



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI  
FEDERICO II

DOTTORATO IN  
FISICA FONDAMENTALE ED APPLICATA  
XVIII CICLO

Dott.<sup>ssa</sup> Brunella Martin

**Emissione dipolare di pre-equilibrio in  
reazioni di fusione tra ioni pesanti**

Coordinatore: Prof. Arturo Tagliacozzo

Novembre 2005



*A tutti coloro  
che credono in me.  
Ad Armando  
e a mio padre.*



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>ix</b>
<b>1 Il problema fisico</b>	<b>1</b>
1.1 Risonanza Dipolare Gigante (GDR) . . . . .	1
1.1.1 Parametri caratteristici della GDR . . . . .	4
1.2 GDR "costruita" su stati eccitati . . . . .	12
1.2.1 Evoluzione dell'energia della GDR in funzione dell'e- nergia di eccitazione . . . . .	14
1.2.2 Evoluzione della larghezza della GDR in funzione del- l'energia di eccitazione . . . . .	14
1.2.3 Evoluzione della <i>Strength</i> della GDR in funzione del- l'energia di eccitazione . . . . .	15
1.3 Emissione di $\gamma$ dipolari di pre-equilibrio . . . . .	17
1.3.1 Dipendenza dall'energia incidente . . . . .	19
1.3.2 Progetto di ricerca . . . . .	21
<b>2 ApparatI di rivelazione</b>	<b>25</b>
2.1 Scintillatori . . . . .	25
2.1.1 Scelta dei rivelatori di raggi $\gamma$ . . . . .	26
2.1.2 Lo scintillatore BaF <sub>2</sub> . . . . .	27
2.2 Scelta dei rivelatori dei frammenti di reazione . . . . .	30
2.2.1 Contatore a valanga a piani paralleli (PPAC) . . . . .	32
<b>3 Esp. I: <math>^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}</math> a 6 MeV/nucleone</b>	<b>35</b>
3.1 L'esperimento . . . . .	35
3.1.1 Apparato sperimentale . . . . .	37

3.1.2	Elettronica ed acquisizione . . . . .	38
3.2	Selezione degli eventi . . . . .	42
3.2.1	Eventi $\gamma$ . . . . .	44
3.2.2	Residui di evaporazione . . . . .	45
3.3	Analisi dei dati . . . . .	47
3.3.1	Effetto Doppler . . . . .	48
3.3.2	Spettri in energia dei $\gamma$ . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Esp. II: <math>^{40,36}\text{Ar} + ^{92,96}\text{Zr}</math> a 15 e 16 MeV/nucleone</b>	<b>53</b>
4.1	L'esperimento . . . . .	53
4.1.1	Apparato sperimentale . . . . .	54
4.1.2	Elettronica ed acquisizione . . . . .	57
4.2	Riduzione dei dati . . . . .	60
4.2.1	Identificazione dei segnali dei $\text{BaF}_2$ . . . . .	61
4.2.2	Identificazione dei segnali dei PPAC . . . . .	63
4.3	Emissione di particelle di pre - equilibrio . . . . .	65
4.3.1	Spettri in energia ed angolo solido dei protoni . . . . .	66
4.4	Analisi dei dati dei $\gamma$ . . . . .	70
4.4.1	Sottrazione del contributo di Bremsstrahlung . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Discussione</b>	<b>79</b>
5.1	Analisi dei risultati . . . . .	79
5.1.1	Analisi della componente di pre-equilibrio . . . . .	82
5.2	Analisi teorica . . . . .	85
5.2.1	Influenza della dinamica del processo di fusione . . . . .	89
5.3	Prospettive future . . . . .	91
5.3.1	La sintesi dei nuclei superpesanti . . . . .	91
5.3.2	L'emissione pronta di $\gamma$ dipolari come meccanismo di raffreddamento di nuclei superpesanti . . . . .	95
	<b>Conclusioni</b>	<b>102</b>
<b>A</b>	<b>Modello statistico e codice CASCADE</b>	<b>103</b>
A.1	Modello statistico . . . . .	103
A.1.1	Densità dei livelli . . . . .	106

---

A.1.2	Probabilità di decadimento per emissione di una particella . . . . .	108
A.1.3	Probabilità di decadimento per emissione $\gamma$ . . . . .	108
A.2	Codice CASCADE . . . . .	109
A.2.1	Densità dei livelli . . . . .	109
A.2.2	Diseccitazione per emissione di una particella . . . . .	111
A.2.3	Diseccitazione per emissione di $\gamma$ con $L = 1$ ed $L = 2$ . . . . .	111
<b>B</b>	<b>Bremsstrahlung nucleone–nucleone</b>	<b>117</b>
B.1	Sezione d’urto di produzione di $\gamma$ di alta energia . . . . .	118
B.1.1	Molteplicità differenziale di $\gamma$ di alta energia . . . . .	120
	<b>Bibliografia</b>	<b>121</b>
	<b>Lista delle Figure</b>	<b>127</b>
	<b>Lista delle Tabelle</b>	<b>133</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>136</b>



# Introduzione

Il nucleo atomico è un complicato sistema quantistico a molti corpi all'interno del quale possono instaurarsi diversi tipi di stati di eccitazione. Tra questi meritano particolare attenzione i modi collettivi di eccitazione i quali coinvolgono la maggior parte dei costituenti del nucleo.

Le risonanze giganti costituiscono un interessante esempio di modi elementari di eccitazione collettiva; nell'ambito di una descrizione macroscopica, queste ultime possono essere interpretate come oscillazioni armoniche smorzate di densità o di forma di alta frequenza ( $\sim 10^{21}$  Hz) ma di piccola ampiezza. Stati di questo tipo possono instaurarsi in tutti i nuclei della tavola periodica e le loro caratteristiche (*strength*, energia, larghezza) sono governate essenzialmente dalle proprietà nucleari macroscopiche sulle quali permettono, quindi, di ottenere informazioni.

Il primo modo di eccitazione collettiva osservato sperimentalmente è stato la Risonanza Gigante di Dipolo (GDR da **Giant Dipole Resonance**) di cui ci si occupa nel presente lavoro di tesi. La GDR è un'oscillazione altamente collettiva di tutti i protoni in opposizione di fase rispetto a tutti i neutroni di un nucleo atomico secondo una configurazione spaziale di tipo dipolare.

La GDR si può eccitare usando campi elettromagnetici rapidamente variabili associati a fotoni oppure generati da particelle veloci elettricamente cariche.

La GDR può anche essere termicamente eccitata in reazioni di fusione tra ioni pesanti, come hanno ampiamente dimostrato vari studi (per una discussione ampia cfr. [1, 2]). In questo caso lo spettro di diseccitazione per emissione  $\gamma$  del nucleo composto è dominato dai  $\gamma$  dipolari provenienti dal decadimento della GDR, nella regione energetica compresa tra  $\sim 8$  e  $\sim 25$  MeV. Questa constatazione ha segnato l'inizio di una nuova era nel-

l'analisi della struttura dei nuclei, consentendo di esplorare la regione delle deformazioni estreme e delle alte temperature.

La GDR, infatti, è un modo di eccitazione collettiva che si accoppia agli stati del nucleo composto in tempi molto più brevi ( $\sim 10^{-22}$  s) rispetto al tempo di vita media dello stesso ( $\sim 10^{-18}$  s ad una temperatura  $T = 1$  MeV e  $\sim 10^{-21}$  s a  $T = 3$  MeV). Inoltre, è caratterizzata da un'alta probabilità di diseccitarsi per emissione  $\gamma$  nei primi stadi della catena di diseccitazione nucleare in competizione con altri modi di decadimento, come evaporazione di particelle leggere e fissione, sebbene con una probabilità relativa piuttosto modesta ( $\sim 10^{-3}$  fotoni di alta energia emessi per decadimento nucleare). Uno studio sistematico della GDR permette, quindi, di ottenere informazioni sulle deformazioni nucleari, le fluttuazioni e le transizioni di forma ed al tempo necessario perché un cambiamento di forma nucleare accada ad alte temperature ed alti spin.

È stato proposto [3, 4, 5, 6, 7, 8] che, durante il processo di equilibratura della carica che ha luogo nei primissimi momenti di formazione del dinucleo in reazioni di fusione tra ioni pesanti con un rapporto molto diverso di  $N/Z$ , dove  $N$  ( $Z$ ) è il numero di neutroni (protoni), una GDR può essere eccitata a causa di un netto momento di dipolo nel canale d'ingresso. Tale oscillazione, nota in bibliografia come "dipolo diretto", è costruita su stati eccitati di un sistema altamente deformato che si trova lontano dall'equilibrio. La diseccitazione di questa oscillazione può avvenire per emissione di fotoni dipolari, detti di pre-equilibrio, che vanno ad aggiungersi ai  $\gamma$  dipolari provenienti dalla diseccitazione di una GDR in completo equilibrio con gli stati del nucleo composto.

L'evidenza sperimentale di questo effetto [10, 11, 12] si è avuta osservando gli spettri di molteplicità  $\gamma$  provenienti da eventi di fusione – evaporazione del nucleo composto formato alla stessa energia di eccitazione e con la stessa distribuzione di spin attraverso coppie di reazioni caratterizzate da diversa asimmetria di carica nel canale di ingresso.

Lo studio del dipolo diretto osservato nelle reazioni dissipative tra ioni pesanti è molto importante perché:

1. fornisce informazioni sul meccanismo di equilibratura della carica in relazione con il meccanismo di reazione;

2. fornisce informazioni sulla *spreading width* della GDR ad alte temperature;
3. potrebbe rappresentare un nuovo ed efficiente meccanismo di raffreddamento per favorire la formazione degli elementi superpesanti: il loro studio come è ben noto, ci potrà dare informazioni uniche sull'interazione nucleone–nucleone.

Recentemente è stata prevista teoricamente [8, 9] una dipendenza dell'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio dall'energia incidente. Secondo queste previsioni tale emissione diventa massima in un'intervallo opportuno di energie incidenti situato tra la barriera coulombiana e l'energia di Fermi. Per quanto riguarda le reazioni di fusione tra ioni pesanti, in [12] si è osservato che i dati, esistenti fino al momento di intraprendere il lavoro di questa tesi, riguardanti lo studio dell'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio non possono essere confrontati tra loro in quanto relativi a sistemi collidenti a diverse energie incidenti, ma anche aventi diversi valori di altri parametri che influenzano direttamente il dipolo diretto come asimmetria di carica ed asimmetria di massa.

Il metodo più opportuno per isolare la dipendenza dell'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio dall'energia incidente consiste nello studiare lo stesso nucleo composto, formatosi a partire da coppie di reazioni caratterizzate dalla stessa differenza di momento di dipolo e di asimmetria di massa iniziali, a diverse energie incidenti.

In questo quadro, il presente lavoro di tesi rappresenta il primo tentativo condotto in questa direzione con lo scopo di definire in maniera chiara gli effetti dell'energia incidente sull'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio in reazioni di fusione tra ioni pesanti. Proseguendo la linea di ricerca iniziata con il lavoro di tesi di Laurea i cui risultati sono riportati in [12], si è studiato il nucleo composto  $^{132}\text{Ce}$  formatosi, ad energie di eccitazione di 117 e 304 MeV, in seguito alle reazioni  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  e  $^{40,36}\text{Ar} + ^{92,96}\text{Zr}$  realizzate ad energie incidenti di 6 MeV/nucleone e  $\sim 16$  MeV/nucleone, rispettivamente. I sistemi studiati sono caratterizzati da una differenza di momento di dipolo iniziale pari a  $\Delta D(t=0) = 16.5$  e  $16.6$  fm, rispettivamente, e da una differenza di asimmetria di massa iniziale pari a 0.3 e 0.2, rispettivamente. I risultati

ottenuti nell'ambito di questi due nuovi esperimenti sono direttamente confrontabili con quelli riportati in [12] relativi alle reazioni  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  realizzate ad energia incidente di 9 MeV/nucleone.

Nel **capitolo 1** di questo lavoro di tesi viene introdotto il concetto di risonanza gigante costruita sullo stato fondamentale e su uno stato eccitato di un nucleo e vengono presentati i principali risultati teorici e sperimentali relativi all'evoluzione dei parametri della GDR in funzione dell'energia di eccitazione. Nello stesso capitolo vengono presentati i presupposti teorici e le evidenze sperimentali che hanno condotto al progetto di ricerca in esame.

Come anticipato, lo studio delle proprietà della GDR eccitata sugli stati del nucleo composto si effettua dall'analisi dello spettro in energia dei  $\gamma$  emessi in seguito al suo decadimento. Tenuto conto dei diversi meccanismi che possono instaurarsi nel corso di una reazione nucleare, il canale di reazione specifico è stato selezionato mediante la rivelazione dei  $\gamma$  in coincidenza con i residui di evaporazione. Gli apparati di rivelazione utilizzati a tale scopo sono descritti nel **capitolo 2** illustrando anche le motivazioni che hanno portato a questa scelta.

Nei **capitoli 3 e 4** sono presentati i due esperimenti studiati:  $^{32,40}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  ad energia incidente di 6 MeV/nucleone e  $^{40,36}\text{Ar} + ^{92,96}\text{Zr}$  ad energia incidente di  $\sim 16$  MeV/nucleone, rispettivamente. La prima parte di entrambi i capitoli è dedicata alla fase strettamente sperimentale e si sviluppa attraverso l'illustrazione dell'apparato di rivelazione, del sistema di acquisizione e delle tecniche sperimentali utilizzate. Nella seconda parte di ciascun capitolo vengono descritte le procedure adottate per la selezione degli eventi di interesse e per l'analisi dei dati.

Nel **capitolo 5** si discutono i risultati ottenuti e si presentano calcoli teorici effettuati per studiare il dipolo diretto nel canale d'ingresso di reazioni asimmetriche in carica nell'ambito di un modello di trasporto *Boltzmann-Nordheim-Vlasov*. La probabilità di emissione di fotoni dipolari collegati al dipolo diretto è stata ottenuta usando un approccio di emissione bremsstrahlung collettivo. Seguono le conclusioni.

# Capitolo 1

## Il problema fisico

### 1.1 Risonanza Dipolare Gigante (GDR)

Con il termine Risonanza Gigante (GR) si intende un modo di eccitazione nucleare altamente collettivo di piccola ampiezza ed alta frequenza ( $\sim 10^{21}$  Hz) indotto dalle interazioni che si manifestano tra i nuclei e l'ambiente esterno (tipicamente campi elettromagnetici ed interazioni forti).

Esistono diversi tipi di GR e la loro classificazione viene effettuata in base all'ordine di multipolo ed ai numeri quantici di spin  $S$  ed isospin  $T$ . Detti  $\vec{L}$  e  $\pi$ , rispettivamente, il momento angolare trasportato dal  $\gamma$  e la parità della radiazione emessa, il suo ordine di multipolo è definito come  $2^L$ . L'emissione di radiazione multipolare, tuttavia, è soggetta a regole di selezione che tengono conto delle restrizioni imposte dalle leggi di conservazione della parità e del momento angolare. Supponiamo che un nucleo, eccitato in uno stato risonante di momento angolare totale  $\vec{J}_i$  e parità  $\pi_i$ , si disecciti per emissione di un  $\gamma$  decadendo al livello di momento angolare totale  $\vec{J}_f$  e parità  $\pi_f$ . Dalle leggi di conservazione segue:

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f \quad M_i = M_f + m \quad (1.1)$$

$$\pi = \pi_i \cdot \pi_f$$

Indicato con  $\Delta S$  la variazione di Spin subita dal nucleo nel passare dallo stato iniziale a quello finale, la parità della radiazione emessa vale  $\pi =$

$(-1)^{L+\Delta S}$ . Per una fissata multipolarità si parla di transizione di multipolo elettrico nel caso in cui  $\Delta S = 0$  e di transizione di multipolo magnetico se  $\Delta S = 1$ .

Nel formalismo dell'isospin viene introdotta la distinzione tra i nucleoni sulla base dell'autovalore della componente  $t_3$  dell'operatore di isospin  $\vec{t}$ ; per convenzione, esso assume valore  $t_3 = -\frac{1}{2}$  per i protoni e  $t_3 = +\frac{1}{2}$  per i neutroni. In un nucleo, costituito da  $Z$  protoni ed  $N$  neutroni, la proiezione dell'operatore di isospin totale  $\vec{T} = \sum_{i=1}^A \vec{t}_i$ , lungo l'asse di quantizzazione, ha autovalore  $T_3 = \frac{N-Z}{2}$ . Gli stati di eccitazione corrispondenti a moti collettivi in cui neutroni e protoni si muovono in fase sono indicati come risonanze isoscalari ( $\Delta T = 0$ ), mentre quelli in cui neutroni e protoni si muovono in opposizione di fase sono indicati come risonanze isovettoriali ( $\Delta T = 1$ ).

In base a quanto detto, la Risonanza Gigante di dipolo (GDR) è definita come un moto collettivo del tipo  $L^\pi = 1^-$ , puramente isovettoriale e di natura elettrica. Nell'ambito di una descrizione macroscopica, la GDR può essere interpretata come un'oscillazione collettiva di tutti i protoni rispetto a tutti i neutroni con una configurazione spaziale di tipo dipolare.

Le prime GDR sono state osservate nel 1947 [13] in seguito a reazioni di fotoassorbimento. La sezione d'urto di fotoassorbimento, relativa a misure di fissione dell'uranio e del torio indotte da fotoni, intorno ai 15 MeV presentava infatti un andamento risonante del tipo mostrato in figura 1.1.

La prima descrizione teorica della GDR fu data nel 1948 con la proposta di un modello macroscopico idrodinamico nel quale il nucleo è trattato come una goccia di fluido ideale a due componenti. Nella versione di *Steinwedel - Jensen* [14] i neutroni ed i protoni sono trattati come fluidi comprimibili che oscillano in opposizione di fase all'interno del nucleo la cui superficie esterna rimane invariata. In questo caso, la forza di richiamo è proporzionale al coefficiente di volume nella formula di *Bethe - Weizsacker* per la massa nucleare [15] e l'energia dell'oscillazione varia come  $A^{-1/3}$ ; nella versione di *Goldhaber - Teller* [16] i fluidi di neutroni e protoni si comportano come due sfere rigide interpenetranti che oscillano in opposizione di fase provocando una deformazione del nucleo. In questo caso la forza di richiamo è proporzionale al coefficiente di superficie e l'energia dell'oscillazione varia

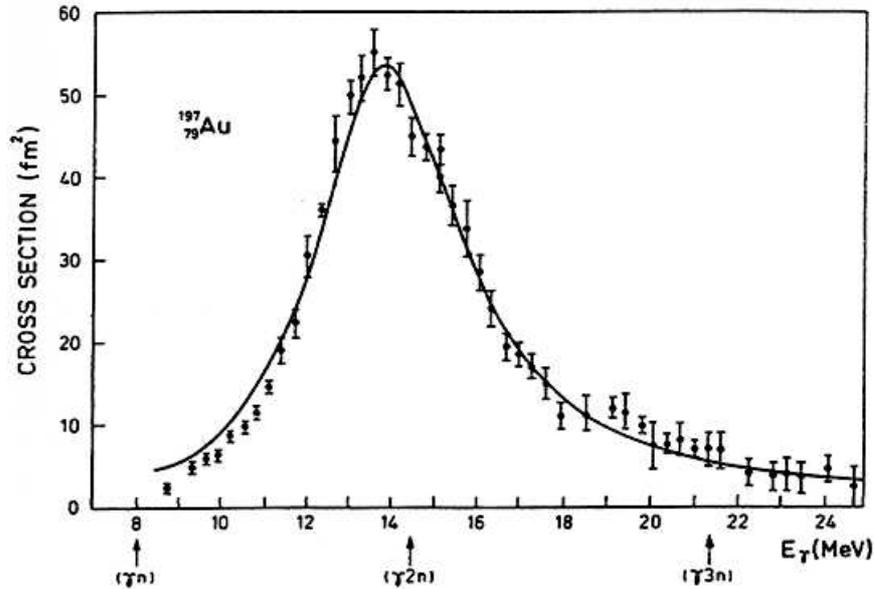


Figura 1.1: Sezione d'urto totale di fotoassorbimento per il nucleo  $^{197}\text{Au}$

come  $A^{-1/6}$ . Nella figura 1.2 viene mostrata schematicamente l'oscillazione dipolare di protoni e neutroni nei due modelli citati.

In seguito venne proposto un modello [17] nel quale la GDR viene descritta come una sovrapposizione dei due meccanismi suddetti, il che riproduce bene i dati sperimentali attraverso una dipendenza intermedia dell'energia di risonanza dalla massa nucleare  $A$  del tipo:

$$E_{GDR} = 31.2 \cdot A^{-1/3} + 20.6 \cdot A^{-1/6} \quad (\text{MeV}) \quad (1.2)$$

Da un punto di vista microscopico la GDR è una sovrapposizione coerente di eccitazioni  $1p-1h$  (1 particella - 1 lacuna) [15]. Nell'ambito del modello a shell la separazione tra due livelli principali adiacenti è pari a  $1\hbar\omega$  e pertanto ci si aspetterebbe di osservare la GDR ad un'energia pari a  $1\hbar\omega \sim 41 \cdot A^{-1/3}$  MeV. Tuttavia, a causa del carattere repulsivo dell'interazione residua tra particelle e lacune nel caso di una eccitazione isovettoriale, la GDR si

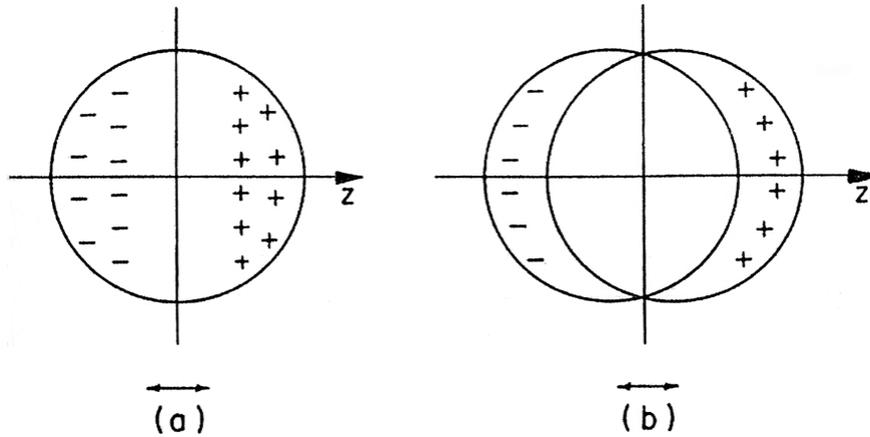


Figura 1.2: Rappresentazione schematica di oscillazioni dipolari in un nucleo, secondo i modelli di (a) Steinwedel – Jensen e (b) Goldhaber – Teller

ritrova ad un'energia pari a  $\sim 80 \cdot A^{-1/3}$  MeV per nuclei pesanti e di massa intermedia.

### 1.1.1 Parametri caratteristici della GDR

I parametri caratteristici della GDR sono i seguenti:

1. Frequenza di oscillazione  $\omega_{GDR}$ ;
2. Larghezza a metà altezza  $\Gamma_{GDR}$ ;
3. Funzione di forza (*strength*)  $S_{GDR}$ .

Per meglio comprendere l'importanza rivestita da ciascuno dei suddetti parametri nello studio di risonanze giganti di dipolo, nel seguito vengono descritti singolarmente più nei dettagli.

#### Frequenza di oscillazione $\omega_{GDR}$

Una stima dell'energia ( $E_{GDR} = \hbar\omega_{GDR}$ ) [18], e quindi della frequenza di oscillazione, della GDR può essere ottenuta a partire dall'ipotesi fondamentale che il campo elettrico associato alla radiazione che eccita il nucleo

sia all'incirca uniforme sull'intero volume nucleare. Tale affermazione trova conferma nel fatto che la lunghezza d'onda  $\lambda$  della radiazione è uno, due ordini di grandezza più grande del raggio nucleare  $R$  come si può facilmente vedere dall'espressione di seguito riportata, nella quale si sono considerate le energie tipiche  $E_\gamma$  degli stati nucleari eccitati pari ad alcuni MeV:

$$\frac{\lambda}{R} = \frac{2\pi \cdot \frac{\hbar c}{E_\gamma}}{1.2 \cdot A^{1/3}} \approx 10 \div 200 \quad (1.3)$$

In tale ipotesi, quindi, tenuto conto del fatto che la forza di richiamo della vibrazione nucleare è proporzionale al coefficiente di simmetria che compare nella formula delle masse di *Bethe – Weizsacker*, si trova:

$$E_{GDR} = \hbar \omega_{GDR} = \sqrt{\frac{3 \hbar^2 b_{sym}}{m \langle r^2 \rangle}} \cong 80 A^{-1/3} MeV \quad (1.4)$$

dove  $\langle r^2 \rangle = \frac{\int r^2 \rho(r) d^3r}{\int \rho(r) d^3r} = \frac{3}{5} R^2$  ed  $m$  è la massa di un nucleone.

Dalla (1.4) segue che la frequenza di oscillazione  $\omega_{GDR}$  della risonanza è inversamente proporzionale alla lunghezza dell'asse di oscillazione. Questa informazione consente non solo di stimare le dimensioni lineari del nucleo lungo il vettore campo elettrico, ma anche di determinarne la forma.

Nei nuclei caratterizzati da una deformazione statica ci sono tre assi di vibrazione e pertanto la sezione d'urto di fotoassorbimento sarà frammentata in tre componenti: la componente di più bassa frequenza corrispondente ad una oscillazione lungo l'asse maggiore del nucleo. Per descrivere le deformazioni di un nucleo non molto lontano dalla simmetria sferica si utilizza, in genere, una parametrizzazione in coordinate sferiche:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left\{ 1 + a_{00} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} a_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right\} \quad (1.5)$$

dove  $R_0$  è il raggio di un nucleo di ugual massa avente forma sferica.

Se  $\lambda = 2$  le deformazioni sono quadrupolari e solo due dei cinque parametri  $a_{2\mu}$  sono indipendenti. Secondo la notazione:

$$a_{20} = \beta \cos\gamma \quad (1.6)$$

$$a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin\gamma \quad (1.7)$$

è possibile descrivere tutte le forme del nucleo attraverso due coordinate polari e la sua orientazione attraverso gli angoli di Eulero.  $\beta$  descrive la deformazione nucleare e  $\gamma$  può variare da 0 a  $2\pi$ . Dal modello a goccia di liquido segue che la frequenza di oscillazione dipolare lungo ciascuno degli assi nucleari è data da:

$$\omega_k(\beta, \gamma) = \omega_{GDR} \cdot \exp \left[ -\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \left( \gamma - \frac{2\pi k}{3} \right) \right] \quad k = 1, 2, 3 \quad (1.8)$$

dove  $\omega_{GDR}$  è la frequenza della GDR nel caso di una forma sferica [19].

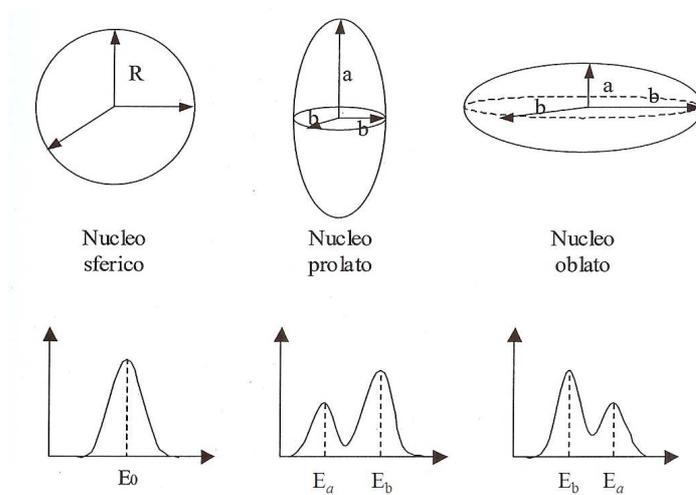


Figura 1.3: *Rappresentazione schematica della relazione che lega la sezione d'urto di fotoassorbimento alla forma del nucleo.*

Se la deformazione è a simmetria assiale allora le tre componenti della sezione d'urto di fotoassorbimento si riducono a due, in quanto due di queste

sono degeneri. Dall'intensità relativa delle due componenti è possibile risalire alla forma del nucleo (vedi figura 1.3).

Nel caso di una forma prolata, infatti, alla componente di bassa energia  $E_a$ , associata ad oscillazioni lungo l'asse maggiore dell'ellissoide, corrisponde circa un terzo della sezione d'urto, mentre la componente di alta energia  $E_b$  ne contiene circa i due terzi in quanto risulta due volte degenera. La situazione si inverte per una forma oblata.

Un calcolo esatto [20] mostra che il rapporto tra le energie corrispondenti ad oscillazioni lungo gli assi  $a$  e  $b$  è data, in buona approssimazione, dalla relazione seguente:

$$\frac{E_b}{E_a} = 0.911 \frac{a}{b} + 0.089 \quad (1.9)$$

dove:

$$\frac{a}{b} \approx \frac{3}{2} \left( \frac{4\pi}{5} \right)^{-\frac{1}{2}} \beta \quad (1.10)$$

Il fatto che la sezione d'urto di fotoassorbimento si frammenti in diverse componenti nel caso di una GDR eccitata su un nucleo deformato costituisce una prova dell'accoppiamento della GDR alle deformazioni della superficie nucleare.

#### Larghezza a metà altezza $\Gamma_{GDR}$

La larghezza totale  $\Gamma_{GDR}$  di una risonanza si può decomporre nella somma di quattro contributi [1] che tengono conto dei differenti meccanismi che possono condurre allo smorzamento della stessa:

$$\Gamma_{GDR} = \Gamma^\dagger + \Gamma_\downarrow + \Gamma_{Landau} + \Gamma_\gamma \quad (1.11)$$

Descriviamo brevemente ciascuno di essi.

- $\Gamma^\dagger$ : la larghezza di fuga (*escaping width*) è associata al decadimento della risonanza per emissione di particelle leggere. Questo meccanismo è determinato dal fatto che, essendo l'energia della risonanza maggiore dell'energia di separazione media di un nucleone, può accadere che gran

parte di essa (o tutta) si concentri su un solo nucleone che potrà passare ad uno stato non legato. Nei nuclei leggeri, per i quali i processi diretti sono i più probabili, la  $\Gamma^\dagger$  costituisce il contributo dominante alla larghezza totale. Nei nuclei pesanti è dell'ordine di 100 KeV.

- $\Gamma^\dagger$ : la *spreading width* è legata al tempo necessario affinché l'energia ed il momento angolare della GDR si distribuiscano uniformemente su tutti i nucleoni e tiene quindi conto dell'allargamento dovuto al processo di termalizzazione del nucleo (trasformazione dell'energia di oscillazione in energia dei singoli nucleoni), ovvero al processo in cui la GDR decade in uno stato caotico tipico di un nucleo ad alta temperatura. Nei nuclei pesanti la  $\Gamma^\dagger$  ricopre più dell'80% della larghezza totale ed è dell'ordine del MeV.
- $\Gamma_\gamma$  è legata al tempo di vita della risonanza rispetto al processo di decadimento per emissione di fotoni dipolari. Sia per nuclei pesanti che per nuclei leggeri essa assume valori dell'ordine del KeV.
- $\Gamma_{Landau}$ : questo ulteriore allargamento è stato osservato sperimentalmente solo nei nuclei con  $A \leq 60$  [21] e sembra che non contribuisca in modo significativo nei nuclei più pesanti. È riconducibile all'accoppiamento del moto collettivo ai moti di singola particella e quindi alla frammentazione della forza dipolare in eccitazioni  $1p - 1h$ . Infatti, a causa della struttura nucleare, l'energia delle transizioni di particella singola da una shell alla successiva non ha sempre lo stesso valore. Questo fenomeno è noto come *Landau damping* in quanto è stato spiegato da Landau [22] in relazione allo smorzamento di onde sonore in sistemi fluidodinamici quantistici infiniti. L'effetto Landau non è tuttavia ricollegabile ad un tempo caratteristico per la risonanza. Il suo contributo alla larghezza totale è dell'ordine di 100 KeV.

I valori tipici della larghezza totale  $\Gamma_{GDR}$  della GDR per nuclei sferici sono dell'ordine di  $4 \div 5$  MeV; nei nuclei deformati la larghezza di ciascuna componente si può calcolare come [23, 24]:

$$\Gamma_i = \Gamma_0 \left( \frac{E_i}{E_0} \right)^\delta \quad (1.12)$$

dove  $\delta \sim 1.8$  e  $\Gamma_0$  ed  $E_0$  sono la larghezza ed il centroide di una GDR eccitata su un nucleo sferico avente la stessa massa.

Nei nuclei pesanti la larghezza della GDR è dominata dalla *spreading width*. Per questi nuclei, infatti, sperimentalmente è stato osservato che la GDR si diseccita principalmente per emissione di neutroni di bassa energia [25]. Il contributo alla larghezza totale dato dal processo di diseccitazione della GDR per emissione di  $\gamma$  dipolari è dell'ordine di  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{GDR}} \approx \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma^\dagger} \approx 10^{-3}$ .

Funzione di forza (*strength*)  $S_{GDR}$

La *strength* della GDR è definita come la sezione d'urto sperimentale di fotoassorbimento integrata sull'energia nell'intervallo tra 0 e 30 MeV:

$$S_{GDR} \equiv \int_0^{30\text{MeV}} \sigma_{abs}^{exp}(E_\gamma) dE_\gamma \quad (1.13)$$

La *strength* dipolare ha un'importanza fondamentale nello studio delle risonanze. Essa, infatti, consente di stimare il grado di collettività dell'eccitazione, ovvero la percentuale di nucleoni che partecipano all'oscillazione, se confrontata con il suo limite superiore teorico espresso mediante la regola di somma di *Thomas - Reiche - Kuhn* (TRK) [15]:

$$\int_0^{30\text{MeV}} \sigma_{abs}(E_\gamma) dE_\gamma = 60 \frac{NZ}{A} \quad (\text{MeV} \cdot \text{mb}) \quad (1.14)$$

Questa regola di somma è indipendente da modelli e si esprime attraverso dei termini che riflettono le proprietà generali dei nuclei se si trascurano i termini di scambio ed i termini dipendenti dalla velocità. Per dedurre la regola di somma TRK si ricorda che la sezione d'urto di eccitazione di un nucleo da uno stato iniziale  $|0\rangle$  ad uno stato finale  $|\nu\rangle$  in seguito all'assorbimento di un fotone dipolare di energia  $E_\gamma$  è data da [26]:

$$\sigma_\nu(E_\gamma) = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c} (E_\nu - E_0) |\langle \nu | D | 0 \rangle|^2 \delta(E_\gamma - E_\nu + E_0) \quad (1.15)$$

dove  $E_0$  ed  $E_\nu$  sono le energie degli stati iniziale e finale, rispettivamente. L'operatore  $D$ , dato dalla relazione [26]:

$$D = \frac{NZ}{A} \left( \frac{1}{Z} \sum_{p=1}^Z \vec{z}_p - \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \vec{z}_n \right) = \frac{NZ}{A} \left( \vec{R}_Z - \vec{R}_N \right) \quad (1.16)$$

dove  $\vec{z}_p$  ( $\vec{z}_n$ ) è il vettore posizione di ciascun protone (neutrone) ed  $\vec{R}_Z$  ( $\vec{R}_N$ ) è il vettore posizione del centro di massa dei protoni (neutroni), è collegato all'operatore dipolare  $E1$ . Quest'ultimo è definito come:

$$E1 = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} e \sum_{i=1}^Z \vec{r}_i \quad (1.17)$$

ed eccita solo i protoni. Tuttavia, nel sistema del centro di massa il momento lineare totale si annulla per cui lo spostamento effettivo di ciascun protone diventa  $\vec{r}_i - \vec{R}$ , dove  $\vec{R}$  è il vettore posizione del centro di massa del sistema, e quindi si può scrivere:

$$\sqrt{\frac{4\pi}{3}} E1 =: e D = \sum_{i=1}^Z (\vec{r}_i - \vec{R}) = -e \sum_{i=1}^A t_3^{(i)} (\vec{r}_i - \vec{R}) = e \frac{NZ}{A} \left( \vec{R}_Z - \vec{R}_N \right). \quad (1.18)$$

In definitiva, l'operatore  $D$  è equivalente all'operatore  $E1$  con una carica effettiva pari a  $\frac{eN}{A}$  per ciascun protone e  $-\frac{eZ}{A}$  per ciascun neutrone [26].

Integrando la (1.15) su  $E_\gamma$  e sommando su tutti gli stati finali  $|\nu\rangle$  si ottiene la sezione d'urto totale di fotoassorbimento:

$$\sigma_{totale} = \sum_{\nu} \int_0^{\infty} \sigma_{\nu}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c} \sum_{\nu} (E_{\nu} - E_0) |\langle \nu | D | 0 \rangle|^2 \quad (1.19)$$

e da qui la regola di somma TRK (1.14). La sezione d'urto relativa ad un processo di fotoassorbimento  $\sigma_{abs}$  può essere approssimativamente descritta,

con l'eccezione di nuclei molto leggeri, da una lorentziana di energia  $E_{GDR}$  e larghezza totale  $\Gamma_{GDR}$ :

$$\sigma_{abs}(E_\gamma) = \sigma_0 \frac{E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2} \quad (1.20)$$

con  $\sigma_0$  pari al valore massimo della distribuzione che si osserva per  $E_\gamma = E_{GDR}$ .

La regola di somma TRK si ottiene nell'ambito di una descrizione dell'interazione del nucleo con un campo elettrico impulsivo nel caso in cui tutti i nucleoni partecipino. Essa stabilisce, essenzialmente, che l'energia totale che il sistema assorbe dal campo associato al fotone incidente è proporzionale alla carica totale del sistema stesso.

Il grado di collettività dell'eccitazione si può esprimere attraverso un indice  $I$  così definito:

$$I \equiv \frac{\int_0^{30MeV} \sigma_{abs}^{exp}(E_\gamma) dE_\gamma}{\int_0^{30MeV} \sigma_{abs}(E_\gamma) dE_\gamma} = \frac{S}{60 \frac{NZ}{A}} \quad (1.21)$$

ovvero esprimendo la sezione d'urto integrata in unità  $60 \frac{NZ}{A}$  ( $MeV \cdot mb$ ).

Sperimentalmente, rivelando i neutroni emessi da un nucleo dopo aver assorbito un  $\gamma$ , si è osservato che per nuclei di massa  $A \leq 80$  la GDR non esaurisce il 100% della regola di somma se l'integrazione si effettua fino a 30 MeV; questo risultato si può spiegare osservando che in questa misura è stato trascurato, a causa del limite di integrazione, l'effetto del quasi - deutone (assorbimento di un  $\gamma$  di alta energia da una coppia correlata neutrone - protone) e la parte di transizione  $T=T_0+1$  dove  $T_0$  e  $T$  sono rispettivamente l'isospin degli stati iniziale e finale. Inoltre, il fatto di non aver rivelato i protoni in queste misure fa sì che una parte della forza della GDR non venga tenuta in considerazione. All'aumentare della massa e della carica dei nuclei, l'aumento della barriera coulombiana inibisce l'emissione di protoni; per nuclei di massa intorno a 100 si trova, infatti, che la GDR esaurisce il 100% della regola di somma TRK. Per nuclei ancora più pesanti i dati sperimentali superano la (1.14) di  $\sim 30\%$ , il che può essere spiegato tenendo

in conto che in tal caso contribuiscono dei termini di scambio non contemplati dalla regola di somma TRK.

## 1.2 GDR "costruita" su stati eccitati

In base all'ipotesi di Brink – Axel [27, 28], *"la dipendenza dall'energia del fotoeffetto è indipendente dalla struttura dettagliata dello stato iniziale per cui, se fosse possibile produrre il fotoeffetto su uno stato eccitato, la sezione d'urto di assorbimento di un fotone di energia  $E_\gamma$  avrebbe ancora una dipendenza dall'energia data da...(1.20)"*. In altre parole già negli anni '60 viene previsto che anche i nuclei altamente eccitati possono esibire dei moti collettivi regolari, e che il contributo risonante sia ancora ben descritto da una lorentziana come la (1.20).

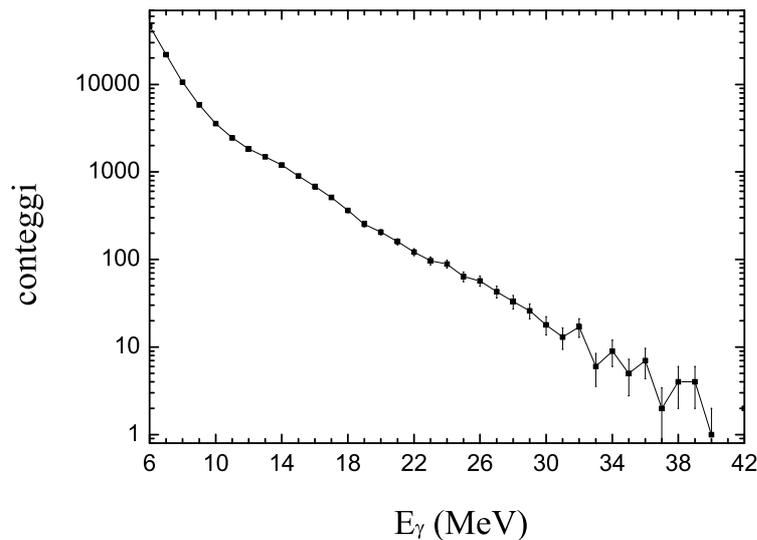


Figura 1.4: *Spettro in energia dei  $\gamma$  emessi in seguito alla diseccitazione di un nucleo composto formatosi in seguito ad una reazione di fusione tra ioni pesanti*

Solo nel 1981, tuttavia, si è avuta la prima evidenza sperimentale [29]

dell'esistenza di una GDR "costruita" sugli stati del continuo, ovvero di un'oscillazione collettiva instauratasi in un nucleo altamente eccitato, osservando i  $\gamma$  emessi nel decadimento di un nucleo composto formatosi in seguito ad una reazione di fusione indotta da ioni pesanti. Uno spettro di questo tipo, di cui un esempio viene riportato nella figura 1.4, risulta pertanto dato dalla sovrapposizione di diversi contributi fondamentali che tengono conto dei differenti meccanismi di diseccitazione del nucleo composto per emissione di raggi  $\gamma$ .

La diseccitazione del nucleo composto per evaporazione di particelle e raggi  $\gamma$  può essere rappresentata nel piano Energia di eccitazione ( $E^*$ ) – Momento angolare ( $J$ ) (figura 1.5) il quale è diviso in due parti dalla linea Yrast che rappresenta l'energia minima di un nucleo avente un dato spin. Sulla linea Yrast l'energia di eccitazione del nucleo è puramente rotazionale.

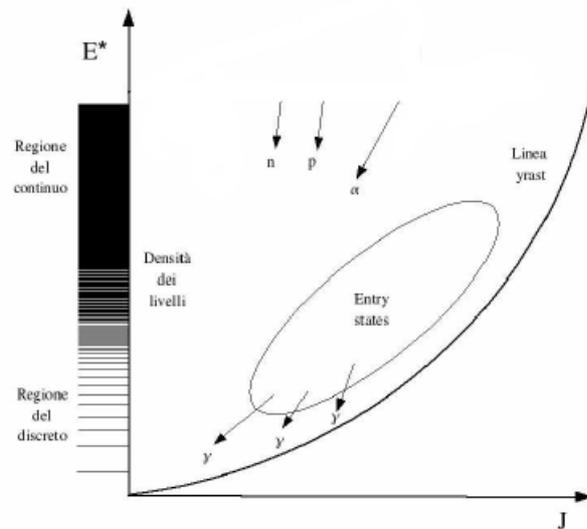


Figura 1.5: Piano Energia di eccitazione ( $E^*$ ) – Momento angolare ( $J$ ) e linea Yrast

Le transizioni  $\gamma$  di energia inferiore a 2 MeV portano via un grande ammontare di momento angolare dal nucleo e sono di carattere quadrupolare elettrico ( $E2, L = 2$ ) o dipolare magnetico ( $M1, S = 1$ ). Queste si verificano quasi parallelamente alla linea Yrast ed intervengono alla fine della cascata di

diseccitazione. Le transizioni  $L = 2$  possono anche avere carattere collettivo nel caso di nuclei deformati nel loro stato fondamentale (bande rotazionali).

La regione che si estende fino ad energie dell'ordine di  $\sim 8$  MeV corrisponde a transizioni elettriche dipolari (E1,  $L = 1$ ) di energia giusto al di sotto della soglia di emissione di particelle. Queste transizioni sono responsabili della forma esponenziale dello spettro  $\gamma$  e portano via poche unità di momento angolare.

Le transizioni di energia maggiore di 8 MeV sono relative ai  $\gamma$  dipolari provenienti dalla diseccitazione di una GDR. Questo contributo, come si è detto nel paragrafo 1.2, ha andamento lorentziano del tipo (1.20) e risulta preponderante nella regione energetica tra 8 e  $\sim 25$  MeV.

Le transizioni di energia maggiore di  $\sim 30$  MeV prendono origine dalle interazioni tra nucleoni, appartenenti uno al proiettile ed uno al bersaglio, che si verificano nei primi stadi della reazione (Bremsstrahlung nucleone – nucleone). Questo contributo, di cui si parlerà approfonditamente nell'Appendice B, ha andamento esponenziale.

### 1.2.1 Evoluzione dell'energia della GDR in funzione dell'energia di eccitazione

Diversi calcoli teorici [30, 31, 32, 33] risultano concordi nel considerare l'energia  $E_{GDR}$  della GDR solo debolmente dipendente dall'energia di eccitazione in quanto il suo valore ad una temperatura nucleare  $T = 3$  MeV risulta circa 4 – 6% inferiore a quello relativo allo stato fondamentale.

I risultati sperimentali ([41] e riferimenti interni) sembrano confermare tali previsioni teoriche anche se gli errori sperimentali sono spesso grandi, dell'ordine di 0.5 oppure 1 MeV.

### 1.2.2 Evoluzione della larghezza della GDR in funzione dell'energia di eccitazione

Diversi studi sistematici [34, 35, 38, 40, 41] hanno portato all'osservazione di un incremento della larghezza  $\Gamma_{GDR}$  della GDR all'aumentare dell'energia

di eccitazione. Il suo andamento, per gli isotopi dello Sn, si può parametrizzare secondo la relazione empirica:

$$\Gamma_{GDR}(E^*) = \Gamma_0 + 0.0026 \cdot (E^*)^{1.6} \quad MeV \quad (1.22)$$

dove  $E^*$  è l'energia di eccitazione e  $\Gamma_0 = 4.8$  MeV è la larghezza di una GDR costruita sullo stato fondamentale del nucleo.

Sulle cause che determinano l'allargamento osservato della larghezza  $\Gamma_{GDR}$  esistono, tuttavia, due diverse scuole di pensiero.

Da una parte l'aumento della larghezza della GDR con l'energia di eccitazione viene attribuito ad effetti di deformazione provocati dall'elevato momento angolare e dalle fluttuazioni termiche [42, 43, 44, 45]. Tale ipotesi si trova in accordo con dei calcoli teorici [46] in base ai quali la rottura delle correlazioni tra le particelle ad alta energia di eccitazione ed elevato momento angolare determina una transizione ad una deformazione oblata. Dall'altra parte, questo aumento viene attribuito ad un più elevato smorzamento della risonanza ad alte energie di eccitazione [47, 48], ovvero ad un aumento della *spreading width*  $\Gamma^\downarrow$  della GDR con la temperatura nucleare.

Attualmente esistono diverse osservazioni sperimentali [37, 38, 39, 40, 49] che favoriscono la prima ipotesi teorica sulle cause che determinano l'allargamento della GDR. Informazioni sperimentali indipendenti sulla  $\Gamma^\downarrow$  sarebbero comunque di grande interesse per dare una risposta definitiva e chiarire l'evoluzione della  $\Gamma^\downarrow$  con la temperatura nucleare.

### 1.2.3 Evoluzione della *Strength* della GDR in funzione dell'energia di eccitazione

La *Strength* dipolare relativa ad isotopi dello Sn, per energie di eccitazione inferiori a  $\sim 300$  MeV, risulta pressoché costante e quindi indipendente dall'energia di eccitazione (dal punto di vista teorico cfr. [30, 42]; per una discussione ampia cfr. [1, 2]). Per valori superiori è stato, invece, osservato che il decadimento per emissione  $\gamma$  della GDR viene bruscamente soppresso, con una conseguente saturazione della corrispondente *Strength* dipolare [36, 39, 52, 53, 54].

Dal punto di vista teorico esistono due diverse interpretazioni in relazione alle cause che possono provocare questo effetto: una soppressione della GDR ad alta energia di eccitazione [44, 55] oppure un rapido aumento della larghezza con l'energia di eccitazione del nucleo a causa di un aumento della *spreading width* [47, 48] o/e del fatto che bisogna includere, nella  $\Gamma_{GDR}$  anche la larghezza di evaporazione del nucleo composto, la quale aumenta all'aumentare dell'energia di eccitazione [56].

Nel primo caso si prende in considerazione il tempo di equilibratura della GDR sugli stati del nucleo composto e si predice l'esistenza di un'energia di eccitazione limite  $E_c$  per l'esistenza di una vibrazione collettiva dipolare. A questa energia di eccitazione, che vale  $\sim 250$  MeV per gli isotopi dello Sn, il tempo necessario all'accoppiamento della GDR agli stati del nucleo composto diventa più lungo del tempo di emissione di particelle da parte del nucleo composto stesso. Per energie maggiori di  $E_c$  il nucleo composto comincerà quindi a diseccitarsi per evaporazione di particelle prima che la GDR possa aver raggiunto l'equilibrio; in questo caso i fotoni dipolari osservati vengono emessi da un nucleo più freddo dopo l'emissione di qualche neutrone.

Indicata con  $\Gamma_{ev}$  la larghezza relativa all'evaporazione di particelle, l'energia di eccitazione limite corrisponde ad avere  $\Gamma^\downarrow \sim \Gamma_{ev}$  [44]. Tenuto conto che per  $E^* \sim 250$  MeV, la larghezza di evaporazione vale  $\sim 5$  MeV e che la *spreading width* della GDR eccitata sullo stato fondamentale di un nucleo risulta  $\Gamma^\downarrow \sim 4.5$  MeV, si può concludere che, secondo tale ipotesi, la  $\Gamma^\downarrow$  è essenzialmente indipendente dall'energia di eccitazione.

Nel secondo caso si prevede un forte aumento della *spreading width*  $\Gamma^\downarrow$  della GDR con l'energia di eccitazione, dovuto allo smorzamento attraverso le collisioni a due corpi. La scomparsa della GDR al di sopra di una data energia di eccitazione critica sarebbe, quindi, dovuta ad un eccessivo slargamento in quanto l'emissione di raggi  $\gamma$  da una distribuzione così slargata non può contribuire al picco della GDR.

Da quanto detto nel paragrafo 1.2.2 sull'evoluzione della  $\Gamma^\downarrow$  con la temperatura, la saturazione della GDR ad alte energie di eccitazione dovrebbe essere legata alla prima ipotesi.

### 1.3 Emissione di $\gamma$ dipolari di pre-equilibrio

Nel corso degli studi sulla GDR è emersa la possibilità [3, 4, 5, 6, 8, 7] che, in reazioni di fusione tra ioni pesanti, una significativa *Strength* dipolare potesse essere eccitata nei primissimi stadi dell'interazione nucleare con una conseguente emissione di fotoni dipolari detti di "pre-equilibrio". Questo contributo di  $\gamma$  dipolari andrebbe ad aggiungersi a quello relativo alla diseccitazione di una GDR in completo equilibrio con gli stati del nucleo composto.

In [3] viene avanzata l'ipotesi che l'emissione di pre-equilibrio sia dovuta ad un'asimmetria di carica  $\Delta = \left| \left( \frac{N}{Z} \right)_{proiettile} - \left( \frac{N}{Z} \right)_{bersaglio} \right|$  (con  $N$  ( $Z$ ) pari al numero di neutroni (protoni)) tra i due ioni collidenti; in tal caso, infatti, all'istante  $t = 0$  (considerato come l'istante in cui la distanza tra i centri di massa dei due ioni collidenti è pari alla somma dei loro raggi), lungo l'asse di collisione che si considera coincidente con l'asse  $Oz$  del fascio, si crea un momento di dipolo non nullo dato da:

$$\begin{aligned} D(t = 0) &= \frac{NZ}{A} |R_Z(t = 0) - R_N(t = 0)| \\ &= \frac{r_0(A_p^{1/3} + A_b^{1/3})}{A} Z_p Z_b \Delta \end{aligned} \quad (1.23)$$

dove  $R_Z$  ed  $R_N$  sono le coordinate dei centri di massa di protoni e neutroni rispettivamente;  $A = A_p + A_b$  è la massa del sistema composto,  $N = N_p + N_b$  ( $Z = Z_p + Z_b$ ) è il suo numero di neutroni (protoni) mentre gli indici  $p$  e  $b$  si riferiscono, rispettivamente, a proiettile e bersaglio.

Da un punto di vista sperimentale, negli ultimi anni diversi studi sono stati dedicati alla verifica dell'esistenza dell'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio e della sua dipendenza dall'asimmetria di carica del canale d'ingresso. Nell'ambito del programma di ricerca internazionale CTNAS, il nostro gruppo ha osservato per la prima volta [57, 58] l'eccitazione di una *Strength* dipolare di pre-equilibrio nelle reazioni dissipative  $^{35}\text{Cl} + ^{64}\text{Ni}$  e  $^{35}\text{Cl} + ^{92}\text{Mo}$  ad energie incidenti di  $7 \div 8$  MeV/nucleone. Nell'ambito del progetto di ricerca SERPE è stata, invece, presentata la prima evidenza sperimentale della

dipendenza della *Strength* dipolare di pre-equilibrio dall'asimmetria di carica del canale d'ingresso per le reazioni dissipative, realizzate presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL),  $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$  ( $\Delta = 0.07$ ) e  $^{32}\text{S} + ^{64}\text{Ni}$  ( $\Delta = 0.29$ ) ad energie incidenti di  $\sim 9 \div 10$  MeV/nucleone [59]. Gli spettri  $\gamma$  osservati esibiscono, infatti, una netta differenza nella regione energetica tra  $\sim 10$  e  $\sim 18$  MeV all'interno della quale ci si aspetta il decadimento della GDR eccitata nel sistema dinucleare formato. Nello stesso esperimento si è anche osservato che, per reazioni quasi-elastiche, non esiste alcun effetto dei parametri del canale d'ingresso sull'emissione dipolare. Questo risultato si può imputare al brevissimo tempo di vita media del dinucleo, formatosi in seguito a reazioni di questo tipo, per cui la frammentazione si verifica prima che abbia avuto luogo la completa equilibratura della carica tra i due ioni collidenti. L'emissione di  $\gamma$  dipolari da parte del dinucleo diminuisce al diminuire della centralità della reazione e quindi al diminuire della dissipazione di energia cinetica. Per reazioni molto periferiche la radiazione dipolare scompare rapidamente in quanto il sistema interagente non ha avuto ancora il tempo di "organizzare" un campo medio dinucleare prima della separazione. Tali osservazioni sono in buon accordo con calcoli teorici nell'ambito di un modello di trasporto *Boltzmann-Nordheim-Vlasov* presentati in [59].

Per quanto riguarda il meccanismo di fusione indotto da ioni pesanti, di cui ci si occupa nel presente lavoro di tesi, l'osservabile considerata è lo spettro di molteplicità  $\gamma$  del nucleo composto formato, alla stessa energia di eccitazione e con la stessa distribuzione di spin, a partire da canali d'ingresso con differente asimmetria di carica. Sulla base di questo metodo, diversi dati [10, 11, 12] riportano un eccesso di  $\gamma$  dipolari nel corso della reazione più asimmetrica nel rapporto N/Z. In particolare, tra i risultati suddetti è interessante soffermarsi su quelli riportati in [12], in quanto strettamente correlati allo studio intrapreso nell'ambito di questo lavoro di tesi, come sarà chiarito nei prossimi paragrafi.

Questi dati sono relativi alle reazioni di fusione  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$  ( $\Delta = 0.03$ ) e  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  ( $\Delta = 0.38$ ) realizzate ad energie incidenti di 9 MeV/nucleone presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. Il ruolo svolto dall'asimmetria di carica è stato evidenziato mantenendo costanti tutti i parametri rilevanti per entrambe le reazioni e lasciando come unica differenza il momento di

dipolo iniziale  $D(t = 0)$  che passa da 1.7 fm per il sistema quasi simmetrico in  $N/Z$  a 18.2 fm per il sistema fortemente asimmetrico in  $N/Z$ . Infatti, i sistemi proposti conducono allo stesso nucleo composto di  $^{132}\text{Ce}$  formato ad un'energia di eccitazione di 173.5 MeV e con un momento angolare critico di fusione pari a  $L_{fus} = 83 \hbar$ . Gli spettri in energia dei raggi  $\gamma$ , rivelati in coincidenza con i residui di evaporazione prodotti in seguito alle due reazioni di fusione, esibiscono una netta differenza nella regione energetica compresa tra  $\sim 8$  e  $\sim 20$  MeV, all'interno della quale ci si aspetta il contributo dovuto alla diseccitazione della GDR. In [12] viene riportato un aumento del 25% nell'emissione di  $\gamma$  dipolari negli spettri linearizzati nel passare dalla reazione quasi simmetrica in  $N/Z$  a quella fortemente asimmetrica in  $N/Z$ .

### 1.3.1 Dipendenza dall'energia incidente

Nella tabella 1.1 sono riportati tutti i risultati sperimentali relativi all'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio, nel caso di reazioni di fusione tra ioni pesanti, ottenuti nell'ambito dello studio degli effetti del canale d'ingresso.

Reazione	Aumento (%)	$E_{inc}$ (MeV/n)	$E^*$ (MeV)	$D(t=0)$ (fm)	$\Delta_m$	Ref
$^{40}\text{Ca}+^{100}\text{Mo}$	16 (8,18)	4.25	71	22.1	0.15	[10]
$^{36}\text{S}+^{104}\text{Pd}$		4.44	71	0.5	0.17	
$^{16}\text{O}+^{98}\text{Mo}$	36 (8,20)	8.125	110	8.4	0.29	[11]
$^{48}\text{Ti} + ^{64}\text{Ni}$		5	110	5.2	0.05	
$^{32}\text{S}+^{100}\text{Mo}$	25 (8,21)	9.31	173.5	18.2	0.19	[12]
$^{36}\text{S}+^{96}\text{Mo}$		8.9	173.5	1.7	0.16	

Tabella 1.1: *Aumento percentuale nell'emissione di  $\gamma$  dipolari negli spettri linearizzati osservato nel sistema fortemente asimmetrico in  $N/Z$  (in parentesi è riportato l'intervallo di energia nel quale si osserva l'aumento suddetto), energia incidente, energia di eccitazione del nucleo composto, momento di dipolo iniziale  $D(t = 0)$  calcolato dalla (1.23) per  $r_0 = 1.2$  fm, e asimmetria di massa iniziale per ciascuna reazione.*

Nella prima colonna vengono riportate le coppie di reazioni analizzate in ciascun esperimento; la seconda colonna presenta l'aumento percentuale dell'intensità dei  $\gamma$  dipolari osservato negli spettri linearizzati, nell'intervallo energetico mostrato in parentesi, nel caso della reazione più asimmetrica in carica; la terza e la quarta colonna riportano l'energia incidente e la corrispondente energia di eccitazione del nucleo composto formatosi in ogni sistema;  $D(t = 0)$  è il momento di dipolo iniziale di ciascuna reazione ed è dato dalla (1.23) nella quale si è usato il valore  $r_0 = 1.2$  fm.

Nella sesta colonna della tabella 1.1 sono riportati i valori dell'asimmetria di massa  $\Delta_m$  iniziale della corrispondente reazione, che è data dall'espressione:

$$\Delta_m = \frac{R_b - R_p}{R_b + R_p} \quad (1.24)$$

dove  $R_p$  ed  $R_b$  sono i raggi, rispettivamente, di proiettile e bersaglio.

Da un confronto immediato dei tre risultati si evince, come già accennato nel paragrafo precedente, che c'è accordo nell'osservare un aumento della *strength* dipolare in reazioni asimmetriche in carica. Tuttavia, da un esame più approfondito, viene fuori che l'eccesso di radiazione dipolare è un fenomeno solo in parte connesso al valore più elevato del momento di dipolo iniziale.

Osserviamo ad esempio le prime due righe della tabella. Nel caso di [11] si osserva un aumento percentuale nettamente superiore a quello riportato in [10], pur essendo il primo risultato relativo ad una differenza di momento di dipolo iniziale inferiore. Questa apparente contraddizione con quanto mostrato finora, può essere giustificata dal fatto che in [11] si ha, tra le due reazioni studiate, una più grande differenza nell'asimmetria di massa iniziale. Questa osservazione è una chiara indicazione dell'influenza che la dinamica del processo di fusione ha su un fenomeno di questo tipo, come vedremo più chiaramente nel capitolo 5.

Il confronto tra la prima e la terza riga, evidenzia un aumento percentuale della *strength* dipolare (pari al 16% ed al 25% rispettivamente) più grande per il sistema caratterizzato da una maggiore energia di eccitazione del nucleo

composto [12], pur in corrispondenza di una minore differenza di momento di dipolo iniziale, evidenziando così una dipendenza anche dall'energia incidente.

Le conclusioni, a cui si è giunti da una semplice analisi dei dati finora disponibili nel caso di reazioni di fusione tra ioni pesanti, trovano conferma nelle previsioni teoriche, presentate in [8, 9], secondo le quali questo tipo di emissione dipolare dipende dall'energia incidente attraverso la sua dipendenza dall'asimmetria di isospin iniziale, dal tempo di formazione del nucleo composto e dalla *spreading width* della GDR. Inoltre, secondo queste previsioni dovrebbe esistere una zona energetica all'interno della quale l'emissione di  $\gamma$  dipolari diventa massima.

### 1.3.2 Progetto di ricerca

Il raffronto tra i dati attualmente disponibili riguardanti l'emissione pronta di  $\gamma$  dipolari in reazioni di fusione tra ioni pesanti non permette di stabilire le modalità in cui sussistono le dipendenze osservate in quanto ci sono troppe variabili che cambiano contemporaneamente e che influenzano l'eccitazione della *strength* dipolare. Tuttavia questa analisi ha aperto nuove interessanti prospettive di studio. Nell'ambito del progetto di ricerca SERPE ci si è, in particolare, dedicati all'indagine sulla dipendenza dell'emissione dipolare di pre-equilibrio dall'energia incidente, i cui risultati verranno descritti ampiamente nel presente lavoro di tesi. Il criterio più opportuno per investigare questa dipendenza è quello di studiare lo stesso nucleo composto a diverse energie di eccitazione e quindi a diverse energie incidenti.

A tale proposito sono stati effettuati due diversi esperimenti. Nel primo, realizzato presso i LNL (Padova) nel 2001, si sono studiati ancora una volta i sistemi  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$  ( $D(t=0) = 1.7$  fm) e  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  ( $D(t=0) = 18.2$  fm), ma ad energie incidenti di 196 e 214.2 MeV (6 MeV/nucleone). Il nucleo composto di  $^{132}\text{Ce}$  in questo caso si forma ad un'energia di eccitazione di 117 MeV. Questi valori delle energie incidenti sono i minimi possibili per ottenere ancora un momento angolare critico di fusione uguale in entrambi i sistemi a  $L_{fus} = 83 \hbar$ , evitando così qualunque differenza nella distribuzione di spin del nucleo composto.

Il secondo esperimento è consistito nello studio degli spettri in energia dei  $\gamma$  emessi nel corso delle reazioni di fusione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  ( $D(t=0) = 4.0$  fm) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  ( $D(t=0) = 20.6$  fm) ad energie incidenti di 605.8 e 576.9 MeV rispettivamente (pari a 15.1 e 16 MeV/nucleone rispettivamente). Le misure sono state effettuate presso i Laboratori Nazionali del Sud (Catania) nel 2003. I sistemi suddetti conducono ancora alla formazione del nucleo composto di  $^{132}\text{Ce}$  ad un'energia di eccitazione di 304 MeV a partire da canali d'ingresso caratterizzati dalla stessa differenza di momento di dipolo riscontrata nei sistemi  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$ . In tal modo i risultati dei diversi esperimenti possono essere direttamente confrontati per stabilire, per la prima volta, in maniera chiara il comportamento dell'emissione dipolare di pre-equilibrio al variare dell'energia incidente.

Per isolare la dipendenza dell'emissione pronta di  $\gamma$  dipolari dall'energia incidente bisogna scegliere in maniera opportuna i valori dell'asimmetria di massa che, come anticipato nel paragrafo precedente, potrebbe influenzare l'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio.

Secondo un modello dinamico [60], infatti, l'asimmetria di massa tra i due ioni collidenti gioca un ruolo fondamentale nell'evoluzione dinamica di una reazione di fusione. Questo modello predice che un tempo lungo del processo di fusione dovrebbe dipendere anche dal parametro fissilità effettiva del sistema composto. Indicata con  $X_0$  la fissilità relativa:

$$X_0 = \frac{Z^2 e^2}{16 \pi \gamma R^3} \quad (1.25)$$

dove  $\gamma$  è il coefficiente di superficie nel modello a goccia di liquido, nella figura 1.6 viene riportato l'andamento dell'asimmetria di massa  $\Delta_m$  in funzione di  $X_0$  per alcune reazioni.

Nella stessa figura, con una linea solida, viene riportata la curva critica  $x = x_c$  dove per  $x$  si intende la grandezza:

$$x = X_0 \cdot \frac{1 - \Delta_m^2}{1 + 3\Delta_m} \quad (1.26)$$

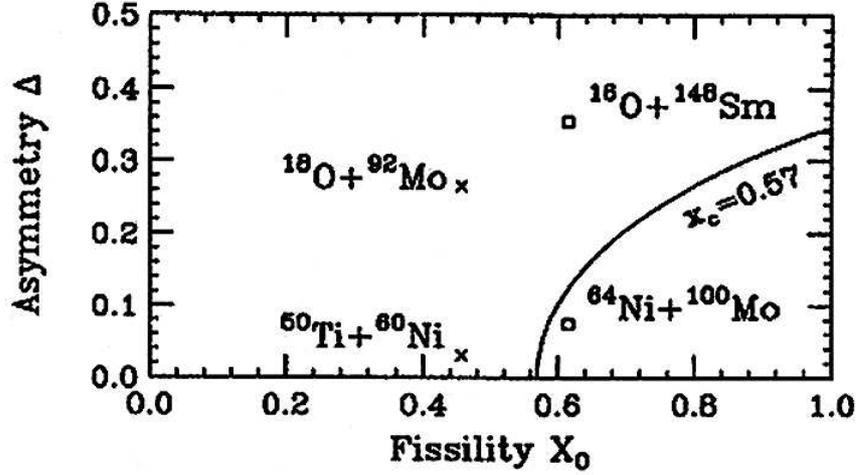


Figura 1.6: *Asimmetria di massa  $\Delta_m$  in funzione della fissilità relativa  $X_0$  per i nuclei di  $^{164}\text{Yb}$  ( $\square$ ) e  $^{110}\text{Sn}$  (x).*

nota come fissilità effettiva. Questo valore di  $x$  rappresenta una linea di demarcazione nell'influenza degli effetti dissipativi sulla dinamica del processo di fusione. Nei sistemi con  $x < x_c$  gli effetti dissipativi sono piccoli così che l'equilibrio viene raggiunto rapidamente, mentre nei sistemi con  $x > x_c$  gli effetti dissipativi ostacolano la fusione comportando un'evoluzione dinamica, verso un sistema equilibrato, più lenta. Dai risultati riportati in [62] ed in [61] si evince che scegliendo canali di ingresso, che conducono alla formazione dello stesso nucleo composto, che si trovano a sinistra ed in alto rispetto alla curva critica di figura 1.6 non si osserva alcuna differenza nell'emissione di  $\gamma$  dipolari provenienti dalla diseccitazione di una GDR in completo equilibrio sugli stati del nucleo composto. Al contrario, scegliendo sistemi collidenti che si trovano uno in alto e l'altro in basso rispetto alla curva critica di figura 1.6, gli effetti di dissipazione conducono a differenze nella diseccitazione della GDR in equilibrio sugli stati del nucleo composto. È importante notare che tutti i sistemi studiati in [61, 62] sono simmetrici in  $N/Z$ .

In entrambi gli esperimenti studiati, si sono scelti i sistemi collidenti, nell'ambito dello stesso esperimento, posizionati a sinistra ed in alto rispetto alla curva critica di figura 1.6, in maniera tale da annullare gli effetti dissipativi

della dinamica di fusione sui parametri della GDR statistica. La differenza di asimmetria di massa iniziale per le reazioni  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  e  $^{36,40}\text{Ar} + ^{96,92}\text{Zr}$  è di 0.3 e di 0.2, rispettivamente. Questo ci assicura che le due coppie di reazioni sono direttamente confrontabili e che un'eventuale differenza nell'emissione dei  $\gamma$  dipolari all'interno di una coppia proviene dalla differenza del momento di dipolo iniziale e non da una differenza dell'asimmetria di massa.

Secondo i calcoli presentati in [8, 9], l'emissione pronta di dipolo dovrebbe assumere il suo massimo valore in un appropriato intervallo di energia compreso tra valori intorno alla barriera coulombiana e valori vicino all'energia di Fermi. In queste condizioni l'emissione dipolare di pre-equilibrio diventerebbe confrontabile con l'emissione statistica del nucleo composto e potrebbe quindi risultare di notevole interesse nell'ambito della produzione di elementi superpesanti; l'idea è di utilizzare questo tipo di emissione come meccanismo di "raffreddamento" degli elementi superpesanti formati nel corso di reazioni di fusione calda, ottenendo così un aumento della probabilità di sopravvivenza degli stessi rispetto al meccanismo di fissione.

# Capitolo 2

## Apparati di rivelazione

### 2.1 Scintillatori

I rivelatori a scintillazione sono costituiti da un materiale scintillatore accoppiato otticamente ad un fotomoltiplicatore o direttamente o attraverso una guida di luce. Quando una radiazione (raggi  $\gamma$  o particelle cariche) incide su tale rivelatore, essa induce uno spostamento di elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione. Il decadimento del sistema verso lo stato iniziale provoca l'emissione di una radiazione luminosa caratteristica del materiale scintillatore [63]. Se questa emissione avviene in un tempo dell'ordine di  $10^{-8}$  s, il processo prende il nome di fluorescenza, mentre se impiega tempi più lunghi (stato metastabile) prende il nome di fosforescenza. Il processo di emissione di luce ha il seguente andamento temporale:

$$N = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.1)$$

dove  $\tau$  è la costante di decadimento. Per alcuni scintillatori, come vedremo anche nel paragrafo 2.1.2, l'emissione di luce può essere descritta da due componenti aventi costanti di decadimento molto diverse tra loro. In tal caso si parla di componente lenta (*slow*) e componente rapida (*fast*).

Generalmente gli scintillatori sono dispositivi lineari, ovvero l'intensità della luce emessa è direttamente proporzionale alla quantità di energia persa dalla radiazione incidente all'interno del materiale scintillatore. L'efficien-

za di scintillazione è definita come la frazione di energia della radiazione incidente che viene convertita in luce di scintillazione [63].

Un fotomoltiplicatore è un dispositivo elettronico in grado di convertire, per effetto fotoelettrico, una radiazione incidente di lunghezza d'onda compresa tra l'ultravioletto e l'infrarosso in un segnale elettrico. Questo segnale viene anche amplificato, per emissione di elettroni secondari, per portarlo ad un livello tale da permetterne l'analisi.

Un fotomoltiplicatore è costituito da un fotocatodo, un moltiplicatore di elettroni e un anodo. La sensibilità alla conversione del fotocatodo è espressa in termini di efficienza quantica che è definita come il rapporto tra il numero di elettroni emessi per effetto fotoelettrico dal catodo ed il numero di fotoni, di data lunghezza d'onda  $\lambda$ , incidenti. Questa quantità è molto importante per la risoluzione in energia del rivelatore. Nel nostro caso, i fotomoltiplicatori utilizzati sono dotati di una finestra al quarzo che consente una buona trasmissione delle lunghezze d'onda comprese tra 160 nm e 650 nm per essere adatti alla lunghezza d'onda caratteristica dello scintillatore usato come si vedrà nel paragrafo 2.1.2.

### 2.1.1 Scelta dei rivelatori di raggi $\gamma$

I rivelatori che vengono generalmente utilizzati per la rivelazione di raggi  $\gamma$  sono rivelatori a semiconduttore al Ge e scintillatori inorganici che sono in grado di rivelare anche neutroni. Qualora si sia interessati alla sola rivelazione dei raggi  $\gamma$ , come nel nostro caso, i neutroni costituiscono un fondo indesiderato che, pertanto, va eliminato. Nel nostro esperimento è stata effettuata una discriminazione dei  $\gamma$  dal fondo di neutroni mediante una tecnica di misura dei tempi di volo (tecnica ToF: *Time Of Flight*) ovvero del tempo impiegato dalla radiazione di interesse per percorrere una distanza nota, in genere la distanza tra bersaglio e rivelatore. Il criterio che ha determinato la scelta del tipo di rivelatore da utilizzare è stato, pertanto, quello di disporre di un'eccellente risoluzione temporale oltre che di un'efficienza elevata per la rivelazione dei  $\gamma$  e al contempo modesta per la rivelazione dei neutroni.

Un rivelatore al Ge ha un'ottima risoluzione in energia ( $\sim 0.15\%$  per  $\gamma$  di energia pari a 1.33 MeV emessi da una sorgente di  $^{60}\text{Co}$ ), ma la sua risoluzione

temporale ( $\sim 5$  ns) non consente una buona discriminazione  $\gamma$  – neutroni. Gli scintillatori inorganici sono invece caratterizzati da alta densità ed alto numero atomico così che risultano i rivelatori con la migliore efficienza di rivelazione di raggi  $\gamma$ . Tuttavia il  $Bi_4Ge_3O_{12}$  (Germanato di Bismuto o, più comunemente BGO) è caratterizzato da una scarsa risoluzione in energia ( $\sim 16\%$  per  $\gamma$  di energia pari a 0.662 MeV emessi da una sorgente di  $^{137}\text{Cs}$ ) mentre lo NaI(Tl), pur avendo una risoluzione energetica molto buona ( $\sim 8\%$  per  $\gamma$  di energia pari a 0.662 MeV emessi da una sorgente di  $^{137}\text{Cs}$ ), è caratterizzato da una risoluzione temporale ancora dell'ordine dei 5 ns.

Nell'esperimento in studio la scelta è ricaduta su un tipo di scintillatore inorganico di nuova generazione: il  $\text{BaF}_2$  (fluoruro di bario). Il cristallo  $\text{BaF}_2$  ha una risoluzione in energia del 10% per  $\gamma$  da 0.662 MeV, dunque peggiore rispetto al NaI(Tl), ma che diventa confrontabile all'8% a basse temperature (243 ÷ 253 K). Nel nostro caso, tuttavia, una spinta risoluzione energetica non risulta indispensabile in quanto, come vedremo nei prossimi capitoli, si è interessati a spettri  $\gamma$  tipici della regione del continuo. D'altra parte, dal momento che la sua densità è molto più grande di quella di un NaI(Tl) (vedi paragrafo 2.1.2), esso è caratterizzato da un'efficienza di rivelazione dei  $\gamma$  superiore il che consente una riduzione del volume dei rivelatori utilizzati; inoltre la sua efficienza alla rivelazione di neutroni è inferiore e ciò costituisce un notevole vantaggio qualora si sia interessati alla rivelazione dei soli  $\gamma$ . La caratteristica più importante ai nostri fini è la sua eccellente risoluzione temporale ( $\sim 300 \div 500$  ps), che consente di effettuare una discriminazione  $\gamma$  – neutroni molto buona.

### 2.1.2 Lo scintillatore $\text{BaF}_2$

Il  $\text{BaF}_2$  fa parte della classe degli scintillatori inorganici puri ovvero che non richiedono la presenza di un elemento attivatore per eccitare il processo di scintillazione. La luminescenza è infatti una proprietà intrinseca del cristallo e l'aggiunta di impurità non modifica la resa di luce.

La luce di scintillazione di un  $\text{BaF}_2$  è costituita da una componente lenta con tempo di decadimento  $\tau_s = 630$  ns e lunghezza d'onda  $\lambda_s = 310$  nm, cui corrisponde circa l'80% dell'intensità totale, e da una componente rapida

molto meno intensa avente tempo di decadimento  $\tau_f = 0.6$  ns e lunghezza d'onda  $\lambda_f = 220$  nm. In figura 2.1 si possono osservare le due componenti negli spettri di emissione di un  $\text{BaF}_2$  misurati a diverse temperature.

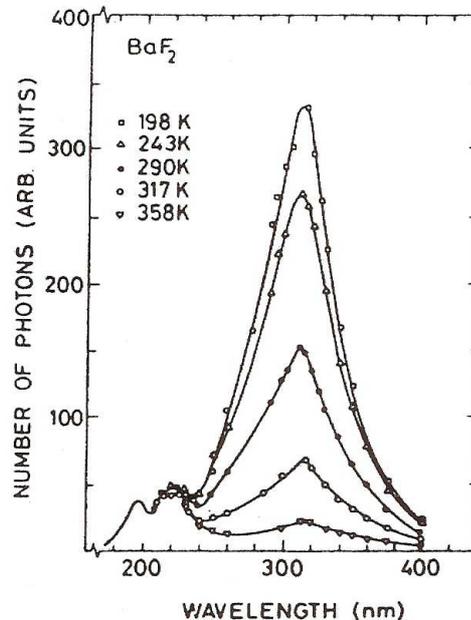


Figura 2.1: Spettri di emissione di un  $\text{BaF}_2$  misurati a diverse temperature.

La presenza di una componente molto rapida fornisce un'eccellente risoluzione temporale; per rivelatori di grandi dimensioni (diametro e lunghezza dell'ordine delle decine di cm) la risoluzione misurata è di circa 400 ps e migliora al diminuire delle dimensioni del cristallo. Inoltre consente di discriminare raggi  $\gamma$  da protoni, deutoni e particelle  $\alpha$  mediante un'analisi della forma del segnale. Le due componenti hanno infatti origine dalla diseccitazione di differenti stati dello scintillatore, che vengono popolati in diverse proporzioni in funzione della perdita di energia specifica  $dE/dx$  della radiazione incidente; in particolare la componente rapida è meno intensa per particelle cariche che per raggi  $\gamma$  e diminuisce al crescere della carica e della massa delle particelle.

In virtù della sua elevata densità ( $4.88$  gr/cm<sup>3</sup>), il  $\text{BaF}_2$  risulta inoltre adatto ad arrestare particelle molto penetranti, in particolare raggi  $\gamma$  per i quali mostra un'alta efficienza di rivelazione: uno spessore di circa 15 cm è

sufficiente per ottenere un'efficienza quasi del 100% per  $\gamma$  fino ad energie di 20 MeV. Tuttavia, la penetrazione entro il cristallo della cascata elettromagnetica, che si sviluppa a partire da un fotone incidente, aumenta con l'energia del fotone stesso [64]. A causa della fuga dei fotoni secondari e degli elettroni e dei positroni creati, una buona parte dell'energia del fotone incidente può non essere rivelata.

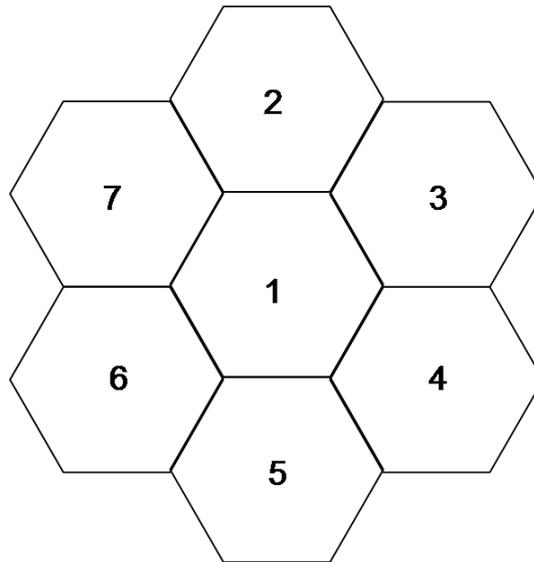


Figura 2.2: *Geometria di un cluster costituito da 7 cristalli di BaF<sub>2</sub>.*

I cristalli BaF<sub>2</sub> utilizzati nel primo dei due esperimenti trattati sono dei prismi retti a base esagonale di altezza pari a 230 mm e diametro del cerchio inscritto pari a 60 mm. Se i  $\gamma$  incidono sul cristallo perpendicolarmente alla sua sezione trasversale, risulta chiaro che la percentuale di energia non rivelata diminuisce all'aumentare della sua lunghezza. Nel caso in cui i  $\gamma$  incidano, invece, secondo una direzione obliqua rispetto all'asse del cristallo, si osserva che la quantità di energia non rivelata aumenta al diminuire delle dimensioni trasversali di quest'ultimo oltre che all'aumentare dell'energia del  $\gamma$  incidente. Al fine di diminuire tali perdite, nell'esperimento in esame, sono stati utilizzati dei sistemi di rivelazione (cluster) costituiti ciascuno da 7 cristalli BaF<sub>2</sub> posti a corona, come mostrato in figura 2.2.

In questo modo si aumenta nettamente il diametro totale del rivelatore rendendo possibile anche la rivelazione dei  $\gamma$  che attraversano parzialmente

due o più cristalli scintillatori, con conseguente aumento di efficienza nella rivelazione dei  $\gamma$ . Tuttavia, per i  $\gamma$  che incidono obliquamente sul bordo esterno del cluster, si osserva comunque una grande percentuale di energia che non viene rivelata. A tale proposito, utilizzando il codice GEANT della libreria del C.E.R.N. [65], è stata calcolata la funzione di risposta del nostro cluster, ovvero lo spettro di energia, caratteristico del rivelatore, ottenuto inviando su di esso un fascio monocromatico di radiazione nota. Il codice GEANT simula, infatti, lo spettro energetico fornito da un rivelatore posto a distanza fissa da una sorgente isotropa di fotoni monoenergetici. Inserendo in ingresso tutti i dati caratteristici della sorgente, la configurazione e la geometria dei nostri rivelatori, il codice fornisce in uscita lo spettro dell'energia depositata in ciascuno degli elementi del cluster e la molteplicità dei rivelatori colpiti tenendo conto delle proprietà del materiale.

Nel secondo esperimento si sono utilizzati dei BaF<sub>2</sub> aventi la forma di un tronco di piramide di altezza pari a 20 cm. Questo spessore corrisponde ad una massima energia rivelabile pari a  $\sim 300$  MeV per i raggi  $\gamma$  ed i protoni e a  $\sim 1$  GeV per le particelle  $\alpha$ . Per questo apparato la funzione di risposta si è calcolata secondo quanto descritto in [66] utilizzando il codice EGS3. In entrambi i casi, nel confronto degli spettri teorici con quelli sperimentali si è effettuata una convoluzione dello spettro calcolato con la funzione di risposta dell'apparato di rivelazione corrispondente.

## 2.2 Scelta dei rivelatori dei frammenti di reazione

La perdita di energia di un frammento carico, nel passare attraverso un dato materiale, è dovuta essenzialmente a collisioni anelastiche con gli elettroni atomici del materiale stesso [67]. In seguito ad ogni urto il frammento incidente cede una parte della sua energia cinetica ad un atomo provocando l'eccitazione o la ionizzazione di quest'ultimo.

L'energia trasferita in una singola collisione è generalmente molto piccola, tuttavia il numero di collisioni per unità di lunghezza è molto elevato così che la particella incidente subisce una graduale perdita di energia lungo il

suo percorso nel materiale. Per particelle cariche non relativistiche ( $v \ll c$ ) di carica  $Ze$  e aventi velocità  $v$ , la perdita di energia media per unità di lunghezza (*stopping power* o perdita di energia specifica) è data dalla formula di Bethe – Block [64]:

$$-\frac{dE}{dx} = C_1 \frac{Z^2}{v^2} N Z_m \ln(C_2 v^2) \quad (2.2)$$

dove  $C_1$  e  $C_2$  sono costanti e  $N$  e  $Z_m$  sono, rispettivamente, densità e numero atomico del materiale. Per particelle diverse ma di pari velocità l'unico fattore determinante è  $Z^2$ , per cui particelle con carica più elevata perdono una maggiore quantità di energia specifica. L'energia persa da una particella in differenti materiali dipende, infine, dal prodotto  $N \cdot Z_m$ , per cui quando è richiesto un grande potere di frenamento è opportuno utilizzare materiali di elevato numero atomico ed alta densità.

I residui di evaporazione, prodotti in una reazione di fusione, sono stati discriminati da tutti gli altri possibili prodotti di reazione sulla base delle differenze tra i tempi di volo che competono a ciascuno di essi in combinazione alle perdite di energia corrispondenti; in tal modo si è resa necessaria la scelta di un rivelatore caratterizzato da un'elevata risoluzione temporale.

I rivelatori a stato solido hanno una buona risoluzione temporale ( $\sim 1 \div 3$  ns per particelle  $\alpha$  e  $\sim 2 \div 5$  ns per ioni pesanti e frammenti di fissione) ed energetica ( $\sim 0.3\%$  per particelle  $\alpha$  da 5.486 MeV), ma nel nostro caso non sono molto adatti a causa del loro rapido deterioramento per effetto delle radiazioni. In alternativa, si può ricorrere ad un insieme di rivelatori a gas che sono in generale poco sensibili al danneggiamento da radiazioni e la cui forma può essere meglio adattata all'esperimento in atto. Una buona temporizzazione è fornita da un rivelatore a valanga a piani paralleli (**P**arallel **P**late **A**valanche **C**ounter: PPAC) il cui segnale di uscita ha un tempo di salita di pochi ns e consente di determinare l'istante di transito della particella con una precisione dell'ordine di alcune centinaia di ps.

### 2.2.1 Contatore a valanga a piani paralleli (PPAC)

Il PPAC, utilizzato nel nostro esperimento, è un contatore a flussaggio di gas costituito da tre elettrodi piani disposti parallelamente tra loro: due anodi ed un catodo centrale posto ad una distanza di 2.4 mm da ogni anodo (figura 2.3).

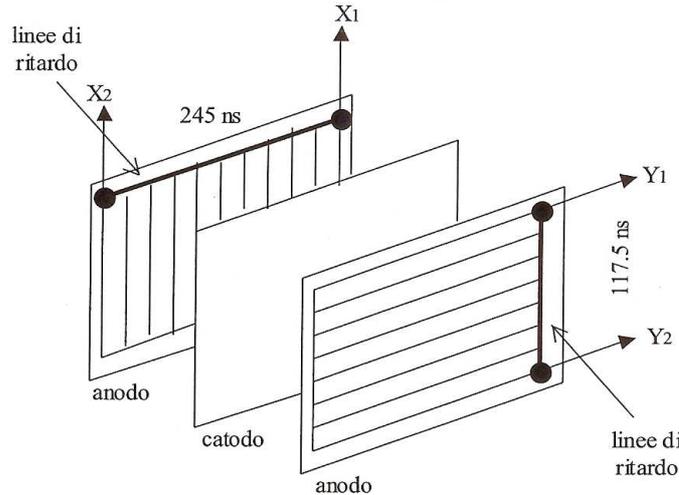


Figura 2.3: *Rappresentazione schematica di un PPAC.*

Il catodo è costituito da uno strato di mylar alluminato su entrambe le superfici dello spessore di  $1.5 \mu\text{m}$ , con un'area attiva pari a  $100 \times 150 \text{ mm}^2$ . I due anodi sono, invece, delle griglie aventi, rispettivamente, 48 strisce (*strip*) di rame orizzontali, poste a distanza di 0.1 mm l'una dall'altra, e 99 fili verticali, distanti 1 mm l'uno dall'altro. Ogni strip è larga 2 mm e lunga 100 mm, ogni filo è lungo 150 mm. Al catodo viene applicata una tensione pari a  $\sim 450 \text{ V}$  mentre i due anodi sono messi a massa. Si crea, così, un campo elettrico uniforme tra i due elettrodi.

L'insieme dei tre elettrodi è, quindi, posto all'interno di un contenitore nel quale viene fatto circolare del gas, nel nostro caso isobutano ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ), a bassa pressione ( $\sim 8 \text{ torr}$ ).

Un frammento carico che attraversa il rivelatore ionizza il gas lasciando, lungo la sua traiettoria, una scia di elettroni e ioni positivi. Gli elettroni primari migrano verso l'anodo e, in virtù dell'elevato campo elettrico, ac-

quistano energia sufficiente a ionizzare altri atomi di gas; si osserva così un fenomeno a valanga noto come *valanga Townsend* [67]. Il numero di elettroni secondari raccolti sull'anodo è pari a:

$$N = N_0 \exp(\alpha x) \quad (2.3)$$

dove  $N_0$  è il numero di elettroni primari,  $x$  è la distanza di migrazione, ovvero la distanza percorsa dagli elettroni dall'istante di creazione fino all'anodo, ed  $\alpha$  è il coefficiente di Townsend. Dal momento che, tipicamente, le particelle attraversano completamente la distanza di separazione (gap) tra gli elettrodi, il numero di ioni prodotti è strettamente legato alla quantità di energia persa dalla particella lungo il percorso all'interno del rivelatore. In tal caso, il numero degli elettroni finali non è proporzionale al numero di elettroni primari per cui la misura della perdita di energia non è molto precisa (si può commettere un errore di  $\sim 15\%$ ).

Il segnale prelevato sul catodo viene utilizzato per avere l'informazione riguardante la perdita di energia  $\Delta E$  della particella incidente all'interno del gas.

Con un rivelatore di questo tipo si può anche determinare la posizione di incidenza delle particelle rivelate sul catodo. Queste informazioni sono fornite dai segnali prelevati sugli anodi. Gli elettroni, che vengono prevalentemente creati in prossimità del catodo, seguendo le linee di forza del campo elettrico, si dirigono verso gli anodi e inducono un segnale negativo sul filo o la strip più vicini alla valanga formatasi. In realtà si osservano dei segnali parassiti anche su altri fili (strip) limitrofi, ma di intensità inferiore. Le strip orizzontali e i fili verticali sono accoppiati a delle linee di ritardo (che introducono un ritardo pari a 2.5 ns) le quali permettono di determinare la posizione, rispettivamente, verticale (Y) e orizzontale (X) di incidenza. Gli elettroni percorrono le linee di ritardo in X e Y dando luogo a dei segnali, ai bordi delle linee, la cui ampiezza è inversamente proporzionale alla distanza percorsa. Si ottengono così 4 segnali:  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $Y_1$ ,  $Y_2$ . I tempi di arrivo di questi segnali, rispetto all'istante in cui ha inizio la reazione nucleare, forniscono la posizione di incidenza sul catodo.

Un rivelatore PPAC può essere utilizzato per rivelare nuclei con un numero atomico  $Z \geq 6$  con un'efficienza di  $\sim 100\%$ .

## Capitolo 3

# Esperimento I: $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$ a 6 MeV/nucleone

### 3.1 L'esperimento

Nel primo dei due esperimenti, di cui si compone questo lavoro, si sono studiate le reazioni di fusione  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  e  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$  ad energie incidenti di 196 e 214.2 MeV, rispettivamente. In entrambi i sistemi si forma lo stesso nucleo composto  $^{132}\text{Ce}$  attraverso canali di ingresso aventi differenti rapporti N/Z e quindi differente momento di dipolo. Il momento di dipolo iniziale passa, infatti, da 1.7 fm per il sistema quasi simmetrico in N/Z ( $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$ ) a 18.2 fm per il sistema fortemente asimmetrico in N/Z ( $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ ), conducendo ad una differenza pari a  $\Delta D(t=0) = 16.5$  fm calcolata secondo la (1.23) per  $r_0 = 1.2$  fm.

L'osservabile analizzata è la molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  emessi in seguito ad eventi di fusione – evaporazione, la quale è una grandezza assoluta in quanto rappresenta il numero di  $\gamma$  emessi per evento di fusione e per bin energetico. Dal punto di vista sperimentale questo canale di diseccitazione è stato selezionato rivelando i raggi  $\gamma$  in coincidenza con i residui di evaporazione.

L'energia di eccitazione del  $^{132}\text{Ce}$  è stata calcolata nell'ipotesi che la reazione abbia inizio nell'istante in cui il proiettile ha attraversato metà dello spessore del bersaglio, e risulta pari a 117 MeV in entrambe le reazioni. A

queste energie incidenti, la sezione d'urto di fusione incompleta, meccanismo di reazione che non può essere discriminato sperimentalmente tramite misure temporali dai processi di fusione completa [68], rappresenta non più del 15% della sezione d'urto totale di fusione [69]. Questo argomento sarà trattato approfonditamente nel paragrafo 4.3, tuttavia anticipiamo che la diminuzione media di energia di eccitazione del sistema composto in seguito all'emissione di particelle di pre-equilibrio, processo tipico in questo meccanismo di reazione, calcolata secondo la relazione empirica riportata in [70], risulta approssimativamente nulla per entrambe le reazioni. Le energie incidenti, inoltre, sono state scelte come le minime energie che permettono di avere, in ambedue i sistemi, lo stesso valore del momento angolare critico di fusione  $L_{max} = 83\hbar$  e del momento angolare critico di fusione – evaporazione  $L_{fus-evap} = 71\hbar$ , ottenuti mediante il codice di calcolo PACE2 [71]. Questa scelta ci assicura del fatto che una qualunque differenza osservata tra gli spettri in energia dei  $\gamma$ , provenienti da processi di fusione – evaporazione, non può essere dovuta ad una diversa distribuzione di spin del nucleo composto.

L'asimmetria di massa iniziale risulta uguale a  $\Delta_m = 0.19$  per il sistema  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ , e  $\Delta_m = 0.16$  per il sistema  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$  ed entrambi i sistemi sono posizionati al di sopra della curva critica mostrata nella figura 1.6. Si ricorda che una scelta di questo tipo ci assicura che l'emissione di  $\gamma$  dipolari provenienti dalla GDR in equilibrio con il nucleo composto sia identica in entrambi i sistemi.

In conclusione, l'esperimento è stato progettato in maniera tale da mantenere costanti, nei due sistemi, tutti i parametri rilevanti ai fini della reazione; da ciò segue che qualunque differenza nell'emissione  $\gamma$  tra le due reazioni deve essere attribuita alla differenza di momento di dipolo iniziale.

Le due misure sono state realizzate presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) facendo uso dei fasci pulsati di  $^{32}\text{S}$  e  $^{36}\text{S}$ , forniti dall'acceleratore di ioni pesanti Tandem – XTU da 15MV, incidenti su bersagli di  $^{100}\text{Mo}$  e  $^{96}\text{Mo}$  dello spessore di  $550 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  ed arricchiti dell'isotopo corrispondente al 97.42% e 95.9%, rispettivamente. Entrambi i fasci erano composti da impulsi (*bunches*) della durata di 2 ns ed inviati ogni 400 ns. In entrambe le reazioni si è lavorato con una corrente di fascio dell'ordine di 10 nA.

### 3.1.1 Apparato sperimentale

Le radiazioni di interesse ( $\gamma$  e residui di evaporazione) sono state rivelate utilizzando l'apparato di rivelazione SERPE dei LNL del quale viene riportato uno schema in figura 3.1.

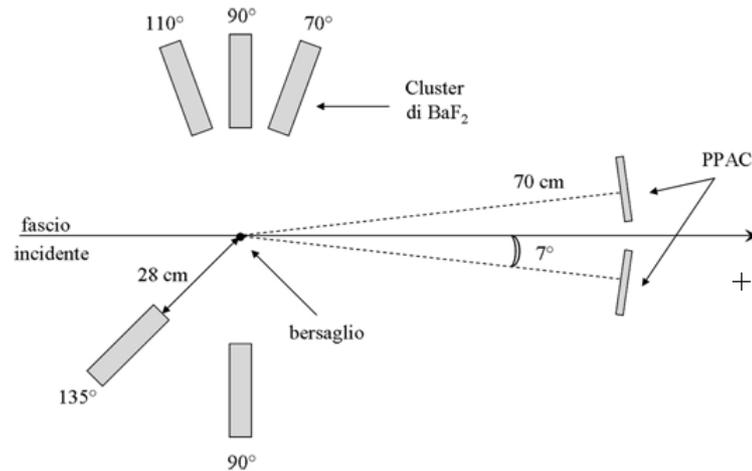


Figura 3.1: *Rappresentazione schematica dell'apparato di rivelazione SERPE. Sono visualizzati solo cinque dei cluster utilizzati in quanto il rimanente cluster è posto ancora ad un angolo  $\theta = 90^\circ$  e ad un angolo  $\phi = 90^\circ$ .*

I raggi  $\gamma$  sono stati rivelati utilizzando sei cluster ciascuno costituito da 7 scintillatori al fluoruro di bario ( $\text{BaF}_2$ ) accoppiati ad altrettanti fotomoltiplicatori. Ciascun cluster è posto ad una distanza di 28 cm dal bersaglio ed ai seguenti angoli  $\theta$  rispetto alla direzione del fascio incidente:  $70^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $110^\circ$  e  $135^\circ$ . Il siffatto sistema di 42  $\text{BaF}_2$  copre un angolo solido totale pari a 1.6 sr. Davanti ad ogni cluster è stato posto uno strato di piombo dello spessore di 3 mm che riduce al 50% il tasso di conteggi dovuto ai  $\gamma$  di bassa energia ( $E_\gamma \leq 1$  MeV) e ferma le particelle cariche leggere. Nel corso dell'esperimento, sono state realizzate diverse calibrazioni in energia dei rivelatori di raggi  $\gamma$  utilizzando le sorgenti radioattive di  $^{60}\text{Co}$  e  $^{88}\text{Y}$ , le quali forniscono ciascuna due punti di calibrazione a bassa energia ( $E_\gamma \leq 2$  MeV), una sorgente composta di  $^{241}\text{Am} + ^9\text{Be}$ , i cui raggi  $\gamma$ , di energia pari a 4.43 MeV, vengono

emessi dalla diseccitazione del carbonio nella reazione  $^9\text{Be} (\alpha, n) ^{12}\text{C}^*$ , ed il punto ad alta energia (15.1 MeV) proveniente dalla diseccitazione del  $^{12}\text{C}^*$  prodotto nella reazione  $p + ^{12}\text{C}$  ad una energia incidente del fascio di protoni pari a  $E_p = 25$  MeV.

I residui di evaporazione sono stati rivelati utilizzando quattro rivelatori PPAC sensibili alla posizione situati in posizioni simmetriche intorno alla direzione del fascio incidente ad una distanza di 70 cm dal bersaglio. Questa simmetria nella posizione dei PPAC rende la correlazione angolare raggi  $\gamma$  – residui di evaporazione, rispetto alla direzione del fascio, indipendente dall'angolo  $\phi$  al quale vengono emessi i  $\gamma$ . I PPAC sono centrati ad un angolo  $\theta = 7^\circ$  sottendendo  $7^\circ$  in  $\theta$ . Questi valori sono stati scelti sulla base dei calcoli effettuati con il codice PACE2 [71] secondo il quale i residui di evaporazione in entrambe le reazioni si distribuiscono entro un intervallo angolare che si estende fino a  $13^\circ$  con un massimo a  $4^\circ$ . L'angolo solido totale sotteso dai quattro PPAC risulta pari a 0.089 sr.

I  $\gamma$  provenienti da processi di fusione – evaporazione sono stati selezionati richiedendo la coincidenza tra un segnale dei BaF<sub>2</sub> ed un segnale dei PPAC il che riduce notevolmente la contaminazione agli spettri  $\gamma$  dovuta ai raggi cosmici.

### 3.1.2 Elettronica ed acquisizione

I segnali elettrici di uscita di ciascuno dei rivelatori utilizzati sono stati opportunamente trattati, attraverso la connessione ad una catena elettronica, per ottenere le seguenti informazioni:

1. Energia depositata in ciascun cristallo e tempo di volo della radiazione rivelata dai BaF<sub>2</sub>;
2. Perdita di energia  $\Delta E$  e tempo di volo dei frammenti rivelati dai PPAC.

I segnali provenienti dal catodo di ciascun PPAC e dall'anodo di ciascuno scintillatore vengono inviati lungo due vie. La prima conserva le caratteristiche temporali del segnale di ingresso e permette di identificare l'evento che ha dato luogo al segnale e di dare l'avvio all'acquisizione. Nel caso in cui questo evento sia accettato, la seconda via permette di determinare la perdita

di energia nei PPAC, nel caso di un frammento, e l'energia depositata negli scintillatori, nel caso di  $\gamma$  o neutroni.

Tutte le misure temporali realizzate nell'ambito di questo esperimento sono state effettuate in una configurazione di COMMON STOP. In corrispondenza ad un *bunch* del fascio incidente che colpisce il bersaglio dando luogo alla reazione, viene generato un segnale logico (radiofrequenza RF); questo segnale, dopo essere stato opportunamente ritardato, viene inviato in ingresso ad un modulo di coincidenza (porta AND) insieme al segnale di MASTER TRIGGER (MT) prodotto, come vedremo nel seguito del paragrafo, in corrispondenza al verificarsi di un dato evento. Il segnale di COMMON STOP viene generato dalla coincidenza tra il segnale di radiofrequenza ed il MT. Il ritardo sul segnale di radiofrequenza è introdotto in maniera tale che quest'ultimo arrivi, nel modulo di coincidenza, sempre dopo quello del MASTER TRIGGER così da sincronizzare il segnale di COMMON STOP con il momento di inizio della reazione rendendolo indipendente dal tempo di volo delle particelle. Il segnale di START individuale è relativo alla rivelazione di un dato evento.

Nel seguito del paragrafo vengono descritte nel dettaglio le catene elettroniche collegate a ciascun PPAC ed a ciascuno scintillatore ed il Master Trigger utilizzato nel corso dell'esperimento. Lo schema completo di tale struttura viene riportato in figura 3.2.

### Elettronica dei PPAC

I segnali prelevati sul catodo di ciascun PPAC, come anticipato, vengono inviati attraverso due vie. Nella prima via il segnale viene amplificato e formato e quindi inviato in un convertitore analogico-digitale (ADC) il quale fornisce il valore del parametro energia  $\Delta E$  per ciascun rivelatore.

Nella seconda via il segnale viene processato in un discriminatore a frazione costante (DFC) il quale, se il segnale in ingresso supera un fissato valore di soglia, produce un impulso logico che va a comandare lo START di un *Time to Digital Converter* (TDC) il quale fornisce i tempi di volo della radiazione rivelata rispetto al segnale di radiofrequenza. Gli impulsi logici di uscita dai DFC corrispondenti ad ogni PPAC vengono inviati in ingresso ad uno stesso modulo elettronico che implementa la funzione di OR logico. L'eventuale

segnale di uscita è indicato come OR-PPAC e corrisponde ad eventi in cui almeno uno dei PPAC ha rivelato un frammento.

L'OR-PPAC fornisce il gate di abilitazione per l'ADC collegato a ciascun PPAC e viene utilizzato, come vedremo tra breve, nel Master Trigger.

### Elettronica dei BaF<sub>2</sub>

Il segnale proveniente dall'anodo di ciascuno dei 42 BaF<sub>2</sub> utilizzati nel corso dell'esperimento viene inviato, mediante un apposito modulo (*fast stretcher*), attraverso due vie. Dalla prima, nello stesso modo descritto per i rivelatori PPAC, si estrae l'informazione relativa all'energia rilasciata dalla radiazione rivelata in ogni BaF<sub>2</sub>.

Il secondo segnale viene inviato, insieme al corrispondente segnale proveniente dagli altri BaF<sub>2</sub> appartenenti ad uno stesso cluster, in ingresso ad un DFC ad 8 vie. Questo modulo fornisce in uscita due tipi di segnale: un impulso logico in corrispondenza a quei segnali di ingresso che superano un valore di soglia fissato, nel nostro caso, a  $\sim 100$  KeV, ed un segnale analogico dato dalla somma algebrica dei segnali analogici di ingresso. Ogni segnale logico di uscita va a comandare lo START del corrispondente TDC; in questo modo si ottengono i tempi di volo, rispetto al segnale di radiofrequenza, dei  $\gamma$  e dei neutroni rivelati da ogni BaF<sub>2</sub>. La somma analogica viene mandata ulteriormente in un DFC. I segnali aventi ampiezza inferiore al valore di soglia, fissata a  $\sim 5$  MeV, vengono rigettati; in caso contrario il segnale logico in uscita al DFC viene mandato in un modulo che implementa la funzione di OR logico tra i corrispondenti segnali provenienti da ciascun cluster. L'eventuale segnale di uscita (OR-BaF<sub>2</sub>), il quale è relativo ad eventi in cui almeno un BaF<sub>2</sub> ha suonato e la perdita di energia rientra nell'intervallo di interesse ai fini dell'esperimento in esame, come per l'OR-PPAC, fornisce i gate di abilitazione per gli ADC collegati a ciascuno BaF<sub>2</sub> e viene utilizzato nel Master Trigger.

Le soglie introdotte nei DFC corrispondenti alla somma analogica dei segnali relativi ai BaF<sub>2</sub> di uno stesso cluster sono fondamentali per contenere entro valori ragionevoli ( $\sim 2\%$ ) il tempo morto dell'acquisizione e per ottenere statistica sufficiente nella zona energetica della GDR in un tempo ragionevole di fascio (tipicamente 2 – 3 giorni per reazione).

### Schema del Trigger

Il Master Trigger è un circuito complesso la cui funzione principale consiste nel selezionare eventi specifici tra tutti quelli rivelati. Esso, infatti, implementa la funzione di OR logico tra i segnali di ingresso informando il sistema di acquisizione che si è verificato un dato evento. A questo punto, il sistema di acquisizione manda un segnale di VETO al Master Trigger impedendogli di accettare altri segnali in ingresso fino al termine dell'acquisizione.

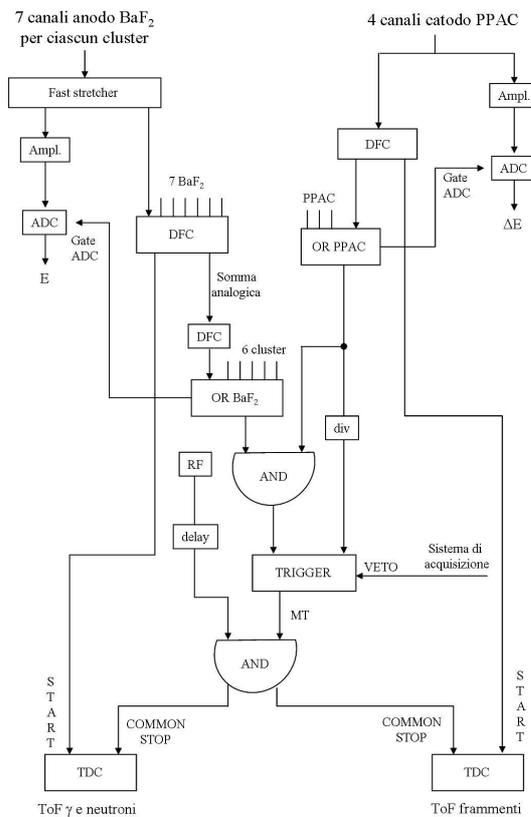


Figura 3.2: Diagramma a blocchi delle catene elettroniche collegate ad ogni PPAC e ad ogni  $BaF_2$ , e schema logico del Master Trigger utilizzato nelle misure  $^{32,36}S + ^{100,96}Mo$ .

Il segnale di MT viene prodotto in corrispondenza a due possibili tipi di eventi:

1. AND (OR-PPAC – OR- $BaF_2$ ): un segnale da uno qualsiasi dei PPAC,

che corrisponde alla rivelazione di un frammento, in coincidenza con un segnale da uno qualsiasi dei cluster di  $\text{BaF}_2$ , che corrisponde alla rivelazione di un  $\gamma$  o di un neutrone;

2. OR-PPAC/div: un segnale proveniente da uno qualsiasi dei PPAC che corrisponde alla divisione del numero di eventi in singole.

In definitiva, la via 1) è adibita all'identificazione degli eventi di coincidenza tra PPAC e  $\text{BaF}_2$ , mentre la via 2) permette di acquisire in "libere", ovvero senza alcun vincolo, tutti gli eventi che colpiscono i rivelatori corrispondenti. Questo tipo di acquisizione permette di ottenere la molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  evitando così di ricorrere, durante l'analisi, a normalizzazioni tra gli spettri, il che costituisce un indiscutibile vantaggio in misure esclusive di questo tipo. Il tasso di conteggi relativo ad eventi liberi è molto elevato rispetto a quello relativo ad eventi di coincidenza. Per evitare di sovraffollare il sistema di acquisizione, aumentando notevolmente il tempo morto, viene acquisita solo una frazione ( $1/\text{div}$ ) degli eventi rivelati con  $1 \leq \text{div} \leq 999$ . Nel caso in esame si è fissato, per entrambe le reazioni,  $\text{div} = 999$ .

## 3.2 Selezione degli eventi

Il segnale di MT dà l'avvio all'acquisizione di un evento che può essere:

1. rivelazione di un frammento da parte di un PPAC;
2. coincidenza tra un frammento rivelato da un PPAC ed un  $\gamma$  o un neutrone rivelato da un  $\text{BaF}_2$ .

Una prima riduzione dei dati acquisiti risulta necessaria per separare gli eventi rivelati in base al meccanismo di reazione in modo tale da individuare quelli di interesse nell'ambito di questo esperimento ( $\gamma$  emessi in seguito a reazioni di fusione – evaporazione). Come anticipato nel paragrafo 3.1.2, la selezione degli eventi viene effettuata sulla base della misura dei tempi di volo della radiazione rivelata.

La calibrazione relativa degli spettri dei tempi di volo è stata realizzata a partire dall'osservazione delle cosiddette *coincidenze fortuite* provenienti dall'arrivo in un TDC di un COMMON STOP relativo ad un certo *bunch* del fascio incidente ed uno START proveniente da un *bunch* precedente o successivo. Tenuto conto che la distanza temporale tra due *bunches* successivi del fascio incidente è pari a 400 ns, questi segnali corrispondono a picchi separati da 400 ns. In figura 3.3 vengono mostrati questi segnali (a) in uno spettro temporale di un BaF<sub>2</sub> e (b) in uno spettro temporale di uno dei PPAC per la reazione  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$ . Queste coincidenze fortuite vengono, tuttavia, rigettate durante l'analisi in quanto caratterizzate da tempi di volo diversi da quelli delle radiazioni di interesse.

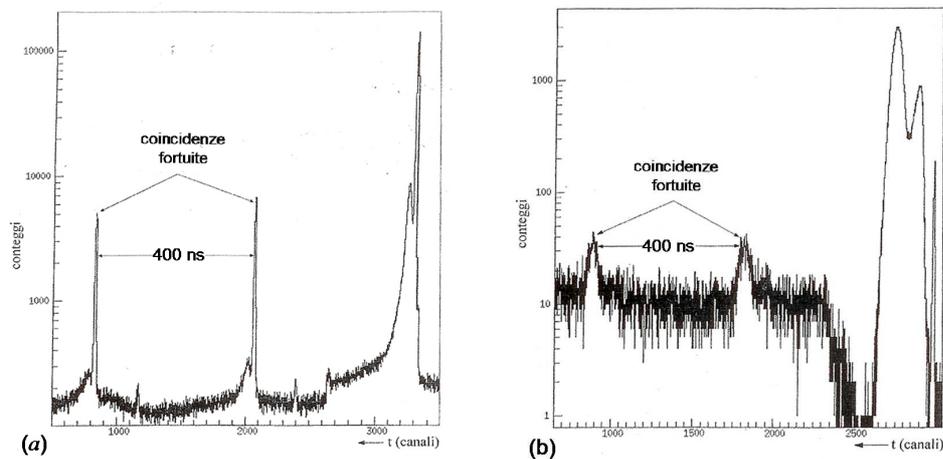


Figura 3.3: Spettri dei tempi di volo ottenuti (a) con un BaF<sub>2</sub> e (b) con uno dei PPAC nella reazione  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$  nei quali sono indicate le coincidenze fortuite.

Esiste un secondo tipo di coincidenze fortuite che si presenta in corrispondenza allo stesso *bunch* del fascio incidente quando uno dei PPAC ha rivelato un residuo di evaporazione mentre un BaF<sub>2</sub> ha rivelato un  $\gamma$  proveniente da una reazione periferica o di fusione – fissione, oppure quando uno dei PPAC ha rivelato un residuo di evaporazione ed un BaF<sub>2</sub> ha rivelato un  $\gamma$  proveniente da un diverso evento di fusione – evaporazione. In tal caso questi segnali vanno a sovrapporsi a quelli di nostro interesse e non possono es-

sere rigettati. Tuttavia, il tasso di queste coincidenze fortuite  $\frac{N_{fort}}{s}$  è proporzionale al prodotto tra la durata  $\tau$  del segnale di coincidenza ( $\sim 150$  ns), la sezione d'urto di fusione  $\sigma_{fus}$  e la sezione d'urto  $\sigma_{reaz}$  del processo in seguito al quale è stato emesso il  $\gamma$  rivelato dal BaF<sub>2</sub>:

$$\frac{N_{fort}}{s} \propto \frac{\sigma_{fus}}{s} \times \frac{\sigma_{reaz}}{s} \times \tau \quad (3.1)$$

Tenuto conto di questo, si è calcolato che queste coincidenze fortuite costituiscono meno dell'1% delle coincidenze reali e possono, pertanto, essere trascurate.

### 3.2.1 Eventi $\gamma$

L'apparato di rivelazione SERPE è posto in aria ed è strutturato in maniera tale da escludere del tutto la rivelazione di particelle cariche leggere. La discriminazione tra i raggi  $\gamma$  ed i neutroni rivelati si concretizza nell'eccellente risoluzione temporale dello scintillatore BaF<sub>2</sub> ( $\sim 400$  ps) la quale permette di distinguere le due radiazioni suddette in base al loro tempo di volo.

Uno spettro dei tempi di volo di un BaF<sub>2</sub> ottenuto nel corso della reazione  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$  è riportato nella figura 3.4.

In corrispondenza ad un evento  $\gamma$  si osserva un picco di larghezza pari a  $\sim 2$  ns imputabile alla risoluzione temporale del fascio incidente ( $\Delta t_{fascio} \sim 2$  ns), ed in corrispondenza ad un evento neutrone si osserva una distribuzione continua di tipo maxwelliano. Per valori  $E_n < 45$  MeV le due distribuzioni distano  $\sim 3$  ns e sono, pertanto, ben separate. I neutroni con energia  $E_n > 45$  MeV sono, invece, caratterizzati da tempi di volo che ricadono al di sotto del picco  $\gamma$  e per questo motivo non possono essere sperimentalmente discriminati mediante il ToF. Nel presente esperimento, tuttavia, si è calcolato che il fondo dovuto ai neutroni corrisponde a non più dell'1% del picco  $\gamma$  e può, pertanto, essere trascurato.

Gli eventi  $\gamma$  sono stati selezionati nel modo seguente. Nello spettro dei tempi di volo di ciascuno scintillatore si è tracciata una finestra di valori che includesse solo i tempi di volo corrispondenti alla rivelazione di un  $\gamma$ , a meno

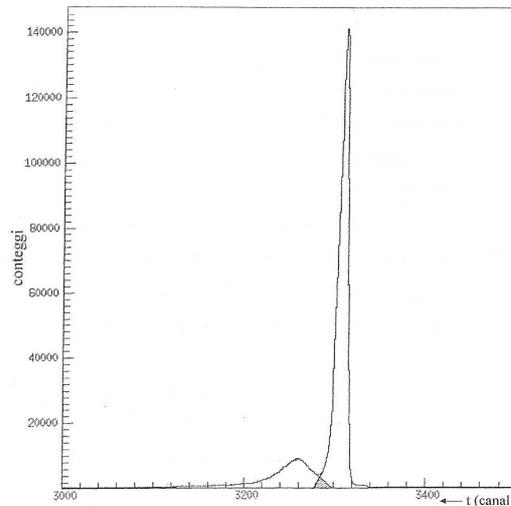


Figura 3.4: *Spettro dei tempi di volo ottenuto con un  $BaF_2$  nel corso della reazione  $^{36}S + ^{96}Mo$ .*

del trascurabile fondo di neutroni che ricadono al di sotto del picco  $\gamma$ . Nel seguito dell'analisi si sono presi in considerazione esclusivamente gli eventi all'interno di questa finestra.

### 3.2.2 Residui di evaporazione

Nella figura 3.5 viene riportata una matrice della perdita di energia  $\Delta E$  dei frammenti rivelati in uno dei PPAC per la reazione  $^{36}S + ^{96}Mo$  in funzione del loro tempo di volo. Nella matrice vengono riportati sia eventi singoli che eventi di coincidenza con i segnali degli scintillatori  $BaF_2$ .

L'identificazione dei meccanismi di reazione, corrispondenti alle tre regioni osservate, è stata realizzata sulla base della calibrazione temporale descritta nel paragrafo 3.2 e mediante delle semplici considerazioni di tipo fisico.

A titolo di esempio, si consideri la reazione  $^{36}S + ^{96}Mo$  realizzata ad un'energia incidente di 214.2 MeV. Con un programma di simulazione di perdite di energie si è calcolato che, prima di dare inizio alla reazione, il proiettile perde una quantità di energia pari a 2.1 MeV nell'attraversare metà dello

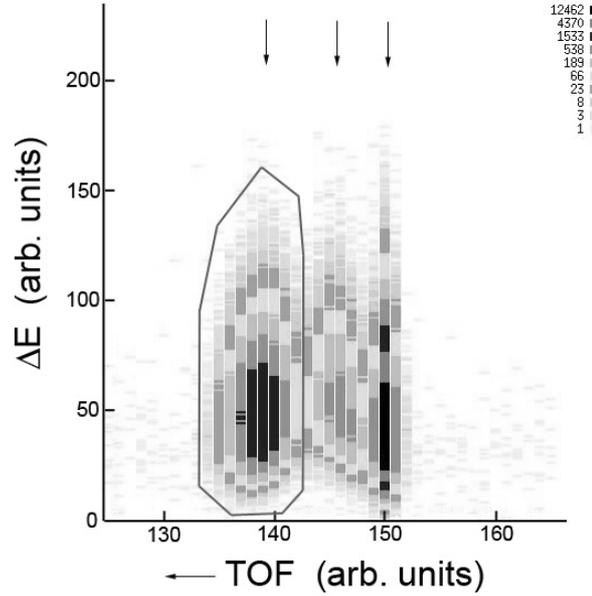


Figura 3.5: *Matrice della perdita di energia  $\Delta E$  dei frammenti rivelati in uno dei PPAC (eventi singoli e di coincidenza) per la reazione  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$  in funzione del loro tempo di volo.*

spessore del bersaglio. Da qui segue che l'effettiva energia incidente degli ioni di  $^{36}\text{S}$  è  $E_{\text{media},pr} = (214.2 - 2.1)\text{MeV} = 212.1 \text{ MeV}$ .

In seguito ad una diffusione elastica i PPAC rivelano il proiettile  $^{36}\text{S}$  il quale percorre la distanza  $d = 70 \text{ cm}$ , tra il bersaglio ed il rivelatore, ad una velocità pari a  $3.37 \text{ cm/ns}$  ed impiegando un tempo  $t_{\text{volo}} = 20.77 \text{ ns}$ .

In seguito ad una reazione di fusione, invece, i PPAC rivelano il residuo di evaporazione del nucleo composto  $^{132}\text{Ce}$ . Nell'ipotesi che l'evaporazione di particelle non influenzi notevolmente il modulo della velocità e la direzione di moto del nucleo residuo, la sua energia cinetica si può calcolare come:

$$E_{\text{residuo}} \approx E_{NC} = \frac{A_p}{A_p + A_b} \cdot E_{\text{media},pr} = 57.85 \text{ MeV} \quad (3.2)$$

da cui segue che quest'ultimo si muove con una velocità pari a  $0.92 \text{ cm/ns}$

corrispondente ad un tempo di volo  $t_{volo} = 76.11$  ns.

In base a questi semplici calcoli si prevede che un evento di diffusione elastica disti  $\sim 55$  ns da un evento di fusione – evaporazione. La calibrazione relativa dei tempi di volo dei prodotti di reazione rispetto al ToF del proiettile diffuso elasticamente dal bersaglio permette di stabilire che la regione osservata nella matrice 3.5 all'estrema destra (piccoli tempi di volo) corrisponde a processi di diffusione elastica, mentre la regione all'estrema sinistra (grandi tempi di volo) è relativa alla rivelazione dei residui di evaporazione. La regione che comprende tempi di volo intermedi tra quelli calcolati è relativa a reazioni periferiche e/o reazioni di fusione – fissione.

Anche se i segnali relativi a diffusione elastica vengono rigettati in quanto producono perdite di energia al di sotto della soglia elettronica fissata sui rivelatori PPAC, nella matrice 3.5 rimangono gli eventi provenienti dalla sovrapposizione (*pile-up*) di questi segnali. Questo *pile-up*, tuttavia, non introduce alcun problema in quanto viene sperimentalmente discriminato, in base al ToF, dagli eventi di nostro interesse.

Individuati gli eventi relativi a processi di fusione – evaporazione, si è tracciato un contorno, come mostrato in figura 3.5, che li contenga. Nell'analisi dei dati si sono presi in considerazione solo gli eventi che cadono all'interno di questo contorno.

### 3.3 Analisi dei dati

Gli spettri in energia dei  $\gamma$  rivelati in coincidenza con i residui di evaporazione da ciascun cluster di  $\text{BaF}_2$  sono stati costruiti nell'ipotesi che possano verificarsi le due seguenti situazioni. Si supponga inizialmente che, in un cluster, vengano colpiti alcuni cristalli tra loro adiacenti. In tal caso si assume che l'evento sia relativo ad un solo  $\gamma$  della catena di diseccitazione la cui energia totale viene ricostruita sommando le energie depositate in ciascun  $\text{BaF}_2$  colpito.

Nel caso in cui, diversamente, vengano colpiti cristalli tra loro non adiacenti oppure che formino dei piccoli cluster tra loro separati, si assume che l'evento corrisponda alla rivelazione di più  $\gamma$  della catena di diseccitazione, uno per ciascun  $\text{BaF}_2$  o piccolo cluster colpiti. L'energia registrata in ciascun

BaF<sub>2</sub>, nel primo caso, oppure la somma delle energie depositate nei BaF<sub>2</sub> appartenenti a ciascuno dei piccoli cluster, nel secondo, forniscono l'energia totale di ciascuno dei  $\gamma$  rivelati.

Dopo aver ricostruito le energie dei  $\gamma$  utilizzando la tecnica suddetta, si è calcolata, per ciascun cluster, la molteplicità differenziale in energia ed angolo solido dei  $\gamma$ :

$$\frac{d^2 M_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = \frac{d^3 N_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma d\Omega_{ppac}} \cdot \left( \frac{dN_{lib,ppac}}{d\Omega_{ppac}} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

dove  $\frac{dN_{lib,ppac}}{d\Omega_{ppac}}$  rappresenta il numero di eventi di fusione – evaporazione per unità di angolo solido.

La (3.3) descrive, pertanto, il numero di  $\gamma$  emessi nell'angolo solido  $d\Omega_\gamma$  con energia compresa tra  $E_\gamma$  ed  $E_\gamma + dE_\gamma$  per evento di fusione – evaporazione.

### 3.3.1 Effetto Doppler

I raggi  $\gamma$ , rivelati dai cristalli di BaF<sub>2</sub>, sono emessi nel sistema di riferimento del laboratorio (LAB) da una sorgente (il nucleo composto o un residuo di evaporazione) in moto rispetto ai rivelatori (che fungono da osservatore). Per tenere conto dell'effetto Doppler, che altera l'energia misurata nel LAB, bisogna riportare gli spettri energetici dei  $\gamma$  in un sistema di riferimento solidale al nucleo emettitore ovvero nel sistema del centro di massa (CM).

Si indichino con  $E_i$  e  $\theta_i$  l'energia e l'angolo di emissione di un  $\gamma$  rivelato da uno dei cristalli, dove l'indice "i" si riferisce a LAB o CM. In base a considerazioni cinematiche, si può verificare che sussistono le seguenti relazioni:

$$E_{CM} = E_{LAB} \frac{(1 - \beta \cos \theta_{LAB})}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.4)$$

$$\sin \theta_{CM} = \sin \theta_{LAB} \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{(1 - \beta \cos \theta_{LAB})} \quad (3.5)$$

dove  $\beta = \frac{v}{c}$  rappresenta la velocità  $v$  della sorgente espressa in unità di  $c$ . Dalle (3.4) e (3.5) segue:

$$\left(\frac{d^2M_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma}\right)_{CM} = \left(\frac{d^2M_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma}\right)_{LAB} \cdot \frac{(1 - \beta \cos \theta_{LAB})}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.6)$$

Una volta calcolato  $\beta$ , l'espressione (3.6) permette di passare gli spettri in energia ed angolo solido dei  $\gamma$  rivelati in coincidenza con i residui di evaporazione da ciascun cluster, in spettri nel sistema di riferimento del centro di massa del nucleo emettitore. Nell'applicare la (3.6) si suppone che l'evaporazione da parte del nucleo composto non alteri in modo significativo né il modulo della velocità né la direzione di moto della sorgente emittitrice. Ciò equivale a considerare il nucleo composto come principale nucleo emettitore. Questa assunzione è valida per i  $\gamma$  di energia maggiore di  $\sim 10$  MeV, mentre i  $\gamma$  di energia inferiore vengono emessi preferenzialmente nella parte finale della cascata di decadimento (vedi paragrafo A.2.3). In questo modo, quindi, si introduce un'incertezza sulla pendenza dello spettro sperimentale.

Nell'esperimento in esame, tenuto conto che le reazioni  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  sono state realizzate ad energie incidenti effettive di 194 e 212.1 MeV (si è calcolata una perdita di energia pari a 2 MeV per il proiettile  $^{32}\text{S}$  nell'attraversare metà bersaglio di  $^{100}\text{Mo}$ ; per il proiettile  $^{36}\text{S}$  vedi a pagina 46), utilizzando la (3.2) per calcolare l'energia cinetica del nucleo composto, si trova  $\beta = 0.028$  per il sistema  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  e  $\beta = 0.031$  per il sistema  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$ .

La correzione dell'effetto Doppler può essere trascurata nella direzione di emissione individuata da  $\theta = 90^\circ$ , come si può vedere chiaramente dalla relazione (3.6).

### 3.3.2 Spettri in energia dei $\gamma$

In figura 3.6 sono mostrati gli spettri sperimentali dei  $\gamma$  misurati in coincidenza con i residui di evaporazione nel corso delle reazioni  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  (quadrati) e  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$  (cerchi) ottenuti nel CM utilizzando tutti i cluster di  $\text{BaF}_2$  disponibili. In ordinata viene riportata la molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  relativi ad eventi di fusione – evaporazione che si ottiene integrando la (3.3) su  $4\pi$  nell'ipotesi che l'emissione  $\gamma$  sia isotropa nel CM.  $\epsilon_{det}$  rappresenta l'efficienza dipendente dall'energia dell'apparato sperimentale.

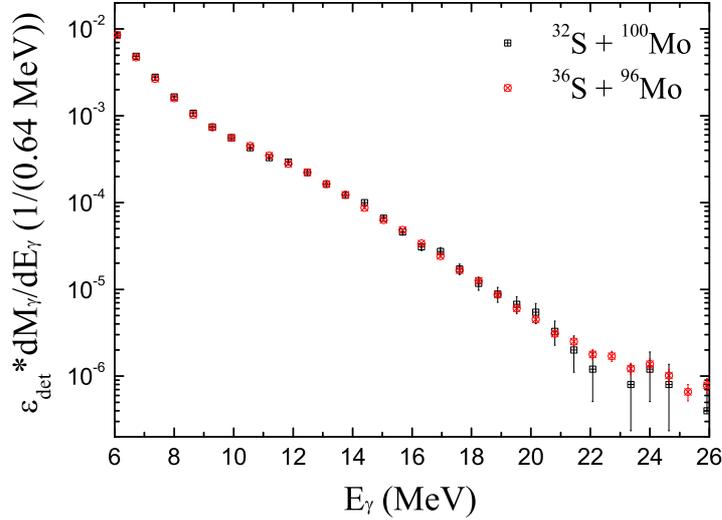


Figura 3.6: Molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  rivelati in coincidenza con i residui di evaporazione nel corso delle reazioni  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  (quadrati) e  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$  (cerchi) ottenuta nel sistema di riferimento del centro di massa utilizzando tutti i cluster di  $\text{BaF}_2$ .

Alle energie incidenti in esame (6 MeV/nucleone) il contributo agli spettri dovuto a processi di bremsstrahlung nucleone – nucleone può essere trascurato (vedi Appendice B).

Dalla figura 3.6 risulta chiaro che la molteplicità  $\gamma$  è uguale entro gli errori sperimentali in entrambe le reazioni, il che equivale ad affermare che non si riscontra alcun contributo di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio.

Nei precedenti lavori [10, 11, 12], relativi all'analisi degli effetti del canale di ingresso sull'emissione di  $\gamma$  dipolari in reazioni di fusione tra ioni pesanti, si è effettuata una procedura di *linearizzazione* degli spettri sperimentali di molteplicità  $\gamma$  per eliminare il comportamento esponenziale caratteristico dell'emissione di  $\gamma$  statistici e legato alla densità dei livelli nucleari (vedi Appendice A) e quindi evidenziare i dettagli nella regione energetica all'interno della quale ci si aspetta il decadimento per emissione  $\gamma$  della GDR (tra 8 e 25 MeV). Per rendere i risultati presentati in questo lavoro di tesi

confrontabili con quelli pre-esistenti, è stata eseguita la stessa procedura di linearizzazione.

Gli spettri sperimentali di figura 3.6 sono stati linearizzati dividendoli per uno stesso spettro teorico calcolato utilizzando il codice di calcolo CASCADE [72] (descritto nel presente lavoro di tesi in Appendice A). In questo calcolo, nell'espressione del tasso di decadimento per l'emissione di  $\gamma$  dipolari (A.22), si è considerato un valore  $a = \frac{A}{8} \text{MeV}^{-1}$  per il parametro di densità dei livelli ed una *strength* dipolare costante  $\xi$  al posto della  $\sigma_{abs}$ . Lo spettro teorico così calcolato è stato corretto per tenere conto della funzione di risposta dell'apparato sperimentale utilizzando il codice GEANT [65].

In figura 3.7 sono mostrati gli spettri sperimentali di figura 3.6 linearizzati secondo la procedura descritta. In ordinata viene riportata la grandezza:

$$F_{GDR}(E_\gamma) \propto \frac{S \Gamma_{GDR} E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2} \quad (3.7)$$

Nella stessa figura con la linea solida viene riportato uno spettro  $\gamma$  teorico linearizzato ottenuto utilizzando il codice CASCADE e tenendo in conto la funzione di risposta dell'apparato sperimentale mediante il codice GEANT. Lo spettro teorico riproduce i dati sperimentali relativi all'emissione di  $\gamma$  dipolari nella reazione quasi simmetrica in N/Z se si utilizza il valore  $a = \frac{A}{8} \text{MeV}^{-1}$  per il parametro di densità dei livelli e si considera una *strength* dipolare avente l'andamento di una funzione Lorentziana di centroide  $E_{GDR} = (14.3 \pm 0.2) \text{MeV}$ , larghezza  $\Gamma_{GDR} = (10 \pm 0.5) \text{MeV}$  e *strength*  $S_{GDR} = (1 \pm 0.1) \text{TRK}$ . Come osservato in [12], la *strength* trovata è in accordo con quella relativa ad una GDR costruita sullo stato fondamentale di un nucleo avente massa  $A \approx 132$ , mentre il centroide e la larghezza sono compatibili con la loro evoluzione con l'energia di eccitazione descritta nei paragrafi 1.2.1 e 1.2.2.

L'osservazione della figura 3.7 conferma le conclusioni cui si era giunti a partire dalla figura 3.6 ovvero che non si riscontra alcun contributo di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio entro gli errori sperimentali. In analogia a quanto fatto in [12], calcoliamo l'aumento percentuale subito dall'intensità di  $\gamma$  dipolari negli spettri linearizzati come:

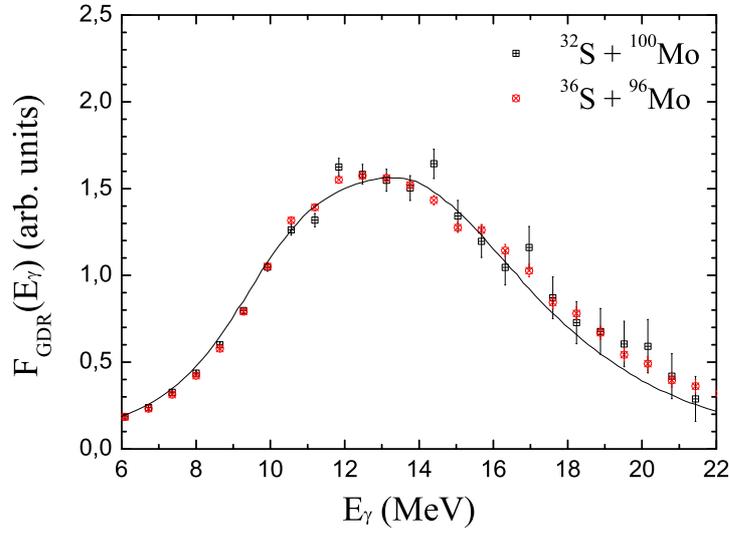


Figura 3.7: Spettri linearizzati nel sistema di riferimento del centro di massa nucleo – nucleo per le reazioni  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  (quadrati) e  $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$  (cerchi). La linea solida rappresenta uno spettro  $\gamma$  teorico linearizzato calcolato mediante il codice CASCADE e corretto per tenere conto della funzione di risposta dell'apparato sperimentale.

$$\text{Increase}(\%) = \frac{a - b}{b} \times 100 \quad (3.8)$$

dove  $a$  e  $b$  sono uguali all'integrale  $\int_{E_1}^{E_2} F_{\text{GDR}}(E_\gamma) dE_\gamma$  per la reazione fortemente asimmetrica e simmetrica in  $N/Z$  rispettivamente. Integrando nell'intervallo di energie compreso tra 8 e 21 MeV si trova un aumento percentuale di  $(1.6 \pm 2.0)\%$  nel sistema asimmetrico rispetto a quello simmetrico in  $N/Z$ . Il valore trovato, come previsto, risulta consistente con zero.

# Capitolo 4

## Esperimento II: $^{40,36}\text{Ar} + ^{92,96}\text{Zr}$ a 15 e 16 MeV/nucleone

### 4.1 L'esperimento

In questo esperimento si sono realizzate le reazioni di fusione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  ( $\Delta = 0.08$ ,  $D(t = 0) = 4.0$  fm) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  ( $\Delta = 0.4$ ,  $D(t = 0) = 20.6$  fm) ad energie incidenti di 605.8 e 576.9 MeV (equivalenti a 15.1 e 16 MeV/nucleone), rispettivamente.

Nell'ambito della linea di ricerca presentata in questo lavoro di tesi, questi due sistemi sono stati scelti in quanto direttamente confrontabili con quelli studiati nel capitolo 3 ( $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$ ). Essi conducono ancora alla formazione del nucleo composto di  $^{132}\text{Ce}$  a partire da canali di ingresso che presentano una differenza di momento di dipolo pari a  $\Delta D(t = 0) = 16.6$  fm calcolata secondo la (1.23) per  $r_0 = 1.2$  fm. Lo stesso nucleo composto e la stessa differenza di momento di dipolo iniziale si sono, infatti, osservate nei sistemi  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$ .

In analogia a quanto descritto per il primo esperimento, anche in questo caso si sono mantenuti costanti, tra le due reazioni, tutti i parametri rilevanti a parte l'asimmetria di carica iniziale. Una qualunque differenza tra gli spettri sperimentali di decadimento del nucleo composto per emissione  $\gamma$  deve, pertanto, essere ascritta a questo parametro. Infatti, in entrambi i casi il nucleo composto  $^{132}\text{Ce}$  si forma alla stessa energia di eccitazione di 304

MeV e con la stessa distribuzione di spin ( $L_{max} = 83\hbar$ ,  $L_{fus-evap} = 71\hbar$ ). Anticipiamo qui che l'energia di eccitazione è stata calcolata tenendo conto della perdita di energia subita dal sistema composto in seguito all'emissione di particelle di pre-equilibrio, argomento che sarà ripreso ed ampiamente discusso nel paragrafo 4.3.

L'asimmetria di massa dei due sistemi collidenti risulta pari a  $\Delta_m = 0.14$  per la reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  e  $\Delta_m = 0.16$  per la reazione  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  ed anche questi sistemi si trovano al di sopra della curva critica nel piano (fissilità relativa  $X_0$ , asimmetria di massa  $\Delta_m$ ) mostrata in figura 1.6.

Le due reazioni sono state realizzate utilizzando i fasci pulsati di  $^{36}\text{Ar}$  e  $^{40}\text{Ar}$ , forniti dal *Superconducting Cyclotron* dei Laboratori Nazionali del Sud (LNS) e incidenti su bersagli di  $^{96}\text{ZrO}_2$  dello spessore di  $450 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  (arricchito al 95.63% in  $^{96}\text{Zr}$ ) e di  $^{92}\text{ZrO}_2$  dello spessore di  $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  (arricchito al 95.36% in  $^{92}\text{Zr}$ ), rispettivamente. Entrambi i bersagli erano evaporati su uno strato di carbonio dello spessore di 90 e 60  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , rispettivamente. I fasci incidenti consistevano di *bunches* della durata di  $\sim 1$  ns ed inviati ogni 150 ns. Nel corso dell'intero esperimento si è lavorato con una corrente di fascio intorno ai 2 nA.

### 4.1.1 Apparato sperimentale

Per le due misure considerate si è utilizzato l'apparato sperimentale MEDEA (**M**ulti **E**lement **D**etector **A**rray) accoppiato a quattro **P**arallel **P**late **A**valanche **C**ounters (PPAC). Questo sistema opera nel vuoto prodotto all'interno di una camera di scattering (vedi foto in figura 4.1) e pertanto rende possibile misurare non solo i raggi  $\gamma$  ma anche le particelle cariche leggere in coincidenza con i residui di evaporazione.

Il multirivelatore MEDEA [73] è costituito da 180 scintillatori al fluoro di bario ( $\text{BaF}_2$ ), accoppiati ad altrettanti fotomoltiplicatori, disposti in maniera tale da formare una sfera con centro nel bersaglio e raggio interno pari a 22 cm. I moduli  $\text{BaF}_2$  sono distribuiti in gruppi di 24 su otto anelli, ciascuno dei quali copre l'intero intervallo angolare in  $\phi$ , posizionati a diversi angoli  $\theta$  ( $36^\circ$ ,  $51^\circ$ ,  $68^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $112^\circ$ ,  $128^\circ$ ,  $144^\circ$ ,  $160^\circ$ ) rispetto alla direzione del fascio incidente.

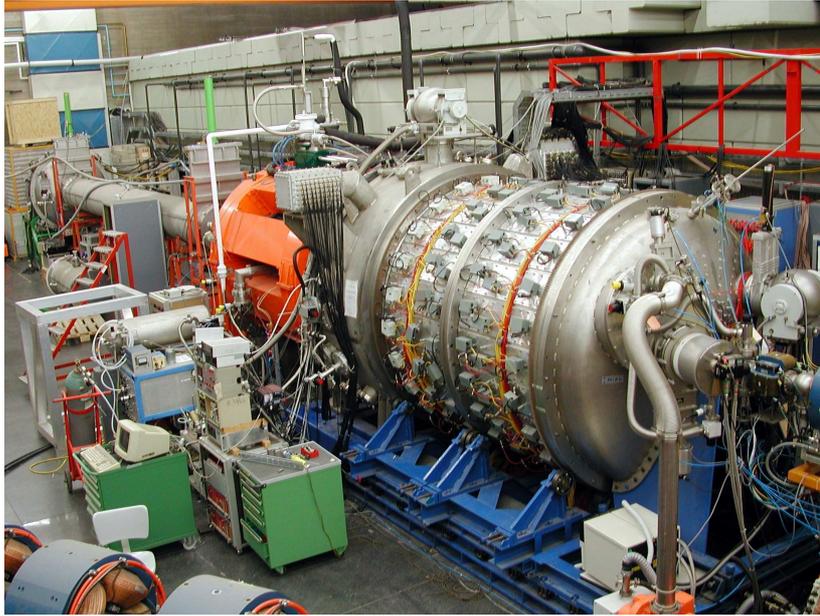


Figura 4.1: Foto dell'apparato sperimentale.

In figura 4.2 a sinistra viene evidenziata la struttura ad anelli di MEDEA; nella medesima figura, a destra, viene riportata la sezione lungo il piano verticale, contenente l'asse del fascio, dell'apparato di rivelazione MEDEA. Tutti i rivelatori sottendono lo stesso angolo solido di  $\sim 63$  msr con l'eccezione dei moduli appartenenti agli anelli indicati con la lettera D (vedi figura 4.2) i quali sottendono un angolo solido pari a 32 msr. L'efficienza geometrica totale dell'apparato vale  $3.8 \pi$ . Nell'esperimento in esame, tuttavia, sono stati utilizzati tutti i  $\text{BaF}_2$  tranne quelli appartenenti agli anelli di tipo D.

I residui di evaporazione sono stati rivelati utilizzando lo stesso sistema descritto nel paragrafo 3.1.1 ovvero quattro rivelatori PPAC sensibili alla posizione situati a 70 cm dal bersaglio e posti simmetricamente intorno alla direzione del fascio incidente.

Nella figura 4.3 viene riportato uno schema dell'intero sistema di rivelazione.

I  $\gamma$  ed i protoni provenienti da processi di fusione – evaporazione sono stati selezionati richiedendo la coincidenza tra un segnale dei  $\text{BaF}_2$  ed un segnale dei PPAC il che riduce notevolmente la contaminazione agli spettri  $\gamma$  dovuta ai raggi cosmici.

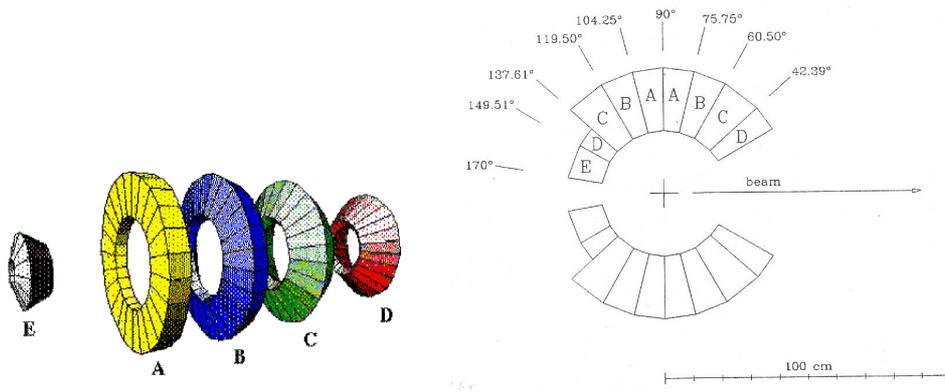


Figura 4.2: *Struttura ad anelli (a sinistra) e sezione lungo il piano verticale (a destra), contenente l'asse del fascio, dell'apparato di rivelazione MEDEA. Nella figura a destra viene riportata l'esatto valore dell'angolo polare al quale è posizionato ciascun anello.*

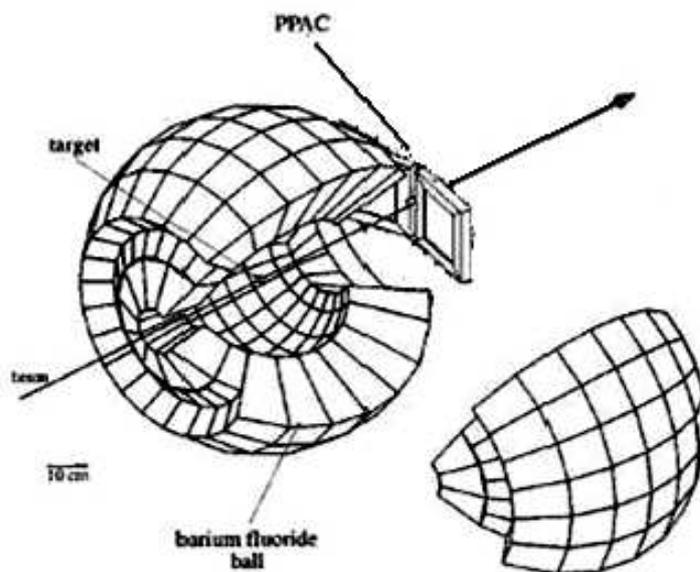


Figura 4.3: *Rappresentazione schematica dell'apparato di rivelazione MEDEA + PPAC.*



In figura 4.4 viene riportato il diagramma a blocchi delle catene elettroniche collegate ad ogni PPAC e ad ogni BaF<sub>2</sub>, e lo schema logico del Trigger utilizzato nelle due misure.

In questo esperimento le misure temporali si sono effettuate nella configurazione di COMMON START. Questo segnale viene generato dalla coincidenza tra il segnale di radiofrequenza del ciclotrone, opportunamente ritardato, ed il segnale di trigger. Il segnale di COMMON START è praticamente determinato dalla radiofrequenza ovvero è sincronizzato con il momento di inizio della reazione.

#### Elettronica dei PPAC

Il segnale proveniente dal catodo di ciascun PPAC viene processato in maniera analoga a quanto mostrato nel paragrafo 3.1.2 per le misure  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  ovvero viene inviato attraverso due vie. In questo caso, tuttavia, l'impulso logico prodotto dal DFC, nella condizione in cui il segnale di ingresso sia superiore ad un fissato valore di soglia, va a comandare lo STOP di un Time to Fera Converter (TFC), seguito da un integratore di carica (FERA QDC), il quale fornisce il tempo di volo dei frammenti rivelati rispetto al segnale di radiofrequenza. Gli impulsi logici di uscita dai DFC di tutti e quattro i PPAC vengono inviati anche in un modulo OR il quale fornisce un segnale (OR-PPAC) in corrispondenza del fatto che almeno uno dei PPAC ha registrato un evento. Questo segnale viene utilizzato nel trigger.

#### Elettronica dei BaF<sub>2</sub>

Il segnale proveniente dall'anodo dei fotomoltiplicatori accoppiati a ciascun BaF<sub>2</sub> di MEDEA viene analizzato in un partitore di tensione e diviso in tre parti. Le prime due vengono mandate rispettivamente in un DFC ed in un *Leading Edge Discriminator* (LED) situati nella sala sperimentale in prossimità della camera di scattering. L'impulso logico generato da ciascun DFC viene opportunamente ritardato ed inviato come STOP in un TFC seguito da un QDC per ottenere il tempo di volo della radiazione rivelata rispetto al segnale di radiofrequenza. Il sistema LED fornisce in uscita la somma analogica dei segnali di ingresso la quale viene convertita in un impulso logico (OR-MEDEA) in un DFC. La presenza di questo segnale, che viene inviato al trigger, indica che almeno uno dei BaF<sub>2</sub> della sfera ha

suonato.

Il terzo segnale anodico dei BaF<sub>2</sub> viene, invece, utilizzato per l'integrazione dell'energia. Questo segnale viene inviato in un partitore di tensione il quale genera tre *output* con differenti pesi relativi:

- **F** costituisce il 60% del segnale iniziale e viene usato per la conversione della componente fast;
- **E** rappresenta il 35% del segnale originario e viene usato per la conversione dell'energia nell'intervallo dinamico minore (fino a 30 MeV);
- **E<sub>a</sub>** costituisce il 5% del segnale di ingresso e consente la conversione dell'energia nell'intervallo dinamico maggiore (fino a 170 MeV).

Questi tre segnali vengono integrati in un QDC adottando due differenti gate: un *fast gate* della durata di 30 ns usato per il segnale **F**, ed un *total energy gate* della durata di 700 ns per la conversione di **E** ed **E<sub>a</sub>**.

I gate di integrazione dei segnali **F**, **E**, **E<sub>a</sub>** vengono forniti dal segnale di OR-MEDEA.

#### Schema del Trigger

Il segnale di trigger viene generato in corrispondenza ai seguenti eventi:

1. AND (OR-PPAC – OR-MEDEA): un segnale da uno qualsiasi dei PPAC, che corrisponde alla rivelazione di un frammento, in coincidenza con un segnale da uno dei BaF<sub>2</sub>, che corrisponde alla rivelazione di un  $\gamma$  o di una particella leggera;
2. OR-PPAC/div: un segnale proveniente da uno dei PPAC che corrisponde alla divisione del numero di eventi in singole.

In definitiva, anche in questo esperimento la linea 1) abilita l'acquisizione di eventi verificatisi in coincidenza BaF<sub>2</sub>-PPAC, mentre la linea 2) consente di acquisire in libere ovvero ogni qualvolta uno dei PPAC abbia registrato un evento. La divisione, la cui utilità è stata spiegata nel paragrafo 3.1.2 a pagina 42, nel caso in esame vale div=100 per entrambe le reazioni. Una volta accettato un evento, il sistema di acquisizione manda un segnale di

VETO al Trigger impedendogli di accettare altri segnali in ingresso fino al termine dell'acquisizione.

Il segnale di trigger viene utilizzato anche per definire lo spettro del PATTERN utile per il calcolo delle libere PPAC. In un *Time to Analogic Converter* (TAC) lo START viene determinato dal trigger e lo STOP dal segnale di OR-PPAC/div opportunamente ritardato. Se il trigger è dovuto ad un OR-PPAC/div, viene incrementato un conteggio nel picco; se invece il trigger proviene dalla coincidenza PPAC-BaF<sub>2</sub> il TAC produce un *overflow* nello spettro del PATTERN in quanto non riceve alcun segnale di STOP. Il numero delle libere PPAC divise per il fattore div corrisponde alla somma dei conteggi contenuti al di sotto del picco escluso l'*overflow*.

## 4.2 Riduzione dei dati

La presa dati ha avuto una durata complessiva di 8 giorni durante i quali le acquisizioni sono state suddivise in vari run, 32 relativi alla misura  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  e 48 relativi alla misura  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$ . Le due misure sono state più volte interrotte per acquisire dei run di calibrazione.

La calibrazione in energia di ciascun BaF<sub>2</sub> è stata effettuata nello stesso modo descritto nel paragrafo 3.1.1 ovvero utilizzando le sorgenti radioattive di  $^{60}\text{Co}$  e  $^{88}\text{Y}$ , una sorgente composta di  $^{241}\text{Am} + ^9\text{Be}$ , ed i  $\gamma$  di energia pari a 15.1 MeV emessi in seguito alla reazione  $p + ^{12}\text{C}$  ad una energia incidente del fascio di protoni pari a  $E_p = 19.4$  MeV.

Una volta determinata la calibrazione in energia nell'intervallo dinamico  $\mathbf{E}$  è stato possibile trasferirla all'intervallo dinamico  $\mathbf{E}_a$  adottando una semplice prescrizione [74]. Indicati con  $a$ ,  $b$  e  $A$ ,  $B$  i coefficienti di calibrazione negli intervalli dinamici  $\mathbf{E}$  ed  $\mathbf{E}_a$  rispettivamente, si può calcolare che:  $A = (\text{slope} \cdot a)$  e  $B = (\text{off} \cdot a + b)$  dove *slope* e *off* sono i coefficienti che legano tra loro i due intervalli dinamici:  $ch = (\text{slope} \cdot cha + \text{off})$ . Quest'ultima espressione si è determinata a partire dalle matrici  $(ch, cha)$  dove con  $ch$  e  $cha$  si intendono i canali nei quali si sono osservati i centroidi delle sorgenti nei due diversi intervalli dinamici. La calibrazione in energia per i protoni risulta uguale a quella dei  $\gamma$  [74].

La discriminazione tra raggi  $\gamma$  e particelle leggere negli eventi BaF<sub>2</sub> è

stata effettuata combinando le informazioni relative all'analisi della forma del segnale con una misura del tempo di volo della radiazione rivelata.

Per quanto riguarda gli eventi PPAC, i residui di evaporazione sono stati identificati, anche in questo caso, tramite la tecnica di misura del tempo di volo. La calibrazione temporale degli spettri dei tempi di volo si è ottenuta a partire dalla distanza tra i picchi corrispondenti alla diffusione elastica del proiettile da parte del bersaglio osservati in due run caratterizzati da una differenza nota pari a 26 ns nel ritardo introdotto sul segnale di radiofrequenza.

### 4.2.1 Identificazione dei segnali dei BaF<sub>2</sub>

La discriminazione tra i raggi  $\gamma$  e le particelle cariche leggere è stata effettuata off – line attraverso un'analisi della forma del segnale di uscita di ciascun BaF<sub>2</sub>. Questo metodo pone le sue basi nell'integrazione di ciascuno di questi segnali mediante due gate separati (vedi paragrafo 4.1.2) che permettono di distinguere tra il segnale di uscita totale ( $\mathbf{E}$  ed  $\mathbf{E}_a$ ) e la componente fast ( $\mathbf{F}$ ) del segnale stesso.

In figura 4.5 viene riportata una matrice, nella tipica rappresentazione "componente fast" vs "energia totale", ottenuta nell'intervallo dinamico  $\mathbf{E}_a$  con uno dei cristalli BaF<sub>2</sub> posti a  $\theta = 90^\circ$ , rispetto alla direzione del fascio incidente, nella reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$ .

L'ammontare relativo delle due componenti del segnale è una funzione del tipo di radiazione incidente (paragrafo 2.1.2). Infatti il rapporto tra la componente fast e la componente di energia totale è massimo per i raggi  $\gamma$  e diminuisce per particelle cariche leggere all'aumentare della loro carica  $Z$ . Applicando dei contorni, come mostrato in figura, è stato possibile ottenere per ciascun cristallo una separazione non ambigua dei  $\gamma$  dalle particelle cariche leggere.

I neutroni interagiscono con i BaF<sub>2</sub> attraverso reazioni del tipo  $(n, \gamma)$ ,  $(n, n'\gamma)$  e  $(n, p)$ , dove i primi due processi risultano dominanti per neutroni di bassa energia ( $E_n \leq 20$  MeV) [75] mentre i neutroni molto energetici ( $E_n > 20$  MeV) danno segnali simili a quelli dei protoni. In definitiva, per energie  $E_n \leq 20$  MeV i segnali relativi alla rivelazione di neutroni si

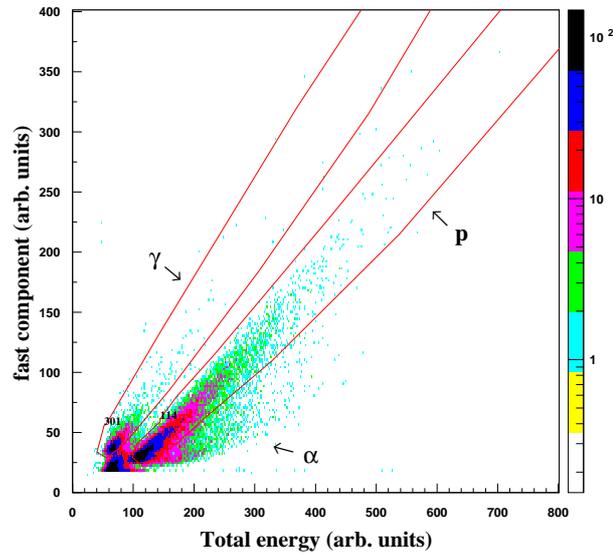


Figura 4.5: Matrice "componente fast" vs "energia totale" ottenuta con un  $\text{BaF}_2$  posto a  $\theta = 90^\circ$  nella reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  a  $E_{lab} = 15.1 \text{ MeV/nucleone}$ .

ritrovano all'interno del contorno  $\gamma$ , mentre per energie  $E_n > 20 \text{ MeV}$  i segnali relativi alla rivelazione di neutroni si ritrovano all'interno del contorno protoni. I neutroni veloci si separano dai  $\gamma$  semplicemente selezionando gli eventi appartenenti al contorno  $\gamma$  definito in figura 4.5. I neutroni lenti, invece, vengono separati dai  $\gamma$  attraverso una misura del loro tempo di volo. In figura 4.6 viene riportata, a destra ed a sinistra, la stessa matrice, nella rappresentazione "tempo di volo" vs "energia totale", ottenuta nell'intervallo dinamico  $\mathbf{E}_a$ , per un  $\text{BaF}_2$  posto a  $\theta = 90^\circ$ , rispetto alla direzione del fascio incidente, nella reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$ . Nelle due immagini sono riportati i contorni tracciati relativi alla rivelazione di raggi  $\gamma$  (a sinistra) e ai protoni (a destra).

La riduzione dei dati così come descritta è stata applicata ad ogni  $\text{BaF}_2$  utilizzato e, nel caso dei raggi  $\gamma$ , per entrambi gli intervalli dinamici in energia a disposizione, mentre per i protoni esclusivamente per l'intervallo dinamico  $\mathbf{E}_a$ .

Nell'analisi dei dati relativi alla rivelazione di raggi  $\gamma$  o protoni sono

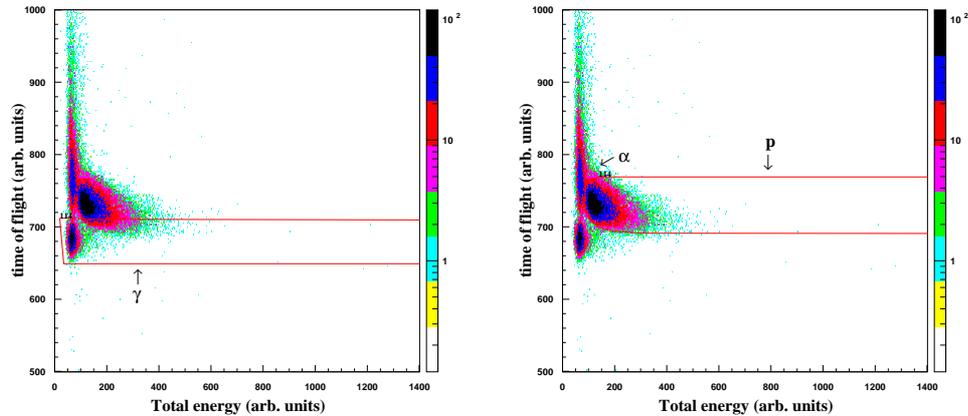


Figura 4.6: Matrice "tempo di volo" vs "energia totale" ottenuta con un  $BaF_2$  posto a  $\theta = 90^\circ$  nella reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  a  $E_{lab} = 15.1$  MeV/nucleone e contorni relativi alla rivelazione di raggi  $\gamma$  (a sinistra) e protoni (a destra).

stati presi in considerazione solo gli eventi che ricadono contemporaneamente all'interno dei corrispondenti contorni mostrati nelle figure 4.5 e 4.6.

### 4.2.2 Identificazione dei segnali dei PPAC

In figura 4.7 viene mostrata una matrice della perdita di energia  $\Delta E$  in funzione del tempo di volo dei frammenti rivelati in uno dei PPAC utilizzati nel corso della reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$ .

L'identificazione degli eventi (singoli e di coincidenza) riportati nella matrice è stata ottenuta, in analogia a quanto descritto nel paragrafo 3.2.2, in base a considerazioni di tipo fisico.

Si consideri la reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  realizzata ad energia incidente pari a  $E_{lab} = 605.8$  MeV. In questo caso, la perdita di energia subita dal proiettile prima di dare inizio alla reazione, ovvero nell'attraversare metà bersaglio, risulta pari a 2.08 MeV.

Un evento di diffusione elastica si manifesta nella rivelazione del proiettile  $^{40}\text{Ar}$  il quale percorre la distanza  $d = 70$  cm tra bersaglio e rivelatore in un tempo di 12.97 ns. Questi eventi si accumulano nella regione corrispon-

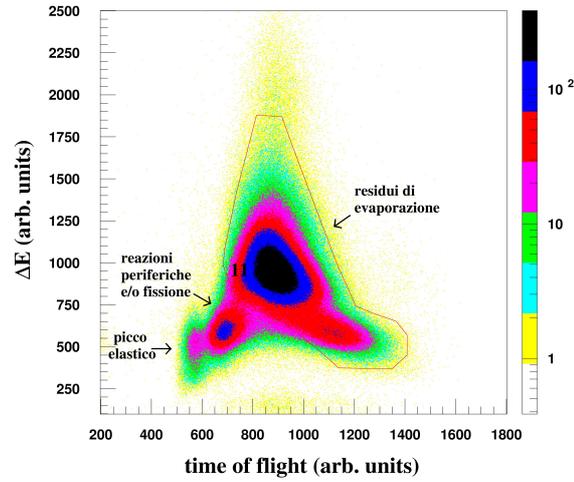


Figura 4.7: *Matrice  $\Delta E$ -ToF dei frammenti rivelati in uno dei PPAC (eventi singoli e di coincidenza) nella reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  a  $E_{\text{lab}} = 15.1$  MeV/nucleone.*

dente a piccoli tempi di volo e basse perdite di energia. Il nucleo composto  $^{132}\text{Ce}$  si muove, invece, ad una velocità  $v_{NC} = 1.64$  cm/ns corrispondente ad un tempo di volo  $t_{\text{volo}} = 42.80$  ns. Ci si aspetta, dunque, di osservare gli eventi corrispondenti ai due diversi meccanismi di reazione ad una distanza temporale di  $\sim 30$  ns.

Tenuto conto della calibrazione relativa rispetto ai picchi di diffusione elastica del proiettile degli spettri ToF effettuata secondo quanto descritto nel paragrafo 4.2, si è trovato che gli eventi relativi a processi di fusione – evaporazione esibiscono un massimo in corrispondenza di valori elevati di perdite di energia, e si prolungano verso tempi di volo più lunghi in corrispondenza a trasferimenti sempre meno completi del momento lineare. Nel corso dell’analisi sono stati presi in considerazione solo gli eventi racchiusi all’interno del contorno mostrato in figura 4.7 che corrisponde ad una velocità media dei residui di evaporazione pari all’incirca al 90% della velocità del nucleo composto.

## 4.3 Emissione di particelle di pre - equilibrio

Per energie incidenti superiori a  $\sim 10$  MeV/nucleone i processi di fusione incompleta iniziano a diventare il principale meccanismo di reazione per collisioni centrali [69]. Nel caso in esame (15 e 16 MeV/nucleone), infatti, la sezione d'urto di fusione incompleta rappresenta approssimativamente il 90% della sezione d'urto totale di fusione [69]. Questo tipo di eventi non può essere discriminato negli spettri dei tempi di volo dei prodotti di reazione rivelati nei PPAC in quanto le corrispondenti distribuzioni di velocità si sovrappongono a quelle caratteristiche di reazioni di fusione completa [68].

I processi di questo tipo, tuttavia, sono caratterizzati da una elevata emissione di particelle leggere, dette di pre-equilibrio perché emesse dal sistema prima che questo abbia raggiunto l'equilibrio termodinamico, le quali portano una diminuzione dell'energia di eccitazione, della massa e della carica del nucleo composto. Misure inclusive di particelle leggere, effettuate entro un ampio intervallo di energie incidenti e con diverse combinazioni proiettile-bersaglio, hanno mostrato che l'emissione di particelle di pre-equilibrio non dipende dalla struttura dettagliata dei due ioni collidenti, ma dall'eccesso di energia incidente rispetto alla barriera coulombiana ([68] e riferimenti interni).

La diminuzione di energia di eccitazione del sistema composto si può calcolare secondo la relazione empirica data in [70]:

$$\Delta E_x (MeV) = 8.7 \left[ \frac{E_p - V_c}{A_p} \right] - 33 \quad (4.1)$$

dove  $V_c$  è la barriera coulombiana ed  $E_p$  e  $A_p$  sono, rispettivamente, l'energia incidente e la massa del proiettile.

Nella fase di progettazione dell'esperimento, le energie incidenti sono state scelte in maniera tale da ottenere la stessa energia di eccitazione del sistema composto in entrambi i sistemi, dopo aver tenuto conto anche della perdita di energia, subita in entrambi i casi a causa dell'emissione di particelle di pre-equilibrio, data dalla (4.1) e pari a 81 e 76 MeV per le reazioni  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  e  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$ , rispettivamente.

L'apparato di misura utilizzato ha permesso, tuttavia, di verificare sperimentalmente la correttezza della suddetta valutazione a partire da un'analisi degli spettri di molteplicità differenziale in energia ed angolo solido dei protoni rivelati dagli scintillatori  $\text{BaF}_2$  in coincidenza con i residui di evaporazione rivelati dai PPAC in entrambe le reazioni.

### 4.3.1 Spettri in energia ed angolo solido dei protoni

La molteplicità differenziale in energia ed angolo solido dei protoni emessi in seguito alle due reazioni di fusione si è calcolata, in analogia alla (3.3), come:

$$\frac{d^2 M_p}{dE_p d\Omega_p} = \frac{d^3 N_p}{dE_p d\Omega_p d\Omega_{ppac}} \cdot \left( \frac{dN_{lib,ppac}}{d\Omega_{ppac}} \right)^{-1} \quad (4.2)$$

dopo aver selezionato gli eventi corrispondenti alla rivelazione di protoni dalle matrici di discriminazione di ciascun  $\text{BaF}_2$  (nel modo descritto nel paragrafo 4.2.1) e alla rivelazione dei residui di evaporazione dalle matrici  $\Delta E$ -ToF di ciascun PPAC (paragrafo 4.2.2).

Gli spettri dei protoni, misurati in coincidenza con i residui di evaporazione in entrambe le reazioni studiate, sono stati estratti per tutti gli angoli  $\theta$  disponibili, compresi tra  $51^\circ$  e  $160^\circ$ , rispetto alla direzione del fascio incidente. L'analisi degli spettri sperimentali dei protoni emessi nel corso delle due reazioni di fusione studiate è tuttora in corso. Per tale motivo, nel presente lavoro di tesi, vengono riportati esclusivamente i risultati relativi alla verifica sperimentale dell'uguaglianza dell'energia di eccitazione con la quale si forma il nucleo composto nei due sistemi in esame.

In figura 4.8 sono mostrati gli spettri ottenuti nel sistema di riferimento del laboratorio per la reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (cerchi) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (quadrati) utilizzando i cristalli  $\text{BaF}_2$  che costituiscono l'anello posizionato ad un angolo  $\theta = 160^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente.

In generale l'emissione di particelle leggere in reazioni di fusione è dovuta essenzialmente a tre distinti processi: 1) evaporazione statistica dal nucleo composto, 2) evaporazione statistica dal *projectile-like* rimanente, 3) emissione di natura non statistica conseguente a collisioni nucleone-nucleone che

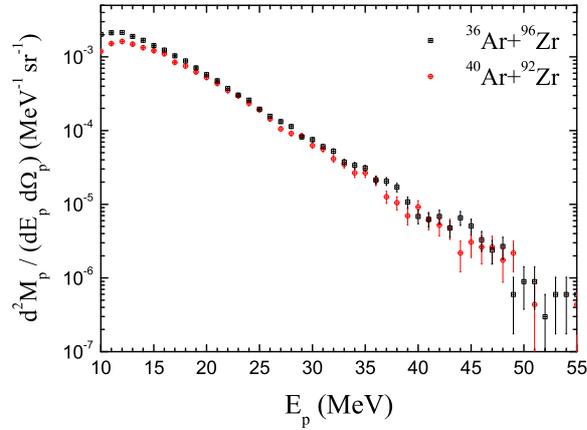


Figura 4.8: *Molteplicità differenziale in energia ed angolo solido dei protoni rivelati in coincidenza con i residui di evaporazione nel corso delle reazioni  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (cerchi) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (quadrati) ad un angolo  $\theta = 160^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente.*

hanno luogo nei primissimi stadi della reazione [76] e/o particelle di pre-equilibrio emesse dal sistema composto prima della sua completa termalizzazione. Il contributo di ciascuno dei processi suddetti allo spettro totale di particelle si può distinguere dagli altri attraverso un fit a più sorgenti in movimento degli spettri sperimentali di molteplicità dei protoni nell'ipotesi di emissione isotropa nei sistemi di riferimento a riposo di ciascuna sorgente. Il primo e l'ultimo contributo vengono generalmente fittati rispettivamente da una sorgente lenta avente  $v = v_{CN}$  e da una sorgente a velocità intermedia tra  $v_{CN}$  e  $v_{fascio}$ , ad elevata temperatura apparente; il *projectile-like*, invece, si muove ad una velocità vicina a quella del proiettile ed è caratterizzato da una bassa temperatura apparente e, pertanto, darà contributo alla molteplicità di particelle preferenzialmente ad angoli molto in avanti, in un intervallo angolare non investigato nel presente esperimento. I dati, relativi ai protoni provenienti da processi di fusione, a nostra disposizione possono così essere fittati utilizzando solo due sorgenti: il nucleo composto ed una sorgente a velocità intermedia (IV).

Ad angoli molto all'indietro, tuttavia, il contributo relativo alla sorgente

IV risulta trascurabile rispetto a quello relativo alla sorgente lenta e di conseguenza gli spettri osservati a  $\theta = 160^\circ$  per entrambe le reazioni possono essere riprodotti assumendo una sola sorgente emettitrice: il nucleo composto. La distribuzione in energia ed angolo solido delle particelle emesse è stata parametrizzata, nel sistema di riferimento della sorgente, adottando una distribuzione Maxwelliana di superficie del tipo:

$$\frac{d^2 M}{d\Omega dE} = \frac{M}{4\pi T^2} (E - E_c) \exp \left[ -\frac{(E - E_c)}{T} \right] \quad (4.3)$$

dove con  $E_c$ ,  $T$  ed  $M$  si sono indicati, rispettivamente, la barriera coulombiana della particella, la temperatura apparente della sorgente e la molteplicità delle particelle emesse. La (4.3.1) è stata quindi trasformata nel sistema di riferimento del laboratorio mediante la relazione:

$$\left( \frac{d^2 M}{d\Omega dE} \right)_{lab} = \sqrt{\frac{E_{lab}}{E'}} \left( \frac{d^2 M}{d\Omega dE} \right)_{E \equiv E'} \quad (4.4)$$

dove l'energia di una particella nel sistema di riferimento della sorgente è data da:

$$E' = E_{lab} + E_s - 2\sqrt{E_{lab}E_s} \cdot \cos\theta \quad (4.5)$$

con  $E_s$  pari all'energia cinetica di una particella che si muove alla velocità della sorgente. In entrambi i fit dei minimi quadrati degli spettri di molteplicità dei protoni emessi a  $\theta = 160^\circ$ , il valore della barriera coulombiana si è fissato a 4 MeV e si sono considerati  $T$  ed  $M$  come parametri liberi. La velocità della sorgente è stata fissata ai valori  $v_s = 1.46$  e  $1.36$  cm/ns (corrispondenti al 90% della velocità del nucleo composto) per i sistemi  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$ , rispettivamente. Il valore di  $E_c$  è stato fissato in quanto, in entrambi i casi, il fit non è risultato molto sensibile alle variazioni di questo parametro. Il valore ottimale per  $E_c$  è stato scelto come quello per il quale si ottiene il miglior valore del  $X^2$  ridotto. I dati sperimentali sono stati riprodotti nell'intervallo di energie compreso tra 16 e 55 MeV per la reazione  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  e

tra 19 e 49 MeV per la reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$ . In figura 4.9 vengono riportati singolarmente gli spettri in energia dei protoni misurati in coincidenza con i residui di evaporazione a  $\theta = 160^\circ$  per i sistemi  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  rispettivamente. In ciascuna figura la linea solida rappresenta il risultato del corrispondente fit ad una sorgente effettuato secondo la (4.3.1).

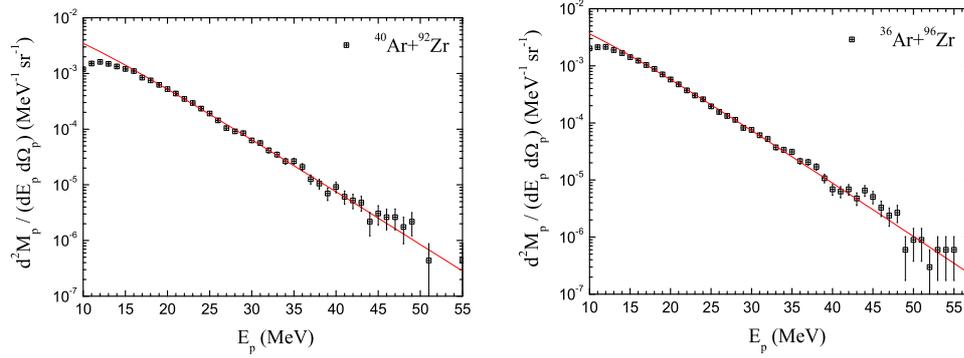


Figura 4.9: *Molteplicità doppiamente differenziale in energia ed angolo solido dei protoni emessi in coincidenza con i residui di evaporazione nel corso delle reazioni  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (a sinistra) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (a destra) ad un angolo  $\theta = 160^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente. La linea solida è il risultato del fit ad una sorgente effettuato secondo la (4.3.1).*

I parametri estratti (temperatura apparente e molteplicità) per la sorgente lenta, ovvero per il nucleo composto, nei due sistemi sono i seguenti:  $M = (20.1 \pm 0.9)$ ,  $T = (4.78 \pm 0.05)$  MeV per  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  e  $M = (19.1 \pm 0.4)$ ,  $T = (4.79 \pm 0.03)$  MeV per  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$ .

I valori di  $M$  e  $T$  risultano uguali entro gli errori in entrambi i sistemi e questo risultato permette di affermare che il nucleo composto di  $^{132}\text{Ce}$  si forma alla stessa energia di eccitazione media in entrambe le reazioni di fusione studiate.

## 4.4 Analisi dei dati dei $\gamma$

I risultati presentati nel paragrafo 4.3.1 assicurano del fatto che il presente esperimento è stato progettato correttamente, nel senso che si presta ad un legittimo confronto con i risultati ottenuti nel caso dei sistemi  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  trattati nel capitolo precedente. Infatti, in base a quanto dimostrato nel paragrafo 4.3.1, la relazione empirica (4.1) tratta da [70] ed utilizzata per il progetto dell'esperimento, costituisce una buona approssimazione dell'energia di eccitazione media portata via dal sistema composto in seguito all'emissione di particelle di pre-equilibrio. Da ciò risulta che nei sistemi  $^{40,36}\text{Ar} + ^{92,96}\text{Zr}$  il nucleo composto di  $^{132}\text{Ce}$  si forma alla stessa energia di eccitazione media.

Una volta selezionati gli eventi  $\gamma$  dalle matrici di discriminazione di ciascun  $\text{BaF}_2$  e gli eventi relativi alla rivelazione dei residui di evaporazione dagli spettri bidimensionali  $\Delta E$ -ToF di ciascun PPAC, si è calcolata, per ciascun anello corrispondente ad un angolo  $\theta$ , la molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  emessi nel corso di reazioni di fusione-evaporazione a partire dalla relazione (3.3) che qui riscriviamo per completezza:

$$\frac{d^2 M_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = \frac{d^3 N_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma d\Omega_{ppac}} \cdot \left( \frac{dN_{lib,ppac}}{d\Omega_{ppac}} \right)^{-1} \quad (4.6)$$

ed integrando su  $4\pi$  nell'ipotesi di emissione isotropa nel sistema di riferimento del centro di massa. Ricordiamo che  $\frac{dN_{lib,ppac}}{d\Omega_{ppac}}$  rappresenta il numero di eventi di fusione - evaporazione per unità di angolo solido.

Utilizzando la (3.6) si sono trasformati gli spettri energetici dei  $\gamma$  nel sistema di riferimento del centro di massa del sistema nucleo-nucleo per tenere conto dell'effetto Doppler. In questa espressione si sono utilizzati per  $\beta$  i valori:  $\beta = 0.049$  per il sistema  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  e  $\beta = 0.045$  per il sistema  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  calcolati, in entrambi i casi, a partire dalla velocità dei residui di evaporazione corrispondente al contorno scelto per ciascun PPAC (ovvero pari al 90% della velocità del centro di massa).

In questo lavoro di tesi verranno presentati esclusivamente i dati ottenuti a  $\theta = 90^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente. L'analisi relativa agli spettri sperimentali ottenuti agli altri angoli  $\theta$  disponibili, dai quali sarà

possibile estrapolare la distribuzione angolare dei  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio, è tuttora in corso.

In figura 4.10 viene riportata la molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  rivelati in coincidenza con i residui di evaporazione nel corso della reazione quasi-simmetrica in N/Z  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (cerchi) e della reazione fortemente asimmetrica in N/Z  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (quadrati) ottenuti con i  $\text{BaF}_2$  costituenti gli anelli posti a  $\theta = 90^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente. Con  $\epsilon_{det}$  viene indicata, anche in questo caso, l'efficienza dipendente dall'energia dell'apparato sperimentale.

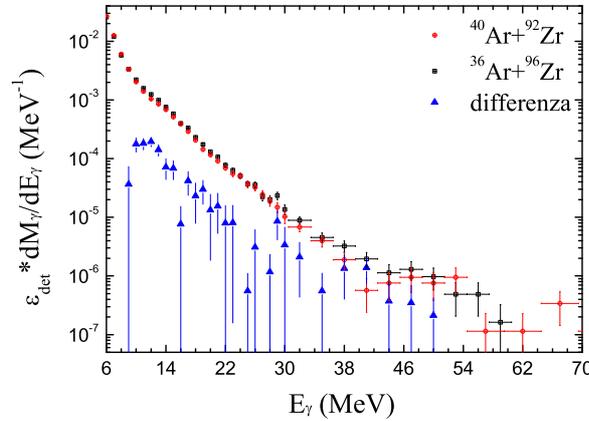


Figura 4.10: *Molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  emessi nel corso delle reazioni di fusione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (cerchi) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (quadrati) ottenuta utilizzando i  $\text{BaF}_2$  appartenenti agli anelli posti a  $\theta = 90^\circ$ . Nella stessa figura viene riportata con i triangoli la differenza tra gli spettri sperimentali.*

I due spettri presentano una netta differenza, mostrata nella stessa figura con i triangoli, nella regione energetica all'interno della quale ci si aspetta il decadimento, per emissione di fotoni dipolari, della GDR. Questa regione può essere evidenziata attraverso una linearizzazione degli spettri sperimentali, procedura che è stata introdotta ed ampiamente descritta nel paragrafo 3.3.2. In figura 4.11 vengono mostrati, attraverso i medesimi simboli della figura precedente, i corrispondenti spettri linearizzati ottenuti dividendo i precedenti per uno stesso spettro teorico calcolato mediante il codice CA-

SCADE [72] nel quale si è introdotta una *strength* dipolare costante ed un valore  $a = \frac{A}{10} \text{ MeV}^{-1}$  per il parametro di densità dei livelli. Questo spettro teorico è stato poi corretto per tenere conto della funzione di risposta dell'apparato sperimentale MEDEA [66]. Come suggerito in [12], la procedura di linearizzazione descritta è legittima nel caso della reazione quasi simmetrica in N/Z mentre risulta arbitraria per il sistema fortemente asimmetrico in N/Z. In quest'ultimo caso, infatti, il sistema composto si trova in una configurazione lontana dall'equilibrio termodinamico durante l'emissione pronta di  $\gamma$  dipolari ed il suo decadimento non può essere descritto secondo il modello statistico. La forma del contributo di pre-equilibrio allo spettro  $\gamma$  che risulta in seguito alla linearizzazione deve, pertanto, essere considerata con molta cautela.

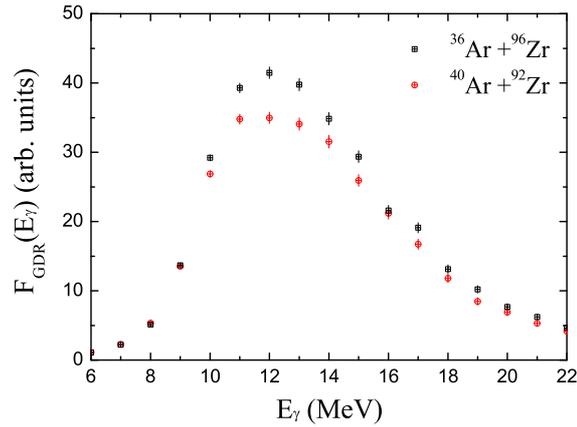


Figura 4.11: *Spettri linearizzati ottenuti utilizzando i  $\text{BaF}_2$  appartenenti agli anelli posti a  $\theta = 90^\circ$  per le reazioni  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (cerchi) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (quadrati).*

Se si integrano i suddetti spettri nell'intervallo di energie compreso tra 8 e 21 MeV, si trova che l'emissione di  $\gamma$  dipolari aumenta di  $(12.0 \pm 1.3)\%$  nel passare dal sistema quasi-simmetrico ( $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$ ) al sistema fortemente asimmetrico ( $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$ ) in N/Z.

### 4.4.1 Sottrazione del contributo di Bremsstrahlung

Alle energie incidenti in esame non è più possibile trascurare il contributo agli spettri di molteplicità  $\gamma$  dovuto a processi di Bremsstrahlung nucleone–nucleone, contrariamente a quanto effettuato nel caso dell’esperimento trattato nel capitolo precedente (vedi Appendice B). Lo scopo di questo paragrafo consiste nel mostrare come valutare quantitativamente la componente di Bremsstrahlung per poi sottrarla agli spettri sperimentali della figura 4.10.

Utilizzando la funzione (B.6) integrata su  $4\pi$  per la molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  di alta energia emessi in processi di bremsstrahlung nucleone–nucleone in coincidenza con i residui di evaporazione, che qui riportiamo per completezza:

$$\frac{dM_\gamma}{dE_\gamma} = \int_{4\pi} \frac{d^2 M_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} d\Omega_\gamma = 4\pi \frac{A_\gamma}{E_0} \exp\left(-\frac{E_\gamma}{E_0}\right) = \frac{A_0}{E_0} \exp\left(-\frac{E_\gamma}{E_0}\right) \quad (4.7)$$

i valori di  $E_0$  ed  $A_0$  per entrambe le reazioni sono stati determinati sperimentalmente riproducendo, attraverso un fit dei minimi quadrati, i corrispondenti dati sperimentali mostrati in figura 4.10 nell’intervallo di energie compreso tra 32 e 53 MeV per quanto riguarda la reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  e tra 35 e 56 MeV per la reazione  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$ . I risultati del fit sono riportati nella tabella 4.1. I valori di  $E_0$  così trovati sono in buon accordo con la sistematica nota per il Bremsstrahlung nucleone–nucleone [77].

Reazione	$A_0$	$E_0(\text{MeV})$
$^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$	$(2.4 \pm 1.7) \times 10^{-3}$	$8.25 \pm 1.36$
$^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$	$(2.2 \pm 1.8) \times 10^{-3}$	$8.6 \pm 1.4$

Tabella 4.1: Valori di  $A_0$  ed  $E_0$  estratti dai fit, secondo la funzione (4.7), dei dati sperimentali relativi alle reazioni di fusione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  ed  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  nell’intervallo di energia compreso tra 32 e 53 MeV e tra 35 e 56 MeV, rispettivamente.

I  $\gamma$  di alta energia dovuti al bremsstrahlung contribuiscono agli spettri sperimentali anche per energie dei  $\gamma$  emessi minori di 35 MeV. In questa regione energetica la sezione d'urto relativa a tale meccanismo di reazione non è dominante, e pertanto questa componente è difficile da determinare sperimentalmente. Tuttavia, dal punto di vista sia teorico [78, 79] che sperimentale [80] si è stabilito che una forma esponenziale è una ragionevole approssimazione per il contributo di bremsstrahlung anche per energie inferiori a 35 MeV, fino a  $E_\gamma \approx 20$  MeV. Per  $E_\gamma < 20$  MeV l'assunzione di un'esponenziale è meno certa.

In figura 4.12 vengono mostrati nuovamente gli spettri di figura 4.10 ai quali sono sovrapposte le corrispondenti componenti dovute al bremsstrahlung nucleone–nucleone con la linea solida per il sistema  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  e con la linea tratteggiata per il sistema  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$ .

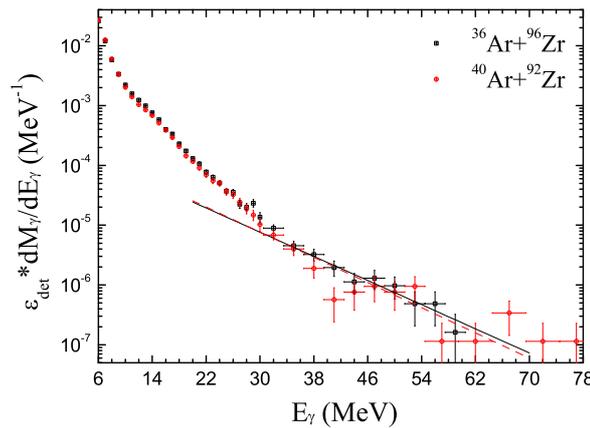


Figura 4.12: *Spettri sperimentali dei  $\gamma$  rivelati a  $\theta = 90^\circ$  e contributo di bremsstrahlung per la reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (linea tratteggiata) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (linea solida).*

Nel caso in esame, le due componenti di bremsstrahlung sono molto simili fino a  $E_\gamma \approx 20$  MeV. In buona approssimazione si può supporre che, qualunque sia la loro forma per energie dei  $\gamma$  emessi inferiori a 20 MeV, continuino ad essere simili anche in questa regione energetica. Inoltre, tenuto conto che questo contributo è piccolo rispetto alla molteplicità totale dei

$\gamma$  emessi per energie  $E_\gamma < 20$  MeV (1 o 2 ordini di grandezza), si può supporre che una variazione della sua forma non influenzi in maniera significativa il rimanente campo di molteplicità  $\gamma$  nell'intervallo considerato. In base a tali considerazioni, le componenti di bremsstrahlung estrapolate sono state sottratte dai corrispondenti spettri sperimentali in tutto l'intervallo di energie considerato. Nelle figure 4.13 e 4.14 vengono riportati, rispettivamente, la molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  emessi nel corso delle reazioni di fusione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (linea tratteggiata) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (linea solida) ai quali è stata sottratta la corrispondente componente di bremsstrahlung, e, utilizzando i medesimi simboli, gli stessi spettri linearizzati.

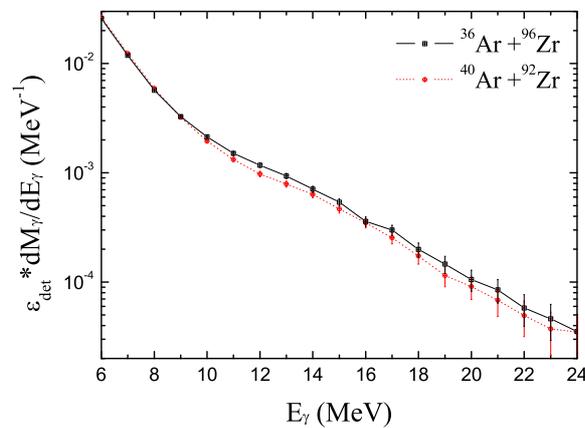


Figura 4.13: Spettri in energia dei  $\gamma$  rivelati a  $\theta = 90^\circ$  e ai quali è stata sottratta la corrispondente componente di bremsstrahlung per la reazione di fusione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (linea tratteggiata) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (linea solida).

In questo caso le barre di errore sui punti sperimentali includono sia le incertezze statistiche che gli errori dovuti alla sottrazione della componente di bremsstrahlung.

La linea solida in figura 4.14 rappresenta un calcolo teorico linearizzato effettuato con il codice CASCADE, e corretto per tenere conto della funzione di risposta dell'apparato sperimentale utilizzato [66], per riprodurre lo spettro di decadimento statistico del nucleo composto nella reazione quasi-simmetrica in  $N/Z$ . Lo spettro teorico riproduce i dati sperimentali se si

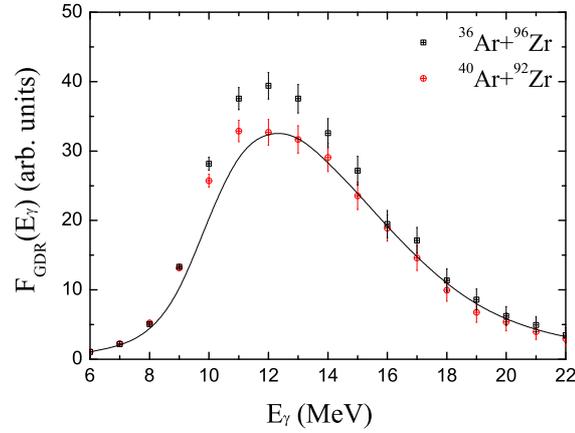


Figura 4.14: *Spettri linearizzati per le reazioni  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (cerchi) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (quadrati) ottenuti utilizzando i  $\text{BaF}_2$  posti ad un angolo  $\theta = 90^\circ$ . La linea solida rappresenta uno spettro teorico linearizzato calcolato mediante il codice CASCADE e corretto per tenere conto della funzione di risposta dell'apparato sperimentale*

utilizza un valore  $a = \frac{A}{10} \text{ MeV}^{-1}$  per il parametro di densità dei livelli ed i seguenti parametri della GDR:  $E_{GDR} = 14 \text{ MeV}$ ;  $\Gamma_{GDR} = 13 \text{ MeV}$ ;  $S_{GDR} = 1 \text{ TRK}$  per una massa media del nucleo composto pari a  $A = 125$ .

Anche in questo caso, come per l'esperimento trattato nel capitolo 3, i parametri della GDR usati per riprodurre lo spettro  $\gamma$  per la reazione quasi-simmetrica in  $N/Z$  sono in accordo con quelli relativi ad una GDR costruita sullo stato fondamentale di un nucleo avente massa  $A \approx 125$ , con un centroide ed una larghezza compatibili con l'evoluzione di questi parametri con l'energia di eccitazione presentata nei paragrafi 1.2.1 e 1.2.2. Questi parametri riproducono bene lo spettro almeno a partire da un'energia pari a  $\sim 12 \text{ MeV}$ , mentre la differenza osservata nell'intervallo tra 8 e 12 MeV (vista anche in [36, 54]) si può riprodurre solo spostando il centroide della GDR a valori minori, azione che per ora non trova una ragionevole giustificazione fisica. Questo punto rimane tuttora una questione aperta ad ulteriori ricerche.

Integrando in energia entrambi gli spettri linearizzati nell'intervallo di energie compreso tra 8 e 21 MeV si trova una differenza percentuale pari a

---

$(13.8 \pm 3.5)\%$  nel passare dal sistema quasi-simmetrico  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  al sistema fortemente asimmetrico  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  in  $N/Z$ . La variazione percentuale determinata risulta consistente con quella calcolata nel paragrafo 4.4 senza aver sottratto le componenti dovute al bremsstrahlung nucleone-nucleone.



# Capitolo 5

## Discussione

### 5.1 Analisi dei risultati

I due esperimenti descritti ed analizzati nel presente lavoro di tesi sono stati progettati in maniera tale da poter essere direttamente confrontati con l'esperimento riportato in [12] nel quale si sono studiati i sistemi  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  ad un'energia incidente di 9 MeV/nucleone. In questo caso il nucleo composto  $^{132}\text{Ce}$  si forma ad un'energia di eccitazione pari a 173.5 MeV. Questo valore è stato calcolato utilizzando la (4.1) per tenere conto della perdita di energia subita dal nucleo composto in seguito all'emissione di particelle di pre-equilibrio.

In figura 5.1 viene riportato il confronto tra gli spettri sperimentali linearizzati di molteplicità  $\gamma$  ottenuti per la reazione quasi simmetrica in N/Z (cerchi) e per la reazione fortemente asimmetrica in N/Z (quadrati) nel sistema di riferimento del centro di massa all'energia incidente di 6 MeV/nucleone (in alto), e per un angolo  $\theta = 90^\circ$ , rispetto alla direzione del fascio, alle energie incidenti di 9 MeV/nucleone (al centro) e  $\sim 16$  MeV/nucleone (in basso).

La radiazione di  $\gamma$  dipolari negli spettri linearizzati subisce un aumento percentuale, nel passare dalla reazione quasi simmetrica in N/Z alla reazione fortemente asimmetrica in N/Z, uguale a  $(1.6 \pm 2.0)\%$  ad un'energia incidente di 6 MeV/nucleone,  $(25 \pm 2)\%$  a 9 MeV/nucleone e  $(13.8 \pm 3.5)\%$  a  $\sim 16$  MeV/nucleone. L'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio, corrispondente ad una differenza di momento di dipolo iniziale pari a 16.5 fm, nel-

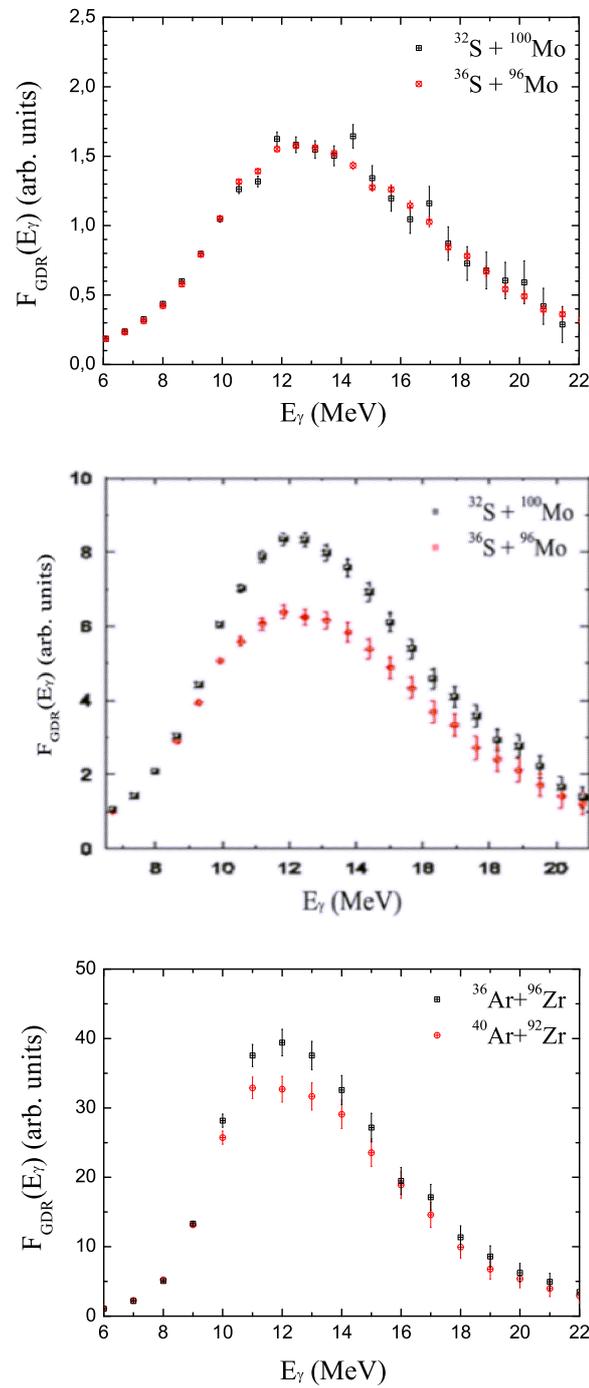


Figura 5.1: Spettri sperimentali linearizzati per la reazione quasi simmetrica in  $N/Z$  (cerchi) e per la reazione fortemente asimmetrica in  $N/Z$  (quadrati) ottenuti nel sistema di riferimento del centro di massa ad energia incidente di 6 MeV/nucleone (in alto), e per un angolo  $\theta = 90^\circ$  ad energie incidenti di 9 MeV/nucleone (al centro) e  $\sim 16$  MeV/nucleone (in basso).

l'intervallo di energie incidenti analizzato, presenta, pertanto, un massimo ad energia incidente di 9 MeV/nucleone e diminuisce per valori superiori ed inferiori a quest'ultimo.

Nella tabella 5.1 vengono riportati tutti i risultati ottenuti in esperimenti nei quali è stata studiata l'emissione pronta di  $\gamma$  dipolari in reazioni di fusione tra ioni pesanti. Ai risultati già mostrati in tabella 1.1 sono stati aggiunti quelli ottenuti nei due esperimenti che costituiscono l'argomento principale del presente lavoro di tesi.

Reazione	Aumento (%)	$E_{inc}$ (MeV/n)	$E^*$ (MeV)	$D(t=0)$ (fm)	$\Delta_m$	Ref
$^{40}\text{Ca}+^{100}\text{Mo}$	16 (8,18)	4.25	71	22.1	0.15	[10]
$^{36}\text{S}+^{104}\text{Pd}$		4.44	71	0.5	0.17	
$^{16}\text{O}+^{98}\text{Mo}$	36 (8,20)	8.125	110	8.4	0.29	[11]
$^{48}\text{Ti} + ^{64}\text{Ni}$		5	110	5.2	0.05	
$^{32}\text{S}+^{100}\text{Mo}$	$1.6 \pm 2.0$ (8,21)	6.125	117	18.2	0.19	
$^{36}\text{S}+^{96}\text{Mo}$		5.95	117	1.7	0.16	
$^{32}\text{S}+^{100}\text{Mo}$	$25 \pm 2$ (8,21)	9.31	173.5	18.2	0.19	[12]
$^{36}\text{S}+^{96}\text{Mo}$		8.9	173.5	1.7	0.16	
$^{36}\text{Ar}+^{96}\text{Zr}$	$13.8 \pm 3.5$ (8,21)	16	304	20.6	0.16	
$^{40}\text{Ar}+^{92}\text{Zr}$		15.1	304	4.0	0.14	

Tabella 5.1: *Aumento percentuale nell'emissione di  $\gamma$  dipolari negli spettri linearizzati osservato nel sistema fortemente asimmetrico in  $N/Z$  (in parentesi è riportato l'intervallo di energia nel quale si osserva l'aumento suddetto), energia incidente, energia di eccitazione del nucleo composto, momento di dipolo iniziale  $D(t=0)$ , calcolato dalla (1.23) per  $r_0 = 1.2$  fm, e asimmetria di massa iniziale per ciascuna reazione. Ai risultati della tabella 1.1 sono stati aggiunti quelli relativi al presente lavoro di tesi.*

L'aggiunta di questi nuovi dati conferma e rafforza l'ipotesi che anche la dinamica del processo di fusione rivesta un ruolo estremamente importante nell'eccitare il dipolo diretto. Questa osservazione trova una chiara giustifi-

cazione se si confrontano la seconda e la terza riga della tabella. Nei due esperimenti il nucleo composto si forma quasi alla stessa energia di eccitazione; tuttavia l'aumento percentuale maggiore (36%) si osserva in corrispondenza della coppia di reazioni caratterizzate da una minore differenza di momento di dipolo iniziale (seconda riga). Questo incremento nell'emissione di  $\gamma$  dipolari potrebbe essere dovuto alla grande differenza di asimmetria di massa tra i due sistemi collidenti e quindi alla diversa dinamica del processo di fusione. Questo concetto verrà ripreso ed approfondito nel paragrafo 5.2.1.

### 5.1.1 Analisi della componente di pre-equilibrio

La differenza osservata tra gli spettri  $\gamma$  della reazione fortemente asimmetrica e quasi simmetrica in  $N/Z$  è attribuita all'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio, provenienti dal decadimento del dipolo diretto presente lungo l'asse del fascio.

In figura 5.2 vengono riportate le differenze osservate sperimentalmente, ad un angolo  $\theta = 90^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente, alle energie incidenti di 9 MeV/nucleone (a sinistra) e  $\sim 16$  MeV/nucleone (a destra). In entrambi i casi la differenza è stata calcolata tra gli spettri sperimentali ai quali è stata sottratta la corrispondente componente di bremsstrahlung nucleone – nucleone.

L'emissione di  $\gamma$  dipolari riflette, come trattato nel paragrafo 1.1.1, la deformazione del nucleo nel quale si eccita l'oscillazione collettiva, nel senso che la *strength* dipolare si frammenta in tante componenti quanti sono gli assi di vibrazione del nucleo. L'eccitazione del dipolo diretto, associato con il processo di equilibratura della carica, per reazioni con parametro d'urto  $b = 0$  fm avviene nei primi istanti della reazione nucleare (vedi paragrafo 5.2.1) lungo la direzione di collisione [3, 4, 5, 6, 7, 8] (asse maggiore del sistema dinucleare) ed anche lungo l'asse minore situato sul piano di reazione con un'intensità relativa di  $\sim 1\%$  per parametri d'urto  $b > 0$  fm [6]. In buona approssimazione, quindi, ci si aspetta una *strength* dipolare di pre-equilibrio osservabile solo lungo l'asse del fascio.

Le informazioni sui parametri della *strength* dipolare di pre-equilibrio osservata alle energie incidenti di 9 e  $\sim 16$  MeV/nucleone sono state ottenute

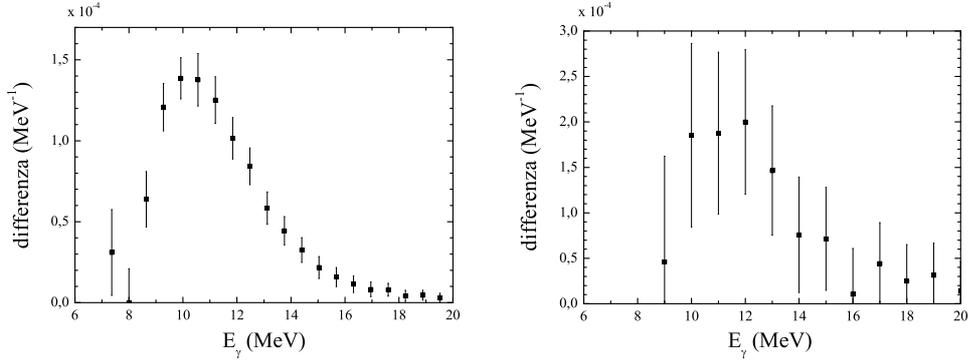


Figura 5.2: Differenza tra le molteplicità differenziali in energia dei  $\gamma$  emessi in coincidenza con i residui di evaporazione nel corso della reazione fortemente asimmetrica in  $N/Z$  e della reazione quasi simmetrica in  $N/Z$  ad un angolo  $\theta = 90^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente alle energie incidenti di 9 MeV/nucleone (a sinistra) e di  $\sim 16$  MeV/nucleone (a destra).

riproducendo i dati sperimentali di figura 5.2 mediante un fit dei minimi quadrati utilizzando una sola funzione lorentziana del tipo:

$$\frac{E_\gamma^2 \Gamma_{pre}^2}{(E_\gamma^2 - E_{pre}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{pre}^2} \quad (5.1)$$

nella quale l'energia  $E_{pre}$  e la larghezza  $\Gamma_{pre}$  della *strength* dipolare di pre-equilibrio sono stati usati come parametri liberi. Il fit è stato corretto per tenere conto della funzione di risposta dell'apparato sperimentale utilizzando il codice GEANT [65] ed EGS3 [66] per i diversi apparati sperimentali.

In figura 5.3 vengono riportati i dati di figura 5.2 ai quali sono sovrapposti, con una linea solida, i corrispondenti fit dai quali sono stati estratti i seguenti valori per i parametri energia e larghezza:  $E_{pre} = (11.4 \pm 0.3)$  MeV e  $\Gamma_{pre} = (3.0 \pm 0.5)$  MeV a 9 MeV/nucleone;  $E_{pre} = (12.0 \pm 0.6)$  MeV e  $\Gamma_{pre} = (3.7 \pm 1.4)$  MeV a  $\sim 16$  MeV/nucleone.

In entrambi i casi, i valori delle larghezze estrapolati sono in buon accor-

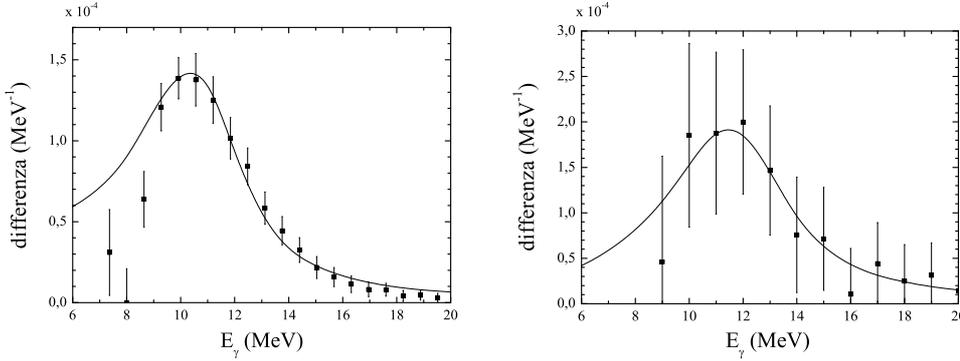


Figura 5.3: Differenze sperimentali di figura 5.2 e corrispondenti fit (linea solida) effettuati utilizzando la funzione (5.1).

do con i valori ottenuti a partire dai dati di fotoassorbimento attraverso la relazione:

$$\Gamma_{pre} = \Gamma_0 \left( \frac{E_{pre}}{E_0} \right)^\delta \quad (5.2)$$

dove  $\delta \sim 1.8$  e  $\Gamma_0 = 5$  MeV ed  $E_0 = 15.1$  MeV sono la larghezza ed il centroide di una GDR costruita sullo stato fondamentale di un nucleo sferico di massa  $A \sim 130$ .

I valori ottenuti per l'energia e la larghezza della *strength* dipolare di pre-equilibrio alle due energie incidenti (9 e  $\sim 16$  MeV/nucleone) sono uguali entro gli errori il che equivale a dire che la larghezza del dipolo diretto non aumenta in modo significativo all'aumentare dell'energia di eccitazione. Nell'ipotesi che l'energia ed il momento angolare abbiano avuto sufficiente tempo per distribuirsi uniformemente su tutti i nucleoni (equilibrio termico dei gradi di libertà di singola particella), ovvero supponendo che gli stati del sistema siano già caratterizzati da una temperatura corrispondente all'energia di eccitazione del nucleo composto, questo risultato potrebbe significare che la *spreading width*  $\Gamma^\downarrow$  della GDR risulta indipendente dalla temperatura nucleare in accordo con [44, 40, 49].

## 5.2 Analisi teorica

L'origine dei differenti aumenti percentuali osservati sperimentalmente alle diverse energie incidenti può essere compresa simulando e confrontando i modi di oscillazione dipolare nel canale di ingresso per il sistema fortemente asimmetrico alle diverse energie incidenti. L'analisi teorica è stata condotta nell'ambito del *Boltzmann-Nordheim-Vlasov transport model* nel quale la dinamica delle reazioni dissipative viene descritta secondo un approccio microscopico basato su equazioni di trasporto semiclassiche nelle quali il campo medio e le collisioni a due-corpi sono trattate in maniera autoconsistente [81, 82]. Queste equazioni di trasporto descrivono l'evoluzione temporale della funzione di distribuzione ad un corpo  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  nello spazio delle fasi. Il potenziale di campo medio è costruito a partire da interazioni effettive realistiche di tipo Skyrme. In questo lavoro di tesi verranno presentati i calcoli relativi al sistema S + Mo alle energie incidenti di 6 e 9 MeV/nucleone. I calcoli relativi al sistema Ar + Zr ad energia incidente maggiore non sono ancora disponibili, tuttavia nel seguito del paragrafo ne verrà previsto l'andamento.

Secondo questa analisi una reazione di fusione tra ioni pesanti si può pensare svilupparsi attraverso tre fasi dinamiche [8]:

- una fase di avvicinamento durante la quale i due ioni collidenti superano la mutua barriera Coulombiana conservando, però, ancora la propria individualità;
- una fase dinucleare durante la quale inizia ad aver luogo la conversione dell'energia del moto relativo in energia di eccitazione del sistema dinucleare attraverso lo scambio di nucleoni. In questa fase il sistema composto non ha ancora raggiunto l'equilibrio termodinamico, ma può presentare già l'instaurarsi di moti collettivi di natura dipolare;
- una fase di termalizzazione del nucleo nella quale si è formato un sistema termicamente equilibrato che si diseccita attraverso l'emissione statistica di particelle leggere e/o raggi  $\gamma$ .

Nel corso della seconda fase (*dinucleare*) può verificarsi, in opportune condizioni, una emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio. Questo contributo

può essere stimato applicando un approccio di emissione *bremstrahlung* collettivo [9] il quale è stato utilizzato con successo per calcolare l'emissione di fotoni durante il processo di decadimento  $\alpha$  [83]. Nell'ambito dei presenti calcoli questo approccio appare giustificato dal fatto che, essendo l'energia incidente al di sopra della barriera coulombiana per tutti i sistemi studiati, la dinamica del processo di fusione in ciascuno di essi può essere descritta in maniera classica.

La formula di *bremstrahlung* permette di calcolare la probabilità totale di emissione di fotoni provenienti da oscillazioni dipolari come ( $E_\gamma = \hbar\omega$ ) [84]:

$$\frac{dP}{dE_\gamma} = \frac{2e^2}{3\pi\hbar c^3 E_\gamma} \left(\frac{NZ}{A}\right)^2 |X''(\omega)|^2 \quad (5.3)$$

dove  $X''(\omega)$  è la trasformata di Fourier dell'accelerazione  $X''(t)$  associata alla distanza  $X = R_Z - R_N$  tra i centri di massa di protoni (Z) e neutroni (N).

La fase dinucleare, per la quale si può calcolare la (5.3) con lo scopo di valutare la corrispondente probabilità di emissione dipolare di pre-equilibrio, può essere individuata seguendo l'evoluzione temporale del modo di oscillazione dipolare lungo la dinamica di fusione [8] dall'istante in cui viene eccitato fino a che non è completamente smorzato in una componente di tipo "termico". Le simulazioni sono state effettuate per valori del parametro d'urto  $b$  compresi tra 0 e 4 fm, corrispondenti a collisioni centrali. In base a questi calcoli si è stabilito che la probabilità di emissione di fotoni dipolari di pre-equilibrio nella reazione quasi simmetrica in N/Z ( $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$ ) è trascurabile e pertanto verranno mostrati solo i risultati ottenuti per il sistema fortemente asimmetrico in N/Z ( $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ ) [85].

Scelta l'origine dei tempi coincidente con l'inizio della fase dinucleare, corrispondente ad una configurazione in cui i due ioni collidenti sono appena entrati in contatto (*touching configuration*), nella colonna di sinistra della figura 5.4 viene riportata, per un parametro d'urto pari a  $b = 2$  fm, l'evoluzione temporale del momento di dipolo nello spazio delle coordinate  $D(t) = \frac{NZ}{A}X(t)$  (linea solida) e nello spazio dei momenti  $DK(t) = \frac{\Pi(t)}{\hbar}$  (linea

tratteggiata) dove  $\Pi = \frac{NZ}{A} \left( \frac{P_Z}{Z} - \frac{P_N}{N} \right)$  è il momento coniugato della coordinata canonica  $X(t)$  [8, 9]. Nell'espressione di  $\Pi(t)$ , con  $P_Z$  e  $P_N$  si sono indicati i centri di massa di protoni e neutroni rispettivamente, calcolati nello spazio dei momenti. Nella stessa figura, nella colonna di destra, si può osservare la corrispondente correlazione  $(D(t), DK(t))$  nello spazio delle fasi.

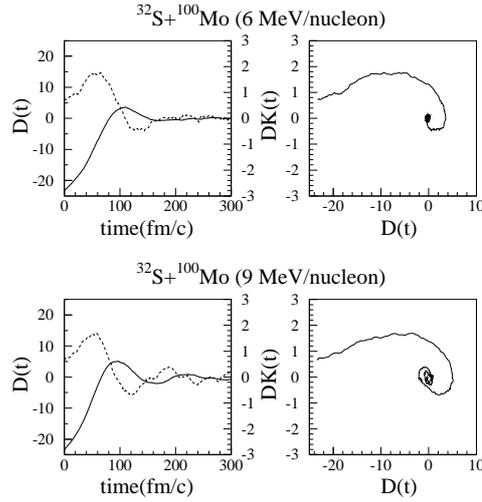


Figura 5.4: *Evoluzione temporale del momento di dipolo nello spazio delle coordinate  $D(t)$  (linea solida) e nello spazio dei momenti  $DK(t)$  (linea tratteggiata) e correlazione  $(D(t), DK(t))$  nello spazio delle fasi per il sistema  $^{32}S + ^{100}Mo$  ad energia incidente di 6 e 9 MeV/nucleone per  $b = 2$  fm.*

La forma a spirale della correlazione è indicativa della natura collettiva del modo di oscillazione. Infatti essa è il risultato della combinazione di due oscillatori armonici smorzati che oscillano con una sfasamento di  $90^\circ$  nello spazio delle coordinate e nello spazio dei momenti. Questo andamento a spirale ha inizio nel momento in cui si instaura il moto collettivo dipolare e raggiunge il centro quando si è ottenuta la completa equilibratura della carica.

Calcolando la (5.3) per questo intervallo temporale, si è dedotta la probabilità di emissione  $\gamma$  dal modo di oscillazione dipolare di pre-equilibrio. In figura 5.5 sono confrontati i corrispondenti spettri associati ai  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio ottenuti alle due energie incidenti per tre valori del parametro d'urto (linea solida). In ciascuna immagine, con la linea tratteggiata, si è

riprodotto lo spettro di emissione di  $\gamma$  statistici da parte del nucleo composto al primo stadio della catena di diseccitazione. Questo spettro si è calcolato semplicemente come il prodotto del tasso di decadimento per emissione di  $\gamma$  statistici moltiplicato per il tempo di vita media del nucleo composto. Come si può vedere, in tutti e tre i casi, all'energia incidente più elevata corrisponde una maggiore probabilità di emissione di pre-equilibrio in accordo con quanto rilevato sperimentalmente.

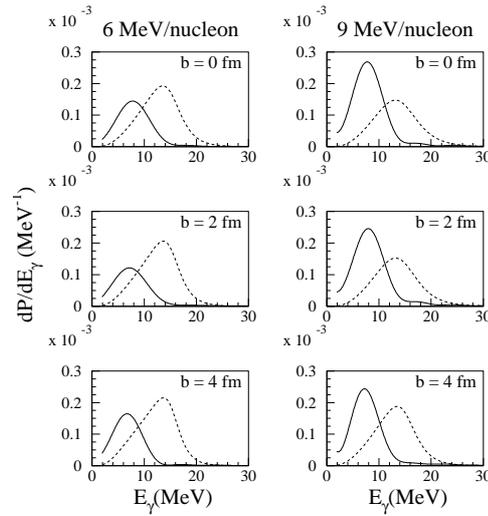


Figura 5.5: *Spettri associati ai  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio per il sistema  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  ad energia incidente di 6 e 9 MeV/nucleone (linea solida) e spettro di emissione di  $\gamma$  statistici al primo stadio della catena di diseccitazione (linea tratteggiata) per tre valori del parametro d'urto.*

Un'analisi quantitativa si può ottenere confrontando i valori teorico e sperimentale assunti alle due energie incidenti dalla quantità:

$$C = \frac{\text{molteplicità totale di } \gamma \text{ dipolari di pre-equilibrio}}{\text{molteplicità totale di } \gamma \text{ dipolari statistici}} \quad (5.4)$$

Dal punto di vista teorico, per ciascun valore dell'energia incidente, la grandezza al numeratore si è calcolata integrando in energia nella regione della risonanza gli spettri associati ai  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio riportati in figura 5.5 per ciascun valore del parametro d'urto che conduca alla fusione

e quindi sommando su tutti i parametri d'urto tenendo conto del loro peso geometrico. Il denominatore è stato, invece, determinato integrando nell'intervallo di energie compreso tra 8 e 21 MeV lo spettro di emissione statistica di  $\gamma$  dipolari calcolato, per le due energie incidenti, mediante il codice CASCADE usando i parametri della GDR che meglio riproducono lo spettro della reazione quasi simmetrica in N/Z.

Dal punto di vista sperimentale la (5.4) si calcola come  $C_{exp} = \frac{c-d}{d}$  con  $c$  e  $d$  dati dall'integrale  $\int_8^{21} \left( \epsilon_{det} * \frac{dM_\gamma}{dE_\gamma} \right) dE_\gamma$  per la reazione fortemente asimmetrica in N/Z ( $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ ) e per la reazione quasi simmetrica in N/Z ( $^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}$ ), rispettivamente.

Il valore teorico  $C_{th}$  varia da 0.04 (6 MeV/nucleone) a 0.08 (9 MeV/nucleone) in ragionevole accordo con il valore sperimentale  $C_{exp}$  il quale, invece, varia da  $0.015 \pm 0.020$  (6 MeV/nucleone) [85] a  $0.13 \pm 0.01$  (9 MeV/nucleone) [12]. Anche l'analisi teorica, quindi, evidenzia una chiara dipendenza dell'emissione dipolare di pre-equilibrio dall'energia incidente. L'aumento previsto è di quasi il 100% nel passare da un'energia incidente di 6 MeV/nucleone all'energia incidente di 9 MeV/nucleone.

### 5.2.1 Influenza della dinamica del processo di fusione

La differenza di comportamento, prevista teoricamente ed osservata sperimentalmente, dell'emissione pronta di  $\gamma$  dipolari al variare dell'energia incidente può essere interpretata come una conseguenza della diversa dinamica del processo di fusione.

Torniamo ad osservare la figura 5.4. Per entrambi i valori dell'energia incidente si può vedere che l'andamento a spirale della correlazione ( $D(t)$ ,  $DK(t)$ ), e quindi il moto oscillatorio collettivo nel sistema dinucleare, ha inizio con un certo ritardo rispetto alla *touching configuration*. Infatti, riportando il valore di  $D(t)$  relativo all'inizio del moto a spirale sulle corrispondenti evoluzioni temporali, riportate nella colonna a sinistra della stessa figura, si estrapola un ritardo pari a  $\tau_d \sim 30$  fm/c a 6 MeV/nucleone e a  $\tau_d \sim 20$  fm/c a 9 MeV/nucleone.

Al momento dell'eccitazione del moto oscillatorio collettivo nel sistema dinucleare, come si può vedere soprattutto a 6 MeV/nucleone, il valore asso-

luto del momento di dipolo  $D(t)$  si è già ridotto rispetto al valore geometrico  $D(t = 0)$  relativo al *touching point*. Ciò equivale a dire che, a questo istante, ha già avuto luogo una parziale equilibrizzazione della carica attraverso uno scambio incoerente di nucleoni tra i due ioni collidenti. In tali condizioni, l'oscillazione dipolare che si instaura sarà corrispondente ad un momento di dipolo iniziale inferiore a quello programmato  $D(t = 0)$  e condurrà, secondo l'espressione (5.3), ad una ridotta emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio.

La ragione del ritardo nell'instaurarsi del moto collettivo si può comprendere osservando le proiezioni sul piano di reazione dei diagrammi di densità della dinamica del processo di fusione per il sistema  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  ad energie incidenti di 6 e 9 MeV/nucleone riportati in figura 5.6.

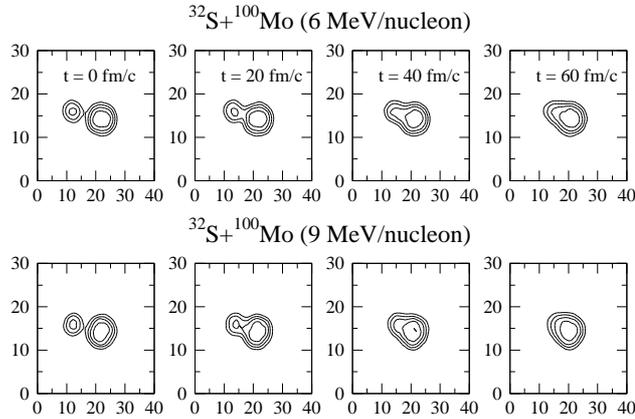


Figura 5.6: *Proiezione sul piano di reazione dei diagrammi di densità della dinamica del processo di fusione per la reazione  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  ad energia incidente di 6 e 9 MeV/nucleone. L'ascissa rappresenta l'asse del fascio (unità in fm).*

All'energia incidente minore, il processo di fusione è più lento e si sviluppa attraverso la formazione di un collo sottile tra i due ioni collidenti che impedisce l'organizzazione di un campo medio dinucleare e permette l'equilibrizzazione della carica solo attraverso lo scambio incoerente di nucleoni. La presenza e la persistenza di questo collo sottile per un periodo abbastanza lungo a 6 MeV/nucleone ritarda l'instaurarsi di una oscillazione dipolare collettiva che avviene solo dopo un tempo  $\tau_d \sim 30$  fm/c quando, come già visto,

il momento di dipolo  $D(t)$  si è ridotto in valore assoluto rispetto a quello corrispondente alla *touching configuration*.

Ad un'energia incidente di 9 MeV/nucleone, invece, il meccanismo di fusione è più veloce e la più rapida scomparsa del collo conduce ad una più pronta e completa eccitazione dipolare collettiva nel sistema dinucleare.

Pur non avendo attualmente a disposizione i calcoli teorici relativi alla coppia di reazioni  $^{40,36}\text{Ar} + ^{92,96}\text{Zr}$  ad energie incidenti di 15 e 16 MeV/nucleone, rispettivamente, è tuttavia possibile prevedere il comportamento dell'emissione dipolare di pre-equilibrio sulla base delle considerazioni fatte finora. Ad energie incidenti così elevate sussistono due fenomeni competitivi: da una parte il processo di fusione sarà molto veloce inducendo una ancora più rapida scomparsa del collo nel sistema dinucleare; tuttavia, una elevata emissione di particelle leggere di pre-equilibrio (di cui si è parlato nel paragrafo 4.3) produrrà una immediata equilibratura parziale della carica conducendo ad una diminuzione del momento di dipolo iniziale e, di conseguenza, ad una riduzione dell'emissione pronta di  $\gamma$  dipolari.

## 5.3 Prospettive future

L'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio, osservata in reazioni di fusione tra due ioni collidenti asimmetrici in carica, è un meccanismo che si verifica durante la fase dinucleare (paragrafo 5.2) della reazione, e come tale non entra in competizione con i processi di decadimento statistico. In generale, quindi, questo tipo di emissione potrebbe portare alla formazione di un nucleo composto più freddo.

In questo ambito, l'emissione pronta di  $\gamma$  dipolari potrebbe risultare di grande interesse nel campo della formazione di elementi superpesanti, come viene proposto in questo paragrafo.

### 5.3.1 La sintesi dei nuclei superpesanti

La stabilità dei nuclei pesanti e superpesanti è una questione fondamentale e di grande attualità in fisica nucleare. Da un punto di vista teorico, in un approccio basato sul modello a goccia di liquido, i nuclei molto pesanti sono

instabili e decadono per fissione spontanea. In tal caso, infatti, l'interscambio tra tensione superficiale (proporzionale a  $A^{2/3}$ ) e la repulsione Coulombiana (proporzionale a  $Z^2/A^{1/3}$ ) va a vantaggio di quest'ultima che aumenta all'aumentare del numero atomico portando all'instabilità del nucleo.

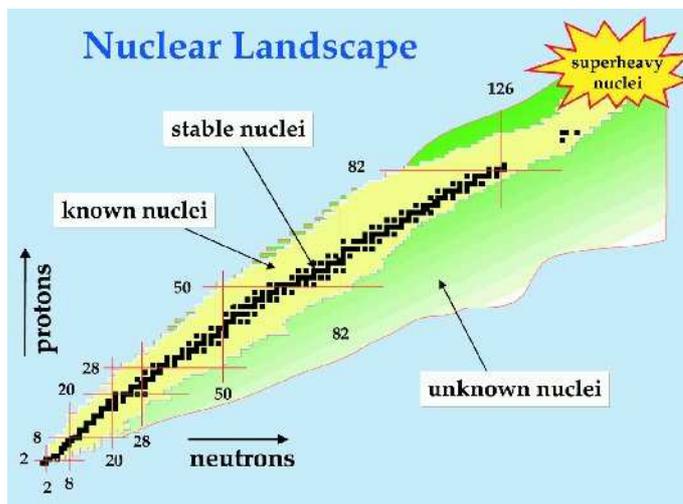


Figura 5.7: Tavola dei nuclidi in funzione del numero atomico  $Z$  (asse verticale) e del numero di neutroni  $N$  (asse orizzontale). I quadrati neri formano la "valle di stabilità" ovvero i nuclei stabili ed i nuclei aventi vite medie molto lunghe ( $\sim 10^8 \div 10^{10}$  anni). La regione gialla indica i nuclei con vite medie brevi, ma che sono stati prodotti e studiati in laboratorio.

L'idea di produrre elementi superpesanti ( $Z > 100$ ) è nata verso la fine degli anni sessanta quando l'osservazione dei numeri magici di protoni ( $Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82$ ) e neutroni ( $N = 2, 8, 20, 50, 82, 126$ ) ha condotto ad una nuova teoria microscopica del nucleo in termini di *shell*. In base a questo nuovo approccio è stata predetta l'esistenza, in prossimità dei valori  $Z = 108$ ,  $N = 162$  e  $Z = 114$ ,  $N = 184$ , di chiusure di shell che assicurano un'energia di legame particolarmente alta (figura 5.7).

L'unico modo attualmente disponibile per sintetizzare tali elementi consiste nella fusione a bassa energia incidente di due nuclei pesanti ricchi in neutroni. In figura 5.8 viene riportata la regione d'interesse della tabella dei nuclidi con il dettaglio delle catene di decadimento  $\alpha$  che hanno consentito di identificare gli elementi superpesanti e di stabilirne la vita media.

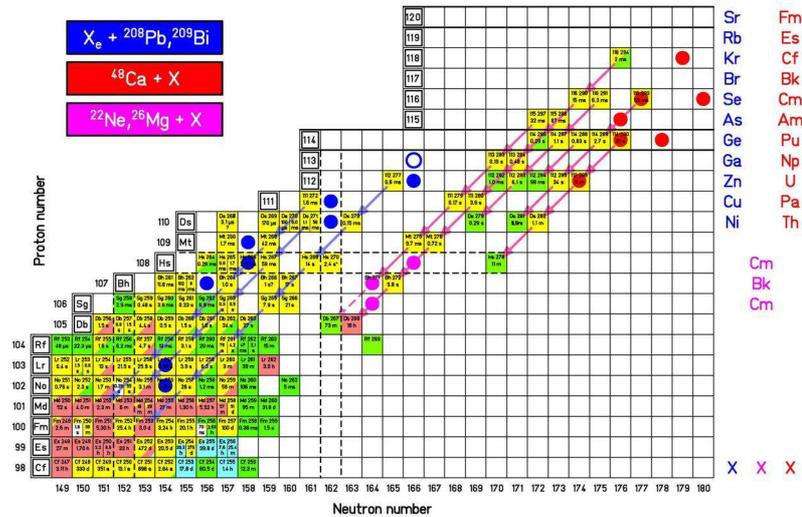


Figura 5.8: Carta dei nuclidi nella regione degli elementi superpesanti. Con i tre colori vengono indicate le diverse reazioni, descritte nel testo, utilizzate per produrre nuclei superpesanti.

I differenti colori permettono di distinguere tra le diverse reazioni utilizzate per produrre questi elementi, che sono essenzialmente tre. Una prima classe di reazioni (blu) utilizza bersagli pesanti (ad esempio  ${}^{208}\text{Pb}$  o  ${}^{209}\text{Bi}$ ) bombardati da proiettili scelti tra gli isotopi più ricchi di neutroni degli elementi di massa media ( $A > 40$ ) dal Ni allo Sr (indicati nella prima colonna a destra). Queste reazioni sono debolmente esotermiche e vengono perciò indicate come reazioni di *fusione fredda*. In media vengono prodotti nuclei con energie di eccitazione di  $10 \div 20$  MeV che emettono solo un neutrone.

La seconda classe di reazioni (rosso) è relativa all'impiego di fasci molto intensi di  ${}^{48}\text{Ca}$  su bersagli attinidi dal Th al Fm (indicati nella seconda colonna a destra). Questo tipo di reazioni sono più esotermiche e perciò indicate come reazioni di *fusione calda*. Il nucleo composto si forma, in tal caso, ad energie di eccitazione di  $35 \div 50$  MeV ed emette da 3 a 5 neutroni.

La terza classe di reazioni è ancora basata su reazioni di fusione calda. Con fasci di  ${}^{22}\text{Ne}$  e  ${}^{26}\text{Mg}$  su bersagli pesanti da Cm a Bk vengono prodotti nuclei ricchi di neutroni di Sg, Bh, e Hs. Dopo l'evaporazione di 4 – 5 neutroni si ottengono isotopi con vite medie sufficientemente lunghe ( $> 1$  s) da poter essere studiati dal punto di vista chimico.

In definitiva esistono due diversi approcci alla sintesi dei nuclei superpesanti: la fusione fredda e la fusione calda, i quali però sono tra loro contrapposti. Si può dimostrare analiticamente l'affermazione appena fatta e, a tale proposito, seguiamo l'analisi proposta in [86] e partiamo dalla sezione d'urto di formazione di un residuo di evaporazione, la quale esprime la probabilità che un nucleo composto sopravviva alla fissione:

$$\sigma_{res}(E_{CM}) = \frac{\pi}{k^2} \sum_J (2J + 1) \cdot P_{fus}^J(E_{CM}) \cdot P_{surv}^J(E^*) \quad (5.5)$$

dove  $P_{fus}^J = P_b^J \cdot P_{form}^J$  è la probabilità che i due nuclei collidenti diano luogo a fusione ed è proporzionale alla probabilità  $P_b^J$  di superamento della mutua barriera coulombiana ed alla probabilità  $P_{form}^J$  di formare il nucleo composto;  $P_{surv}^J(E^*) = \Gamma_n^J(E^*) / [\Gamma_n^J(E^*) + \Gamma_f^J(E^*)]$ , con  $\Gamma_n^J$  e  $\Gamma_f^J$  pari alle larghezze parziali di decadimento per emissione di un neutrone o per fissione (essendo questi i processi dominanti nel decadimento statistico), rappresenta la probabilità che, una volta formatosi il nucleo composto, questo decada per evaporazione di neutroni (probabilità di sopravvivenza del nucleo composto).

Il differente ruolo delle due probabilità nella sintesi degli elementi superpesanti, regola l'interscambio tra i meccanismi di fusione fredda e fusione calda. Vediamo in che modo.

Per quanto riguarda la probabilità che i due nuclei collidenti diano luogo a fusione, il termine  $P_b^J$  aumenta all'aumentare dell'energia incidente, mentre  $P_{form}^J$  tiene conto della competizione tra il canale di fusione ed il canale di quasi-fissione. La quasi-fissione, o fissione veloce, è un processo di fissione che evolve senza la formazione del nucleo composto e risulta avere una probabilità non trascurabile di verificarsi in reazioni tra ioni pesanti. In queste reazioni, infatti, una volta superata la barriera coulombiana, l'energia potenziale del sistema continua a crescere risalendo una barriera di fusione fino al cosiddetto "punto di sella" corrispondente ad una configurazione dinucleare.

Per compensare gli effetti dissipativi presenti lungo il percorso verso la formazione di un sistema composto equilibrato, Swiatecki [87] introdusse il concetto di energia di "extra-push"  $E_X$ : il sistema non fonde alla barriera coulombiana ma necessita di un quantitativo aggiuntivo di energia che deve provenire dal moto relativo dei due nuclei. Il valore di  $E_X$ , per una fissata

massa del nucleo composto, è maggiore nelle reazioni tra nuclei più simmetrici in massa rispetto a quelle asimmetriche [88]. Da ciò segue che la probabilità di formazione del nucleo composto aumenta all'aumentare dell'energia incidente, e diminuisce al diminuire dell'asimmetria di massa tra i due ioni collidenti.

La probabilità di sopravvivenza alla fissione è strettamente collegata con l'altezza della barriera di fissione la quale si abbassa all'aumentare dell'energia di eccitazione, per cui se ne deduce che  $P_{surv}^J$  decresce all'aumentare dell'energia di eccitazione. Per condurre una reazione di sintesi conviene quindi avere un'energia di eccitazione più bassa possibile, il che equivale ad utilizzare energie di fascio molto vicine alla barriera coulombiana. La diminuzione di tale energia riduce anche il numero di neutroni emessi aumentando così la possibilità di esplorare la regione intorno alle chiusure di shell  $N = 162$  e  $N = 184$ . Inoltre, l'energia di eccitazione di un nucleo formatosi in una reazione di fusione tra ioni pesanti ad energie vicino la barriera diminuisce al diminuire dell'asimmetria di massa del canale d'ingresso; ciò equivale a dire che canali di ingresso più simmetrici conferiscono meno energia al sistema.

In definitiva, se si segue un approccio di fusione fredda, utilizzando un canale più simmetrico con l'obiettivo di minimizzare l'energia di eccitazione e quindi rendere massimo  $P_{surv}^J$ , si ridurrà al contempo la probabilità  $P_{fus}^J$  di formare il nucleo composto. Al contrario, se si indirizza la reazione verso un canale più asimmetrico, cioè si utilizza un approccio di fusione calda, aumenta la probabilità di fusione, ma diminuisce la probabilità di sopravvivenza.

### 5.3.2 L'emissione pronta di $\gamma$ dipolari come meccanismo di raffreddamento di nuclei superpesanti

I meccanismi di fusione fredda e di fusione calda, come visto nel paragrafo 5.3.1, sfruttano aspetti contrapposti della dinamica di fusione. Infatti, se si vuole aumentare la probabilità di formazione del nucleo composto si deve in qualche modo diminuire quella di sopravvivenza e viceversa.

L'emissione di fotoni dipolari di pre-equilibrio rappresenta un "*trait d'union*" tra i suddetti approcci in quanto, come vedremo, potrebbe essere utilizzata come meccanismo di "raffreddamento" di fusioni calde sfruttando i

vantaggi presenti in entrambi i processi. Infatti, se si procede attraverso una reazione di fusione calda (asimmetrica in massa) avente asimmetria di carica nel canale d'ingresso, si può ottenere un'alta probabilità di formazione del nucleo composto e al contempo, per mezzo delle emissioni da parte del dipolo diretto, più basse energie di eccitazione e quindi più alta probabilità di sopravvivenza, tipiche delle reazioni di fusione fredda, ottenendo come effetto globale l'aumento della sezione d'urto di formazione di un residuo di evaporazione.

In [86] viene definita analiticamente una formula che permette di stimare l'aumento della probabilità di sopravvivenza del nucleo composto, in seguito all'introduzione del canale di emissione diretta.

Indicata con  $P_{surv}$  la probabilità che il nucleo composto sopravviva anche per effetto dell'emissione di fotoni dipolari di pre-equilibrio, questa si può scrivere come la somma tra le probabilità di sopravvivenza nel caso in cui ci sia stata l'emissione del  $\gamma$  dipolare e nel caso in cui tale emissione non ci sia stata:

$$P_{surv} = P_\gamma P_{surv}(E^* - E_\gamma) + (1 - P_\gamma) P_{surv}(E^*) \quad (5.6)$$

dove  $P_\gamma$  rappresenta la probabilità che venga emesso un fotone dipolare di pre-equilibrio, avente energia  $E_\gamma$ , nelle fasi iniziali della reazione. Indicata con  $P_{surv}^0(E^*)$  la probabilità di sopravvivenza senza tenere conto degli effetti di emissione dal dipolo diretto, la variazione subita dalla probabilità di sopravvivenza in seguito all'introduzione del canale di pre-equilibrio vale:

$$P_{surv} - P_{surv}^0(E^*) = P_\gamma [P_{surv}(E^* - E_\gamma) - P_{surv}(E^*)] \quad (5.7)$$

Tenuto conto che la probabilità di sopravvivenza diminuisce con l'energia di eccitazione si ha che  $P_{surv}(E^* - E_\gamma) - P_{surv}(E^*) > 0$  per cui l'introduzione del canale dipolare incrementa la probabilità  $P_{surv}$  di un fattore direttamente proporzionale a  $P_\gamma$ . Sebbene il contributo di emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio sia dell'ordine di  $10^{-3}$ , la diminuzione dell'energia di eccitazione di un nucleo composto di una quantità compresa tra 10 e 15 MeV (l'energia

approssimativamente rimossa dal sistema in seguito all'emissione di un fotone dipolare di pre-equilibrio) può portare, in certi casi, un aumento della probabilità di sopravvivenza anche di 3–5 ordini di grandezza [89].

I risultati presentati in questo lavoro di tesi aprono, quindi, un nuovo ed interessante campo di investigazione volto alla ricerca di reazioni per le quali, in un opportuno intervallo di energie incidenti, si possa massimizzare l'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio. In base a quanto detto, tra tutti i possibili canali di fusione che formano un determinato nucleo composto, si deve preferire quello avente maggiore asimmetria di carica. Inoltre, un canale d'ingresso con maggiore asimmetria di massa conduce ad una dinamica del processo di fusione più veloce e quindi, come proposto nel paragrafo 5.2.1, ad una più pronta e completa eccitazione del dipolo diretto con un conseguente aumento nell'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio rispetto ad una reazione più simmetrica. La ricerca di opportune combinazioni proiettile – bersaglio asimmetriche in carica potrà, inoltre, essere supportata dalla futura disponibilità di fasci esotici con i quali sarà possibile ottenere valori molto elevati di questo parametro. Gli esperimenti che coinvolgono ioni radioattivi hanno bassa statistica ed è spesso molto difficile evidenziare al tempo stesso nuovi fenomeni e processi ben noti con una sufficiente accuratezza. Sarà necessario, quindi, utilizzare dei sistemi di rivelazione molto potenti per assicurare la giusta accuratezza per misure esclusive del tipo descritto.



# Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati presentati i risultati relativi allo studio della dipendenza dall'energia incidente dell'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio osservata in seguito a reazioni di fusione tra ioni pesanti asimmetriche in carica. A tale proposito sono stati realizzati due esperimenti:  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  ad energia incidente di 196 e 214.2 MeV, rispettivamente (corrispondenti a 6 MeV/nucleone) e  $^{40,36}\text{Ar} + ^{92,96}\text{Zr}$  ad energia incidente di 605.8 e 576.9 MeV (equivalenti a 15.1 e 16 MeV/nucleone), rispettivamente. Nell'ambito di uno stesso esperimento si sono scelte due reazioni che conducono alla formazione dello stesso nucleo composto a partire da canali di ingresso caratterizzati da diversa asimmetria di carica. Nella fattispecie si sono considerati un sistema quasi simmetrico e l'altro fortemente asimmetrico in N/Z.

In entrambi gli esperimenti si forma lo stesso nucleo composto  $^{132}\text{Ce}$  con la stessa distribuzione di spin ( $L_{max} = 83\hbar$ ,  $L_{fus-evap} = 71\hbar$ ), alle energie di eccitazione di 117 e 304 MeV, rispettivamente, attraverso canali di ingresso caratterizzati da una differenza di momento di dipolo iniziale uguale nei due esperimenti. L'osservabile analizzata è stata la molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  rivelati in coincidenza con i residui di evaporazione in ciascuna delle reazioni studiate.

Nel primo esperimento ( $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  a 6 MeV/nucleone) gli spettri sperimentali, ottenuti nel sistema del centro di massa utilizzando tutti i rivelatori a scintillazione a disposizione, risultano uguali entro gli errori sperimentali. Per evidenziare i dettagli nella regione all'interno della quale ci si aspetta il decadimento della GDR per emissione di fotoni dipolari ( $\sim 8 \div 25$  MeV), è stata effettuata una procedura di "linearizzazione" degli spettri sperimentali. Integrando le *Strength* dipolari, relative al decadimento della GDR

eccitata nel sistema composto formato a partire dai due diversi canali d'ingresso, nell'intervallo di energie compreso tra 8 e 21 MeV si è trovato un aumento percentuale di  $(1.6 \pm 2.0)\%$  nel sistema asimmetrico rispetto a quello simmetrico in N/Z.

Per quanto riguarda il secondo esperimento ( $^{40,36}\text{Ar} + ^{92,96}\text{Zr}$  a 15.1 e 16 MeV/nucleone), a queste energie incidenti bisogna tenere conto che la fusione incompleta diventa il meccanismo di reazione dominante [69]. Pur avendo progettato l'esperimento in maniera tale da assicurarsi la stessa energia di eccitazione media per il nucleo composto  $^{132}\text{Ce}$ , formatosi nel corso delle due reazioni di fusione studiate, facendo uso delle prescrizioni proposte in [70], si è verificata sperimentalmente la correttezza di questa valutazione grazie all'analisi della molteplicità doppiamente differenziale in energia ed angolo solido dei protoni rivelati in coincidenza con i residui di evaporazione.

Quindi si sono confrontati gli spettri sperimentali di molteplicità dei  $\gamma$  provenienti da eventi di fusione – evaporazione ottenuti nei due sistemi studiati utilizzando i cristalli  $\text{BaF}_2$  posizionati ad un angolo  $\theta = 90^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente, e dai quali sia stato sottratto il corrispondente contributo dovuto a processi di bremsstrahlung nucleone – nucleone. Dagli spettri linearizzati si è calcolato che la *Strength* dipolare integrata tra 8 e 21 MeV aumenta del  $(13.8 \pm 3.5)\%$  nel passare dal sistema quasi simmetrico a quello fortemente asimmetrico in N/Z.

Questi risultati possono essere direttamente confrontati con quello riportato in [12] nel quale si sono studiati i sistemi  $^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}$  ad un'energia incidente di 9 MeV/nucleone (il nucleo composto  $^{132}\text{Ce}$  si forma ad un'energia di eccitazione pari a 173.5 MeV). In questo caso si era osservato un aumento percentuale della radiazione di  $\gamma$  dipolari negli spettri linearizzati pari a  $(25 \pm 2)\%$  nella reazione con maggiore asimmetria di carica nel canale d'ingresso.

Dal confronto si evince che l'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio, corrispondente ad una differenza di momento di dipolo iniziale pari a 16.5 fm, nell'intervallo di energie incidenti analizzato, presenta un massimo ad energia incidente di 9 MeV/nucleone e diminuisce per valori superiori ed inferiori a quest'ultimo.

L'analisi teorica effettuata nell'ambito del *Boltzmann-Nordheim-Vlasov*

*transport model* [81, 82] e basata su un approccio di emissione *Bremsstrahlung* collettivo [9] conferma questo andamento con l'energia incidente imputandolo alla diversa dinamica del processo di fusione. A bassa energia incidente, subito al di sopra della barriera coulombiana, la dinamica di fusione è molto lenta e l'oscillazione dipolare collettiva che si instaura nel sistema dinucleare ha inizio quando il momento di dipolo  $D(t)$  si è già ridotto in valore assoluto rispetto al valore geometrico, dato da  $D(t = 0)$ , attraverso lo scambio incoerente di nucleoni. Al contrario, ad energia incidente più alta (9 MeV/nucleone) un processo di fusione più rapido favorisce una pronta e completa eccitazione del dipolo diretto. Nonostante non siano ancora disponibili i calcoli, ad energie incidenti ancora più alte (15 ÷ 20 MeV/nucleone) l'emissione pronta di  $\gamma$  dipolari dovrebbe diminuire a causa di una elevata emissione di particelle leggere di pre-equilibrio che riduce il momento di dipolo iniziale.

Lo studio del dipolo diretto nelle reazioni dissipative tra ioni pesanti può fornire importanti informazioni sull'andamento della *spreading width* della GDR ad alte temperature. La differenza tra gli spettri sperimentali rappresenta la componente di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio. Tenuto conto del fatto che il dipolo diretto viene eccitato lungo l'asse di collisione, i parametri caratteristici della GDR di pre-equilibrio, osservata nel sistema più asimmetrico in carica ad energie incidenti di 9 e  $\sim 16$  MeV/nucleone, sono stati determinati riproducendo le differenze sperimentali mediante un fit dei minimi quadrati utilizzando una sola funzione lorentziana. I valori estratti dai fit sono i seguenti:

$$\begin{array}{r} \frac{E_{inc} = 9 \text{ MeV/nucleone}}{E_{pre} = (11.4 \pm 0.3) \text{ MeV}} \\ \Gamma_{pre} = (3.0 \pm 0.5) \text{ MeV} \end{array} \qquad \begin{array}{r} \frac{E_{inc} = \sim 16 \text{ MeV/nucleone}}{E_{pre} = (12.0 \pm 0.6) \text{ MeV}} \\ \Gamma_{pre} = (3.7 \pm 1.4) \text{ MeV} \end{array}$$

Nell'ipotesi che il dipolo diretto si accoppi a stati aventi una temperatura corrispondente all'energia di eccitazione del nucleo composto, questi risultati suggeriscono che la *spreading width* della GDR risulta essenzialmente indipendente dall'energia di eccitazione suffragando le ipotesi riportate in [44, 40, 49].

L'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio, osservata in reazioni di fusione tra due ioni collidenti asimmetrici in carica, è un meccanismo che si verifica

durante la fase dinucleare della reazione e come tale non entra in competizione con i processi di decadimento statistico. In generale, quindi, questo tipo di emissione potrebbe risultare di grande interesse nel campo della formazione di elementi superpesanti se utilizzato come meccanismo di raffreddamento di un nucleo composto formatosi nel corso di una reazione di fusione calda.

La nostra analisi apre, quindi, un nuovo ed interessante campo di investigazione volto alla ricerca di reazioni per le quali, in un opportuno intervallo di energie incidenti, si possa massimizzare l'emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio. I risultati presentati in questo lavoro di tesi mostrano, tuttavia, che l'emissione pronta di  $\gamma$  dipolari diminuisce a basse energie incidenti, diventando così meno importante nell'intervallo di energie incidenti tipico per la formazione di elementi superpesanti. Una risposta precisa a questo problema potrà essere data una volta investigate le caratteristiche del dipolo diretto al variare dell'energia del proiettile per nuclei composti più pesanti di quello studiato in questo lavoro. In tal caso, infatti, si potranno scegliere combinazioni proiettile – bersaglio con valori dell'asimmetria di carica e massa più elevati di quelli qui mostrati, il che potrebbe risultare in un significativo contributo di emissione di  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio anche a basse energie incidenti.

La ricerca di opportune combinazioni proiettile – bersaglio asimmetriche in carica potrà essere supportata anche dalla futura disponibilità di fasci esotici con i quali sarà possibile ottenere valori molto elevati di questo parametro. Gli esperimenti che coinvolgono ioni radioattivi hanno, tuttavia, bassa statistica e necessitano, pertanto, di sistemi di rivelazione molto potenti per assicurare la giusta accuratezza per misure esclusive del tipo descritto.

# Appendice A

## Modello statistico e codice CASCADE

### A.1 Modello statistico

In questa appendice vengono presentate le nozioni fondamentali del modello statistico il quale è stato utilizzato, nel presente lavoro di tesi, per calcolare i parametri della GDR eccitata nel corso di una reazione quasi simmetrica in  $N/Z$  e per effettuare la procedura di linearizzazione degli spettri sperimentali dei  $\gamma$  provenienti da processi di fusione–evaporazione.

In via del tutto generale per "modello statistico" si intende la descrizione di una reazione nucleare in termini di decadimento di un sistema all'equilibrio termodinamico (nucleo composto) per il quale si possa trascurare ogni dipendenza tra il canale di formazione e quello di diseccitazione (ipotesi di Bohr). I diversi modi in cui il nucleo composto, una volta formatosi, può diseccitarsi sono, tuttavia, soggetti alle leggi di conservazione dell'energia, del momento angolare, della massa e della parità.

L'ipotesi di Bohr permette di scrivere la sezione d'urto relativa ad un processo  $a \rightarrow \beta$  nella maniera seguente:

$$\sigma_{a\beta} = \sum_{J,\pi} \sigma_{CN}^{J\pi}(a) P^{J\pi}(\beta) \quad (\text{A.1})$$

dove  $\sigma_{CN}^{J\pi}(a)$  rappresenta la sezione d'urto di formazione di un nucleo com-

posto con un momento angolare totale  $J$  e parità  $\pi$  a partire dal canale  $a$ , e  $P^{J\pi}(\beta)$  è la probabilità che il nucleo composto decada attraverso il canale  $\beta$ .

La sezione d'urto parziale  $\sigma_{CN}^{J\pi}(a)$  è data da [90, 91]:

$$\sigma_{CN}^{J\pi}(a) = \frac{\lambda_a^2}{4\pi} \frac{2J+1}{(2J_p+1)(2J_b+1)} \sum_{S=|J_p-J_b|}^{J_p+J_b} \sum_{\ell=|J-S|}^{J+S} T_\ell^J(a) \quad (\text{A.2})$$

dove  $\lambda_a = \sqrt{\hbar^2/(2\mu E_{cm})}$  è la lunghezza d'onda,  $\mu = A_p A_b / (A_p + A_b)$  è la massa ridotta del sistema,  $A_p$  e  $A_b$  sono le masse di proiettile e bersaglio rispettivamente,  $J_p$  e  $J_b$  rappresentano lo spin dei due ioni collidenti,  $\ell$  è il momento angolare orbitale relativo nel canale  $a$  ed  $\vec{S} = \vec{J}_p + \vec{J}_b$  è lo spin totale del canale  $a$ . La legge di conservazione del momento angolare totale impone che  $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{S}$ ; la somma su  $\ell$  è, inoltre, soggetta alle restrizioni imposte dalla legge di conservazione della parità:  $\pi = \pi_p \pi_b (-1)^\ell$ .

In un'approssimazione di forte assorbimento, che governa le reazioni tra ioni pesanti, i coefficienti di trasmissione  $T_\ell^J(a)$  attraverso la barriera di fusione possono essere descritti, secondo un modello "smooth cutoff", da una distribuzione di Fermi del tipo:

$$T_\ell = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\ell - \ell_0}{d}\right)} \quad (\text{A.3})$$

dove  $d$  è la diffusività ed  $\ell_0$  è il momento angolare orbitale massimo per il quale si ha ancora fusione completa ad una data energia. I parametri del coefficiente di trasmissione sono ottenuti da misure di diffusione elastica utilizzando il modello ottico.

La probabilità di diseccitazione  $P^{J\pi}(\beta)$  attraverso il canale  $\beta$  è data da:

$$P^{J\pi}(\beta) = \frac{\sigma_{a\beta}^{J\pi}}{\sum_\nu \sigma_{a\nu}^{J\pi}} \quad (\text{A.4})$$

dove al denominatore è presente la somma su tutti i possibili canali di decadimento  $\nu$ . Questa quantità si può dedurre a partire dal teorema di reciprocità secondo il quale si può scrivere:

$$\frac{\sigma_{a\beta}^{J\pi}}{\lambda_a^2} = \frac{\sigma_{\beta a}^{J\pi}}{\lambda_\beta^2} \quad (\text{A.5})$$

Tenuto conto della (A.1), dalla (A.5) segue:

$$\frac{1}{\lambda_a^2} \sigma_{a\beta}^{J\pi} = \frac{1}{\lambda_\beta^2} \sigma_{CN}^{J\pi}(\beta) P^{J\pi}(a) \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{1}{\lambda_a^2} \sum_{\nu} \sigma_{a\nu}^{J\pi} = \left[ \sum_{\nu} \frac{1}{\lambda_\nu^2} \sigma_{CN}^{J\pi}(\nu) \right] P^{J\pi}(a) \quad (\text{A.7})$$

Le relazioni (A.2), (A.4), (A.6) e (A.7) conducono a:

$$P^{J\pi}(\beta) = \frac{\frac{1}{\lambda_\beta^2} \sigma_{CN}^{J\pi}(\beta)}{\sum_{\nu} \frac{1}{\lambda_\nu^2} \sigma_{CN}^{J\pi}(\nu)} = \frac{\sum_{\ell', S'} T_{\ell'}^J(\beta)}{\sum_{\nu, \ell'', S''} T_{\ell''}^J(\nu)} \quad (\text{A.8})$$

che permette, insieme alla (A.2), di ottenere la formula generale di Hauser-Feshbach [92] per la sezione d'urto di una reazione  $a \rightarrow \beta$ :

$$\sigma_{a\beta} = \frac{\lambda_a^2}{4\pi} \sum_{J, \pi} \frac{(2J+1)}{(2J_p+1)(2J_b+1)} \sum_{\ell, S} T_{\ell}^J(a) \frac{\sum_{\ell', S'} T_{\ell'}^J(\beta)}{\sum_{\nu, \ell'', S''} T_{\ell''}^J(\nu)} \quad (\text{A.9})$$

dove  $\vec{\ell} + \vec{S} = \vec{\ell}' + \vec{S}' = \vec{\ell}'' + \vec{S}'' = \vec{J}$ .

Il denominatore della (A.9) si può calcolare se si conoscono tutti i possibili canali di uscita  $\nu$  in corrispondenza a tutti i livelli dei nuclei della catena di diseccitazione. A bassa energia di eccitazione (inferiore alla soglia per emissione di particelle) i livelli sono discreti, ma all'aumentare dell'energia di eccitazione la larghezza di ciascun livello supera la spaziatura media tra i livelli che, pertanto, si sovrappongono. In tali condizioni non si può parlare più di livelli discreti, ma di densità dei livelli.

### A.1.1 Densità dei livelli

Il concetto di densità dei livelli è un punto cruciale nella teoria del modello statistico. In reazioni di fusione indotte da ioni pesanti, infatti, la regione di elevata energia di eccitazione ed, in particolare, i livelli ad elevato momento angolare hanno una essenziale influenza sulla cascata di diseccitazione.

Il calcolo della densità dei livelli nucleari consiste nel determinare il numero di modi differenti in cui l'insieme dei nucleoni può disporsi negli stati di particella singola in modo che l'energia totale del sistema giaccia nell'intervallo  $(E, E + dE)$ .

In generale il punto di partenza è il modello a gas di Fermi secondo il quale il nucleo viene assimilato ad un gas di fermioni (neutroni e protoni) tra loro non interagenti ed i cui livelli energetici di particella singola siano assunti equidistanti. La densità totale dei livelli è data dalla formula:

$$\omega(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \cdot \frac{\exp\left[2\sqrt{aE}\right]}{a^{\frac{1}{4}} E^{\frac{5}{4}}} \quad (\text{A.10})$$

dove  $E$  è l'energia di eccitazione ed il parametro di densità dei livelli  $a$  è definito come  $a = \pi^2 g_0/6$ . Con  $g_0$  viene indicata la densità degli stati di particella singola in prossimità dell'energia di Fermi data dalla somma delle densità degli stati dei neutroni e dei protoni:  $g_0 \equiv g(\epsilon_F) \approx 3A/(2\epsilon_F)$ .

La temperatura all'interno di questo insieme microcanonico si calcola come:

$$T^{-1} = \frac{1}{\omega} \left( \frac{\partial \omega}{\partial E} \right) = -\frac{5}{4} \frac{1}{E} + \left( \frac{a}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.11})$$

Nell'approssimazione in cui  $g_0 E \gg 1$  il primo termine della (A.11) risulta trascurabile rispetto al secondo, e ne segue una semplice relazione tra energia di eccitazione  $E$  e temperatura nucleare  $T$ :

$$E \cong aT^2 \quad (\text{A.12})$$

La densità dei livelli  $\rho(E, J)$  per un nucleo avente spin  $J$  ed energia di eccitazione  $E$  è data dalla formula di Lang [93, 94]:

$$\rho(E, J) = \omega(E, M = J) - \omega(E, M = J + 1) \quad (\text{A.13})$$

con una densità degli stati data da:

$$\omega(E, M) = \omega\left(E - \frac{M^2}{aR}, 0\right) \quad (\text{A.14})$$

$$\omega(E, 0) = \frac{1}{12\sqrt{Ra^2T^3}} \cdot \exp\left(2\sqrt{aU}\right). \quad (\text{A.15})$$

La temperatura nucleare viene determinata dall'equazione di stato [63]:

$$U = E - \Delta - \frac{M^2}{aR} = aT^2 - \frac{3}{2}T \quad (\text{A.16})$$

La grandezza  $(E - \Delta)$  può essere considerata come un'energia di eccitazione effettiva il cui punto zero sia individuato da  $\Delta$ . Il parametro  $\Delta$  rappresenta la correzione dovuta al fatto che i nucleoni tendono ad accoppiarsi in modo tale che un nucleo pari-pari abbia una maggiore energia di legame rispetto ad un nucleo dispari-dispari avente la stessa massa  $A$ . Ciò si riflette in una correzione positiva per i nuclei pari-pari e negativa per i nuclei dispari-dispari: nei nuclei pari-pari, infatti, la diminuzione dell'energia di eccitazione riduce la densità dei livelli e quindi la probabilità di emissione. Nello stesso termine viene considerato anche l'effetto di shell, legato al fatto che i nuclei che si trovano in corrispondenza di una chiusura di shell hanno una maggiore energia di legame, e quindi emettono particelle con minore probabilità se paragonati ai nuclei lontani dalla chiusura di shell. La dipendenza dallo spin è determinata dal parametro  $aR = \frac{2I}{\hbar^2}$  [95] dove  $I$  si può interpretare come un momento di inerzia effettivo di un corpo avente la stessa distribuzione di densità del nucleo. In generale, nei calcoli di modello statistico, il valore di  $I$  si può parametrizzare in termini del momento di inerzia di una sfera rigida  $I_{\text{rigido}} = \frac{2}{5} mR^2$  con  $R = r_0 A^{1/3}$ .

### A.1.2 Probabilità di decadimento per emissione di una particella

Il tasso di decadimento per emissione di una particella  $x$  da parte di un nucleo eccitato 1, caratterizzato da energia di eccitazione  $E_1$ , spin  $J_1$  e parità  $\pi_1$ , per formare un nucleo 2 ad energia di eccitazione  $E_2$ , spin  $J_2$  e parità  $\pi_2$ , è data da [91]:

$$R_x de_x = \frac{1}{\hbar} \frac{d\Gamma(e_x)}{de_x} = \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{\rho_2(E_2, J_2, \pi_2)}{\rho_1(E_1, J_1, \pi_1)} \sum_{S=|J_2-s_x|}^{J_2+s_x} \sum_{L=|J_1-S|}^{J_1+S} T_L^x(e_x) de_x \quad (\text{A.17})$$

dove  $e_x = E_1 - E_2 - B_x$  è l'energia cinetica della particella emessa, e con  $B_x$ ,  $s_x$  ed  $L$  si sono indicati, rispettivamente, la sua energia di legame, il suo spin ed il suo momento angolare orbitale.  $\vec{S} = \vec{J}_2 + \vec{s}_x$  è lo spin totale del canale di decadimento. La somma su  $L$  tiene conto della conservazione della parità. I coefficienti di trasmissione  $T_L^x(e_x)$ , relativi al processo di diffusione della particella  $x$  ad energia cinetica  $e_x$  e momento angolare orbitale  $L$  da parte del nucleo 2, sono stati determinati dal modello ottico;  $\rho_1$  e  $\rho_2$  sono le densità dei livelli dei due nuclei considerati per i corrispondenti valori dell'energia di eccitazione, dello spin e della parità (vedi paragrafo A.2.1).

### A.1.3 Probabilità di decadimento per emissione $\gamma$

Il tasso di decadimento per l'emissione di un  $\gamma$  di multipolarità  $J$  è descritto da una formula simile alla precedente:

$$R_\gamma dE_\gamma = \frac{1}{\hbar} \frac{d\Gamma_\gamma(E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{\rho(E_2, J_2, \pi_2)}{\rho(E_1, J_1, \pi_1)} \sum_{J=|J_1-J_2|}^{J_1+J_2} \xi_J f_J(E_\gamma) dE_\gamma \quad (\text{A.18})$$

dove  $\rho(E_1, J_1, \pi_1)$  e  $\rho(E_2, J_2, \pi_2)$  sono le densità dei livelli del nucleo negli stati iniziale e finale rispettivamente. I termini  $\xi_J f_J(E_\gamma)$  rappresentano le *strength* dipendenti dall'energia corrispondenti all'emissione di  $\gamma$  di data multipolarità. In generale si assume la dipendenza dall'energia tipica di transizioni

di singola particella  $f_J(E_\gamma) = E_\gamma^{2J+1}$  [26]. La costante  $\xi_J$  può essere stimata a bassa energia a partire dalla forza delle transizioni tra stati discreti noti sperimentalmente [96, 97]. Nel paragrafo A.2.3 verrà discusso il valore di  $\xi_J$  utilizzato ad alta energia per il calcolo del tasso di diseccitazione per emissione di  $\gamma$  dipolari ( $J = 1$ ) e quadrupolari ( $J = 2$ ).

## A.2 Codice CASCADE

In questo paragrafo viene descritto il codice di calcolo CASCADE che permette di analizzare la diseccitazione di un nucleo composto nell'ambito del modello statistico.

Il codice CASCADE fu originariamente elaborato [72] per calcolare le distribuzioni in carica e massa dei residui di evaporazione. Partendo da un nucleo composto eccitato, con una distribuzione di spin fornita dall'utente, il codice calcola le probabilità relative di decadimento per l'emissione di un neutrone, un protone, una particella  $\alpha$ , e genera le matrici di popolazione dei nuclei figli in funzione dell'energia di eccitazione e del momento angolare. La versione originale del codice è stata, in seguito, modificata per introdurre la possibilità di diseccitazione per emissione  $\gamma$  e per includere le funzioni di forza relative alla Risonanza Dipolare Gigante (GDR) e alla Risonanza Quadrupolare Gigante (GQR).

Nell'analisi dei dati svolta in questo lavoro di tesi, si è utilizzata una versione del codice nella quale le funzioni di forza relative all'emissione dei  $\gamma$  sono espresse in unità *Weisskopf* di particella singola. Nel seguito del paragrafo verranno descritti i parametri del codice CASCADE più significativi e le approssimazioni utilizzate in questa versione.

### A.2.1 Densità dei livelli

Il valore della densità dei livelli, come visto nel paragrafo A.1.1, è strettamente dipendente dall'energia di eccitazione del nucleo composto. Il grande intervallo di energie di eccitazione disponibili nel corso della cascata di decadimento del nucleo composto rende necessario l'impiego, nel codice CASCADE,

di diversi valori del parametro densità dei livelli. A tale proposito vengono definite tre regioni:

- **Regione I:** A basse energie di eccitazione ( $E_{exc} < 3 \div 4$  MeV) si utilizzano i livelli sperimentali noti.
- **Regione II:** Ad energie intermedie ( $4 < E_{exc} < 10$  MeV) la densità dei livelli si calcola attraverso la formula analitica:

$$\rho(E, J) = \frac{\sqrt{a}(2J+1)\hbar^3}{12(2I_{rigido})^{3/2}(U+T)^2} \cdot \exp\left(2\sqrt{aU}\right) \quad (\text{A.19})$$

$$U = E - \Delta - \frac{J(J+1)\hbar^2}{2I} = aT^2 - T. \quad (\text{A.20})$$

con un momento di inerzia  $I \approx 0.85 \cdot I_{rigido}$ . I parametri  $a$  e  $\Delta$  vengono ricavati empiricamente per ciascun nucleo in modo tale da riprodurre i dati sperimentali [95].

- **Regione III:** Ad elevate energie di eccitazione ( $E_{exc} \geq 15\text{--}20$  MeV) si utilizza ancora la formula (A.19), ma i parametri  $a$  e  $\Delta$  sono forniti dal modello a goccia di liquido senza le correzioni legate agli effetti di shell, la cui influenza sui parametri si suppone scompaia a queste energie. Il valore di  $a$ , che deve essere fornito dall'utente, in questa regione è di solito posto uguale ad  $A/8$  oppure  $A/9$ .

Il momento di inerzia  $I$  si può esprimere in termini dello spin, per tenere conto della deformazione del nucleo ad elevato momento angolare, come [72]:

$$I = I_{rigido}(1 + \delta J^2 + \delta' J^4) \quad (\text{A.21})$$

dove i parametri  $\delta$  e  $\delta'$  vengono calcolati da CASCADE per riprodurre i risultati di Cohen, Plasil e Swiatecki [98]. La deformazione del nucleo produce un aumento della densità dei livelli rispetto al caso di un nucleo non deformato e conduce ad una linea Yrast più bassa rispetto a quella di una sfera rigida.

### A.2.2 Diseccitazione per emissione di una particella

Il tasso di decadimento per emissione di una particella è calcolato, nel codice CASCADE, utilizzando la formula (A.17) nella quale i coefficienti di trasmissione  $T_L^x(e_x)$  sono determinati dalla sistematica dei parametri del potenziale ottico.

### A.2.3 Diseccitazione per emissione di $\gamma$ con $L = 1$ ed $L = 2$

Il tasso di decadimento per l'emissione di un  $\gamma$  dipolare ( $L = 1$ ) di energia  $E_\gamma$  da parte di un nucleo composto per portarsi da uno stato iniziale di spin  $J_1$  ad uno stato finale di spin  $J_2$  è dato da [99, 1]:

$$R_\gamma(E_\gamma) = \frac{1}{\hbar} \frac{d\Gamma_\gamma(E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{1}{\hbar} \frac{\rho(E_2, J_2, \pi_2)}{\rho(E_1, J_1, \pi_1)} \cdot \frac{\sigma_{abs}(E_\gamma)}{3} \cdot \frac{E_\gamma^2}{(\pi\hbar c)^2} (MeV^{-1} \cdot s^{-1}) \quad (A.22)$$

dove  $E_\gamma = E_1 - E_2$  e  $J_2 = J_1$  oppure  $J_1 \pm 1$ .

La sezione d'urto di fotoassorbimento  $\sigma_{abs}(E_\gamma)$ , come specificato nel paragrafo 1.1.1, può essere parametrizzata secondo una funzione lorentziana del tipo (1.20). Il fattore di normalizzazione  $\sigma_0$  si può calcolare ricordando che l'integrale in energia di una lorentziana è dato da:

$$\int_0^\infty \frac{E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2} dE_\gamma = \frac{\pi \cdot \Gamma_{GDR}}{2} \quad (A.23)$$

e tenendo in conto la regola di somma TRK per una transizione dipolare (1.14), che qui riportiamo per comodità:

$$\int_0^\infty \sigma_0 \frac{E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2} dE_\gamma = 60 \frac{NZ}{A} (MeV \cdot mb). \quad (A.24)$$

Dalle relazioni (A.23) e (A.24) segue:

$$\sigma_0 = \frac{2}{\pi \Gamma_{GDR}} 60 \frac{NZ}{A} S \quad (\text{A.25})$$

$$\sigma_{abs}(E_\gamma) = \frac{2}{\pi} 60 \frac{NZ}{A} \frac{S \cdot E_\gamma^2 \cdot \Gamma_{GDR}}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2} (mb) \quad (\text{A.26})$$

dove S è la percentuale di regola di somma TRK esaurita dalla GDR. Sostituendo la (A.26) nella (A.22) si ottiene la formula che il codice CASCADE utilizza per calcolare il tasso di emissione di  $\gamma$  dipolari:

$$R_\gamma dE_\gamma = 2.09 \times 10^{-5} \cdot \frac{1}{\hbar} \frac{NZ}{A} \cdot \frac{\rho(E_2, J_2, \pi_2)}{\rho(E_1, J_1, \pi_1)} \frac{S \Gamma_{GDR} E_\gamma^4}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2} dE_\gamma (s^{-1}). \quad (\text{A.27})$$

Il tasso di decadimento per emissione di un  $\gamma$  proveniente dalla diseccitazione di una risonanza quadrupolare gigante (GQR) si può calcolare come:

$$R_\gamma dE_\gamma = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{\rho(E_2, J_2, \pi_2)}{\rho(E_1, J_1, \pi_1)} \frac{\sigma_{abs}^{E2}(E_\gamma)}{5} \frac{E_\gamma^2}{(\pi \hbar c)^2} dE_\gamma (s^{-1}) \quad (\text{A.28})$$

dove  $\sigma_{abs}^{E2}(E_\gamma)$  è la sezione d'urto di assorbimento di fotoni quadrupolari ( $L = 2$ ).

La GQR è un modo di vibrazione collettiva dei nucleoni caratterizzata dai numeri quantici di multipolarità, spin ed isospin pari a  $L = 2$ ,  $S = 0$  e  $T = 0$  o  $1$ . Dal punto di vista microscopico la GQR è una sovrapposizione coerente di stati  $1p-1h$  di energia  $2\hbar\omega$ .

Essa consiste di due componenti: una componente isoscalare (ISGQR) avente un'energia  $E_Q^{IS} \sim 63A^{-1/3}$  MeV, ed una componente isovettoriale (IVGQR) di energia  $E_Q^{IV} \sim 130A^{-1/3}$  MeV [1]. Nell'ambito del modello a shell a particelle indipendenti si prevede nel nucleo una eccitazione collettiva di questo tipo ad un'energia  $2\hbar\omega = 82A^{-1/3}$  MeV; tuttavia, l'interazione residua tra particelle e lacune (attrattiva per eccitazioni  $p-h$  isoscalari e repulsiva per eccitazioni  $p-h$  isovettoriali) sposta la ISGQR ad energie inferiori e la IVGQR ad energie maggiori rispetto al valore degenere.

La sezione d'urto di assorbimento quadrupolare  $\sigma_{abs}^{E_2}(E_\gamma)$  può essere approssimata come la somma di due risonanze ciascuna delle quali si può parametrizzare secondo una lorentziana del tipo (1.20):

$$\sigma_{abs}^{E_2}(E_\gamma) = \sigma_1 \frac{E_\gamma^2 \Gamma_{ISGQR}^2}{(E_\gamma^2 - E_{ISGQR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{ISGQR}^2} + \sigma_2 \frac{E_\gamma^2 \Gamma_{IVGQR}^2}{(E_\gamma^2 - E_{IVGQR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{IVGQR}^2} \quad (\text{A.29})$$

I coefficienti di normalizzazione  $\sigma_1$  e  $\sigma_2$  di ciascuna risonanza sono determinati a partire dalla corrispondente regola di somma [100]:

$$\int_0^\infty \frac{\sigma_{ISGQR}(E_\gamma)}{E_\gamma^2} dE_\gamma = \frac{\pi^2}{5} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{Mc^2} \frac{Z^2}{A} R^2 \left( \frac{fm^2}{MeV} \right) \quad ISGQR \quad (\text{A.30})$$

$$\int_0^\infty \frac{\sigma_{IVGQR}(E_\gamma)}{E_\gamma^2} dE_\gamma = \frac{\pi^2}{5} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{Mc^2} \frac{NZ}{A} R^2 \left( \frac{fm^2}{MeV} \right) \quad IVGQR \quad (\text{A.31})$$

dove  $R = r_0 A^{1/3}$ .

Ricordando che, in questo caso, lo spin dello stato finale del nucleo può assumere i valori  $J_2 = J_1 \pm 2, J_1 \pm 1, J_1$ , il tasso di emissione di  $\gamma$  quadrupolari è dato da:

$$R_\gamma dE_\gamma = 3.22 \times 10^{-11} \cdot \frac{1}{h} R^2 \cdot \frac{\rho(E_2, J_2, \pi_2)}{\rho(E_1, J_1, \pi_1)} C E_\gamma^4 dE_\gamma (s^{-1}) \quad (\text{A.32})$$

$$C = \frac{Z^2}{A} \times S1 \times \frac{E_\gamma^2 \Gamma_{ISGQR}}{(E_\gamma^2 - E_{ISGQR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{ISGQR}^2} + \\ + \frac{NZ}{A} \times S2 \times \frac{E_\gamma^2 \Gamma_{IVGQR}}{(E_\gamma^2 - E_{IVGQR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{IVGQR}^2}$$

dove con S1 ed S2 si sono indicate le percentuali di regola di somma esaurite dalle corrispondenti risonanze. Il contributo all'emissione  $\gamma$  dovuto alla diseccitazione di una GQR risulta non trascurabile, rispetto a quello proveniente

dai  $\gamma$  dipolari, solo per energie dei  $\gamma$  emessi dell'ordine di  $E_Q^{IV}$  [1]. Nel codice CASCADE, pertanto, il tasso di emissione dato dalla (A.32) è applicato a partire da un'energia  $E_\gamma \approx E_Q^{IV}$  (modifica effettuata da M.N. Harakeh). Per energie inferiori la *strength* della risonanza quadrupolare è supposta costante e corrisponde ai fotoni aventi  $L = 2$  emessi alla fine della cascata di diseccitazione dal nucleo composto in prossimità della linea yrast. Il valore di questa *strength* costante è fornita dall'utente in unità *Weisskopf*. In generale si utilizza un valore della *strength* mediato sulle differenti transizioni  $\gamma$  tra stati discreti a bassa energia.

Per avere un'idea della competizione tra i diversi meccanismi di diseccitazione del nucleo composto è interessante riscrivere le formule (A.17), per l'emissione di particelle, e (A.27), per l'emissione di raggi  $\gamma$ , facendo alcune approssimazioni [1]. Per quanto riguarda il decadimento per emissione di neutroni, che predomina nei nuclei pesanti, nella (A.17) la somma sui coefficienti di trasmissione, per calcolare  $d\Gamma_n(E_n)/dE_n$ , e l'integrale sull'energia, per ottenere  $\Gamma_n = \int (d\Gamma_n(E_n)/dE_n)dE_n = \int d\Gamma_n(E_n)$ , sono approssimativamente proporzionali a  $T^2$ , dove  $T$  è la temperatura nucleare:  $\Gamma_n \propto T^2$ . La teoria statistica lega il rapporto delle densità dei livelli all'entropia  $S(E)$  del nucleo ad energia di eccitazione  $E$  nella maniera seguente:

$$\frac{\rho(E_b)}{\rho(E_a)} \approx \exp[S(E_b) - S(E_a)] \quad (\text{A.33})$$

dove  $E_a$  ed  $E_b$  sono, rispettivamente, le energie degli stati iniziale e finale. Per energie di eccitazione sufficientemente alte, si può approssimare:

$$S(E_b) - S(E_a) \approx \frac{E_b - E_a}{T} \quad (\text{A.34})$$

da cui segue che, nel caso di una transizione  $a \rightarrow b$  dovuta all'emissione di un  $\gamma$  di energia  $E_\gamma = E_b - E_a$  si ha:

$$\frac{\rho(E_b)}{\rho(E_a)} \approx \exp\left(-\frac{E_\gamma}{T}\right) \quad (\text{A.35})$$

Il rapporto tra la densità dei livelli di uno stato finale raggiunto dopo l'emissione di  $\gamma$  e la densità dei livelli di uno stato finale ottenuto dopo l'emissione di un neutrone risulta, pertanto, uguale a:

$$\frac{\rho(E_b, \gamma)}{\rho(E_b, n)} \approx \exp\left(\frac{B_n + E_n - E_\gamma}{T}\right) \quad (\text{A.36})$$

dove con  $B_n$  ed  $E_n$  si sono indicate, rispettivamente l'energia di legame e l'energia cinetica del neutrone emesso.

In definitiva la probabilità di decadimento per emissione di  $\gamma$  dipolari per unità di energia (equazione A.27) rispetto alla probabilità di decadimento per emissione di neutroni  $\Gamma_n$  si può scrivere in forma approssimata come [1]:

$$\frac{d\Gamma_\gamma(E_\gamma)/dE_\gamma}{\Gamma_n} \propto \frac{E_\gamma^2}{T^2} \exp\left(\frac{B_n - E_\gamma}{T}\right) \frac{E_\gamma^2 \Gamma}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2} \quad (\text{A.37})$$

Se  $B_n + 2T$  rappresenta la somma tra l'energia di separazione e l'energia cinetica portata via dal neutrone, dalla (A.37) segue che se  $E_\gamma < B_n + 2T$  la probabilità di decadimento per emissione  $\gamma$  aumenta al diminuire della temperatura nucleare, il che indica che la maggior parte di questi  $\gamma$  hanno origine dalla parte finale della cascata di decadimento. Al contrario se  $E_\gamma > B_n + 2T$  la probabilità di decadimento per emissione  $\gamma$  aumenta all'aumentare della temperatura nucleare, il che equivale a dire che la componente statistica dei  $\gamma$  di alta energia riflette le proprietà del nucleo composto.



## Appendice B

# Bremsstrahlung nucleone–nucleone

L'emissione di fotoni di alta energia ( $E_\gamma > 30 - 35$  MeV), che si osserva in seguito a collisioni tra ioni pesanti realizzate ad energie incidenti comprese tra  $\sim 10$  e  $\sim 120$  MeV/nucleone, viene essenzialmente attribuita [77] a processi incoerenti di Bremsstrahlung nucleone–nucleone. I  $\gamma$  prodotti sarebbero, infatti, il risultato della sovrapposizione incoerente dei diversi contributi provenienti da collisioni individuali nucleone–nucleone che si verificano nei primi stadi di una reazione nucleare. Sperimentalmente si osserva la produzione di un significativo numero di fotoni solo in seguito a collisioni neutrone–protone; le collisioni protone–protone possono, invece, essere trascurate [101, 102].

I  $\gamma$  prodotti in seguito a processi di Bremsstrahlung sono emessi dalla sorgente nucleone–nucleone che si muove con una velocità pari alla metà della velocità del fascio incidente [77].

Come viene mostrato in questa appendice, questo contributo di  $\gamma$  di alta energia ha andamento esponenziale [77] nel sistema nucleone – nucleone e può essere facilmente valutato a partire dalla sezione d'urto di produzione di raggi  $\gamma$  ad un angolo  $\theta = 90^\circ$  nel sistema di riferimento del laboratorio. In questo caso, infatti, risulta possibile trascurare la correzione introdotta dall'effetto Doppler.

## B.1 Sezione d'urto di produzione di $\gamma$ di alta energia

Nell'ipotesi di collisioni n–p nei primi stadi della reazione nucleare, la sezione d'urto totale relativa alla produzione di  $\gamma$  in collisioni nucleo–nucleo segue la semplice relazione:

$$\sigma_\gamma = \sigma_R \langle N_{np} \rangle P_\gamma \quad (\text{B.1})$$

dove  $\sigma_R$  è la sezione d'urto totale di reazione,  $P_\gamma$  è la probabilità di produrre un fotone in una singola collisione n–p, e  $\langle N_{np} \rangle$  è il numero medio di collisioni n–p. Una stima di quest'ultima quantità si può ottenere sulla base di un semplice modello geometrico [103, 104] secondo il quale, durante la collisione, le porzioni di proiettile e bersaglio vanno a sovrapporsi formando un sistema composto il cui volume e la cui temperatura dipendono dal parametro d'urto. Il numero di nucleoni del proiettile e del bersaglio che partecipano alla formazione di questo sistema viene determinato a partire dal volume di intersezione tra due sfere rigide caratterizzate da una densità uniforme  $\rho_0$ . Nell'ipotesi in cui  $A_p \leq A_b$  si può scrivere:

$$\langle N_{np} \rangle = \frac{\langle A_F \rangle}{A_p A_b} (Z_p N_b + Z_b N_p) \quad (\text{B.2})$$

dove  $A_p$ ,  $Z_p$ ,  $N_p$  e  $A_b$ ,  $Z_b$ ,  $N_b$  sono la massa, la carica ed il numero di neutroni di proiettile e bersaglio rispettivamente, e  $\langle A_F \rangle$  rappresenta la massa media della zona di sovrapposizione tra proiettile e bersaglio ed è data da:

$$\langle A_F \rangle = A_p \frac{5A_b^{2/3} - A_p^{2/3}}{5 \left( A_b^{1/3} + A_p^{1/3} \right)^2} \quad (\text{B.3})$$

La probabilità differenziale in energia ed angolo solido per la produzione di un fotone in una singola collisione n–p ad una fissata energia incidente risulta indipendente dalla combinazione proiettile–bersaglio e si può esprimere in termini di un unico parametro  $E_0$ , detto pendenza inversa, come [77]:

$$\frac{d^2 P_\gamma(\theta = 90^\circ)}{d\left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right) d\Omega} = \frac{d^2 \sigma(\theta = 90^\circ)}{d\left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right) d\Omega} \frac{1}{\langle N_{np} \rangle \sigma_R} \approx P_0 \exp\left(-\frac{E_\gamma}{E_0}\right) \quad (\text{B.4})$$

dove  $P_0 = 10^{-4} \text{ sr}^{-1}$  e risulta pressoché costante in collisioni nucleari ad energie incidenti comprese tra 20 e 85 MeV/nucleone [103].

La sistematica delle pendenze inverse degli spettri  $\gamma$  misurati a  $90^\circ$  in funzione dell'energia incidente per nucleone, riportata in figura B.1, mostra anche una variazione con l'energia incidente  $E_p$  che si può stimare del tipo  $E_0 (\text{MeV}) \approx \frac{1}{3}$  o  $\frac{1}{4} E_p (\text{MeV}/A)$ .

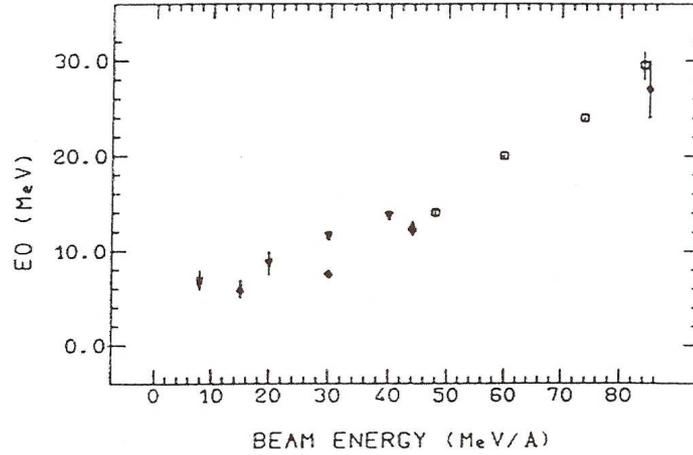


Figura B.1: Pendenza inversa  $E_0$  misurata a  $90^\circ$  in funzione dell'energia incidente per nucleone. Le barre corrispondono a variazioni di  $E_0$  per differenti combinazioni proiettile–bersaglio.

In [105] le variazioni di  $E_0$  in funzione dell'energia incidente vengono parametrizzate secondo la relazione:

$$E_0 = 1.1 \cdot \left( \frac{E_p - V_c}{A_p} \right)^{0.72} \quad (\text{B.5})$$

dove  $V_c$  ed  $A_p$  rappresentano rispettivamente la barriera coulombiana e la massa del proiettile.

### B.1.1 Molteplicità differenziale di $\gamma$ di alta energia

I risultati riportati nel paragrafo precedente si riferiscono a misure inclusive dei  $\gamma$  di alta energia emessi in seguito a processi di Bremsstrahlung nucleone–nucleone. Nel caso di misure in cui i  $\gamma$  vengono osservati in coincidenza con specifici canali di reazione, si è osservato [50, 106] che gli spettri  $\gamma$  hanno ancora un andamento esponenziale e che, in analogia al caso inclusivo, la molteplicità  $\gamma$  doppiamente differenziale in energia ed angolo solido e per bin di molteplicità delle particelle rivelate in coincidenza si può scrivere come:

$$\frac{d^2 M_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = \frac{P_0}{E_0} N_{np}(\nu) \exp\left(-\frac{E_\gamma}{E_0}\right) = \frac{A_\gamma}{E_0} \exp\left(-\frac{E_\gamma}{E_0}\right) \quad (\text{B.6})$$

dove  $N_{np}(\nu)$  rappresenta il numero di collisioni n–p per ciascun bin di molteplicità di particelle e per  $P_0$  si è utilizzato il valore determinato nelle misure inclusive ( $P_0 = 10^{-4} \text{sr}^{-1}$ ).

# Bibliografia

- [1] K.A. Snover, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36**, (1986) 545
- [2] J.J. Gaardhøje, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **42**, (1992) 483
- [3] Ph. Chomaz et al., *Nucl. Phys.* **A563**, (1993) 509
- [4] P.F. Bortignon et al., *Nucl. Phys.* **A583**, (1995) 101c
- [5] V. Baran et al., *Nucl. Phys.* **A600**, (1996) 111
- [6] C. Simenel et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, (2000) 2971
- [7] C.H. Dasso, H. Sofia, e A. Vitturi, *Eur. Phys. J.* **A12**, (2001) 279
- [8] V. Baran et al., *Nucl. Phys.* **A679**, (2001) 373
- [9] V. Baran et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, (2001) 182501
- [10] S. Flibotte et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, (1996) 1448
- [11] M. Cinausero et al., *Il Nuovo Cimento* **111**, (1998) 613
- [12] D. Pierroutsakou et al., *Eur. Phys. J.* **A17**, (2003) 71
- [13] G.C. Baldwin e G.S. Klaiber, *Phys. Rev.* **71**, (1947) 3
- [14] H. Steinwedel e J.H.D. Jensen, *Z. Naturforsch* **5A**, (1950) 413
- [15] A. Bohr, B. Mottelson, "*Nuclear structure*", Benjamin, New York (1975)
- [16] M. Goldhaber e E. Teller, *Phys. Rev.* **74**, (1948) 1046
- [17] W.D. Myers, W.J. Swiatecki et al., *Phys. Rev.* **C15**, (1977) 2032
- [18] R.A. Broglia et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **28**, (1992) 517
- [19] Y. Alhassid et al., *Nucl. Phys.* **A469**, (1987) 205

- 
- [20] M. Danos, *Nucl. Phys.* **5**, (1958) 23
- [21] J. Wambach, *Contemporary Phys.* **32**, (1991) 291
- [22] L. Landau, *Sov. Phys. JETP* **3**, (1956) 920
- [23] Y. Alhassid e B. Bush, *Nucl. Phys.* **A509**, (1990) 461
- [24] Y. Alhassid e B. Bush, *Nucl. Phys.* **A531**, (1991) 1
- [25] G.F. Bertsch et al., *Rev. Mod. Phys.* **55**, (1983) 287
- [26] P. Ring e P. Schuck, "The Nuclear Many-Body Problem", Springer-Verlag
- [27] D.M. Brink, *Nucl. Phys.* **4**, (1957) 215
- [28] P. Axel, *Phys. Rev.* **126**, (1962) 671
- [29] J.O. Newton et al., *Phys. Rev. Lett.* **46**, (1981) 1383
- [30] H. Sagawa e G.F. Bertsch, *Phys. Lett.* **B146**, (1984) 138
- [31] M. Barranco et al., *Phys. Lett.* **B154**, (1985) 96
- [32] E. Lipparini e S. Stringari, *Nucl. Phys.* **A482**, (1988) 205c
- [33] F. Garcias et al., *Z. Phys. A-Atomic Nuclei* **337**, (1990) 261
- [34] J.J. Gaardhøje et al., *Phys. Rev. Lett.* **56**, (1986) 1783
- [35] D.R. Chakrabarty et al., *Phys. Rev.* **C36**, (1987) 1886
- [36] J.J. Gaardhøje et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, (1987) 1409
- [37] J.J. Gaardhøje, *Nucl. Phys.* **A488**, (1988) 261c
- [38] A. Bracco et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, (1989) 2080
- [39] A. Bracco et al., *Nucl. Phys.* **A519**, (1990) 47c
- [40] A. Bracco et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, (1995) 3748
- [41] D. Pierroutsakou et al., *Nucl. Phys.* **A600**, (1996) 131
- [42] P.F. Bortignon et al., *Nucl. Phys.* **A460**, (1986) 149
- [43] P.F. Bortignon et al., *Nucl. Phys.* **A495**, (1989) 155c
- [44] P.F. Bortignon et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, (1991) 3360

- [45] F.V. De Blasio et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, (1992) 1663
- [46] M. Gallardo et al., *Nucl. Phys.* **A443**, (1985) 415
- [47] A. Smerzi et al., *Phys. Rev.* **C44**, (1991) 1713
- [48] A. Smerzi et al., *Phys. Lett.* **B320**, (1994) 216
- [49] E. Ramakrishnan et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, (1996) 2025
- [50] N. Herrmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, (1988) 1630
- [51] K. Yoshida et al., *Phys. Lett.* **B245**, (1990) 7
- [52] J. Kasagi et al., *Nucl. Phys.* **A538**, (1992) 585c
- [53] J. Kasagi e K. Yoshida, *Nucl. Phys.* **A569**, (1994) 195c
- [54] T. Suomijärvi et al., *Phys. Rev.* **C53**, (1996) 2258
- [55] Ph. Chomaz, *Nucl. Phys.* **A569**, (1994) 203c
- [56] Ph. Chomaz, *Phys. Lett.* **B347**, (1995) 1
- [57] L. Campajola et al., *Z. Phys.* **A352**, (1995) 352
- [58] M. Sandoli et al., *Z. Phys.* **A357**, (1997) 67
- [59] D. Pierroutsakou et al., *Eur. Phys. J.* **A16**, (2003) 423
- [60] W.J. Swiatecki, *Phys. Scr.* **24**, (1981) 113
- [61] M. Thoennessen et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, (1993) 4055
- [62] M. Thoennessen et al., *Phys. Rev.* **C51**, (1995) 3148
- [63] W.R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer-Verlag
- [64] D.H. Perkins, "Introduction to High Energy Physics", Addison – Wesley
- [65] R. Brun et al., *CERN Report No. CERN-DD/EE/84-1* (unpublished, 1986)
- [66] G. Bellia et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A329**, (1993) 173
- [67] G.F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", 2<sup>nd</sup> edit., J. Wiley&Sons
- [68] M.P. Kelly et al., *Phys. Rev.* **C56**, (1997) 3201

- [69] H. Morgenstern et al., *Phys. Rev. Lett.* **52**, (1984) 1104
- [70] M.P. Kelly et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, (1999) 3404
- [71] A. Gavron. *Phys. Rev.* **C21**, (1980) 230
- [72] F. Puhlhofer, *Nucl. Phys.* **A280**, (1977) 267; M. N. Harakeh extended version (private communication)
- [73] E. Migneco et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A314**, (1992) 31
- [74] A. Del Zoppo et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A327**, (1993) 363
- [75] T. Matulewicz et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A274**, (1989) 501
- [76] R. Alba et al., *Phys. Lett.* **B322**, (1994) 38
- [77] H. Nifenecker e J.A. Pinston, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **40**, (1990) 113
- [78] B.A. Remington et al., *Phys. Rev. Lett.* **57**, (1986) 2909
- [79] R. Heuer et al., *Z. Phys.* **A330**, (1988) 315
- [80] R.J. Vojtech et al., *Phys. Rev.* **C40**, (1989) R2441
- [81] A. Bonasera et al., *Phys. Lett.* **B221**, (1989) 233
- [82] A. Bonasera et al., *Phys. Rep.* **243**, (1994) 1
- [83] T. Papenbrock e G.F. Bertsch, *Phys. Rev. Lett.* **80**, (1998) 4141
- [84] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1962)
- [85] D. Pierroutsakou et al., *Phys. Rev.* **C71**, (2005) 054605
- [86] D. Bonanno, *Ph.D. Thesis* (2003), unpublished
- [87] W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys.* **A376**, (1982) 275
- [88] P. Armbruster, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **50**, (2000) 411
- [89] Y. Aritomo et al., "Calculation of Formation and Decay of Heavy Compound Nuclei", *International Workshop on Fusion Dynamics at the Extremes*, World Scientific, 123 (2000); E. A. Cherepanov, *ibidem* 186 (2000).
- [90] J.M. Blatt e V.F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (Wiley, New York, 1952)
- [91] T.D. Thomas, *Nucl Phys.* **53**, (1964) 577

- 
- [92] W. Hauser e H. Feshbach, *Phys. Rev.* **87**, (1952) 366
- [93] D.W. Lang et al., *Nucl. Phys.* **77**, (1966) 545
- [94] J. Gilat et al., *Phys. Rev.* **C1**, (1970) 1432
- [95] W. Dilg et al., *Nucl. Phys.* **A217**, (1973) 269
- [96] P.M. Endt e C. Van der Leun, *Nucl. Phys.* **A235**, (1974) 27
- [97] P.M. Endt, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **26**, (1981) 47
- [98] S. Cohen, F. Plasil e W.J. Swiatecki, *Ann. of Phys.* **82**, (1974) 557
- [99] D. Brink, *Ph.D Thesis*, Oxford University (1955), Unpublished
- [100] E. Hayward, Giant Multipole Resonances (1980), Nuclear Science Research Conference Series, Vol. 1, 275
- [101] P.F.M. Koehler et al., *Phys. Rev. Lett.* **18**, (1967) 933
- [102] J.A. Edgington e B. Rose, *Nucl. Phys.* **89**, (1966) 523
- [103] H. Nifenecker e J.A. Pinston, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **23**, (1989) 271
- [104] M. Prakash et al., *Phys. Rev.* **C37**, (1988) 1959
- [105] W. Cassing et al., *Phys. Rep.* **188**, (1990) 364
- [106] M. Kwato Njock et al., *Nucl. Phys.* **A488**, (1988) 503c



# Elenco delle figure

1.1	<i>Sezione d'urto totale di fotoassorbimento per il nucleo <math>^{197}\text{Au}</math></i>	3
1.2	<i>Rappresentazione schematica di oscillazioni dipolari in un nucleo, secondo i modelli di (a) Steinwedel – Jensen e (b) Goldhaber – Teller</i>	4
1.3	<i>Rappresentazione schematica della relazione che lega la sezione d'urto di fotoassorbimento alla forma del nucleo.</i>	6
1.4	<i>Spettro in energia dei <math>\gamma</math> emessi in seguito alla diseccitazione di un nucleo composto formatosi in seguito ad una reazione di fusione tra ioni pesanti</i>	12
1.5	<i>Piano Energia di eccitazione (<math>E^*</math>) – Momento angolare (<math>J</math>) e linea Yrast</i>	13
1.6	<i>Asimmetria di massa <math>\Delta_m</math> in funzione della fissilità relativa <math>X_0</math> per i nuclei di <math>^{164}\text{Yb}</math> (<math>\square</math>) e <math>^{110}\text{Sn}</math> (<math>\times</math>).</i>	23
2.1	<i>Spettri di emissione di un <math>\text{BaF}_2</math> misurati a diverse temperature.</i>	28
2.2	<i>Geometria di un cluster costituito da 7 cristalli di <math>\text{BaF}_2</math>.</i>	29
2.3	<i>Rappresentazione schematica di un PPAC.</i>	32
3.1	<i>Rappresentazione schematica dell'apparato di rivelazione SERPE. Sono visualizzati solo cinque dei cluster utilizzati in quanto il rimanente cluster è posto ancora ad un angolo <math>\theta = 90^\circ</math> e ad un angolo <math>\phi = 90^\circ</math>.</i>	37
3.2	<i>Diagramma a blocchi delle catene elettroniche collegate ad ogni PPAC e ad ogni <math>\text{BaF}_2</math>, e schema logico del Master Trigger utilizzato nelle misure <math>^{32,36}\text{S} + ^{100,96}\text{Mo}</math>.</i>	41

3.3	<i>Spettri dei tempi di volo ottenuti (a) con un BaF<sub>2</sub> e (b) con uno dei PPAC nella reazione <math>^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}</math> nei quali sono indicate le coincidenze fortuite.</i>	43
3.4	<i>Spettro dei tempi di volo ottenuto con un BaF<sub>2</sub> nel corso della reazione <math>^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}</math>.</i>	45
3.5	<i>Matrice della perdita di energia <math>\Delta E</math> dei frammenti rivelati in uno dei PPAC (eventi singoli e di coincidenza) per la reazione <math>^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}</math> in funzione del loro tempo di volo.</i>	46
3.6	<i>Molteplicità differenziale in energia dei <math>\gamma</math> rivelati in coincidenza con i residui di evaporazione nel corso delle reazioni <math>^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}</math> (quadrati) e <math>^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}</math> (cerchi) ottenuta nel sistema di riferimento del centro di massa utilizzando tutti i cluster di BaF<sub>2</sub>.</i>	50
3.7	<i>Spettri linearizzati nel sistema di riferimento del centro di massa nucleo - nucleo per le reazioni <math>^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}</math> (quadrati) e <math>^{36}\text{S} + ^{96}\text{Mo}</math> (cerchi). La linea solida rappresenta uno spettro <math>\gamma</math> teorico linearizzato calcolato mediante il codice CASCADE e corretto per tenere conto della funzione di risposta dell'apparato sperimentale.</i>	52
4.1	<i>Foto dell'apparato sperimentale.</i>	55
4.2	<i>Struttura ad anelli (a sinistra) e sezione lungo il piano verticale (a destra), contenente l'asse del fascio, dell'apparato di rivelazione MEDEA. Nella figura a destra viene riportata l'esatto valore dell'angolo polare al quale è posizionato ciascun anello.</i>	56
4.3	<i>Rappresentazione schematica dell'apparato di rivelazione MEDEA + PPAC.</i>	56
4.4	<i>Diagramma a blocchi delle catene elettroniche collegate ad ogni PPAC e ad ogni BaF<sub>2</sub>, e schema logico del Trigger utilizzato nelle misure <math>^{40,36}\text{Ar} + ^{92,96}\text{Zr}</math>.</i>	57
4.5	<i>Matrice "componente fast" vs "energia totale" ottenuta con un BaF<sub>2</sub> posto a <math>\theta = 90^\circ</math> nella reazione <math>^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}</math> a <math>E_{\text{lab}} = 15.1</math> MeV/nucleone.</i>	62

- 4.6 *Matrice "tempo di volo" vs "energia totale" ottenuta con un BaF<sub>2</sub> posto a  $\theta = 90^\circ$  nella reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  a  $E_{\text{lab}} = 15.1$  MeV/nucleone e contorni relativi alla rivelazione di raggi  $\gamma$  (a sinistra) e protoni (a destra). . . . . 63*
- 4.7 *Matrice  $\Delta E$ -ToF dei frammenti rivelati in uno dei PPAC (eventi singoli e di coincidenza) nella reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  a  $E_{\text{lab}} = 15.1$  MeV/nucleone. . . . . 64*
- 4.8 *Molteplicità differenziale in energia ed angolo solido dei protoni rivelati in coincidenza con i residui di evaporazione nel corso delle reazioni  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (cerchi) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (quadrati) ad un angolo  $\theta = 160^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente. . . . . 67*
- 4.9 *Molteplicità doppiamente differenziale in energia ed angolo solido dei protoni emessi in coincidenza con i residui di evaporazione nel corso delle reazioni  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (a sinistra) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (a destra) ad un angolo  $\theta = 160^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente. La linea solida è il risultato del fit ad una sorgente effettuato secondo la (4.3.1). . . . . 69*
- 4.10 *Molteplicità differenziale in energia dei  $\gamma$  emessi nel corso delle reazioni di fusione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (cerchi) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (quadrati) ottenuta utilizzando i BaF<sub>2</sub> appartenenti agli anelli posti a  $\theta = 90^\circ$ . Nella stessa figura viene riportata con i triangoli la differenza tra gli spettri sperimentali. . . . . 71*
- 4.11 *Spettri linearizzati ottenuti utilizzando i BaF<sub>2</sub> appartenenti agli anelli posti a  $\theta = 90^\circ$  per le reazioni  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (cerchi) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (quadrati). . . . . 72*
- 4.12 *Spettri sperimentali dei  $\gamma$  rivelati a  $\theta = 90^\circ$  e contributo di bremsstrahlung per la reazione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (linea tratteggiata) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (linea solida). . . . . 74*
- 4.13 *Spettri in energia dei  $\gamma$  rivelati a  $\theta = 90^\circ$  e ai quali è stata sottratta la corrispondente componente di bremsstrahlung per la reazione di fusione  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (linea tratteggiata) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (linea solida). . . . . 75*

- 4.14 *Spettri linearizzati per le reazioni  $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}$  (cerchi) e  $^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}$  (quadrati) ottenuti utilizzando i  $\text{BaF}_2$  posti ad un angolo  $\theta = 90^\circ$ . La linea solida rappresenta uno spettro teorico linearizzato calcolato mediante il codice CASCADE e corretto per tenere conto della funzione di risposta dell'apparato sperimentale . . . . . 76*
- 5.1 *Spettri sperimentali linearizzati per la reazione quasi simmetrica in  $N/Z$  (cerchi) e per la reazione fortemente asimmetrica in  $N/Z$  (quadrati) ottenuti nel sistema di riferimento del centro di massa ad energia incidente di 6 MeV/nucleone (in alto), e per un angolo  $\theta = 90^\circ$  ad energie incidenti di 9 MeV/nucleone (al centro) e  $\sim 16$  MeV/nucleone (in basso). . . . . 80*
- 5.2 *Differenza tra le molteplicità differenziali in energia dei  $\gamma$  emessi in coincidenza con i residui di evaporazione nel corso della reazione fortemente asimmetrica in  $N/Z$  e della reazione quasi simmetrica in  $N/Z$  ad un angolo  $\theta = 90^\circ$  rispetto alla direzione del fascio incidente alle energie incidenti di 9 MeV/nucleone (a sinistra) e di  $\sim 16$  MeV/nucleone (a destra). . . . . 83*
- 5.3 *Differenze sperimentali di figura 5.2 e corrispondenti fit (linea solida) effettuati utilizzando la funzione (5.1). . . . . 84*
- 5.4 *Evoluzione temporale del momento di dipolo nello spazio delle coordinate  $D(t)$  (linea solida) e nello spazio dei momenti  $DK(t)$  (linea tratteggiata) e correlazione  $(D(t), DK(t))$  nello spazio delle fasi per il sistema  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  ad energia incidente di 6 e 9 MeV/nucleone per  $b = 2$  fm. . . . . 87*
- 5.5 *Spettri associati ai  $\gamma$  dipolari di pre-equilibrio per il sistema  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  ad energia incidente di 6 e 9 MeV/nucleone (linea solida) e spettro di emissione di  $\gamma$  statistici al primo stadio della catena di diseccitazione (linea tratteggiata) per tre valori del parametro d'urto. . . . . 88*

- 5.6 *Proiezione sul piano di reazione dei diagrammi di densità della dinamica del processo di fusione per la reazione  $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$  ad energia incidente di 6 e 9 MeV/nucleone. L'ascissa rappresenta l'asse del fascio (unità in fm). . . . . 90*
- 5.7 *Tavola dei nuclidi in funzione del numero atomico  $Z$  (asse verticale) e del numero di neutroni  $N$  (asse orizzontale). I quadrati neri formano la "valle di stabilità" ovvero i nuclei stabili ed i nuclei aventi vite medie molto lunghe ( $\sim 10^8 \div 10^{10}$  anni). La regione gialla indica i nuclei con vite medie brevi, ma che sono stati prodotti e studiati in laboratorio. . . . . 92*
- 5.8 *Carta dei nuclidi nella regione degli elementi superpesanti. Con i tre colori vengono indicate le diverse reazioni, descritte nel testo, utilizzate per produrre nuclei superpesanti. . . . . 93*
- B.1 *Pendenza inversa  $E_0$  misurata a  $90^\circ$  in funzione dell'energia incidente per nucleone. Le barre corrispondono a variazioni di  $E_0$  per differenti combinazioni proiettile-bersaglio. . . . . 119*



# Elenco delle tabelle

1.1	<i>Aumento percentuale nell'emissione di <math>\gamma</math> dipolari negli spettri linearizzati osservato nel sistema fortemente asimmetrico in <math>N/Z</math> (in parentesi è riportato l'intervallo di energia nel quale si osserva l'aumento suddetto), energia incidente, energia di eccitazione del nucleo composto, momento di dipolo iniziale <math>D(t = 0)</math> calcolato dalla (1.23) per <math>r_0 = 1.2</math> fm, e asimmetria di massa iniziale per ciascuna reazione. . . . .</i>	19
4.1	<i>Valori di <math>A_0</math> ed <math>E_0</math> estratti dai fit, secondo la funzione (4.7), dei dati sperimentali relativi alle reazioni di fusione <math>^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Zr}</math> ed <math>^{36}\text{Ar} + ^{96}\text{Zr}</math> nell'intervallo di energia compreso tra 32 e 53 MeV e tra 35 e 56 MeV, rispettivamente. . . . .</i>	73
5.1	<i>Aumento percentuale nell'emissione di <math>\gamma</math> dipolari negli spettri linearizzati osservato nel sistema fortemente asimmetrico in <math>N/Z</math> (in parentesi è riportato l'intervallo di energia nel quale si osserva l'aumento suddetto), energia incidente, energia di eccitazione del nucleo composto, momento di dipolo iniziale <math>D(t = 0)</math>, calcolato dalla (1.23) per <math>r_0 = 1.2</math> fm, e asimmetria di massa iniziale per ciascuna reazione. Ai risultati della tabella 1.1 sono stati aggiunti quelli relativi al presente lavoro di tesi. . . . .</i>	81



# Ringraziamenti

Sono passati tre anni ed alla fine di questo lungo lavoro risulta doveroso ringraziare tutti coloro che mi hanno aiutato, in qualunque modo, a portare a termine questo percorso.

In primo luogo vorrei ringraziare il Prof. Mario Sandoli per avermi accolto nel suo gruppo di ricerca permettendomi di fare questa esperienza. Un ringraziamento speciale va alla Dott.<sup>ssa</sup> Dimitra Pierroutsakou per avermi seguito con costanza nel corso di tutti e tre gli anni e per avermi insegnato tutto quello che so sulla GDR. Preziosissime sono state le lunghe discussioni che mi hanno permesso di maturare e di accrescere il mio interesse per questo tipo di ricerca, e fondamentale è stato il suo aiuto nella correzione di questa tesi.

Un altro ringraziamento molto particolare va al Prof. Gianni Inglema che ha contribuito moltissimo alla mia formazione non solo dal punto di vista scientifico, ma anche dal punto di vista umano aiutandomi ad affrontare con determinazione i momenti più difficili.

Non ci si può esimere da un sentitissimo ringraziamento a tutta la collaborazione catanese per la loro ospitalità e per l'insostituibile contributo nella realizzazione dell'esperimento effettuato ai Laboratori Nazionali del Sud: Rosa Alba, Rosita Coniglione, Giuseppe Cardella, Antonio Del Zoppo, Piera Sapienza, Concettina Maiolino, Clementina Agodi, Angelo Pagano, Paolo Piattelli, Sara Pirrone, ed in particolare Enrico De Filippo e Domenico Santonocito per la loro disponibilità ed il preziosissimo aiuto che mi hanno dato anche in seguito all'esperimento, per l'analisi dei dati.

Un caro ringraziamento va anche agli altri componenti del nostro gruppo, il Dott. Marco La Commara ed il Dott. Mauro Romoli per la loro disponibilità nei miei confronti e per avermi sempre dato degli ottimi con-

sigli. Ringrazio inoltre il Prof. Emanuele Vardaci per aver sempre ascoltato e prontamente avermi aiutato a risolvere i molteplici problemi informatici incontrati nel corso di questi tre anni.

Vorrei ringraziare di tutto cuore anche due amici, più che due colleghi, con i quali ho condiviso le movimentate ma anche divertenti trasferte catanesi: Tudor Glodariu la cui simpatica malizia mi tiene ancora compagnia via email e mi ha strappato un sorriso anche nei momenti più duri, e Marco Mazzocco compagno anche di pizze "a go-go" qui a Napoli ma che da quando è "emigrato" in germania purtroppo sento molto poco.

Non pensiate che mi sia dimenticata dei cari amici *valenciani*! Vorrei rivolgere un ringraziamento speciale ad Angelo Rinollo, Fausto Carace, Gianluca Pizzone, Marco La Cognata, Marco Mazzocco, Marina Barbui e Sonja Orrigo per la loro calda accoglienza che ha reso la mia permanenza nelle loro città sempre molto divertente, per le bellissime scuole frequentate insieme, per la loro simpatia e la loro amicizia. Sono fiera di essere stata promossa "ad honorem" all'*Ordine dei Cavalieri di S. Tecla* e mi auguro con tutto il cuore che il futuro ci riservi ancora moltissime adunate valenciane ovunque nel mondo.

Un doveroso ringraziamento è da rivolgere a Guido Celentano per l'enorme pazienza avuta nel sopportare tutti noi dottorandi e l'immenso aiuto che ci ha sempre dato e continua tuttora a darci: purtroppo non è ancora finita per lui! Ed un grazie anche a Benedetta, la mia compagna di ufficio, per aver affrontato insieme le piccole difficoltà incontrate nel corso del dottorato.

Alla fine di questo lungo percorso di studio vorrei rivolgere un grazie immenso ai miei genitori per avermi permesso di studiare, per essere sempre stati dalla mia parte e per la fiducia che hanno sempre riposto e continuano a riporre in me. Vorrei ringraziare anche i miei fratelli Natascia e Riccardo per l'allegria che trovo in casa la sera dopo il lavoro e per aver trovato sempre una parola di conforto nei momenti più difficili.

Per concludere, un ringraziamento molto speciale spetta al mio fidanzato Armando per la pazienza che ha da quasi 10 anni, per credere in me più di quanto faccia io stessa, per essere il mio punto di riferimento. Spero che lui sappia che potrebbe cascare il mondo senza scalfirmi purché rimanesse lui al mio fianco.