difficilmente possono essere inseriti nel tradizionale panorama della struttura nucleare attraverso semplici estrapolazioni dei modelli che valgono per sistemi stabili e simmetrici.

Le specie esotiche possono anche essere prodotte in seguito a reazioni con fasci di nuclei stabili. Tali processi, però, sono poco probabili, in quanto sono caratterizzati da Q -valori molto negativi e da sezioni d’urto basse; ad esempio, in una reazione di trasferimento, ci si può allontanare molto dalla valle di stabilità solo se la reazione comporta uno scambio di molti nucleoni, ma la sezione d’urto associata a tale processo è ovviamente molto bassa.

Invece delle reazioni tra nuclei stabili, per investigare le strutture dei nuclei lontani dalla valle di stabilità è più conveniente usare le reazioni indotte da fasci di ioni radioattivi. Infatti, anche se tali fasci hanno intensità molto basse, la sezione d’urto associata ai processi che producono nuclei lontani

dalla stabilità è sicuramente più alta (anche vari ordini di grandezza più alta) del caso visto in precedenza.

Il clustering esotico, cioè il clustering in nuclei ricchi in neutroni, è riconosciuto come uno dei campi di ricerca più promettenti che possono essere investigati attraverso le reazioni indotte da fasci radioattivi. Esso consiste nella descrizione di nuclei instabili come strutture di-nucleari, in cui almeno una delle componenti è essa stessa instabile. Come nel caso dei nuclei stabili, la presenza di due cluster comporta alti momenti di inerzia del nucleo, dando luogo alla formazione di bande di stati rotazionali associate a configurazioni deformate. Tuttavia, una delle prescrizioni base dei modelli a cluster standard, che richiede ai cluster una grande compattezza, in questi casi non è più soddisfatta.

Lo sviluppo di fasci di ioni esotici, cioè lontani dalla valle di stabilità, ha permesso di estendere lo studio delle strutture a cluster dai nuclei stabili ai nuclei ricchi di neutroni.

Calcoli teorici hanno mostrato, per alcuni nuclei, un drastico cambiamento della struttura intrinseca con l'aumento del numero di neutroni. Una delle teorie che descrive questo speciale aspetto è la Antisymmetrized Molecular Dynamics (AMD), che verrà descritta nel paragrafo seguente, ed è un nuovo approccio che è stato usato per descrivere lo stato fondamentale degli isotopi di Be, B e C, molto ricchi in neutroni, in termini di due sottostrutture; come vedremo nel caso del B le due componenti sono quelle con $Z = 2$ e $Z = 3$. Tale modello prevede la formazione di bande rotazionali di stati associati a tale struttura.

1.3.1 DIMERI E POLIMERI NUCLEARI

Un interessante approccio alla descrizione degli isotopi di Be e C è quella di W. Von Oertzen [Oe 97], il quale rappresenta tali nuclei come strutture di dimeri nucleari (Be) e di polimeri nucleari (C). Gli isotopi come il $^9,^{10}\text{Be}$ possono essere descritti come molecole a due centri (dimeri), dove le due particelle α sono legate da uno o più neutroni che agiscono da particelle di valenza, in modo analogo agli elettroni nei legami molecolari

Come detto precedentemente, di norma ci si aspetta che la clusterizzazione e la formazione di catene avvenga per quei nuclei ricchi in neutroni vicino alla soglia di emissione di particelle α .

La formazione di tali strutture, come catene di particelle α e neutroni, è una diretta conseguenza della condensazione della materia nucleare, e un modo per andare ad investigare tali strutture consiste nell'osservare collisioni usando fasci ricchi in neutroni, cioè fasci instabili.

In fig. 1.5(a) è mostrato il diagramma energetico per gli isotopi di Be descritti come dimeri nella trattazione di W. von Oertzen. Da tale schema di livelli si possono ricavare informazioni sull'energia di legame di tali isotopi, anche per i più pesanti come ^{11}Be e ^{12}Be .

Come si vede in figura, le energie di eccitazione sono spostate rispetto ad un riferimento comune che indica la soglia ($\alpha + \alpha + xn$) per tutti gli isotopi. L'energia di legame dell'ultimo neutrone, può essere facilmente letta a partire da quel riferimento.

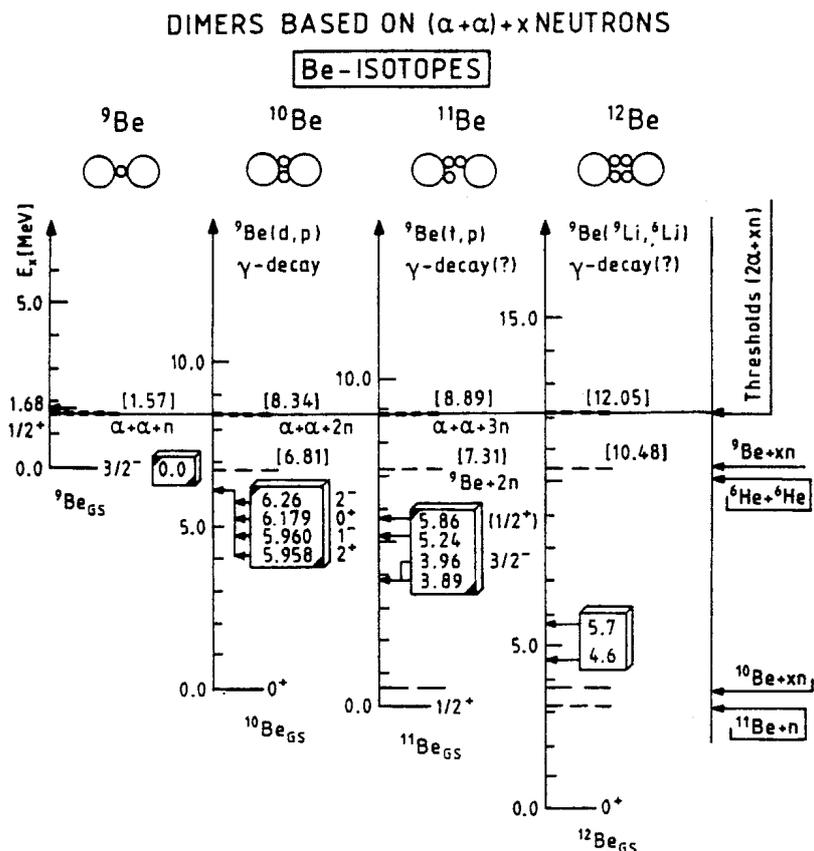


Fig. 1.5(a) : Diagramma energetico per gli isotopi di Be (dimeri). Le energie di eccitazione (e la soglia) sono mostrate relativamente alla soglia di energia $(\alpha + \alpha + xn)$. Nei riquadri sono indicati i primi possibili stati isomerici a due centri (senza eccitazione rotazionale).

In fig. 1.5(b) è invece mostrato il diagramma energetico per gli isotopi di C, in cui le scale energetiche sono allineate allo stesso livello della soglia di decadimento in 3α e x -neutroni. Anche in questo caso, l'energia di legame per gli stati a catena isomerici è letta a partire da quella soglia comune.

In questa descrizione ci si aspetta che il fenomeno del clustering sia evidente in prossimità (e anche sotto) la soglia del decadimento nei cluster costituenti.

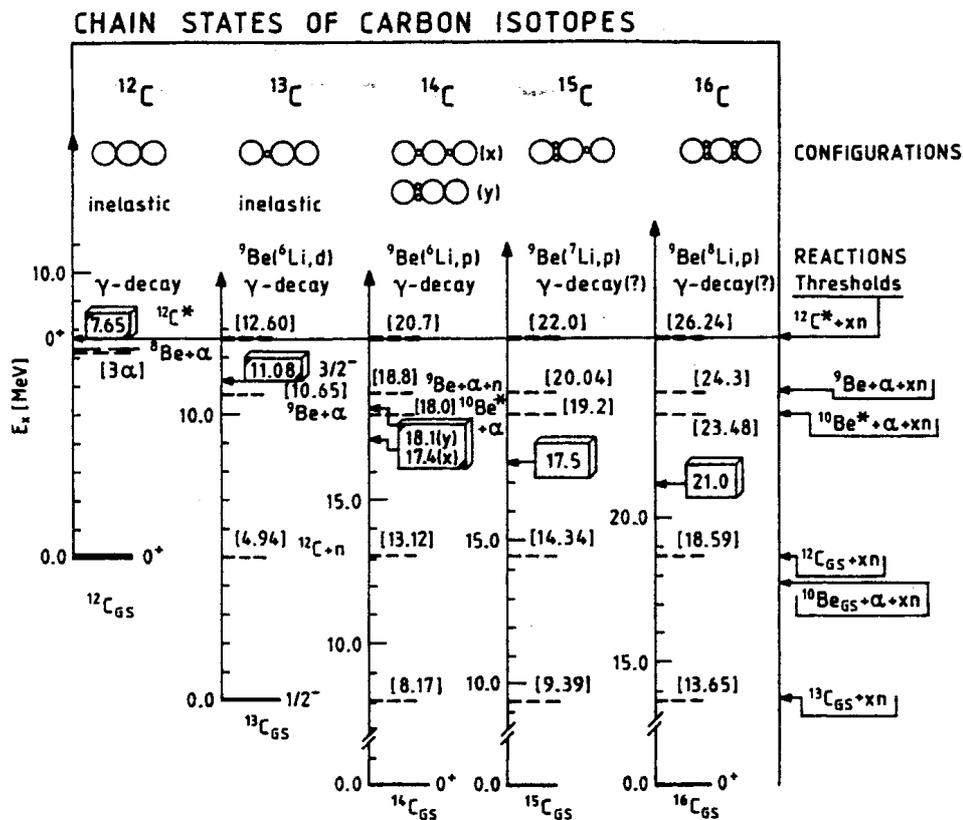


Fig. 1.5 (b) : Diagramma energetico per gli stati a catena molecolare per gli isotopi di C (polimeri).

Una descrizione simile degli isotopi di Berillio e Boro era già stata teoricamente suggerita nel lavoro precedente di M. Seya M. Kohno e S. Nagata [Se 81], che ne descriveva le deformazioni come effetto della loro configurazione molecolare.

1.3.2 AMD

La AMD è una teoria sviluppata recentemente per lo studio della struttura di sistemi nucleari in una vasta regione che comprende sia i nuclei esotici ricchi in neutroni sia i nuclei stabili; nell'ambito di questo nuovo modello sono stati studiati gli stati fondamentali degli isotopi di Li, Be e B [Ka-Ho 95]

La possibilità di trovare strutture a cluster in isotopi di B ricchi in neutroni, è già stata teoricamente suggerita, come detto prima, nell'ambito di un modello ad orbitali molecolari [Se 81]. In tale modello, i sistemi di B sono stati descritti come composti da un core alfa-alfa circondato da neutroni e un protone; inoltre si è visto come in ogni isotopo la distanza ottimale tra le due particelle alfa diventava più grande all'aumentare di N (nella regione con $N > 8$), indicando un cambiamento nella forma e nelle dimensioni del nucleo stesso.

Contrariamente ad altri modelli a cluster, la AMD utilizza un approccio quanto-meccanico che descrive come cambia nel tempo la funzione d'onda del sistema. Tale funzione d'onda è descritta da un determinante di Slater di funzioni d'onda di particella singola rappresentate in forma di pacchetti d'onda Gaussiani; quindi, i gradi di libertà delle funzioni d'onda dei singoli nucleoni sono trattati indipendentemente.

I risultati teorici, ottenuti attraverso la AMD, hanno messo in evidenza il comportamento dei nuclei lontani dalla valle di stabilità, e il progressivo cambiamento della forma e delle proprietà del nucleo all'aumentare del numero di neutroni. Quello che ha permesso di descrivere questi cambiamenti di struttura è la natura flessibile della funzione d'onda della AMD, che può descrivere una varietà di strutture nucleari come strutture a shell-chiusa, strutture deformate, e anche strutture a cluster. Infatti, la sua

caratteristica è che in essa non si considera *a priori* l'esistenza dei cluster all'interno del nucleo (a differenza dei classici modelli a cluster), e non si suppone che la deformazione sia, univocamente, a simmetria assiale.

Nel caso degli isotopi di Li, gli studi effettuati con la AMD hanno riprodotto molto bene alcune proprietà elettromagnetiche. Tali calcoli, inoltre, hanno messo in evidenza i cambiamenti della forma dei nuclei, all'aumentare del numero di massa, dalla struttura a cluster a quella tipo modello a shell. Infatti, si è osservato come la ben sviluppata struttura a cluster nel ${}^6\text{Li}$ e nel ${}^7\text{Li}$ diventi più debole con l'aumento del numero di neutroni, e si trasforma nella struttura tipo modello a shell del ${}^{11}\text{Li}$ con $N = 8$.

Per gli isotopi di Be, lo studio condotto con il metodo AMD, ha mostrato due tipi di cambiamenti nella struttura dei loro stati fondamentali: si osserva un cambiamento dalla struttura a cluster del ${}^8\text{Be}$ a quella di particella singola del ${}^{12}\text{Be}$ ($N = 8$) a cui segue un ritorno verso una struttura a cluster nella regione con $N > 8$.

Infine, la AMD è stata anche applicata allo studio degli isotopi di B, e ha previsto la formazione di cluster in alcuni di essi. Ad esempio, per l'isotopo ${}^{11}\text{B}$ è attesa una struttura a cluster del tipo ${}^7\text{Li} + \alpha$.

In fig. 1.6 è mostrata la configurazione spaziale dei centri dei pacchetti d'onda dei nucleoni per gli stati fondamentali di alcuni isotopi di B; come si può notare, le tre coppie di neutroni (cerchi) nel ${}^{11}\text{B}$ determinano una configurazione triangolare, ed inoltre, la distribuzione spaziale dei protoni (quadrati) è circa la stessa di quella dei neutroni, con l'unica differenza che un protone è localizzato tra due coppie di neutroni. Considerando gli altri isotopi di B, di massa via via crescente, si osserva che i cinque protoni sono sempre raggruppati spazialmente come $2p + 3p$, e ognuno di questi gruppi è circondato da neutroni.

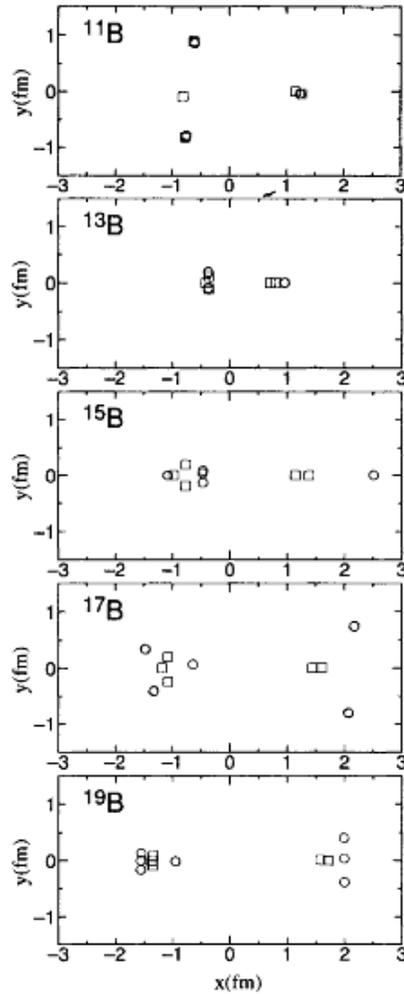


Fig. 1.6: Configurazione spaziale dei centroidi dei pacchetti d'onda gaussiani, per gli isotopi di B

Aumentando il numero di neutroni, si osserva come la distanza relativa tra i due cluster aumenta gradualmente dal ^{13}B fino al ^{19}B ; questo implica un cambiamento sistematico dalla struttura tipo modello a shell, del ^{13}B , ad una struttura a cluster via via più pronunciata per gli isotopi più pesanti. I cluster tipo- ^8He nel ^{19}B , tipo- ^6He nel ^{17}B e tipo- α nel ^{15}B assumono una forma distorta, con i neutroni distribuiti nella regione più esterna come si può vedere in figura 1.6.

L'isotopo ^{13}B allo stato fondamentale assume dunque una struttura a particelle singola, tuttavia questo non esclude che configurazioni a cluster He-Li siano ancora possibili negli stati eccitati. Infatti, se vale ancora la “regola di soglia” per questi sistemi instabili, gli stati associati a queste configurazioni di-nucleari devono essere cercati nella regione di energia di eccitazione vicino o sopra la soglia di decadimento del nucleo nei due costituenti presi in considerazione. Per il decadimento del ^{13}B in $^4\text{He}+^9\text{Li}$, questa energia è intorno a 11 MeV.

Previsioni simili si hanno per il ^{12}B , attorno alla soglia di decadimento α , per il quale sono state predette due bande rotazionali di parità opposta, associabili a due diverse configurazioni spaziali dei cluster ^4He e ^8Li [De 96].

Per mettere in evidenza la presenza di tali configurazioni di-nucleari si può misurare la funzione di eccitazione del processo nucleare, in cui i due cluster si presentano nel canale iniziale e/o in quello finale. Analizzando la funzione di eccitazione e riportando i valori delle energie delle risonanze in funzione dello spin nucleare $[J(J+1)]$, si può vedere se il sistema composto che si forma in seguito alla reazione sia caratterizzato o meno da una serie di bande rotazionali, e si può misurare il momento di inerzia che si prevede ben più grande di quello relativo ad una forma sferica.

Come si è visto nel caso delle misure “storiche” effettuate sul sistema $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, lo scattering elastico e quello inelastico sono già stati usati ampiamente in questo tipo di studio.

Sulla struttura degli isotopi di B ricchi di neutroni si conosce ben poco dal punto di vista sperimentale; a tal proposito, lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di andare a testare un metodo di misura chiamato “Resonance Scattering Method” che permetterà di studiare la struttura e le proprietà dei nuclei instabili di ^{12}B e ^{13}B nei loro stati eccitati, attraverso reazioni indotte da fasci di ioni radioattivi.

1.3.3 RISULTATI SPERIMENTALI RELATIVI AL CLUSTERING ESOTICO

Reazioni di trasferimento come ad esempio ${}^6\text{He}+{}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$ e ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$, sono state utilizzate per studiare i livelli eccitati del ${}^{10}\text{Be}$ aventi struttura del tipo ${}^6\text{He}+\alpha$.

In accordo con l'idea del clustering nei nuclei leggeri, gli stati del ${}^{10}\text{Be}$ potrebbero essere attesi in prossimità della soglia di decadimento $2\alpha+2n$ (8.39 MeV) e $\alpha+{}^6\text{He}$ (7.41 MeV).

Un meccanismo di reazione che permette di popolare tali stati è la reazione diretta di pick-up di una particella α (${}^6\text{He}+{}^6\text{Li}$); infatti, in tale processo, il nucleo di ${}^6\text{He}$ viene inviato su un bersaglio di ${}^6\text{Li}$ (o ${}^7\text{Li}$) che possiede una spiccata struttura a cluster $\alpha + d$ (o $\alpha + t$), in cui la particella α è legata debolmente e, quindi, può essere facilmente catturata dal nucleo di ${}^6\text{He}$.

Una reazione di questo tipo è stata realizzata presso la facility di fasci radioattivi di Louvain-la-Neuve [Mi 99], in cui è stata studiata la reazione di trasferimento ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}, {}^{10}\text{Be}){}^2\text{H}$, rivelando i prodotti in coincidenza.

La figura 1.7(a) mostra il grafico dell'energia di eccitazione (E_x) del ${}^{10}\text{Be}$ in funzione dell'angolo θ , che rappresenta l'angolo di rivelazione del deutone (rivelato in coincidenza con il ${}^{10}\text{Be}$). In figura 1.7(b) è rappresentato lo spettro di energia di eccitazione del ${}^{10}\text{Be}$ ottenuto proiettando i dati sull'asse di energia di eccitazione E_x .

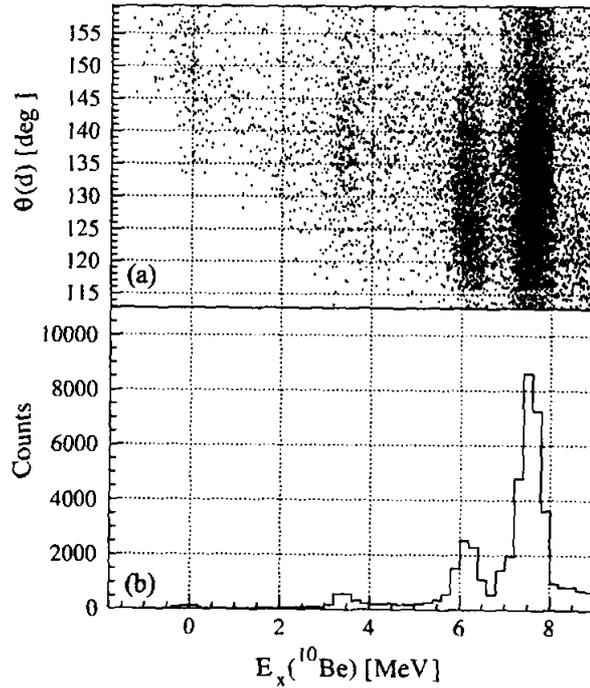


Fig. 1.7: (a) Energia di eccitazione del ^{10}Be in funzione di θ (del deutone) per gli eventi di coincidenza che soddisfano la cinematica per la reazione $^6\text{Li}(^6\text{He}, ^{10}\text{Be})^2\text{H}$; (b) spettro di energia di eccitazione del ^{10}Be ottenuto proiettando i dati di (a) sull'asse di energia di eccitazione (E_x)

Osservando il grafico 1.7(b), si possono notare due picchi di debole intensità che corrispondono allo stato fondamentale ed al primo stato eccitato del nucleo ^{10}Be , e due molto prominenti dovuti all'eccitazione degli stati a 6 e a 7.4 MeV. I risultati ottenuti per questa reazione, che sono stati analizzati nell'ambito della FRDWBA (Finite Range Distorted Wave Born Approximation), che assume a priori l'esistenza di una struttura $\alpha+^6\text{He}$, mostrano grandi sezioni d'urto per il processo di pick-up α dal nucleo ^6Li , attraverso cui si vanno a popolare gli stati più alti del ^{10}Be . Questo rinforza le previsioni sulla possibile struttura molecolare del ^{10}Be , e sull'esistenza di una banda rotazionale ad alta energia di eccitazione, come ad esempio per lo stato a 7.4 MeV.

Attraverso le reazioni di scattering inelastico $^1\text{H}, ^{12}\text{C}(^{12}\text{Be}, ^{12}\text{Be}^*)$ [Fr 01] si sono studiati gli stati eccitati del ^{12}Be , che possono essere parte di una banda molecolare eccitata, e le distribuzioni angolari ottenute dalle coincidenze $^6\text{He}+^6\text{He}$ e $^4\text{He}+^8\text{He}$. In figura 1.8 è mostrato lo spettro di energia di eccitazione per il ^{12}Be ; tale energia è stata ricavata dalla velocità relativa dei due frammenti di break-up. I picchi osservati in tale spettro corrispondono alle energie riportate nella tabella I.

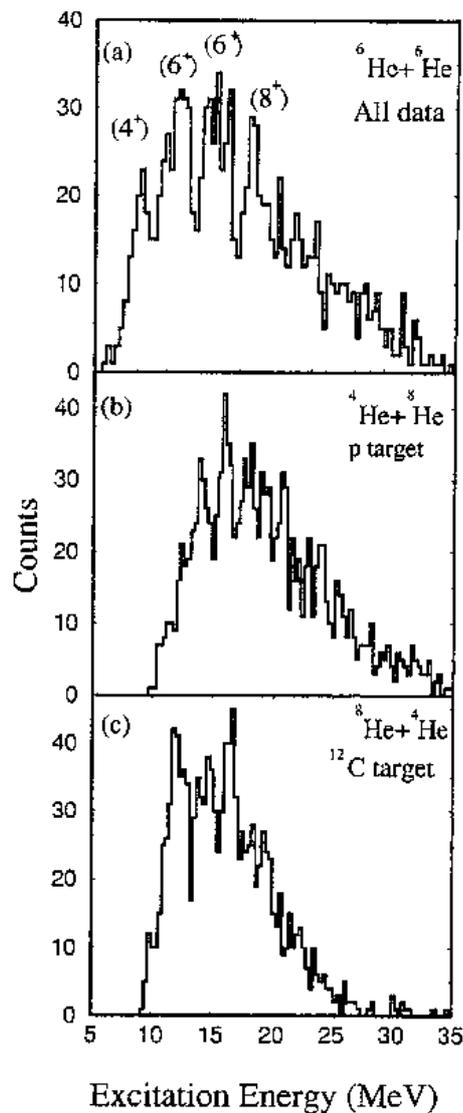


Fig. 1.8: Spettro di energia di eccitazione del ^{12}Be per (a) il decadimento $^6\text{He}+^6\text{He}$ nel caso in cui si considerano i bersagli di protoni e di C combinati; (b) il decadimento $^4\text{He}+^8\text{He}$ per il bersaglio di p; (c) il decadimento di ^4He e ^8He per il bersaglio di ^{12}C .

${}^6\text{He}+{}^6\text{He}$	E_x (MeV)	13.2	14.9	16.1	17.8	18.6	19.3	20.9	22.8
	J	4		6		6		8	

Tabella I. Energie di eccitazione e spin per gli stati di break-up ${}^6\text{He}+{}^6\text{He}$

Un'altra reazione che popola gli stati del ${}^{12}\text{Be}$ è la reazione di pick-up ${}^7\text{Li}({}^9\text{Be}, \alpha {}^8\text{Li}){}^4\text{He}$ [So 04], attraverso cui si è studiato il decadimento α degli stati eccitati del ${}^{12}\text{Be}$, mettendo ancora una volta in evidenza possibili strutture a cluster per alcuni di questi stati.

In conclusione, le reazioni con fasci di He e Li hanno permesso di studiare l'esistenza di strutture a cluster per gli isotopi di Be, mentre per gli isotopi di B non è ancora stato eseguito alcuno studio sperimentale che verificasse il possibile clustering in stati eccitati.

CAPITOLO 2

REAZIONI $^{8,9}\text{Li}$ – FASCI INSTABILI

Le reazioni con fasci instabili, $^{8,9}\text{Li}+\alpha$, che saranno effettuate presso i Laboratori Nazionali del Sud di Catania, daranno dunque la possibilità di evidenziare sperimentalmente eventuali stati a cluster degli isotopi di B, (^{12}B e ^{13}B) misurandone energia di eccitazione e spin.

Presso i LNS è in fase di completamento una facility per la produzione di fasci radioattivi (EXCYT), che utilizza la tecnica ISOL (Isotope Separation On Line).

Purtroppo, i fasci instabili sono anche fasci di bassa intensità, quindi, diventa proibitivo effettuare la misura di una funzione di eccitazione variando l'energia incidente e utilizzando un bersaglio sottile, in quanto i tempi di misura diventerebbero estremamente lunghi.

Attraverso l'uso del metodo della “cinematica inversa” su targhetta “infinita” questo problema può essere superato, poiché si può misurare la

funzione di eccitazione in un ampio range energetico, senza variare l'energia del fascio incidente.

Il metodo consiste nell'inviare un fascio (in questo caso $^{8,9}\text{Li}$) all'interno di una camera di scattering riempita di gas (^4He) che funge da bersaglio, facendo in modo che la pressione all'interno sia tale che il fascio venga completamente fermato prima di arrivare ai rivelatori posizionati nell'emisfero in avanti. La particella α creata nell'evento di scattering elastico, può penetrare attraverso il gas ed essere rivelata grazie ad un sistema di rivelatori posti in fondo alla camera. Con semplici considerazioni cinematiche si può facilmente risalire, dall'energia della particella rivelata, all'energia del proiettile pesante al momento dell'interazione.

Occorre osservare che una particella α rivelata con una data energia può provenire da un evento di scattering elastico, avvenuto in un certo punto della camera, oppure da un evento di scattering inelastico avvenuto in un altro punto.

Il primo stato eccitato del ^9Li si trova a 2.7 MeV e quindi l'eventuale presenza di scattering inelastico, che potrebbe avere una sezione d'urto confrontabile con quella dello scattering elastico ad angoli all'indietro nel sistema di riferimento del c.m., può essere facilmente discriminata attraverso una misura del tempo di volo (TOF), che è il tempo che intercorre tra l'ingresso del fascio nella camera e la rivelazione della particella alfa di rinculo. Nel caso della reazione $^8\text{Li}+\alpha$ i dati potrebbero contenere qualche ambiguità perché il primo stato del ^8Li è situato circa a 1 MeV così che la misura del tempo di volo potrebbe non essere in grado di discriminare le particelle α diffuse elasticamente da quelle provenienti dallo scattering inelastico, se non viene effettuata con risoluzioni temporali inferiori a ~ 1 ns.

Lo scopo dell'esperimento, riportato nel seguito di questo lavoro di Tesi, è quello di testare il metodo di cinematica inversa su targhetta "infinita" attraverso l'utilizzo di fasci stabili (^{18}O e ^9Be) su un bersaglio gassoso di ^4He , insieme alle risoluzioni temporali ottenibili, per verificare la possibilità di discriminare il canale elastico dall'inelastico. Nel paragrafo successivo, sarà descritta in maggior dettaglio tale tecnica.

2.1 EXCYT

Nell'ultimo decennio, alcuni laboratori situati in tutto il mondo si occupano di produrre fasci di nuclei radioattivi (RIB's), attraverso l'utilizzo di acceleratori quali Ciclotroni, Sincrotroni (ad esempio Spiral a Ganil e ISOLDE al CERN di Ginevra).

In Italia, il progetto in fase di realizzazione ai LNS di Catania, è EXCYT (**EX**otics with **CY**clotron and **T**andem), che si basa sulla tecnica ISOL.

Nella tecnica ISOL, i nuclei radioattivi sono ottenuti in seguito alla reazione di un fascio primario, accelerato da un "driver accelerator", su un bersaglio spesso e termoresistente. Il fascio si ferma nel bersaglio così come i vari prodotti di reazione. Non avendo energia sufficiente per uscire dal bersaglio, essi vengono allora estratti riscaldando il bersaglio stesso a temperature dell'ordine di migliaia di gradi Kelvin ("termalizzazione" del bersaglio). In seguito, i nuclei prodotti vengono selezionati con metodi elettromagnetici, in base alla loro massa, e, infine, accelerati da un post-acceleratore. Con questa tecnica si ottengono fasci di alta qualità, che sono particolarmente adatti allo studio di reazioni ad energie intorno alla barriera Coulombiana.

Uno svantaggio di questo metodo consiste nei lunghi tempi di estrazione dal bersaglio, che pur essendo dell'ordine del decimo di secondo, sono già grandi se confrontati con la vita media di alcune specie prodotte, che quindi possono decadere per emissione β ancor prima di essere utilizzate. Questo fatto pone un limite inferiore alla vita media degli isotopi che possono essere utilizzati come fasci ionici.

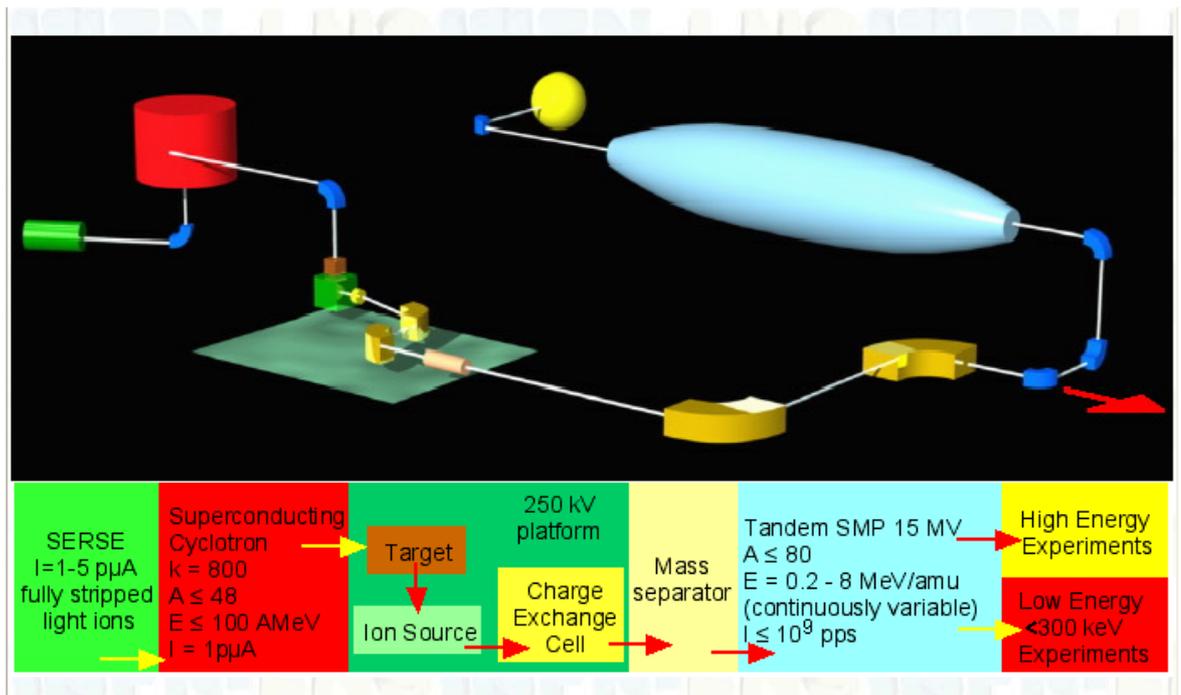


Fig. 2.1 EXCYT Facility

Il progetto EXCYT utilizza il ciclotrone superconduttore K800 (CS) dei LNS, come driver, per accelerare il fascio primario fino ad energie di 50-80 MeV/A.

Il fascio primario, accelerato dal CS con intensità massime di $1 \mu\text{A}$, è trasportato (fig. 2.2) fino ad una zona ad alta attività di radiazioni, schermata da un bunker, dove interagisce con il bersaglio spesso e

termoresistente (generalmente grafite) posto su una piattaforma che si trova ad un potenziale di 250 kV. Le reazioni nucleari che si verificano nel bersaglio, producono i radionuclidi che vengono quindi ionizzati. Dal complesso “bersaglio-sorgente”, il fascio di ioni radioattivi viene estratto con un’energia di 50 keV e subito selezionato in massa da un preseparatore, con potere risolutivo di 1/100, grazie al quale viene purificato grossolanamente dai contaminanti indesiderati .

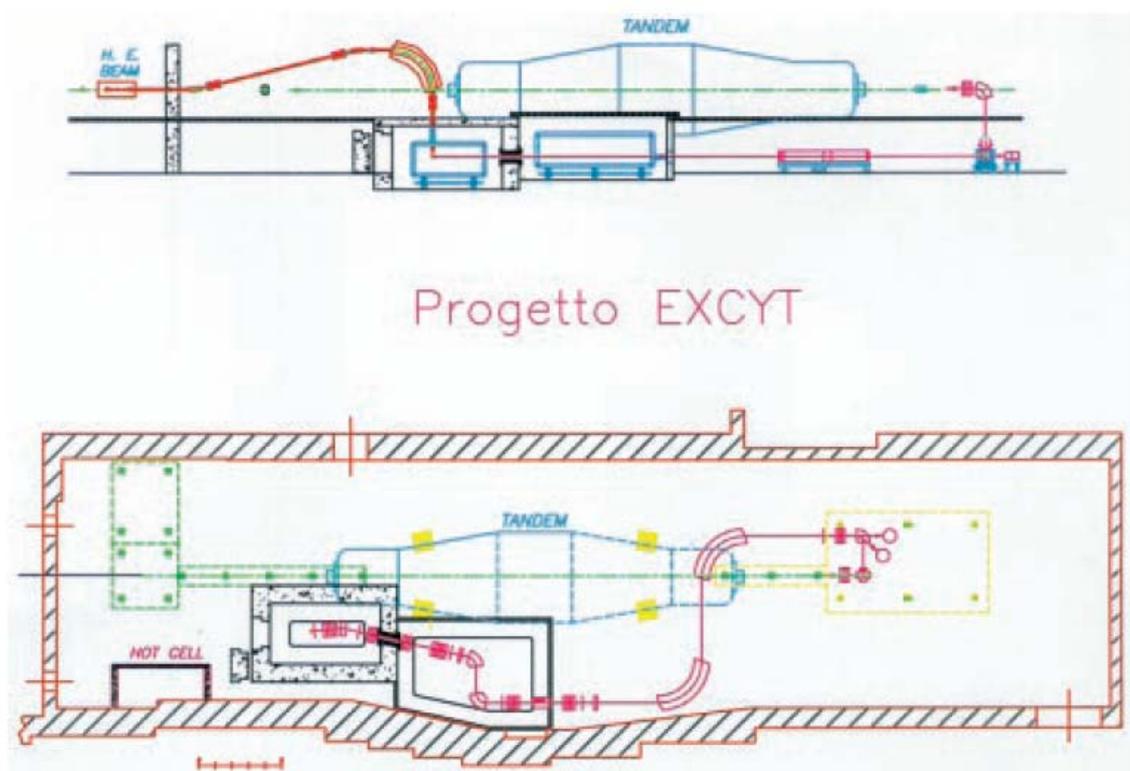


Fig. 2.2 : Layout della facility EXCYT

Dalla piattaforma posta nel bunker, il fascio, da cui si sono eliminati la maggior parte dei contaminati radioattivi, è trasportato su una seconda piattaforma che si trova allo stesso potenziale della prima (250 kV), ma in una zona di bassa attività. Su di essa agisce un canale di scambio di carica che trasforma gli ioni positivi in ioni negativi, che sono quelli che poi

possono essere accelerati nel Tandem. Dopo il canale di scambio di carica, il fascio viene selezionato in massa (sempre sulla seconda piattaforma) dal primo stadio di un separatore di massa isobarico, con potere risolutivo di 1/2000, e, quindi, accelerato fino a 300 keV. Dopo questa prima accelerazione, il fascio di ioni radioattivi passa attraverso il secondo stadio del separatore di massa isobarico, con potere risolutivo sino a 1/20000, per essere inviato al Tandem per l'accelerazione finale fino ad energie di alcuni MeV/nucleone. Infine il fascio viene trasportato nelle sale sperimentali come qualunque fascio stabile accelerato dal Tandem.

L'elemento cruciale comune a tutte le "facilities", che producono fasci radioattivi RIB's, è il complesso "bersaglio-sorgente"; in esso gli atomi radioattivi, formati nella targhetta spessa con intensità bassissime (fino ad un massimo di 10^{11} al secondo rispetto ai 10^{23} atomi del bersaglio), devono essere separati dal substrato, trasportati rapidamente alla sorgente e ionizzati per l'estrazione e l'accelerazione successiva.

L'intensità degli ioni radioattivi è data dalla seguente formula:

$$I = \sigma \cdot \Phi \cdot \tau \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 \cdot \varepsilon_4$$

dove:

- σ è la sezione d'urto totale per le reazioni nucleari di interesse,
- Φ è l'intensità di corrente del fascio primario,
- τ è lo spessore efficace del bersaglio,
- ε_1 è l'efficienza della diffusione termica ad alta temperatura dei prodotti di reazione dentro il bersaglio, del rilascio dalla superficie e della diffusione attraverso la linea di trasferimento dal bersaglio alla "sorgente",

- ε_2 è l'efficienza di ionizzazione della “sorgente”,
- ε_3 è l'efficienza che tiene conto del decadimento durante l'intero processo,
- ε_4 è l'efficienza di trasmissione dell'acceleratore finale, incluso quella del separatore di massa isobarico e delle linee di trasporto fino agli apparati di rivelazione nelle sale sperimentali.

La separazione dei prodotti radioattivi dal substrato del bersaglio ed il loro trasferimento nella “sorgente” per la ionizzazione, è fortemente dipendente dalla temperatura. Chiaramente, più breve è la vita media degli atomi radioattivi più rapido deve essere il tempo di rilascio. Pertanto il bersaglio deve essere portato alla massima temperatura possibile.

In ogni caso, oltre ai processi di produzione, accelerazione, ecc., la necessità di selezionare il fascio fa sì che la sua intensità alla fine sia notevolmente ridotta. Quindi pur partendo da fasci primari di intensità dell'ordine di $\sim 10^{13}$ pps, alla fine del processo si ottengono fasci RIB's di intensità molto più bassa ($\sim 10^5 \div 10^6$ pps).

L'utilizzo del Tandem come post acceleratore è particolarmente adatto per esperimenti di studio della struttura nucleare, per diversi motivi, tra i quali:

- bassa emittanza (minore di 0.5π mm mrad)
- alta risoluzione in energia $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-4}$
- possibilità di variare in modo continuo l'energia del fascio

L'intensità attesa per i fasci secondari ($A < 60$) è mostrata nella tabella seguente:

TAVOLA DELLE INTENSITA' DEI FASCI RIB's

Beam	Projectile	Energy (MeV/amu)	Target	Intensity		
				Pre-accelerated (pps/pμA)	Post-accelerated (pps/pμA)	Total 500W (pps)
${}^8\text{Li}$	${}^{15}\text{N}$	50	C	$6.7 \cdot 10^7$	$2.4 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^6$
${}^{11}\text{C}$	${}^{18}\text{O}$	50	C	$8.0 \cdot 10^7$	$2.2 \cdot 10^7$	$1.2 \cdot 10^7$
${}^{13}\text{N}$	${}^{14}\text{N}$	50	C	$2.1 \cdot 10^8$	$5.0 \cdot 10^7$	$3.6 \cdot 10^7$
${}^{14}\text{O}$	${}^{16}\text{O}$	50	C	$2.6 \cdot 10^7$	$1.1 \cdot 10^6$	$7.0 \cdot 10^5$
${}^{15}\text{O}$	${}^{16}\text{O}$	50	C	$1.5 \cdot 10^8$	$6.0 \cdot 10^7$	$3.8 \cdot 10^7$
${}^{19}\text{O}$	${}^{22}\text{Ne}$	50	C	$1.3 \cdot 10^7$	$4.7 \cdot 10^6$	$2.2 \cdot 10^6$
${}^{22}\text{O}$	${}^{26}\text{Mg}$	50	C	$8.0 \cdot 10^3$	$2.6 \cdot 10^3$	$1.0 \cdot 10^3$
${}^{17}\text{F}$	${}^{20}\text{Ne}$	50	C	$4.6 \cdot 10^5$	$1.3 \cdot 10^5$	$6.5 \cdot 10^4$
${}^{18}\text{F}$	${}^{19}\text{F}$	50	C	$1.2 \cdot 10^7$	$4.7 \cdot 10^6$	$2.5 \cdot 10^6$
${}^{20}\text{Na}$	${}^{24}\text{Mg}$	50	C	$1.0 \cdot 10^7$	$1.4 \cdot 10^4$	$6.0 \cdot 10^3$
${}^{22}\text{Na}$	${}^{19}\text{F}$	50	C	$6.0 \cdot 10^7$	$7.6 \cdot 10^4$	$4.0 \cdot 10^4$
${}^{24}\text{Na}$	${}^{19}\text{F}$	50	C	$1.6 \cdot 10^7$	$2.0 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^4$
${}^{33}\text{Cl}$	${}^{35}\text{Cl}$	50	C	$1.4 \cdot 10^6$	$3.1 \cdot 10^5$	$9.0 \cdot 10^4$
${}^{34}\text{Cl}$	${}^{35}\text{Cl}$	50	C	$1.1 \cdot 10^8$	$2.5 \cdot 10^7$	$3.2 \cdot 10^6$

2.2 METODO RSM SU TARGHETTA “INFINITA”

La prima descrizione dello scattering elastico risonante è stata fornita da Breit e Wigner, ed è un meccanismo di reazione teoricamente ben conosciuto. Gli esperimenti di scattering elastico vengono usualmente effettuati inviando fasci di ioni leggeri su targhette sottili; la funzione di eccitazione si ottiene variando l'energia del fascio a piccoli passi (dell'ordine della risoluzione sperimentale).

Il metodo di scattering risonante (RSM), in cinematica inversa, è una tecnica che è stata applicata recentemente allo studio dei possibili stati a

cluster presenti nei nuclei ricchi in neutroni. In particolare, è stata utilizzata per studiare stati del nucleo ^{11}N [Ma 00], ricco in protoni, eccitati in seguito ad un processo di scattering elastico di un fascio di ^{10}C su un bersaglio di idrogeno (bersaglio gassoso).

Con la disponibilità di fasci radioattivi, infatti, è stato possibile studiare specie nucleari vicine alle drip-lines, utilizzando lo scattering di un proiettile radioattivo su un nucleo bersaglio più leggero. Tale metodo è usualmente denotato come “scattering elastico in cinematica inversa”, e in esso viene spesso utilizzato un bersaglio sotto forma gassosa. Quest’ultimo comporta un vantaggio doppio, poiché, da un lato lo spessore del gas può essere cambiato continuamente e facilmente (semplicemente variando la pressione del gas), dall’altro lato la targhetta è più omogenea. In particolare, come detto prima, se lo spessore del gas è tale che le particelle si fermano prima di raggiungere i rivelatori, allora si parla di “scattering elastico in cinematica inversa su targhetta infinita”.

La scelta del metodo RSM negli esperimenti programmati con fasci instabili, $^{8,9}\text{Li} + \alpha$, ha diverse motivazioni, fra cui:

- 1) attraverso lo scattering elastico risonante possono essere popolati gli stati del nucleo intermedio appena al di sopra della soglia di decadimento, quindi proprio nella regione in cui ci si aspetta la presenza di strutture a cluster,
- 2) tale metodo presenta un’alta efficienza di misurazione, in quanto la cinematica è focalizzata ad angoli in avanti nel laboratorio, ed anche un’adeguata risoluzione energetica, specialmente attorno a 180° nel sistema di riferimento del c.m.;

Con tale tecnica i migliori risultati si ottengono da misurazioni effettuate attorno a 0° nel sistema di riferimento del laboratorio (180° nel c.m.), regione inaccessibile negli esperimenti standard. A tale angolo le sezioni d'urto sono superiori o confrontabili con lo scattering da potenziale, e si rendono più evidenti eventuali processi risonanti.

Nell'esperimento test si sono utilizzati i fasci di ${}^{18}\text{O}$ e ${}^9\text{Be}$, ad energie rispettivamente di $E = 56$ e 30 MeV.

Il fascio di ioni pesanti, che entra nella camera, perde energia a poco a poco, e quindi, le interazioni con le particelle leggere possono avvenire a qualunque energia nell'intervallo $0 \leq E \leq E_{inc}$; questo dà la possibilità di misurare in un singolo run e in modo continuo, un'ampia regione della funzione di eccitazione, riducendo notevolmente il tempo di misura.

Nello spettro delle α di rinculo e quindi nella funzione di eccitazione che se ne deduce si possono evidenziare eventuali risonanze del sistema composto (ad esempio: ${}^9\text{Li} + \alpha \rightarrow {}^{13}\text{B}$); infatti, quando l'energia del proiettile corrisponde ad una risonanza del sistema composto, la sezione d'urto di scattering elastico aumenta drasticamente e può anche superare 1 b, così da rendere trascurabili i contributi non risonanti che hanno sezioni d'urto di alcuni ordini di grandezza più basse.

2.3 CINEMATICA DELLO SCATTERING ELASTICO (CONFRONTO TRA GEOMETRIA INVERSA E ORDINARIA)

E' noto come al variare dell'energia incidente varia anche il tipo di reazione: per energia sotto barriera Coulombiana prevale lo scattering

elastico, mentre per energie sopra barriera sono presenti anche altri tipi di processi (scattering inelastico, reazioni di trasferimento, reazioni profondamente inelastiche, ecc..)

Le relazioni cinematiche tra la geometria ordinaria e quella inversa, mettono in luce il fatto che l'energia delle particelle leggere rivelate è maggiore rispetto alla geometria ordinaria, per la stessa energia nel sistema di riferimento del c.m. .

Siano:

E_0 = energia del proiettile prima della collisione nella geometria inversa (sistema del laboratorio),

T_0 = energia del proiettile prima della collisione nella geometria ordinaria (sistema del laboratorio),

E_0' = energia nel c.m. nella geometria inversa,

T_0' = energia nel c.m. nella geometria ordinaria,

m = massa della particella leggera

M = massa della particella pesante

Θ = angolo di scattering della particella leggera nel sistema di riferimento del Laboratorio

E_3 = energia della particella leggera dopo la collisione nella geometria inversa (sistema del laboratorio),

T_3 = energia della particella leggera dopo la collisione nella geometria (sistema del laboratorio),

GEOMETRIA ORDINARIA	GEOMETRIA INVERSA
$T_0' = T_0 \frac{M}{m+M}$	$E_0' = E_0 \frac{m}{m+M}$
Se $T_0' = E_0'$, allora $\frac{E_0}{T_0} = \frac{M}{m} \equiv k$	
$T_3 = T_0 \left(\frac{m}{m+M} \right)^2 \left[\cos \Theta + \sqrt{k^2 - \sin^2 \Theta} \right]^2$	$E_3 = 4E_0 \frac{mM}{(m+M)^2} \cos^2 \Theta \quad (2.1)$
se $\Theta_{lab} = 0^\circ$ ($\Theta_{c.m.} = 180^\circ$)	
$T_3 = T_0 \left(\frac{m}{m+M} \right)^2 (k+1)^2$	$E_3 = 4E_0 \frac{mM}{(m+M)^2}$
Se $T_0' = E_0'$	
$\frac{E_3}{T_3} = 4 \frac{E_0}{T_0} \frac{mM}{(m+M)^2} \frac{(m+M)^2}{m^2(k+1)^2} = 4 \frac{k^2}{(k+1)^2}$	
$E_3 = 4 \frac{k^2}{(k+1)^2} T_3$	

Nel caso della reazione ⁹Li+ α , $E_3 = 1.92T_3$.

L'energia di eccitazione nel sistema composto $m + M$, è ottenuta come somma delle energie delle particelle m e M nel c.m più il Q -valore (energia di soglia).

$$T_{ex} = T_0 \frac{M}{M+m} + Q \Leftrightarrow E_{ex} = E_0 \frac{m}{M+m} + Q \quad (2.2)$$

Usando le equazioni (2.1), la (2.2) può essere espressa in termini di energia della particella misurata E_3 .

Nel caso di cinematica inversa, l'energia di eccitazione del sistema composto diventa:

$$E_{ex} = \frac{M+m}{4M \cos^2(\theta_{lab})} E_{cm} + Q$$

A causa delle basse energie coinvolte, può essere usata un'espressione non-relativistica.

2.4 RISOLUZIONE ENERGETICA PER IL METODO RSM SU TARGHETTA “INFINITA”

Considerando lo scattering risonante su targhetta gassosa infinita, si può facilmente stimare la risoluzione in energia per la rivelazione di nuclei rinculanti a 0° nel sistema di riferimento del laboratorio.

Supponendo che E sia l'energia dei nuclei pesanti del fascio e ΔE sia lo "straggling" in energia, prodotto dalla perdita di energia nel gas; tale "sparpagliamento" energetico ha come conseguenza un allargamento del picco corrispondente ad una data risonanza, in quanto ad una fissata energia corrispondono percorsi leggermente diversi.

L'intervallo percorso nel gas, Δx , è dato da:

$$\Delta x = \frac{\Delta E}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{HI}}$$

dove $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{HI}$ è l'energia specifica persa dagli ioni del fascio nel gas, che può essere approssimata dalla formula di Bethe-Bloch:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e E} m Z N \ln\left(\frac{4m_e E}{mI}\right) \quad (2.3)$$

I nuclei rinculanti leggeri hanno la stessa energia di risonanza a diverse distanze dal rivelatore. La risoluzione ε , corrispondente all'intervallo Δx , è data da:

$$\varepsilon = \Delta E \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{li}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{HI}}$$

considerando la formula di Bethe- Bloch e la reazione ${}^9\text{Li} + \alpha$, il rapporto tra le perdite di energia diventa:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_\alpha}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Li}} = \frac{\frac{m_\alpha z_\alpha^2}{E_\alpha}}{\frac{m_{Li} z_{Li}^2}{E_{Li}}} = \frac{m_\alpha}{m_{Li}} E_{Li} \frac{(m_{Li} + m_\alpha)^2}{4m_{Li} m_\alpha E_{Li}} \frac{z_\alpha^2}{z_{Li}^2} = \frac{(m_{Li} + m_\alpha)^2}{4m_{Li}^2} \frac{z_\alpha^2}{z_{Li}^2} = 0.23$$

In questo calcolo si è fatto uso della relazione di cinematica per lo scattering elastico:

$$E_\alpha = 4 \frac{m_\alpha m_{Li}}{(m_{Li} + m_\alpha)^2} E_{Li}$$

Considerando la relazione (2.3), la risoluzione ottenibile, nello spettro α , a causa di questo effetto é: $\varepsilon = 0.23 \Delta E$, dove ΔE è l'allargamento del fascio dovuto al processo statistico di perdita di energia. Questo valore ε tiene solo conto dello spreading in energia del fascio. Però, molti altri fattori influenzano la risoluzione. Per esempio la risoluzione del rivelatore, lo straggling delle particelle leggere nel gas, le dimensioni dello spot del fascio e quelle del rivelatore, ed infine la divergenza angolare del fascio. La risoluzione effettiva nel c.m. è sicuramente migliore della risoluzione nel sistema di riferimento del laboratorio.

Ovviamente, la risoluzione è peggiore non appena ci si allontana da 0° nel sistema di riferimento del laboratorio, a causa dell'allargamento cinematico.

CAPITOLO 3

LE REAZIONI $^{18}\text{O} + ^4\text{He}$ E $^9\text{Be} + ^4\text{He}$

3.1 DETTAGLI SPERIMENTALI

Il metodo RSM su targhetta “infinita” è stato ampiamente discusso nel secondo capitolo e verrà utilizzato nell’esperienza con i fasci di $^8,^9\text{Li}$. Per verificarne vantaggi e limiti il metodo è stato testato preliminarmente con fasci stabili. Ciò è servito anche per verificare il funzionamento dei rivelatori in atmosfera di Elio e per trovare le condizioni sperimentali che ottimizzino l’esperienza.

Tale esperienza, cui la scrivente ha partecipato, è stata realizzata presso i LNS di Catania nel Luglio del 2004. I dati provenienti dalle due reazioni $^{18}\text{O}+^4\text{He}$ e $^9\text{Be}+^4\text{He}$, sono stati analizzati dalla scrivente e confrontati con i dati sperimentali precedentemente pubblicati [Go 04] [Li 95][Go 73][Ta 65].

L'esperimento è stato eseguito utilizzando fasci stabili di ^{18}O e ^9Be , ad energie di circa 56 e 30 MeV rispettivamente, che, dopo essere stati accelerati dal SMP Tandem, sono stati inviati all'interno della camera di scattering (CT 2000) riempita di gas (^4He). Per simulare più efficientemente le caratteristiche di un fascio esotico, l'intensità dei fasci di ^{18}O e ^9Be è stata attenuata fino ad avere valori compresi tra 10^4 - 10^5 pps.

La pressione del gas e l'energia del fascio sono stati scelti in modo tale che il fascio venisse completamente arrestato prima di arrivare ai rivelatori posti in fondo alla camera.

Per gli eventi di scattering elastico la relazione tra l'energia della particella α rivelata e il punto di interazione nella direzione del fascio incidente (e quindi anche l'energia di interazione) è unica. Tuttavia, in questo tipo di reazione possono essere presenti anche eventi di scattering inelastico che sono stati separati da quelli elastici, attraverso misure del tempo di volo (TOF) tra l'istante in cui il fascio entra nella camera e l'istante in cui la particella rinculante arriva sul rivelatore. Per fare ciò, è stato necessario utilizzare un MCP posto davanti alla finestra di ingresso. Questo è reso possibile dalle piccole intensità di fascio usate.

Le particelle α rinculanti sono state rivelate grazie a due telescopi di rivelatori (ΔE - E) e un rivelatore E , montati in fondo alla camera stessa.

3.2 CAMERA DI SCATTERING

La camera circolare CT2000, che ha un diametro di circa 2 m, si è rivelata appropriata per questo tipo di misura, grazie alle sue dimensioni e alla sua versatilità.

Tra la camera e la linea di fascio è stata interposta una finestra a tenuta, costituita da un fogliolino di Kapton da $13\ \mu\text{m}$.

Il set-up di rivelazione è stato montato su bracci rotanti in fondo alla camera, e ha permesso di coprire un range angolare tra 0° e circa 20° rispetto al centro della camera. Si sono utilizzati tre ASPED arrays come rivelatori E e due rivelatori ΔE di spessore $65\ \mu\text{m}$, divisi in quattro quadranti. Due telescopi ΔE -ASPED, sono stati posizionati intorno a 0° e 10° rispetto alla direzione del fascio (asse z), mentre un altro array ASPED è stato montato a circa 20° (angoli misurati rispetto al centro della camera, fig.3.1). Ogni array è costituito da 12 Position Sensitive Silicon Detectors (PSSDs) di $500\ \mu\text{m}$ di spessore. I rivelatori E hanno una altezza maggiore dei rivelatori ΔE , e quindi, ai fini dell'analisi, non si sono considerate la prima e l'ultima strip degli ASPED; inoltre si è valutata l'area sensibile di questi ultimi, che risulta molto minore dell'area geometrica, a causa dello spessore morto presente tra una strip e l'altra (circa il 35%).

Il set-up sperimentale è mostrato in figura 3.1.

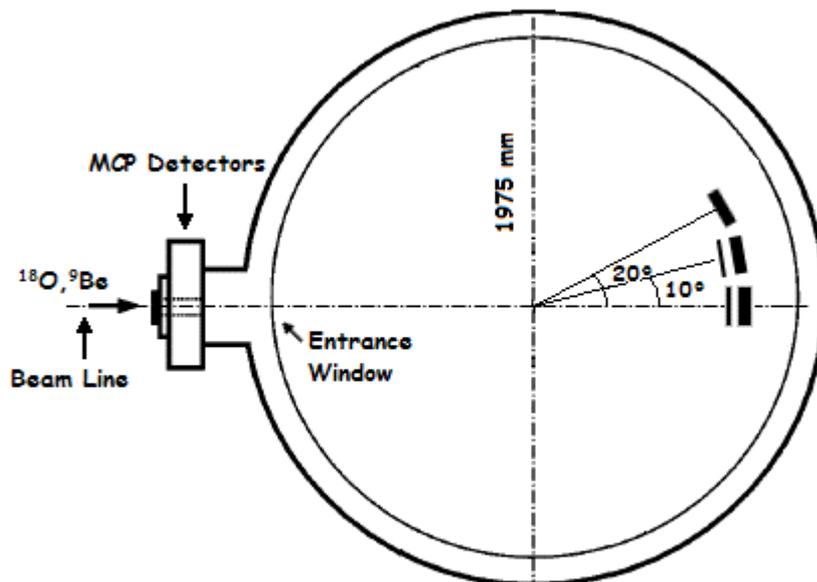


Fig. 3.1 : Set-up di rivelazione nella camera di scattering CT2000

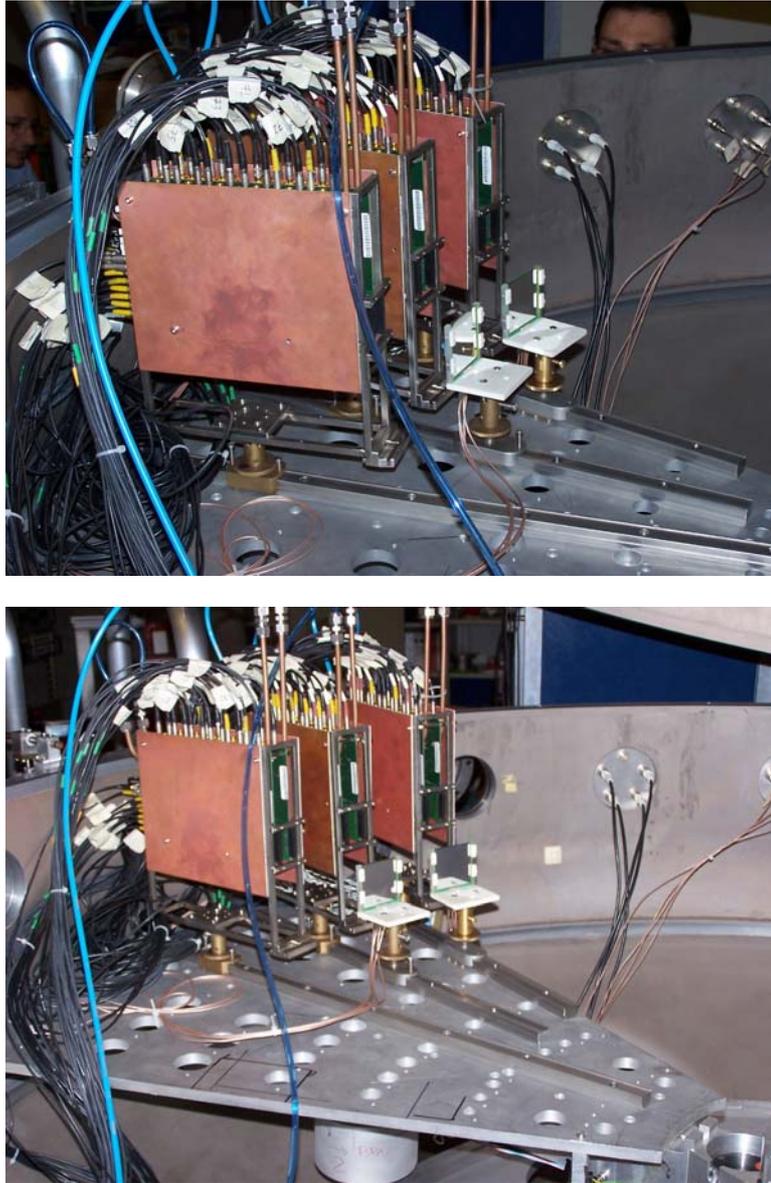


Fig. 3.1a : Rivelatori ΔE -E posizionati all'interno della camera

Il segnale del tempo di volo è stato ottenuto misurando l'intervallo di tempo che intercorre tra il segnale di start dato dal MCP, e il segnale di stop dato dalla rivelazione della particella alfa nel rivelatore ΔE .

Nell'esperimento sono stati utilizzati anche altri due rivelatori al silicio di $300\ \mu\text{m}$ ciascuno. Il primo è stato posto al centro della camera su un supporto metallico, il quale a sua volta era poggiato su uno stantuffo

(azionabile dall'esterno) capace di alzarsi e abbassarsi, e quindi di intercettare il fascio all'occorrenza.

Tale rivelatore è stato utilizzato nell'esperimento per stimare come varia l'energia del fascio al centro della camera all'aumentare della pressione e quindi misurare lo stopping power degli ioni nel gas.

Il secondo rivelatore è stato posizionato su un lato della camera di fronte ad una sorgente α a tre picchi (5.18, 5.48, 5.80 MeV) posta ad una distanza di 322mm. Con tale sistema sono state valutate le variazioni di pressione all'interno della camera dagli spostamenti dei tre picchi α nello spettro energetico. Il sistema sorgente-rivelatore è un sistema di controllo efficace, poiché permette di verificare il valore della pressione all'interno della camera e permette eventuali correzioni dei dati nel caso in cui avvengano variazioni rivelanti della pressione.

3.3 STRIP DETECTORS

In questo paragrafo sarà spiegato, a grandi linee, il principio di funzionamento dei rivelatori PSSDs; essi sono stati prodotti dal dipartimento R&D della ST-Microelectronics di Catania.

Ciascuna strip del rivelatore è ottenuta da un singolo wafer di silicio drogato di tipo-n, con una grande resistività ($\rho > 9000 \Omega \cdot \text{cm}$). Attraverso impiantazione ionica di atomi di B, si è ottenuto uno strato drogato di tipo-p che giace sulla parte anteriore e che agisce da anodo resistivo. Alle estremità dell'anodo p, sono stati creati due contatti di uscita in modo da dedurre informazioni di posizione dalla partizione del segnale di energia.

La sezione trasversale di questo tipo di rivelatore a posizione è mostrata in figura 3.2.

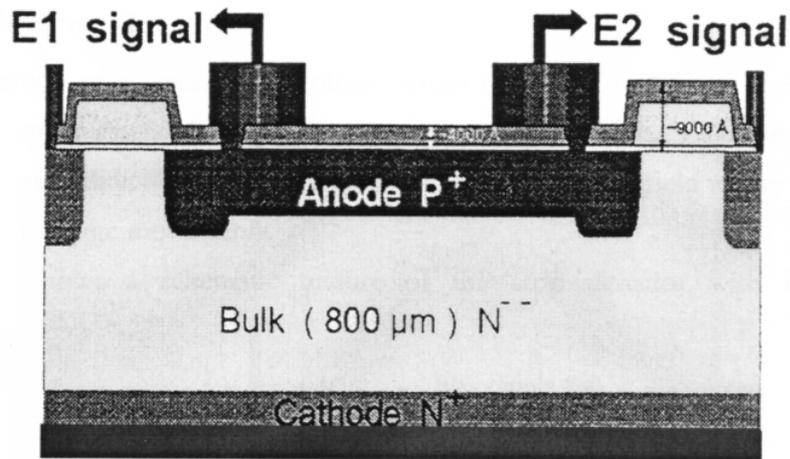


Fig. 3.2 : Sezione trasversale della strip del rivelatore

l'area totale è $5 \times 50 \text{ mm}^2$, mentre l'area sensibile della strip è $3.1 \times 48 \text{ mm}^2$. La capacità del rivelatore è circa 32 pF . La finestra di entrata del rivelatore è lo stesso anodo superiore.

La fig. 3.3 mostra lo schema della strip del rivelatore con le sue connessioni elettriche.

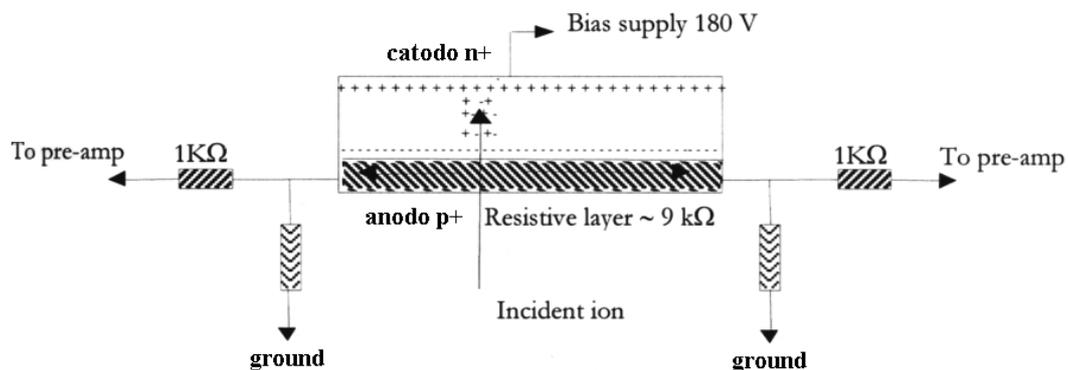


Fig. 3.3 : Schema della strip del rivelatore, con i suoi contatti elettrici

Non appena uno ione (nel presente caso una particella α) colpisce il rivelatore, si creano una serie di coppie elettroni-ioni che sono in numero proporzionale all'energia depositata.

Sia gli elettroni che gli ioni sono accelerati verso gli elettrodi del rivelatore, e si muovono con una velocità differente in base alla loro mobilità.

Il segnale viene prelevato dalla parte anteriore del rivelatore, cioè dal lato resistivo, attraverso i contatti che si trovano alla fine di ciascuna strip.

Ogni strip è collegata a massa da entrambe le estremità, secondo lo schema mostrato in fig.3.3, in modo che la carica “vede” due cammini la cui resistenza è proporzionale alla lunghezza lungo la strip. Come risultato si ha che la carica è divisa in due frazioni, ognuna delle quali è direttamente proporzionale alla distanza tra il punto di impatto della particella sul rivelatore e l'estremità della strip che raccoglie tale frazione di carica.

Si possono quindi determinare, il punto in cui lo ione colpisce il rivelatore e l'energia di questo ultimo.

Entrambe le estremità della strip sono collegate a due resistenze da $1\text{ K}\Omega$, che sono chiamate “di bilanciamento”. Se queste resistenze non fossero inserite, e una particella cadesse molto vicino ad una delle due estremità della strip, essa vedrebbe un cammino di resistenza quasi nulla e come conseguenza il segnale raccolto nell'altra estremità non sarà sufficientemente grande.

Le strip sono connesse a massa attraverso delle resistenze, che hanno un valore abbastanza grande da creare un bilanciamento tra i due segnali.

3.4 RIVELATORI MCP A DOUBLE-MIRROR

Un Microchannel Plate Detector (MCP) permette la rivelazione di raggi-X, radiazioni nell'ultravioletto ed anche particelle cariche. Grazie alla loro

risoluzione temporale, questi dispositivi, hanno oggi una vasta applicazione come ‘rivelatori di timing’; proprio questa loro prerogativa ha motivato la scelta di questo tipo di rivelatore per la misura del tempo di volo.

Un Microchannel plate non è altro che un insieme di amplificatori di elettroni miniaturizzati disposti parallelamente l’uno all’altro; esso è costituito da una guida di vetro contenente centinaia o anche migliaia di fori chiamati “canali”.

L’interno di ogni canale è ricoperto da materiale semiconduttore che serve per produrre elettroni secondari. Infatti, il processo di moltiplicazione avviene perché il vetro, di cui sono composti i canali, è drogato al piombo ed ha un coefficiente di emissione secondaria maggiore di uno, e, quindi, se colpito da un elettrone primario, riemette elettroni secondari in funzione dell’energia di collisione dell’elettrone primario.

I piani della guida sono rivestiti da particolari leghe metalliche in modo tale da poter mantenere una differenza di potenziale elevata tra parte superiore, a potenziale negativo (catodo), e parte inferiore, a potenziale positivo (anodo).

I MCP entrano in funzione quando un elettrone, penetrando in uno dei canali, viene accelerato al loro interno dalla differenza di potenziale applicata tra gli elettrodi e, urtando le pareti opportunamente rivestite, produce emissione di elettroni secondari; questi ultimi danno origine a processi dello stesso tipo fin quando non arrivano all’uscita del canale

Il MCP usato in misura presenta una geometria diversa rispetto a quello tradizionale; generalmente il fogliolino di Carbonio è inclinato di 45° rispetto alla direzione del fascio incidente, mentre, per il MCP utilizzato nell’esperimento test il fogliolino è posto perpendicolarmente ad esso, ed i plates sono inclinati di 45° . Inoltre, come si può esaminare dalla fig 3.4, non è presente una sola piastrina microcanale (cioè il sistema formato da due plate), ma sono presenti due piastrine, che formano due angoli di 39°

rispetto al fogliolino di Carbonio. La dipendenza dalla posizione del segnale in tempo viene rimossa grazie alla geometria del dispositivo.

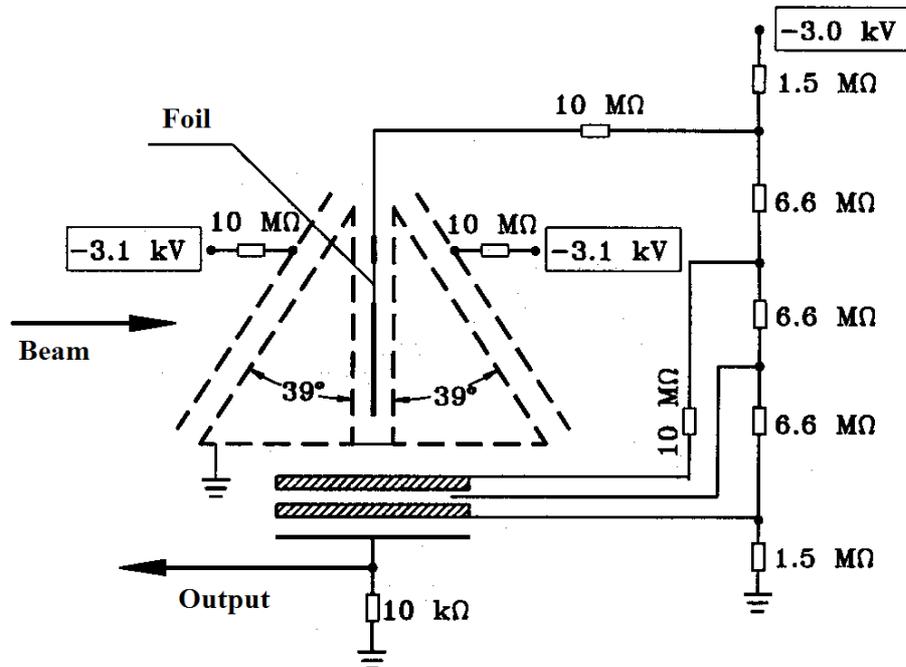


Fig. 3.4: Rivelatori MCP Double-Mirror

In questo modo i rivelatori MCP sono altamente simmetrici (hanno la stessa distanza dalla griglia di Ground su entrambi i lati del foglio di Carbonio), e questo riduce la deflessione elettrostatica dovuta al foglio, permettendo un'accuratezza per la base di volo di circa 0.3 mm. In questo modo si migliorano le “performances” di rivelazione delle particelle incidenti.

Esistono anche MCP con una sola piastrina microcanale inclinata rispetto al fascio, ed in questo caso si può migliorare l'efficienza del MCP solamente aumentando la tensione applicata ai plates; ma così facendo, si rischia di danneggiare il rivelatore e quindi di ridurre la vita media. A parità di tensione applicata, il MCP double-mirror ha un'efficienza

maggiore e una risoluzione in tempo migliore rispetto al caso con un single-mirror.

3.5 ELETTRONICA E ACQUISIZIONE DATI

L'elettronica associata ai rivelatori svolge alcune importanti funzioni base, come l'amplificazione dei segnali di carica depositati nei rivelatori, la formazione di segnali di tensione analogici che mantengono l'informazione sulla energia e di quelli logici che servono ad individuare gli eventi di interesse, abilitando il sistema di acquisizione che provvede alla loro lettura ed alla susseguente scrittura su supporto magnetico.

La Fig. 3.7, illustra la configurazione dell'elettronica utilizzata per la gestione dei segnali provenienti dai rivelatori.

3.5.1 CATENA ELETTRONICA DEI RIVELATORI AL SILICIO

Grazie all'utilizzo dei pre-amplificatori di carica, gli impulsi in carica provenienti dai rivelatori microstrip PSSDs, sono stati convertiti in impulsi di tensione; questi ultimi sono stati poi inviati verso gli amplificatori SILENA (761F), che forniscono in uscita 24 segnali per ciascun ASPED (due per ciascuna strip). I segnali energia provenienti dai due ΔE sono stati trattati in modo analogo, mentre i segnali tempo sono stati inviati a degli amplificatori veloci "Timing Filter Amplifier" TFA (474 ORTEC) e da questi ai discriminatori "Constant Fraction" CFD (934 ORTEC).

Infine tutti i segnali energia dei rivelatori al silicio sono stati inviati verso i canali degli ADC (peak sensitive, SILENA 4418/V) per essere digitalizzati.

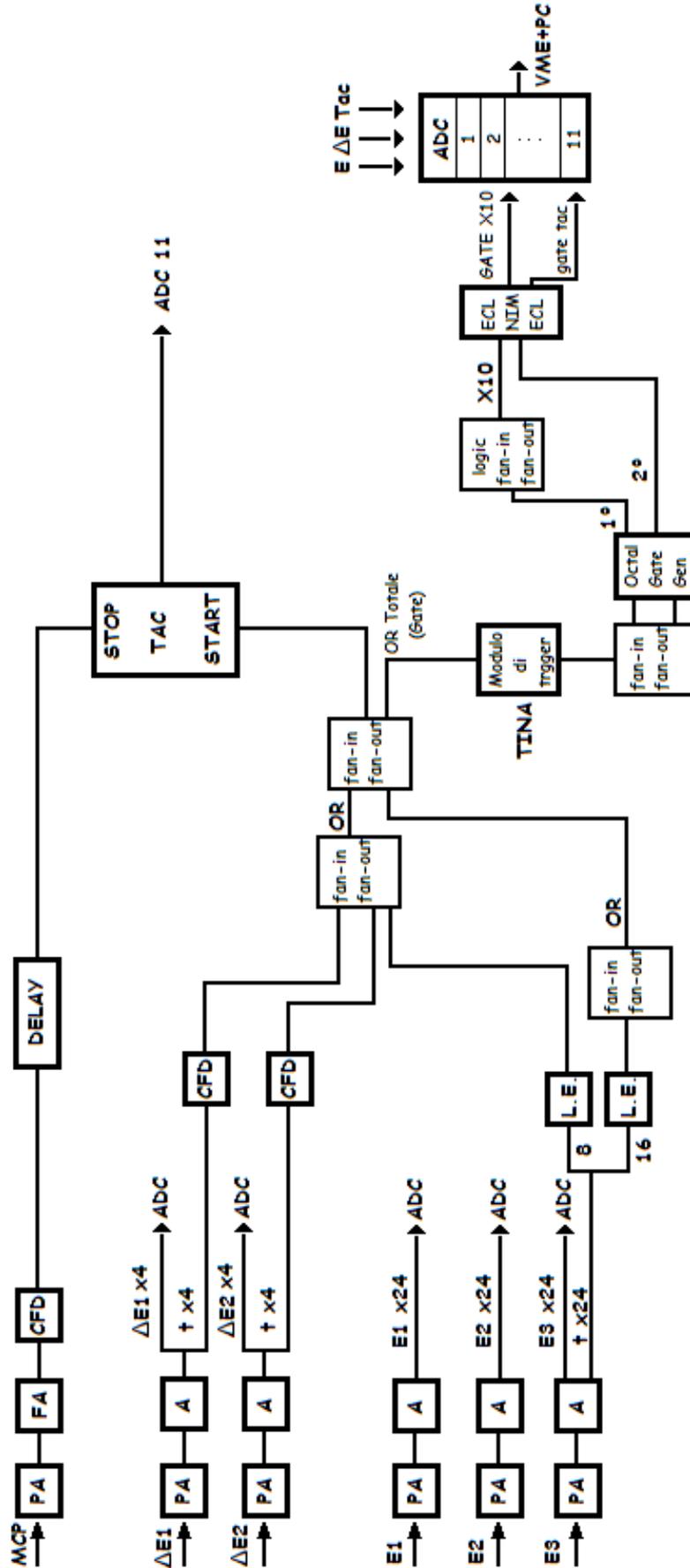


Fig. 3.7: Schema dell'elettronica

I segnali tempo del rivelatore E_3 (senza ΔE), sono stati prelevati dall'uscita tempo degli amplificatori SILENA (761F) e inviati ad un discriminatore "Leading Edge" (CAEN N413A). I segnali in uscita da tali discriminatori sono stati combinati con gli 8 segnali tempo dei rivelatori ΔE per ottenere un segnale (NIM) di OR totale, utilizzato per generare il segnale di gate per gli ADC. Tuttavia, per il rivelatore E_3 non è stata effettuata nessuna misura di TOF, a causa della scarsa risoluzione temporale dei segnali provenienti dalle strip.

Il segnale di OR-totale, è stato poi inviato al Modulo di trigger dell'acquisizione (TINA), grazie al quale è stato possibile gestire il tempo morto; infatti, se l'evento valido arriva nell'istante in cui il sistema si trova in tempo morto, esso non verrà acquisito, altrimenti il modulo TINA genererà un segnale in uscita che viene utilizzato per formare il gate agli ADC attraverso un Octal Gate Generator. Il segnale di gate viene suddiviso in due (in figura questi segnali sono stati etichettati come 1°, 2°). Di cui:

1°: gate per i segnali in energia (ADC 1...ADC 10)

2°: gate per il segnale del TAC (ADC 11)

3.5.2 CATENA ELETTRONICA DEL MCP

Nella misura del tempo di volo si è adoperata la "logica inversa", cioè il segnale di start e quello di stop sono stati invertiti, poiché il numero di particelle che arrivano al MCP, nell'unità di tempo, è di gran lunga superiore a quello che giunge ai rivelatori al Silicio; quindi, utilizzando il segnale del MCP come start e come trigger per l'acquisizione, si acquisirebbe un gran numero di eventi che hanno uno start, ma non hanno uno stop, in quanto ad essi non è associata una particella α scatterata.

Questo inconveniente può essere superato utilizzando il segnale del silicio come start e "triggerando" su di esso, dopo aver ovviamente ritardato il

segnale del MCP che comunque temporalmente lo precede. Infatti, come si vede in figura 3.7, il segnale del MCP, opportunamente ritardato, è stato inviato allo stop di un TAC, mentre il segnale di OR totale, ottenuto dalla combinazione dei segnali tempo dei rivelatori ΔE , è stato adoperato come start.

Il TAC (Time to Amplitude Converter) è un dispositivo che fornisce un segnale analogico di ampiezza proporzionale al tempo che intercorre tra il segnale di start e quello di stop. Il segnale analogico in uscita, da tale convertitore, è stato poi mandato ad un canale dell'ADC 11, che si può vedere dallo schema dell'elettronica, per essere convertito.

3.5.3 SISTEMA DI ACQUISIZIONE

Il ruolo del sistema di acquisizione è quello di convertire i segnali analogici amplificati che provengono dai rivelatori in forma digitale, per poi essere registrati su un nastro magnetico per l'analisi off-line.

Il sistema comprende tre parti principali:

- Una workstation SUN, che estrae le informazioni che viaggiano sulla rete e fornisce un'interfaccia-utente per l'organizzazione e il controllo del sistema e anche per la visualizzazione on-line degli spettri.
- Un crate CAMAC su cui sono posizionati i moduli ADC e TINA che riconosce l'evento "buono" che poi verrà letto.
- Un crate VME che contiene la Control Processor Unit (CPU) che stabilisce la coordinazione totale del sistema in cui è inclusa il controllo della scrittura dati sul nastro.

L'analisi di dati è stata eseguita con l'utilizzo di PAW (Physical Analysis Workstation).

CAPITOLO 4

ANALISI DEI DATI

4.1 CALIBRAZIONI

La prima fase dell'analisi dei dati acquisiti ha riguardato la calibrazione dei rivelatori. Durante i run di calibrazione ogni rivelatore PSSD è stato coperto da una mascherina metallica con un certo numero di fenditure verticali (griglia), e sono stati analizzati gli eventi corrispondenti alla reazione a due corpi $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ per un'energia del fascio di 30 MeV. Durante tali run i rivelatori ΔE sono stati rimossi. La calibrazione dei quadranti dei rivelatori ΔE è stata eseguita in maniera standard, con una sorgente α a tre picchi e con l'aiuto di un impulsatore per individuare gli offset. Il loro piccolo spessore, infatti, non permette di arrestare completamente le α che provengono dalla $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$.

La calibrazione dei rivelatori a strip necessita invece di una procedura particolare che riguarda sia la posizione che l'energia.

Nella matrice di figura 4.1 sono riportati, relativamente ad una strip, gli eventi in corrispondenza dei valori di Pr e Pl, che sono i segnali di posizione prelevati dai due estremi della strip. In tale figura, si evidenzia una distribuzione degli eventi che segue la cinematica del canale, e ogni linea (linea cinematica del processo) corrisponde ad un dato stato eccitato del ^{20}Ne (i più evidenti sono indicati in fig. da 1,2,3). Quindi, ognuno dei punti appartenenti a quella linea corrisponde ad un dato angolo a cui viene rivelata la particella. Tale angolo si può determinare poiché si conosce il passo della griglia e la distanza a cui si trova il rivelatore. Noto l'angolo, dal calcolo di cinematica si può determinare l'energia.

Nel paragrafo successivo è presentato un metodo originale per calibrare le strip dei rivelatori, grazie al quale si può ottenere in modo semplice il valore dell'energia e una stima più accurata dell'angolo di emissione a partire dai due segnali posizione.

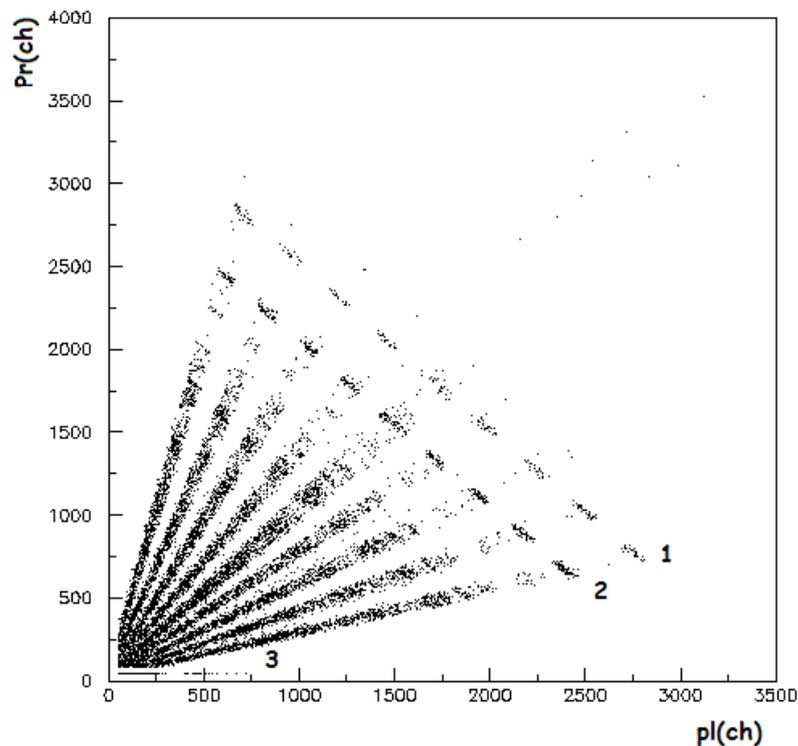


Fig. 4.1: Matrice Pr%Pl, dove Pr e Pl corrispondono ai segnali posizione rispetto agli estremi di una strip del rivelatore PSSD.

4.1.1 CALIBRAZIONE DELLE STRIP

Come spiegato precedentemente nella sezione 3.3, l'energia e la posizione della particella incidente, sul PSSD, possono essere ottenuti estraendo il segnale in carica proveniente da entrambe le estremità della strip.

Lo ione, urtando la superficie del rivelatore, crea un numero di coppie elettrone-lacuna, e poiché per creare ciascuna coppia è richiesta una data quantità di energia, per ogni unità di energia depositata sarà prodotta una carica fissata. Quindi, nei rivelatori al silicio, l'energia depositata E è proporzionale alla carica creata: $E = \frac{Q}{q}$ dove q è la carica prodotta per unità di energia.

Lo schema elettrico del rivelatore è mostrato in fig 4.2.

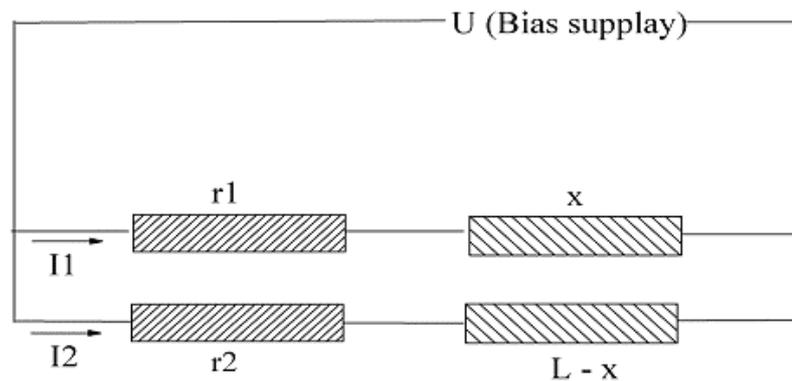


Fig. 4.2 : Schema elettrico del rivelatore; x e $L-x$ sono le resistenze proporzionali ai due cammini sulla strip, relativamente al punto di impatto della particella. $r1$ e $r2$ rappresentano le altre resistenze che si incontrano nel circuito (cioè della combinazione tra rivelatore e pre-amplificatore)

La corrente di ionizzazione i è data dalla somma: $i = i_1 + i_2$, e quindi, anche il segnale in carica Q si divide in due segnali, q_1 e q_2 , che vengono raccolti da entrambi i lati della strip; ignorando qualsiasi perdita di carica, sarà:

$$Q = q_1 + q_2$$

Così, i segnali in carica passando prima dal pre-amplificatore, che li trasformano in segnali di tensione, e poi dall'amplificatore arrivano all'ADC, che li digitalizza.

Nel caso in cui la risposta dei rivelatori e dell'elettronica sia lineare valgono le seguenti relazioni:

$$q_1 = i_1 \cdot k_1 = a_1 + b_1 \cdot P_1 \tag{4.1}$$

$$q_2 = i_2 \cdot k_2 = a_2 + b_2 \cdot P_2$$

dove k_1 e k_2 sono i tempi con cui il segnale in carica attraversa le resistenze (di solito questi tempi sono uguali).

Quindi, se $E = \frac{Q}{q}$, si ha:

$$E = A_1 \cdot P_1 + A_2 \cdot P_2 + A_3 \tag{4.2}$$

Per determinare il valore dell'energia calibrata si devono stimare i tre parametri della (4.2).

Considerando la matrice $P_r \% P_l$, in fig. 4.1, ciascun evento è caratterizzato da due valori di posizione, e quindi da una data energia, che, come detto, è

ottenibile dal calcolo di cinematica. Quindi facendo lo stesso discorso per varie energie, si possono ricavare i tre parametri dell'equazione (4.2) da un best-fit lineare dei valori di calibrazione.

Una volta effettuata la calibrazione in energia, si procede alla calibrazione in posizione.

Dalla fig 4.2, si può vedere come:

$$U_{bias} - U_{loss} = (r_1 + x) \cdot i_1 = (r_2 + L - x) \cdot i_2 \quad (4.3)$$

dove $U_{bias} - U_{loss}$ rappresenta la variazione di potenziale causata dal passaggio della particella all'interno del rivelatore.

Dall'equazione (4.1) si può scrivere:

$$i_1 = \frac{(a_1 + b_1 \cdot P_1)}{k_1} \quad (4.4)$$

$$i_2 = \frac{(a_2 + b_2 \cdot P_2)}{k_2}$$

Considerando l'equazione (4.3): $(r_1 + x) \cdot i_1 = (r_2 + L - x) \cdot i_2$, e sostituendo i valori di i_1 e i_2 trovati attraverso le (4.4), si possono determinare le coordinate:

$$x = \frac{P_2 \cdot (r_2 + L) / k_2 - P_1 \cdot r_1 \cdot b_1 / k_1 + L \cdot a_2 / k_2 - r_1 \cdot a_1 / k_1}{(a_1 + b_1 \cdot P_1) / k_1 + (a_2 + b_2 \cdot P_2) / k_2}$$

Se $k_1 = k_2$:

$$x = \frac{(r_2 + L) \cdot P_2 - r_1 \cdot b_1 \cdot P_1 + L \cdot a_2 - r_1 \cdot a_1}{a_1 + b_1 \cdot P_1 + a_2 + b_2 \cdot P_2} = \frac{B_2 \cdot P_2 - B_1 \cdot P_1 + B_3}{E}$$

dove il valore di E è già stato determinato dalla calibrazione in energia.

Come nel caso della calibrazione in energia, determinando i parametri B_1 , B_2 e B_3 , si determina il valore della posizione calibrata.

4.2 METODO DI ANALISI

I dati dell'esperimento, immagazzinati in nastri magnetici, sono stati "spacchettati" attraverso un programma di lettura ed analisi "Chigen", grazie al quale sono stati creati dei file .hbook contenenti le ntuple di variabili da esaminare.

I file sono stati, poi, analizzati attraverso il programma PAW (Physics Analysis Workstation), che consente anche una presentazione grafica dei dati ed un'analisi statistica e matematica.

Come detto precedentemente, poichè il processo dominante da studiare è quello di scattering elastico, occorre selezionare tra tutte le particelle arrivate al rivelatore quelle di interesse ai fini dell'analisi.

La prima selezione che occorre fare riguarda il tipo di particelle che giungono ai rivelatori. A causa della pressione del gas in camera, solo particelle più penetranti dei proiettili possono giungere ai rivelatori. Dalle matrici $\Delta E-E$ di ciascun rivelatore (una è riportata in fig 4.3) si è osservato che si tratta, nella quasi totalità, di sole particelle α . Qualche evidenza di idrogenoidi è presente nella parte bassa delle matrici, ma con intensità che possono essere trascurate. Allora anche per le particelle che si fermano nel rivelatore a trasparenza e che quindi non vengono identificate, si è supposto

che si tratti solo di particelle α . Quindi tutti gli eventi rivelati riguardano processi di scattering elastico o inelastico.

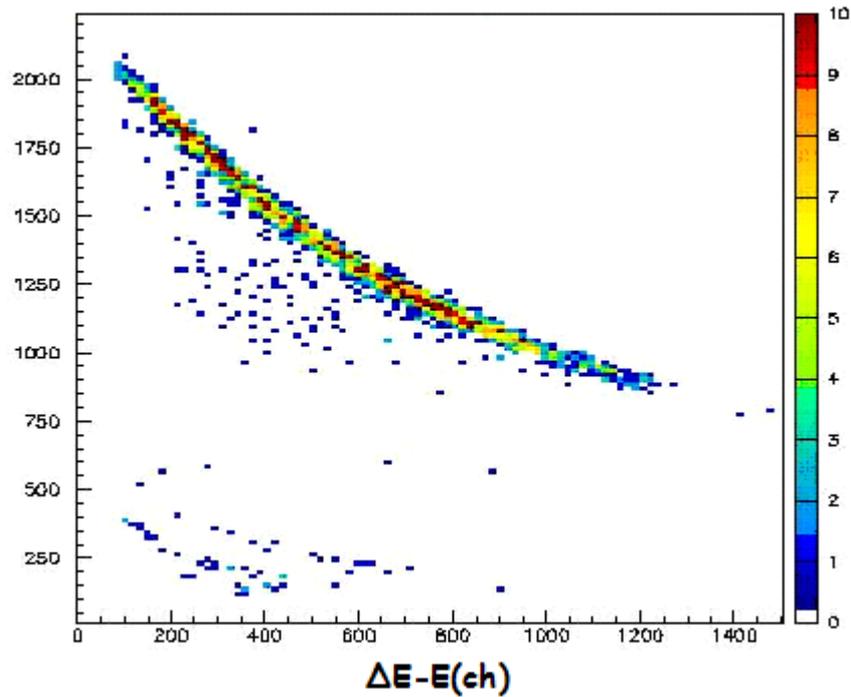


Fig 4.3: Esempio di matrice ΔE - E della reazione ${}^9\text{Be} + \alpha$

L'utilizzo del MCP come rivelatore di timing ha permesso di discriminare gli eventi di scattering elastico, da quelli di scattering inelastico. Infatti, può avvenire che due particelle α prodotte da meccanismi diversi raggiungano i "rivelatori di stop" (rivelatori ΔE) con la stessa energia. Ad esempio, in figura 4.4, è mostrato l'urto tra proiettile e bersaglio, con $M > m$ (come nel caso delle reazioni prese in esame). E' possibile che in seguito all'urto, sia nel caso di scattering elastico che inelastico, la particella α venga rivelata con la stessa energia E' in uno dei telescopi montati alla fine della camera. Perché si verifichi questa condizione, occorre ovviamente che le due collisioni avvengano in punti diversi della direzione del fascio.

Dall'analisi dello spettro energetico non si può ottenere alcuna informazione sul tipo di reazione che ha prodotto la particella rinculante, e

quindi per differenziare i due processi occorre effettuare misure di tempo di volo.

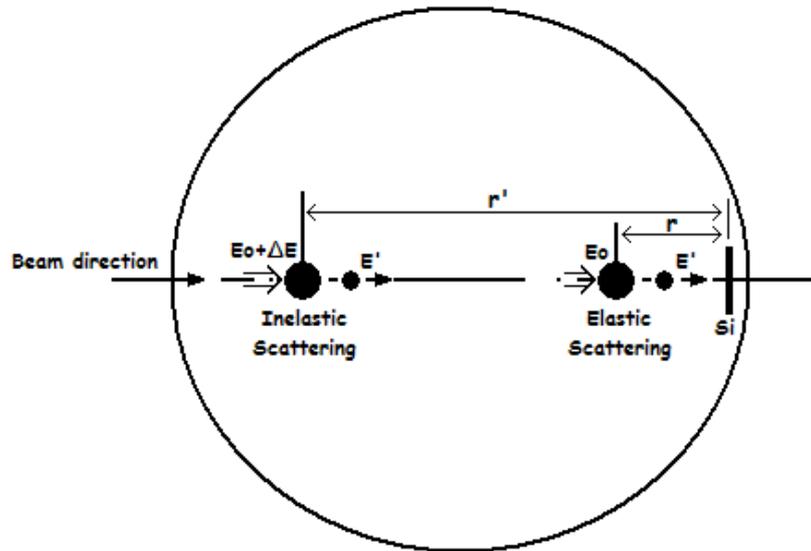


Fig 4.4 : Scattering elastico e inelastico

Nel caso di scattering elastico l'energia cinetica totale si conserva, quindi la somma delle energie cinetiche prima e dopo l'urto deve essere uguale:

$$\frac{1}{2}Mv_1^2 + \frac{1}{2}mv_2^2 = \frac{1}{2}M(v_1')^2 + \frac{1}{2}m(v_2')^2$$

(dove le quantità con l'apice sono quelle dopo l'urto).

L'energia E' , come si vede in figura, rappresenta l'energia residua con cui la particella arriva al rivelatore, dopo aver percorso un tratto r all'interno della camera, in seguito a scattering elastico.

Nel caso di scattering inelastico, invece, parte dell'energia cinetica si converte in energia di eccitazione di uno o entrambi i nuclei coinvolti. Nel caso dei processi in esame l'eccitazione riguarda solamente il nucleo

proiettile, poiché per il bersaglio di ${}^4\text{He}$ i primi stati eccitati si trovano oltre i 20 MeV, e quindi non sono raggiungibili con la nostra energia di fascio.

Detta E^* questa parte di energia impiegata per l'eccitazione, si può scrivere:

$$\frac{1}{2}Mv_1^2 + \frac{1}{2}mv_2^2 = \frac{1}{2}M(v_1')^2 + \frac{1}{2}m(v_2')^2 + E^*$$

Per questo processo la particella rinculante può essere rivelata con un'energia E' , se dopo l'urto ha percorso un tratto r' diverso da r . Nell'evento inelastico, l'energia persa per eccitazione è compensata dalla minore perdita complessiva di energia delle particelle (proiettile + rinculo) nel gas. Nel caso di scattering elastico, il tempo intercorso tra l'ingresso del proiettile nella camera e la rivelazione della particella alfa di rinculo, è maggiore rispetto al processo di scattering inelastico. La differenza di tempo di volo è più grande per eccitazioni maggiori.

In figura 4.5 è riportata la matrice $T_{\text{tac}}-\Delta E$ per la reazione ${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$; come si può osservare la risoluzione temporale ottenuta in misura ($\Delta t \sim 1$ ns) è sufficiente per discriminare i processi di scattering elastico da quelli di scattering inelastico. Occorre notare, come si vede in fig. 4.5, che a parità di energia rivelata, il T_{tac} per lo scattering elastico risulta minore che per l'inelastico, in quanto si è utilizzata la logica inversa, cioè come detto nel paragrafo 3.5, come segnale di start si è usato quello proveniente dal rivelatore ΔE , ritardato di un tempo t_0 , e come segnale di stop quello proveniente dal MCP.

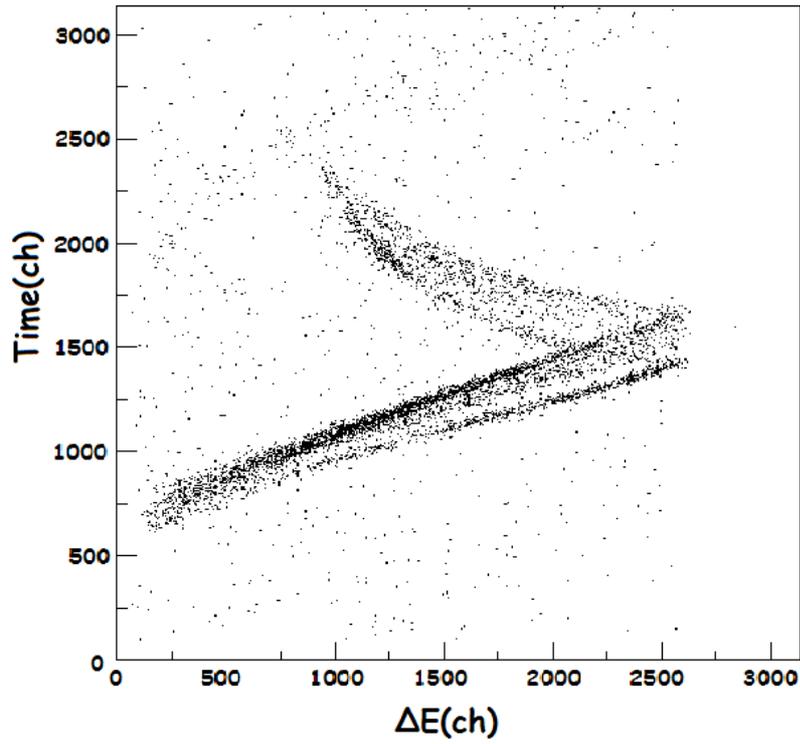


Fig 4.5 : Matrice $T_{\text{tac}}-\Delta E$, ottenuta dalla reazione ${}^9\text{Be} + {}^4\text{He}$

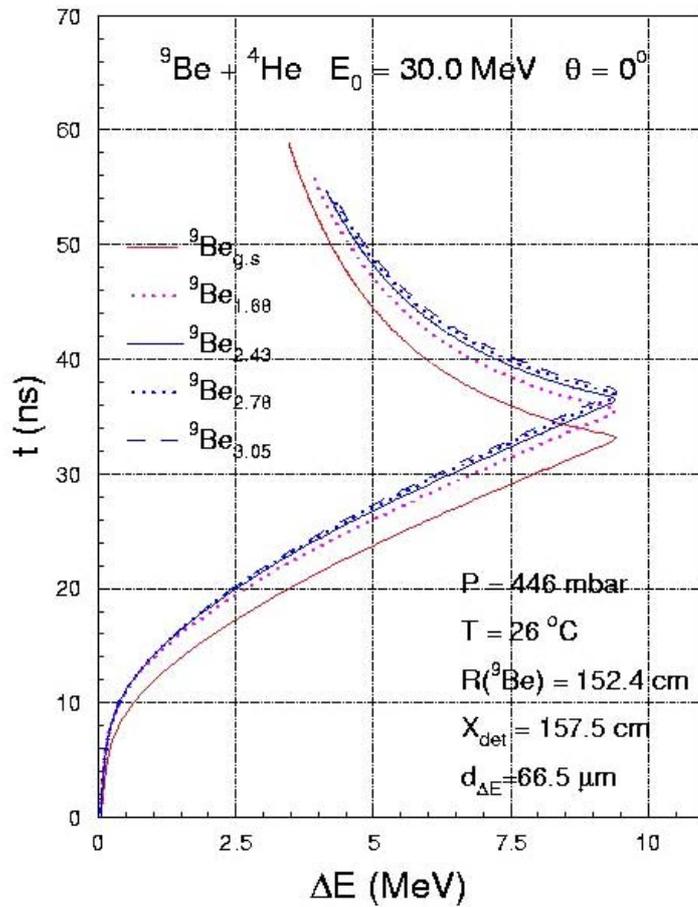


Fig. 4.6 : Matrice $T_{\text{tac}}-\Delta E$, determinata dal calcolo di cinematica

Per tale procedimento vale la relazione tra i tempi:

$$T_{tof} = t_0 - T_{tac}$$

e quindi per valori maggiori di ΔE , come si vede in fig. 4.5, il tempo T_{tac} è maggiore, anche in realtà il tempo di volo è ovviamente minore.

Un semplice calcolo di cinematica, che tiene conto delle perdite di energia, ed effettuato considerando le nostre condizioni sperimentali, è presentato in fig. 4.6. La corrispondenza con i punti sperimentali di fig. 4.5 è evidente.

4.3 CALCOLO DEL PUNTO DI INTERAZIONE E SEZIONE D'URTO

Per ricostruire la funzione di eccitazione del processo di scattering a partire dallo spettro α misurato, occorre risalire dall'energia dell' α all'energia del proiettile per ciascun evento, che a sua volta, è legata alla posizione lungo la direzione del fascio, in cui è avvenuta l'interazione. Tale posizione, nella reazione di scattering elastico $^{18}\text{O}+^4\text{He}$, è stata calcolata campionando il range massimo del fascio (cioè il percorso massimo che il fascio può effettuare nel gas) in tanti intervallini in ognuno dei quali può avvenire un evento di scattering, e calcolando per quel determinato evento la cinematica e le perdite di energia. Di seguito è riportata la descrizione dettagliata di ciò che è stato realizzato.

Supponendo, inizialmente, che l'interazione tra proiettile e particella α avvenga in un punto che si trova a 0.1 cm dalla finestra di ingresso, in tale spessore il nucleo incidente perde parte della sua energia iniziale (E_0) pari a

δE ; dopo l'urto, l'energia a disposizione del sistema ($E_r = E_0 - \delta E$) viene ripartita tra i prodotti di reazione. La particella α diffusa elasticamente, ad un angolo θ , prosegue lungo la camera perdendo energia nel gas, fino ad arrivare al primo rivelatore al Silicio (a trasparenza), e se essa ha energia sufficiente, attraversa tale rivelatore, e giunge al rivelatore più spesso che arresta il suo moto.

Occorre anche tenere in conto che la particella α subisce un'ulteriore perdita di energia tra il primo rivelatore sottile e il secondo più spesso, poiché è presente un strato di gas tra i due.

Grazie al programma SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter), che calcola tutte le perdite di energia nei vari strati (gas e silicio), si può ottenere alla fine l'energia della particella α per quel determinato evento di scattering. SRIM calcola la perdita specifica di energia e il range degli ioni nella materia, utilizzando una trattazione quanto-meccanica per le collisioni ione-atomo, in cui è anche inserita una descrizione della struttura atomica del materiale bersaglio. Inoltre per dedurre i parametri dell'interazione tra lo ione incidente e il mezzo attraversato, SRIM usa una serie di dati sperimentali di perdita di energia degli ioni nei solidi o nei gas. La maggior parte di tali dati si riferisce a ioni H o He. Questo approccio dunque risulta più affidabile della usuale trattazione semiclassica del processo di frenamento degli ioni in un mezzo.

Supponendo che la reazione di scattering avvenga ora in un punto a 0.2 mm e rifacendo lo stesso discorso di prima, si ottiene alla fine la perdita di energia e l'energia della particella α per quest'altro evento di scattering. E così via per tutti gli altri intervallini a 0.3cm, 0.4cm..., cioè si varia il punto di interazione di 0.1mm alla volta fino al punto in cui il fascio si ferma. Tutte le quantità calcolate in questo processo sono poi riportate in una tabella contenente la posizione lungo la direzione del fascio in cui si suppone sia avvenuta la reazione, l'energia dello ione incidente al momento

della collisione, l'energia residua della particella α , il tempo di volo, l'angolo a cui viene rivelata la particella α e l'angolo solido sotteso. Nella fase di analisi, ogni energia della particella rivelata viene confrontata con quelle della tabella e, dopo eventuale interpolazione, si può risalire a tutti i valori dei parametri relativi ad ogni evento.

La sezione d'urto, per il canale 'i', nel sistema di riferimento del c.m. è data dalla formula:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} \right)_i = \frac{1}{4 \cos \psi_i} \frac{N_i}{I} \frac{1}{\Delta\Omega_i} \frac{1}{N_{ti}}$$

dove:

ψ_i è l'angolo a cui viene rivelato il nucleo rinculante (particella alfa),

N_i è il numero di eventi per il canale i,

I è il numero di particelle nel fascio,

$\Delta\Omega_i$ è l'angolo solido sotteso dal rivelatore,

N_{ti} è il numero effettivo di particelle bersaglio per unità di superficie (atomi/cm²)

$\frac{1}{4 \cos \psi_i}$ deriva dal rapporto tra gli angoli solidi $\frac{\Delta\Omega_i}{\Delta\Omega_{cm}}$; ψ_i e $\Delta\Omega_i$ sono

calcolati dal punto in cui è avvenuta l'interazione mediante il procedimento sopra descritto.

N_{ti} è dato dalla formula:

$$N_{ti} = \frac{N_A v}{M_{mol}} t_i$$

dove:

N_A è il numero di Avogadro,

v è il numero di atomi in una molecola di gas,

M_{mol} è la massa di una grammo-molecola di gas (g/mol),

t_i è l'effettivo spessore del bersaglio (g/cm^2)

A proposito dello spessore t_i occorre ricordare che, se la funzione di eccitazione viene costruita a passo costante di energia del proiettile, tale passo corrisponde a spessori di bersaglio diversi a secondo del punto in cui è avvenuta l'interazione, a causa della non linearità delle perdite di energia.

4.4 LA MISURA DELLA PRESSIONE

In questo tipo di analisi si devono tenere in considerazione molti fattori, tra i quali il fatto che l'energia depositata nei rivelatori deve essere corretta in base all'energia persa dalle particelle α nel gas, che dipende, a sua volta, dall'energia del proiettile che ha prodotto quell'evento di scattering, e quindi dall'energia persa dagli ioni pesanti del fascio incidente.

Il risultato dell'analisi dipende dunque, in maniera cruciale, dal calcolo delle perdite di energia degli ioni nel gas, e quindi dipende dal tipo di calcolo effettuato e dalla accuratezza della misura della pressione.

Un aspetto delicato dell'apparato sperimentale, che si cercherà di ottimizzare per l'esperimento futuro, riguarda dunque la misura della pressione.

Durante l'esperimento con il fascio di ^{18}O , alcuni run di misura sono stati effettuati inviando il fascio sul rivelatore al silicio posto al centro della camera (descritto nel capitolo 3) e precedentemente calibrato in energia. Aumentando poco alla volta la pressione all'interno della camera, si sono misurate le perdite di energia del fascio nel gas. Si sono quindi confrontate tali perdite di energia, con i calcoli effettuati da SRIM (cioè variando la

pressione che è un dato di input di SRIM, si è cercato di ottenere le stesse energie misurate dal rivelatore posto al centro della camera). Si sono osservate delle differenze troppo grandi perché fossero attribuibili al solo calcolo della perdita di energia, inducendo a dubitare del misuratore di pressione in dotazione, presente nella camera di scattering. L'errore nella misura della pressione è presumibilmente un errore sistematico dovuto allo strumento usato, quindi l'unico rimedio per correggerlo è il confronto con uno strumento più affidabile. Tale procedura è stata realizzata *a posteriori* con l'impiego di un manometro a capacimetro pre-calibrato che, secondo il costruttore, presenta un'accuratezza del 0.2 %.

Il confronto è riportato in figura 4.7. La retta corrisponde al fit dei valori di pressione misurati con il manometro 'new' P_y (capacimetro), e con quello 'old' P_x (testina piezo-elettrica). Si può osservare che la relazione è essenzialmente lineare (il termine quadratico è trascurabile) e la pressione P_x è sistematicamente più bassa di P_y di quasi 70 mb. Supporremo nel seguito che le pressioni misurate dal manometro 'new' siano effettivamente quelle più affidabili.

Riportando nel grafico 4.7, i valori di pressione utilizzati come input di SRIM per riprodurre le perdite di energia misurate del ^{18}O , in funzione della pressione P_x misurata durante la misura diretta di perdita di energia, si ottengono i punti indicati dai 'cerchietti' rossi. Questi valori sono più in accordo con quelli misurati con il manometro 'new', tuttavia, come si può notare, all'aumentare della pressione P_x , i 'cerchietti' si allontanano e deviano dalla retta del fit. Si è allora tenuta in considerazione la possibilità della presenza di aria nella camera. Tale ipotesi è fondata sul fatto che le misure in questione sono state effettuate a distanza di oltre 24 ore dall'ultimo cambio di gas in camera, e si era osservato che nel frattempo la pressione era aumentata di circa il 2%.

Rifacendo i calcoli con SRIM e considerando una percentuale di aria del 2.1% in pressione nella camera, si vede che i punti si riportano sulla retta ('pallini' rossi).

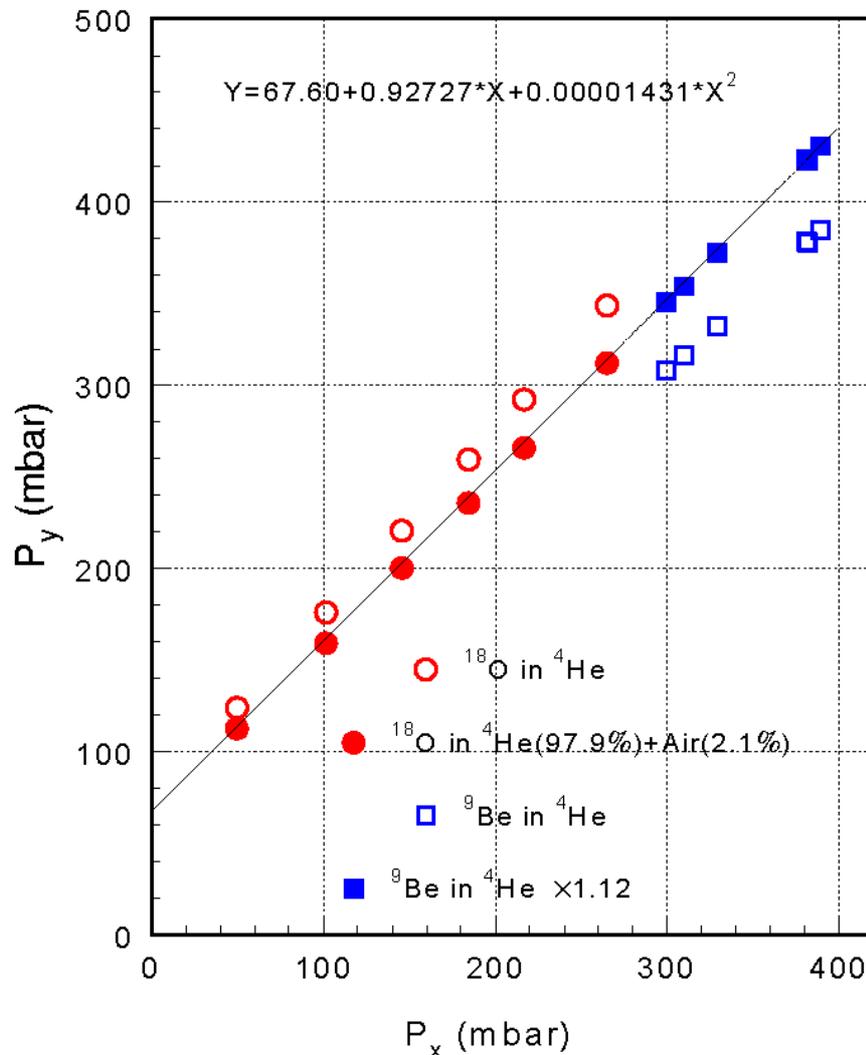


Fig. 4.7 : Confronto delle pressioni misurate dai due manometri, in rosso sono i dati relativi all' ^{18}O e in blu quelli relativi al ^9Be .

La contaminazione di aria nel gas, può essere dovuta a diversi fattori, tra i quali :

- “degassaggio” dei cavi; infatti, a causa dell’alto numero di cavi utilizzati all’interno della camera per il trasporto dei segnali, durante la fase di

vuoto, “bolle” d’aria possono essere rimaste intrappolate all’interno degli stessi cavi e dei connettori per poi essere rilasciate durante l’esperimento,

- difetti nella tenuta da vuoto dei connettori passanti e delle flange.

Anche per il ^9Be è stato seguito lo stesso procedimento.

Come si può vedere dal grafico la corrispondenza tra i valori di pressione misurati durante l’esperimento (P_x), e quelli determinati dalla misura di perdita di energia, utilizzando SRIM (P_y), cadono sotto la retta del fit (‘quadratini’ vuoti blu). In questo caso non si può ipotizzare la presenza di aria all’interno della camera, in quanto queste misure furono effettuate subito dopo il riempimento con il gas di ^4He , e comunque la presenza di aria avrebbe un effetto opposto, come nel caso del ^{18}O . Anche in questo caso, l’andamento dei punti si mantiene parallelo alla retta del fit, quindi si può dedurre solo che questo shift, che è stato valutato essere del 12%, sia dovuto ai calcoli di perdita di energia effettuati con SRIM. In effetti i dati sperimentali di perdite di energia del ^9Be usati da SRIM, sono pochi e presentano un ‘buco’ nel range di energie di nostro interesse, cioè non esistono dati sperimentali vicino a queste energie e quindi SRIM interpola tra dati a più alta e più bassa energia.

Un ulteriore conferma della probabile inadeguatezza dei calcoli di SRIM nel caso del ^9Be proviene dal confronto tra la funzione di eccitazione della reazione $^9\text{Be}+^4\text{He}$, misurata nel presente lavoro, e i dati disponibili in letteratura; questo effetto verrà descritto meglio nel paragrafo 4.6.

4.5 FUNZIONE DI ECCITAZIONE PER LA REAZIONE $^{18}\text{O} + \alpha$

La funzione di eccitazione ricostruita per lo scattering elastico $^{18}\text{O} + \alpha$ intorno a 0° nel sistema di riferimento del laboratorio, è mostrata in fig. 4.8. Tale funzione di eccitazione può essere confrontata con quella misurata da V. Z. Goldberg *et al.*, fig. 4.9, in cui si è utilizzata la stessa tecnica di misura (RSM su bersaglio spesso) [Go 04]. Come si vede dal confronto delle due figure, la struttura della funzione di eccitazione di Goldberg *et al.* è pienamente riprodotta dalla nostra e le energie dei picchi sono circa le stesse soprattutto a basse energie di eccitazione (tra 14-16 MeV). Per esempio il picco 1, indicato sul grafico, ha un picco corrispondente alla stessa energia (15.12 MeV). Dal confronto delle larghezze di tali picchi emerge, inoltre, che la risoluzione energetica nel nostro caso è leggermente peggiore di quella di Goldberg *et al.*

Per energie più alte i due picchi (2 e 3) a 19.36 e 19.70 MeV, sono spostati di circa 200 keV rispetto ai corrispondenti della fig. 4.9 (dove appaiono ad energie di circa 19.15 e 19.45 MeV). Si può ipotizzare che tale discordanza sia una conseguenza del diverso modo con cui sono state calcolate le perdite di energia, che, come detto prima, rappresentano un elemento critico nella ricostruzione della funzione di eccitazione. Nella nostra analisi, il calcolo delle perdite di energia è stato effettuato, come detto, utilizzando il programma SRIM, mentre nell'articolo di Goldberg *et al* non è presente nessuna informazione su tale calcolo, e come è noto programmi diversi possono concordare in alcune regioni di energia e discordare in altre.

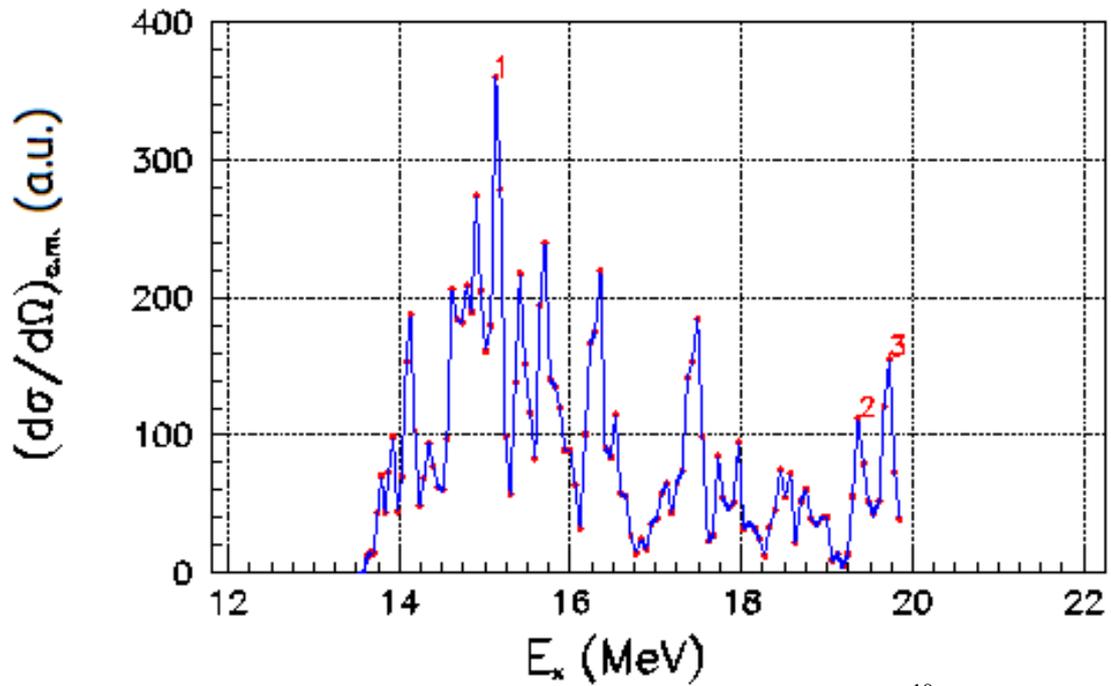


Fig 4.8: Funzione di eccitazione per la reazione di scattering elastico $^{18}\text{O} + \alpha$ a 0° nel laboratorio (dati presenti).

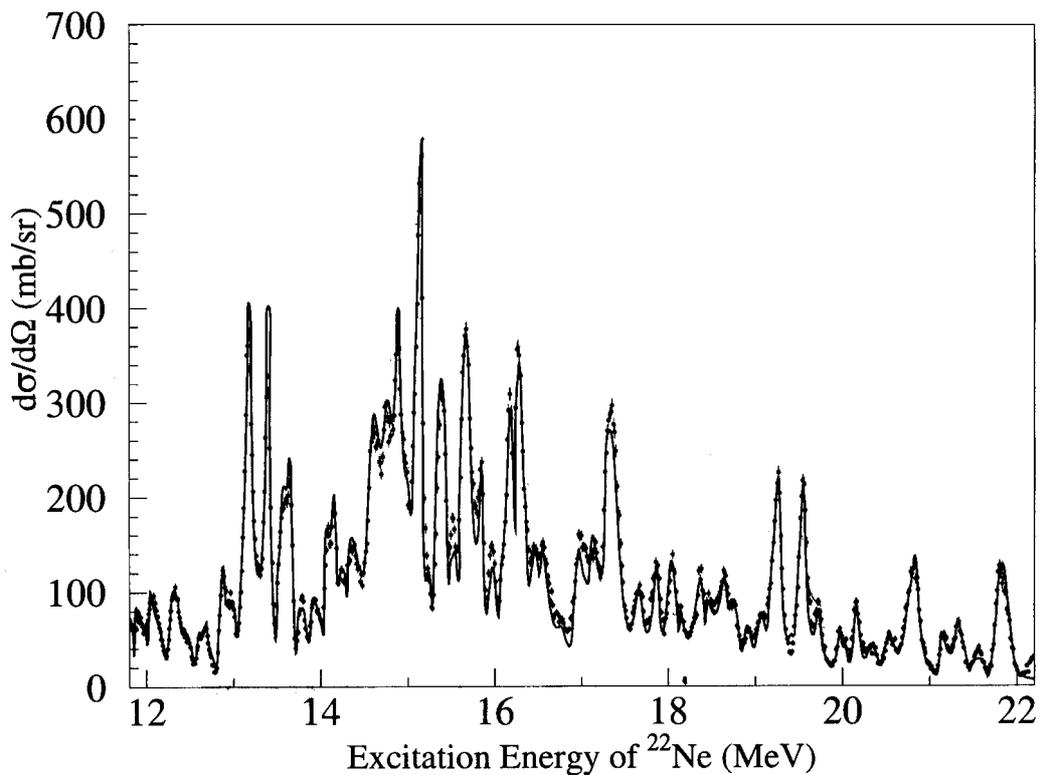


Fig 4.9 : Funzione di eccitazione per la reazione di scattering elastico $^{18}\text{O} + \alpha$, a 0° nel laboratorio (dati da Go 04).

Si deve tener presente, inoltre, che la valutazione delle perdite di energia nella nostra analisi, è più affidabile per la particella α piuttosto che per l' ^{18}O , in quanto gran parte dei dati sperimentali su cui si basa SRIM riguarda le perdite di energia delle α .

Dal momento che le perdite di energia delle α pesano molto di più per gli eventi che si verificano vicino alla finestra di ingresso, quindi a più alta energia del proiettile, la parte più alta della nostra funzione di eccitazione dovrebbe essere più affidabile.

Un'altra differenza importante tra le due funzioni di eccitazione è che in quella di Goldberg *et al.* sono presenti anche eventi di scattering inelastico, mentre, nel presente lavoro tali eventi sono stati eliminati attraverso le misure del tempo di volo (paragrafo 4.2). Questo consente di stabilire che effettivamente la reazione di scattering elastico, è quella che ha permesso di popolare i livelli osservati del sistema nucleare intermedio, che in questo caso sono quelli del ^{22}Ne . Tuttavia, la contaminazione della funzione di eccitazione, con eventi di scattering inelastico, porterebbe al più alla presenza di picchi 'spuri', che non si vede come possano determinare uno spostamento in energia degli altri picchi.

La forma della funzione di eccitazione si ripropone anche nella misura effettuata con il secondo telescopio posto attorno a 10.15° rispetto al centro della camera, che purtroppo non si può confrontare direttamente con altri dati in quanto quelli di Goldberg *et al.* sono relativi solo alla funzione di eccitazione a 0° . Comunque, l'andamento è ancora simile a quello della misura a 0° .

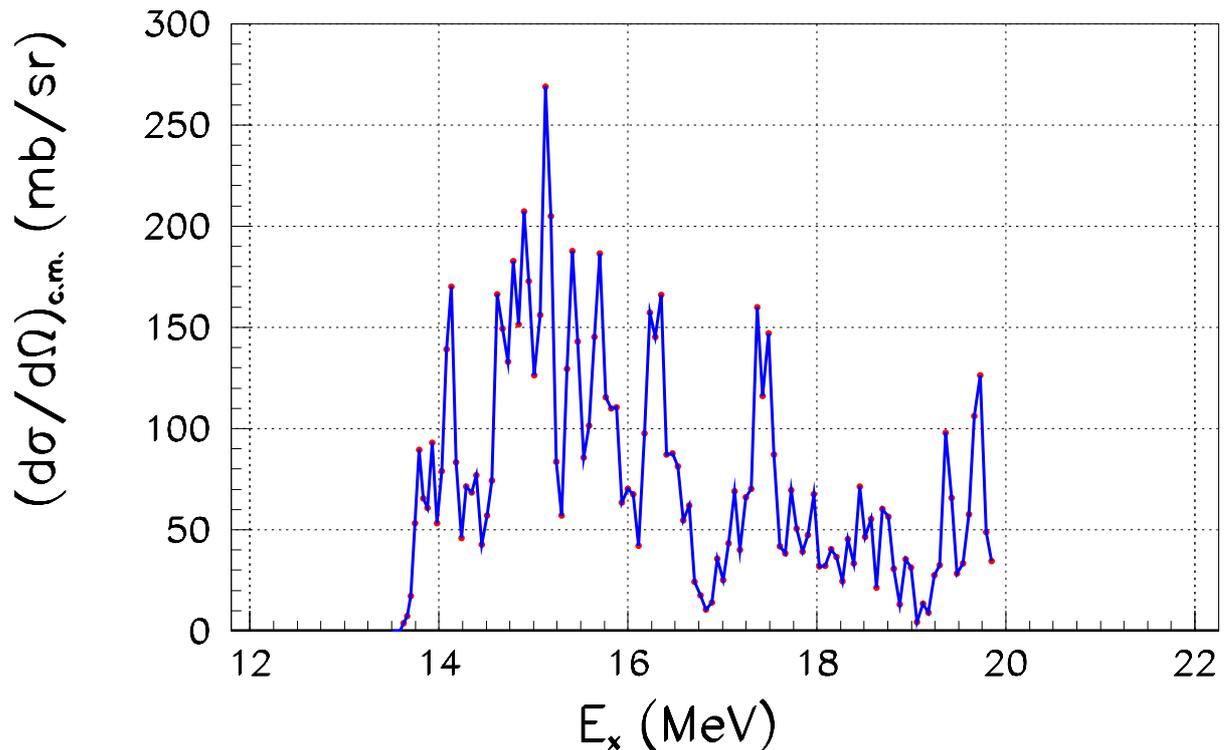


Fig. 4.10 : Funzione di eccitazione per la reazione di scattering elastico $^{18}\text{O} + \alpha$ (a 10.15° rispetto al centro della camera)

4.6 FUNZIONE DI ECCITAZIONE PER LA REAZIONE $^9\text{Be} + \alpha$

Un'analisi simile è stata portata a termine anche per la reazione $^9\text{Be} + ^4\text{He}$.

Nella figura 4.11 e 4.12 sono riportati gli spettri di energia totale sia delle particelle che si fermano nei rivelatori ΔE , che di quelle che passano tale rivelatore e si fermano nel rivelatore E attorno a 0° e 10.15° (angoli misurati rispetto al centro della camera). Anche in questo caso i dati sono stati ottenuti selezionando gli eventi di solo scattering elastico nella matrice $T_{\text{tac}}-E$ (Fig.4.5).

I dati sperimentali sono stati confrontati con quelli di J. Liu [Li 95] e J. D. Goss [Go 73] per le stesse energie nel sistema del c.m. da 2 a 4.8 MeV (fig.4.11).

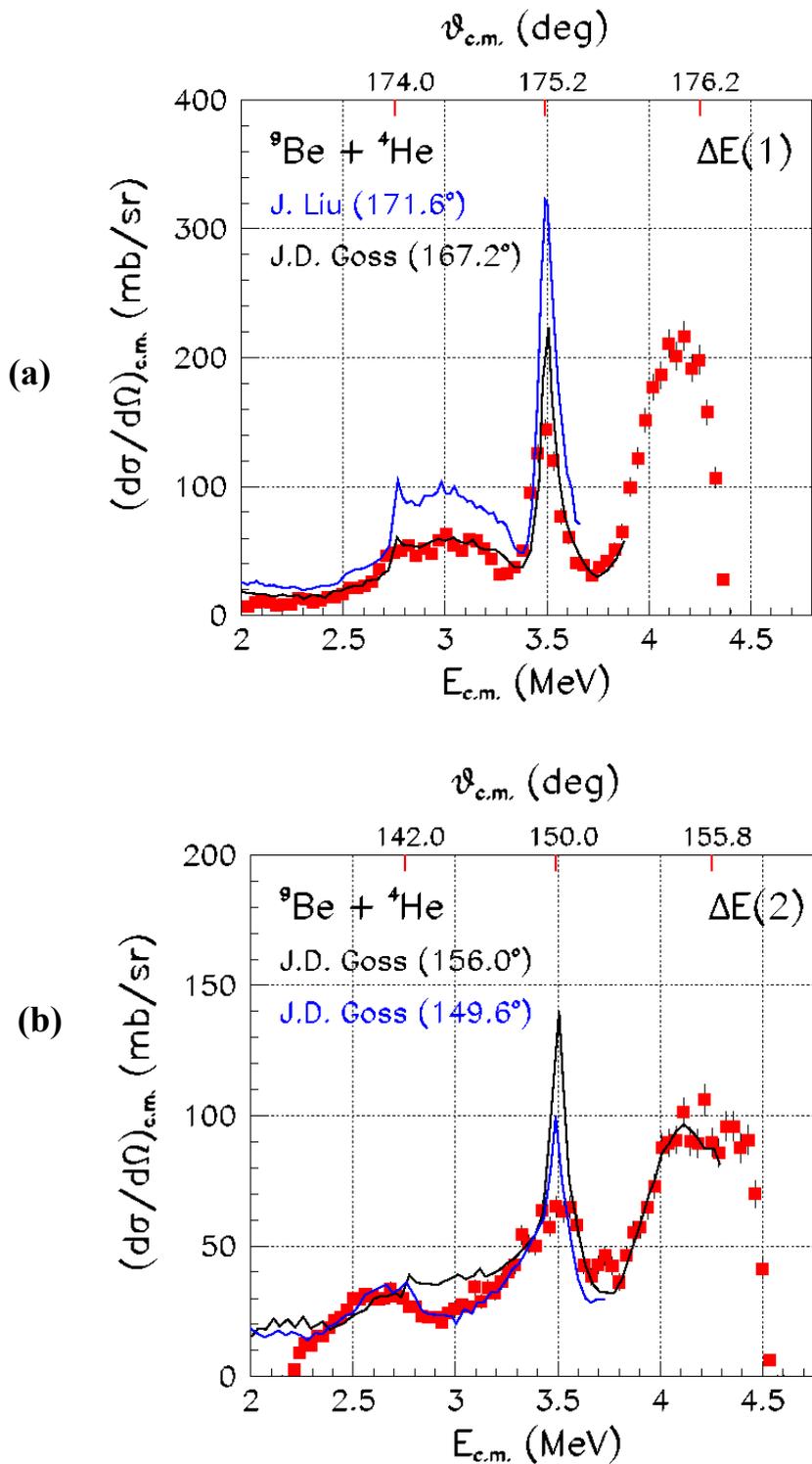


Fig. 4.11 : Funzione di eccitazione per la reazione ${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$ per energie nel c.m. tra 2 e 4.8 MeV, per le particelle che si fermano nei rivelatori ΔE posizionati a 0° (a) e a 10.15° (b) (angoli misurati rispetto al centro della camera), e confronto con i dati di J. Liu e J. D. Goss *et al.* La scala in alto mostra il range angolare coperto dai rivelatori nel presente esperimento, nel sistema di riferimento del c.m.

In entrambi i lavori citati sono riportati i dati che riguardano la reazione di scattering elastico della particella α su un bersaglio sottile di ${}^9\text{Be}$, in cinematica diretta, in cui la funzione di eccitazione è stata ottenuta variando a piccoli passi l'energia del fascio. In questa regione di energia, la funzione di eccitazione risulta dominata essenzialmente da un solo picco a 3.5 MeV che è stato interpretato, sia da Goss che da Liu, come una risonanza di nucleo composto. I nostri dati riescono a riprodurre perfettamente posizione e larghezza di tale risonanza solo se si correggono le perdite di energia del ${}^9\text{Be}$, determinate con SRIM, per quel 12% dedotto sperimentalmente come descritto nel paragrafo 4.4.

Nella figura 4.12, invece, il confronto è stato fatto con i dati di R. B. Taylor [Ta 65] in un range di energie nel c.m. tra 4 e 10 MeV, cioè per le particelle che, nel nostro esperimento, vengono trasmesse attraverso il rivelatore sottile e sono fermate nel secondo stadio.

In questo caso la funzione di eccitazione riportata in [Ta 65] riproduce abbastanza bene la posizione della risonanza larga intorno a 7 MeV, anche se il confronto è stato fatto ad angoli diversi (la misura di Taylor è stata eseguita a 154.0° nel sistema di riferimento del c.m., mentre nel nostro caso a $\theta_{cm} \sim 178^\circ$).

Come si vede in fig. 4.12(a), a causa dell'effetto di distribuzione angolare la risonanza di Taylor è molto più bassa rispetto a quella misurata nel nostro esperimento, mentre nella fig. 4.12(b) la discrepanza è minore, poiché in questo caso i nostri dati si riferiscono ad angoli attorno a $\theta_{cm} = 168^\circ$.

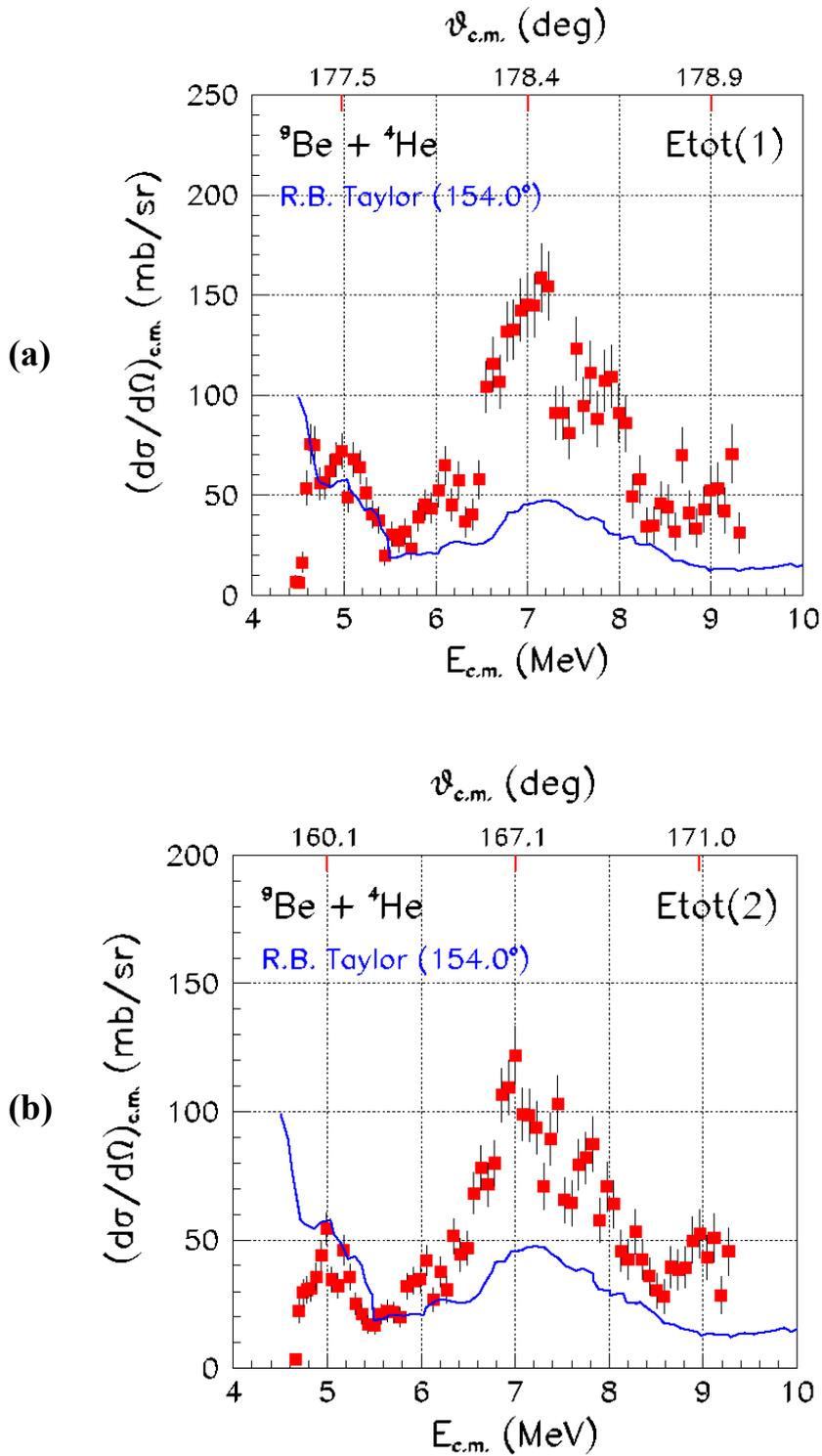


Fig. 4.12 : Funzione di eccitazione per la reazione ${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$ per energie nel c.m. tra 4 e 10 MeV, per le particelle che si fermano nei rivelatori E e posizionate a 0° (a) e a 10.15° (b) (rispetto al centro della camera), e confronto con i dati di R. B. Taylor *et al.*. La scala in alto mostra il range angolare coperto dai rivelatori nel presente esperimento, nel sistema di riferimento del c.m.

Da questo confronto emerge dunque una buona affidabilità del metodo RSM in cinematica inversa da noi usato. La funzione di eccitazione misurata in condizioni di rapporto (massa-proiettile)/(massa-bersaglio), simile a quella delle reazioni che ci permetteranno di studiare stati a cluster nel $^{12,13}\text{B}$, presenta una risoluzione in energia confrontabile con quella degli esperimenti eseguiti con apparati standard. Resta la necessità di misurare preliminarmente le perdite di energia per gli ioni incidenti, a maggior ragione per ^8Li e ^9Li per i quali non esistono dati in assoluto, per dare affidabilità alle funzioni di eccitazione dedotte dagli spettri delle α .

CAPITOLO 5

PROGRAMMA DI SIMULAZIONE 'MONTECLAD'

In questo capitolo sarà presentato il programma di simulazione Monte Carlo, "MONTECLAD", sviluppato dalla scrivente, che simula un processo di scattering elastico nelle nostre condizioni di misura, e verrà utilizzato, come detto in precedenza, per ricostruire la funzione di eccitazione di scattering elastico dallo spettro α misurato. Un vantaggio di questo programma risiede nella sua versatilità, poiché, cambiando i parametri (come energia del fascio, massa proiettile, massa bersaglio, Q di reazione, ecc..) attraverso un file di input, può essere utilizzato per vari processi oltre a quelli particolari di scattering che sono di nostro attuale interesse.

Il programma Monteclad è ancora in fase di completamento, quindi non è stato possibile presentare un confronto diretto con i dati sperimentali, in quanto devono ancora essere inseriti alcuni effetti quali perdita di energia del fascio nel fogliolino di carbonio del MCP, perdita di energia e

straggling nella finestra di ingresso (Kapton), divergenza del fascio e risoluzione dei rivelatori.

Prendiamo in esame la simulazione dello scattering elastico $^{18}\text{O}+^4\text{He}$. Evento per evento viene estratto il punto in cui avviene l'interazione tra proiettile e bersaglio grazie ad un generatore di numeri random, che estrae un numero tra 0 e 1 con una probabilità costante; tale numero è poi moltiplicato per lo spessore di massimo attraversamento del fascio nel gas.

In seguito all'estrazione, il programma procede al calcolo di perdita di energia del fascio di ^{18}O nello spessore di gas di ^4He precedentemente determinato. Lo stopping power dE/dx in funzione dell'energia non è una funzione lineare; quindi il calcolo di perdita di energia, viene effettuato suddividendo la distanza a cui è avvenuta la reazione in tanti intervallini dx (es. 1000), in cui lo stopping power può essere considerato costante. Per ciascuno di questi intervallini la perdita di energia viene determinata moltiplicando la funzione $dE/dx(E)$ per quella frazione dx . Questo viene fatto all'interno di un 'loop', che permette alla fine di ottenere la perdita di energia del fascio fino al punto di scattering. La funzione $dE/dx(E)$ è stata estratta preliminarmente da un fit dei dati di perdita di energia di ^{18}O su elio, calcolati utilizzando SRIM.

Supponendo che la distribuzione angolare per il processo di scattering elastico sia isotropa nel sistema del c.m., viene utilizzato nuovamente il generatore di numeri random per l'estrazione dei due angoli θ e φ (in coordinate polari), che danno le direzioni angolari della particella α . Per ottenere una distribuzione isotropa, l'angolo φ viene estratto con una probabilità costante tra 0 e 2π , mentre per l'angolo θ viene estratta la funzione $\arccos(1-2 \cdot RR)$, dove RR è un numero random tra 0 e 1. Prima del calcolo di perdita di energia, delle particelle α nel gas, il programma verifica se la retta che indica la direzione di emissione della particella α , intersechi o meno il piano del rivelatore ΔE , cioè se è verificato che il

punto di intersezione si trovi all'interno dei quattro vertici del rivelatore. Solo se è vera questa condizione, l'evento continua ad essere processato, altrimenti viene scartato. Questo controllo serve a risparmiare tempo di calcolo, in quanto sono prese in considerazione nei calcoli successivi solo le particelle α che hanno la giusta direzione di moto per essere rivelate. Successivamente, viene calcolato lo spessore di gas attraversato e la perdita di energia della particella α nel gas prima di raggiungere il rivelatore ΔE . La funzione $dE/dx(E)$ viene estratta ancora da un altro fit, eseguito stavolta sui dati di perdita di energia calcolati con SRIM per α su Elio.

La particella α che giunge al rivelatore non 'vedrà' lo spessore reale del rivelatore, ma lo spessore attraversato dipenderà dall'angolo a cui è stata emessa la particella. In tale spessore attraversato, viene quindi calcolata la perdita di energia della particella α nel Si, con la stessa procedura di prima, ma utilizzando una funzione ottenuta dal fit dei dati di perdita di energia delle particelle α in Silicio.

Le particelle α che attraversano tutto il rivelatore ΔE , attraversano anche uno strato di gas in cui perdono una ulteriore quantità di energia, e infine arrivano al rivelatore al Silicio E che arresta il loro moto. In modo analogo viene calcolata la perdita di energia nello strato di gas e viene verificato se effettivamente le particelle arrivano al rivelatore E o si fermano nello spessore interposto tra i due rivelatori ΔE e E.

Un altro effetto che viene considerato all'interno del programma è lo straggling, sia energetico che angolare. Nei paragrafi successivi è studiato in maggior dettaglio tale effetto.

L'intero programma è riportato in appendice.

5.1 STRAGGLING

Il fenomeno dello stragglings, cioè dell'allargamento del fascio sia in energia che in angolo, deve essere tenuto in considerazione per simulare correttamente il processo di scattering.

Lo stragglings ha una distribuzione gaussiana ed in letteratura si trovano alcune formule analitiche, di seguito riportate, che permettono di determinare la larghezza σ di tale distribuzione in funzione dell'energia persa dagli ioni nell'attraversare il mezzo.

Nel programma si è tenuto conto dello stragglings, calcolando evento per evento la σ della distribuzione in energia e in angolo associata alla perdita di energia (sia d_{per} il fascio che per la particella α). Dallo stragglings angolare si determina l'allargamento del fascio sia trasversale che longitudinale (se l'asse z indica la direzione del fascio, lo stragglings è calcolato lungo gli assi x e y). Note le σ delle distribuzioni, un generatore di numeri random estrae con probabilità gaussiana la nuova energia ($E \pm \Delta E$), dove E è l'energia persa in quell'evento, ΔE è lo stragglings, e le nuove coordinate sono x e y , che saranno distribuite attorno a $x = 0$ e $y = 0$.

Per capire quale fosse la formula più appropriata da inserire nel programma è stato eseguito un confronto tra i valori di stragglings (angolare ed energetico) ottenuti da varie espressioni riportate in letteratura [Ch 76] e [Ma 68], e quelli calcolati attraverso i programmi LISE++ e SRIM. Purtroppo dal confronto tra SRIM e LISE++, mostrato nella tabella, emerge come i valori per lo stragglings in energia, in posizione e angolare, non abbiano un buon accordo.

Il motivo di ciò è da ricondurre al modo in cui SRIM calcola lo stragglings; questo programma, infatti, non si basa su formule analitiche, ma su risultati di un codice Monte Carlo (TRIM), che simula il processo tra lo ione e il

mezzo, associando a questo una certa sezione d'urto del processo. Purtroppo, tale calcolo, non può essere utilizzato direttamente all'interno del programma, poiché, come visto prima, serve una formula analitica che dia il valore della larghezza della gaussiana. LISE++, invece, si basa su formule riportate in [Ba 02], quindi nel programma Monteclad si è preferito utilizzare queste ultime.

	DISTANZA IN cm							
	20		40		90		100	
	SRIM	LISE	SRIM	LISE	SRIM	LISE	SRIM	LISE
STRAGGLING ENERGETICO σ (MeV)	0.081	0.065	0.098	0.095	0.220	0.160	0.240	0.178
STRAGGLING IN POSIZIONE σ (cm)	0.015	0.006	0.05	0.02	0.21	0.07	0.27	0.08
STRAGGLING ANGOLARE σ (GRADI)	0.07	0.17	0.19	0.24	0.35	0.36	0.54	0.38

5.1.1 STRAGGLING ENERGETICO

La valutazione delle perdite di energia di particelle cariche che attraversano un certo materiale è stata oggetto di molti studi sia teorici che sperimentali, mentre lo stragglings energetico di tali particelle è meno studiato.

Lo straggling in energia deriva dalle fluttuazioni statistiche dei processi di perdita di energia a cui le particelle sono soggette mentre attraversano il materiale preso in esame.

Quando un proiettile di carica Z_1 penetra all'interno di un mezzo con una velocità v , esso perde energia in seguito agli urti con gli elettroni degli atomi del materiale. Come detto prima, questi urti hanno una natura statistica e producono una dispersione nell'energia del proiettile. Tale dispersione (rappresentata da una distribuzione Gaussiana) può essere determinata attraverso Ω^2 , che è definita come la deviazione quadratica media della distribuzione energetica per unità di lunghezza.

La prima e importante teoria che descrive lo straggling energetico Ω è quella di N. Bohr, in cui sono prese in esame particelle leggere e molto veloci.

Partendo da:

$$\Omega^2 = \langle \Delta E^2 \rangle - \langle \Delta E \rangle^2 \text{ (fluttuazione quadratica media)}$$

$$\Omega^2 = N\Delta x \int T^2 d\sigma$$

dove:

$\langle \Delta E \rangle$ è il valor medio dell'energia persa,

N è il numero di atomi per cm^3 ,

T è l'energia trasferita in una singola collisione,

$d\sigma = 2\pi b db$ è la sezione d'urto differenziale, con b parametro d'urto.

Lo straggling energetico infine si può scrivere come:

$$\Omega^2 = \Omega_{Bohr}^2 = 4\pi Z_1^2 Z_2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \gamma^2 N\Delta x \quad (5.1)$$

dove:

Z_1 è il numero atomico del nucleo proiettile,

Z_2 è il numero atomico del nucleo bersaglio,

e è la carica elementare,

x è lo spessore del bersaglio (in cm),

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ è il termine relativistico.

Inoltre, questa teoria è basata su tre assunzioni importanti:

- i. che la velocità del proiettile deve essere molto più grande di quella dell'elettrone che orbita nell'atomo bersaglio,
- ii. che l'energia persa sia molto più piccola dell'energia totale del proiettile,
- iii. che gli atomi del bersaglio siano distribuiti in maniera non uniforme e che non vi sia nessun fenomeno di channeling.

Mentre le assunzioni ii. e iii. sono verificate in molti casi, l'assunzione i. non è sempre verificata. Nel caso in cui si considerano particelle di energia $E < 0.01 \text{ MeV/n}$ ed $E > 50 \text{ MeV/n}$ la relazione (5.1) non può essere ritenuta valida.

Questo problema è stato risolto da Lindhard e Scharff [Li 53] che estendono la teoria di Bohr ad energie basse, inserendo un fattore correttivo.

L'equazione (5.1) diventa:

$$\begin{aligned} \Omega^2 &= \Omega_{Bohr}^2 L(\chi)/2 & \text{per } \chi \leq 3 \\ \Omega^2 &= \Omega_{Bohr}^2 & \text{per } \chi \geq 3 \end{aligned} \quad (5.2)$$

dove χ è la variabile di energia ridotta, data da:

$$\chi = \frac{v^2}{v_0^2 Z_2}$$

v è la velocità del proiettile, v_0 è la velocità orbitale nell'atomo di Idrogeno di Bohr, definita come:

$$v_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar} \text{ che è uguale a } 2.18 \cdot 10^6 \text{ m/s}$$

Infine $L(\chi)$, che compare nell'equazione (5.2), è un termine della formula della perdita di energia:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2}{m_e v^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 NZ_2 L(\chi)$$

In fig. 5.1 è riportato lo stragglings energetico totale del fascio di ^{18}O sul bersaglio gassoso di ^4He (sull'intero spessore di gas), calcolato dal programma Monteclad, in cui si utilizza, come detto prima, la formula di Bohr.

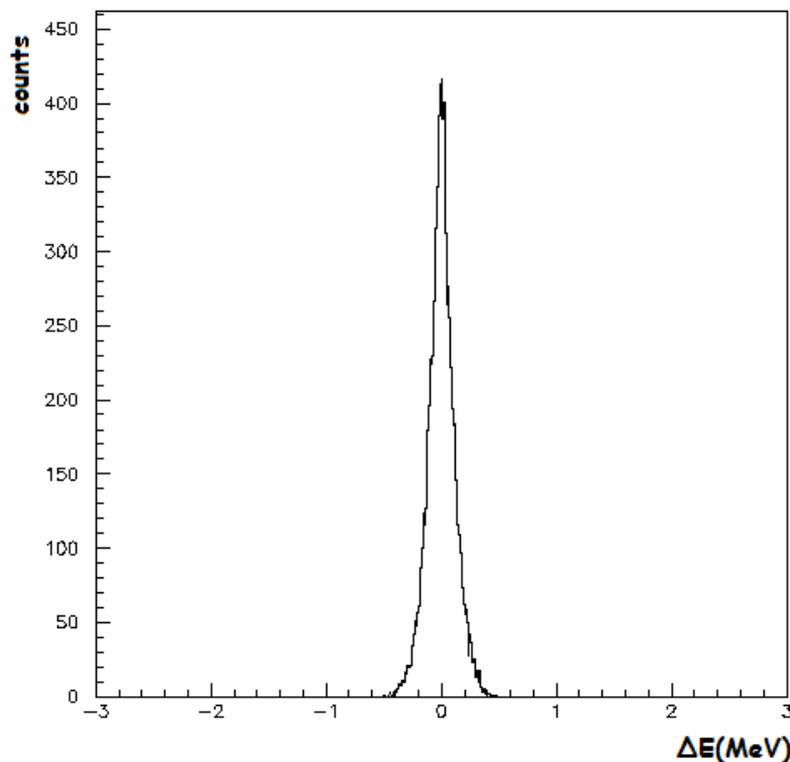


Fig. 5.1: Spettro dello stragglings energetico ottenuto dal programma Monteclad per ^{18}O su elio .

5.1.2 STRAGGLING ANGOLARE

Per lo stragglng angolare si è utilizzata, all'interno del programma Monteclad, la formula su cui si basa LISE++ [Ba 02]:

$$\theta_{1/2} = \frac{\bar{\theta}_{1/2} 2Z_1 Z_2}{Ea} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (5.3)$$

dove:

$$\bar{\theta}_{1/2} = \tau^{0.55}, \text{ chiamato "angolo ridotto"}$$

$$\tau = \pi a^2 N t, \text{ chiamato "spessore ridotto"}$$

$$a = \frac{0.885 a_0}{\sqrt{Z_1^2 + Z_2^2}} \text{ con } a_0 = 0.529 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

Z_1 e Z_2 sono i numeri atomici del proiettile e del bersaglio, N è il numero di atomi per cm^3 , t è lo spessore del bersaglio in g/cm^2 .

Lo stragglng angolare $\theta_{1/2}$ è calcolato in radianti e rappresenta la larghezza a mezza altezza della distribuzione gaussiana.

In fig. 5.2 è riportato lo spettro ottenuto dal programma Monteclad per lo stragglng in posizione (cm) (calcolato da quello angolare (5.3)) del fascio di ^{18}O .

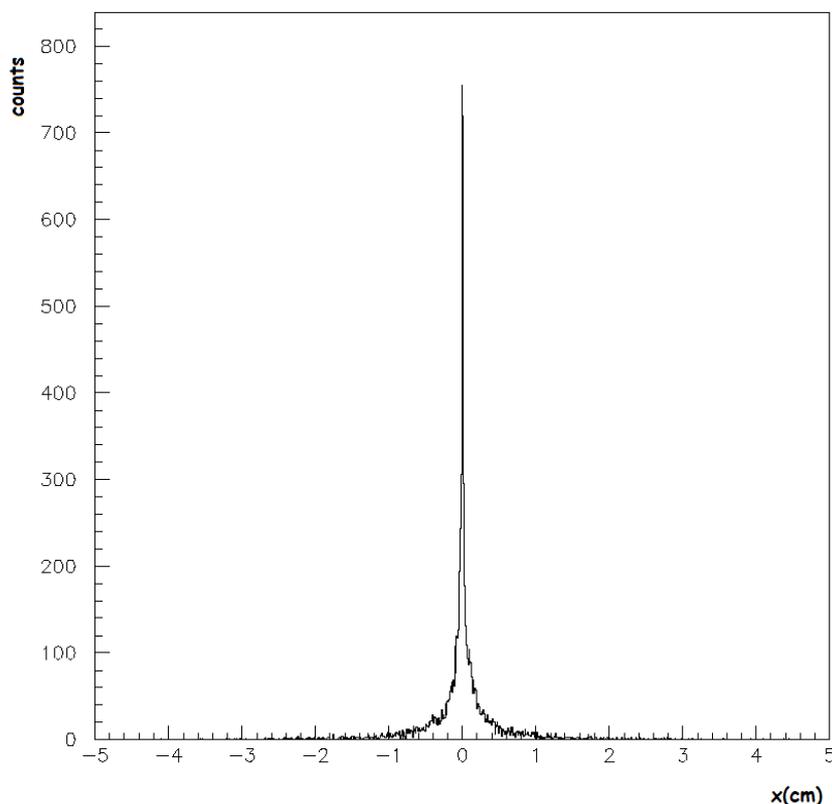


Fig. 5.2: Spettro per lo stragglng in posizione (lungo x) ottenuto da Monteclad.

Come si vede in figura, la forma della distribuzione presenta delle code abbastanza estese, fisicamente poco significative. Questo è stato riscontrato soprattutto a basse energie, quindi una delle prospettive future è quella di trovare in letteratura una espressione che conservi la sua validità anche a basse energie.

Un altro approccio alla descrizione dello scattering multiplo è quella di Nigam *et al.*[Ni 59]. Un'approssimazione di questa teoria è stata approfondita, in seguito, da Marion e Zimmerman [Ma 67], che hanno preso in esame protoni di energia medio-alta diffusi da un materiale di spessore moderato. Tale modello può essere esteso anche ad altre particelle, se si sostituisce nella formula dello stragglng l'appropriato valore della carica e della massa.

I parametri di questa teoria sono:

$$\chi_c^2 = 0.1569 \frac{Z_2(Z_2 + 1)Z_1^2 t}{A(\rho v)^2}$$

$$B - \ln B = b$$

$$b = \ln \left[2730(Z_2 + 1)Z_2^{1/3}Z_1^2 t / A\beta^2 \right] - 0.1544$$

in cui: Z_1 è il numero atomico della particella incidente, Z_2 e A sono rispettivamente il numero atomico e il peso atomico della particella bersaglio, t è lo spessore del materiale bersaglio (in g/cm²), e ρv è il prodotto impulso-velocità della particella incidente (in MeV); inoltre:

$$\beta = v/c ; \quad (\rho v)^2 = (E^2 + 2EMc^2)\beta^2 \quad \text{e} \quad \beta^2 = 1 - (1 + E/Mc^2)^{-2}$$

(dove E e Mc^2 sono rispettivamente l'energia e la massa a riposo della particella incidente in MeV)

La distribuzione angolare, degli urti con i protoni, è approssimativamente Gaussiana ed è data da:

$$F(x) \propto \exp\left(-\frac{x^2}{x_w^2}\right)$$

$$x_w = \frac{\theta}{\chi_c B^{1/2}} \tag{5.4}$$

Il parametro x_w dà l'angolo a cui la distribuzione angolare si riduce di 1/e del suo valore a $x=0$.

I valori di B possono essere stimati dalla tabella seguente:

<i>b</i>	<i>B</i>	<i>B</i> ²	<i>b</i>	<i>B</i>	<i>B</i> ²
2.6	3.982	1.995	8.2	10.557	3.249
3.0	4.505	2.123	8.6	10.998	3.316
3.4	5.012	2.239	9.0	11.437	3.382
3.8	5.506	2.346	9.4	11.874	3.446
4.2	5.990	2.447	9.8	12.310	3.509
4.6	6.467	2.543	10.2	12.745	3.570
5.0	6.937	2.634	10.6	13.179	3.630
5.4	7.402	2.721	11.0	13.611	3.689
5.8	7.862	2.804	11.4	14.042	3.747
6.2	8.318	2.884	11.8	14.472	3.804
6.6	8.772	2.962	12.2	14.901	3.860
7.0	9.222	3.037	12.6	15.330	3.915
7.4	9.669	3.109	13.0	15.757	3.970
7.8	10.114	3.180	13.4	16.184	4.023

La teoria di Marion e Zimmerman è valida per $4 \leq B \leq 15$.

Una volta ottenuti tutti i parametri: B , x_w , χ_c e $B^{1/2}$ si può ottenere il valore dello stragging angolare $\theta_{1/e}$ (in radianti).

Lo stragging angolare calcolato considerando le equazioni 5.3 e 5.4, danno risultati che sono in accordo tra di loro.

In fig. 5.3 è mostrato lo spettro bidimensionale (X % Z) per lo stragging in posizione (in cm), dove Z indica la direzione del fascio. Sebbene il range di ¹⁸O, per un'energia incidente pari a 56.39 MeV (che è l'energia di fascio utilizzata nell'esperimento), è circa 138 cm, il calcolo fornisce valori di stragging ragionevoli fino ad uno spessore di gas attraversato pari a 120 cm.

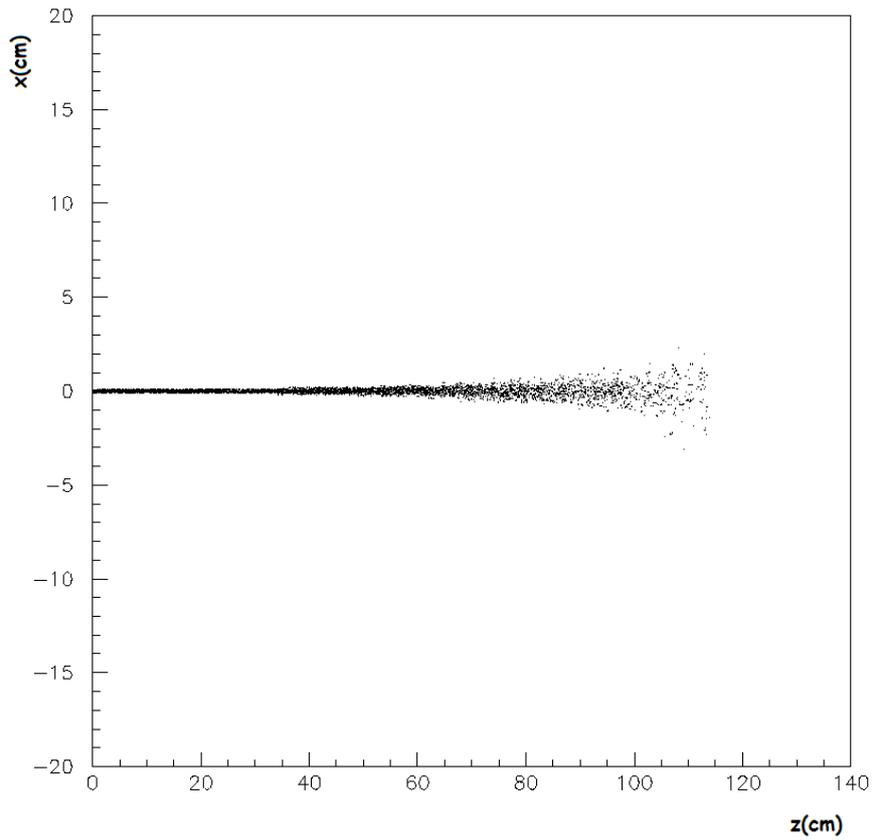


Fig. 5.3 : Straggling trasversale in funzione dello spessore di gas attraversato

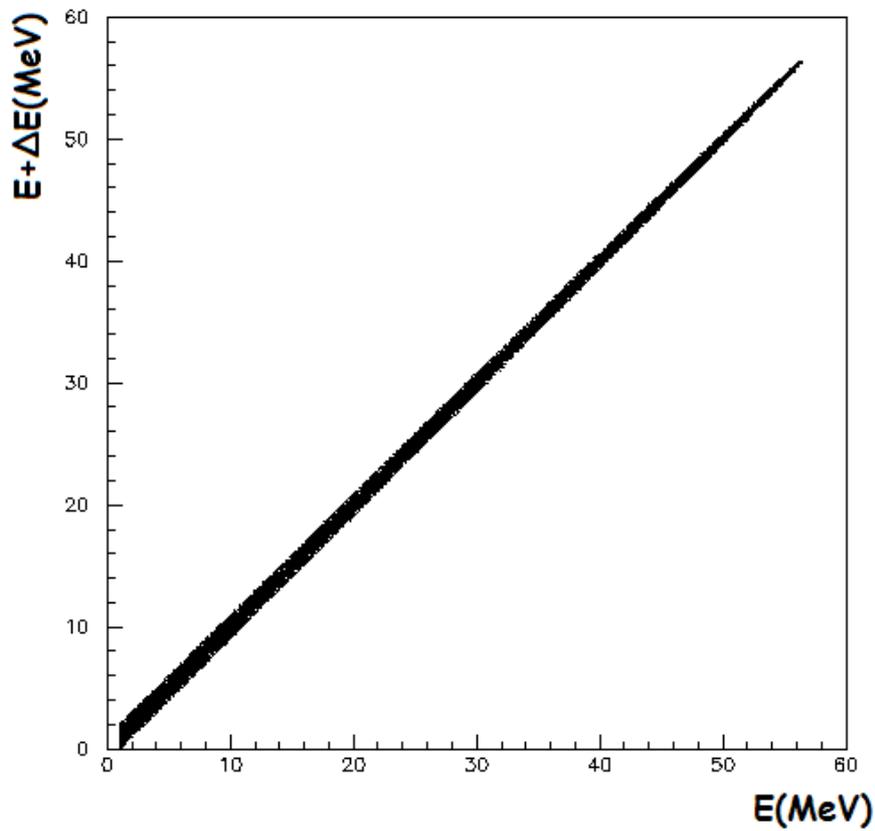


Fig. 5.4 : Straggling in energia in funzione dell'energia del fascio

Gli spettri energetici, delle particelle α , sia per il rivelatore ΔE che per il rivelatore E, ottenuti dal programma Monteclad, sono mostrati nelle figure riportate di seguito.

Nello spettro relativo al rivelatore ΔE si può osservare il taglio ad energie delle particelle α pari a 10 MeV, dovuto all'energia massima rilasciata dalle particelle α in 65 μm di silicio.

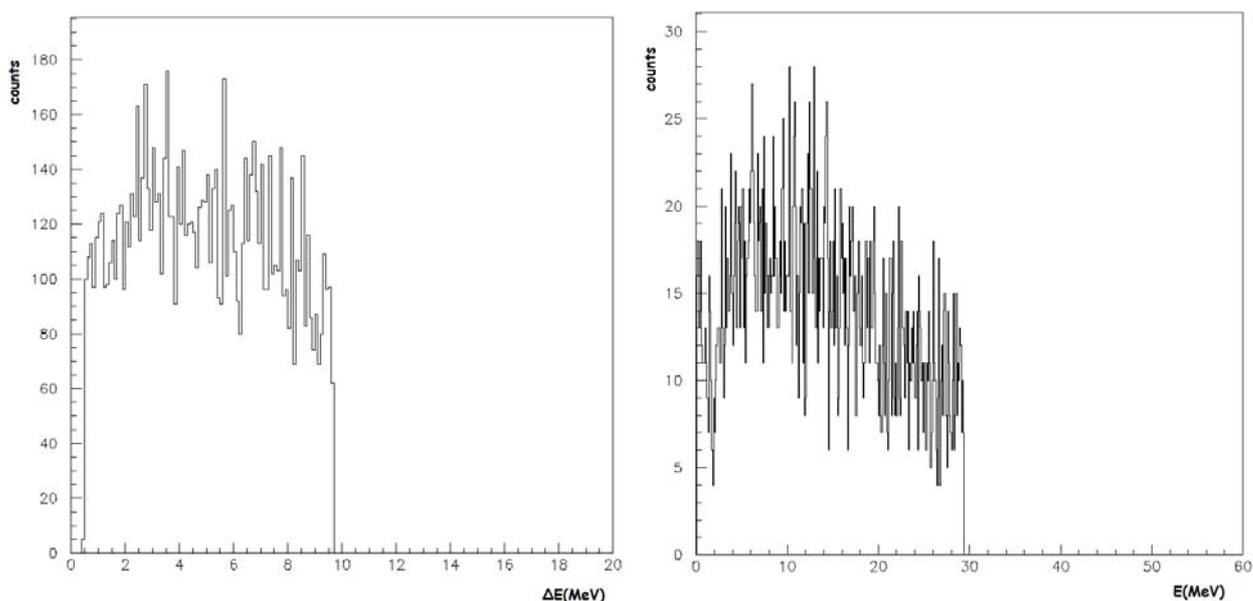


Fig. 5.5 : Spettri energetici simulati per il rivelatore ΔE e per il rivelatore E.

Di seguito sono riportati gli spetti bidimensionali relativi alla cinematica del processo (energia in funzione dell'angolo di scattering, nel sistema di riferimento del laboratorio), sia per le particelle alfa che per gli ioni di ^{18}O . In quest'ultimo caso, poiché la cinematica fornisce due soluzioni in angolo, come si vede in figura, c'è un taglio che corrisponde ad un valore in angolo di $\sim 12^\circ$ (angolo limite nel laboratorio), per il quale le due soluzioni coincidono.

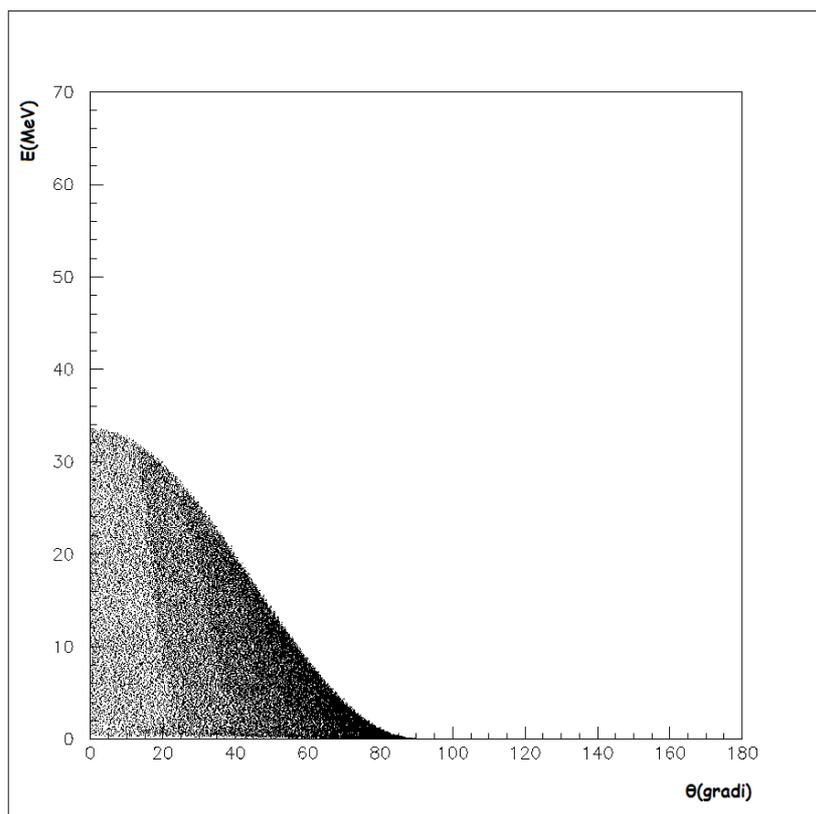


Fig. 5.6 : Cinematica per le particelle α diffuse nella $^{18}\text{O}+\alpha$

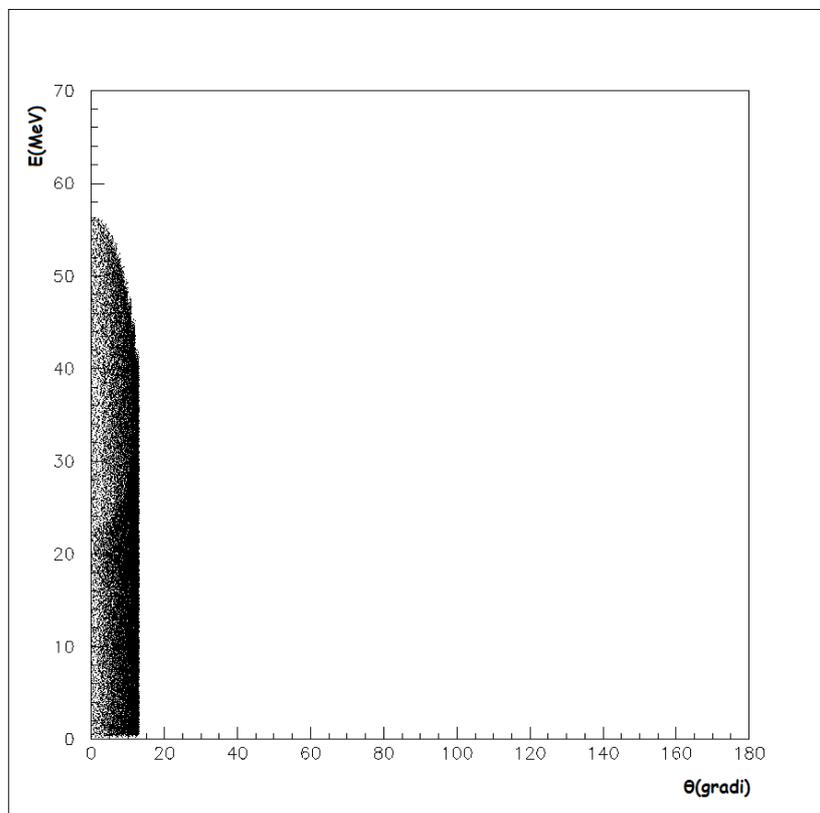


Fig. 5.7 : Cinematica per gli ioni di ^{18}O diffusi nella $^{18}\text{O}+\alpha$

CONCLUSIONI E PROSPETTIVE FUTURE

Presso i Laboratori Nazionali del Sud è in fase di completamento una facility per la produzione di fasci radioattivi (EXCYT), che si basa sulla tecnica ISOL. Sono in programma alcuni esperimenti con fasci di ^8Li e ^9Li di EXCYT, per studiare l'eccitazione di stati a cluster nel ^{12}B e nel ^{13}B attraverso la misura della funzione di eccitazione di scattering $^8\text{Li}+\alpha$ e $^9\text{Li}+\alpha$. A causa delle basse intensità, tipiche dei fasci radioattivi prodotti con la tecnica ISOL, si è progettato di usare il metodo di scattering risonante in cinematica inversa su targhetta spessa.

Lo scopo di questo lavoro di tesi è stato quello di testare tale metodo, utilizzando fasci stabili ^{18}O e ^9Be su un bersaglio gassoso di ^4He , verificando l'adeguatezza del set-up sperimentale e l'elettronica da utilizzare in seguito nell'esperimento con fasci radioattivi. Due sono i punti critici più rilevanti verificati con questo test: la misura del tempo di volo con risoluzione sufficiente a discriminare gli eventi di scattering elastico dall'inelastico, e la ricostruzione della funzione di eccitazione del processo di scattering a partire dallo spettro misurato delle particelle α di rinculo.

Per quanto riguarda il tempo di volo, la risoluzione ottenuta accoppiando un rivelatore MCP, con i rivelatori al silicio a trasparenza, è stata di 1 ns, che viene giudicata sufficiente anche per separare il contributo elastico da quello inelastico, relativo all'eccitazione del 1° livello del ^8Li che si trova circa ad 1 MeV. A maggior ragione sarà possibile la separazione del contributo del 1° livello del ^9Li che si trova a circa 2.7 MeV.

La ricostruzione della funzione di eccitazione dipende fortemente da due fattori. Il primo riguarda la misura della pressione del gas e il

mantenimento della sua purezza, che dovranno essere controllati accuratamente negli esperimenti futuri. Il secondo aspetto è relativo ai calcoli di perdita di energia del fascio e delle particelle α nel gas, per le quali il codice SRIM utilizzato non sempre risulta affidabile. Questo vale per le perdite di energia degli ioni più pesanti delle α . Così per riprodurre le perdite di energia misurate degli ioni ${}^9\text{Be}$ su ${}^4\text{He}$, è stato necessario fornire a SRIM, come dato di input, una pressione superiore del 12% rispetto a quella misurata. Questo dato suggerisce di fare precedere i prossimi esperimenti da misure sistematiche delle perdite di energia del fascio che si vuole utilizzare, al variare della pressione dell'elio.

I risultati ottenuti per le reazioni analizzate, ${}^{18}\text{O}+{}^4\text{He}$ e ${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$, sono stati confrontati con i dati precedentemente pubblicati; il buon accordo trovato e l'andamento della funzione di eccitazione riprodotto abbastanza bene per entrambe le reazioni, stabiliscono come il metodo RSM sia effettivamente un buona tecnica di misura per lo studio di stati a cluster nei nuclei.

In particolare, la funzione di eccitazione misurata per la reazione ${}^{18}\text{O}+{}^4\text{He}$, attorno a 0° nel sistema di riferimento del laboratorio, è stata confrontata con quella di V. Z. Goldberg [Go 04], in cui è stata utilizzata la stessa tecnica di misura (RSM su bersaglio spesso).

Gli andamenti di entrambe le funzioni di eccitazione sono molto simili, anche se, per alcuni picchi ad energie di eccitazione più alte, si è osservato un leggero spostamento dovuto presumibilmente al diverso modo con cui sono state calcolate le perdite di energia, che, come visto, rappresentano un elemento critico nella ricostruzione della funzione di eccitazione.

Le funzioni di eccitazione misurate per la reazione ${}^9\text{Be}+{}^4\text{He}$, per $E_{cm} < 5\text{MeV}$, sono state confrontate con i dati di J. Liu [Li 95] e J. D. Goss [Go 73] ottenuti dalla reazione $\alpha+{}^9\text{Be}$ per le stesse energie del c.m. da 2 a 4.8 MeV; mentre per $E_{cm} > 5\text{MeV}$ è stato invece effettuato un confronto con i dati di R. B. Taylor [Ta 65] sempre relativi alla reazione di scattering

elastico α su bersaglio sottile di ^9Be ; anche in questo caso l'accordo con i dati pubblicati è buono, ma solo se si correggono le funzioni di eccitazione come detto prima. Anzi, la sovrapposibilità di queste funzioni di eccitazione con quella riportata in letteratura dopo le correzioni dei calcoli di perdita di energia è una conferma della bontà delle nostre correzioni.

È stato realizzato un programma Monte Carlo ('Monteclad'), che simula il processo all'interno della camera, e verrà utilizzato per ricostruire la funzione di eccitazione di scattering elastico dallo spettro α misurato.

In particolare, è stata simulata la reazione di scattering $^{18}\text{O}+^4\text{He}$, ed è stato esaminato dettagliatamente il fenomeno dello 'sparpagliamento' del fascio (straggling angolare ed energetico).

Lo straggling deriva dalle fluttuazioni statistiche dei processi di perdita di energia a cui le particelle sono soggette mentre attraversano il materiale preso in esame; cioè questa è una manifestazione del fatto che particelle identiche e di uguale energia, non perdono tutte la stessa energia nel mezzo attraversato e come risultato si ha appunto l'effetto di sparpagliamento in energia e direzione di moto. Occorre dunque tenere in considerazione questo fenomeno per simulare correttamente la risposta del sistema di rivelazione.

È stato eseguito un confronto tra i valori di straggling angolare ed energetico ottenuti da espressioni riportate in letteratura [Ch 76] e [Ma 68], e quelli ottenuti dai programmi LISE++ e SRIM, per vedere quale fosse l'espressione più appropriata da inserire nel programma. Purtroppo dal confronto tra SRIM e LISE++ emerge che i valori calcolati dello straggling non sono in buon accordo. Il motivo di ciò è da ricondurre al modo in cui SRIM calcola lo straggling; questo programma, infatti, non si basa su formule analitiche, ma su risultati di un Monte Carlo (TRIM), che simula il processo tra lo ione e il mezzo. Purtroppo, tale calcolo, non può essere utilizzato all'interno del programma, per il quale serve una formula

analitica che dia il valore della larghezza della distribuzione di stragglings. Il codice LISE++, invece, si basa su formule analitiche riportate in [Ba 02], e quindi si è preferito utilizzare queste all'interno di Monteclad.

Un inconveniente è però che l'espressione dello stragglings angolare diverge per basse energie, portando in questa regione a risultati fisicamente non significativi. Una delle prospettive future è quella di trovare in letteratura un modello che sia applicabile anche a basse energie.

Il programma Monteclad non è ancora stato ultimato, infatti non è stato eseguito un confronto con i dati sperimentali, per fare ciò sarà necessario simulare altri processi, quali:

- passaggio del fascio dal fogliolino di carbonio del MCP (che comporta una ulteriore perdita di energia),
- perdita di energia e stragglings nella finestra di Kapton,
- divergenza del fascio,
- risoluzione del rivelatore.

RINGRAZIAMENTI

Al termine di questo lavoro desidero ringraziare il mio relatore, il Prof. Marcello Lattuada, per i suoi utili consigli e per l'aiuto offertomi durante questo periodo di crescita, culturale e scientifica.

Il mio più sentito grazie è rivolto alla Dr.ssa Alessia Di Pietro che è stata per me un prezioso e indispensabile riferimento per tutto il periodo di tesi, e per la quale nutro un sentimento di profonda stima e amicizia.

Un ringraziamento particolare va al Dr. Mile Zadro dell'Istituto Ruđer Bošković di Zagabria, che durante la fase di analisi dati e non solo, mi ha guidato sapientemente orientandomi nel modo più adeguato.

Senza dimenticare, poi, i Dottori V. V. Ostashko, O. Goriunov, dell'Istituto di ricerca Nucleare di Kiev, e P. Figuera, dai quali più volte ho ottenuto chiarimenti e spiegazioni preziosi.

Desidero ancora ringraziare il Direttore dei Laboratori Nazionali del Sud di Catania, Prof. Emilio Migneco, tutto il personale tecnico, elettronico e amministrativo dei laboratori, per aver reso possibile la realizzazione di questa mia tesi.

Ringrazio i miei più cari amici, tra cui E. Bonanno, C. Chibbaro, D. Margarone e tutti i colleghi di “stanza” del laboratorio, che in questi anni ho imparato a conoscere, e con i quali ho trascorso piacevoli momenti della mia vita.

Ringrazio in modo particolare la mia “compagna di studio” Valentina Scuderi a cui sono legata da molti anni (primo giorno di Università), e ancora adesso, dopo molto tempo, continua ad essere per me una cara amica e consigliera fedele.

Il mio pensiero è inoltre rivolto alla mia famiglia: nonna, papà, mamma, mio fratello Alberto, per la pazienza nel sopportarmi e per lo straordinario supporto morale fornitomi.

“Dulcis in fundo”, ringrazio la persona per me più importante, che non mi ha mai abbandonato, soprattutto nei momenti difficili. Il suo amore, che sento sempre presente, mi ha dato la forza di affrontare questi faticosi anni

di formazione, rendendo la mia vita migliore... grazie Marco!

...è tempo di conclusioni, per dirla con G. d’Occam:

”Entia non sunt multiplicanda praeter necessitatem”

“Le cose non vanno accresciute oltre il necessario”....

BIBLIOGRAFIA

- [Ar 67] A. Arima, et al., Phys. Lett. B 24, (1967) 129
- [Ax 00] R. Axelsson, Phys. Rev. C 62, (2000) 034308
- [Ba 80] W. Bauhoff, H. Schultheis, and R. Schultheis, Phys. Lett. 95 B, (1980) 5;
Phys. Lett. 106 B, (1981) 278; Phys. Rev. C 22, (1980) 861 ; Phys. Rev.
C 29, (1984) 1046
- [Ba 02] D. Bazin, O. Tarasov, Nucl. Instr. and Meth. A 482, (2002) 307
- [Bi 79] J. H. Billen , Phys. Rev. C 20, (1979) 1648
- [Br 65] D. M. Brink, Proc. Int. School. of Physics Enrico Fermi XXXVII,
Varenna, Italy 1965, p.247 (New York: Academic, 1966)
- [Br 67] D. M. Brink and E. Boeker, Nucl. Phys. A 91, (1967) 1
- [Bu 96] P. A. Butler and W. Nazarewicz, Rev. Mod. Phys. 68, (1996) 349
- [Ch 67] P. Chevalier, F. Scheibling, Phys. Rev. 160, (1967) 827
- [Ch 76] W. K. Chu, Phys. Rev. A 13, (1976) 6
- [De 96] P. Descouvemont, Nucl. Phys. A 596, (1996) 285
- [Dr 82] S. Drożdż, J. Okolowcz, Phys. Lett. B 109, (1982) 145
- [Fl 84] H. Flocard, P.H. Heenen, S. J. Kreiger and M. S. Weiss, Prog. Theor.
Phys. 72, (1984) 1000
- [Fr 95] M. Freer, R. R. Betts and A. H. Wuosmaa, Nucl. Phys. A 587, (1995) 36
- [Fr 01] M. Freer, *et al.*, Phys. Rev. C 63, (2001) 034301
- [Go 73] J. D. Goss, S. L. Blatt, Phys. Rev. C 7, (1973) 1837
- [Go 04] V. Z. Goldberg, G. V. Rogachev, Phys. Rev C 69, (2004) 024602
- [Ha 73] O. Haussers, T. K. Alexander, D. L. Disdier, Nucl. Phys. A 216, (1973)
617
- [Hi 69] J. Hiura, et al, Prog. Theor. Phys. 42, (1969) 555
- [Ho 72] H. Horiuchi, K. Ikeda, and Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. Supp. No 52
(1972) 89
- [Ho 91] H. Horiuchi, T. Moruyama (1991)
- [Ho 94] H. Horiuchi, Y. Kanada En'yo and A. Ono, Z. Phys. A 349, (1994) 279

- [Ik 68] Imanishi, B., Phys. Lett. B 27, (1968) 267
- [Ik 80] K. Ikeda, H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. Suppl. 68 (1980)
- [Im 68] Imanishi, B., Phys. Lett. B 27, (1968) 267
- [Je 90] N. Jelley, Fundamentals of Nuclear Physics, p.43 (Cambridge University Press, 1990)
- [Ka 95] Y. Kanada En'yo, H. Horiuchi, Prog. Theory. Phys. 93, (1995) 115
- [Ka-Ho 95] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, Phys. Rev. C 52, (1995) 647
- [Ka-On 95] Y. Kanada En'yo, A. Ono and H. Horiuchi Phys. Rev. C 52, (1995) 628
- [Le 75] G. Leander and S. E. Larson, Nucl. Phys. A 239, (1975) 93
- [Li 53] J. Lindhard and M. Scharff, Mat. Fys. Medd. Dan.Vid. Selsk. 27, (1953) No. 15
- [Li 95] J. Liu, Nucl. Instr. and Meth., B 108, (1996) 247
- [Ma 67] J. B. Marion and B. A. Zimmerman, Nucl. Instr. and Meth. 51 (1967) 93
- [Ma 68] J. B. Marion, F. C. Young, "Nuclear Reaction Analysis" (1968)
- [Ma 86] S. Marsh and W. D. M. Rae, Phys. Lett. B 180, (1986) 185
- [Ma 00] K. Markenroth, L. Axelsson, S. Baxter *et al.*, Phys. Rev. C 62, (2000) 034308
- [Mi 02] M. Milin and W. von Oertzen, Eur. Phys. J. A 14, (2002) 295-307
- [Mo 56] H. Morinaga, Phys. Rev. 101, (1956) 254
- [Mo 66] H. Morinaga, Phys. Lett. 21, (1966) 78
- [Ni 59] B. P. Nigam, Phys. Rev. 115, (1959) 491
- [Oe 70] W. von Oertzen, Nucl. Phys. A 148, (1970) 529; W. von Oertzen, and H. G. Bohlen, Phys. Rep. C 19, (1975) 1; B. Imanishi, and W. von Oertzen, Phys. Rep. C 155, (1987) 29
- [Oe 96] W. von Oertzen, Z. Phys. A 354 (1996) 37; Z. Phys. A 357 (1997) 355; Nuovo Cimento A 110 (1997) 895;
- [Oe 97] W. von Oertzen, Z. Phys. A 357 (1997) 355
- [Ra 89] W. D.M. Rae, Proc. Fifth Int. Conf. Clustering Aspects in Nuclei and Subnucl. System, Kyoto, 1988, J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. 58, (1989) 77
- [Ri 84] S. R. Riedhauser, Phys. Rev. C 29, (1984) 1961
- [Ro 60] B. Roth and K. Wildermuth, Nucl. Phys. 20, (1960) 10
- [Ro 01] G. V. Rogachev, V. Z. Goldberg, T. Lönnoroth,
- [Sc 40] Scheid W. et al. , Phys. Rev. Lett. 25, (1970) 176

-
- [Se 81] M. Seya, M. Kohno and S. Nagata Prog. Theor. Phys. 65, (1981) 204
- [So 96] N. Soic, et al., Europhys. Lett, 34 (1996) 7
- [So 03] N. Soic, D. Miljanic, M. Zadro, S. Cherubini, M. Lattuada, S. Romano, C. Spitaleri, Europhys. Lett. (2003), in press
- [So 04] N. Soic, M. Freer, Nucl. Phys. A738, (2004) 347
- [Ta 65] R. B. Taylor, Nucl. Phys. 65, (1965) 318
- [Ta 85-88] I. Tanihata, H. Managaki, Phys. Lett. B 160, (1985) 380
- [Ta 94] S. Takami, K. Yabana and K. Ikeda, contribution paper to the International Symposium of Physics of Unstable Nuclei, Niigata 1994, contribution
- [To 78] T. Tomoda, and A. Arima, Nucl. Phys. A 303, (1978) 217J. H
- [Va sub] K. Varga, Y. Suzuki, Phys. Rev. C (submitted)
- [Vo 65] A. B. Volkov, Nucl. Phys. 74, (1965) 33 booklet No C-34
Phys. Lett. 55, (1985) 2676, Phys. Lett. B 206, (1988) 592
Phys. Rev. C 64, (2001) 051302
- [Wu 94] A. H. Wuosmaa, Z. Phys. A 349, (1994) 249

APPENDICE

PROGRAM MONTECLAD

IMPLICIT NONE

```

REAL*8 MB, M1, M2, M3, M4, Z1, Z2
REAL*8 DEDXB, DEDXA, DEDXS, DEDXG, DE, EA
REAL*8 EB, ECMB, EX, ET, Q, EXX, V1, VCM, P3, V3, P4, V4, V3L, V4L
REAL*8 PHI 3, PHI 4, T3CM, T4CM, THE3, THE4, THE, THE1, THE2
REAL*8 DIS, DMAX, FDIS, DX, DX1, FDX, FT1, FT2, ER, ER1, ER2
REAL*8 XFI RE, XDET, RO, EFFD, EFFE
REAL*8 H, U
REAL*8NDI X, N_AVO, DIS1, PAR, PARO, PAR1, PAR2, SI GE, CASOE, ESPE, FUNCE
REAL*8 TESTE, TAU, TAU1, SI ANR, SI ANG, ECH, TESTX, TESTY, ESPX, ESPY
REAL*8 CASOY, FUNCX, FUNCY, SI EA, CASEA, ESPEA, FUNEA, TESTA, SI _R
REAL*8 CASX, ESPXA, FUNXA, TES_X, TES_Y, CASY, ESPYA, FUNYA, SPI , NDS
REAL*8 CASOX, SI MM, SI _MM, EX1, EX2, SI _AN
REAL*8 T, TG, T1, T2, PSI
I NTEGER DI VI , XDETD, XDETE, XSTOP, I EVENT, I EVENTMAX
I NTEGER COUNT, I STAT, I CYCLE
REAL*8 PI , TWOPi
REAL*4 RR, FI 3, Q3, STHE3, STHE4, SEX1, SEX2
REAL*4 SXDE, SYDE, SZDE, SXE, SYE, SDE, SEX, E3, E4, SI _M
REAL*4 E_X1, E_X2, SI _GE, SI _EA, X_2, Y_2, X_DE, Y_DE, SI GE1, SI GE2, Z_0
REAL*8 PA1, PA2, PA3, PA4, PA5, PA6, PA7, PA8
REAL*8 A1, A2, A3, A4, A5
REAL*8 AA1, AA2, AA3, AA4, AA5, AA6, AA7
REAL*8 B1, B2, B3, B4, B5, B6, B7
REAL*8 C1, C2, C3, C4, C5, C6, C7
REAL*8 D1, D2, D3, D4, D5, D6, D7
REAL*8 XDE, YDE, ZDE, XE, YE, ZE, X2, Y2, Z0
CHARACTER*60 STR

```

COMMON/PAWC/H(1000000)

CALL HLIMIT(1000000)

CALL HROPEN(1, 'RAN', 'monteclad.hbook', 'N', 4096, ISTAT)

```

CALL HBOOK1(10, 'RR', 100, 0., 1., 0.)
CALL HBOOK1(20, 'PHI 3CM', 360, 0., 360., 0.)
CALL HBOOK1(30, 'THE3CM', 180, 0., 180., 0.)
CALL HBOOK2(40, 'E3-THE3', 180, 0., 180., 700, 0., 70., 0.)
CALL HBOOK2(50, 'E4-THE4', 180, 0., 180., 700, 0., 70., 0.)
CALL HBOOK1(100, 'THE3-DE', 180, 0., 180., 0.)
CALL HBOOK1(101, 'THE4-DE', 180, 0., 180., 0.)
CALL HBOOK2(200, 'X-YDE', 200, 0., 200., 60, -30., 30., 0.)
C   CALL HBOOK2(200, 'Z-XDE', 200, 1500., 1700., 200, 0., 200., 0.)
CALL HBOOK1(300, 'DE', 200, 0., 20., 0.)
CALL HBOOK1(400, 'THE3-E', 180, 0., 180., 0.)
CALL HBOOK1(401, 'THE4-E', 180, 0., 180., 0.)
CALL HBOOK2(500, 'X-YE', 200, 0., 200., 60, -30., 30., 0.)
CALL HBOOK1(600, 'E', 600, 0., 60., 0.)
CALL HBOOK1(1000, 'EBEAM', 600, 0., 60., 0.)
CALL HBOOK1(2000, 'EALFA', 600, 0., 60., 0.)
CALL HBOOK2(3000, 'EB-(EB+DE)', 600, 0., 60., 600, 0., 60., 0.)
CALL HBOOK1(4000, 'DE', 600, -3., 3., 0.)
CALL HBOOK1(5000, 'X2', 1000, -5., 5., 0.)
CALL HBOOK1(5001, 'Y2', 1000, -5., 5., 0.)
CALL HBOOK2(5002, 'X2-Z0', 140, 0., 140., 400, -20., 20., 0.)
CALL HBOOK2(6000, 'EA-(EA+DEA)', 300, 0., 30., 300, 0., 30., 0.)

```

```
CALL HBOOK1(7000, 'DEA', 600, -3., 3., 0.)
CALL HBOOK1(8000, 'XDE', 2000, -10., 10., 0.)
CALL HBOOK1(8001, 'YDE', 2000, -10., 10., 0.)
```

```
OPEN(UNIT=4, FILE='input', STATUS='OLD')
READ(4, *) STR
READ(4, *) M1, Z1, M2, Z2, M3, M4
WRITE(*, *) M1, Z1, M2, Z2, M3, M4
READ(4, *) STR
READ(4, *) EB, Q, EXX, RO
WRITE(*, *) EB, Q, EXX, RO
READ(4, *) STR
READ(4, *) DMAX, I EVENTMAX
WRITE(*, *) DMAX, I EVENTMAX
READ(4, *) STR
READ(4, *) PA1, PA2, PA3, PA4, PA5, PA6, PA7, PA8
WRITE(*, *) PA1, PA2, PA3, PA4, PA5, PA6, PA7, PA8
READ(4, *) STR
READ(4, *) THE, THE1, THE2, ER, ER1, ER2
WRITE(*, *) THE, THE1, THE2, ER, ER1, ER2
READ(4, *) STR
READ(4, *) T, TG
WRITE(*, *) T, TG
```

```
PI =3. 141592654
TWOPI =2*PI
SPI =SQRT(TWOPI)
N_AVO=6. 022E23
ECH=1. 6E-19
PAR=(ECH**4)*((8. 988E9)**2) ! e^4/(4*pi*epsi lon0)^2
PARO=0. 529E-8 ! IS EXPRESSED IN CM
PAR1=((0. 885*PARO)/SQRT(Z1**(0. 666667)+Z2**(0. 666667)))
PAR2=((0. 885*PARO)/SQRT(Z2**(0. 666667)+Z2**(0. 666667)))
DI VI =1000
I EVENT=0
COUNT=0
XDETD=0
XDETE=0
XSTOP=0
```

! MASS TRASFORMATION: FROM U. M. A. TO MeV

```
U=931. 478
M1=M1*U
M2=M2*U
M3=M3*U
M4=M4*U
```

```
THE=THE*PI /180.
THE1=THE1*PI /180.
THE2=THE2*PI /180.
```

100 CONTINUE

```
I EVENT=I EVENT+1
IF(I EVENT.GT. I EVENTMAX) GOTO 200
```

```
EX=EB
```

! EXTRACTS A RANDOM NUMBER WHICH GIVES THE SCATTERING POINT IN THE GAS

```
RR=RAND()
```

```

DIS=RR*DMAX ! THE RANDOM POINT IS IN mg/cm**2
CALL HF1(10, RR, 1.)

ZO=DIS/RO
ZO=ZO*10 ! ZO IS IN mm

! DEVIDE DIS IN DIVI SEGMENTS TO CALCULATE ENERGY LOSS
FDIS=DIS/DIVI
! CALCULATE ENERGY LOSS IN EACH OF THE DIVI SEGMENTS
COUNT=0
101 CONTINUE

! THIS FUNCTION HAS BEEN EXTRECTED FROM FIT OF DEDX(E) FOR 180 IN
HELIUM GAS
! THERE ARE TWO FIT: ONE FOR ENERGY>20 MeV ONE FOR ENERGY<20 MeV
IF(EX. GE. 20)THEN
A1=3. 7518
A2=-0. 019944
A3=-33. 000
A4=0. 072199
A5=50. 240
DEDXB=A1*EXP(A2*EX)+A3*EX**A4+A5
EX=EX-DEDXB*FDIS

ELSE
AA1=-18. 649
AA2=-0. 54671
AA3=4. 0842
AA4=-0. 25169
AA5=-0. 13589
AA6=1. 0012
AA7=12. 710
DEDXB=AA1*EXP(AA2*EX)+AA3*EX**AA4+AA5*EX**AA6+AA7
EX=EX-DEDXB*FDIS

IF(EX. LT. 1.)GOTO 100 ! PROCEDES WITH THE CALCULATIONS IF
EB>1MeV

END IF

COUNT=COUNT+1
IF(COUNT. LE. DIVI) GOTO 101

SEX1=EX
EX1=EX
CALL HF1(1000, SEX1, 1.)

C BOHR' S FORMULA FOR ENERGY STRAGGLING (SIGE) FOR 180 (MeV).
REF. [W. K. CHU, PHYS. REV. A 13(1976)6]
DIS1=DIS*1E-3 ! DIS IS IN g/cm^2
NDIX=(DIS1*N_AVO)/(M2/U) ! N. ATOMS/cm^2
SIGE=SQRT(4*PI*(Z1**2)*Z2*PAR*(NDIX)*1E4*(6. 242E12)**2)

```

```

701 CONTINUE

RR=RAND()
CALL HF1(10, RR, 1.)
CASOE=(6.*RR)-3.
ESPE=(CASOE**2.)/2
FUNCE=EXP(-ESPE)/SPI
TESTE=RAND()
IF((TESTE.GT.FUNCE)) GOTO 701
EX=EX+CASOE*SI GE

E_X1=EX1
SI_GE=EX+CASOE*SI GE
SI GE1=CASOE*SI GE

CALL HF2(3000, E_X1, SI_GE, 1.)
CALL HF1(4000, SI GE1, 1.)

C ANGULAR STRAGGLING FOR 180 (SIANG)
C THIS FORMULA IS DETERMINED USING THE FORMULA IN REF. [R. ANNE, ET
AL., NIM B 34, (1988)295]
C WHERE THE 'REDUCED ANGLE' IS SI ANR, WHICH FOLLOWS A SIMPLE POWER
LOW FITTED TO THE EXPERIMENTAL DATA

TAU=PI*(PAR1**2)*(NDIX) ! THIS IS THE 'REDUCED THICKNESS'
SI ANR=TAU**(0.55) ! THIS IS THE 'REDUCED ANGLE'

C THE SCATTERING ANGLE (WHICH IS THE ANGULAR STRAGGLING) IS SIANG,
AND IS DEDUCED (IN RAD) FROM THE EXPRESSION FOR THE 'REDUCED ANGLE'

SIANG=(SI ANR*2*Z1*Z2*(SORT(PAR)*6.242E14))/(EX*PAR1)
SIANG=SIANG/2.35 ! BECAUSE THIS FORMULA GIVE THE FWHM OF THE
GAUSSIAN DISTRIBUTION

SI MM=ZO*DTAN(SIANG)

C IF((ZO.GT.800.).AND.(ZO.LT.1100.))THEN
C WRITE(*,*)SI ANR,NDIX,SIANG*180/PI,EX1,ZO
C ENDF

700 CONTINUE

RR=RAND()
CALL HF1(10, RR, 1.)
CASOX=(6.*RR)-3.
ESPX=(CASOX**2.)/2
FUNCX=EXP(-ESPX)/SPI
TESTX=RAND()

RR=RAND()
CALL HF1(10, RR, 1.)
CASOY=(6.*RR)-3.
ESPY=(CASOY**2.)/2
FUNCY=EXP(-ESPY)/SPI
TESTY=RAND()

IF((TESTX.GT.FUNCX)) GOTO 700
IF((TESTY.GT.FUNCY)) GOTO 700

X2=CASOX*SI MM
Y2=CASOY*SI MM

X_2=X2/10 ! STRAGGLING IN cm
Y_2=Y2/10 ! STRAGGLING IN cm
Z_0=ZO/10

```

```

      IF(EX.GT.10.) THEN
      CALL HF1(5000,X_2,1.)
      CALL HF1(5001,Y_2,1.)
      CALL HF2(5002,Z_0,X_2,1.)
      ENDF

! ENERGY TRASFORMATION: LAB ENERGY TO C.M. ENERGY

      ECMB=(M2/(M1+M2))*EX
      ET=ECMB+Q-EXX      ! IN THIS CASE Q=QGG

! C.M. VELOCITY

      V1=SQRT(2*EX/M1)  ! IN THIS CASE THE ENERGY IS EX (NOT EB)
      VCM=(M1/(M1+M2))*V1
      P3=SQRT(2*((M3*M4)/((M3+M4)))*ET)
      V3=P3/M3
      P4=P3
      V4=P4/M4

! EXTRACT ISOTROPICALLY THETA AND PHI OF THE SCATTERED PARTICLE IN
THE CM SYSTEM

      RR=RAND()
      CALL HF1(10,RR,1.)
      PHI3=RR*TWOPI  ! AZIMUTHAL ANGLE OF SCATTERED PARTICLE
                   ! (NO DIFFERENCE BETWEEN CM AND LAB)
      PHI4=PI+PHI3
      FI3=PHI3*(180/PI)

      CALL HF1(20,FI3,1.)

      IF(PHI4.GT.TWOPI) THEN
      PHI4=PHI4-TWOPI
      ENDF

      RR=RAND()
      CALL HF1(10,RR,1.)
      T3CM=ACOS(1-2*RR)  ! C.M. ANGLE OF SCATTERED PARTICLE
      T4CM=PI-T3CM      ! C.M. ANGLE OF RECOIL PARTICLE

      Q3=T3CM*(180/PI)
      CALL HF1(30,Q3,1.)

! LAB VELOCITY

      V3L=SQRT(VCM**2+V3**2+(2*VCM*V3*DCOS(T3CM)))
      V4L=SQRT(VCM**2+V4**2+(2*VCM*V4*DCOS(T4CM)))

! TRANSFORMS BACK FROM CM TO LAB SYSTEM (BOTH SCATTERING ANGLE AND
ENERGIES)

      THE3=ACOS((V3L**2+VCM**2-V3**2)/(2*V3L*VCM)) ! LAB ANGLE OF
SCATTERED PARTICLE
      THE4=ACOS((V4L**2+VCM**2-V4**2)/(2*V4L*VCM)) ! LAB ANGLE OF
RECOIL PARTICLE

      STHE3=THE3*(180/PI)
      STHE4=THE4*(180/PI)

```

```

E3=0.5*M3*V3L**2
E4=0.5*M4*V4L**2

EX=E3      ! RESIDUAL ENERGY OF ALPHA PARTICLE

CALL HF2(40,STHE3,E3,1.)
CALL HF2(50,STHE4,E4,1.)

! EQUATION FOR THE DIRECTION OF EMITTED PARTICLES (TRAJECTORY OF
SCATTERED OR RECOIL PARTICLE)

!           Y=TAN(PHI 3)*X+TAN(PHI 3)*X2+Y2           IN THE CASE THAT
SCATTERED PARTICLE CROSS THE DETECTOR
!           Z=(COS(PHI 3)*TAN(THE3))**(-1)*(X+X2)+Z0

!           Y=TAN(PHI 4)*X+TAN(PHI 4)*X2+Y2           IN THE CASE THAT
RECOIL PARTICLE CROSS THE DETECTOR
!           Z=(COS(PHI 4)*TAN(THE4))**(-1)*(X+X2)+Z0

!
!           PA1*X+PA2*Y+PA3*Z+PA4=0      ORDINARY PLANE EQUATION OF DE
DETECTOR (AT 10°)

! COORDINATES OF THE CROSSING POINT WITH THE DETECTOR PLANE (BY THE
SYSTEM BETWEEN STRAIGHT LINE
! EQUATION AND PLANE EQUATION)
!
XDE=((PA2*DTAN(PHI 3)+(PA3/(DCOS(PHI 3)*DTAN(THE3))))*X2-PA2*Y2-
+ PA3*Z0-
PA4)/(PA1+PA2*DTAN(PHI 3)+(PA3/(DCOS(PHI 3)*DTAN(THE3))))
YDE=(DTAN(PHI 3)*(XDE-X2))+Y2
ZDE=((DCOS(PHI 3)*DTAN(THE3))**(-1))*(XDE-X2)+Z0

! VERIFY THAT THE CROSSING POINT LAYS BETWEEN DETECTOR VERTEX

! CHECK ON DE DETECTOR STARTS: IF CROSSING POINT INSIDE DE DETECTOR
PROCEEDS
! WITH ENERGY LOSS CALCULATIONS ELSE START A NEW EVENT

IF ((XDE.LT.(ER1*DSIN(THE+THE1)))
*   .AND.(XDE.GT.(ER1*DSIN(THE-THE1))))THEN

IF ((YDE.LT.25.).AND.(YDE.GT.-25.))THEN

IF ((ZDE.LT.(987.5+(ER1*DCOS(THE-THE1))))
+   .AND.(ZDE.GT.(987.5+
+   (ER1*DCOS(THE+THE1)))) ) THEN

XDETD=XDETD+1      ! DE DETECTOR COUNTER

SXDE=XDE
SYDE=YDE
SZDE=ZDE
C

```

```

      CALL HF1(100, STHE3, 1.) ! FILL UP SPECTRUM IN RESPECT TO TETA
(LAB) ANGLE OF SCATTERED PARTICLE
      CALL HF1(101, STHE4, 1.) ! FILL UP SPECTRUM IN RESPECT TO TETA
(LAB) ANGLE OF RECOIL PARTICLE
      CALL HF2(200, SXDE, SYDE, 1.) ! FILL UP 2-D SPECTRUM IN RESPECT
TO X AND Y POSITIONS
C      CALL HF2(200, SZDE, SXDE, 1.)

! CALCULATE THE THICKNESS OF GAS BETWEEN THE INTERACTION POINT AND DE
DETECTOR

! THE POINTS ARE: P2(X2, Y2, Z0) AND P3(XDE, YDE, ZDE)

      DX=SQRT((XDE-X2)**2+(YDE-Y2)**2+(ZDE-Z0)**2) ! DX=P3-P2

! ATTENTION! DX IS IN mm
! TRASFORM DX IN mg/cm**2 TO CALCULATE THE ENERGY LOSS

      DX1=(DX/10)*R0

! DIVIDE D IN DIVI SEGMENTS

      FDX=DX1/DIVI

! CALCULATE ENERGY LOSS IN EACH OF THE DIVI SEGMENTS

      COUNT=0

201      CONTINUE

! THIS FUNCTION HAS BEEN EXTRACTED FROM FIT OF DEDX(E) FOR PARTICLE
ALFA IN HELIUM GAS

      B1=-8.7375
      B2=-3.9548
      B3=-33.103
      B4=-0.029381
      B5=10.195
      B6=-0.23567
      B7=25.601
      DEDXA=B1*EXP(B2*EX)+B3*EX**B4+B5*EX**B6+B7
      EX=EX-DEDXA*FDX

      IF(EX.LT..5)GOTO 100

      COUNT=COUNT+1
      IF(COUNT.LE.DIVI) GOTO 201

      EX2=EX
      CALL HF1(2000, SEX2, 1.)

C      BOHR'S FORMULA FOR ENERGY STRAGGLING (SIEA) FOR ALPHA PARTICLE
(MeV). REF. [W. K. CHU, PHYS. REV. A 13(1976)6]

      DX1=DX1*1E-3
      NDS=(DX1*N_AVO)/(M2/U)! N*DX IS IN ATOMS/cm^2

      SIEA=SQRT(4*PI*(Z2**2)*Z2*PAR*(NDS)*1E4*(6.242E12)**2)

```

```

801  CONTINUE

      RR=RAND()
      CALL HF1(10, RR, 1.)
      CASEA=(6.*RR)-3.
      ESPEA=(CASEA**2.)/2
      FUNEA=EXP(-ESPEA)/SPI
      TESTA=RAND()
      IF((TESTA.GT.FUNEA)) GOTO 801
      EX=EX+CASEA*SI EA

      E_X2=EX2
      SI_EA=EX+CASEA*SI EA
      SI GE2=CASEA*SI EA

      CALL HF2(6000, E_X2, SI_EA, 1.)
      CALL HF1(7000, SI GE2, 1.)

C     ANGULAR STRAGGLING FOR ALPHA PARTICLE (SI_AN)
C     THIS FORMULA IS DETERMINED USING THE FORMULA IN REF. [R. ANNE, ET
AL., NIM B 34, (1988)295]
C     WHERE THE 'REDUCED ANGLE' IS SI_R, WHICH FOLLOWS A SIMPLE POWER
LOW FITTED TO THE EXPERIMENTAL DATA

      TAU1=PI*(PAR2**2)*(NDS) ! THIS IS THE REDUCED THICKNESS
      SI_R=TAU1**(0.55) ! THIS IS THE REDUCED ANGLE

C     THE SCATTERING ANGLE (WHICH IS THE ANGULAR STRAGGLING) IS SI_AN,
AND IS DEDUCED (IN MRAD) FROM THE EXPRESSION FOR THE 'REDUCED ANGLE'

      SI_AN=(SI_R*2*Z2*Z2*(SQRT(PAR)*6.242E14))/(EX*PAR2)
      SI_AN=SI_AN/2.35

      SI_MM=DX*DTAN(SI_AN)

800  CONTINUE

      RR=RAND()
      CALL HF1(10, RR, 1.)
      CASX=(6.*RR)-3.
      ESPXA=(CASX**2.)/2
      FUNXA=EXP(-ESPEA)/SPI
      TES_X=RAND()

      RR=RAND()
      CALL HF1(10, RR, 1.)
      CASY=(6.*RR)-3.
      ESPYA=(CASY**2.)/2
      FUNYA=EXP(-ESPEA)/SPI
      TES_Y=RAND()

      IF((TES_X.GT.FUNXA)) GOTO 800
      IF((TES_Y.GT.FUNYA)) GOTO 800

      XDE=XDE+CASX*SI_AN
      YDE=YDE+CASY*SI_AN

      X_DE=CASX*SI_MM/10 ! STRAGGLING IN CM
      Y_DE=CASY*SI_MM/10 ! STRAGGLING IN CM

      CALL HF1(8000, X_DE, 1.)
      CALL HF1(8001, Y_DE, 1.)

```

```

! CALCULATE THE THICKNESS OF SILICON
      PSI=ACOS(((DSIN(THI3)*DCOS(PHI3)*DSIN(THI))+
+             (DCOS(THI3)*DCOS(THI))))
      T1=T/DCOS(PSI)
! DIVIDE T1 IN 100 SEGMENTS
      FT1=T1/100
! CALCULATE ENERGY LOSS IN EACH OF THE DIVI SEGMENTS
      COUNT=0
      EA=EX ! RESIDUAL ENERGY
301      CONTINUE
! THIS FUNCTION HAS BEEN EXTRACTED FROM FIT OF DEDX(E) FOR PARTICLE
ALFA IN SILICON DETECTOR
      C1=-3.1245
      C2=-4.1346
      C3=-33.324
      C4=-0.022373
      C5=9.3786
      C6=-0.14484
      C7=25.324
      DEDXS=C1*EXP(C2*EX)+C3*EX**C4+C5*EX**C6+C7
      EX=EX-DEDXS*FT1
      IF(EX.LT..1) THEN
      EX=0.
      DE=EA-EX
      SDE=DE
      CALL HF1(300,SDE,1.)
      ENDIF
      IF(EX.LT..1) GOTO 100
      COUNT=COUNT+1
      IF(COUNT.LE.100) GOTO 301
      CALL HF1(300,SDE,1.)
      DE=EA-EX ! ENERGY LOSS
! CALCULATE THE THICKNESS OF HELIUM GAS BETWEEN DE AND E DETECTORS
      T2=TG/DCOS(PSI)
! DIVIDE T2 IN DIVI SEGMENTS
      FT2=T2/DIVI
! CALCULATE ENRGY LOSS IN EACH OF DIVI SEGMENTS

```

401 CONTINUE

! THIS FUNCTION HAS BEEN EXTRACTED FROM FIT OF DEDX(E) FOR PARTICLE ALFA IN HELIUM GAS

D1=-8.7375
 D2=-3.9548
 D3=-33.103
 D4=-0.029381
 D5=10.195
 D6=-0.23567
 D7=25.601
 DEDXG=D1*EXP(D2*EX)+D3*EX**D4+D5*EX**D6+D7
 EX=EX-DEDXG*FT2

IF(EX.LT..1)THEN ! PARTICLES STOPPED IN THE GAS
 XSTOP=XSTOP+1
 END IF

IF(EX.LT..1)GOTO 100
 COUNT=COUNT+1

IF(COUNT.LE.DIVI)GOTO 401

! SIMILARLY WE HAVE TO VERIFY THAT THE POINT OF INTERSEZIONE STAY ON THE PLANE OF E DETECTOR

! EQUATION FOR THE DIRECTION OF EMITTED PARTICLES

! $Y=TAN(Phi\ 3)*X+TAN(Phi\ 3)*X^2+Y^2$ IN THE CASE
 THAT SCATTERED PARTICLE CROSS THE DETECTOR
 ! $Z=(COS(Phi\ 3)*TAN(The3))^{**}(-1)*(X+X^2)+Z_0$

! $Y=TAN(Phi\ 4)*X+TAN(Phi\ 4)*X^2+Y^2$ IN THE CASE
 THAT RECOIL PARTICLE CROSS THE DETECTOR
 ! $Z=(COS(Phi\ 4)*TAN(The4))^{**}(-1)*(X+X^2)+Z_0$

! $PA5*X+PA6*Y+PA7*Z+PA8=0$ ORDINARY PLANE EQUATION OF E
 DETECTOR (AT 10°)

! COORDINATES OF THE CROSSING POINT WITH THE DETECTOR PLANE

$XE=((PA6*DTAN(Phi\ 3)+(PA7/(DCOS(Phi\ 3)*DTAN(The3))))*X^2-PA6*Y^2-$
 + $PA7*Z_0-PA8)/(PA5+PA6*DTAN(Phi\ 3)+(PA7/(DCOS(Phi\ 3)*DTAN(The3))))$
 $YE=(DTAN(Phi\ 3)*(XE-X^2))+Y^2$
 $ZE=((DCOS(Phi\ 3)*DTAN(The3))^{**}(-1))*(XE-X^2)+Z_0$

! VERIFY THAT THE CROSSING POINT LAYS BETWEEN DETECTOR E VERTEX

IF ((XE.LT.(ER2*DSIN(The+The2)))
 + .AND.(XE.GT.(ER2*DSIN(The-The2)))) THEN

IF ((YE.LT.25.).AND.(YE.GT.-25.)) THEN

IF ((ZE.LT.(987.5+(ER2*DCOS(The-
 THE2)))) .AND. (ZE.GT.(987.5+
 + (ER2*DCOS(The+The2))))) THEN

XDETE=XDETE+1 ! E DETECTOR COUNTER

```

! FILL UP (E) DETECTOR SPECTRUM AND COUNT DETECTED PARTICLE
    SXE=XE
    SYE=YE
    SEX=EX

    CALL HF1(400, STHE3, 1.)
    CALL HF1(401, STHE4, 1.)
    CALL HF2(500, SXE, SYE, 1.)
    CALL HF1(600, SEX, 1.)

        END I F
        END I F
    END I F
ELSE
    GOTO 100
! CHECK ON DE DETECTOR ENDS

    END I F
    END I F
    END I F

    IF(I EVENT. LT. I EVENTMAX) GOTO 100
200 CONTINUE
    WRITE(*, *)' DETECTED-DE=' , XDETD, '          DETECTED-E=' , XDETE
    WRITE(*, *)' UNDETECTED-E=' , XSTOP

    EFFD=XDETD/REAL(I EVENTMAX)
    EFFE=XDETE/REAL(I EVENTMAX)
    WRITE(*, *)' EFFI CI ENCY-DE=' , EFFD
    WRITE(*, *)' EFFI CI ENCY-E=' , EFFE

    CALL HROUT(0, I CYCLE, ' ')
    CALL HREND(' RAN' )

    STOP
    END

```