



HAL
open science

**Etude du processus de fusion dans les réactions
 $28\text{Si}+28\text{Si}$ et $28\text{Si}+12\text{C}$: recherches d'effets de
déformation dans les noyaux composés 56Ni et 40Ca**

Marc Rousseau

► **To cite this version:**

Marc Rousseau. Etude du processus de fusion dans les réactions $28\text{Si}+28\text{Si}$ et $28\text{Si}+12\text{C}$: recherches d'effets de déformation dans les noyaux composés 56Ni et 40Ca . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2000. Français. NNT : . tel-00389303

HAL Id: tel-00389303

<https://theses.hal.science/tel-00389303>

Submitted on 28 May 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

IReS-01-02
N°. d'ordre 3669

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité : Physique Nucléaire

par

Marc ROUSSEAU

Titre :

Etude du processus de fusion dans les réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ et $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$: recherches d'effets de déformation dans les noyaux composés ^{56}Ni et ^{40}Ca

Soutenue le vendredi 08 décembre 2000 devant la commission d'examen :

J.C. Sens	President et rapporteur interne
M. Meyer	Rapporteur externe
N. Alamanos	Rapporteur externe
C. Beck	Directeur de thèse
W. von Oertzen	
J. Bartel	

Ce travail de thèse a pu être réalisé grâce au soutien financier du conseil régional d'Alsace.

Remerciements

Une thèse est le fruit de plusieurs années de travail, c'est également un travail d'équipe. Il est donc très difficile de remercier toutes les personnes ayant pris part à ce travail.

Je tiens en premier lieu à remercier Christian BECK de m'avoir accueilli dans son équipe de recherche. Je le remercie également de m'avoir fait partager ses connaissances et compétences durant ces trois années sans oublier ses cafés "réparateurs" du matin. Ce travail n'aurait pu aboutir sans le savoir faire de Volker RAUCH. Je tiens à le remercier de m'avoir inculqué un peu de ses grandes connaissances sur la détection des particules chargées et pour son aide précieuse durant l'analyse des données expérimentales. Finalement, j'aimerais vous remercier tous les deux pour votre amitié.

Je tiens également à remercier madame M. MEYER, messieurs J.C. SENS, N. ALAMANOS, W. VON OERTZEN et J. BARTEL d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, pour leurs lectures attentives de ce document et pour leurs conseils.

Parfois une expérience et/ou une thèse se joue à peu de chose. J'aimerais dans ce sens remercier pour leurs compétences (même après les heures "syndicales") Jean DEVIN, Christian FUCHS et Denis STAUB. Je souhaite également remercier messieurs J.P. STOQUERT et A. PAPE de m'avoir cordialement donné un peu de leur temps pour l'analyse RBS. Je tiens aussi à remercier le groupe de Mulhouse (GRPHE) pour m'avoir, entre autre, permis d'utiliser leur espace mémoire et leur temps CPU, sans vous mes codes tourneraient encore et vous ne seriez pas en train de lire cette thèse. Pour clore ce paragraphe, un grand merci à toute l'équipe du VIVITRON de m'avoir accueilli, de leur amabilité durant les longues nuits de shifts où j'étais "assistant" opérateur et de la qualité des faisceaux qu'ils nous ont fourni au cours des deux expériences.

Une thèse c'est trois ans de travail, c'est donc également beaucoup de rencontres. Je remercie donc les gens que j'ai pu côtoyer au cours de ces trois années. Je pense en particulier aux "Blasteurs" du couloir et entre autre à Boris et Christophe. Je pourrais faire un paragraphe entier sur mon sous-fifre, mais il ferait trop le malin ... Paul je te remercie donc pour la lecture attentive et les corrections que tu as apporté à ce travail. Je te remercie aussi pour ta bonne humeur, tes légendes et surtout celles que nous avons créées ensemble en Italie. Je remercie également Inma, Suzana, Olivier, Monsieur et Madame Pachoud (pour moi aussi le voyage à Grasse a été, malgré le niveau sonore dans le compartiment, mémorable...).

Un labo, souvent, on ne fait qu'y passer. Je n'oublie pas les gens qui sont partis. Merci donc à Christian et Zouzou pour leurs aides et pour les joyeuses soirées au 102h et ailleurs. Zouzou, merci aussi pour ton canapé rouge que j'ai occupé bien longtemps. Je ne peux finir ce paragraphe sans parler de Fabien et Julien qui m'ont lâchement abandonné à Strasbourg. Je les remercie tous les deux pour ce qu'ils sont, que notre amitié et nos discussions durent encore longtemps.... Et vive la saison raclette.

Une thèse, c'est aussi tout le reste. C'est les amis avec qui j'ai fait tellement de choses, ceux qui font le sel de la vie et qui ont réussi, malgré tout, à supporter mon sale caractère. Je remercie entre autres tous les gens "non spécialistes" qui ont eu le courage de m'écouter pendant ma soutenance de thèse, très peu ont dormi (mais j'ai les noms...). Je tiens, dans ce paragraphe, à remercier plus particulièrement tous les "Chromophoniques". Un très grand merci à Myriam et al. pour sa lecture non "statique" de ce mémoire et pour avoir réussi, enfin je l'espère, à éradiquer toutes les fautes d'orthographe de ce manuscrit. C'était pas gagné.... J'aimerais également remercier Mary sans qui, je pense, je n'aurais certainement pas commencé cette thèse.

Il m'est souvent très difficile d'exprimer mes sentiments, ceci l'est encore plus dans un texte. Un million de mercis à toi Saïda. Comment aurais-je pu finir ce travail sans toi ? Tu as toujours été là, surtout dans les moments difficiles. Tu as réussi à supporter mes sautes de caractères et les nombreux jours de mauvaises humeurs (si communicatives...). Alors encore merci pour tout et bravo.

Finalement, j'aimerais remercier mes parents. Vous m'avez donné l'envie de faire des études et permis matériellement de les réaliser. Alors pour ça et tout le reste, encore mille mercis à vous.

Je dédie ce mémoire de thèse à mon oncle, je pense à toi.

Table des matières

Remerciements	3
1. Introduction	7
2. Méthodes expérimentales	11
2.1 Introduction	11
2.2 Le VIVITRON	11
2.3 Le multidétecteur ICARE	11
2.3.1 Détection des ions lourds.	13
2.3.2 Détection des particules légères chargées.	13
2.3.3 Les scintillateurs inorganiques CsI(Tl)	15
2.3.4 Caractéristiques générales d'ICARE.	20
2.4 Dispositifs expérimentaux.	20
2.4.1 Dispositif expérimental de l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6$ MeV . .	21
2.4.2 Dispositif expérimental de l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180.0$ MeV . .	22
2.5 Faisceaux et cibles	23
2.6 Electronique associée et acquisition des données	24
2.6.1 Electronique associée à l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6$ MeV	25
2.6.2 Electronique associée à l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180.0$ MeV	27
2.6.3 Acquisition des données	27
2.7 Analyse des données	27
2.7.1 Traitement hors ligne	27
2.7.2 Etalonnage en énergie des détecteurs	30
3. Résultats expérimentaux	39
3.1 Mesures inclusives	39
3.1.1 Introduction	39
3.1.2 Etude des produits de réaction	40
3.1.3 Etude des particules légères chargées.	56
3.2 Mesures exclusives	62
3.2.1 Etude des particules légères chargées dans la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$. . .	64
3.2.2 Etude des particules légères chargées dans la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$. . .	74
4. Discussion	87
4.1 Modèle de Hauser-Feshbach Etendu	88
4.1.1 Formalisme de Hauser-Feshbach pour l'évaporation de particules légères	88

4.1.2	Extension du formalisme de Hauser-Feshbach aux processus de fission	90
4.1.3	Paramétrisation des coefficients de transmission et procédure de calcul	91
4.2	Code d'évaporation CASCADE	93
4.2.1	Description du Code CACARIZO	98
4.3	Confrontation aux résultats expérimentaux	99
4.3.1	Comparaison des voies binaires au code EHF.	99
4.3.2	Etude de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$	102
4.3.3	Etude de la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$	114
4.3.4	Conclusion sur la comparaison avec le code CACARIZO.	121
4.3.5	Emission d'agrégats de ^8Be dans la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$	124
5.	Conclusion	135
	Bibliographie	137
	Annexe	155
	Epilogue	159

Chapitre 1.

Introduction

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse s'inscrivent dans le cadre plus général de l'étude systématique des processus de fusion-fission qui ont été découverts il y a quelques années de façon assez inattendue dans les réactions entre ions lourds "légers" [Bec96a, San99]. En effet, au cours de cette dernière décennie, beaucoup de travaux aussi bien théoriques [San91, Mat97] qu'expérimentaux [Dje92, Bec92, Bec93, Cav95, Nou96, Bec96b, Nou97, Bec98, Cav98, Nou99, Bec00b, Mah96] ont été publiés dans le but de comprendre les processus de décroissances des systèmes di-nucléaires légers ($A \leq 60$) formés par réaction d'ions lourds à basse énergie de bombardement ($E_{lab} \leq 10$ MeV/nucléon). Dans la plupart des réactions étudiées, les propriétés des noyaux complètement relaxés en énergie peuvent être décrites par des modèles de fusion-fission [San91, Mat97], avec cependant la possibilité d'une compétition importante des résonances moléculaires [Bec00b] avec le processus de fusion-fission dans les collisions entre noyaux à sous-structure α .

Le contexte :

L'observation de structures résonnantes dans les fonctions d'excitation élastique et inélastiques des systèmes formés de noyaux à sous-structure α $^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$ [Zur83] et $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ [Bett81a, Bett81b, Bett81c, Nou99, Bec00b] (Voir Figure 1.1) indique la présence de configurations très déformées respectivement dans les noyaux ^{48}Cr et ^{56}Ni . La similitude de forme entre les molécules nucléaires, les isomères de forme, les isomères de fission, les états superdéformés et hyperdéformés permet d'envisager la possibilité d'une compréhension globale des mécanismes qui leur sont associés. Le phénomène de superdéformation (SD) a d'abord été observé dans plusieurs régions de masse [Twi86, Jan91, Mey92, Bak95] $A \approx 130$, $A \approx 150$, $A \approx 190$ et ensuite pour des noyaux de masse plus légère [Sin95, Han96, Gal98] $A \approx 80$ et $A \approx 60$. L'étude de la structure des noyaux $N=Z$ très légers comme ^{36}Ar , ^{48}Cr et ^{56}Ni est devenue plus récemment un sujet particulièrement "chaud". Le cas du noyau doublement magique ^{56}Ni est à ce jour le cas le plus intéressant dans la mesure où des bandes déformées et SD ont été mises en évidence [Rud99a, Rud99b, Miz00]. Ce

dernier cas étant probablement le précurseur de la SD dans la région de masse $A \approx 60$ [Sve97, Sve98, Rud98, Sve99, yu99, Mac00a, Mac00b, And00]. Le noyau ^{48}Cr est maintenant bien connu, aussi bien du point expérimental [Len96, Cam96, Bra98] qu'au niveau théorique, alors que des bandes SD ont très récemment été découvertes dans le noyau ^{36}Ar [Sve00]. Tous ces travaux de spectroscopie γ sur la SD ont amplement contribué au développement des connaissances de la matière nucléaire, de sa structure et des interactions mises en jeu à haut moment angulaire.

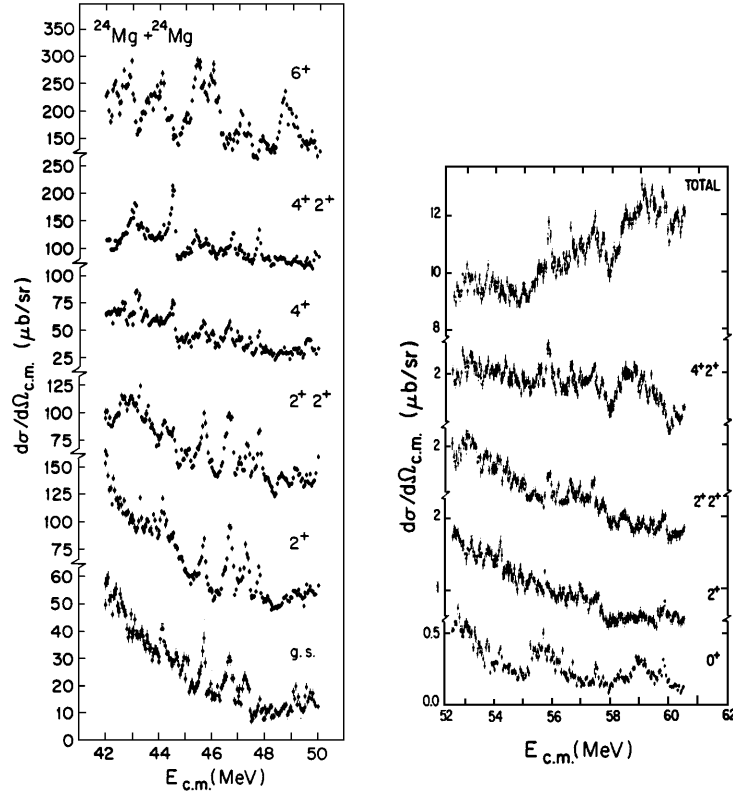


FIG. 1.1: *Fonctions d'excitations élastique et inélastiques des systèmes $^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$ (Figure de gauche) et $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ (Figure de droite) tirées des références [Zur83] et [Bett81c].*

Les motivations :

C'est dans cet esprit qu'il y a quelques années [Nou97] notre équipe avait utilisé le multidétecteur EURO GAM PHASE II dans le but d'étudier une éventuelle population préférentielle de bandes très déformées dans la voie de sortie symétrique $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, ^{28}\text{Si})^{28}\text{Si}$ à l'énergie de bombardement $E_{lab} = 111.6$ MeV, qui correspond à l'énergie d'excitation dans le noyau composé ^{56}Ni pour laquelle la résonance quasi-moléculaire $J^\pi = 38^+$ se manifeste expérimentalement [Nou97, Nou99, Bec00b]. Etant donné que la détection des particules légères chargées est relativement simple, l'analyse de leurs formes spectrales peut être considérée comme un autre outil très performant pour explorer la déformation nucléaire et les diverses autres propriétés des noyaux chauds à grands moments angulaires. Du point de vue théorique la dépendance de la déformation nucléaire avec la dis-

tribution de spin initiale et les coefficients de transmission des particules émises n'est pas encore clairement établie [Ale90, Iwa91, Str91, Die95, Pom96]. Les premières études expérimentales consacrées à la désexcitation de noyaux composés "légers" se contentaient de mesurer des spectres de particules en mode inclusif [Cho84, Gov87, Vie88, Lar88, Hui89, Agn93]. La comparaison de certaines de ces mesures inclusives avec les prédictions du modèle statistique montrait de possibles ambiguïtés dans le choix des paramètres de déformation [Lar88, Nic89, Lar89, Hui89] et la mise en cause de la validité même du modèle [Lar89]. Pour lever ces ambiguïtés et mettre fin à une telle controverse, les informations particules (distributions angulaires et spectres en énergie) doivent être analysées pour chaque voie de réaction comme l'ont montré certains auteurs avec des mesures exclusives fragment-particule [For91a, For91b, Gov98, Gov00, Vin94, Mah96, Jan99] ou particule- γ [Sar00, Blu91, Bou97].

Le but initial de ce travail a donc été de rechercher la présence possible de configurations très déformées dans des noyaux légers à sous-structure α et ceci par l'étude des propriétés des particules légères chargées émises lors de la décroissance des di-noyaux ^{56}Ni et ^{40}Ca , produits respectivement par les réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ et $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$.

La première expérience, motivée par les résultats de l'expérience EUROGAM [Nou97, Nou99, Bec00b], était donc focalisée sur la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à l'énergie de la résonance quasi-moléculaire $J^\pi = 38^+$ $E_{lab} = 111.6$ MeV. Des données ont été enregistrées en parallèle pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ avec la motivation de mieux comprendre les déformations mises en évidence il y a quelques années par Alamanos et collaborateurs [Ala83, Ala85]. Les résultats obtenus à cette énergie relativement basse nous ont encouragé à poursuivre l'étude de ces deux réactions à une énergie de bombardement plus élevée : $E_{lab} = 180$ MeV dans une deuxième expérience. Elles ont été réalisées auprès de l'accélérateur électrostatique Tandem VIVITRON de l'IReS de Strasbourg avec le multidétecteur de particules chargées ICARE [Dis92, Bel94, Bel97] qui s'est avéré être l'instrument idéal pour la problématique abordée dans cette thèse.

Présentation du travail :

Pour les deux systèmes étudiés lors des deux expériences les spectres inclusifs et exclusifs (en coïncidence avec les résidus d'évaporation) en énergie des particules légères chargées, les distributions de vitesses et les corrélations angulaires dans le plan ont été mesurées après identification complète des fragments lourds et des particules légères associées. Pour les deux systèmes étudiés lors de la deuxième expérience ($E_{lab} = 180$ MeV) les corrélations angulaires hors du plan ont également été mesurées.

Dans le second chapitre nous décrirons les méthodes expérimentales et en particulier le multidétecteur ICARE. Dans le troisième chapitre nous présenterons et commenterons les observables expérimentales. Nous montrerons que la majeure partie des données expérimentales est susceptible d'être interprétée comme la conséquence de la formation d'un système complètement équilibré dans tous ses degrés de liberté (noyau composé) pouvant se désexciter par émission statistique de particules légères. Dans le quatrième chapitre, pour les deux réactions l'interprétation des spectres en énergie (des distributions de vitesses) et des corrélations angulaires (dans le plan et hors du plan) sera élaborée dans le cadre du modèle statistique à l'aide de codes basés sur la méthode Hauser-Feshbach (par exemple CASCADE) suivant la technique de calcul Monte Carlo. Nous montrerons dans ce chapitre qu'il a été nécessaire d'introduire une dépendance en

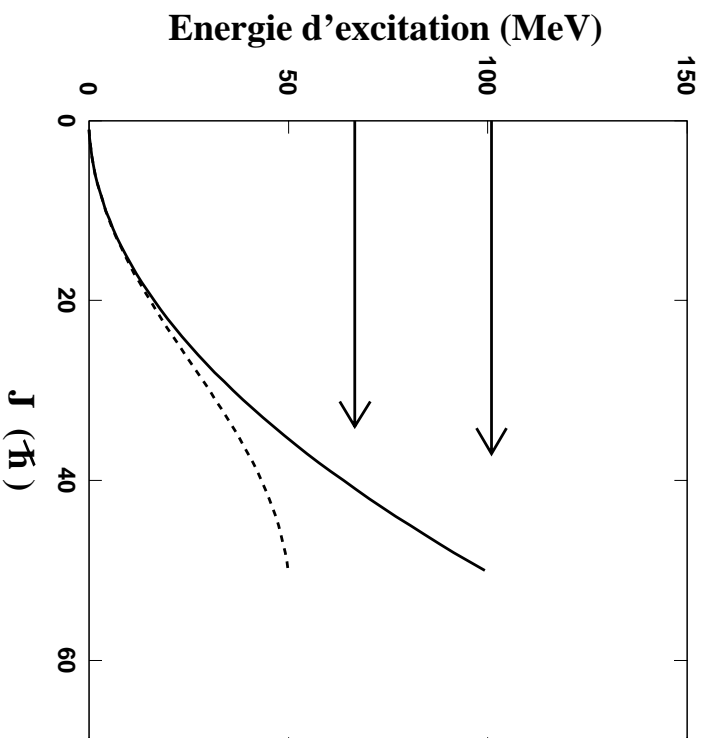


FIG. 1.2: Ligne Yrast pour le noyau ^{56}Ni . Les lignes Yrast sont calculées pour un émetteur sphérique (Ligne pleine) et dans le cas de l'introduction de la déformation dynamique dépendante du moment angulaire discutée dans le Chapitre 4. (pointillé). Les flèches représentent l'énergie d'excitation et le moment angulaire atteints dans les réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{lab}=111.6$ et 180 MeV.

moment angulaire du moment d'inertie (abaissement de la ligne Yrast, Figure 1.2) pour reproduire les données de façon satisfaisante. L'introduction d'une déformation dynamique dépendante du moment angulaire permet de tenir compte, suivant une forme analytique simple, de la déformation des noyaux composés ^{40}Ca et ^{56}Ni .

De plus, les désaccords importants mis en évidence pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ permettent d'avancer l'hypothèse de la présence d'une émission significative d'agrégats ^8Be pour la voie de sortie $^{32}\text{S}+^8\text{Be}$. Nous montrerons que cette émission est liée à un transfert α . Cet effet sera comparé aux données expérimentales proposées par le groupe de Berlin [Thu99, Thu00, Thu01] pour la collision $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$. Enfin une conclusion sera donnée dans le dernier chapitre de ce manuscrit ainsi que des perspectives nouvelles pouvant résulter de ce travail.

Chapitre 2.

Méthodes expérimentales

2.1 Introduction

Les mesures expérimentales concernant l'étude des réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ et $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ ont été réalisées à deux énergies de bombardement $E_{lab}(^{28}\text{Si})= 111.6$ et 180 MeV (respectivement $3,98$ et $6,42$ MeV/n) à l'aide du multidétecteur de particules chargées ICARE (Identificateur de Charges A Rendement Elevé) [Dis92, Bel94, Bel97]. Le multidétecteur ICARE est installé auprès de l'accélérateur électrostatique Van De Graaff Tandem VIVITRON de l'IReS de Strasbourg. Les expériences ont été réalisées respectivement en janvier 1998 [Bha99, Rou99] (111.6 MeV) et en octobre 1999 [Bec00a, Rou00] (180 MeV).

2.2 Le VIVITRON

Le VIVITRON est un accélérateur électrostatique Van De Graaff de type Tandem qui est constitué de deux parties coniques formant un réservoir de 50 mètres de long et de $8,5$ mètres de diamètre en son centre. L'électrode centrale peut être portée à une tension de 19 MV grâce à une courroie circulant le long de l'accélérateur. Au centre est installé un épilucheur qui permet d'arracher les électrons à l'ion chargé négativement provenant de la source et de le transformer en un ion d'état de charge $+x$. L'ion acquiert ainsi une énergie $E = (x + 1)U_{term}$ où E est exprimée en MeV et U_{term} est la tension appliquée au centre de l'accélérateur en MV. Un schéma d'ensemble de l'accélérateur et des aires expérimentales est présenté sur la Figure 2.1.

2.3 Le multidétecteur ICARE

La chambre à réaction d'ICARE est un cylindre de 80 cm de diamètre, qui peut être munie de 48 télescopes disposés dans des géométries variables. Elle est située dans l'aire expérimentale D3 comme l'indique le schéma de la Figure 2.1.

Les télescopes d'ICARE utilisent la technique $\Delta E - E$ ce qui permet l'identification en charge de tous les fragments lourds et/ou particules légères chargées détectées. Une

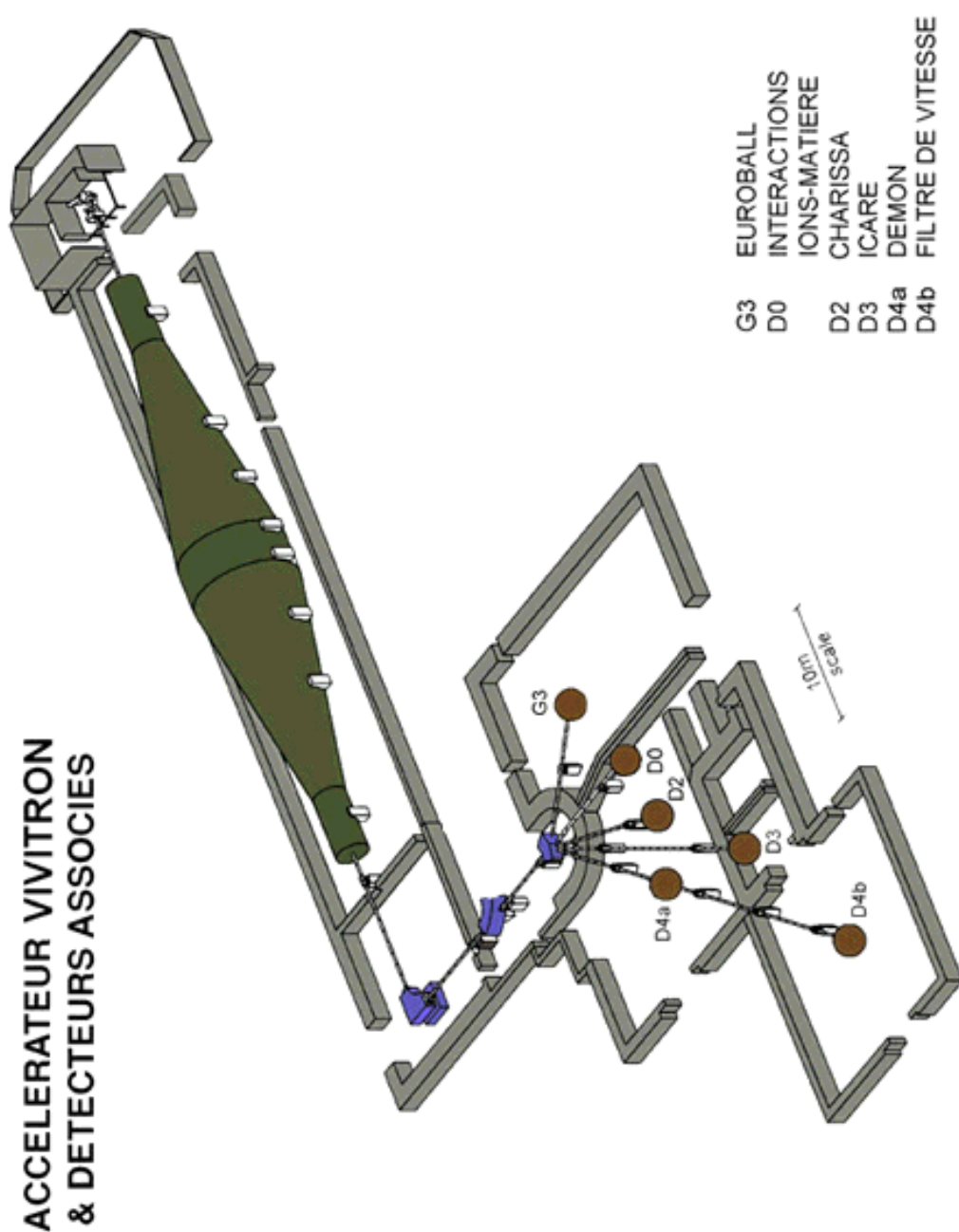


FIG. 2.1: *Le VIVITRON et ses aires expérimentales.*

description détaillée de chaque type de télescopes d'ICARE est donnée dans la thèse de Béliet [Bel94].

Le principe de fonctionnement de ces télescopes repose sur le fait que la perte d'énergie d'un fragment dans un milieu est inversement proportionnelle à son énergie. En effet, d'après la relation de Bethe [Bet30] la perte d'énergie par unité de parcours, dans un milieu de densité n et de numéro atomique z , d'un fragment de masse A , de numéro atomique Z et d'énergie E est :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{m_e} n z \frac{AZ^2}{E} \ln\left(\frac{2m_e V^2}{I}\right) \approx cste \frac{AZ^2}{E} \quad (2.1)$$

où m_e et e sont respectivement la masse et la charge de l'électron, et I le potentiel moyen d'ionisation.

La représentation de la perte d'énergie, intégrée sur un parcours Δx , ΔE en fonction de l'énergie totale (énergie résiduelle E_r + perte d'énergie ΔE) du fragment permet une identification en Z des différents produits observés (cf. les exemples donnés dans la Figure 2.12). Les télescopes d'ICARE sont de trois types ; deux d'entre eux (**TL2** et **TL3**) sont dédiés à la détection des particules légères chargées ($Z \leq 3$), et le troisième (**IC**) à la détection des ions lourds ($Z \geq 3$).

2.3.1 Détection des ions lourds.

Le domaine de détection de ces télescopes est essentiellement confiné à la région avant. Dans certains cas il est également judicieux, comme nous le verrons plus loin pour l'expérience à 111.6 MeV, d'installer ce type de détecteur dans la région arrière. Ils permettent de détecter les ions lourds : fragments de fission, résidus d'évaporation, produits de réactions directes. Ces télescopes **IC** (Fig. 2.2) sont constitués d'une chambre d'ionisation à champ coaxial [Ros49, Ber76] pour la mesure de la perte d'énergie suivie d'une diode Silicium à barrière de surface [Sta90] de 500 μm pour la mesure de l'énergie résiduelle. Une partie de ces diodes provient de la société ORTEC et l'autre partie a été fabriquée par un groupe technique du C.R.N de Strasbourg [Kle93] suivant une procédure qui a été décrite dans la référence [Bel94]. Le détecteur Silicium permet en outre d'obtenir un signal temps rapide.

Les chambres à ionisation présentent trois électrodes principales, une cathode intercalée entre deux anodes. La fenêtre d'entrée est une feuille aluminisée de Mylar de 1,5 μm d'épaisseur. Le gaz utilisé est l'isobutane qui circule avec un débit de l'ordre de 1,5 l/h. L'épaisseur de gaz est de 4,8 cm et le détecteur fonctionne à des pressions variables inférieures à 200 Torr. Le choix de l'isobutane est motivé par le fait que ce gaz est un bon "quencher" (faible probabilité de désexcitation d'un état électronique excité par transitions radiatives).

2.3.2 Détection des particules légères chargées.

Il convient de distinguer deux régions pour la détection des particules légères chargées : la région avant et la région arrière. Cette distinction entre régions avant et arrière est logique car à l'avant les particules sont généralement plus énergétiques. Dans les deux cas la détection se fait à l'aide de télescopes composés de détecteurs Silicium et de cristaux

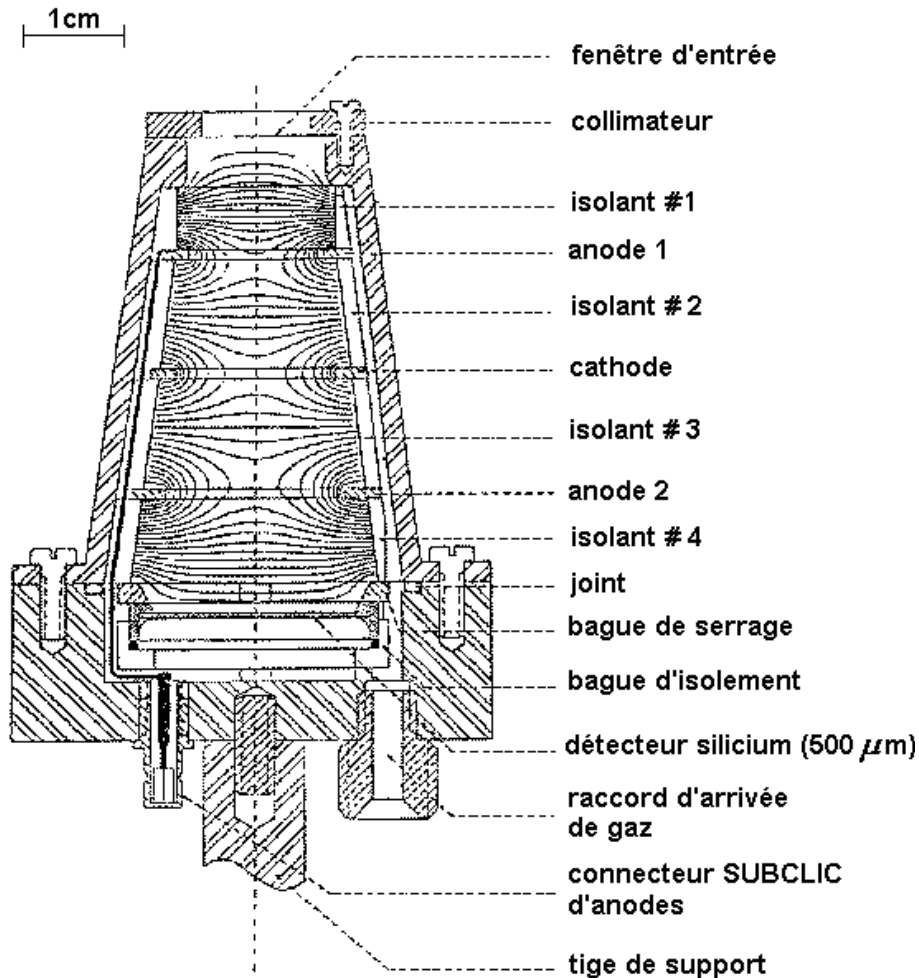


FIG. 2.2: Schéma d'un détecteur IC ($\Delta E_{gaz} - E_{Si}$).

CsI(Tl). La mesure de l'énergie résiduelle est réalisée par le scintillateur CsI(Tl) (cf. paragraphe 2.3.3) de 2cm d'épaisseur suivi d'une photodiode type Hamamatsu (cf. [Gui89]).

La mesure de la perte d'énergie se fait à l'aide de un ou de deux détecteurs Silicium. Ce sont, comme dans le cas des télescopes "ions lourds", des diodes à barrière de surface. Il convient ici de différencier les deux types de détecteurs de particules légères chargées. En effet, les détecteurs de la région arrière **TL2** (Fig. 2.3) sont composés d'une diode Silicium de $40 \mu\text{m}$ et d'un cristal CsI(Tl) ; les détecteurs de la région avant **TL3** (Fig. 2.4) étant constitués de deux diodes Silicium de 40 et $300 \mu\text{m}$ suivies d'un cristal scintillant. Ce type de télescope possède un pouvoir d'arrêt élevé permettant d'arrêter des protons incidents d'énergie cinétique de l'ordre de 70 MeV . Pour les **TL3**, deux modes de fonctionnement sont à considérer :

- Si les particules incidentes sont peu énergétiques, elles sont alors arrêtées par la diode ΔE_{Si_2} $300 \mu\text{m}$. La diode ΔE_{Si_1} $40 \mu\text{m}$ mesure alors la perte d'énergie et ΔE_{Si_2} mesure l'énergie résiduelle.
- Si les particules sont plus énergétiques, elles traversent la diode ΔE_{Si_2} et sont stoppées par le cristal CsI(Tl). La somme de l'énergie déposée dans les diodes ΔE_{Si_1} et ΔE_{Si_2} donne la perte d'énergie, l'énergie résiduelle est alors mesurée par le scintillateur.

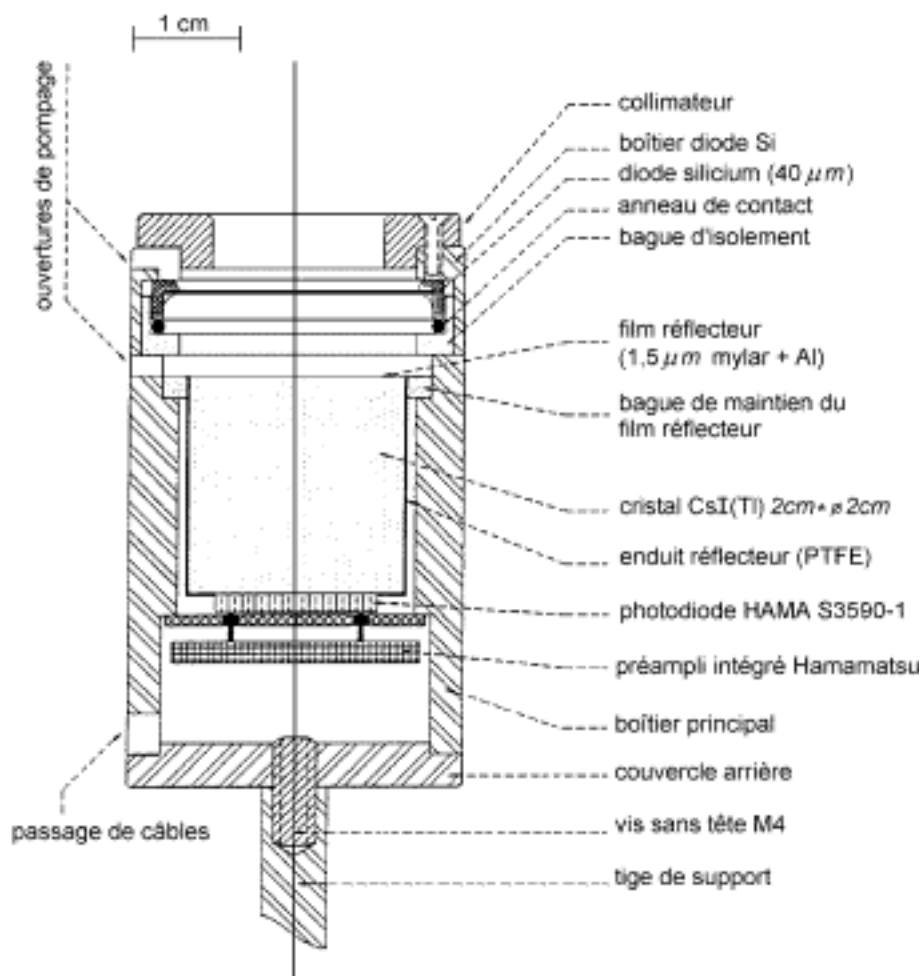


FIG. 2.3: Schéma d'un détecteur $TL2$ ($\Delta E_{Si} - E_{CsI(Tl)}$).

Les caractéristiques des cristaux CsI(Tl) et la qualité de leur couplage aux photodiodes ont été étudiées en détail par Béliier [Bel94]; les bonnes performances obtenues (uniformité de réponse en lumière, dépendance en position des amplitudes et des résolutions en énergie, ...) sont comparables à celles obtenues par le groupe de M.S.U. dans un travail systématique en cours de publication [Wag01].

Le signal en temps est dérivé à partir de la diode Silicium de 40 μm dans le cas des télescopes doubles et de la diode de 300 μm pour les télescopes triples.

2.3.3 Les scintillateurs inorganiques CsI(Tl)

La dernière décennie a vu l'avènement d'une nouvelle génération de multidétecteurs de particules légères chargées couvrant la quasi-totalité de l'angle solide tels que EMRIC [Mer89], AMPHORA [Dra89], Dwarf Ball [Str90], MINIBALL [DeS90], HILI [Sha91], MEDEA [Mig92], MULTICS [Ior93], ISiS [Kwi95], INDRA [Pou95], MICROBALL [Sar96], DIAMANT [Sch97], CHIMERA [Pag97], FOBOS [Ort98], MUST [Blu99], MEGHA [Cow99], IFA [Nor00]. L'utilisation de cristaux scintillants (NaI(Tl), CsI(Tl), BGO et BaF₂) comme détecteurs de particules légères chargées s'est avérée, dans ces cas, un choix judicieux pour les détecteurs 4π.

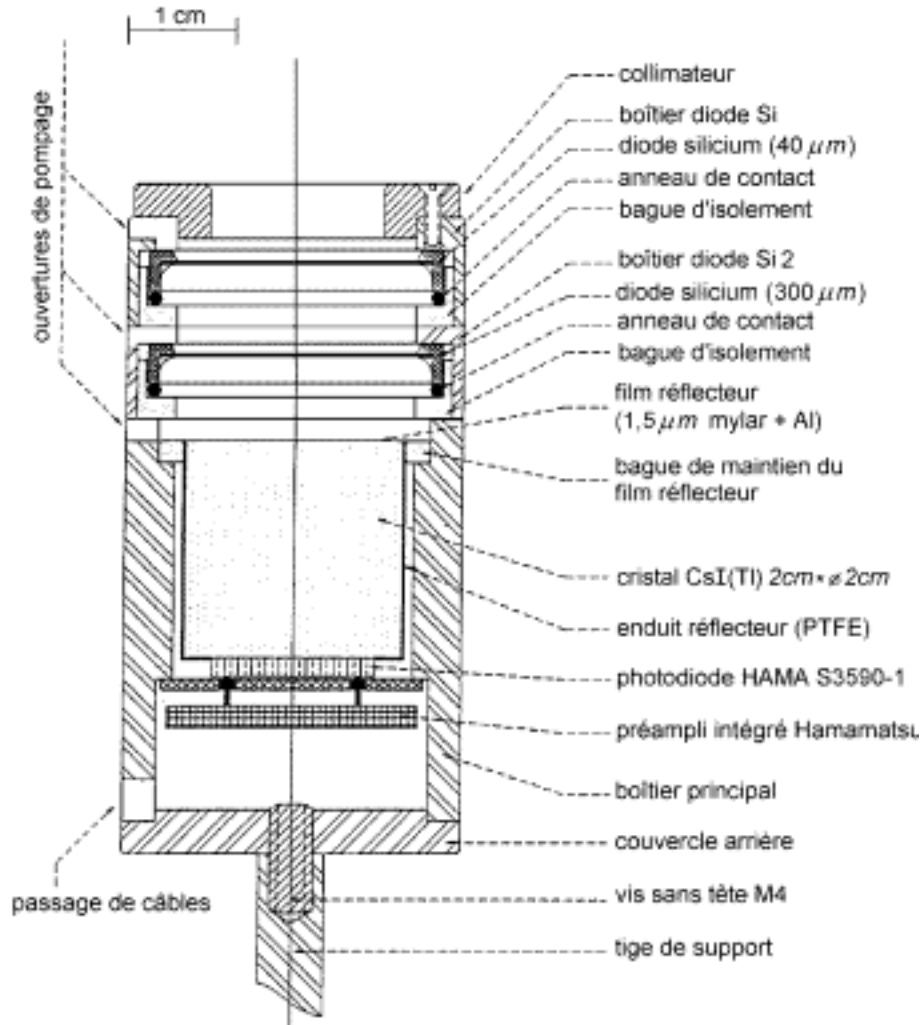


FIG. 2.4: Schéma d'un détecteur TL3 ($\Delta E_{Si_1} - \Delta E_{Si_2} - E_{CsI(Tl)}$).

Dans ce contexte, un intérêt croissant s'est porté sur les avantages des cristaux d'iodure de Césium dopés au Thallium, qui sont à la base de la plupart des multidétecteurs cités dans le paragraphe précédent [Mer89, Dra89, Str90, DeS90, Ior93, Kwi95, Pou95, Sar96, Pag97, Ort98, Blu99, Cow99, Nor00]. Ces cristaux ont un pouvoir d'arrêt élevé dû à leur grande densité et à leur numéro atomique élevé, une bonne résolution en énergie (de l'ordre de $\Delta E/E=2.5\%$ pour des particules α de 5.15 MeV [Kre87]), de bonnes qualités mécaniques et sont peu hygroscopiques, peu sensibles aux dommages par irradiation et, surtout, peu coûteux. Les deux principaux désavantages des CsI(Tl) étant la non linéarité de leur signal lumineux [Hal57, Qui59, Bir64] en fonction de l'énergie de la particule (particulièrement à basse énergie, inférieures à 5-6 MeV/nucléon [Vie86, Hor92], et pour les ions lourds [Col92]) et le fait que pour une énergie donnée ce signal dépend fortement de la particule.

Ces effets de non linéarité des scintillateurs, dus au "quenching", sont des effets intrinsèques aux mécanismes de scintillation. En effet, les scintillateurs inorganiques (NaI(Tl), CsI(Tl), BGO, BaF₂...) ont, en comparaison des scintillateurs organiques dont le mécanisme de scintillation a une nature moléculaire, un mécanisme de scintillation provenant des caractéristiques de la structure des bandes électroniques. Tout cristal

possède une bande de valence et une bande de conduction séparées par une bande interdite (gap) comme on peut le voir sur la Figure 2.5.

L'absorption d'énergie par le cristal (CsI) entraîne l'élévation d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction, ce qui crée en même temps un trou positif dans la bande de valence. Dans le cas d'un cristal pur, le retour de l'électron à la bande de valence avec émission d'un photon est un processus inefficace. De plus, les largeurs typiques des gaps créent des photons de trop haute énergie pour être dans le visible.

Pour accroître l'émission de photons visibles pendant la désexcitation on additionne aux cristaux de petites quantités d'impuretés (TI) dans le scintillateur appelées activateurs qui créent des sites dans la bande interdite (Figure 2.5). Il en résulte que des états d'énergie sont créés d'où les électrons peuvent se désexciter en retournant dans la bande de valence créant des photons visibles.

Une particule chargée qui traverse un cristal va donc produire des paires électrons-trous. Le trou positif va rapidement dériver vers un site de l'activateur et l'ioniser car l'énergie d'ionisation des impuretés est moindre que celle du cristal. Pendant ce temps, l'électron est libre de migrer à travers le cristal jusqu'à ce qu'il trouve un activateur ionisé. Il peut alors tomber dans un site d'impureté créant un système neutre. Si l'activateur est dans une configuration excitée avec une transition permise vers son état fondamental il va se désexciter rapidement ($t \approx 10^{-7}$ s). Vu que la migration de l'électron dans le cristal prend un temps très court, la durée d'un tel processus sera de l'ordre de grandeur de la demie-vie de l'état excité. Ce processus est appelé fluorescence et constitue la composante rapide du signal lumineux d'un scintillateur.

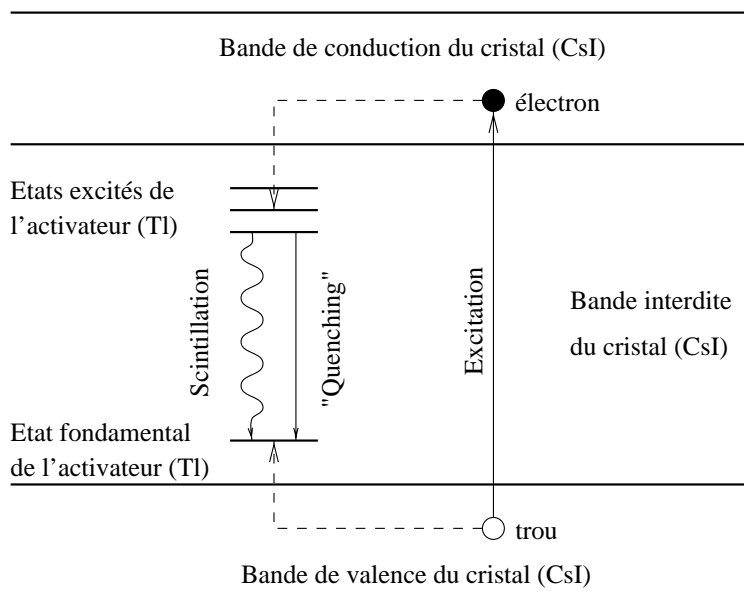


FIG. 2.5: Bandes d'énergie d'un cristal (CsI) dopé par des impuretés (TI) avec les mécanismes de base de la scintillation.

L'électron libre arrivant sur le site de l'impureté peut aussi créer une configuration excitée avec une transition vers l'état fondamental interdite. Dans ce cas il faut un apport d'énergie pour s'élever vers un état plus haut avec une désexcitation particulière permise vers l'état fondamental. Une source d'énergie est l'excitation thermique. Ce processus,

plus lent est appelé phosphorescence et constitue la composante lente du signal lumineux d'un scintillateur.

Un troisième phénomène, "quenching", peut apparaître. Il correspond à des transitions non radiatives et des dissipations thermiques entre l'état excité et l'état fondamental créés par la capture de l'électron. Ce phénomène, moins important pour des densités d'ionisation réduites, entraîne donc une perte dans le mécanisme de conversion de l'énergie des particules en lumière scintillante et explique la non linéarité des scintillateurs à basse énergie.

Ces différents mécanismes sont illustrés par la Figure 2.5. Le phénomène de "quenching" est plus particulièrement illustré sur la Figure 2.6 représentant les énergies potentielles des sites activateurs dans leurs états excités et fondamentaux. L'existence d'une région où les deux courbes sont proches l'une de l'autre explique l'émission non radiative (entre E et F). Le scintillateur CsI(Tl), connu dès le début des années cinquante [Hal57, Qui59, Hof50,

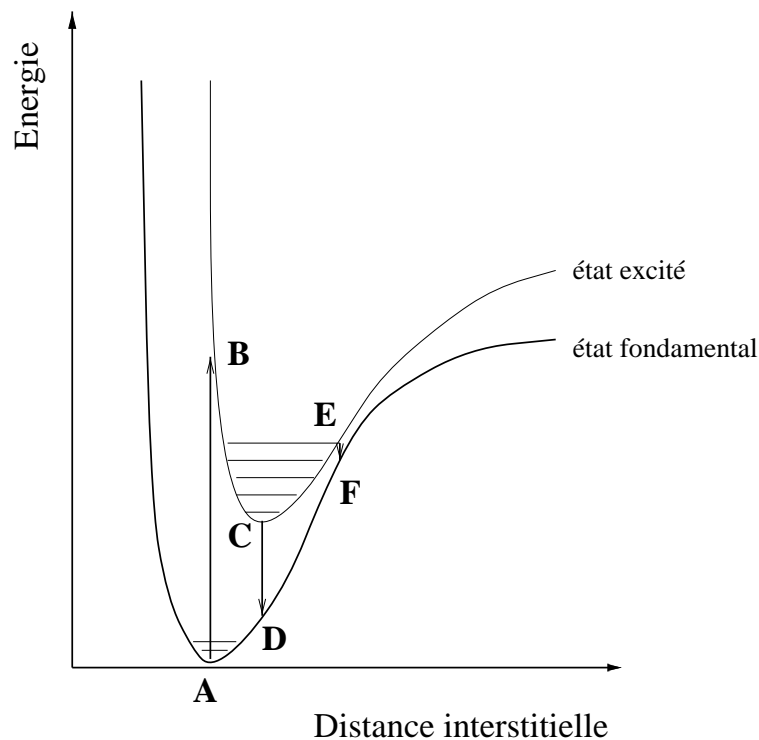


FIG. 2.6: Diagramme des énergies potentielles d'une impureté (Tl), de A vers B : excitation, de C vers D : scintillation, de E vers F : transition non radiatives ("quenching").

Sto58, Big61, New61, Gwi63] a été redécouvert pour la fabrication des calorimètres de physique des hautes énergies [Gras85a, Gras85b] grâce à sa propriété d'excellent couplage à une photodiode au Silicium [Bat69a, Bat69b]. Storey et al. [Sto58] ont été les premiers à étudier la réponse des CsI(Tl) et, dès 1959, ses propriétés de discrimination de forme du signal de la lumière ont été utilisées pour l'identification en charge [Sto58, Big61]. En effet un scintillateur dont le signal de lumière est décrit par deux composantes de scintillation avec des constantes de temps très différentes, comme nous l'avons vu plus haut, peut être utilisé pour l'identification de particules chargées. La composante rapide du CsI(Tl) ($\tau_r \approx 400-700$ ns variable suivant le type de particule [Ala86]) possède une

longueur d'onde égale à 330 nm dans l'ultraviolet [Gwi63], alors que sa composante lente ($\tau_l \approx 6.5 \mu s$ indépendante du type de particule [Gwi63]) est associée à une longueur d'onde d'approximativement 500-600 nm [Gwi63]. La décroissance du signal lumineux émis par le CsI(Tl) est régie par la combinaison linéaire de deux exponentielles temporelles de taux de décroissance τ_r (rapide) et τ_l (lente) :

$$L(t) = A \exp\left(\frac{-t}{\tau_r}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{\tau_l}\right) \quad (2.2)$$

cette loi de décroissance [Big61] possède les caractéristiques suivantes :

- a) la valeur de τ_r augmente lorsque le pouvoir ionisant de la particule diminue.
- b) le rapport B/A entre ces deux composantes est alors fonction du pouvoir ionisant de la particule et donc de son numéro atomique.
- c) la valeur τ_l est de $6.5 \mu s$ quelque soit la nature de la particule qui excite le cristal.

Une réduction nette des coûts a été possible avec l'utilisation de la technique "phoswich" ($\Delta E-E$) pour l'identification des ions lourds [Ala86, Fox96]. Ces auteurs [Ala86, Ben89] ont également montré que l'utilisation d'un seul cristal de CsI(Tl) associé à un photomultiplicateur est suffisante pour identifier et mesurer l'énergie des particules légères. Un progrès peut être encore apporté en remplaçant le photomultiplicateur par une photodiode [Vie86, Gras85b, Mei87, Kre87, Gui89, Gon88, Twe90]. Il a été démontré que les performances de l'association CsI(Tl)+photodiode étaient identiques à celles du couple CsI(Tl)+photomultiplicateur et, Kreutz et al. [Kre87] ont observé une bonne séparation entre γ , n et les particules chargées grâce à la méthode du "zéro crossing". L'association CsI(Tl)+photodiode pose le problème du choix du réflecteur qui a été abordé récemment dans la référence [Nor95].

L'étalonnage des scintillateurs est un problème délicat dû à la complexité de leur processus de scintillation (effets de "quenching"). Birks [Bir64, Bir51] a proposé un modèle semi-empirique résumé par une expression (dite formule de Birks), reliant le rendement lumineux dL/dE (nombre de photons émis par unité d'énergie déposée dans le scintillateur) à la perte d'énergie spécifique. Dans le cas d'un scintillateur parfait (absence de "quenching") le rendement lumineux est :

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (2.3)$$

Où S est appelé le paramètre d'efficacité de scintillation. Si l'on prend en compte la probabilité de "quenching", la formule de Birks s'écrit alors :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.4)$$

Où k est la constante de Birks introduisant l'effet de "quenching" et B la constante de proportionnalité entre la densité de molécules ionisées et la quantité dE/dx . La formule semi-empirique de Birks s'avère être assez conforme à une théorie plus élaborée proposée par Murray et Meyer [Mur61, Mey63]. Pour des énergies suffisamment élevées (de l'ordre

de 5-6 MeV/nucléon) l'approximation de l'équation 2.1 $dE/dx \approx cAZ^2/E$ est valide. Cette approximation permet l'intégration analytique de la lumière [Hor92] :

$$L = a_1 \left\{ E - a_2 AZ^2 \ln \left| \frac{E + a_2 AZ^2}{a_2 AZ^2} \right| \right\} \quad (2.5)$$

Différents types d'autres fonctions [Str90, Sar96, Col92, Mas94, Lar94, Fox96, Kam98, Avd00] ont été proposés pour étalonner les scintillateurs CsI(Tl). Dans ce travail nous avons choisi comme nous le verrons dans le paragraphe 2.7.2 d'utiliser dans chaque cas le même type d'équation que proposent Sarantites et al. [Sar96] (Figure 2.17) :

$$E_r(\text{MeV}) = \alpha + \beta E_r(\text{canal}) + \gamma \ln(1 + \delta E_r(\text{canal})) \quad (2.6)$$

2.3.4 Caractéristiques générales d'ICARE.

Le multidétecteur ICARE est un outil puissant permettant une spectroscopie fine des particules chargées. En effet, le seuil de détection en énergie pour les ions lourds dans les télescopes à chambre à ionisation est de l'ordre de 1.5 MeV/nucléon. De plus une bonne résolution en temps des diodes Silicium, de l'ordre de 1.2 ns pour les diodes 300 μ m à 2.2 ns pour les diodes 40 μ m permet une séparation en masse des différentes particules légères arrêtées dans ces détecteurs. Ceci permet d'abaisser le seuil de détection en énergie des protons et des particules α dans les TL2 à une 100 keV [Rau00].

La résolution en énergie est de l'ordre de 2.2% pour un α de 8 MeV dans un scintillateur jusqu'à moins de 1% pour un ^{28}Si de 180 MeV dans une diode Silicium. Malgré le caractère modulaire de ce détecteur entraînant une couverture angulaire faible, ICARE permet des mesures précises grâce à la faible ouverture angulaire de ces détecteurs, de l'ordre de 1° à 2.5°.

En comparaison un multidétecteur 4 π de particules chargées tel que INDRA [Pou95] a un seuil de détection en énergie des particules légères chargées et des ions lourds de 1.0 MeV/nucléon dans la région arrière. Ce seuil en énergie augmente à 6 MeV/nucléon pour les particules légères chargées et jusqu'à 23 MeV/nucléon pour le ^{84}Kr à l'avant. De plus, sa géométrie 4 π permet des mesures globales tel que la multiplicité de particules chargées au détriment de l'ouverture angulaire de ces détecteurs. En effet cette dernière varie de 1° à l'avant jusqu'à 45° pour les angles les plus à l'arrière ne permettant pas une étude précise ni des spectres en énergie ni des corrélations angulaires des particules légères chargées.

2.4 Dispositifs expérimentaux.

Le but des deux expériences ($^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ et $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6$ et 180 MeV) que nous avons réalisées sur ICARE était de mesurer les coïncidences dans le plan ($E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6$ et 180 MeV) et hors plan ($E_{lab}(^{28}\text{Si})=180$ MeV) entre les ions lourds (Fragments de fission, résidus d'évaporation) et les particules légères chargées. Pour cela nous avons disposé les télescopes de manières différentes pour chaque expérience.

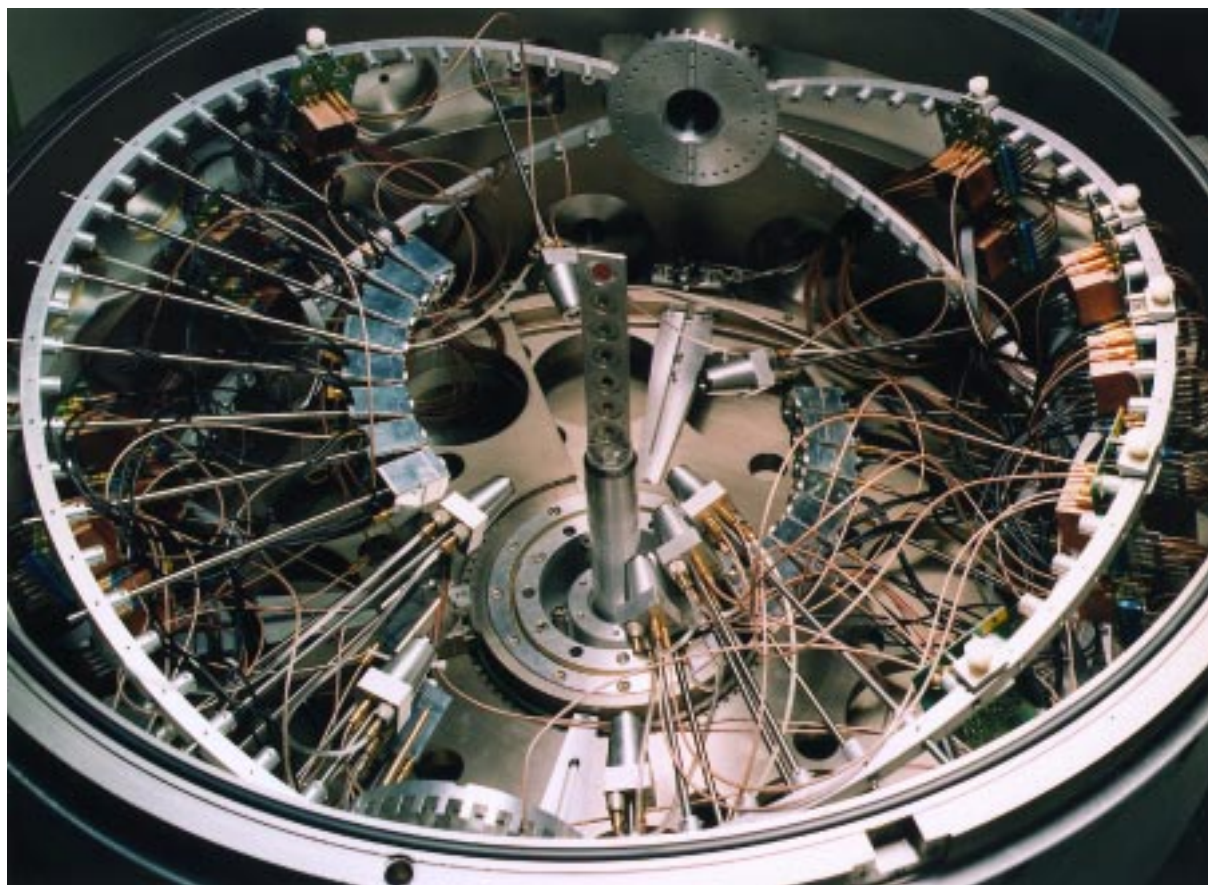


FIG. 2.7: Intérieur de la chambre à réaction d'ICARE pour l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6 \text{ MeV}$.

2.4.1 Dispositif expérimental de l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6 \text{ MeV}$

Le dispositif expérimental pour l'étude des corrélations angulaires dans le plan à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6 \text{ MeV}$ était constitué de 30 détecteurs placés sur deux plans se croisant dans l'axe du faisceau (Figure 2.7).

Les 30 détecteurs étaient disposés de la manière suivante :

- 8 télescopes ions lourds : chambres à ionisation (IC) (Figure 2.2) placées aux angles les plus à l'avant (de 15° à 40°). La pression d'isobutane a été choisie égale à 30 Torr ce qui nous permet de détecter et d'identifier les ions les plus lourds créés dans la réaction étudiée.
- 4 télescopes particules légères chargées (TL3) (Figure 2.4) placés aux angles à l'avant (de 15° à 45°).
- 16 télescopes particules légères chargées (TL2) (Figure 2.3) placés aux angles arrière (de 40° à 115°).
- 2 télescopes particules légères chargées (IC) placés aux angles les plus à l'arrière (130° et 150°). Ce sont les mêmes télescopes qu'à l'avant mais la pression du gaz dans la chambre à ionisation est de 60 Torr. L'utilisation de tels détecteurs à l'arrière nous permet de descendre le seuil en énergie et de pouvoir détecter les

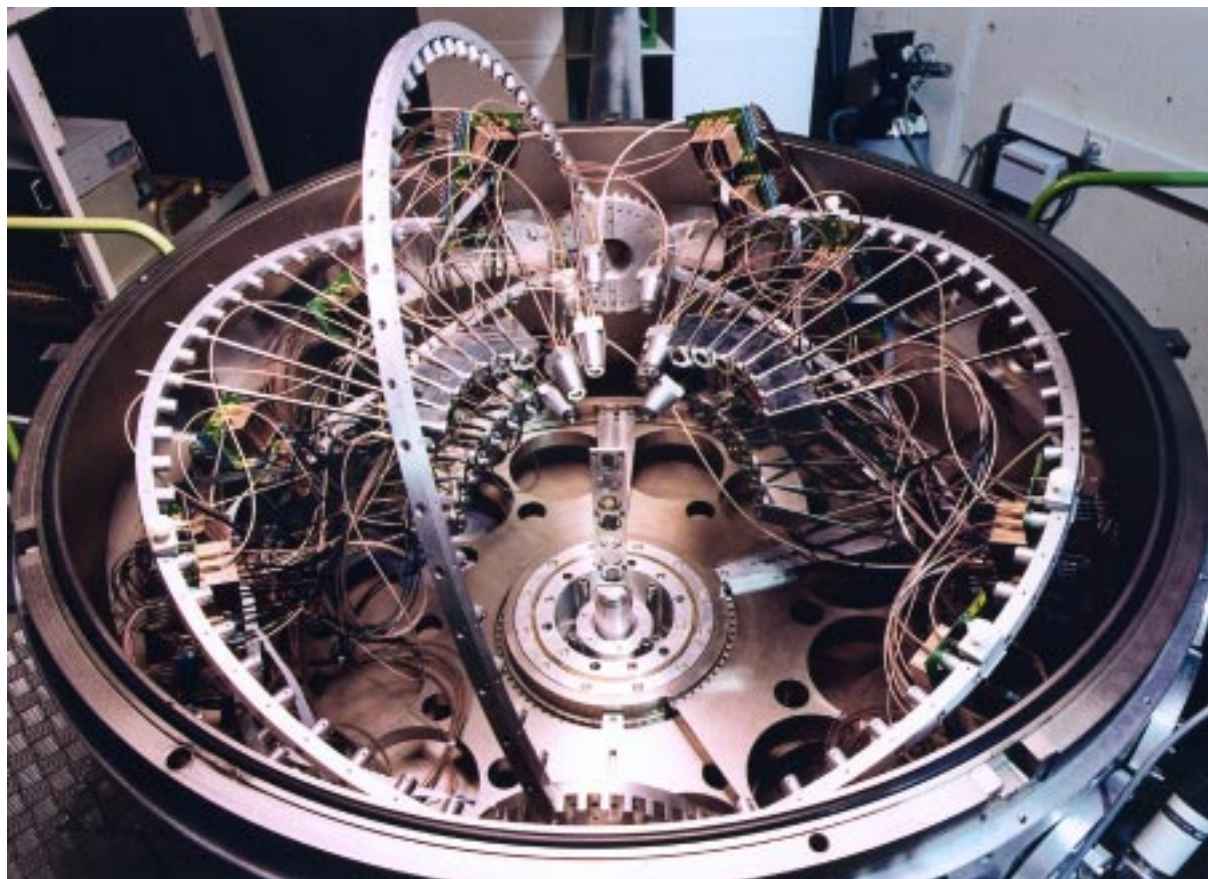


FIG. 2.8: Intérieur de la chambre à réaction d'ICARE pour l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180\text{ MeV}$.

particules les moins énergétiques qui sont attendues aux angles arrière.

2.4.2 Dispositif expérimental de l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180.0\text{ MeV}$

Le dispositif pour les corrélations dans le plan et hors-plan à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180\text{ MeV}$ comprenait 37 détecteurs, 35 étant répartis sur deux plans de réaction pour les mesures dans le plan et deux chambres à ionisation sur un troisième plan perpendiculaire pour la mesure des corrélations hors-plan (Figure 2.8). Le dispositif était le suivant :

- 8 IC placées aux angles avant. 6 d'entre elles sont dans les mêmes plans que les détecteurs de particules légères chargées pour les coïncidences dans le plan de 10° à 25° et 2 à 10° et 20° sur un plan perpendiculaire aux détecteurs de particules légères chargées pour les coïncidences hors-plan. La pression d'isobutane était de 80 mbar dans le cas de la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ et de 35 mbar pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$.
- 3 TL3 placés à 30° et 35° .
- 24 TL2 répartis entre 40° et 95° .

Projectile	E_{lab} (MeV)	U_{term} (MV)	q	I_{max} (nA)
^{28}Si	111.6	12.5	8^+	20
^{28}Si	180.0	16.4	10^+	40
^{16}O	53.0	8.8	5^+	15
^{16}O	115.1	16.4	6^+	15

TAB. 2.1: Caractéristiques des différents faisceaux utilisés

2.5 Faisceaux et cibles

Pour chaque expérience nous avons utilisé deux faisceaux, un faisceau de ^{28}Si à $E_{lab}=111.6$ et 180 MeV pour les expériences proprement dites et un autre de ^{16}O à $E_{lab}=53$ et 115 MeV qui nous a servi pour la calibration. Nous avons également utilisé quatre types de cibles différentes. Toutes les cibles ont été fabriquées à l'IREs et étaient disposées sur un porte-cible pouvant être déplacé sans rupture du vide dans la chambre à réaction.

Les principales caractéristiques de ces faisceaux sont données dans le Tableau 2.1 et des cibles dans les Tableaux 2.2 et 2.3 pour l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6$ et 180.0 MeV respectivement.

Pour la première expérience ($E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6$ MeV), les cibles de Silicium ont été fabriquées par évaporation au canon à électrons sur une feuille de Cuivre chauffée à 400°C . Le Cuivre est ensuite dissous. Le fait de chauffer le Cuivre permet d'éviter de trop fortes tensions sur la cible et donc sa rupture mais une partie de ce Cuivre migre dans le Silicium et ne peut plus être dissoute. Nous avons donc subi une forte contamination du Cuivre dans la cible.

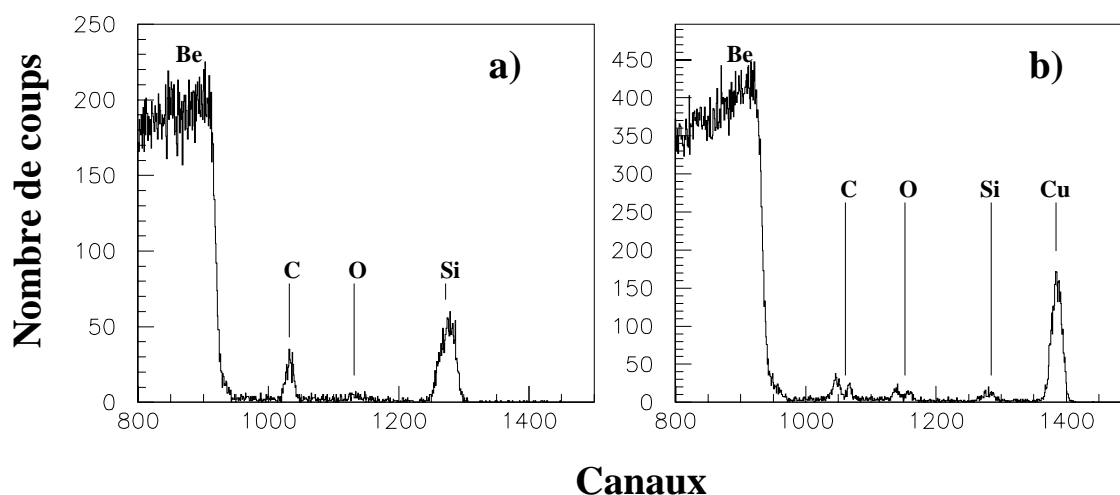


FIG. 2.9: Spectres RBS des cibles de Silicium utilisées lors des expériences : a) à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180.0$ MeV b) à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6$ MeV .

Pour la deuxième expérience ($E_{lab}(^{28}\text{Si})=180$ MeV) nous avons donc eu recours à une autre méthode de fabrication de ces cibles. Le Silicium a été évaporé avec un faisceau de Xe. Ce dernier est dirigé vers un bloc de matière première et arrache des ions Silicium. Le Silicium est ensuite déposé sur un substrat de verre enduit de Betaïne. Cette technique

Cible	Epaisseur	Utilisation
^{28}Si	$180\mu\text{g}/\text{cm}^2$	réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ et pics élastiques
^{12}C	$160\mu\text{g}/\text{cm}^2$	réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$, pics élastiques et réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^4\text{He})^{24}\text{Mg}^*$
^{197}Au	$40\mu\text{g}/\text{cm}^2$	Pics élastiques
Formvar	$100\mu\text{g}/\text{cm}^2$	Étalonnage en proton des CsI(Tl)

TAB. 2.2: Cibles utilisées pour l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6\text{ MeV}$.

Cible	Epaisseur	Utilisation
^{28}Si	$220\mu\text{g}/\text{cm}^2$	réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ et pics élastiques
^{12}C	$180\mu\text{g}/\text{cm}^2$	réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$, pics élastiques et réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^4\text{He})^{24}\text{Mg}^*$
^{197}Au	$40\mu\text{g}/\text{cm}^2$	Pics élastiques
Formvar	$100\mu\text{g}/\text{cm}^2$	Étalonnage en proton des CsI(Tl)

TAB. 2.3: Cibles utilisées pour l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180.0\text{ MeV}$.

permet de ne pas chauffer le substrat et donc d'éviter la contamination de nos cibles par d'autres atomes lors de leur fabrication. Deux autres types de contaminants importants sont présents dans nos cibles. Le premier, l'Oxygène, se trouve essentiellement en surface et provient de l'oxydation naturelle des cibles. Le deuxième est le dépôt de Carbone. Il peut être présent dans la cible dès sa fabrication mais l'essentiel du Carbone a été déposé au cours de l'expérience.

Dans le but de connaître précisément les taux d'impuretés dans les cibles de Silicium, nous avons fait une étude des cibles utilisées à l'issue des deux expériences. Pour cela il nous a paru judicieux d'utiliser une méthode RBS (Rutherford Backscattering [Cur00]). Les cibles ont été analysées sur une ligne de l'accélérateur Van De Graaff "4 MeV" de l'IReS en utilisant un faisceau d'alphas et un faisceau de protons à 2.4 MeV d'énergie incidente. La Figure 2.9 montre les spectres obtenus avec le faisceau de protons en a) pour la cible utilisée à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180.0\text{ MeV}$ et b) pour la cible utilisée à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6\text{ MeV}$. La détection des protons et des particules α rétro-diffusés a été réalisée grâce à une diode Silicium placée à 160° . La cible à étudier est placée sur un support de Beryllium afin de réduire les problèmes de bruit de fond dû aux diffusions multiples sur le support des cibles. La rétro-diffusion sur le support de Beryllium se retrouve sur la Figure 2.9 aux basses énergies. Dans le cas de la cible utilisée à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180.0\text{ MeV}$ on peut voir clairement une composante provenant du Carbone et une provenant du Silicium. Une composante beaucoup plus faible, vers le canal 1100, provient de l'Oxygène. Dans le cas de la cible utilisée à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6\text{ MeV}$ on identifie les quatre mêmes composantes ainsi qu'une forte composante provenant de la contamination due au Cuivre discutée précédemment. L'importance de la contamination due au Cuivre ne nous a pas permis d'estimer correctement la composition de cette cible. La composition réelle de la cible utilisé à $E_{lab}=180.0\text{ MeV}$ est récapitulée dans le Tableau 2.4.

2.6 Electronique associée et acquisition des données

ICARE a été doté d'une électronique associée, complétée d'un système d'acquisition afin de collecter les données des expériences sur support magnétique. Une description

Energie incidente	Si ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	C ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	O ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Cu ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
$E_{lab}(^{28}\text{Si})=180.0$ MeV	205.9	18.5	4.7	0

TAB. 2.4: Composition de la cible de Silicium utilisée au cours de la deuxième expériences.

détaillée des cartes d'instrumentation VXI de ICARE et de celle de l'architecture générale du système d'acquisition de données de ICARE ont été données dans la thèse de T. Belot [Bel97]. Bien que fondamentalement les mêmes pour les deux expériences, l'électronique a pu être améliorée au cours du temps et son évolution est donc présentée dans les deux paragraphes suivants.

2.6.1 Electronique associée à l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6$ MeV

Les bonnes performances de l'électronique sont dues à l'utilisation de cartes VME et d'électronique intégrée en standard VXI. Les cartes VXI d'ICARE reçoivent des signaux analogiques préamplifiés des détecteurs et se chargent de leur amplification, de leur numérisation et, décident de valider ou non un événement. Ces cartes sont au nombre de 10, elles comportent chacune 6 voies télescopes. Comme on peut le voir sur la Figure 2.10, chaque voie se compose de deux ou trois voies analogiques linéaires énergies, suivant que le télescope soit double (**IC**, **TL2**) ou triple (**TL3**). Typiquement, une voie donne la perte d'énergie et une autre l'énergie résiduelle. Une voie logique est dérivée à partir d'un détecteur Silicium qui possède le temps de réponse le plus rapide.

a) Voies analogiques

Chacune des voies énergies est composée d'un circuit de mise en forme trapézoïdale et d'une amplification linéaire du signal ED+F+BLR+AO (Figure 2.10), ainsi que d'un convertisseur analogique digital (ADC) pour la numérisation du signal à un instant déterminé par le déclenchement local (Local Trigger) de la voie. La mise en forme trapézoïdale du signal est réalisée à l'aide d'un circuit comprenant une entrée différentielle (ED) et un filtre (F). L'amplification linéaire est réalisée par un amplificateur opérationnel (AO) et par les AO d'un circuit bouclé (BLR), servant également à restituer la ligne de base du signal.

b) Voies logiques

Les voies logiques permettent d'avoir une information temporelle et de déclencher (au niveau des Triggers) le traitement d'un événement jugé physiquement acceptable.

Chaque signal, une fois dérivé est injecté dans un amplificateur rapide (TFA) servant à adapter le signal à l'entrée du discriminateur à fraction constante (CFD). Le CFD délivre ainsi une impulsion logique porteuse de l'information temporelle et de deux signaux Ou Logiques.

Un de ces deux signaux est échantillonné, avec un facteur d'échantillonnage 2^n permettant de limiter l'acquisition d'un trop grand nombre d'événements inclusifs. L'autre signal

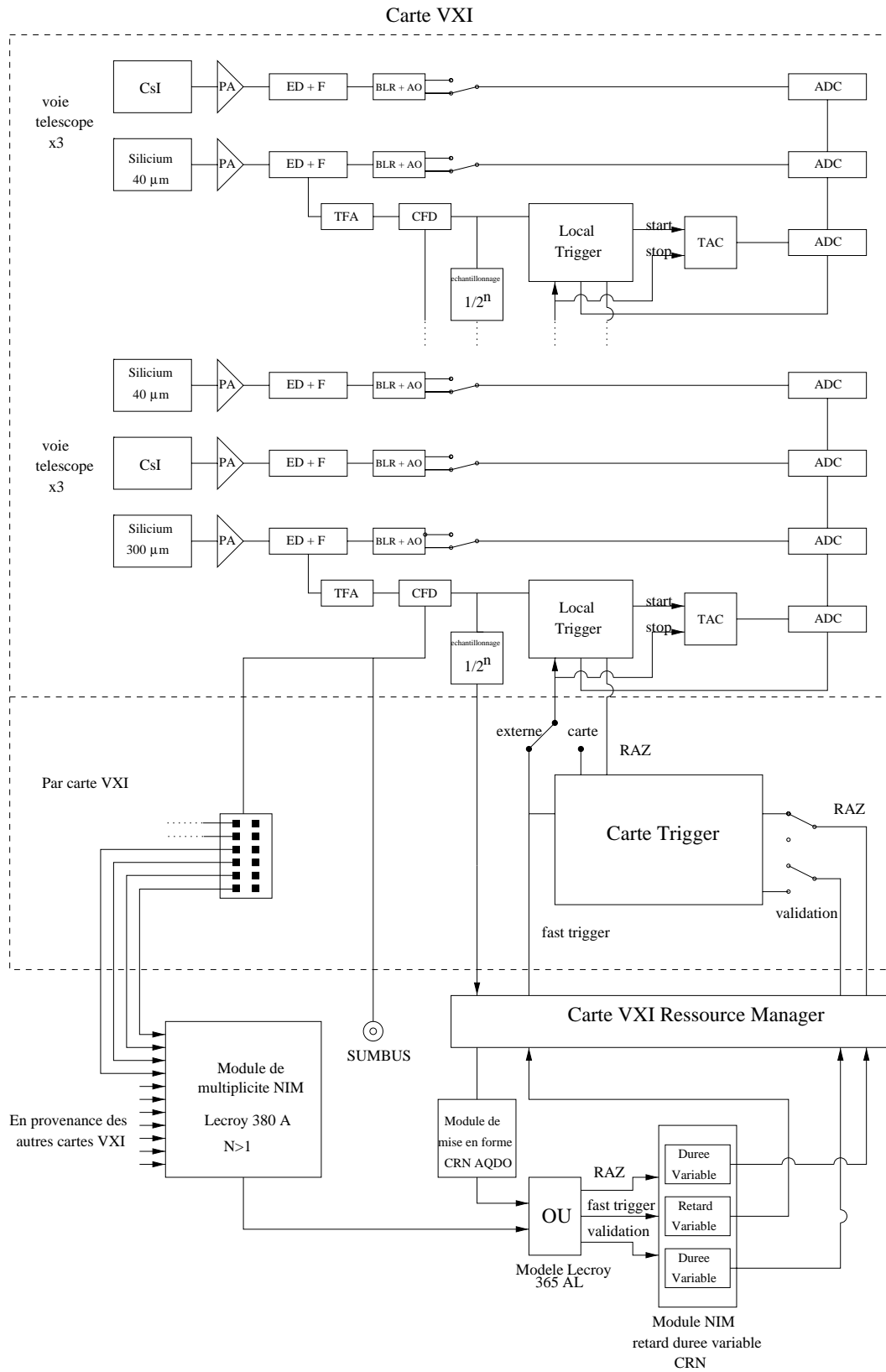


FIG. 2.10: Schéma de l'électronique associée à l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6$ MeV.

Ou Logique peut soit être sorti individuellement pour chaque détecteur, soit être ajouté aux autres signaux provenant des autres voies de la carte VXI et ensuite sommé avec les voies des autres cartes VXI, signal SUMBUS. Dans cette expérience, les signaux sont pris individuellement et envoyés dans un module de multiplicité NIM qui tient lieu de Master Trigger. Ce module de multiplicité reçoit donc les signaux de toutes les voies télescopes et déclenche une impulsion quand deux signaux arrivent en coïncidence. Un Ou Logique est ensuite créé, dans le module Lecroy 365 AL, entre le signal sortant du Master Trigger et celui échantillonné. Ce module délivre trois signaux, un signal Fast Trigger allant directement au Local Trigger, un signal de validation et le troisième consistant en un signal RAZ allant à la carte Trigger.

La carte Trigger autorise deux modes de fonctionnement de la carte : validation ou remise à zéro. En mode RAZ la carte Trigger reçoit un signal et remet l'électronique à zéro, en mode validation la carte Trigger déclenche un signal qui autorise le fonctionnement de la carte.

Le signal temps délivré par le CFD est injecté dans le circuit de déclenchement local (Local Trigger) et active (Start) un convertisseur temps amplitude (TAC), la conversion temps-amplitude est interrompue (Stop) dès réception du signal fast trigger. En l'absence de ce signal, la conversion se poursuit pendant une durée maximale de 800 ns. Une fois cette durée écoulée l'électronique de la voie contrôlée par le Local Trigger est remise à zéro.

2.6.2 Electronique associée à l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180.0$ MeV

L'électronique associée à l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180.0$ MeV est fondamentalement la même que celle réalisée à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6$ MeV comme le montre la Figure 2.11. Les modules Lecroy 380 A, Lecroy 365 AL, CRN AQDO et le module NIM qui formaient un Master Trigger "externe" sont ici remplacés par une carte "Trigger" en standard VXI. Les différents signaux individuels sortant du CFD sont sommés et lus à travers la sortie SUMBUS et entrent directement dans le Master Trigger. La logique reste exactement la même que dans le cas précédent. Le Master Trigger se charge de faire le OU Logique entre le signal SUMBUS et le OU échantillonné provenant de chaque CFD et d'envoyer les signaux adéquats à la carte Ressource Manager.

2.6.3 Acquisition des données

Le logiciel d'acquisition d'ICARE [Bel97] permet de piloter les différents paramètres électroniques, de coder et d'enregistrer chaque événement sur cassettes Exabyte et également de visualiser en ligne les spectres mono et bidimensionnels pour le contrôle du déroulement de l'expérience à partir d'une station de travail SUN.

2.7 Analyse des données

2.7.1 Traitement hors ligne

Les données brutes de l'expérience, enregistrées sur cassettes Exabyte, ont été analysées sur une station de travail SUN de l'IREs de Strasbourg, sous système UNIX. Pour remonter

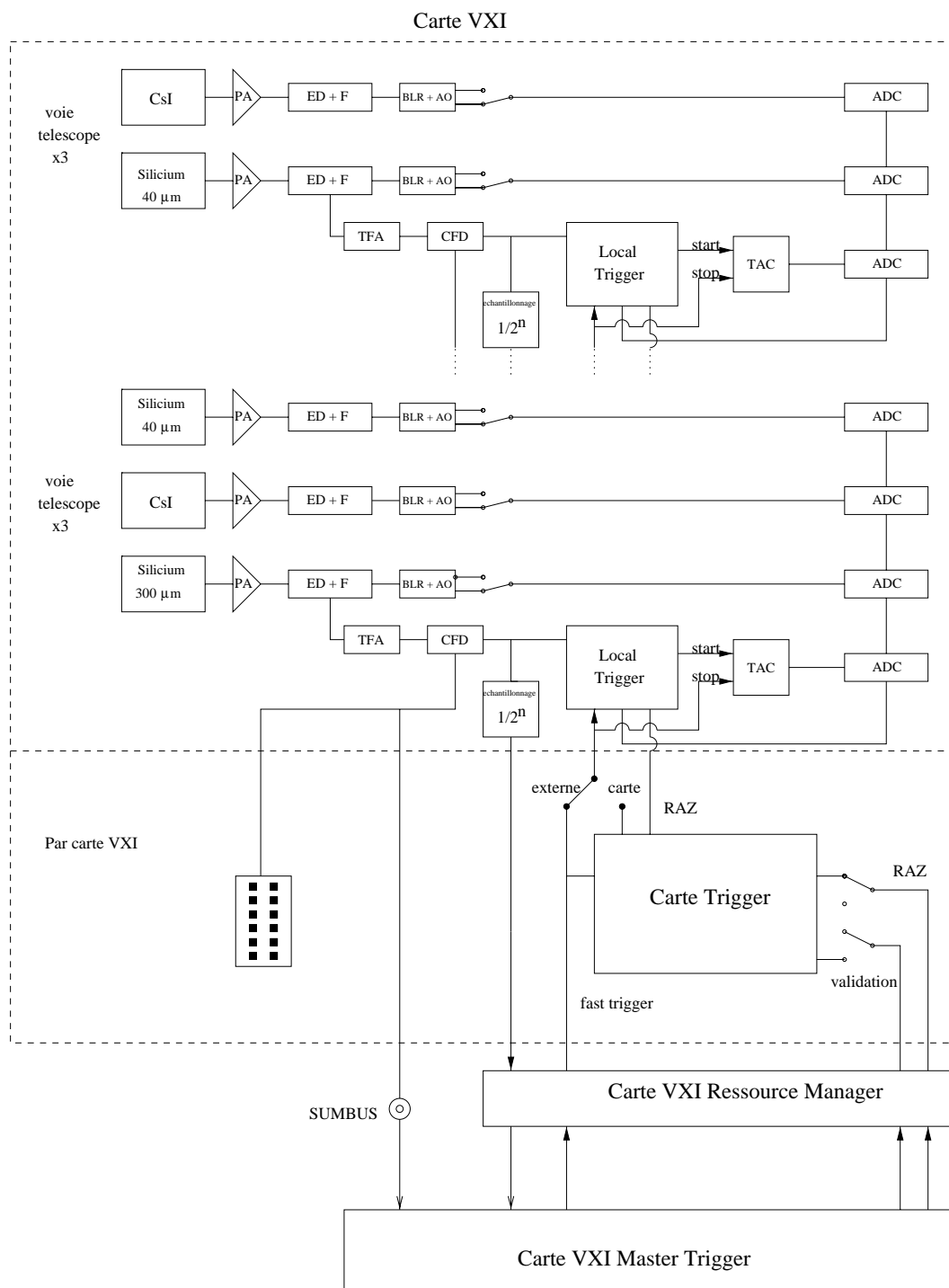


FIG. 2.11: Schéma de l'électronique associée à l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180$ MeV.

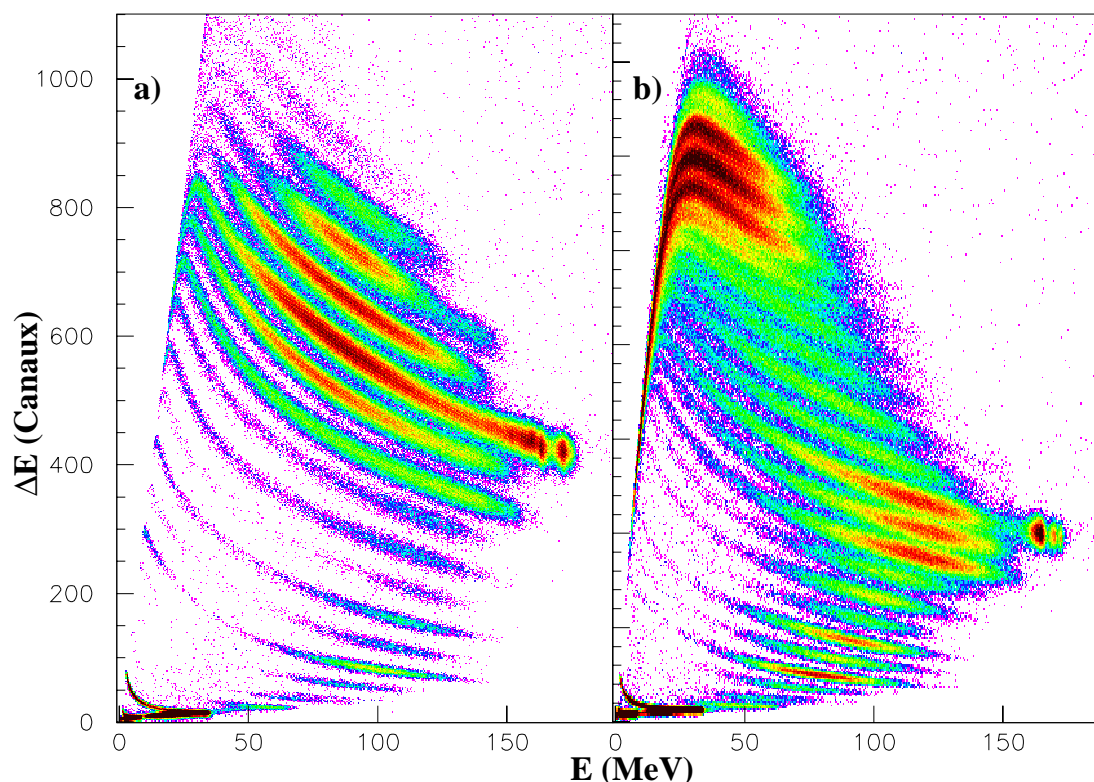


FIG. 2.12: Spectres bidimensionnels $\Delta E(\text{Canaux})-E_{\text{totale}}(\text{MeV})$. a) réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}$, $\theta_{\text{lab}}=10^\circ$ b) réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}$, $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$.

à des grandeurs physiques il faut construire des matrices bidimensionnelles $\Delta E(\text{canaux})-E_{\text{totale}}(\text{MeV})$ qui sont ensuite visualisées grâce au logiciel PAW du CERN.

Sur la Figure 2.12 sont représentés deux spectres bidimensionnels obtenus au cours de l'expérience à $E_{\text{lab}}(^{28}\text{Si})=180 \text{ MeV}$ avec un télescope IC. En a) pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ et en b) pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$. Dans les deux cas le pic intense à haute énergie correspond à la diffusion élastique et la bande correspondante est celle du projectile ^{28}Si ($Z=14$). Pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ les trois bandes au dessus ($Z \geq 15$) sont les résidus d'évaporation (S, P, Cl). Les deux premières bandes, qui ont les pertes d'énergie les plus petites correspondent aux protons et aux particules α . Les deux bandes sous le ^{28}Si (Mg et Al) proviennent des réactions de transfert. Les bandes intermédiaires entre celle correspondant au Ne et celle correspondant au Li représentent la région de la fission asymétrique et/ou de l'orbiting. Dans le cas de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ l'évaporation est localisée dans le bloc intense à haute énergie (et correspondant à des charges comprises entre celle de l'Ar et celle du Ti). Entre cette région et la bande du projectile nous retrouvons entre autres des raies provenant de la contamination de la cible en Carbone. Les bandes ayant des charges inférieures à celle du projectile proviennent des mêmes mécanismes que dans le cas a). Grâce à ces spectres il est aisé de sélectionner les fragments dont on cherche à définir les propriétés.

Sur les Figures 2.13 et 2.14 sont représentés deux spectres bidimensionnels typiques de télescopes TL2 et TL3, respectivement. Pour ces deux types de détecteurs, on distingue aisément les protons des particules α . L'épaisseur relativement faible de la diode silicium

des télescopes TL2 40 μm permet également une détection de noyaux plus lourds, ici jusqu'à $Z=8$, mais les difficultés d'étalonnage des CsI(Tl) ne permettent pas une exploitation aisée des ions de charge supérieure à 3. On remarquera également sur cette figure la séparation en masse des différents isotopes du Lithium, ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$, et du Béryllium, ${}^7\text{Be}$ et ${}^9\text{Be}$. Par contre l'épaisseur de la deuxième diode silicium des télescopes TL3 300 μm permet une excellente discrimination en masse des particules légères chargées. On voit bien sur la Figure 2.14 la bonne séparation entre les protons, les deutons et les tritons, ce qui est impossible dans le cas des télescopes TL2. On peut également observer une séparation des différents isotopes de l'Hélium : ${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$.

Avant de construire ces spectres il convient d'étalonner chaque voie énergie et d'additionner les voies E (ΔE_1) et ΔE_1 (ΔE_2) pour obtenir un spectre en énergie du fragment (et/ou particule légère) détecté en tenant compte de l'ajustement de gain qui dépend de la chaîne électronique et de la réponse du détecteur.

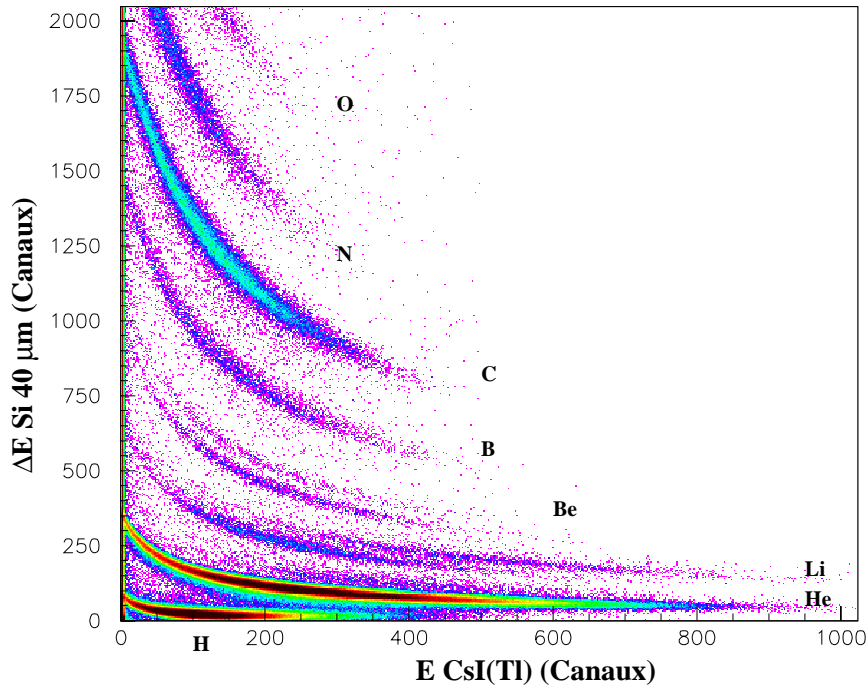


FIG. 2.13: Spectre bidimensionnel $E_{CsI(Tl)} - \Delta E_{Si40\mu m}$ obtenu dans un détecteur TL2 à 40° dans la réaction ${}^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV}) + {}^{28}\text{Si}$.

2.7.2 Etalonnage en énergie des détecteurs

Pour la détermination de l'ajustement du gain, en plus des points sources α à basse énergie donnés par le Thorium (6.05/6.09 MeV et 8.78 MeV) et l' Americium (5.59 MeV), il est nécessaire de faire des mesures supplémentaires avec des réactions monoénergétiques.

Pour cela nous avons donc fait des mesures à différentes énergies des pics élastiques de différents couples cible-projectile pour l'étalonnage des télescopes d'ions lourds, des mesures des pics α provenant de la réaction ${}^{12}\text{C}({}^{16}\text{O}, {}^4\text{He}){}^{24}\text{Mg}^*$ à 53 MeV (comparés à des mesures antérieures [Bec83, Esw93, Fre98]) dans le système du laboratoire pour la calibration en α des cristaux de CsI(Tl) (Figure 2.15) et finalement la mesure des protons

réaction	E_{Lab} (MeV)	détecteurs Etalonnés
$^{28}Si(^{28}Si, ^{28}Si)^{28}Si$	111.6	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{12}C(^{28}Si, ^{28}Si)^{12}C$	111.6	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{197}Au(^{28}Si, ^{28}Si)^{197}Au$	111.6	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{28}Si(^{16}O, ^{16}O)^{28}Si$	53	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{12}C(^{16}O, ^{16}O)^{12}C$	53	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{197}Au(^{16}O, ^{16}O)^{197}Au$	53	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^1H(^{28}Si, ^1H)^{28}Si$	111.6	Cristal CsI(Tl) des TL2 et TL3 (en proton)
$^1H(^{16}O, ^1H)^{16}O$	53	Cristal CsI(Tl) des TL2 et TL3 (en proton)
$^{12}C(^{16}O, ^4He)^{24}Mg^*$	53	Cristal CsI(Tl) des TL2 et TL3 (en alpha)

TAB. 2.5: Points d'étalonnage pour les réactions étudiées dans la première expérience.

réaction	E_{Lab} (MeV)	détecteurs Etalonnés
$^{28}Si(^{28}Si, ^{28}Si)^{28}Si$	180	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{12}C(^{28}Si, ^{28}Si)^{12}C$	180	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{197}Au(^{28}Si, ^{28}Si)^{197}Au$	180	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{28}Si(^{16}O, ^{16}O)^{28}Si$	115	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{12}C(^{16}O, ^{16}O)^{12}C$	115	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{197}Au(^{16}O, ^{16}O)^{197}Au$	115	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{28}Si(^{16}O, ^{16}O)^{28}Si$	53	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{12}C(^{16}O, ^{16}O)^{12}C$	53	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^{197}Au(^{16}O, ^{16}O)^{197}Au$	53	Diode Si des IC et chambre à ionisation
$^1H(^{28}Si, ^1H)^{28}Si$	180	Cristal CsI(Tl) des TL2 et TL3 (en proton)
$^1H(^{16}O, ^1H)^{16}O$	115	Cristal CsI(Tl) des TL2 et TL3 (en proton)
$^1H(^{16}O, ^1H)^{16}O$	53	Cristal CsI(Tl) des TL2 et TL3 (en proton)
$^{12}C(^{16}O, ^4He)^{24}Mg^*$	53	Cristal CsI(Tl) des TL2 et TL3 (en alpha)

TAB. 2.6: Points d'étalonnage des réactions étudiées dans la deuxième expérience.

de recul dans plusieurs réactions du type projectile-Formvar (C5H4O2) pour l'étalonnage en protons de ces mêmes cristaux. Les différentes mesures utilisées pour l'ajustement du gain dans les deux expériences sont récapitulées dans les Tableaux 2.5 et 2.6. En outre, les énergies exactes déposées par les particules légères et les ions lourds dans les détecteurs (E_r et ΔE) sont calculées en tenant compte des pertes d'énergie dans la cible et dans les différents milieux qu'ils rencontrent entre la cible et le détecteur (fenêtre d'entrée des IC, couche d'Aluminium sur les diodes Silicium, etc...). Ces pertes d'énergie sont calculées à l'aide du progamme ENELOSS basé sur les tables de pertes d'énergie de Ziegler [Zie85].

Les télescopes d'ICARE sont formés, comme on l'a déjà vu, de trois types de détecteurs : chambre à ionisation, diode Silicium et scintillateur CsI(Tl). Il convient donc de faire un type d'étalonnage différent pour chaque télescope [Rou99].

a) Télescopes IC ($\Delta E_{gaz} - E_{Si}$)

Les deux types de détecteurs, dont sont formés ces télescopes, (chambres à ionisation et diodes Silicium) ont des réponses linéaires. La relation entre l'énergie donnée en nombre de canaux et l'énergie en MeV est

$$\Delta E(\text{MeV}) = \alpha + \beta \Delta E(\text{canal}) \quad (2.7)$$

pour les chambres à ionisation et

$$E_r(\text{MeV}) = \delta + \gamma E_r(\text{canal}) \quad (2.8)$$

pour les diodes Silicium.

Ces détecteurs ont été étalonnés grâce aux sources émettrices α et aux différents pics élastiques (Tableaux 2.5 et 2.6). Pour l'expérience à 111.6 MeV nous avons placé deux de ces télescopes à l'arrière (130° et 150°). Dans ce cas il est impossible d'avoir des pics élastiques, nous avons donc eu recours aux pics α donnés par la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^4\text{He})^{24}\text{Mg}^*$ à 53 MeV (cf. Figure 2.17) qui ont été identifiés à partir de mesures précédentes [Bec83, Esw93, Fre98].

b) Télescopes TL2 ($\Delta E_{Si} - E_{CsI(Tl)}$)

La réponse des diodes Silicium dans les télescopes TL2 est la même que celle décrite précédemment (cf. équation 2.7).

Les cristaux de CsI(Tl), comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.3.3 n'ont, par contre, pas une réponse linéaire à basse énergie. Nous avons donc utilisé dans ce cas l'équation 2.6 proposée par Sarantites et al. [Sar96] (Figure 2.17) :

Les scintillateurs n'ont pas la même réponse dans le cas des protons et dans celui des particules α . Il convient donc de faire séparément deux étalonnages différents pour chaque type de particules légères. Dans le cas des particules α , nous avons également utilisé la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^4\text{He})^{24}\text{Mg}^*$ à 53 MeV et, dans le cas des protons les réactions $^1\text{H}(^{28}\text{Si}, ^1\text{H})^{28}\text{Si}$ à 111.6 MeV et $^1\text{H}(^{16}\text{O}, ^1\text{H})^{16}\text{O}$ à 53 MeV pour la première expérience (111.6 MeV) et les réactions $^1\text{H}(^{28}\text{Si}, ^1\text{H})^{28}\text{Si}$ à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180$ MeV et $^1\text{H}(^{16}\text{O}, ^1\text{H})^{16}\text{O}$ à $E_{lab}(^{16}\text{O})115$ MeV et 53 MeV pour la deuxième expérience (180 MeV). Ces réactions ont été possibles avec une cible de Formvar, matériau riche en protons $\text{C}_5\text{H}_4\text{O}_2$. Parfois il n'a pas été possible d'étalonner en proton les CsI(Tl) avec ces réactions : soit parce que les pics n'existent pas à l'angle considéré, soit parce que les pics étaient à trop basse énergie pour être pris en compte. Dans ces cas l'étalonnage a été fait à partir de l'étalonnage ΔE . En effet, connaissant l'énergie déposée dans le Silicium nous pouvons remonter avec le programme de calcul de perte d'énergie à l'énergie incidente d'une particule et, donc, à son énergie résiduelle. Un spectre α monodimensionnel de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^4\text{He})^{24}\text{Mg}^*$ obtenu dans un scintillateur à 40° est présenté sur la Figure 2.15. Les positions des pics sont en excellent accord avec les références [Bec83, Esw93, Fre98] et, le Tableau 2.7 donne les points d'étalonnage obtenus pour cette réaction dans ce scintillateur. Les courbes d'étalonnage (équation 2.6) proton et α de ce scintillateur sont présentées sur la Figure 2.17.

Au cours de la première expérience, un problème imprévu est apparu. Dans les spectres bidimensionnels la valeur de la perte d'énergie avait tendance à augmenter pour de grandes valeurs de l'énergie incidente des particules. Nous avons démontré que cet effet "non

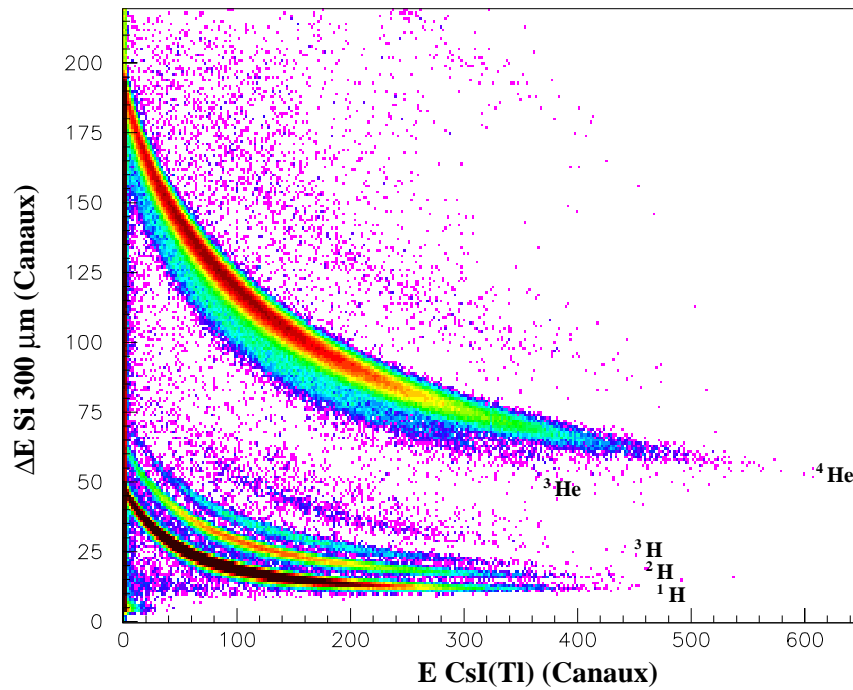


FIG. 2.14: Spectre bidimensionnel $E_{CsI(Tl)} - \Delta E_{Si300\mu m}$ obtenu dans un détecteur TL3 à 35° dans la réaction $^{28}Si(E_{lab}=180 MeV) + ^{28}Si$.

Energie d'excitation du ^{24}Mg (MeV)	Energie CsI(Tl) (MeV)	Canal CsI(Tl)
0	40.2	2128
1.37	38.6	2038
4.12	35.3	1837
6.01	33.0	1714
8.11	30.3	1554
9.28	28.9	1451
11.9	25.5	1255
13.2	23.8	1160
14.2	22.7	1101
15.2	21.2	1020
16.6	19.2	910

TAB. 2.7: Points d'étalonnage du scintillateur à 40° obtenus par la réaction $^{12}C(^{16}O, ^4He)^{24}Mg^*$ à $E_{lab}=53 MeV$ (cf. Figure 2.15).

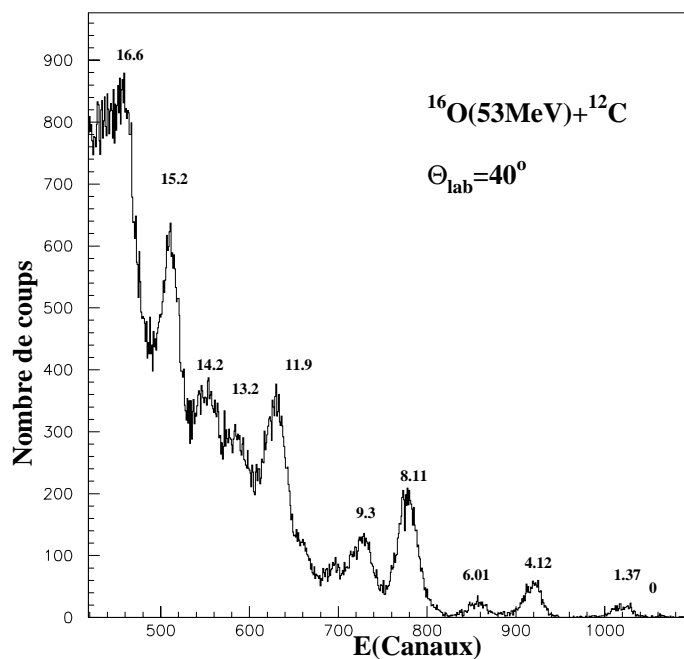


FIG. 2.15: Spectre α de la réaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^4\text{He})^{24}\text{Mg}^*$ obtenu dans le scintillateur d'un télescope à 40° . Les énergies d'excitation des états du noyau $^{24}\text{Mg}^*$ sont données en MeV.

physique" était dû au fait que les diodes Silicium "voyaient" une partie des photons créés dans le scintillateur. Cet effet inattendu et indésirable est illustré par le schéma de la Figure 2.16.

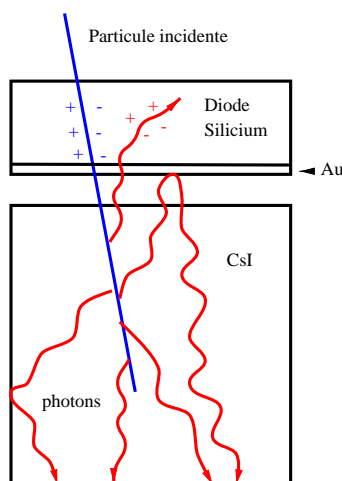


FIG. 2.16: Schéma du mécanisme provoquant une augmentation de la mesure de la perte d'énergie pour les particules légères les plus énergétiques dans l'expérience à $E_{\text{lab}}(^{28}\text{Si})=111.6\text{ MeV}$.

En effet, la particule incidente en pénétrant dans le scintillateur crée des photons qui

sont émis dans toutes les directions. Une partie de ces photons ressortent par la face d'entrée du CsI(Tl) et pénètrent dans la diode Silicium. Cette diode est recouverte du côté scintillateur d'une couche mince de ^{197}Au dont l'épaisseur de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ était prévue être suffisamment réfléchissante, mais une partie des photons a malgré tout été en mesure de pénétrer la totalité de la couche. Ces photons résiduels créent alors des paires électron-trou qui vont augmenter le signal dans la voie Silicium. Cet effet est proportionnel au nombre de photons émis par le scintillateur et donc à l'énergie des particules incidentes : la mesure de la perte d'énergie augmente à haute énergie. Nous pouvons voir cet effet sur la courbe d'étalonnage du Silicium à 45° sur la Figure 2.18. L'ajustement linéaire a été effectué sur la base des données (étoiles) qui correspondent aux deux points source à basse énergie, (particules α qui ne traversent pas la diode) et aux points où les particules α et les protons commencent à traverser le Silicium. Les ronds pleins correspondent aux alphas et les triangles aux protons. Ces points alphas et protons sont calculés à partir de leur énergie résiduelle déposée dans le CsI(Tl). Cet effet étant proportionnel au nombre de photons émis, donc au nombre de canaux dans le CsI nous avons dû utiliser un facteur de correction de la perte d'énergie dans le Silicium en fonction du nombre de canaux dans le CsI(Tl) (Figure 2.19). Il est à noter que cet effet étant proportionnel au nombre de photons déposés dans le scintillateur et non au type de particule incidente, on s'attendrait à tort à obtenir la même courbe de correction pour les particules α et les protons. Cette différence de correction provient du fait que les différentes particules chargées n'ont pas le même rapport B/A (rapport entre les deux composantes de scintillation discuté dans le paragraphe 2.3.3). Ces deux mécanismes produisent des photons de longueur d'onde différentes qui n'ont pas les mêmes coefficients d'absorption dans les matériaux. Nous avons donc dû calculer deux corrections, la première pour les particules α et, la deuxième pour les protons. La formule utilisée pour fitter les points est la même que celle utilisée pour l'étalonnage des CsI, équation 2.6.

Le problème rencontré au cours de la première expérience tend à démontrer que l'évaporation d'Or présente sur la diode Silicium ne constitue pas un aussi bon réflecteur que le Mylar aluminisé. Ce problème a donc été totalement résolu pour la deuxième expérience en introduisant une couche réfléchissante de $1.5 \mu\text{m}$ de Mylar aluminisé ($35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) simplement tendue sur la face d'entrée du scintillateur, c'est à dire entre le scintillateur et la diode Silicium [Bel94, Nor95].

c) Télescopes TL3 ($\Delta E_{Si_1} - \Delta E_{Si_2} - E_{CsI(Tl)}$)

La technique d'étalonnage des télescopes TL3 est la même que celle des télescopes TL2. Dans ce cas, la diode Silicium la plus proche du scintillateur ayant une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ ($40 \mu\text{m}$ pour les TL2), l'effet du aux photons décrit ci-dessus est négligeable. Il n'a donc pas été nécessaire de faire des corrections sur la perte d'énergie.

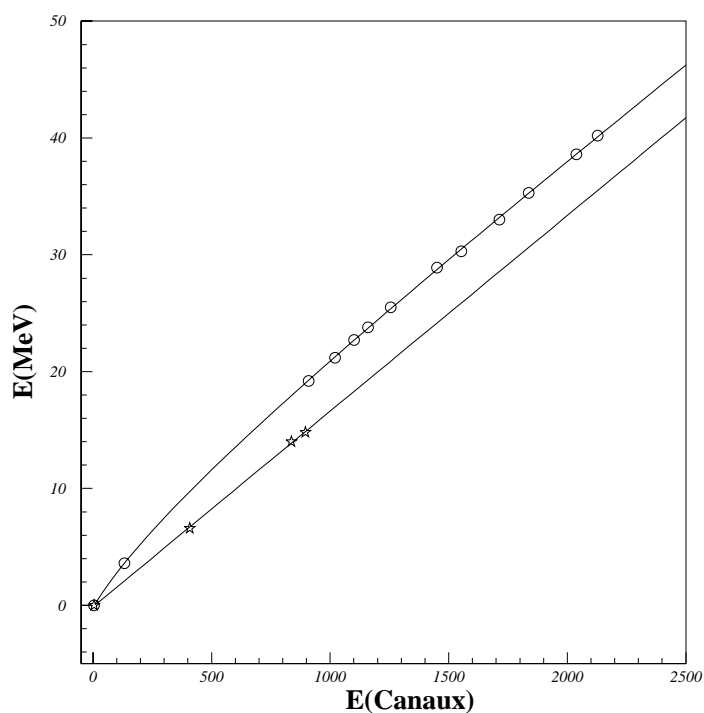


FIG. 2.17: Exemple type d'étalonnages établies pour un scintillateur placé à 40° . Les cercles correspondent aux points α , les étoiles aux points protons. Les données ont été fittées suivant la relation 2.6.

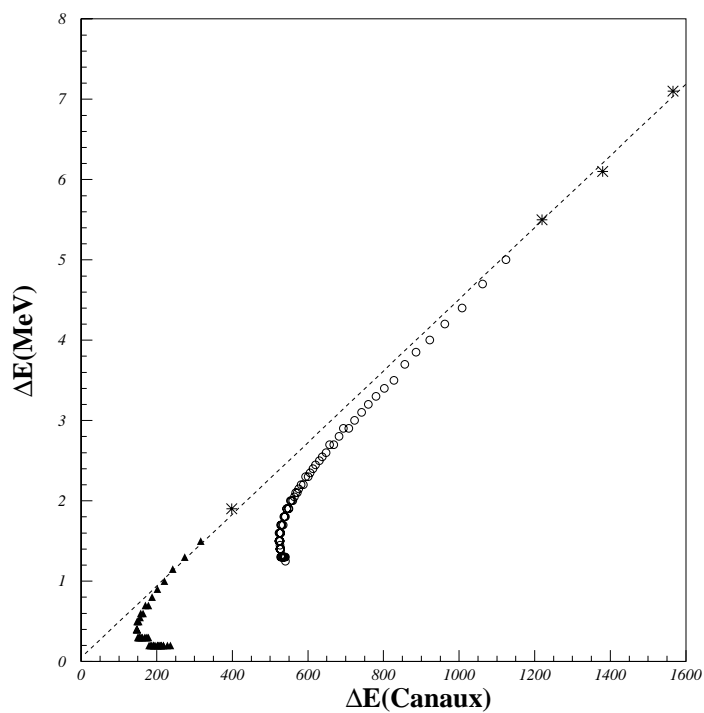


FIG. 2.18: Exemple type d'étalonnage pour une diode Silicium à 45° , Voir texte. Les cercles correspondent aux α , les triangles aux protons.

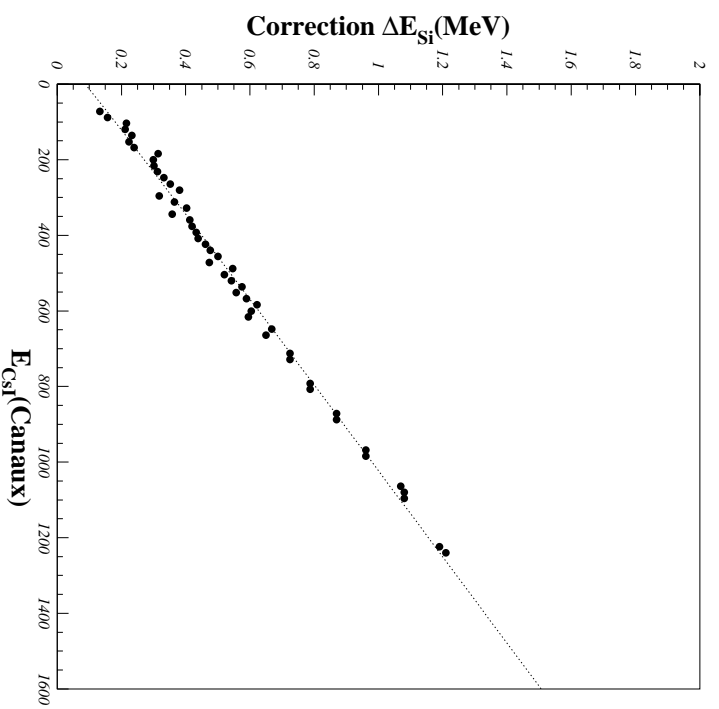


FIG. 2.19: Courbe de correction des α pour la diode Silicium de la Figure 2.18.

Chapitre 3.

Résultats expérimentaux

3.1 Mesures inclusives

3.1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus à partir des mesures inclusives. Ces mesures ont pour but :

- de mettre en évidence le processus de fusion-fission asymétrique des noyaux composés ^{40}Ca et ^{56}Ni peuplés respectivement par les réactions de fusion $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ et $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à deux énergies de bombardement $E_{lab}(^{28}\text{Si}) = 111.6$ et 180 MeV, en accord avec les systématiques des produits complètement relaxés en énergie établies dans cette région de masse [Bec92, Bec93, Bec96a, San99].
- d'étudier les distributions angulaires.
- de déterminer les sections efficaces des produits binaires.

Les systèmes $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ [Ala83, Ala85, Are94, Cas98, Gar82, Har86, Har88, Hui98, Jor79, Les82, Nag86, Ost80, Rac83, Ray86, Ray91, Sha82, Sha84, Vin93] et $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ [Agu86, Bec00b, Bett81a, Bett81b, Bett81c, Box94, Dec88, Dec92, Dic81, Fus92, Gar82, Kil95, Gri90, Med79, Mei91, Nag86, Nou99, Obe92, Pap95, Sai84, Vin90] à des énergies de bombardement inférieures à 10 MeV/nucléon ont précédemment fait l'objet d'études complètes des fragments lourds permettant de déterminer leur section efficace [Vin90, Vin93, Nag86, Are94]. Le Tableau 3.1 donne les valeurs des différentes sections efficaces (de fusion complète et/ou de fusion-évaporation) ainsi que celles des moments angulaires critiques (déduits à partir du modèle de la coupure franche [Dje92]) que nous avons utilisées dans ce travail.

Dans un premier temps nous présenterons les résultats obtenus à partir des produits de réaction puis ceux obtenus à partir des particules légères chargées (PLC).

Les résultats des données exclusives (mesures obtenues en coïncidence) seront présentés dans le chapitre suivant.

Système	E_{lab} (MeV)	σ (mb)	l_{cr} (\hbar)	Référence
$^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$	115	$\sigma_{fus}=1130 \pm 127$	21.3 ± 1.3	[Are94]
$^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$	178	$\sigma_{er}=1150 \pm 81$	27.0 ± 1.0	[Vin93]
$^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$	115	$\sigma_{fus}=1064 \pm 70$	35.1 ± 1.2	[Nag86]
$^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$	174	$\sigma_{er}=852 \pm 85$	37 ± 1.1	[Vin90]

TAB. 3.1: Sections efficaces et l_{cr} utilisés.

3.1.2 Etude des produits de réaction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les produits de réaction des collisions entre ions lourds "légers" proviennent de différents mécanismes qui dépendent essentiellement du moment angulaire dans la voie d'entrée (paramètre d'impact).

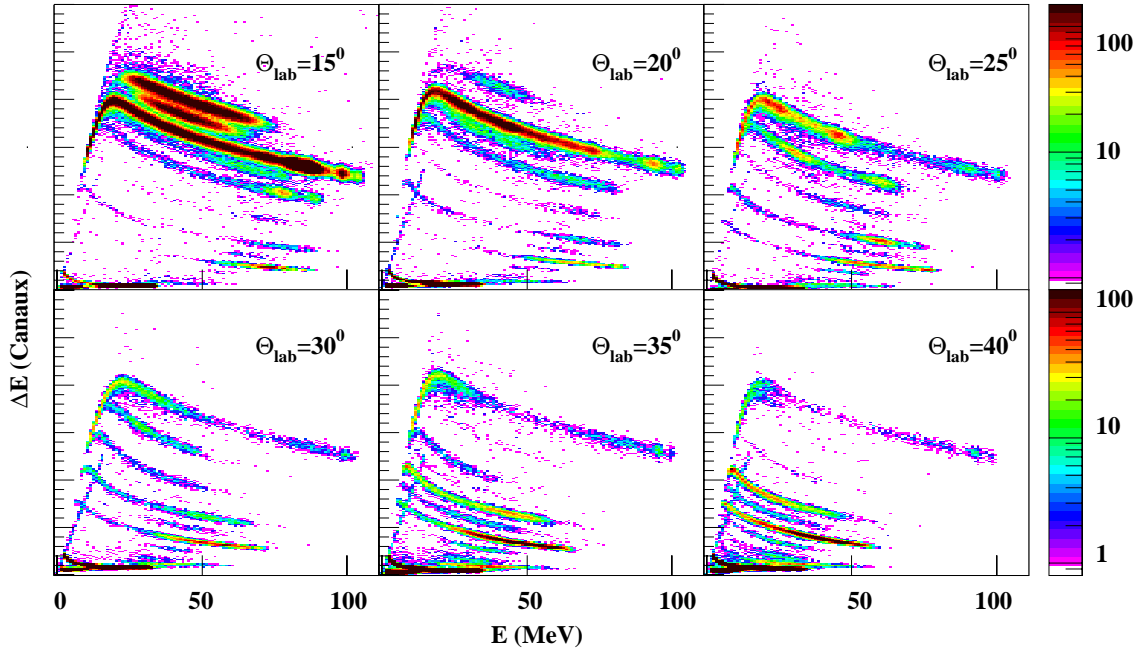


FIG. 3.1: Spectres bidimensionnels $\Delta E(\text{Canaux})-E_{totale}(\text{MeV})$ de la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=180 \text{ MeV}$.

Les spectres bidimensionnels (Figures 3.3 et 3.4) montrent cette variété de produits de réaction et donc de mécanismes qui leur sont associés.

Sur les spectres de la Figure 3.3 mesurés à 10° pour la réaction $^{28}\text{Si}(180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$, il est possible de distinguer :

- La bande la plus intense correspondant à $Z=14$, ligne du projectile, dont la composante la plus énergétique est issue du mécanisme de diffusion élastique. L'intensité importante de cette bande provient des effets de diffusions multiples ("slit scattering"), effet de dégradation de l'énergie du faisceau avant la cible. Il est à noter que les problèmes de diffusions multiples ont été résolus pour l'expérience à 180 MeV durant laquelle l'optique avait été réglée parfaitement. Cet effet important pour l'expérience à $E_{lab}(^{28}\text{Si})=111.6 \text{ MeV}$ ainsi que la composante élastique disparaissent avec l'augmentation de l'angle de détection.

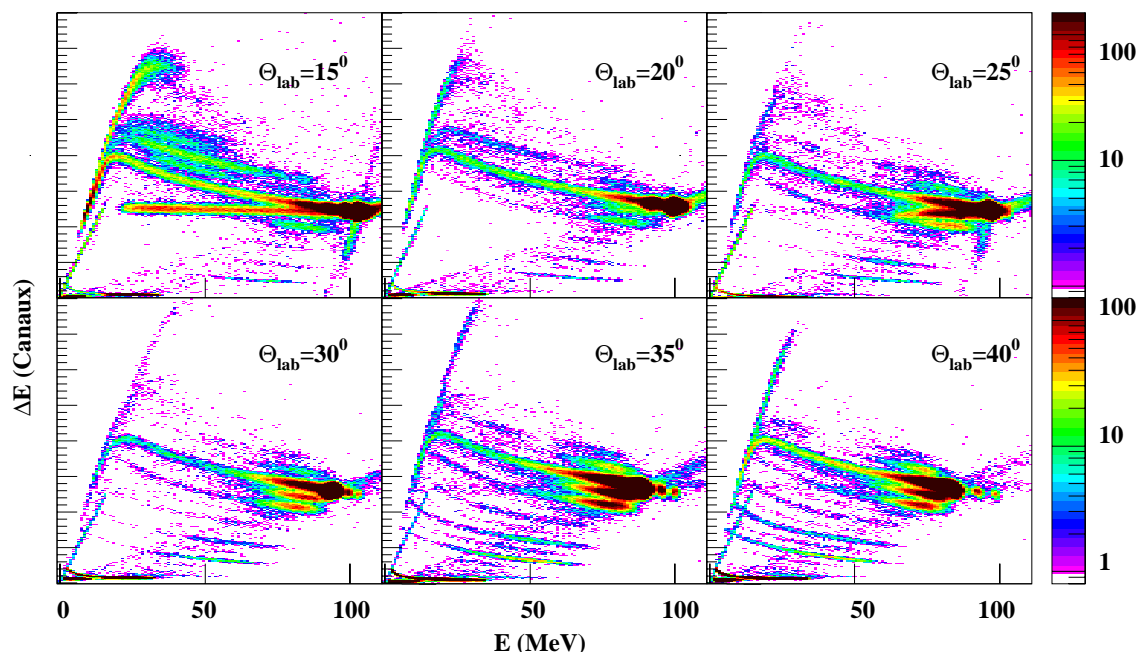


FIG. 3.2: Spectres bidimensionnels $\Delta E(\text{Canaux})-E_{\text{totale}}(\text{MeV})$ de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}}(^{28}\text{Si})=180 \text{ MeV}$.

- Les deux lignes supérieures, $Z = 15$ et 16 , proviennent des mécanismes de fusion-évaporation. On observe encore une composante d'évaporation à 20° . Les mécanismes de fusion-évaporation disparaissent ensuite complètement pour les angles supérieurs.
- Les bandes correspondant à $Z = 13$ et 14 sont issues des réactions de transfert profondément inélastiques.
- La zone comprise entre $Z=5$ et $Z=12$ correspond à des réactions de fusion-fission (FF) et/ou d'orbiting. On peut remarquer ici l'absence presque totale du Fluor ($Z=9$) et du Sodium ($Z=11$) due à la faible section efficace de ces mécanismes pour des produits de réaction n'ayant pas une sous-structure α [Mat97]. La section efficace différentielle $d\sigma/d\Theta$ de production de ces types de réaction étant isotrope dans le centre de masse, comme nous le verrons dans le paragraphe dédié aux distributions angulaires, les lignes correspondantes, à la différence des précédentes, sont présentes jusqu'aux angles les plus à l'arrière.

Les spectres de la Figure 3.2 ont été mesurés pour la réaction $^{28}\text{Si}(111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Ici également on peut diviser ces spectres en plusieurs régions :

- La bande la plus intense correspondant à la bande du projectile. On remarquera dans ce cas une composante à 15° horizontale non "physique". Cette ligne est due à une dérive de l'électronique provenant d'un trop fort taux de comptage de diffusion élastique dans ce détecteur.
- Les bandes $Z = 15, 16$ et 17 proviennent ici en grande partie de la contamination de notre cible en Carbone et Oxygène (cf. Chap. 2.5).
- les composantes d'évaporation sont regroupées dans le bloc situé à haute perte d'énergie (en dessous du pic de Bragg) dans le spectre à 15° . L'identification Z

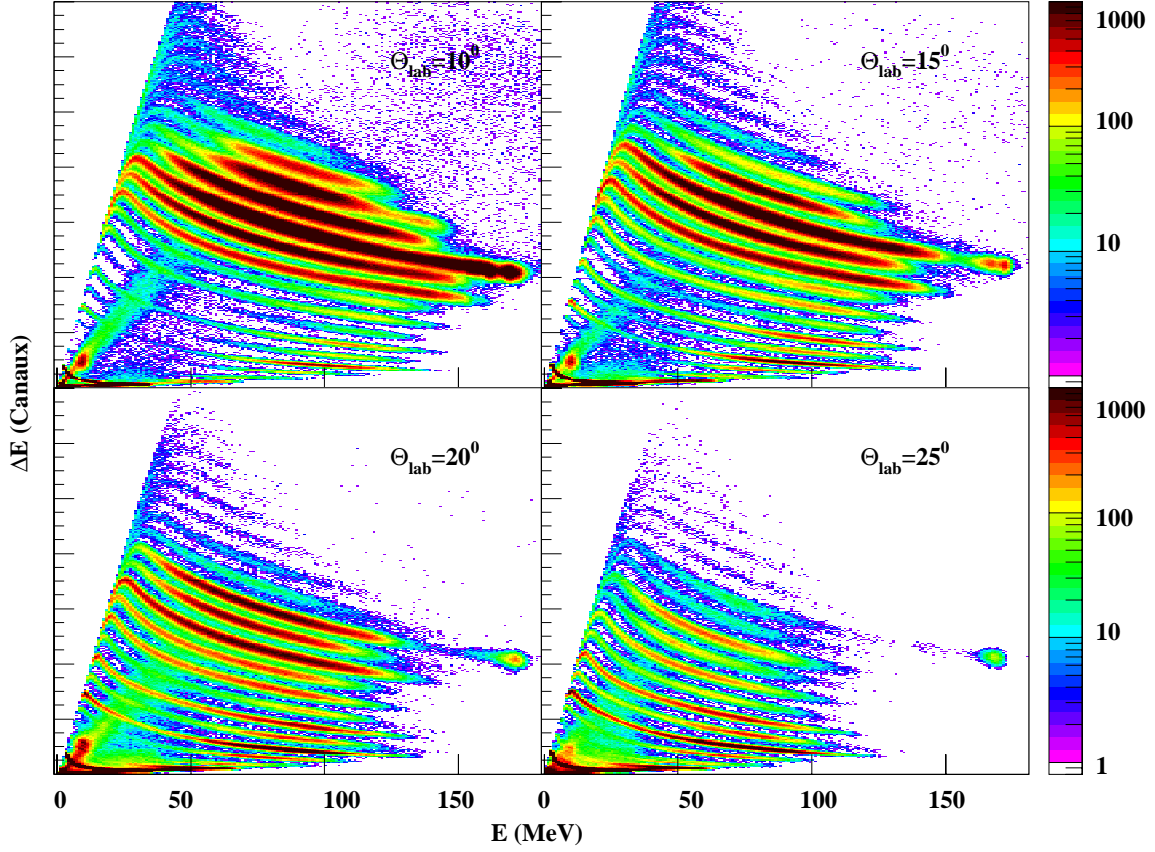


FIG. 3.3: Spectres bidimensionnels $\Delta E(\text{Canaux})-E_{\text{totale}}(\text{MeV})$ de la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}}(^{28}\text{Si})=180 \text{ MeV}$.

par Z est donc impossible. Cette composante a déjà pratiquement complètement disparue à 25° .

- Les spectres à 30° , 35° et surtout 40° montrent la présence de résidus lourds provenant de la fusion du projectile avec des contaminants lourds de la cible comme le Cuivre.
- La région sous la bande du projectile est constituée ici, comme dans le cas de la réaction $^{28}\text{Si}(111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ par les mécanismes de transfert ($Z = 12$ et 13) et les mécanismes de fusion-fission et/ou d'orbiting ($Z = 5$ à 10). Leurs sections efficaces étant très faibles, nous n'avons pas pu faire une analyse détaillée de tous les fragments.

Les spectres des Figures 3.3 et 3.4 correspondent respectivement aux réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ et $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}}(^{28}\text{Si})=180 \text{ MeV}$. Les mécanismes de réaction sont identiques à ceux observés à plus basse énergie $E_{\text{lab}}(^{28}\text{Si})=111.6 \text{ MeV}$. On peut remarquer sur les spectres à 10° des réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ et $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ qu'il est possible d'identifier les résidus d'évaporation individuellement jusqu'à $Z=18$ et $Z=24$ respectivement avec une bonne discrimination en Z . On notera également que du fait de l'augmentation de la section efficace de production des réactions binaires (fusion-fission/orbiting), comme l'ont montré Shapira et collaborateurs [Sha82] (cf. Figure 3.10), la statistique sur ces noyaux est importante pour chaque Z et pour les deux systèmes.

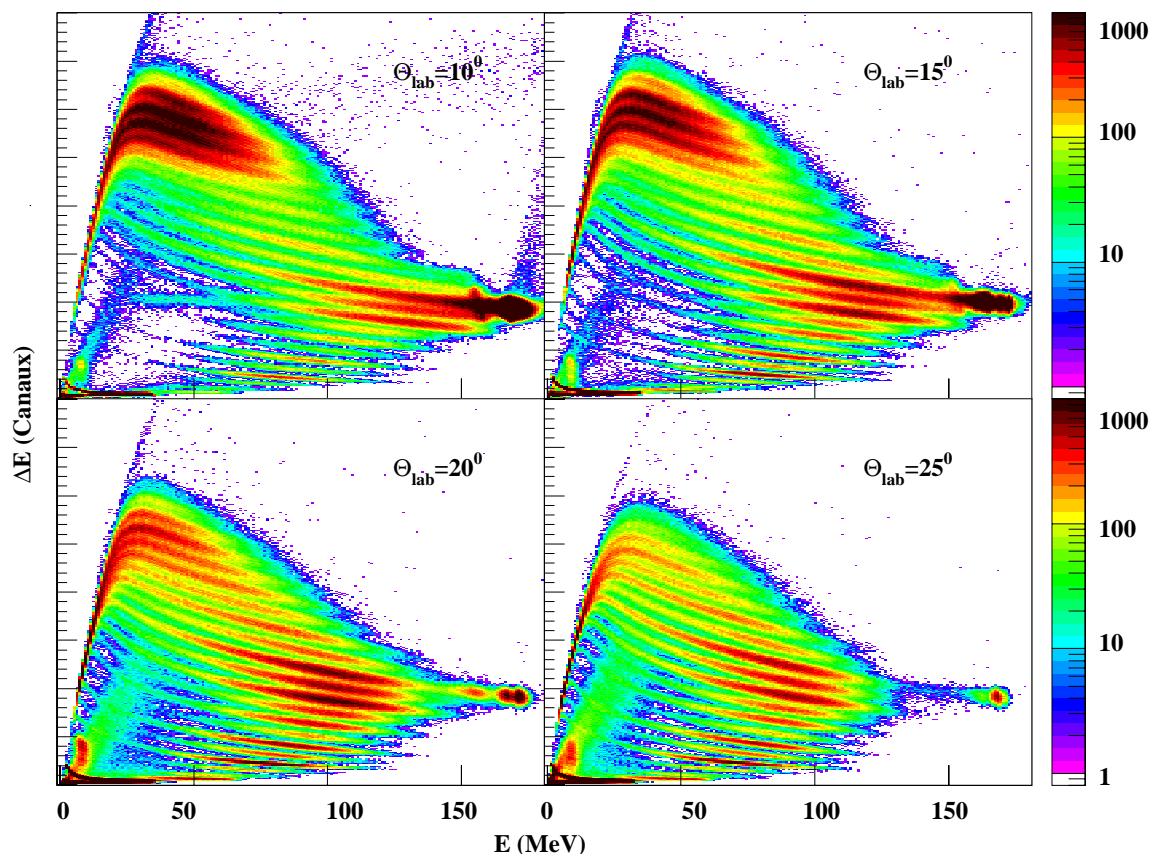


FIG. 3.4: Spectres bidimensionnels $\Delta E(\text{Canaux})-E_{\text{totale}}(\text{MeV})$ de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}}(^{28}\text{Si})=180 \text{ MeV}$.

L'identification du processus de production de ces fragments, par l'étude de leurs caractéristiques expérimentales constitue l'objet du prochain paragraphe, où seront présentés les spectres en énergie individuels des différents produits de réaction.

a) Spectres en énergie des fragments dans les réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$.

Les Figures 3.5 et 3.6 représentent respectivement les spectres en énergie des fragments issus des réactions $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ détectés à 25° de $Z=5$ à 11 et à 15° de $Z=12$ à 16 et $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ détectés à 10° . Ces spectres sont obtenus après sélection et projection sur l'axe des énergies de chaque élément identifié dans les spectres bidimensionnels $E-\Delta E$ (cf. Figure 3.1 et 3.3).

Les résultats que nous avons obtenus à $E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV}$ pour le Carbone et l'Oxygène peuvent être comparés directement aux données publiées dans la littérature par Shapira et collaborateurs [Sha82] sur la Figure 3.7. On remarquera le bon accord entre les spectres obtenus à $E_{\text{lab}}=115 \text{ MeV}$ par Shapira et al. (Figures de gauche) et ceux obtenus dans ce travail à l'énergie voisine $E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV}$ (Figures de droite). L'excellente résolution en énergie obtenue dans ce travail à $E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV}$ a permis l'identification des principaux pics dont les états excités sont à basse énergie (états fondamentaux, voies inélastiques simples et mutuelles).

Dans le cas des produits de fission ($Z = 5$ à 9) les spectres ont une forme Gaussi-

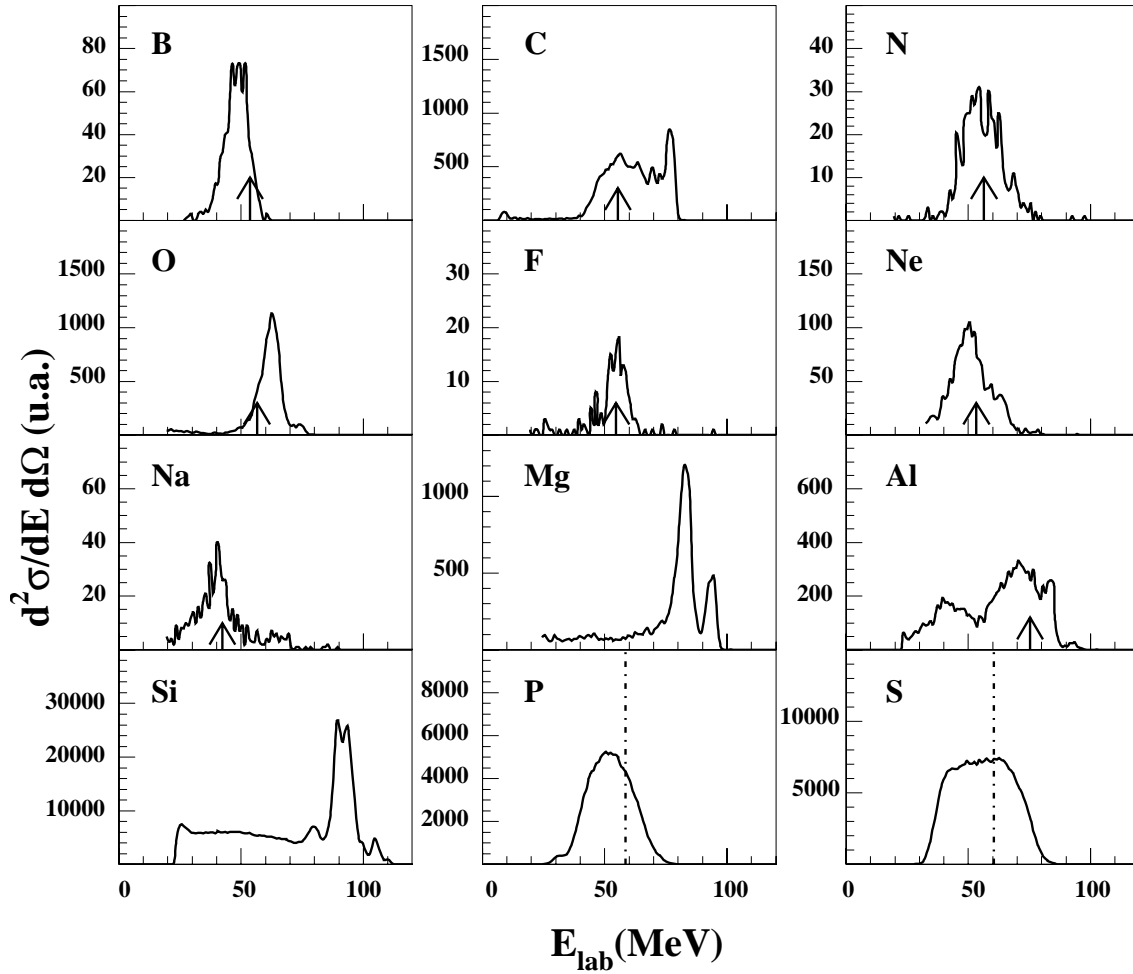


FIG. 3.5: Spectres en énergie des fragments émis à $\Theta_{lab}=25^\circ$ de $Z=5$ à 11 et à $\Theta_{lab}=15^\circ$ de $Z=12$ à 16 dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les flèches indiquent l'énergie attendue dans l'hypothèse d'une fragmentation binaire. La ligne discontinue correspond à l'énergie attendue dans l'hypothèse où le fragment est un résidu d'évaporation.

enne dont l'énergie moyenne augmente suivant l'importance de la répulsion Coulombienne [San99]. La flèche indique la position attendue pour ces produits de réaction complètement relaxés en énergie dans l'hypothèse d'une fragmentation binaire. Le calcul de cette énergie est basé sur la systématique de Viola [Bec96a, Vio85] pour le calcul de l'énergie cinétique totale (TKE) [Dje92, Nou97]. La systématique de Viola [Vio85] peut être appliquée de manière satisfaisante pour les noyaux légers en introduisant des effets de courte portée et de surfaces diffuses [Bec96a].

Cette systématique reproduit assez bien la position des pics. On peut remarquer dans la réaction à $E_{lab}=180 \text{ MeV}$ (Figure 3.6) un décalage systématique des spectres vers les hautes énergies qui tendrait à montrer que ces produits de réaction ne sont pas complètement relaxés en énergie. Une caractéristique des réactions à cinématique inverse est la présence d'une seconde solution cinématique caractérisée par la remontée du spectre à basse énergie [Kil95]. Du fait du seuil en énergie et du problème de bruit dans les détecteurs il n'a pas été possible d'identifier complètement et donc correctement cette

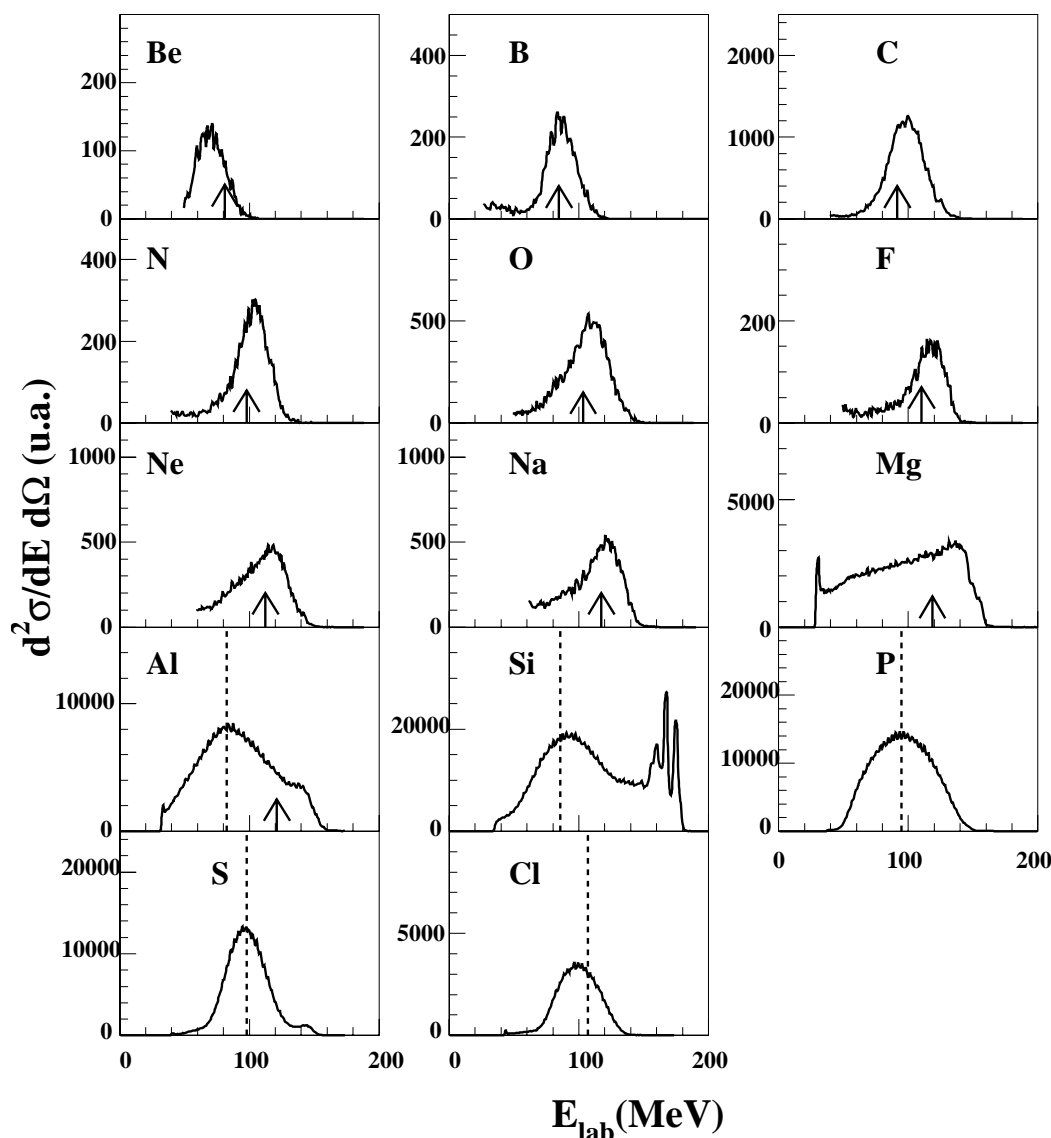


FIG. 3.6: Spectres en énergie des fragments émis à $\Theta_{lab}=10^\circ$ dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les flèches indiquent l'énergie attendue dans l'hypothèse d'une fragmentation binaire. La ligne discontinue correspond à l'énergie attendue dans l'hypothèse où le fragment est un résidu d'évaporation.

seconde solution.

Dans le cas de l'expérience réalisée à $E_{lab}=111.6 \text{ MeV}$, l'hypothèse d'une fragmentation binaire ne suffit pas à expliquer la forme des spectres pour les Z plus élevés ($Z = 10$ à 13) proches du projectile. En effet ces fragments se caractérisent par la présence de plusieurs composantes. Ces composantes sont vraisemblablement :

- La fragmentation binaire citée précédemment.
- Des réactions de transfert, réactions "quasi-élastiques" où l'interaction entre les noyaux en collision consiste en l'échange de quelques nucléons. Cette composante, ayant une largeur relativement faible et un caractère peu dissipatif, est surtout marquée dans le spectre du Mg. Le "quasi-élastique" peut se traduire dans une collision périphérique soit par une faible excitation du projectile sans transfert de

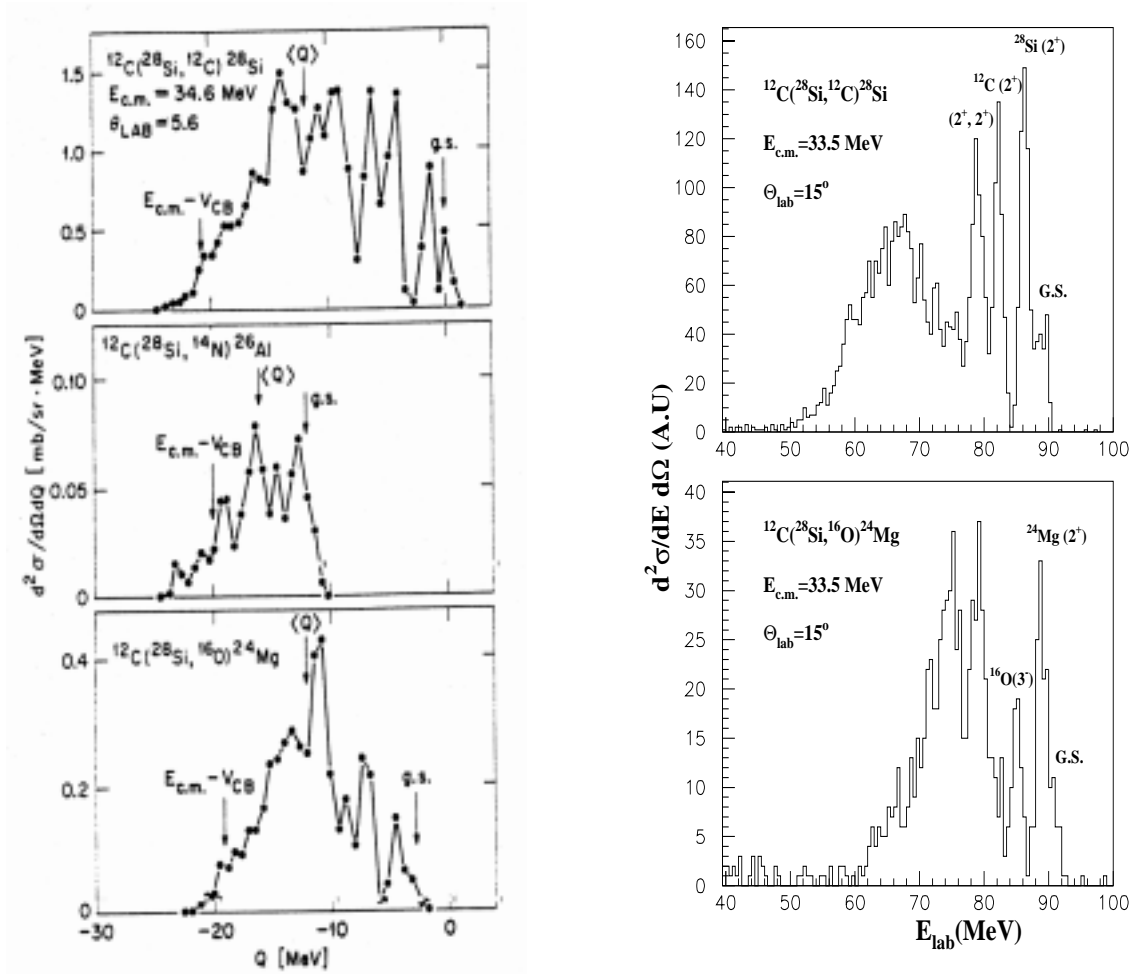


FIG. 3.7: Spectres en énergie du Carbone et de l'Oxygène détectés à $\Theta_{lab}=15^\circ$ pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ (Figures de droite), comparaison aux travaux de Shapira et al. [Sha82] sur la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=115 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ (Figure de gauche). L'identification des pics de l'état fondamental (g.s.), des diffusions inélastiques simples et mutuelles est donnée sur la figure de droite.

particules soit par capture de quelques nucléons suivie ou non par une désexcitation du quasi-projectile [Ost80].

- Des réactions profondément inélastiques qui sont des réactions de transfert pour lesquelles l'interaction entre les noyaux consiste en l'échange de plusieurs nucléons ou particules α et dont le temps de réaction est plus court que celui nécessitant une révolution complète du quasi-projectile autour de la quasi-cible (orbiting [Sha82, Sha84, Shi87, Shi92]).

Dans le cas de l'expérience réalisée à $E_{lab}=180 \text{ MeV}$, ces composantes sont également présentes, on peut remarquer en plus une composante provenant du processus de fusion-évaporation dans les spectres d'Al et de Si. On pourra trouver dans les références [Cav95, Cav98] une analyse détaillée de la décomposition de ces différents mécanismes dans ces régions de masses et plus particulièrement pour la réaction $^{35}\text{Cl}+^{24}\text{Mg}$.

Les spectres pour les Z plus élevés que celui du projectile, ainsi que ceux de l'Al et

du Si dans la réaction à $E_{lab}=180$ MeV, ont une forme Gaussienne centrée sur l'énergie de recul du noyau composé [Bec96b, Nou96, Nou97, Bec98] caractéristique des résidus d'évaporation :

$$E_{RE} = \frac{A_{RE} \cdot A_1}{(A_1 + A_2)^2} E_{lab} \cos^2(\Theta_{lab}) \quad (3.1)$$

Le spectre du Soufre produit dans la réaction à $E_{lab}=111.6$ MeV ne suit pas cette règle. En effet, il apparaît, comme on le verra plus précisément dans le chapitre dédié aux mesures exclusives, qu'une deuxième composante provenant d'un mécanisme de réaction de type binaire (transfert direct [Ost80], orbiting [Sha82, Sha84] et/ou fusion-fission [San99]) peut expliquer la forme particulière de ce spectre.

b) Processus binaires dans les réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$.

Dans cette partie, nous nous intéresserons plus particulièrement aux processus binaires. Dans le but de définir précisément les mécanismes de production de ces fragments légers et d'obtenir des informations sur leurs sections efficaces, il sera intéressant d'étudier les distributions angulaires $d\sigma/d\Omega$ dans le référentiel du centre de masse. En effet, si l'on considère que le temps de vie du système di-nucléaire [Bar77], ou du noyau composé [Sch77], est au moins comparable au temps nécessaire à une rotation complète du système projectile+cible (c'est le processus de mise en orbite appelé aussi "orbiting" [Sha82, Sha84, Shi87]), les distributions angulaires $(d\sigma/d\Omega)_{c.m.}$ sont "isotropes" dans le centre de masse, c'est à dire $(d\sigma/d\Omega)_{c.m.} = a/\sin(\Theta_{c.m.})$.

Le passage du système du laboratoire au système du centre de masse pour un fragment d'énergie E_3 à un angle Θ_3 , dans l'hypothèse d'une fragmentation binaire, est donné par les formules suivantes [Mic64] :

$$tg(\Theta_3^{c.m.}) = \frac{\sin(\Theta_3)}{\cos(\Theta_3) - \mathcal{R}} \quad (3.2)$$

et

$$E_3^{c.m.} = E_3(1 + \mathcal{R}^2 - 2\mathcal{R}\cos(\Theta_3)) \quad (3.3)$$

où

$$\mathcal{R} = \frac{A_1}{A_1 + A_2} \sqrt{\frac{A_3}{A_1} \times \frac{E_1}{E_3}} \quad (3.4)$$

avec A_1 , A_2 et A_3 les masses respectives du projectile, de la cible et du fragment détecté.

Le passage de la section efficace différentielle dans le système du laboratoire au système du centre de masse se fait suivant la formule :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} (1 - \mathcal{R}\cos(\Theta_3))(1 + \mathcal{R}^2 - 2\mathcal{R}\cos(\Theta_3))^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

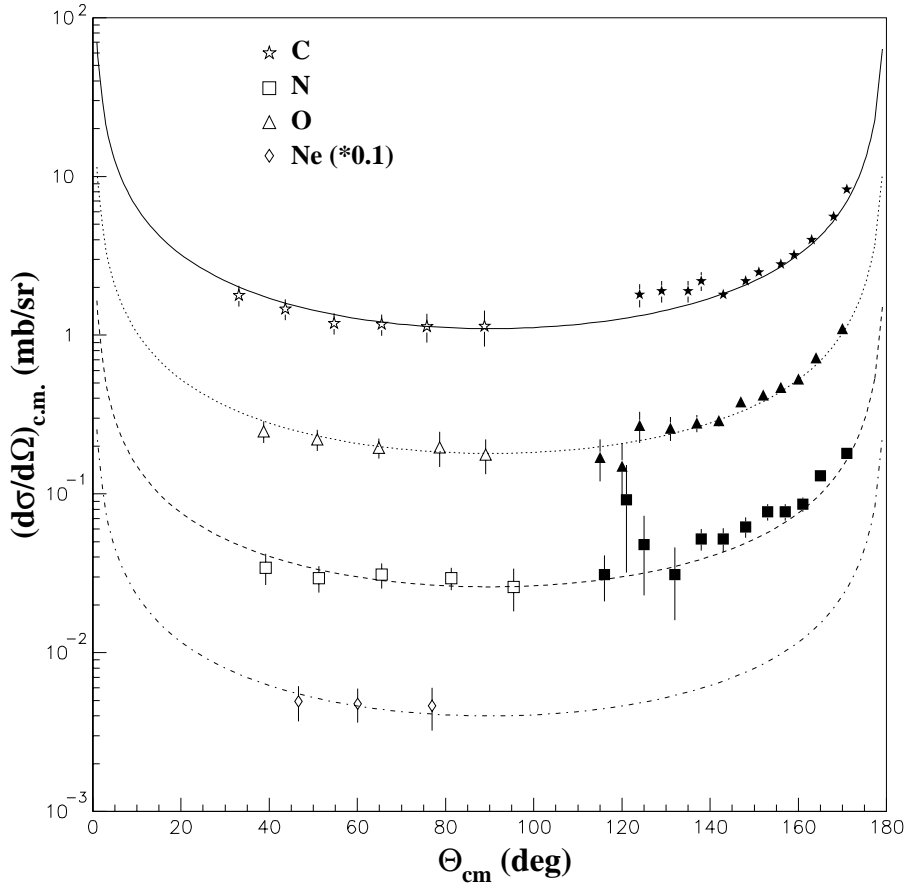


FIG. 3.8: Distributions angulaires expérimentales des fragments issus de la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les symboles vides sont les résultats du présent travail, les symboles pleins sont tirés de la référence [Sha82]. Les lignes correspondent à $\frac{d\sigma}{d\Omega} = a/\sin(\Theta)$.

Les Figures 3.8 et 3.9 représentent les distributions angulaires $(d\sigma/d\Omega)_{c.m.}$ respectivement à $E_{\text{lab}} = 111.6$ et 180 MeV . Elles ont été obtenues après intégration des spectres en énergie (cf. Figure 3.5 et 3.6) et transformation dans le centre de masse dans l'hypothèse d'une fragmentation binaire. Sur la Figure 3.8 sont reportés les résultats du présent travail (symboles vides). Ces résultats sont en bon accord avec les mesures de Shapira et al. [Sha82] (symboles pleins), pour le même système, effectuées à une énergie voisine $E_{\text{lab}}=115 \text{ MeV}$. Toutes les distributions angulaires à $E_{\text{lab}} = 111.6$ et 180 MeV présentées ici ont bien un comportement en $a/\sin(\Theta_{c.m.})$, ce qui suggère la faible contribution voire l'absence de processus quasi-élastiques ou profondément inélastiques qui sont des mécanismes plus directs pour lesquels une augmentation de la section efficace différentielle serait observée aux angles avant. Il est à noter que dans le système du centre de masse pour les systèmes binaires, les noyaux peuvent être émis à l'avant ou à l'arrière, voir Figure 11. de la référence [San99]. Par convention le fragment le plus lourd est généralement considéré comme émis à l'avant tandis que le plus légers est émis à l'arrière. Dans ce travail, nous avons considéré que tous les fragments étaient émis à l'avant.

Afin d'obtenir une mesure des sections efficaces intégrées, nous devons passer à une représentation de la distribution angulaire en $d\sigma/d\Theta$. Sachant que dans le système du

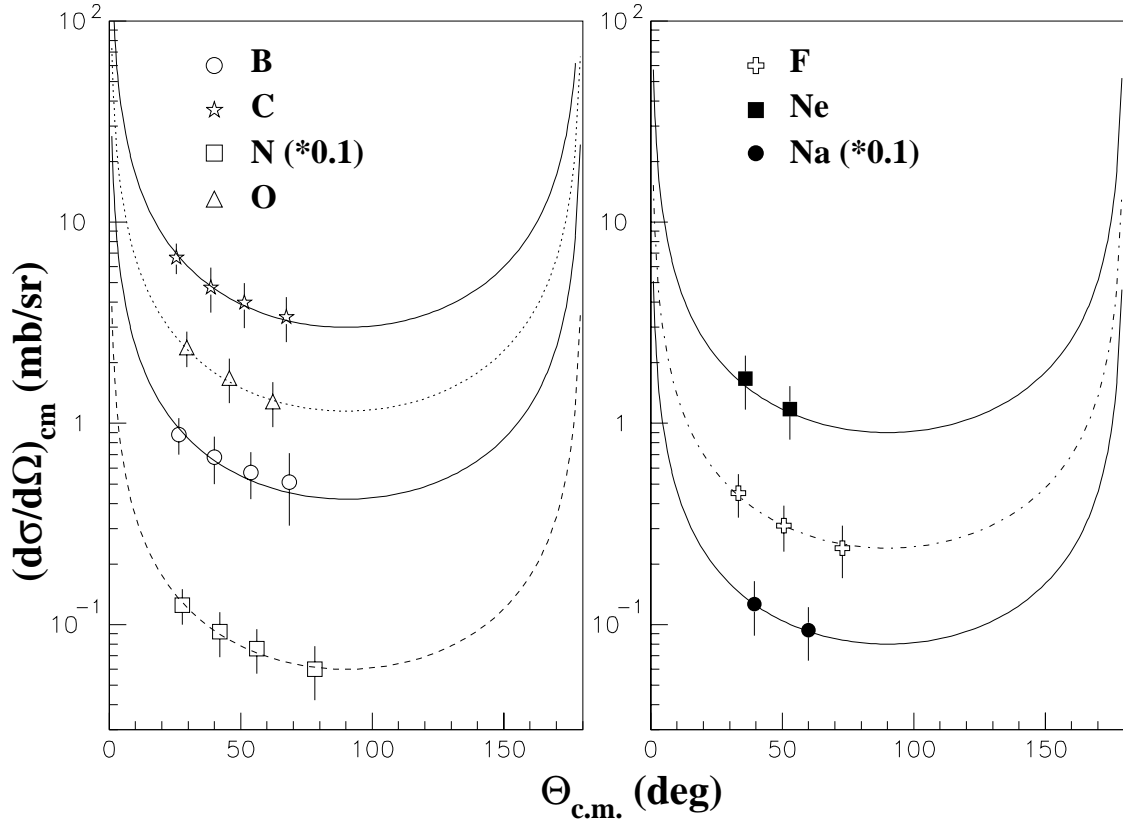


FIG. 3.9: Distributions angulaires expérimentales des fragments issus de la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les lignes correspondent à $\frac{d\sigma}{d\Omega}=a/\sin(\Theta)$.

centre de masse l'angle solide sous lequel est vu le détecteur peut s'exprimer par $d\Omega = \sin(\Theta)d\Theta d\phi$, le passage de $d\sigma/d\Omega$ à $d\sigma/d\Theta$ après intégration de 0 à 2π de $d\phi$ sera :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Theta}\right)_{c.m.} = 2\pi \sin(\Theta) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.} \quad (3.6)$$

Les sections efficaces sont obtenues en intégrant ces distributions angulaires de la manière suivante :

$$\sigma(Z) = \int_0^\pi \left\langle \left(\frac{d\sigma}{d\Theta}\right)_{c.m.} \right\rangle d\Theta = \pi \left\langle \left(\frac{d\sigma}{d\Theta}\right)_{c.m.} \right\rangle \quad (3.7)$$

Les sections efficaces intégrées des produits de réactions binaires sont résumées dans le Tableau 3.2 et sont en bon accord avec les mesures de Shapira et al. [Sha82]. La Figure 3.10 tirée de la référence [San99] représente les sections efficaces expérimentales mesurées dans la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$. La ligne pointillée correspond à un calcul d'orbiting [Shi87], la ligne pleine à un calcul basé sur le modèle du point de transition [San91]. Les points noirs sont les mesures des sections efficaces que nous avons réalisé. L'accord entre les travaux antérieurs et ceux présentés dans cette thèse est très bon à $E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV}$ ($E_{c.m.}=33.5 \text{ MeV}$). Les points à $E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}$ ($E_{c.m.}=54 \text{ MeV}$) ont des valeurs systématiquement

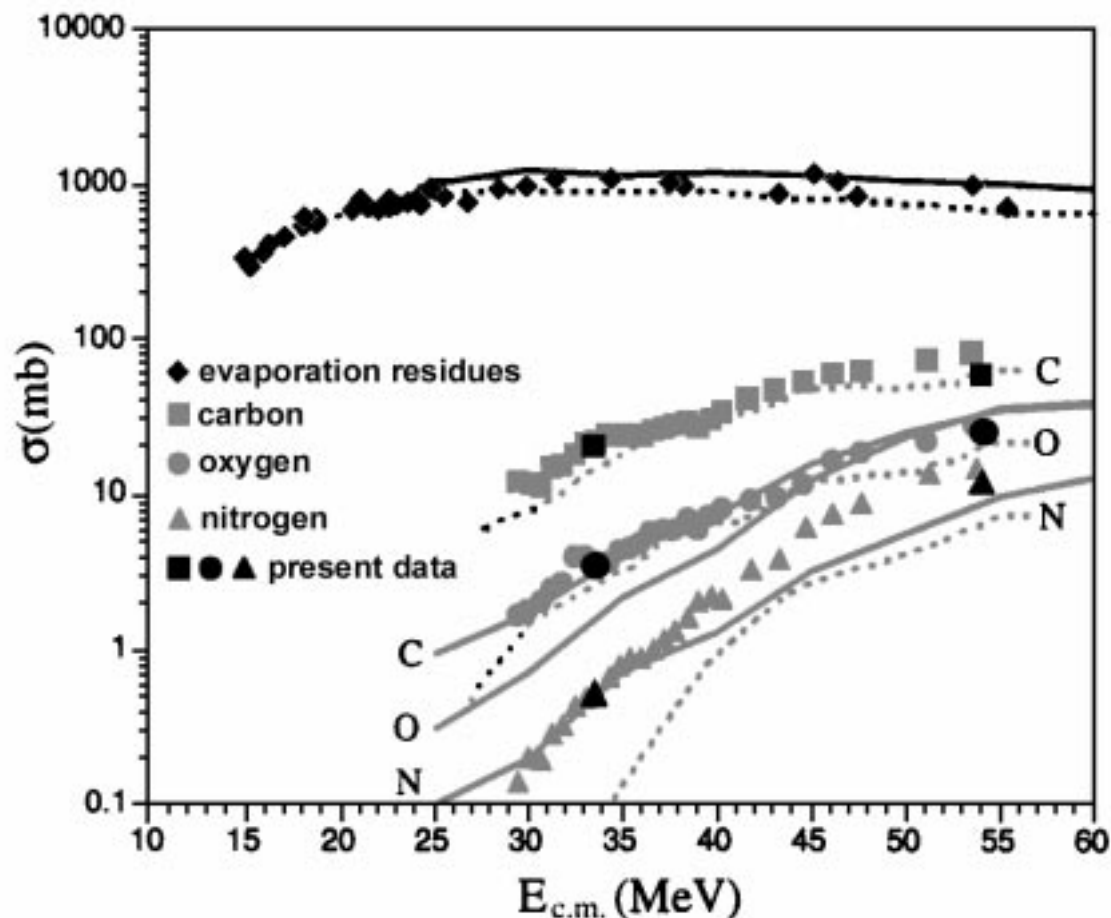


FIG. 3.10: Sections efficaces expérimentales de fusion-évaporation (losanges) tirées des références [Jor79, Gar82, Les82, Har86, Har88, Vin93, Are94] et des produits de réaction complètement relaxés C (carrés), N (cercles) et O (triangles) tirées des références [Sha82, Shi92] pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$. Les courbes en pointillés correspondent à des calculs du modèle d'orbiting de Shivakumar et al. [Shi87] et les courbes pleines sont les prédictions d'un modèle de fission [San91, San99].

inférieures à celles mesurées par Shapira et al. [Sha82]. Ce léger désaccord (d'environ 15 à 20 %) peut provenir d'une mauvaise estimation soit de l'épaisseur des cibles de ^{12}C (une augmentation significative des épaisseurs a pu être constatée au cours des deux expériences) soit d'une mauvaise estimation du temps mort de l'électronique.

Z	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	
	$^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$	$^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$
5	-	8.4 ± 1.1
6	20.1 ± 1.4	58.8 ± 6.6
7	0.5 ± 0.04	11.8 ± 1.4
8	3.3 ± 0.3	23.1 ± 3.1
9	-	4.7 ± 0.7
10	0.8 ± 0.12	18.9 ± 4.0
11	-	15.9 ± 3.4

TAB. 3.2: Sections efficaces des fragments binaires obtenues dans les réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ à $E_{lab}=111.6 \text{ MeV}$ et $E_{lab}=180 \text{ MeV}$.

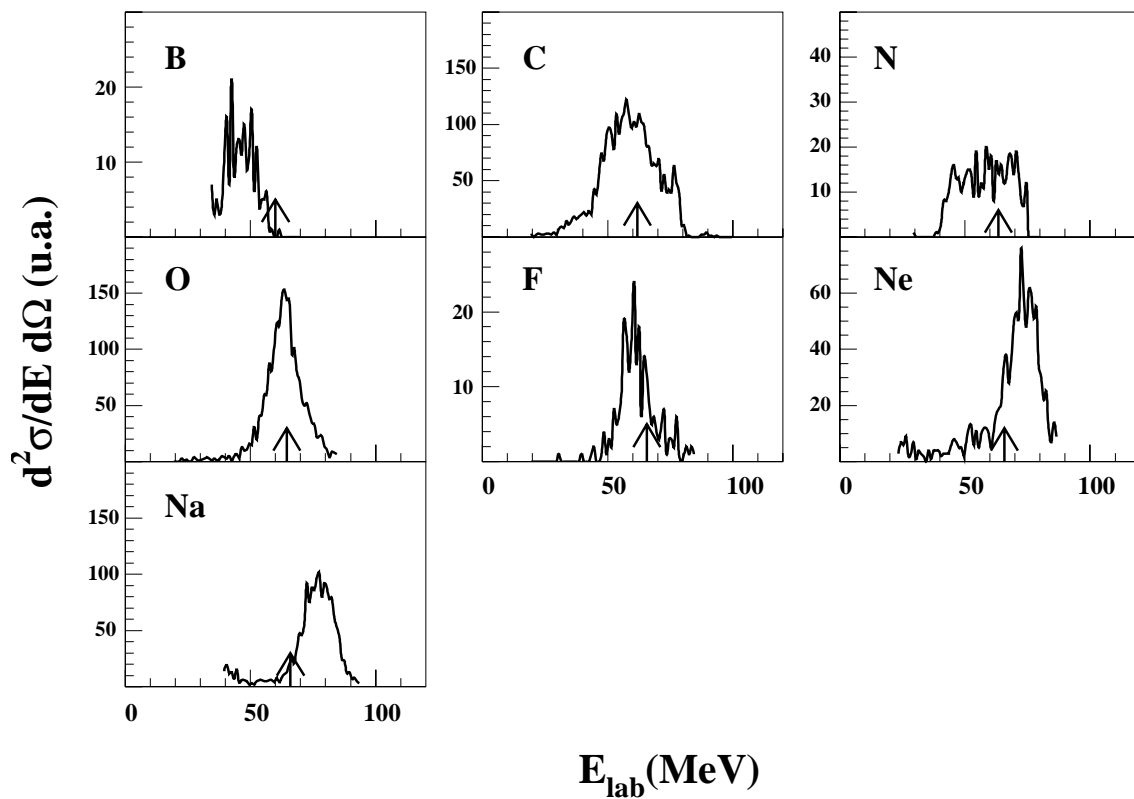


FIG. 3.11: Spectres en énergie des fragments émis à $\Theta_{lab}=25^\circ$ dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les flèches indiquent l'énergie attendue dans l'hypothèse d'une fragmentation binaire.

c) Spectres en énergie des fragments dans les réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$.

Les spectres en énergie des différents fragments produits dans la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ sont présentés sur les Figures 3.11 et 3.12 respectivement à $E_{lab}=111.6$ et 180 MeV. Les mécanismes de production de ces fragments étant foncièrement les mêmes que ceux de la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$, nous ne les discuterons pas en détail.

Il est à noter que du fait des faibles sections efficaces des fragments et de la mauvaise discrimination en charge des résidus d'évaporation, l'étude des spectres individuels en énergie de la réaction à $E_{lab}=111.6$ MeV n'a été possible que pour un nombre restreint de noyaux.

Les flèches indiquant sur les figures les positions moyennes attendues dans l'hypothèse d'une fragmentation binaire reproduisent bien les données expérimentales jusqu'à celles correspondant à l'Oxygène.

Les fragments de charge supérieure, jusqu'à $Z=14$, présentent, comme dans le cas du système $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$, plusieurs composantes et ont des distributions angulaires, comme nous le verrons plus loin (cf. Figure 3.13), très piquées à l'avant. Les deux composantes fines à hautes énergies qui apparaissent dans les spectres de l'Al et du P dans la réaction à $E_{lab}=180$ MeV proviennent d'une mauvaise discrimination en Z due à la bande du Silicium très large à cet endroit (cf. Figure 3.4).

Les spectres en énergie des fragments de charges les plus élevées ($Z = 19$ à 24) ont une forme Gaussienne sur la partie haute énergie et sont bien centrés sur la vitesse de recul du noyau composé $V_{nc}\cos(\Theta)$. La forme particulière des spectres du Sc au Cr à basse énergie est due à un seuil de détection trop haut en énergie pour ces noyaux.

L'origine des fragments pour des charges (Z) juste supérieures à celles du projectile ($Z = 15$ à 18) est moins évidente. Ces spectres sont formés de plusieurs composantes également dues aux réactions de transfert, à des réactions binaires et à des composantes provenant de la fusion évaporation sur les contaminants de la cible (Oxygène et Carbone cf. Chap. 2.5).

d) Processus binaires dans les réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$.

Compte tenu de la présence significative d'impuretés lourdes dans la cible de ^{28}Si dans l'expérience à $E_{lab}=111.6$ MeV, les sections efficaces n'ont pu être mesurées que pour l'expérience à $E_{lab}=180$ MeV. Les sections efficaces obtenues dans ce cas étaient très importantes. Afin de vérifier les mesures expérimentales nous avons comparés les sections efficaces différentielles $d\sigma/d\Omega$ des résidus d'évaporation mesurées à 10° , 15° et 20° aux résultats du code d'évaporation CACARIZO (Voir Chapitre 4.). Il s'est avéré que les sections efficaces différentielles mesurées étaient trop importantes d'environ un facteur 3. Cette différence entre les résultats expérimentaux et la simulation peut provenir d'une erreur soit dans l'estimation du temps mort de l'électronique, soit dans l'estimation de l'épaisseur de la cible, soit dans celle de la charge intégrée du faisceau, mais dans les trois cas une erreur si importante reste improbable. Le problème provient certainement d'un changement accidentel du facteur d'échantillonnage des données inclusives. Nous avons donc décidé de normaliser les données obtenues sur les sections efficaces différentielles simulées par le code CACARIZO. La Figure 3.13 représente les distributions angulaires expérimentales des fragments, elles tiennent compte de cette normalisation. Les sections efficaces obtenues sont données dans le Tableau 3.3 et peuvent être comparées à celles mesurées à 120 MeV pour la réaction $^{30}\text{Si}+^{30}\text{Si}$ [Mor88].

$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)			
Z	$^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$	Z	$^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$
5	$4.2 \pm .4$	10	28.0 ± 2.9
6	25.9 ± 2.5	11	27.9 ± 3.0
7	10.7 ± 1.0	12	71.7 ± 11.2
8	25.9 ± 2.7	13	51.1 ± 9.1
9	9.4 ± 1.0	14	66.1 ± 11.8

TAB. 3.3: Sections efficaces des fragments binaires obtenues dans la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{lab}=180 \text{ MeV}$.

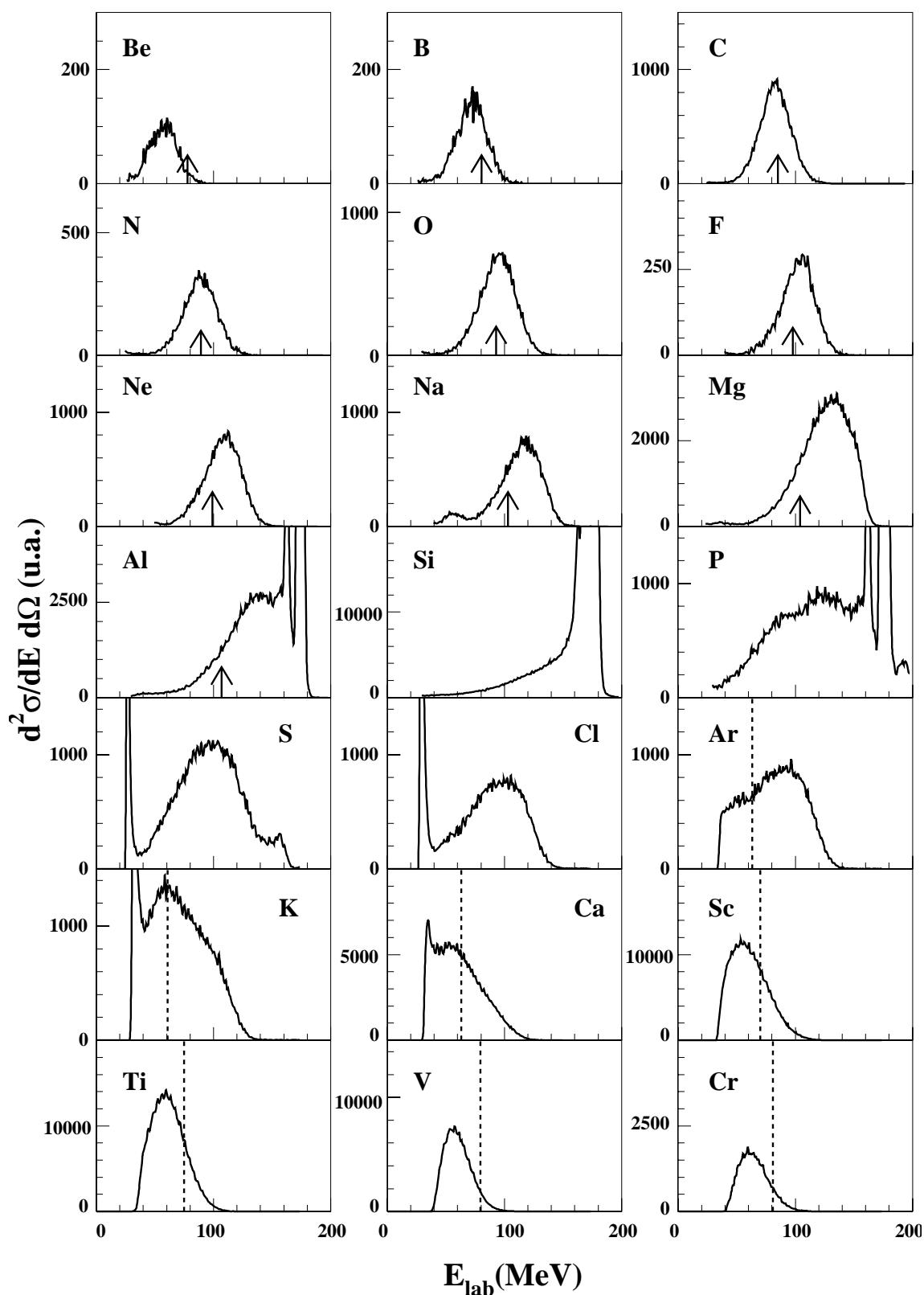


FIG. 3.12: Spectres en énergie des fragments émis à $\Theta_{lab}=10^\circ$ dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les flèches indiquent l'énergie attendue dans l'hypothèse d'une fragmentation binaire. La ligne discontinue correspond à l'énergie attendue dans l'hypothèse où le fragment est un résidu d'évaporation.

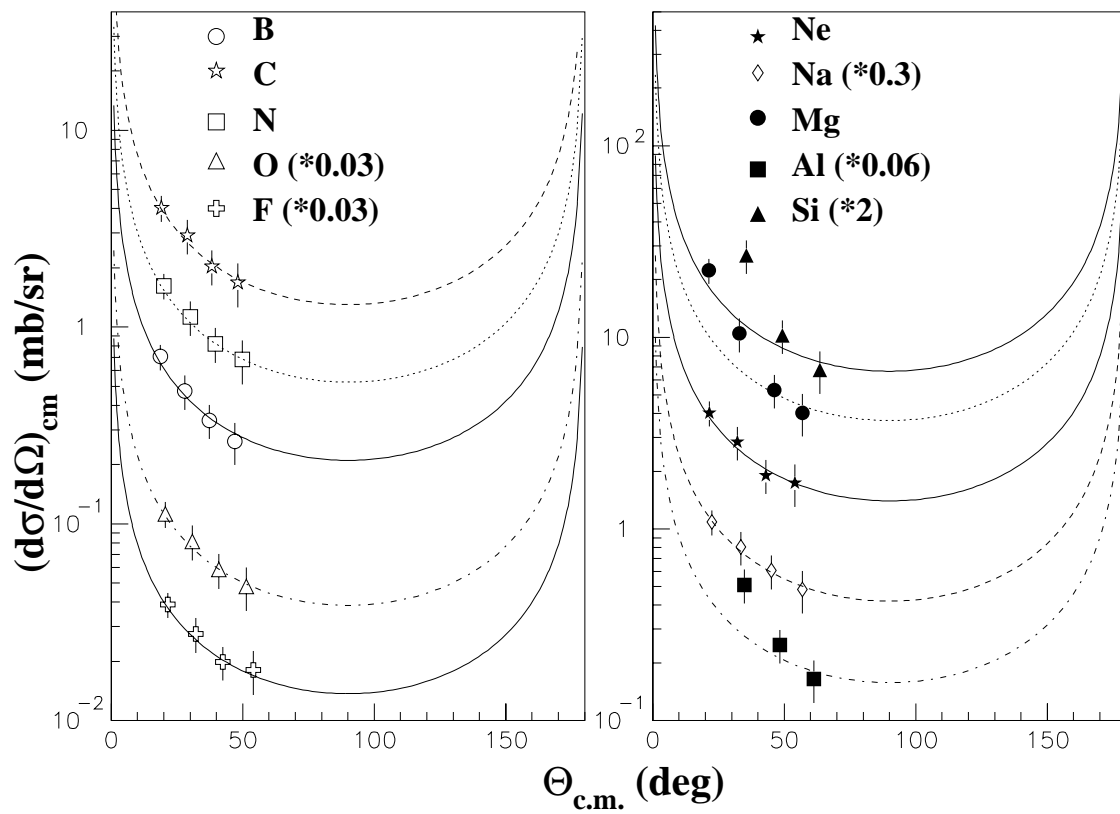


FIG. 3.13: Distributions angulaires expérimentales des fragments issus de la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les lignes correspondent à $\frac{d\sigma}{d\Omega}=a/\sin(\Theta)$.

3.1.3 Etude des particules légères chargées.

L'étude inclusive des particules légères chargées (PLC) n'est pas, en elle-même, aussi riche en résultats que celle des produits de réaction. Il est malgré tout intéressant de conclure ce chapitre par une courte présentation de quelques propriétés obtenues grâce aux mesures inclusives des PLC.

La section efficace de réaction étant largement dominée par le mécanisme de fusion-évaporation, plus de 90% (cf. Figure 3.10), l'observation en inclusif des PLC est essentiellement due aux résidus d'évaporation. Dans le but de bien déterminer la source émettrice, il est intéressant de construire dans le système du laboratoire les sections efficaces invariante dans le plan des vitesses (V_{\parallel}, V_{\perp}). La section efficace invariante est définie par :

$$\sigma_I = \frac{1}{pc} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\alpha} d\Omega_f dE} \propto \frac{d^3\sigma}{d^3p} \propto \frac{d^3\sigma}{d^3v} \quad (3.8)$$

où p est le moment linéaire de la particule légère détectée. Le point important est que σ_I est invariante sous une transformation Galiléenne [Mah96]. Les Figures 3.14 représentent respectivement les spectres en invariant de vitesses pour les réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ (Figures du haut) et $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ (Figures du bas). Sur ces figures nous avons tracé à titre indicatif des cercles centrés sur la vitesse de recul du noyau composé.

Le bon accord entre les données expérimentales et les cercles montre que dans tous les cas la composante pour laquelle le noyau composé constitue la source d'émission des PLC est largement majoritaire. Ceci est en accord avec le fait que par rapport à d'autres mécanismes la section efficace des résidus d'évaporation est la plus grande. Les légères distorsions apparaissant dans les directions vers l'arrière peuvent être attribuées à des anisotropies angulaires dans le processus d'évaporation dues au spin du noyau émetteur [Lar88]. Il n'est pas nécessaire pour expliquer ces figures d'introduire d'autres composantes centrées sur la vitesse du projectile comme par exemple pour des mécanismes quasi-élastiques et profondément inélastiques. L'absence de composantes de pré-équilibre confirme bien que le processus de fusion incomplète est quasiment inexistant pour des énergies de bombardement inférieures à 10 MeV par nucléon en accord avec des études antérieures [Box94, Dec88, Gri90, Mei91, Obe92, Vin90]. D'autre part, les rayons des cercles sont choisis en fonction du rapport des charges entre l'émetteur et la particule légère chargée pour tenir compte de leur barrière Coulombienne tout en négligeant les effets de la barrière centrifuge. La barrière Coulombienne d'émission des particules α étant le double de celle des protons et leurs masses étant quatre fois supérieure, le rapport des vitesses entre les particules α et les protons est de $\sqrt{2}$, rapport bien vérifié expérimentalement.

Les Figures 3.15 et 3.16 représentent respectivement les spectres en énergie dans le système du laboratoire, à différents angles de détection, des particules α et des protons dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Leur forme Maxwellienne avec une décroissance exponentielle de la partie haute énergie est caractéristique d'une émission thermalisée et statistique.

La Figure 3.17 représente les spectres en énergie dans le système du laboratoire, à différents angles de détection, des protons dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Dans ce cas également, ces spectres ont une forme Maxwellienne. La seule présence du

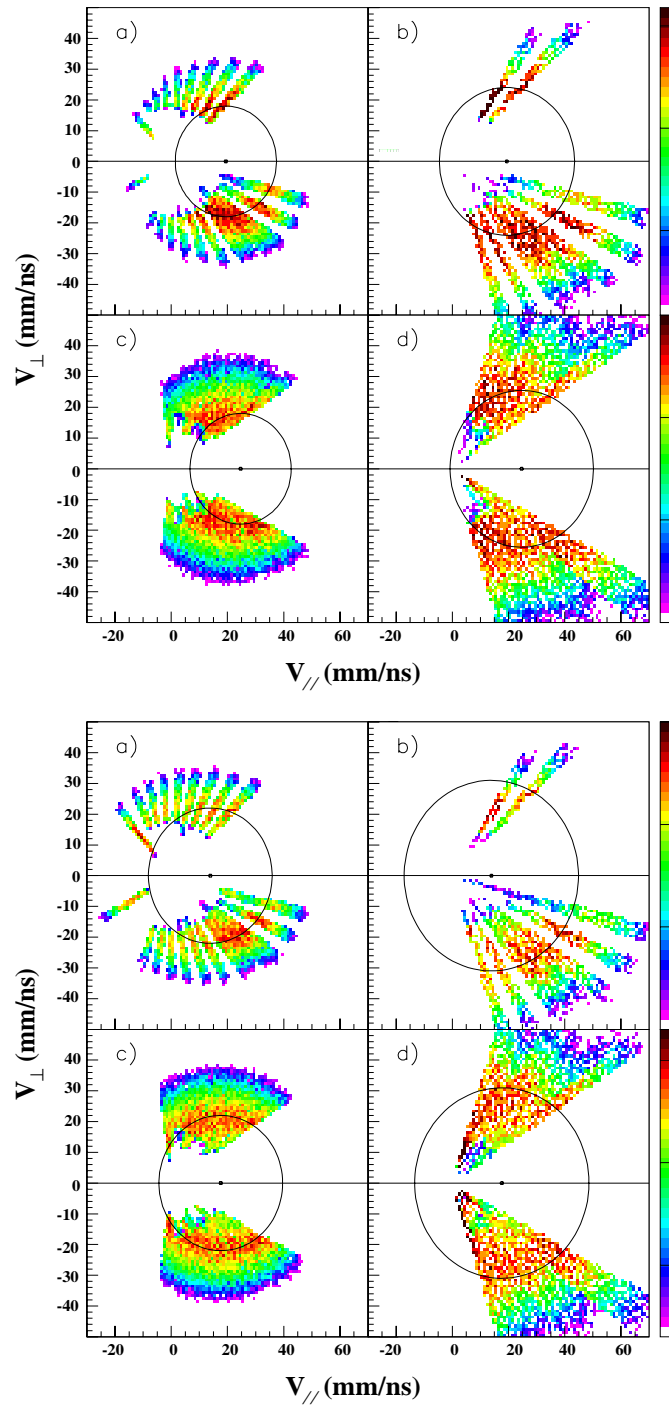


FIG. 3.14: Spectres inclusifs des sections efficaces invariantes dans le plan des vitesses pour les réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ (Figure du haut) et $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ (Figure du bas). Les spectres a) et c) représentent les α à $E_{\text{lab}} = 111.6$ et 180 MeV, respectivement. Les spectres b) et d) représentent les protons à $E_{\text{lab}} = 111.6$ et 180 MeV, respectivement.

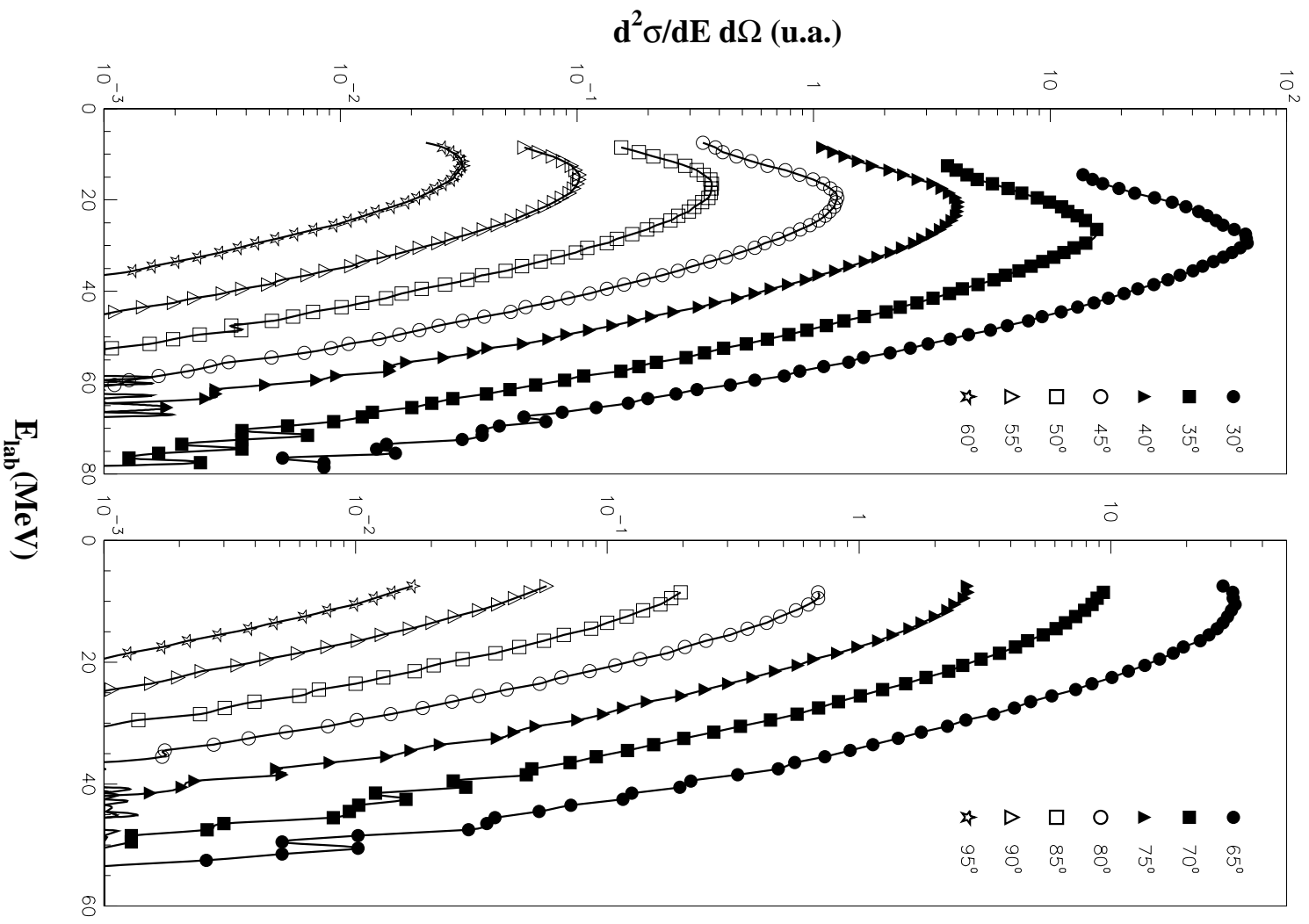


FIG. 3.15: Spectres en énergie des particules α dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180$ MeV) $+^{28}\text{Si}$ à différents angles de détection.

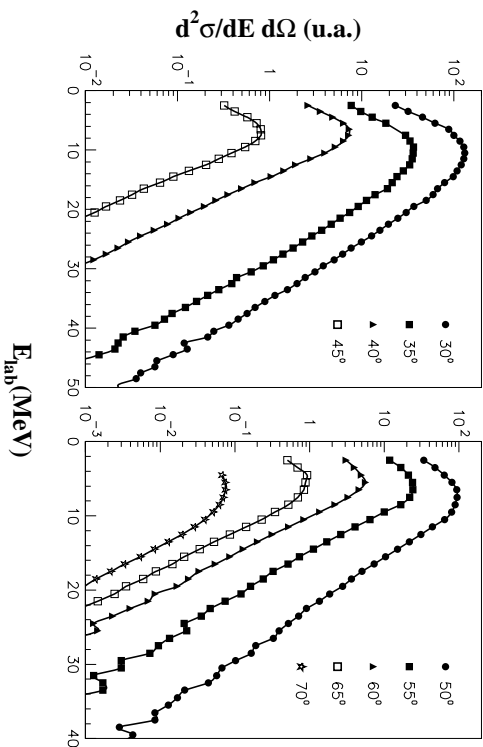


FIG. 3.16: Spectres en énergie des protons dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$ à différents angles de détection.

mécanisme de fusion-évaporation (dont la section efficace représente plus de 90% de la section efficace totale de réaction), explique la forme de ces spectres. Ce résultat est en désaccord avec le travail de Hui et al. [Hui98]. En effet sur la Figure 3 de la référence [Hui98], qui représente les spectres en énergie des protons détectés de 20° à 55° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=110.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$, on peut voir deux composantes distinctes. Hui et collaborateurs attribuent cette seconde composante à une émission provenant du quasi-projectile. Aucune indication de la présence d'un tel mécanisme n'est observable dans nos données aussi bien à $E_{lab}=111.6 \text{ MeV}$ qu'à $E_{lab}=180 \text{ MeV}$. Cette seconde composante dans le travail de Hui et al. devrait provenir d'une erreur expérimentale non comprise à ce jour.

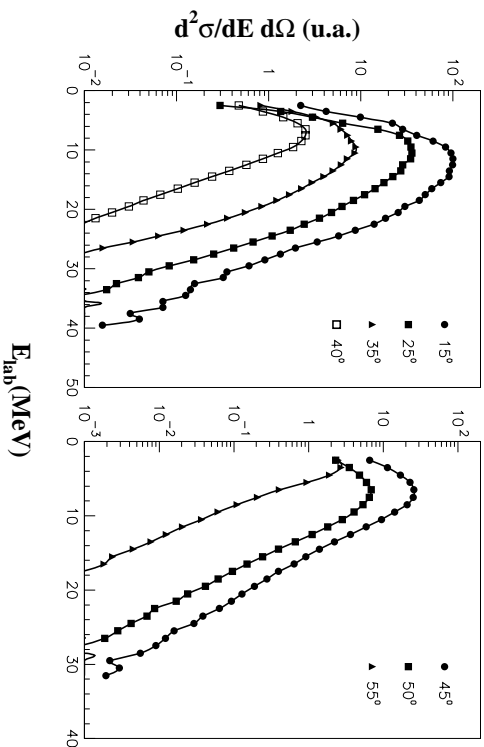


FIG. 3.17: Spectres en énergie des protons dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ à différents angles de détection.

La Figure 3.18 représente les distributions angulaires expérimentales dans le système du centre de masse des particules α issues des quatre systèmes étudiés. Les lignes cor-

respondent à un ajustement des données par une équation du type (Voir références [Bab80, Cat80, Gue80]) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.} \propto \alpha \cdot \exp(\beta \sin^2(\Theta_{c.m.})) \quad (3.9)$$

où le paramètre β est donné par :

$$\beta = \frac{\hbar^2(J + \frac{1}{2})^2}{2\mathcal{J}\mathcal{T}} \left(\frac{\mu R^2}{\mathcal{J} + \mu R^2} \right) \quad (3.10)$$

où J et μ sont respectivement le moment angulaire et la masse réduite du noyau émetteur et \mathcal{J} , \mathcal{T} et R sont respectivement le moment d'inertie, la température nucléaire et le rayon du noyau résiduel. μR^2 est défini comme étant le moment d'inertie relatif de la particule légère à la surface nucléaire [Bab80, Cat80, Gue80].

L'équation 3.9 établie par Dössing [Dos78, Doss1], qui sera discutée plus en détail dans le paragraphe suivant, est une approximation du formalisme d'Ericson-Strutinski [Eri58]. Elle exprime la distribution angulaire attendue d'émission des particules légères provenant d'un ensemble de noyaux composés avec des moments angulaires uniformément distribués perpendiculairement à l'axe du faisceau.

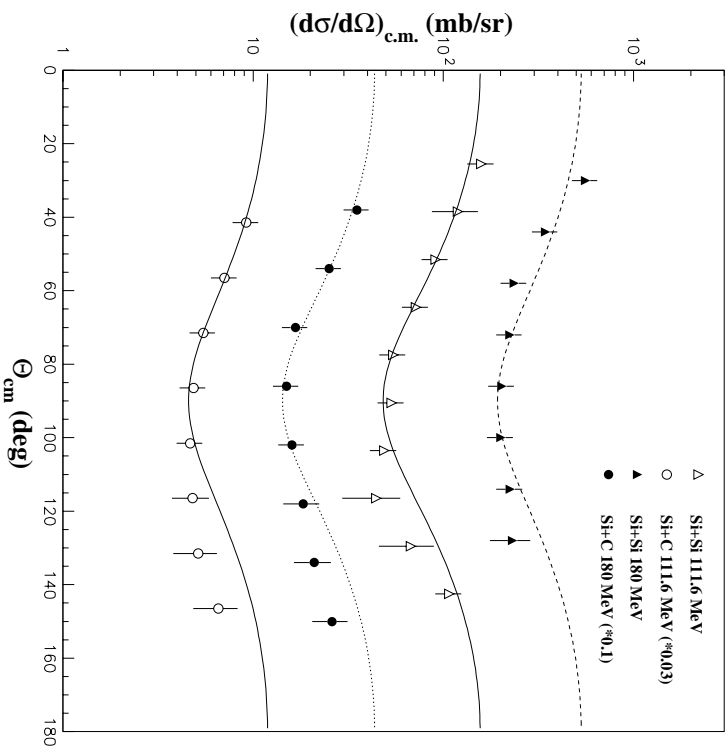


FIG. 3.18: Distributions angulaires expérimentales des particules α issues des quatre systèmes étudiés. Les lignes correspondent à $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \alpha \cdot \exp(\beta \sin^2(\Theta))$.

Les différentes courbes de la Figure 3.18 ont été calculées suivant l'équation 3.9 avec ajustement sur les points expérimentaux obtenus aux angles avant (de 20° à 100°). Si les données sont bien décrites jusqu'à ces angles, un désaccord est observé pour les angles

les plus grands. Ces désaccords peuvent avoir plusieurs origines. Les données étant inclusives, de mécanismes différents de production des particules α rentrent en jeu comme la fusion-évaporation, la fusion-fission et les réactions profondément inélastiques comme l'orbiting. Ces dernières sont considérées plus directes, plus rapides et peuvent expliquer une augmentation de la production de particules légères aux angles avant. L'ajustement des courbes, se faisant sur les points avant, peut entraîner une mauvaise estimation aux angles arrière symétriques par rapport à 90° . Ce désaccord peut également provenir d'un problème de seuil de détection des particules α moins énergétiques aux angles arrière. Finalement, les points expérimentaux présentés sur la Figure 3.18 sont obtenus par projection sur l'axe des angles d'un spectre bidimensionnel $\Theta_{c.m.} - E_{c.m.}$, appelé diagramme de Wilczyński [Wil73]. L'absence de détecteurs aux angles extrêmes i.e. les plus à l'avant et les plus à l'arrière dans les deux expériences (voir Chapitre 2.) peut également entraîner une sous-estimation de la section efficace aux angles les plus à l'arrière dans le système du centre de masse.

L'équation 3.9 est susceptible de donner une estimation du spin des fragments à condition de savoir quelles sont les valeurs moyennes de J , μR^2 et T dans les différentes étapes de la chaîne d'évaporation. Une estimation semi-empirique du spin des fragments peut être malgré tout obtenue par l'utilisation de la distribution angulaire du rapport H/He. L'estimation correcte de cette distribution angulaire n'a pas pu être obtenue dans ce travail du fait du problème de seuil de détection des protons dans certains détecteurs, évoqué précédemment, et aussi à cause du manque de points d'étalonnages en protons pour les télescopes les plus à l'arrière.

3.2 Mesures exclusives

Les données inclusives seules ne permettent pas d'obtenir des informations assez complètes pour déterminer de manière non univoque l'origine des fragments et des particules légères chargées issues des différents types de mécanismes en compétition dans les réactions entre ions lourds légers. Des mesures exclusives sont donc nécessaires afin de mieux comprendre l'importance respective de ces différents mécanismes. Le multidécteur de particules chargées ICARE a été conçu dans ce but. Dans ce paragraphe nous présenterons donc les résultats obtenus grâce aux mesures en coïncidence : les spectres en énergie, les spectres de vitesses et, finalement, les corrélations angulaires dans le plan et celles hors du plan.

En ce qui concerne l'étude des corrélations angulaires il convient de rappeler certaines bases au niveau du couplage du moment angulaire du noyau émetteur (souvent le noyau composé) avec le spin du noyau résiduel et les moments angulaires orbitaux respectifs des particules émises. Le moment angulaire d'un noyau composé formé par absorption d'une particule incidente sera dirigé préférentiellement perpendiculairement à l'axe du faisceau car le moment angulaire orbital de la particule incidente est perpendiculaire à sa direction [Eri58]. Ceci donnera lieu à une distribution du moment angulaire de la particule émise anisotrope. En effet, après que le noyau cible ait capturé le projectile, le système va tourner autour d'un axe perpendiculaire au faisceau incident pour conserver le moment angulaire [Hal68, Dos81]. Les particules qui sont évaporées de ce noyau en rotation libéreront un maximum d'énergie si elles sont émises dans une direction perpendiculaire au spin, la distribution angulaire sera maximum dans le plan équatorial. En moyennant sur les différentes directions possibles du spin un maximum d'émission de particules légères est obtenu à l'avant et à l'arrière de la direction du fragment étant donné que la direction du fragment contient tous les plans équatoriaux. La distribution sera de plus symétrique par rapport à 90° . Dans les limites classiques, l'anisotropie dépend du rapport entre deux énergies caractéristiques : l'énergie centrifuge de la particule due à sa rotation et l'énergie cinétique moyenne de la particule évaporée à la surface nucléaire.

En se basant sur la théorie classique d'Ericson-Strutinski [Eri58], basée sur le modèle statistique, la probabilité d'émission d'une particule légère ayant un moment angulaire orbital l et une énergie E , émise à un certain angle Θ_{pl} (cf. Figure 3.19) par rapport à la direction du spin I de l'émetteur, est donnée par la relation :

$$W_{I,l,E}(\Theta_{pl}) \propto J_0 \left(\frac{\hbar^2 (I + 1/2)(l + 1/2)}{\mathcal{J}T} \sin(\Theta_{pl}) \right) \quad (3.11)$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0, \mathcal{J} et T sont respectivement le moment d'inertie et la température du fragment résiduel. Cette formule peut être simplifiée en utilisant, comme l'ont suggéré Catchen et al. [Cat80], une valeur moyenne pour l et pour E . Sa forme a été établie par Dössing [Dos78, Dos81] dans le cadre d'une étude exclusive permettant ainsi une application directe de la relation 3.11, en faisant l'intégration sur toutes les valeurs possibles de l et de l'énergie (dans le cadre du modèle de la coupure franche pour le calcul des coefficients de transmission). Cette dernière formule a été utilisée par différents auteurs [Wur80, Gue80, Bab80]. La formule devient :

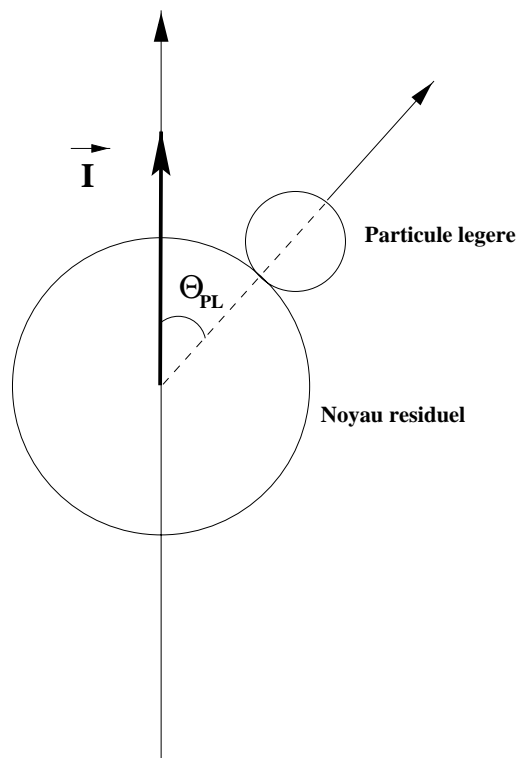


FIG. 3.19: Direction d'émission d'une particule légère par rapport à la direction du spin du fragment émetteur. Le rayon d'orbite de la particule légère vaut $R \times \sin(\Theta_{pl})$.

$$W(\Theta_{pl}) \propto \exp\left(\frac{\hbar^2(I + 1/2)^2}{2\mathcal{J}T} \frac{m_{pl}R^2}{m_{pl}R^2 + \mathcal{J}} \sin^2(\Theta_{pl})\right) \quad (3.12)$$

où \mathcal{J} , I et T représentent respectivement le moment d'inertie, le spin et la température du fragment émetteur. m_{pl} est la masse de la particule légère et R représente la distance entre la particule légère et le centre du fragment émetteur, cette distance est appelée le rayon d'orbite de la particule légère.

Cette expression s'identifie à un facteur de Boltzmann dans l'expression de l'énergie de rotation d'une particule se trouvant à une latitude Θ_{pl} sur la surface d'un noyau en rotation (cf. Figure 3.19). En effet l'expression :

$$\frac{\hbar^2(I + 1/2)^2}{2\mathcal{J}T}$$

s'identifie à la formule $\frac{E_{rot}}{T}$ (E_{rot} étant l'énergie rotationnelle du noyau résiduel) et le facteur multiplicatif

$$\frac{m_{pl}R^2}{m_{pl}R^2 + \mathcal{J}} \sin^2(\Theta_{pl})$$

prend en compte le rapport entre le moment d'inertie de la particule légère, selon sa position, et le moment d'inertie total du système. Cette expression n'est valable que dans le cas où les spins du fragment et de la particule légère restent parallèles.

Pour des raisons pratiques, nous n'avons pas présenté l'analyse des particules légères chargées en coïncidence avec les produits binaires (fusion-fission et orbiting), nous nous concentrerons donc sur les particules légères chargées en coïncidence avec les seuls résidus d'évaporation. Nous commencerons par présenter les résultats recueillis pour le système $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ et finalement, nous conclurons ce chapitre par les résultats obtenus pour le système $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$. Des résultats partiels et préliminaires ont déjà été présentés à plusieurs occasions dans des conférences internationales [Bec00a, Bha99, Rou00, Rou01].

3.2.1 Etude des particules légères chargées dans la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$.

a) Spectres en énergie.

Les spectres des particules légères chargées en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à -15° pour l'expérience à $E_{lab}=111.6$ MeV sont présentés sur la Figure 3.20, les spectres des particules α et des protons en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à -10° pour l'expérience à $E_{lab}=180$ MeV étant présentés respectivement sur les Figures 3.21, 3.22 et 3.23, 3.24. Ces spectres en énergie présentent une forme Maxwellienne ayant une décroissance exponentielle dans leur partie haute énergie. Cette forme est caractéristique d'une désexcitation statistique (comme nous le verrons dans le chapitre suivant consacré à la comparaison des données expérimentales aux codes d'évaporation basés sur le modèle statistique) d'un noyau complètement équilibré dans tous ses degrés de liberté.

Il est à noter que dans le cas de l'expérience à $E_{lab}=111.6$ MeV il n'a pas été possible de séparer en charge les différents résidus d'évaporation (voir Figure 3.2). La Figure 3.20 représente donc les particules légères chargées en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation dans leur totalité. La remontée à haute énergie de certains spectres protons (Figure 3.20, 3.23 et 3.24) peut être expliquée par une séparation délicate des protons avec les deutons et les tritons qui sont émis à des énergies plus grandes mais avec de beaucoup plus faibles intensités. La structure qui apparaît dans le détecteur placé à $+45^\circ$ dans les données à $E_{lab}=180$ MeV est due à un mauvais fonctionnement du codeur lié à ce détecteur.

Finalement, la statistique obtenue au cours des deux expériences ne nous a pas permis, dans les cas où elle était insuffisante, de présenter dans ce mémoire les spectres des particules légères chargées détectées aux angles négatifs (du même côté du faisceau que le résidu d'évaporation).

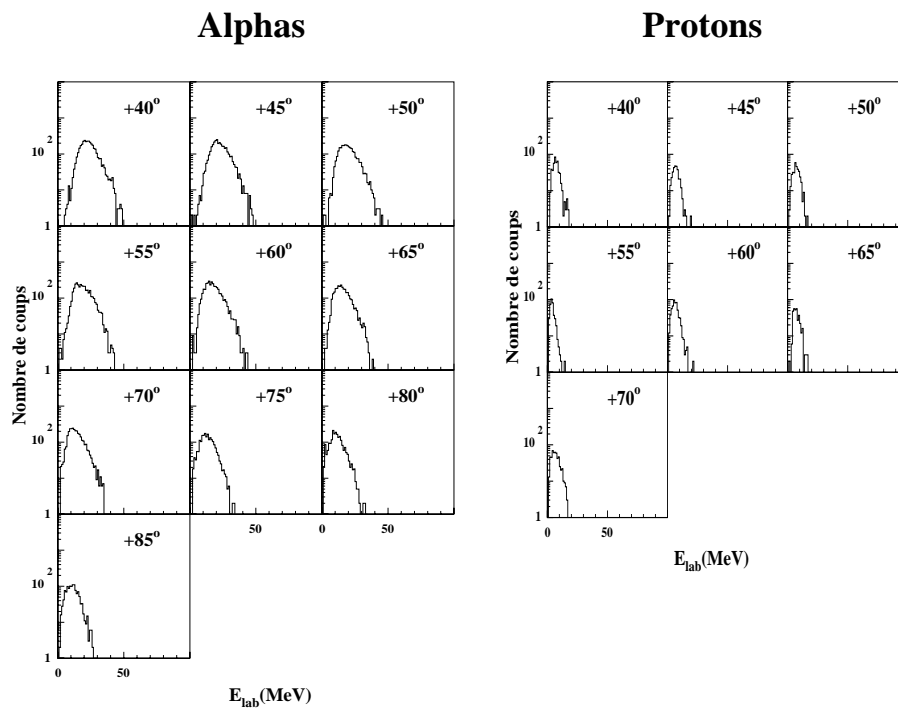


FIG. 3.20: Spectres en énergie des particules légères chargées détectées aux angles indiqués en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation émis à -15° dans le plan de la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$.

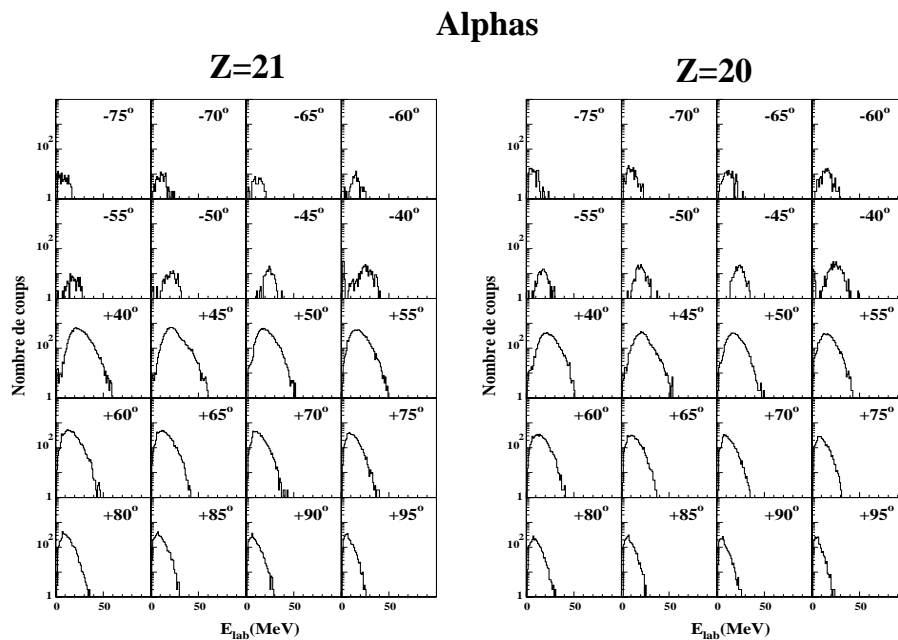


FIG. 3.21: Spectres en énergie des particules α détectées aux angles indiqués en coïncidence avec les résidus d'évaporation $Z = 21$ et 20 émis à -10° dans le plan de la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$.

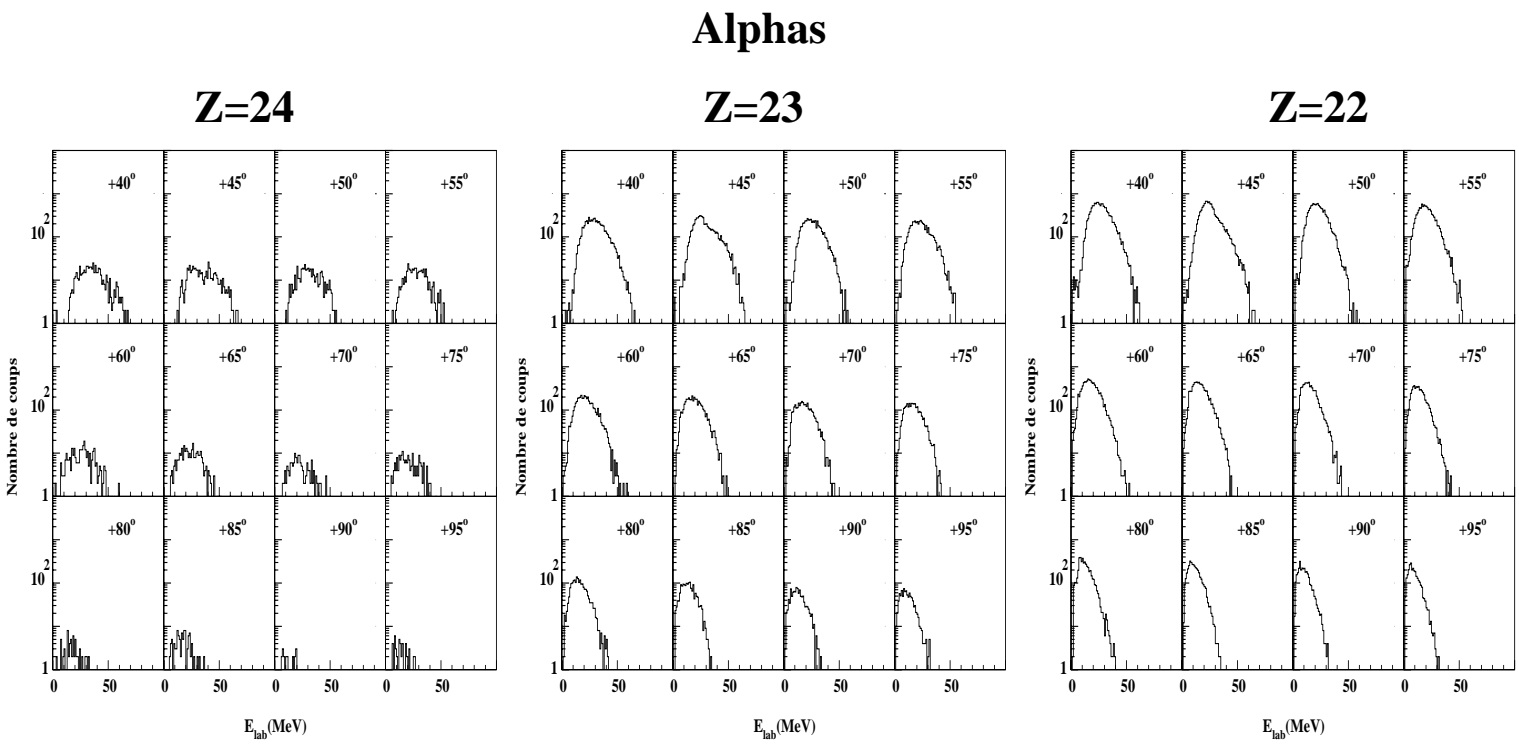


FIG. 3.22: Spectres en énergie des particules α détectées aux angles indiqués en coïncidence avec les résidus d'évaporation $Z = 24, 23$ et 22 émis à -10° dans le plan de la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$.

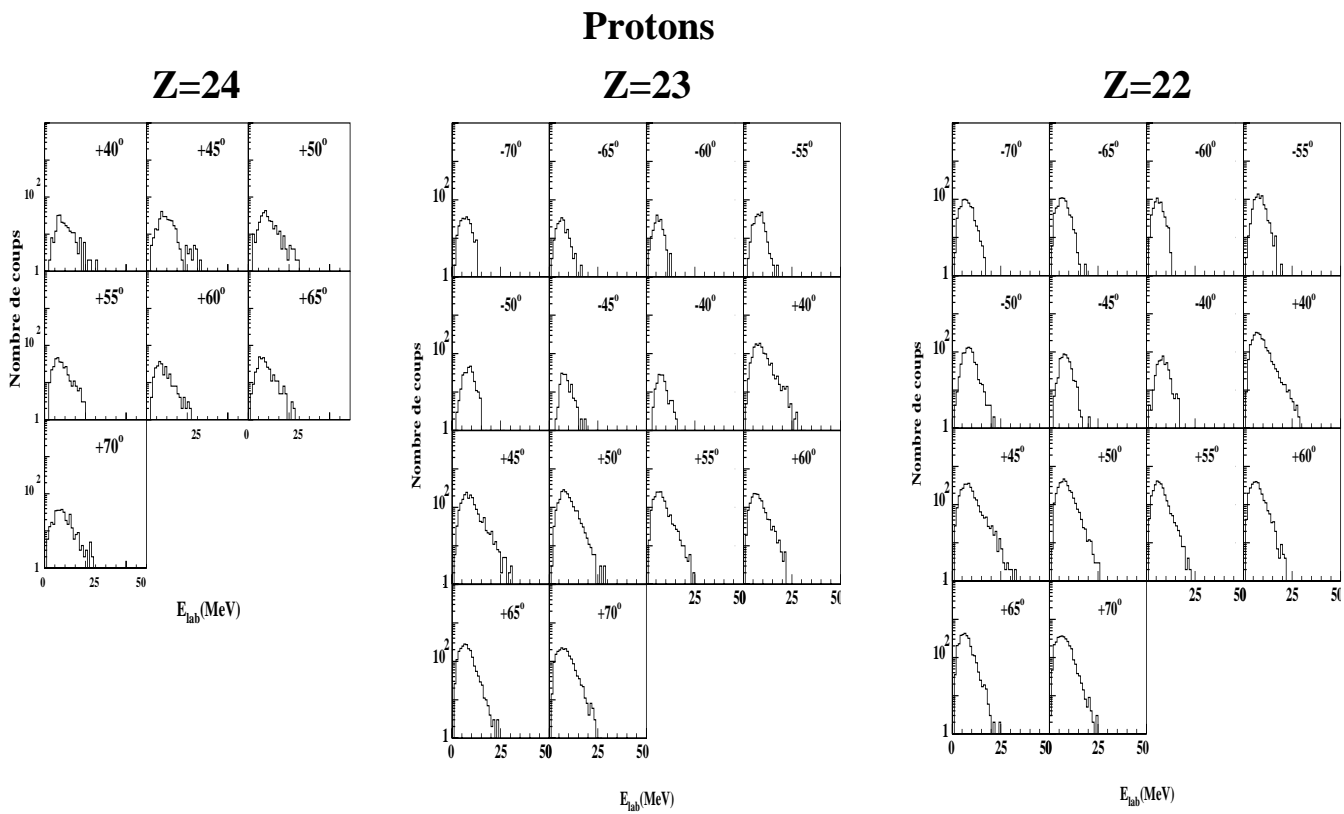


FIG. 3.23: Spectres en énergie des protons détectés aux angles indiqués en coïncidence avec les résidus d'évaporation $Z=24$, 23 et 22 émis à -10° dans le plan de la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$.

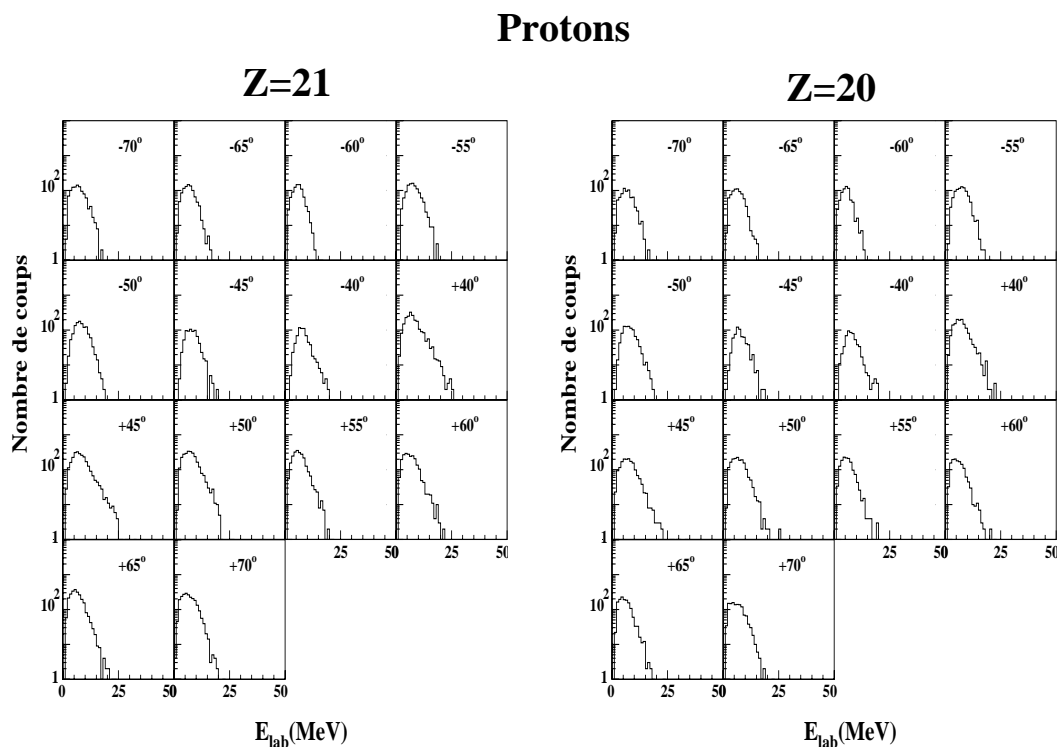


FIG. 3.24: Spectres en énergie des protons détectés aux angles indiqués en coïncidence avec les résidus d'évaporation $Z = 21$ et 20 émis à -10° dans le plan de la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$.

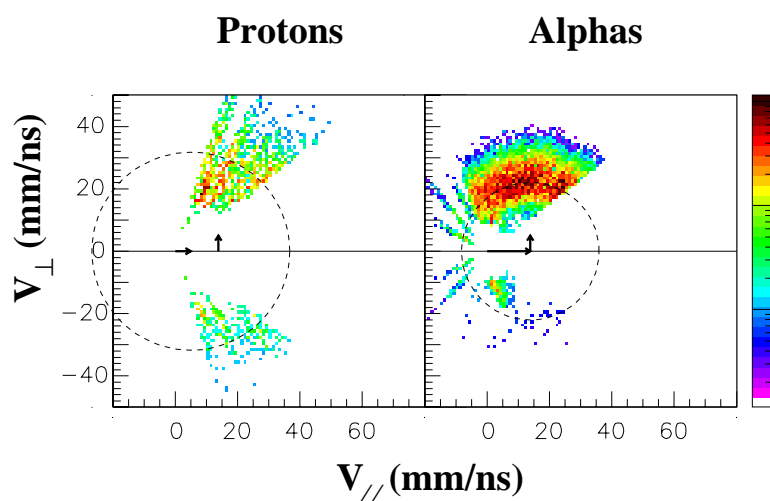


FIG. 3.25: Spectres de section efficace en invariant de vitesses des protons et particules α en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$.

b) Spectres de vitesses.

Afin d'établir plus clairement l'origine des particules légères chargées détectées, nous pouvons représenter leur spectre de section efficace invariante dans le plan des vitesses (V_{\parallel}, V_{\perp}). Ce type de figure va nous permettre de confirmer l'hypothèse d'une désexcitation statistique du noyau composé. La Figure 3.25 représente les spectres de section efficace invariante des protons et des particules α en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=112 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. La Figure 3.26 représente les spectres de section efficace invariante des protons et des particules α en coïncidence avec quelques résidus d'évaporation détectés à -10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$.

Les cercles qui ont été tracés sur ces deux figures ont été déterminés par les maxima d'intensité. Leurs centres sont représentés par les vecteurs vitesses du fragment émetteur. Les petites flèches verticales représentent la vitesse du noyau composé. Le rapport des rayons des cercles des protons et des particules α est déterminé pour un même noyau détecté de manière à respecter les différences de répulsion Coulombienne ainsi que des barrières centrifuges qui s'ajoutent aux barrières Coulombiennes. Ces dernières sont plus importantes pour les particules α que pour les protons. La constatation la plus évidente est que la majorité de la section efficace se trouve du côté opposé, par rapport à l'axe du faisceau incident, à l'angle de détection de l'ion lourd, ceci est dû à la conservation de l'impulsion. Dans le cas de l'expérience à $E_{lab}=111.6 \text{ MeV}$, les particules légères chargées étant en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation, les cercles sont centrés sur l'axe du faisceau. On peut remarquer également que dans les deux cas $E_{lab}=111.6$ et 180 MeV , le centre du cercle pour les coïncidences avec les protons se trouve à plus faible énergie que dans le cas des coïncidences avec les particules α . De plus, dans le cas des protons, le centre des cercles se trouve à 10° dans le cas à $E_{lab}=180 \text{ MeV}$. Ces deux constatations tendraient à montrer que les protons sont émis en fin de chaîne alors que les particules α seraient préférentiellement émises au début de la cascade d'évaporation expliquant que leurs spectres en section efficace invariante soient centrés vers une valeur proche de la vitesse du noyau composé.

c) Etude des corrélations angulaires.

Dans ce travail nous avons procédé à l'étude des corrélations angulaires en deux étapes. La première consiste à extraire, à partir des corrélations angulaires fragments-particules légères mesurées dans le plan de réaction, le moment d'inertie du fragment émetteur, c'est à dire sa déformation. La deuxième étape consiste en l'étude des corrélations angulaires hors-plan (la particule légère est émise en dehors du plan de réaction défini par l'axe du faisceau et le fragment lourd) qui permettent alors une détermination du spin du fragment.

d) Corrélations angulaires dans le plan.

Les Figures 3.27 et 3.28 représentent les corrélations angulaires dans le plan des particules α (cercles) et des protons (triangles) associés respectivement à tous les résidus d'évaporation détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$ et à 10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Dans toutes ces corrélations angulaires, on remarquera la présence d'une composante principale qui s'explique par le fait que les particules légères sont émises à partir d'une source unique (le noyau composé) avec le noyau résiduel qui n'a subi qu'une infime déviation par rapport à l'axe du faisceau. De plus, les barrières

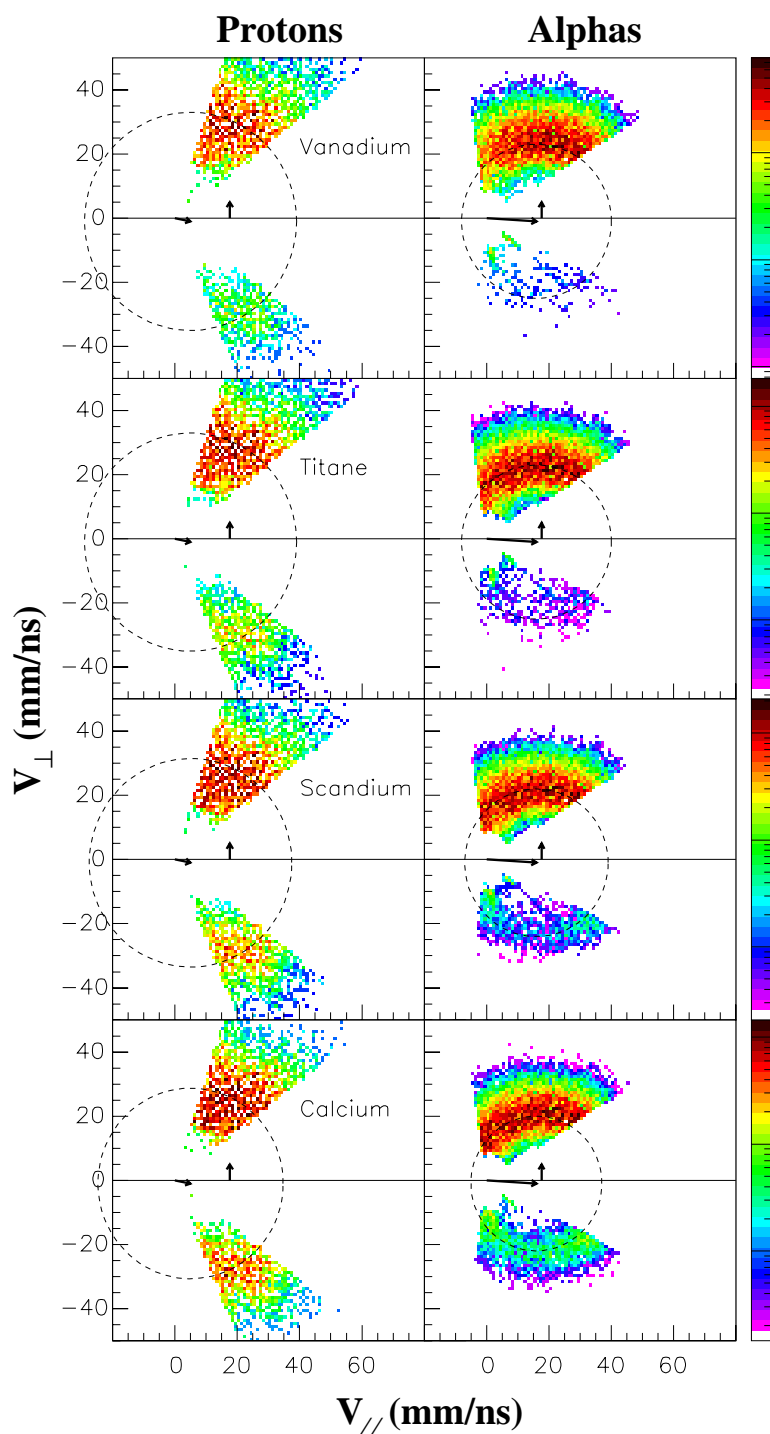


FIG. 3.26: Spectres de section efficace en invariant de vitesses des protons et particules α en coïncidence avec quelques résidus d'évaporation détectés à -10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$.

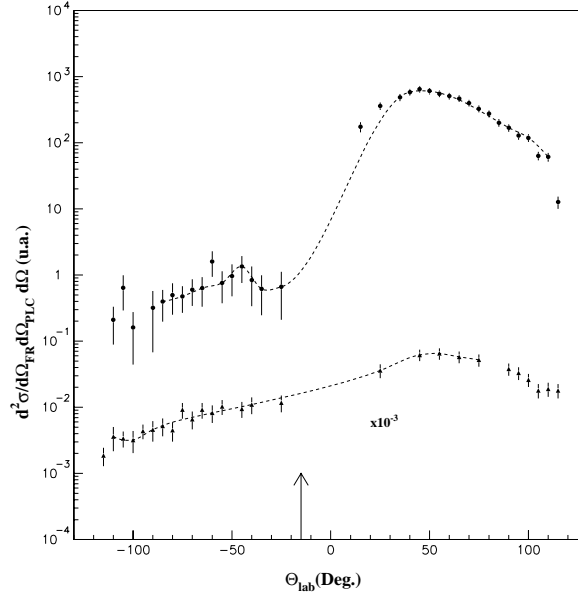


FIG. 3.27: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. La flèche indique la position du détecteur d'ions lourds.*

Coulombiennes étant plus importantes pour les particules α que pour les protons, les particules α sont plus déviées du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident et, leurs corrélations sont moins étalées que celles des protons. Le point le plus remarquable est l'élargissement des pics lorsqu'on évapore plus de particules. Un déplacement des pics vers l'avant est aussi observé pour des raisons de conservation de l'impulsion. Finalement, étant donné que la barrière Coulombienne diminue avec le nombre de particules évaporées, on observe que plus le noyau composé évapore, plus de particules légères sont émises du même côté que le résidu d'évaporation.

e) Corrélations angulaires hors-plan.

La Figure 3.29 représente les corrélations angulaires hors-plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation ($20 \leq Z \leq 23$) détectés à 10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Ces distributions angulaires ont une forme en cloche renversée avec un comportement en $\exp(-a \cdot \sin^2(\Theta_{\text{lab}}))$. Le signe moins dans l'exponentielle s'introduit dans la formule par simple transformation angulaire en supposant que la particule légère soit émise au centre du référentiel du laboratoire. En effet, $\Theta_{\text{lab}} = \frac{\pi}{2} - \Theta_{\text{pl}}$ donc $\sin(\Theta_{\text{pl}}) = \cos(\Theta_{\text{lab}})$ et avec la formule $\cos^2(x) = 1 - \sin^2(x)$ on obtient la formule suivante :

$$W(\Theta_{\text{lab}}) \propto K \exp\left(-\frac{\hbar^2(I + 1/2)^2}{2\mathcal{J}T} \frac{m_{\text{pl}}R^2}{m_{\text{pl}}R^2 + \mathcal{J}} \sin^2(\Theta_{\text{lab}})\right) \quad (3.13)$$

Cette formule est valable quelque soit le sens du spin (vers les angles négatifs ou positifs) puisque $\sin(\pi - \Theta_{\text{lab}}) = \sin(\Theta_{\text{lab}})$.

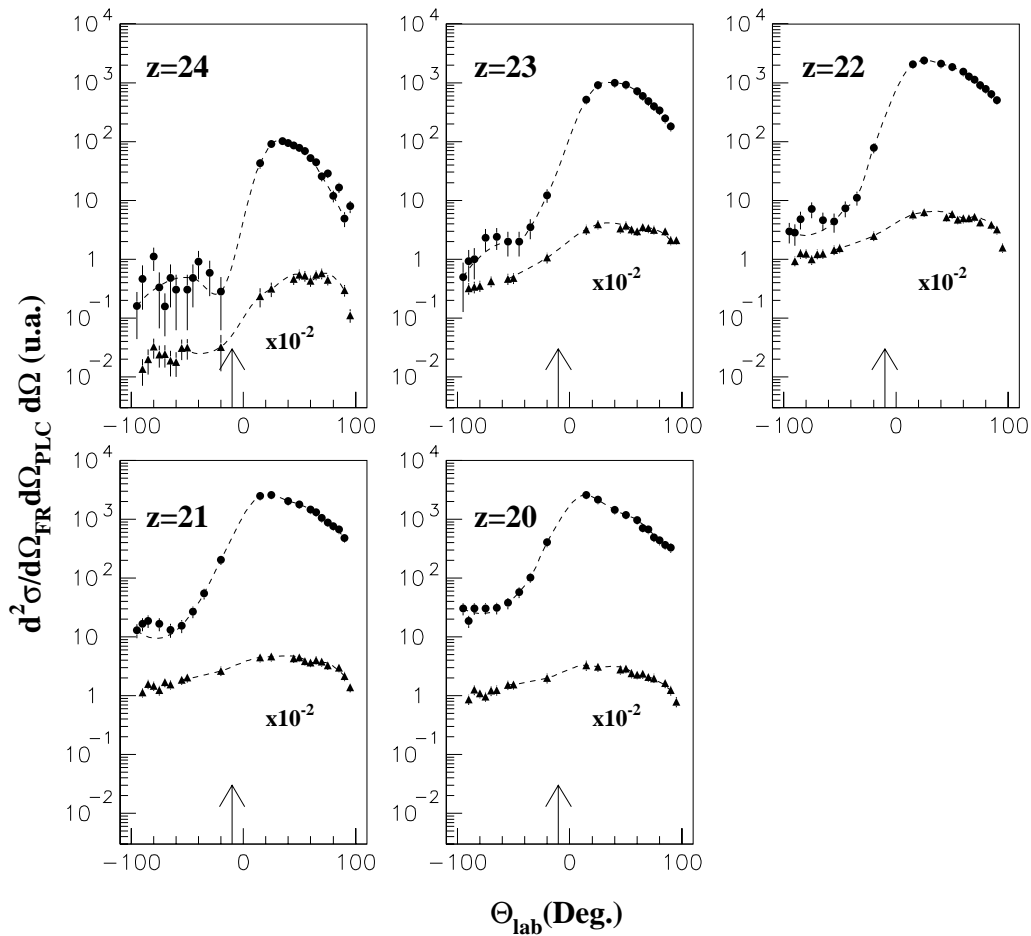


FIG. 3.28: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à -10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les flèches indiquent la position du détecteur d'ions lourds.*

On observe clairement un élargissement des corrélations angulaires aux angles arrière. Cet effet vient du fait que la particule légère détectée peut être émise au début ou à la fin de la chaîne d'évaporation où le moment angulaire est beaucoup moins important. La largeur des corrélations a une dépendance évidente avec la taille de la particule émise, elle est plus fine pour les particules α que pour les protons. Les protons n'ont pas la capacité d'évacuer une quantité de moment angulaire aussi importante que celle évacuée par une particule α . De la même manière, l'élargissement des corrélations angulaires aux angles arrière est moins important dans le cas des protons. Finalement, on remarquera (Voir, par exemple, la Figure 3.29) que les corrélations angulaires pour les fragments les plus lourds sont plus piquées car ces fragments sont caractérisés par des moments angulaires plus grands.

En conclusion de cette partie, il est possible d'affirmer que le système $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}}=111.6$ et 180 MeV passe par la formation d'un noyau composé complètement équilibré dans tous ses degrés de liberté et que, par conséquent, les corrélations angulaires pourront être analysées dans le cadre du modèle statistique dans le prochain chapitre.

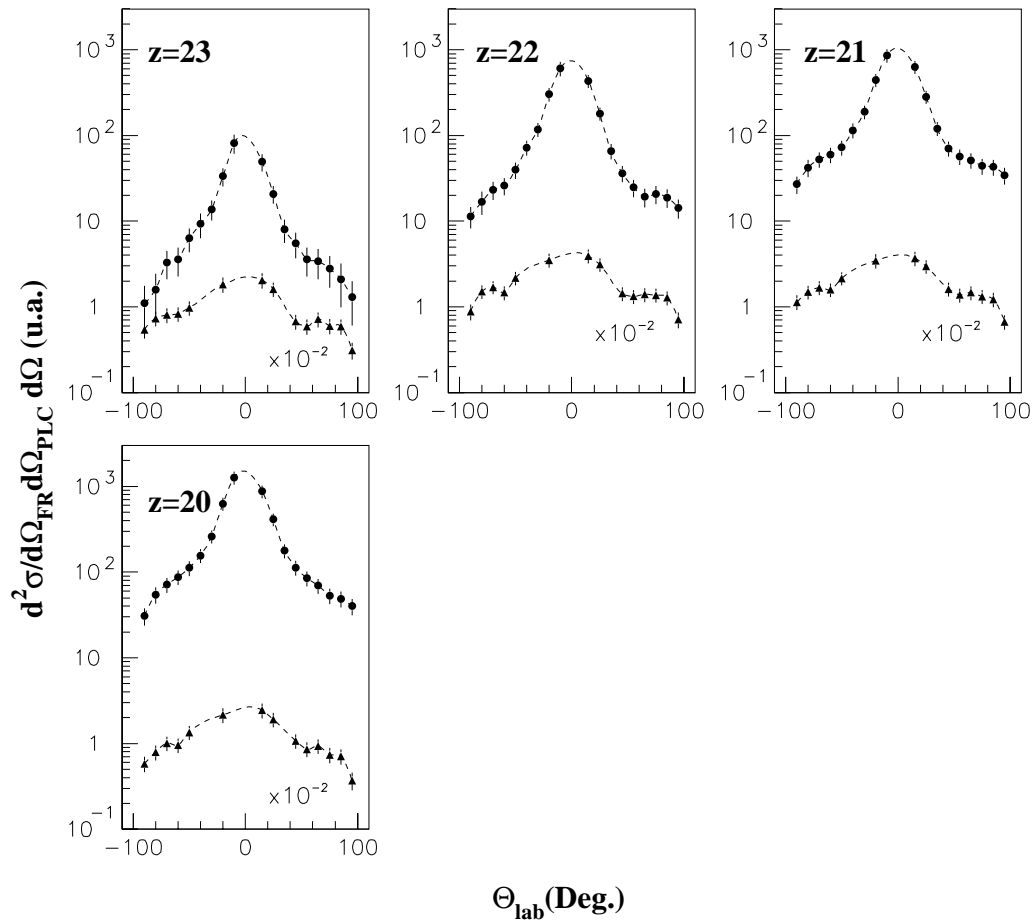


FIG. 3.29: *Corrélations angulaires hors-plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à 10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$.*

3.2.2 Etude des particules légères chargées dans la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$.

a) Spectres en énergie.

Les spectres en énergie des particules α et des protons en coïncidence avec les deux principaux résidus d'évaporation (Soufre et Phosphore) détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ sont présentés dans les Figures 3.30 et 3.31, respectivement. Les spectres en énergie des particules α et des protons en coïncidence avec différents résidus d'évaporation (Chlore, Soufre et Phosphore) détectés à -10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ sont respectivement présentés dans les Figures 3.32 et 3.33. Comme dans le cas de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, ces spectres ont en général une forme Maxwellienne avec une décroissance exponentielle dans leur partie haute énergie. L'anomalie qui apparaît dans le détecteur à $+45^\circ$ pour les données de la réaction à $E_{lab}=180 \text{ MeV}$ est due à un dysfonctionnement du codeur lié à ce détecteur.

Les positions des pics traduisent bien la cinématique inverse de la réaction. En effet la vitesse de recul du noyau composé dont ils sont issus s'ajoute à celle des particules légères chargées aux angles avant.

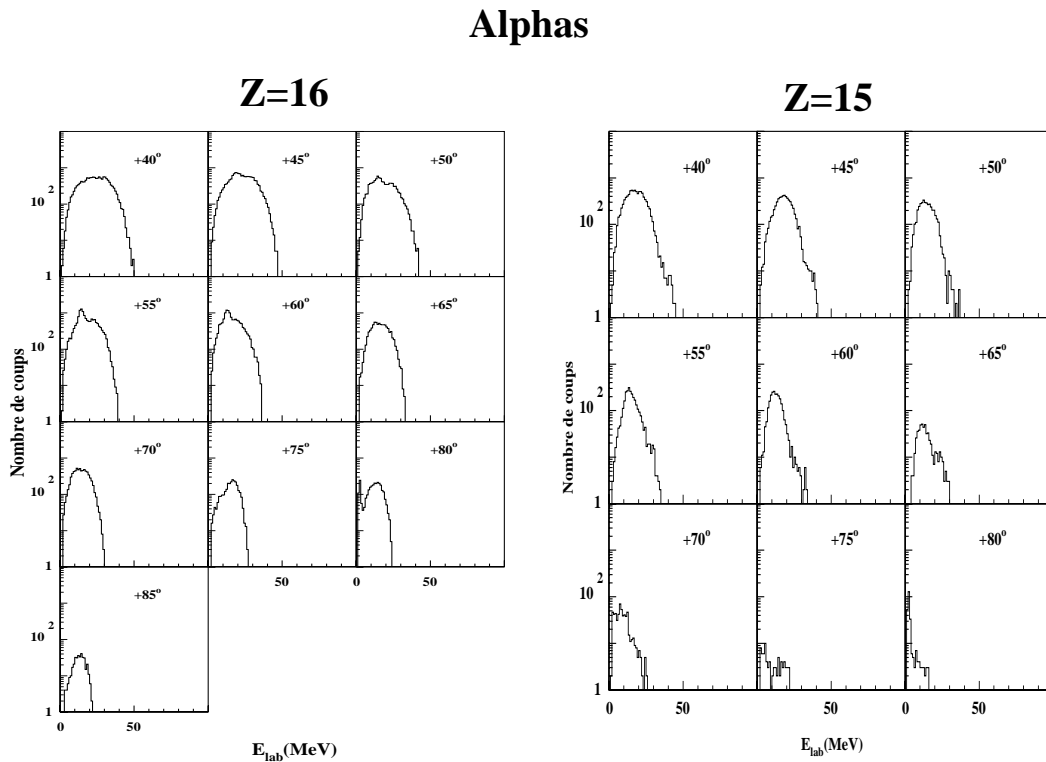


FIG. 3.30: Spectres en énergie des particules α détectées aux angles indiqués en coïncidence avec les résidus d'évaporation (Soufre, Phosphore) émis à -15° dans le plan pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$.

Le point intéressant de ces spectres est la structure supplémentaire apparaissant dans certains spectres des particules alphas en coïncidence avec le Soufre ($Z=16$). En effet, on voit clairement sur la Figure 3.30 l'apparition d'une deuxième composante [Bha99] pour les particules alphas détectées entre 45° et 65° . Cette seconde composante n'apparaît pas

dans les spectres des particules α en coïncidence avec le Phosphore ($Z=15$). Cette seconde composante apparaît également [Bec00a, Rou00, Rou01] dans la deuxième expérience réalisée à $E_{lab}=180$ MeV (Figure 3.32) pour les particules α , détectées entre 70° et 95° , en coïncidence avec le Soufre. Comme dans le cas à $E_{lab}=111.6$ MeV, cette nouvelle structure n'apparaît ni dans les données en coïncidence avec le Phosphore, ni celles en coïncidence avec le Chlore. On n'observe pas non plus cette deuxième composante dans les spectres de proton et ceci pour les deux énergies. Cette structure apparaissant dans les spectres d'évaporation est la première signature d'une augmentation inattendue [Bec00a, Bha99, Rou00] de la production de 8Be . En effet, on peut expliquer (on essaiera de le démontrer dans la suite de ce mémoire par une étude en modèle statistique) la présence de cette deuxième composante par la brisure du cluster 8Be non lié en deux particules α . Le 8Be se séparant en deux particules α , on n'observe pas cette nouvelle composante dans les spectres protons.

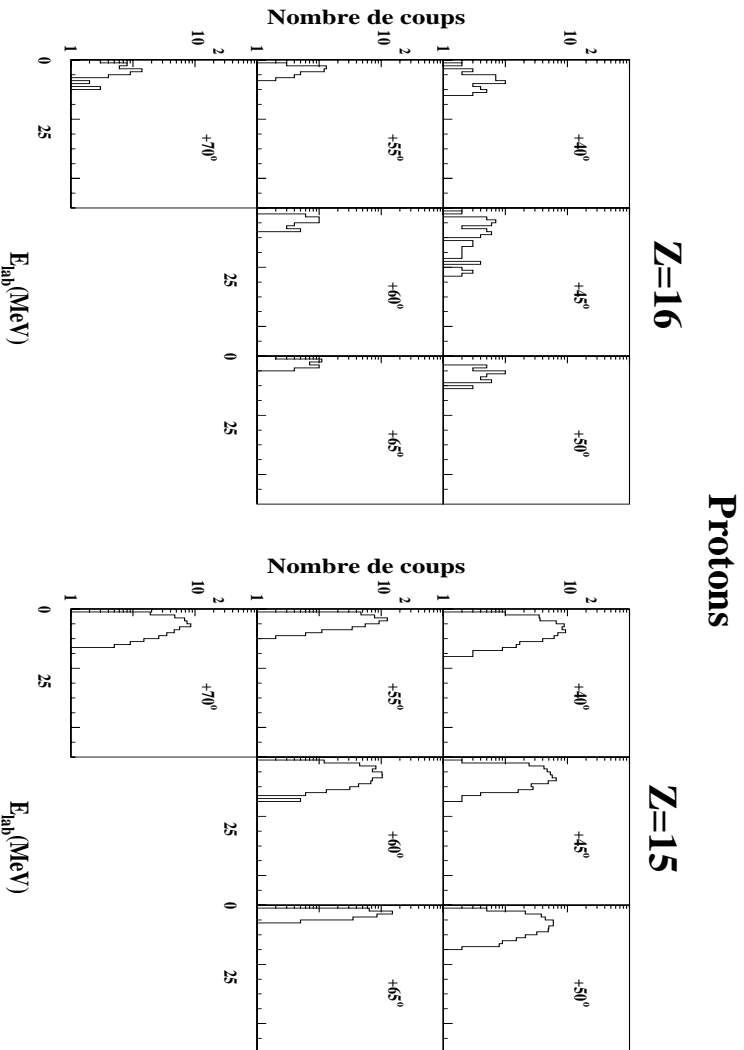


FIG. 3.31: Spectres en énergie des protons détectés aux angles indiqués en coïncidence avec les résidus d'évaporation (Soufre, Phosphore) émis à -15° dans le plan pour la réaction ${}^{28}Si(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+{}^{12}C$.

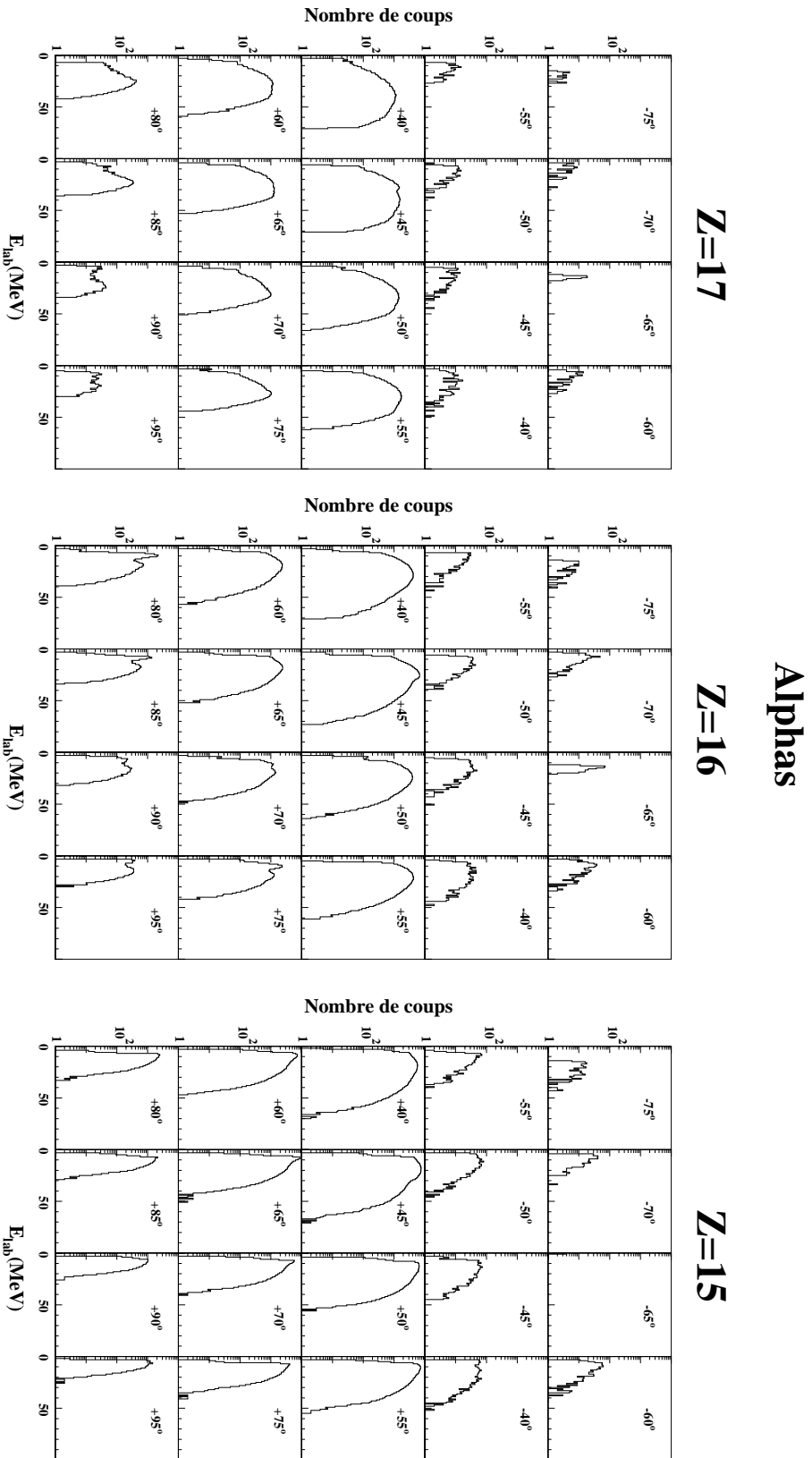


FIG. 3.32: Spectres en énergie des particules α détectées aux angles indiqués en coïncidence avec les résidus d'évaporation (Chlore, Soufre et Phosphore) émis à -10° dans le plan pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$.

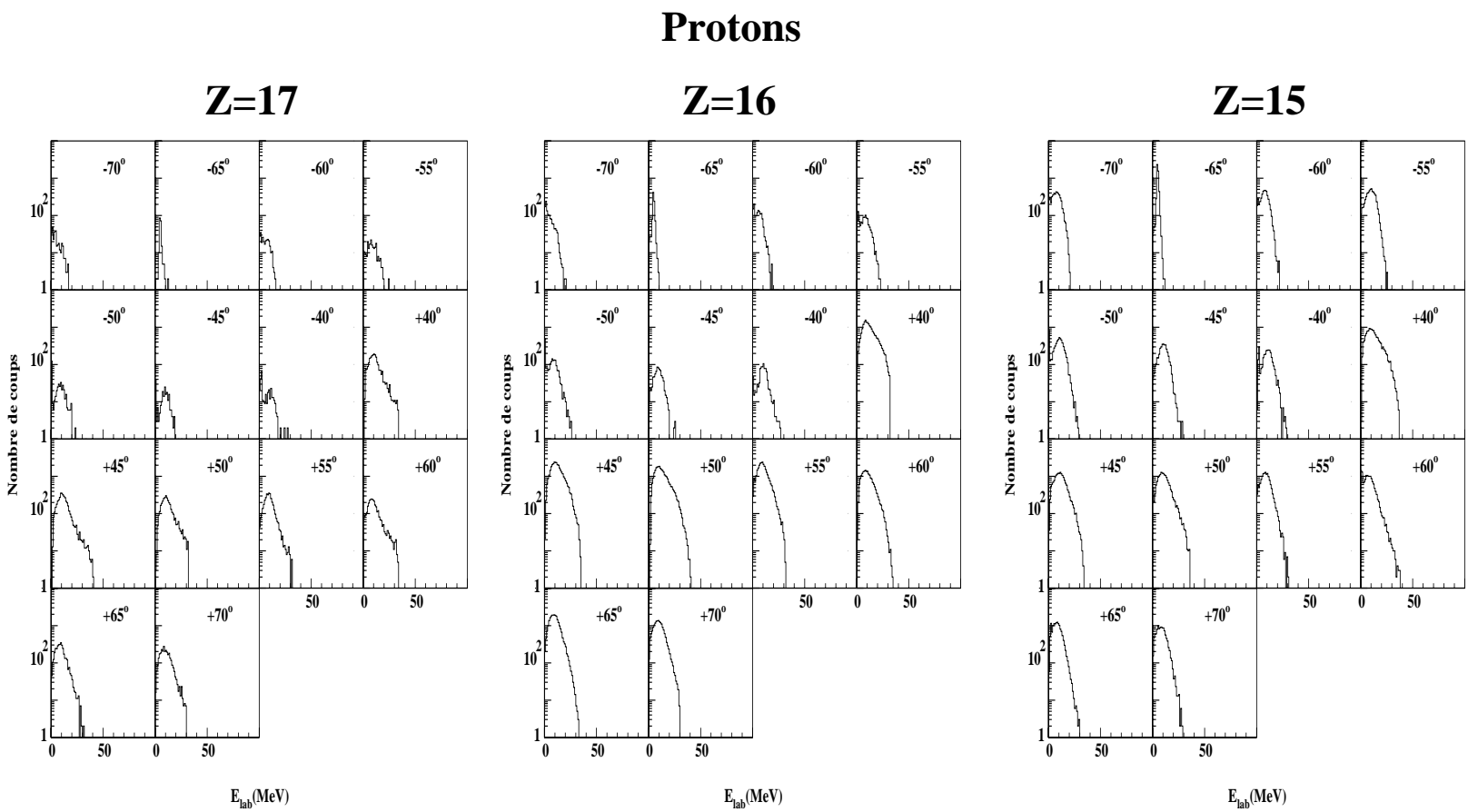


FIG. 3.33: Spectres en énergie des protons détectés aux angles indiqués en coïncidence avec les résidus d'évaporation (Chlore, Soufre et Phosphore) émis à -10° dans le plan pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180\text{ MeV})+^{12}\text{C}$.

b) Spectres de vitesses.

La Figure 3.34 représente les spectres de section efficace invariante des protons et des particules α en coïncidence avec le Soufre et le Phosphore détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. La Figure 3.35 représente les spectres de section efficace invariante des protons et des particules α en coïncidence avec quelques résidus d'évaporation ($12 \leq Z \leq 17$) détectés à -10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$.

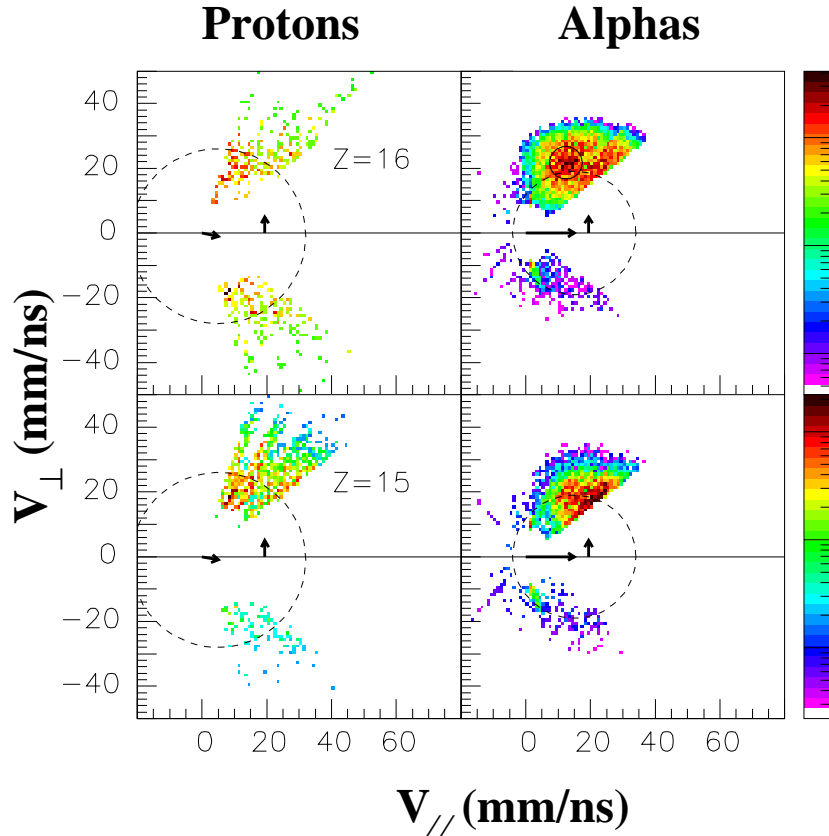


FIG. 3.34: Spectres de section efficace en invariant de vitesses des protons et particules α en coïncidence avec le Soufre et le Phosphore détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$.

Comme dans le cas de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, les cercles en pointillés ont été déterminés par les maxima d'intensité. Les centres des cercles sont représentés par les vecteurs vitesses des fragments émetteurs. Les petites flèches verticales représentent la vitesse du noyau composé. La majorité de la section efficace se trouve du côté opposé, par rapport à l'axe du faisceau, à l'angle de détection de l'ion lourd. Le centre des cercles se trouve à une vitesse plus importante et près de l'axe du faisceau, et même dans certains cas du côté opposé (voir Figure 3.35, $Z = 16$ et 17) à l'angle de détection de l'ion lourd pour les coïncidences avec les particules α . Dans le cas des coïncidences avec les protons la source émettrice se trouve à une vitesse plus faible. De plus, la source émettrice semble être à un angle plus proche de l'angle de détection de l'ion lourd. Ces constatations semblent

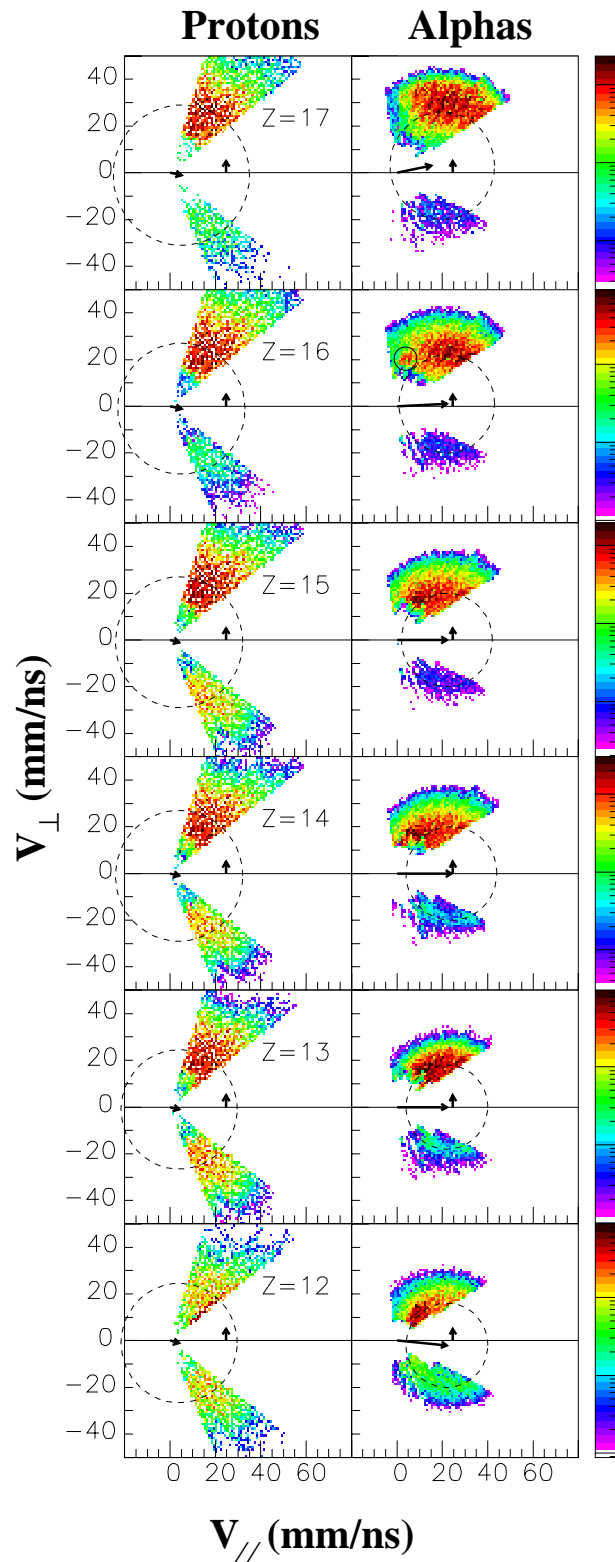


FIG. 3.35: Spectres de section efficace en invariant de vitesses des protons et particules α en coïncidence avec les différents résidus d'évaporation ($12 \leq Z \leq 17$) à -10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$.

indiquer comme dans le cas de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ que les protons sont plutôt émis en fin de cascade. Les petits cercles en traits pleins sur les Figures 3.34 et 3.35 indiquent la position de la composante supplémentaire provenant de la désintégration du ^8Be . Ces cercles sont centrés sur un axe à 60° dans la réaction à $E_{lab}=111.6$ MeV et à 80° dans la réaction à $E_{lab}=180$ MeV, et ceci en accord avec les calculs de cinématique qui seront discutés dans le prochain chapitre.

c) Corrélations angulaires dans le plan

La Figure 3.36 représente les corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec le Soufre et le Phosphore détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. La Figure 3.37 représente les corrélations angulaires dans le plan entre des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à -10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Dans la grande majorité de ces distributions angulaires, on ne remarque la présence significative que d'une seule composante qui correspond à une source émettrice unique celle du noyau composé. Une observation plus attentive permet de déceler la présence possible d'une seconde source émettrice dans le cas des corrélations angulaires entre les particules α et le Silicium et le Magnésium détectés à -10° dans la réaction à $E_{lab}=180$ MeV Figure 3.37. La présence possible de plusieurs autres composantes est liée au fait que les ions lourds détectés ($Z=14$ et 12) ne sont pas des produits de fusion-évaporation "purs". En effet des mécanismes "polluants" tels que les réactions profondément inélastiques (cas du Magnésium qui peut être produit par une réaction de transfert α) ou les réactions de type binaire (fusion-fission, orbiting) peuvent également rentrer en compétition. Dans les cas des corrélations angulaires en coïncidence avec le Soufre et sans une analyse plus détaillée, la présence d'une composante additionnelle significative provenant de la brisure du ^8Be n'apparaît pas de manière évidente. Une étude en modèle statistique sera donc nécessaire afin de "visualiser" plus quantitativement la présence de cette composante dans ces spectres (voir chapitre suivant).

d) Corrélations angulaires hors-plan

La Figures 3.38 représente les corrélations angulaires hors-plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à 10° . Ces corrélations angulaires ont un comportement en $\exp(-a \cdot \sin^2(\Theta_{lab}))$. Comme dans le cas de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, on observe un élargissement des corrélations angulaires aux angles arrière.

e) Spectres conditionnés.

Dans le but de séparer les différents mécanismes de production des particules légères chargées il est également intéressant de construire des spectres bidimensionnels représentant l'énergie des particules légères chargées en fonction de l'énergie des résidus d'évaporation [Ena00, Rou01]. La Figure 3.39 représente les spectres bidimensionnels de l'énergie des particules alphas versus l'énergie du Soufre et du Phosphore dans la réaction à $E_{lab}=111.6$ MeV pour certains angles de détection des particules alphas. Si les spectres correspondant au Phosphore sont relativement simples à interpréter dans le cadre d'un processus de désexcitation statistique, ceux liés au Soufre sont plus compliqués. A

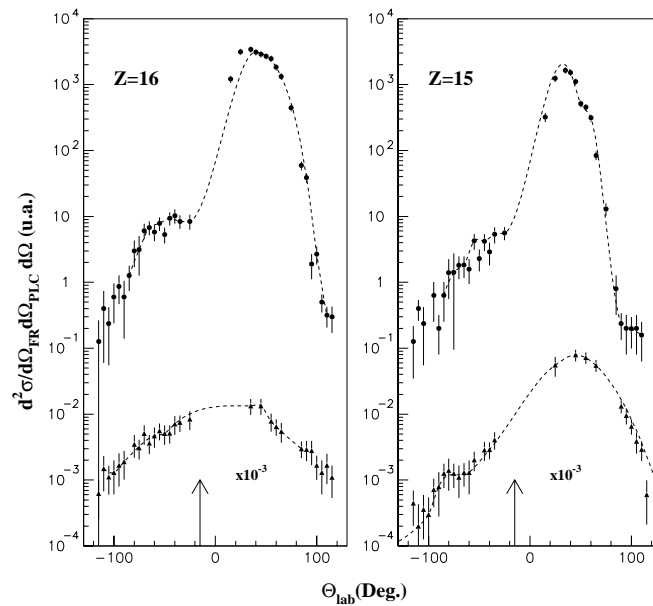


FIG. 3.36: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$.*

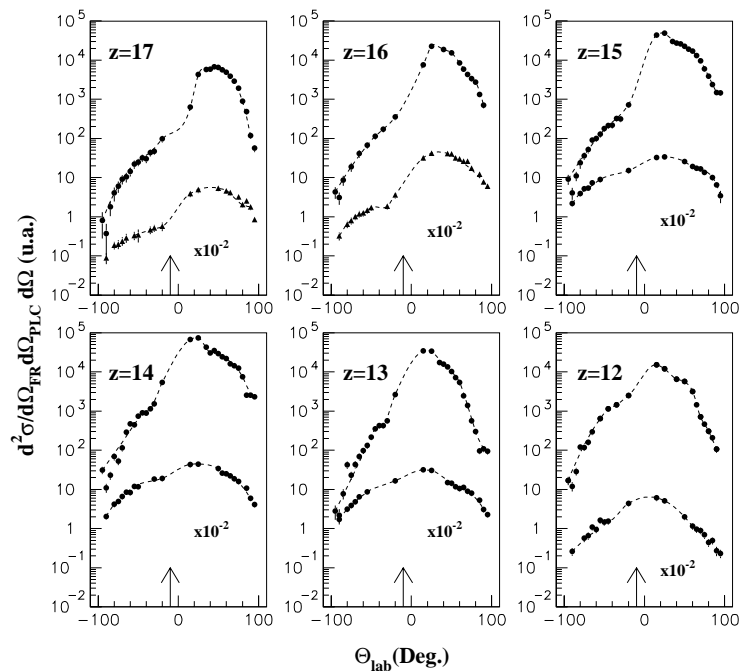


FIG. 3.37: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à -10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$.*

la plus basse énergie de bombardement les spectres α -S sont composés essentiellement d'événements produits par les réactions $^{28}\text{Si}(^{12}\text{C},\alpha)^{32}\text{S}$ et, plus rarement, par la réaction $^{28}\text{Si}(^{12}\text{C},\alpha 2p)^{32}\text{S}$ (les bilans de réactions sont très défavorables pour produire d'autres

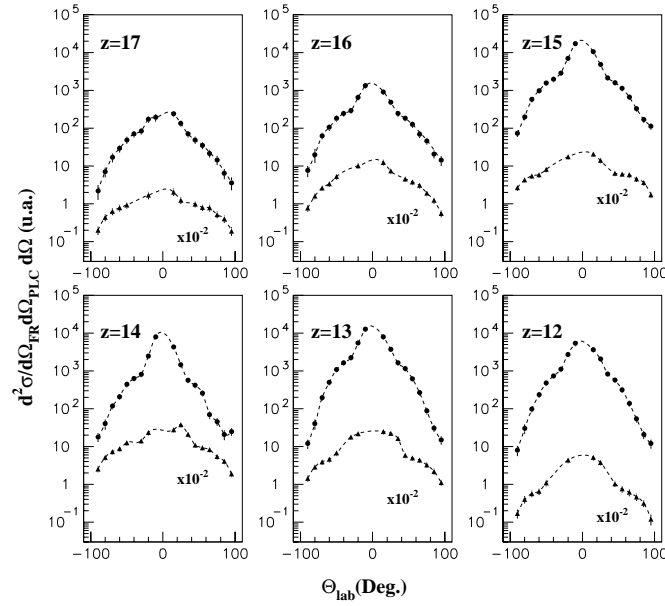


FIG. 3.38: *Corrélations angulaires hors-plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec les différents résidus d'évaporation détectés à 10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$.*

isotopes de Soufre), ces deux types de réactions étant cinématiquement bien séparés.

Les Figures 3.40 et 3.41 représentent respectivement l'énergie des particules α et l'énergie des protons versus l'énergie du Chlore, du Soufre et du Phosphore dans la réaction à $E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}$ pour un choix d'angles de détection des particules légères. Sur la Figure 3.39, dans le cas des coïncidences avec le Soufre, on peut observer une composante principale provenant de l'évaporation séquentielle de deux particules α . Une seconde composante plus localisée et beaucoup moins large s'ajoute à cette dernière (intérieur des cercles pointillés). Cette seconde composante a toutes les caractéristiques classiques d'une réaction à plus d'un corps (binaire ou ternaire) et ne semble donc pas provenir d'un mécanisme de fusion-évaporation où deux particules α (ou une particule α et deux protons) sont émises séquentiellement. En effet le noyau ^{32}S peut être produit par une réaction de transfert d'une particule α ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$); l'énergie relative entre les deux particules α de la cassure en vol du ^8Be dans son état fondamental n'est que $E_{\alpha\alpha} = 92 \text{ keV}$. Cette composante est donc probablement due à la cassure du ^8Be dans l'état fondamental ou dans son premier état excité. Par comparaison, les spectres de coïncidence avec le Phosphore ne présentent que la composante de fusion-évaporation.

La présence d'une seconde composante binaire est beaucoup plus facilement observable dans les données prises à $E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}$ comme le montre clairement la Figure 3.40. En effet, on observe sur cette figure la présence de plusieurs composantes dans les spectres en coïncidence avec le Soufre. La composante centrale provient du mécanisme de fusion-évaporation comme nous le verrons dans le chapitre suivant. Cette composante a tendance à disparaître pour les angles les plus élevés en accord avec la cinématique de ce mécanisme. Les autres composantes de part et d'autre de la composante centrale semblent plus difficilement expliquables de façon qualitative. La présence d'un processus binaire avec production de ^8Be semble pourtant plausible. Nous essayerons d'expliquer

ces différentes composantes dans le chapitre suivant. Il est à noter qu'aucune structure particulière, excepté celle liée au mécanisme de fusion-évaporation, n'apparaît ni dans les données en coïncidence avec le Chlore (la voie $^{35}\text{Cl}+\alpha\text{p}$ est la plus probable du point de vue bilan énergétique) et le Phosphore (la voie $^{31}\text{Cl}+2\alpha\text{p}$ est la plus probable du point de vue bilan énergétique), ni dans les données en coïncidence avec les protons (voir Figure 3.41).

Au vu de ces différents résultats, et comme dans le cas de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, nous pouvons affirmer que la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ est dominée par la formation d'un noyau composé complètement équilibré dans tous ses degrés de liberté. Cette observation confirme un travail précédent [Ost80] concernant cette dernière réaction étudiée à plus basse énergie de bombardement $E_{lab}(^{28}\text{Si}) = 87 \text{ MeV}$. Le résultat nouveau et inattendu dans les données concernant la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ est la présence d'une composante additionnelle apparaissant dans les spectres des particules α en coïncidence avec le Soufre.

Le prochain chapitre sera consacré à diverses comparaisons avec certains codes basés sur le modèle statistique. Celles-ci nous permettront de mieux appréhender les différentes questions que pose l'examen qualitatif de ces spectres bidimensionnels. De plus une comparaison aux codes statistiques nous permettra d'obtenir des informations plus quantitatives sur le moment d'inertie, c'est-à-dire sur la déformation des noyaux composés ^{56}Ni et ^{40}Ca formés dans les deux systèmes étudiés.

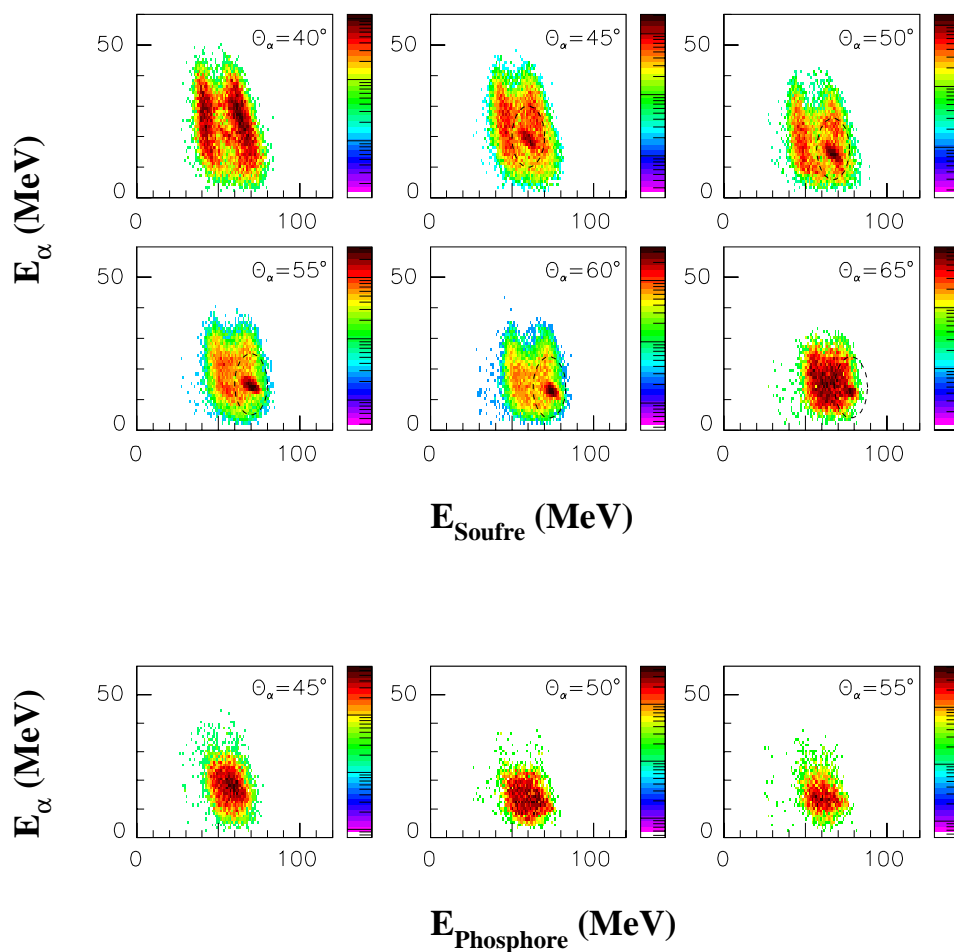


FIG. 3.39: Spectres bidimensionnels énergie alpha vs énergie résidus d'évaporation obtenus dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les particules alphas sont détectées aux angles indiqués, les résidus d'évaporation sont détectés à 15° de l'autre côté de l'axe du faisceau.

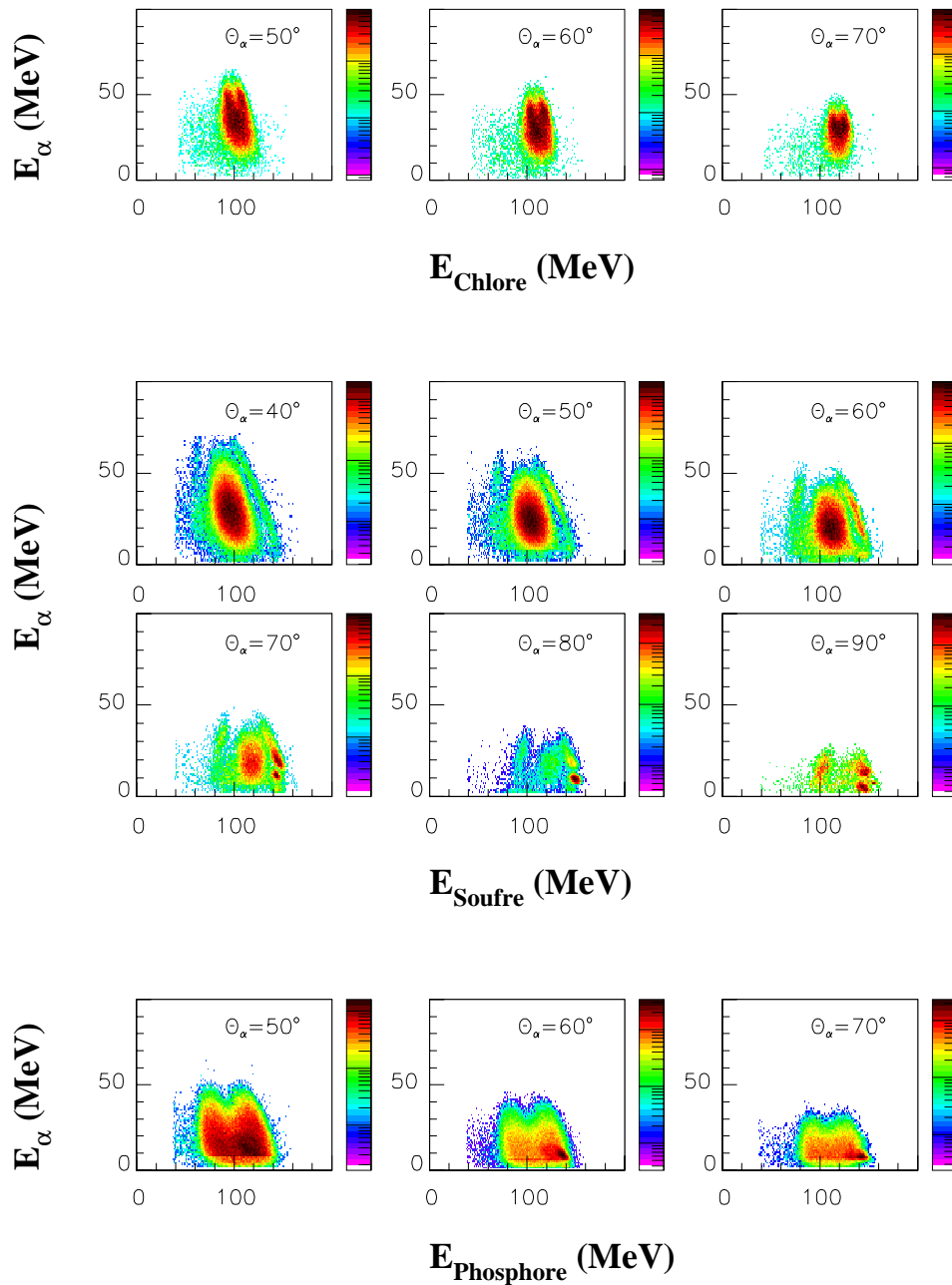


FIG. 3.40: Spectres bidimensionnels énergie alpha vs énergie résidus d'évaporation obtenus dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les particules alphas sont détectées aux angles indiqués, les résidus d'évaporation sont détectés à 10° de l'autre coté de l'axe du faisceau.

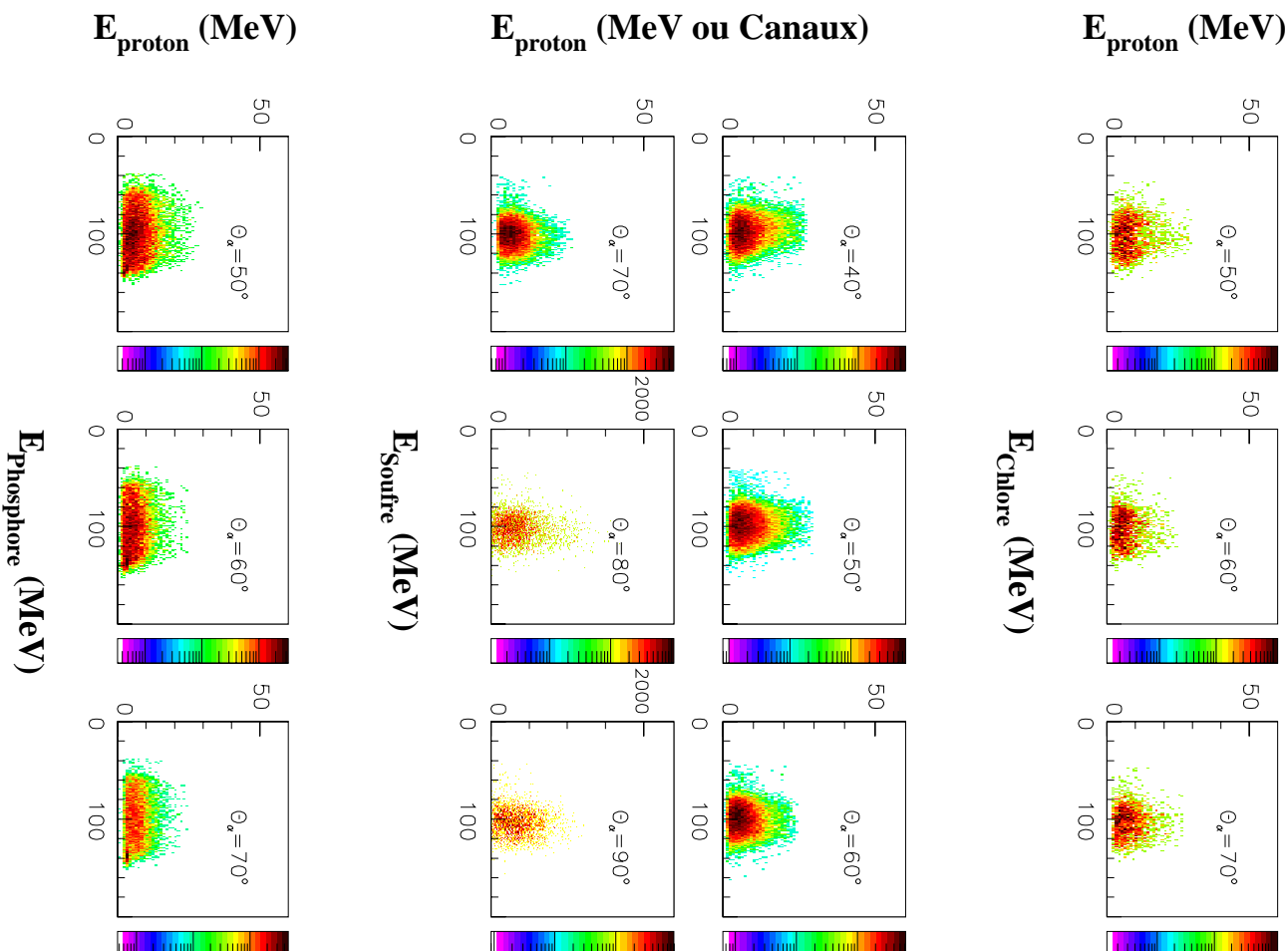


FIG. 3.41: Spectres bidimensionnels énergie proton vs énergie résidus d'évaporation obtenus dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les protons sont détectés aux angles indiqués, les résidus d'évaporation sont détectés à 10° de l'autre côté de l'axe du faisceau.

Chapitre 4.

Discussion

Les observations expérimentales présentées dans le chapitre précédent nous ont permis d'obtenir quelques informations qualitatives sur les processus mis en jeu au cours des réactions entre ions lourds "légers". Nous avons pu obtenir également des données plus quantitatives comme, par exemple, des valeurs de sections efficaces. Dans ce nouveau chapitre nous présenterons la comparaison des mesures expérimentales avec des modèles théoriques. Cette confrontation nous permettra de valider notre interprétation des observations expérimentales et également d'en extraire des informations complémentaires. Pour cela nous utiliserons des versions différentes du modèle statistique. En effet, si l'énergie d'excitation est importante, comme c'est le cas dans ce travail, le nombre d'états occupés devient important et seul le modèle statistique, permettant un moyennage sur les états discrets peuplés, pourra expliquer la forme des spectres.

Nous commencerons ce chapitre par une présentation de deux formulations différentes du modèle statistique, décrivant la désexcitation du noyau composé, et nous finirons par leurs comparaisons aux données expérimentales. Une première approche est proposée dans le cadre de la méthode de Hauser-Feshbach étendue (code EHF_M [Mat97]) qui, comme son nom l'indique, est une généralisation de la méthode de Hauser-Feshbach (décrivant simplement l'évaporation de particules légères) aux processus de fusion-fission suivant une approche du modèle statistique appliquée au point de scission. Une seconde approche, basée également sur la formule de Hauser-Feshbach est celle du code CACARIZO [Vie88] qui traite exclusivement de l'évaporation de particules légères.

4.1 Modèle de Hauser-Feshbach Etendu

Dans le cadre d'une collaboration avec T. Matsuse, notre équipe a développé le modèle de Hauser-Feshbach Etendu (EHFM) [Mat97] pour décrire la désexcitation du noyau composé. En effet, il a quelques années, T. Matsuse et S.M. Lee [Mat84, Lee86, Mat90] ont proposé d'étendre le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau52] afin de décrire de manière équivalente les processus de fusion-fission et de fusion-évaporation. Cette méthode est considérée comme une description statistique du point de scission.

4.1.1 Formalisme de Hauser-Feshbach pour l'évaporation de particules légères

Le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau52] traite la désexcitation du noyau composé d'une façon statistique en utilisant les deux principes de bases suivants : l'hypothèse d'indépendance et le théorème de réciprocité.

La première hypothèse, formulée par Bohr, se base sur l'indépendance entre la voie d'entrée et la voie de sortie, le temps de vie du noyau composé est supposé assez important comparé à son temps de formation. Le mode de désintégration du noyau composé ne dépend donc que de son énergie d'excitation E^* , de son moment angulaire \vec{J} et de sa parité π .

La seconde hypothèse concerne la réciprocité du processus. Elle exprime l'invariance des éléments de la matrice de transition par renversement du temps, c'est à dire que pour une même énergie dans le centre de masse, l'amplitude de la réaction $A(a,b)B$ doit être égale à celle de la réaction $B(b,a)A$. La réciprocité du processus introduit la dépendance en spin et en parité. L'introduction du moment angulaire dans le traitement de la désexcitation du noyau composé est un avantage non négligeable quand il s'agit de traiter des réactions faisant intervenir une interaction entre deux fragments lourds où la quantité de moment angulaire mise en jeu devient assez importante.

Dans la méthode de Hauser-Feshbach [Hau52], la section efficace $\sigma_J^{(c)}$ pour que le noyau composé formé se désexcite selon la voie (c) est proportionnelle à la section efficace de production du noyau composé $\sigma_J(E_x)$ ayant une énergie d'excitation E_x et un moment angulaire J :

$$\sigma_J^{(c)} = R_J^{(c)} \sigma_J(E_x) \quad (4.1)$$

où $R_J^{(c)}$ est le rapport des largeurs partielles $\sigma_J^{(c)}$ sur la somme des largeurs partielles (Largeur totale) σ_J ,

$$R_J^{(c)} = \frac{\sigma_J^{(c)}}{\sigma_J} \quad (4.2)$$

Dans le cas de l'évaporation de particules légères, la désexcitation prend en compte l'émission de neutrons, de protons, de particules α et de rayonnements γ en fin de cascade.

La largeur partielle, $\rho_J^{(c)}$ est exprimée en fonction d'une intégration $P_J^{(c)}$ dans l'espace des phases :

$$\rho_J(E_x),^{(c)} = \frac{1}{2\pi} P_J^{(c)} \quad (4.3)$$

Où $\rho_J(E_x)$ est la densité de niveau de l'état composé.

Dans la méthode de Hauser-Feshbach [Hau52], utilisée pour décrire l'émission de particules légères, l'intégration $P_J^{(c)}$ de la voie (c) sur l'espace des phases est égale à :

$$P_J^{(c)} = g_c \sum_{(L,I)J} \int \int \rho_I(\epsilon) T_L(E) \delta(\epsilon + E + Q - E_x) d\epsilon dE \quad (4.4)$$

où g_c est la multiplicité des particules évaporées et $\rho_I(\epsilon)$ est la densité de niveaux du noyau résiduel ayant une énergie d'excitation ϵ et un moment angulaire I . Les paramètres $T_L(E)$ correspondent aux coefficients de transmission (cf. paragraphe 4.1.3) des particules évaporées. La conservation de l'énergie est assurée par la fonction $\delta(\epsilon + E + Q - E_x)$.

La quantité Q est l'énergie de séparation des particules évaporées, elle se définit par :

$$Q = B_{GS}(N_{NC}, Z_{NC}) - B_{GS}(N_L, Z_L) - B_{GS}(N_H, Z_H) \quad (4.5)$$

avec $B_{GS}(N_{NC}, Z_{NC})$, $B_{GS}(N_L, Z_L)$, $B_{GS}(N_H, Z_H)$ les énergies de liaison respectives du noyau composé, des particules évaporées et du noyau fils.

La densité de niveaux $\rho_I(\epsilon)$ est donnée par l'expression classique de Bohr et Mottelson [Boh69] :

$$\rho_I(\epsilon) = \frac{1}{12} \left(\frac{a\hbar^2}{2\mathcal{J}} \right)^{3/2} (2I + 1) a \frac{e^{2\sqrt{X}}}{X^2} \quad (4.6)$$

où

$$X = a \left(\epsilon - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I + 1) - \Delta_{pair} \right) \quad (4.7)$$

avec \mathcal{J} le moment d'inertie du noyau fils et a le paramètre de densité de niveaux.

L'expression du moment d'inertie est celle donnée dans la référence [Boh69] pour un noyau sphérique :

$$\mathcal{J} = \frac{2}{3} AM \langle r \rangle_A^2 \text{ avec } \langle r \rangle_A^2 = \frac{3}{5} (1.12A^{1/3})^2 (1 + 3.84A^{-1/3}) \quad (4.8)$$

où M est la masse et $\langle r \rangle_A$ la valeur moyenne du rayon.

Δ_{pair} est l'énergie de pairing donnée par l'expression empirique suivante [Boh69] :

$$\Delta_{pair} = \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (4.9)$$

Quand l'énergie d'excitation diminue, les états excités du noyau fils se trouvent dans la région discrète du spectre. L'intégration sur l'espace des phases (Equation 4.4) devient une sommation sur les états discrets connus i du noyau fils :

$$P_J^{(c)} = g_c \sum_i \sum_{(L, I_i)J} \int T_L(E) \delta(\epsilon_i + E + Q - E_x) dE \quad (4.10)$$

où ϵ_i et I_i sont respectivement l'énergie et le spin du niveau discret i du noyau fils.

L'intégration sur l'espace des phases associée à l'émission γ est définie par :

$$P_J^\gamma = \int \int \sum_{I=|J-1|}^{|J+1|} \rho_I(\epsilon) F_D(E_\gamma) \delta(\epsilon + E_\gamma - E_x) d\epsilon dE_\gamma \quad (4.11)$$

Dans ce paragraphe, nous avons présenté une méthode de calcul basée sur le formalisme de Hauser-Feshbach. Ce formalisme est la base de la plupart des codes d'évaporation les plus performants comme par exemple LANCELOT [Col80], LILITA [Gom81, Gom83], PACE [Gav80] ou CASCADE [Puh77a, Puh77b]. Il est également à la base d'un autre code présenté dans ce travail : le code d'évaporation CACARIZO [Vie88], version Monte Carlo de CASCADE, qui nous permettra d'introduire une dépendance du moment d'inertie de nos noyaux composés en fonction du spin.

Le but du code EHFMM est d'étendre ce formalisme permettant de décrire l'émission de particules légères en même temps que les réactions binaires, considérées comme une émission de fragments de masse intermédiaire. La méthode développée dans ce but fait l'objet du prochain chapitre.

4.1.2 Extension du formalisme de Hauser-Feshbach aux processus de fission

Le code EHFMM permet donc d'étendre le formalisme de Hauser-Feshbach aux réactions binaires faisant intervenir l'émission de fragments de masse intermédiaire c'est à dire des processus de fusion-fission. Il est donc nécessaire d'étendre l'intégration sur l'espace des phases (Equation 4.4) sur un espace des phases de désexcitation en fragments complexes. Cette intégration sera divisée en quatre parties définies par quatre équations (4.12, 4.13, 4.14, 4.15).

La première partie considère la désexcitation binaire pour lequel le partenaire le plus léger est peuplé à des niveaux discrets ayant des énergies proches de l'état fondamental et le partenaire lourd se trouve dans des états à plus haute énergie d'excitation, c'est à dire dans la région dite du continuum. L'extension de l'intégration $P_J^{(c)}$ (Equation 4.4) sur l'espace des phases sera la suivante :

$$P_J^{(c)} = \sum_i \sum_{(I_L, I_H)} \sum_{(L, I)J} \int \int \rho_{I_H}(\epsilon_H) T_L(E) \delta(\epsilon_{L_i} + \epsilon_H + E + Q - E_x) d\epsilon_H dE \quad (4.12)$$

où $\rho_{I_H}(\epsilon_H)$ est la densité de niveaux du gaz de Fermi du fragment lourd ayant une énergie d'excitation ϵ_H et un moment angulaire I_H . ϵ_{L_i} et I_{L_i} sont respectivement l'énergie d'excitation et le moment angulaire du niveau discret i du fragment léger. E est l'énergie du

mouvement relatif entre le fragment léger et son partenaire lourd. $T_L(E)$ est, comme dans le cas précédent, le coefficient de transmission (cf. Chapitre 4.1.3).

Le deuxième cas pris en compte dans ce modèle est celui où le fragment léger est très excité et se trouve comme son partenaire lourd dans la région du continuum. La sommation sur les niveaux discrets i de l'Equation 4.12 devient alors une intégration sur l'énergie d'excitation ϵ_L et une sommation sur le moment angulaire I_L du fragment léger :

$$P_J^{(c)} = \sum_{(I_L, I_H)} \sum_{I(L, I)J} \int \int \int \rho_{I_L}(\epsilon_L) \rho_{I_H}(\epsilon_H) T_L(E) \delta(\epsilon_L + \epsilon_H + E + Q - E_x) d\epsilon_L d\epsilon_H dE \quad (4.13)$$

où $\rho_{I_H}(\epsilon_H)$ est la densité de niveaux du gaz de Fermi du fragment léger.

Les deux dernières parties considèrent les cas où le fragment lourd se trouve dans la région de basse énergie d'excitation sur des niveaux discrets. Le premier de ces deux cas est celui où le fragment léger est lui aussi dans le continuum. Dans ce cas, on retrouve la première équation, c'est à dire :

$$P_J^{(c)} = \sum_j \sum_{(I_L, I_{H_j})} \sum_{(L, I)J} \int \int \rho_{I_L}(\epsilon_L) T_L(E) \delta(\epsilon_L + \epsilon_{H_j} + E + Q - E_x) d\epsilon_L dE \quad (4.14)$$

où ϵ_{H_j} et I_{H_j} correspondent à l'énergie d'excitation et au moment angulaire de l'état discret j du partenaire lourd.

Le dernier cas considéré est celui où les deux fragments sont sur des niveaux discrets. L'espace des phases s'exprime alors de la même façon que dans le cas de l'évaporation de particules légères (cf. Equation 4.10) :

$$P_J^{(c)} = \sum_i \sum_j \sum_{(I_{L_i}, I_{H_j})} \sum_{(L, I)J} \int T_L(E) \delta(\epsilon_{L_i} + \epsilon_{H_j} + E + Q - E_x) dE \quad (4.15)$$

Les quatre équations ci-dessus permettent donc d'étendre le formalisme de Hauser-Feshbach aux processus binaires et prennent en compte les différentes possibilités pouvant intervenir dans ces processus.

4.1.3 Paramétrisation des coefficients de transmission et procédure de calcul

Les quatre équations présentées dans le chapitre précédent (Equations 4.12, 4.13, 4.14, 4.15) font intervenir le coefficient de transmission du mouvement relatif entre les deux fragments au point de scission $T_L(E)$. Ce coefficient de transmission est exprimé pour toutes les énergies et tous les fragments par la distribution de Fermi :

$$T_L(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{V(L) - E}{\Delta_L}\right)} \quad (4.16)$$

où Δ_L est le paramètre de diffusivité. Dans ce travail la valeur de ce paramètre a été fixée dans tous les cas à $\Delta_L = 0.5 MeV$.

La hauteur de la barrière au point de scission du mouvement relatif à un moment angulaire L est donnée par :

$$V(L) = V_{coul} + \frac{\hbar^2}{2\mu_f R_s^2} L(L+1) \quad (4.17)$$

où μ_f est la masse réduite des deux fragments et R_s le paramètre de point de scission. Ce dernier est calculé à partir des rayons $R_L = r_s A_L^{1/3}$ pour le fragment léger de nombre de masse A_L et $R_H = r_s A_H^{1/3}$ pour le fragment lourd de nombre de masse A_H (avec $r_s = 1.2$ fm dans ce travail) et en ajoutant la distance de séparation d des deux fragments au point de scission :

$$R_s = R_L + R_H + d \quad (4.18)$$

Le potentiel Coulombien est calculé à partir de la formule :

$$V_{coul} = \frac{Z_L Z_H e^2}{R_s} \quad (4.19)$$

où Z_L et Z_H sont respectivement les numéros atomiques du fragment lourd et du fragment léger.

Il est à noter que la distance au point de scission d a fait l'objet d'une étude systématique portant sur plusieurs réactions dans la région de masse $A_{NC} < 60$ [Nou97]. Il en ressort que la distance au point de scission, exprimée en fermi, suit l'équation :

$$d = 0.112(A_{NC} - 24.65) \quad (4.20)$$

avec A_{NC} la masse du noyau composé.

Un des paramètres les plus importants dans un calcul de modèle statistique est le paramètre de densité de niveaux a qui apparaît dans le calcul de la densité de niveaux (Equation 4.6). Dans le code EHF_M nous pouvons utiliser un paramètre de densité de niveaux constant $a = A/8$ en accord avec d'autres études récentes [Mah96, For91a, Shl91] ou, pour tenir compte des effets de structure, nous pouvons introduire dans les calculs [Nou97] la dépendance de la densité de niveaux en fonction de la température suivant un modèle phénoménologique [Lee86, Mat90]. Dans ce travail nous avons utilisé le paramètre de densité de niveaux constant $a = A/8$.

Les quantités physiques nécessaires au calcul sont principalement déterminées par la section efficace totale de fusion σ_{fus} égale à la somme de la section efficace de fusion-évaporation σ_{FE} et de la section efficace de fusion-fission σ_{FF} . La section efficace totale de fusion est donnée par :

$$\sigma_{fus} = \sigma_{FE} + \sigma_{FF} = \sum_{J=0}^{\infty} \sigma_{fus}(J) = \pi \lambda^2 \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) T_{(J)}^{(fus)} \quad (4.21)$$

où λ et J sont respectivement la longueur d'onde réduite et le moment angulaire total de la voie d'entrée de la réaction. Le coefficient de transmission $T_{(J)}^{(fus)}$ de la voie d'entrée est représenté par la distribution de Fermi :

$$T_{(J)}^{(fus)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{J - J_{cr}}{\Delta_J}\right)} \quad (4.22)$$

où le moment angulaire J_{cr} est déduit des sections efficaces expérimentales de fusion lorsqu'elles sont disponibles ou, le cas échéant, par un modèle de fusion complète. Le paramètre de diffusivité Δ_J est pris égal à $1\hbar$ dans ce travail et ceci en accord avec la Table 2 de [Puh77a].

La première étape du calcul (Voir Figure 4.1) est le calcul de la probabilité de désexcitation du noyau composé soit par évaporation de particules légères (n, p et α), soit par fission en paires de fragments complexes. Cette première étape consiste à calculer le rapport de décroissance $R_J^{(c)}$ de l'Equation 4.2 à l'aide des quatre équations (4.12, 4.13, 4.14, 4.15) données au chapitre précédent. Pour cela, on égalise la section efficace $\sigma_J(E_x)$ de l'Equation 4.1 à la section efficace totale σ_{fus} de l'Equation 4.21. Les différents fragments obtenus lors de cette première étape sont supposés être dans des états excités. Une deuxième étape dans le calcul est alors appliquée et consiste en un calcul d'évaporation de type CASCADE appliqué à tous les fragments excités obtenus lors de la première étape.

Finalement, le modèle EHFm a un caractère prédictif ne nécessitant l'introduction que des quantités caractérisées par la voie d'entrée qui sont : les masses du projectile et de la cible, l'énergie de bombardement et le moment angulaire de fusion.

4.2 Code d'évaporation CASCADE

Le formalisme de Hauser-Feshbach est également à la base du code CASCADE [Puh77a, Puh77b]. Ce code de calcul statistique a démontré ses capacités à reproduire les distributions en masse et en charge des résidus d'évaporation pour un grand nombre de réactions étudiées expérimentalement. Le code CASCADE étant basé sur le formalisme de Hauser-Feshbach et donc sur l'hypothèse d'indépendance (voir Chapitre 4.1.1), l'équilibre statistique du noyau composé appliquée à tous ces degrés de liberté doit être atteint pour appliquer le code. En d'autres termes le code traite uniquement le processus de fusion-évaporation pour lequel le noyau formé a une durée de vie assez longue lui permettant une relaxation totale de tous ses degrés de libertés. Comme dans le code EHFm la distribution du moment angulaire du noyau composé est dérivée à partir du modèle d'absorption forte (Equations 4.21, 4.22) et la décroissance par émission d'une particule légère est calculée par la formule de Hauser-Feshbach. La probabilité d'émission va donc dépendre du nombre d'états offerts par l'espace de phase et de la hauteur de la barrière Coulombienne pour lesquels les différents modes de désexcitation sont en compétition.

Le code traite généralement l'évaporation de neutrons, protons, particules α et finalement la désexcitation s'achève par rayonnements γ . L'émission de fragments plus complexes (deuteron, ${}^6\text{Li}$,...) peut être introduite dans le code dans sa version Monte-Carlo (Code CACARIZO [Vie88]) pour laquelle la fission peut être traitée comme étant un mode de décroissance possible du noyau composé. Nous n'en avons pas tenu compte dans ce travail.

Le calcul de la section efficace totale de production du noyau composé prend en compte l'effet de conservation de la parité totale du système. La sommation sur l est limitée par

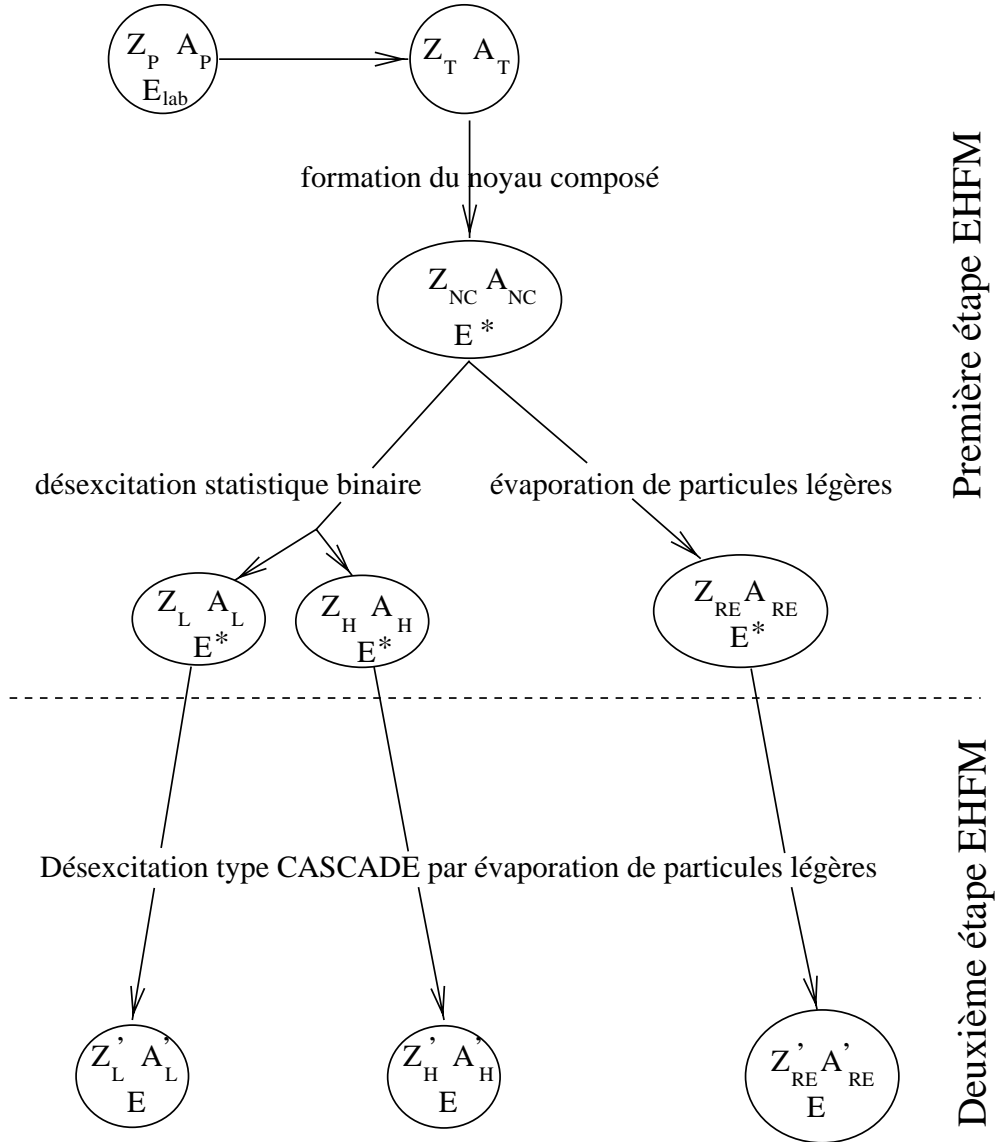


FIG. 4.1: Schéma illustrant la procédure de calcul en deux étapes du code EHF.

la règle de sélection de la parité $\pi = \pi_1 \pi_2 (-1)^l$. les coefficients de transmission ont la même forme que dans l'Equation 4.22 où J_{cr} est également déterminé par la mesure expérimentale de la section efficace totale de fusion complète en utilisant l'approximation de la coupure franche. L'Equation 4.21 devient alors :

$$\sigma_{fus} = \pi \tilde{\chi}^2 \sum_{J=0}^{J_{cr}} (2J + 1) = \pi \tilde{\chi}^2 (J_{cr} + 1)^2 \quad (4.23)$$

La sélection du mode de décroissance se fait en comparant les probabilités d'émission de particules légères et de rayonnement γ en incluant dans le calcul la largeur totale de décroissance du niveau pour le processus de fission.

Dans CASCADE la probabilité d'émission d'une particule légère, à une énergie ϵ et un spin s , d'un noyau ayant une énergie E_1 , un moment angulaire J_1 et une parité π_1 vers un noyau résiduel ayant une énergie E_2 , un moment angulaire J_2 et une parité π_2 est :

$$P_x d\epsilon_x = \frac{1}{\hbar}, (\epsilon_x) = \frac{\rho_2(E_2, J_2, \pi_2)}{2\pi\hbar\rho_1(E_1, J_1, \pi_1)} \sum_{S=|J_2-s|}^{J_2+s} \sum_{l=|J_1-S|}^{J_1+S} T_l(\epsilon_x) d\epsilon_x \quad (4.24)$$

où ϵ_x représente l'énergie cinétique de la particule. Elle est liée aux énergies initiales et finales en tenant compte du bilan de masse Q par la relation $\epsilon_x = E_1 - E_2 - Q$. Cette formule peut être comparée aux Equations 4.3 et 4.4 du chapitre précédent.

les coefficients de transmission sont extraits à partir de la réaction inverse de la particule sur le noyau résiduel. Ces réactions ont été étudiées expérimentalement et leurs diffusions élastiques reproduites à l'aide du modèle optique. En utilisant l'hypothèse de l'approximation parabolique de la barrière [Hil53, Tho64] les coefficients de transmission vont s'écrire sous la forme :

$$T_l(\epsilon) = \frac{1}{1 + t_l(\epsilon)} \quad (4.25)$$

où $t_l(\epsilon)$ vaut :

$$t_l(\epsilon) = \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_l}[V(r_0, l) - \epsilon]\right) \quad (4.26)$$

tel que :

$$\hbar\omega_l = \frac{\hbar^2}{\mu} \left[\left(\frac{d^2 V(r, l)}{dr^2} \right)^{1/2} \right]_{r=r_0} \quad (4.27)$$

où μ représente la masse réduite du système et r_0 la distance d'approche particule-noyau correspondant au maximum de la hauteur de la barrière.

Les paramètres adoptés pour la détermination de la hauteur de barrière sont donnés par des travaux systématiques publiés dans la littérature concernant des analyses en modèle optique pour des noyaux sphériques :

- les paramètres de Wilmore-Hodgson [Wil64, Hod69] pour les neutrons
 $r_{\text{réel}} \text{ (fm)} = 1.322 - 7.6 \cdot 10^{-4} A + 4 \cdot 10^{-6} A^2 - 8 \cdot 10^{-9} A^3$
 $r_{\text{imag.}} \text{ (fm)} = 1.266 - 3.4 \cdot 10^{-4} A + 2 \cdot 10^{-6} A^2 - 4 \cdot 10^{-9} A^3$
- les paramètres de Perey [Per63] pour les protons
 $r_{\text{réel}} = r_{\text{imag.}} = r_{\text{Coul.}} = 1.25 \text{ fm}$
- les paramètres de Huizenga-Igo [Hui61] pour les particules α
 $r_{\text{réel}} \text{ (fm)} = r_{\text{imag.}} \text{ (fm)} = 1.17 + \frac{1.77}{A^{1/3}}$
 $r_{\text{Coul.}} = 1.17 \text{ fm}$
- les paramètres de Perey-Perey [Per76] pour les deutons
 $r_{\text{réel}} = 1.05 \text{ fm}$
 $r_{\text{imag.}} = 1.43 \text{ fm}$
 $r_{\text{Coul.}} = 1.30 \text{ fm}$

Ces différents coefficients de transmission sont tirés d'analyse en modèle optique supposant des noyaux sphériques. La dépendance des coefficients de transmission en fonction de la déformation a été étudiée par Huizenga et al. [Gov87, Hui89] qui ont calculé les coefficients de transmission pour les deux formes de déformation connues prolates et oblates. Il en ressort que la correction à apporter est d'autant plus forte que le rapport d'axe est important. Ces corrections ne peuvent pas être prises en compte dans le code CASCADE ni dans sa version Monte-Carlo (CACARIZO). En effet la procédure ne permet pas un calcul type Monte-Carlo pour le calcul des coefficients de transmission qui tient compte explicitement non seulement de la forme du noyau émetteur à une énergie d'excitation et à un moment angulaire donnés, mais également de la position à laquelle les particules légères ont été émises. Malgré tout, Blann [Bla80] a montré qu'une simple augmentation du rayon optique permettra de diminuer la barrière et ainsi de reproduire en moyenne les valeurs des coefficients de transmission pour un noyau déformé. Cette augmentation artificielle du rayon du potentiel du modèle optique pour le calcul des coefficients de transmission a été abondamment discutée et critiquée dans la littérature. Les travaux du groupe de Legnaro [Maj87, Vie88, For88, For89] semblent indiquer la nécessité d'introduire cette augmentation, mais elle s'avère inutile dans le travail de Mahboub [Mah96]. Conformément à cette dernière information, et pour éviter l'utilisation excessive de paramètres libres, il a été décidé de ne pas varier artificiellement la valeur du rayon optique.

La probabilité d'émission d'un rayonnement γ (rayonnements γ statistiques suivis de rayonnements γ discrets) de multipolarité L , d'énergie ϵ_γ d'un noyau ayant dans son état initial une énergie E_1 , un spin J_1 et une parité π_1 vers un état final d'énergie E_2 , de spin J_2 et de parité π_2 est [Gro67, Sar67, Rud69] :

$$P_\gamma d\epsilon_\gamma = \frac{1}{\hbar}, \gamma(\epsilon_\gamma) = \frac{\rho_2(E_2, J_2, \pi_2)}{2\pi\hbar\rho_1(E_1, J_1, \pi_1)} \sum_L \xi_L(\epsilon_\gamma) \epsilon_\gamma^{2L+1} d\epsilon_\gamma \quad (4.28)$$

où le produit $\xi_L(\epsilon_\gamma) \epsilon_\gamma^{2L+1}$ représente les forces d'énergie dépendantes.

En se basant sur le modèle du gaz de Fermi pour lequel les niveaux sont équidistants, une formule simple a été proposée par Lang [Lan66] pour exprimer la densité de niveaux. Cette dernière a été réactualisée par Gilat [Gil70] en y introduisant des effets de spin. La densité de niveaux peut alors s'écrire :

$$\rho(E, J) = \frac{1}{12} (2J + 1) a^{1/2} \left(\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \right)^{3/2} \frac{1}{(E - \Delta - E_{rot})^2} \exp(2(E - \Delta - E_{rot})^{1/2}) \quad (4.29)$$

où "a" est le paramètre de densité de niveaux ("a" est pris égal à A/8 dans les calculs), Δ est l'énergie d'appariement (pairing), \mathcal{J} est le moment d'inertie et E_{rot} est l'énergie rotationnelle. L'énergie d'appariement est calculée à partir de la formule de masse de Myers-Swiatecki [Mye64, Mye74].

L'énergie rotationnelle du système s'écrit :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 J(J + 1)}{2\mathcal{J}_0} \quad (4.30)$$

où \mathcal{J}_0 est le moment d'inertie d'un rotateur rigide $\mathcal{J} = \frac{2}{5} mR^2$ avec $R = r_0 A^{1/3}$. Le rayon r_0 est un rayon nucléaire généralement déduit à partir de la formule de la goutte

liquide [Coh74] dont la valeur peut être artificiellement augmentée en fonction de la déformation afin de reproduire des coefficients de transmission plus réalistes (voir paragraphe précédent).

Dans le code statistique CASCADE il est possible de paramétriser le moment d'inertie effectif en introduisant une dépendance en spin du noyau et ainsi de modéliser une déformation du noyau composé. Cette dépendance peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{J}_{eff}(J) = \mathcal{J}_0(1 + \delta_1 J^2 + \delta_2 J^4) \quad (4.31)$$

où \mathcal{J}_0 est le moment d'inertie d'un rotateur rigide défini dans le paragraphe ci-dessus et δ_1 et δ_2 sont appelés paramètres de déformabilité. Ils permettent de reproduire la ligne Yrast pour un noyau déformé comme le montre la Figure 1.2 présentée dans l'introduction.

Cette paramétrisation permet d'abaisser la ligne Yrast à haut moment angulaire (Voir Figure 1.2) afin de réduire l'émission de particules légères de hautes énergies de manière conséquente en accord avec les résultats expérimentaux. En effet, la pente de la ligne Yrast étant plus raide dans le cas d'un émetteur sphérique les voies de sortie permettant de dégager le plus de moment angulaire et le plus d'énergie sont sélectionnées ce qui entraîne la surestimation de particules α très énergétique. Une diminution à haut spin de la pente de la ligne Yrast permet de tenir compte, suivant une forme analytique simple, de la déformation du noyau.

CASCADE considère trois régions d'énergie d'excitation différentes pour prendre en compte également les niveaux discrets dans le calcul de la densité de niveaux :

- Région I : ($E_x < 4$ MeV) A basse énergie d'excitation les niveaux discrets connus expérimentalement sont introduits directement. Les états de hauts spins sont introduits dans la région II comme étant des niveaux Yrast.
- Région II : (4 MeV $< E_x < 10$ MeV) Pour des énergies d'excitation moyennes la formule analytique de Lang [Lan66] de la densité de niveaux est appliquée dans cette région. Les effets de couches n'étant pas négligeables, l'énergie d'excitation est donc corrigée en tenant compte des effets d'appariement. Les paramètres a et Δ sont déterminés empiriquement pour chaque noyau à partir de compilations et d'études systématiques établies par Vonach et al. [Von69] et par Dilg et al. [Dil73]. Les effets de couches dans les calculs de densité de niveaux dans la région I et II ont été abondamment discutés dans un article de Pühlhofer et al. [Puh77b].
- Région III : ($E_x > E_{LDM} \simeq 15$ MeV) Dans cette région à haute énergie d'excitation peu d'informations sont disponibles sur les densités de niveaux et il est permis de supposer que le noyau se comporte comme une goutte liquide tournante négligeant les effets de structure. Les corrections de couches et d'appariement sont également négligées. Cette approximation est tout à fait justifiée d'après l'étude donnée dans [Puh77b]. Une dépendance en spin du moment d'inertie du noyau est introduite.

Entre la région I et II la méthode consiste à interpoler les paramètres de densité de niveaux et l'énergie d'appariement linéairement pour le calcul de la densité de niveaux.

Une étude complète de l'influence des différents paramètres d'entrée (densité de niveaux a , moment angulaire critique J_{cr} , diffusivité Δ_l, \dots) a été présentée dans la référence [Mah96].

4.2.1 Description du Code CACARIZO

La version originale du code CASCADE a été modifiée pour inclure les lignes Yrast et les barrières de fission proposées par Sierk [Sie86], qui remplacent celles calculées par le modèle de la goutte liquide tournante [Coh74], en incorporant les effets de surface à courte portée importants pour les systèmes légers [Bec96a]. Les résultats expérimentaux ont été confrontés aux prédictions du modèle statistique CACARIZO, version Monte-Carlo du code CASCADE [Puh77a, Puh77b]. Le code CACARIZO a été élaboré [Cho84, Maj87, Nat88, For88, Vie88, For89, For91a, For91b, For91c] pour permettre d'extraire les corrélations angulaires entre les fragments lourds et les particules légères, les spectres d'énergie qui leur sont associées et de les comparer aux mesures de coïncidence.

Le code incorpore une distribution angulaire semi-classique se basant sur la théorie classique d'Ericson-Strutinski [Eri58], et permet donc de suivre pas à pas l'évaporation des particules légères issues d'un noyau excité. Le calcul génère un fichier de données simulées qui peuvent être analysées par un autre programme permettant de spécifier les localisations, angles solides et seuils en énergie des détecteurs du dispositif expérimental. Le programme de base permet la détermination du type et du nombre de particules légères évaporées, leur vitesses ainsi que la direction du moment angulaire pour chaque noyau résiduel. Le fichier obtenu est ensuite traité par un programme d'analyse permettant d'obtenir les spectres en énergie des particules légères en coïncidence avec les résidus d'évaporation, ainsi que les corrélations angulaires dans le plan et hors-plan. La comparaison entre les distributions expérimentales et les simulations de CACARIZO est donc exempte de toutes possibilités de biais expérimental pouvant intervenir dans la conversion des spectres du système du laboratoire dans le système du centre de masse.

4.3 Confrontation aux résultats expérimentaux

4.3.1 Comparaison des voies binaires au code EHF_M.

Les résultats expérimentaux des mesures inclusives des noyaux produits par des réactions binaires (fusion-fission et/ou orbiting) ont été confrontés au code EHF_M.

La Figure 4.2 représente les spectres en énergie des fragments de charge $Z=4$ à 12 mesurés à 10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Une normalisation a été effectuée pour chaque Z . Sur cette figure on observe que le code reproduit bien les spectres en énergie des fragments jusqu'à l'Oxygène. Pour les ions de charge supérieure, les mécanismes de fusion-fission sont pollués par d'autres mécanismes binaires comme le "deep-inélastique". Il n'est donc pas étonnant que le code EHF_M, basé sur les processus de fusion-fission et de fusion-évaporation, ne reproduise pas les spectres en énergie pour ces noyaux.

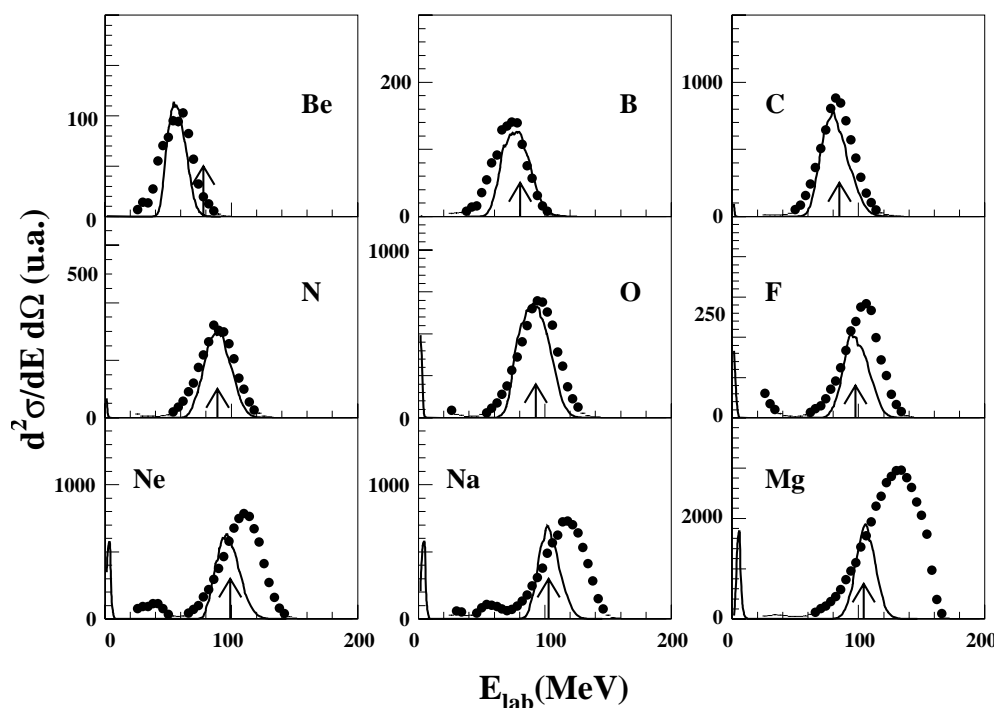


FIG. 4.2: Spectres en énergie des voies binaires mesurés à 10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les résultats du code EHF_M sont représentés par la ligne continue. Les flèches indiquent l'énergie prédite par la systématique de Viola [Vio85, Bec96a].

Le code EHF_M permet d'obtenir des distributions en charge pour les différentes réactions étudiées. Sur la Figure 4.3 sont représentés en *a*) les résultats obtenus pour les systèmes $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$ et en *b*) et *c*) ceux obtenus pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ respectivement à $E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}$ et 111.6 MeV (comme nous l'avons vu dans le Chapitre 3, les sections efficaces n'ont pu être mesurées dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$). Sur cette figure on observe que les distributions en charge sont très bien reproduites pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$ (Figure *a*). La production des

ions de charge $Z=12$ à 14 est sous-estimée par le code, ceci est due à la contribution d'autres mécanismes de production de ces fragments notamment le "deep-inélastique". Cependant, les résultats expérimentaux restent valables. En effet, la mesure de la section efficace de ces fragments produits par des voies binaires (fusion-fission et/ou orbiting) ne tient pas compte des points les plus à l'avant des distributions angulaires expérimentales (Figure 3.13), points fortement "pollués" par les mécanismes de type "deep-inélastique".

Sur les Figures 4.3-b et 4.3-c sont représentés les points expérimentaux de mesure des sections efficaces de fusion-évaporation obtenus dans les travaux de Harmon et al. [Har86] (étoiles) et de Arena et al. [Are94] (carrés). Harmon et al. semblent sous-estimer les sections efficaces des noyaux de charge $Z \leq 15$ et, de façon générale, ils sous-estiment la section efficace de fusion-évaporation. En effet, ils mesurent une section efficace $\sigma=728$ mb à $E_{lab}=180$ MeV alors que Vineyard et al. [Vin90] mesurent une section efficace $\sigma=852$ mb à $E_{lab}=174$ MeV. D'autre part, les résultats du code EHF_M sont en bon accord avec les mesures effectuées à 115 MeV de Arena et al. [Are94].

Le code EHF_M ne reproduit pas les distributions en charge mesurées dans les réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ (Figures 4.3-b et 4.3-c). Les histogrammes en trait plein correspondent aux résultats de EHF_M avec la distance au point de scission $d=1.72$ fm. Cette valeur est tirée de l'équation 4.20. Dans le but de prendre en compte la déformation du noyau composé ^{40}Ca , comme l'ont fait Thummerer et al. [Thu01] nous avons artificiellement augmenté la distance d . Les histogrammes en pointillé représentent les résultats de EHF_M avec un paramètre $d=2.5$ fm. L'augmentation de la distance au point de scission a pour effet d'augmenter la production de fragments de fission. Cette valeur de 2.5 fm est déjà très importante. Néanmoins, elle ne permet pas de reproduire les données expérimentales. Il serait peu réaliste de prendre des valeurs supérieures. Le désaccord important entre les données expérimentales et celles simulées peut être expliqué par la présence importante, comme cela a été montré par Shivakumar et al. [Shi87], du mécanisme d'orbiting dans les systèmes $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$. Il est à noter que le désaccord entre les données expérimentales et le code EHF_M est plus important à 111.6 MeV qu'à 180 MeV. Ceci confirme l'existence du mécanisme d'orbiting. En effet le mécanisme d'orbiting est plus important à basse énergie [Shi87].

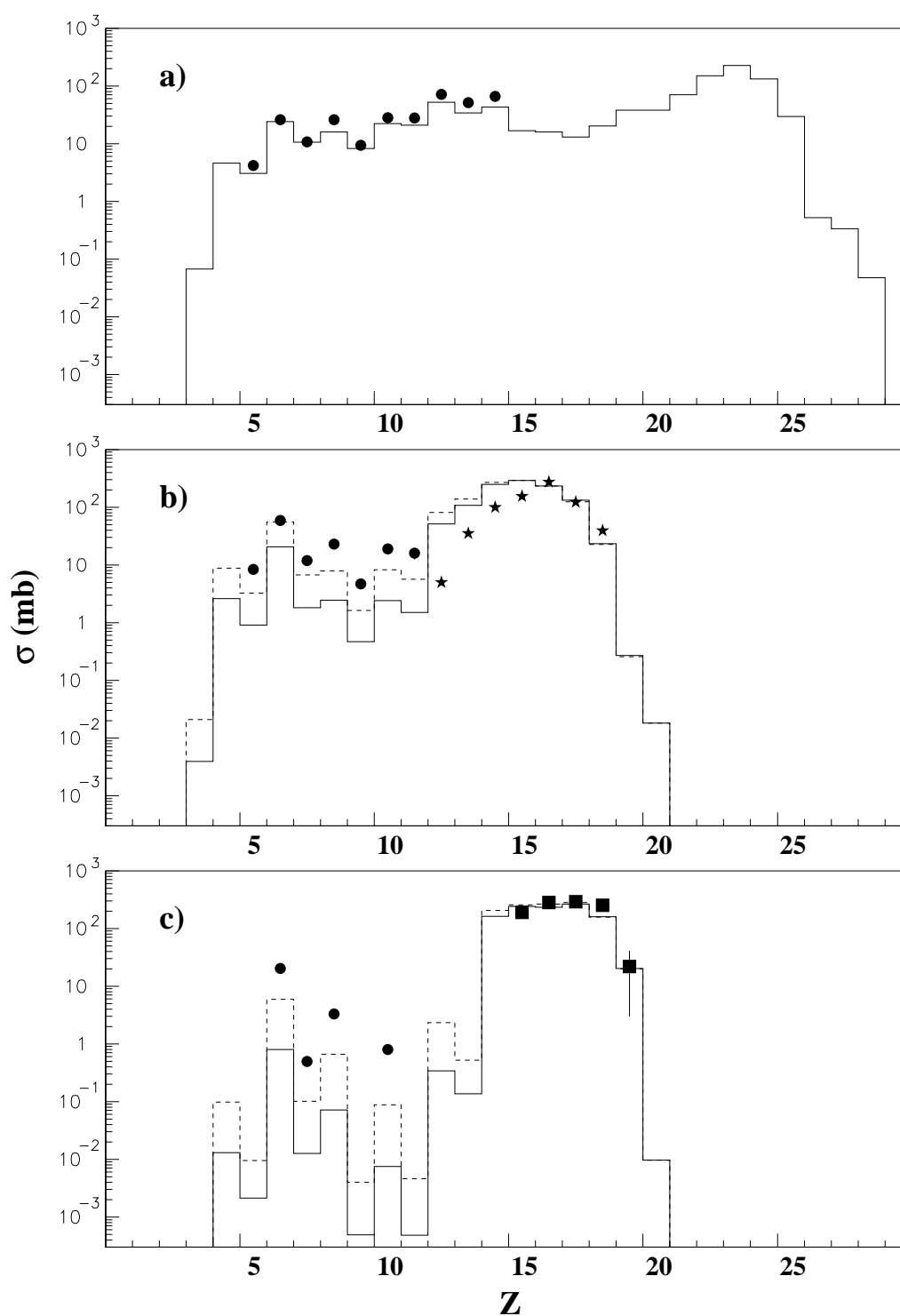


FIG. 4.3: Comparaison des distributions en charge des produits de réactions binaires expérimentales avec celles calculées par le code EHF M . Figure a) pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$, Figures b) et c) pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}$ et 111.6 MeV , respectivement. Les cercles sont les résultats de ce travail, les étoiles sont tirées du travail de Harmon et al. [Har86] et les carrés du travail de Arena et al. (mesures effectuées à $E_{\text{lab}}=115 \text{ MeV}$). [Are94].

4.3.2 Etude de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$.

a) Choix des paramètres d'entrée.

Les résultats expérimentaux des réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{lab}=111.6$ MeV et 180 MeV ont été confrontés aux prédictions du modèle statistique CACARIZO [Cho84, Maj87, Nat88, For88, Vie88, For89, For91a, For91b, For91c]. Comme dans tous les travaux de comparaison avec des modèles statistiques le choix des différents paramètres d'entrée est un point crucial de l'analyse. Dans notre cas nous nous sommes basés sur l'étude complète de l'impact des différents paramètres discutée dans la thèse de D.Mahboub [Mah96]. Le but de cette analyse a été de trouver un jeu de paramètres cohérents pour les deux énergies étudiées.

Le moment angulaire critique l_{cr} (voir Chapitre 1.) a été déduit, à partir du modèle de la coupure franche, de différentes sections efficaces de fusion-évaporation mesurées dans des travaux antérieurs [Nag86], [Vin90]. Les moments angulaires critiques ont été fixés à $l_{cr}=34\hbar$ et $37\hbar$ pour les systèmes $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{lab}=111.6$ MeV et 180 MeV respectivement.

Le paramètre de diffusivité Δ_l du moment angulaire critique a été choisi égal à $1\hbar$. Le choix de cette valeur est consistant avec le travail de Pühlhofer [Puh77a] qui utilise des paramètres de diffusivité compris entre $0.71\hbar$ et $1.3\hbar$. Finalement, cette valeur est également en accord avec des études précédentes effectuées avec CASCADE dans cette région de masse par notre groupe [Bec89, San91, Bec92, Cav95, Mah96, Nou96].

Le paramètre de densité de niveaux a est un des paramètres les plus importants dans un calcul en modèle statistique. En effet, la probabilité d'émission d'une particule légère dépend fortement de la valeur de la densité de niveaux des états finaux et initiaux (voir Equation 4.24). Une augmentation de a introduit une augmentation de la densité de niveaux (Equation 4.29). Une étude systématique a été effectuée par le groupe de Legnaro [For91c] concernant la densité de niveaux pour les noyaux chauds ayant une masse inférieure à 40. Cette étude a permis de conclure qu'une valeur $a = A/8$ semble raisonnable dans cette région de masse. Cette valeur $a = A/8$ est celle que nous avons finalement adoptée dans nos calculs.

Le rayon nucléaire r_0 apparaît dans le calcul du moment d'inertie dans le cas du modèle de la goutte liquide tournante [Coh74] (Equation 4.30). La variation du rayon r_0 n'a pas d'effet visible sur les calculs [Mah96]. Huizenga et al. [Hui89] ont adopté une valeur de $1.28 fm$ dans leur étude de la réaction $^{32}\text{S}+^{27}\text{Al}$. Nous avons décidé dans ce travail d'utiliser une valeur identique de $1.30 fm$.

Le calcul des **coefficients de transmission** reste un point sensible de ce travail. Nous avons décidé, en accord avec le travail de D. Mahboub [Mah96], de ne pas augmenter artificiellement le rayon du potentiel optique. Une augmentation de ce rayon influencerait

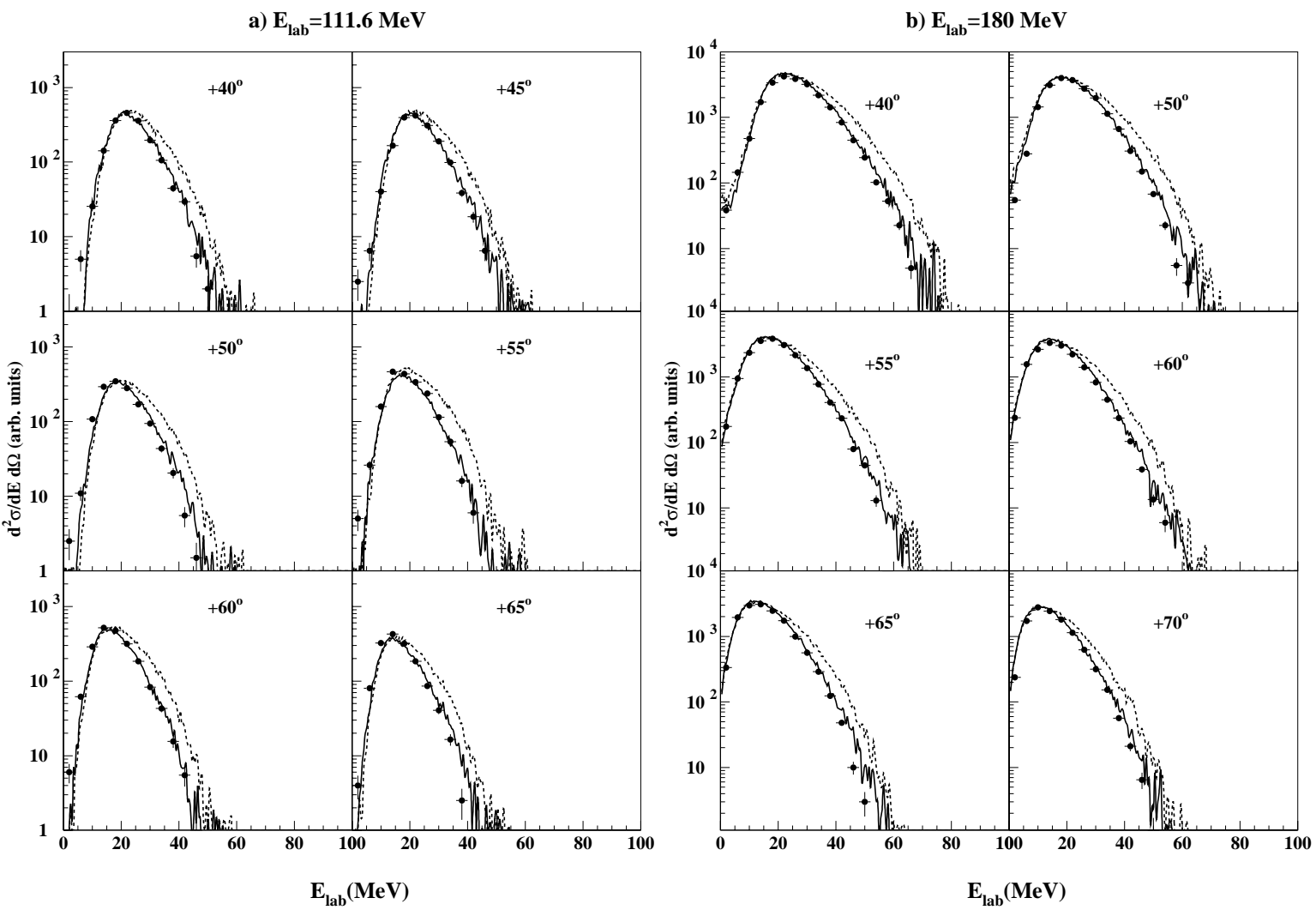


FIG. 4.4: Spectres en énergie des particules α détectées à différents angles en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour les réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}$ (Figure a) et 111.6 MeV (Figure b). Les lignes pleines correspondent aux calculs effectués par CACARIZO en incluant les paramètres de déformabilité discutés dans le texte, Les lignes pointillées correspondent aux calculs effectués par CACARIZO sans introduction de paramètres de déformabilité.

la partie basse énergie des spectres de particules légères, région pour laquelle la précision des données expérimentales n'est que relative à cause du seuil de détection et des problèmes de discrimination entre les particules légères et les ions lourds dans le premier étage des détecteurs de particules légères.

Une fois tous ces paramètres d'entrée fixés, les seuls libres sont les **paramètres de déformabilité**. Ils introduisent la déformation dynamique, pour le calcul de la ligne Yrast, qui fait l'objet du prochain paragraphe.

b) Introduction de la déformation dynamique.

Les Figures 4.4-a et 4.4-b représentent les spectres en énergie des particules α , pour différents angles de détection, en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation, détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident, dans les réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à $E_{lab}=111.6$ MeV et 180 MeV respectivement. Les points correspondent aux données, la ligne pointillée à un calcul de type CACARIZO en supposant un émetteur sphérique (paramètres de déformabilité nuls), la ligne pleine à un calcul de type CACARIZO en introduisant une dépendance en moment angulaire du moment d'inertie de l'émetteur (paramètres de déformabilité non nuls).

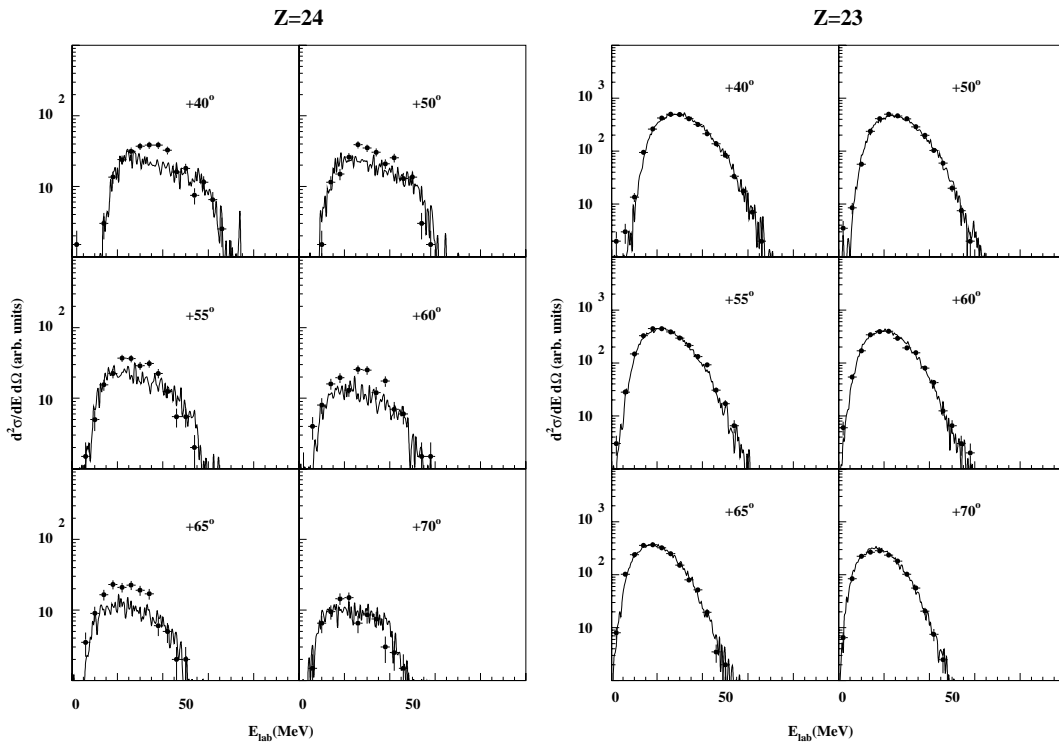


FIG. 4.5: Spectres en énergie des particules α détectées à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. La ligne pleine correspond aux calculs effectués par CACARIZO avec $\delta_1=1.2 \cdot 10^{-4}$ et $\delta_2=1.1 \cdot 10^{-7}$.

On remarque directement le désaccord entre les données expérimentales et les simulations du code CACARIZO à haute énergie dans l'hypothèse d'une émission provenant d'un noyau sphérique. Ce désaccord pourrait être rectifié par une diminution du moment angulaire critique [Mah96] mais les valeurs utilisées de $l_{cr}=34\hbar$ et $37\hbar$ pour la réaction à $E_{lab}=111.6$ MeV et 180 MeV, respectivement, sont celles extraites de l'expérience à partir des mesures de section efficace de fusion complète en utilisant le modèle de coupure franche. Il est donc nécessaire d'introduire un autre type d'artifice réaliste pour parvenir à abaisser la section efficace de production des particules α de haute énergie. L'introduction de paramètres de déformabilité non nuls va avoir pour effet d'abaisser la ligne Yrast à haut moment angulaire (Figure 1.2). Les lignes pleines des Figures 4.4-a et 4.4-b sont des données simulées à l'aide de CACARIZO avec des valeurs de $\delta_1=1.2\cdot 10^{-4}$ et $\delta_2=1.1\cdot 10^{-7}$. On peut voir que dans ce cas les données simulées sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux. On constatera également que les barrières d'émission des particules sont bien reproduites dans les spectres simulés ce qui est un critère supplémentaire pour ne pas augmenter artificiellement le rayon du potentiel optique.

Les différents paramètres d'entrée utilisés pour les simulations CACARIZO sont résumés dans le Tableau 4.2.

c) Analyse des spectres en énergie.

Comme nous l'avons déjà vu dans les chapitres précédents, il n'a pas été possible de distinguer individuellement les ions lourds provenant des réactions de fusion-évaporation dans les données enregistrées à $E_{lab}=111.6$ MeV. La comparaison des données expérimentales et des calculs CACARIZO ne portera donc que sur les données prises à $E_{lab}=180$ MeV. Cependant la comparaison des Figures 4.4-a et 4.4-b, nous indique que les paramètres de déformabilité utilisés à 180 MeV permettent d'obtenir également un bon accord à $E_{lab}=111.6$ MeV.

Les Figures 4.5 et 4.6 représentent les spectres en énergie des particules α détectées à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation (pris individuellement) détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour le système $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. La ligne continue représente le calcul CACARIZO pour les paramètres de déformabilité cités dans le paragraphe précédent. Une normalisation relative a été effectuée pour chaque détecteur et pour chaque Z, le code ne reproduisant que médiocrement les distributions en masse obtenues au cours de l'expérience.

Sur la Figure 4.5, on observe que CACARIZO reproduit de façon satisfaisante les données en coïncidences avec le Vanadium ($Z=23$) en introduisant les paramètres de déformabilité. Par contre le code ne reproduit pas les données en coïncidences avec le Chrome ($Z=24$). Ce désaccord entre les données expérimentales et celles simulées peuvent provenir d'un autre mécanisme de production des particules α . En effet, comme nous le verrons dans l'étude de la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$, la voie 2α peut être "pollué" par une voie ^8Be où ce dernier se brise en 2 particules α . Le manque de statistique dans la voie Chrome ne nous a pas permis de faire une étude plus poussée dans ce sens.

Sur la Figure 4.6, on observe que le code semble sous-estimer la production de particules légères à haute énergie pour les coïncidences avec les ions lourds Scandium et Calcium ($Z=21$ et $Z=20$). Dans le cas des coïncidences avec tous les résidus d'évaporation (Figure

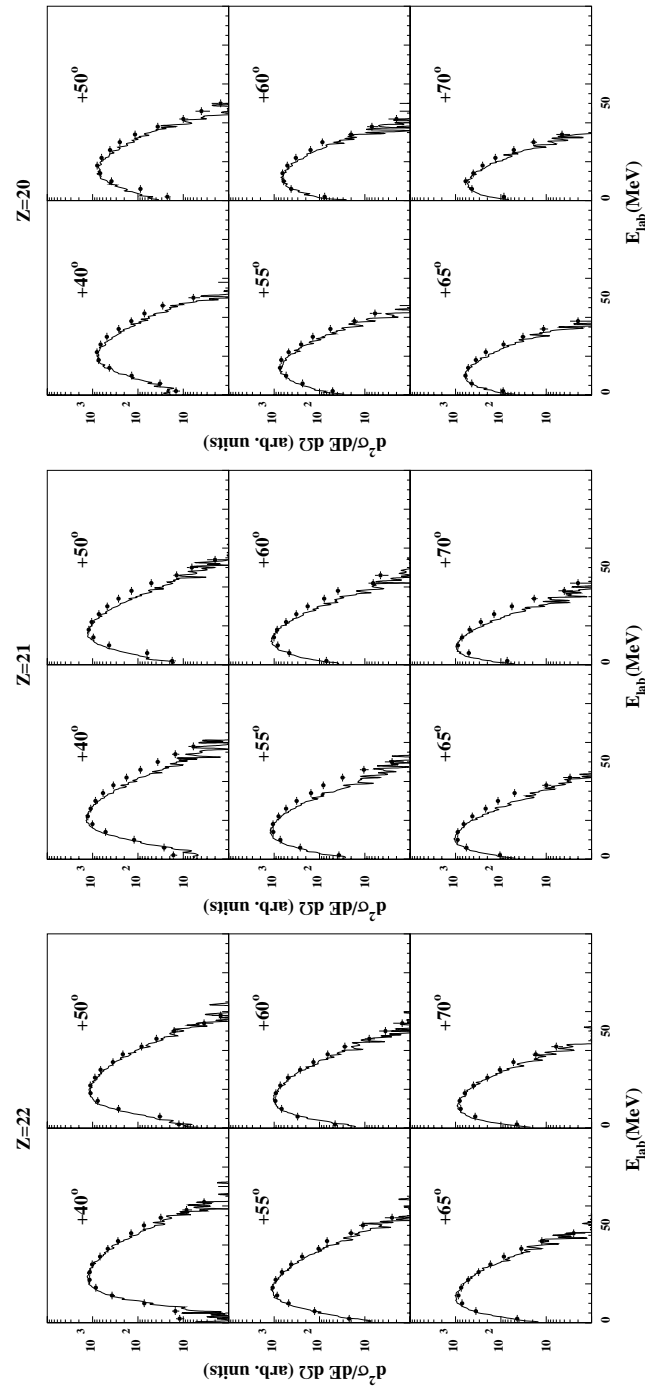


FIG. 4.6: Spectres en énergie des particules α détectées à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}) + ^{28}\text{Si}$. La ligne pleine correspond aux calculs effectués par CACARIZO avec $\delta_1=1.2 \cdot 10^{-4}$ et $\delta_2=1.1 \cdot 10^{-7}$.

4.4-b), les données simulées par le code CACARIZO, en introduisant les mêmes paramètres de déformabilité, sont en bon accord avec les mesures. Il est donc étonnant que le code ne reproduise pas correctement les données pour les Z individuels. Cette différence entre les données simulées et les mesures provient certainement de la mauvaise discrimination des différents ions lourds à basse énergie (en dessous du pic de Bragg).

De plus, la différence entre les données simulées, avec et sans l'introduction de la déformation dynamique, s'atténue plus on avance dans la cascade d'évaporation. En effet, les résultats de CACARIZO deviennent identiques, avec et sans l'introduction de la déformation dynamique, dans le cas du Calcium. Le noyau émetteur perd de la déformation en évaporant des particules et en se refroidissant. Cet effet nous montre bien que les désaccord entre les données simulées et mesurées ne provient pas d'une mauvaise estimation des paramètres de déformabilités.

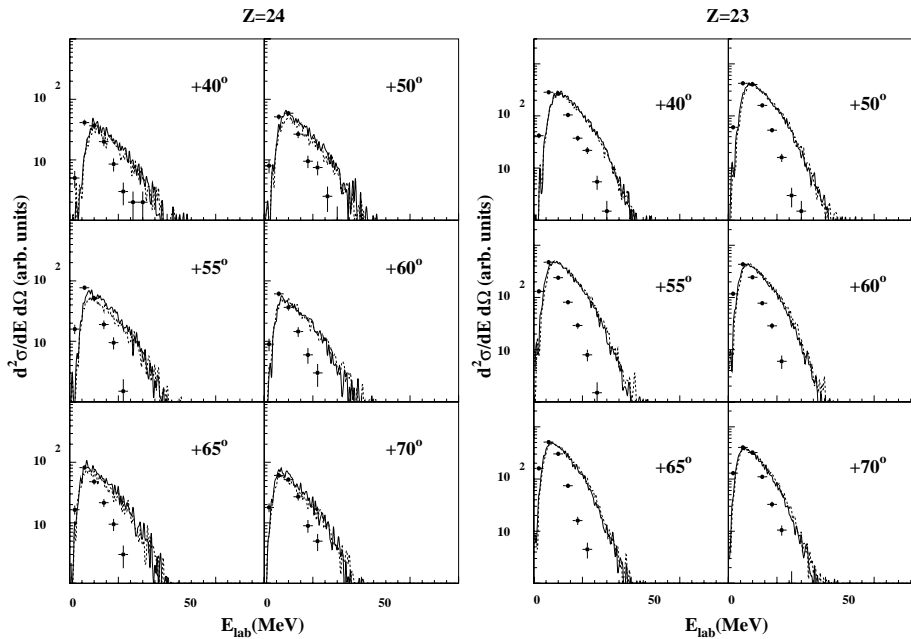


FIG. 4.7: Spectres en énergie des protons détectés à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les lignes pleines et pointillées correspondent aux calculs effectués par CACARIZO pour deux jeux de paramètres discutés dans le texte.

Les Figures 4.7 et 4.8 représentent les spectres en énergie des protons détectés à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour le système $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. La Figure 4.9 représente les spectres en énergie des protons détectés à différents angles en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation détectés à 15° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour le système $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. La ligne continue représente le calcul CACARIZO pour les paramètres de déformabilité cités dans le paragraphe précédent. La ligne en pointillé représente le calcul CACARIZO dans le cas du modèle de la goutte liquide tournante ($\delta_1=\delta_2=0$). Une normalisation relative a été effectuée pour chaque détecteur et pour chaque Z. Le premier fait important est que les résultats du code CACARIZO sont sensiblement identiques avec ou sans l'introduction

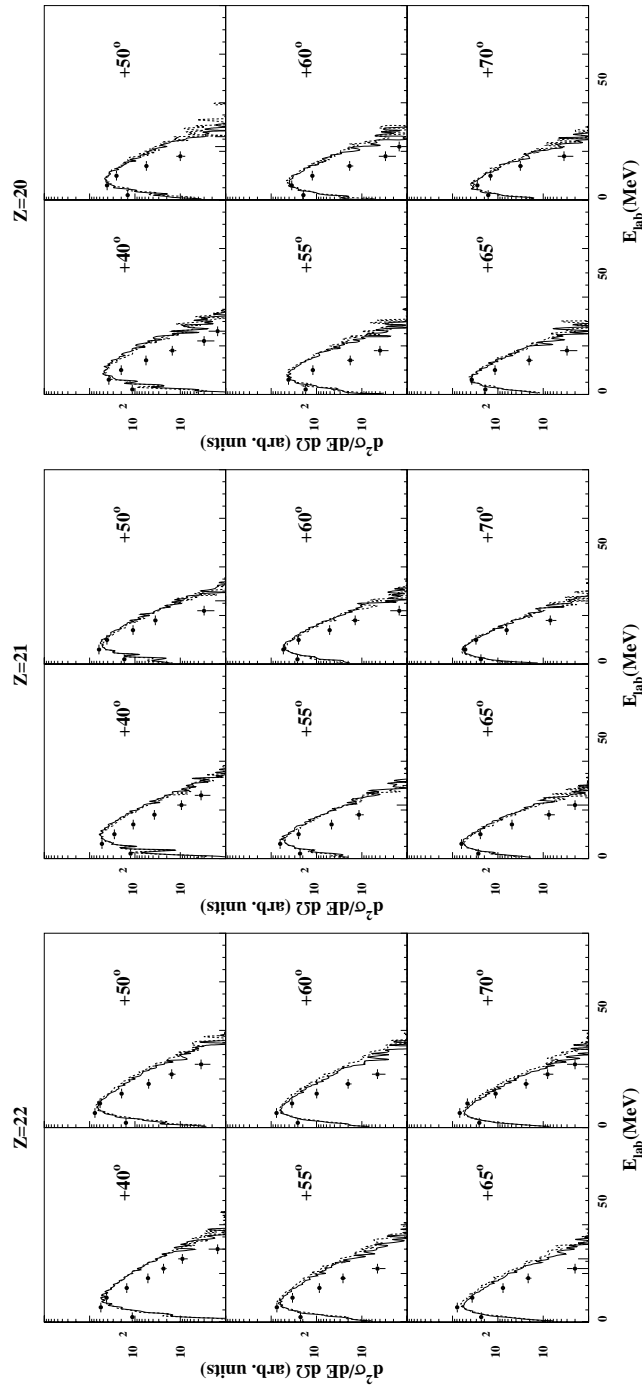


FIG. 4.8: Spectres en énergie des protons détectés à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV}) + ^{28}\text{Si}$. Les lignes pleines et pointillées correspondent aux calculs effectués par CACARIZO pour deux jeux de paramètres discutés dans le texte.

des paramètres de déformation. Cette observation est tout à fait générale si l'on se réfère à la littérature concernant l'évaporation de particules légères [Vie88, Kil92] : les effets de déformation ont beaucoup moins d'influence sur le processus d'émission de nucléons que sur celui de l'émission de particules α . Le problème majeur lié à l'émission des protons est celui du calcul des coefficients de transmission dont le traitement analytique est particulièrement délicat dans ce cas [Kil92, Kil95].

De manière générale, le code CACARIZO reproduit bien les barrières pour tous les résidus d'évaporation. Par contre la pente de décroissance des spectres à haute énergie n'est pas bien reproduite. En effet, le code surestime la production de protons de haute énergie. Cet effet n'est pas expliqué. De plus, nous verrons dans le paragraphe suivant que les spectres en énergies des protons sont bien reproduits dans le cas des réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$.

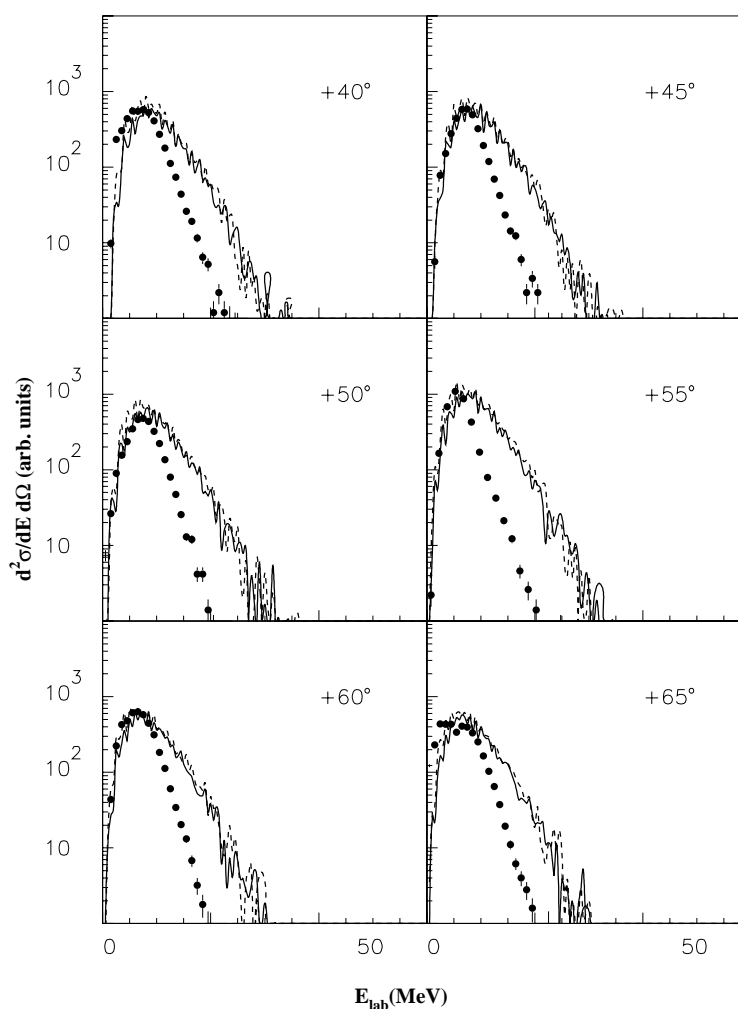


FIG. 4.9: Spectres en énergie des protons détectés à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 15° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les lignes pleines et pointillées correspondent aux calculs effectués par CACARIZO pour deux jeux de paramètres discutés dans le texte.

d) Analyse des distributions angulaires.

La Figure 4.10 représente les comparaisons entre les distributions angulaires expérimentales des particules légères en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation et les données simulées par CACARIZO en introduisant la déformation dynamique dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. La Figure 4.11 représente la comparaison entre les distributions angulaires expérimentales et celles simulées par CACARIZO dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les ions lourds sont détectés à -10° . Les triangles correspondent aux protons, les ronds aux particules α . Une normalisation est faite pour chaque type de particule légère et pour chaque ion lourd. Les distributions expérimentales en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à -15° et -20° sont reporté dans l'Annexe 5..

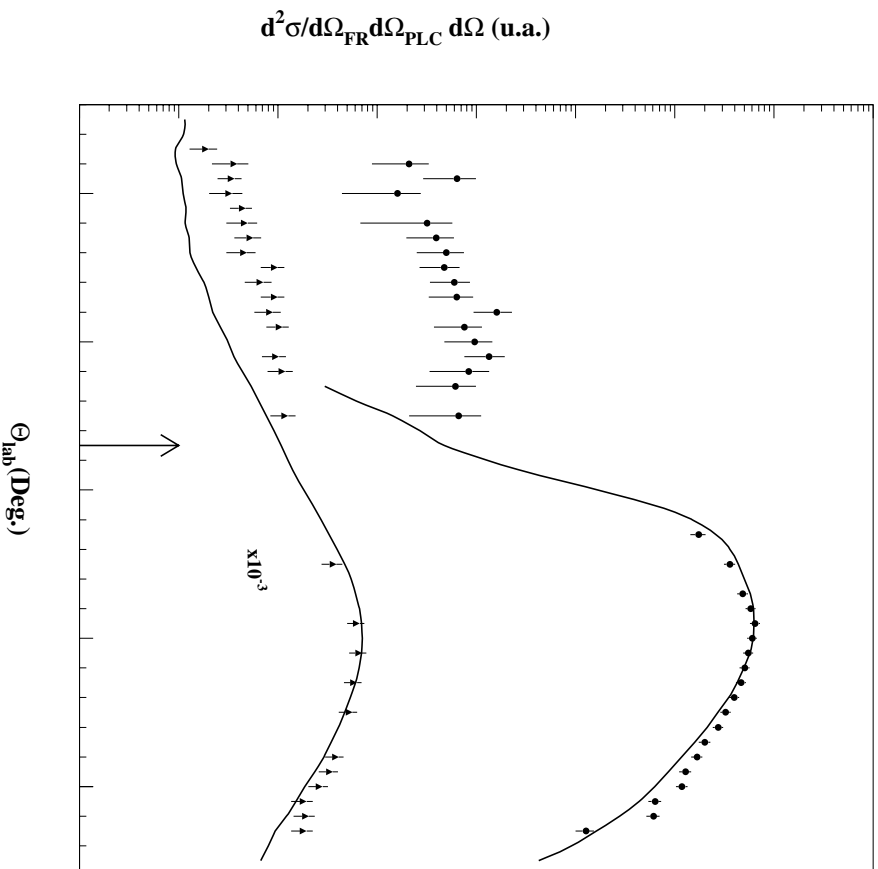


FIG. 4.10: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

On observe sur la Figure 4.10 que le calcul reproduit bien les distributions des particules α et des protons pour les angles du côté opposé, par rapport à l'axe du faisceau incident, à l'angle de détection de l'ion lourd. Cependant CACARIZO sous-estime la production de particules légères pour les angles du même côté que l'angle de détection des ions lourds.

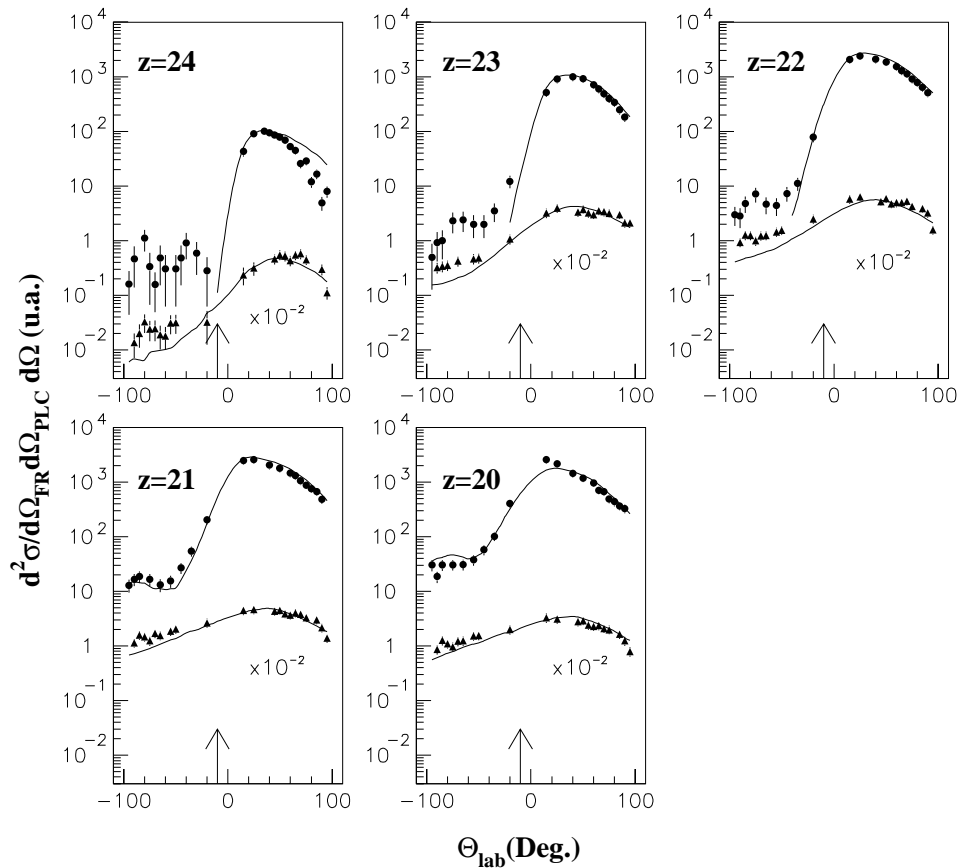


FIG. 4.11: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à -10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

Cet effet est beaucoup moins important dans le cas des corrélations avec les protons que dans celui des corrélations avec les particules α (courbe non représentée ici).

Sur la Figure 4.11, on observe que pour les ions de charge $Z = 20, 21, 22$ et 23 le calcul reproduit parfaitement les distributions des particules α du côté opposé à l'angle de détection des ions lourds. Le code reproduit mal les distributions angulaires du Chrome ($Z=24$). Il est à noter que le code ne prévoit qu'une faible section efficace de production de ce noyau. De plus, comme nous l'avons vu précédemment, le code ne reproduit pas les spectres en énergie des particules α dans ce cas. Ici encore, le désaccord entre les données simulées et celles mesurées peuvent provenir de la présence d'un mécanisme faisant intervenir la brisure du ^8Be . Il est à noter que le code reproduit également les distributions angulaires complètes pour le Calcium et le Scandium. CACARIZO reproduit bien les distributions angulaires des protons.

De façon générale, le code CACARIZO ne reproduit pas bien les angles du même côté que le fragment lourd. Il semble que ce genre de désaccord soit assez général dans les codes d'évaporation : LILITA [Gom81] et PACE [Gav80] ont montré les mêmes limites dans une comparaison présentée dans la référence [Vin94]. Par contre les positions et les amplitudes des maxima des distributions sont bien reproduites dans les deux cas (proton et particule α). Cette dernière observation démontre clairement, en accord avec

la systématique de Morgenstern [Mor84] et les résultats expérimentaux antérieurs qu'il n'y a pas de composantes significatives de pré-équilibre même à l'énergie la plus élevée.

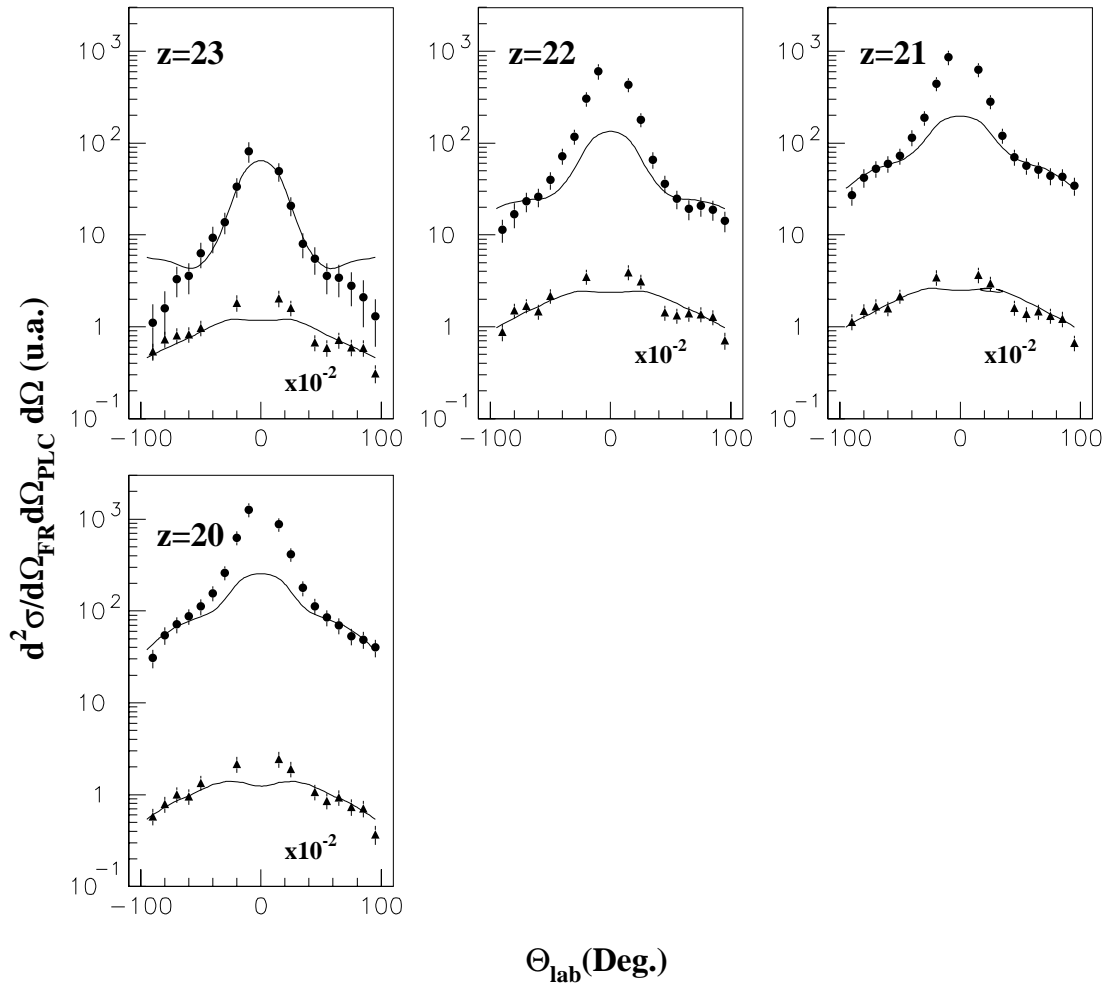


FIG. 4.12: *Corrélations angulaires hors-plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à 10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

La Figure 4.12 représente les comparaisons entre les corrélations angulaires expérimentales hors plan, détectées à 10° et les données simulées par CACARIZO pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Le rapport d'anisotropie expérimental n'est pas très bien reproduit pour les protons et les particules α . Ceci peut être dû à une sous-estimation du spin des fragments émetteurs et/ou à une surestimation de leur moment d'inertie.

Que ce soit dans le cas des protons ou des particules α CACARIZO semble ne pas simuler correctement les multiplicités de particules légères aux angles très à l'avant. On remarque en effet un plateau se trouvant proche de la direction du faisceau à 0° . Cela peut traduire un défaut du code qui n'est pas susceptible de reproduire les données aux alentours de 10° . Ce problème peut également provenir d'une erreur dans le programme de cinématique qui n'effectue pas correctement le test dans le cas où la particule est émise très à l'avant. Ce problème qui a déjà été soulevé précédemment dans le travail de

D.Mahboub [Mah96] reste en suspens.

Cependant, pour les ions lourds détectés à 10° (Figure 4.12) les points expérimentaux les plus à l'arrière sont bien reproduits sauf dans le cas du Vanadium ($Z=23$) où CACARIZO prévoit une augmentation de la production de particules α aux angles les plus à l'arrière.

4.3.3 Etude de la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$.

a) Choix des paramètres d'entrée.

Nous avons essayé dans cette étude de choisir le jeu de paramètres pour le système $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ qui puisse être, pour les deux énergies de bombardement, le plus cohérent possible avec le jeu de paramètres utilisé pour le système $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$.

Les **moments angulaires critiques** l_{cr} ont été déduits des travaux de Arena et al. [Are94] et Vineyard et al. [Vin93]. Ils ont été fixés à $l_{cr} = 21\hbar$ et $l_{cr} = 27\hbar$ pour les systèmes $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ à $E_{lab}=111.6$ MeV et 180 MeV, respectivement.

Le **paramètre de diffusivité** Δ_l a été pris égal à $1\hbar$, le **paramètre de densité de niveaux** a a été fixé à $a=A/8$. Comme dans l'étude de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, nous avons décidé de ne pas augmenter le rayon du potentiel optique dans le calcul des **coefficients de transmission**.

De la même manière que dans le cas du système $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, nous avons dû introduire une dépendance en moment angulaire du moment d'inertie de l'émetteur. Pour les réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ à $E_{lab}=111.6$ MeV et 180 MeV, les paramètres de déformabilité ont été fixés à $\delta_1=2.5\cdot 10^{-4}$ et $\delta_2=5\cdot 10^{-7}$. Les différents paramètres d'entrée utilisés pour les simulations CACARIZO sont résumés dans le Tableau 4.2.

b) Analyse des spectres en énergie.

Les Figures 4.13 et 4.14 représentent les spectres en énergie des particules α détectées à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. La Figure 4.15 représente les spectres en énergie des particules α détectées à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 15° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Sur ces trois figures, la ligne continue représente le calcul CACARIZO pour les paramètres de déformabilité cités dans le paragraphe précédent. Une normalisation relative a été effectuée pour chaque détecteur et pour chaque Z . Il est à noter que le code ne prévoit que très peu d'émission de particules légères en coïncidence avec l'Aluminium ($Z=13$) et le Magnésium ($Z=14$) ce qui rend difficile une exploitation de leurs spectres en énergie. Il a été malgré tout possible de calculer des distributions angulaires de particules légères en coïncidence avec ces deux noyaux comme nous pourrons le voir dans le chapitre suivant.

On observe sur la Figure 4.13 que les données simulées par le code sont en bon accord avec les données mesurées au cours de l'expérience pour les coïncidences avec les ions lourds de charge $Z=14$ et $Z=15$. Par contre CACARIZO ne reproduit pas les spectres des particules α en coïncidence avec le Chlore ($Z=17$). L'ampleur de ce désaccord est difficile à interpréter. Les données en coïncidence avec le Soufre (Figure 4.14) semblent moins évidentes à expliquer. En effet, nous avons vu au chapitre 3. (Figure 3.40) que les particules α semblent provenir de plusieurs mécanismes, le mécanisme de fusion-évaporation et (ou)

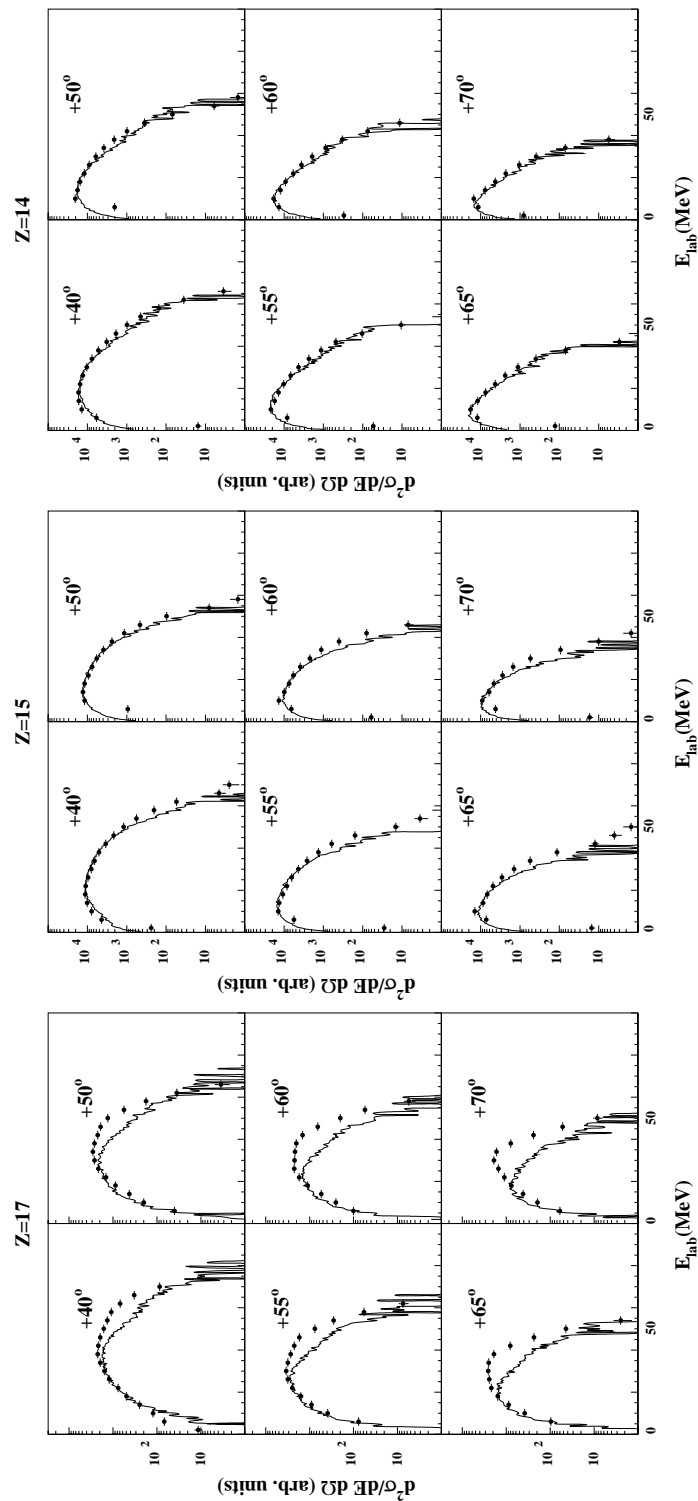


FIG. 4.13: Spectres en énergie des particules α détectées à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}$. Les lignes pleines correspondent aux calculs effectués par CA CARIZO avec $\delta_1=2.5 \cdot 10^{-4}$ et $\delta_2=5 \cdot 10^{-7}$.

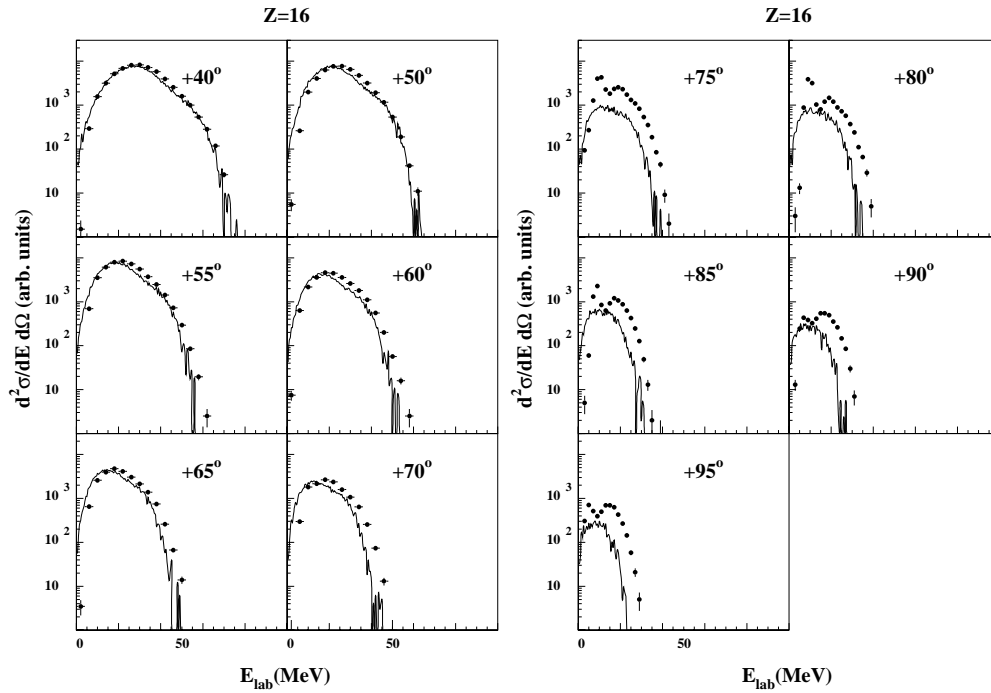


FIG. 4.14: Spectres en énergie des particules α détectées à différents angles en coïncidence avec le Soufre détecté à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}$. Les lignes pleines correspondent aux calculs effectués par CACARIZO avec $\delta_1=2.5 \cdot 10^{-4}$ et $\delta_2=5 \cdot 10^{-7}$.

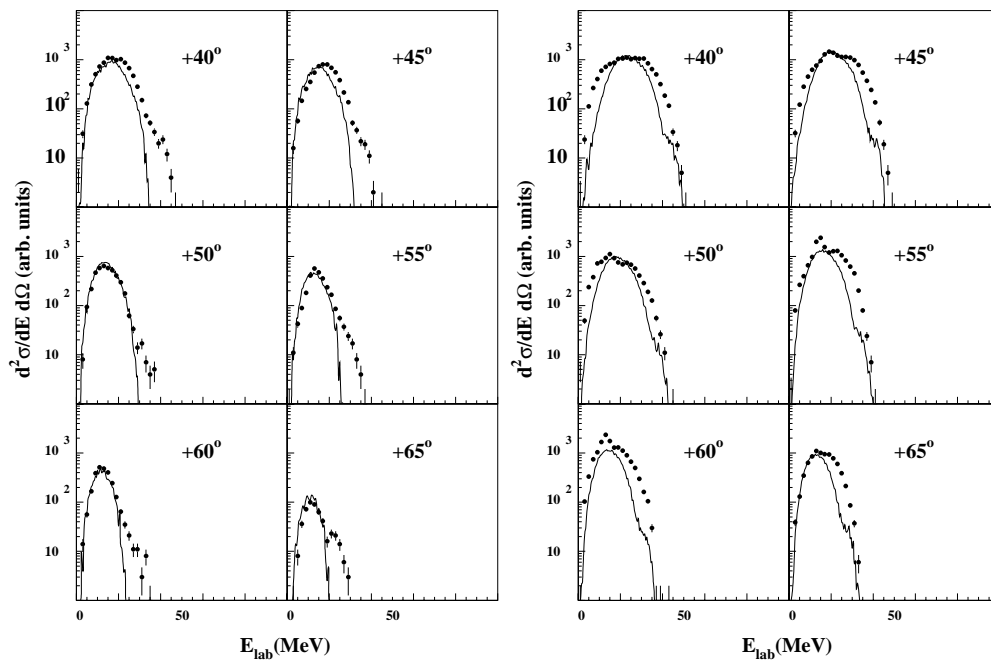


FIG. 4.15: Spectres en énergie des particules α détectées à différents angles en coïncidence avec le Soufre et le Phosphore détectés à 15° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}$. Les lignes pleines correspondent aux calculs effectués par CACARIZO avec $\delta_1=2.5 \cdot 10^{-4}$ et $\delta_2=5 \cdot 10^{-7}$.

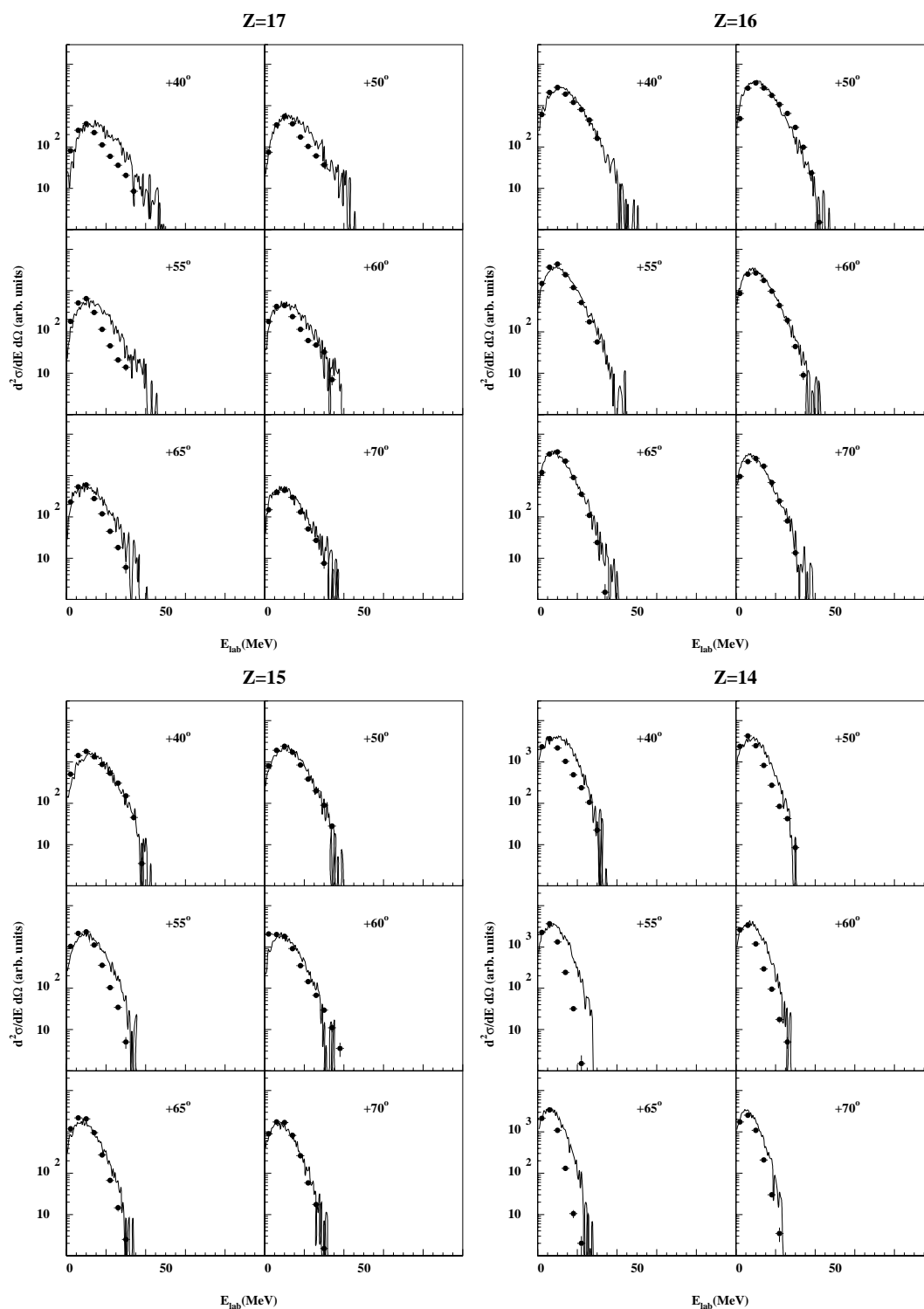


FIG. 4.16: Spectres en énergie des protons détectés à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}$. Les lignes pleines correspondent aux calculs effectués par CACARIZO avec $\delta_1=2.5 \cdot 10^{-4}$ et $\delta_2=5 \cdot 10^{-7}$.

un mécanisme faisant intervenir la cassure du ^8Be . La supposition de la présence de plusieurs composantes se confirme à la vue de la Figure 4.14. En effet, le code semble bien reproduire les données à 40° et 50° . Cependant pour les angles plus à l'arrière, CACARIZO ne peut pas simuler la forme des spectres dans lesquels apparaissent deux composantes (de 75° à 95°). La normalisation des spectres pour $\Theta_\alpha \geq 75^\circ$ est identique à celle adoptée pour les angles les plus à l'avant. On remarque donc que CACARIZO ne reproduit pas non plus les multiplicités de particules α évaporées.

Ces différentes remarques sont aussi valables pour les mesures effectuées à $E_{lab}=111.6$ MeV (Figure 4.15) pour lesquelles le code reproduit bien la forme des spectres en coïncidence avec le Phosphore tandis qu'il ne reproduit pas les données en coïncidence avec le Soufre. La présence de deux composantes dans ces derniers est visible entre 45° et 65° .

Une étude cinématique des données en coïncidence avec le Soufre fera l'objet du paragraphe 4.3.5.

La Figure 4.16 représente les spectres en énergie des protons détectés à différents angles en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau incident pour le système $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. A la différence des observations déduites de la comparaison pour le système $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, les données simulées par le code sont en très bon accord avec celles mesurées pour les coïncidences avec les ions lourds $Z=16$ et $Z=15$. Par contre, le code reproduit mal les données en coïncidence avec les ions lourds $Z=17$ et $Z=14$. Ces désaccords sont visibles tant du point de vue de la pente de décroissance à haute énergie que de la position de la barrière.

c) Analyse des distributions angulaires.

Les Figures 4.17 et 4.18 représentent les comparaisons entre les distributions angulaires expérimentales dans le plan et celles simulées par CACARIZO en introduisant la déformation dynamique respectivement pour les ions lourds détectés à -15° pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ et -10° pour la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les triangles correspondent aux protons, les ronds aux particules α . Une normalisation est faite pour chaque type de particule légère et pour chaque ion lourd.

Pour les distributions angulaires obtenues à $E_{lab}=111.6$ MeV (Figure 4.17), CACARIZO reproduit bien les distributions angulaires Soufre- α et Phosphore- α du côté opposé à l'ion lourd. Si le code reproduit également bien les corrélations Phosphore-proton, il ne prédit que peu de coïncidences Soufre-proton à cette énergie rendant difficile la comparaison entre les données mesurées et simulées.

Sur la Figure 4.18 on observe que, comme dans le cas des réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ et $^{28}\text{Si}(E_{lab}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$, CACARIZO sous-estime la production de particules α pour les angles du même côté que l'angle de détection des ions lourds pour $Z = 15, 16$ et 17 . Cet effet, bien que moins prononcé, est présent pour les protons dans les données en

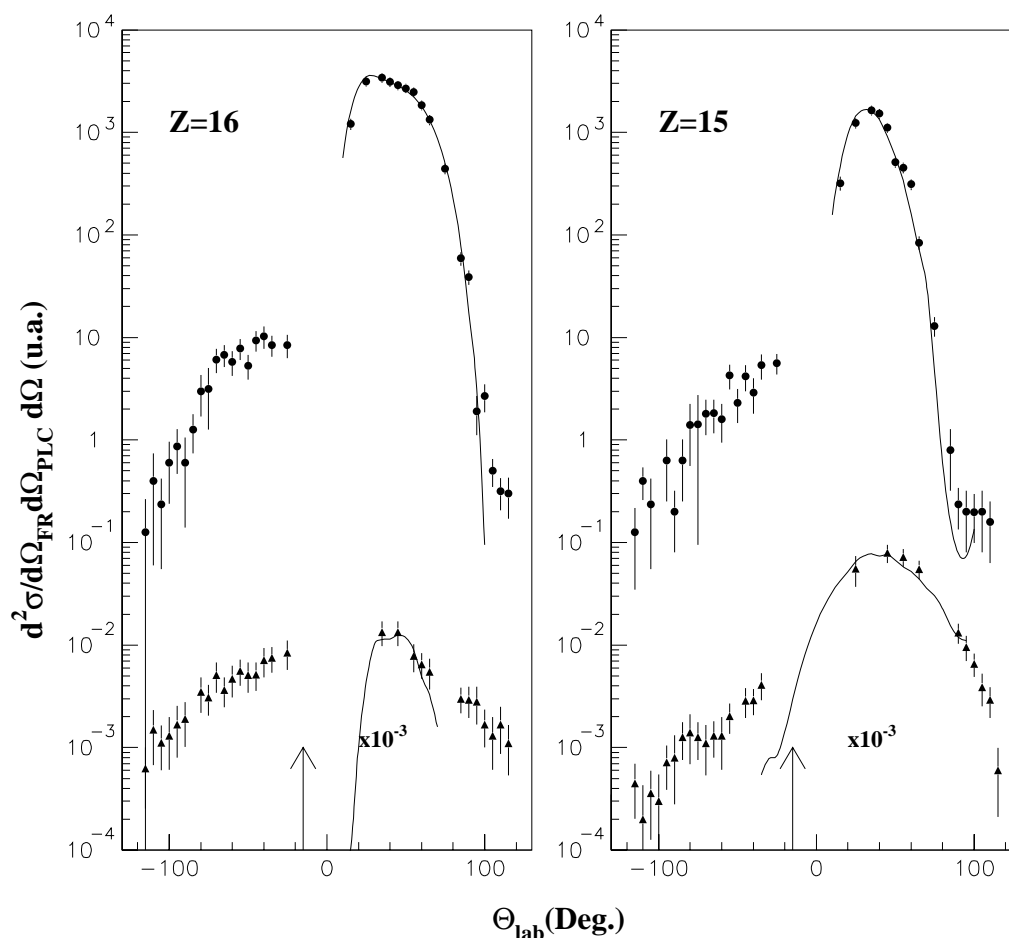


FIG. 4.17: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=111.6 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

coïncidence avec $Z=17$ et 16 . On observe également que CACARIZO ne reproduit pas la position de la barrière (maxima) dans le cas des particules α en coïncidence avec le Soufre. Ce résultat n'est pas surprenant au vu des spectres en énergie simulés qui ne correspondent pas aux données expérimentales pour $Z=17$ (voir Figure 4.13). Par contre, le code reproduit bien la position du maximum pour $Z=15$ et $Z=16$. Pour ce dernier on observe également une augmentation du nombre de particules α entre 70° et 95° . Cette augmentation peut être attribuée à la présence de la seconde composante discutée dans le chapitre précédent. Il est à noter que CACARIZO reproduit bien la position des maxima des distributions angulaires des protons pour ces noyaux ($Z=17$, 16 et 15).

Les particules légères chargées détectées en coïncidence avec les noyaux de charge $Z=14$, 13 et 12 peuvent provenir de différents mécanismes (fusion-évaporation, diffusion inélastique, orbiting) comme nous l'avons vu dans le Chapitre 3.. Ceci peut expliquer les différences obtenues entre les données simulées et celles mesurées en coïncidence avec le Silicium pour les particules α . Cependant, CACARIZO reproduit bien les données protons

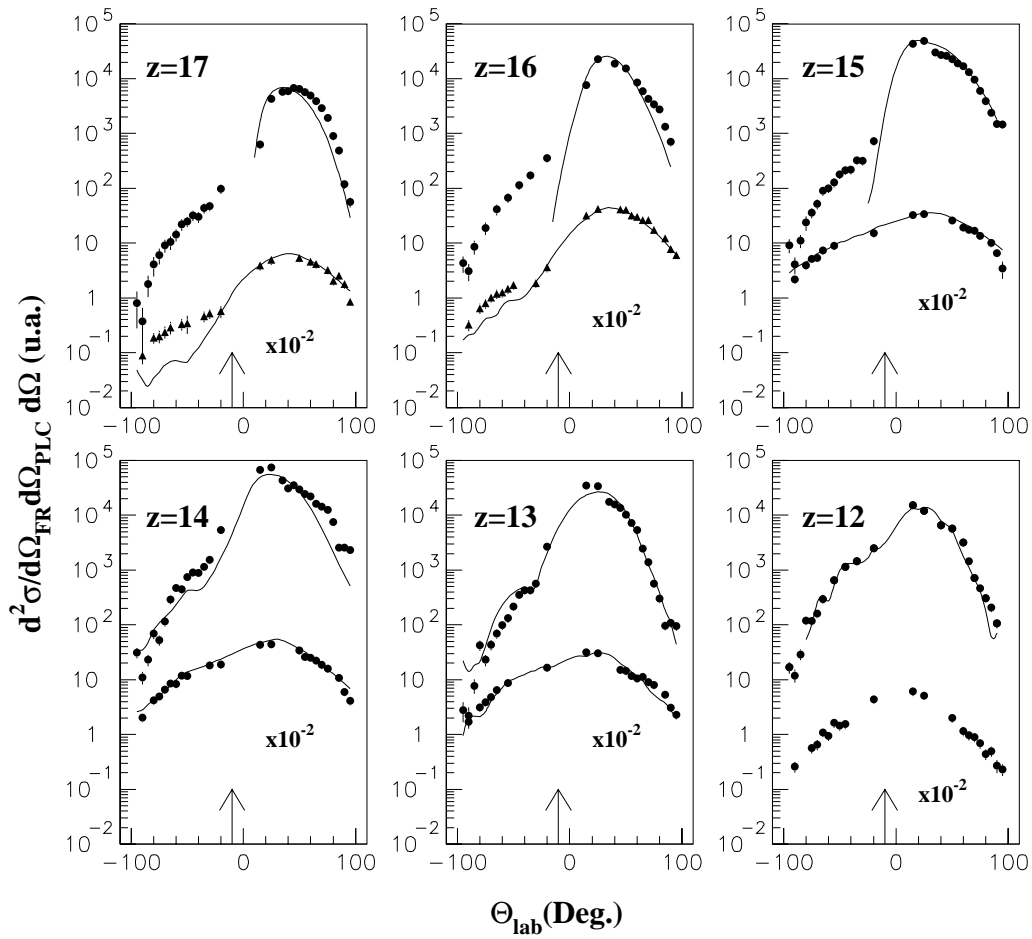


FIG. 4.18: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à -10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

ainsi que les corrélations angulaires Aluminium- α , Aluminium-proton et Magnésium- α . On peut donc en déduire qu'une grande partie de ces ions lourds provient d'un mécanisme de fusion-évaporation. Il est à noter que le code ne prévoit que très peu de protons (calculs non visibles sur la figure) en coïncidence avec le Magnésium.

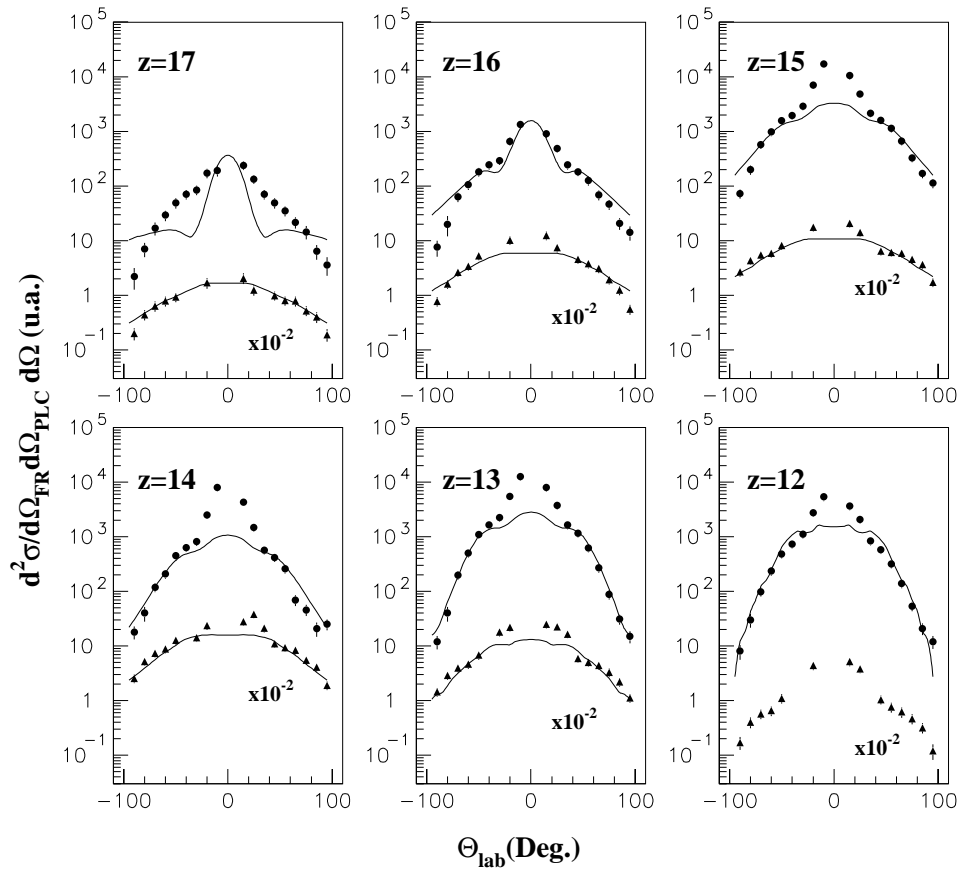


FIG. 4.19: *Corrélations angulaires hors-plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à 10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

La Figure 4.19 représente les corrélations angulaires hors-plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à 10° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Comme dans le cas de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, le rapport d'anisotropie expérimental n'est pas très bien reproduit pour les particules α . De même CACARIZO semble ne pas simuler correctement les multiplicités de particules légères aux angles très à l'avant. Cependant, le code reproduit les points expérimentaux les plus à l'arrière sauf dans le cas des corrélations Chlore- α et Magnésium-proton pour lesquelles CACARIZO ne prévoit que de très faibles multiplicités comme nous l'avons vu précédemment.

4.3.4 Conclusion sur la comparaison avec le code CACARIZO.

Dans cette thèse et d'une manière générale, CACARIZO [Vie88], la version Monte Carlo du code d'évaporation CASCADE [Puh77a], est susceptible de reproduire la plupart des données expérimentales relatives au mécanisme de fusion-évaporation mesurées pour les deux systèmes étudiés. Il reste cependant des problèmes en ce qui concerne les noyaux "froids" en fin de cascade (cas du Magnésium dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+$

Système	Noyau Composé	Energie [MeV]	l_{cr} [\hbar]	δ_1	δ_2	Référence
$^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$	^{56}Ni	111.6 et 180	34 et 37	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-7}$	Ce Travail
$^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$	^{40}Ca	111.6 et 180	21 et 27	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$5.0 \cdot 10^{-7}$	Ce Travail
$^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$	^{40}Ca	150	26	$6.5 \cdot 10^{-4}$	$3.3 \cdot 10^{-7}$	[Kil95]
$^{35}\text{Cl}+^{24}\text{Mg}$	^{59}Cu	260	37	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-7}$	[Mah96]
$^{32}\text{S}+^{27}\text{Al}$	^{59}Cu	100 à 150	27 à 39	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$	[Vie88]
$^{32}\text{S}+^{27}\text{Al}$	^{59}Cu	100 à 150	27 à 42	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-7}$	[Hui89]
$^{28}\text{Si}+^{27}\text{Al}$	^{55}Co	150	42	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-7}$	[Gov00]

TAB. 4.1: Paramètres de déformabilité utilisés dans différentes études avec le code CACARIZO.

^{12}C et, du Calcium dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$) avant l'émission de γ statistiques. Le code CACARIZO reproduit relativement mal les spectres en énergie des protons dans le cas de la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$. Il semble également que d'une façon générale au niveau des distributions angulaires, aux angles les plus à l'avant, les prédictions du code soient d'une médiocre qualité.

Malgré toutes ces petites réserves, le code CACARIZO constitue un excellent outil pour évaluer les éventuels effets de déformation du noyau composé nécessaires à bien appréhender les processus de sa désexcitation. En particulier, il a été justifié d'introduire une déformation dynamique *relativement importante* pour comprendre la forme des spectres en énergie des particules α . Le Tableau 4.1 résume les paramètres de déformabilité utilisés dans ce travail dont les valeurs sont comparées à celles extraites des travaux antérieurs. On remarquera d'une part le bon accord entre les paramètres de déformabilité utilisés dans ce travail et ceux utilisés par Kildir et al. [Kil95] et d'autre part le fait qu'il est nécessaire d'introduire des paramètres de déformabilité plus important pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ que pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$.

Le fait important est que les barrières d'émission des particules α n'ont pas été modifiées, en accord avec le travail de D. Mahboub, contrairement à ce qui a été fait dans d'autres travaux [Gov00, Hui89, Kil95, Vie88]. Après une prise en compte de ces différences de paramétrisation, il paraît établi qu'il pourrait y avoir plus de déformation dans les régions de masse $A \sim 40$ (réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$) que dans la région de masse $A \sim 60$ ($^{28}\text{Si}+^{27}\text{Al}$, $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl}+^{24}\text{Mg}$). Cette conclusion partielle semble corroborée par la découverte très récente de bandes SD dans le noyau ^{36}Ar [Sve00] qui a déjà été évoquée dans l'introduction.

Potentiel optique pour les particules légères.	
(1) Neutrons : Wilmore et Hodgson [Wil64, Hod69]	
(2) Protons : Perey [Per63]	
(3) Alphas : Huizenga et Igo [Hui61]	
(4) Coefficient multiplicatif des rayons optiques : RFACT=1.	
Paramètres de densité de niveaux pour les faibles énergies d'excitation ($E^* \leq 10$ MeV)	
(1) Formule de densité de niveaux du gaz de Fermi avec les paramètres de densité de niveaux empiriques de Dilg [Dil73]	
(2) Moment d'inertie effectif $\mathcal{J} = \mathcal{J}_{rigide}$	
Paramètres de densité de niveaux pour les grandes énergies d'excitation ($E^* \geq 15$ MeV)	
(1) Formule de densité de niveaux du gaz de Fermi avec les paramètres de densité de niveaux dérivés du modèle de la goutte liquide.	
(2) Paramètre de densité de niveaux $a=A/8$.	
Réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$	
Distribution du moment angulaire du noyau composé	
$E_{lab}=111.6$ MeV	$E_{lab}=180$ MeV
Moment angulaire critique $l_{cr} = 34\hbar$	Moment angulaire critique $l_{cr} = 37\hbar$
Paramètre de diffusivité $\Delta_l = 1\hbar$	Paramètre de diffusivité $\Delta_l = 1\hbar$
Paramétrisation de la ligne Yrast	
$\mathcal{J} = \mathcal{J}_{sph.}(1 + \delta_1 J^2 + \delta_2 J^4)$ avec $\delta_1=1.2 \cdot 10^{-4}$ et $\delta_2=1.1 \cdot 10^{-7}$	
Réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$	
Distribution du moment angulaire du noyau composé	
$E_{lab}=111.6$ MeV	$E_{lab}=180$ MeV
Moment angulaire critique $l_{cr} = 21\hbar$	Moment angulaire critique $l_{cr} = 27\hbar$
Paramètre de diffusivité $\Delta_l = 1\hbar$	Paramètre de diffusivité $\Delta_l = 1\hbar$
Paramétrisation de la ligne Yrast	
$\mathcal{J} = \mathcal{J}_{sph.}(1 + \delta_1 J^2 + \delta_2 J^4)$ avec $\delta_1=2.5 \cdot 10^{-4}$ et $\delta_2=5.0 \cdot 10^{-7}$	

TAB. 4.2: Jeux de paramètres utilisés par CACARIZO pour les réactions $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ et $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ à $E_{lab}=111.6$ MeV et 180 MeV.

4.3.5 Emission d'agrégats de ${}^8\text{Be}$ dans la réaction ${}^{28}\text{Si}+{}^{12}\text{C}$.

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, des structures sont apparentes dans les spectres en énergie des particules α en coïncidence avec le Soufre pour la réaction ${}^{28}\text{Si}+{}^{12}\text{C}$. Ces structures dans les spectres apparaissent entre 40° et 70° pour la réaction à $E_{lab}=111.6$ MeV (Figures 3.30 et 4.15) et entre 70° et 95° pour la réaction à $E_{lab}=180$ MeV (Figures 3.32 et 4.14). Cependant elles n'apparaissent ni dans les coïncidences Soufre-proton, ni dans aucune autre coïncidence avec des particules α . Dans le but de séparer les différents mécanismes pouvant produire des particules légères chargées, nous avons présenté au chapitre 3. des spectres bidimensionnels représentant l'énergie particules légères chargées en fonction de l'énergie des résidus d'évaporation (Figures 3.39, 3.40 et 3.41). Nous n'observons aucune structure particulière, excepté celles liées au mécanisme de fusion-évaporation, n'apparaissant dans ces différents spectres à l'exclusion des coïncidences Soufre- α .

Dans ce paragraphe nous allons montrer par une étude cinématique que la présence d'un processus binaire avec production de ${}^8\text{Be}$ est une explication possible de cette composante additionnelle. En effet, le ${}^{32}\text{S}$ peut également être produit par la réaction binaire ${}^{28}\text{Si}+{}^{12}\text{C}\rightarrow{}^{32}\text{S}+{}^8\text{Be}$. Le ${}^8\text{Be}$ n'étant pas lié se brise instantanément en deux particules α . Au vu de la Figure 3.39 il s'avère très difficile de faire une étude cinématique pour l'expérience effectuée à $E_{lab}=111.6$ MeV, la composante supplémentaire se trouvant dans la même région que la composante provenant du mécanisme de fusion-évaporation. L'étude cinématique qui fait l'objet de ce paragraphe ne portera donc que sur l'expérience effectuée à $E_{lab}=180$ MeV où les différentes composantes sont bien séparées (Figure 3.40 et 4.20).

La Figure 4.20 représente les spectres bidimensionnels énergie des particules α en fonction de l'énergie du Soufre pour tous les angles de détection des α entre 40° et 95° . Le Soufre est détecté à 10° du côté opposé à l'axe du faisceau incident. Sur cette Figure sont définis et numérotés les contours utilisés lors de l'analyse afin de pouvoir bien décomposer les différentes structures de ces spectres.

Pour commencer, il est important de bien définir quelles parties de ces spectres proviennent du mécanisme classique de fusion-évaporation. Pour cela, nous avons utilisé le code d'évaporation CACARIZO. La comparaison entre les spectres mesurés et ceux simulés par le code est présentée pour deux angles de détection des particules α sur la Figure 4.21. Le choix de ces deux angles de détection, 40° et 70° , est arbitraire, mais les deux spectres bidimensionnels (Fig. 4.20) correspondants à ces angles semblent bien illustrer deux cas différents. Le premier spectre, à 40° , ne présente que trois structures, une structure centrale et deux structures, de part et d'autre de cette dernière, notées 1 et 2. Le deuxième spectre, à 70° , présente deux composantes supplémentaires notées 3 et 4. La comparaison avec les données simulées avec CACARIZO (Fig. 4.21) nous indique d'emblée que les composantes centrales à 40° et 70° proviennent d'un mécanisme de fusion-évaporation caractérisé par une émission séquentielle de deux particules α . Le code reproduit également, bien qu'avec une section efficace beaucoup moins importante, les composantes 1 et 2 du spectres à 40° . Il ressort donc de cette comparaison que toutes les composantes observées dans le spectre

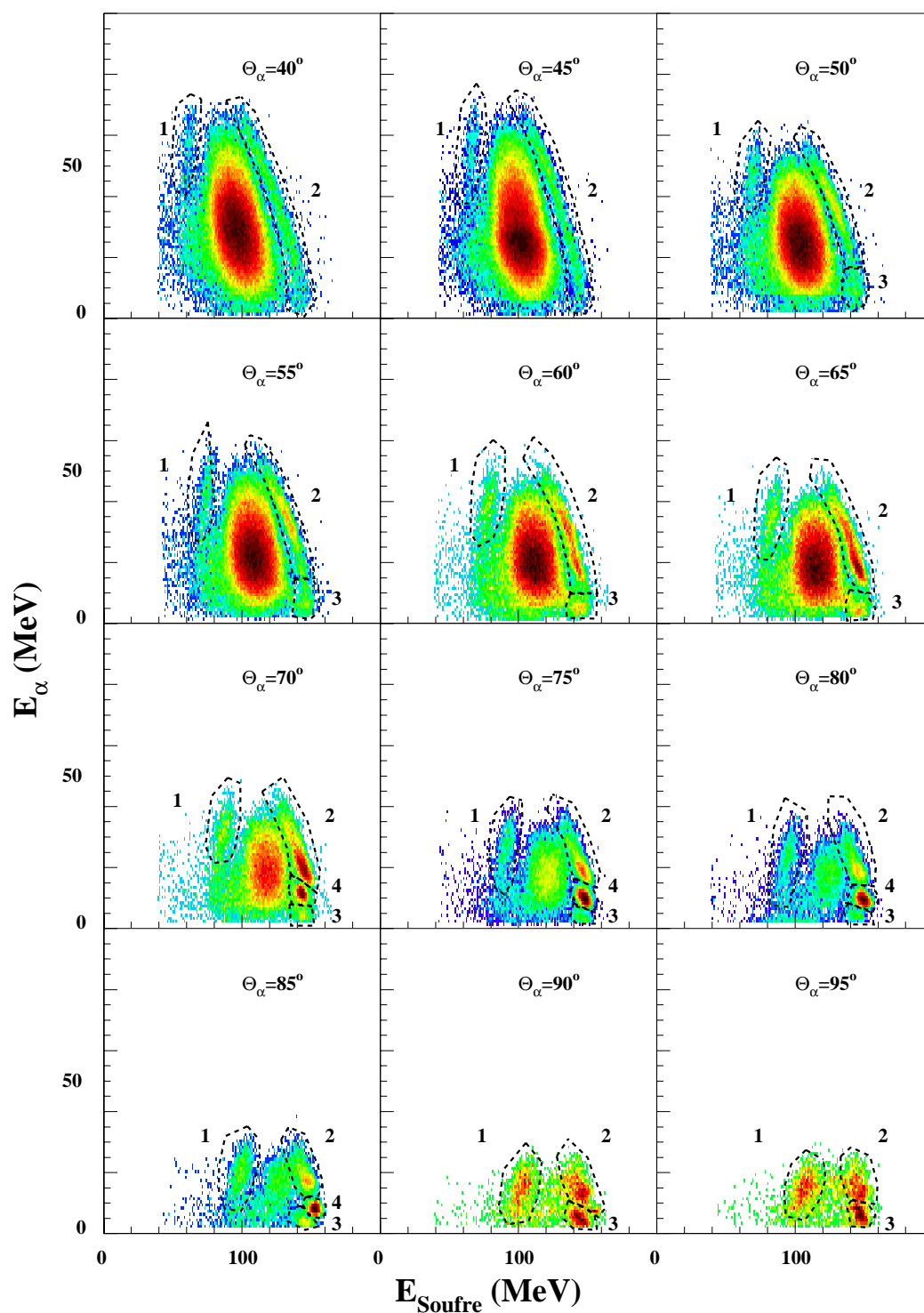


FIG. 4.20: Spectres bidimensionnels énergie alpha vs énergie Soufre obtenus dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les particules alphas sont détectées aux angles indiqués, les résidus d'évaporation sont détectés à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau. Les lignes pointillées et les chiffres correspondent aux différentes composantes discutées dans le texte.

bidimensionnel à 40° peuvent être interprétées par un mécanisme de fusion-évaporation et ceci en accord avec le fait que le spectre en énergie des particules α est bien reproduit par le code d'évaporation CACARIZO à cet angle (Voir Figure 4.14). Les structures dans ces spectres provenant des différentes voies de désexcitation possibles, à savoir la voie 2α et les voies $2\alpha+2p$. Ces voies de désexcitation peuvent également faire intervenir des émissions de neutrons car les télescopes d'ICARE ne peuvent pas séparer en masse les différents isotopes du Soufre.

Le code d'évaporation reproduit également la structure 1 du spectre bidimensionnel observé à 70° . Il reproduit aussi en partie les données incluses dans le contour 2, mais on remarque à l'intérieur même de ce contour plusieurs composantes ayant des sections efficaces de production très différentes. D'autre part, le code ne reproduit pas du tout les composantes 3 et 4 que l'on observe à cet angle. Il est important de préciser que nous sommes parvenus aux mêmes conclusions avec un autre code statistique que CACARIZO i.e. PACE [Gav80] dont les paramétrisations sont sensiblement différentes.

De façon générale, et en extrapolant ces observations aux autres angles de détection, on peut admettre que dans tous les spectres présentés dans la Figure 4.20 les composantes centrales et les composantes incluses dans les contours notés 1 proviennent d'un mécanisme de fusion-évaporation. Aux angles les plus à l'avant, les composantes notées 2 ont également comme origine ce mécanisme. Il apparaît cependant qu'aux angles arrière cette partie des spectres est elle-même composée de plusieurs structures, dont une partie au moins provient de la fusion-évaporation (Fig. 4.21). Les contours notés 3 et 4 ne sont pas reproduits par CACARIZO. Nous démontrerons donc dans la suite de cette étude cinématique que ces structures (3 et 4), ainsi que celles apparaissant dans les contours 2, proviennent de la cassure du ^8Be .

Dans cette étude cinématique, nous recherchons des événements liés à l'émission de ^8Be , événements du type $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}\rightarrow^{32}\text{S}+^8\text{Be}\rightarrow^{32}\text{S}+2\alpha$. Nous supposons donc, dans les calculs cinématiques à trois corps, un état final composé d'un ion ^{32}S et de deux particules α . Cette hypothèse peut s'avérer fautive dans le cas de mécanisme de type fusion-évaporation (voies $\alpha+2p$) mais elle est correcte pour l'émission de ^8Be .

Expérimentalement nous mesurons des coïncidences doubles, un noyau lourd, le Soufre, et une particule α . En supposant un état final constitué d'un Soufre et de deux particules α , nous pouvons facilement calculer cinématiquement la position et l'énergie de la troisième particule (la particule α non détectée). Pour des études faisant intervenir de la cinématique à trois corps les diagrammes de Dalitz [Dal54] sont particulièrement bien adaptés. Dans ces diagrammes (voir Figure 4.22), chaque événement est symbolisé par un point dans un triangle où les distances relatives aux trois côtés correspondent aux valeurs :

$$d1 = \frac{E_{\text{Soufre}}}{E_{\text{totale}}} \quad d2 = \frac{E_{\alpha\text{mesurée}}}{E_{\text{totale}}} \quad d3 = \frac{E_{\alpha\text{calculée}}}{E_{\text{totale}}}$$

La troisième distance est redondante car $E_{\text{Soufre}} + E_{\alpha\text{mesurée}} + E_{\alpha\text{calculée}} = E_{\text{totale}}$.

La Figure 4.23 représente les diagrammes de Dalitz appliqués aux différentes composantes visibles dans le spectre bidimensionnel obtenus à 70° (Figure 4.20). On observe sur cette figure que les trois composantes 2, 3 et 4 semblent corrélées. De plus l'étude de la composante 4 montre que les deux particules α sont bien corrélées en énergie. Un calcul cinématique nous montre que pour les événements inclus dans ce contour la troisième particule, dans le cas d'un état final $^{32}\text{S} + 2\alpha$, se trouve à un angle très proche de l'angle de

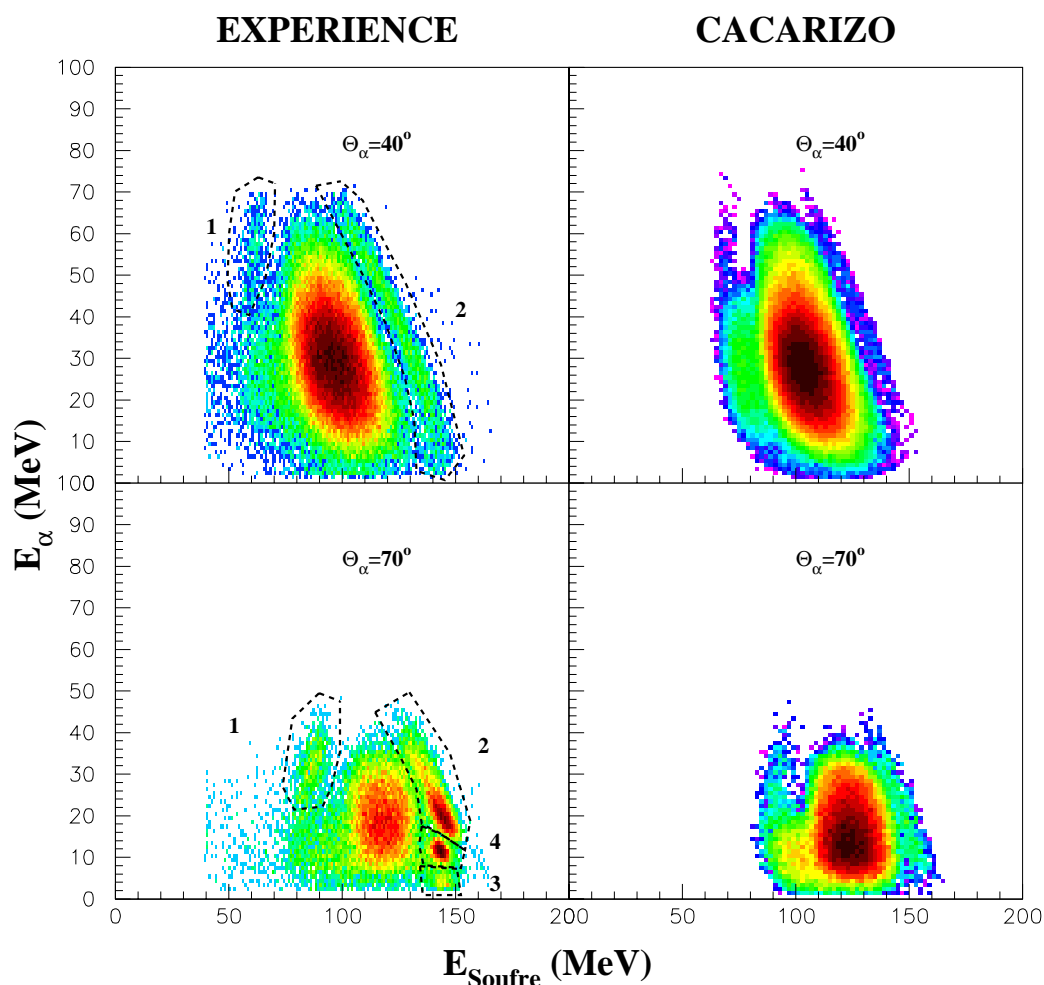


FIG. 4.21: Comparaison des spectres bidimensionnels énergie alpha vs énergie Soufre obtenus dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ avec les données simulées par le code d'évaporation CACARIZO. Les particules α sont détectées à 40° et 70° , le Soufre est détecté à 10° de l'autre côté par rapport à l'axe du faisceau.

la particule α mesurée. Ces constatations tendent à montrer que les composantes notées 4 sur la Figure 4.20 proviennent de la brisure d'un noyau de ^8Be se trouvant dans son état fondamental. Le diagramme de Dalitz correspondant à l'évaporation statistique indique bien une forte anti-corrélation des deux particules α émises séquentiellement. De plus, le diagramme simulé par CACARIZO reproduit bien les données expérimentales

Une étude plus approfondie est cependant nécessaire pour expliquer les composantes 2 et 3. Pour cela, en supposant un processus à trois corps $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}\rightarrow^{32}\text{S}+^8\text{Be}\rightarrow^{32}\text{S}+2\alpha$, et après avoir calculé l'énergie et la position de la troisième particule, nous avons calculé l'énergie d'excitation dans le ^8Be . La Figure 4.24 représente les résultats de ce type de

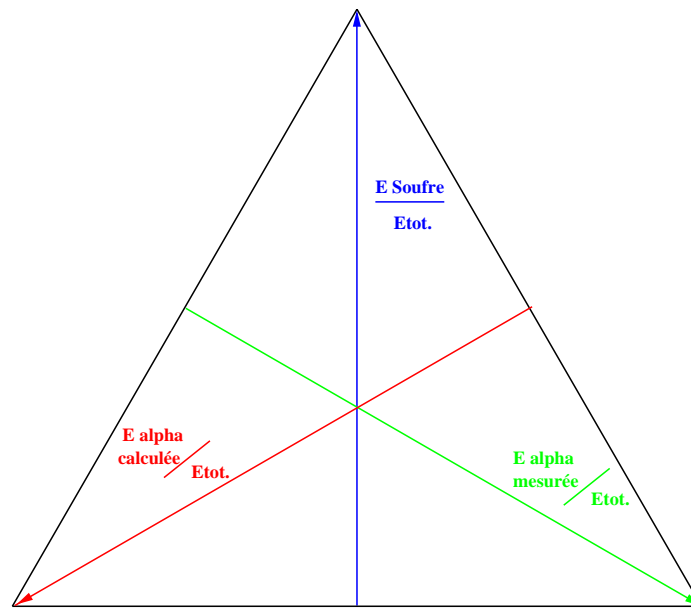


FIG. 4.22: Diagramme schématique d'une représentation de type Dalitz.

calcul pour tous les angles compris entre 40° et 95° (dûs à un problème de codeur dans le détecteur à 45° évoqué au Chap. 3.2.1, les résultats relatifs à ce détecteur ne sont pas montrés ici).

La figure représente le calcul de l'énergie d'excitation du ^8Be calculée pour les composantes contenues dans les contours 2, 3 et 4. La composante provenant du contour 4 est en grisé. Les lignes pointillées représentent les énergies des trois premiers états excités du ^8Be , c'est-à-dire l'état 2^+ à 3.06 MeV et les deux états 4^+ à 11.4 et 16.6 MeV. Sur cette figure on voit clairement que les composantes 2 à 40° et, 2 et 3 à 50° ne semblent pas correspondre, comme nous l'avons vu sur la Figure 4.21, à un processus lié à une émission de ^8Be mais à un processus de fusion-évaporation. Par contre à partir de 60° , les différentes structures obtenues dans ces spectres correspondent soit à l'état fondamental du ^8Be (entre 70° et 90°), soit au premier état excité (3.06 MeV) (entre 55° et 95°) et même au second état excité (11.4 MeV) à 65° . On observe également sur cette figure que les événements inclus dans le contour 4 (partie grisée du spectre) proviennent bien de la cassure du ^8Be dans son état fondamental, ce qui confirme les observations du paragraphe précédent où l'on a vu que, pour cette composante, l'énergie et l'angle des deux particules α étaient fortement corrélés. Il apparaît donc évident au vu de ces spectres qu'une composante importante provenant de la brisure du ^8Be en deux particules α est présente dans nos données. Il reste à définir quelle pourrait être la nature du mécanisme susceptible de produire des agrégats de ^8Be .

Afin de mieux comprendre les mécanismes binaires faisant intervenir l'agrégat ^8Be , nous avons comparé les résultats expérimentaux au modèle statistique EHF_M. Le modèle prévoit un processus binaire $^{32}\text{S} + ^8\text{Be}$. Nous avons, avec les résultats de EHF_M, calculé la cinématique de la brisure du ^8Be en deux particules α . Pour cela, nous avons émis une hypothèse sur le partage de l'énergie d'excitation entre les deux fragments. Il a été montré que dans ces régions de masse, en supposant la formation d'un noyau composé, les

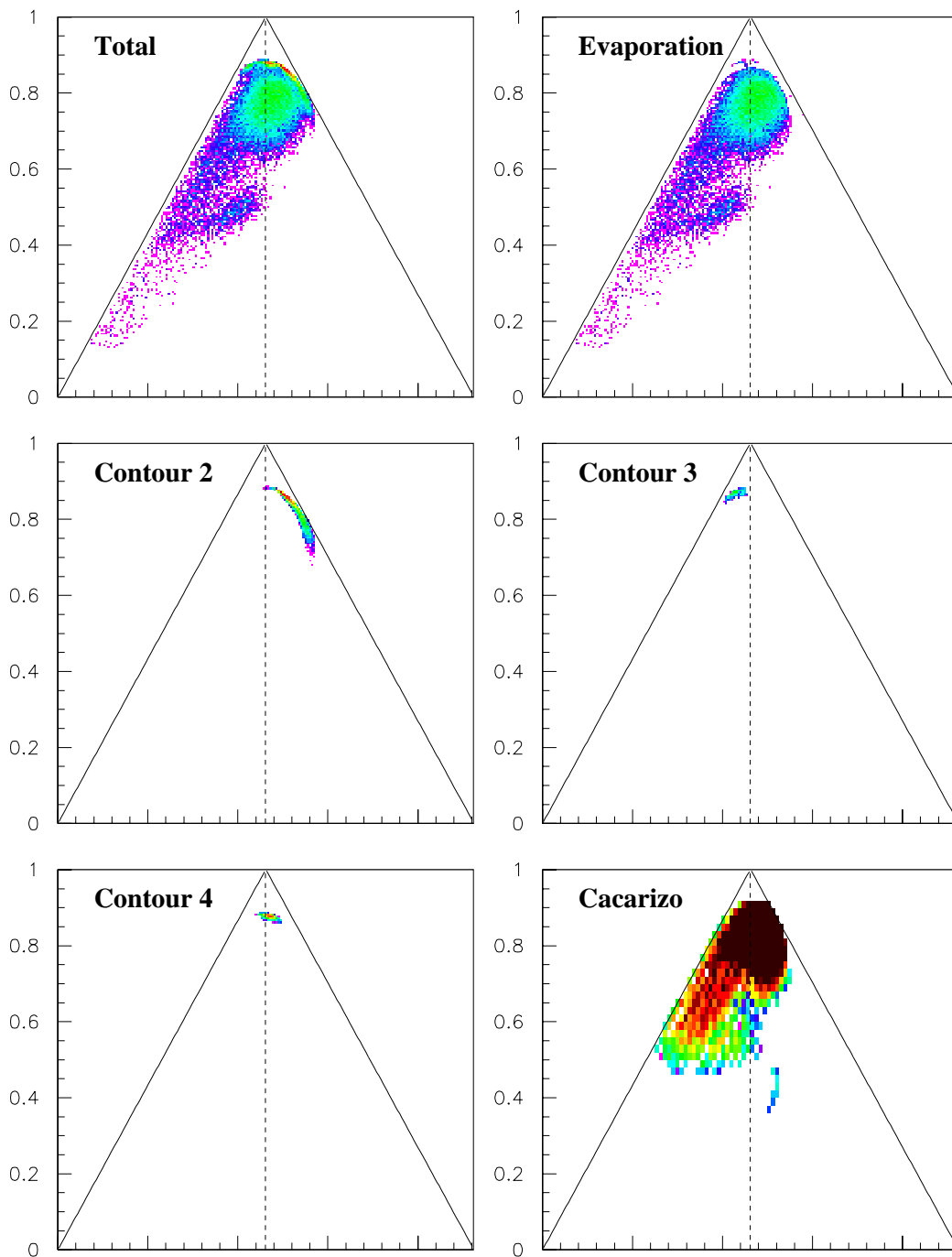


FIG. 4.23: Représentation de type Dalitz des différentes composantes pour le détecteur à 70° .

températures des deux fragments émis s'équilibrent. Il s'en suit que le partage de l'énergie d'excitation entre les deux fragments se fera dans le rapport de leur masse :

$$E_{(^{32}\text{S})}^* = \frac{M_{(^{32}\text{S})}}{M_{(^{32}\text{S})} + M_{(^8\text{Be})}} * E_{Total}^* \quad \text{et} \quad E_{(^8\text{Be})}^* = \frac{M_{(^8\text{Be})}}{M_{(^{32}\text{S})} + M_{(^8\text{Be})}} * E_{Total}^* \quad (4.32)$$

Nous avons également supposé une émission isotrope des particules α dans le système lié au ^8Be . La Figure 4.25 représente la comparaison entre les données expérimentales et les résultats du code EHF_M pour les particules α détectées à 70° . Il semble évident en observant cette figure que les données expérimentales ne sont pas reproduites par le code de fusion-fission EHF_M. Ce désaccord important vient du fait que l'énergie d'excitation que le Soufre acquiert dans une réaction de fusion-fission, énergie calculée par le code EHF_M, n'est pas équivalente à celle mesurée expérimentalement comme nous allons le voir dans la suite de ce paragraphe.

La Figure 4.26 représente le calcul de l'énergie d'excitation du ^{32}S dans l'hypothèse d'un état final $^{32}\text{S} + 2\alpha$ pour les composantes 2, 3 et 4. Les histogrammes quadrillés correspondent à la composante 4, composante provenant de la brisure du ^8Be dans l'état fondamental. On observe sur cette figure que les spectres d'énergie d'excitation du ^{32}S se trouvent à une énergie d'excitation $E_{(^{32}\text{S})}^*$ variant entre 9 et 14 MeV suivant l'angle de détection de la particule légère. L'énergie d'excitation du ^{40}Ca produit dans la réaction de fusion $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ est de $E_{(^{40}\text{Ca})}^* = 67.4$ MeV. En supposant que les températures s'équilibrent et donc que le partage de l'énergie d'excitation se fait comme dans la Formule 4.32, le Soufre peut avoir une énergie d'excitation allant jusqu'à $E_{(^{32}\text{S})}^* = 54$ MeV. Il apparaît donc qu'un mécanisme de fusion-fission semble peu probable pour expliquer la présence significative d'agrégats ^8Be dans les données expérimentales.

Finalement, nous allons montrer dans ce dernier paragraphe que la production de ^8Be dans les réactions binaires $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{32}\text{S} + ^8\text{Be}$ peut être interprétée comme venant d'une réaction de fusion-incomplète gouvernée par un mécanisme de réaction de transfert d'agrégats [Are94]. En effet, en considérant que la cible de ^{12}C est formée de deux agrégats, une particule α et un noyau de ^8Be , le noyau incident peut fusionner avec un de ces deux agrégats. Dans cette situation, nous pouvons avoir une réaction de transfert soit d'une particule α ($^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{32}\text{S}^* + ^8\text{Be}^*$), soit d'un ^8Be ($^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{36}\text{Ar}^* + \alpha$). Dans ce cas, les réactions sont caractérisées par une fenêtre en Q centrée sur une valeur appelée $Q_{optimum}$. Si l'on suit les travaux de Toepffer [Toe72] et de Buttle et al. [But79], on peut estimer le $Q_{optimum}$ avec la formule :

$$Q_{opt} = (Z_3 Z_4 / Z_1 Z_2 - 1) E^{c.m.} \quad (4.33)$$

Alors, l'énergie d'excitation s'exprime par :

$$E^* = Q_{gg} - Q_{opt} \quad (4.34)$$

où Q_{gg} est le bilan de la réaction dans l'état fondamental.

Les équations 4.33 et 4.34 nous donnent une valeur de l'énergie d'excitation du Soufre $E_{(^{32}\text{S})}^* = 12.9$ MeV et de l'Argon $E_{(^{36}\text{S})}^* = 30.9$ MeV. Cette valeur de l'énergie d'excitation du Soufre est représentée en ligne pointillée sur la Figure 4.26. Au vu de cette figure il

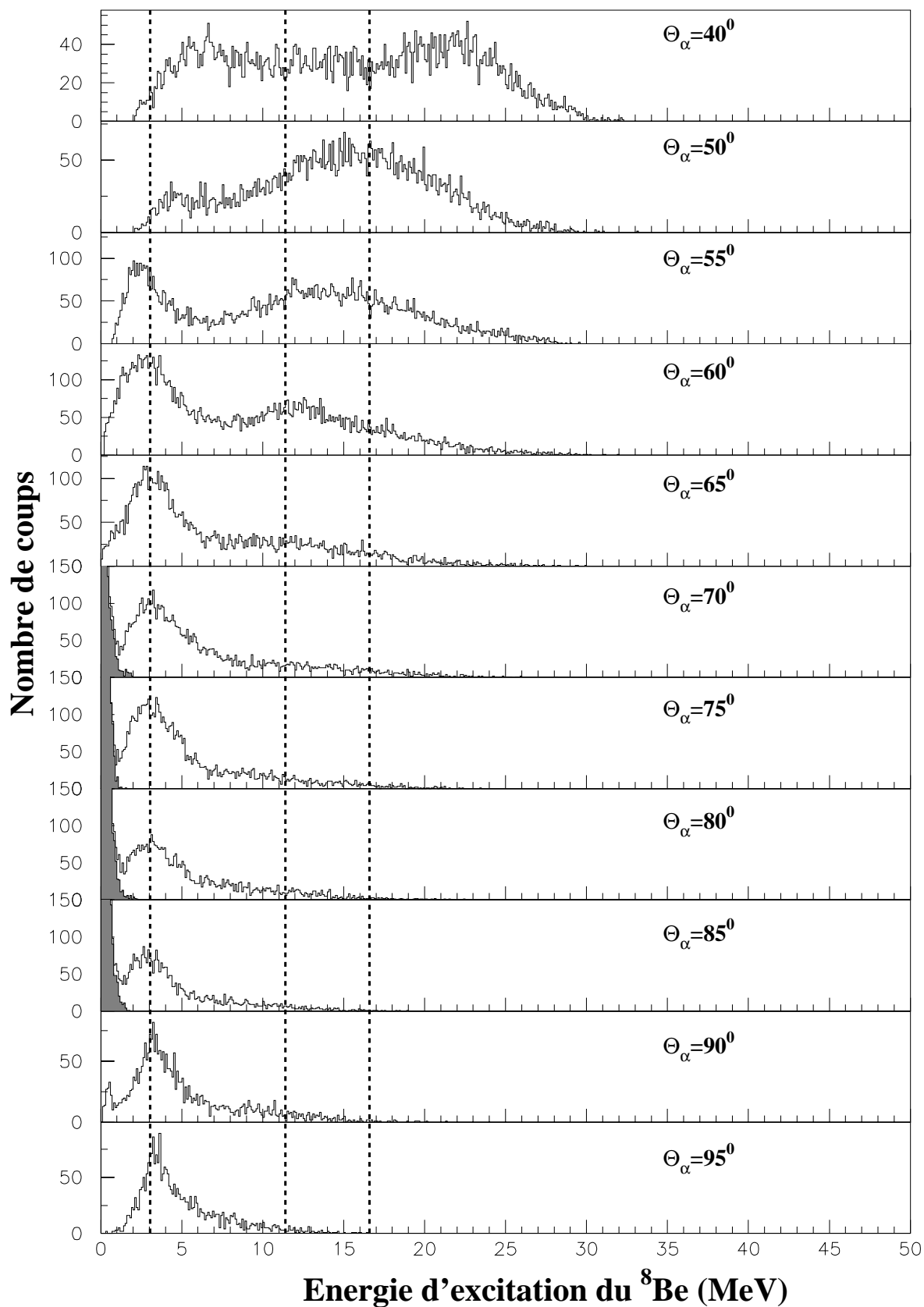


FIG. 4.24: Spectres de l'énergie d'excitation du ${}^8\text{Be}$ calculés dans l'hypothèse d'une fragmentation binaire ${}^{28}\text{Si} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{32}\text{S} + {}^8\text{Be}$.

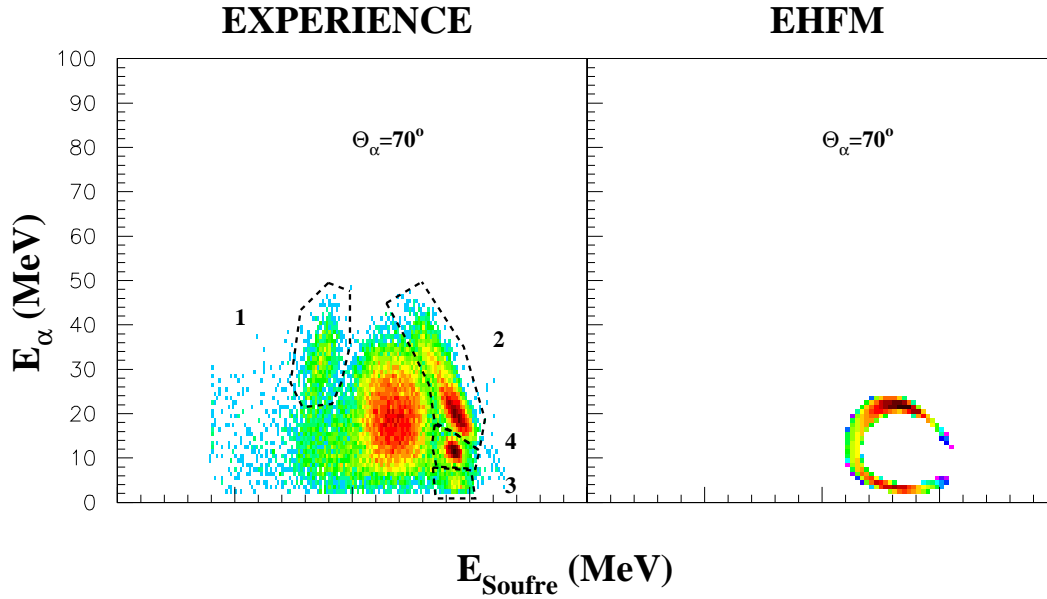


FIG. 4.25: Comparaison du spectre bidimensionnel énergie alpha vs énergie Soufre obtenu dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$ avec les simulations du code EHF M . Les particules alphas sont détectées à 70° , le Soufre est détecté à 10° du côté opposé par rapport à l'axe du faisceau.

semble donc que le ^{32}S en coïncidence avec l'agrégat ^8Be soit la résultante d'un mécanisme de transfert α .

Ce mécanisme pouvant être assimilé à de la fusion-incomplète est en accord avec la systématique de Morgenstern [Mor82] qui prévoit le seuil de fusion-incomplète pour la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ aux alentours de 4-5 MeV/nucléon.

De plus, dans cette région de masse l'énergie d'excitation moyenne emportée par évaporation d'un nucléon ou par une particule α est respectivement d'environ 16.4 MeV et 22.4 MeV [Mor83]. Par la voie de transfert de ^8Be l'Argon a une énergie d'excitation suffisante pour évaporer une particule. Une voie $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{36}\text{Ar}^* + \alpha$; $^{36}\text{Ar}^* \rightarrow ^{35}\text{Cl} + p$ avec dans l'état final un Chlore, un proton et une particule α peut expliquer le désaccord important entre les spectres en énergie des particules α en coïncidence avec le Chlore mesurés et ceux simulés par CACARIZO (Figure 4.13).

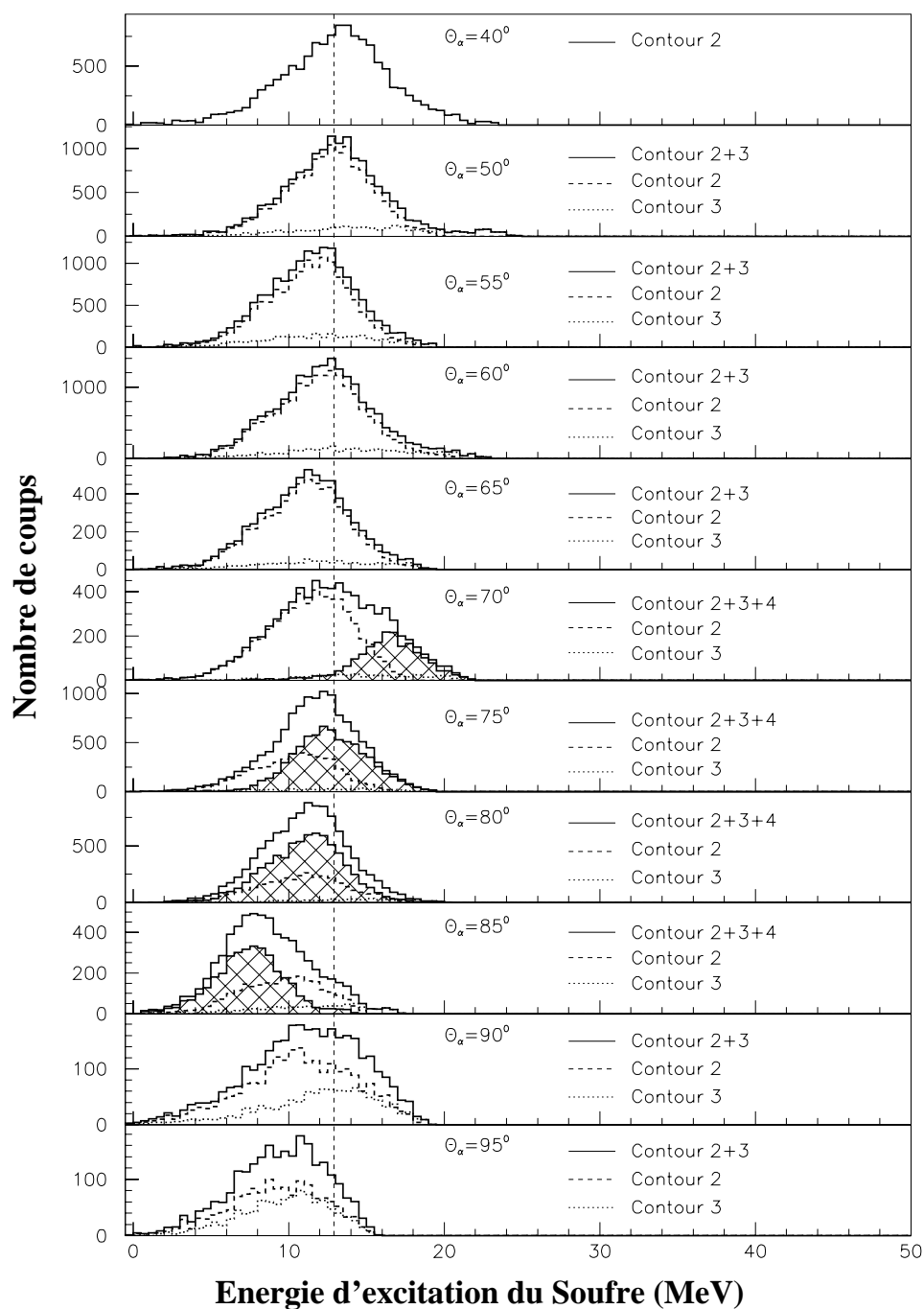


FIG. 4.26: Spectres de l'énergie d'excitation du Soufre calculés dans l'hypothèse d'un état final $^{32}\text{S}+2\alpha$.

Chapitre 5.

Conclusion

La première motivation de ce travail de thèse était de déterminer, à l'aide du multidétecteur de particules chargées ICARE au VIVITRON, l'influence attendue des effets de déformation dans le processus de fusion-évaporation du noyau composé ^{56}Ni formé par la réaction $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ à l'énergie de bombardement $E_{lab} = 111.6$ MeV, qui correspond à l'énergie d'excitation dans le noyau composé ^{56}Ni pour laquelle se manifeste la résonance quasi-moléculaire $J^\pi = 38^+$. Pour des raisons évidentes de possibilités de contamination par dépôt de Carbone des cibles de ^{28}Si , la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ a été étudiée dans les mêmes conditions expérimentales. L'intérêt évident des résultats de la première expérience obtenus pour les deux réactions, nous a incité à les compléter par une deuxième expérience à une énergie de bombardement plus élevée en améliorant le dispositif expérimental de manière à permettre des mesures de corrélations angulaires dans le plan et hors du plan de réaction.

Pour chaque système et pour les deux énergies incidentes, un examen attentif des spectres de vitesse en section efficace invariante des particules légères chargées en mode inclusif a indiqué l'existence d'une seule source émettrice dont la vitesse correspond à la vitesse de recul des noyaux composés. L'étude des spectres en vitesse des produits de réaction indique qu'une émission de pré-équilibre ou de fusion incomplète n'est pas significative aux basses énergies étudiées. De plus, l'étude des produits de réaction nous a permis de mesurer leurs sections efficaces de production qui sont en bon accord avec les travaux précédents pour le système $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$.

Dans cette étude un soin particulier a été apporté aux mesures exclusives des particules légères chargées détectées en coïncidence avec les résidus d'évaporation. L'analyse des données expérimentales, pour l'évaporation, a été traitée avec le code CACARIZO version Monte Carlo du code statistique CASCADE basé sur le formalisme de Hauser-Feschbach. Pour le système $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ aux deux énergies incidentes, les formes des spectres inclusifs ainsi que celles des spectres exclusifs des particules légères chargées sont bien reproduites en introduisant des valeurs assez élevées des paramètres de déformabilité dans le code CACARIZO. Les formes des spectres inclusifs des particules légères chargées sont également bien reproduites dans les réactions $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ en introduisant des valeurs

des paramètres de déformabilité encore plus importantes en accord avec les valeurs de déformation proposées initialement par le groupe de Saclay et N. Alamanos. Ces résultats indiquent une déformation importante des noyaux composés ^{56}Ni et ^{40}Ca produits dans ces réactions. D'autre part, les spectres exclusifs, en coïncidence avec le Soufre dans la réaction $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$, ne peuvent pas être expliqués par une désexcitation statistique uniquement. Nous avons mis en évidence dans ce travail une émission significative d'agrégats de ^8Be . Au moyen d'une étude cinématique nous avons démontré que cette émission est liée à un mécanisme de transfert massif de particules α . Cette mise en évidence peut être comparée à une autre étude menée parallèlement par le groupe de Berlin qui a montré l'importance des voies de réaction faisant intervenir une émission d'agrégats de ^8Be pour peupler des bandes très déformées du noyau ^{48}Cr .

En conclusion, nous avons montré que ces effets de déformation dans les noyaux composés peuvent s'avérer être importants dans les processus de désexcitation de systèmes dinucléaires formés de noyaux à sous-structure α . Ce premier résultat est en accord avec le fait que le processus de fusion-fission asymétrique est une voie de désexcitation très compétitive dans ces régions de masse. Le résultat le plus impressionnant concerne l'augmentation de l'émission d'agrégats de ^8Be mise en évidence dans ce travail de thèse pour les systèmes $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ à des énergies incidentes $E_{lab}(^{28}\text{Si}) = 111.6$ et 180 MeV. Ces résultats, permettant de peupler des noyaux $N=Z$ avec une énergie d'excitation assez précise, ainsi que ceux obtenus plus récemment dans les travaux du groupe de von Oertzen de Berlin sur un autre système entre ions "lourds" légers, ouvrent la voie d'une nouvelle recherche d'états superdéformés et hyperdéformés dans une région de masse encore peu explorée par la nouvelle génération de multidétecteurs $4\pi\gamma$ tels que GASP, EUROBALL et GAMMASPHERE.

En perspective de ce travail de thèse il semble tout à fait justifié de poursuivre ce type d'études, à court et moyen termes, par d'autres mesures (avec ICARE) de corrélations angulaires de particules légères chargées produites dans des réactions entre noyaux non exclusivement à sous-structure α comme par exemple $^{30}\text{Si}+^{12,13}\text{C}$ pour déterminer quel pourrait être l'influence de l'isospin sur l'émission d'agrégats ^8Be . D'autres propositions d'expériences de triples coïncidences (Fragments-particules légères- γ) seront envisagées avec EUROBALL IV associé au VIVITRON avec le Binary Recoil Spectrometer de Berlin pour étudier les populations des bandes très déformées qui ont été prédites théoriquement dans les noyaux légers à sous-structure α tels que ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca , ^{44}Ti , ^{48}Cr et ^{56}Ni .

En particulier une étude approfondie des mécanismes de population des bandes SD récemment découvertes dans le noyau ^{36}Ar [Sve00] serait souhaitable dans la mesure où un lien plus ou moins direct pourrait exister entre ces états SD et les résonances quasi-moléculaires mises en évidence dans les réactions $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ [Cin79, Mer84, Poc85] et $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ [Sch82, Gai84].

Bibliographie

- [Agn93] D.K. Agnihotri, A. Kumar, K.C. Jain, K.P. Singh, G. Singh, D. Kabiraj et D.K. Avasthi, *Phys. Lett. B* **307**, 283 (1993).
- [Agu86] E.F. Aguilera, J.J. Kolata, P.A. DeYoung et J.J. Vega, *Phys. Rev. C* **33**, 176 (1986).
- [Ala83] N. Alamanos, C. Levi, C. Le Metayer, W. Mittig et L. Papineau, *Phys. Lett.* **127B**, 23 (1983).
- [Ala85] N. Alamanos, C. Levi, C. Le Metayer, W. Mittig et L. Papineau, *Phys. Lett.* **151B**, 100 (1985).
- [Ala86] J. Alarja, A. Dauchy, A. Giorni, C. Morand, E. Pollacco, P. Stassi, R. Billerey, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain et C. Pastor, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A242**, 352 (1986).
- [Ale90] J. M. Alexander, M. T. Magda, et S. Landowne, *Phys. Rev. C* **42**, 1092 (1990).
- [And00] C. Andreoiu, D. Rudolph, C. E. Svensson, A. V. Afanasjev, J. Dobaczewski, I. Ragnarsson, C. Baktash, J. Eberth, C. Fahlander, D. S. Haslip, D. R. LaFosse, S. D. Paul, D. G. Sarantites, H. G. Thomas, J. C. Waddington, W. Weintraub, J. N. Wilson, et C.-H. Yu, *Phys. Rev. C* **62**, 051301 (2000).
- [Are94] N. Arena, S. Cavallaro, S. Fermino, S. Pirrone, G. Politi, F. Porto, S. Romano et S. Sambataro, *Phys. Rev. C* **50**, 880 (1994).
- [Avd00] V. Avdeichikov, A.S. Fomichev, B. Jakobsson, A.M. Rodin et G.M. Ter-Akopian, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A439**, 158 (2000).
- [Bab80] R. Babinet, B. Cauvin, J. Girard, J.M. Alexander, T.H. Chiang, J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau et X. Tarrago, *Z. Phys.* **A295**, 153 (1980).
- [Bak95] C. Baktash, B. Haas, et W. Nazarewicz, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 485 (1995).

- [Bar77] J. Barrette, P. Braun-Munzinger, C.K. Gelbke, H.E. Wegner, B. Zeidman, A. Gamp, H.L. Harney et T. Walcher,
Nucl. Phys. A **279**, 125 (1977).
- [Bat69a] J.E. Bateman,
Nucl. Instrum. Methods **67**, 93 (1969).
- [Bat69b] J.E. Bateman,
Nucl. Instrum. Methods **71**, 261 (1969).
- [Bec83] M.J. Bechara, A.J. Lazzarini, R.J. Ledoux et E.R. Cosman,
Phys. Rev. C **27**, 1540 (1983).
- [Bec89] C. Beck, B. Djerroud, B. Heusch, R. Dayras, R.M. Freeman, F. Haas, A. Hachem, J.P. Wielecsko et M. Youlal
Z. Phys. A **334**, 521 (1989).
- [Bec92] C. Beck, B. Djerroud, F. Haas, R.M. Freeman, A. Hachem, B. Heusch, A. Morsad, M. Youlal, Y. Abe, R. Dayras, J.P. Wielecsko, B.T. Matsuse et S.M. Lee,
Z. Phys. A **343**, 3090 (1992).
- [Bec93] C. Beck, B. Djerroud, F. Haas, R.M. Freeman, A. Hachem, B. Heusch, A. Morsad et M. Vuillet-A-Cilles,
Phys. Rev. C **47**, 2093 (1993).
- [Bec96a] C. Beck et A. Szanto de Toledo,
Phys. Rev. C **53**, 1989 (1996).
- [Bec96b] C. Beck, D. Mahboub, R. Nouicer, T. Matsuse, B. Djerroud, R.M. Freeman, F. Haas, A. Hachem, A. Morsad, M. Youlal, S.J. Sanders, R. Dayras, J.P. Wieleczko, E. Berthoumieux, R. Legrain, E. Pollacco, Sl. Cavallaro, E. De Filippo, G. Lanzaón, A. Pagano et M.L. Sperduto,
Phys. Rev. C **54**, 227 (1996).
- [Bec98] C. Beck, R. Nouicer, D. Mahboub, B. Djerroud, R.M. Freeman, A. Hachem, T. Matsuse, Sl. Cavallaro, E. de Filippo, G. Lanzaón, A. Pagano, M.L. Sperduto, R. Dayras, E. Berthoumieux, R. Legrain et E. Pollacco,
Eur. Phys. J. A **2**, 281 (1998).
- [Bec00a] C. Beck, M. Rousseau, C. Bhattacharya, V. Rauch, R.M. Freeman, F. Haas, O. Dorvaux, K. Eddahbi, O. Stezowski, S. Szilner, D. Mahboub, A. Szanto de Toledo, A. Hachem, E. Martin et S.J. Sanders,
Proceedings of the 9th International Conference on Nuclear Reactions, Varenna, Italy, June 5-9, 2000, à paraître à *Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente* (2000).
- [Bec00b] C. Beck, R. Nouicer, D. Disdier, D. Duchène, G. de France, R.M. Freeman, F. Haas, A. Hachem, D. Mahboub, V. Rauch, M. Rousseau, S.J. Sanders et A. Szanto de Toledo,
Phys. Rev. C (accepté pour publication en janvier 2001) Preprint **IReS 00.13** (2000)
- [Bel94] G. Belier,
Elaboration d'un multidétecteur de particules chargées et application à la physique

- auprès du VIVITRON,
Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, **CRN 94-34** (1994)
- [Bel97] T. Bellot,
Etude des mécanismes de réaction entre ions lourds aux énergies VIVITRON à l'aide du multidétecteur de particules chargées ICARE,
Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, **IReS 97-34** (1997)
- [Ben89] F. Benrachi, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain, C. Pastor, D. Seghier, K. Zaid, A. Giorni, D. Heuer, A. Lleres, C. Morand, P. Stassi et J.B. Viano,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A281**, 157 (1989).
- [Ber76] C. Berks et al.,
Verhandlungen der D.P.G., 11 (1976).
- [Bet30] H.A. Bethe,
Z. Phys. **5**, 325 (1930).
- [Bett81a] R. R. Betts, S.B. DiCenzo et J.F. Petersen,
Phys. Lett. **100B**, 117 (1981).
- [Bett81b] R.R. Betts, H.-G. Clerc, B.B. Back, I. Ahmad, K.L. Wolf et B.G. Glagola,
Phys. Rev. Lett. **46**, 313 (1981).
- [Bett81c] R.R. Betts, B.B. Back et B.G. Glagola,
Phys. Rev. Lett. **47**, 23 (1981).
- [Bha99] C. Bhattacharya, M. Rousseau, C. Beck, V. Rauch, D. Mahboub, R. Nouicer, R.M. Freeman, O. Stezowski, S. Belhabib, A. Hachem, E. Martin, A. Dummer, S.J. Sanders et A. Szanto de Toledo,
Nucl. Phys. **A654**, 841 (1999)
- [Big61] J.A. Biggerstaff, R.L. Becker, et M.T. McEllistrem,
Nucl. Instrum. Methods **10**, 327 (1961).
- [Bir64] J.B. Birks,
International Series of Monographs on Electronics and Instrumentation, vol. 27, The Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press (1964).
- [Bir51] J.B. Birks,
Proc. Phys. Soc. (London) **A64**, 874 (1951).
- [Bou97] F. Bourguine, D. Cabaussel, D. Boivin, M. Aiche, M.-M. Aleonard, G. Barreau, J.-F. Chemin, T.P. Doan, J.P. Goudour, M. Harston, J.-N. Scheurer, A. Brondi, G. La Rana, R. Moro, A. Principe, E. Vardaci, et D. Curien,
Phys. Rev. C **56**, 3180 (1997).
- [Bla80] M. Blann,
Phys. Rev. C **21**, 1770 (1980).
- [Blu99] Y. Blumenfeld, F. Auger, J.E. Sauvestre, F. Marechal, S. Ottini, N. Alamanos, A. Barbier, D. Beaumel, B. Bonnereau, D. Charlet, J.F. Clavelin, P. Courtat, P. Delbourgo-Salvador, R. Douet, M. Engrand, T. Ethvignot, A. Gillibert, E. Khan, V. Lapoux, A.

- Lagoyannis, L. Laverne, S. Lebon, P. Lelong, A. Lesage, V. Le Ven, I. Lhenry, J.M. Martin, A. Musumarra, S. Pita, L. Petizon, E. Pollacco, J. Pouthas, A. Richard, D. Rougier, D. Santonocito, J.A. Scarpaci, J.L. Sida, C. Soulet, J.S. Stutzmann, T. Suomijarvi, M. Szmigiela, P. Volkov et G. Voltolini,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A421**, 471 (1999).
- [Blu91] D.J. Blumenthal, C.J. Lister, P. Chowdhury, B. Crowell, P.J. Ennis, Ch. Winter, T. Drake, A. Galindo-Uribarri, G. Zwartz, H.R. Andrews, G.C. Ball, D. Radford, D. Ward, et V.P. Janzen,
Phys. Rev. Lett. **66**, 3121 (1991).
- [Boh69] A. Bohr et B.R. Mottelson,
Nucl. Stru. W.A. Benjamin, Inc. **V1**, 281 (1969).
- [Box94] P.F. Box, K.A. Griffioen, P. Decowski, T. Bootsma, E. Gierlik, G. J. van Nieuwenhuizen, C. Twenhofel, R. Kamermans, H.W. Wilschut, A. Giorni, C. Morand, A. Demeyer et D. Guinet,
Phys. Rev. C **50**, 934 (1994).
- [But79] P.J.A. Buttle and L.J.B. Goldfarb
Nucl. Phys. **A176**, 299 (1979).
- [Bra98] F. Brandolini, S.M. Lenzi, D.R. Napoli, R.V. Ribas, H. Somacal, C.A. Ur, D. Bazzacco, J.A. Cameron, G. de Angelis, M. De Poli, C. Fahlander, A. Gadea, S. Lunardi, G. Martinez-Pinedo, N.H. Medina, C. Rossi Alvarez, J. Sánchez-Solano et C.E. Svensson,
Nucl. Phys. **A642**, 387 (1998).
- [Cam96] J.A. Cameron, J. Jonkman, C.E. Svensson, M. Gupta, G. Hackman, D. Hyde, S.M. Mullins, J.L. Rodriguez, J.C. Waddington, A. Galindo-Uribarri, H.R. Andrews, G.C. Ball, V.P. Janzen, D.C. Radford, D. Ward, T.E. Drake, M. Cromaz, J. DeGraaf et G. Zwartz,
Phys. Lett. **B387**, (1996) 266.
- [Cas98] J.M. Casandjian, W. Mittig, A. Pakou, N. Alamanos, G. Auger, F. Auger, M. Chartier, D. Cortina-Gil, V. Fekou-Youmbi, B. Fernandez, A. Gillibert, A. Lepine, M. McCormick, A. Ostrowski, P. Roussel-Chomaz et J.L.Sida,
Phys. Lett. **430B**, 43 (1998).
- [Cat80] G.L. Catchen, M.Kaplan, J.M. Alexander et M.F. Rivet,
Phys. Rev. C **21**, 940 (1980).
- [Cav95] S. Cavallaro, C. Beck, E. Berthoumieux, R. Dayras, E. De Filippo, G. Di Natale, B. Djerroud, R.M. Freeman, A. Hachem, F. Haas, B. Heusch, G. Lanzano, R. Legrain, D. Mahboub, A. Morsad, A. Pagano, E. Pollacco, S.J. Sanders et M.L. Sperduto,
Nucl. Phys. **A583**, 164 (1995).
- [Cav98] S. Cavallaro, E. De Filippo, G. Lanzano, A. Pagano, M.L. Sperduto, R. Dayras, R. Legrain, E. Pollacco, C. Beck, B. Djerroud, R.M. Freeman, F. Haas, A. Hachem, B. Heusch, D. Mahboub, A. Morsad, R. Nouicer et S.J. Sanders,
Phys. Rev. C **57**, 731 (1998).

- [Cha95] A. Chabane,
Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier Grenoble I, **ISN 95-45** (1995)
- [Cha88a] R.J. Charity, D.R. Bowman, Z.H. Liu, R.J. McDonald, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, L.G. Moretto, S. Bradley, W.L. Kehoe et A.C. Mignerey,
Nucl. Phys. **A476**, 516 (1988).
- [Cha88b] R.J. Charity, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Moretto, D.J. Sarantites, L.G. Sobotka, G. Guarino, A.Pantaleo, L.fiore, A. Gobbi et K.D. Hildenbrand,
Nucl. Phys. **A483**, 371 (1988).
- [Cha90] R.J. Charity, K.X. Jing, D.R. Bowman, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, L.G. Moretto, N. Colonna, G. Guarino, A.Pantaleo, L.fiore, A. Gobbi et K.D. Hildenbrand,
Nucl. Phys. **A511**, 59 (1990).
- [Cho84] R.K. Choudhury, P.L. Gonthier, K. Hagel, M.N. Namboodiri, J.B. Natowitz, L. Adler, S. Simon, S. Kniffen et G. Bergowitz,
Phys. Lett. **143B**, 74 (1984).
- [Cin79] N. Cindro, J.D. Moses, N. Stein, M. Gates, D.M. Drake, D.L. Hanson et J.W. Sunier,
Phys. Lett. **84B**, 55 (1979).
- [Coh74] S. Cohen, F. Plasil et W.J. Swiatecki,
Ann. of Phys. **82**, 557 (1974).
- [Col80] A.J.Cole, N.Longequeue, J.Menet, J.J.Lucas, R.Ost et J.B.Viano,
Nucl. Phys. **A341**, 284 (1980).
- [Col92] N. Colonna, G.J. Wozniak, A. Veeck, W. Skulski, L. Manduci, P.M. Milazzo et P.F. Martinu,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A321**, 529 (1992).
- [Cow99] R.L. Cowin, D.L. Watson, S.P.G. Chappell, N.M. Clarke, M. Freer, B.R. Fulton, R.A. Cunningham, N. Curtis, G.K. Dillon, J. Lilley, C.D. Jones, P. Lee et W.D.M. Rae,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A423**, 75 (1999).
- [Cur00] N. Curtis, M. Shawcross, W.N. Catford, B.R. Fulton, N.M. Clarke, S.J. Hall, J.T. Murgatroyd, S.P.G. Chappell, R.L. Cowin, G. Dillon et D.L. Watson,
Phys. Rev. C **61**, 064606 (2000).
- [Dal54] R.H. Dalitz
Phys. Rev. **4**, 1046 (1954).
- [Dec88] P. Decowski, E.A. Bakkum, P.F. Box, K.A. Griffioen, R. Kamermans et R.J.Meijer,
Phys. Rev. C **37**, 2495 (1988).
- [Dec92] P. Decowski, E. Gierlik, P.F. Box, K.A. Griffioen, R.J. Meijer, G.J. van Nieuwenhuizen, H.W. Wilschut, A. Giorni, C. Morand, A. Demeyer et D.Guinet,
Phys. Rev. C **46**, 667 (1992).
- [DeS90] R.T. De Souza, N. Carlin, Y.D. Kim, J. Ottarson, L. Phair, D.R. Bowman, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, R.A. Pelak, T. Peterson, G. Poggi, M.B. Tsang et H.M.Xu,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A295**, 109 (1990).

- [Dic81] S.B. DiCenzo, J.F. Petersen et R.R. Betts,
Phys. Rev. C **23**, 2561 (1981).
- [Die95] K. Dietrich, K. Pomorski et J. Richert,
Z. Phys. **A351**, 397 (1995).
- [Dil73] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach et M. Uhl,
Nucl. Phys. **A217**, 269 (1973).
- [Dis92] D. Disdier, B. Lott, V. Rauch et F. Scheibling,
Proc. of the Int. Conf. on New Nuclear Physics with Advanced Techniques (eds. F.A. Beck, S. Kossionides et C.A. Kalfas, *World Scientific Co*, Singapore), p. 390 (1992).
- [Dje92] B.Djerroud,
Mise en évidence de la fission asymétrique dans le processus de désexcitation du noyau ^{47}V ,
Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, **CRN 92-32** (1992)
- [Dos78] T. Dössing,
Licentiat Thesis, Niels Bohr Institute, Univ. of Copenhagen, (1978).
- [Dos81] T. Dössing,
Nucl. Phys. **A357**, 488 (1981).
- [Dra89] D. Drain, A. Giorni, D. Hilscher, C. Ristori, J. Alarja, G. Barbier, R. Bertholet, R. Billerey, B. Chambon, B. Cheynis, J. Crancon, A. Dauchy, P. Desesquelles, A. Fontenille, L. Guyon, D. Heuer, A. Lleres, M. Maurel, E. Monnard, C. Morand, H. Nifenecker, C. Pastor, J. Pouxé, H. Rossner, J. Saint-Martin, F. Schussler, P. Stassi, M. Tournier et J.B. Viano,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A281**, 528 (1989).
- [Ena00] C. Eaux,
Rapport de stage Janus, IReS, Août 2000 (non publié).
- [Eri58] T. Ericson et V. Strutinski,
Nucl. Phys. **8**, 284 (1958).
- [Esw93] M.A. Eswaran, S. Kumar, E.T. Mirgule, D.R. Chakrabarty, V.M. Datar, N.L. Ragoowansi et U.K. Pal,
Phys. Rev. C **47**, 1418 (1993).
- [For88] B. Fornal, G. Prete, G. Nebbia, F. Trotti, G. Viesti, D. Fabris, K. Hagel et J.B. Natowitz,
Phys. Rev. C **37**, 2624 (1988).
- [For89] B. Fornal, G. Viesti, G. Nebbia et J.B. Natowitz,
Phys. Rev. C **40**, 664 (1989).
- [For91a] B. Fornal, F. Gramegna, G. Prete, R. Burch, G. D'Erasmus, E.M. Fiore, L. Fiore, A. Pantaleo, V. Patichio, G. Viesti, P. Blasi, M. Cinausero, F. Lucarelli, M. Anghinolfi, P. Corvisiero, M. Taiuti, A. Zucchiatti, P.F. Bortignon, D. Fabris, G. Nebbia et J.A. Ruiz,
Phys. Rev. C **44**, 2588 (1991).

- [For91b] B. Fornal, F. Gramegna, G. Prete, R. Burch, G. D'Erasmus, E.M. Fiore, L. Fiore, A. Pantaleo, V. Patocchio, G. Viesti, P. Blasi, N. Gelli, F. Lucarelli, M. Anghinolfi, P. Corvisiero, M. Taiuti, A. Zucchiatti, P.F. Bortignon, J.A. Ruiz, G. Nebbia, M. Gonin et J.B. Natowitz,
Phys. Lett. B **255**, 325 (1991).
- [For91c] B. Fornal, F. Gramegna, G. Prete, R. Burch, G. D'Erasmus, E.M. Fiore, L. Fiore, A. Pantaleo, V. Patocchio, G. Viesti, P. Blasi, N. Gelli, F. Lucarelli, M. Anghinolfi, P. Corvisiero, M. Taiuti, A. Zucchiatti, P.F. Bortignon, D. Fabris, G. Nebbia, J.A. Ruiz, M. Gonin et J.B. Natowitz,
Z. Phys. **A340**, 59 (1991).
- [Fox96] D. Fox, D.R. Bowman, G.C. Ball, A. Galindo-Uribarri, E. Hagberg, D. Horn, L. Beaulieu et Y. Larochelle,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A374**, 63 (1996).
- [Fre98] M. Freer, N.M. Clarke, B.R. Fulton, J.T. Murgatroyd, A.St.J. Murphy, S.P.G. Chappell, R.L. Cowin, G. Dillon, D.L. Watson, W.N. Catford, N. Curtis, M. Shawcross et V.F.E. Pucknell,
Phys. Rev. C **57**, 1277 (1998).
- [Fus92] E. Fuschini, F. Malaguti, S. Ostuni, E. Verondini, G. Vannini, A. Bracco, I. Iori, A. Moroni, E. Fioretto, R.A. Ricci, P. Boccaccio, L. Vannucci, A. D'Arrigo, G. Giardina et A.Taccone,
Phys. Rev. C **46**, R25 (1992).
- [Gai84] M. Gai, G.M. Berkowitz, P. Braun-Munsinger, C.M. Jachcinski, C.E. Ordoñez, T.R. Renner et C.D. Uhlhorn,
Cours Ecole Joliot-Curie, Maubuisson, Septembre 1997 ;
Phys. Rev. C **30**, 925 (1984).
- [Gal98] B. Gall,
Cours Ecole Joliot-Curie, Maubuisson, Septembre 1997 ;
Rapport IReS **98-08**
- [Gar82] S.Gary et C.Volant,
Phys. Rev. C **25**, 1877 (1982).
- [Gav80] A. Gavron,
Phys. Rev. C **20**, 230 (1980).
- [Gil70] J. Gilat,
Phys. Rev. C **1**, 1432 (1970).
- [Gon88] W.G. Gong, Y.D. Kim, G. Poggi, Z. Chen, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M.R. Maier, T. Murakami, M.B. Tsang et K. Kwiatkowski,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A268**, 190 (1988).

- [Gom81] J. Gomez Del Campo et R.G. Stokstad,
Description and use of the Monte Carlo Code "LILITA" ORLN/TH-7295.
- [Gom83] J. Gomez Del Campo, D. Shapira, J.A. Biggerstaff, C.D. Moak, P.D. Miller, N. Neskovic, R.W. Fearick et J.P.F. Sellschop,
Phys. Rev. Lett. **51**, 451 (1983).
- [Gov87] I.M. Govil, J.R. Huizenga, W.U. Schröder et J. Töke,
Phys. Lett. B **197**, 515 (1987).
- [Gov98] I.M. Govil, R. Singh, A. Kumar, J. Kaur, A.K. Sinha, N. Madhavan, D.O. Kataria, P. Sugathan, S.K. Kataria, K. Kumar, B. John et G.V. Ravi Prasad,
Phys. Rev. C **57**, 1269 (1998).
- [Gov00] I.M. Govil, R. Singh, A. Kumar, S.K. Datta et S.K. Kataria,
Nucl. Phys. **A674**, 377 (2000).
- [Gro67] J.R. Grover et J. Gilat,
Phys. Rev. **157**, 860 (1967).
- [Gras85a] H. Grassmann, E. Lorentz, et H.-G. Moser,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A228**, 323 (1985).
- [Gras85b] H. Grassmann, H.-G. Moser, H. Dietl, G. Eigen, V. Fonseca, E. Lorenz et G. Mageras,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A254**, 122 (1985).
- [Gri90] K.A. Griffioen, R.J. Meijer, P.F. Box, P. Decowski, G.J. van Nieuwenhuizen, R. Kamer-mans, H.W. Wilschut, A. Giorni, C. Morand, A. Demeyer et D.Guinet,
Phys. Lett. B **237**, 24 (1990).
- [Gue80] D. Guerreau et R. Babinet
Journ. de Phys. Colloque C10 **41**, 217 (1980).
- [Gui89] D. Guinet, B. Chambon, B. Cheynis, A. Demeyer, D. Drain, X.C. Hu, C. Pastor, L. Vagneron et K. Zaid,
Peprint Lycen **8903** (1989).
- [Gwi63] R. Gwin et R.B. Murray,
Phys. Rev. **131**, 501 (1963) et références incluses.
- [Hal57] M.L. Halbert,
Phys. Rev. **107**, 647 (1957).
- [Hal68] I. Halpern, B.J. Shephered et C.F. Williamson,
Phys. Rev. **169**, 805 (1968).
- [Han96] X.-L. Han et C.-L. Wu,
Atomic Data and Nuclear Data Tables **63**, 117 (1996).
- [Har86] B.A. Harmon, S.T. Thornton, D. Shapira, J. Gomez del Campo et M. Beckerman,
Phys. Rev. C **34**, 552 (1986).
- [Har88] B.A. Harmon, D. Shapira, P.H. Stelson, B.L. Burks, K.A. Erb, B. Shivakumar, K. Teh et S.T. Thornton,
Phys. Rev. C **38**, 572 (1988).

- [Hau52] H. Hauser et H. Feshbach,
Phys. Rev. **87**, 366 (1952).
- [Hil53] D.L. Hill et J.A. Wheeler,
Phys. Rev. **89**, 1102 (1953).
- [Hod69] P.E. Hodgson,
Ann. Rev. Nucl. Sci. **17**, 1 (1969).
- [Hof50] R. Hofstadter,
Nucleonic **6(5)**, 70 (1950).
- [Hor92] D. Horn, G.C. Ball, A. Galindo-Uribarri, E. Hagberg et R.B. Walker,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A320**, 273 (1992).
- [Hui61] J.R. Huizenga et G. Igo,
Nucl. Phys. **29**, 462 (1961).
- [Hui89] J.R. Huizenga, A.N. Behkami, I.M. Govil, W.U. Schröder et J. Töke,
Phys. Rev. C **40**, 668 (1989).
- [Hui98] S.K. Hui, A.K. Ganguly, C.R. Bhuinya, T. Sur, A. Chatterjee, S.K. Datta et A. Mandal,
Nucl. Phys. **A641**, 21 (1998); Erratum *Nucl. Phys.* **A645**, 605 (1999).
- [Ior93] I. Iori, L. Manduci, A. Moroni, R. Scardaoni, Sun ChongWen, Zhang Yuzhao, Zhang Guangming, F. Giglio, E. Mora, G. di Pietro, L. Delleria, A. Cortesi, R. Bassini, C. Boaino, S. Brambilla, M. Lalatesta, M. Bruno, M. D'Agostino, M.L. Fiandri, E. Fuschini, P.M. Milazzo, G. Busacchi, F. Gramegna, P. Butazzo, G.V. Margaggiotti, G. Vannini, G. Auger et E. Plagnol,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A325**, 458 (1993).
- [Iwa91] A. Iwamoto et R. Herrmann,
Z. Phys. **A338**, 303 (1991).
- [Jan99] J. Jänker, H. Leitz, K.E.G. Löbner, M. Morales et H.G. Thies, *Eur. Phys. J. A* **4**, 147 (1999).
- [Jan91] R.V.F. Janssens et T.L. Khoo,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **41**, 321 (1991).
- [Jor79] W.J. Jordan, J.V. Maher et J.C. Peng,
Phys. Lett. **87B**, 38 (1979).
- [Kam98] D.V. Kamanin, W. Wagner et H.-G. Ortlepp,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A413**, 127 (1998).
- [Kil92] M. Kildir, G. La Rana, R. Moro, A. Brondi, A. D'Onofrio, E. Perillo, V. Roca, M. Romano et F. Terrasi
Phys. Rev. C **46**, 2264 (1992).
- [Kil95] M. Kildir, G. La Rana, R. Moro, A. Brondi, E. Vardaci, A. D'Onofrio, D. Fessas, E. Perillo, V. Roca, M. Romano, F. Terrasi, G. Nebbia, G. Viesti et G. Prete,
Phys. Rev. C **51**, 1873 (1995).

- [Kle93] R. Klein, J.P. Mastio et M.A. Molinari,
Rapport d'activité C.R.N., 113 (1993).
- [Kra79] H.J. Krappe, J.R. Nix et A.J. Sierk,
Phys. Rev. C **20**, 992 (1979).
- [Kre87] P. Kreutz, A. Kühmichel, C. Pinkenburg, J. Pochodzalla, Z.Y. Guo, U. Lynen, H. Sann,
W. Trautmann et R. Trockel,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A260**, 120 (1987).
- [Kwi95] K. Kwiatkowski, D.S. Bracken, K.B. Morley, J. Brzychczyk, E. Renshaw Foxford, K.
Komisarcik, V.E. Viola, N.R. Yoder, J. Dorsett, J. Poehlman, N. Madden et J. Ottarson,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A360**, 571 (1995).
- [Lar88] G. La Rana, R. Moro, A. Brondi, P. Cuzzocrea, A. D'Onofrio, E. Perillo, M. Romano,
F. Terrasi, E. Vardaci et H. Dumont,
Phys. Rev C **37**, 1920 (1988).
- [Lar89] G. La Rana, R. Moro, A. Brondi, P. Cuzzocrea, A. D'Onofrio, E. Perillo, M. Romano et
F. Terrasi,
Phys. Rev. C **40**, 2425 (1989).
- [Lar94] Y. Larochelle, L. Beaulieu, B. Djerroud, D. Dore, P. Gendron, E. Jalbert, R. Laforest,
J. Pouliot, R. Roy, M. Samri et C. St-Pierre,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A348**, 167 (1994).
- [Lan66] D.W. Lang,
Nucl Phys. **77**, 545 (1966).
- [Lee86] S.M. Lee, W. Yokota, T. Matsuse,
Proceedings of the International Symposium on The Many Facets of Heavy-Ion Fusion
Reactions, Argonne (USA), 1986, Argonne National Laboratory Report No. ANL-PHY-
86-1, P. 272.
- [Len96] S.M. Lenzi, D.R. Napoli, A. Gadea, M.A. Cardona, D. Hojman, M.A. Nagarajan, C.
Rossi Alvarez, N.H. Medina, G. de Angelis, D. Bazzacco, M.E. Debray, M. De Poli, S.
Lunardi et D. de Aculia,
Z. Phys. **A354**, 117 (1996).
- [Les82] K.T. Lesko, D.K. Lock, A. Lazzarini, R. Vandenbosch, V. Metag et H. Dobre,
Phys. Rev. C **25**, 872 (1982).
- [Mac00a] A.O. Macchiavelli, P. Fallon, R.M. Clark, M. Croma,, M.A. Deleplanque, R.M. Dia-
mond, G.J. Lane, I.Y. Lee, F.S. Stephens, C.E. Svensson, K. Vetter et D. Ward
Phys. Lett. B **480**, 1 (2000).
- [Mac00b] A.O. Macchiavelli, P. Fallon, R.M. Clark, M. Cromaz, M.A. Deleplanque, R.M. Dia-
mond, G.J. Lane, I.Y. Lee, F.S. Stephens, C.E. Svensson, K. Vetter et D. Ward
Phys. Rev. C **61**, 041303 (2000).
- [Mah96] D. Mahboub,
Etude des corrélations angulaires de particules légères chargées dans la réaction $^{35}\text{Cl}(260$

- MeV)+²⁴Mg,
Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, **CRN 96-36** (1996).
- [Maj87] Z. Majka, M.E. Brandan, D. Fabris, K. Hagel, A. Menchaca-Rocha, J.B. Natowitz, G. Nebbia, G. Prete, B. Sterling et G. Viesti,
Phys. Rev. C **35**, 2125 (1987).
- [Mas94] P.F. Mastinu, P.M. Milazzo, M. Bruno, M. D'Agostino et L. Manduci,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A338**, 419 (1994); *Erratum* **A343**, 663 (1994).
- [Mat84] T. Matsuse,
Proceedings of the International Symposium on Heavy Ion Fusion Reactions, Tsukuba (Japan), p. 112 (1984).
- [Mat90] T. Matsuse, S.M. Lee et C. Beck,
Proceedings of the Symposium on Heavy-Ion Physics and application, Lanzhou (China), eds. W.Q. Shen, Y.X. Luo, J.Y. Liu (World Scientific) p. 95 (1990).
- [Mat97] T. Matsuse, C. Beck, R. Nouicer et D. Mahboubd,
Phys. Rev. C **55**, 1380 (1997).
- [Med79] L.R. Medsker, L.V. Theisen, L.H. Fry, Jr. et J.S. Clements,
Phys. Rev. C **19**, 790 (1979).
- [Mei87] R.J. Meijer, A. Van den Brink, E.A. Bakkum, P. Decowski, K.A. Griffioen et R. Kamermans,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A256**, 521 (1987).
- [Mei91] R.J. Meijer, P.F. Box, P. Decowski, E. Gierlik, R. Kamermans, G.J. van Nieuwenhuizen, K.A. Griffioen, H.W. Wilschut, A. Giorni, C. Morand, A. Demeyer et D.Guinet,
Phys. Rev C **44**, 2625 (1991).
- [Mer89] F. Merchez, S. Kox, C. Perrin, J. Mistretta, J.C. Gondrand, L.N. Imouk, P. Gretillat et E.Schwarz,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A275**, 133 (1989).
- [Mer84] M.C. Mermaz, M. Ruscev, M. Gai, J.F. Ennis, K.N. Gamadia, J.F. Shriner Jr., N. Tsoupas, S.M. Sterbenz et D.A. Bromley,
Nucl. Phys. **A429**, 351 (1984).
- [Mey63] A. Meyer et R.B. Murray,
Phys. Rev. **128**, 98 (1963).
- [Mey92] M.Meyer et J.P.Vivien,
Ann. Phys. (Paris) **17**, 11 (1992).
- [Mic64] A.Michalowicz,
Cinématique des réactions nucléaires, Dunod (1964).
- [Mig92] E. Migneco, C. Agodi, R. Alba, G. Bellia, R. Coniglione, A. Del Zoppo, P. Finocchiaro, C. Maiolino, P. Piattelli, G. Raia et P. Sapienza,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A314**, 31 (1992).

- [Miz00] T. Mizusaki, T. bye, Otsuka, M. Homma et B.A. Brown,
Phys. Scr. **T88**, 107 (2000).
- [Mor75] L.G. Moretto, S.K. Kataria, R.C. Jared, R. Schmitt et S.G. Thompson,
Nucl. Phys. **A225**, 491 (1975).
- [Mor88] R. Moro, G. la Rana, A. Brondi, P. Cuzzocrea, A. D'Onofrio, E. Perillo, M. Romano,
F. Terrasi, E. Vardaci et H. Dumont
Nucl. Phys. **A477**, 120 (1988).
- [Mor82] H Morgenstern, W. Bohne, W. Grabish, D.G. Kovar et H. Lehr,
Phys. Lett. **113B**, 463 (1982).
- [Mor83] H Morgenstern, W. Bohne, W. Grabish, H. Lehr et W. Stöfler,
Z. Phys. **A313**, 39 (1983).
- [Mor84] H Morgenstern, W. Bohne, W. Galster et A. Kyanowski,
Phys. Rev. Lett. **52**, 1104 (1994).
- [Mur61] R.B. Murray et A. Meyer,
Phys. Rev. **122**, 815 (1961).
- [Mye64] W.D. Myers et W.J. Swiatecki,
Ark. Phys. **36**, 343 (1967).
- [Mye74] W.D. Myers et W.J. Swiatecki,
Ann. of Phys. **84**, 186 (1974).
- [Nag86] Y. Nagashima, J. Schimizu, T. Nakagawa, Y. Fukuchi, W. Yokota, K. Furuno, M.
Yamanouchi, S.M. Lee, N.X. Dai et T. Mikumo,
Phys. Rev. C **33**, 176 (1986).
- [Nat88] J.B. Natowitz,
Nucl. Phys. **A482**, 171c (1988).
- [New61] E. Newman,
Phys. Rev. **122**, 1520 (1961).
- [Nic89] N.G. Nicolis et D.G. Sarantites,
Phys. Rev. C **40**, 2422 (1989).
- [Nor95] E. Norbeck, L.B. Yang, P. Pogodin et D. Swan,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A360**, 642 (1995).
- [Nor00] E. Norbeck, L.B. Yang, P.I. Pogodin, Y.W. Cheng, F.D. Ingram, O. Bjarki, S. Grevy,
D.J. Magestro, A.M. Vander Molen et G.D. Westfall
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A452**, 239 (2000).
- [Nou96] R. Nouicer, C. Beck, D. Mahboub, T. Matsuse, B. Djerroud, R.M. Freeman, A. Hachem,
Sl. Cavallaro, E. De Filippo, G. Lanzanó, A. Pagano, M.L. Sperduto, R. Dayras, E.
Berthoumieux, R. Legrain et E. Pollacco,
Z. Phys. **A356**, 5 (1996).

- [Nou97] R. Nouicer,
Processus de fusion-fission et spectroscopie gamma des produits binaires dans les collisions entre ions lourds légers,
Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, **IReS 97-34** (1997).
- [Nou99] R. Nouicer, C. Beck, R.M. Freeman, F. Haas, N. Aissaoui, T. Bellot, G. de France, D. Disdier, G. Duchène, A. Elanique, A. Hachem, F. Hoellinger, D. Mahboub, V. Rauch, S.J. Sanders, A. Dummer, F.W. Prosser, A. Szanto de Toledo, Sl. Cavallaro, E. Uegaki et Y. Abe,
Phys. Rev. C **60**, 41303 (1999).
- [Obe92] A. Oberstedt, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, W. Rosch, G. Schrieder, D. Bellm, R. Gentner, K. Keller, L. Lassen, U. Seibert, D. Hilscher et M. Lehmann,
Nucl. Phys. A **548**, 525 (1992).
- [Ort98] H.-G. Ortlepp, W. Wagner, C.-M. Herbach, A.A. Aleksandrov, I.A. Aleksandrova, M. Andrassy, A. Budzanowski, B. Czech, M. Danziger, L. Dietterle, V.N. Doronin, S. Dshemuchadse, A.S. Fomichev, W.D. Fromm, M. Gebhardt, P. Gippner, K. Heidel, Sh. Heinitz, H. Homeyer, S.A. Ivanovsky, D.V. Kamanin, I.V. Kolesov, A. Matthies, D. May, S.I. Merzlyakov, W. von Oertzen, Yu.Ts. Oganessian, G. Pausch, Yu.E. Penionzhkevich, Yu.V. Pyatkov, S.V. Radnev, G. Renz, L.A. Rubinskaya, I.D. Sandrev, K.D. Schilling, W. Seidel, D.I. Shishkin, A.P. Sirotin, H. Sodan, O.V. Strelakovsky, V.G. Tishchenko, V. V. Trofimov, I.P. Tsurin, C. Umlauf, D.V. Vakatov, V.M. Vasko, V.A. Vitenko, E. Will, M. Wilpert, R. Yanez, V.E. Zhuchko, P. Ziem et L. Zrodowski,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **403**, 65 (1998).
- [Ost80] R. Ost, A.J. Cole, M.R. Clover, B.R. Fulton et B. Sikora,
Nucl. Phys. A **342**, 185 (1980).
- [Pag97] A. Pagano, S. Aiello, A. Anzalone, M. Baldo, R. Barna, G. Cardella, V. D'Amico, S. Cavallaro, E. De Filippo, A. De Pasquale, S. Femino, M. Geraci, F. Giustolisi, P. Guazzoni, C. Iacono-Manno, A. Italiano, G. Lanzalone, G. Lanzano, M. Licandro, U. Lombardo, S. Lo Nigro, M. Papa, S. Pirrone, G. Politi, F. Porto, A. Rapisarda, F. Rizzo, S. Sambataro, M.L. Sperduto, C. Sutura et L. Zetta,
Ricerca Scient. ed Edu. Perm. Supp. **110**, 215 (1997).
- [Pap95] M. Papa, G. Cardella, A. Di Pietro, S.L. Li, A. Musumarra, G. Pappalardo, F. Rizzo, A. De Rosa, G. Inghima, M. La Commara, D. Pierroutsakou et M. Romoli,
Z. Phys. A **353**, 205 (1995).
- [Per63] C.M. Perey,
Phys. Rev. **131**, 745 (1963).
- [Per76] C.M. Perey et F.G. Perey,
Atom. Dat. and Nucl. Dat. Tab. **17**, 1 (1976).
- [Poc85] D. Počanić, R. Čaplar, G. Vourvopoulos et X. Aslanoglou
Nucl. Phys. A **444**, 303 (1985).

- [Pou95] J. Pouthas, B. Borderie, R. Dayras, E. Plagnol, M.F. Rivet, F. Saint-Laurent, J.C. Steckmeyer, G. Auger, C.O. Bacri, S. Barbey, A. Barbier, A. Benkirane, J. Benlliure, B. Berthier, E. Bougamont, P. Bourgault, P. Box, R. Bzyl, B. Cahan, Y. Cassagnou, D. Charlet, J.L. Charvet, A. Chbihi, T. Clerc, N. Copinet, D. Cussol, M. Engrand, J.M. Gautier, Y. Huguet, O. Jouniaux, J.L. Laville, A. Leconte, R. Legrain, P. Lelong, M. Le Guay, L. Martina, C. Mazur, P. Osrin, L. Olivier, J.P. Passerieux, S. Pierre, B. Piquet, E. Plaige, E. Pollacco, B. Raine, A. Richard, J. Ropert, C. Spitaels, L. Stab, D. Sznajderman, L. Tassan-Got, J. Tillier, M. Tripon, P. Vallerand, C. Volant, P. Volkov, J.P. Wielecko et G. Wittwer,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A357**, 418 (1995).
- [Pom96] K. Pomorski, J. Bartel, J. Richert et K. Dietrich,
Nucl. Phys. **A605**, 87 (1996).
- [Puh77a] F. Pühlhofer,
Nuc. Phys. **A280**, 267 (1977).
- [Puh77b] F. Pühlhofer, W.F.W Schneider, F. Bush, J. Barette, P. Braun-Munzinger, C.K. Gelbke et H.E. Wegner
Phys. Rev. C **16**, 1010 (1977).
- [Qui59] A.R. Quinton, C.E. Anderson et W.J. Knox,
Phys. Rev. **115**, 886 (1959).
- [Rac83] R.A. Racca, P.A. De Young, J.J. Kolata et R.J. Thornburg,
Phys.Lett. **129B**, 294 (1983).
- [Rau00] V. Rauch,
Communication privée.
- [Ray86] A. Ray, D.D. Leach, R. Vandenbosch, K.T. Lesko et D.Shapira,
Phys. Rev. Lett. **57**, 815 (1986).
- [Ray91] A. Ray, D. Shapira, M.L. Halbert, J. Gomez del Campo, H.J. Kim, J.P. Sullivan, B. Shivakumar et J.Mitchell,
Phys. Rev. C **43**, 1789 (1991).
- [Ros49] B.Rossi et H. Staub,
Ionization Chambers and counters, McGraw-Hill Company, inc(1949).
- [Rou99] M. Rousseau, V. Rauch, C. Beck, C. Bhattacharya et R.M. Freeman,
Rapport d'activité 97/98 IReS Strasbourg p. 206 (1999).
- [Rou00] M. Rousseau, C. Beck, C. Bhattacharya, V. Rauch, R.M. Freeman, F. Haas, O. Dorvaux, K. Eddahbi, O. Stezowski, S. Szilner, and D. Mahboub, A. Szanto de Toledo, A. Hachem, E. Martin, et S.J. Sanders,
Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics, eds. M. Korolija, Z. Basrak and R. Caplar (World Scientific Publishing Co., Singapore, 2000), p.189.
- [Rou01] M. Rousseau, C. Beck, C. Bhattacharya, V. Rauch, R.M. Freeman, F. Haas, O. Dorvaux, K. Eddahbi, O. Stezowski, S. Szilner, and D. Mahboub, C. Enaux, P. Papka, A.

- Szanto de Toledo, A. Hachem, E. Martin, et S.J. Sanders,
Contibution à "Nucleus-Nucleus Colissions International Conference", Strasbourg,
(2001); Preprint **IReS** à publié.
- [Rud69] F.H. Ruddy, B.D. Pate et E.W. Vogt,
Nuc. Phys. A **127**, 323 (1969).
- [Rud98] D. Rudolph, C. Baktash, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, W. Satula, M.J. Brinkman,
M. Devlin, H.-Q. Jin, D.R. LaFosse, L.L. Riedinger, D.G. Sarantites et C.-H. Yu,
Phys. Rev. Lett. **80**, 3018 (1998).
- [Rud99a] D. Rudolph, C. Baktash, M.J. Brinkman, E. Caurier, D.J. Dean, M. Devlin, J. Dobac,
L.L. Riedinger, D.G. Sarantites, W. Satula et C.-H. Yu,
Phys. Rev. Lett. **82**, 3763 (1999).
- [Rud99b] D. Rudolph, C. Baktash, M.J. Brinkman, M. Devlin, H.-Q. Jin, D.R. LaFosse, L.L.
Riedinger, D.G. Sarantites et C.-H. Yu,
Eur. Phys. J. A **4**, 115 (1999).
- [Sai84] S. Saini et R.R. Betts,
Phys. Rev. C **29**, 1769 (1984).
- [San91] S.J. Sanders,
Phys. Rev. C **44**, 2676 (1991).
- [San99] S.J. Sanders, A. Szanto de Toledo et C. Beck,
Phys. Rep. **311**, 487 (1999).
- [Sar67] D.G. Sarantites, P.-F. Hua, M. Devlin, L.G. Sobotka, J. Elson, J.T. Hood, D.R. LaFosse,
J.E. Sarantites et M.R. Maier,
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **381**, 418 (1996).
- [Sar96] D.G. Sarantites et B.D. Pake,
Nucl. Phys. A **93**, 545 (1967).
- [Sar00] D.G. Sarantites, C. Baktash, N.G. Nicolis, G. Garcia-Bermudez, V. Abenante, J.R.
Beene, N.R. Johnson, M.L. Halbert, D.C. Hensley, F.K. McGowan, H.C. Griffin, I.Y.
Lee, Z. Majka, M.A. Riley, T.M. Semkow, D.C. Stracener et A. Virtanen,
Phys. Rev. Lett. **64**, 2129 (1990).
- [Sch97] J-N. Scheurer, M. Aiche, M-M. Aleonard, G. Barreau, F. Bourgine, D. Boivin, D.
Cabaussel, J-F. Chemin, T.P. Doan, J-P. Goudour, M. Harston, A. Brondi, G. La Rana,
R. Moro, E. Vardaci et D. Curien,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **385**, 501 (1996).
- [Sch82] J. Schimizu, W. Yokota, T. Nkawaga, Y. Fukuchi, H. Yamaguchi, M. Sato, S. Hanashima,
Y. Nagashima, K. Furuno, K. Katori et S. Kubono,
Phys. Lett. **112B**, 323 (1982).
- [Sch77] W.U. Schröder, J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, K.L. Wolf et V.E. Viola Jr.,
Phys. Rev. C **16**, 623 (1977).

- [Sha82] D. Shapira, R. Novotny, Y.D. Chan, K.D. Erb, J.L.C. Ford Jr, J.C. Peng et J.D. Moses, *Phys. Lett.* **114B**, 111 (1982).
- [Sha84] D. Shapira, D. Schull, J.L.C. Ford Jr, B. Shivakumar, R.L. Parks, R.A. Cecil et S. Thornton, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1634 (1984).
- [Sha91] D. Shapira, K. Teh, J. Blankeship, B. Burks, L. Foutch, H.J. Kim, M. Korolija, J.W. McConnell, M. Messick, R. Novotny, D. Rentsch, J. Shea et J.P. Wieleczko, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A301**, 76 (1991).
- [Shi87] B. Shivakumar, S. Ayik, B.A. Harmon et D. Shapira, *Phys. Rev. C* **35**, 1730 (1987).
- [Shi92] B. Shivakumar, D.J. Blumenthal, S.V. Greene, J.T. Mitchell, D.A. Bromley, D. Shapira, J. Gomez del Campo, A. Ray et M.M. Hindi, *Phys. Rev. C* **46**, 1946 (1992).
- [Shl91] S. Shlomo et J.B. Natowitz, *Phys. Rev. C* **44**, 2878 (1991).
- [Sie86] A.J. Sierk, *Phys. Rev. C* **33**, 2039 (1986).
- [Sta90] L. Stab, *Nucl. Instr. Meth.* **A288**, 24 (1990).
- [Sin95] B. Singh, R.B. Firestone et S.Y.F. Chu, Table of Superdeformed Nuclear Bands and Fission Isomers *LBL-380034* (1995).
- [Sto58] R.S. Storey, W. Sack, et A. Ward, *Proc. Phys. Soc. (London)* **72**, 1 (1958).
- [Str90] D.W. Stracener, D.G. Sarantites, L.G. Sobotka, J. Elson, J.T. Hood, Z. Majka, V. Abenante, A. Chbihi et D.C. Hensley, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A294**, 485 (1990).
- [Str91] E. Strumberger, K. Dietrich et K. Pomorski, *Nucl. Phys.* **A529**, 522 (1991).
- [Sve97] C.E. Svensson, C. Baktash, J.A. Cameron, M. Devlin, J. Eberth, S. Flibotte, D.S. Haslip, D.R. LaFosse, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, R.W. MacLeod, J.M. Nieminen, S.D. Paul, L.L. Riedinger, D. Rudolph, D.G. Sarantites, H.G. Thomas, J.C. Waddington, W. Weintraub, J.N. Wilson, A.V. Afanasjev et I. Ragnarsson, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1233 (1997).
- [Sve98] C.E. Svensson, C. Baktash, G.C. Ball, J.A. Cameron, M. Devlin, J. Eberth, S. Flibotte, A. Galindo-Uribarri, D.S. Haslip, V.P. Janzen, D.R. LaFosse, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, R.W. MacLeod, J.M. Nieminen, S.D. Paul, D.C. Radford, L.L. Riedinger, D. Rudolph, D.G. Sarantites, H.G. Thomas, J.C. Waddington, D. Ward, W. Weintraub, J.N. Wilson, A.V. Afanasjev et I. Ragnarsson, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2558 (1998).

- [Sve99] C.E. Svensson, D. Rudolph, C. Baktash, M.A. Bentley, J.A. Cameron, M.P. Carpenter, M. Devlin, J. Eberth, S. Flibotte, A. Galindo-Uribarri, G. Hackman, D.S. Haslip, R.V.F. Janssens, D.R. LaFosse, T.J. Lampman, I.Y. Lee, F. Lerma, A.O. Macchiavelli, J.M. Nieminen, S.D. Paul, D.C. Radford, P. Reiter, L.L. Riedinger, D.G. Sarantites, B. Schaly, D. Seweryniak, O. Thelen, H.G. Thomas, J.C. Waddington, D. Ward, W. Weintraub, J.N. Wilson, C.H. Yu, A.V. Afanasjev et I. Ragnarsson, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3400 (1999).
- [Sve00] C.E. Svensson, A.O. Macchiavelli, A. Juodagalvis, A. Poves, I. Ragnarsson, S. Eberg, D.E. Appelbe, R.A.E. Austin, C. Baktash, G.C. Ball, M.P. Carpenter, E. Caurier, R.M. Clark, M. Cromaz, M.A. Deleplanque, R. M. Diamond, P. Fallon, M. Furlotti, A. Galindo-Uribarri, R.V.F. Janssens, G.J. Lane, I.Y. Lee, M. Lipoglavsek, F. Nowacki, S.D. Paul, D.C. Radford, D.G. Sarantites, D. Seweryniak, F.S. Stephens, V. Tomov, K. Vetter, D. Ward et C. H. Yu, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2693 (2000).
- [Toe72] C. Toepffler
Z. Phys. **253**, 78 (1972).
- [Tho64] T.D. Thomas,
Nucl. Phys. **53**, 538 (1964).
- [Thu99] S. Thummerer,
Thesis, FU-Berlin (1999).
- [Thu00] S. Thummerer, B. Gebauer, H.G. Bohlen, W. von Oertzen, D. Bazzacco, S.M. Lenzi, A. Algora, G. de Angelis, A. Gadea, D.R. Napoli, C. Borcea, F. Donau, L. Kaubler, H. Schnare, R. Schwenger, I. Peter, C. Beck, C. Bhattacharya, M. Rousseau, R. Nouicer et J. Lisle,
Physica Scripta **T88**, 114 (2000).
- [Thu01] S. Thummerer, W. von Oertzen, B. Gebauer, D.R. Napoli, S.M. Lenzi, A. Gadea, C. Beck et M. Rousseau,
Journal of Physics G, (2000) ; Preprint **IReS 99-22**.
- [Twe90] C.J.W. Twenhofel, P.F. Box, P. Schotanus, T.M.V. Bootsma, G.J. van Nieuwenhuizen, P. Decowski, et R. Kamermans,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **B51**, 58 (1990).
- [Twi86] P.J. Twin, B.M. Nyakò, A.H. Nelson, J. Simpson, M.A. Bentley, H.W. Cranmer-Gordon, P.D. Forsyth, D. Howe, A.R. Mokhtar, J.D. Morrisson et J.F. Sharpey-Schafer,
Phys. Rev. Lett. **57**, 811 (1986).
- [Vaz84] L. Vaz et J.M. Alexander,
Z. Phys. **A318**, 231 (1984).
- [Vie86] G. Viesti, G. Prete, D. Fabris, K. Hagel, G. Nebbia, et A. Menchaca-Rocha,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A252**, 75 (1986).

- [Vie88] G. Viesti, B. Fornal, D. Fabris, K. Hagel, J.B Natowitz, G. Nebbia, G. Prete, et F. Trotti,
Phys. Rev. C **38**, 2640 (1988).
- [Vin90] M.F. Vineyard, J.S. Bauer, C.H. Gosdin, R.S. Trotter, D.G. Kovar, C. Beck, D.J. Henderson, R.V.F. Janssens, B.D. Wilkins, G. Rosner, P. Chowdhury, H. Ikezoe, W. Kuhn, J.J. Kolata, D. Hinnefeld, C.F. Maguire, J.F. Mateja, F.W. Prosser et G.S.F. Stephans,
Phys. Rev. C **41**, 1005 (1990).
- [Vin93] M.F. Vineyard, J.F. Mateja, C. Beck, S.E. Atencio, L.C. Dennis, A.D. Frawley, D.J. Henderson, R.V.F. Janssens, K.W. Kemper, D.G. Kovar, C.F. Maguire, S.J. Padalino, F.W. Prosser, G.S.F. Stephans, M.A. Tiede, B.D. Wilkins et R.A. Zingarelli,
Phys. Rev. C **47**, 2374 (1993).
- [Vin94] M.F. Vineyard, S.E. Atencio, J.F. Crum, G.P. Gilfoyle, B.G. Glagola, D.J. Henderson, D.G. Kovar, C.F. Maguire, J.F. Mateja, R.G. Ohl, F.W. Prosser, J.H. Rollinson et R.S. Trotter,
Phys. Rev. C **49**, 948 (1994).
- [Vio85] V.E. Viola, K. Kwiatkowski et M. Walker,
Phys. Rev. C **31**, 1550 (1985).
- [Von69] H. Vonach et M. Hille,
Nucl. Phys. A **127**, 289 (1969).
- [Wag01] A. Wagner, W.P. Tan, K. Chalut, R.J. Charity, B. Davin, Y. Larochelle, M.D. Lennek, T.X. Liu, X.D. Liu, W.G. Lynch, A.M. Ramos, R. Shomin, L.G. Sobotka, R.T. de Souza, M.B. Tsang, G. Verde et H.S. Xu,
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **456**, 290 (2001).
- [Wil73] J. Wilczyński,
Phys. Lett. **47B**, 484 (1973).
- [Wil64] D. Wilmore et P.E. Hodgson,
Nucl. Phys. **55**, 673 (1964).
- [Wur80] J.P. Wurm,
Journ. de Phys. Colloque C10 **41**, 200 (1980).
- [yu99] C.-H. Yu, C. Baktash, J. Dobaczewski, J.A. Cameron, C. Chitu, M. Devlin, J. Eberth, A. Galindo-Uribarri, D.S. Haslip, D.R. LaFosse, T.J. Lampman, I.-Y. Lee, F. Lerma, A.O. Macchiavelli, S.D. Paul, D.C. Radford, D. Rudolph, D.G. Sarantites, C.E. Svensson, J.C. Waddington et J.N. Wilson,
Phys. Rev. C **60**, 031305 (1999).
- [Zie85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack et U. Littmark,
The stopping and range of ions in solids, Ed. J.F. Ziegler Pergamon Press Oxford 85,
Vol. 1.
- [Zur83] R.W. Zurmühle, P. Kutt, R.R. Betts, S. Saini, F. Haas et O. Hansen,
Phys. Lett. **129B**, 384 (1983).

Annexe

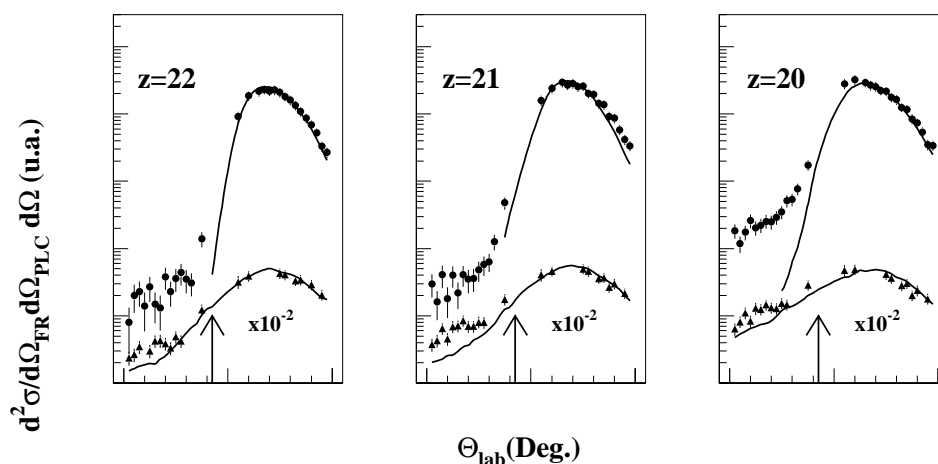


FIG. 5.1: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

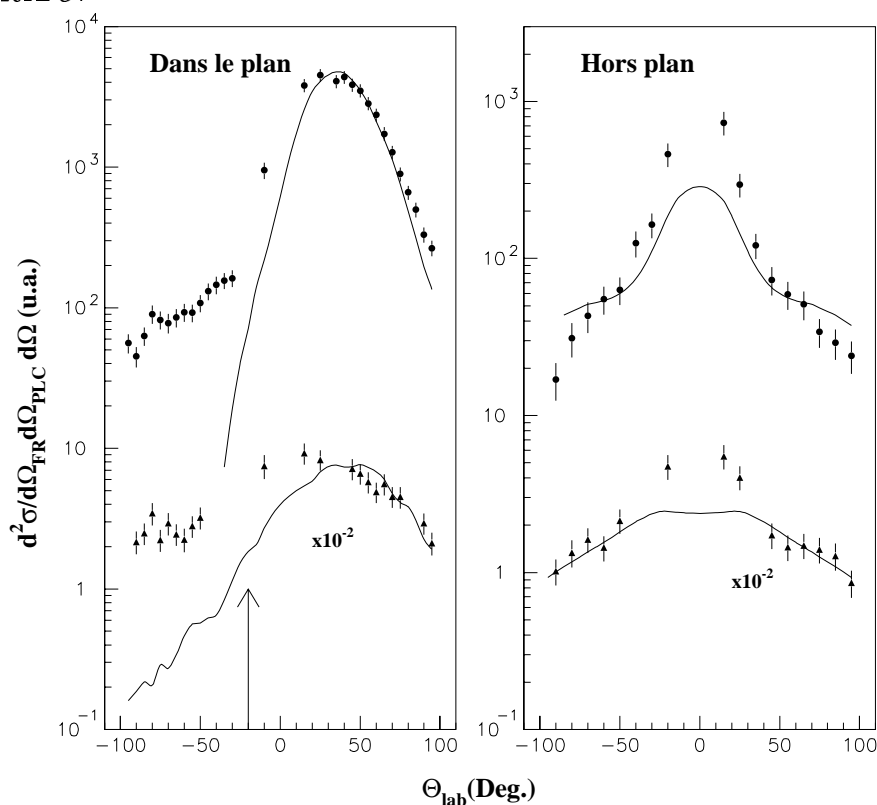


FIG. 5.2: *Corrélations angulaires dans le plan (Figure de gauche) et hors plan (Figure de droite) des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec tous les résidus d'évaporation détectés respectivement à -20° (dans le plan) et 20° (hors plan) dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{28}\text{Si}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

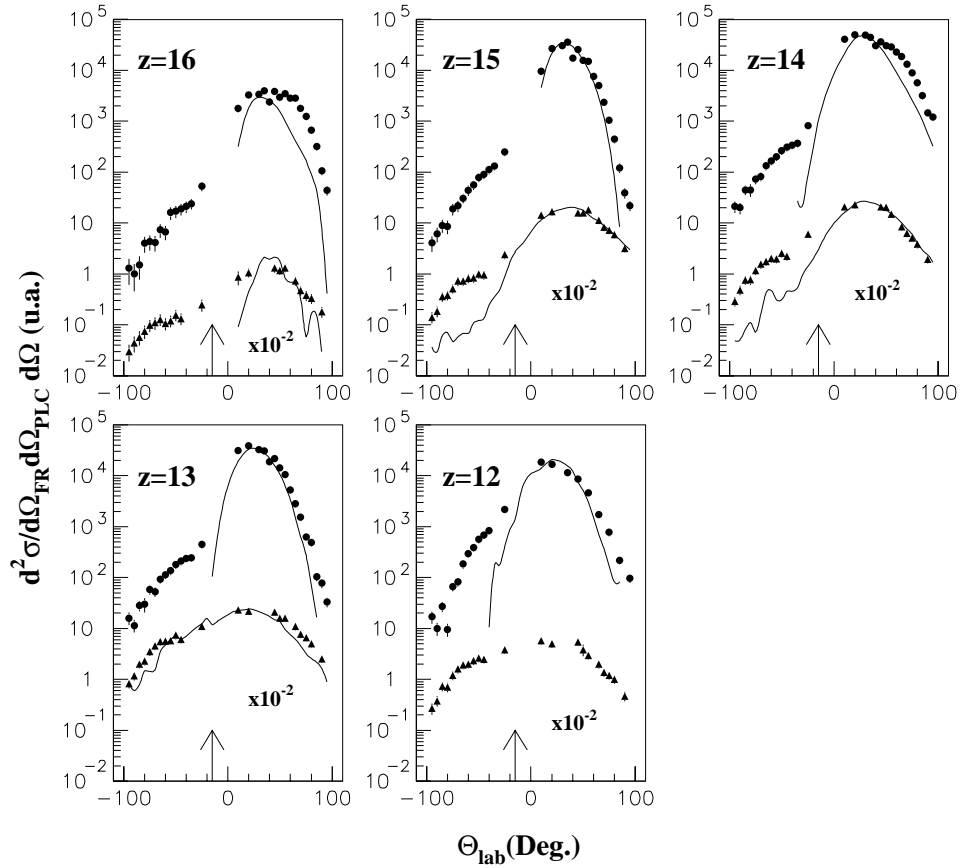


FIG. 5.3: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à -15° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

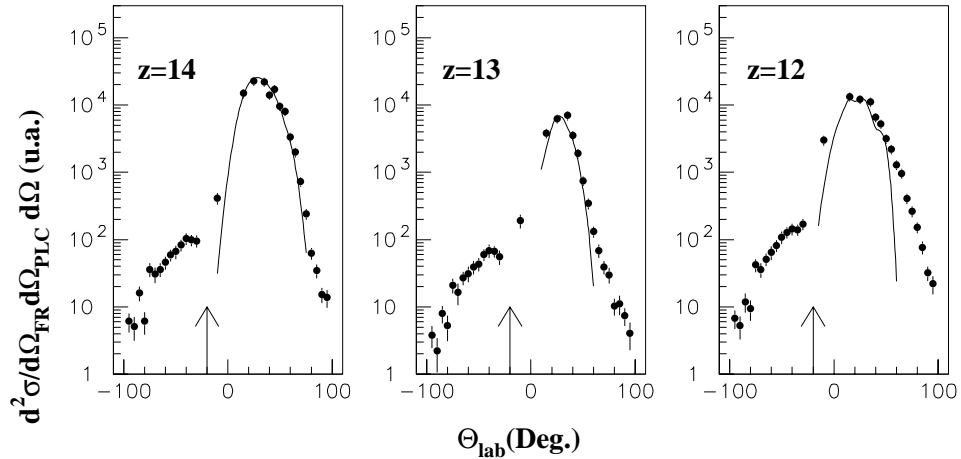


FIG. 5.4: *Corrélations angulaires dans le plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à -20° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

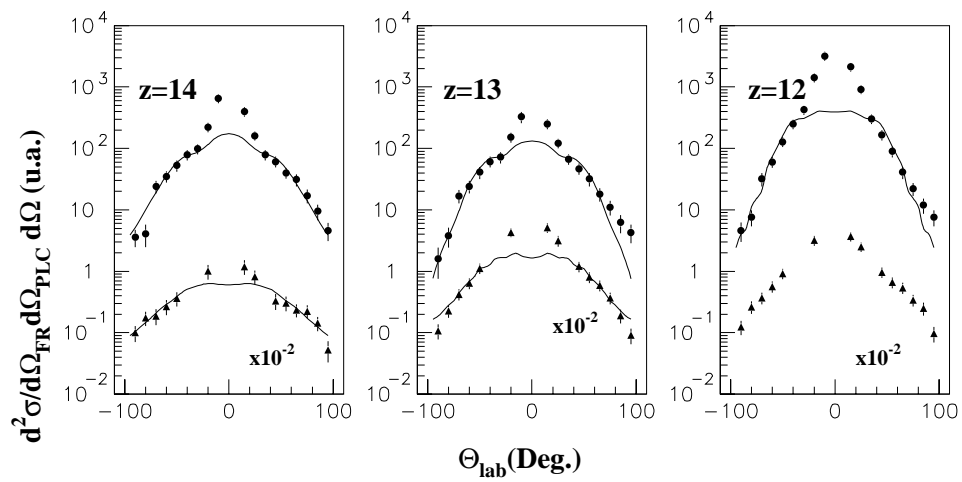


FIG. 5.5: *Corrélations angulaires hors-plan des protons (triangles) et des particules α (cercles) en coïncidence avec différents résidus d'évaporation détectés à 20° dans la réaction $^{28}\text{Si}(E_{lab}=180 \text{ MeV})+^{12}\text{C}$. Les courbes représentent les données simulées par le code CACARIZO.*

Epilogue



