

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Emissione di pre-equilibrio nelle reazioni
 $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ e $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$

Relatore:
Prof. Mauro Bruno

Presentata da:
Fabrizio Alfonsi

Correlatore:
Dott.ssa Fabiana Gramegna
Dott. Tommaso Marchi

Sessione III
Anno Accademico 2012/2013

Indice

Introduzione	2
1 Problematica Fisica	5
1.1 Reazioni di fusione ad energie medio/basse	5
1.2 Competizione tra fusione/evaporazione ed emissione di pre-equilibrio . . .	12
2 Apparato Sperimentale	17
2.1 GARFIELD	18
2.1.1 Rivelatori a gas con microstrip	19
2.1.2 Scintillatori CsI(Tl)	21
2.1.3 Identificazioni con l'apparato GARFIELD	24
2.2 Ring Counter	25
2.2.1 Camera a ionizzazione	26
2.2.2 Rivelatori al silicio	26
2.2.3 Scintillatori CsI(Tl)	28
2.2.4 Prestazioni dei rivelatori del RCo	29
2.3 Analisi dei segnali di GARFIELD e RCo	31
2.3.1 Elettronica di Front End	31
2.3.2 Protocollo FAIR	31
2.3.3 Analisi e trattamento dei segnali	32
3 Risultati	33
3.1 Gli spettri delle particelle alfa e dei protoni emessi in coincidenza con gli ER: confronto fra i due sistemi	35
3.2 Confronto con modello statistico (PACE 4)	38
3.3 Moving Source Fit	40
3.4 Confronto dello spettro maxwelliano calcolato con spettri PACE 4	45
3.5 Confronto dello spettro somma (evap+ pre) con spettri di protone e spettri alfa dei due sistemi	45
4 Conclusioni	55

Introduzione

Il presente lavoro è stato svolto nell'ambito della collaborazione NUCLEX, esperimento della Commissione Nazionale 3 dell'INFN per lo studio della dinamica delle reazioni nucleari indotte da ioni pesanti. In particolare l'oggetto della tesi riguarda l'analisi della competizione fra i diversi processi di emissione di particelle cariche leggere da sistemi composti. Più precisamente in questa tesi si studiano e si confrontano le emissioni da sorgenti equilibrate e di pre-equilibrio di particelle alfa e protoni per due diverse reazioni di fusione, $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ a 256 MeV e $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ a 304 MeV, che portano entrambe alla formazione del nucleo composto ^{81}Rb . I due sistemi sono stati scelti in modo da avere una reazione indotta da un proiettile costituito da un numero intero di particelle alfa (alfa-cluster) (^{16}O) ed una seconda indotta da un proiettile non alfa cluster (^{19}F), con la medesima energia del fascio (16 MeV/n). Lo scopo è di cercare evidenze sulla struttura a cluster di alfa dei nuclei con numero di massa A multiplo di 4 ed N=Z. Allo scopo di evidenziare i contributi delle diverse sorgenti di emissione delle particelle si è applicata la tecnica del Moving Source Fit agli spettri delle particelle emesse e rivelate con l'apparato GARFIELD in coincidenza con i residui di evaporazione misurati tramite il rivelatore anulare Ring Counter. In questo modo si possono ottenere informazioni sulla dinamica delle reazioni e sui possibili effetti di struttura nella competizione fra i diversi meccanismi di emissione di particella.

Nel Capitolo 1 si introdurrà l'aspetto teorico e fenomenologico del problema, verrà descritta la dinamica delle reazioni nucleari tra ioni pesanti con un approfondimento sui processi di formazione, termalizzazione e decadimento del nucleo composto. Si accennano anche alcuni aspetti relativi all'emissione di pre-equilibrio.

Nel Capitolo 2 sarà descritti gli apparati utilizzati per le misure: in particolare l'apparato GARFIELD utilizzato per la rivelazione delle particelle cariche emesse nel decadimento, ed il rivelatore Ring Counter utilizzato soprattutto per la rivelazione dei Residui di Evaporazione, necessari per una buona definizione dell'evento di fusione.

Nel Capitolo 3 verrà descritta l'analisi dei dati effettuata ed in particolare la tecnica del Moving Fit Globale a molte sorgenti. Verranno mostrati i risultati ottenuti e si confronteranno, per le due reazioni, gli spettri di emissione delle particelle alfa e dei protoni con quelli ottenuti usando calcoli di modello statistico tramite il programma PACE 4. Saranno inoltre mostrati i risultati ottenuti applicando la tecnica del Fit Globale a

Multi-Sorgente ai nostri dati e saranno discussi i parametri del fit così ottenuto anche in relazione alla competizione fra i diversi processi in gioco.
Nel Capitolo 4 infine verranno tracciate alcune conclusioni in base ai risultati raggiunti.

Capitolo 1

Problematica Fisica

1.1 Reazioni di fusione ad energie medio/basse

Le reazioni nucleari consistono nell'interazione fra un fascio di particelle o di ioni contro un bersaglio. Le reazioni possono essere classificate in base all'energia del fascio, che nel caso da noi studiato sarà medio-bassa (10-20 MeV per nucleone), e al parametro d'urto (b), definito come la distanza tra la traiettoria di un proiettile e la particella passante per il centro del campo $U(r)$ del bersaglio. In Figura 1.1 viene mostrato schematicamente il

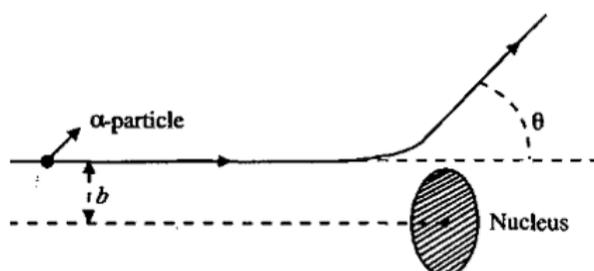


Figura 1.1: Esempio di reazione nucleare fra un fascio di particelle alfa e un nucleo bersaglio

parametro d'impatto, nel caso di una particella alfa come proiettile in un urto elastico, e viene identificato anche l'angolo di diffusione della stessa.

Se lo stesso proiettile è un nucleo (ione pesante) l'urto coinvolge l'interazione tra due sistemi complessi, costituiti da più nucleoni. Il grande numero (fino a qualche decine) di nucleoni fortemente interagenti può arrivare a cambiare drasticamente la forma e la struttura sia dei nuclei interagenti, i loro rapporti fra neutroni e protoni, le loro energie di eccitazione interne e altre proprietà spettroscopiche e dinamiche. Inoltre è possibile la

formazione di eventuali di eventuali nuovi sistemi. Le reazioni nucleari fra ioni pesanti possono quindi dar luogo a molti fenomeni che non sono normalmente osservabili quando il proiettile è una particella leggera. Possono infatti arrivare ad estrarre parti di materia nucleare (emissione di particelle o cluster), disintegrare completamente i nuclei causando una vera e propria esplosione di nucleoni o di frammenti nucleari (vaporizzazione o multiframmentazione) o, comunque, arrivare a trasferire una notevole quantità di momento angolare e di energia, arrivando a procurare notevoli instabilità nei nuovi sistemi formati. Le reazioni fra ioni pesanti possono inoltre condurre alla fusione dei due nuclei interagenti, creando sistemi composti più o meno stabili e dissipare grandi quantità di energia in eccitazioni interne, che vengono normalmente rimesse sotto forma di radiazioni, di particelle o di frammenti nucleari.

Le forze nucleari, che sono alla base dei fenomeni nucleari che derivano dall'interazione fra ioni pesanti, sono a corto raggio ($\sim 10^{-13}$ cm) e quindi, perché agiscano, occorre che i due nuclei siano sufficientemente vicini, prossimi a toccarsi. Come vedremo anche in seguito, un aspetto caratteristico delle reazioni da ioni pesanti a bassa energia è la lunghezza d'onda rispetto alle dimensioni della regione di collisione intorno al nucleo bersaglio. Come conseguenza, risultando la natura quantistica dell'onda incidente fortemente attenuata, la descrizione classica con una ben definita traiettoria può essere utilizzata, permettendo di descrivere in termini di traiettorie classiche e quindi di classificare le collisioni di bassa energia (< 20 MeV/nucleone) secondo il loro parametro d'impatto (o d'urto) b , che definisce quanto la collisione sia vicina a un urto centrale:

- a grandi parametri d'impatto, pertanto, il proiettile e il bersaglio non si avvicineranno mai fino a toccarsi e, di conseguenza, le loro traiettorie saranno governate dalla forza coulombiana repulsiva tra di essi. Si parla quindi di diffusione elastica di tipo Coulombiano in quanto gli effetti nucleari a corto raggio d'azione non arrivano a farsi sentire;
- a valori di parametro d'urto intermedi i due nuclei si cominciano a sfiorare e permettono quindi alle forze nucleari di mostrare i primi effetti: durante queste collisioni di "passaggio radente" (grazing collisions) cominciano ad evidenziarsi eventi con trasferimento di uno o più nucleoni tra i due partner interagenti (reazioni di trasferimento di pochi nucleoni) o anche l'eccitazione di moti collettivi (Coulomb and nuclear excitation);
- al diminuire ancora del parametro d'urto, una parte sostanziale del proiettile comincia ad urtare/sovrapporsi a parte del bersaglio. Si tratta ancora di reazioni abbastanza periferiche che portano dopo l'urto a due nuclei finali, che sono generalmente uguali o molto simili rispettivamente al proiettile (Projectile-like) o al bersaglio (Target-like), e quindi ricreano le loro identità iniziali: tuttavia in queste collisioni c'è una notevole dissipazione di energia, che va a riscaldare i nuclei. Questo tipo di evento si chiama "collisione profondamente inelastica";

- infine, per parametri d’impatto prossimi a zero si hanno le collisioni centrali. L’urto centrale può portare alla fusione dei due partner con formazione di un nucleo composto, che vive abbastanza a lungo perché i nucleoni raggiungano l’equilibrio nella distribuzione dell’energia e del momento angolare. Tuttavia, il nucleo composto è un sistema metastabile che dopo circa $10^{-18} \div 10^{-19}$ s decade. Questo processo di raffreddamento avviene attraverso l’emissione di radiazioni gamma o particelle come protoni, neutroni o alfa, oppure tramite il processo di fissione nel quale il sistema composto si rompe in due frammenti più piccoli. Durante la fissione il nucleo composto si comporta come una goccia liquida, che si allunga fino a quando il collo che si forma fra i due nuclei non si rompe. Talvolta, il ”collo” si separa a sua volta e va a formare un terzo partner: a basse energie questo può essere tipicamente una particella α , mentre ad energie superiori il collo può emettere frammenti di massa intermedia, la cui composizione in termini di rapporto neutroni/protoni può essere indicatore degli effetti del grado di libertà di isospin sulla materia nucleare in condizioni estreme di densità;
- quando l’energia del bersaglio supera i 10 MeV/n possono evidenziarsi effetti di non-equilibrio e la diseccitazione del sistema composto può cominciare prima della completa termalizzazione del sistema: si parla a questo punto di processi di emissione di pre-equilibrio, di cui si parlerà maggiormente nel seguito.

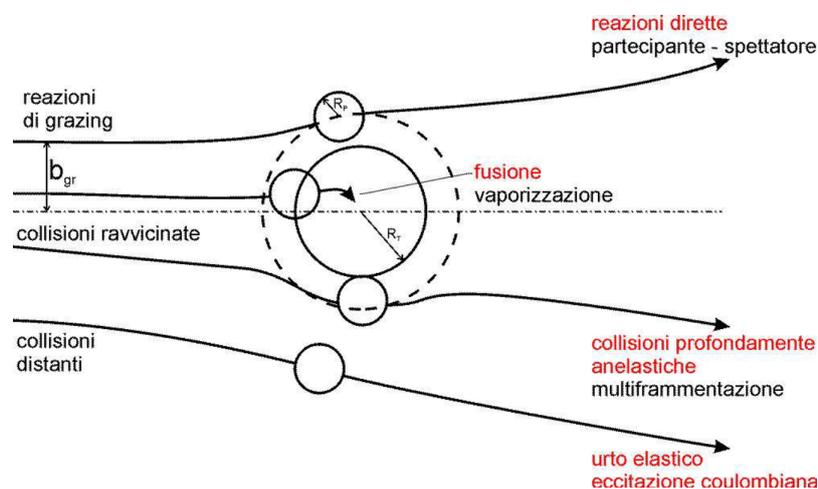


Figura 1.2: *Schema di classificazione delle reazioni fra ioni pesanti in funzione del parametro di impatto*

Nella Figura 1.2 sono mostrati schematicamente i diversi meccanismi sopra descritti in funzione del parametro d’impatto.

Ogni reazione ha una probabilità di avvenire rappresentata dalla sua sezione d'urto, la quale può essere calcolata o dalla formula

$$\sigma = \frac{R}{j * N}$$

dove R rappresenta il rate di produzione della reazione, j la densità di corrente del fascio e N la densità superficiale del bersaglio, oppure dalla sezione d'urto differenziale definita come

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\theta} = \frac{r(\theta)}{j * N}$$

dove $r(\theta)$ rappresenta il tasso di produzione della reazione per angolo θ . La sezione d'urto totale si ottiene integrando la sezione d'urto parziale su tutto l'angolo. Se la sezione d'urto differenziale è in funzione dell'angolo solido e/o dell'energia l'integrazione deve essere effettuata sull'energia e/o sull'angolo solido. La sezione d'urto differenziale può essere considerata come il conteggio delle particelle prodotte per ogni valore di energia o di angolo o di entrambi.

In determinate condizioni per la descrizione delle reazioni tra ioni pesanti possiamo applicare la teoria di campo medio. Infatti date la velocità media dei proiettili e la velocità del bersaglio ($=0$), si può ricavare la velocità relativa tra i due nuclei (v_{rel}), e data la massa di un nucleone (m) si può calcolare la lunghezza d'onda ridotta relativa dell'interazione nucleone-nucleone tramite la formula:

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{h}{2\pi m v_{rel}}$$

A questo punto se la lunghezza d'onda è maggiore della distanza media tra i nucleoni del bersaglio (2 fm) allora si può dire che il nucleone del proiettile durante l'interazione vede più nucleoni del bersaglio. Quindi si può considerare che ogni nucleone del proiettile interagisca con un campo medio dei nucleoni del bersaglio. Nel caso in cui la lunghezza d'onda ridotta relativa sia minore della distanza media tra i nucleoni del bersaglio le interazioni tra singoli nucleoni (nucleone-nucleone) influiscono nella reazione in maniera sempre più rilevante all'aumentare dell'energia.

Parliamo ora in maniera più approfondita della formazione del nucleo composto, in particolare tra ioni pesanti. Come detto in precedenza per la sua formazione ad energie medio-basse (10-20 MeV/n) il parametro d'urto b deve essere piccolo e che la lunghezza d'onda ridotta permette di utilizzare la teoria di campo medio.

Ora studiamo gli eventi in ordine cronologico, dal contatto dei due nuclei fino al decadimento finale del prodotto di reazione.

Subito dopo che i primi nucleoni del nucleo proiettile e del nucleo bersaglio hanno cominciato ad interagire inizia il processo di fusione, dove il nucleo più grande ingloba

il nucleo più piccolo (nel nostro caso il bersaglio ingloba il proiettile); successivamente avviene un processo di termalizzazione: il sistema composto attraversa una fase durante la quale la sua distribuzione energetica diventa caotica con innumerevoli collisioni nucleone-nucleone, che portano allo scambio e alla cessione di energia. Tali stadi della reazione non possono essere trattati termodinamicamente perchè il sistema non è equilibrato. Dopo un tempo piuttosto lungo ($10^{-20} - 10^{-18}$ s), il sistema composto raggiunge una distribuzione sufficientemente uniforme della sua energia. Il processo di fusione di per se dura all'incirca 10^{-22} s, mentre per raggiungere lo stato di termalizzazione, fino a quando cioè il corpo non raggiunge una distribuzione della temperatura riconducibile ad un trattamento termodinamico, ci vogliono almeno 10^{-19} s. Se l'energia è sufficientemente alta, può avvenire che, durante questo processo di termalizzazione, vengano emesse particelle dette di pre-equilibrio di cui di parlerò più a fondo in seguito. A questo punto il sistema che si è formato si definisce nucleo composto e la sua caratteristica principale è quella di non possedere memoria del canale d'ingresso e quindi di non sapere da chi dipenda la sua formazione. Questo si basa sull'ipotesi di Bohr: quando un nucleone entra nel nucleo, interagisce con gli altri nucleoni riducendo così il libero cammino medio, e distribuisce la sua energia agli altri nucleoni finchè non si perde completamente la memoria del modo di formazione del sistema, eccetto per la conservazione dell'energia, del momento angolare e della parità. In base a tale ipotesi qualsiasi sia la coppia di proiettile e bersaglio, se il risultato della somma delle loro cariche è Z e delle loro masse è A , se l'energia di eccitazione ed il momento angolare sono gli stessi, si formerà lo stesso nucleo composto. Le sue emissioni saranno pertanto di tipo statistico e lasceranno delle distribuzioni di residui di evaporazione del tutto uguali.

A queste energie il decadimento del nucleo composto per evaporazione è prevalentemente superficiale, dato che solo i nucleoni esterni possono raggiungere abbastanza energia per essere emessi e si può quindi utilizzare una trattazione statistica. Questa trattazione si basa principalmente sulla regola d'oro di Fermi

$$\lambda_{f-i} = \frac{2\pi}{h} M_{f-i} \rho_f$$

la quale rappresenta la probabilità di decadimento da uno stato iniziale i ad uno stato finale f ; la M_{f-i} rappresenta l'elemento di matrice che descrive il cambiamento di stato da i a f ed è definita come

$$M_{f-i} = \int \varphi'_f V \varphi_i$$

dove φ'_f rappresenta il complesso coniugato della funzione d'onda che definisce lo stato finale, φ_i lo stato iniziale, V il potenziale di accoppiamento tra i due stati; ρ_f è la densità degli stati del sistema finale. In un sistema termalizzato possiamo considerare l'elemento di matrice uguale per ogni tipo di decadimento, cioè di emissione. Infatti l'emissione statistica di un nucleo composto termalizzato si basa sulla uguale probabilità di ogni stato finale e dipende, di conseguenza, dalla densità degli stati del sistema

finale. Altre emissioni avvengono subito dopo il contatto tra proiettile e bersaglio, prima o durante il processo di termalizzazione. Queste emissioni, che avvengono prima della formazione del nucleo composto, vengono chiamate emissioni di pre-equilibrio.

Informazioni importanti che possono caratterizzare il nucleo composto sono forniti dall'energia delle particelle emesse, dalla forma dei loro spettri di emissione e dalla loro distribuzione angolare: esse dipendono infatti fortemente dalla energia di eccitazione e dal momento angolare del nucleo composto. Per quanto riguarda la distribuzione angolare possiamo considerare isotropa l'emissione nel sistema di riferimento della sorgente emettitrice (sistema del centro di massa nel caso del nucleo composto) per particelle leggere come protoni e neutroni; per particelle più pesanti, come ad esempio per le particelle alfa, il fatto che esse trasportino momento angolare fa sì che la distribuzione angolare non si possa ritenere isotropa perchè fortemente influenzata anche dall'accoppiamento del momento angolare della particella emessa con quello della sorgente emittente.

In Figura 1.3 vengono riportati come esempio la popolazione del nucleo composto in funzione del momento angolare e l'energia necessaria per l'emissione di una o più particella in funzione del momento angolare della sorgente (grafici a cascata). Questi grafici a cascata mostrano, per un nucleo composto, i decadimenti possibili di un tipo di particella in base all'energia di eccitazione ed al momento angolare della sorgente. La linea più in basso di questi grafici, cioè il limite del piano accessibile, è chiamata linea Y-rast, e collega tra loro gli stati accessibili ad energia più bassa, per un dato momento angolare. Gli spettri delle particelle emesse dal nucleo composto termalizzato assumono una forma molto specifica: mentre possono esistere molti tipi diversi di emissioni non termiche, quando parliamo di radiazione termica ci riferiamo ad una radiazione caratterizzata da uno spettro di emissione ben definito, lo spettro di "corpo nero" (che poi è in ottima approssimazione lo spettro delle stelle ordinarie). La forma dello spettro di "corpo nero" deriva dalla legge di Plank, a sua volta, conseguenza della meccanica quantistica. Un gas di particelle materiali, se le particelle possono scambiarsi energia tramite mutue interazioni, deve evolvere verso una situazione di equilibrio caratterizzata da una precisa distribuzione delle velocità delle particelle (espressa matematicamente dalla formula di Maxwell-Boltzmann): in queste condizioni si può parlare di equilibrio termico e definire una temperatura T del sistema così termalizzato, mentre per un sistema non termalizzato, una tale definizione non avrebbe senso.

Gli spettri delle particelle cariche che andremo ad analizzare sono di questo tipo: dalla loro forma, che dipende dall'energia delle particelle emesse e dall'angolo di emissione, potremo determinare la temperatura media T delle sorgenti di emissione e verificare altri parametri quali la barriera Coulombiana e la velocità della sorgente emettitrice, come vedremo nel seguito.

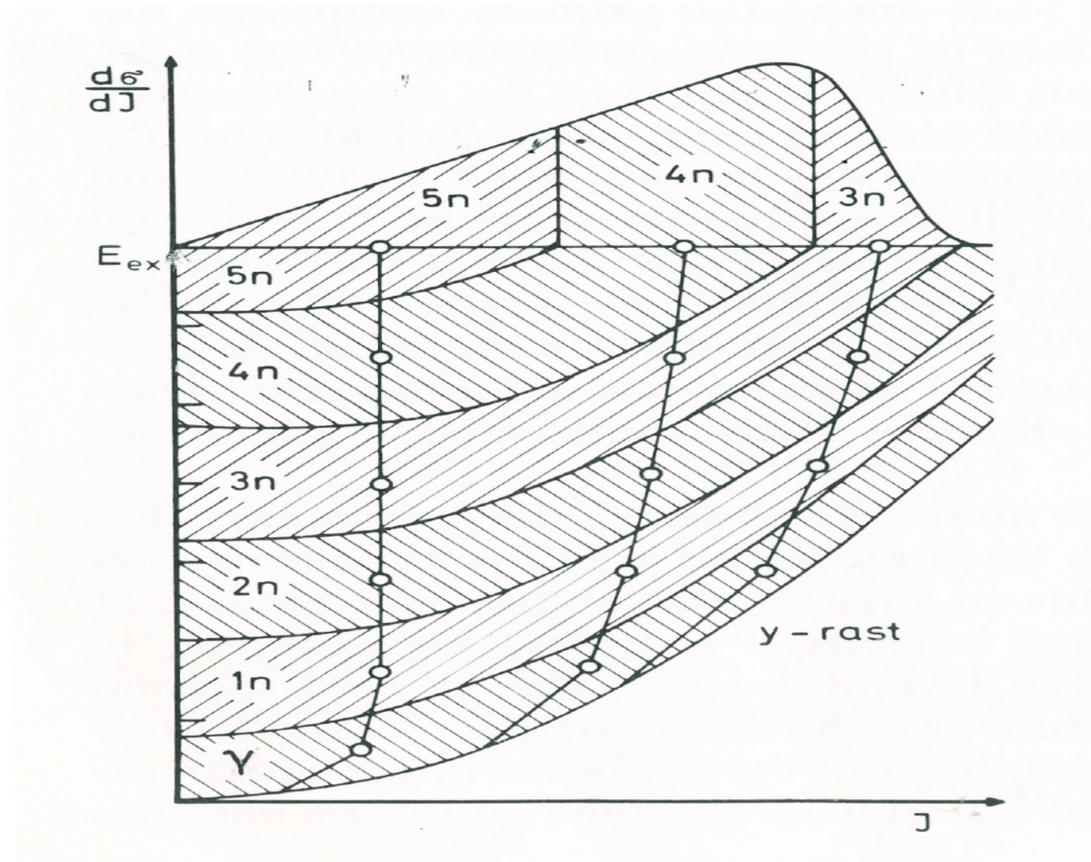


Figura 1.3: Esempio di grafico a cascata, in questo caso per il decadimento dei neutroni; la Figura è composta da due parti: in alto sopra la retta $E_{ex} = \text{costante}$ la sezione d'urto differenziale di formazione di nucleo composto in funzione del momento angolare; in basso l'andamento della dissipazione di energia di eccitazione del nucleo composto in funzione del momento angolare con emissione di diverse particelle (in questo caso neutroni e gamma).

1.2 Competizione tra fusione/evaporazione ed emissione di pre-equilibrio

Come già accennato, nel processo di fusione completa dei nuclei proiettile e bersaglio il nuovo sistema nucleare subisce un processo di termalizzazione dovuta alle collisioni nucleone-nucleone, durante il quale l'energia ha una distribuzione che non è possibile trattare termodinamicamente. Durante tale periodo, se l'energia in gioco lo permette, possono essere emesse particelle di pre-equilibrio. Tali emissioni dipendono, a differenza di quella da nucleo composto, dai canali d'entrata della reazione, dai tipi di reagenti, dalle loro energie e dalle direzioni dell'urto.

L'emissione di pre-equilibrio prende luogo dopo i primi stadi della reazione, ma molto prima che l'equilibrio statistico del nucleo composto venga raggiunto. E' quindi considerato un processo intermedio fra i processi diretti e quelli totalmente dissipativi. Si pensa che la particella incidente passo dopo passo crei diversi stati del nucleo composto e perda gradualmente memoria della sua direzione iniziale e della sua energia. Si ritiene che i processi di pre-equilibrio contribuiscano alla sezione d'urto già a partire dai 6 MeV/n di energia incidente del nucleo proiettile, ma diventino importanti per energie incidenti fra i 10 ed i 200 MeV/n. La distribuzione angolare delle particelle di pre-equilibrio non si può considerare isotropa nel sistema di riferimento del nucleo composto, come nel caso delle particelle emesse da una sorgente completamente termalizzata, perchè la distribuzione in energia delle particelle emesse risente ancora fortemente del canale di ingresso ed in particolare della velocità della sorgente emettitrice.

Tentiamo ora di studiare a livello fenomenologico questo tipo di emissioni (vedi Figura 1.4). Da uno studio degli spettri di emissione si possono distinguere tre componenti: una distribuzione maxwelliana a basse energie che è riconducibile alle energie evaporate del nucleo composto, una zona di emissione nel continuo senza una struttura identificabile che dipende debolmente dall'energia dell'eiettile, dei picchi ad alte energie corrispondenti alle reazioni con stati eccitati del nucleo bersaglio.

Da uno studio dettagliato della distribuzione angolare della sezione d'urto selezionando gli eventi a maggiore dissipazione (zona A in Figura 1.4) si trova una distribuzione isotropa, confermando l'origine da nucleo composto termalizzato (pannello inferiore più a sinistra nella Figura). Mano a mano che ci si sposta verso le reazioni dirette la distribuzione angolare risulta sempre più focalizzata ad angoli in avanti, fino ad arrivare ad una distribuzione che mostra una struttura di tipo diffrattivo piccata in avanti, a confermare il processo diretto come origine. La zona intermedia, come detto senza struttura, non è riconducibile nè a reazioni dirette nè al nucleo composto. Come detto quindi, sia le forme degli spettri delle particelle emesse che le loro distribuzioni angolari possono essere indicatori della avvenuta termalizzazione del sistema composto in esame e dell'eventuale contributo di processi di pre-equilibrio alla sezione d'urto misurata.

In Figura 1.5 è mostrato un esempio di distribuzione in energia di particelle alfa in

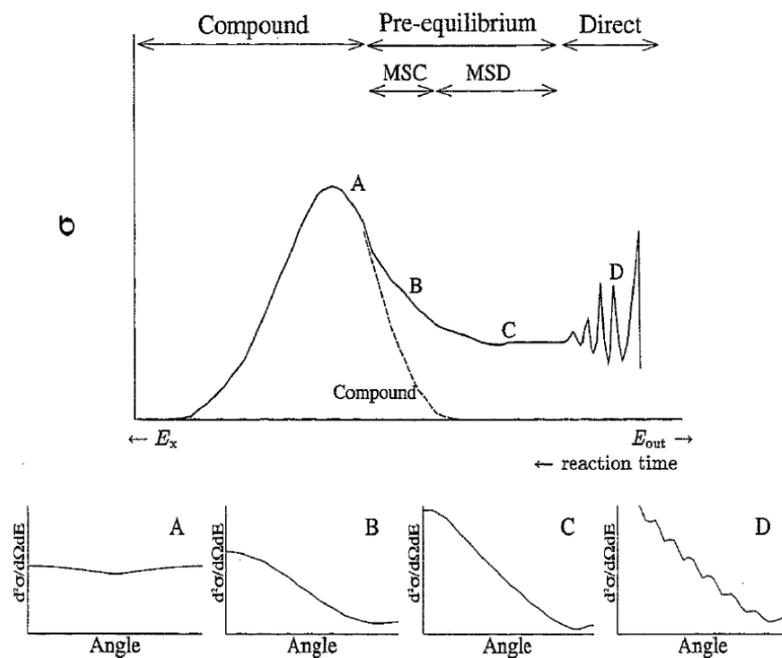


Figura 1.4: Schema della sezione d'urto in funzione dell'energia nel canale d'uscita dei diversi processi diretti, di pre-equilibrio e di fusione completa (pannello superiore). Per i diversi meccanismi sono mostrate le distribuzioni angolari delle particelle emesse, che mostrano una transizione graduale verso l'isotropia al decrescere dell'energia nel canale d'uscita (all'aumentare della dissipazione).

cui sono evidenti i due contributi relativi al nucleo composto ed all'emissione di pre-equilibrio. La competizione fra i vari processi può essere compresa se si assume che la

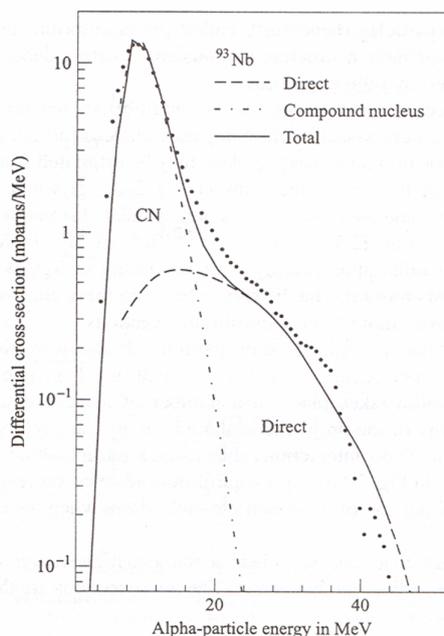


Figura 1.5: *Distribuzione in energia di particelle alfa: sono evidenziati i contributi derivanti da emissione da nucleo composto e quelli derivanti da emissione di pre-equilibrio o da processi diretti.*

transizione da uno stato iniziale ad uno stato finale sia effettuata tramite nuclei composti intermedi. L'energia del proiettile viene divisa tra i nucleoni del corpo formato da proiettile+bersaglio tramite interazioni a cascata nucleone-nucleone che provocano la formazione di stati particle-hole sempre più complessi come mostrato in Figura 1.6. Le linee orizzontali indicano stati a particella singola equispaziati da una buca di potenziale. Le particelle sono rappresentate con i pallini neri. E è l'energia della particella misurata dall'energia di Fermi e corrisponde all'energia iniziale di eccitazione; B è l'energia media di legame per nucleone. La parte (a) mostra interazioni nucleone-nucleone che portano a configurazioni più complesse in cui tutte le particelle sono legate e non possono essere emesse. La parte (b) mostra interazioni che inducono a configurazioni in cui almeno una particella non è legata e può essere emessa nel continuo con energia ε lasciando un residuo di energia $U = E - B - \varepsilon$.

Un'emissione di pre-equilibrio si manifesta quando una particella non legata ad uno di questi stati particle-hole viene emessa prima della termalizzazione del nucleo. Il calcolo della sezione d'urto di pre-equilibrio non è cosa semplice, ma data l'assenza di fluttuazioni negli spettri si può assumere che non ci siano effetti di interferenza fra i diversi stadi

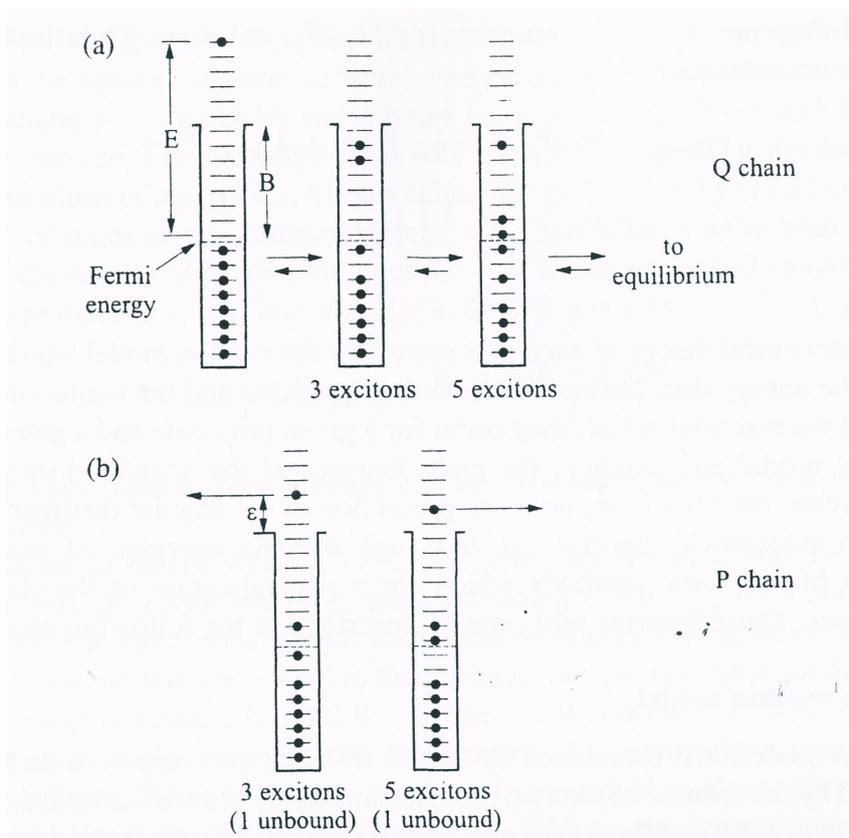


Figura 1.6: Rappresentazione schematica dei primi istanti di una reazione indotta da un nucleone nell'exciton model.

e quindi la sezione d'urto del pre-equilibrio può essere calcolata sommando incoerentemente ogni sezione d'urto d'emissione ad ogni stadio della cascata.

Non è scopo di questa tesi entrare nello specifico di tali calcoli e, come vedremo nel seguito, ci limiteremo a valutare, tramite un modello empirico a molte sorgenti, il contributo del processo di pre-equilibrio nei nostri sistemi rispetto al contributo principale che deriva dall'emissione da nucleo composto equilibrato.

Capitolo 2

Apparato Sperimentale

La misura, oggetto di questa tesi, consiste nella registrazione ed identificazione delle particelle cariche emesse in reazioni nucleari con parametri d'urto centrali, nelle quali viene formato il nucleo composto ^{81}Rb . La formazione di questo sistema composto è stata ottenuta tramite l'urto tra un fascio di ^{16}O , caratterizzato da un numero di protoni e di neutroni uguali ($N=Z$) e pertanto considerato con struttura a cluster alfa, a 256 MeV con un bersaglio di ^{65}Cu . Per confronto si è studiata anche la reazione indotta da un fascio ^{19}F (non alfa- strutturato) di energia incidente 304 MeV su bersaglio di ^{62}Ni . Le due energie incidenti sono state scelte in modo da avere la stessa energia per nucleone del fascio incidente (16 MeV/n) in per avere lo stesso comportamento previsto per quanto concerne l'emissione di pre-equilibrio delle particelle leggere. I due bersagli (^{65}Cu e ^{62}Ni) sono stati preparati per evaporazione dal Laboratorio Target dei Laboratori Nazionali di Legnaro e sono formati da un foglio sottile di $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Tale unità di misura viene definita per poter confrontare materiali con densità diverse ed è definita come lo spessore in micron diviso la densità del materiale espressa in $\mu\text{g}/\text{cm}^3$. Il foglietto ottenuto per evaporazione viene poggiato su una sottile lamina di alluminio (porta-bersaglio) forata al centro (foro ovale 1 cm x 2 cm nel nostro caso), nella regione di incidenza del fascio. Il fascio ha normalmente dimensioni di 1-2 mm. Questa misura è stata effettuata presso i Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN utilizzando l'apparato GARFIELD+RCo (vedi Figura 2.1). L'apparato GARFIELD è un rivelatore di particelle cariche e frammenti. E' in particolare in grado di identificare gli isotopi delle particelle cariche (LCP con $Z \leq 2$) in un ampio intervallo angolare. Inoltre l'apparato è in grado di rivelare frammenti ($Z \geq 3$), così da poter identificare la maggior parte di prodotti di reazione ed avere una quasi completa ricostruzione della reazione, evento per evento. GARFIELD consiste in due camere a deriva indipendenti: esse utilizzano tecniche di rivelazione basate sulla registrazione del segnale di perdita di energia nel gas ottenuto tramite rivelatori a microstrip a gas e sulla registrazione dei segnali di energia residua data dagli scintillatori CsI(Tl) collocati nel medesimo volume. Particelle e frammenti emessi agli angoli in avanti sono rivelati tramite il Ring Counter (RCo), rivelatore anulare



Figura 2.1: Foto dell'apparato GARFIELD

opportunamente segmentato basato su tre stadi di rivelazione: camere a ionizzazione, rivelatori semiconduttori di Silicio e scintillatori di CsI(Tl).

2.1 GARFIELD

L'apparato GARFIELD consiste in due grandi volumi riempiti di gas CF_4 : questi volumi sono opportunamente attrezzati con un partitore resistivo atto a far derivare verso l'anodo o il catodo rispettivamente gli elettroni e gli ioni positivi, che si formano lungo la traccia della particella o del frammento interagente con il gas. Nella zona anodica le camere di GARFIELD prevedono una regione di moltiplicazione degli elettroni della ionizzazione primaria, grazie all'utilizzo di elettrodi a microstrip, che alternando anodi e catodi di piccole dimensioni (dell'ordine delle decine e centinaia di micron rispettivamente) provocano una valanga di elettroni a causa dell'alto campo elettrico localizzato molto vicino alle microstrip stesse. Gli anodi delle microstrip fungono pertanto da elettrodi che raccolgono un segnale proporzionale all'energia persa da particelle e frammenti (ΔE) e vengono complementate da scintillatori CsI(Tl) per la rivelazione dell'energia residua E (vedi Figura 2.2). Correlando i segnali $\Delta E - E$, si possono identificare in carica ed energia sia LCP che frammenti con soglie in energie molto basse (0.8-1 MeV/A). Le due camere hanno una simmetria cilindrica e sono posizionate avanti e indietro rispetto al bersaglio. La camera a deriva in avanti copre una porzione di angolo che va da $\theta = 28^\circ$

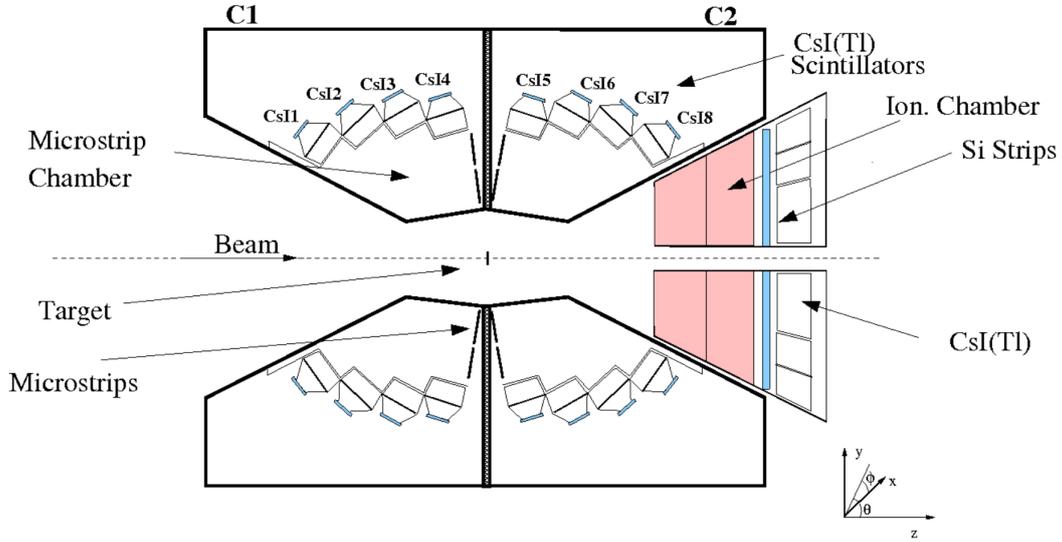


Figura 2.2: Sezione delle 2 camere a deriva di GARFIELD

$\theta = 85^\circ$, mentre la camera all'indietro copre da $\theta = 95^\circ$ a $\theta = 152^\circ$, con una apertura laterale di $\Delta\theta = 45^\circ$, ottimizzata per alloggiamento di ulteriori rivelatori ausiliari. I due volumi di gas sono divisi rispettivamente in 24 e 21 settori di angolo azimutale $\Delta\phi = 15^\circ$ e, come detto in precedenza, sono riempiti di gas CF_4 a 50 mbar (vedi Figura 2.3). Tale gas è stato scelto per il suo alto potere frenante e per l'alta velocità di deriva degli elettroni. Ogni settore è equipaggiato con un elettrodo a microstrip trapezoidale, diviso in 4 diverse zone di raccolta, ognuna delle quali fornisce un segnale di ΔE (vedi Figura 2.4). Sono inoltre presenti 4 cristalli di CsI(Tl) posizionati in una configurazione radiale rispetto al punto di interazione. I cristalli scintillatori sono letti da fotodiodi e forniscono la misura dell'energia residua E . In ogni settore una scheda con 8 pre-amplificatori è montata all'interno del volume di gas e vicino ai rivelatori per massimizzare il rapporto segnale/rumore. I pre-amplificatori sono progettati in modo da avere un grande intervallo dinamico nella risposta (sopra i 10 MeV), un basso rumore di fondo e basso consumo di potenza (circa 200 mW ognuno); hanno un guadagno nominale di 45 mV/MeV di silicio equivalente e la dissipazione del calore da loro prodotto è affidata ad un sistema di raffreddamento del gas con ricircolo ad acqua.

2.1.1 Rivelatori a gas con microstrip

Il funzionamento di una camera a gas a ionizzazione con microstrip è il seguente: la LCP o il frammento ionizza gli atomi di CF_4 . Si producono in questo modo coppie elettrone-ione le quali sono sottoposte al campo elettrico, controllato da un partitore resistivo, opportunamente disegnato allo scopo di far migrare in maniera quanto più uniforme



Figura 2.3: *Visione di una delle due camere di GARFIELD aperta: in primo piano si nota il coperchio in Alluminio con il sistema di raffreddamento in Rame, in secondo piano la struttura a settori con i cristalli di Ioduro di Cesio*

possibile gli elettroni verso gli anodi e gli ioni, in direzione opposta, verso i catodi (vedi Figura 2.5). L'elettrodo a microstrip permette la moltiplicazione a valanga degli elettroni

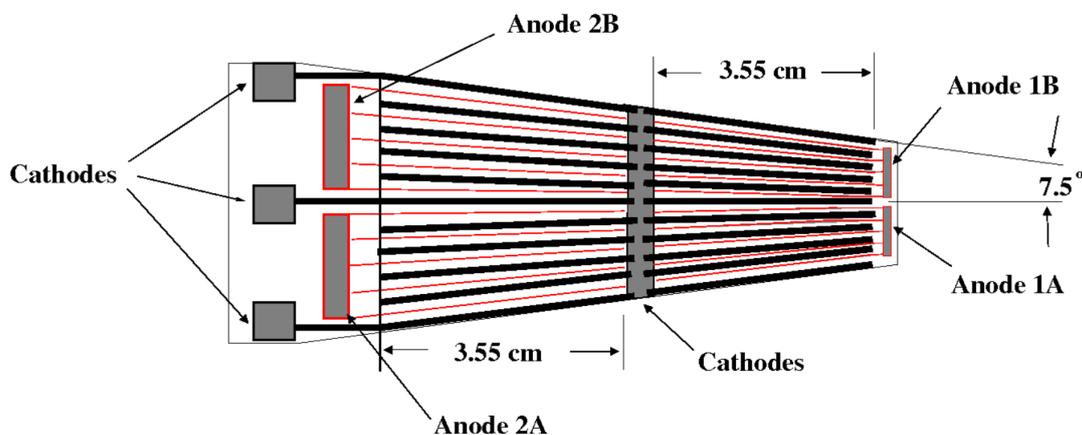


Figura 2.4: Schema di un elettrodo a microstrip trapezoidale di GARFIELD

primari, non appena questi superano una griglia (griglia di Frish), posta a distanza di 3 mm dal piano delle microstrip: il campo elettrico prodotto nelle vicinanze delle microstrip è molto intenso (circa 10^7 V/m), grazie alla struttura micrometrica. Il segnale rimane proporzionale agli elettroni primari prodotti e quindi alla energia depositata dalla particella stessa nel volume di gas. Il partitore permette di ottenere un campo elettrico uniforme, cosicchè gli elettroni possano avere una velocità di deriva costante e delle traiettorie rettilinee e quindi si possa ricavare lo spazio percorso, dalla valutazione del tempo di deriva (vedi Figura 2.5). Gli elettrodi metallici alternati che fanno da anodo/catodo sono depositati tramite la tecnica di fotolitografia su vetro. Gli anodi sono elettricamente connessi fra loro in ognuna delle 4 aree di raccolta e polarizzati a 430 V. I catodi hanno forma trapezoidale e sono collegati tutti a massa. Usando il CF_4 a 50 mbar c'è un fattore di moltiplicazione degli elettroni di 30-50 volte; questo gas è usato per la sua alta densità di 0.19 mg/cm^3 che permette un alto potere specifico frenante e per l'alta velocità di deriva degli elettroni ($10 \text{ cm}/\mu\text{s}$ a 1 V/cm/mbar). La contaminazione del gas è minimizzata da un ricircolo continuo del gas nella camera e da un opportuno sistema di filtraggio. I segnali ottenuti danno informazioni sull'energia ΔE e sull'angolo polare θ . Ogni camera ha una risoluzione di $\Delta\theta = 1^\circ - 3^\circ$, $\Delta\phi = 7.5^\circ$, 6% di energia ottenuta per lo scattering elastico di ^{32}S a 200 MeV (pari ad una perdita di energia di circa 10 MeV nel gas).

2.1.2 Scintillatori CsI(Tl)

Ogni settore di GARFIELD contiene 4 scintillatori CsI(Tl) posizionati in modo da ottimizzare l'efficienza geometrica (vedi Figura 2.6) e sono 96(84) cristalli per la camera

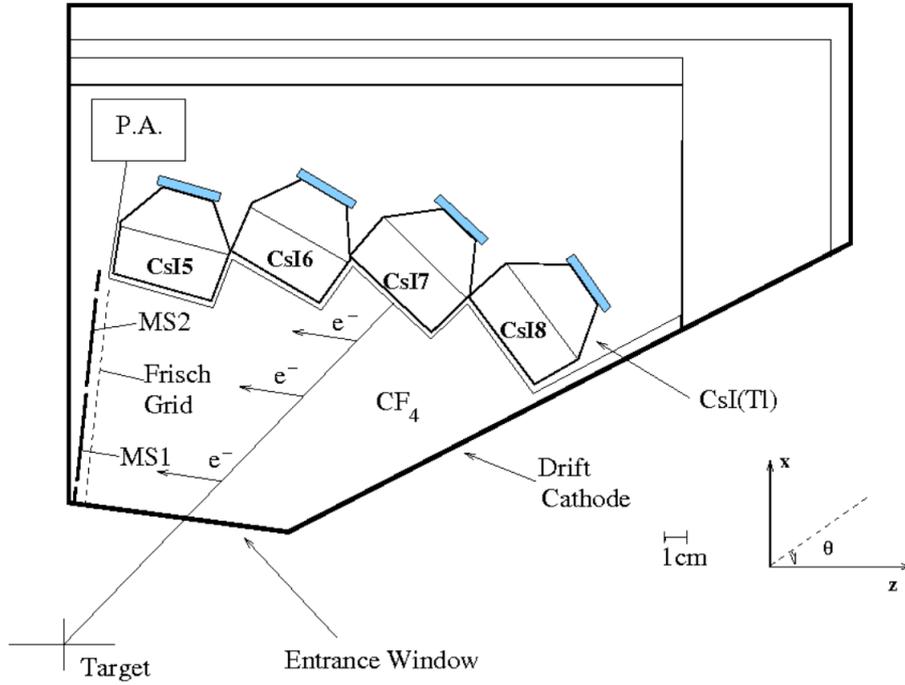


Figura 2.5: Schema di un settore di GARFIELD e del sistema di rivelazione con microstrip

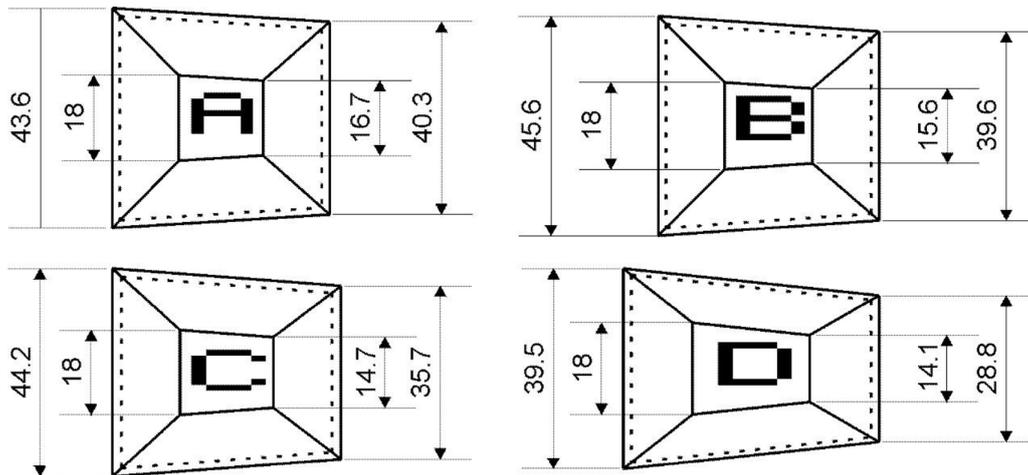


Figura 2.6: Schema della geometria di una cella di GARFIELD e del posizionamento dei cristalli di CsI(Tl) (misure espresse in mm)

avanti(indietro). Ogni rivelatore copre $\Delta\phi = 15^\circ$ e $\Delta\theta \sim 15^\circ$. I cristalli sono spessi 4 cm così da fermare le particelle cariche prodotte alle energie di interesse. Il drogaggio di Tl è di 1200 ppm e serve ad ottimizzare l'emissione di luce. Il funzionamento della scintillazione è il seguente: la LCP o il frammento interagisce con l'atomo dello scintillatore ionizzandolo o eccitandolo. La banda di conduzione dello scintillatore è formata dagli elettroni liberi di muoversi nell'atomo e la banda di valenza è formata dagli elettroni più esterni della shell atomica (vedi Figura 2.7). Quando questi per effetto delle

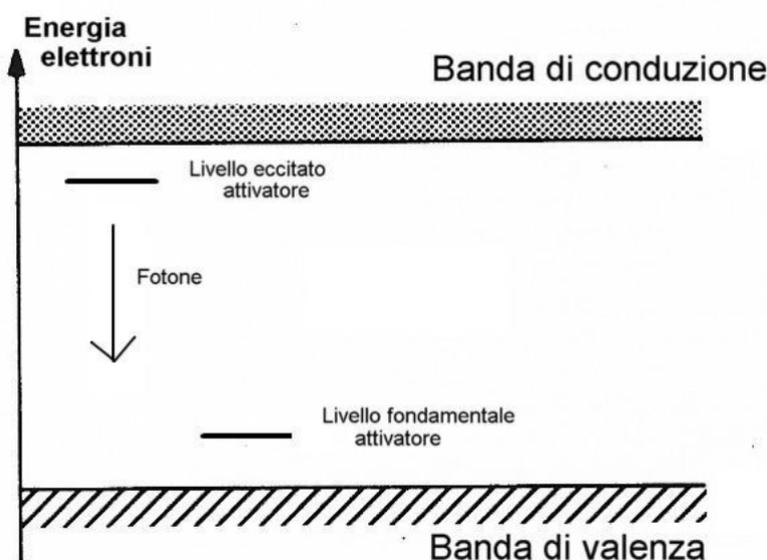


Figura 2.7: *Schema del processo di scintillazione tramite bande energetiche*

interazioni di LCP e frammenti acquisiscono l'energia sufficiente possono accadere due eventi: o si eccita un elettrone che passa nella banda di conduzione formando una coppia elettrone-lacuna, oppure l'elettrone si eccita ma non raggiunge la banda di conduzione creando insieme alla lacuna un eccitone. In entrambi i casi l'elettrone si diseccita e poi si ricombina con la lacuna emettendo un fotone. Il drogaggio di Tl diminuisce la probabilità di ricombinazione per dissipazione di calore, per cui non si avrebbe emissione di fotoni e quindi ne aumenta l'efficienza luminosa. Il cristallo è accoppiato otticamente a un fotodiode Hamamatsu S3204-05 e ad un pre-amplificatore. La risoluzione in energia è circa il 3% per particelle alfa a 5 MeV e 2-3% ottenuto per scattering elastico di Li e C su un nucleo Au a 8 MeV/n.

2.1.3 Identificazioni con l'apparato GARFIELD

Tecnica $\Delta E - E$

La correlazione $\Delta E - E$ è un grafico bidimensionale con ΔE l'energia persa in una o entrambe le sezioni della camera di deriva ed E_r l'energia residua rilasciata dalla particella incidente nello scintillatore. Il metodo per identificare la carica delle particelle si divide in due parti: per ogni rivelatore impiegato, in un grafico bidimensionale $\Delta E - E$, alcuni punti sulla cresta degli isotopi meglio definiti sono campionati; si opera un fit al set di punti per una data cresta utilizzando una funzione analitica (se esiste) o una funzione polinomiale. Si ottengono grafici bidimensionali del tipo di quello mostrato in Figura 2.8. Con opportuni algoritmi di linearizzazione si ottiene una parametrizzazione che consente

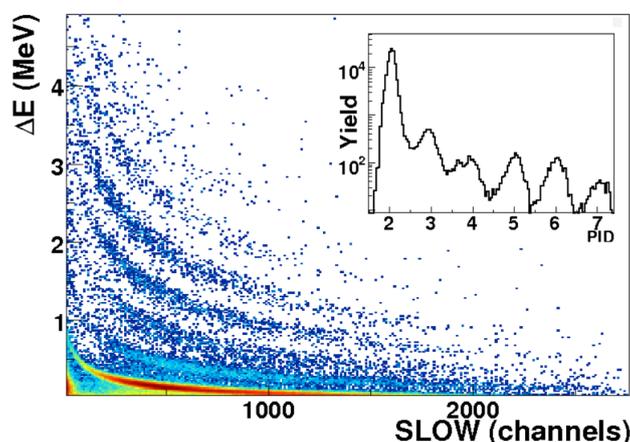


Figura 2.8: Correlazione $\Delta E - E$ nell'apparato GARFIELD (Microstrip vs CsI(Tl))

l'estrazione della carica della particella.

Tempo di deriva e tempo di salita del segnale della camera di deriva

L'angolo polare può essere ricavato dal tempo di deriva degli elettroni. Grazie all'utilizzo dell'elettronica digitale anche se le LCP danno un segnale basso e appena superiore al rumore di fondo si riescono ad ottenere tempi di deriva accettabili sia per frammenti che per particelle alfa.

Pulse Shape Analysis del segnale di CsI(Tl)

Per i rivelatori CsI(Tl) oltre alle informazioni di tempo ed energia si può ottenere un'identificazione in massa e carica tramite l'analisi in forma del segnale. Infatti, a parità di energia, la forma del segnale è diversa per le diverse particelle. Mettendo in correlazione

l'ampiezza ottenuta con una integrazione a tempi veloci (fast) e lenti (slow) si ottengono curve diverse per ogni particella (vedi Figura 2.9). Partendo dal basso si possono identificare radiazioni gamma, $Z=1$ (p,d,t), $Z=2$ (${}^3\text{He}$, alfa), la doppia emissione alfa associata al decadimento del ${}^8\text{Be}$, $Z=3$, ecc.

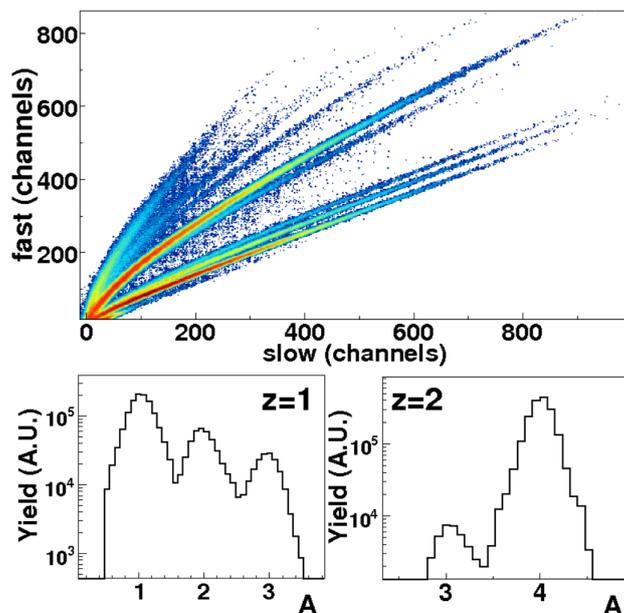


Figura 2.9: *Correlazione fast-slow per i CsI(Tl) dell'apparato GARFIELD.*

2.2 Ring Counter

Il Ring Counter (RCo) (vedi Figura 2.10) è un apparato anulare a tre stadi a forma di tronco di cono che ricopre l'intervallo da $\theta = 5^\circ$ a $\theta = 17^\circ$. Il primo stadio è una camera a ionizzazione seguita da rivelatori al Silicio a strip ed infine da scintillatori al CsI(Tl). La camera di ionizzazione è divisa in 8 settori azimutali ognuno dei quali copre $\Delta\phi = 45^\circ$. 8 rivelatori al Silicio a forma trapezoidale sono montati su un supporto di alluminio dietro ogni settore della camera di ionizzazione: ognuno di questi è diviso in 8 strisce indipendenti. Il terzo stadio del RCo è composto da sei cristalli di CsI(Tl) spessi 4.5 cm per ogni settore; la loro forma ricopre precisamente la porzione angolare coperta dalla camera di ionizzazione. Alcuni schermi sono stati posizionati davanti al RCo in modo da gestire le varie fasi degli esperimenti, come ad esempio quella di focalizzazione o collimazione del fascio e dei prodotti di reazione. Il RCo può essere rimosso dalla sua posizione di misura, essendo su una piattaforma scorrevole, in modo da poter posizionare

il collimatore frontale; il RCo in misura è posto all'interno del cono frontale della camera di deriva di GARFIELD ad una distanza di 177 mm dal bersaglio. I pre-amplificatori sono montati sulla stessa piattaforma scorrevole del RCo vicini ai rivelatori, in modo da ridurre il rumore di fondo; sono inoltre connessi termicamente ad una scatola metallica, collegata ad un sistema di raffreddamento ad acqua.

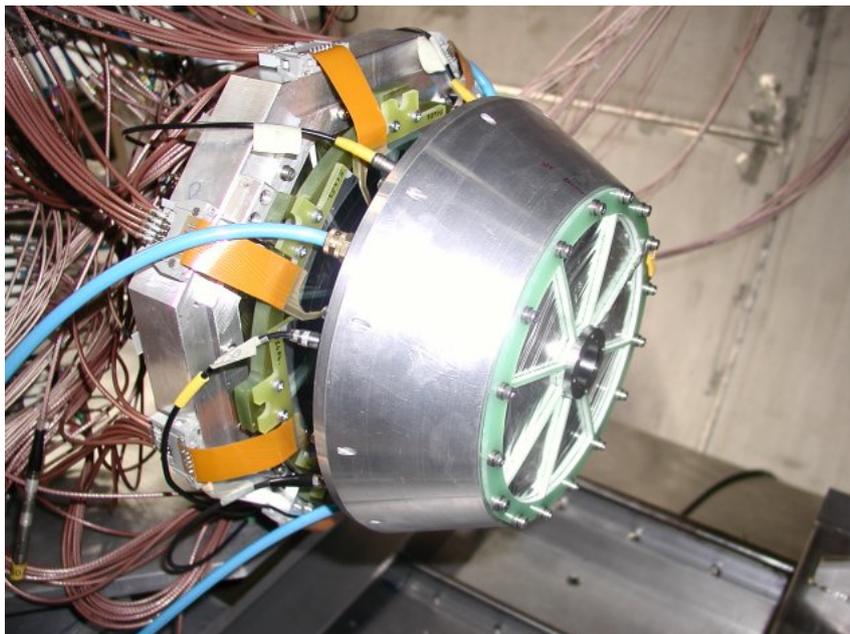


Figura 2.10: Foto del rivelatore anulare RCo.

2.2.1 Camera a ionizzazione

La camera di ionizzazione è lunga 6 cm con 3 elettrodi di spessore 1.5 micron di Mylar: un anodo intermedio e 2 catodi a massa. Questi ultimi costituiscono anche le finestre di ingresso e di uscita della camera stessa. La formazione e registrazione del segnale sono ottenuti con la stessa elettronica di GARFIELD. Alla pressione operativa di 50 mbar la risoluzione per una diffusione elastica di ioni di ^{32}S a 17 MeV/n è del 6%.

2.2.2 Rivelatori al silicio

L'utilizzo dell'elettronica digitale ha permesso di incrementare le possibilità di identificazione di particelle e frammenti. I rivelatori al Silicio, che sono di tipo nTD (neutron Transmutation Detectors), cioè ad alta uniformità resistiva, sono montati al contrario,

cioè con la faccia nella quale il campo è minore all'ingresso della particella. Ogni rivelatore copre un settore ed è l'elettrodo posteriore ad essere diviso in 8 (vedi Figura 2.11). L'angolo polare coperto da ogni strip per il RCo a 279 mm dal bersaglio è riportato in

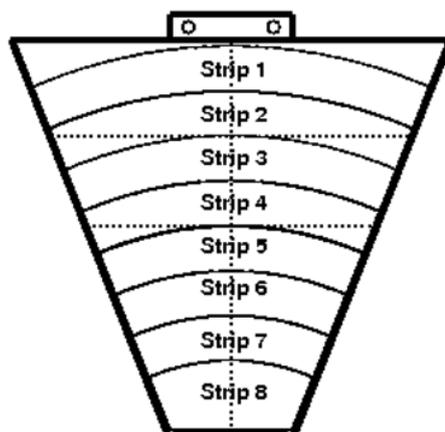


Figura 2.11: *Schema di un rivelatore trapezoidale al Silicio del RCo*

Tabella 2.1. Ogni "strip" copre un angolo solido di 2-6 msr. Ogni rivelatore è completato

numero strip	1	2	3	4	5	6	7	8
raggio interno (mm)	77.9	70.8	63.7	56.6	49.4	42.3	35.2	26.2
raggio esterno (mm)	85.0	77.8	70.7	63.6	56.4	49.3	42.2	35.1
angolo minimo (deg)	15.6	14.2	12.9	11.5	10.1	8.6	7.2	5.4
angolo massimo (deg)	17.0	15.6	14.2	12.8	11.4	10.0	8.6	7.2

Tabella 2.1:

da un anello di guardia che, montato tutto intorno alla strip e propriamente polarizzato, minimizza l'effetto di distorsione di campo nella regione tra le "strip". In questo modo cariche divise ed effetti di induzione sono fortemente diminuiti. Il rivelatore al Silicio è caratterizzato da finestre di piccolo spessore (50 nm lato della giunzione, 350 nm lato ohmico) in modo da abbassare la soglia anche in caso di montaggio inverso. Lo spessore dei rivelatori al Silicio è di circa di 300 μm e perciò le energie per attraversare il rivelatore ("punch through") sono circa di 6 MeV/n per p e alfa e 7-11 MeV/n per frammenti

leggeri. La risoluzione in energia è dello 0.3% per particelle alfa a 5 MeV e per scattering elastico di ^{32}S a 17 MeV/n. Il pre-amplificatore usato per le strip al Silicio ha un guadagno di 5 mV/MeV e il segnale viene processato con la stessa elettronica utilizzata per GARFIELD.

2.2.3 Scintillatori CsI(Tl)

Per ogni settore la regione di angolo polare delle 4 strip di Si interne è coperta da 2 cristalli CsI(Tl) che coprono la metà dell'angolo azimutale ($\Delta\phi = 22.5^\circ$). La regione delle 4 strip esterne è coperta da 4 cristalli CsI(Tl), ognuno dei quali copre metà intervallo di angolo polare e metà angolo azimutale rispetto a quelli coperti dalle 4 strip (vedi Figura 2.12). La piccola dimensione dei cristalli permette un drogaggio più uniforme e quindi una

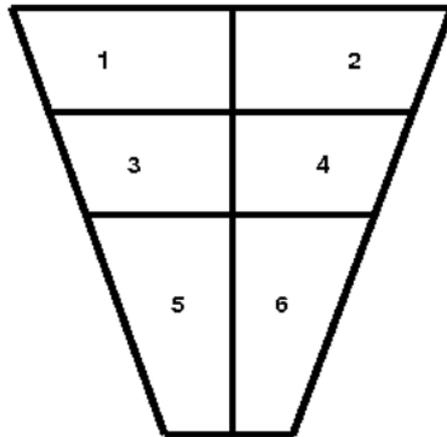


Figura 2.12: *Posizionamento dei cristalli CsI(Tl) nel rivelatore RCo*

migliore risposta di scintillazione ed una migliore raccolta di luce del singolo rivelatore. Il valore scelto per il drogaggio è il risultato di una serie di studi sulle prestazioni delle uscite di luce dei cristalli (1500/2000 ppm). I 48 cristalli, spessi 45 mm, sono stati avvolti da una membrana di polivinilidenefluoruro micro-porosa e da un nastro di Teflon, questo consente da un lato lo schermaggio rispetto alla luce esterna e dall'altro una riflessione sulle pareti dello scintillatore che massimizza la raccolta di luce da parte del fotodiode Hamamatsu. I pre-amplificatori sono gli stessi usati in GARFIELD.

2.2.4 Prestazioni dei rivelatori del RCo

Anche nel caso del RCo sono stati utilizzati due metodi per identificare i prodotti di reazione:

-la tecnica $\Delta E - E$:

Considerando i tre stadi del RCo si possono estrarre informazioni da:

- particelle fermate nel rivelatore Si: dalla correlazione tra il segnale dell'energia persa nella camera di ionizzazione e il segnale di energia residua delle strip al Si (esempio riportato in Figura 2.13);

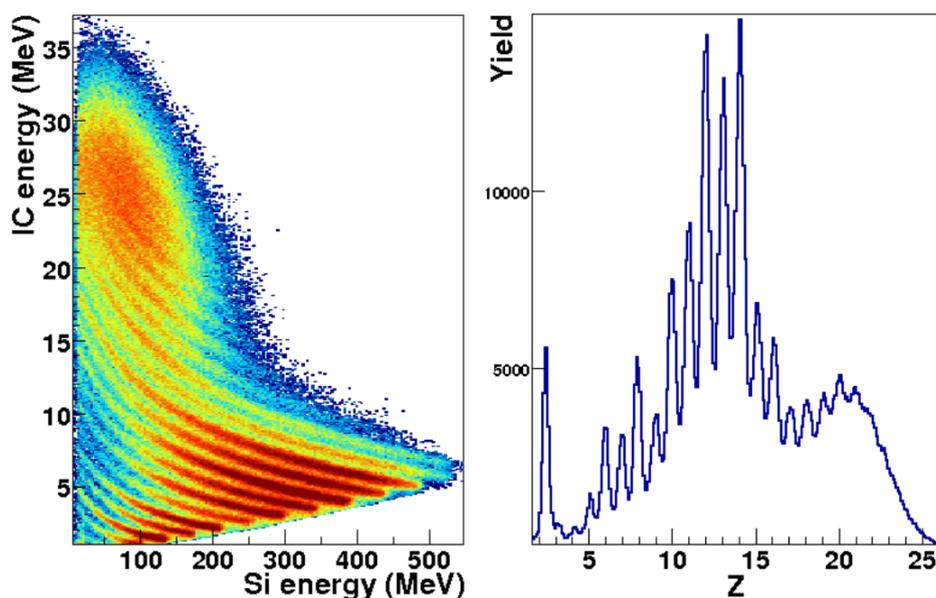


Figura 2.13: *Correlazione $\Delta E - E$ per IC-CsI(Tl) nel RCo*

- particelle fermate nello scintillatore CsI(Tl): dalla correlazione fra il segnale dell'energia perduta nelle strip di Si ed il segnale dell'energia residua degli scintillatori CsI(Tl) (esempio riportato in Figura 2.14).

-L'analisi "pulse shape" che da informazioni su:

- particelle fermate nei rivelatori al Si attraverso la correlazione energia-tempo di salita (esempio riportato in Figura 2.15);
- particelle fermate nei CsI(Tl) attraverso la correlazione fast-slow (esempio riportato in Figura 2.16).

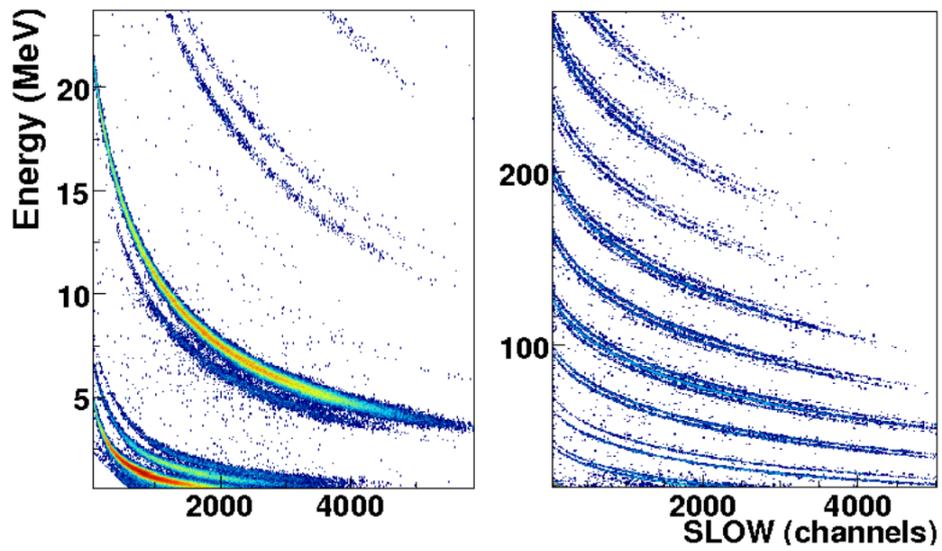


Figura 2.14: *Correlazione $\Delta E - E$ per Si-CsI(Tl) nel RCo*

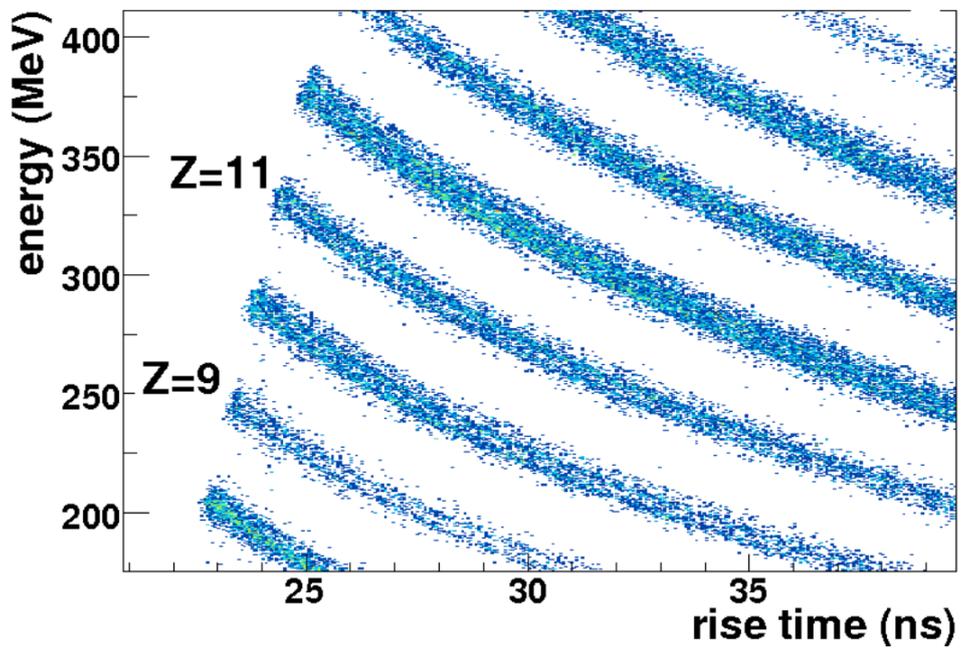


Figura 2.15: *Correlazione E-Tempo di salita dei Si nel RCo*

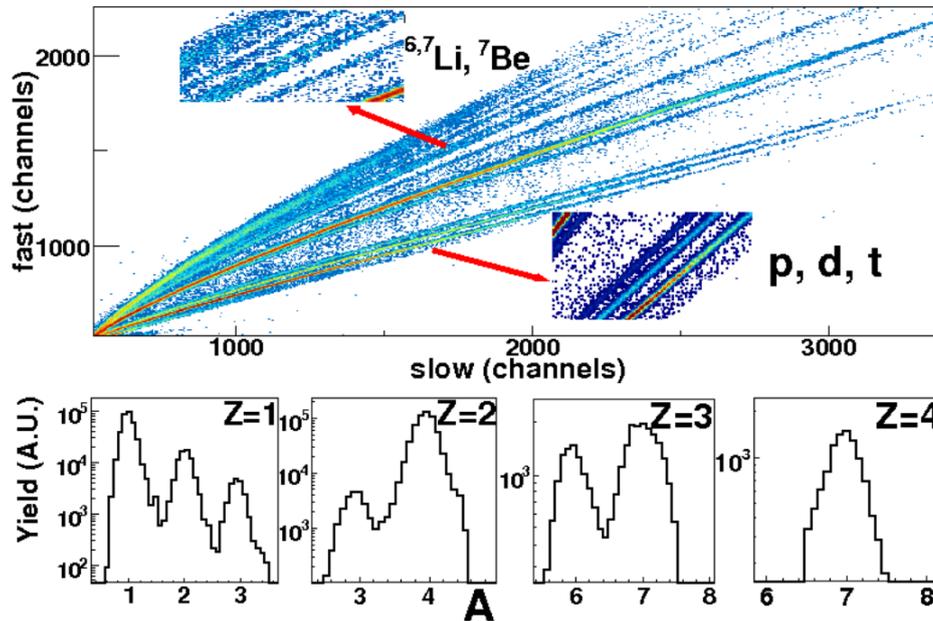


Figura 2.16: *Correlazione Fast-Slow dei CsI(Tl) nel RCo*

Grazie all'alta risoluzione dell'energia dei rivelatori al Si, tramite la correlazione $\Delta E - E$ da Si-CsI(Tl) è possibile identificare sia la carica Z che la massa A delle particelle e dei frammenti rivelati fino a $Z=11/12$.

2.3 Analisi dei segnali di GARFIELD e RCo

2.3.1 Elettronica di Front End

La catena elettronica di FrontEnd (FEE) è composta da schede elettroniche con digitalizzatori e preprocessing dei segnali. Il sistema di acquisizione è basato su VME e protocollo FAIR^[12].

2.3.2 Protocollo FAIR

Il protocollo FAIR (Fast Advanced Interface Read-out) è un bus ECL progettato dalla sezione INFN di Napoli. La trasmissione di dati è a 1.25 Gbit/s e l'architettura è su due piani:

- livello basso, i moduli elettronici singoli sono raggruppati in segmenti. Ogni gruppo è controllato dal suo Segment Controller (SEGC);

- a livello alto, ogni SEGC può comunicare con il System Controller (SYSC).

I dati elaborati dalle singole schede di elettronica sono inviati al SEGC che registra solo i dati non nulli e li invia al SYSC, che, a sua volta, li impacchetta evento per evento e li registra su una memoria temporanea. Una CPU legge i dati dalle memorie, li registra su disco e contemporaneamente li invia in rete per l'analisi on-line.

Il sistema di acquisizione può lavorare con circa 10^7 parametri a 32 bit e può acquisire fino a 2 kHz.

2.3.3 Analisi e trattamento dei segnali

Segnali di GARFIELD

I segnali provenienti dai pre-amplificatori della camera a deriva e dagli scintillatori sono processati dalle schede elettroniche che permettono di ricavare sia le informazioni sull'energia sia le informazioni temporali come ad esempio il tempo di arrivo del segnale o il tempo di salita. Nel caso delle informazioni temporali, il segnale di arrivo si utilizza per costruire il tempo relativo fra il segnale dello scintillatore e quello della camera a deriva. L'OR dei segnali di arrivo nei CsI(Tl) viene anche utilizzato per costruire il segnale di "trigger" per l'abilitazione della registrazione dei segnali dei diversi rivelatori.

Segnali di RCo

Per estrarre le informazioni sull'energia dal segnale della camera a ionizzazione (IC) si usa lo stesso metodo utilizzato in GARFIELD. Il tempo di inizio viene estratto anche dal segnale del IC. Questa informazione viene utilizzata per riconoscere segnali spuri, dovuti ad altre interazioni e quindi non coincidenti con altri segnali per scartarli. Per quanto riguarda l'analisi dei rivelatori al Si, dal loro segnale vengono estratte le informazioni relative all'energia, al tempo di inizio ed al tempo di salita. I parametri più importanti, in questo caso, sono l'ampiezza e il tempo di salita: la loro correlazione consente di identificare frammenti tramite "pulse shape analysis". Infine, per l'analisi del segnale dello scintillatore CsI(Tl) l'algoritmo implementato è lo stesso utilizzato per GARFIELD.

Capitolo 3

Risultati

Come precedentemente accennato lo studio della competizione fra i processi di emissione da sorgente equilibrata ed i processi di emissione di pre-equilibrio sono ancora oggetto di studio. In particolare la possibile relazione fra emissioni veloci di particelle leggere e la struttura a cluster dei nuclei coinvolti è un problema di attuale interesse. Lo studio della dinamica delle reazioni può dare importanti informazioni complementari allo studio della struttura nucleare tramite spettroscopia gamma.

L'esperimento oggetto di questa tesi prevedeva pertanto il confronto delle reazioni $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ e $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ ad energia incidente di 16 MeV/n per evidenziare nei due sistemi possibili differenze nella competizione fra emissione da sorgente termalizzata ed emissione di pre-equilibrio, una volta selezionate le collisioni più centrali. In particolare la scelta dei due proiettili era anche legata al confronto di possibili effetti di struttura a cluster indotti da un proiettile come l' ^{16}O (nucleo alfa-cluster con $N=Z$) ed effetti di pre-equilibrio più standard indotti da un proiettile non-alfa cluster come il ^{19}F .

La selezione delle collisioni più centrali è stata effettuata mediante la rivelazione dei residui di evaporazione formatisi nella reazione di fusione del proiettile e del bersaglio tramite il rivelatore RCo. Gli spettri delle particelle cariche identificate in massa e carica sia in GARFIELD che nel RCo sono state quindi registrate sia in singola, che in coincidenza con i residui di evaporazione stessi.

Gli spettri delle distribuzioni angolari attese per i residui di evaporazione nelle due reazioni da calcoli di modello statistico (PACE 4) sono mostrati in Figura 3.1, assieme alla finestra di rivelazione coperta dal rivelatore anulare. In Figura 3.2 sono mostrati gli spettri $\Delta E - E$ ottenuti dalla correlazione fra i segnali di perdita di energia nel gas (25 mbar di CF_4) ed una strip del Silicio. Grazie alla granularità del rivelatore al Silicio tali correlazioni sono 6 per ogni settore (48 spettri in totale) e permettono di ricostruire e quindi controllare la distribuzione angolare dei frammenti. Le due reazioni studiate $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ e $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ portano entrambe alla formazione di un nucleo composto di ^{81}Rb con energia di eccitazione rispettivamente di 209 MeV e di 240 MeV. Perchè i due proiettili abbiano le stesse velocità il fascio di O aveva una energia di 256 MeV mentre per

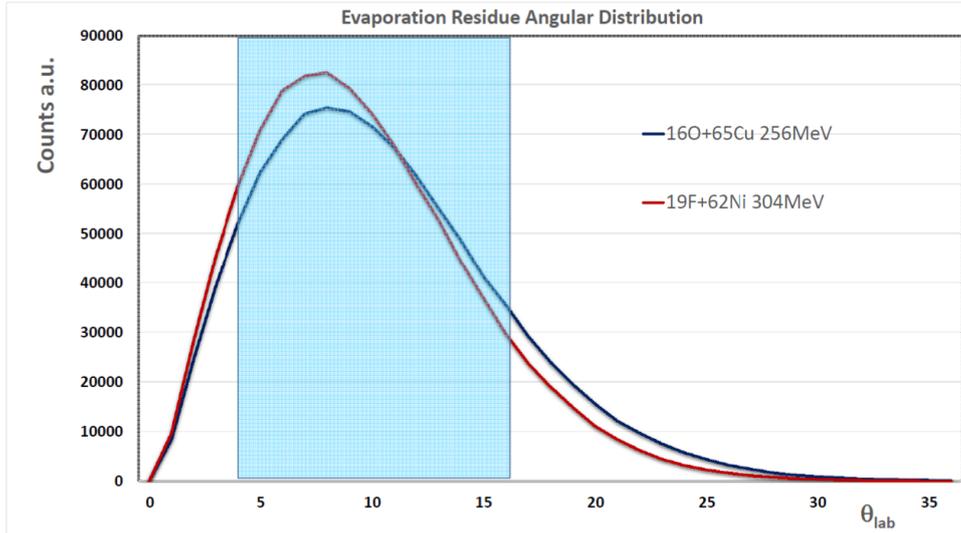


Figura 3.1: Distribuzione angolare attesa dei residui di evaporazione da calcoli di modello statistico (PACE 4). In azzurro la zona coperta dal rivelatore anulare RCo

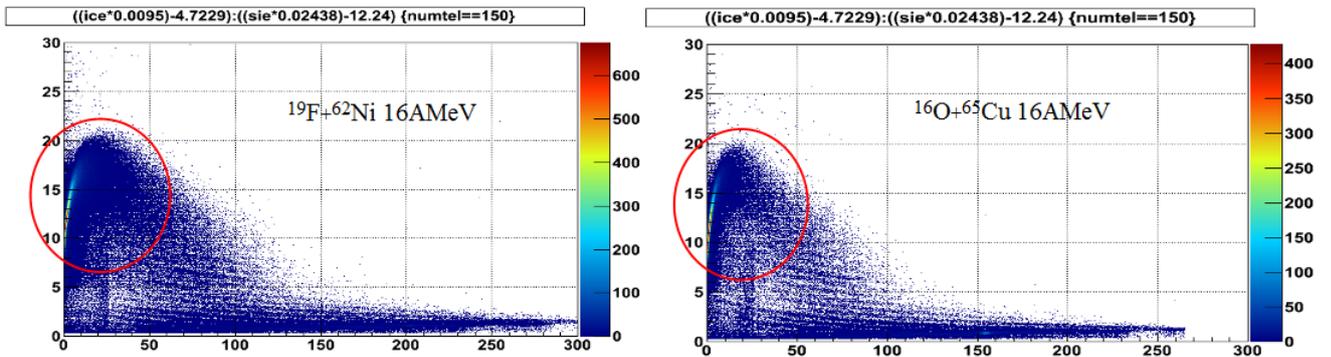


Figura 3.2: Esempi di spettri $\Delta E - E$ ottenuti online per le due reazioni correlando i segnali nella camera ad ionizzazione ed una strip del Silicio. I residui di evaporazione sono evidenziati nel cerchio rosso.

il F si è usata una energia incidente di 304 MeV. Tale scelta si basa sull'ipotesi che, pur con una piccola differenza di energia di eccitazione e, quindi, con una leggera differenza nella diseccitazione termica, la parte legata all'emissione di pre-equilibrio dovrebbe nei due casi essere identica, in quanto legata solo alla velocità del proiettile. Pertanto ogni differenza osservata nella parte ad alta energia della forma degli spettri di particella carica misurati in coincidenza con i residui di evaporazione, dovrebbe significare una differenza indotta dalla diversa struttura dei due proiettili.

In particolare ci si aspetterebbe per il caso dell'Ossigeno, per effetto della sua struttura alfa-cluster, una maggiore emissione di particelle alfa di alta energia.

3.1 Gli spettri delle particelle alfa e dei protoni emessi in coincidenza con gli ER: confronto fra i due sistemi

Una volta selezionati i residui di evaporazione nel Ring Counter tramite opportuni tagli grafici negli spettri $\Delta E - E$ ottenuti nella correlazione IC-Si, si è provveduto a riscrivere solo i dati relativi ad eventi di coincidenza fra un ER nel Ring Counter e almeno una particella in GARFIELD e/o nel Ring Counter. In questo lavoro di tesi ci siamo limitati a studiare gli spettri di particella rivelati in GARFIELD da $\theta = 30^\circ$ a $\theta = 150^\circ$ circa.

In particolare in Figura 3.3 sono riportati gli spettri dei protoni emessi nella reazione per gli 8 angoli relativi ai cristalli di CsI(Tl) di GARFIELD, per i due sistemi a confronto. Si può notare solo una leggera differenza fra i due sistemi ed in particolare agli angoli più in avanti. Si può notare comunque una maggiore emissione di protoni per la reazione $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ rispetto alla reazione $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. A prima vista questa differenza potrebbe essere compatibile con la maggiore energia di eccitazione, mentre non sembra esserci alcun grosso effetto per quanto riguarda la parte di pre-equilibrio, che per altro, sembra piuttosto ridotta: non si nota infatti nessuna grossa variazione di pendenza negli spettri, nemmeno agli angoli più in avanti. Anche dagli spettri delle particelle alfa, che sono mostrati in Figura 3.4, si nota chiaramente una maggiore produzione la reazione $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ rispetto alla reazione $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$, al contrario di quanto atteso da possibili effetti della struttura a cluster dell'Ossigeno. Anche in questo caso tale differenza è quasi inesistente per gli angoli indietro e aumenta man mano che ci si sposta verso gli angoli in avanti. Qui a differenza che per i protoni, non solo la maggiore energia di eccitazione sembra contribuire alla maggiore sezione d'urto, ma anche l'emissione veloce sembra essere favorita nel caso della reazione indotta da Fluoro.

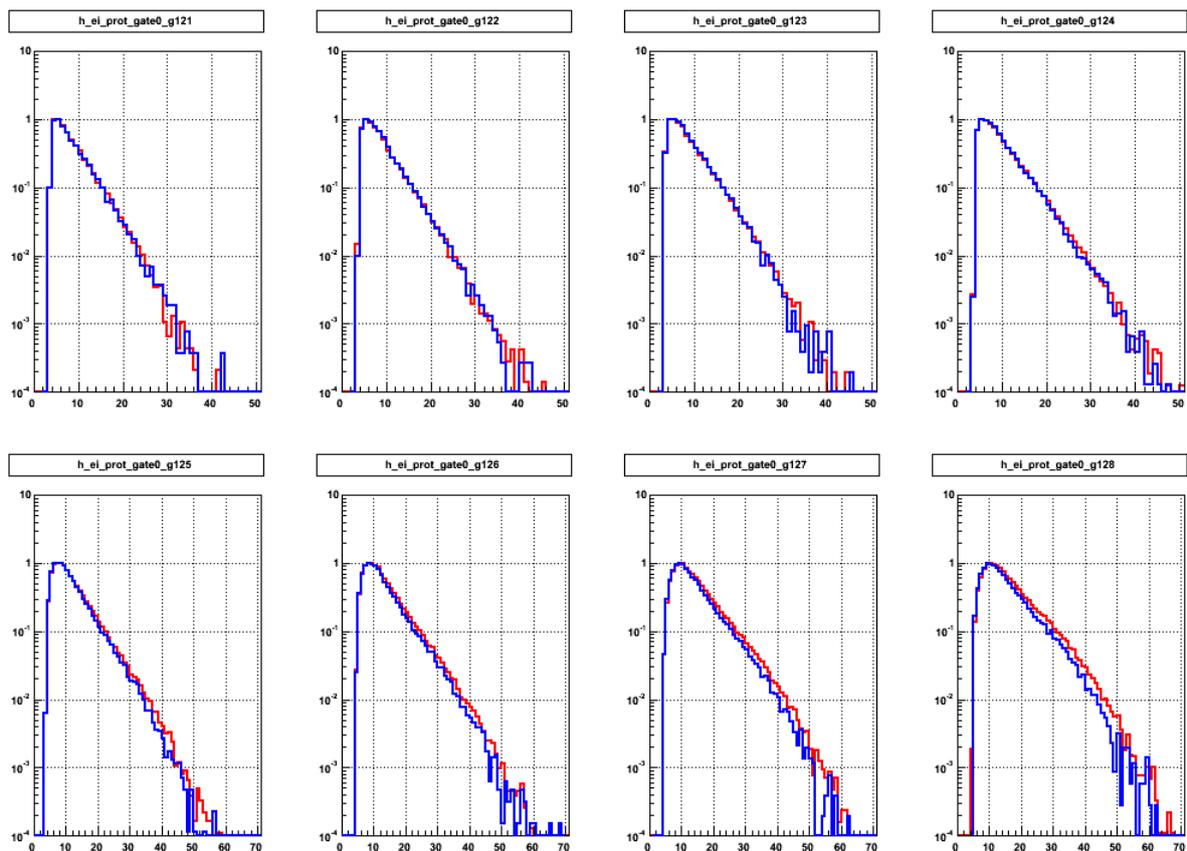


Figura 3.3: Confronto tra l'emissione di protoni nella reazione $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ (blu) e nella reazione $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ (rosso) rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD, normalizzati ad 1 per avere un confronto diretto della forma degli spettri.

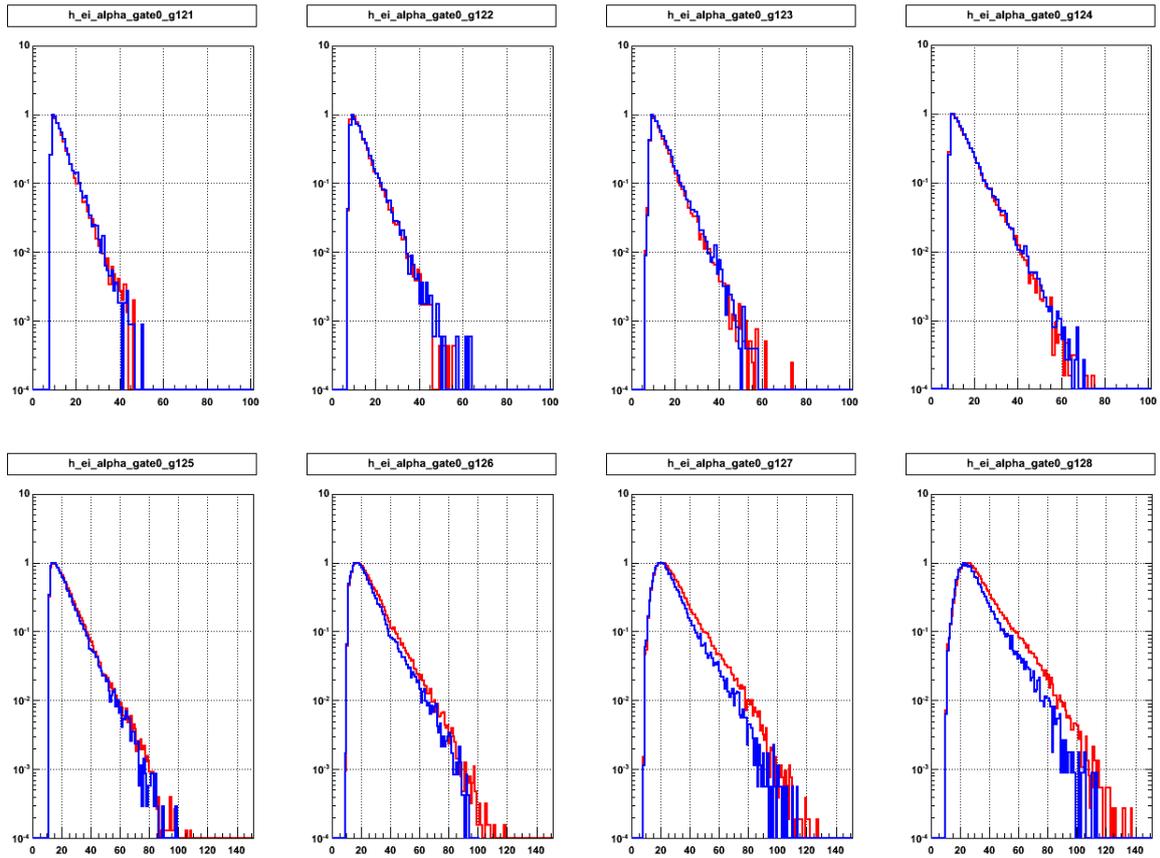


Figura 3.4: Confronto tra l'emissione di alfa nella reazione $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ (blu) e nella reazione $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ (rosso) rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD, normalizzati ad 1 per avere un confronto diretto della forma degli spettri

3.2 Confronto con modello statistico (PACE 4)

Allo scopo di vedere quanto l'effetto osservato dipenda dalle caratteristiche diverse in termini di energia di eccitazione del nucleo composto (la differenza fra i due sistemi è di circa 30 MeV di energia di eccitazione a favore della reazione indotta da Fluoro), i dati sperimentali sono stati confrontati con calcoli di modello statistico ed in particolare utilizziamo il codice statistico PACE 4 con parametri standard (Figura 3.5 e Figura 3.6).

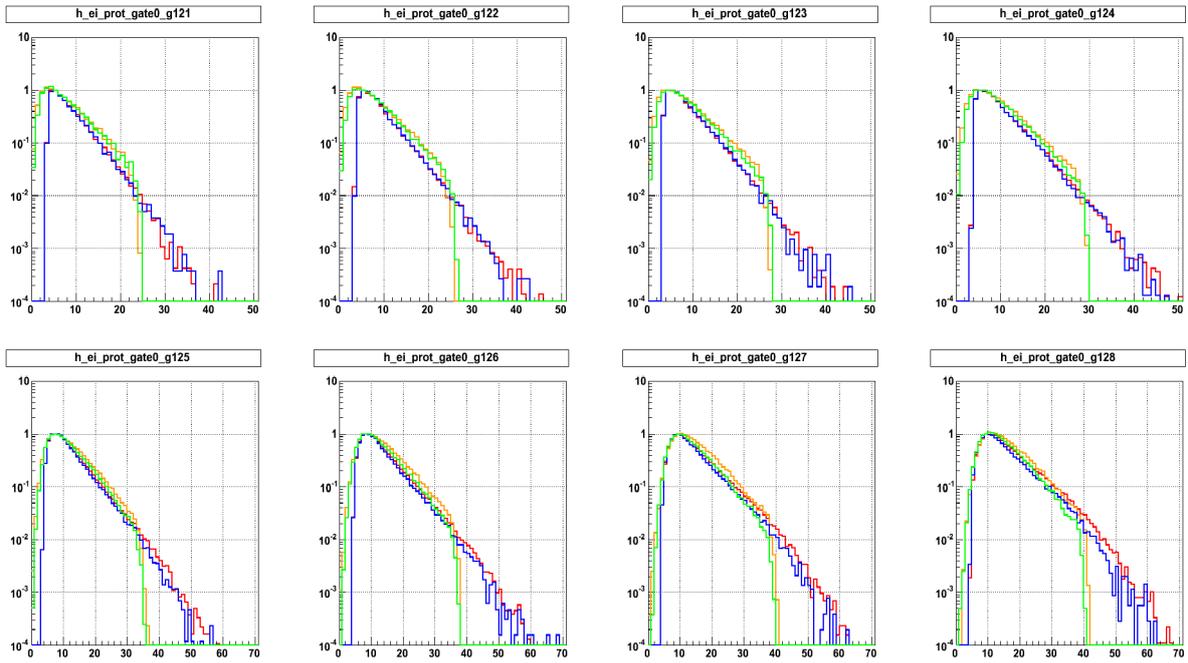


Figura 3.5: Confronto tra l'emissione di protoni nelle due reazioni $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ (blu) e $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ (rosso) rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD e i rispettivi spettri calcolati con il programma PACE 4 (verde per O, arancione per F).

Nel confronto con i calcoli di PACE 4, che, come abbiamo affermato, tiene conto solo dell'emissione da nucleo composto termalizzato, possiamo notare che la maggiore energia di eccitazione porta sicuramente una maggiore emissione da parte del sistema formato da $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$, e che tali differenze si attenuano per dati sperimentali e modello andando agli angoli all'indietro. Si nota inoltre che nel caso dei protoni la maggior parte della sezione d'urto sembra essere ben descritta da un'emissione puramente statistica per ambedue i sistemi che, solo agli angoli più in avanti, si comincia a vedere una se pur

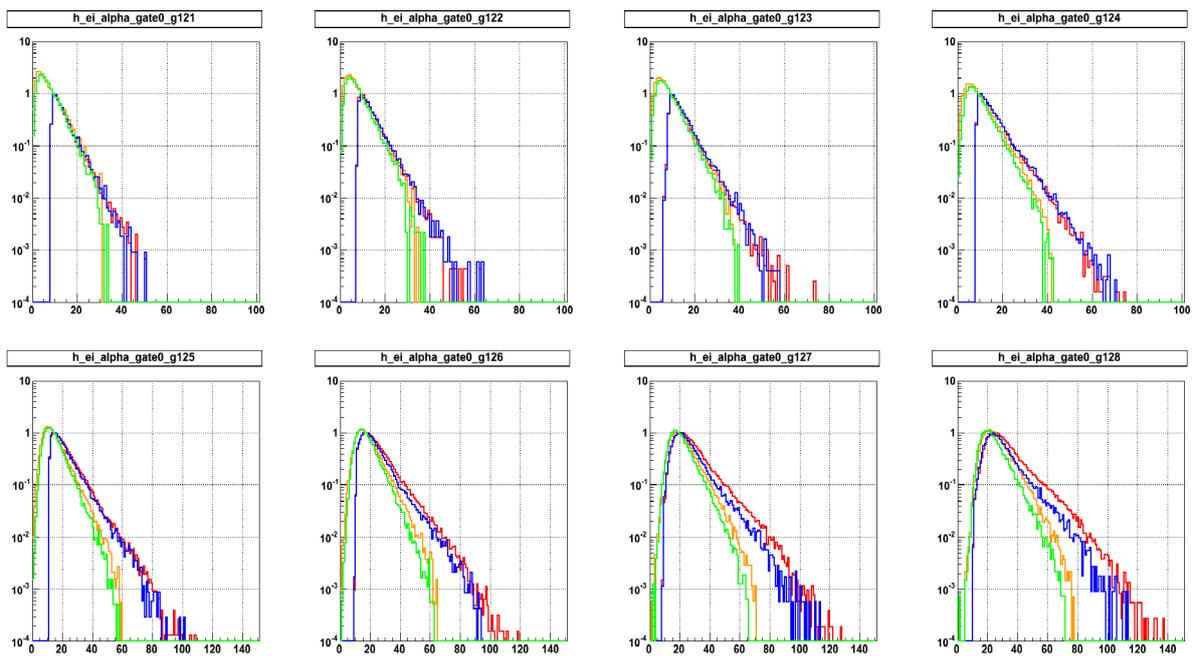


Figura 3.6: Confronto tra l'emissione di alfa nelle due reazioni $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ (blu) e $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ (rosso) rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD e i rispettivi spettri calcolati con il programma PACE 4 (verde per O, arancione per F).

piccola deviazione della maxwelliana evaporativa. Diverso è invece il caso delle particelle alfa, dove già a partire dagli angoli attorno a 80° - 100° , effetti dovuti a emissione di pre-equilibrio siano presenti mostrando notevoli differenze fra le distribuzioni sperimentali e quelle calcolate. Per il sistema indotto da Fluoro questa produzione non equilibrata sembra maggiore rispetto a quella indotta dall'Ossigeno, al contrario di quanto atteso.

3.3 Moving Source Fit

Per avere una prima valutazione di quale sia il rapporto fra la parte di emissione da sorgente termalizzata rispetto a quella veloce di pre-equilibrio senza utilizzare calcoli di modello più complessi^[1] un metodo fenomenologico utilizzato è quello dell'utilizzo di un fit globale a più sorgenti.

Tale metodo si basa sull'ipotesi che le emissioni da nucleo termalizzato siano note e che gli spettri ottenuti ai diversi angoli possano essere modellizzati con una maxwelliana i cui parametri sono legati alle caratteristiche della sorgente emettitrice: velocità, temperatura, energia della barriera Coulombiana. Poichè lo spettro finale è comunque una media su una cascata con emissione di diverse particelle, tali parametri saranno mediati sulle diverse sorgenti lungo la cascata, fino al residuo di evaporazione finale. Anche la parte di pre-equilibrio può essere modellizzata come se le particelle emesse prima dell'equilibrio fossero emesse con continuità da sorgenti che si muovono in modo continuo dalla velocità del fascio a quella del nucleo composto CN. Pertanto essendo queste emissioni casuali, in media la sovrapposizione dei possibili spettri di emissione veloce risulta essere uno spettro con forma ancora maxwelliana rappresentante particelle emesse da una sorgente caratterizzata da una velocità intermedia fra la velocità del fascio e quella del CN e la cui pendenza è proporzionale ad una temperatura fittizia, che non ha significato fisico in quanto non correlata ad alcun equilibrio termodinamico.

Fatte queste ipotesi proveremo ad eseguire il fit degli spettri sperimentali delle due reazioni con una funzione globale che sommerà ai diversi angoli di rivelazione le due funzioni maxwelliane sopra descritte con diverso peso, legato ai parametri appena discussi.

La minimizzazione fatta globalmente su tutti gli angoli permetterà di trovare la miglior funzione somma e di poter stimare il peso relativo dei due processi.

La funzione che verrà utilizzata per il fit è quindi la somma di due distribuzioni maxwelliane, ognuna delle quali rappresenta la sezione d'urto differenziale, evaporativa o di pre-equilibrio: nel primo caso si considera una emissione di superficie, mentre nella seconda una emissione di volume.

Per quanto riguarda quindi la parte evaporativa abbiamo considerato la seguente relazione:

$$\left[\frac{d^2\sigma}{dE * d\Omega} \right]_{evap} = \frac{N_0 * (1 + a_2 * PL_2)}{4 * \pi * T_1^2} * (E - E_{c1}) * e^{-\frac{(E - E_{c1})}{T_1}}$$

dove PL2 rappresenta il polinomio di Legendre al secondo ordine ed è definito come

$$PL2 = 1.5 * \cos^{\frac{1}{2}}(\theta_{cm}) - 0.5$$

Per quanto riguarda l'argomento del coseno del polinomio di Legendre, cioè l'angolo θ_{cm} di emissione delle particelle nel sistema del centro di massa, esso deve essere calcolato, partendo dai valori sperimentali dell'angolo di emissione che sono nel sistema del laboratorio; questo viene fatto utilizzando la formula

$$\theta_{cm} = \arctan\left[\frac{\sin \theta_{lab}}{\cos \theta_{lab} - \frac{v_{sorg}}{v_{lab}}}\right]$$

dove θ_{lab} rappresenta l'angolo di emissione nel sistema del laboratorio, v_{sorg} rappresenta la velocità della sorgente di emissione espressa in cm/ns e v_{lab} rappresenta la velocità della particella emessa determinata dalla sua energia di emissione dalla formula

$$v_{lab} = c * \left(\frac{2 * E_{lab}}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$$

dove c rappresenta la velocità della luce nel vuoto espressa in cm/ns ed m rappresenta la massa della particella emessa espressa in MeV.

Nel caso invece dell'emissione di pre-equilibrio consideriamo la relazione relativa ad una emissione di volume:

$$\left[\frac{d^2\sigma}{dE * d\Omega}\right]_{pre} = \frac{N_1}{2 * (\pi * T_2)^{\frac{3}{2}}} * (E - E_{c2})^{\frac{1}{2}} * e^{\frac{-(E - E_{c2})}{T_2}}$$

Il calcolo delle sezioni d'urto differenziali avviene nel sistema di riferimento della sorgente emettitrice. Per poterle sommare e quindi confrontare con i dati sperimentali esse devono essere poi trasformate nel sistema di riferimento del laboratorio; esse dipendono dall'energia E della particella emessa (MeV) e dall'angolo θ_{lab} di emissione della stessa nel sistema del laboratorio. Per quanto riguarda gli angoli di emissione in questo lavoro di tesi abbiamo considerato solo gli 8 angoli relativi ai cristalli di CsI(Tl) di uno dei settori dell'apparato GARFIELD. I parametri utilizzati nei fit sono: N_0 ed N_1 , il numero di particelle emesse nel processo evaporativo e nel processo di pre-equilibrio rispettivamente in tutto l'angolo solido, a_2 il coefficiente del polinomio di Legendre che determina la distribuzione angolare di emissione nel caso evaporativo, T_1 e T_2 la temperatura media apparente delle sorgenti (solo per il caso termalizzato ha significato fisico), E_{c1} ed E_{c2} l'energia della barriera Coulombiana.

La prima distribuzione maxwelliana rappresenta l'emissione evaporativa, la quale cioè descrive il decadimento del nucleo composto, nel sistema del centro di massa.

La seconda distribuzione maxwelliana rappresenta invece l'emissione di pre-equilibrio, la quale cioè descrive il decadimento del nucleo non termalizzato, nel sistema di riferimento

della sorgente emettitrice, che viaggia in media con velocità intermedia fra V_{fascio} e V_{CN} . Il passaggio dal sistema di riferimento del centro di massa al sistema del laboratorio viene effettuato calcolando lo Jacobiano, in quanto:

$$\left[\frac{d^2\sigma}{dE * d\Omega}\right]_{lab} = \left[\frac{d^2\sigma}{dE * d\Omega}^{sorg}\right]_{E=E'} * J$$

dove

$$J = \left(\frac{E_{lab}}{E'}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Con E' energia nel sistema di riferimento della sorgente:

$$E' = E_{lab} + E_s - 2 * \cos \theta_{lab} * (E_{lab} * E_s)^{\frac{1}{2}}$$

L'energia nel centro di riferimento della sorgente emettitrice E' viene calcolata partendo dall'energia del laboratorio per i due casi della sorgente veloce e del nucleo composto e viene utilizzata nelle formule precedentemente descritte al posto della variabile generica E . θ_{lab} è l'angolo di emissione nel sistema di riferimento del laboratorio ed E_s è l'energia della particella che si muove con la velocità della sorgente ed è calcolata da

$$E_s = 0.5 * m * \frac{v_{sorg}^2}{c^2}$$

dove i simboli sono gli stessi già indicati in precedenza.

A questo punto calcolate le due distribuzioni nel laboratorio si calcola la distribuzione somma:

$$\left[\frac{d^2\sigma}{dE * d\Omega}\right]_{lab} = \left[\frac{d^2\sigma}{dE * d\Omega}^{evap}\right]_{lab} + \left[\frac{d^2\sigma}{dE * d\Omega}^{pre}\right]_{lab}$$

Questa funzione somma dipende da 9 parametri di fit.

Parametri della maxwelliana del processo evaporativo

- N_0 : rappresenta il fattore di normalizzazione della funzione, cioè il valore dell'integrale generalizzato della distribuzione maxwelliana dell'emissione evaporativa; N_0 agisce sullo spettro evaporativo aumentando o diminuendo dello stesso fattore la sezione d'urto differenziale. Alle energie considerate in questo lavoro ci si aspetta che N_0 sia maggiore del fattore di normalizzazione N_1 , in quanto quest'ultimo contributo per il pre-equilibrio è ancora limitato;

- a_2 : rappresenta il parametro importante per determinare la distribuzione angolare dell'emissione evaporativa. Esso assieme alla forma del polinomio di Legendre di secondo ordine tiene conto degli accoppiamenti di momento angolare delle particelle complesse (alfa) con il nucleo emettitore; per vedere gli effetti di tale parametro si può studiare la variazione della distribuzione attesa in funzione del suo valore: all'aumentare di a_2 , la differenza fra i massimi presenti agli angoli 0° e 180° nel sistema del centro di massa ed il minimo ($\theta = 90^\circ$) aumenta, e la distribuzione risulta più curva (come avviene nel caso di accoppiamento ad alti valori di momento angolare); valori di a_2 negativi invertono l'andamento (i massimi diventano minimi e viceversa); in poche parole la variazione di a_2 agisce sugli spettri di emissione aumentando o diminuendo la sezione d'urto a seconda dell'angolo.
- T_1 : rappresenta la temperatura media apparente del nucleo composto; T_1 agisce sulla forma dello spettro ed è proporzionale all'inverso della pendenza della maxwelliana. La temperatura massima disponibile in un sistema si può ricavare dalla relazione fra l'energia di eccitazione ed il parametro di densità dei livelli a :

$$T = \left(\frac{E_{exc}}{a}\right)^{\frac{1}{2}}$$

dove E_{exc} rappresenta l'energia di eccitazione della sorgente (nel caso del ^{81}Rb formato da $^{16}O + ^{65}Cu$ è 209 MeV, mentre nel caso della reazione indotta da F è 240 MeV). Nel calcolo di modello statistico PACE 4 si è supposto un andamento della densità dei livelli $a \sim A/k$ con $k \sim 10$. Per una discussione più dettagliata di questo argomento si rimanda alla referenza[6]. Considerata la massa nucleare del ^{81}Rb $A=81$; la formula fornisce come valore massimo di temperatura 5.08 MeV per la reazione indotta da Ossigeno e 5.44 MeV per quella indotta da Fluoro;

- E_{c1} : rappresenta la minima quantità di energia che deve possedere una particella per superare la Barriera Coulombiana e così poter essere emessa dal nucleo composto; E_{c1} agisce sullo spettro in vari modi:
 1. diminuendo oppure aumentando l'effetto dell'esponenziale a seconda che E_{c1} aumenti o diminuisca
 2. spostando il taglio iniziale dello spettro, il quale corrisponde appunto all'energia Coulombiana minima di emissione.

Si può valutare il valore di E_{c1} tramite la formula

$$E_c = 0.9 * \frac{Z_1 * Z_2}{A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}}$$

dove il pedice 1 rappresenta la sorgente di emissione meno la particella emessa mentre il pedice 2 rappresenta la particella emessa. La costante tiene conto del raggio del nucleo e di altri fattori di conversione che permettono di scrivere la formula in unità di massa e carica; anche in questo caso come nel caso della temperatura essendo lo spettro di particella mediato su una catena lunga di emissione possiamo solo valutare il valore di E_c attorno al quale far variare i nostri parametri per essere realistici;

- v_{sorg} : rappresenta la velocità della sorgente, in questo caso del nucleo composto; v_{sorg} , sommandosi alla velocità della particella agisce sullo spettro spostandolo verso energie più alte o più basse, a seconda che il suo valore aumenti o diminuisca; nel caso di nucleo composto equilibrato il residuo di evaporazione viaggia in media con la velocità del centro di massa. v_{sorg} è nota e vale 1.098 cm/ns per la reazione indotta da ^{16}O e 1.304 cm/ns per la reazione indotta da ^{19}F .

Parametri della maxwelliana del processo di pre-equilibrio

- N_1 : per tale parametro vale quanto già detto per il parametro N_0 del processo evaporativo;
- T_2 : analogo a T del processo evaporativo: in questo caso però questo parametro non è una temperatura in quanto non si riferisce ad un sistema termodinamicamente definito; in generale T_2 di pre-equilibrio assume valori superiori a T_1 evaporativo;
- E_{c2} : le cose dette per E_{c1} evaporativo valgono anche per questo E_{c2} riferite però all'emissione di pre-equilibrio e al nucleo non ancora termalizzato; in questo caso vengono emesse molte meno particelle (spesso 1 sola) per cui il valore di E_{c2} dovrebbe essere più vicina al valore calcolato con la formula valutata in precedenza;
- v_{sorg} : la velocità della sorgente dell'emissione di pre-equilibrio è ancora una volta un parametro mediato su molti valori; per limitare in maniera realistica tale velocità si può considerare che la sorgente del pre-equilibrio è sicuramente più veloce del nucleo composto, e più lenta del fascio. Considerato che la velocità delle particelle del fascio di ^{16}O e del ^{19}F sono entrambe 5.56 cm/ns, v_{sorg} avrà come limiti per il fit, che sono i suoi limiti fisici, 1.098 cm/ns e 5.56 cm/ns per la reazione con ^{16}O , 1.304 cm/ns e 5.56 cm/ns per la reazione del ^{19}F .

3.4 Confronto dello spettro maxwelliano calcolato con spettri PACE 4

Per fissare i parametri di fit in un ambito realistico, abbiamo voluto provare la procedura di Moving Source con la sola parte evaporativa su spettri calcolati da PACE 4, di cui potevamo tenere sotto controllo i parametri.

Gli spettri di PACE 4 sono stati normalizzati agli angoli azimutali in funzione dell'angolo di emissione, al fine di non avere distorsioni della distribuzione angolare dovuta ad integrazioni non uniformi. I coefficienti di normalizzazione utilizzati sono riportati in Tabella 3.1 in funzione del numero di Cs di GARFIELD. I valori dei parametri della

numero Cs	1	2	3	4	5	6	7	8
angoli medi (gradi)	145.5	134.5	121.5	106.5	73.5	58.5	45.5	33.5
coefficiente di normalizzazione	11	11	13	15	15	13	11	11

Tabella 3.1:

maxwelliana evaporativa di tutti i fit riportati nelle figure ed i valori dei χ^2 sono riportati in Tabella 3.2.

reazione	particella	χ^2	N (*10 ⁴)	a2	T	E_c	v_{sorg}
¹⁶ O + ⁶⁵ Cu	protoni	1.59	2.749± 0.021	-0.312±0.019	3.98±0.03	2.88±0.02	1.098
¹⁶ O + ⁶⁵ Cu	alfa	1.38	1.832± 0.017	-0.069±0.024	4.44±0.03	5.50±0.03	1.098
¹⁹ F + ⁶² Ni	protoni	2.04	3.070±0.022	-0.290±0.018	4.26±0.03	2.82±0.03	1.304
¹⁹ F + ⁶² Ni	alfa	1.84	1.947±0.017	-0.023±0.019	4.48±0.03	6.10±0.03	1.304

Tabella 3.2:

3.5 Confronto dello spettro somma (evap+ pre) con spettri di protone e spettri alfa dei due sistemi

Siamo passati ad applicare la procedura Moving Source Fit, completa della parte evaporativa e di pre-equilibrio, sui dati sperimentali sia di protoni che di particelle alfa. In questo caso gli spettri su cui si è effettuato il fit sono gli spettri sperimentali, normalizzati all'angolo solido, dei protoni e delle particelle alfa rivelati dall'apparato GARFIELD per le due reazioni. I coefficienti di normalizzazione utilizzati sono riportati in Tabella 3.3 in funzione del numero di Cs di GARFIELD. I valori dei parametri delle maxwelliane

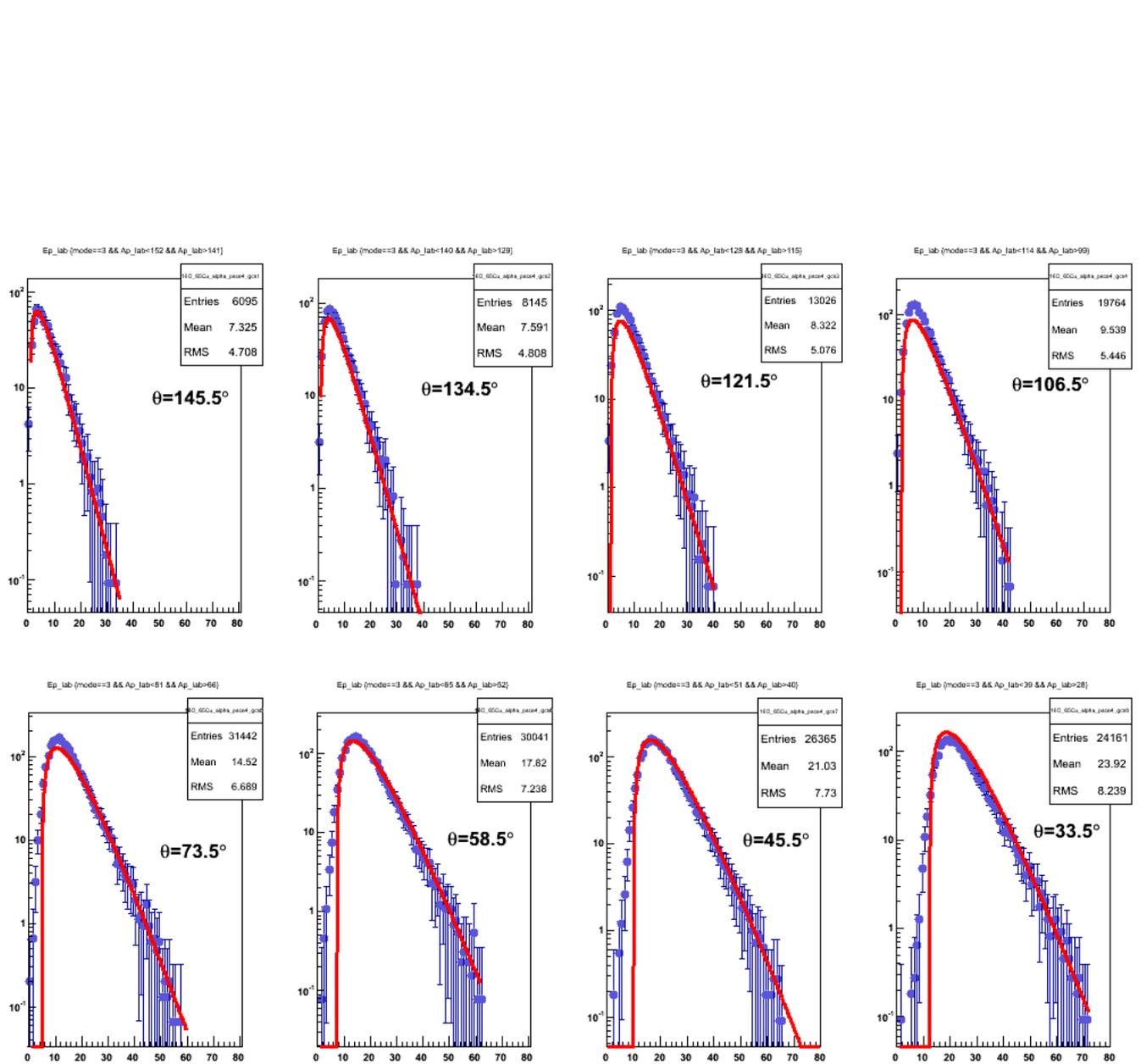


Figura 3.7: Confronto tra lo spettro maxwelliano evaporativo e lo spettro calcolato con PACE 4 dell'emissione di alfa nella reazione $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD

numero Cs	1	2	3	4	5	6	7	8
angoli medi (gradi)	145.5	134.5	121.5	106.5	73.5	58.5	45.5	33.5
coefficiente di normalizzazione	0.0269	0.04	0.0474	0.0683	0.0683	0.0474	0.04	0.0269

Tabella 3.3:

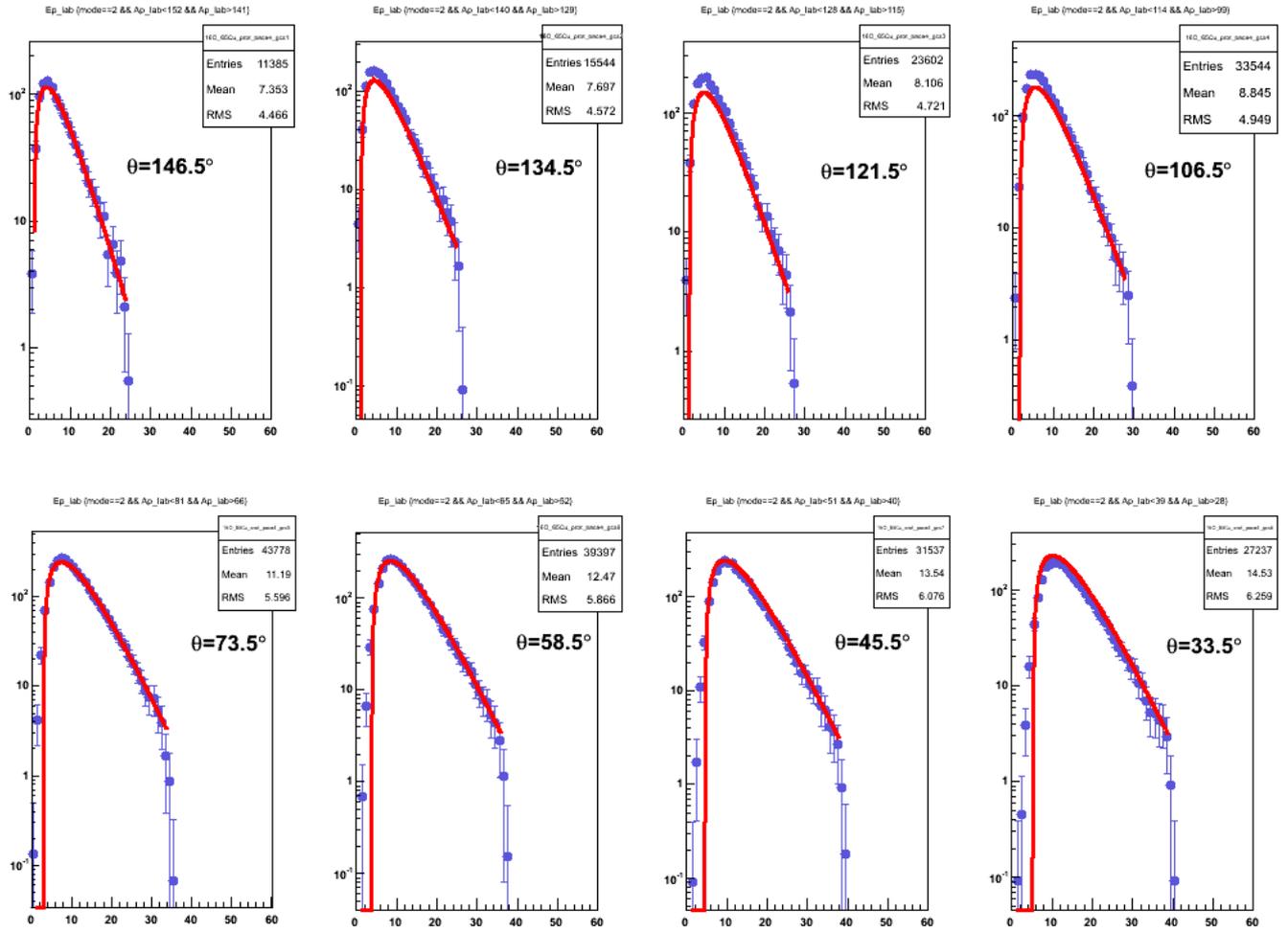


Figura 3.8: Confronto tra lo spettro maxwelliano evaporativo e lo spettro calcolato con PACE 4 dell'emissione di protoni nella reazione $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD

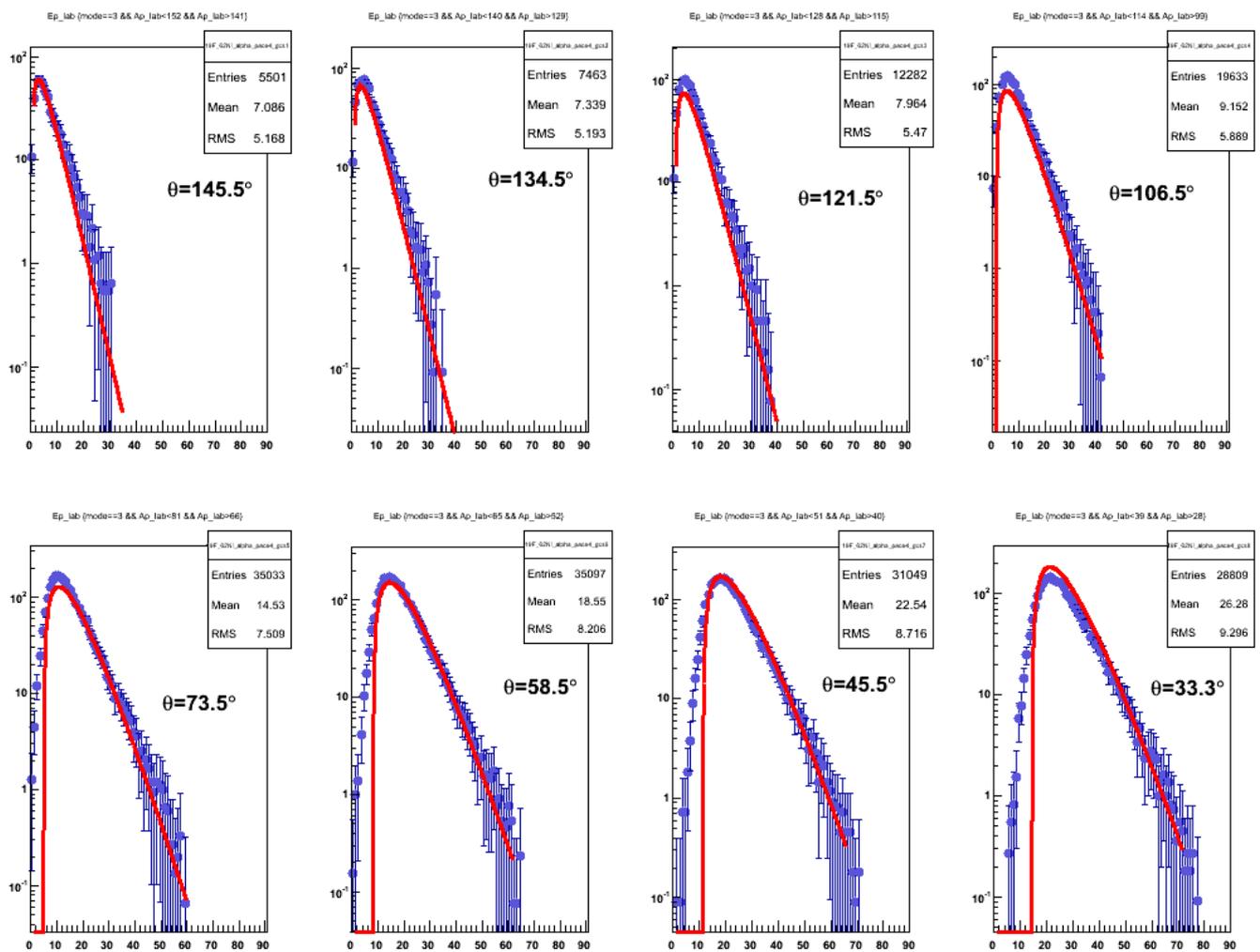


Figura 3.9: Confronto tra lo spettro maxwelliano evaporativo e lo spettro calcolato con PACE 4 dell'emissione di alfa nella reazione $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD

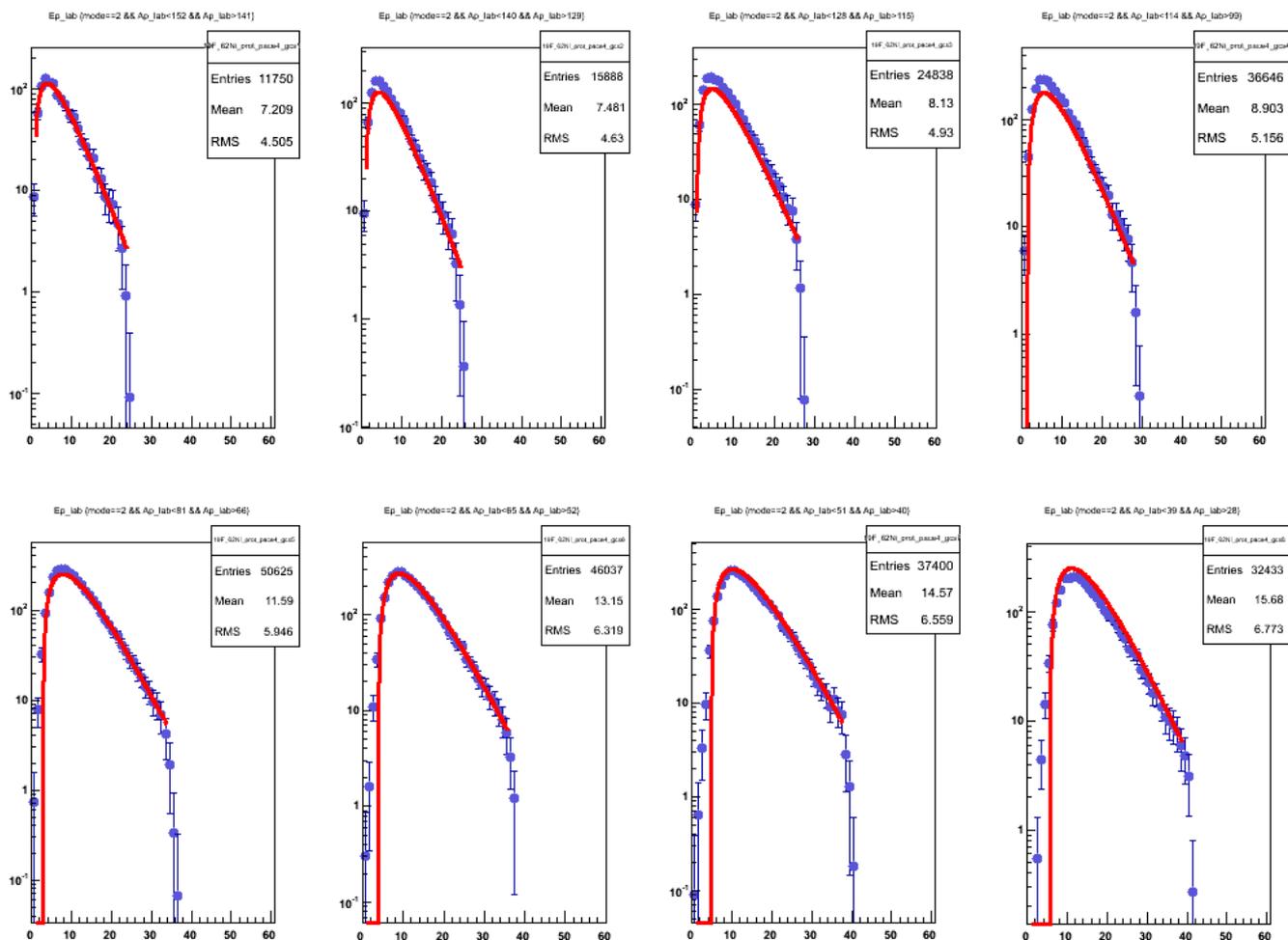


Figura 3.10: Confronto tra lo spettro maxwelliano evaporativo e lo spettro calcolato con PACE 4 dell'emissione di protoni nella reazione $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD

evaporativa e di pre-equilibrio e i valori dei χ^2 dei fit mostrati nelle figure sono riportati in Tabella 3.4 e Tabella 3.5.

reazione	particella	χ^2	$N_{evap}(*10^6)$	a2	T_{evap}	E_{c-evap}	$v_{sorg-evap}$
$^{16}O + ^{65}Cu$	alfa	623.84	6.521 ± 0.008	-0.142 ± 0.661	5.399 ± 0.983	7.622 ± 2.204	1.098
$^{16}O + ^{65}Cu$	protoni	422.33	13.264 ± 0.001	0.050 ± 0.001	3.526 ± 0.001	3.296 ± 0.004	1.098
$^{19}F + ^{62}Ni$	alfa	662.96	20.148 ± 0.0001	0.208 ± 0.001	5.440 ± 0.0001	7.403 ± 0.003	1.304
$^{19}F + ^{62}Ni$	protoni	510.95	32.223 ± 0.001	0.089 ± 0.001	3.660 ± 0.001	2.972 ± 0.003	1.304

Tabella 3.4: *Parametri del processo evaporativo*

reazione	particella	χ^2	$N_{pre}(*10^5)$	T_{pre}	E_{c-pre}	$v_{sorg-pre}$
$^{16}O + ^{65}Cu$	alfa	623.84	1.502 ± 7.751	8.499 ± 2.468	7.399 ± 1.110	2.228 ± 1.081
$^{16}O + ^{65}Cu$	protoni	422.33	3.176 ± 0.184	6.498 ± 2.869	7.099 ± 0.0001	3.123 ± 0.0001
$^{19}F + ^{62}Ni$	alfa	662.96	10.126 ± 0.009	8.494 ± 0.001	11.269 ± 0.004	3.102 ± 0.003
$^{19}F + ^{62}Ni$	protoni	510.95	12.584 ± 0.043	5.122 ± 0.007	7.099 ± 0.0001	3.831 ± 0.0001

Tabella 3.5: *Parametri del processo di pre-equilibrio*

I parametri del processo di pre-equilibrio sono in linea con quanto detto in precedenza: il fattore di normalizzazione N dell'emissione di pre-equilibrio risulta minore di quello evaporativo e dimostra quindi che una piccola frazione di particelle emesse in processi non equilibrati .

Questo risulta più chiaro se si confronta il rapporto relativo $\frac{N_1}{N_0} = \frac{N_{pre}}{N_{evap}}$ per ogni reazione ed ogni tipo di particella (vedi Tabella 3.6).

Quello che possiamo notare è che in generale il sistema $^{16}O + ^{65}Cu$ emette meno particelle di pre-equilibrio (percentuale di circa il 2% sia per alfa che per protoni), mentre nel caso del Fluoro abbiamo un 4% nel caso dei protoni ed un 5% nel caso delle alfa, a conferma della maggiore emissione di alfa per reazioni indotte dal Fluoro. Gli altri parametri di fit sono comunque ragionevoli. Quelli relativi alla parte evaporativa non si discostano molto (entro gli errori) da quanto trovato nel "fit" degli spettri di PACE 4. I parametri di pre-equilibrio sono ragionevoli, e confrontabili fra loro (entro gli errori), compresa la velocità della sorgente che risulta in tutti i casi pari a circa 3 cm/ns, valore atteso per una sorgente che viaggia ad una velocità intermedia fra CN e fascio.

reazione	$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	$^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$	$^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$
particella	alfa	protoni	alfa	protoni
$\frac{N_{pre}}{N_{evap}}$	0.023 ± 0.117	0.024 ± 0.001	0.050 ± 0.0001	0.039 ± 0.0002

Tabella 3.6:

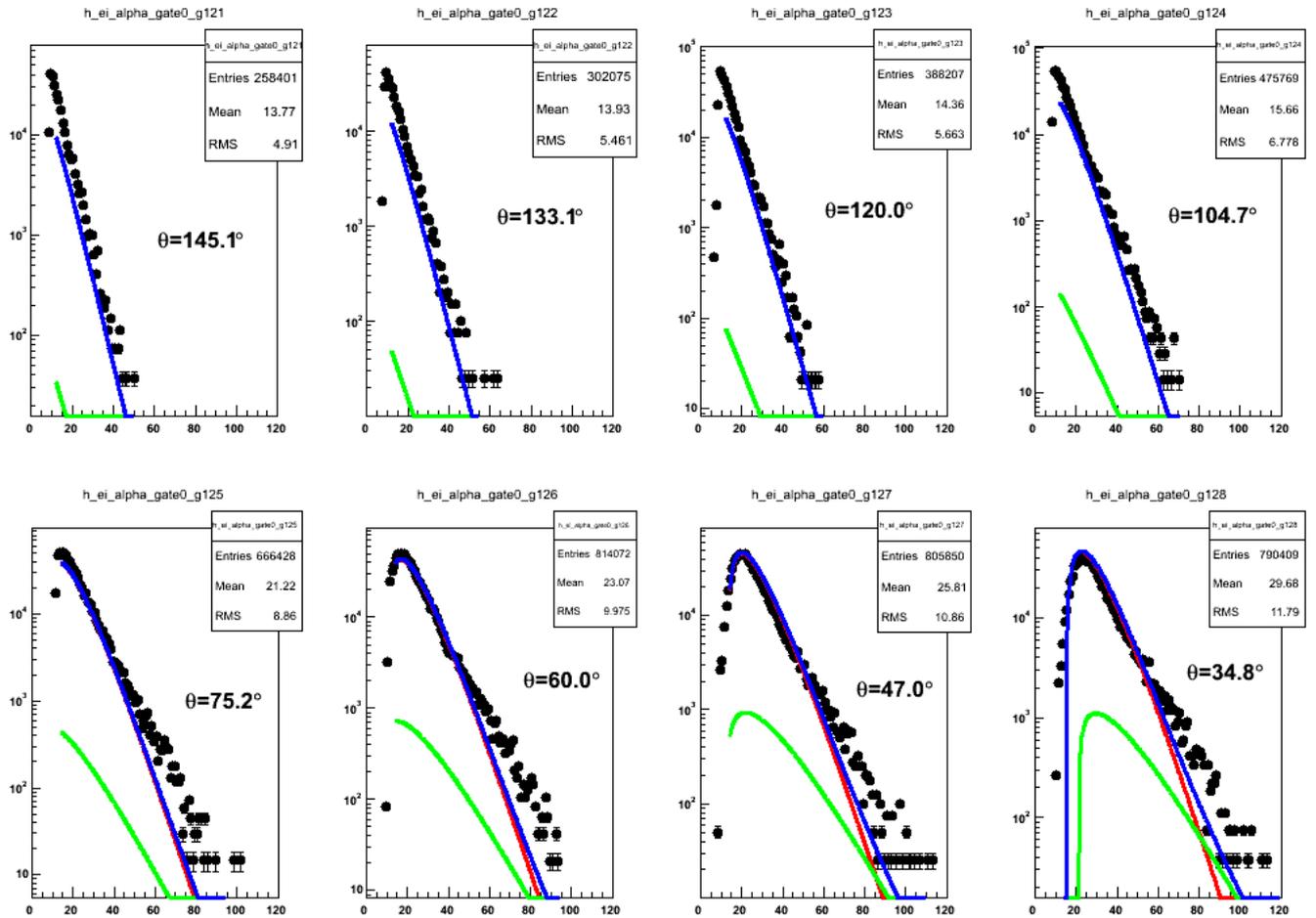


Figura 3.11: Confronto tra lo spettro somma e lo spettro dell'emissione di alfa nella reazione $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD

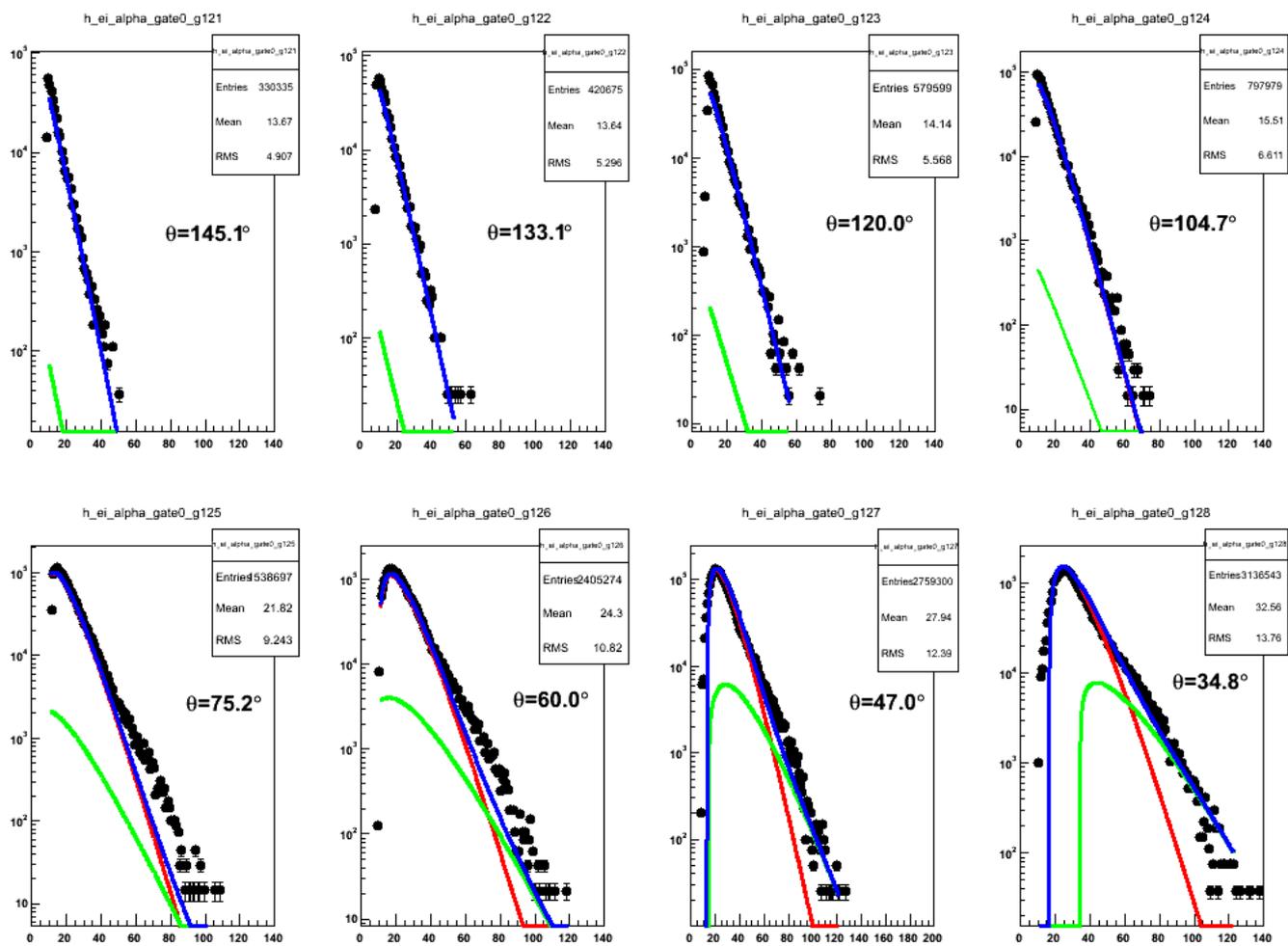


Figura 3.12: Confronto tra lo spettro somma e lo spettro dell'emissione di alfa nella reazione $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD

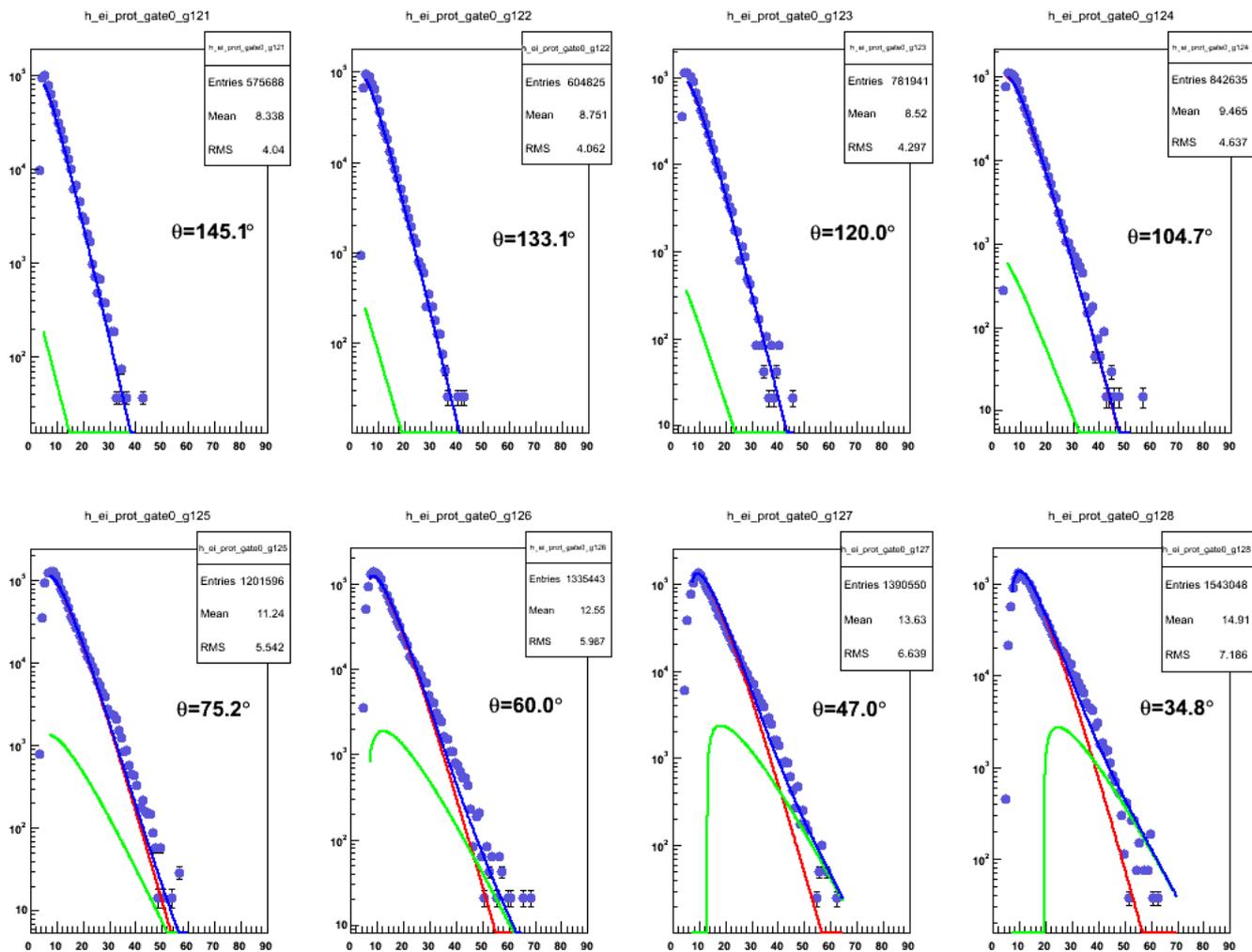


Figura 3.13: Confronto tra lo spettro somma e lo spettro dell'emissione di protoni nella reazione $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD

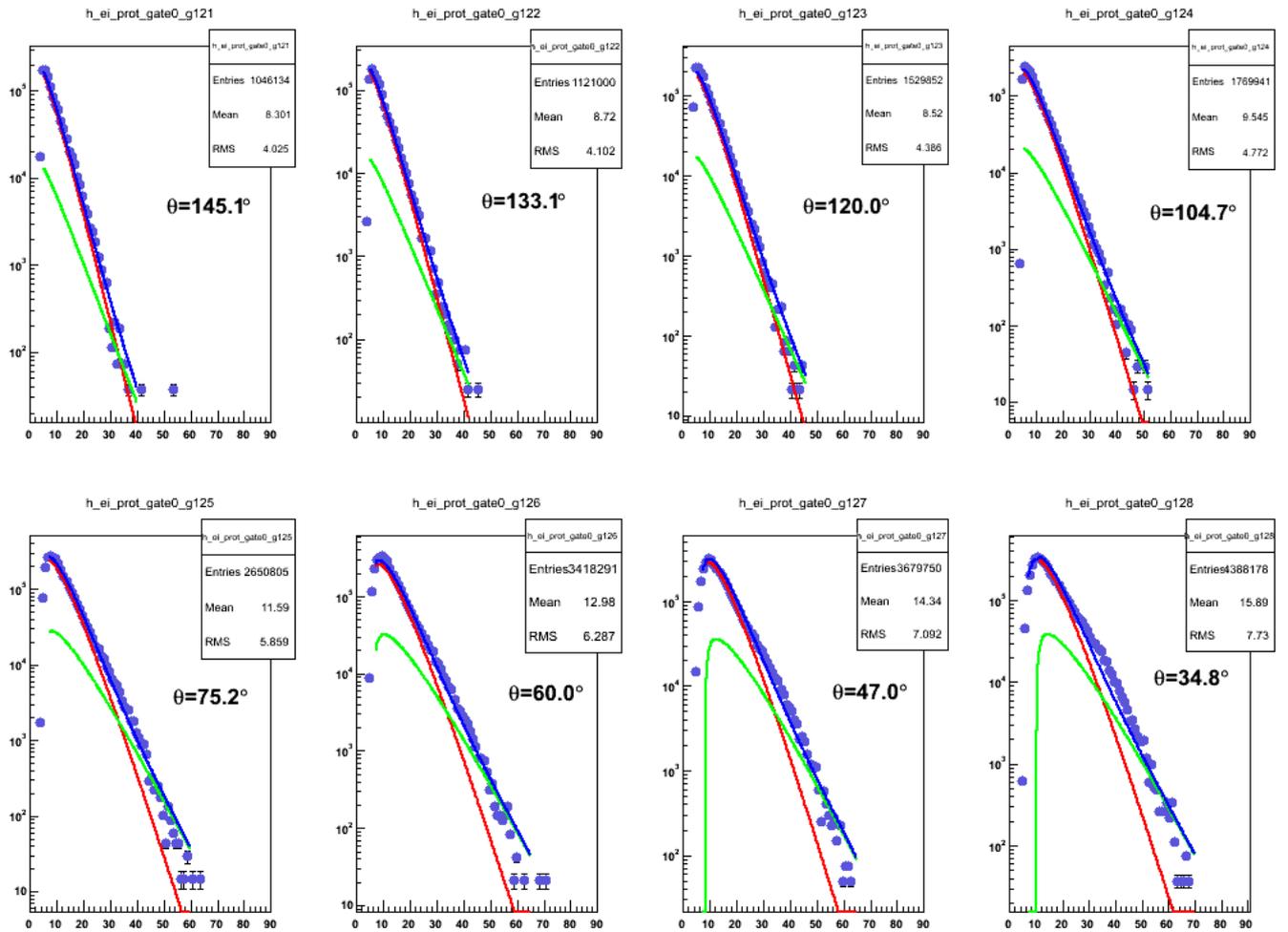


Figura 3.14: Confronto tra lo spettro somma e lo spettro dell'emissione di protoni nella reazione $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ rivelati nel settore 12 dell'apparato GARFIELD

Capitolo 4

Conclusioni

In questo lavoro di tesi abbiamo analizzato gli spettri di particella carica emessi nelle reazioni di fusione $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ a 256 MeV e $^{19}\text{F} + ^{62}\text{Ni}$ a 304 MeV. In tali reazioni si popola il nucleo composto ^{81}Rb rispettivamente a $E_{ecc} = 209$ MeV e $E_{ecc} = 240$ MeV. L'energia del proiettile era nei due casi di 16 MeV/n, valore scelto per avere la medesima probabilità di emissione di pre-equilibrio, secondo le previsioni di modelli teorici.

I risultati sperimentali ottenuti applicando la tecnica del Moving Source Fit ai nostri dati sperimentali sono interessanti e sembrano contraddire la maggiore emissione di particelle alfa da parte del sistema con proiettile a struttura alfa-cluster ^{16}O . Il fit è stato fatto minimizzando la differenza tra i dati sperimentali ed una funzione composta dalla somma di due maxwelliane che descrivono l'emissione da nucleo composto termalizzato da una parte e da una sorgente non termalizzata con velocità intermedia fra fascio e centro di massa, dall'altra. Il fit è stato eseguito globalmente sugli 8 angoli di rivelazione dell'apparato GARFIELD, per determinare dei parametri caratterizzanti le funzioni evaporative e di pre-equilibrio in maniera univoca.

Una maggiore emissione percentuale è stata evidenziata nel caso del F sia per i protoni che per le particelle alfa.

Per queste ultime, in particolare, il rapporto $\frac{N_{pre}}{N_{evap}}$ è più del doppio che nel caso della reazione indotta da O.

Le possibili ipotesi alla base di questo risultato abbastanza sorprendente sono tuttora in fase di discussione e saranno oggetto di ulteriori verifiche tramite lo studio di correlazioni più esclusive e confronto con modelli di pre-equilibrio complessi.

Per avere un confronto quantitativo fra la sezione d'urto delle due reazioni è necessario normalizzare gli spettri al numero di residui registrati nei due casi: l'analisi dei dati è ancora in corso e prevede di aggiungere altri angoli alla distribuzione angolare delle particelle cariche relativi al Ring Counter. Essendo questi angoli ancora più in avanti la determinazione dei rapporti pre-equilibrio-evaporazione sarà maggiormente controllata, dato che il pre-equilibrio massimizza la sua sezione d'urto ad angoli piccoli.

Bibliografia

- [1] Hodgson, Gadioli and Gadioli Erba. *Introductory nuclear physics*. Oxford: Clarendon press, 1997
- [2] Knoll. *Radiation detection and measurement*. Wiley, 1999.
- [3] Krane. *Introductory nuclear physics*. Wiley, 1987.
- [4] Beck. *Cluster in nuclei*. Springer, 2010.
- [5] Bruno, Gramegna, Marchi et al. arxiv, 1309.5464, 2013.
- [6] Gavron et al. Phys. Rev. C, 21.230, 1980.
- [7] Wada et al. Phys. Rev. C, 39.497, 1989.
- [8] S. Sambì. *Meccanismi di emissione di particelle leggere nella reazione nucleare $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ a 192 MeV* Master's Thesis, Università di Bologna, 2010
- [9] Barlini. *Light Charged Particles emission and high energy γ -rays from Giant Dipole Resonance in hot nuclei*. PhD thesis, Università di Padova, 2006
- [10] Barlini. *Multiframmentazione in reazioni fra ioni pesanti con l'apparato GARFIELD. Calibrazione e risultati preliminari*. Università di bologna, 200x
- [11] <http://root.cern.ch>
- [12] A. Ordine et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS45**, pg 873, 1998