

**Università degli Studi di Firenze**

---

Scuola di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea quadriennale in Fisica

TESI DI LAUREA

IN

FISICA NUCLEARE SPERIMENTALE

**STUDIO DEI CANALI DI DECADIMENTO DI  
NUCLEI LEGGERI PRODOTTI IN REAZIONI DI  
FUSIONE**

**STUDY OF THE DECAY CHANNELS OF LIGHT  
NUCLEI PRODUCED IN FUSION REACTIONS**

Candidato: *Alberto Lopez*

Relatore: *Dott. Giovanni Casini*

Correlatore: *Dott. Gabriele Pasquali*

---

Anno Accademico 2013-2014



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Formazione e decadimento di nuclei in reazioni fra ioni</b>	<b>5</b>
1.1 Reazioni fra ioni pesanti . . . . .	5
1.2 Il modello di decadimento statistico dei nuclei . . . . .	9
1.2.1 Spettri di LCP e canali di decadimento parziali . . . . .	13
1.3 Introduzione al <i>clustering</i> di particelle $\alpha$ . . . . .	17
1.3.1 Evidenze di strutture $\alpha$ in sistemi leggeri . . . . .	19
1.4 Simulatore di eventi . . . . .	21
<b>2 L'esperimento: rivelatori e tecniche sperimentali</b>	<b>25</b>
2.1 Apparato sperimentale . . . . .	25
2.1.1 GARFIELD . . . . .	27
2.1.2 RCo . . . . .	32
2.1.3 Elettronica . . . . .	37
2.2 Condizioni sperimentali e <i>trigger</i> di misura . . . . .	41
2.3 Metodi di misura e identificazione delle particelle cariche . . . . .	43
2.3.1 Considerazioni generali e calibrazioni energetiche . . . . .	43
2.3.2 Metodo $\Delta E$ - $E$ per identificare le particelle . . . . .	44
2.3.3 Metodo dell'analisi della forma di impulso in Si ed in CsI(Tl) . . . . .	46
<b>3 Calibrazioni e identificazione dei prodotti di reazione</b>	<b>49</b>
3.1 Aspetti generali . . . . .	49
3.1.1 Il <i>package</i> ODIE . . . . .	50
3.1.2 Procedura di identificazione delle particelle . . . . .	51

3.1.3	Procedura di controllo della stabilità . . . . .	55
3.2	Dati dal RCo e da GARFIELD . . . . .	57
3.2.1	Controllo e verifica stabilità con pulser . . . . .	57
3.2.2	Spettri di identificazione IC-Si per ER . . . . .	60
3.2.3	Spettri di identificazione Si-CsI(Tl) per LCP . . . . .	63
3.2.4	Spettri di PSA in CsI(Tl) . . . . .	63
3.2.5	Spettri di PSA in Silicio . . . . .	72
3.2.6	Calibrazione in energia dei CsI(Tl) di GARFIELD . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Analisi dei dati</b>	<b>79</b>
4.1	Il programma di analisi . . . . .	80
4.2	Distribuzioni e variabili globali degli eventi misurati . . . . .	82
4.3	Selezione degli eventi con residuo di evaporazione . . . . .	89
4.3.1	Spettri di particelle e molteplicità medie . . . . .	91
4.3.2	Decadimento evaporativo per eventi completi in carica . . . . .	96
	<b>Conclusioni</b>	<b>113</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>117</b>

# Introduzione

La collaborazione di ricercatori attivi sotto la sigla NUCL-EX dell'INFN ha condotto negli ultimi anni una serie di esperimenti presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) volti alla comprensione delle proprietà dei nuclei atomici leggeri (con massa intorno a 20-30 amu) prodotti in reazioni di fusione a energie di eccitazione ben superiori alla soglia di emissione di particelle. In particolare, si vuole studiare se anche a queste elevate energie di eccitazione (intorno a 50-60 MeV) il sistema manifesta nel suo decadimento effetti chiaramente legati alla struttura nucleare a *cluster* di particelle  $\alpha$  ( $\alpha$ -*cluster*) che si sa determinare molte delle caratteristiche dei nuclei nello stato fondamentale. L'interesse è indirizzato essenzialmente alla persistenza nel decadimento dei nuclei della struttura a particelle  $\alpha$  che sottende molte delle proprietà di nuclei autoconiugati ( $N=Z$ ), pari-pari.

Le misure sono state effettuate con l'apparato sperimentale GARFIELD-RCo (si veda il cap. 2), uno strumento realizzato dallo stesso gruppo NUCL-EX, sottoposto a progressivi aggiornamenti e di recente equipaggiato con elettronica digitale per la gran parte dei canali di rivelazione.

I motivi di interesse per i sistemi relativamente leggeri sono molteplici: hanno probabilità di fissione basse e possono "sopravvivere" a temperature più alte rispetto ai nuclei pesanti e a parità di energia di eccitazione si ottengono temperature più elevate di quelle che si avrebbero con nuclei di massa maggiore. D'altro canto, le molteplicità relativamente basse che caratterizzano gli eventi di reazione in collisioni fra nuclei leggeri, unite all'elevata efficienza e il potere di identificazione delle particelle dell'apparato di misura, consente di misurare frazioni rilevanti di eventi completi (in carica), rendendo in questo modo più accurata e sicura la selezione degli eventi di interesse fisico (*i.e.* le reazioni di fusione-evaporazione) e di conseguenza l'analisi esclusiva di particolari canali di decadimento evaporativo, come spiegato in seguito (cap. 4).

In questo lavoro vengono studiate essenzialmente le reazioni di fusione che portano alla formazione di nucleo composto (*Compound Nucleus*, CN)<sup>1</sup>. In generale, il nucleo composto decade verso lo stato fondamentale emettendo fotoni, neutroni e particelle leggere cariche (*Light Charge Particle*, LCP) aventi  $Z < 3$ . Il nucleo che permane dopo il processo di diseccitazione è detto residuo di evaporazione (*Evaporation Residue*, ER). Il nostro studio si basa essenzialmente sulle misura delle LCP in coincidenza con ER e sul confronto delle loro proprietà misurate con le previsioni di modello di decadimento statistico. In sintesi, si è trovato che l'emissione da una sorgente termalizzata (compatibile con il CN) è all'origine in larghissima parte delle LCP osservate, ma che persistono deboli tracce di effetti non descritti correttamente dai modelli statistici, perlomeno con i codici disponibili. Queste differenze rispetto alle previsioni di modello statistico potrebbero essere ricondotte a effetti di struttura di particelle  $\alpha$ , studiati e evidenziati da tempo in sistemi con  $N=Z$  pari [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9].

Lo studio che si affronta in questo lavoro è associato a un precedente esperimento dello stesso gruppo sulla reazione simmetrica  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  con energia cinetica del fascio di ioni di 95 MeV. Infatti, in questo sistema la natura a struttura  $\alpha$ -cluster caratterizza sia i nuclei interagenti di  $^{12}\text{C}$ , sia il CN che si forma per fusione ( $^{24}\text{Mg}$ ). Pertanto, questa reazione è stata la prima scelta per indagare la persistenza di effetti di strutture a  $\alpha$  ad alta energia. Come ci si attendeva, si è trovato che gli eventi selezionati corrispondono in massima parte all'evaporazione statistica di  $^{24}\text{Mg}$  prodotto dalla fusione dei due nuclei di carbonio. Tuttavia, in specifici canali di decadimento (ref. [10, 11, 12, 13]) sono state osservate deviazioni dal comportamento statistico che potrebbero essere ascritte alla presenza di *cluster* di particelle  $\alpha$ , sia negli stati eccitati del CN che in alcuni nuclei che lo seguono nella catena evaporativa, eventualmente favorita dalla natura  $\alpha$ -cluster degli stessi nuclei interagenti. Per verificare se gli effetti di  $\alpha$ -cluster siano associati in modo consistente al canale di ingresso oppure se dipendano solo dalla struttura del CN di  $^{24}\text{Mg}$ , si è studiata la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ , principale oggetto di questo lavoro di tesi.

Il fascio di  $^{14}\text{N}$  aveva energia cinetica di 80.7 MeV, scelta per produrre lo stesso CN alla stessa energia di eccitazione della reazione precedente ( $^{24}\text{Mg}$  con  $E^*=62.4$  MeV). Il confronto fra i due sistemi, sia direttamente fra i dati misurati nei due

---

<sup>1</sup>Per la descrizione delle sue proprietà si veda poco più avanti al par. 1.2.

casi, sia ciascuno rispetto alle corrispondenti previsioni di modello, consentirà di ricavare informazioni stringenti sulle proprietà statistiche (*e.g.* densità dei livelli, cfr. par. 1.2) dei nuclei leggeri a energie di eccitazione elevate, contribuendo a comprendere il ruolo e la presenza o meno di stati a *cluster* di  $\alpha$ .

Durante lo stesso esperimento a Legnaro, con lo stesso fascio, si è studiato anche il sistema  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ . Dal punto di vista pratico questa misura è stata facilmente effettuata con una semplice sostituzione del bersaglio. Lo scopo era di avere un altro sistema composto non più a struttura  $\alpha$ , comunque autoconiugato, con energie di eccitazione simili (52.3 MeV) e formato mediante fusione di nuclei di cui solo uno dotato di struttura  $\alpha$ -*cluster*. In sostanza, i dati di  $^{26}\text{Al}$  consentono un altro test dei modelli utilizzati e una migliore definizione dei parametri in gioco, cosa che potrà essere utile anche nei prossimi esperimenti che il gruppo NUCL-EX ha in programma sulle stesse tematiche.



# Capitolo 1

## Formazione e decadimento di nuclei in reazioni fra ioni

In questo capitolo presenteremo i modelli che stanno alla base della descrizione delle collisioni nucleari fra ioni pesanti in termini dei parametri fisici più significativi come, per esempio, l'energia e il momento angolare del sistema, con particolare attenzione per il modello statistico che descrive la formazione e il successivo decadimento di CN, che sono l'oggetto principale dell'analisi dati di questa tesi. Nel caso specifico dei nuclei leggeri qui considerati il decadimento avviene quasi interamente attraverso emissione di LCP per le quali, all'equilibrio termodinamico della sorgente, ci si attende una distribuzione energetica di tipo maxwelliano. Dopodiché introdurremo il tema del *clustering* di particelle  $\alpha$  e riporteremo alcune delle evidenze più significative a suo sostegno. Per i sistemi autoconiugati con  $Z=N$  pari, è possibile rivelare la persistenza di queste strutture a *cluster* attraverso lo studio delle rese e delle caratteristiche delle particelle  $\alpha$  emesse dal CN. Infine, presenteremo brevemente le caratteristiche più salienti dei codici di decadimento statistico impiegati nel confronto con i risultati sperimentali.

### 1.1 Reazioni fra ioni pesanti

Per descrivere in maniera efficace, seppur approssimativamente, l'interazione tra nuclei pesanti, in modo da associare la sezione d'urto di reazione ai parametri

del canale di ingresso, si ricorre al modello semiclassico<sup>1</sup> delle collisioni fra ioni pesanti, dove i nuclei vengono rappresentati come due sistemi che interagiscono sotto l'azione di un campo di forze che è conservativo a grandi distanze e dissipativo a distanze inferiori alle dimensioni dei nuclei (per maggiori dettagli si veda [14]). La conoscenza di questa dipendenza è usata in genere come riferimento per la pianificazione degli esperimenti da compiere.

I diversi tipi di reazione vengono distinti in base al parametro d'urto (di impatto)  $b$  definito come la distanza fra la traiettoria asintotica iniziale del proiettile e la retta a questa parallela e passante per il bersaglio.

Con riferimento alla figura 1.1, per valori di  $b$  maggiori della somma dei raggi dei nuclei interagenti  $R_P + R_T$  le collisioni sono dette distanti. In tal caso l'interazione si può considerare determinata dalla forza coulombiana fra proiettile e bersaglio che produce diffusione elastica o eccitazione elettromagnetica.

Per valori di  $b$  prossimi alla traiettoria radente (*grazing*), in cui le code delle distribuzioni nucleari entrano in contatto, agisce anche la forza nucleare a corto raggio di azione e iniziano le interazioni poco dissipative (dette reazioni dirette) con piccoli trasferimenti di energia cinetica e di particelle e con durata dell'ordine dei tempi di transito di  $R_P + R_T$ , che nel caso della reazioni studiate in questa tesi è di  $1\text{-}2 \cdot 10^{-22} \text{s}$ .

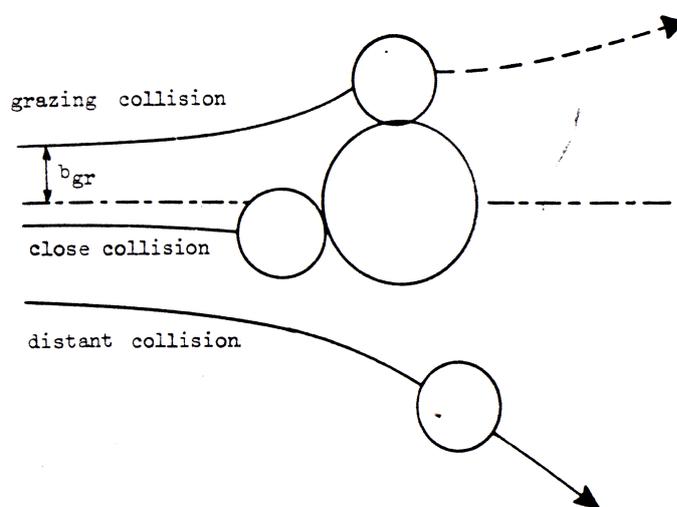
Per valori di  $b$  al di sotto del parametro di impatto radente  $b_{gr}$ , le reazioni diventano sempre più dissipative e si hanno le cosiddette collisioni profondamente inelastiche con caratteristiche che dipendono molto dalle dimensioni dei nuclei interagenti. In questi casi, durante la reazione si hanno forti trasferimenti di energia, di momento

---

<sup>1</sup>La teoria è definita semiclassica perché tiene conto degli effetti di interferenza delle orbite con l'inclusione della relazione di De Broglie  $p = \frac{h}{\lambda}$  e degli effetti del principio di indeterminazione di Heisenberg  $\delta E \delta t \simeq \hbar$  sull'energia delle particelle e quindi sulle loro traiettorie. Condizione sufficiente, ma non necessaria per una trattazione classica del moto dei nuclei, in quanto non se ne ricostruisce punto per punto la traiettoria, bensì ci si limita a misurarne l'angolo di diffusione (cioè il punto di impatto con il rivelatore), è che la lunghezza d'onda  $\lambda$  associata ai nuclei sia abbastanza piccola (inferiore alle dimensioni del nucleo) da permetterne la localizzazione. Poiché sussiste la relazione asintotica  $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_r E_{CM}}}$  dove  $m_r$  è la massa ridotta del sistema e  $E_{CM}$  è l'energia nel centro di massa, la condizione equivale a avere masse e/o energie relativamente grandi. Per esempio, per  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B}$  a 80.7 MeV si ha  $\lambda/2\pi = 1.4 \text{fm}$ ,  $R_N \simeq 3 \text{fm}$  e  $R_B \simeq 2.5 \text{fm}$ . Pertanto, come esplicitato nel caso di una delle reazioni qui studiate, non ci si deve attendere che il modello riproduca accuratamente i risultati sperimentali, piuttosto che fornisca approssimativamente l'andamento della reazione nelle sue linee generali da cui partire per una descrizione più realistica della reazione.

angolare e di nucleoni, pertanto nei nuclei finali si producono consistenti variazioni di carica e massa rispetto ai valori iniziali del proiettile e del bersaglio.

Infine, per valori di  $b$  segnatamente più piccoli di  $R_P + R_T$ , si hanno le collisioni centrali con maggiore probabilità di fusione e formazione di CN, in cui l'identità dei nuclei iniziali viene persa del tutto (come vedremo più in dettaglio nel paragrafo successivo).



**Figura 1.1:** Rappresentazione schematica delle collisioni nucleari al variare del parametro di impatto  $b$ . La figura è tratta da [14].

In questa descrizione semiclassica la misura della probabilità di interazione nucleare tra due ioni in funzione di  $b$ , cioè la sezione d'urto di reazione differenziale  $d\sigma_R$  è data dall'area della corona circolare compresa tra  $b$  e  $b + db$ :

$$d\sigma_R = 2\pi b db \quad (1.1)$$

Nell'ipotesi semplificativa che non si abbiano interazioni nucleari per  $b > b_{gr}$  (*sharp*

*cut-off*), la sezione d'urto di reazione totale  $\sigma_R$  si ottiene integrando tra 0 e  $b_{gr}$ :

$$\sigma_R = \pi b_{gr}^2 = \pi R^2 \left( 1 - \frac{B_C}{E_{CM}} \right) \quad (1.2)$$

con:

$$b_{gr} = R \sqrt{1 - \frac{B_C}{E_{CM}}} \quad (1.3)$$

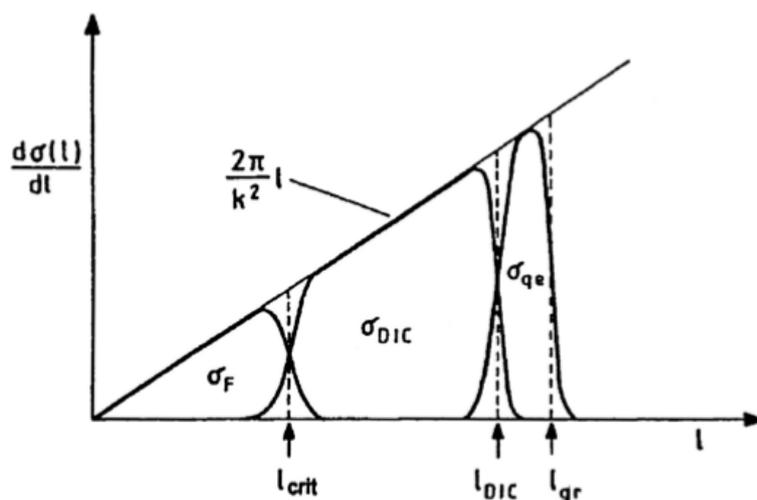
dove:

$R$  è la distanza di contatto dei nuclei parametrizzata come  $R \simeq [0.5 + 1.36(A_P^{\frac{1}{3}} + A_T^{\frac{1}{3}})]$  (in fm),  $E_{CM}$  l'energia totale nel sistema del centro di massa CM e  $B_C \equiv \frac{Z_P Z_T e^2}{4\pi\epsilon_0 R}$  è la barriera coulombiana. Pertanto, solo se l'energia disponibile nel CM è maggiore di  $B_C$  gli ioni riescono a avvicinarsi abbastanza perché abbia luogo l'interazione nucleare. Per esempio, per la reazione azoto su boro qui studiata si ha  $B_C \simeq 7.5$  MeV,  $E_{CM} = 33.6$  MeV e  $b_{gr} \simeq 5.9$  fm.

Per un calcolo più realistico occorre quantizzare, considerando il contributo di ciascuna delle onde parziali alla  $\sigma_R$ . Per fare questo si effettua il cambio di variabile  $b_l = \frac{\lambda}{2\pi}(l + 1/2)$  dove  $l$  è il numero quantico momento angolare e si sostituisce l'integrale con una sommatoria. Per andare oltre i limiti dell'ipotesi semplificativa dello *sharp cut-off*, si introduce poi il coefficiente di trasmissione  $T_l(E_{CM})$  supponendo una transizione graduale tra i parametri d'urto con sola interazione coulombiana a quelli in cui si ha anche interazione forte, ovvero con la presenza di una coda nella  $\sigma_R$  oltre  $l_{gr}$  (dove:  $l_{gr} = l(b_{gr})$ ), come mostrato schematicamente in figura 1.2. Si ottiene così:

$$\sigma_R = \pi \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) T_l(E_{CM}) \quad (1.4)$$

con  $0 \leq T_l(E_{CM}) \leq 1$ , tale che:  $T_l \rightarrow 0$  per  $l \gg l_{gr}$  e  $T_l \rightarrow 1$  per  $l_{gr} \gg l$ . In questa nuova espressione della  $\sigma_R$  la dipendenza dall'energia è contenuta in  $T_l(E_{CM})$ . Come vedremo, nel modello statistico il coefficiente di trasmissione è legato alla probabilità di attraversamento della barriera di potenziale.



**Figura 1.2:** Rappresentazione schematica della sezione d'urto di reazione nucleare  $\sigma_R$  al variare del momento angolare orbitale  $l$ .

La (1.4) fornisce un'espressione semplificata e approssimativa della sezione d'urto; tuttavia, svolge un ruolo importante nel modello statistico in quanto la sua generalizzazione è alla base della derivazione della formula di Hauser-Feshbach per il processo di formazione e decadimento del CN.

## 1.2 Il modello di decadimento statistico dei nuclei

Nell'ambito del modello semiclassico la formazione di CN ha luogo quando, per valori di  $E_{CM} > B_C$ , il sistema ha energia sufficiente per fondere in un unico sistema legato dove i nuclei iniziali perdono completamente le loro identità. Per poter ottenere un'espressione della sezione d'urto che riproduca la formazione e il decadimento del CN in un canale specifico (sezione d'urto esclusiva) si ricorre all'ipotesi di Bohr [15] che sta a fondamento del modello statistico<sup>2</sup>. Secondo questa ipotesi,

<sup>2</sup>L'adozione dei metodi e dei risultati della meccanica statistica si rende necessaria quando non è più possibile risolvere i singoli stati, come accade, per esempio, nei casi qui studiati a energie di eccitazione al di sopra della soglia di emissione di particelle dove si trova un numero elevato di risonanze strette e sovrapposte. Come in fisica classica si rinuncia a ottenere una descrizione dinamica completa della singola particella, così in fisica nucleare si rinuncia alla conoscenza dei parametri che caratterizzano la singola risonanza e si ricorre a una descrizione statistica dei decadimenti tramite la funzione di distribuzione delle ampiezze di reazione e la densità degli stati.

poiché a causa dell'interazione forte i nucleoni che penetrano in un nucleo hanno un cammino libero medio molto corto, l'energia iniziale viene rapidamente divisa fra gli altri nucleoni. Infatti, mentre nello stato fondamentale per effetto dell'interazione nucleare il nucleo può essere descritto come un insieme di particelle libere in una buca di potenziale, ad alte energie di eccitazione il suo comportamento diventa più simile a quello di un liquido con conseguente riduzione del cammino libero medio fino al valore di circa 1 fm [16]. Ben presto, quindi, si raggiunge l'equilibrio termodinamico e il sistema popola stati in maniera indipendente dal canale di formazione, fermi restando i principi generali di conservazione associati ai numeri quantici (momento angolare, numero di massa  $A$ , numero atomico  $Z$  e l'energia totale del sistema). Se l'energia di eccitazione depositata nel CN non è troppo elevata, la probabilità che uno dei nucleoni acquisti un'energia sufficiente a fuoriuscire dal nucleo è bassa. Questo giustifica la vita media lunga del CN e i tempi lunghi di decadimento, a loro volta, giustificano l'indipendenza del canale di uscita dal canale di ingresso. Se formazione e decadimento sono indipendenti, allora, la probabilità complessiva può essere espressa come il prodotto delle singole probabilità, ovvero, se si indica con  $\sigma_c$  la sezione d'urto di formazione del CN a partire dal canale  $c$ , e con  $P_{c'}$  la probabilità di decadimento nel canale  $c'$  si ha:

$$\sigma_{cc'} = \sigma_c P_{c'} \quad (1.5)$$

Trascurando per semplicità i momenti angolari, utilizzando la (1.4) si può scrivere per la reazione  $c \rightarrow c'$ :

$$\sigma_{cc'} = \pi \left( \frac{\lambda_c}{2\pi} \right)^2 T_c(E_{CM}) P_{c'} \quad (1.6)$$

e analogamente per  $c' \rightarrow c$ :

$$\sigma_{c'c} = \pi \left( \frac{\lambda_{c'}}{2\pi} \right)^2 T_{c'}(E_{CM}) P_c \quad (1.7)$$

Per avere un'espressione di  $P_c$  si deve ricorrere al principio del bilancio dettagliato,

che si può ottenere sia come conseguenza dell'invarianza per inversione temporale della probabilità di transizione da  $c$  a  $c'$ , sia da argomentazioni mutuate dalla chimica: all'equilibrio chimico il numero di reazioni che vanno in una direzione deve essere uguale a quello delle reazioni nella direzione opposta. Analogamente per una reazione nucleare  $a + A \rightarrow b + B$ , all'equilibrio termodinamico si deve avere:

$$\sigma_{ab}v_a n_a \delta t = \sigma_{ba}v_b n_b \delta t \quad (1.8)$$

dove la quantità a destra (sinistra) dell'equazione indica il numero di transizioni dallo stato iniziale (finale) a quello finale (iniziale);  $v_a$  e  $n_a$  sono rispettivamente la velocità e la densità di volume delle particelle nel canale "a". Analoghi significati hanno le quantità contrassegnate con il pedice  $b$ . All'equilibrio le particelle si distribuiscono in maniera proporzionale allo spazio delle fasi disponibile, cioè:

$$n \propto p^2 dp \propto p dp^2 \propto p m dE \quad (1.9)$$

dove  $p, m, E$  sono rispettivamente impulso, massa ed energia delle particelle, che sostituita in 1.8 dà<sup>3</sup>:

$$\sigma_{ab}p_a^2 = \sigma_{ba}p_b^2 \quad (1.10)$$

Poiché  $p = \frac{h}{\lambda}$ , considerando le (1.6), (1.7) per il CN si ottiene:

$$T_{c'}(E_{CM})P_c = T_c(E_{CM})P_{c'} \quad (1.11)$$

---

<sup>3</sup> L'energia a disposizione nei due canali è la stessa, essendo il processo isoenergetico, altrimenti verrebbero meno i presupposti perché possa ipotizzarsi l'equilibrio dinamico fra le reazioni nei due versi.

da cui:

$$P_c = \frac{T_c(E_{CM})}{T_{c'}(E_{CM})} P_{c'} \quad (1.12)$$

sommando rispetto a  $c'$  su tutti i possibili canali aperti, infine, si ottiene:

$$P_c = \frac{T_c(E_{CM})}{\sum_{c'} T_{c'}(E_{CM})} \quad (1.13)$$

Pertanto, il coefficiente di trasmissione  $T_c$  può essere interpretato come la probabilità che il CN si formi attraverso il canale  $c$ . In definitiva, se si sostituisce in (1.6) l'espressione (1.13) per il processo inverso, si ha:

$$\sigma_{cc'} = \pi \left( \frac{\lambda_c}{2\pi} \right)^2 \frac{T_c T_{c'}}{\sum_{c''} T_{c''}} \quad (1.14)$$

La formula di Hauser-Feshbach [17] si ottiene considerando il caso più generale in cui proiettile e bersaglio hanno momenti angolari intrinseci non nulli  $S_P$ ,  $S_T$ , rispettivamente e il momento angolare totale ha un valore  $J$ . In questo caso la sezione d'urto si ottiene sommando sugli stati di polarizzazione nel canale finale e mediando su quelli dello stato iniziale [35]:

$$\sigma_{cc'}^{(J)} = \pi \left( \frac{\lambda_c}{2\pi} \right)^2 \frac{(2J+1)}{(2S_P+1)(2S_T+1)} \frac{T_c^{(J)} T_{c'}^{(J)}}{\sum_{c''} T_{c''}^{(J)}}. \quad (1.15)$$

Sperimentalmente, se vi è stata formazione di CN si deve avere che la distribuzione polare delle particelle diffuse, cioè emesse nel canale  $c'$  della (1.15), sia simmetrica rispetto a  $90^\circ$  nel CM, in quanto se il CN ha perso memoria del canale di ingresso, non esistono direzioni di emissione privilegiate in avanti o indietro, mentre per la conservazione del momento angolare  $J$ , è mantenuto il piano normale alla direzione individuata da  $J$ . Per le stesse ragioni la distribuzione azimutale deve avere simmetria cilindrica rispetto all'asse del fascio. Un'altra condizione che si deve verificare in caso che vi sia stata produzione di CN è che i rapporti fra le sezioni

d'urto dei canali esclusivi di decadimento di due reazioni diverse che hanno prodotto lo stesso CN siano uguali. In tal caso, infatti, ciascuna delle reazioni apre gli stessi canali di uscita. Quest'ultimo risultato trova un'immediata giustificazione tramite l'uso della (1.15). Se, infatti, per esempio si considerano le due reazioni che nel nostro caso producono lo stesso CN di  $^{24}\text{Mg}$  con con la stessa  $E^*=62.5$  MeV, si ha:

$$a : ^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \longrightarrow ^{24}\text{Mg}(E^*) \longrightarrow \begin{cases} ^{16}\text{O} + \alpha + 2d; \\ ^{20}\text{Ne} + \alpha; \\ ^{23}\text{Na} + p; \\ (\dots) \end{cases} \quad \begin{cases} \sigma_{a1}^{(J)} = \sigma_a^{(J)} \frac{T_1^{(J)}}{\sum_{c''} T_{c''}^{(J)}} \\ \sigma_{a2}^{(J)} = \sigma_a^{(J)} \frac{T_2^{(J)}}{\sum_{c''} T_{c''}^{(J)}} \\ \sigma_{a3}^{(J)} = \sigma_a^{(J)} \frac{T_3^{(J)}}{\sum_{c''} T_{c''}^{(J)}} \end{cases} \quad (1.16)$$

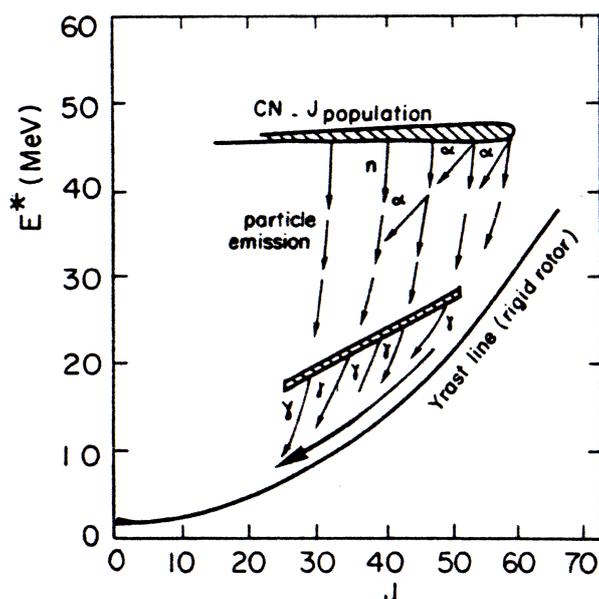
$$b : ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \longrightarrow ^{24}\text{Mg}(E^*) \longrightarrow \begin{cases} ^{16}\text{O} + \alpha + 2d; \\ ^{20}\text{Ne} + \alpha; \\ ^{23}\text{Na} + p; \\ (\dots) \end{cases} \quad \begin{cases} \sigma_{b1}^{(J)} = \sigma_b^{(J)} \frac{T_1^{(J)}}{\sum_{c''} T_{c''}^{(J)}} \\ \sigma_{b2}^{(J)} = \sigma_b^{(J)} \frac{T_2^{(J)}}{\sum_{c''} T_{c''}^{(J)}} \\ \sigma_{b3}^{(J)} = \sigma_b^{(J)} \frac{T_3^{(J)}}{\sum_{c''} T_{c''}^{(J)}} \end{cases} \quad (1.17)$$

cosicché, anche se i valori delle sezioni d'urto sono diversi nelle due reazioni, il decadimento del CN apre gli stessi canali di decadimento e i rapporti fra le sezioni d'urto risultano uguali:  $\sigma_{a1}^{(J)} : \sigma_{a2}^{(J)} : \dots = T_1^{(J)} : T_2^{(J)} : \dots = \sigma_{b1}^{(J)} : \sigma_{b2}^{(J)} : \dots$

Questo risultato, pertanto, suggerisce e giustifica il confronto fra i due sistemi misurati e descritti in questa tesi.

### 1.2.1 Spettri di LCP e canali di decadimento parziali

L'energia di eccitazione del CN è data dalla somma del Q-valore della reazione e dell'energia cinetica nel sistema del CM. I nuclei composti con numero di massa  $A$  piccolo, essendo la fissione marginale, si diseccitano prevalentemente per evaporazione di LCP o neutroni dopo che, per effetto delle fluttuazioni termiche, una o più particelle acquistano abbastanza energia (cioè almeno l'energia di separazione<sup>4</sup>) per staccarsi dal nucleo. Quando la disponibilità di energia è sufficientemente bassa, l'emissione di particelle è sfavorita e il CN può diseccitarsi rilasciando fotoni lungo la linea yrast, come mostrato schematicamente in figura 1.3. Ricordiamo che la linea yrast individua, al variare del momento angolare  $J$ , l'energia minima di eccitazione  $E^*$  che un sistema nucleare deve possedere in corrispondenza di un dato valore di  $J$ . In altri termini, delimita la regione di  $E^*$  dove (sopra) esistono stati legati che possono essere popolati dalle particelle, dai valori di energia (sotto) che, invece, corrispondono a variazioni delle proprietà collettive del nucleo come, per esempio, la forma<sup>5</sup>.



**Figura 1.3:** Rappresentazione schematica del decadimento di un CN per emissione di particelle e linea di yrast. La figura è tratta da [14].

<sup>4</sup>Per esempio, l'energia di separazione di un neutrone  $S_n$  si ottiene come  $S_n = B(^A X_N) - B(^{A-1} X_{N-1})$ , dove  $B(^A X_N)$  è l'energia di legame del nucleo  $X$  che ha  $A$  nucleoni e  $N$  neutroni.

<sup>5</sup>L'energia yrast è definita come la quantità di energia associata al moto collettivo di rotazione:  $\frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathcal{I}}$ , dove  $\mathcal{I}$  è il momento di inerzia del nucleo.

Si è visto che la probabilità di emissione delle LCP dipende dalla trasparenza della barriera di potenziale e dall'energia disponibile. Per avere informazioni sulla loro distribuzione energetica  $f(\epsilon)$  si ricorre di nuovo al risultato del principio del bilancio dettagliato. Infatti, applicando la (1.5) in (1.10) e tenendo conto del risultato (1.13), si ricava che la conoscenza della probabilità di decadimento in un particolare canale finale è legata alla sezione d'urto per la reazione inversa di formazione del CN a partire dal canale  $c$  considerato:

$$P_c \propto k_c^2 \sigma_c \propto T_c \quad (1.18)$$

dove, per descrivere l'andamento del processo evaporativo si può adottare l'ipotesi semplificativa che  $T_c$  sia funzione solo dell'energia cinetica del canale:  $T_c = T(\epsilon)$ . Per conoscere il numero di particelle emesse in un intervallo di energia cinetica  $d\epsilon$  occorre sommare le probabilità di emissione su tutti gli stati compresi nell'intervallo. Quindi la probabilità  $dP$  è proporzionale al numero dei livelli coinvolti  $dN$ . Se  $\rho(E)$  è la densità dei livelli in corrispondenza dell'energia di eccitazione del nucleo figlio, allora  $E = \epsilon_{max} - \epsilon$  e  $dN = \rho(\epsilon_{max} - \epsilon)d\epsilon$ . Pertanto:

$$dP \equiv f(\epsilon)d\epsilon \propto T(\epsilon)\rho(\epsilon_{max} - \epsilon)d\epsilon \quad (1.19)$$

dove il primo fattore cresce con  $\epsilon$ , mentre il secondo diminuisce al ridursi dell'energia di eccitazione del nucleo figlio (ovvero al crescere dell'energia cinetica delle particelle emesse). Pertanto,  $f(\epsilon)$  ha un massimo e l'andamento della coda della distribuzione, dove  $T(\epsilon) \simeq 1$  per valori grandi di  $\epsilon$ , è data sostanzialmente dalla densità dei livelli. Se si effettua lo sviluppo in serie di  $\ln(\rho(\epsilon_{max} - \epsilon))$  nell'intorno di  $\epsilon \simeq 0$ , si ottiene  $\ln(\rho(\epsilon_{max} - \epsilon)) \simeq \ln(\rho(\epsilon_{max})) - \epsilon/T_n$ , avendo tenuto conto che valgono le seguenti uguaglianze:  $(dS/d\epsilon)_{\epsilon_{max}} \simeq (d \ln \rho(\epsilon)/d\epsilon)_{\epsilon_{max}} = 1/T_n$ , dove  $S$  è l'entropia del sistema e  $T_n$  è la temperatura media nucleare. In definitiva si ha che lo spettro evaporativo è descritto attraverso una distribuzione maxwelliana:

$$f(\epsilon) \propto \epsilon e^{-\left(\frac{\epsilon}{T_n}\right)} \quad (1.20)$$

in cui la pendenza, in scala semilogaritmica, è correlata con la temperatura media  $T_n$  durante la cascata del nucleo emettitore.

Per avere un'espressione del coefficiente di trasmissione di  $T_c$  in funzione della larghezza parziale di decadimento  $\Gamma_c$  (dove  $\Gamma_c$  è legata alla vita media dal principio di indeterminazione di Heisenberg:  $\Gamma_c \simeq \hbar/\tau_c$ ) si calcola il valor medio della  $\sigma_{cc'}^{(J)}$  su tutti gli stati risonanti che concorrono alla formazione del CN e si confronta questo risultato con la formula di Hauser-Feshbach. In questo modo [35] si ottiene che:

$$T_c = \frac{2\pi}{D} \langle \Gamma_c \rangle \quad (1.21)$$

dove  $D$  è la distanza fra i livelli e:

$$P_c = \frac{T_c^{(J)}}{\sum_{c'} T_{c'}^{(J)}} = \frac{\langle \Gamma_c \rangle}{\Gamma} \quad (1.22)$$

con  $\Gamma$  che è data dalla somma delle larghezze parziali di tutti i canali di decadimento aperti. Nel paragrafo 1.4 riporteremo le espressioni più comunemente usate nei codici di simulazione statistica sia per la densità dei livelli, che per le larghezze parziali di decadimento.

Come per l'approccio semiclassico, così anche per quanto riguarda l'uso della meccanica statistica per la descrizione dell'evoluzione delle collisioni nucleari vale la pena fare alcune precisazioni sui limiti di validità. Infatti, a causa del numero relativamente piccolo dei nucleoni nei nuclei rispetto a quello delle particelle che compongono i sistemi macroscopici cui solitamente si applica la meccanica statistica (che è dell'ordine del numero di Avogadro), ci si devono attendere fluttuazioni non trascurabili dei risultati sperimentali rispetto ai valori medi ottenuti con questo approccio. Inoltre, il cammino libero medio dei nucleoni per raggiungere l'equilibrio statistico è, in realtà, più lungo di quello originariamente supposto da Bohr [14], [16], pertanto la condizione di equilibrio nel CN non viene raggiunta così rapidamente, ma il sistema può passare attraverso degli stadi intermedi che risentono in maniera variabile della natura dei nuclei che hanno interagito e dei parametri che definiscono il canale di ingresso. Pertanto, in questi casi sono

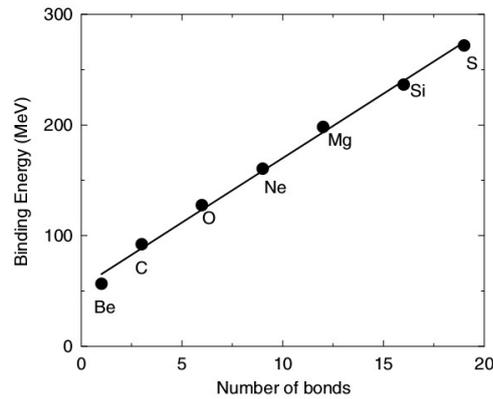
possibili emissioni di nucleoni o particelle dette di pre-equilibrio. Fra questo tipo di emissioni potrebbero essere incluse anche particelle  $\alpha$  associate a stati con una sottostante struttura a *cluster* e mettere in luce tali eventuali effetti è proprio lo scopo essenziale di questo studio.

### 1.3 Introduzione al *clustering* di particelle $\alpha$

Una particella  $\alpha$  è costituita da due protoni e due neutroni. La sua formazione è favorita dal principio di esclusione di Pauli che impedisce a due particelle identiche di occupare lo stesso stato quantico. Pertanto, sotto l'effetto della forza attrattiva nucleare questi nucleoni tendono a sovrapporsi nello stesso orbitale con momenti angolari intrinseci opposti. Così l'insieme di queste particelle altamente correlate acquista un'elevata stabilità che si manifesta sia con una delle più alte energie di legame, che con la più alta energia di eccitazione del primo stato eccitato per nucleone fra i nuclei leggeri (circa 7 MeV/u e 20 MeV, rispettivamente). Si osservi che la stabilità intrinseca delle  $\alpha$  è di importanza cruciale affinché la struttura a *cluster* dei nuclei si possa manifestare.

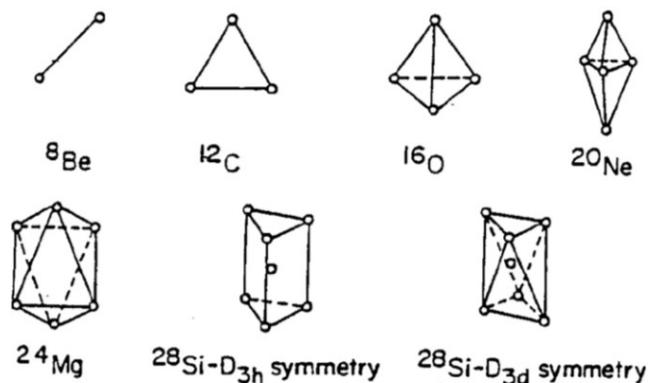
L'idea che le particelle  $\alpha$  possano riorganizzarsi nei nuclei secondo particolari forme geometriche è stata originariamente suggerita dall'osservazione che i nuclei leggeri con un numero uguale e pari di neutroni e protoni (i cosiddetti nuclei  $\alpha$  coniugati) sono particolarmente stabili. In questi nuclei simmetrici, infatti, protoni e neutroni potrebbero raggrupparsi in multipli interi di  $\alpha$  e la particolare stabilità che li caratterizza sarebbe, pertanto, spiegata dall'intensità dei legami che si instaurano fra le  $\alpha$  costituenti. Come vedremo nel paragrafo seguente questa idea è stata estesa successivamente anche agli isotopi dispari di questi nuclei.

L'ipotesi che i nucleoni possano aggregarsi in particelle  $\alpha$  troverebbe conferma nell'andamento sperimentale dell'energia di legame dei nuclei  $\alpha$  coniugati che è linearmente crescente con il numero di legami che si instaurerebbero fra le  $\alpha$  costituenti [18], come mostrato in figura 1.4, dove il numero dei legami è vincolato alla struttura geometrica assunta dalle  $\alpha$  nel nucleo (figura 1.5). Tuttavia, non ci si deve attendere che queste caratteristiche si manifestino allo stato fondamentale. Piuttosto, la struttura a *cluster* deve essere pensata come una proprietà latente del nucleo che si palesa solo quando gli è fornita l'energia necessaria per la sua

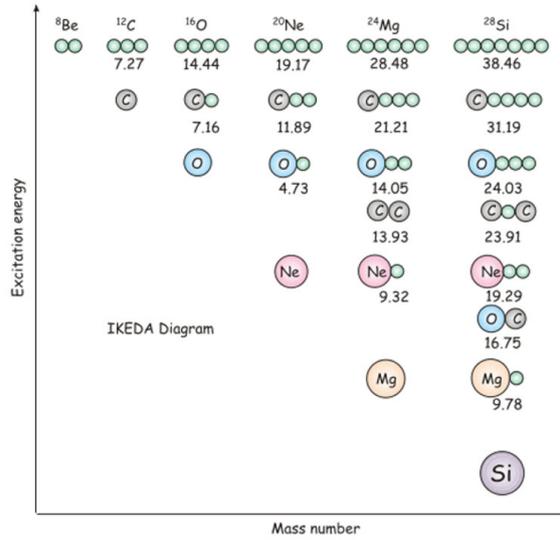


**Figura 1.4:** Andamento dell'energia di legame rispetto ai legami  $\alpha$ - $\alpha$ . Il numero dei legami dipende dalla struttura geometrica delle  $\alpha$  nel nucleo come mostrato in fig. 1.5. La figura è tratta da [1].

formazione. Questa energia sarà uguale alla differenza di massa del nucleo  $\alpha$  coniugato e dei suoi *cluster* costituenti considerati singolarmente. Pertanto, ci si deve aspettare di rivelare questa struttura a partire dalla sua soglia di formazione, come rappresentato schematicamente nel diagramma di Ikeda [19] riprodotto in figura 1.6, fino a energie di eccitazione prossime alla soglia di decadimento in particelle  $\alpha$ . In altri termini, ci si deve attendere che i gradi di libertà di *cluster* si liberino dopo che la soglia di decadimento in *cluster* è raggiunta.



**Figura 1.5:** Strutture geometriche delle particelle  $\alpha$  previste da Brink [21]. La figura è tratta da [1].



**Figura 1.6:** Diagramma di Ikeda. Il concetto importante contenuto in questo diagramma è che la struttura a cluster emerge solo quando al nucleo è fornita energia di eccitazione sufficiente alla formazione delle particelle  $\alpha$ . La figura è tratta da [20].

Per una rassegna dei modelli fondati sull'ipotesi di strutture  $\alpha$ -cluster dei nuclei si veda [22, 23, 24, 25, 26].

### 1.3.1 Evidenze di strutture $\alpha$ in sistemi leggeri

In questo paragrafo riportiamo sinteticamente alcune delle evidenze più significative a sostegno dell'esistenza di  $\alpha$ -cluster nei nuclei leggeri [1]. Per sistemi più pesanti di quelli trattati qui si rimanda, per esempio, a [3, 8, 9].

Il primo nucleo stabile in natura per il quale è stata supposta l'esistenza di una struttura a cluster è il  ${}^{12}\text{C}$  in corrispondenza del primo stato eccitato  $0^+$  a 7.65 MeV noto come stato di Hoyle. Il confronto [27] fra i fattori di forma sperimentali e teorici della carica nucleare dello stato fondamentale e dello stato di Hoyle fornisce risultati compatibili con l'ipotesi che questo stato eccitato corrisponda a un gas di tre particelle  $\alpha$  altamente diluito (il cui volume è circa 3-4 volte quello dello stato fondamentale).

Nel diagramma di Ikeda al carbonio segue l'ossigeno. In [28] si mostra come una struttura a cluster  ${}^{12}\text{C} + \alpha$  sia in grado di riprodurre il primo stato eccitato di  ${}^{16}\text{O}$  la

cui energia è prossima alla soglia di formazione di  $\alpha$  prevista da Ikeda (1.6). Mentre finora non sono state trovate evidenze che confermino univocamente l'esistenza di una struttura a  $4\alpha$ .

In [29] si trova la prima indicazione diretta dell'esistenza di una struttura  $^{12}\text{C}+2\alpha$  del  $^{20}\text{Ne}$  in associazione alle bande rotazionali misurate. Esistono anche prove dell'esistenza di strutture a *cluster* per nuclei più pesanti, come il  $^{40}\text{Ca}$ , associate alla misura di specifiche bande di rotazione [30], [31].

Le evidenze sperimentali di  $\alpha$ -*cluster* non si limitano ai nuclei pari-pari. Infatti, sempre dal confronto fra bande rotazionali misurate e previste sono emerse chiare evidenze di *clustering* anche in nuclei dispari come, per esempio, il  $^9\text{Be}$  [32] a energie di eccitazione fino a circa 15 MeV. I risultati sono compatibili con l'ipotesi che il nucleo abbia una struttura  $\alpha+n+\alpha$  con il neutrone  $n$  che riveste il ruolo di particella di valenza, cioè possa avere una struttura di tipo molecolare analoga a quella atomica. Infatti, come in  $\text{H}_2^+$  i due protoni sono slegati e solo con l'introduzione di un elettrone costituiscono uno stato molecolare, così due particelle  $\alpha$  non sono legate stabilmente in un nucleo di  $^8\text{Be}$ , mentre lo diventano in  $^9\text{Be}$  con l'aggiunta di un neutrone.

Particolare interesse suscitano i sistemi come il  $^{24}\text{Mg}$ , prodotti in reazioni fra nuclei  $\alpha$  coniugati (nello specifico  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ). In casi di questo genere risulta spontaneo chiedersi se e quale struttura a *cluster* possa sottendere a tali sistemi. Infatti, resta ancora da stabilire se il *clustering* sia una condizione di preesistenza nei nuclei presso lo stato fondamentale o se, invece, si manifesti con la reazione. Nel primo caso, le risonanze che si osservano fino a energie di eccitazione di 50 MeV circa nelle collisioni di  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  [33] sarebbero associate ad una configurazione a *cluster* intrinseca. Nel secondo, invece, il *clustering* emergerebbe dalla dinamica della reazione e non ci sarebbe una rigida struttura a *cluster*. Ad oggi non esistono evidenze definitive a favore di una o dell'altra ipotesi. Con le misure a Legnaro su sistemi leggeri, di cui in questa tesi si riportano due esempi, si vuole contribuire alla ricerca di segnali di presenza di strutture  $\alpha$ -*cluster* anche ad alta energia di eccitazione, cioè nel regime evaporativo che abbiamo descritto precedentemente.

## 1.4 Simulatore di eventi

I dati sperimentali si riferiscono, come vedremo, al decadimento di nuclei eccitati prodotti in seguito a fusione nucleare. Per questo i dati sono stati confrontati con simulazioni MonteCarlo, in cui il processo di fusione-evaporazione, per questi sistemi specifici, è descritto secondo il modello statistico. Si sono usate due versioni di tale schema fisico, il codice GEMINI++ [34], ampiamente usato da decenni (e tenuto aggiornato dall'autore [36]) nell'ambito della fisica nucleare e un codice chiamato HF1 (*Hauser-Feshbach light*), concettualmente simile a GEMINI++ per quanto concerne il cuore del processo (formalismo Hauser-Feshbach per la descrizione dell'evaporazione da nuclei eccitati e con momento angolare intrinseco non nullo), ma appositamente ottimizzato di recente per sistemi leggeri con l'introduzione dei vari livelli eccitati conosciuti di tutti i nuclei che possono essere raggiunti nelle cascate evaporative.

Il codice GEMINI++ contiene i parametri più rilevanti del modello statistico che sono stati determinati mediante confronto con numerosi dati della letteratura. Tuttavia, questo codice non contiene tutti i dettagli della struttura nucleare. In particolare, il parametro della densità dei livelli che influisce molto sul tipo e sulle rese delle LCP durante l'evaporazione ha in GEMINI++ una parametrizzazione standard, frutto di una descrizione media di nuclei molto diversi in massa, proprio con lo scopo di essere un modello ad ampio spettro di utilizzo. Nel dettaglio dei sistemi leggeri, tuttavia, come quelli presi qui in esame, questo è un aspetto che potrebbe essere critico. Inoltre, GEMINI++ non contiene gli stati eccitati discreti di tutti i nuclei che via via possono essere raggiunti nel percorso di diseccitazione verso lo stato fondamentale. Anche questo aspetto può non essere trascurabile per definire quantità e tipo di particelle emesse per sistemi leggeri. Pertanto, si è esteso il confronto anche al codice HF1 che, all'interno della collaborazione [35], è stato messo a punto proprio per descrivere accuratamente le proprietà dei nuclei eccitati leggeri. In definitiva, il modello HF1 contiene sostanzialmente la stessa fisica di GEMINI++, ma si differenzia rispetto ad esso perché:

- include la struttura dei livelli discreti dei nuclei fino a massa  $A = 24$ , reperiti in archivi accreditati [37];

- cura molto la descrizione della densità dei livelli [38] in funzione dell'energia di eccitazione, dai livelli discreti che si reperiscono sulle banche dati [39, 40] fino alla regione del continuo dove si assume una legge tipo gas di Fermi;
- non include il canale di fissione. D'altra parte, per questi nuclei composti leggeri tale canale è decisamente minoritario.

In entrambi i codici la larghezza parziale di decadimento  $\Gamma_i(E^*, J_{CN})$  del CN con energia di eccitazione  $E^*$  e momento angolare  $J_{CN}$  nel canale di evaporazione della  $i$ -esima particella è data nel formalismo di Hauser-Feshbach da:

$$\Gamma_i(E^*, J_{CN}) = \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E^*, J_{CN})} \cdot \int d\epsilon \sum_{J_d=0}^{J_{CN}+J_d} \sum_{J=|J_{CN}-J_d|}^{J_{CN}+J_d} \sum_{l=|J-S_i|}^{J+S_i} T_l(\epsilon)\rho_d(E^* - B_i - \epsilon, J_d) \quad (1.23)$$

dove  $J_d$  è il momento angolare del nucleo residuo;  $S_i$ ,  $J$  e  $l$  sono rispettivamente il momento angolare intrinseco, totale ed orbitale della particella evaporata;  $\epsilon$  la sua energia cinetica,  $B_i$  quella di separazione e  $T_l$  il suo coefficiente di trasmissione;  $\rho_d$  e  $\rho_{CN}$  sono le densità di livelli rispettivamente del nucleo residuo e del CN. Le somme sono estese su tutti i possibili accoppiamenti di momento angolare tra gli stati iniziale e finale.

La densità dei livelli  $\rho$  in GEMINI++ è calcolata integrando su tutti i possibili livelli di particella singola, assumendo che i nucleoni si comportino come un gas di Fermi quasi degenere. In questo modo si ottiene il risultato che  $\rho$  dipende solo dalla densità degli stati di singola particella che si trovano al di sopra dell'energia di Fermi  $\epsilon_F \simeq 33$  MeV. In definitiva si ha:

$$\rho(E^*, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}a^{\frac{1}{4}}U^{\frac{5}{4}}\sigma^3} e^S \quad \text{con : } S = 2\sqrt{aU} \quad (1.24)$$

dove  $S$  è l'entropia del nucleo,  $a$  il parametro densità dei livelli,  $U$  è l'energia interna del nucleo e  $\sigma^2 = \mathcal{I}_{rig} T_n$  è noto come *spin di cut-off*, dove  $\mathcal{I}_{rig}$  è il momento d'inerzia di un corpo rigido con la stessa distribuzione di massa del nucleo e  $T_n$  è la temperatura nucleare. Per piccoli valori di  $A$  alle energie qui considerate si

assume per il parametro densità dei livelli un valore medio efficace  $a_{eff} = \frac{A}{7.3}$  MeV<sup>-1</sup>, determinato dalla sistematica.

In HF1 la differenza più influente nell'espressione di  $\rho$  si trova nell'argomento dell'esponenziale, in cui è introdotto un parametro  $\Delta_p$  che si sottrae a  $U$  per tener conto dello spostamento dell'energia dei nuclei pari-pari (*pairing shift*). Infatti, se si considera anche la correlazione di *pairing*, che riflette la tendenza dei fermioni a raggrupparsi in coppie con momenti angolari intrinseci opposti, si ha l'effetto di abbassare la densità dei livelli dei nuclei autoconiugati con numero atomico  $Z$  pari rispetto a quelli dei nuclei più prossimi con  $Z$  o  $N$  dispari. HF1 adotta l'approccio del modello BSFG (*Back-Shifted Fermi Gas*) [41], dove  $a$  e  $\Delta_p$  sono lasciati come parametri liberi i cui valori sono poi stati ottimizzati per ciascun nucleo di massa  $A$ , tramite *fit* dei dati disponibili.

In GEMINI++,  $T_l$  è dato dalla media di tre valori per tener conto delle fluttuazioni termiche della diffusione della superficie nucleare, calcolati secondo il modello IWBC (*Incoming Wave Boundary Condition*) [42] per tre valori diversi del raggio del potenziale nucleare:

$$T_l(\epsilon) = \frac{T_l^{(R_0 - \delta r)}(\epsilon) + T_l^{(R_0)}(\epsilon) + T_l^{(R_0 + \delta r)}(\epsilon)}{3} \quad (1.25)$$

dove  $\delta r$  è un parametro che cresce leggermente con la temperatura per tener conto dell'aumento delle fluttuazioni.

HF1 adotta, invece, la seguente espressione [43]:

$$T_l(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{V_B - \epsilon}{\delta \cdot V_B}\right)}} \quad (1.26)$$

dove  $V_B$  è la barriera di potenziale data dalla somma del termine coulombiano e di quello centrifugo;  $\delta$  è un parametro libero che dipende dalla carica della particella evaporata e dal fatto che l'emissione abbia avuto luogo nella regione sotto o sopra barriera. Per l'espressione estesa di  $V_B$  si veda [35].

Infine, un ruolo importante nel determinare le distribuzioni e il numero delle LCP evaporate è la selezione del valore massimo  $J_{max}$  del momento angolare del CN da introdurre nelle simulazioni. Infatti, in generale, valori del momento angolare

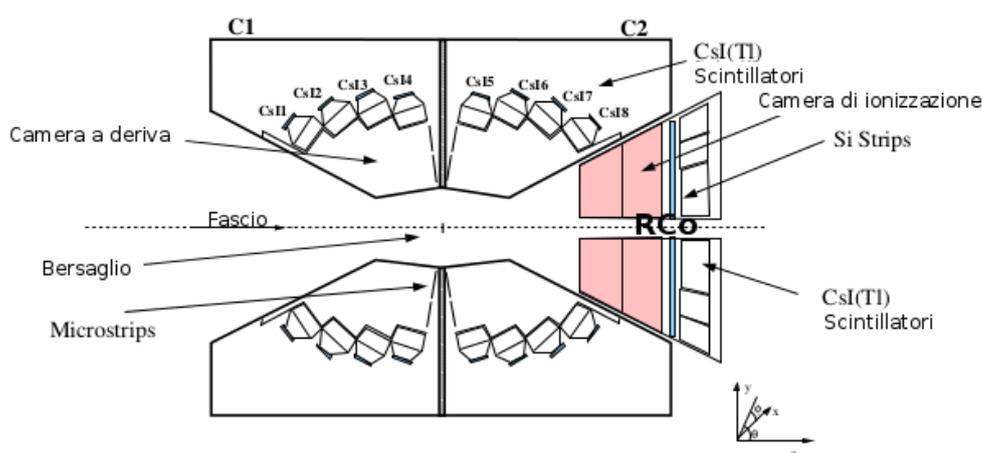
elevati favoriscono l'emissione di particelle  $\alpha$  e, per nuclei di taglia sufficientemente grande, la fissione. Si è già osservato che per i nuclei leggeri la fissione è un canale comunque minoritario mentre è interessante vedere per le  $\alpha$  la sensibilità delle rese e delle forme degli spettri al momento angolare. Infatti, le distribuzioni del momento angolare dei nuclei composti prodotti nelle due reazioni  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  e  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  sono simili, ma non uguali e non sono note con precisione. Questo produce incertezze sistematiche sui risultati sia nel confronto fra i dati misurati di uno dei sistemi con l'altro, sia nel confronto tra le distribuzioni misurate e calcolate. Riprenderemo queste considerazioni nel capitolo 4. Qui basti ricordare che nelle simulazioni prodotte per il confronto con i dati sperimentali abbiamo preso per i valori più alti di  $J_{max}$  quelli accreditati in letteratura [44, 45, 46] sia per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  ( $J_{max}=15\hbar$ ) che per  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$  ( $J_{max}=16\hbar$ ) che sono state studiate in questa tesi.

## Capitolo 2

# L'esperimento: rivelatori e tecniche sperimentali

### 2.1 Apparato sperimentale

L'apparato sperimentale usato per la rivelazione degli ioni prodotti nelle collisioni studiate è costituito dalla coppia di multirivelatori GARFIELD (*General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collisions*) e RCo (*Ring-Counter*), installati nella III sala dei LNL (Laboratori Nazionali di Legnaro) - INFN.



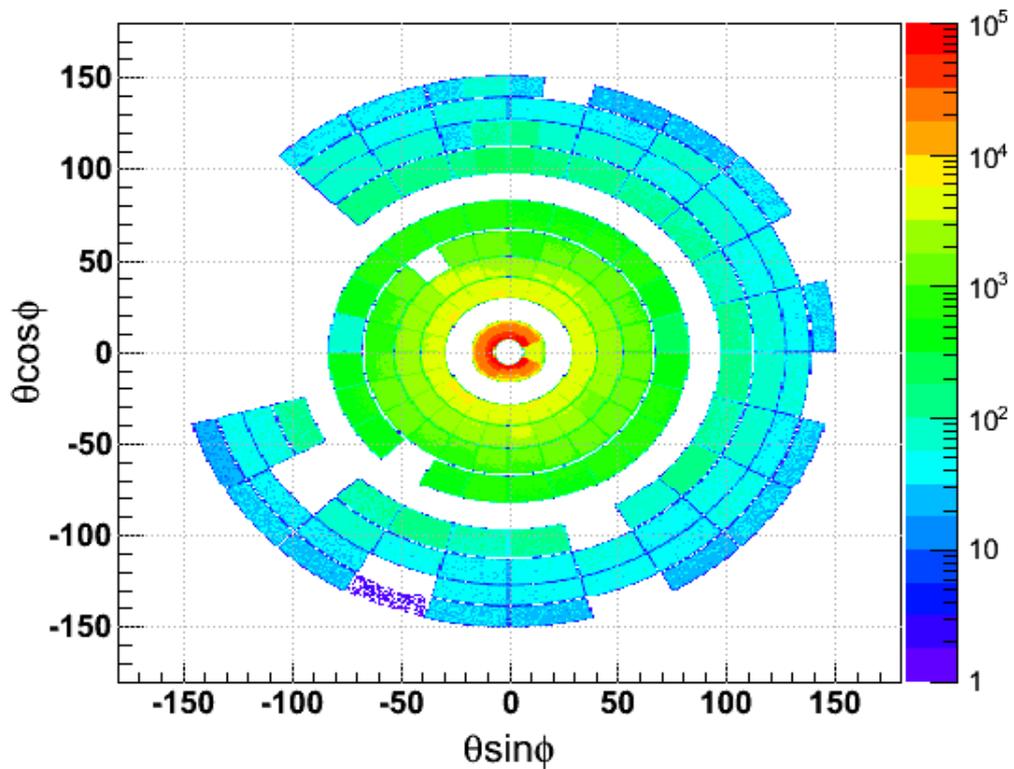
**Figura 2.1:** Rappresentazione schematica della sezione trasversale dell'apparato di misura composto dalle camere di GARFIELD - indicate con C1 e C2 - e dal RCo.

GARFIELD è composto da due camere a deriva a gas con lettura a *microstrip* MSGC (*Micro-Strip Gas Chamber*) che, disposte una di fronte all'altra, come mostrato in figura 2.1, coprono un intervallo angolare compreso fra  $30^\circ$  e  $150^\circ$  rispetto alla direzione del fascio.

Il RCo è un rivelatore anulare a forma di cono troncato, costituito da un insieme di telescopi a tre stadi, che copre gli angoli polari compresi fra  $5.4^\circ$  e  $17^\circ$ .

I rivelatori sono alloggiati all'interno di un'ampia camera di reazione, nella quale durante la misura la pressione viene portata a  $10^{-5}$  mbar.

### Proiezione polare



**Figura 2.2:** Spettro bidimensionale in coordinate polari della distribuzione delle particelle rivelate dall'apparato di misura. Si nota subito l'ampia copertura dell'apparato, nonché i rivelatori assenti o disfunzionanti.

In figura 2.2 è riprodotto l'istogramma bidimensionale in coordinate polari delle particelle misurate dal rivelatore durante l'esperimento. Si nota la regione non coperta, oltre  $90^\circ$ , dalla camera a deriva indietro. Questa ha, infatti, un'apertura

che consente il montaggio di eventuali altri rivelatori. Nella figura si notano anche alcuni rivelatori mancanti: sono quelli difettosi, esclusi dall'analisi.

L'apparato non è dedicato alla misura di neutroni e raggi  $\gamma$ . La sua elevata efficienza consente di registrare una statistica significativa di eventi completi in carica. Ciò permette di valutare con cura il decadimento dei sistemi leggeri che si generano durante i processi di fusione, per esempio, analizzando in maniera esclusiva determinati canali di decadimento evaporativo, come si è fatto in questa tesi.

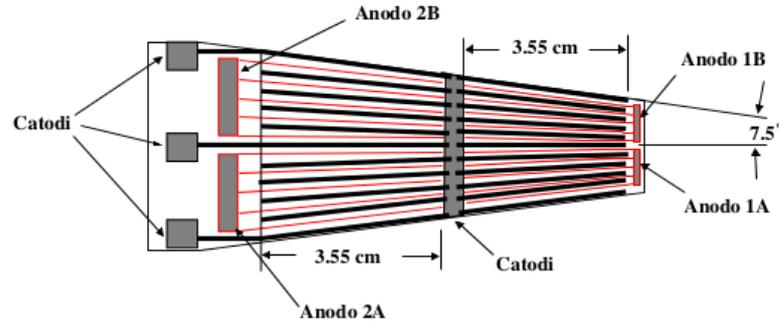
Riassumiamo nel seguito una descrizione delle caratteristiche e del funzionamento delle varie parti del rivelatore, soffermandoci sulle procedure di calibrazione e sulle tecniche di identificazione che si sono effettivamente usate per il conseguimento dei nostri obiettivi. Per ulteriori dettagli sull'apparato di misura e sulle tecniche sperimentali usate dalla collaborazione si rimanda ad altri lavori [47], [48].

### 2.1.1 GARFIELD

#### Camera a deriva a microstrip

Le camere a deriva hanno simmetria cilindrica e sono riempite con tetrafluoruro di carbonio,  $CF_4$ , mantenuto in flusso a un valore di pressione costante. Nella disposizione rappresentata schematicamente in figura 2.1, la camera a sinistra - detta all'"indietro" e indicata con C1 - ha una copertura angolare compresa fra  $\theta = 95^\circ$  e  $\theta = 150^\circ$  e di  $315^\circ$  in azimuth, per la presenza di un'apertura di cui si è detto (fig. 2.2). La camera C2 a destra in figura - detta "in avanti" - copre l'angolo polare da  $\theta = 30^\circ$  a  $\theta = 85^\circ$  e in modo completo quello azimutale.

Il volume di gas delle due camere ospita rispettivamente 21 e 24 settori azimutali. Ciascun settore è definito elettricamente da un elettrodo a *microstrip* con strisce di nichel depositate su vetro spesso 0.5 mm. Ogni *microstrip*, a sua volta, è suddivisa in quattro zone differenti di raccolta di carica (si veda la figura 2.3). Ognuno dei settori sotteso da una *microstrip* è ampio  $15^\circ$  in  $\phi$  e è terminato da quattro cristalli di ioduro di cesio arricchiti al tallio CsI(Tl), secondo lo schema mostrato in figura 2.4. I vetri a *microstrip* sono montati in configurazione a spicchi di torta sulla superficie interna (quasi piana) di un cono, perpendicolarmente all'asse del fascio (figura 2.5). In questo modo ognuno dei quattro elettrodi di ogni vetro a *microstrip*, insieme alla relativa regione di gas e a ciascun cristallo di CsI(Tl),

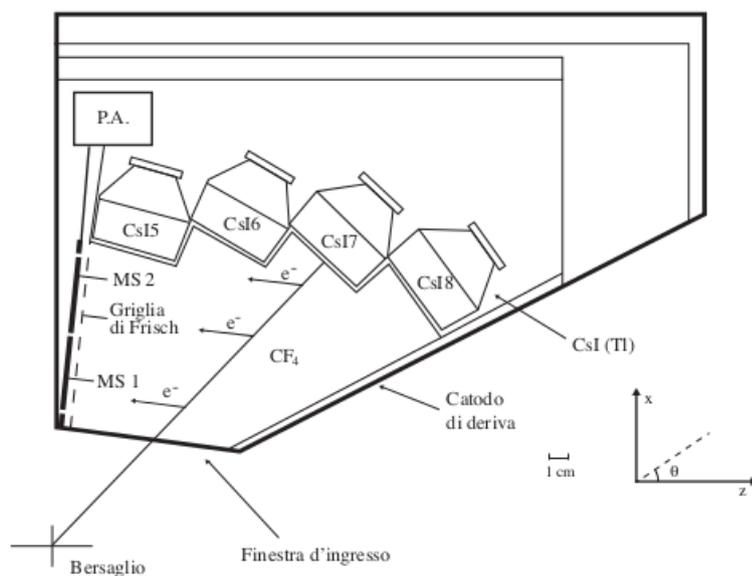


**Figura 2.3:** Schema di un vetro a microstrip di GARFIELD dove si distingue la doppia coppia di anodi. Convenzionalmente gli anodi più vicini (lontani) al fascio sono indicati con il numero 1 (2). Le lettere A e B individuano rispettivamente la parte sinistra e destra, guardando frontalmente il vetro montato nel rivelatore con la base minore rivolta verso il basso come mostrato in figura 2.5.

definisce un rivelatore  $\Delta E$ - $E$ <sup>1</sup> in cui la particella rilascia parte dell'energia nel gas e si ferma nello scintillatore. Più specificamente, ogni coppia di sezioni di elettrodi longitudinali di ciascun vetro insieme a ciascun cristallo di CsI(Tl) definisce un telescopio  $\Delta E$ - $E$  in cui la perdita nel gas è suddivisa in due segnali di *microstrip* e il segnale di scintillazione dà l'energia residua. Inoltre, ogni vetro a *microstrip* resta diviso in due settori separati, ciascuno ampio  $7.5^\circ$  in azimuth. Pertanto, ogni vetro a *microstrip* con la sua struttura a doppia coppia di anodi corrisponde a quattro telescopi  $\Delta E$ - $E$  (con  $\Delta E$  suddiviso in due parti) delimitati dai quattro scintillatori di CsI(Tl) che coprono insieme un ampio ambito polare (circa  $55^\circ$ ). In definitiva la camera in avanti è costituita da  $24 \times 2 \times 4 = 192$  telescopi mentre quella indietro, che ha 21 vetri *microstrip*, si compone di  $21 \times 2 \times 4 = 168$  telescopi. In totale le due camere di GARFIELD corrispondono, quindi, a 360 telescopi, ciascuno con un doppio segnale  $\Delta E$ .

Le due camere hanno volumi indipendenti di gas. Per ogni camera il gas è contenuto, verso il bersaglio, da una finestra di mylar di  $6\mu\text{m}$  di spessore, come compromesso tra la robustezza meccanica per una finestra di geometria piuttosto complessa e la necessità di avere spessori sottili che degradino il meno possibile l'energia degli ioni da misurare.

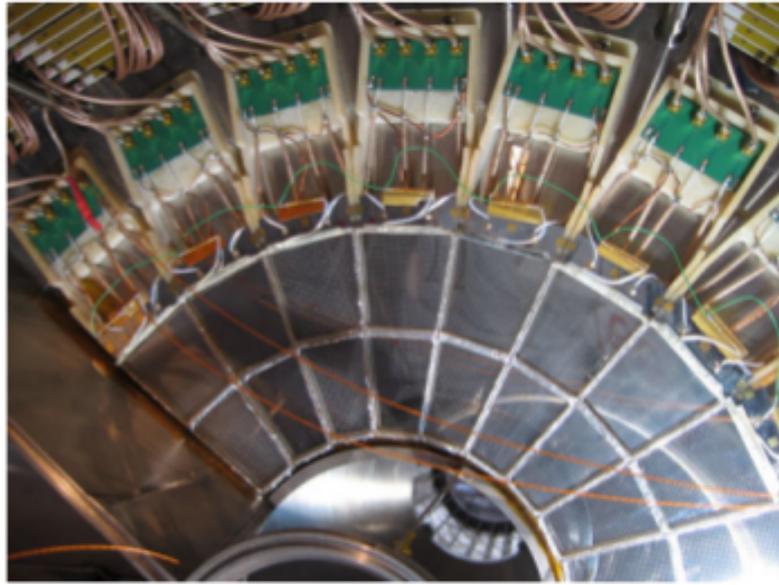
<sup>1</sup>Da ora in poi, salvo diversamente specificato, per tutti i telescopi dell'apparato con  $\Delta E$  si indicherà l'energia rilasciata nel primo rivelatore, sottintendendo che  $E$  è quella depositata nel secondo.



**Figura 2.4:** *Visione schematica della sezione trasversale di un settore di GARFIELD. Le microstrip sono divise radialmente in due stadi  $\Delta E$ , indicati con MS1 e MS2, a loro volta suddivisi in due parti, ciascuno con copertura azimutale di  $7.5^\circ$ . L'energia residua  $E$  è misurata dagli scintillatori di CsI(Tl). P.A. rappresenta la scheda madre che contiene gli 8 preamplificatori.*

Al fine di ridurre per quanto possibile la capacità dei cavi di connessione e conseguentemente il rumore, i preamplificatori delle *microstrip* e dei CsI(Tl) sono montati su basette PCB (*Printed Circuit Board*) all'interno del volume del gas. Per ciascuna camera a deriva il gas fluisce all'interno di un circuito chiuso di aspirazione e ricompressione per ridurre contaminazioni e possibili effetti di polimerizzazione. Un sistema di raffreddamento ad acqua, che scorre in tubi saldati sull'involucro metallico delle camere a deriva, aiuta a dissipare il calore generato dai preamplificatori.

Durante la misura, la pressione del gas nelle due camere in avanti e indietro è stata mantenuta a valori molto diversi, rispettivamente, di 51 e 20 mbar. Si deve notare, infatti, che per i sistemi studiati, l'emissione del residuo di evaporazione ( $Z \geq 5$ ) si concentra ad angoli in avanti, mentre solo particelle cariche leggere (essenzialmente isotopi di idrogeno ed elio, le LCP) sono emesse in tutte le direzioni. Quindi, sapendo che la tecnica  $\Delta E$ - $E$  (gas - CsI(Tl)) non sarebbe stata usata per assenza di ioni massivi oltre  $90^\circ$  e che le LCP sono convenientemente misurate ed



**Figura 2.5:** Immagine di alcuni vetri a microstrip della camera a deriva di GARFIELD. Il loro insieme costituisce una sorta di anello intorno all'asse del fascio.

identificate con la tecnica di analisi di forma *fast-slow* nei CsI(Tl) (cfr. par. 2.3.3), si è deciso di non usare l'informazione  $\Delta E$  della camera indietro. Per precauzione, si è mantenuta una pressione minima di gas di 20 mbar che contribuisce alla dispersione di calore dei preamplificatori che sono alloggiati all'interno della camera stessa.

### Scintillatori di ioduro di cesio

Le ragioni per cui i cristalli di ioduro di cesio arricchiti al tallio CsI(Tl) sono usati diffusamente come ultimo stadio di un telescopio  $\Delta E$ - $E$  sono molteplici. In primo luogo possiedono un elevato potere frenante che permette di arrestare anche le LCP più energetiche in spessori di materiale di dimensioni contenute. Nel caso di GARFIELD sono stati usati cristalli di spessore di 4 cm. Con questo spessore, per esempio, si possono fermare protoni fino a quasi 100 MeV di energia. Inoltre, i CsI(Tl) sono igroscopici in misura modesta e sono resistenti al danneggiamento da radiazione; infine, si prestano facilmente ad essere tagliati e lavorati in modo da ottenere le forme e le dimensioni che meglio si adattano alle esigenze dell'apparato di misura.

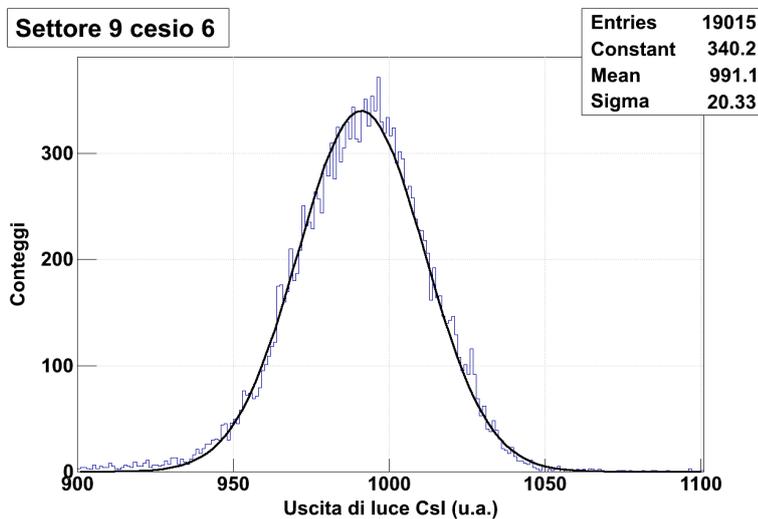
Come si è visto, ciascun settore di GARFIELD contiene quattro scintillatori di CsI(Tl). Ognuno dei rivelatori copre  $\Delta\phi=15^\circ$  e  $\Delta\theta\simeq 13^\circ-14^\circ$ . In tabella 2.1 sono riportati gli angoli polari centrali relativi a ciascun anello (*ring*) di cristalli identificati secondo la numerazione di figura 2.1.

CsI	ring1	ring2	ring3	ring4	ring5	ring6	ring7	ring8
$\theta_c$	$145^\circ$	$133^\circ$	$120^\circ$	$105^\circ$	$75^\circ$	$60^\circ$	$47^\circ$	$35^\circ$

**Tabella 2.1:** Angoli centrali  $\theta_c$  corrispondenti ai vari ring coperti dai cristalli di CsI(Tl) di GARFIELD.

I cristalli di CsI(Tl) sono accoppiati otticamente con colla trasparente a fotodiodi della serie S3204-05 prodotti dalla Hamamatsu con area attiva di  $18\times 18\text{ mm}^2$ , a loro volta connessi ai preamplificatori. I fotodiodi sono stati preferiti ai fotomoltiplicatori in quanto sono più stabili, hanno dimensioni e tensioni di polarizzazione tali da consentirne il montaggio all'interno del volume del gas, sono insensibili ai campi magnetici e dissipano meno potenza termica dei fotomoltiplicatori.

La risoluzione in energia dei cristalli è di circa il 3-4 per cento per particelle  $\alpha$  da 5.5 MeV emesse da una sorgente di  $^{241}\text{Am}$ .



**Figura 2.6:** Tipica uscita di luce di un cesio di GARFIELD per ioni di  $^{14}\text{N}$  da 80.7 MeV che diffondono elasticamente su un bersaglio di  $^{197}\text{Au}$  con sovrapposto il risultato del fit gaussiano. I dati si riferiscono al cesio 6 del settore 9.

In figura 2.6 è riprodotto lo spettro energetico di un CsI(Tl) di GARFIELD ottenuto per ioni del fascio di  $^{14}\text{N}$  con energia iniziale di 80.7 MeV che diffondono elasticamente su un bersaglio di  $^{197}\text{Au}$  dello spessore di  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Come si può vedere la risoluzione che si ottiene è di circa il 5 per cento (FWHM) su un'energia depositata pari a 62 MeV.

### 2.1.2 RCo

Il RCo è un rivelatore a simmetria assiale, costituito da un insieme di telescopi a tre stadi, è centrato rispetto alla direzione del fascio e copre gli angoli polari compresi tra  $5.4^\circ$  e  $17^\circ$ . Il primo stadio è una camera di ionizzazione (*Ionization Chamber*, IC), il secondo è costituito da rivelatori di silicio e l'ultimo stadio, di nuovo, da scintillatori di CsI(Tl). Per una descrizione completa si rimanda a [48] e [49] mentre qui ci si limita a richiamarne le caratteristiche principali e i miglioramenti apportati di recente.

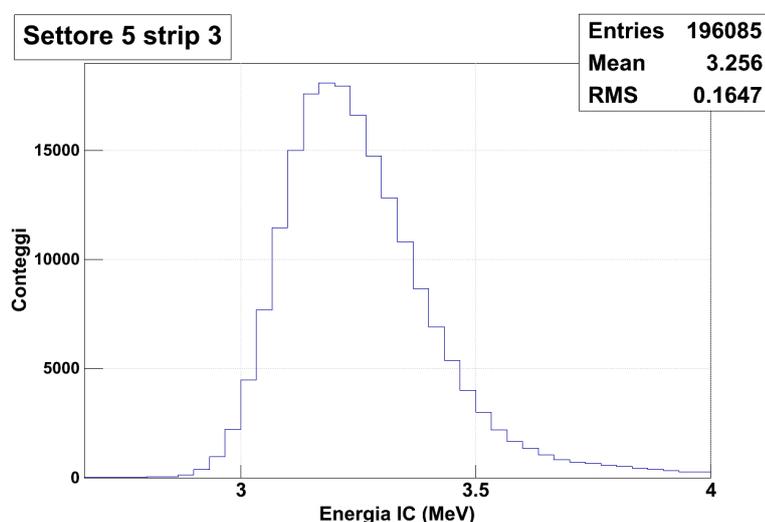
Il RCo è montato su un carrello mobile e dispone di un sistema di collimazione. Entrambi possono essere controllati in remoto, per intervenire sull'apparato nel corso dell'esperimento. Il collimatore consente di interporre diversi schermi per la protezione di alcuni rivelatori durante le procedure di trasporto e di focalizzazione del fascio, oppure durante le calibrazioni. Per esempio, nel corso di misure di diffusione elastica i rivelatori di silicio più in avanti potrebbero subire un rapido danneggiamento da radiazione, pertanto sono protetti totalmente o in parte da opportuni schermi di alluminio. Infatti, nel corso di alcuni *run* di calibrazione, sono stati usati talvolta diaframmi con piccoli fori del diametro di 1-3 mm, in modo da risparmiare i rivelatori più esposti. Anche durante la presa dati degli esperimenti descritti qui (*i.e.* reazioni di  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  e di  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ ) l'anello più interno dei rivelatori di silicio è rimasto schermato. Perciò, l'angolo effettivamente coperto dal RCo è risultato da  $7.2^\circ$  a  $17^\circ$ .

Come per GARFIELD, per minimizzare il contributo del rumore elettronico, si è ridotta al minimo la lunghezza dei cavi di connessione dei preamplificatori, montando gli stessi sul carrello mobile all'interno di scatole metalliche per schermarli da campi elettrici esterni. Le scatole metalliche sono termicamente connesse ai preamplificatori e ne disperdono il calore prodotto attraverso un impianto di raffreddamento ad acqua ad esse collegato.

Il RCo, quando è in misura, è inserito all'interno della cavità conica della camera in avanti di GARFIELD, come mostrato in figura 2.1. In tale posizione la distanza tra la IC e il bersaglio è di 173 mm.

### Camera di ionizzazione

La camera di ionizzazione è profonda 60 mm. È divisa in otto settori azimutali uguali, cosicché ciascuno di essi copre un angolo  $\Delta\phi=45^\circ$ . La camera è riempita con  $CF_4$  e durante la misura è stato mantenuto in flusso a una pressione di 52 mbar. L'elevato potere frenante del  $CF_4$  consente di lavorare a pressioni relativamente basse, permettendo di rivelare gli ioni più lenti e/o più pesanti prodotti durante la reazione. In questo caso i 60 mm di spessore della camera con 52 mbar di  $CF_4$  corrispondono a uno spessore equivalente di  $1.1\text{mg}/\text{cm}^2$ . Per avere un'idea di quello che comporta in termini di energia si consideri che uno ione di  $^{14}\text{N}$  da 80.7 MeV rilascia nello spessore attivo della camera circa 3 MeV (fig. 2.7). Il  $CF_4$ , inoltre, è un gas con elevata velocità di deriva degli elettroni che permette di avere segnali relativamente veloci. Ai valori di campo elettrico ridotto in cui si è lavorato (1-1.6V/cm·mbar) la velocità di deriva è intorno a  $10\text{ cm}/\mu\text{s}$ .



**Figura 2.7:** Spettro di perdita di energia  $\Delta E$  nella IC per ioni di  $^{14}\text{N}$  diffusi da bersaglio di  $^{197}\text{Au}$  a  $\theta \simeq 13.5^\circ$ .

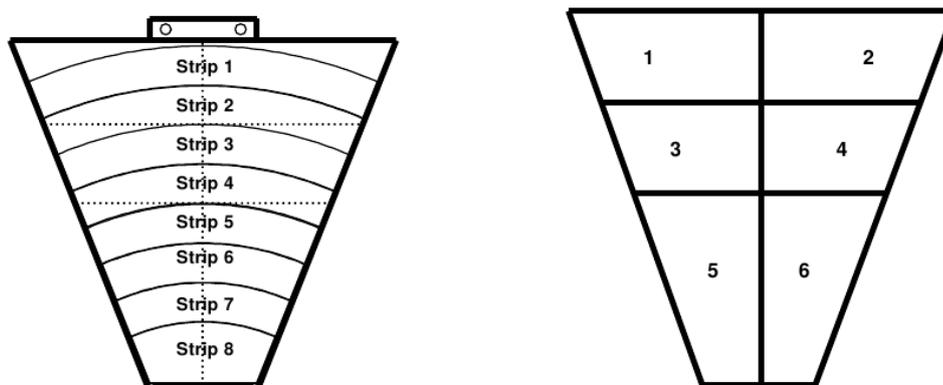
La IC in uso è di tipo assiale con linee di campo lungo la direzione di volo delle particelle. Lo spessore di 60 mm è diviso a metà dal catodo centrale realizzato con

un foglio di mylar (polietilene tereftalato) bialuminato dello spessore di  $1.5 \mu\text{m}$ . I due anodi sono anche le finestre di tenuta del gas - di ingresso e di uscita della camera di  $3.5 \mu\text{m}$  di spessore - mantenute a massa. In questo modo si ottiene lo stesso campo elettrico assiale con la metà del potenziale che sarebbe necessario per l'intero spessore della camera.

Valori tipici di risoluzione energetica del 7 per cento (FWHM) sono stati ottenuti per ioni  $^{14}\text{N}$  in questo esperimento (fig. 2.7), confermando prestazioni già ottenute in precedenti misure.

### Cristalli di silicio

Il secondo stadio del RCo è costituito da otto cristalli di silicio dello spessore di circa  $300 \mu\text{m}$  e di forma trapezoidale, ognuno dei quali copre uno degli otto settori in cui è suddivisa la IC. Ciascuno dei rivelatori di silicio è segmentato sul lato di giunzione in otto *strip* anulari indipendenti come mostrato schematicamente a sinistra di figura 2.8.



**Figura 2.8:** A sinistra schema di un rivelatore al silicio suddiviso in strip (a arco di circonferenza). Le linee punteggiate corrispondono approssimativamente ai differenti CsI(Tl) mostrati più chiaramente da soli a destra.

Gli angoli polari compresi da ciascuna *strip*, riportati in tabella 2.2, si riferiscono ai silici posti alla distanza di operazione di 272 mm dal bersaglio.

Lungo le regioni inattive tra le *strip* e sul loro perimetro esterno sono stati inseriti anelli di guardia per minimizzare gli effetti di distorsione del campo elettrico e per ridurre significativamente divisioni di carica e l'attivazione contemporanea

Strip	$\theta_{\min}$	$\theta_{\max}$
<b>1</b>	15.60°	17.00°
<b>2</b>	14.20°	15.60°
<b>3</b>	12.90°	14.20°
<b>4</b>	11.50°	12.90°
<b>5</b>	10.10°	11.50°
<b>6</b>	8.60°	10.10°
<b>7</b>	7.20°	8.60°
<b>8(non usata)</b>	5.40°	7.20°

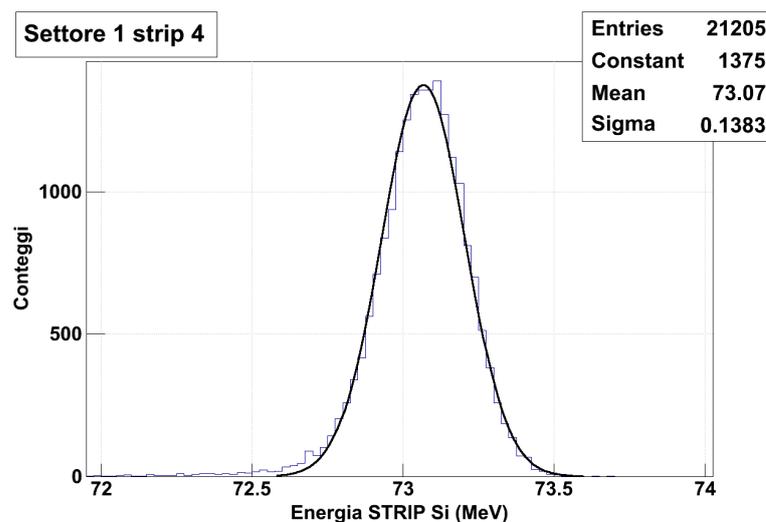
**Tabella 2.2:** Angoli minimi e massimi coperti dalle strip di silicio per ognuno dei settori del RCo.

di *strip* contigue per una stessa particella incidente. Un'altra regione inattiva è costituita dall'area occupata dalle PCB su cui sono montati i silici che si estende oltre le dimensioni fisiche del settore, dove sono riposte le piste metalliche per l'alimentazione e il trasferimento dei segnali verso le catene elettroniche.

L'energia necessaria per attraversare i circa 300  $\mu\text{m}$  di silicio che compongono il rivelatore è di circa 6 MeV/u per protoni e particelle  $\alpha$  e di 7-11 MeV/u per frammenti leggeri. In prove precedenti al nostro esperimento la risoluzione era risultata dell'ordine di 0.4 per cento, sia per particelle  $\alpha$  da 5 MeV, che per  $^{32}\text{S}$  da 17 MeV/u diffusi elasticamente su bersaglio di  $^{197}\text{Au}$ . Si è controllata la risoluzione anche per ioni  $^{14}\text{N}$  diffusi dal fascio di 80.7 MeV usato per questo lavoro, come mostrato, per esempio, in figura 2.9. Si vede che per questi ioni  $^{14}\text{N}$  fermati nel silicio stesso la risoluzione energetica (FWHM) è molto buona, intorno a 0.4 per cento, corrispondente a circa 300 KeV.

I rivelatori al silicio di questo esperimento sono cristalli di tipo nTD (*neutron Transmutation Doped*)<sup>2</sup> che, rispetto a quelli montati in anni passati, hanno resistività di drogaggio più uniforme. In questo modo, si riduce la dipendenza della forma del segnale di carica dal punto di impatto dello ione, conseguendo migliori risultati in termini di analisi di forma del segnale (si veda par. 2.3.3). La resistività è dell'ordine di 3400  $\Omega\text{cm}$  e la tensione di svuotamento di 100 V. Nella misura i silici sono stati polarizzati a circa 120 V e sono stati montati in modo che il

<sup>2</sup>Prodotti dalla ditta Canberra, Olen (Belgio).



**Figura 2.9:** Tipico picco di diffusione elastica misurata da un silicio del RCo per ioni di  $^{14}\text{N}$  diffusi elasticamente da un bersaglio sottile di  $^{197}\text{Au}$  e fermati nel silicio stesso (energia residua intorno a 73 MeV). È riportato sovrapposto anche il risultato del fit gaussiano. I dati si riferiscono alla strip 4 di silicio del settore 1.

lato di ingresso delle particelle fosse quello dove il campo elettrico è meno intenso (lato ohmico). Come si discuterà al paragrafo 3.2.5, l'adozione di questa configurazione (cosiddetta *rear*) contribuisce a migliorare la discriminazione di forma dei segnali [50].

### Scintillatori di ioduro di cesio CsI(Tl)

Per ridurre la probabilità che due particelle leggere (che sono le più penetranti e quelle prodotte in misura maggiore) colpiscano lo stesso rivelatore insieme e diventino così indistinguibili, la granularità del RCo è stata di recente aumentata portando da 16 a 48 il numero di CsI(Tl). I cristalli sono disposti dietro ai silici così da coprire la regione sottesa dalla IC (cfr.fig. 2.8). Hanno dimensioni e inclinazioni diverse in modo che le particelle diffuse colpiscano quasi perpendicolarmente la superficie dei rivelatori. Ognuno di essi copre un angolo azimutale di  $22.5^\circ$ .

Con riferimento alla figura 2.8, si osservi che due CsI(Tl) coprono la regione polare delle quattro *strip* di silicio più interne, mentre quattro cristalli corrispondono, circa, alle quattro *strip* più esterne. In tabella 2.3 sono riportati gli angoli polari compresi dagli scintillatori di CsI(Tl) di un settore del RCo, posti alla distanza di

lavoro dal bersaglio di 309 mm.

CsI	$\theta_{\min}$	$\theta_{\max}$
<b>1,2</b>	14.9°	16.9°
<b>3,4</b>	12.1°	14.9°
<b>5,6</b>	5.4°	12.1°

**Tabella 2.3:** Angoli polari minimi e massimi coperti dai cristalli di CsI(Tl) del RCo.

In definitiva, ciascun settore della IC definisce con il silicio corrispondente otto telescopi  $\Delta E-E$ . A loro volta, le sette *strip* di ognuno dei silici si combinano con i sei CsI(Tl) posti dietro in modo da ottenere altri diciotto telescopi  $\Delta E-E$  (compresi quelli marginali), per un totale di  $8 \times 7 + 8 \times 18 = 200$  telescopi.

Per migliorare l'uscita di luce e la risoluzione dei rivelatori a scintillazione sono stati usati cristalli con drogaggio di Tallio (Tl) maggiore rispetto a quelli più vecchi di GARFIELD: da 1100 ppm di Tl dei CsI di quest'ultimo si è passati a 1200 - 1500 ppm di quelli del RCo. Lo spessore dei cristalli è di 4.5 cm e ciascuno è accoppiato otticamente con un fotodiodo di produzione Hamamatsu della serie S2744-08 con area attiva di  $10 \times 20$  mm<sup>2</sup>.

### 2.1.3 Elettronica

In seguito al rilascio di energia da parte degli ioni nei rivelatori, sui loro elettrodi si generano impulsi di corrente che vengono integrati dai preamplificatori di carica. Il segnale in uscita da ciascuno dei preamplificatori è inviato all'ingresso di una catena elettronica per essere opportunamente elaborato. Nella versione attuale del rivelatore ogni canale è equipaggiato con una scheda digitale di FEE (*Front End Electronics*)<sup>3</sup>. La scheda consta essenzialmente di un ADC (*Analog to Digital Converter*) di tipo *flash* e di un DSP (*Digital Signal Processor*). L'ADC campiona il segnale del preamplificatore, mentre il DSP elabora i punti campionati per fornire le informazioni di interesse fisico, quali, per esempio, l'energia e la carica della particella, attraverso l'uso di algoritmi realizzati specificamente. Caricando sulla scheda il codice appropriato, la programmabilità del processore consente l'elaborazione dei segnali generati dai diversi tipi di rivelatore.

<sup>3</sup>Progettata e realizzata dalla sezione INFN di Firenze [51, 52, 53].

Per una breve descrizione del principio di funzionamento di una di queste schede si faccia riferimento al diagramma a blocchi riportato in figura 2.10, dove si distinguono cinque stadi. Il primo (ingresso analogico, collocato in alto a sinistra dello schema) è composto da un amplificatore a guadagno programmabile per adattare al meglio l'ampiezza del segnale alla dinamica dello stadio successivo e da un filtro *anti-aliasing*, ovvero un filtro attivo passa-basso che effettua un'attenuazione di circa 30 dB in corrispondenza della frequenza di Nyquist del digitalizzatore (62.5 MHz). Il secondo è lo stadio di digitalizzazione e acquisizione, costituito da un convertitore analogico-digitale (ADC) a 12 bit con frequenza di campionamento di 125 MHz. Lo stadio successivo è composto da uno *Shift Register* che può contenere fino a 512 campioni (equivalenti a circa  $4\mu\text{s}$ ) che serve per il calcolo della linea di base (*baseline*), realizzato all'interno di una memoria temporanea di tipo FIFO (*First In First Out*) dalla capienza complessiva di 8192 campioni (ovvero circa  $65\mu\text{s}$ ). In attesa di un segnale di *trigger*, i valori in uscita dall'ADC vengono scritti di volta in volta nello *Shift Register* senza interruzione, sovrascrivendo sui dati già acquisiti (*buffer* circolare). All'arrivo del segnale di *trigger*, il *trigger* logico (si veda fig. 2.10) abilita la scrittura nel resto della FIFO in modo che lo *Shift Register* mantenga gli ultimi campioni prodotti dall'ADC (corrispondenti a un intervallo di tempo precedente il *trigger*) in cui è assente il contributo del segnale generato dall'evento di interesse fisico e che, pertanto, possono essere usati per ricavare con precisione l'altezza della *baseline*. Per evitare effetti dovuti a possibili code del segnale precedente, il valore della linea di base è ottenuto dalla media sui 256 campioni (pari a  $2\mu\text{s}$ ) più recenti rispetto alla totalità dei 512 memorizzati nel registro. Il valore della linea di base è essenziale per ottenere l'altezza effettiva del segnale campionato generato dalla particella. Ogni successivo algoritmo per la formazione digitale viene eseguito dopo la sua sottrazione.

Il segnale di *trigger* che abilita la memorizzazione dei dati campionati nella FIFO è generato in uno dei cinque stadi della scheda. Come si vede in figura, il segnale di *trigger* può essere fornito sia da un dispositivo esterno, sia da uno dei comparatori programmabili inseriti nella scheda digitale. Le soglie dei comparatori sono controllate dal DSP mediante un convertitore digitale-analogico programmabile. Il segnale analogico in ingresso dei comparatori è formato attraverso un filtro CR-RC con costante di tempo di circa 200 ns.

L'ultimo stadio della scheda è costituito dal DSP che legge i dati campionati nel-

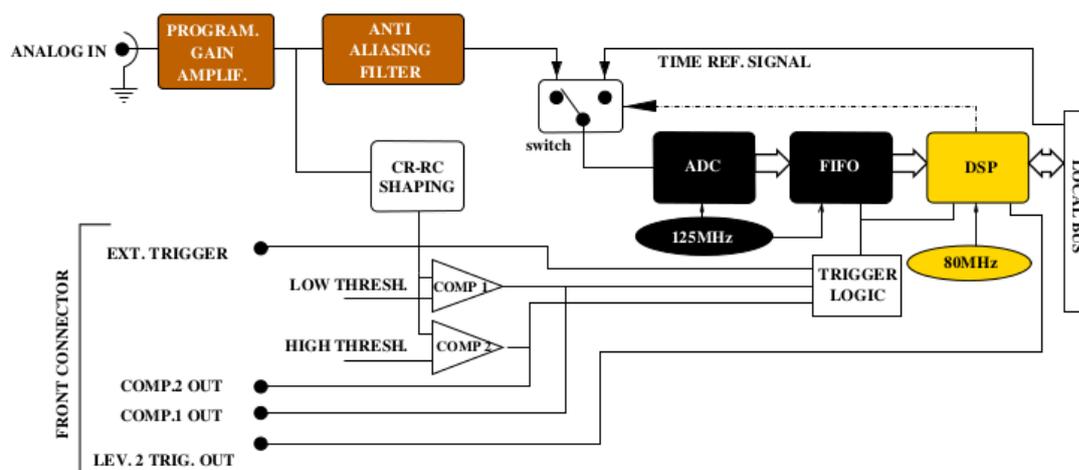


Figura 2.10: Diagramma a blocchi della scheda digitale. Tratto da [53].

la FIFO e li conserva nella sua memoria interna. Prima di ogni esperimento il sistema di acquisizione carica nella memoria interna del DSP i programmi di elaborazione necessari alla misura. Il DSP controlla i canali *hardware*, gestisce la validazione logica degli eventi, esegue l'analisi dei segnali e memorizza i risultati dell'elaborazione rendendoli disponibili alla lettura di altri dispositivi. Il sistema di acquisizione può leggere o scrivere dati nella memoria del DSP attraverso l'interfaccia IDMA (*Direct Memory Access Interface*) mentre i programmi sono in esecuzione, consentendo in questo modo di esaminare e eventualmente modificare alcuni parametri in tempo reale, come per esempio, i guadagni o le soglie.

Ogni scheda digitale è montata su una scheda madre che può gestire fino a otto canali alloggiata, a sua volta, su *crate* standard VME (*VERSABUS Module Eurocard*).

Il sistema di acquisizione utilizza un'interfaccia FAIR (*Fast Advanced Interface Read-out*)<sup>4</sup> per la presa dati. La loro trasmissione, attraverso sistemi di porte ECL (*Emitter Coupled logic*), avviene alla velocità di 1.25 Gbit/s. Un'interfaccia grafica [54] facilita il controllo dell'apparato e permette la visualizzazione in tempo reale dei dati acquisiti.

La struttura generale dell'algoritmo caricato nel DSP è descritta sinteticamente mediante il diagramma di flusso riportato in figura 2.11: dopo l'inizializzazione eseguita all'avvio, in cui se ne regolano i registri interni e i valori dei parametri

<sup>4</sup>Realizzata dalla sezione INFN di Napoli.

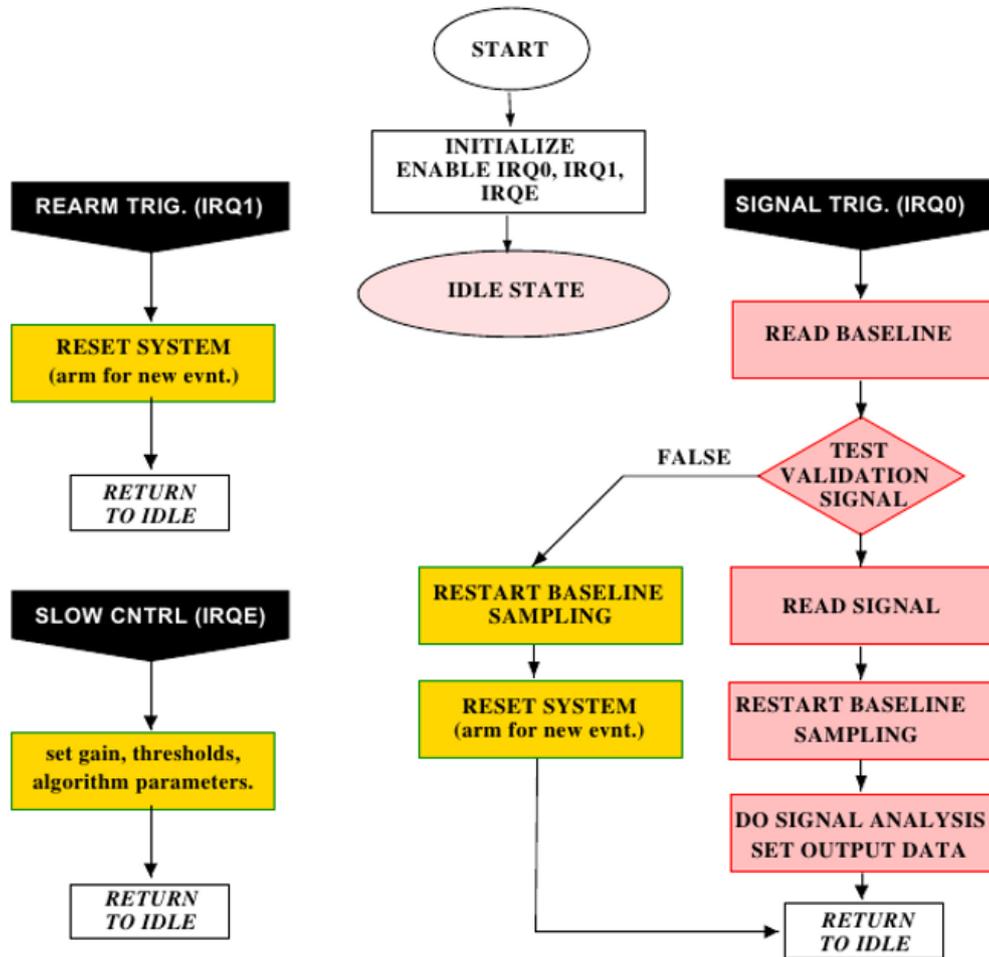


Figura 2.11: Diagramma di flusso dell'algoritmo del DSP. Tratto da [53].

impostati (il guadagno degli amplificatori o le soglie dei comparatori), il DSP è pronto (stato *idle*) per ricevere un segnale di *trigger* connesso alla richiesta di esecuzione di una specifica *routine* IRQ (*Interrupt ReQuest*). Una volta che riceve un segnale IRQ0 (ramo destro del diagramma), il DSP legge i campionamenti della *baseline* contenuti nello *Shift Register* e si pone in attesa di un segnale di validazione (nel nostro caso, il *trigger* generale dell'esperimento). Se non arriva (*false*), il DSP fa ripartire la scrittura dei dati in modalità *buffer* circolare, dispone il canale per ricevere un nuovo segnale di *trigger* (*reset*) e torna nello stato *idle*. Altrimenti prosegue la lettura dei campionamenti nel resto della FIFO, dopodiché fa ripartire la modalità *buffer* circolare per lo *Shift Register*. A questo punto esegue l'analisi

del segnale. Dopo questa fase il DSP predispone i risultati dell'elaborazione per la lettura conservandoli nella propria memoria interna e ritorna nello stato *idle*. La lettura di questi dati avviene senza l'intervento del DSP attraverso l'interfaccia IDMA. Finita la lettura, il sistema di acquisizione invia al DSP il segnale IRQ1 (ramo sinistro del diagramma), in modo che questo avvii la procedura di *reset* e prepari il canale elettronico a ricevere un nuovo segnale di *trigger* disponendosi nello stato *idle*.

Invece, il diagramma di flusso in basso a sinistra della figura 2.11 descrive la *routine* che può essere attivata con il segnale IRQE, mediante la quale si regola sia le impostazioni *hardware*, come i guadagni degli amplificatori o le soglie, sia i parametri dei programmi.

## 2.2 Condizioni sperimentali e *trigger* di misura

Il fascio pulsato di ioni  $^{14}\text{N}$  di 80.7 MeV è stato prodotto dall'acceleratore Tandem XTU dei Laboratori Nazionali di Legnaro dell'INFN. L'intensità e l'energia del fascio e lo spessore dei bersagli sono stati scelti in modo che nel tempo impiegato per la misura si ottenesse un numero statisticamente significativo di eventi di interesse fisico e che i residui di evaporazione fossero diffusi con energia sufficiente per poter essere identificati. Inoltre, l'energia di bombardamento è stata selezionata in modo che il CN formato nella condizione di fusione completa nella reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  fosse popolato all'energia di eccitazione di 2.6 MeV/u, uguale a quella che si ottiene per il CN generato dalla reazione  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , già studiata dalla collaborazione. A questa energia di bombardamento, il CN dell'altra reazione,  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$  acquista, invece, un'energia di eccitazione pari a 2.0 MeV/u. Il fascio di ioni  $^{14}\text{N}$ , impacchettato in impulsi di larghezza di  $\sim 2$  ns (FWHM) con periodo pari a 400 ns è stato inviato su un bersaglio di  $^{10}\text{B}$  dello spessore di  $148 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  con un'intensità di 0.2-0.7 pA e poi su un bersaglio di  $^{12}\text{C}$  dello spessore di  $85 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  con un'intensità di 1.5-2 pA. Sono state eseguite anche misure di diffusione elastica di ioni  $^{14}\text{N}$  su  $^{197}\text{Au}$  dello spessore di  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  con energie di 80.7 MeV e 65 MeV per la calibrazione dei rivelatori.

Il sistema di *trigger*<sup>5</sup> abilita l'acquisizione dei dati quando si verifica una specifica

---

<sup>5</sup>Sviluppato dalla sezione INFN di Firenze [55].

condizione definita da un insieme particolare di segnali logici prodotti nel multirivelatore GARFIELD+RCo. La scelta della logica dei *trigger* dipende dal fenomeno fisico che si vuole selezionare. I *trigger* selezionati per questo esperimento saranno discussi nel capitolo 4.

Qui basti ricordare che la *trigger box* è un dispositivo di circuiti integrati programmabile che ha come ingressi i segnali logici prodotti dai rivelatori. La *trigger box* effettua le operazioni logiche desiderate su questi ingressi (che di fatto sono *trigger* semplici) e produce un insieme di *trigger* combinati in uscita; così per ogni evento si associa un "*main trigger*" che abilita l'acquisizione e la memorizzazione dei segnali elaborati dalle catene elettroniche dell'apparato. La *trigger box*, inoltre, consente di scegliere per ciascun *trigger* attivato dei fattori di riduzione con i quali si possono dividere le frequenze dei diversi *trigger* abilitati, riducendo, per esempio, quelli meno interessanti per la misura, ma più frequenti, perché favoriti da sezioni d'urto molto grandi (tipicamente la diffusione elastica).

Nella *trigger box*, oltre ai *trigger* semplici dai rivelatori è stato inviato anche quello di un impulsatore.

Infatti, un aspetto importante in esperimenti di questo tipo che si estendono su diversi giorni di misura, è il controllo della stabilità delle catene elettroniche, cioè del guadagno e dei valori di riferimento (*offset*), per essere sicuri di poter sommare direttamente tutta la statistica accumulata oppure, all'occorrenza, per poter effettuare correzioni delle eventuali instabilità. Per controllare la stabilità, in linea di principio si potrebbe ricorrere a misure periodiche di ioni diffusi elasticamente nei rivelatori. Tuttavia, è piuttosto scomodo seguire questo metodo, dato che richiederebbe cambiamenti di messa a punto della strumentazione durante la presa dati e non si potrebbe applicare facilmente a quei rivelatori dove il ritmo di conteggio di diffusione elastica è basso (tipicamente quelli ad angoli all'indietro rispetto alla direzione del fascio).

Pertanto, risulta più semplice utilizzare dei moduli elettronici (impulsatori) per la generazione di impulsi di ampiezza e frequenza regolabili e di elevata stabilità garantita dal costruttore. I segnali di impulsatore sono inviati all'ingresso di test dei preamplificatori di tutti i rivelatori dell'apparato durante specifici *run* di acquisizione (*pulser run*). Con i dati di questi *run* si controlla periodicamente la stabilità dei canali oppure si ricavano con precisione le modifiche alle amplificazioni che si rendono necessarie durante l'esperimento.

## 2.3 Metodi di misura e identificazione delle particelle cariche

### 2.3.1 Considerazioni generali e calibrazioni energetiche

In generale si riesce a rivelare una particella se questa, interagendo con il mezzo sensibile, vi rilascia una quantità sufficiente di energia oltre una certa soglia di rivelazione. Tale soglia è spesso inferiore a quella necessaria affinché la particella possa essere anche identificata in carica  $e/o$  massa.

In questo lavoro l'analisi è basata sull'identificazione delle specie emesse nelle reazioni. Più avanti si vedranno casi, come nei CsI(Tl), dove è stato necessario escludere dalle procedure di identificazione diverse particelle, perché rivelate con un'energia insufficiente per garantirne la discriminazione.

Fra le quantità che caratterizzano una particella, l'energia è senz'altro una delle principali. Nel caso di particelle cariche, l'energia è misurata direttamente da molti tipi di rivelatori. Infatti, l'ampiezza del segnale di carica che si ottiene da un dato rivelatore è legata al numero di cariche libere che si generano al passaggio dello ione nel mezzo attivo. Questo numero è a sua volta legato all'energia cinetica dissipata in esso. Durante un esperimento si acquisiscono dati grezzi (*raw*) ovvero, per ogni ione di un dato evento registrato, si ottiene un numero - espresso in canali - che corrisponde tipicamente al valore di picco del segnale. Tale valore di picco può essere sia un livello codificato su un ADC in catene elettroniche analogiche oppure il valore calcolato mediante un filtro digitale a partire dal segnale campionato, come descritto al paragrafo 2.1.3. Pertanto, per disporre delle correlazioni fisiche da analizzare è necessario prima calibrare l'insieme di questi dati.

La calibrazione in energia o in qualsiasi altra grandezza fisica consiste nella procedura mediante la quale si passa da numeri in canali arbitrari ai corrispondenti valori espressi in unità fisiche, ricavando il coefficiente o la funzione di conversione a partire da eventi per i quali il valore di questa grandezza fisica sia noto nelle sue unità di misura.

In esperimenti come questo, per la calibrazione in energia dei dati *raw* si ricorre alla misura di ioni diffusi elasticamente (*scattering* Rutherford) dei quali, fissata l'energia iniziale del fascio, è nota l'energia al variare dell'angolo di diffusione e di conseguenza, sono stimabili anche le perdite di energia nei vari strati attivi

attraversati. In questo modo, con correzioni (di solito piccole) che si ricavano dalle tabelle di perdita di energia dovute all'attraversamento degli spessori morti, si ottiene la relazione tra i valori dell'energia nota in MeV di queste particelle e le ampiezze dei segnali prodotti dalle stesse e codificate in canali.

A questo punto si deve notare che per alcuni rivelatori - come le camere di ionizzazione o quelli al silicio - il passaggio da canali a energia è pressoché indipendente dal tipo di ione. Per altri, invece, come per i cristalli di CsI(Tl), il passaggio da segnale di luce a energia dipende dallo ione. In questi casi - e più in generale per correggere l'energia misurata a causa delle perdite di energia negli spessori morti - è necessario identificare gli ioni rivelati. Pertanto, per procedura di calibrazione si intende l'insieme delle varie fasi che conducono sia alla conversione da canali a grandezze fisiche di interesse sia alla discriminazione delle particelle per numero atomico e, ove possibile, per numero di massa.

Come sarà mostrato nei paragrafi successivi, in questa tesi l'identificazione è stata effettuata ricorrendo ai metodi seguenti:

- tecnica del telescopio, o metodo  $\Delta E-E$ ;
- tecnica della discriminazione di forma del segnale PSA (*Pulse Shape Analysis*).

Al paragrafo 3.2 si discuterà della calibrazione e dei controlli di stabilità che sono stati effettuati sui rivelatori dell'apparato.

### 2.3.2 Metodo $\Delta E-E$ per identificare le particelle

Per l'identificazione delle particelle cariche si usa spesso il metodo del telescopio o  $\Delta E-E$ , che sfrutta la misura della loro energia rilasciata in rivelatori disposti in successione. Il principio di funzionamento di questa tecnica è legato al processo di perdita di energia cinetica degli ioni nella materia. Essi rallentano progressivamente, cedendo energia mediante eccitazione e ionizzazione delle molecole o degli atomi del mezzo, secondo un processo descritto bene nel suo complesso dalla formula di Bethe-Bloch<sup>6</sup>.

La successione di due rivelatori, di cui il primo sia sufficientemente sottile per poter essere attraversato completamente, consente di discriminare i diversi tipi di particelle. Infatti, in regime non relativistico, come è nel caso della reazione qui

---

<sup>6</sup>Il processo di perdita di energia mediante collisioni nucleari è largamente meno importante di quello atomico e viene qui trascurato.

studiata dove il proiettile ha una velocità  $\beta \simeq 0.11$ , la formula di Bethe-Bloch può essere così semplificata:

$$\frac{dE}{dx} = C \frac{Z^2}{v^2} \quad (2.1)$$

dove  $dE$  è la perdita di energia cinetica in uno spessore infinitesimo  $dx$  del materiale,  $Z$  è la carica e  $v$  è la velocità della particella ionizzante.

D'altra parte:

$$E = \frac{1}{2} M v^2 \quad (2.2)$$

Da cui:

$$E \frac{dE}{dx} = K M Z^2 \quad (2.3)$$

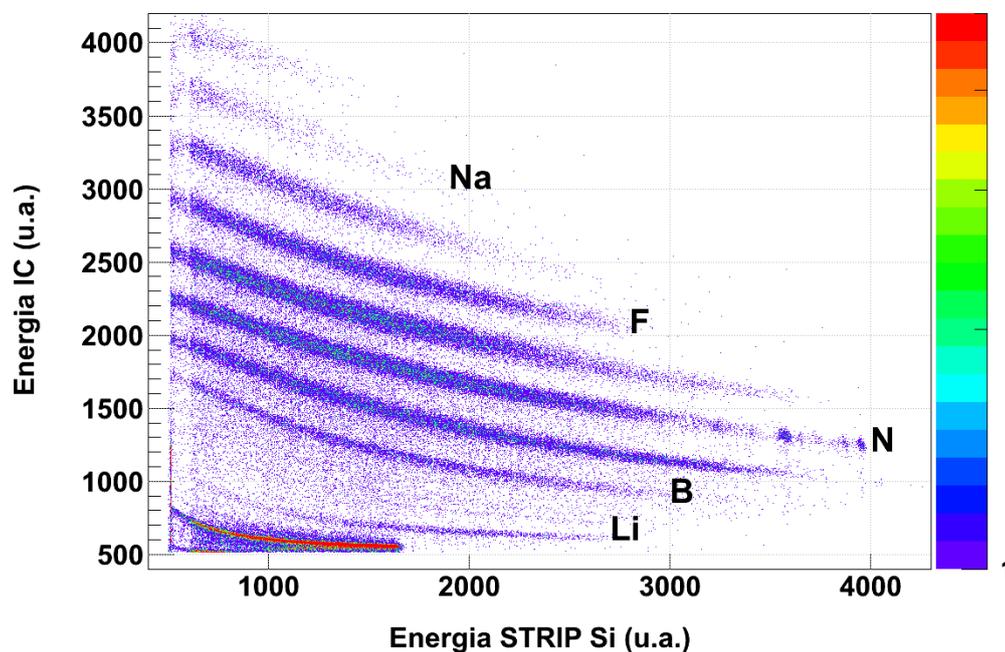
dove  $K = C/2$ .

Se si produce uno spettro di correlazione dove sull'asse delle ordinate si riporta una quantità  $\Delta E$  sostanzialmente proporzionale a  $dE/dx$  e su quello delle ascisse una variabile legata ad  $E$ , i.e.,  $E_{\text{res}} = E - \Delta E$ , si ottiene che particelle di energia iniziale variabile si addensano in luoghi di punti (che in prima approssimazione, se  $\Delta E$  è piccolo rispetto ad  $E$ , descrivono rami di iperbole) ciascuno corrispondente a un determinato valore di  $Z$ , come mostrato in figura 2.12, ottenuta dai dati per il RCo della reazione  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B}$ .

Come si vede dalla equazione (2.3), si ha anche una struttura più fine legata alla massa  $M$  della particella. Comunque, la discriminazione isotopica, essendo associata a una dipendenza più debole, è possibile solo se l'insieme dei rivelatori e della loro elettronica è dotato di sufficiente risoluzione.

Nel capitolo successivo saranno discusse in dettaglio le correlazioni  $\Delta E$ - $E$  ottenute nel presente esperimento.

## Settore 5 - Strip 1



**Figura 2.12:** Tipica correlazione  $\Delta E-E$  per un telescopio del RCo per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  a 80.7 MeV. In ordinata è riportata l'ampiezza del segnale della camera di ionizzazione, in ascissa l'ampiezza del segnale del silicio. Le quantità sono in canali, non calibrate e si riferiscono al settore 5 del RCo per la strip 1 del silicio, la più esterna, centrata intorno a  $16^\circ$  in laboratorio.

### 2.3.3 Metodo dell'analisi della forma di impulso in Si ed in CsI(Tl)

Nel caso di ioni che si fermano nel primo stadio del telescopio, il metodo  $\Delta E-E$  non è più applicabile. Tuttavia, alcuni tipi di sensore, come i cristalli di silicio o di scintillatore inorganico, consentono di identificare anche gli ioni che si arrestano nel mezzo mediante l'analisi della forma dell'impulso di corrente da essi generato. Questo metodo, sovente indicato con PSA (*Pulse Shape Analysis*) sfrutta le piccole differenze nell'andamento temporale del segnale di corrente (nei semiconduttori) o di luminescenza (nei CsI(Tl)) che sono associate ai diversi ioni assorbiti.

In genere l'identificazione delle particelle mediante PSA viene effettuata su spettri bidimensionali che correlano due quantità di cui, almeno una legata alla forma del

segnale di ionizzazione o scintillazione a seconda del rivelatore adottato.

Per i rivelatori al silicio, si usa di solito la correlazione fra il valore di picco ed il tempo di salita del segnale di carica - indicato con *Qrisetime* -. Quest'ultima è la variabile legata alla forma del segnale di ionizzazione. Lo sviluppo temporale dell'impulso di carica dipende, oltre che dal campo elettrico (variabile lungo lo spessore del rivelatore) anche dal profilo della densità di ionizzazione delle particelle cariche che, a sua volta, dipende dalla carica e dalla massa delle stesse. In particolare, *Qrisetime* è dato - con buona approssimazione - dalla somma di due contributi distinti: il tempo di transito che le coppie di carica (le lacune e gli elettroni prodotti dalle particelle ionizzanti) impiegano per raggiungere gli elettrodi di raccolta sotto l'azione del campo elettrico nella zona di svuotamento ed il tempo di erosione del plasma. Gli effetti di questo secondo contributo sono più evidenti per gli ioni più pesanti. Infatti, a parità di energia cinetica iniziale la densità di ionizzazione prodotta da una particella carica pesante è maggiore di quella generata da una leggera. L'elevata densità della nube di coppie elettrone - lacuna produce un effetto di carica spaziale che scherma il campo elettrico esterno formando così una zona in media neutra, il plasma, che rallenta il processo di raccolta di carica. Solo le cariche sulla superficie del plasma risentono del campo applicato e migrano verso gli elettrodi, con conseguente erosione graduale di questa regione. Il tempo di erosione del plasma è proprio il tempo necessario perché questa zona neutra venga completamente dissolta sotto l'azione del campo elettrico esterno. Questo tempo dipende dallo ione assorbito; pertanto, dall'analisi del fronte di salita dei segnali di carica da un silicio si può riconoscere la particella.

Negli scintillatori di iodurio di cesio arricchito al tallio CsI(Tl), invece, si usa la correlazione tra due quantità corrispondenti a integrazioni effettuate su intervalli di tempo diversi della resa di luce, in quanto la luminescenza si sviluppa in modo dipendente dalla particella assorbita [56]. Più precisamente, la luce di fluorescenza che è emessa durante il processo di diseccitazione dei siti attivati è caratterizzata con buona approssimazione dalla somma di due componenti con costanti di tempo distinte, una componente breve, *short*, ed una componente lunga, *long*: sia il valore delle due costanti di tempo che la ripartizione delle intensità delle due componenti, dipendono dalla carica e dalla massa della particella assorbita. In particolare, a parità di luce emessa (di corrente integrata nel fotodiodo accoppiato al cristallo), la componente *short* cresce apprezzabilmente all'aumentare del numero atomico,

mentre quella lunga è sostanzialmente costante. La scintillazione al tempo  $t$  è data:

$$\frac{dL(t)}{dt} = \frac{L_l}{\tau_l} e^{-\frac{t}{\tau_l}} + \frac{L_s}{\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (2.4)$$

dove:

$L(t)$  è l'ampiezza dell'impulso di luce al tempo  $t$ ;

$L_l$ ,  $L_s$  e  $\tau_l$ ,  $\tau_s$  sono le ampiezze e le costanti di decadimento delle componenti *long* e *short* rispettivamente.

Quindi, in linea di principio, le particelle assorbite in un dato cristallo di CsI(Tl) possono essere identificate dalla matrice di correlazione costruita riportando, per ogni particella, una delle due componenti di luce in funzione dell'altra (nella pratica si tratterà di due segnali di carica ad esse proporzionali, come verrà descritto nel capitolo successivo).

# Capitolo 3

## Calibrazioni e identificazione dei prodotti di reazione

### 3.1 Aspetti generali

In questo esperimento la tecnica  $\Delta E-E$  è stata impiegata sia per i telescopi del RCo che per quelli di GARFIELD. Nel RCo si può applicare agli ioni che si arrestano nel silicio ( $\Delta E$  in IC e  $E$  in silicio) e per le particelle cariche che si fermano nello scintillatore ( $\Delta E$  in silicio e  $E$  in CsI(Tl)), mentre per le camere di GARFIELD si sfrutta la coppia  $\Delta E(\text{gas})-E(\text{CsI})$ . Per tutti i cesi, invece, è disponibile l'analisi di forma *fast-slow*.

Come già osservato al paragrafo 2.1.1, negli angoli coperti dal rivelatore GARFIELD si misurano solo ioni con  $Z < 3$ ; pertanto per la loro identificazione si è usata solo la PSA in cesio, relegando a eventuale controllo la discriminazione mediante lo stadio gassoso del rivelatore.

Nel RCo, invece, si misurano sia le LCP che gli ER. Per le LCP si è deciso di usare la tecnica  $\Delta E-E$  (Si-CsI(Tl)), in quanto la buona risoluzione dei silici consente una discriminazione in carica e massa migliore rispetto alla PSA nei CsI(Tl). Per gli ioni più pesanti oltre al metodo  $\Delta E-E$  (IC-Si), si può utilizzare anche la PSA per ottenere la carica degli ioni fermati in silicio. La risoluzione ottenibile con PSA in silicio è superiore a quella mediante  $\Delta E-E$  che, tuttavia, fornisce l'identificazione in  $Z$  con soglie energetiche decisamente inferiori. Di fatto, come si vedrà al termine del paragrafo 3.2.5, in questo esperimento le particelle identificate mediante PSA

sono risultate decisamente una minoranza.

Come si discuterà nel capitolo successivo, con l'identificazione in carica dei prodotti di reazione è stato possibile selezionare il processo di fusione e studiare lo spettro in energia degli ioni idrogeno e delle particelle  $\alpha$  evaporate in funzione della carica degli ER ( $Z \geq 5$ ). Per le LCP si sono usati essenzialmente i dati di GARFIELD; le informazioni sulle LCP dal RCo non si sono utilizzate che in maniera parziale in quanto non è stata ancora completata la calibrazione energetica dei suoi telescopi.

### 3.1.1 Il *package* ODIE

Le procedure di calibrazione ricorrono al pacchetto ODIE. Questo è un insieme flessibile e riconfigurabile di strumenti *software*, realizzato dal gruppo di Firenze mediante programmazione orientata a oggetti per eseguire quell'insieme di operazioni che precedono l'analisi dei dati. Infatti, ODIE fornisce all'utente diversi metodi per la visualizzazione, il trattamento e il salvataggio dei dati e dei parametri di calibrazione.

ODIE fonda la sua flessibilità sia sulla strutturazione in oggetti detti *worker* mirati all'esecuzione di determinate operazioni sulle variabili acquisite, sia sulla definizione del flusso delle varie procedure in *file* in formato XML (*eXtensible Markup Language*). In questi ultimi è riportata la sequenza di passi necessaria per processare i dati, per passare dai valori *raw* in canali ai valori finali delle grandezze fisiche e produrre le variabili di identificazione delle varie particelle in ciascun evento. In sostanza, gli *worker* sono delle *subroutine* molto dedicate, orientate ciascuna a una specifica funzione, la cui organizzazione in ODIE è garantita da un'apposita classe che controlla il flusso dei programmi, seguendo le indicazioni fornite dai *file* di elaborazione. L'utente definisce gli *worker* di cui necessita e, inoltre, specifica nei *file* in formato XML le condizioni affinché ogni *worker* venga chiamato durante l'esecuzione e il suo livello, cioè la sua posizione nella "mappa" logica che descrive l'analisi, in modo che la precedenza sia data al *worker* che si trova al livello più basso.

ODIE in ingresso riceve i dati *raw* dell'acquisizione e mediante l'uso di vari *worker*, diversi per i vari rivelatori e tecniche di identificazione, si ottengono i dati calibrati. Si memorizzano tutte le informazioni sulle particelle in collezioni ordinate di variabili (*n-tuple*). Infine, l'analisi di fisica viene eseguita su queste *n-tuple* con

un altro insieme di programmi della cui struttura si tratterà succintamente nel capitolo successivo.

### 3.1.2 Procedura di identificazione delle particelle

Quanto segue è una descrizione generale della procedura adottata e si può riferire senza perdita di generalità a entrambi i metodi di identificazione, sia al metodo  $\Delta E-E$  (IC-Si e Si-CsI(Tl)), che alla PSA (in silicio con *Qrisetime-E* o in CsI(Tl) con *fast-slow*).

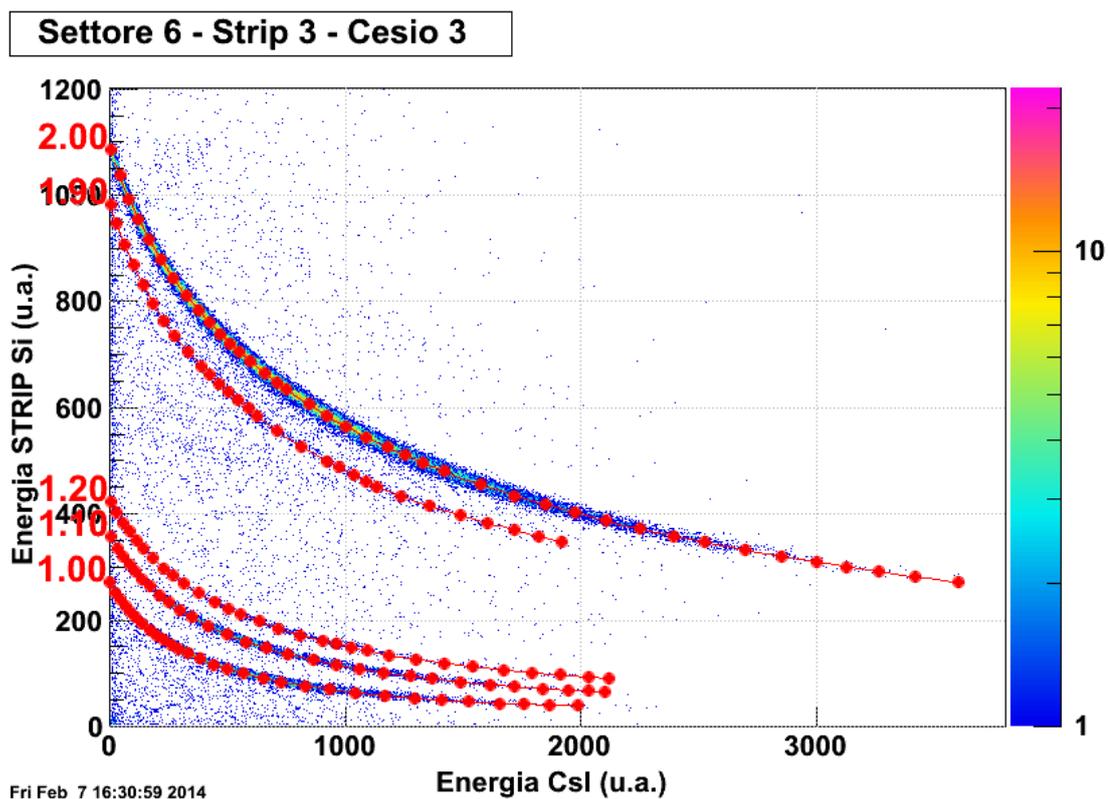
Per sfruttare quantitativamente la separazione visiva delle particelle che emerge da istogrammi come quello mostrato in figura 2.12 a pagina 46, si utilizzano programmi sviluppati in ambiente ROOT che forniscono un'agevole interfaccia grafica per il trattamento e l'elaborazione dei dati, consentendo di effettuare tagli grafici (*graphical cut*) e tracciare manualmente sugli istogrammi, mediante *mouse*, linee per l'identificazione. Queste linee si ottengono a partire dalla marcatura di punti su *plot* bidimensionali di sufficiente risoluzione, mediante *click* con il *mouse*, lungo quelle che appaiono come creste (le regioni corrispondenti a più alta densità di conteggi) nelle zone dove sono localizzate le diverse specie di particelle, separabili in carica  $Z$  ed anche in massa  $A$ . L'insieme dei punti tracciati costituisce una spezzata. Dopo che l'utente le ha assegnato un parametro di identificazione detto PI (*Particle Identification*), il programma di elaborazione ne ricostruisce per interpolazione polinomiale un andamento continuo.

Il parametro di identificazione è un valore numerico (*floating*) convenzionale per il quale si assume che la separazione in massa sia un decimo di quella in carica:

$$PI = Z + \frac{(A - 2Z)}{10} \quad (3.1)$$

Così, per esempio, alle curve corrispondenti agli ioni di  ${}^{1,2,3}H$  identificati nel piano (x,y) dell'istogramma, si associano rispettivamente i valori di PI=1.0,1.1,1.2. Al termine della procedura di tracciamento delle linee, si avranno per questi isotopi tre curve  $y=f(x,PI)$  con PI=1.0,1.1,1.2, come mostrato in figura 3.1.

Dopo aver tracciato con il *mouse* le linee sugli addensamenti visibili distintamente, esse vengono salvate su disco per la successiva identificazione di tutte le particelle



**Figura 3.1:** Correlazione  $\Delta E-E_{\text{res}}$  Si-CsI(Tl) per la strip 3 e il cesio 3 del settore 6 del RCo. In rosso si notano le catene dei punti selezionati sullo spettro unite dalle curve interpolate. Ogni curva corrisponde a una specie. Si distinguono bene, sia  $p$ ,  $d$ ,  $t$  che  $\alpha$  e  ${}^3\text{He}$ .

della correlazione. Infatti, l'identificazione in carica ed in massa - quando è possibile - si ottiene attraverso la ricerca della distanza minima di ciascun punto dalle curve tracciate sull'istogramma. In particolare, quando si esegue il comando di linearizzazione, il programma ricava la  $PI_0$  di ciascun punto sperimentale  $x_0, y_0$  per interpolazione lineare delle due spezzate più vicine che lo comprendono.

Detti  $PI_1$  e  $PI_2$  i valori di PI assegnati alle due polinomiali che comprendono l'ordinata  $y_0$  del punto in esame e  $y_1, y_2$  le rispettive ordinate delle curve per  $x=x_0$ , il valore  $PI_0$  associato a  $y_0$  si ottiene come:

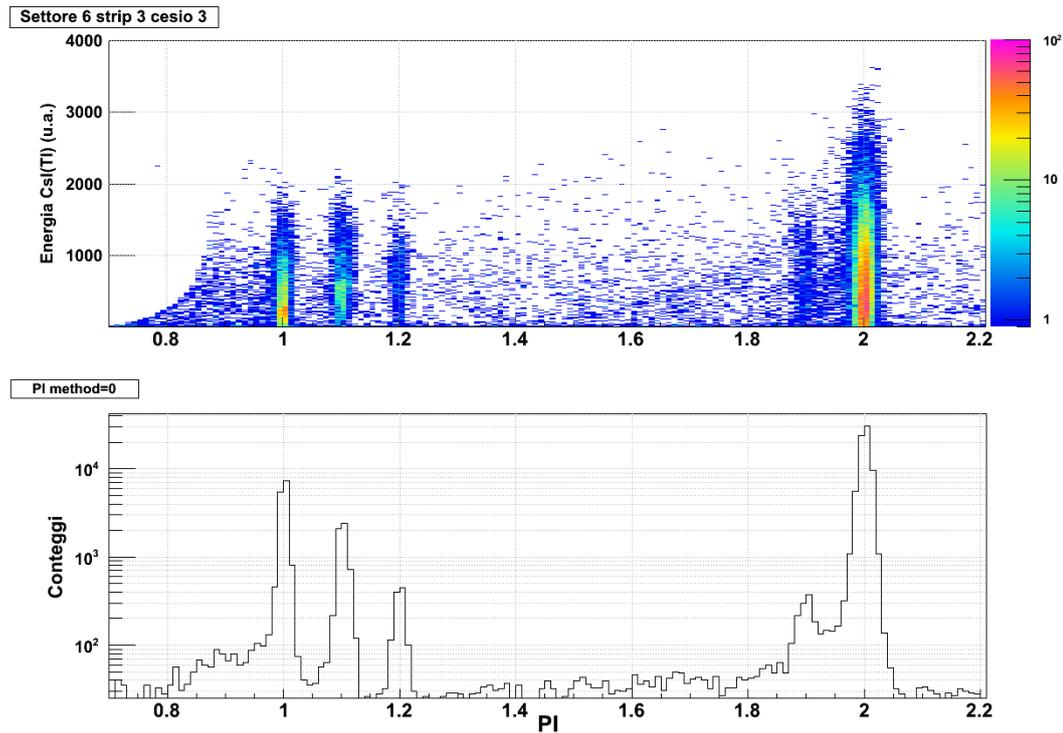
$$PI_0 = PI_1 + \frac{(y_0 - y_1)(PI_2 - PI_1)}{y_2 - y_1} \quad (3.2)$$

L'uso di questa relazione consente di attribuire un valore di PI e, quindi, di identificare anche le particelle delle regioni con pochi conteggi, limitando la procedura di tracciamento delle linee solo agli addensamenti ben separati.

Con la *routine* di linearizzazione da interfaccia grafica, si ottiene la matrice di correlazione Energia *versus* PI di cui è riportato un esempio in figura 3.2. La proiezione sull'asse delle ascisse dà la distribuzione di PI, PID (*Particle Identification Distribution*) mostrata nella parte in basso della stessa figura.

A partire dalla PID, si attribuisce (secondo criteri arbitrari ottimizzati caso per caso) a ogni particella di ciascun evento un valore (intero) di carica  $Z_0$  e un valore (anche esso intero) di massa  $A_0$ . Quando non è possibile discriminare gli isotopi, si assume  $A_0=2Z_0$ , considerando che per nuclei leggeri questa scelta corrisponde agli isotopi più abbondanti.

L'accuratezza con cui le varie curve seguono i crinali di massima densità di conteggio e la precisione con cui vengono ricostruite dipendono sia dal numero che dalla posizione dei punti selezionati. Pertanto, si è prestata la massima attenzione nel marcare i punti in ciascuno degli istogrammi bidimensionali di identificazione e nel verificare i risultati ottenuti: i punti, infatti, devono essere scelti in modo che, dopo la linearizzazione, i vari addensamenti visibili nel grafico  $E$  *versus* PI (figura 3.2 in alto) risultino sostanzialmente verticali e per quanto possibile senza sinuosità. Inoltre le valli che separano questi addensamenti devono risultare le più profonde possibili. Di conseguenza le PID (figura 3.2 in basso) devono presentare per quanto possibile picchi simmetrici e distinti l'uno dall'altro.



**Figura 3.2:** Risultato della procedura di linearizzazione della correlazione  $\Delta E-E$  Si-CsI(Tl) per la strip 3, cesio 3 del settore 6 del RCo. In alto, la correlazione  $E$  vs PI. Sotto, la distribuzione di PI (PID) con le varie specie identificate. Oltre agli isotopi di H si riesce a vedere anche il picco associato a  ${}^3\text{He}$  che appare come una spalla delle  $\alpha$ .

Questa procedura di identificazione, essendo semiautomatica, si applica bene ai dati quando il numero di specie ioniche in ciascuna delle matrici di correlazione ed il numero complessivo dei rivelatori da calibrare è contenuto, come nel caso in esame. In altri esperimenti, invece, la quantità delle specie di ioni e/o il numero di rivelatori da calibrare potrebbe essere così elevato da rendere proibitivo il campionamento manuale dei punti. Per le specie rare, inoltre, il campionamento potrebbe essere impedito dalla statistica, così scarsa da non consentire una visualizzazione sufficientemente distinta delle varie specie di particelle e dei loro isotopi. Per questi casi è stato necessario sviluppare metodi alternativi di identificazione basati su una marcatura automatica dei punti, alla cui messa a punto ha contribuito anche questa collaborazione e per i quali si rimanda a [58, 59], dove l'argomento è trattato in modo approfondito.

### 3.1.3 Procedura di controllo della stabilità

Nel paragrafo 2.3.1 si è discusso dell'importanza dei controlli sulla stabilità delle catene elettroniche nelle fasi di calibrazione dei rivelatori. Pertanto, durante l'esperimento segnali generati da un impulsatore calibrato in Volt con una precisione di una parte su diecimila, sono stati inviati a più riprese ai preamplificatori delle catene elettroniche collegate a ciascuno dei rivelatori.

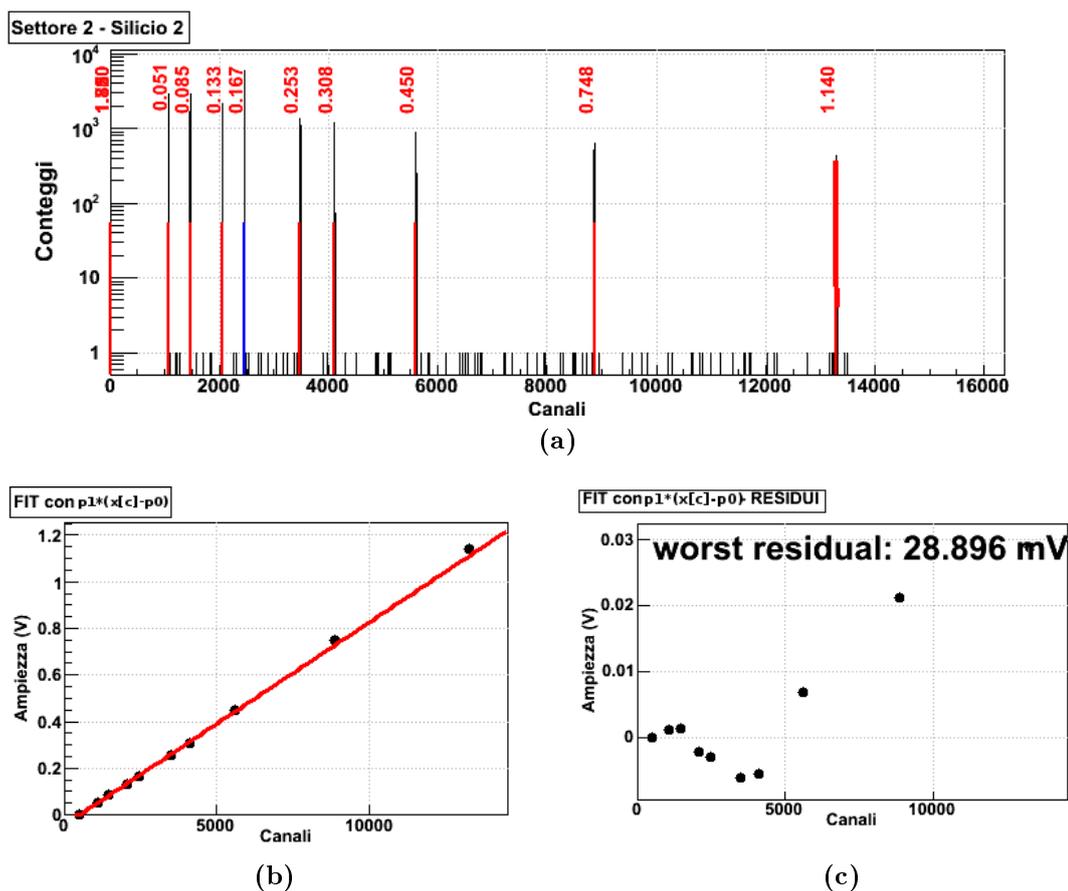
La procedura per individuare attraverso *fit* gaussiano le posizioni in canali che corrispondono alle ampiezze dei segnali inviati e per riprodurre i risultati in un istogramma monodimensionale è automatizzata con un apposito programma applicato a ciascun *run* di impulsatore. La procedura adotta il pacchetto MINUIT [60] di ROOT sviluppato al CERN.

A questo punto, per provare la stabilità di ciascun canale basterebbe controllare l'invarianza delle posizioni dei centroidi individuate in ognuno degli istogrammi associati ai diversi *run* di test. In pratica, per rendere più agevole la visualizzazione dei risultati e facilitare il confronto fra le diverse misure di controllo, si è ricavato il fattore di conversione da canali a Volt con un *fit* lineare dei dati e si è riportato in grafico l'andamento di questi coefficienti in funzione delle misure di test fatte (si veda il paragrafo successivo).

Le ampiezze dei segnali di impulsatore (una dozzina) inviati ai preamplificatori variano fra i 20 mV e gli 8 V in modo da coprire tutta la dinamica. Per un'ampiezza si sceglie una frequenza doppia in modo da consentirne la facile identificazione. Non tutti questi segnali producono un picco nello spettro, in quanto, a seconda del canale in esame, alcuni vanno in saturazione, altri sotto la soglia di *trigger*.

Nella figura 3.3 (in alto) è mostrato un tipico esempio di spettro dei picchi di impulsatore ottenuto durante uno dei *run* di controllo per una *strip* di un silicio del RCo. Oltre ai picchi originali sono sovrapposti dei segmenti rossi in corrispondenza dei baricentri in canali individuati con *fit* gaussiani (le etichette numeriche sono i valori in Volt selezionati per il *pulser*); il picco di statistica doppia è mostrato in blu.

Prima di avviare la procedura automatica occorre specificare, per ognuno di questi istogrammi, alcune condizioni iniziali: si deve scegliere l'ambito in cui avviare la ricerca dei picchi e soprattutto la larghezza (*guess* iniziale) delle gaussiane da adattare ai picchi in modo che il *fit* converga rapidamente con successo. Nell'esempio



**Figura 3.3:** Risultato della procedura di controllo dei picchi per la strip 2 di silicio del settore 2 del RCo. (a) Spettro dei picchi di impulsatore con sovrapposti in rosso dei segmenti corrispondenti ai valori in Volt del pulser. In blu il picco con statistica doppia. (b) Risultato del fit lineare per la relazione fra le ampiezze dei segnali in Volt e i canali della catena elettronica. (c) Andamento degli scarti rispetto alla linearità in funzione dell'ampiezza.

in figura si è posto  $\sigma=5$ .

L'*offset* è fissato a 500 canali ed è noto, in quanto per definizione è associato allo zero dell'elettronica digitale che corrisponde al valore convenzionale della *baseline* di ogni evento calcolata dal DSP a bordo della scheda di campionamento.

Si è ipotizzato che la relazione Volt-canale fosse rettilinea (in rosso, figura 3.3, in basso a sinistra) e la sua pendenza è stata ottenuta con *fit* lineare:

$$v[V] = p_1 \cdot (x[c] - p_0) \quad (3.3)$$

dove:

$v$  è l'ampiezza nota in Volt del segnale di *pulser*;

$x[c]$  è la posizione corrispondente in canali ottenuta con i suddetti *fit* gaussiani;

$p_0=500$  in canali;

$p_1$  è il coefficiente di calibrazione cercato.

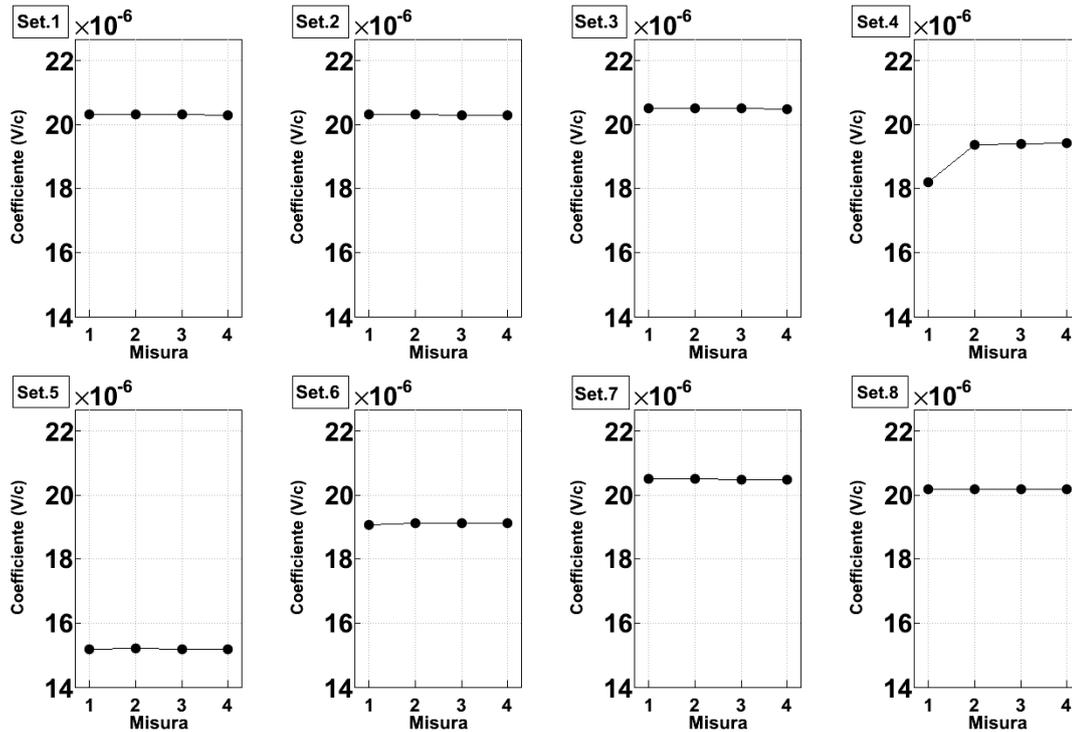
Nell'ultimo riquadro di figura 3.3 sono riportati gli scarti rispetto alla linearità in funzione dell'ampiezza. Sebbene si sia adottato un semplice *fit* lineare si può vedere che questi scarti sono piccoli e contenuti entro il 3 per cento circa. Tale comportamento lineare entro pochi per cento è comune a tutti i canali studiati con l'impulsatore. Per il controllo della stabilità e per gli scopi di questa misura non si è ritenuto necessario tentare di recuperare queste non linearità residue, utilizzando polinomi di grado superiore che descrivessero meglio la funzione di risposta. D'altra parte, vale la pena osservare che i canali più alti, dove è maggiore lo scarto dall'andamento ipotizzato, non sono neppure raggiunti dai segnali generati dagli ioni durante la misura.

## 3.2 Dati dal RCo e da GARFIELD

### 3.2.1 Controllo e verifica stabilità con pulser

Durante la presa dati si sono effettuati quattro *run* di impulsatore che hanno coperto quasi tutto l'arco temporale della misura. Nelle figure di questo paragrafo si riportano i valori dei coefficienti Volt/canale (asse delle ordinate) ottenuti per i quattro *run* dal *fit* lineare per i vari tipi di rivelatore dell'apparato. In figura 3.4

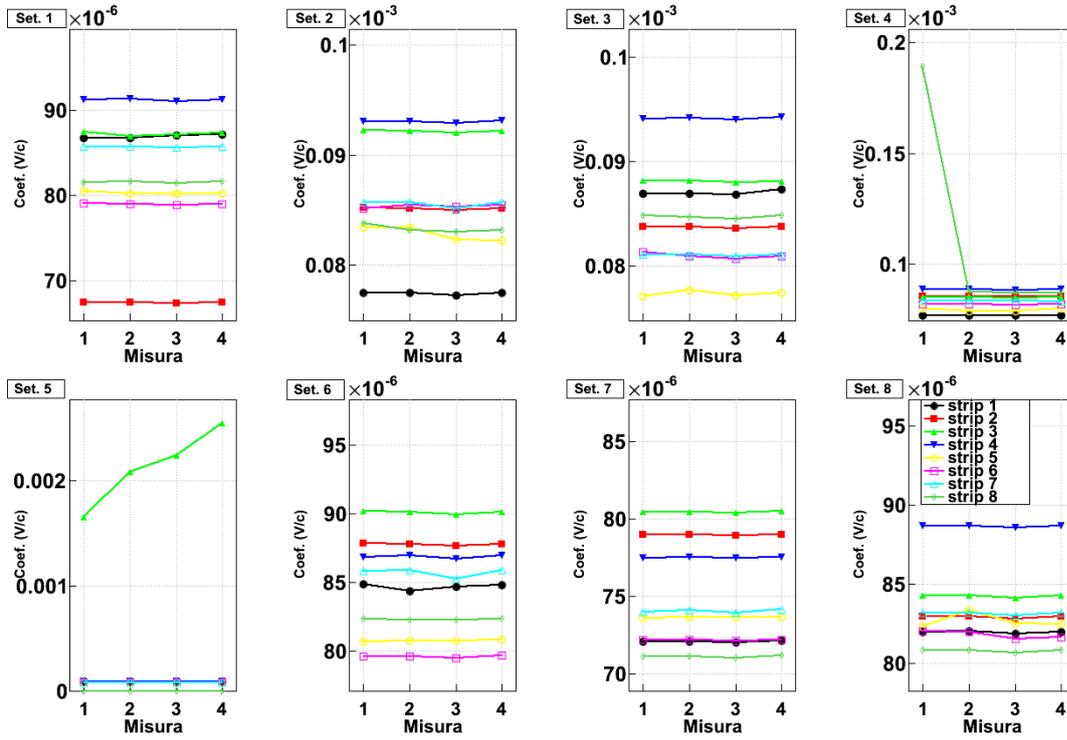
sono riprodotti questi coefficienti per gli otto canali della IC, analogamente in figura 3.5 per i canali di silicio e in figura 3.6 per i CsI(Tl) di due settori. Per queste ultime due figure, il colore che identifica ciascuno dei rivelatori segue la numerazione standard di ROOT, cosicché al nero corrisponde la *strip* o il cesio numero 1, al rosso il numero 2 e così via.



**Figura 3.4:** Andamento dei coefficienti  $V/ch$  per ciascuno dei settori della IC del RCo. Gli errori sono quelli statistici, non visibili perché inferiori alla dimensione dei simboli.

Per quanto riguarda i canali della IC si osserva che i coefficienti sono uguali tra loro entro il 5 per cento a eccezione del settore 5 dove l'amplificazione risulta maggiore del 25 per cento. Ogni canale è risultato molto stabile con variazioni al 0.5 per cento durante la misura, tranne che per il primo *run* del settore 4, in cui si è verificato un cambio di amplificazione. Anche se la stabilità dell'elettronica del settore 3 della IC è stata accertata, non è stata usata nella rivelazione perché accidentalmente disconnessa.

Come si vede dai risultati mostrati in figura 3.5, i coefficienti di calibrazione di quasi tutti i 64 canali di silicio sono uguali entro il 30 per cento e molto stabili,

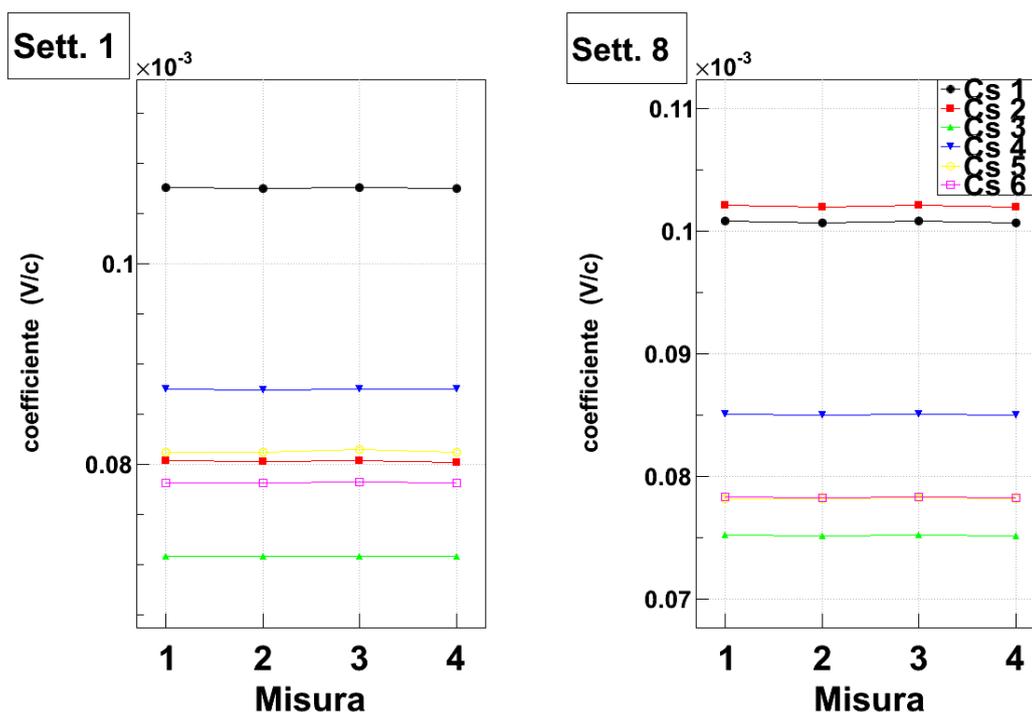


**Figura 3.5:** Andamento dei coefficienti  $V/ch$  dei Si del RCo. I risultati sono riprodotti per settore e per strip. Gli errori sono quelli statistici del fit e sono inferiori alla dimensione dei vari simboli.

in quanto le variazioni al più risultano intorno all' 1 per cento. Fa eccezione la *strip* 3 del settore 5 che mostra un'amplificazione complessiva assai inferiore e soprattutto molto variabile nel tempo. Si nota anche la *strip* 8 del settore 4 che all'inizio presenta un'amplificazione decisamente minore per poi uniformarsi alle altre (ricordiamo che la *strip* 8, la più interna, durante la misura è stata diaframmata per non essere danneggiata dal flusso intenso degli ioni di  $^{14}\text{N}$  diffusi elasticamente).

Anche per i coefficienti Volt/canale dei CsI(Tl) del RCo (fig. 3.6) si trova una notevole stabilità dell'elettronica che risulta migliore di qualche per mille per l'intera durata della misura.

Risultati molto simili sono stati ottenuti per le catene dei CsI(Tl) di GARFIELD con variazioni contenute entro qualche per mille, che, pertanto, non sono state riprodotte qui per brevità. Si osservi che la stabilità complessiva dei rivelatori risulta comunque evidente anche dalla sommabilità dei vari *run* di misura: per la



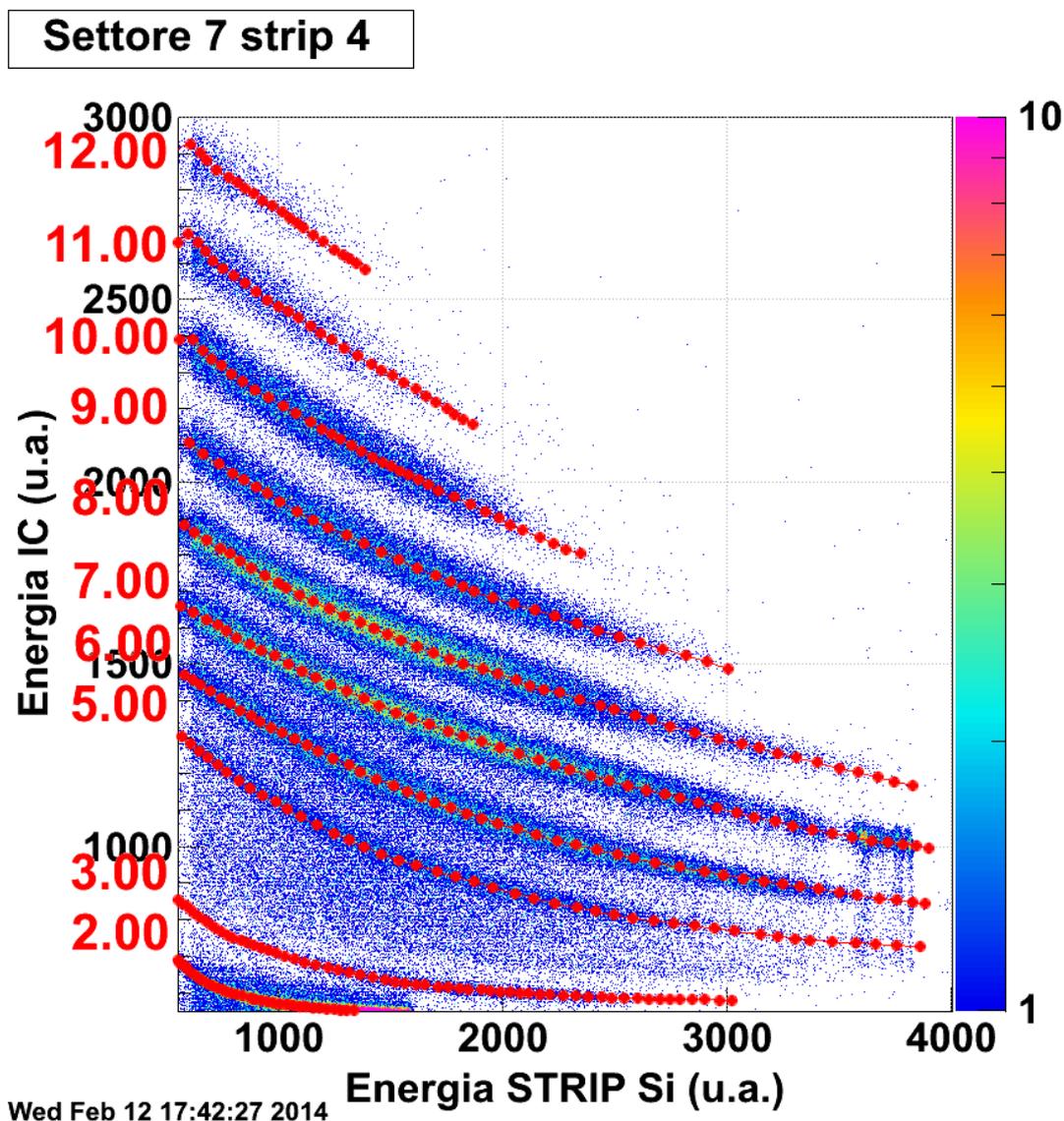
**Figura 3.6:** Andamento dei coefficienti  $V/ch$  dei  $CsI(Tl)$  del RCo. I risultati sono riprodotti per ciascun scintillatore di due degli otto settori del RCo. Sono riportati anche gli errori statistici, che non sono visibili perché inferiori alla dimensione dei simboli.

maggior parte dei canali di elettronica, infatti, non si sono notati allargamenti o distorsioni delle matrici di identificazione *fast-slow* (si veda, per esempio, fig. 3.10 a pagina 67) sommando la statistica di molti *run*.

In definitiva, si è scelto di eliminare tutti i *run* di misura registrati nella prima parte dell'esperimento dato che il *set-up* sperimentale non era stato regolato interamente (si veda i cambi di amplificazione in figg. 3.4, 3.5 dopo il primo *pulser run*). Inoltre, si sono eliminati dalla successiva analisi quei rivelatori che hanno mostrato un'amplificazione molto instabile, come quella osservata per la *strip* 3, settore 5 del RCo (fig. 3.5).

### 3.2.2 Spettri di identificazione IC-Si per ER

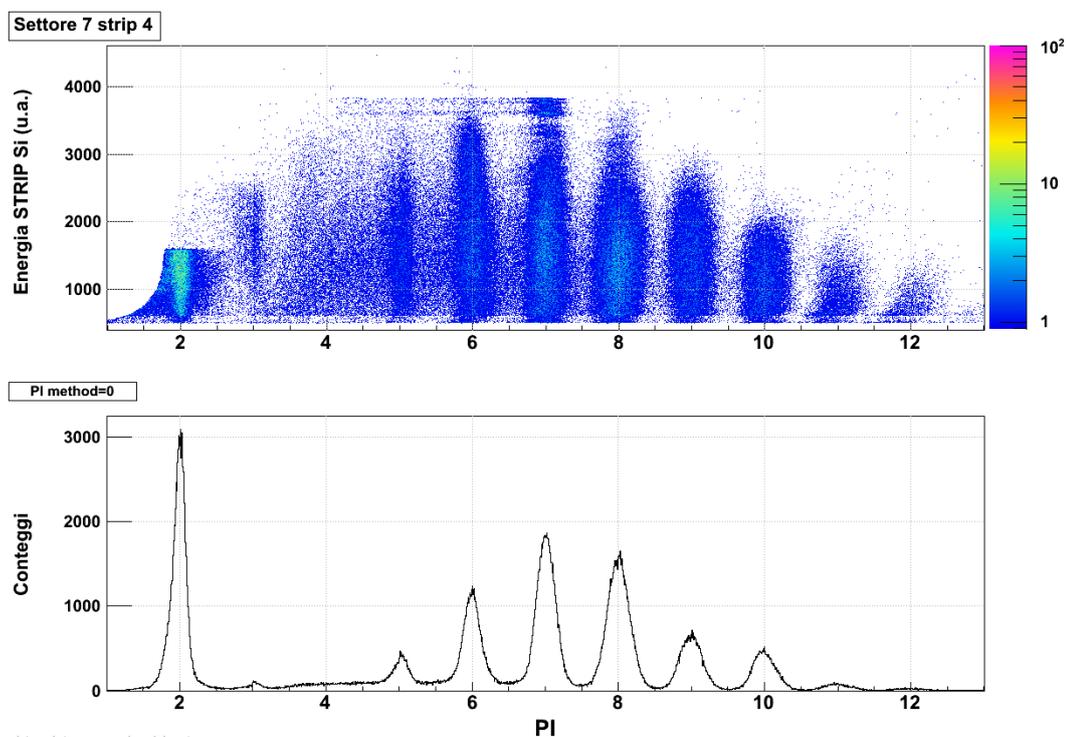
Come anticipato nel paragrafo 3.1 la tecnica del telescopio è stata usata per il RCo per identificare sia gli ioni che si arrestano nel silicio (IC-Si), che quelli che si fermano nel cesio (Si-CsI(Tl)). La figura 3.7 mostra come esempio la correlazione



**Figura 3.7:** Correlazione  $\Delta E-E$  IC-Si per il settore 7 della IC e per la strip 4 di silicio. Ognuna delle curve sovrapposte ai punti sperimentali corrisponde a una specie nucleare. Si distinguono bene gli ER ( $Z \geq 5$ ) e gli ioni di Li e He. I numeri in rosso sovrapposti alla scala delle ordinate corrispondono ai valori di PI assegnati.

( $\Delta E$  in IC e  $E$  in silicio) per le particelle cariche rivelate nella striscia 4 del settore 7 con sovrapposte in rosso le curve che si ottengono per interpolazione dei punti scelti con la procedura descritta in 3.1.2. In figura 3.8 è riportato (in alto) il risultato della linearizzazione della correlazione  $E$  versus PI e (in basso) la PID. Questi risultati e quelli che seguono fino a termine del capitolo si riferiscono alla reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ .

I rivelatori a gas sono ampiamente utilizzati per la misura di  $\Delta E$  alle basse energie e/o per i frammenti più pesanti, dove una bassa soglia di rivelazione diventa indispensabile. Tuttavia, come si vede nelle suddette figure, la separazione isotopica è impossibile a causa del numero relativamente basso di cariche liberate nel gas. Di conseguenza, si è assegnato a ciascuna delle particelle come valore di  $Z$  l'intero più vicino al valore di PI e come numero di massa  $A=2Z$  (cfr. par. 3.1.2).



**Figura 3.8:** Spettri di identificazione dei prodotti di reazione. Sopra, il risultato della procedura di linearizzazione della correlazione  $\Delta E$ - $E$ , IC-Si per la strip 4 e il settore 7 della IC. Sotto, la corrispondente PID.

Si vede che si riesce a distinguere i residui di evaporazione dal  $Mg$  al  $B$ , fino agli ioni di  $He$  con una soglia di identificazione di circa 0.8-1 MeV/u come si

può apprezzare dagli spettri calibrati che mostreremo (per esempio, di fig. 3.19 a pagina 75).

Per ottenere l'informazione in energia, il segnale di carica campionato (cfr. par. 2.1.3) è formato con un filtro semigaussiano con *peaking-time* di  $6 \mu\text{s}$  sia per i canali della IC che per quelli delle *strip* di silicio.

### 3.2.3 Spettri di identificazione Si-CsI(Tl) per LCP

Come risulta evidente nelle figure 3.1 e 3.2, l'elevata risoluzione in energia dei rivelatori di silicio permette di identificare le particelle sia in carica che in massa. In questo esperimento solo le LCP hanno energia sufficiente per raggiungere i cristalli di CsI(Tl) del RCo. A ogni particella si attribuisce, come numero atomico  $Z$ , l'intero più vicino al corrispondente valore di PI, mentre il numero di massa  $A$  è assegnato con dei limiti sulle PID. In pratica, si è scelto per  $Z=1$ :

$A=1$ , se  $PI=1.00 \pm 0.05$ ;

$A=2$ , se  $PI=1.10 \pm 0.05$ ;

$A=3$ , se  $PI=1.20 \pm 0.05$ ;

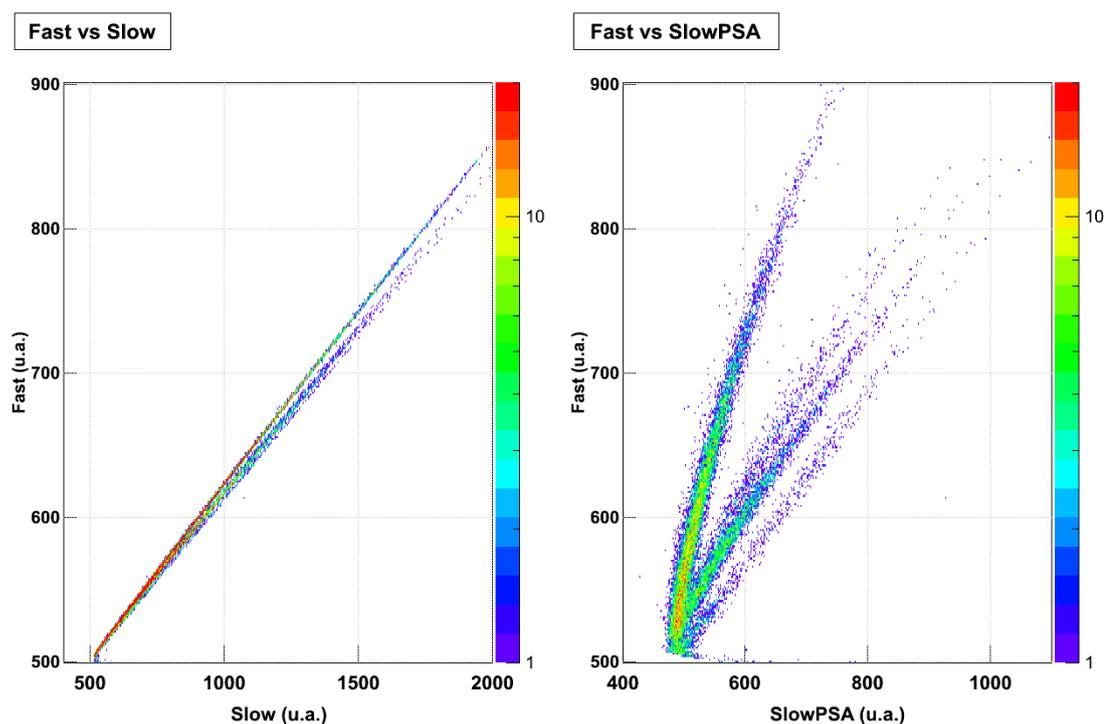
e per  $Z=2$ :

$A=3$ , se  $PI=1.90 \pm 0.05$ ;

$A=4$ , se  $PI=2.00 \pm 0.05$ .

### 3.2.4 Spettri di PSA in CsI(Tl)

Come si è visto nel capitolo precedente (cfr. par. 2.3.3) è possibile identificare le particelle cariche che si arrestano nei cristalli di CsI(Tl) dall'analisi delle componenti di luce di fluorescenza emessa in seguito al passaggio della radiazione. In pratica, il segnale campionato dall'ADC *flash* viene formato dal DSP con due filtri con costanti di tempo diverse per produrre i segnali *fast* e *slow*. Si utilizzano filtri semigaussiani con tempo di picco di  $2.5\mu\text{s}$  e  $5\mu\text{s}$  rispettivamente per la componente breve (*short*) e lunga (*long*). Quindi, per ogni cesio e per ciascuna particella si ottengono due quantità, espresse in variabili di canale, *fast* e *slow*, che corrispondono rispettivamente al massimo dell'impulso formato veloce ed a quello dell'impulso lento. Questi massimi, a loro volta, sono sostanzialmente proporzionali alle due componenti di scintillazione, quella *short* e quella *long* della fluorescenza.



**Figura 3.9:** Spettri di identificazione dai CsI(Tl). A sinistra, si sono usate le variabili prima della decorrelazione. A destra, gli stessi dati sono mostrati mediante le variabili decorrelate. I dati si riferiscono al cesio 8 del settore 24 della camera in avanti di GARFIELD per una piccola parte della statistica accumulata.

Le particelle possono essere identificate dalla matrice di correlazione costruita riportando, per tutti gli eventi di ciascun cristallo, *fast versus slow*.

Tuttavia, l'integrazione con i due filtri non consente di separare perfettamente le due componenti di fluorescenza, in quanto parte della componente di scintillazione *long* è integrata con il filtro di costante di tempo breve per cui le due variabili *fast* e *slow* sono parzialmente correlate. Ne consegue che nel *plot* la visualizzazione dei crinali corrispondenti alle diverse particelle è schiacciata lungo la bisettrice (parte sinistra della figura 3.9). Per migliorare la separazione visiva e quindi operativa, si cerca di decorrelare i due assi adottando una nuova variabile in ascissa (qui e nel seguito indicata con *SlowPSA*), ottenuta da una combinazione lineare delle precedenti [53]:  $SlowPSA = (slow - 4 \cdot fast)$  e usando, invece, la stessa *fast* sull'asse delle ordinate:  $Fast = fast$ .

In questo modo si ottiene una separazione decisamente migliore dei crinali che

individuano le specie ioniche, come risulta chiaramente dalla parte destra della figura 3.9.

In figura 3.10 è mostrata la stessa correlazione con tutta la statistica disponibile per la successiva analisi, con sovrapposte in rosso le curve interpolate. Le particelle si addensano in aree distinte, divise per specie: alcuni isotopi possono essere facilmente identificati in ragione della loro abbondanza,  ${}^4\text{He}$ , altri per la loro separazione in massa ( $p, d, t$ ). Si noti che la separazione con PSA nei cesi perde rapidamente in sensibilità al crescere della massa della particella. Infatti, la componente *short* tende a saturare così rapidamente al crescere del numero atomico che già le particelle con  $Z=3,4$  sono difficilmente separabili [57]. Questo limite non è importante nel nostro esperimento dato che si misura un sistema leggero nel quale l'emissione di ioni con carica superiore a  $Z=2$  è molto debole a angoli grandi; già per i cesi del *ring* 8, nella corona più in avanti di GARFIELD (angolo medio di  $35^\circ$ ) il crinale degli ioni più pesanti dell'  ${}^4\text{He}$  è praticamente assente.

La riga ben distinta quasi rettilinea sotto quella dei protoni corrisponde alla luminescenza prodotta da elettroni, meno ionizzanti tra le particelle cariche, per i quali la componente *Fast* è minima. Elettroni veloci sono generati nel cristallo da radiazioni  $\gamma$ . Queste radiazioni possono avere una duplice origine: alcuni raggi  $\gamma$  sono emessi direttamente nei processi di diseccitazione nucleare, altri sono prodotti in reazioni ( $n, \gamma$ ) indotte nel cristallo dai neutroni evaporati dai nuclei eccitati formati nelle reazioni studiate. Alla riga associata a questi elettroni si è assegnato un valore  $0 < \text{PI} < 1$  scelto positivo per evitare che la distribuzione di PI si estendesse in ambito negativo a causa della larghezza finita del crinale. Empiricamente si è trovato ragionevole porre  $F=0.7$  (0.5), rispettivamente, per i CsI(Tl) in avanti (indietro). Con questi valori, infatti, si ottengono PID chiaramente più simmetriche per i protoni adiacenti.

Come si nota in figura, per le particelle meno energetiche, verso l'origine degli assi, le creste tendono a convergere ed è difficile separare i vari ioni. Pertanto, con riferimento alla procedura di identificazione descritta in generale al paragrafo 3.1.2, per evitare attribuzioni erranee di PI si preferisce escludere la regione di bassi canali mediante tagli grafici selezionati per ogni rivelatore sulla matrice di correlazione: con il *mouse* si selezionano dei punti che definiscono il perimetro della regione, dopodiché la *routine* ricostruisce il poligono irregolare che ha come vertici tali punti. A differenza dei crinali corrispondenti alle particelle da identificare, ad ogni

*graphical cut* di esclusione viene assegnato un valore di PI arbitrario ben diverso dai valori delle particelle (*i.e.* PI=99). L'ampia superficie colorata in magenta corrisponde in figura 3.10 alla regione di esclusione. Oltre alla zona presso l'origine sono escluse le regioni evidentemente spurie.

In figura 3.11 è mostrata la correlazione *Fast-SlowPSA* per uno dei cesi (cesio 4 Sett. 9) della camera indietro di GARFIELD. Con la procedura di linearizzazione si ottengono i corrispondenti spettri bidimensionali di *Fast-SlowPSA versus* PI e le distribuzioni di PI (PID) rappresentate nelle figure 3.12 e 3.13. Dal loro confronto si può notare come la resa di particelle cariche oltre 90° sia, come anticipato, scarsa. Infatti, la cinematica della reazione e il processo dominante di fusione-evaporazione, concentrano la maggior parte delle particelle nell'emisfero in avanti. Quindi, soltanto le code più energetiche delle LCP emesse indietro nel sistema del centro di massa raggiungono i rivelatori posti all'indietro (in laboratorio). In avanti le particelle  $\alpha$  (che dominano nella distribuzione di ioni elio) sono molto abbondanti e superano la produzione di idrogeno. Indietro, invece, sono i protoni a prevalere: se si ammette che le LCP siano emesse prevalentemente da evaporazione del CN, i protoni hanno uno spettro di velocità più esteso delle  $\alpha$  e di conseguenza raggiungono più facilmente gli angoli all'indietro.

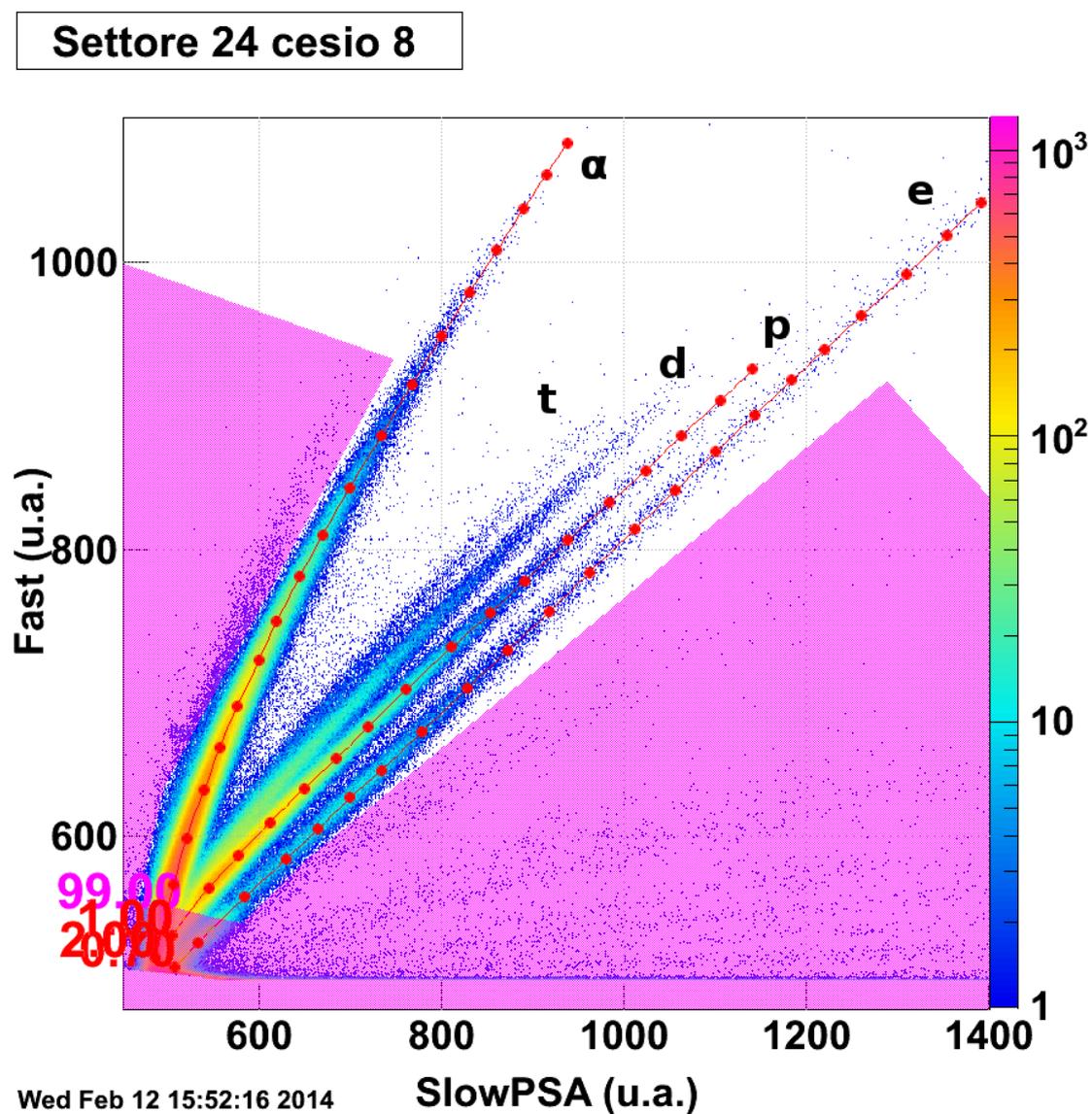
Per quanto riguarda la separazione isotopica si nota che gli isotopi di elio non sono identificabili e la loro distribuzione, sia nel caso dello scintillatore in avanti che di quello indietro, è molto larga e si estende anche sotto PI=1.5. Pertanto, si è deciso di identificare come particelle  $\alpha$  quelle con PI superiore a 1.35. Invece, una marginale separazione è possibile per isotopi di idrogeno, come risulta dalle tre regioni con  $PI \geq 1$ , visibili negli istogrammi bidimensionali delle figure 3.12 e 3.13. Di conseguenza, si è attribuito il valore di  $Z=1$  a tutte le particelle con  $0.85 < PI < 1.35$ , assegnando poi il numero di massa nel modo seguente:

$A=1$ , se  $0.85 < PI < 1.07$ ;

$A=2$ , se  $1.07 < PI < 1.2$ ;

$A=3$ , se  $1.2 < PI < 1.35$ .

Poiché la separazione isotopica è marginale con i CsI(Tl) di GARFIELD, nel seguito ogni considerazione in merito alle rese differenziate sarà fatta con prudenza. In particolare, ci riferiremo quasi sempre a protoni, discutendo limitatamente deutoni e tritoni che sono minoritari e più soggetti a contributi spuri dalle code dei protoni nella variabile PI.



**Figura 3.10:** *Correlazione Fast-SlowPSA per il cristallo 8 del settore 24 della camera in avanti di GARFIELD. I punti in rosso rappresentano le catene selezionate per ogni specie. Sono visibili le curve di p, d, t e particelle  $\alpha$ . Sotto la riga dei protoni è evidente quella degli elettroni (si veda il testo). In rosa, etichettata con  $PI = 99.0$ , è disegnata la regione di esclusione.*

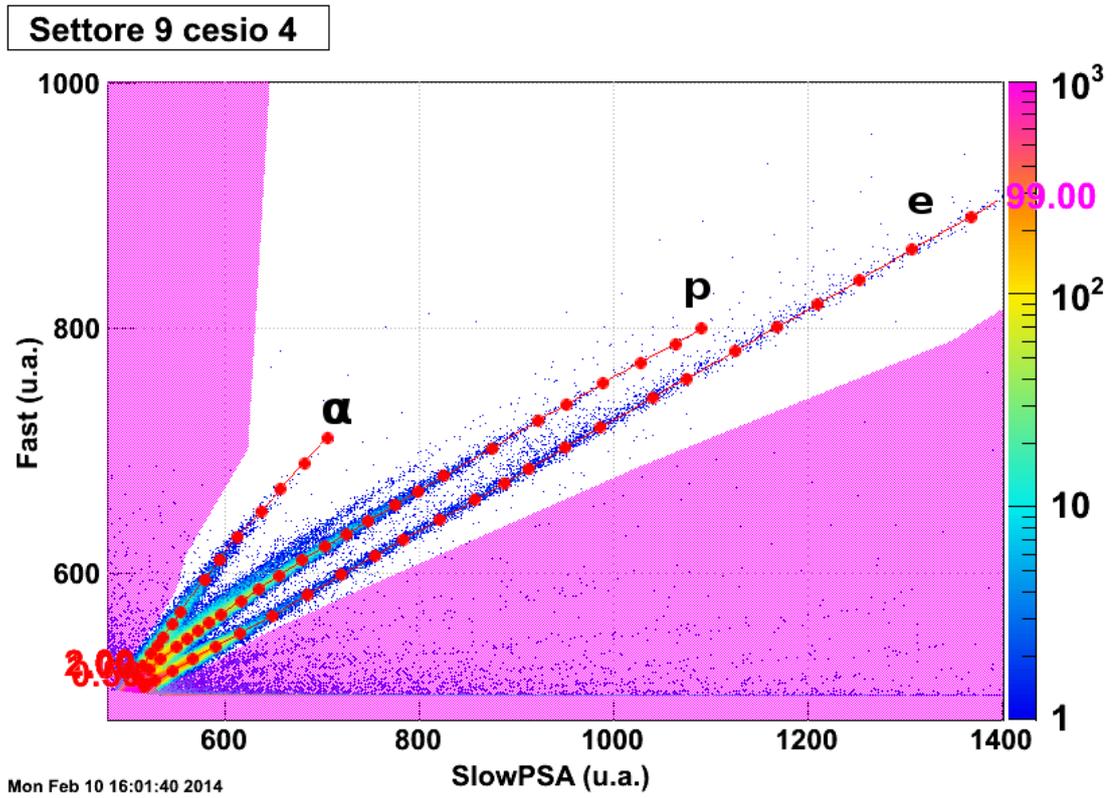
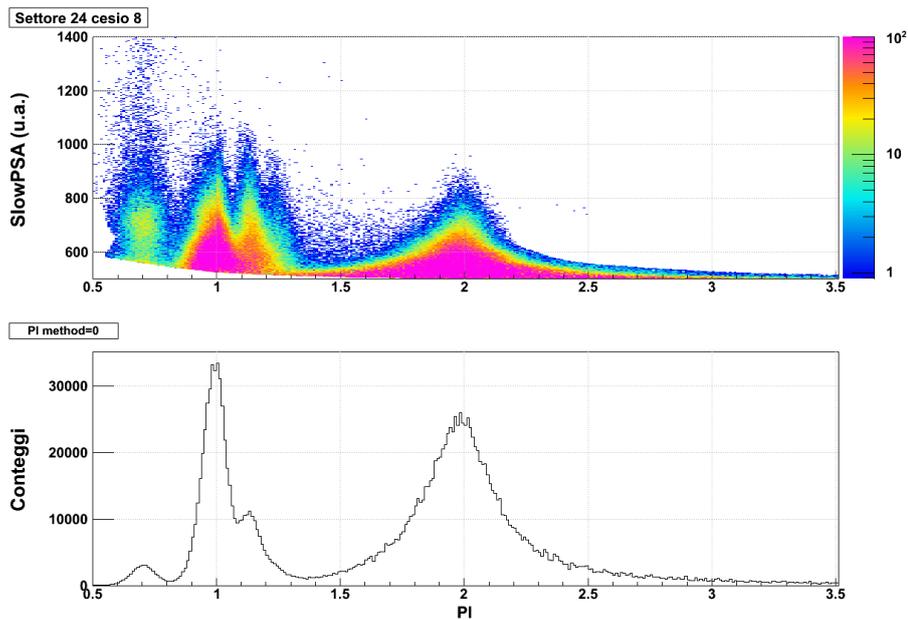
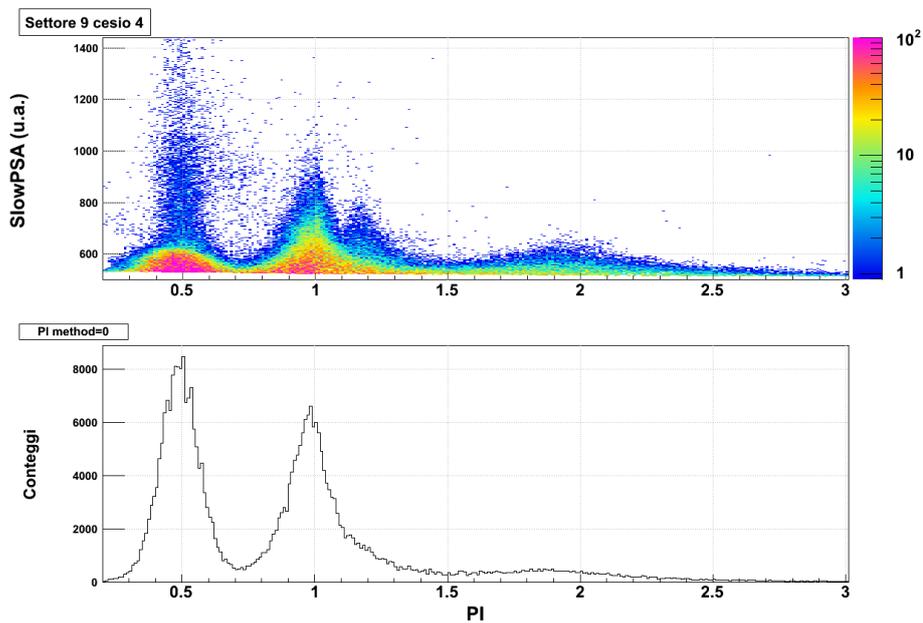


Figura 3.11: Correlazione Fast-SlowPSA per il cesio 4 del settore 9 della camera indietro di GARFIELD. Linee e tagli garfici sono come descritto per la figura precedente.



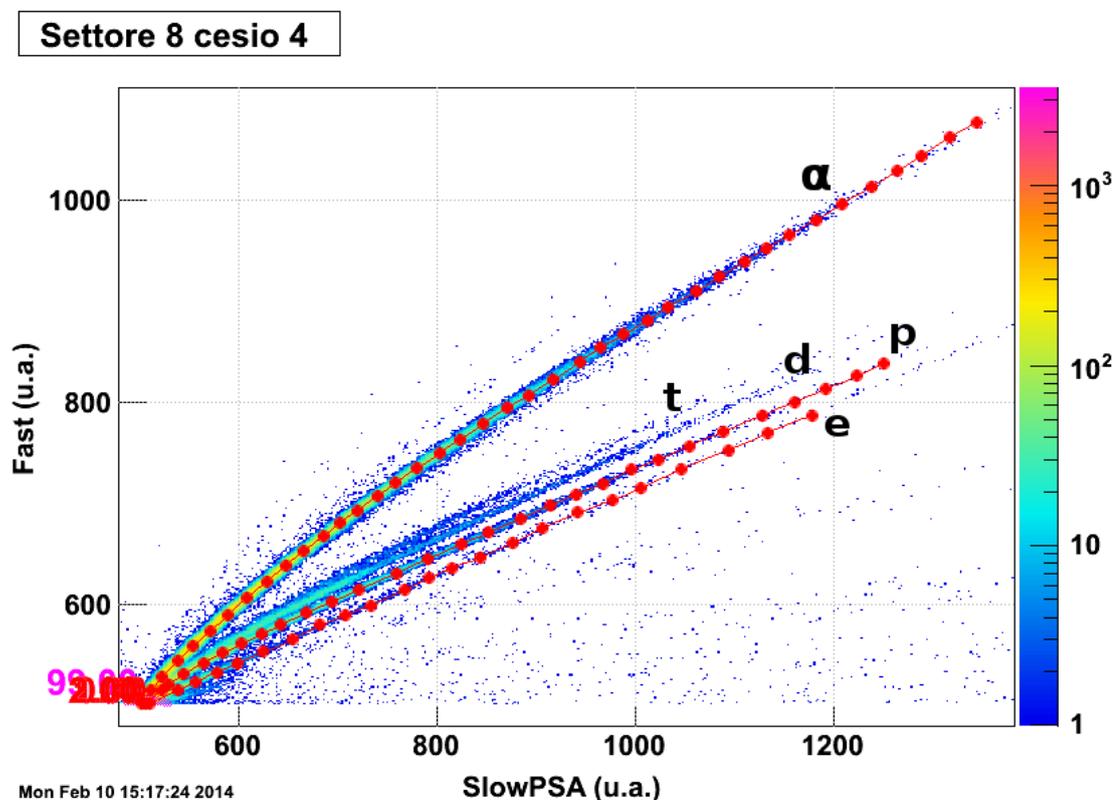
**Figura 3.12:** Nella parte in alto è riprodotto un tipico risultato della linearizzazione della correlazione Fast-SlowPSA. In basso la proiezione sull'asse delle ascisse. I dati si riferiscono al cesio 8 del settore 24 della camera in avanti di GARFIELD.



**Figura 3.13:** Spettri di identificazione di LCP. In alto il risultato della linearizzazione; in basso, la proiezione sull'asse delle ascisse per lo spettro Fast-SlowPSA del cristallo 4 del settore 9 della camera indietro di GARFIELD.

Uno dei motivi della scarsa separazione ottenibile con i CsI(Tl) nel presente esperimento è la modesta energia cinetica di queste particelle nel sistema del laboratorio: infatti, lo spettro energetico di emissione è concentrato intorno a 10-20 MeV e gli assorbitori (mylar e gas) contribuiscono a degradare significativamente l'energia verso le regioni dove la separazione *fast-slow* perde di sensibilità.

Infine, si è attribuito  $Z=0$  ( $\gamma$  o neutroni) alle particelle identificate nella camera in avanti (indietro) di GARFIELD per  $0.55 < PI < 0.85$  ( $0.35 < PI < 0.65$ ), rispettivamente.

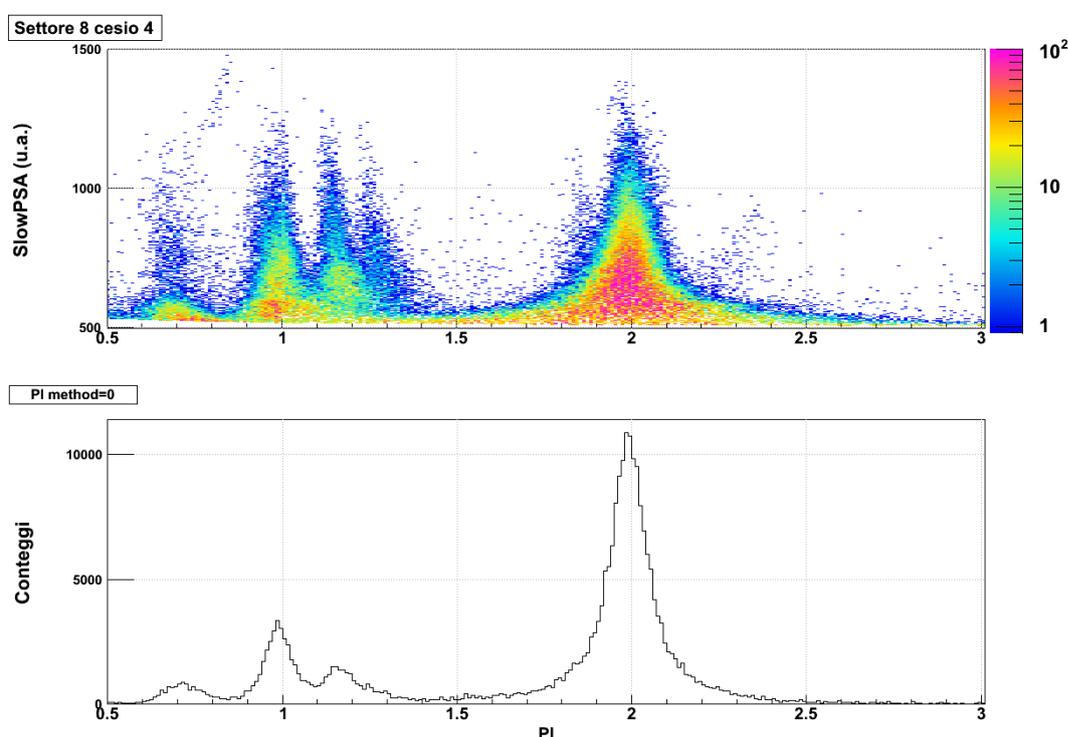


**Figura 3.14:** Correlazione *Fast-SlowPSA* con le linee per l'identificazione degli ioni e i tagli grafici di esclusione per il cesio 4 del settore 8 del RCo.

Procedura del tutto analoga si è eseguita per le correlazioni *Fast-SlowPSA* dai CsI(Tl) del RCo, di cui la figura 3.14 riporta un esempio per il cristallo 4 del settore 8 (posto a angolo polare medio di circa  $13.5^\circ$ ). In figura 3.15 sono mostrate la correlazione *SlowPSA vs PI* (sopra) e la PID (sotto). Dal confronto con i risultati

di figura 3.12 si apprezza subito la resa di particelle  $\alpha$  maggiore di quella di isotopi di  $H$  a questo angolo in avanti.

Per i CsI(Tl) del RCo la separazione risulta migliore rispetto a quelli di GARFIELD. Questo è dovuto sia al fatto che i cristalli del RCo sono più recenti e preparati con tecniche di rivestimento migliori rispetto a quelli di GARFIELD, sia alla maggiore energia cinetica di cui dispongono le particelle che raggiungono i CsI(Tl) del RCo che rende più efficace la tecnica *fast-slow*. Infatti, lo spettro si estende maggiormente verso canali più alti, dove i canali si separano l'uno dall'altro.



**Figura 3.15:** Correlazione fra *SlowPSA* e *PI* per un cesio rappresentativo del RCo (cesio 4, settore 8). In basso la proiezione sull'asse delle ascisse (*PI distribution*).

Limiti analoghi a quelli dei CsI(Tl) di GARFIELD sono stati introdotti per separare  $p$ ,  $d$ ,  $t$  e  $\alpha$  sulle PID, mentre per la riga degli elettroni si è usato il valore di  $PI=0.7$  come per i cristalli della camera in avanti di GARFIELD.

Concludiamo il paragrafo ribadendo due osservazioni già fatte. La maggior parte delle LCP nel RCo sono state identificate con la tecnica  $\Delta E-E$  (Si-CsI). Per essi

la separazione isotopica è buona e consente di ottenere, da una parte, i rapporti di produzione  ${}^3\text{He}/\alpha$  e dall'altra, quelli di  $d/p$ ,  $t/p$  in modo più affidabile che con GARFIELD. Poiché, però, le calibrazioni energetiche del RCo non sono state completate e validate, i dati sulle relative LCP sono stati utilizzati solo marginalmente per i successivi confronti con i modelli.

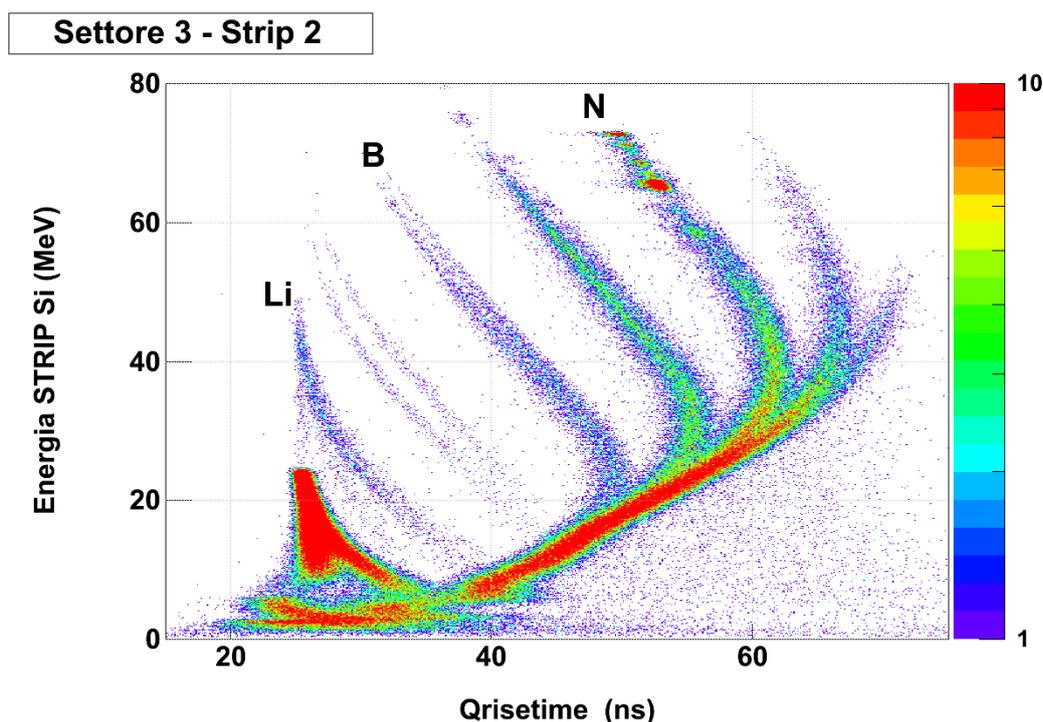
### 3.2.5 Spettri di PSA in Silicio

Si è già notato che gli ioni che si fermano nello strato di silicio possono essere identificati anche con l'analisi di forma del segnale (PSA), in particolare utilizzando la correlazione tra l'energia depositata dallo ione e il tempo di salita del segnale di carica, *Qrisetime*.

Per migliorare la PSA, i cristalli di silicio del RCo sono montati in modo detto "rovescio". Infatti, come noto da tempo [61] e approfondito di recente [50, 62, 63] la sensibilità della PSA in silicio migliora se i sensori sono disposti in modo che il lato ohmico, dove il campo elettrico è minore, sia la faccia di ingresso del rivelatore. In questo modo si massimizza la dispersione dei tempi di salita fra le diverse specie da rivelare dato che in questa configurazione gli ioni più pesanti, che sono anche i meno penetranti, producono la ionizzazione nella regione dove il campo elettrico è più debole, allungando i tempi di raccolta di carica. L'opposto accade per le particelle cariche più leggere, per le quali la ionizzazione del mezzo è generata prevalentemente nella zona dove il campo elettrico applicato è più intenso con conseguente riduzione del tempo di transito e quindi, del tempo di salita del segnale.

Il ritardo dovuto ai tempi di erosione del plasma, che domina per gli ioni più pesanti, si somma al tempo di transito, contribuendo così in misura maggiore al tempo di salita complessivo del segnale di carica. Nella configurazione usuale, in cui le particelle entrano dalla faccia di giunzione, questi due tempi scalano in maniera opposta con il risultato di attenuare le differenze sui tempi di salita fra le diverse specie di particelle [50].

Ricordiamo che i preamplificatori impiegati producono un segnale di carica, per cui la corrente è integrata sulla capacità di reazione del preamplificatore. Questo segnale è campionato e filtrato opportunamente per ottenere l'informazione sull'energia rilasciata (cfr. par. 2.1.3). Dallo stesso segnale formato si ottiene il



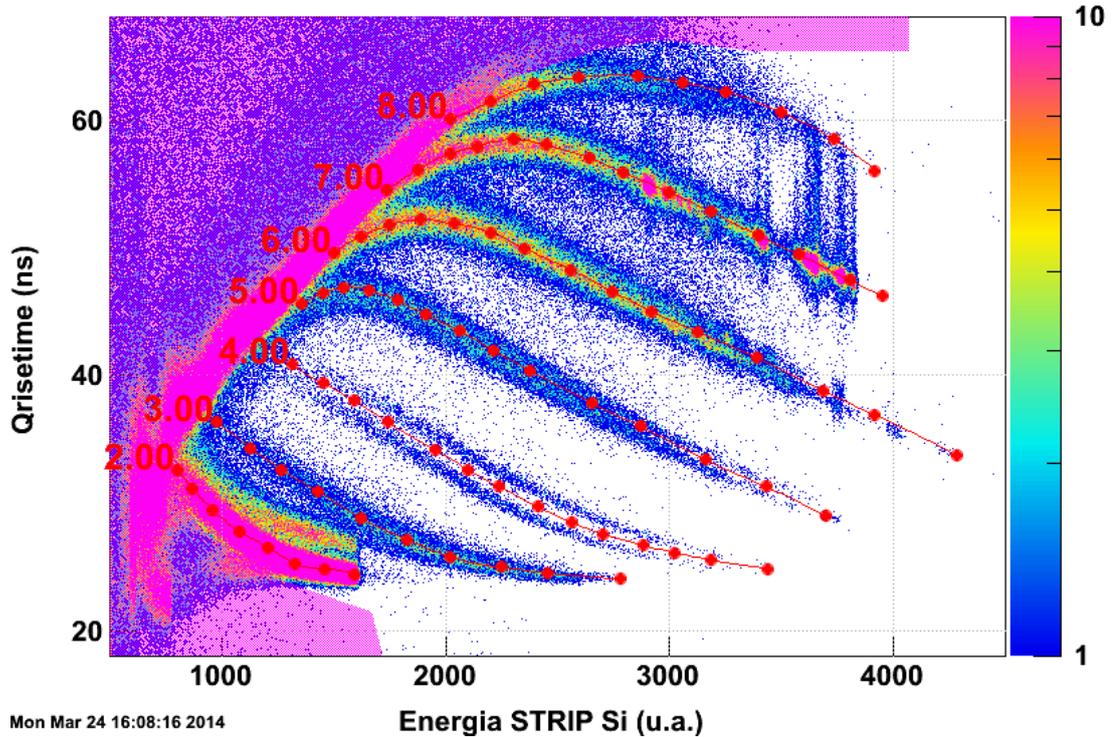
**Figura 3.16:** Tipica correlazione  $E$ - $Q_{risetime}$  con variabili calibrate ( $\theta \simeq 15^\circ$ ). I dati si riferiscono alla strip 2 del settore 3 del RCo.

$Q_{risetime}$ , definito dall'intervallo fra i due livelli pari al 12.5 ed al 62.5 per cento dell'ampiezza massima. Per ridurre gli effetti del rumore elettronico sulla determinazione dell'ampiezza massima del segnale, questa è determinata dal DSP come media dei quindici valori più alti fra quelli digitalizzati.

Come esempio in figura 3.16 è mostrata la correlazione che si ottiene riportando  $E$  (in MeV) *versus*  $Q_{risetime}$  (in ns) per la strip 2 del settore 3 per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . A sinistra della figura si osservano dei crinali ben separati che per valori decrescenti dell'energia tendono a confluire in un'unica regione che si estende trasversalmente nella parte destra dell'istogramma. Questa regione corrisponde agli ioni meno penetranti che si arrestano nei primi 30-50  $\mu\text{m}$  di spessore a seconda della loro carica. Di fatto ciò corrisponde a una soglia energetica di identificazione in carica di circa 2.5 MeV/u fino agli ioni visibili di ossigeno.

In figura è chiaramente visibile (in basso a sinistra) anche la regione delle particelle  $\alpha$  con il crinale che appare tagliato in corrispondenza dell'energia di *punch-through*,

## Settore 2 - Strip 4

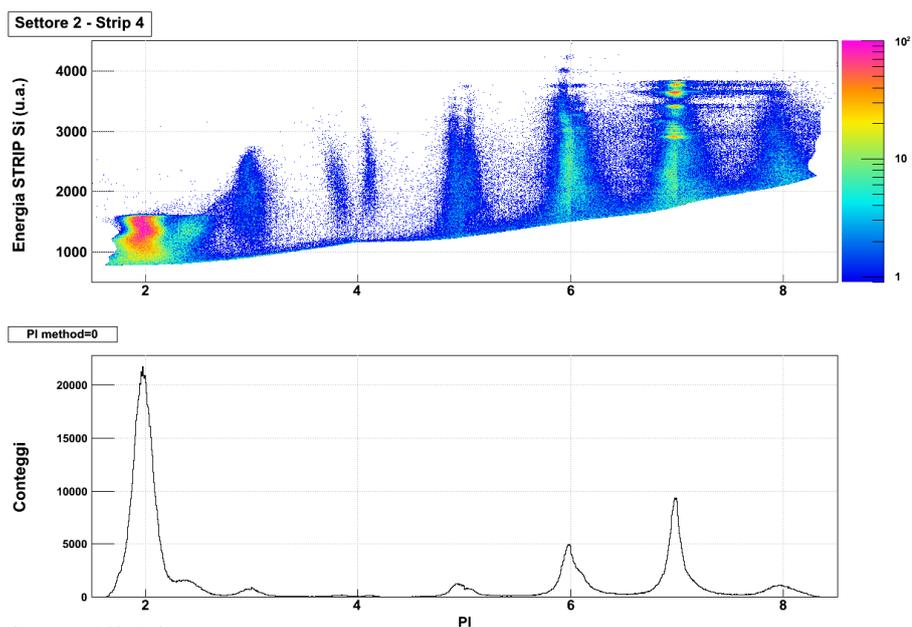


**Figura 3.17:** Correlazione  $Q_{risetime}$  vs  $E$  per la strip 2 del settore 4 del RCo: sono ben distinguibili i crinali che identificano gli ioni dall'elio all'ossigeno. Le curve rosse sono le righe di interpolazione ricavate dai punti campionati manualmente con il mouse. In magenta la regione di esclusione dove la PSA non può essere applicata.

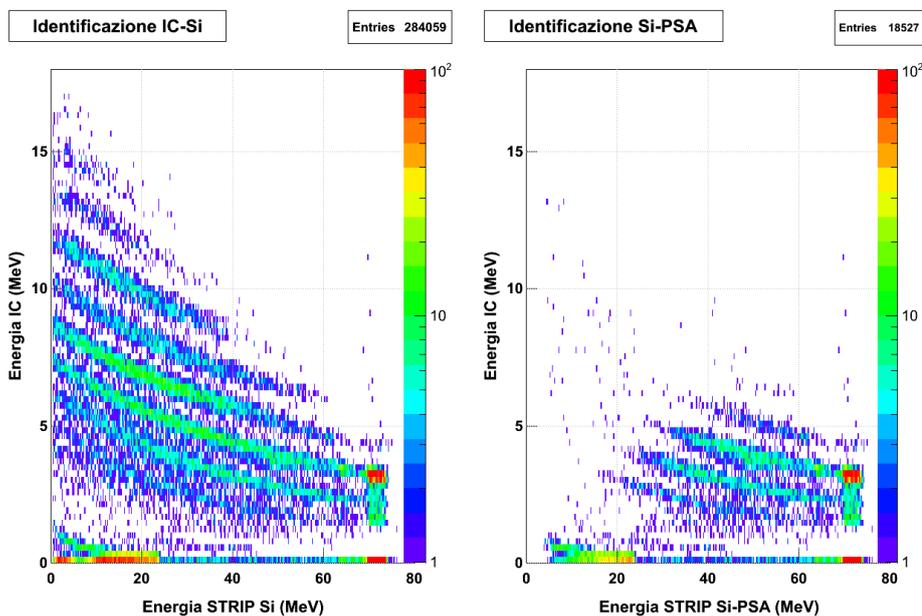
quando, cioè, il *range* di queste particelle è superiore allo spessore di silicio (energia corrispondente a  $\sim 24$  MeV). Per gli ioni con energia superiore al valore di *punch-through* si ricorre naturalmente alla tecnica  $\Delta E-E$ , Si-CsI(Tl).

Il crinale di ioni non separati e la regione delle  $\alpha$  di alta energia sono escluse dalla procedura di linearizzazione mediante opportuni tagli grafici (cfr. par. 3.2.4).

Per applicare meglio la procedura di tracciamento delle righe e di linearizzazione (cfr. 3.1.2) conviene scambiare gli assi e presentare  $Q_{risetime}$  versus  $E$  come in figura 3.17, dove è mostrato lo spettro per la *strip* 4 del settore 2 insieme alle righe di identificazione tracciate per ioni fino a ossigeno. La superficie colorata in magenta è la regione di esclusione. Dalla linearizzazione si ottengono gli spettri bidimensionali di  $E$  versus PI (figura 3.18 in alto) e le PID (figura 3.18 in basso) sulla base delle quali si riconoscono le varie cariche  $Z$ .



**Figura 3.18:** In alto il risultato della linearizzazione  $Q_{risetime}$  vs  $E$  e in basso la PID per la strip 2 del settore 4 del RCo.



**Figura 3.19:** Correlazione  $\Delta E$ - $E$ , IC-Si per la strip 6 del settore 6 del RCo. Sistema  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . A sinistra, spettro complessivo. A destra, spettro con la condizione di identificazione anche mediante PSA.

Come anticipato all'inizio del capitolo, in questo esperimento alcuni ioni possono essere identificati sia con la tecnica  $\Delta E-E$ , IC-Si che con la PSA. La figura 3.19 mostra, per una specifica *strip* di silicio rappresentativa, la usuale correlazione  $\Delta E-E$  (a sinistra) per un certo insieme di eventi del sistema  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . A destra, si riporta la stessa correlazione sotto la condizione di identificazione anche con PSA. Come atteso, quest'ultima si limita alla regione degli ioni più energetici. Gli ioni rivelati con PSA rappresentano il 6 per cento del totale di quelli visibili in  $\Delta E-E$ . Per l'analisi successiva si sceglie prioritariamente l'identificazione in PSA che è più sensibile. Se questa è impossibile, si adotta la  $Z$  fornita dal metodo  $\Delta E-E$ .

### 3.2.6 Calibrazione in energia dei CsI(Tl) di GARFIELD

La calibrazione in energia dei rivelatori di CsI(Tl) è complicata dal fatto che la loro risposta non è lineare con l'energia  $E$  e varia in funzione della carica  $Z$  e (in misura minore) della massa  $A$  dello ione interagente. Pertanto, come si trova spesso in letteratura [64, 65, 66, 67], si è fatto ricorso a una relazione semiempirica che descrivesse con ragionevole approssimazione il legame che c'è tra l'ampiezza in canali della luce di scintillazione dei cristalli, ovvero, la resa in luce L.O. (*Light Output*) e l'energia depositata dalla particella al variare di  $Z$  e  $A$ . A tal fine, in esperimenti precedenti sono state effettuate numerose misure di diffusione elastica con fasci di ioni da  $Z=1$  a  $Z=28$  a energie diverse [68, 69, 70] dalla cui analisi è stata ricavata la formula seguente:

$$LO(Z_{eff}, E) = (d_1 + d_2 e^{-d_3 Z_{eff}})(1 + d_4 Z_{eff}) E^{d_5 - d_6 \exp(-d_7 Z_{eff})} \quad (3.4)$$

dove  $Z_{eff} \equiv (AZ^2)^{1/3}$  è un modo adeguato per tener conto dell'effettiva dipendenza della L.O. dalla carica e dalla massa della particella incidente.

I valori dei parametri  $d_i \geq 0$  sono stati determinati attraverso una procedura di minimizzazione basata sul pacchetto MINUIT per adattare la formula (3.4) ai dati delle misure di calibrazione [71].

La relazione (3.4) è stata adottata per questa tesi con i parametri a suo tempo trovati per i CsI(Tl) di GARFIELD. Come si è detto, la verifica dell'applicabilità di questa forma funzionale e/o dei parametri ai cristalli del RCo non è stata effet-

tuata in questo lavoro. Complessivamente, la calibrazione in energia dei CsI(Tl) è ottenuta con una precisione di circa il 2-3 per cento [72].



# Capitolo 4

## Analisi dei dati

In questo capitolo si presentano i criteri che si sono scelti per selezionare gli eventi fisici di interesse fra la totalità dei dati acquisiti e i risultati dell'analisi, principalmente per quanto concerne il canale di fusione-evaporazione. Infatti, come si è detto precedentemente, gran parte della sezione d'urto di reazione per i sistemi studiati è associata a processi di fusione in cui si ha la formazione di nuclei di  $^{24}\text{Mg}$  per la collisione di  $^{14}\text{N}$  sul bersaglio di  $^{10}\text{B}$  e di  $^{26}\text{Al}$  su quello di  $^{12}\text{C}$  con energia del fascio di 80.7 MeV. I Q-valori e le energie cinetiche nel sistema del CM sono 28.9 MeV, 33.6 MeV per la prima reazione e 15.1 MeV, 37.2 MeV per la seconda, pertanto (cfr.par. 1.2.1 a pagina 13) i nuclei composti sono formati, rispettivamente, a energie di eccitazione di 62.5 MeV e 52.3 MeV. Questi sistemi fusi sono fortemente instabili e tendono a dissipare l'energia in eccesso mediante emissione di particelle che, nel caso di sistemi leggeri autoconiugati sono prevalentemente LCP, con scarsa resa di neutroni e con bassa probabilità di fissione.

Il confronto fra varie osservabili sperimentali e le previsioni del codice statistico è utilizzato sia come guida nella selezione degli eventi per evidenziare il processo di fusione-evaporazione, che per trovare possibili deviazioni dal modello statistico eventualmente associabili a effetti di persistenza di strutture interne al nucleo, quali *cluster* di particelle  $\alpha$  (cfr.parr. 1.3, 1.3.1) [6, 8, 9, 10, 11, 12, 13].

## 4.1 Il programma di analisi

Al termine della procedura di calibrazione e identificazione effettuata mediante il *package* ODIE si dispone di una serie di eventi in cui a ogni particella è assegnato un insieme di variabili, fra cui  $Z$ ,  $A$ ,  $\theta$ ,  $\phi$  e - dove possibile -  $E$ , ordinate secondo *n-tuple* (cfr. par. 3.1.1 a pagina 50). L'analisi di questi dati è effettuata mediante l'uso di un altro pacchetto *software*, anch'esso messo a punto dal gruppo INFN di Firenze, dove l'utente può costruire a piacimento correlazioni e istogrammi delle grandezze fisiche di interesse. È assai importante sottolineare che la parte conclusiva dell'analisi è comune sia ai dati simulati che a quelli sperimentali. In altre parole, una stessa *routine* esamina i dati evento per evento in entrambi i casi e costruisce gli istogrammi desiderati applicando esattamente le medesime selezioni di variabili.

Il programma di analisi è scritto in C++ ed è composto da tre classi, costituite ciascuna da *file* di intestazione e eseguibili (con estensione *.h* e *.cxx*, rispettivamente), distinte con la seguente denominazione: *Evento*, *Geo* e *Analisi*. Nella classe *Evento* si trova la struttura comune ai dati sperimentali e simulati nella quale sono definite le proprietà (i membri della struttura) come, per esempio, la carica di ogni ione o la molteplicità di prodotti di reazione, richieste nell'analisi per selezionare l'evento di interesse. Inoltre, poiché il codice di modello GEMINI++ genera solo dati riferiti al sistema del centro di massa, la classe *Evento* riporta questi risultati al sistema di riferimento del laboratorio.

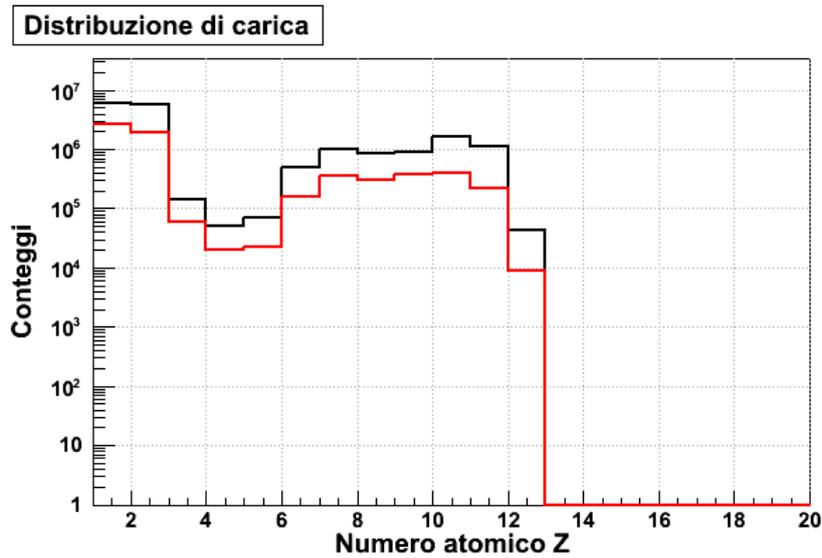
Per il confronto tra i dati sperimentali e le previsioni del codice di modello è decisiva un'accurata replica *software* della funzione di risposta dell'apparato in ogni sua componente di rivelazione. Così la classe *Geo*, essenziale per gli eventi simulati, non solo provvede alla riproduzione fedele degli effetti di taglio geometrico o di soglia energetica che i rivelatori comportano, ma introduce anche alcune fluttuazioni che allargano le distribuzioni angolari o di energia. Per esempio, le soglie energetiche di rivelazione sono associate alla energia minima che ogni particella deve avere per arrivare in un dato spessore attivo del rivelatore. Nella *routine* si considera anche la presenza di spessori morti tra un rivelatore e l'altro (*e.g.* il mylar che riveste i CsI(Tl) o le finestre di tenuta del gas della IC). Una volta calcolata l'energia che una data particella rilascia in uno specifico rivelatore, questo numero viene distribuito secondo una gaussiana che simula la risoluzione energetica. Inoltre, dato che

i rivelatori dell'apparato non danno una precisa informazione sulla posizione, una volta verificato l'impatto in una zona attiva del rivelatore, la direzione di volo di ogni particella (per ogni evento simulato) viene distribuita casualmente e uniformemente su tutta l'area dello stesso e gli angoli  $\theta$  e  $\phi$  vengono ricalcolati alla fine della procedura. Si osservi che questo procedimento di distribuzione spaziale sui rivelatori viene effettuato anche per gli ioni misurati allo scopo di rendere continue le distribuzioni che, altrimenti, presenterebbero strutture legate alla granularità dei vari telescopi. In definitiva, per ogni particella identificata in  $Z$  e  $A$ , si risale all'energia in uscita dal bersaglio a partire dalla posizione e dalle energie rilasciate nei rivelatori e negli spessori morti attraversati mediante applicazione "inversa" delle tabelle di perdita di energia. Questa procedura di "ricostruzione" dell'energia è applicata sia ai dati reali che a quelli simulati che, di conseguenza, sono trattati alla stessa identica stregua.

La classe Analisi, infine, gestisce l'intero flusso di informazioni, elabora ogni evento e produce il tipo di analisi richiesta in base alle istruzioni impostate in specifici *file*: in uno di questi vengono definiti la reazione e l'insieme di dati sul quale eseguire l'analisi, in un altro, gli istogrammi che poi possono essere riempiti con gli eventi analizzati.

In questo modo le distribuzioni simulate delle variabili associate a qualsiasi prodotto di reazione finale, dopo il passaggio dal filtro sperimentale, dovrebbero corrispondere a quelle misurate, al netto proprio dei processi o dei dettagli del decadimento non del tutto compresi e sui quali si vuole indagare.

In fig. 4.1 si confronta la distribuzione di carica totale per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  simulata con GEMINI++ per eventi di fusione completa e successivo decadimento statistico: in nero la distribuzione originale, in rosso quella dopo il filtro che simula l'apparato di rivelazione. Dal rapporto dei due istogrammi, effettuato sotto la condizione di  $Z > 2$  (corrispondente a escludere le LCP e contare di fatto solo i residui evaporativi), si ricava una efficienza di circa il 32 per cento. Questo valore e il fatto che l'andamento della distribuzione originale sia sostanzialmente preservata dopo il filtro suggeriscono che l'apparato di misura è in grado di fornire un campione rappresentativo degli eventi di interesse e non introduce particolari *bias* fisici. Questa osservazione è conseguenza dell'elevata accettazione dell'apparato che si evidenzia bene con le distribuzioni polari di tutti i prodotti carichi mostrate in fig. 4.2 (a sinistra la distribuzione sperimentale, a destra quella simulata). La



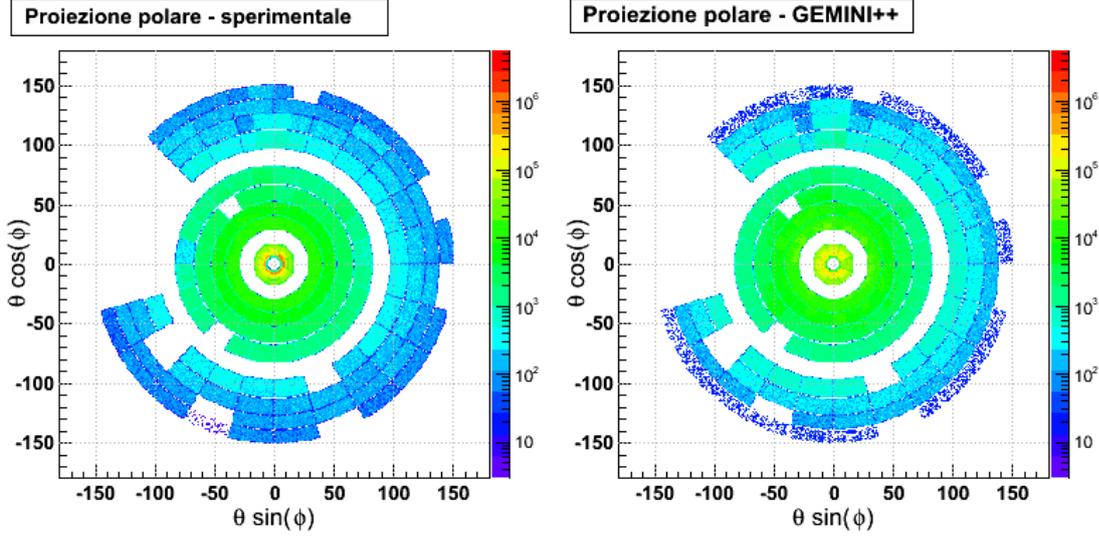
**Figura 4.1:** Distribuzione di carica simulata con il programma *GEMINI++* corrispondente a processi di fusione-evaporazione della reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  a 5.76 MeV/u. La distribuzione originale è mostrata in nero, mentre in rosso è mostrata la distribuzione dopo l'applicazione del filtro sperimentale.

figura, da una parte, consente appunto di apprezzare la buona copertura dell'angolo solido del dispositivo, dall'altra, evidenzia come il filtro *software* applicato ai dati simulati riproduca fedelmente i dettagli della geometria di misura.

Grazie all'elevata accettazione, durante l'esperimento si sono raccolti in totale circa 30 milioni di eventi per la reazione su bersaglio di boro e 50 milioni su quello di carbonio in circa 7 giorni di misura complessiva.

## 4.2 Distribuzioni e variabili globali degli eventi misurati

Qui di seguito si descrivono i criteri di selezione e le osservabili utilizzate per la discriminazione degli eventi di fusione-evaporazione. Per questo esperimento, infatti, l'insieme dei *trigger* di misura è stato impostato in modo da privilegiare in acquisizione questo specifico canale di reazione. Si sono, tuttavia, registrate altre tipologie di eventi (con opportuni fattori di riduzione) come, per esempio, urti elastici del proiettile sul bersaglio utili per le calibrazioni (in energia) e reazioni



**Figura 4.2:** Distribuzione polare dei prodotti di reazione misurati (sinistra) per la reazione  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B}$  a  $5.76 \text{ MeV/u}$  e simulati con il programma GEMINI++ (destra). I dati sono normalizzati allo stesso integrale. Si nota subito l'ampia copertura dell'angolo solido dell'apparato, nonché i rivelatori assenti o disfunzionanti.

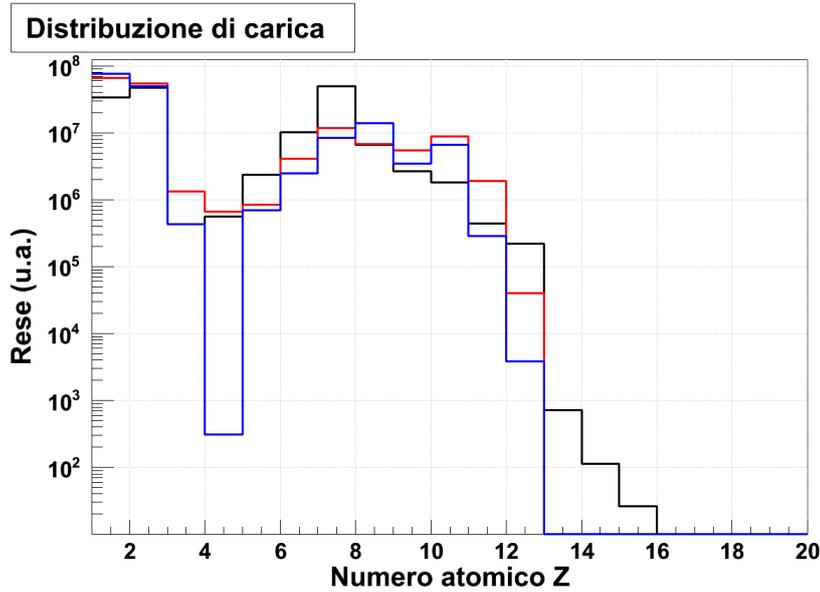
dirette del tipo di quelle descritte in 1.1 a pagina 5. L'analisi di quest'ultime, pur potendo fornire interessanti informazioni sulla struttura nucleare in modo alternativo e complementare all'osservazione elettromagnetica (decadimenti  $\gamma$ ), non è argomento di questa tesi. Ci concentreremo sulla selezione degli ER e sulle proprietà delle LCP emesse in coincidenza con questi ultimi. In particolare, si mostreranno gli spettri di energia cinetica e le distribuzioni angolari delle LCP e si ricaverà una stima delle loro molteplicità confrontandole con quelle previste dai modelli statistici.

Dall'osservazione della distribuzione di carica misurata per tutti gli eventi è possibile ricavare prime indicazioni sul tipo di processo fisico che ha generato i prodotti di reazione. In particolare, come si è discusso nel primo capitolo, le reazioni di fusione di nuclei leggeri sono seguite da catene di evaporazione di diverse specie (a maggioranza protoni e  $\alpha$ ) fino a che il sistema, di passo in passo, raggiunge un'energia di eccitazione inferiore alla più bassa fra le soglie di emissione di particella (energia di separazione) caratteristiche per quel nucleo residuo (per esempio, per  $^{16}\text{O}$   $S_n=15.7 \text{ MeV}$ ,  $S_p=12.1 \text{ MeV}$  [37, 73]). A questo punto il residuo di evaporazione dissipa l'energia ancora disponibile mediante emissione  $\gamma$  e raggiunge lo stato

fondamentale. Gli eventi di fusione-evaporazione sono associati a ER misurati nei rivelatori del RCo in avanti nel laboratorio (per via della conservazione dell'impulso) con una certa distribuzione di carica, massa, energia e angolo. Il modello statistico suggerisce che gli ER per i sistemi nucleari si estendono da  $Z=5$  in su. Ciò è mostrato in fig. 4.1 dove si è usato il codice GEMINI++ per simulare eventi di fusione. Per gli stessi eventi sono emesse dal CN diverse LCP che raggiungono ampie regioni dell'angolo solido, anche quelle coperte dai rivelatori di GARFIELD (cfr. tab. 2.1 a pagina 31) che, come si è visto, ha una grande efficienza di rivelazione per questi prodotti leggeri. È per queste ragioni che la coincidenza tra un frammento in RCo e almeno una particella in GARFIELD (segnalata dal segnale logico di *trigger* di uno degli scintillatori di CsI(Tl)) costituisce il *trigger* di acquisizione principale (TrA). Gli altri due *trigger* di misura sono i *trigger* semplici associati rispettivamente ad (almeno) un segnale in RCo (TrB) e ad (almeno) un segnale in GARFIELD (TrC). Come anticipato (cfr. par. 2.2 a pagina 41), l'elettronica consente una riduzione selettiva degli eventi acquisiti con i vari *trigger*. Per questa misura TrA non è ridotto, mentre si è applicato un fattore di riduzione 4 a TrB e 20 a TrC. Nella successiva analisi dei dati, si è tenuto conto di questi fattori di riduzione per normalizzare i conteggi associati ai vari *trigger*.

In figura 4.3 è riportata la distribuzione di carica  $Z$  per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  a 80.7 MeV di energia del fascio. In nero lo spettro sperimentale sommato su tutti i *trigger* TrA, TrB, TrC, mentre le curve simulate sono riprodotte in rosso (GEMINI++) e blu (codice Hauser-Feshbach light, HF1). Stile e codice di colori saranno mantenuti anche nel seguito del capitolo, salvo diversamente indicato. Gli spettri in figura 4.3 sono normalizzati all'area dello spettro sperimentale per rendere più agevole il confronto di forma.

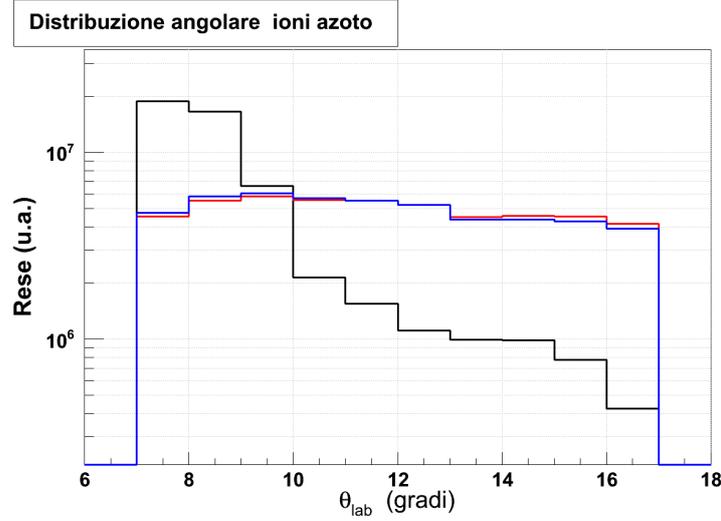
Dal confronto si vede che la forma della distribuzione di carica degli eventi misurati, anche senza ulteriore selezione, è sostanzialmente compatibile con quella attesa nel caso di diseccitazione di nuclei di  $^{24}\text{Mg}$  prodotta da fusione completa. Infatti, si possono distinguere chiaramente due regioni: quella delle LCP, con abbondante produzione di isotopi di  $H$  e  $He$  e quella costituita dagli ER con carica che si estende da  $Z=5$  fino a quella totale del sistema ( $Z=12$ ). La distribuzione sperimentale mostra anche una piccola resa (inferiore allo 0.001 per cento del totale) di eventi spuri con  $Z>12$  (verosimilmente dovute a piccole frazioni di ossigeno assorbito dal bersaglio di boro) che, di conseguenza, sono stati tagliati nell'analisi conclusiva.



**Figura 4.3:** Distribuzioni di carica per gli eventi della reazione  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B}$  a  $5.76 \text{ MeV/u}$  misurata (nero) e simulata con il programma GEMINI++ (rosso) e con il programma HFI (blu). I grafici sono normalizzati all'area dello spettro sperimentale per un migliore confronto della forma.

La regione intermedia poco popolata ( $Z=3,4$ ) è probabilmente associata a processi simili alla fissione asimmetrica, perché è poco plausibile che venga raggiunta a partire da un  $^{24}\text{Mg}$  per successive evaporazioni. Per le rese di questi elementi leggeri appare una notevole differenza nei modelli. Si deve, però, tenere conto che il codice HFI non prevede la fissione del  $^{24}\text{Mg}$ , mentre GEMINI++ include anche questo canale di decadimento. In effetti, si è verificato che escludendo gli eventi etichettati come di fissione, in GEMINI++, le rese di litio e berillio risultano fortemente diminuite. Dato che, comunque, la produzione di  $Z=3,4$  è del tutto marginale, nel seguito si limiterà la selezione sperimentale degli ER da fusione a  $Z>4$ . Inoltre, si può notare la particolare abbondanza di ioni azoto nella distribuzione sperimentale non prevista dalle simulazioni. Ciò non deve stupire dato che questo insieme di dati sperimentali è per ora privo di selezioni *software* e vi contribuiscono anche parzialmente i canali di diffusione elastica e inelastica che favoriscono la produzione di ioni con  $Z=7$ .

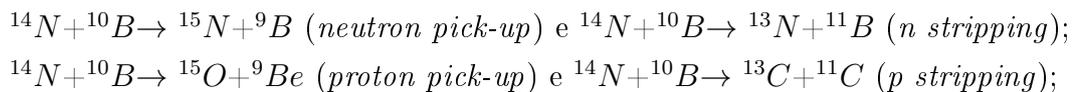
A conferma di questo, in figura 4.4 è mostrata la distribuzione angolare in laboratorio (misurata e simulata) per ioni azoto rivelati nel RCo fra  $7^\circ$  e  $17^\circ$ . Si vede



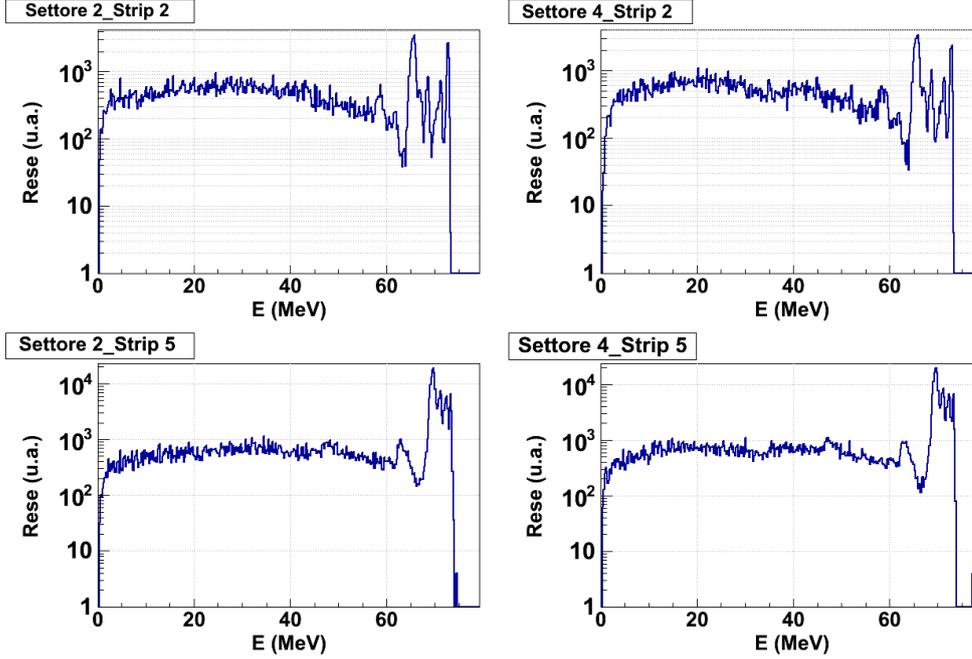
**Figura 4.4:** Distribuzione angolare nel laboratorio degli ioni azoto per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  a  $5.76\text{ MeV/u}$  misurata (nero) e simulata con il programma *GEMINI++* (rosso) e con il programma *HFl* (blu). I dati sono normalizzati all'area dello spettro sperimentale.

come la resa sperimentale di  $Z=7$  è fortemente concentrata in avanti, mentre quella di ioni azoto da fusione-evaporazione è poco dipendente dall'angolo. In figura 4.5 è riportata la distribuzione energetica di questi ioni misurata nei rivelatori al silicio per due diverse *strip* (ovvero due angoli polari diversi) di due settori del RCo. Le energie si estendono da pochi MeV a circa 72-75 MeV. Si osservi che, mentre a bassa energia lo spettro è privo di strutture, a partire approssimativamente da 60 MeV appaiono svariati picchi, variabili in posizione e resa con l'angolo (le *strip* 2 e 5 in figura corrispondono, rispettivamente, a angoli polari di circa  $15^\circ$  e  $10.8^\circ$ ). Questi picchi negli spettri energetici degli ioni con carica uguale (o vicina) a quella del proiettile sono associati a processi diversi dalla fusione.

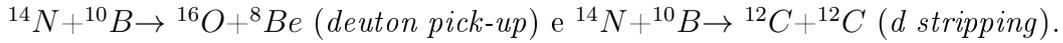
In generale, per esempio, si possono avere contributi di processi quasi-elastici in cui nel canale finale si ottengono due ioni con caratteristiche simili ai nuclei di partenza, frutto di reazioni più periferiche (cfr. par. 1.1). Fra queste ci sono le reazioni dirette, dette anche di "trasferimento", in cui il proiettile acquista - *pick-up* - (cede - *stripping* -) un nucleone o un *cluster* dal (al) nucleo bersaglio. Per esempio, si possono avere i seguenti canali:



#### 4.2. DISTRIBUZIONI E VARIABILI GLOBALI DEGLI EVENTI MISURATI 187



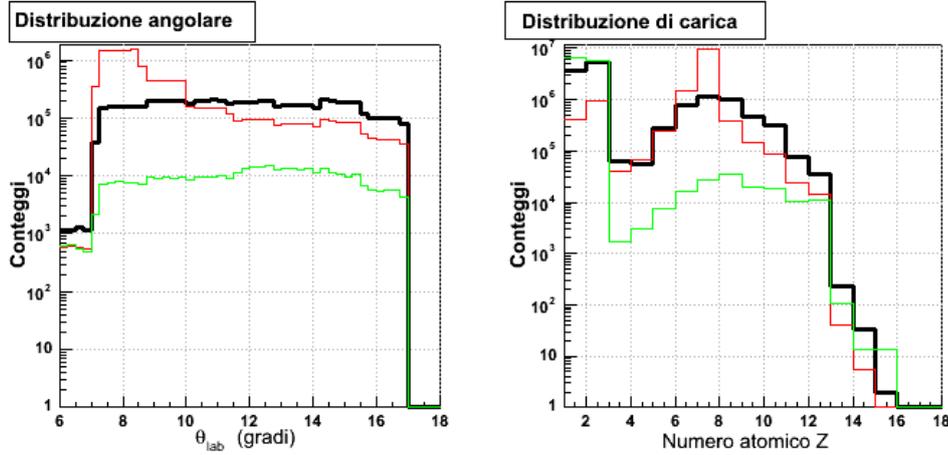
**Figura 4.5:** Distribuzione sperimentale di energia residua nei silici del RCo per ioni azoto. I dati della reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  si riferiscono alle strip 2 (in alto) e 5 (in basso) per i settori 2 (a sinistra) e 4 (a destra) del RCo.



Queste reazioni popolano nuclei con cariche  $Z=6,7,8$  che si sovrappongono a quelle degli ER. Come si è detto, non è scopo di questa tesi approfondirne lo studio. Qui basti osservare come lo spazio delle fasi popolato da questi canali sia ben distinto da quello tipico dei processi di fusione.

In definitiva, nonostante appaia chiaramente che la maggior parte dei dati raccolti con i *trigger* selezionati sia attribuibile a processi di fusione, è anche evidente che si hanno contributi da reazioni diverse.

A questo proposito, si può vedere come i tre *trigger* introdotti in precedenza selezionino differenti tipi di evento. In figura 4.6 a sinistra, è mostrata la distribuzione angolare in laboratorio delle specie misurate nel RCo associata ai tre *trigger* (TrA in nero, TrB in rosso e TrC in verde). Si osservi come la distribuzione in nero sia molto simile a quella simulata per gli ER di figura 4.4, mentre si vede chiaramente che l'apporto dei processi estranei alla fusione-evaporazione con polarizzazione a angoli in avanti è dovuto in larga misura ai dati ottenuti con il TrB. Analogamente,

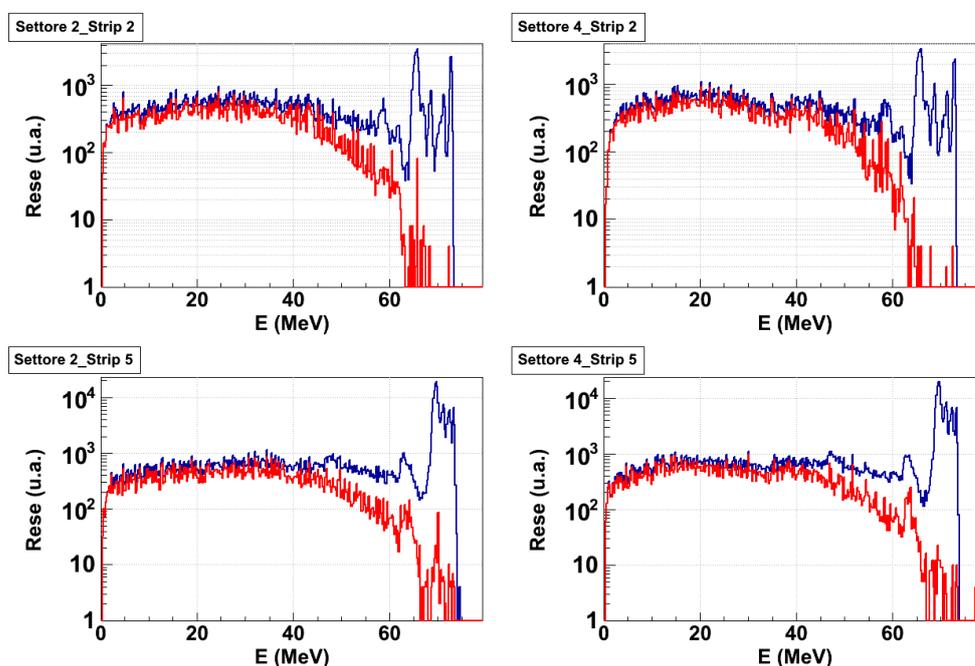


**Figura 4.6:** *Distribuzioni sperimentali degli ioni rivelati nel RCo per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ , distinte per i diversi trigger di misura: TrA (segnali di coincidenza tra RCo e GARFIELD) in nero, TrB (segnale da RCo) in rosso e TrC (segnale GARFIELD) in verde. A sinistra distribuzione angolare in laboratorio, a destra distribuzione di carica.*

a destra in fig. 4.6, si nota che i tre *trigger* (con stesso codice di colori) selezionano eventi con spettri di carica molto diversi. Mentre il TrA fornisce una distribuzione a due zone tipica della fusione-evaporazione, il TrB favorisce principalmente il canale con  $Z=7$ . Il TrC, infine, pesa maggiormente le LCP (si sottolinea che la scala è logaritmica). Questi risultati sono ben comprensibili ricordando che TrB è associato a un prodotto carico in RCo. Ciò avviene, per esempio, per gli eventi di diffusione elastica o di reazione diretta e non solo per i residui evaporativi. Per lo scopo di questo lavoro, mirato allo studio del canale di fusione, si poteva pensare di utilizzare nell'analisi soltanto eventi associati con il TrA. Si è deciso di mantenere nell'insieme di eventi studiati (valutati con i pesi corretti) anche gli altri *trigger* per le seguenti ragioni. Per il TrB si deve considerare che la camera indietro di GARFIELD non era equipaggiata con elettronica di *trigger*. Quindi, essa non contribuiva alle coincidenze del TrA, penalizzando così l'acquisizione degli eventi di fusione con un ER in RCo e LCP oltre  $110^\circ$ . Quanto al TrC, questo fornisce eventi con LCP senza altra condizione, che in massima parte sono verosimilmente associati a ER emessi a angoli molto in avanti sotto il minimo angolo di rivelazione (pertanto, inutili per l'analisi successiva che, invece, richiede la presenza di un ER). Tuttavia, sono stati mantenuti sia per completezza (nell'ipotesi che disfunzionamenti marginali al circuito di coincidenza non ne consentissero l'attivazione pur

con uno ione pesante in RCo), sia perché tali eventi possono servire per controllare che la selezione dell'ER nel RCo non introduca un *bias* significativo agli spettri energetici di LCP. Sebbene nessun *trigger* sia escluso a priori, l'analisi successiva è stata molto selettiva sugli ER e si riesce, quindi, a scartare efficacemente i canali più periferici o parzialmente rivelati.

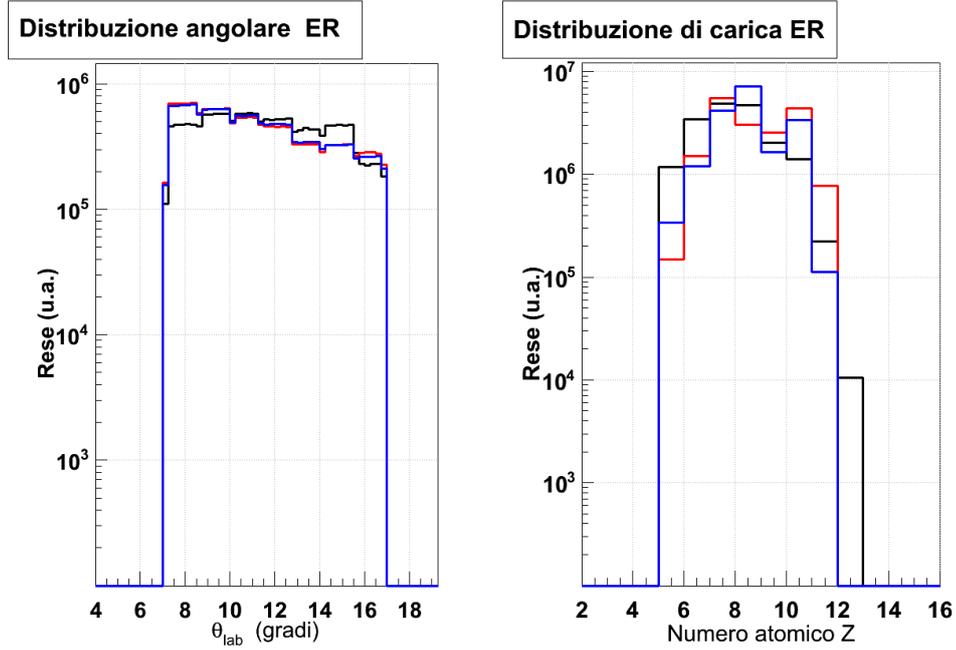
### 4.3 Selezione degli eventi con residuo di evaporazione



**Figura 4.7:** Distribuzione sperimentale di energia in alcuni canali di silicio del RCo per ioni azoto. In blu distribuzioni per tutti gli eventi. In rosso eventi selezionati come ER (*SelER*).

Una prima selezione *software* dei processi di fusione consiste nel restringere l'analisi agli eventi in cui vi sia un solo ER in RCo ( $Z \geq 5$ ), nessun frammento di massa intermedia ( $Z=3,4$ ) e almeno una LCP ( $Z=1,2$ ). Questa selezione, che per brevità indicheremo con *SelER*, corrispondente al 15.3 (17.0) per cento per la reazione su boro (carbonio) sul totale degli eventi misurati, consente già una buona discriminazione degli eventi di fusione-evaporazione. Infatti, come si può apprezzare

in fig. 4.7, questa selezione svuota lo spettro di energia cinetica (in silicio) degli ioni azoto prodotti da processi diretti. Resta solo la parte non strutturata della distribuzione, compatibile con il modello evaporativo. Ciò si spiega qualitativamente se si considera che ai canali diretti sono associate basse rese di LCP emesse a angoli in avanti nel sistema del laboratorio. Di fatto, per questi sistemi leggeri, la coincidenza fra uno ione in RCo e la presenza di almeno una LCP (perlopiù in GARFIELD), caratterizza l'evento come risultato di una fusione-evaporazione. Con l'introduzione della condizione SelER si vede che le caratteristiche dei fram-



**Figura 4.8:** A sinistra, distribuzione angolare degli ER per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  misurata (nero) e simulata con il codice GEMINI++ (rosso) e con il codice HFl (blu). A destra, distribuzione di carica corrispondente. In entrambi i riquadri, gli istogrammi sono normalizzati all'area.

menti con  $Z>4$  misurati nel RCo si avvicinano a quelle previste dalle simulazioni dei processi di fusione, come mostrato in figura 4.8, dove le distribuzioni angolari in laboratorio (sinistra) e di carica (destra) sperimentali sono confrontate con quelle simulate mediante i due codici evaporativi per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Gli spettri sono normalizzati all'area, ovvero al totale degli ER misurati.

Un'ulteriore conferma della selezione degli eventi di fusione si ha dal confronto fra le molteplicità medie degli ioni con  $Z=1$  ( $M_H$ ). Per la reazione su boro, la

molteplicità sperimentale risulta  $M_H=0.29$  per tutti gli eventi misurati, mentre sale a  $M_H^{ER}=0.62$  restringendoci al campione di eventi SelER, valore più vicino a quello previsto dai codici statistici che danno  $M_H^{GEM}=0.76$  e  $M_H^{HF}=0.93$ , rispettivamente. Questa differenza di molteplicità sperimentale si giustifica in modo qualitativo osservando che nel campione di tutti gli eventi pesano i processi periferici associati a basse rese di particelle (nel caso considerato, ioni idrogeno), mentre gli eventi simulati si riferiscono solo al canale di fusione, molto dissipativo.

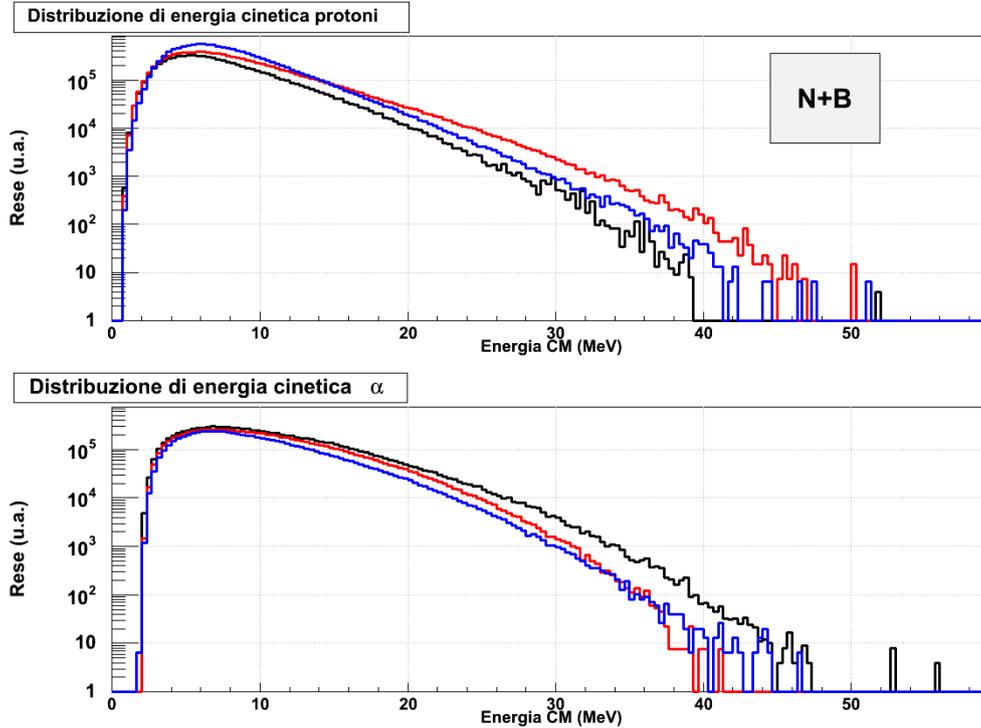
Dopo aver verificato che la condizione SelER fornisce una selezione ragionevole degli eventi di fusione-evaporazione, passiamo, nel paragrafo successivo, allo studio di alcune proprietà delle LCP che vengono emesse dai nuclei eccitati di  $^{24}Mg$  e  $^{26}Al$  prodotti nelle due reazioni.

### 4.3.1 Spettri di particelle e molteplicità medie

La figura 4.9 mostra, per la reazione  $^{14}N+^{10}B$ , gli spettri di energia cinetica nel sistema del CM per la totalità dei protoni (in alto) e delle particelle  $\alpha$  (in basso) misurate in GARFIELD e simulate con i codici di decadimento statistico; i colori seguono la convenzione stabilita precedentemente. Le stesse distribuzioni sono mostrate in figura 4.10 per la reazione su carbonio.

Le figure si riferiscono alla selezione di tutti gli ER. Per apprezzare meglio il confronto tra le rese di LCP, sperimentali e previste dai modelli, gli spettri sono normalizzati al numero di ER misurati (ovvero al numero di eventi con la condizione SelER) per ciascuna reazione. Come ci si aspettava, per ciascun tipo di particella si osserva una distribuzione di tipo maxwelliano (cfr.par. 1.2.1) con un ampio massimo in prossimità della barriera coulombiana seguito da una coda quasi esponenziale, la cui pendenza è legata alla densità dei livelli ad alte energie di eccitazione del CN (associabile alla sua temperatura nucleare media). In entrambe le reazioni, la coda delle  $\alpha$  risulta meno esattamente esponenziale che per i protoni. Si vede che il modello statistico, in entrambe le versioni, descrive complessivamente piuttosto bene le caratteristiche generali degli spettri delle due reazioni, che si estendono, in resa, su oltre cinque ordini di grandezza. Tuttavia, si nota la tendenza dei modelli a sovrastimare le rese di protoni, specialmente la versione HF1. Per quanto riguarda le  $\alpha$ , la forma degli spettri è piuttosto ben riprodotta (nel caso

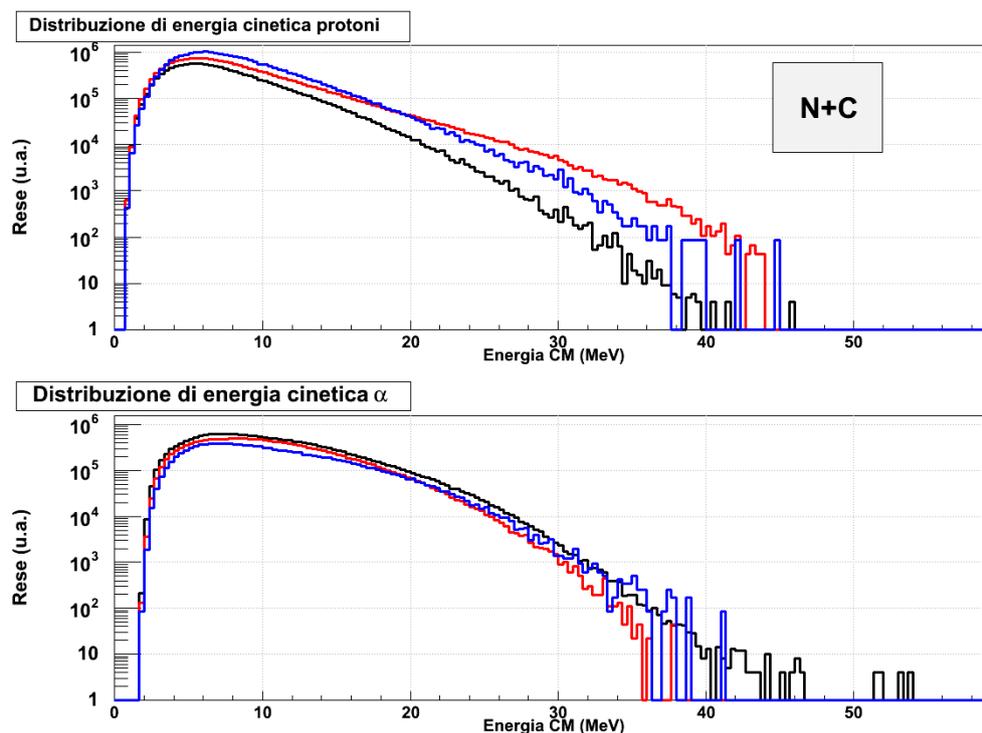
di  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$  l'accordo è migliore), ma i calcoli sottostimano le rese per il sistema  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ .



**Figura 4.9:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Spettri di energia cinetica nel CM integrato sull'angolo solido coperto da GARFIELD per protoni (in alto) e per particelle  $\alpha$  (in basso). In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HFI). I dati sono normalizzati al numero di ER misurati.

La scala logaritmica di queste figure non consente un efficace confronto delle molteplicità di LCP misurate e previste dai modelli. Le molteplicità di LCP sperimentali e calcolate sono riportate nelle tabelle 4.1 e 4.2 dove, per le specie più abbondanti (protoni e  $\alpha$ ), il dato è stato suddiviso tra camera di GARFIELD in avanti (A) e indietro (I), riportando poi i valori totali. I dati non sono corretti per l'efficienza dell'apparato. Gli errori sono stati stimati come segue.

Quanto ai valori sperimentali, si è visto che la fonte maggiore di incertezze è dovuta all'identificazione dai CsI(Tl) con le PID. Le incertezze, infatti, sono state valutate variando i limiti di definizione di  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  e come ci si poteva attendere, esse sono relativamente grandi per le specie poco abbondanti.



**Figura 4.10:** Reazione  $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ . Spettri di energia cinetica nel CM integrato sull'angolo solido coperto da GARFIELD per protoni (in alto) e per particelle  $\alpha$  (in basso). In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HF). I dati sono normalizzati al numero di ER misurati.

Sui tritoni si ha un errore di circa  $\pm 35$  per cento, che scende al  $\pm 10$  per cento per i protoni, considerando anche il fondo della "riga" di elettroni che si sovrappone a bassa energia. L'errore sulle  $\alpha$  (circa  $\pm 5$  per cento) è stato valutato come somma dell'incertezza di identificazione con variazioni ragionevoli dei limiti sulle PID e del contributo di  $^3\text{He}$ , indistinguibile in GARFIELD e stimato con i dati del RCo. Gli errori statistici sono largamente inferiori alle incertezze indicate. Per le molteplicità dei modelli, l'errore solo statistico è inferiore alla seconda cifra decimale e non è riportato.

Si osservi che, nelle due reazioni, gran parte delle particelle sono misurate con la camera in avanti di GARFIELD, dove si raccoglie circa il 90 per cento di tutte le particelle misurate. Di fatto, il contributo alle rese totali della camera indietro è sostanzialmente una correzione.

Le molteplicità sperimentali nei due sistemi studiati sono confrontabili tra loro

molteplicità	Garf A	Garf I	GARF
Dati sperimentali			
$M_p$	$0.39 \pm 0.04$	$0.04 \pm 0.01$	$0.43 \pm 0.04$
$M_d$			$0.13 \pm 0.03$
$M_t$			$0.03 \pm 0.01$
$M_H$			$0.59 \pm 0.06$
$M_\alpha$	$0.53 \pm 0.02$	$0.02 \pm 0.01$	$0.55 \pm 0.03$
MonteCarlo GEMINI++			
$M_p$	0.50	0.08	0.58
$M_d$			0.09
$M_t$			0.01
$M_H$			0.68
$M_\alpha$	0.45	0.02	0.47
MonteCarlo HF1			
$M_p$	0.61	0.11	0.72
$M_d$			0.09
$M_t$			0.01
$M_H$			0.82
$M_\alpha$	0.37	0.01	0.38

**Tabella 4.1:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ : molteplicità medie di LCP nel canale evaporativo ricavate da GARFIELD, misurate e simulate. Per le specie più abbondanti, le molteplicità sono presentate anche distintamente per la camera di GARFIELD in avanti (A) e indietro (I). I dati non sono corretti per l'efficienza dell'apparato. Per gli errori si veda il testo.

per tutte le specie, visto che si tratta di evaporazione da nuclei composti simili a energie di eccitazione vicine. Le rese di particelle  $\alpha$  sono, in entrambi i sistemi, confrontabili con quelle degli ioni idrogeno; invece il modello statistico, specie nella versione HF1, prevede un numero di particelle  $\alpha$  decisamente inferiore agli isotopi di idrogeno. Questo è un primo risultato che riteniamo importante sottolineare.

Per esempio, se si confrontano le molteplicità sperimentali degli ioni di idrogeno e delle  $\alpha$  per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  con quelle previste dal modello statistico GEMINI++, si evidenzia che le molteplicità dei primi sono sovrastimate nella stessa misura in cui le  $\alpha$  sono sottostimate (circa il 15 per cento). Il divario aumenta confrontandosi con i risultati del codice HF1 che fornisce molteplicità ancora maggiori per ioni idrogeno e inferiori per le  $\alpha$ .

Si è cercato di capire se queste differenze siano dovute a un non corretto trat-

molteplicità	Garf A	Garf I	GARF
Dati sperimentali			
$M_p$	$0.34 \pm 0.03$	$0.04 \pm 0.01$	$0.38 \pm 0.04$
$M_d$			$0.10 \pm 0.02$
$M_t$			$0.03 \pm 0.01$
$M_H$			$0.51 \pm 0.04$
$M_\alpha$	$0.59 \pm 0.02$	$0.01 \pm 0.01$	$0.60 \pm 0.03$
MonteCarlo GEMINI++			
$M_p$	0.46	0.09	0.55
$M_d$			0.09
$M_t$			0.01
$M_H$			0.65
$M_\alpha$	0.47	0.02	0.49
MonteCarlo HFl			
$M_p$	0.58	0.13	0.71
$M_d$			0.09
$M_t$			0.01
$M_H$			0.81
$M_\alpha$	0.35	0.02	0.37

**Tabella 4.2:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ : molteplicità medie di LCP nel canale evaporativo ricavate da GARFIELD, misurate e simulate. Per le specie più abbondanti, le molteplicità sono presentate anche distintamente per la camera di GARFIELD in avanti (A) e indietro (I). I dati non sono corretti per l'efficienza dell'apparato. Per gli errori si veda il testo.

tamento di qualche aspetto importante del processo evaporativo dal CN, come, per esempio, il valore massimo del momento angolare del CN da adottare nelle simulazioni (cfr.par. 1.4 a pagina 21), oppure, se si stia effettivamente osservando un campione di eventi misurati che contiene contributi di fenomeni diversi. Si può ipotizzare qualche processo fortemente dissipativo simile alla fusione che, tuttavia, non è del tutto disaccoppiato dai canali di ingresso (emissione di pre-equilibrio), oppure che tragga origine dalla struttura a *cluster* di  $\alpha$  del nucleo fuso o di un nucleo interagente. Per esempio, si pensi al *break-up* dissipativo con l'emissione durante la reazione di una particella  $\alpha$  prima che il cammino verso la fusione sia completato. Pertanto, per studiare meglio questo argomento si è puntato a un'analisi molto selettiva degli eventi sfruttando al massimo le capacità di efficienza e di identificazione dell'apparato di misura. Infatti, ci siamo concentrati sull'analisi

del sottoinsieme di eventi SelER in cui la somma delle cariche di tutti i frammenti  $Z_t$  fosse pari alla carica totale del sistema,  $Z_t=12$  (13) per la reazione su boro (carbonio). In questo modo si possono studiare le proprietà del decadimento canale per canale, facendo un confronto più stringente tra il dato misurato e le previsioni di modello.

### 4.3.2 Decadimento evaporativo per eventi completi in carica

Nonostante che gli eventi completi in carica siano, per entrambe le reazioni, solo il 7 per cento circa rispetto alla classe identificata come SelER, quindi poco più dell'uno per cento del totale degli eventi registrati, restano comunque un campione statisticamente significativo del processo di reazione che si vuole studiare: 1.3 (2.2) milioni di eventi per la reazione su boro (carbonio). L'esame delle molteplicità medie per tutti gli ER per questi eventi completi in carica conduce a conclusioni simili alle precedenti sul confronto tra dati misurati e previsti dal modello. Come si può vedere da tab. 4.3, che si riferisce al solo sistema  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ , i calcoli sovrastimano nel complesso le rese di idrogeno e sottostimano le particelle  $\alpha$ .

molteplicità	dati sperimentali	MonteCarlo GEMINI++	MonteCarlo HF1
$M_H$	$1.00 \pm 0.10$	1.22	1.61
$M_\alpha$	$0.83 \pm 0.04$	0.61	0.64

**Tabella 4.3:** *Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ : molteplicità medie di LCP nel canale evaporativo ricavate da GARFIELD+RCo, misurate e simulate per eventi completi in carica. Per gli errori si veda il testo.*

Un altro parametro che possiamo confrontare sono i rapporti isotopici degli ioni idrogeno. Poiché la separazione per molti CsI(Tl) di GARFIELD non è di buona qualità anche per via delle energie cinetiche più basse ad angoli indietro, si è valutato tale rapporto dal RCo in cui la qualità della separazione è risultata decisamente buona, come si è visto (fig. 3.1 a pagina 52); lo svantaggio è la statistica bassa di deutoni e ancor più di tritoni. In Tabella 4.4 sono presentati i risultati, per il sistema  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Sperimentalmente, i deutoni e i tritoni sono circa l'11 per cento e lo 0.7 per cento dei protoni, rispettivamente. I modelli sono piuttosto soddisfacenti e predicono valori generalmente consistenti con i dati sperimentali; il modello HF1, in particolare, mostra valori molto vicini alle misure, mentre un

certo disaccordo si trova per la frazione di tritoni in GEMINI++. Per gli errori sperimentali sono riportate separatamente le stime dell'errore statistico (STA) e di quello di procedura (proc) dovuto a ragionevoli variazioni nella scelta dei tagli per selezionare i tre isotopi di idrogeno. Per i calcoli di modello si riportano anche qui solo gli errori statistici.

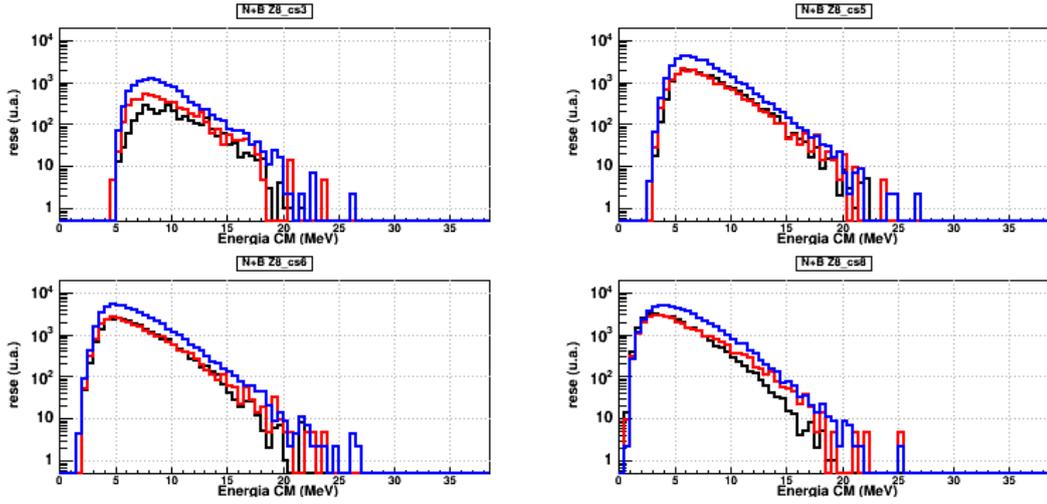
Dati sperimentali $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$	
$M_d/M_p$	$0.111\pm 0.007$ (STA) $\pm 0.007$ (proc)
$M_t/M_p$	$0.0066\pm 0.0017$ (STA) $\pm 0.001$ (proc)
Monte Carlo GEMINI++	
$M_d/M_p$	$0.148\pm 0.002$ (STA)
$M_t/M_p$	$0.0188\pm 0.0007$ (STA)
Monte Carlo HF	
$M_d/M_p$	$0.110\pm 0.001$ (STA)
$M_t/M_p$	$0.0096\pm 0.0004$ (STA)

**Tabella 4.4:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ : rapporti isotopici per ioni idrogeno ricavati dalle LCP misurate nel RCo. I valori misurati sono confrontati con le previsioni dei due modelli.

Fino ad ora quindi, considerando tutti i canali di decadimento verso qualsiasi ER, sembra che l'aspetto piú delicato del confronto con i modelli sia legato a una non corretta valutazione dei rapporti di decadimento tra idrogeno e elio.

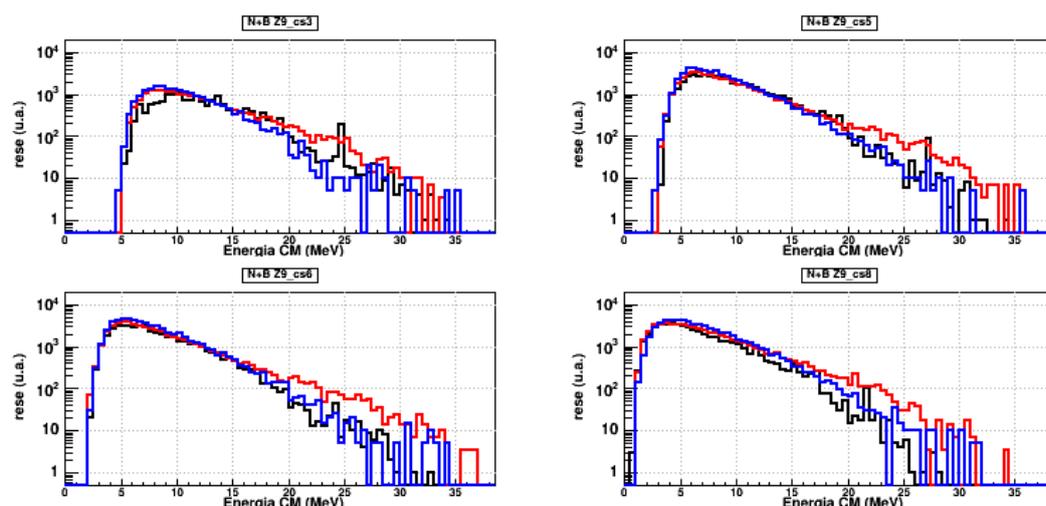
Sfruttando la completezza in carica degli eventi e la discriminazione in  $Z$  degli ER, possiamo adesso a studiare le proprietà dei singoli canali di decadimento. Ricordiamo qui che il bilancio in massa, evento per evento, è invece impossibile. Infatti, non si misurano i neutroni liberi che eventualmente accompagnano l'evaporazione e non si ha la separazione isotopica degli ER. Tentativi per la ricostruzione anche del numero di neutroni emessi (e, quindi, della distribuzione isotopica degli ER) sono possibili ricorrendo a variabili energetiche, per esempio ricavando per ogni evento completo in carica il  $Q$ -valore, come fatto in [11]. In questa tesi non si è affrontato tale bilancio energetico dell'evento. Abbiamo studiato le caratteristiche dell'emissione di protoni e di  $\alpha$  per le varie cariche  $Z$  dell'ER ( $Z_{ER}$ ) per vedere se la maggiore produzione di queste (e la conseguente riduzione di idrogeno rispetto al calcolo) fosse associata a qualche canale specifico.

Nelle figg. 4.11, 4.12, 4.13, sono mostrati, per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ , gli spettri di energia nel sistema del CM per protoni misurati in GARFIELD per  $Z_{ER}=8,9,10$ , per quattro angoli corrispondenti a quattro *ring* di CsI(Tl) (Cs 3,5,6,8), tre nell'emisfero avanti (Cs 5,6,8) e uno in quello indietro (Cs 4). Gli spettri sperimentali sono confrontati con quelli previsti dalle due versioni dei modelli statistici. La normalizzazione è fatta, per ogni valore di  $Z$ , al numero di ER con quel valore di  $Z$ .

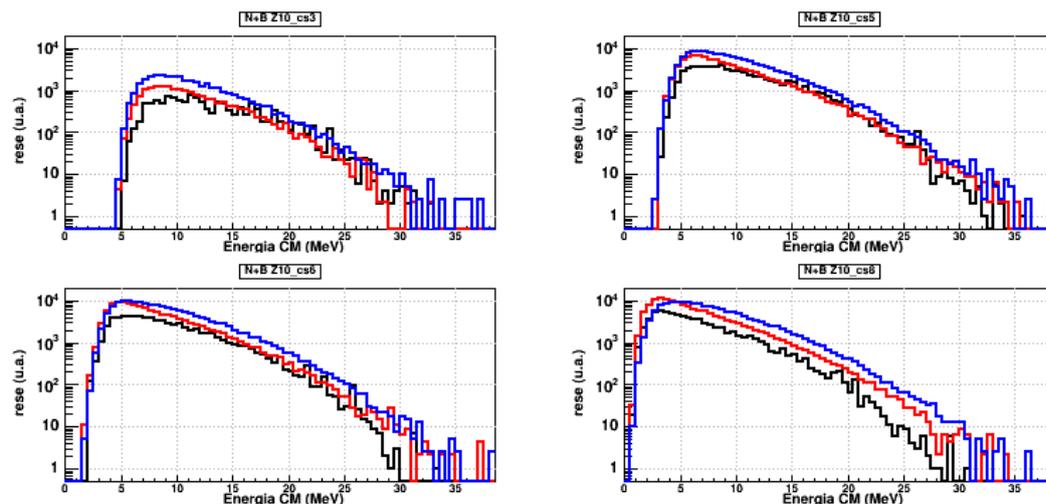


**Figura 4.11:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Spettri di energia cinetica nel CM dei protoni per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=8$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HFl). I dati sono normalizzati al numero di ER di ossigeno misurati sperimentalmente.

Si osservi che gli andamenti degli spettri energetici dei protoni sono tutti riprodotti soddisfacentemente da entrambi i modelli per i vari angoli e per i vari ER. La normalizzazione scelta permette anche di apprezzare, tuttavia, che il codice HFl tende sempre a sovrastimare il peso dei protoni (e di conseguenza sottostimare le  $\alpha$ ) più di quanto non faccia GEMINI++ e questo in modo più ampio per i canali  $Z_{ER}=6$  e  $Z_{ER}=8$ . Per esempio, le molteplicità in GARFIELD di protoni nei canali  $Z_{ER}=8,9,10$  risultano sperimentalmente  $M_p(Z=8)=0.61$ ,  $M_p(Z=9)=0.76$ ,  $M_p(Z=10)=0.75$ , mentre GEMINI++ e HFl danno rispettivamente  $M_p(Z=8)=0.62$ ,  $M_p(Z=9)=0.84$ ,  $M_p(Z=10)=1.25$  e  $M_p(Z=8)=1.23$ ,  $M_p(Z=9)=0.93$ ,  $M_p(Z=10)=1.60$ . Ricordiamo che gli errori sulle molteplicità sperimentali sono intorno al 10 per cento.

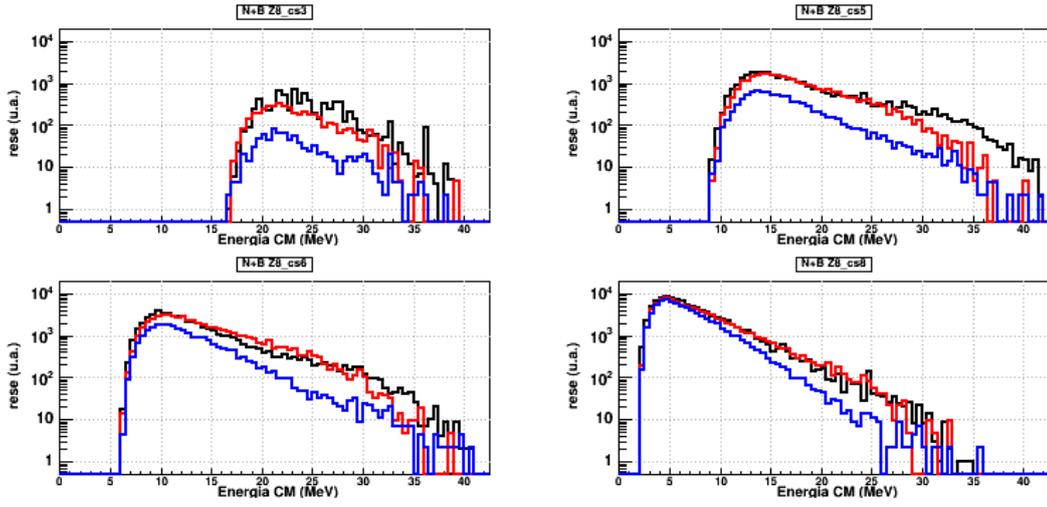


**Figura 4.12:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Spettri di energia cinetica nel CM dei protoni per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=9$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HFL). I dati sono normalizzati al numero di ER di fluoro misurati sperimentalmente.

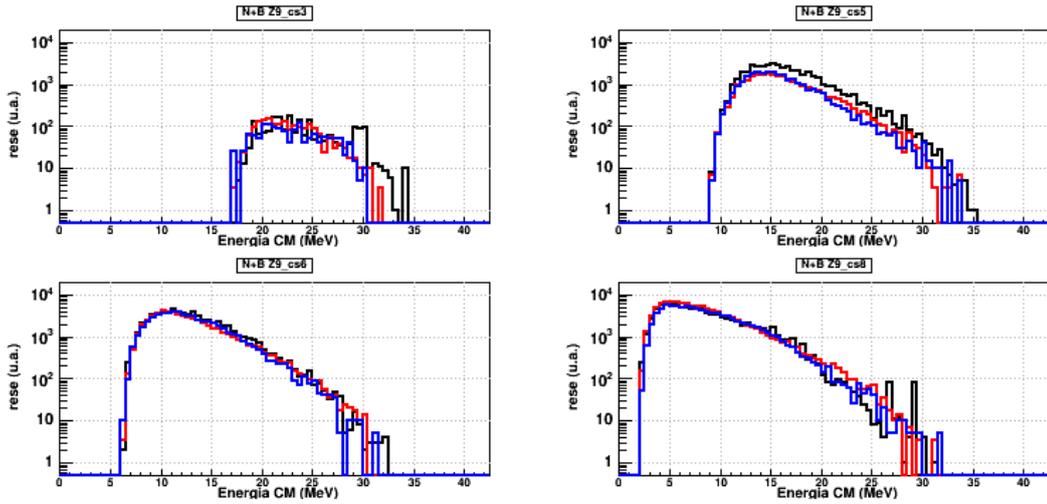


**Figura 4.13:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Spettri di energia cinetica nel CM dei protoni per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=10$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HFL). I dati sono normalizzati al numero di ER di neon misurati sperimentalmente.

In maniera analoga le figg. 4.14, 4.15, 4.16, mostrano, sempre per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ , gli spettri di energia nel sistema del CM per  $\alpha$  misurate in GARFIELD per  $Z_{ER}=8,9,10$ , per gli stessi quattro ring di rivelatori. Gli spettri sperimentali

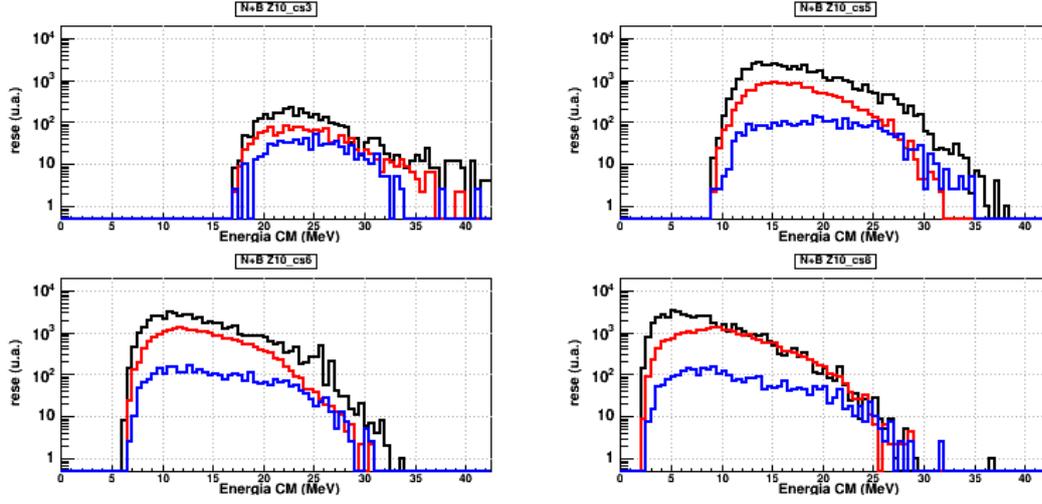


**Figura 4.14:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Spettri di energia cinetica nel CM delle  $\alpha$  per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=8$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HF). I dati sono normalizzati al numero di ER di ossigeno misurati sperimentalmente.



**Figura 4.15:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Spettri di energia cinetica nel CM delle  $\alpha$  per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=9$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HF). I dati sono normalizzati al numero di ER di fluoro misurati sperimentalmente.

tali sono confrontati con quelli previsti dalle due versioni del modello statistico. La normalizzazione è fatta ancora, per ogni valore di  $Z$ , al numero di ER con quel valore di  $Z$ . Si noti che i modelli sono meno accurati nel riprodur-

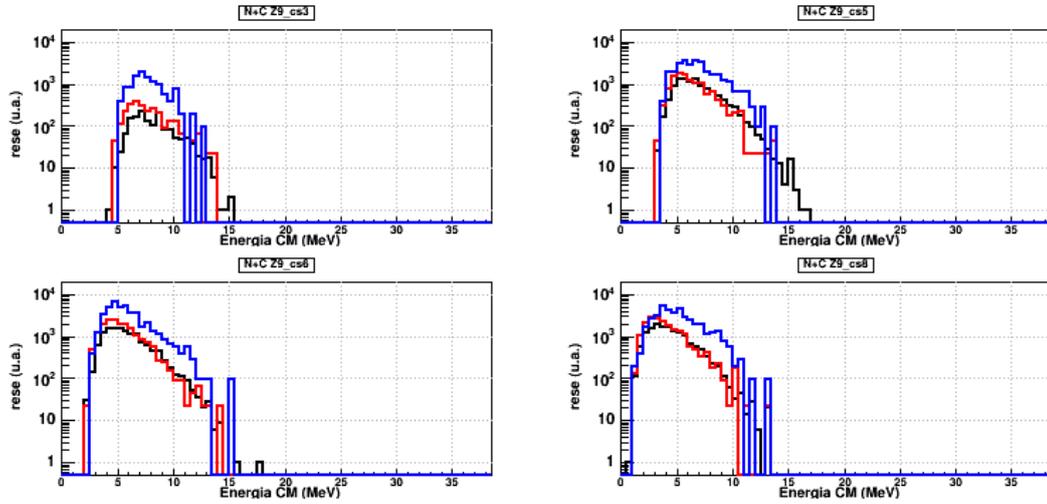


**Figura 4.16:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Spettri di energia cinetica nel CM delle  $\alpha$  per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=10$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HF1). I dati sono normalizzati al numero di ER di neon misurati sperimentalmente.

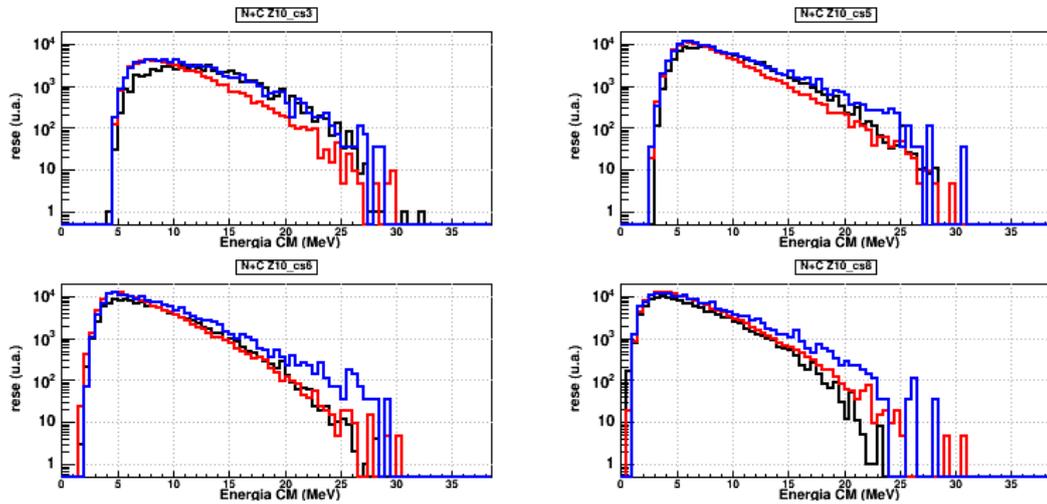
re le forme e gli andamenti complessivi dell'evaporazione di  $\alpha$  per i singoli canali evaporativi. In modo complementare a quanto visto per i protoni, i modelli sottostimano le rese di  $\alpha$  rispetto alla misura, in particolare per i canali  $Z_{ER}=8,10$ , dove l'emissione  $\alpha$  è dominante. La sottostima è particolarmente forte per il modello HF1. Per il canale  $Z_{ER}=10$  gli spettri energetici misurati sono piuttosto diversi a tutti gli angoli da quelli previsti dal modello statistico. Infatti in GARFIELD, si misurano molteplicità di  $\alpha$  per ossigeno, fluoro e neon pari a:  $M_\alpha(Z=8)=1.51$ ,  $M_\alpha(Z=9)=0.96$ ,  $M_\alpha(Z=10)=0.47$ , mentre GEMINI++ e HF1 danno, rispettivamente  $M_\alpha(Z=8)=1.34$ ,  $M_\alpha(Z=9)=0.87$ ,  $M_\alpha(Z=10)=0.21$  e  $M_\alpha(Z=8)=0.80$ ,  $M_\alpha(Z=9)=0.82$ ,  $M_\alpha(Z=10)=0.03$ .

Risultati molto simili si sono trovati per la reazione di  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ . I risultati sono mostrati nelle figure successive per i protoni (4.17, 4.18, 4.19) e per le  $\alpha$  (nelle figure 4.20, 4.21, 4.22). Le figure si riferiscono a tre ER scalati di una unità di carica rispetto alla reazione su boro per considerare la differenza tra i due CN. Le considerazioni fatte per il confronto delle distribuzioni energetiche per la reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  sono sostanzialmente applicabili anche a questo caso; i modelli sovrastimano i protoni e sottostimano le  $\alpha$  e non riproducono bene i dettagli delle loro distribuzioni energetiche, specie per i canali raggiungibili con la sola emissione

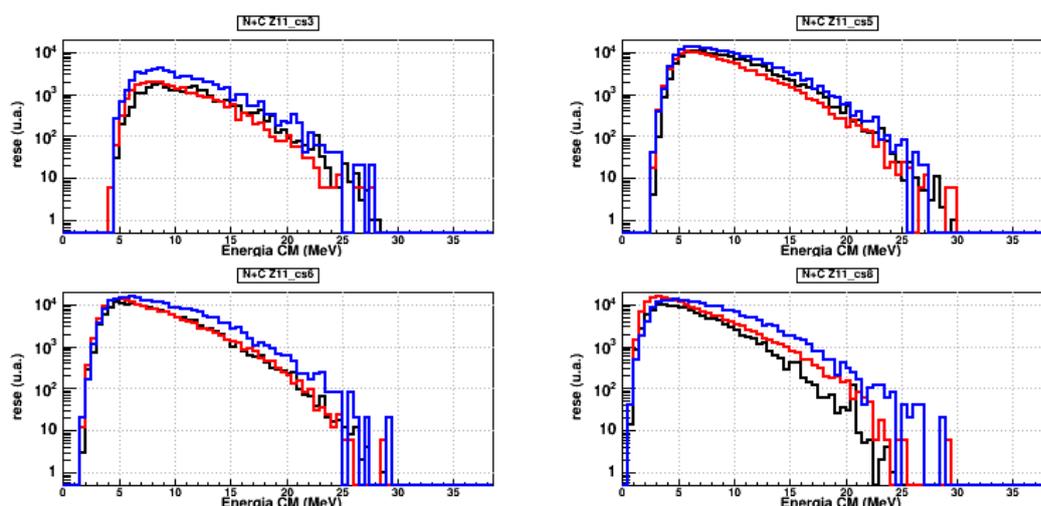
di  ${}^4\text{He}$ .



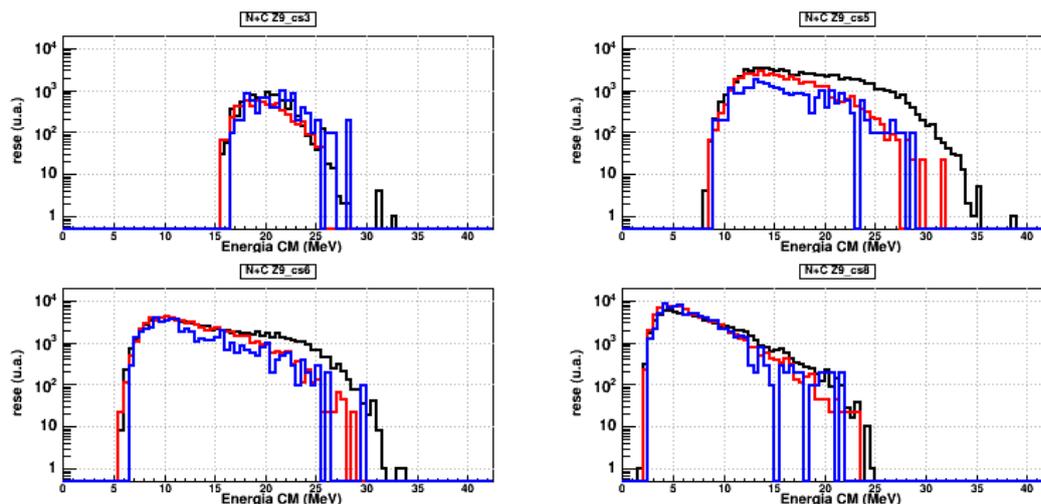
**Figura 4.17:** Reazione  ${}^{14}\text{N}+{}^{12}\text{C}$ . Spettri di energia cinetica nel CM dei protoni per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=9$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HFU). I dati sono normalizzati al numero di ER di fluoro misurati sperimentalmente.



**Figura 4.18:** Reazione  ${}^{14}\text{N}+{}^{12}\text{C}$ . Spettri di energia cinetica nel CM dei protoni per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=10$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HFU). I dati sono normalizzati al numero di ER di neon misurati sperimentalmente.

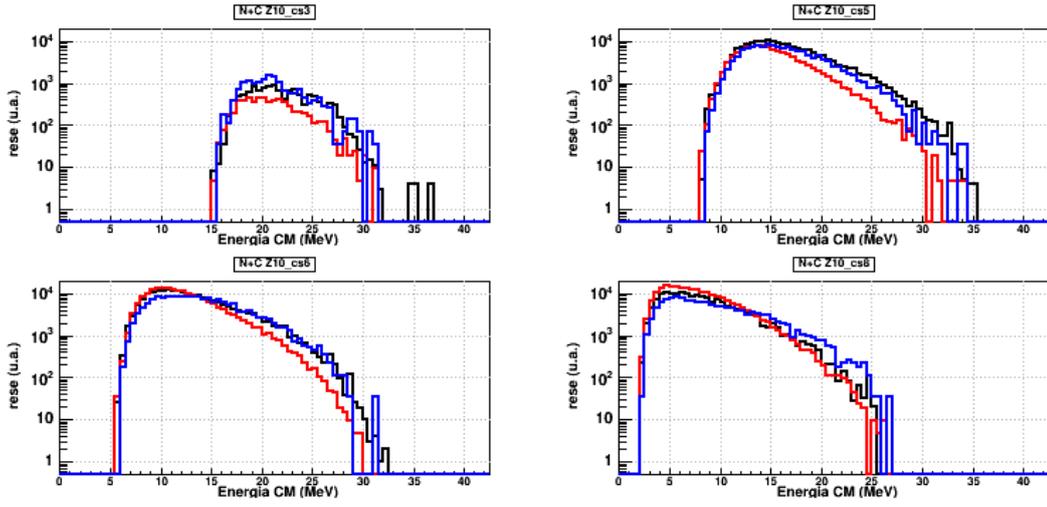


**Figura 4.19:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ . Spettri di energia cinetica nel CM dei protoni per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=11$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HFI). I dati sono normalizzati al numero di ER di sodio misurati sperimentalmente.

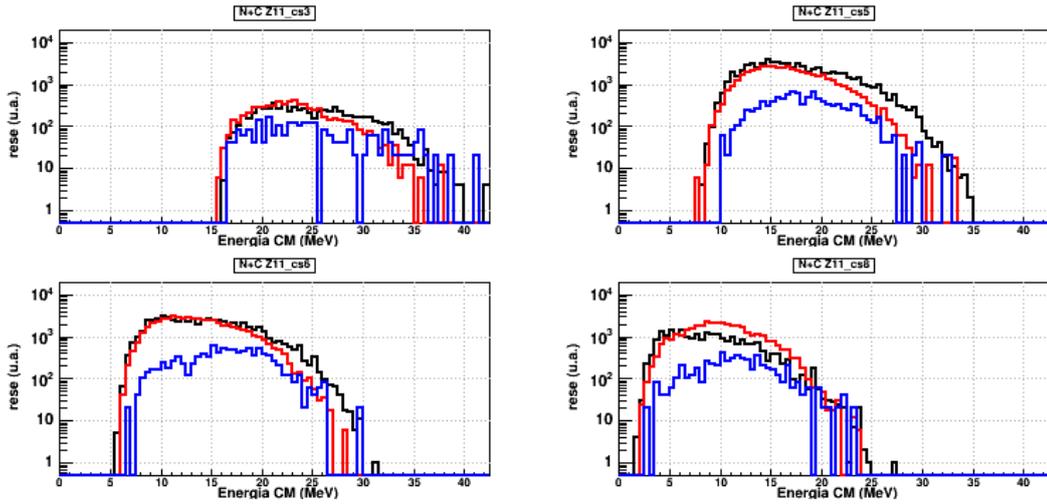


**Figura 4.20:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ . Spettri di energia cinetica nel CM delle  $\alpha$  per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=9$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HFI). I dati sono normalizzati al numero di ER di fluoro misurati sperimentalmente.

Oltre agli spettri energetici delle LCP per i vari canali di ER, è interessante confrontare le distribuzioni angolari azimutali che sono mostrate nelle due figure successive. Si tratta, per ciascuna reazione e per le due specie di LCP considerate,



**Figura 4.21:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ . Spettri di energia cinetica nel CM delle  $\alpha$  per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=10$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HF). I dati sono normalizzati al numero di ER di neon misurati sperimentalmente.

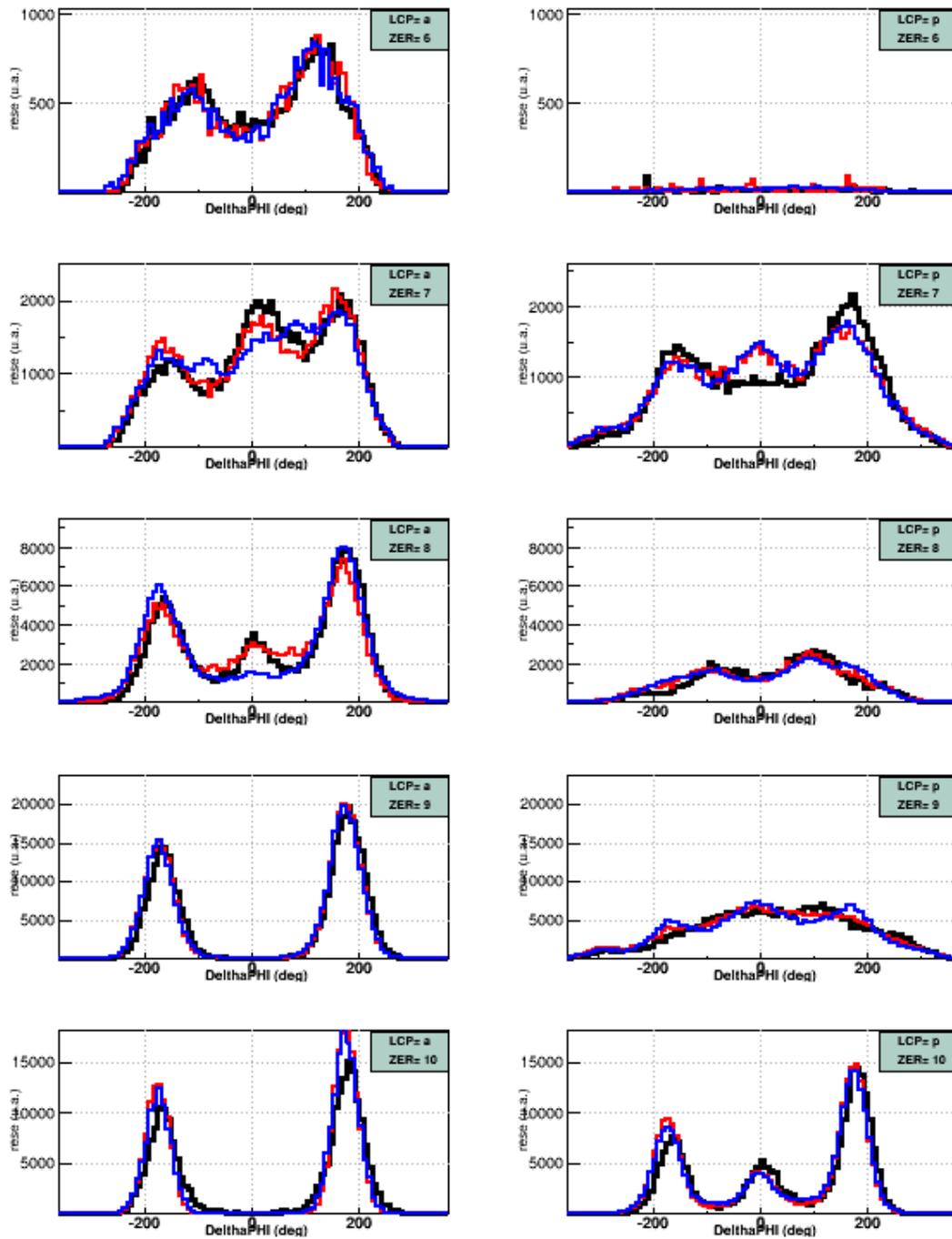


**Figura 4.22:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ . Spettri di energia cinetica nel CM delle  $\alpha$  per quattro ring di GARFIELD, in coincidenza con  $Z_{ER}=11$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HF). I dati sono normalizzati al numero di ER di sodio misurati sperimentalmente.

delle distribuzioni di  $\Delta\Phi$ , definito come differenza tra l'azimut  $\phi_{ER}$  dell'ER e quello  $\phi_{LCP}$  di ciascuna particella LCP dell'evento. Per nostra convenzione, gli angoli azimutali si estendono tra  $-180^\circ$  e  $180^\circ$  gradi. Quando l'ER è rivelato in una parte

a destra del rivelatore guardando nella direzione di volo delle particelle,  $\phi_{ER}$  è positivo. Valori di  $\Delta\Phi$  intorno a  $\pm 180^\circ$  indicano un'emissione di particelle coplanare con l'ER e da parte opposta rispetto al fascio e l'ER; valori intorno a zero indicano invece emissione sempre coplanare ma dalla stessa parte dell'ER. È ragionevole aspettarsi che, per la conservazione del momento angolare, le LCP siano emesse preferenzialmente vicino al piano. Per i canali di ER raggiunti con emissione di una sola particella (per esempio,  $Z=10$  è associato a una sola  $\alpha$  per  $^{14}N+^{10}B$ ) la correlazione azimutale deve essere stretta vicina a  $\pm 180^\circ$  per la conservazione dell'impulso, se non ci sono effetti spuri. La rigorosa coplanarità di eventi binari (in carica) può essere lievemente disturbata sia per la risoluzione finita dei rivelatori, sia per l'emissione di neutroni che può accompagnare la sola specie carica. Le distribuzioni azimutali misurate e calcolate sono mostrate, per diversi valori di carica dell'ER, nelle figure 4.23 per la reazione su boro e 4.24 per la reazione su carbonio. Le curve calcolate sono normalizzate, per ciascun caso, all'area dello spettro sperimentale per visualizzare il confronto delle forme. Le due figure riportano a sinistra le correlazioni per le  $\alpha$  e a destra per i protoni. La vignetta mancante è associata a un canale in cui si è misurata una statistica troppo bassa. Dall'alto in basso si hanno valori di  $Z_{ER}$  crescente, scelti in modo tale che per le due reazioni corrispondano alla stessa distanza  $\delta Z$  in carica da quella del CN. Così, in alto a sinistra, abbiamo lo spettro di emissione per un numero di  $\alpha$  fino a tre ( $\delta Z=6$  rispetto al CN), mentre in basso a destra, abbiamo lo spettro per l'emissione di un massimo di due protoni ( $\delta Z=2$ ). Si vede che le correlazioni sono molto simili nei due sistemi studiati e che si allargano al crescere della molteplicità di LCP. Per canali con  $\delta Z=2,3$  si può avere al più una particella  $\alpha$  e i picchi di emissione nel piano dell'ER (e dalla parte opposta) rispetto al fascio sono molto stretti. Questi andamenti rispecchiano quanto ci si aspettava qualitativamente. Andando nei dettagli, è notevole la bontà della riproduzione delle forme di questi spettri, nei vari casi, da parte dei due codici di modello statistico, anche se in generale GEMINI++ segue più fedelmente le correlazioni in tutti i casi. Nelle figure le scale verticali sx-dx, per ogni  $Z$ , sono uguali: in questo modo si apprezza subito il peso dell'emissione di protoni rispetto a quella di  $\alpha$  nei vari canali. Si nota che i canali con  $\delta Z=4,6$  sono dominati dalla emissione di  $\alpha$  mentre negli altri casi le cascate evaporative hanno contribuito significativi anche di protoni.

Nella figura 4.25 riportiamo le stesse correlazioni azimutali per il solo caso della



**Figura 4.23:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Correlazioni  $\Delta\Phi$  per particelle  $\alpha$  a sinistra e per protoni a destra, per vari  $Z_{ER}$  da 6 a 10. In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HF). Gli spettri, per ogni riquadro, sono normalizzati all'area di quello sperimentale.

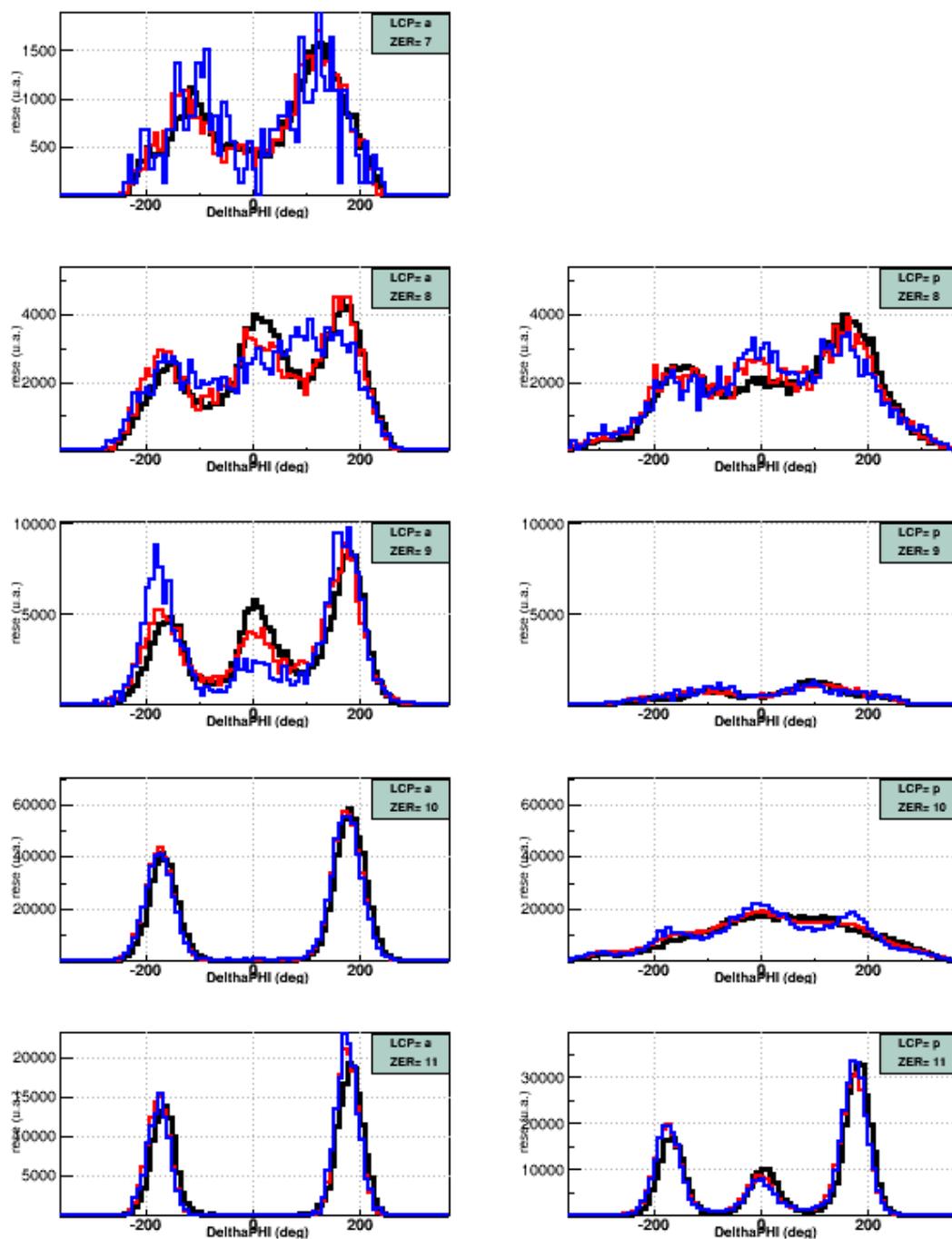


Figura 4.24: Reazione  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ . Correlazioni  $\Delta\Phi$  per particelle  $\alpha$  a sinistra e per protoni a destra, per vari  $Z_{ER}$  da 7 a 11. In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HF). Gli spettri, per ogni riquadro, sono normalizzati all'area di quello sperimentale.

collisione su boro e per i soli due ER, neon e fluoro, rappresentativi di due canali che possono essere raggiunti con emissione di una sola particella carica ( $Z=10$ ), oppure con almeno due diverse ( $Z=9$ ). In questa figura la normalizzazione delle distribuzioni calcolate è fatta al numero di ER con quel valore di  $Z$  e ciò permette di valutare ancora una volta che i modelli, specie HF1, sono insoddisfacenti nella stima dei *branching ratio*, ovvero dei rapporti di decadimento dei canali con emissione preponderante di  $\alpha$ , che risulta sottostimata.

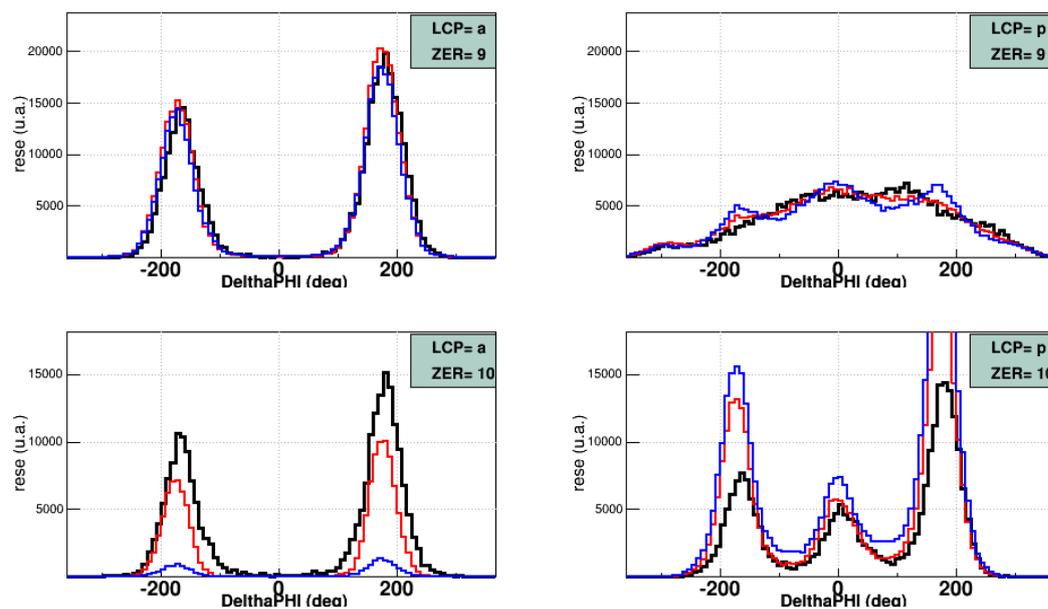
Da quanto sopra si può concludere che l'emissione evaporativa misurata nei due sistemi è in gran parte riprodotta dal modello statistico. Infatti, le distribuzioni energetiche e le correlazioni angolari sono ragionevolmente spiegate per i vari canali di decadimento. Tuttavia, restano differenze sui *branching ratio* nelle varie specie: si misurano più particelle  $\alpha$  di quante ne siano previste, sebbene le loro caratteristiche risultino coerenti con un'emissione statistica (quindi, inquadrata dai modelli). Per mettere meglio in evidenza le differenze tra dati misurati e simulati per i vari canali  $Z_{ER}$ , si è ricavata la variabile  $\Delta(Z)$  proposta in [13], e così definita:

$$\Delta(Z) = \frac{Y_{exp}(Z; n_Z\alpha)}{Y_{exp}(Z)} - \frac{Y_{MC}(Z; n_Z\alpha)}{Y_{MC}(Z)} \quad (4.1)$$

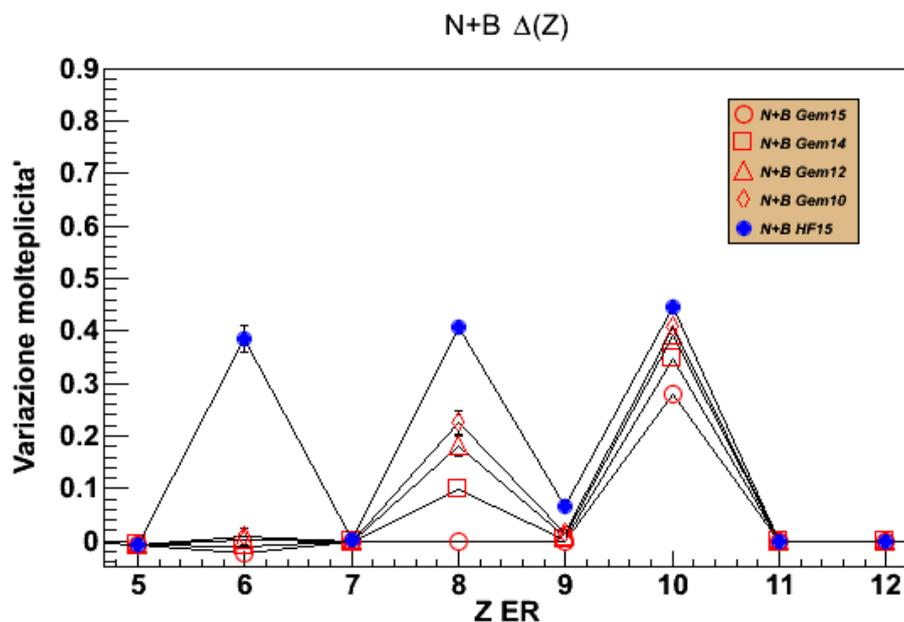
dove  $Y(Z)$  e  $Y(Z; n_Z\alpha)$  indicano, rispettivamente la resa per un canale con  $Z_{ER}$  e quella di quel canale con  $Z_{ER}$  avente il massimo numero  $n_Z\alpha$  di  $\alpha$  con esso compatibile. I pedici specificano se si tratta di dati sperimentali (exp) o di previsioni di modello (MC). Valori di  $\Delta(Z)$  prossimi a zero corrispondono a previsioni di modello coerenti con i risultati sperimentali, mentre scarti positivi indicano la sottostima delle catene di produzione  $\alpha$  nelle catene di decadimento.

I risultati sono riportati nelle figg. 4.26, 4.27 per le due reazioni studiate e corrispondono a diverse scelte su parametri di modello come di seguito spiegato.

Dall'osservazione delle due figure si conferma che, in entrambe le reazioni, ci sono alcuni canali specifici in cui c'è indicazione di maggior produzione di  $\alpha$  rispetto alle previsioni, ma che la stima di questo eccesso dipende dai codici. I canali dove si manifestano le maggiori differenze sono quelli in cui  $Z_{ER}$  può essere raggiunto con la sola emissione di particelle  $\alpha$ ; per il caso della reazione su boro, questo corrisponde a ER di neon ( $n_Z\alpha = 1$ ), di ossigeno ( $n_Z\alpha = 2$ ) e di carbonio ( $n_Z\alpha = 3$ ). Analogamente, per  $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$  c'è indicazione di un eccesso di  $\alpha$  per ER di sodio e



**Figura 4.25:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Correlazioni  $\Delta\Phi$  per particelle  $\alpha$  a sinistra e per protoni a destra, per  $Z_{ER}=9,10$ . In nero lo spettro sperimentale, in rosso (blu) quello del codice GEMINI++ (HF1). I grafici calcolati sono normalizzati al numero di ER misurati di fluoro (sopra) o di neon (sotto).



**Figura 4.26:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ : Variabile  $\Delta(Z)$  per i vari canali evaporativi corrispondenti ai valori  $Z$  dell'ER. I diversi simboli corrispondono ai valori di  $\Delta(Z)$  che si ottengono usando in GEMINI++ diverse ipotesi di momento angolare massimo del CN. I simboli in rosso si riferiscono ai risultati ottenuti con GEMINI++, quelli in blu a HF1 come riportato in legenda. Gli errori riportati sono quelli statistici. Le linee che uniscono i punti sono riportate come guida per gli occhi.

fluoro. Come si è detto, è evidente che le due versioni di modello statistico danno risultati diversi. Infatti, rispetto a GEMINI++, l'eccesso di  $\alpha$  per  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  è misurato essenzialmente per  $Z_{ER}=10$ ; secondo HF1, invece, è presente anche per le catene che terminano con carbonio e ossigeno e, in generale, l'effetto è di maggiore entità. Queste osservazioni sono coerenti con i confronti e le considerazioni svolte in precedenza in questo capitolo: il modello HF1 produce in generale troppi protoni e troppo poche  $\alpha$  (rispetto alla misura), mentre in GEMINI++ si nota lo stesso comportamento, ma in misura più lieve.

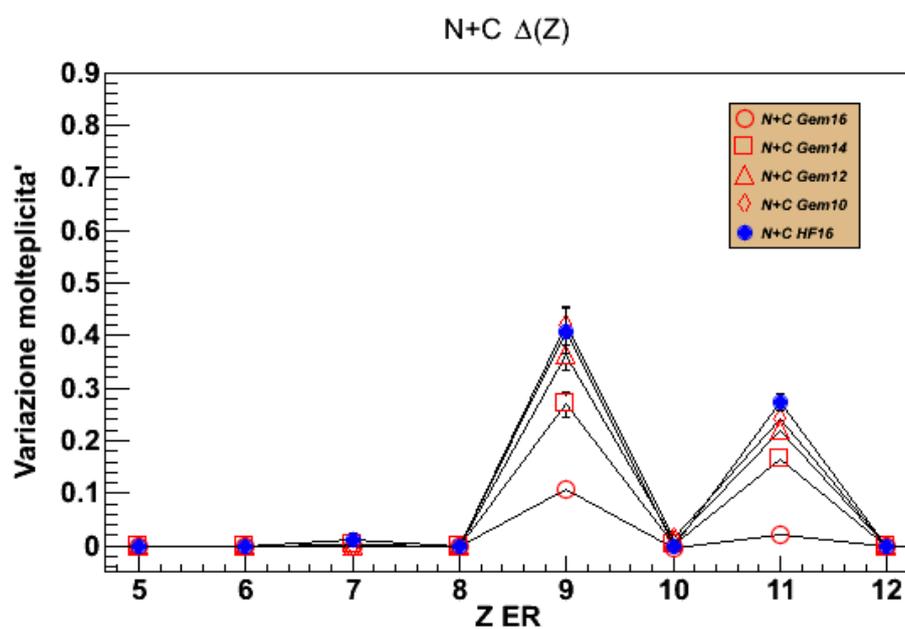
Le diverse indicazioni che si traggono dal confronto con i due modelli sono ancora in corso di studio. Al momento non è chiaro quali siano i parametri critici che rendono diverse le stime dei *branching ratio* nei due casi.

D'altronde, anche all'interno di uno stesso modello, ci sono incertezze certamente legate alla distribuzione di momento angolare del CN. Come si è anticipato nel primo capitolo, lo spettro del momento angolare totale  $J$  dei CN prodotti nelle

reazioni non è noto con precisione. Nei nostri calcoli abbiamo ipotizzato, come comunemente si fa, una distribuzione triangolare di  $J$  del CN che si estende fino a un certo valore massimo  $J_{max}$ . I dettagli dello spettro e la sua estensione verso valori alti di  $J$  condizionano il numero e le proprietà delle varie LCP emesse nel decadimento. Si è studiato questo aspetto utilizzando principalmente il codice GEMINI++ e ricavando  $\Delta(Z)$  per diverse ipotesi di  $J_{max}$ , dal valore ritenuto più plausibile ( $15-16\hbar$ ) fino al valore certamente troppo basso (rispetto alle stime in letteratura [44, 45, 46]) di  $10\hbar$ . Dalle figg. 4.26, (4.27) si vede che la scelta di  $J_{max}$  ha un certo effetto sulla stima di  $\Delta(Z)$  che cresce al decrescere di  $J_{max}$ . Questo effetto si spiega qualitativamente considerando che l'emissione  $\alpha$  è favorita ad alti valori del momento angolare del CN. Diminuire  $J_{max}$ , quindi, riduce la resa di  $\alpha$  favorendo l'emissione di idrogeno (e  $\gamma$ ), con conseguente aumento di  $\Delta(Z)$ . Si conclude che esiste un'incertezza su  $\Delta(Z)$  associata alla scelta di  $J_{max}$  e alla esatta distribuzione di  $J$  del CN, ma riteniamo che questa incertezza sia minore delle variazioni di  $\Delta(Z)$ , passando da  $J_{max}=10\hbar$  a  $J_{max}=15\hbar$  ( $J_{max}=16\hbar$ ) per  $^{24}Mg$  ( $^{26}Al$ ). Si è verificato che i risultati del codice HF1 sono meno sensibili ai cambiamenti del momento angolare del CN. Cambiando la forma dello spettro di  $J$  e modellandola per assumere una distribuzione più realistica di quella triangolare (introducendo una discesa a zero più morbida verso alti  $J$ ), le variazioni si sono mostrate molto contenute. Per aumentare fortemente la molteplicità di particelle  $\alpha$  si è dovuto assumere per il CN una irrealistica distribuzione piatta con tre soli valori del momento angolare  $13,14,15\hbar$ . Inoltre in entrambi i modelli, si è verificato (senza riportarlo per ragioni di brevità) che l'accordo tra la forma delle distribuzioni energetiche e angolari sperimentali e calcolate peggiora al diminuire di  $J_{max}$ .

Pertanto, sebbene si sia verificato che il valore di  $J_{max}$  ha effetto sulla stima di  $\Delta(Z)$  e che la riduzione del suo valore in GEMINI++ conduca a scarti più simili fra i dati sperimentali e i due modelli, non riteniamo tale riduzione molto plausibile né ottimale per migliorare l'accordo complessivo con le caratteristiche misurate.

Su questi punti il lavoro proseguirà nel gruppo sia a livello di studio dei modelli in sé, sia con altri esperimenti che coinvolgono sistemi simili già in programma ai Laboratori Nazionali di Legnaro.



**Figura 4.27:** Reazione  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ : Variabile  $\Delta(Z)$  per i vari canali evaporativi corrispondenti ai valori  $Z$  dell'ER. I diversi simboli corrispondono ai valori di  $\Delta(Z)$  che si ottengono usando in GEMINI++ diverse ipotesi di momento angolare massimo del CN. I simboli in rosso si riferiscono ai risultati ottenuti con GEMINI++, quelli in blu a HFl come riportato in legenda. Gli errori riportati sono quelli statistici. Le linee che uniscono i punti sono riportate come guida per gli occhi.

# Conclusioni

In questa tesi si è affrontato lo studio del decadimento di sistemi nucleari leggeri ( $A=24-26$ ) formati in reazioni di fusione nucleare e misurati in un esperimento svolto presso i Laboratori di Legnaro (Pd). Gran parte di questo lavoro ha riguardato le calibrazioni dei molti canali di rivelazione (qualche centinaio) dell'apparato sia in termini di taratura energetica sia quanto a procedure di identificazione delle varie specie misurate.

L'indagine è consistita nel selezionare accuratamente gli eventi di fusione completa, di identificare (almeno in carica) tutti i prodotti, in particolare il residuo di evaporazione ER e le particelle leggere emesse. Il rivelatore non consentiva la misura di neutroni né l'identificazione isotopica degli ER, per cui solo il bilancio di carica è stato possibile. Grazie alla grande accettazione dell'apparato, si è potuto selezionare un campione significativo di eventi di fusione completi in carica.

Le caratteristiche delle particelle leggere cariche misurate per le varie catene evaporative sono state confrontate con le previsioni di modello statistico del decadimento nucleare. A tal fine ci siamo avvalsi di due realizzazioni di tale modello; una è stata sviluppata dal gruppo in anni recenti a partire dal formalismo di Hauser-Feshbach e concepita per sistemi leggeri, l'altra è il codice GEMINI++ ampiamente utilizzato in questo campo di fisica e ancora sviluppato dall'autore.

Nella tesi si sono studiate due reazioni di fusione  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  e  $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$  che conducono alla formazione di due nuclei composti autoconiugati di  $^{24}\text{Mg}$  e  $^{26}\text{Al}$  a energie di eccitazione ben superiori alla soglia di emissione di particelle. Il primo sistema costituisce un riferimento per la tematica sulla persistenza di effetti di *cluster* di  $\alpha$  ad alte energie di eccitazione. Infatti con questo sistema, con la scelta fatta di energia di bombardamento del fascio di azoto, si popolano CN nominalmente alla stessa energia della reazione simmetrica  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  già analizzata dal gruppo. La

seconda reazione qui studiata su bersaglio di carbonio consente invece di estendere l'esame e il test di modello su sistemi leggeri simili, ma non ipotizzati a struttura ad  $\alpha$ -cluster.

Si è trovato, come atteso, che il decadimento del CN presenta qualitativamente caratteristiche assai simili per entrambe le reazioni; inoltre, per il sistema  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  il quadro generale che emerge è paragonabile a quello descritto in ([12, 13]) per la collisione  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ .

Il decadimento misurato, per i vari canali finali, è largamente compatibile con il decadimento statistico dei CN così come è descritto dalle due versioni usate del modello. Spettri energetici e angolari delle LCP e rapporti isotopici di idrogeno sono nel complesso riprodotti piuttosto fedelmente, in molti casi anche in dettaglio. Si sono riscontrate discordanze essenzialmente sui rapporti di decadimento per alcuni canali studiati nello specifico che portano a delle differenze tra le rese di particelle  $\alpha$  e di protoni; si è misurata un'emissione  $\alpha$  più abbondante di quanto previsto. I canali dove c'è indicazione di maggiori deviazioni tra dati misurati e di modello sono quelli in  $Z_{ER}=Z_{CN}-2m$  con  $m=1,2,3$ , ovvero quelli in cui il residuo può essere raggiunto solo mediante emissione di particelle  $\alpha$ . Si è trovato che le differenze di rese per questi canali sono associate anche a distribuzioni angolari ed energetiche che i modelli riproducono meno accuratamente. Questo risultato vale per entrambe le reazioni e pertanto non sembra legato a effetti di permanenza di struttura a  $\alpha$ -cluster.

Nel contesto della tematica affrontata dal nostro gruppo sul cluster di  $\alpha$  vogliamo segnalare che le anomalie riscontrate rispetto al modello statistico sembrano per il nostro sistema  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$  inferiori al caso del  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , riportato in [74]. Si potrebbe immediatamente pensare a un'evidenza che rimanda alla natura  $\alpha$  dei due ioni reagenti  $^{12}\text{C}$  del sistema simmetrico, assente nel caso del  $^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$ . Tuttavia, come anche da noi osservato, il punto è delicato per via del concomitante effetto del momento angolare nucleare  $J$  e per alcuni aspetti, ancora non compresi, legati alle diverse realizzazioni del modello statistico. Infatti, si è visto che la scelta della popolazione di  $J$  del CN ha un effetto sui *branching ratio* nelle varie catene di decadimento e che la produzione di  $\alpha$  è favorita dagli stati ad alto  $J$ . Abbiamo visto mediante le simulazioni che la riduzione del  $J_{max}$  assunto nel calcolo rispetto al valore suggerito dalla letteratura in generale peggiora l'accordo con i dati sperimentali in termini di distribuzioni energetiche e angolari.

Quanto al comportamento dei due modelli possiamo dire che con i parametri di ingresso ritenuti più ragionevoli per caratterizzare i nuclei di CN studiati (massa, carica, energia di eccitazione e spettro di  $J$ ) GEMINI++ fornisce migliore accordo complessivo con i dati sia come distribuzioni energetiche ed angolari, sia come rese di particelle nei vari canali. Al momento non siamo in grado di trarre conclusioni definitive sulle differenze presentate dai modelli che sono attuale oggetto di studio nell'ambito della collaborazione. In particolare, pensiamo che la forma del nucleo (con impatto sui coefficienti di trasmissione e sulle rese delle varie specie) possa essere un aspetto da approfondire. Infatti, in HF1 il CN è considerato sferico, mentre in GEMINI++ si tenta di tener conto in qualche modo di questi effetti di forma mediante l'introduzione di fluttuazioni dei coefficienti di trasmissione.

Concludiamo sottolineando che dal punto di vista sperimentale, sebbene studi su questi sistemi siano numerosi in letteratura, il valore aggiunto di questo lavoro sta nel fatto che, usando un sistema di rivelatori potente ed efficiente, è stato possibile analizzare il processo evaporativo per eventi completi in carica e, anche, canale per canale, selezionando i sottogruppi di eventi dei vari  $Z_{ER}$  prodotti. In altre parole, si è passati da uno studio medio del canale di fusione-evaporazione a un'analisi quasi catena-per-catena con l'evidente vantaggio di poter avere confronti stringenti tra vari esperimenti e tra esperimenti e modelli.



# Bibliografia

- [1] M.Freer, *Rep. Prog. Phys.* 70 (2007) 2149.
- [2] M.Freer e A.C.Merchant, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 23 (1997) 261.
- [3] C.Beck, *J. Phys.: Conf. Ser.* 436 (2013) 012014.
- [4] A.Chevarier et al., *Phys. Rev. C* 11 (1975) 886.
- [5] Tz.Kokalova et al., *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 054614.
- [6] I.A.Egorova et al., *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012) 202502.
- [7] G.La Rana et al., *Phys. Rev. C* 37 (1988) 1920.
- [8] J.Darai et al., *Int. J. Mod. Phys. E* 20 (2011) 815.
- [9] E.Vardaci et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* 436 (2013) 012054.
- [10] G.Baiocco et al. *13th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms. Villa Monastero (Varenna);*  
<https://cds.cern.ch/record/1536998?ln=en>.
- [11] G.Baiocco et al., *Phys. Rev. C* 87 (2013) 054614.
- [12] L.Morelli et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41 (2014) 075107.
- [13] L.Morelli et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 41 (2014) 075108.
- [14] W.Norenberg e H.A.Weidenmuller (1980), *Introduction to the theory of heavy-ion collisions*, Springer & Verlag.
- [15] N.Bohr e J.A.Wheeler, *Phys. Rev.* 56 (1939) 426.

- [16] B.Povh et al. (2002), *Particelle e nuclei*, Bollati Boringhieri.
- [17] W.Hauser e H.Feshbach, *Phys. Rev.* 87 (1952) 2.
- [18] L.R.Hafstad e E.Teller, *Phys. Rev.* 54 (1938) 681.
- [19] K.Ikeda et al., *Prog. Theor. Phys.* E68 (1968) 464.
- [20] W.von Oertzen et al., *Phys. Rep.* 432 (2006) 43.
- [21] D.M.Brink e E.Boeker, *Nucl. Phys.* A 91 (1967) 1.
- [22] W.D.M. Rae, *Int. J. Mod. Phys.* A 3 (1988) 1343.
- [23] Y.C.Tang et al., *Phys. Rep.* 47 (1978) 167.
- [24] J.Zhang e W.D.M.Rae, *Nucl. Phys.* A 564 (1993) 252.
- [25] J.Zhang et al., *Nucl. Phys.* A 575 (1994) 61.
- [26] Y.Kanada-En'yo e H.Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.* 142 (2001) 205.
- [27] M.Chernykh et al., *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 032501.
- [28] W.Bauhoff et al., *Phys. Rev. C* 29 (1983) 1046.
- [29] M.M Hindi et al., *Phys. Rev. C* 27 (1983) 2902.
- [30] E.Ideguchi et al., *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 222501.
- [31] C.J.Chicara et al., *Phys. Rev. C* 67 (2003) 041303.
- [32] P.Descouvement et al., *Nucl. Phys.* A 699 (2002) 463.
- [33] E.R.Cosman et al., *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 265.
- [34] R.J.Charity, *Phys. Rev. C* 82 (2010) 014610.
- [35] G.Baiocco, *Tesi di Dottorato, Towards a Reconstruction of Thermal Properties of Light Nuclei from Fusion-Evaporation Reactions*, Università di Bologna e Universite' de Caen Basse-Normandie (2012).
- [36] <https://bitbucket.org/arekfu/gemini/overview>.

- [37] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>.
- [38] T.Von Egidy e D.Bucurescu, *Phys. Rev. C* 72 (2005) 044311.
- [39] <https://www-nds.iaea.org/RIPL-2>.
- [40] <http://www.talys.eu>.
- [41] W.Dilg et al., *Nucl. Phys. A* 217 (1979) 2, 269.
- [42] G.H.Rawitscher, *Nucl. Phys.* 85 (1966) 337.
- [43] Z.Chen e C.K.Gelbke, *Phys. Rev. C* 38 (1988) 2630.
- [44] M.E.Ortiz et al., *Phys. Rev. C* 25 (1982) 1436.
- [45] R.L.Parks et al., *Nucl. Phys. A* 348 (1980) 350.
- [46] J.Gomez del Campo et al., *Phys. Rev. C* 19 (1979) 2170.
- [47] F.Gramegna et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 389 (1997) 474.
- [48] M.Bruno et al., *Eur. Phys. J. A* 49 (2013) 128.
- [49] A.Moroni et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 556 (2006) 516.
- [50] N.LeNeindre et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 701 (2013) 145.
- [51] L.Bardelli et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 560 (2006) 517.
- [52] L.Bardelli et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 560 (2006) 524.
- [53] G.Pasquali et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 570 (2007) 126.
- [54] L.Bardelli, *A ROOT-based-data-monitor software for the GARFIELD experiment* LNL Annual Report 2007.
- [55] G.Marzocco, *Tesi di Laurea triennale, Realizzazione di un sistema di trigger per esperimenti di fisica nucleare mediante dispositivi logici programmabili*, Università di Firenze (2010).
- [56] G.F.Knoll (1989), *Radiation detection and measurements*, Wiley, New York.

- [57] F.Benrachi et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 281 (1989) 137.
- [58] L.Morelli et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 620 (2010) 305.
- [59] L.Morelli, *Tesi di Dottorato, Competition between evaporation and fragmentation in nuclear reactions at 15-20 AMeV beam energy*, Università di Bologna (2011).
- [60] F.James, *MINUIT Reference Manual - Version 94.1*, CERN-D-506.
- [61] G.Pausch et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 337 (1994) 573.
- [62] S.Carboni et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 664 (2012) 251.
- [63] <http://fazia2.in2p3.fr/spip>.
- [64] J.B.Birks (1964), *The theory and practice of scintillation counting*, Pergamon Press, Oxford.
- [65] N.Colonna et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 321 (1992) 529.
- [66] D.Horn et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 320 (1992) 273.
- [67] P.F.Mastinu et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 338 (1994) 419.
- [68] V.Avdeichikov et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 466 (2001) 427.
- [69] M.Parlog et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 482 (2002) 693.
- [70] U.Abbondanno et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 488 (2002) 604.
- [71] G.Casini et al., *Refining energy calibration of the Nucl-ex CsI(Tl) scintillators* LNL Annual Report 2004.
- [72] V.Avdeichikov et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 501 (2003) 505.
- [73] T.Tati, *Prog. Theor. Phys.* 14(2) (1955) 107.
- [74] <http://arxiv.org/abs/1309.0323>.