



HAL
open science

Processus de Fusion-Fission et Spectroscopie Gamma des Produits Binaires dans les Collisions entre Ions Lourds L'egers ($40 < ANC < 60$)

Rachid Nouicer

► **To cite this version:**

Rachid Nouicer. Processus de Fusion-Fission et Spectroscopie Gamma des Produits Binaires dans les Collisions entre Ions Lourds L'egers ($40 < ANC < 60$). Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Strasbourg, 1997. Français. NNT: . tel-00805800

HAL Id: tel-00805800

<https://theses.hal.science/tel-00805800>

Submitted on 2 Apr 2013

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.

Institut de Recherches Subatomiques
Unité Mixte de Recherche CNRS-IN2P3 et Université Louis Pasteur

THESE

Présentée par

Rachid NOUICER

pour obtenir le grade de

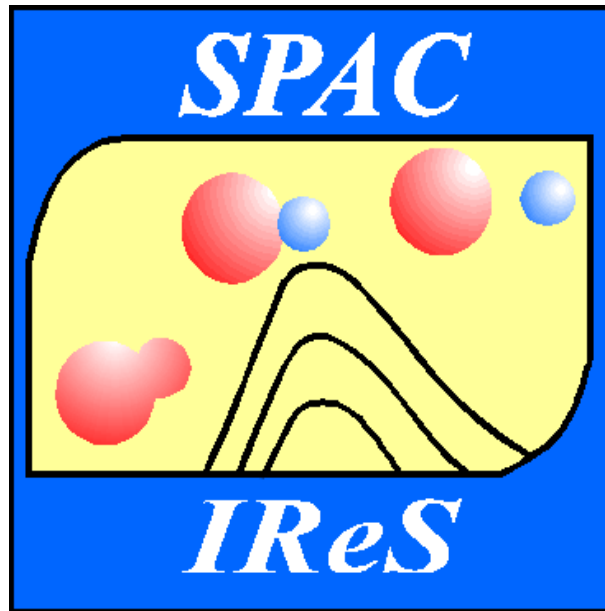
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

**Processus de Fusion-Fission et Spectroscopie Gamma des
Produits Binaires dans les Collisions entre Ions Lourds
Légers ($40 \leq A_{NC} \leq 60$)**

Soutenue le 21 Novembre 1997 devant la commission d'examen

<i>M. J.C. SENS</i>	Président du jury	U.L.P.	Strasbourg
<i>M. B. REMAUD</i>	Rapporteur externe	I.R.E.S.T.E.	Nantes
<i>M. N. ALAMANOS</i>	Rapporteur externe	C.E.A.	Saclay
<i>M. W. VON OERTZEN</i>	Examineur	H.M.I.	Berlin
<i>M. C. BECK</i>	Directeur de thèse	I.Re.S.	Strasbourg

*"L'esprit scientifique consiste à tenter
d'établir des lois, des phénomènes, et aussitôt,
à voir comment on pourrait les prendre en défaut."*
B.Vian, Chroniques de Jazz.



*Spectroscopie Particules Chargées
Institut de Recherches Subatomiques*

Remerciements

Ces lignes sont sans doute parmi les plus difficiles à écrire. Comment en effet, témoigner ma gratitude à des êtres chers avec lesquels j'ai vécu pendant trois années des instants inoubliables, sans pour autant sombrer dans les platitudes ou le mélodrame!

A mon directeur de thèse, je souhaite dédier ce mémoire. Son talent et son enthousiasme pour la recherche m'ont poussé à le rejoindre dans cette voie et quelque'aient été mes doutes et mes craintes, il a su m'en délivrer à chaque fois. Il m'a guidé et soutenu dans toutes les situations, même si j'ai pu parfois déceler une lueur de désapprobation dans son regard... Nos discussions animées me manqueront, comme beaucoup d'autres choses qui ont fait que la relation maître-élève s'est muée en une amitié profonde.

Je voudrais remercier Messieurs Florent Haas et Richard Freeman, à qui je dois beaucoup, notamment leurs conseils judicieux et leurs remarques qui venaient toujours au bon moment. J'ai aussi apprécié les fructueuses discussions que nous avons eues. Grâce à eux j'ai appris beaucoup de choses. Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur S. J. Sanders de l'Université de Kansas, Lawrence, USA, à Monsieur Raj K. Gupta de l'Université Panjab, Chandigarh, Inde, à Monsieur T. Matsuse de l'Université Shinshu, Ueda, Japan, à Monsieur Y. Abe de l'Université de Kyoto, Kyoto, Japan et à Monsieur E. Uegaki de l'Université Akita, Akita, Japan pour toute l'aide qu'ils m'ont procurée lors de l'interprétation des données expérimentales.

Je veux exprimer mes plus vifs remerciements à Monsieur Bernard Haas, Directeur de l'Institut de Recherches Subatomiques (IReS) et à Monsieur Neil Rowley, Directeur Scientifique à l'IReS, qui méritent ma plus profonde gratitude pour toute l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée, par la même occasion, leur grande disponibilité. Leurs conseils avisés m'ont été d'une grande utilité.

Je souhaite à tous les thésards d'avoir un jury de thèse composé de membres aussi attentifs que le mien. Je remercie Monsieur Jean-Claude Sens, Professeur à l'Université Louis Pasteur (U.L.P.) à Strasbourg, Monsieur Bernard Remaud, Professeur et Directeur de l'Institut de Recherche et d'Enseignement Supérieur aux Techniques de l'Electronique (I.R.E.S.T.E.) à Nantes, Monsieur Nicolas Alamanos, Docteur au Centre d'Energie Atomique (C.E.A.) à Saclay, Monsieur Wolfram Von Oertzen, Professeur au Hahn Meitner Institut (H.M.I.) à Berlin, d'avoir accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs. Leurs suggestions et questions m'ont été fort utiles pour mettre la dernière main à ce manuscrit.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance aux membres du service VIVITRON, avec qui j'ai eu le bonheur de travailler comme opérateur durant trois années. Je voudrais à cette occasion remercier Madame Elyette Jegham, Madame Francine Deutschmann et Monsieur Robert Rebmeister, pour m'avoir permis de remplir cette tâche. "Chère Madame Jegham, votre profonde connaissance de la vie et la situation difficile à laquelle les étudiants sont confrontés n'a d'égale que la constante gentillesse avec laquelle vous avez su me guider au cours de mes shifts. Vous remercier ne saurait suffire". Mes profonds et mes sincères remerciements à mes amis les OPERATEURS "l'équipe de Choc", Messieurs Thomas Adam, Michel Filliger, Thierry Foehrenbacher, Francis Misslin, Roger

Perez, Jacky Schuler, Eric Schaeffer, Jean-Yves Thore et Christophe Wabnitz, toujours disponibles (7/7 et même pendant leurs périodes de vacances) et prêts pour les tâches les plus difficiles pour que l'accélérateur VIVITRON soit à la disposition des physiciens.

“ Chapeau ”!

Je voudrais remercier les techniciens, Messieurs Devin Jean-François, Klein Robert et Kuntz François, pour leur aide primordiale durant la préparation du dispositif associé à l'expérience EUROGAM Phase II, qui a fait l'objet d'une partie de ma thèse. Je tiens également à remercier l'équipe informatique, Messieurs P. Wittmer, J.-B. Bueb, J.-P. Froberger, J. Schuller, P. Juillot et Madame Y. Heyd, pour leurs interventions rapides et efficaces lors des problèmes informatiques.

Comment pourrais-je oublier Mesdemoiselles Denise Kueny, Nicole Gross, Mesdames Jeanine Spill, Régine D'Amore, Charlotte Cornus, Monique Rémy et Monsieur Charles Munch? Leur accueil chaleureux et leur extrême gentillesse me manqueront beaucoup. Je leur adresse mes plus sincères remerciements.

A travers ce manuscrit, je voudrais témoigner mes sincères remerciements à mes ami(e)s, Z. Zefi, B. Schauenburg, V. Shopf, M. P. Nicoli, N. Aissaoui, A. Bouguettoucha, A. Elanique, F. Hoellinger, Ch. Jammes, D. Mahboub, K. Mahboub, Ch. Maazouzi, F. Rami et L. Tizniti, pour leur soutien moral et pour les instants inoubliables que nous avons passés ensemble.

La réalisation pratique et la lecture finale de la thèse sont dues à Mesdames E. Gimenez et E. Rohr. Je leur adresse mes plus chaleureux remerciements.

Remercier ma famille ne saurait suffire. Je souhaite qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance que je n'ai pas toujours su leur témoigner. Je leur dédie cette thèse, bien modeste récompense pour tant d'années d'effort et de patience.

Strasbourg, le 21 Novembre 1997

Rachid NOUICER

TABLE DES MATIÈRES

Liste des Tableaux	8
Introduction Générale	8
CHAPITRE I	
I Physique des Collisions Dissipatives Entre Ions lourds “ Légers ”	13
I.1 Introduction	14
I.2 Classification des Mécanismes de Réaction	15
I.3 Processus de Fusion	17
I.3.1 Barrière de Fusion Empirique	17
I.3.2 Moment Angulaire Critique et Moment Angulaire Limite	20
I.4 Processus d' <i>Orbiting</i> et de Fusion-Fission	23
I.4.1 Processus d' <i>Orbiting</i>	23
I.4.2 Processus de Fusion-Fission	24
I.4.2.a Première Signature Expérimentale du Processus de Fusion-Fission Asymétrique	24
I.5 Approche Spectroscopique “Déformation des Noyaux”	26
I.5.1 Paramétrisation de la Surface Nucléaire	26
I.5.2 Paramètres de Déformation $\alpha_{\lambda,\mu}$	27
CHAPITRE II	
II Dispositifs Expérimentaux et Techniques de Détection	29
II.1 Contexte et But des Expériences	30
II.2 Expérience Fragment-Fragment ” Saclay ”	34
II.2.1 Description du Tandem Post-accélééré de Saclay	34
II.2.2 Chambre à Réaction et Cibles	37
II.2.2.a Chambre à Réaction	37
II.2.2.b Cibles	37
II.2.3 Dispositif de Détection	38
II.2.3.a Principes et Méthodes de Détection	38
II.2.3.b Caractéristiques des Détecteurs ” Télescopes ”	38
II.2.3.c Identification en Charge des Produits de Réaction	39
II.2.4 Electronique Associée	41

II.2.4.a	Voies Logiques	41
II.2.4.b	Voies Analogiques	41
II.2.5	Acquisition des Données	41
II.2.6	Analyse des Données	43
II.2.6.a	Traitement des Données Hors Ligne	43
II.2.6.b	Calibrage des Détecteurs ” Télescopes ”	43
II.2.6.c	Correction de l’Energie Evénement par Evénement	45
II.3	Expérience Fragment-Fragment-Gamma	
	”EUROGAM Phase II”	46
II.3.1	Le VIVITRON: Accélérateur Electrostatique	46
II.3.1.a	Principe de Fonctionnement d’un Accélérateur de Type Van de Graaff	46
II.3.1.b	Description du VIVITRON	46
II.3.1.c	Avantages du VIVITRON	47
II.3.2	Chambre à Réaction et Cibles	48
II.3.2.a	Chambre à Réaction	48
II.3.2.b	Cibles	49
II.3.3	Détecteurs Gammas ” EUROGAM Phase II ”	50
II.3.3.a	Introduction	50
II.3.3.b	Principe de Détection γ	50
II.3.3.c	Caractéristiques des Détecteurs Ge	50
II.3.4	Description du Multidétecteur EUROGAM Phase II	53
II.3.4.a	Détecteurs Germanium Conique et Enceinte Anti-Compton	54
II.3.4.b	Détecteur Trèfle: Géométrie et Caractéristiques	55
II.3.4.c	Résumé des Caractéristiques d’EUROGAM Phase II	56
II.3.5	Détecteurs de Fragments - Jonctions à Localisation (JAL)	56
II.3.5.a	Caractéristiques et Principe de Fonctionnement des JAL	56
II.3.5.b	Grilles d’Etalonnage et Position des Détecteurs	59
II.3.6	Système d’Acquisition et Traitement de Données	60
II.3.6.a	Introduction	60
II.3.6.b	Circuit Electronique	61
II.3.7	Calibrage des Détecteurs à Jonction à Localisation (JAL)	64
II.3.7.a	Calibrage en Energie	64
II.3.7.b	Calibrage Angulaire	64
II.3.8	Calibrage d’EUROGAM et Courbe d’Efficacité Photopic	66
II.3.9	Méthode de Correction d’Effet Doppler	68
II.3.9.a	Correction du Déplacement Doppler	68

CHAPITRE III

70

III Résultats Expérimentaux :

Processus Fusion-Fission et Spectroscopie γ des Produits Binaires 71**A - Résultats des Mesures Fragment-Fragment (F-F) pour les Réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$** 72

III.1 Introduction 72

III.2 Analyse des Mesures Inclusives 72

III.2.1 Spectres en Energie des Fragments 74

III.2.2 Analyse des Spectres de Vitesse et le Processus
de Fusion Incomplète (FI) 77

III.2.2.a Spectres Invariants de Vitesse 77

III.2.2.b Sommes-nous en Présence de Fusion Incomplète? 82

III.2.2.c Estimation de la Section Efficace de Fusion Incomplète - Systématique
de Morgenstern 85III.2.3 Analyse des Produits de Fusion-Evaporation de la Réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$. . . 86

III.2.3.a Distributions Angulaires des Résidus d'Evaporation 87

III.2.3.b Sections Efficaces de Fusion-Evaporation 88

III.2.4 Processus Binaires dans la Réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ 90III.2.4.a Distributions Angulaires et Sections Efficaces des
Produits Binaires 90III.2.4.b Vitesse de la Source d'Emission des Produits Binaires
et le Processus de Fusion-Fission Asymétrique: $5 \leq Z \leq 12$ 96

III.2.4.c Paramétrisation de Fusion-Fission Asymétrique 97

III.2.4.d Energie Cinétique Totale des Produits Binaires $< \text{T.K.E.} >$ 99

III.3 Analyse des Mesures en Coïncidence Fragment-Fragment 103

III.3.1 Corrélation en Charge $Z_1 - Z_2$ des Fragments en
Coïncidence 105III.3.2 Déficit de Charge Nucléaire ΔZ 108

III.3.3 Corrélation Angulaire des Fragments en Coïncidence 113

III.3.4 Energie Cinétique Totale dans les Mesures en Coïncidence $< \text{T.K.E.} >$ 118**B - Résultats des Mesures Fragment-Fragment-Gammas (F-F- γ) pour la Réaction
 $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ "EUROGAM Phase II"** 121

III.4 Introduction 121

III.5 Analyse des Mesures en Coïncidence Fragment-Fragment (F-F) 121

III.5.1 Cinématique des Réactions Binaires 124

III.5.2 Spectres de Masse de Fragments 125

III.5.3 Choix des Voies de Sortie en Vue d'une Etude Spectroscopique 128

III.5.4 Voie de Sortie: $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ 129

III.5.4.a Spectres d'Energie d'Excitation 129

III.5.4.b	Distributions Angulaires: Signature d'un Désalignement entre le Moment Angulaire Total de Spin (\vec{I}) et le Moment Angulaire Relatif (\vec{L}): $m_I = 0$	131
III.5.5	Voie de Sortie: $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, ^{24}\text{Mg})^{32}\text{S}$	136
III.5.5.a	Spectres d'Energie d'Excitation	136
III.6	Analyse des Coïncidence Triples F-F- γ	137
III.6.1	Spectre de Désexcitation γ du Noyau ^{28}Si "à une Energie de Résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$ "	137
III.6.2	Spectroscopie γ du Noyau ^{28}Si dans la Région de Résonance	141
III.6.2.a	Spectres de Désexcitation γ du ^{28}Si et d'Energie d'Excitation "Fenêtres sur des Pics γ "	141
III.6.2.b	Intensité des Transitions γ dans la Région de Résonance	146
III.6.2.c	Alimentation des Etats de Bandes du Noyau ^{28}Si dans la Région de Résonance	149
III.6.2.d	Distributions Angulaires γ des Etats $(2_1^+, 0_1^+)$ et $(2_1^+, 2_1^+)$ ^{28}Si : Confirmation du Désalignement entre le Moment Total de Spin (\vec{I}) et le Moment Angulaire Relatif (\vec{L}): $m_I = 0$	155
III.6.3	Spectroscopie γ du Noyau ^{28}Si dans la Région des Quasi-Directes	160
III.6.3.a	Spectre de Désexcitation γ du ^{28}Si dans la Région des Quasi-Directes	160
III.6.3.b	Alimentation des Etats de Bandes du Noyau ^{28}Si dans la Région des Quasi-Directes	163
III.6.3.c	Distributions Angulaires de l'Etat d'Excitation Simple $(2_1^+, 0_1^+)$ des Fragments ^{28}Si Détectés dans la Région des Quasi-Directes	165
III.6.4	Comparaison des Résultats Expérimentaux du Noyau ^{28}Si entre les deux Régions Résonance et Quasi-Directes	166
III.6.4.a	Comparaison du Point de Vue des Alimentations de Bande	166
III.6.4.b	Comparaison du Point de Vue Distributions Angulaires γ	168
III.6.5	Spectroscopie γ de la Voie de Sortie: $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, ^{24}\text{Mg})^{32}\text{S}$	170
III.6.5.a	Spectres de Désexcitation γ des Noyaux ^{24}Mg et ^{32}S	170
III.6.5.b	Signature d'une Transition γ: $0^+ (8507.8 \text{ keV}) \rightarrow 2_1^+$ dans la Désexcitation du Noyau ^{32}S	180

CHAPITRE IV

183

IV Modèles Statistiques et Moléculaire :

Comparaisons et Interprétations des Résultats Expérimentaux

183

IV.1	Introduction	184
------	------------------------	-----

A - Confrontation des Mesures F-F des Réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ aux Modèles Statistiques

185

IV.2	Modèle de Hauser-Feshbach Etendu+Cascade	
	Dépendant et Indépendant de la Température	185
IV.2.1	Introduction	185
IV.2.2	Méthode de Hauser-Feshbach pour l'Evaporation de Particules Légères	186
IV.2.3	Extension du Formalisme de Hauser-Feshbach au Processus Binaire (Fission)	188
IV.2.4	Paramétrisation des Coefficients de Transmission	189
IV.2.5	Instauration d'une Systématique du Point de Scission	190
IV.2.6	Instauration de la Température dans le Modèle de Hauser-Feshbach Etendu+CASCADE : EHFCM(T)	191
IV.2.7	Procédure de Calcul du EHFCM et EHFCM(T)	193
IV.2.8	Comparaison avec les Résultats Expérimentaux des Réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et Interprétations	196
	IV.2.8.a Distributions en Charge $\sigma(Z)$	196
	IV.2.8.b Spectres en Energie	197
	IV.2.8.c Energies Cinétiques Totales T.K.E.	199
	IV.2.8.d Distributions du Déficit de Charge Nucléaire ΔZ	200
	IV.2.8.e Distributions en $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ des Fragments en Coïncidence	203
	IV.2.8.f Conclusions sur le Modèle Hauser-Feshbach Etendu+Cascade	204
IV.3	Modèle d'Emission de Fragments Complexes (Gemini)	205
IV.3.1	Concept du Modèle	205
IV.3.2	Formalisme du Modèle	206
IV.3.3	Comparaison avec les Résultats Expérimentaux des Réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et Interprétations	208
	IV.3.3.a Distributions en Charge $\sigma(Z)$	208
	IV.3.3.b Vitesse de la Source d'Emission des Produits Binaires $5 \leq Z \leq 12$	209
	IV.3.3.c Distributions en $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ des Fragments en Coïncidence	210
<i>B - Confrontation des Mesures F-F-γ de la Réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ aux Modèles Statistique et Moléculaire</i> 211		
IV.4	Modèle de l'Etat de Transition "Fusion-Fission"	211
IV.4.1	Concept du Modèle	211
IV.4.2	Formalisme du Modèle	212
IV.4.3	Comparaison et Interprétation des Résultats Expérimentaux de la Réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$	216
	IV.4.3.a Voie de Sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$	217
	IV.4.3.b Voie de Sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$	219
IV.5	Modèle Moléculaire de Résonance à Haut Spin	220
IV.5.1	Concept du Modèle	220
IV.5.2	Formalisme et Procédure de Calcul du Modèle	221
IV.5.3	Prédictions du Modèle pour l'Etat Moléculaire $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ "Système Oblate-Oblate"	224

IV.6 Conclusions	228
<i>CHAPITRE V</i>	230
V Conclusion Générale et Perspectives	231
<i>BIBLIOGRAPHIE</i>	235
Références	235

Table des tableaux

II.1	Caractéristiques des faisceaux utilisés pour les deux expériences $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$	35
II.2	Caractéristiques des cibles utilisées pour les expériences $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$	37
II.3	Caractéristiques géométriques des détecteurs de fragments.	38
II.4	Caractéristiques du faisceau utilisé pour l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$	48
II.5	Caractéristiques des cibles utilisées pour l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$	49
II.6	Résolution en énergie de chaque cristal du détecteur trèfle pour des rayonnements γ de 1408 keV et 122 keV obtenus à partir de la source ^{152}Eu utilisé au cours de l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$	56
II.7	Caractéristiques et dimensions des jonctions à localisation (JAL).	57
II.8	Les angles azimutaux des détecteurs de fragments utilisés dans l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$	69
III.1	Pourcentage du rapport de la vitesse moyenne $\langle V_{ex} \rangle$ expérimentale par rapport à $V_{nc} \cos(\theta_{lab}) = 22.9$ (mm/ns) pour les fragments de charge $Z = 18-24$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab} = 275$ MeV.	84
III.2	Pourcentage du rapport de la vitesse moyenne $\langle V_{ex} \rangle$ expérimentale par rapport à $V_{nc} \cos(\theta_{lab}) = 22.9$ (mm/ns) pour les fragments de charge $Z = 18-20$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{lab} = 278$ MeV.	85
III.3	Contributions de la fusion incomplète prédites par la systématique de Morgenstern. L'indice NC indique le noyau composé.	86
III.4	Les sections efficaces intégrées expérimentales pour les produits de fusion-évaporation issus de la réaction $^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ comparées à celles reportées par Cavallaro et al. [Cav95].	89
III.5	Les sections efficaces intégrées des produits de fusion-fission issus de la réaction $^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ comparées à celles mesurées par Cavallaro et al. [Cav95].	92
III.6	Bilans de réaction pour les différentes voies binaires de sortie pour le système $^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$	93
III.7	Les sections efficaces intégrées des produits binaires de charge $13 \leq Z \leq 16$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ et le temps de vie du système di-nucléaire.	95
III.8	Résumé des sections efficaces expérimentales obtenues pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV [Nou96] comparées à celles de Cavallaro et al. [Cav95]. ** Sections efficaces "totales". * Sections efficaces des produits complètement relaxés en énergie [Cav95].	102

III.9	Déficits de charge nucléaire pour différentes réactions.	111
III.10	Domaine angulaire en coïncidence des détecteurs de fragments JAL 3 et 4.	122
III.11	Liste des transitions γ émises en coïncidence avec les deux fragments ^{28}Si détectés dans la région de la Résonance $73.2 \leq \theta_{cm}^o \leq 105.6$. Ces transitions γ sont émises par des états du ^{28}Si se trouvant dans des états d'énergie d'excitation $0 \leq E_x(\text{MeV}) \leq 20$	147
III.12	Alimentations des états du noyau ^{28}Si mesurées à partir de la spectroscopie γ de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. Le fragment ^{28}Si est détecté dans la région de la résonance $73.2 \leq \theta_{cm}^o \leq 105.6$ avec une énergie d'excitation $0 \leq E_x(\text{MeV}) \leq 20$	150
III.13	Les transitions γ émises en coïncidence avec les deux fragments ^{28}Si détectés dans la région des quasi-directes $58.8 \leq \theta_{c.m.}^o \leq 67.6$. Ces transitions γ sont émises par un ^{28}Si se trouvant dans des états d'énergie d'excitation $0 \leq E_x(\text{MeV}) \leq 20$	162
III.14	Alimentations des états du noyau ^{28}Si mesurées à partir de la spectroscopie γ de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. Le fragment ^{28}Si est détecté dans la région des quasi-directes $58.8^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 67.6^\circ$ avec une énergie d'excitation $0 \leq E_x(\text{MeV}) \leq 20$	163
III.15	Les rayonnements γ les plus intenses observés et qui sont émis par le noyau ^{24}Mg issus de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{lab} = 111.6$ MeV.	174
III.16	Les rayonnements γ les plus intenses observés et qui sont émis par le noyau ^{32}S en voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{lab} = 111.6$ MeV. L'indice [B,N]: la transition γ est observée récemment pour la première fois par J. Brenneisen et al. [Bre97a, Bre97b] et confirmée pour la deuxième fois par Rogers et al. [Rog76] et confirmée pour la deuxième fois par le présent travail. L'indice [R,N]: la transition γ est observée pour la première fois par Rogers et al. [Rog76] et confirmée pour la deuxième fois par le présent travail. L'indice [N]: la transition γ est observée pour la première fois dans le présent travail.	179
IV.1	Valeur du paramètre du point de scission reproduisant le meilleur calcul des données expérimentales.	190

Introduction Générale

*”Ce n’est point dans l’objet
que réside le sens des choses,
mais dans la démarche.”*
Saint-Exupéry.

Notre but dans la recherche subatomique est une meilleure compréhension des mécanismes de réaction et de la structure interne des noyaux. L'interaction entre deux ions lourds "légers" ($A_{nc} \leq 60$) pour des énergies incidentes d'environ 8 MeV/nucléon (bien supérieures à l'énergie Coulombienne) a révélé récemment l'existence d'un nouveau mécanisme de réaction connu pour les systèmes nucléaires lourds sous le nom de mécanisme de ***fusion-fission***. Une des définitions proposées pour de tel mécanisme est la suivante: après *fusion* des noyaux en collision, le noyau composé ainsi formé est en rotation rapide suivie d'une déformation sous les effets conjugués des forces Coulombienne et rotationnelle avant de se reséparer en deux fragments: *fission*. Le processus de fusion-fission reflète donc une instabilité des noyaux à l'égard de leur déformation. Pour les systèmes "légers" ($A_{nc} \leq 60$) la décroissance du noyau composé par fission était prédite par le modèle de la goutte liquide tournante (R.L.D.M.) comme étant un mécanisme peu probable car les barrières de fission calculées dans le cadre de ce modèle macroscopique sont trop élevées. Des études plus récentes ont cependant montré que le processus de ***fusion-fission asymétrique*** est un processus compétitif dans la désexcitation des noyaux $^{56,58}\text{Ni}$ et ^{47}V en accord avec les prédictions des barrières de fission les plus récentes.

Il y a une quinzaine d'années il a été suggéré que les structures résonnantes observées dans les fonctions d'excitation mesurées pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ (formant le noyau composé ^{56}Ni) sont liées à l'existence des ***résonances quasi-moléculaires***. Bien que l'origine des résonances quasi-moléculaires observées dans la voie élastique $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ ne soit pas encore clairement établie, il est plausible que ces résonances soient liées à des ***configurations de forme isomérique***. Les résultats surprenants pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ a de toute évidence révélé l'existence d'une nouvelle classe d'états nucléaires généralement connus sous le nom ***d'états quasi-moléculaires***. Une des définitions proposées pour de tels états est la suivante: il s'agit d'un système déformé constitué de deux noyaux (ou plus) liés en surface par un potentiel quasi-moléculaire. Du point de vue macroscopique, une molécule nucléaire s'explique par une configuration où les nucléons les moins liés tournent autour du système di-nucléaire. Les molécules nucléaires se manifestent dans les sections efficaces de diffusion des ions lourds "légers" ($^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$, ...) sous forme de résonances étroites (quelques centaines de keV). Ces dernières, appelées aussi résonances quasi-moléculaires, constituent une évidence expérimentale en faveur de l'idée selon laquelle les deux noyaux interagissant retiennent leur identité durant la collision et forment une liaison effective qui peut tourner et vibrer comme une molécule atomique.

La mise en service d'une nouvelle génération de multidétecteurs γ de plus en plus performants a révolutionné le domaine de la structure nucléaire grâce à leur grande résolution en énergie et à leur efficacité accrue de détection des événements de haute multiplicité. Parmi les découvertes de phénomènes spectaculaires, on distingue dans des noyaux, des bandes superdéformées ou hyperdéformées caractéristiques d'une forme extrêmement allongée du noyau, et des bandes dipolaires caractéristiques d'une forme aplatie du noyau.

En 1989, six laboratoires français (CRN-Strasbourg, CENBG-Bordeaux, ISN-Grenoble, IPN-Lyon, CSNSM-Orsay, IPN-Orsay) et quatre britanniques (Laboratoire de Daresbury, Université de Liverpool, Université de Manchester, Université de York) ont mis en commun leurs efforts pour développer l'un des spectromètres γ les plus performants au monde : **EUROGAM**. Ce multidétecteur est né de la nécessité pour les physiciens nucléaires d'utiliser des systèmes de détection beaucoup plus performants que ceux dont ils disposaient auparavant.

En disposant de tels dispositifs de détection, il paraît primordial de réexaminer la nature des produits relaxés et, plus particulièrement, la compétition entre le mécanisme de fusion-fission et le mécanisme de résonance quasi-moléculaire. Nous proposons donc une étude détaillée de la spectroscopie γ des produits de fission et de leur structure interne à l'aide du multidétecteur **EUROGAM Phase II** permettant d'élargir notre champ d'investigation dans cette problématique.

Dans ce contexte, les deux principaux thèmes abordés dans ce travail de thèse sont tout à fait complémentaires :

- l'étude de la compétition entre les processus très relaxés (et l'existence possible d'une contribution du processus à trois corps) en particulier le processus de fusion-fission dans la désexcitation des noyaux ^{59}Cu et ^{47}V formés respectivement par les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à environ 8 MeV/nucléon.
- l'étude du rôle de la structure nucléaire et de la dynamique collisionnelle pour des déformations extrêmes dans le processus de fusion-fission du noyau ^{56}Ni formé par la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{LAB}} = 111.6$ MeV. L'origine des résonances quasi-moléculaires dans le noyau ^{56}Ni , pour lequel l'isomérisme de forme est prévu par des calculs macroscopiques et microscopiques très récents, sera recherchée.

Le travail de thèse s'articule autour de quatre chapitres. Dans le premier chapitre, très général, nous donnerons un aperçu global de la physique des collisions dissipatives entre ions lourds "légers" et quelques notions sur les phénomènes de déformation dans le noyau. Nous rappellerons, dans un premier temps, les fondements de base de la classification des mécanismes de réaction suivis de quelques notions sur le processus de fusion complète, sur le processus d'*orbiting* et, finalement, sur le mécanisme de fusion-fission. Nous esquisserons quelques éléments sur le phénomène de la superdéformation dans le noyau. Le but de ce chapitre sera de montrer que les produits issus des collisions dissipatives entre ions lourds "légers" sont susceptibles de présenter des états très déformés.

Le second chapitre sera entièrement consacré à la description des dispositifs expérimentaux et aux techniques de détection mis en oeuvre lors des prises de données. Nous discuterons dans un premier temps le contexte et le but des expériences. Pour faciliter la lecture du manuscrit ce chapitre (ainsi que les suivants) se divisera en deux parties. La première partie illustrera le dispositif expérimental associé à l'expérience fragment-fragment pour les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ effectuée à Saclay. La deuxième partie sera centrée autour de la description du dispositif expérimental associé à l'expérience fragment-fragment- γ pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ réalisée au VIVITRON.

Le troisième chapitre sera dévolu à la présentation des résultats expérimentaux concernant les deux expériences. Une première analyse (ne dépendant pas des modèles) des observations expérimentales en sera également proposée.

L'interprétation et la discussion des résultats expérimentaux constitueront le thème central du quatrième chapitre. Dans ce chapitre afin de confirmer de manière plus théorique l'interprétation des observations expérimentales concernant les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$, nous aurons recours à deux codes de désexcitation basés sur le modèle statistique. Le code Hauser-Feshbach Etendu + Cascade avec et sans dépendance de la température EHFCM(T) et le code de désexcitation par émission de fragments complexes (Gemini) seront testés par une comparaison détaillée de leurs prédictions avec les principaux résultats des données expérimentales concernant les produits d'évaporation et de fusion-fission. Dans le but de séparer le mécanisme fusion-fission (d'origine statistique) du mécanisme de résonance quasi-moléculaire (d'origine non statistique) dans la collision $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$, nous utiliserons le Modèle de l'Etat de Transition (TSM). Après avoir été en mesure de bien isoler et mettre en évidence la résonance dans la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ se trouvant dans état quasi-moléculaire, nous avons eu recours à un nouveau modèle moléculaire dans lequel les mouvements collectifs du système sont décrits dans le cadre d'une rotation moléculaire du système di-nucléaire. Finalement une conclusion générale sera proposée dans le dernier chapitre de ce manuscrit, ainsi que les perspectives nouvelles pouvant résulter de l'originalité de ce travail.

Chapitre I

Physique des Collisions Dissipatives Entre Ions lourds “ Légers ”

*”On ne connaît pas complètement une science
tant qu'on n'en sait pas l'histoire.”
A.Comte.*

Avant d’aborder les méthodes expérimentales et l’analyse des résultats obtenus, nous allons consacrer ce premier chapitre à exposer les bases théoriques nécessaires à une interprétation correcte de ces résultats expérimentaux. Nous étudierons tout d’abord comment accéder à la connaissance des processus fortement dissipatifs en établissant leurs caractéristiques. Nous allons également présenter quelques notions sur les coexistences de formes *oblate* et *prolate* (dont les caractérisations seront évoqués lors de l’étude spectroscopique γ) qui peuvent se manifester lors des déformations extrêmes des produits issus des différents processus de réaction.

I.1 Introduction

La physique des ions lourds s’est développée depuis plus d’une vingtaine d’années de manière spectaculaire. Cette expansion est due en grande partie à la mise en évidence des collisions binaires dissipatives observées lorsque l’énergie de bombardement est comprise entre 5 et 20 MeV/A. Ces collisions sont connues sous le nom de réactions profondément inélastiques (deep-inélastique). Mises en évidence vers 1960 elles ont longtemps été considérées comme des réactions contaminant les phénomènes quasi-élastiques.

 l’heure actuelle, il semble raisonnable de subdiviser les réactions induites par des ions lourds ”légers” formant des systèmes di-nucléaires de masse $A = 40 - 60$ en trois grandes catégories :

1 - Les réactions quasi-élastiques dans lesquelles les deux noyaux interagissent très légèrement : peu de nucléons participent à la réaction et peu d’énergie est change entre les deux partenaires.

2 - Dans le deuxième type de réaction, un plus grand nombre de nucléons entre en jeu mais l’identité des deux noyaux est préservée dans la mesure où on observe dans la voie finale deux produits qui, dans la plupart des cas, ont une masse proche de leur masse initiale. Toutefois une grande partie de l’énergie cinétique initiale est transformée en énergie d’excitation de ces fragments. Cette perte d’énergie est souvent spectaculaire : plus d’une centaine de MeV peuvent être ainsi converti d’énergie de translation en énergie d’excitation incohérente. On constate également qu’une partie du moment angulaire orbital est transférée en énergie de rotation propre de chaque fragment. Ce type de réaction correspond à ce que l’on appelle **les réactions profondément inélastiques**.

3 - Le troisième type de collisions observées est la **fusion**. Sa section efficace constitue la majeure partie de la section efficace totale de réaction. Dans ce cas tous les nucléons entrent en jeu, toute l’énergie cinétique dans le mouvement relatif est transformée en énergie d’excitation du noyau fissionnant et tout le moment angulaire orbital est perdu.

Si l’on considère l’échelle de temps caractéristique de chacune de ces catégories, nous pouvons dire que les réactions quasi-élastiques sont très rapides, les réactions profondément inélastiques ont une durée de vie de l’ordre de 10^{-22}  10^{-21} s et la fusion correspond à un processus encore plus lent : 10^{-20} s. Il faut noter que les réactions profondément inélastiques et la fusion constituent ce que l’on appelle les **collisions Dissipatives**.

L’étude des mécanismes de réaction associés aux collisions dissipatives est un des domaines passionnants de la physique des ions lourds ”légers”. De telles collisions mettent en jeu un grand

nombre de degrés de liberté et les processus sont par essence extrêmement compliqués. Malgré tout, certaines grandeurs macroscopiques ont parfois un comportement particulièrement simple. Bien sûr, l'étude de telles réactions ne nous permettra que très difficilement d'obtenir des informations de physique nucléaire dites fondamentales; mais ce n'est pas le but de telles études qui cherche simplement à observer ce qui se passe lorsque l'on fait entrer en collision deux amas de matière nucléaire chargée.

Beaucoup des expériences d'ions lourds "légers" conduisent à la mesure d'un grand nombre de paramètres. Il est donc nécessaire, pour comprendre les résultats, d'essayer de déterminer quelles sont les corrélations qui existent entre les différents paramètres. L'existence de telles corrélations peut aussi donner des indications sur la physique mise en jeu. Avec le nombre sans cesse croissant de paramètres mesurés au cours des expériences, cette recherche de corrélations devient de plus en plus difficile et de plus en plus aléatoire si on ne procède pas suivant une idée directrice.

I.2 Classification des Mécanismes de Réaction

Jusqu'à présent, les études consacrées à la physique des ions lourds ont révélé essentiellement quatre types de mécanismes: la diffusion élastique, les réactions quasi-élastiques, les collisions profondément inélastiques et les réactions de fusion. Ces deux dernières correspondent à des processus fortement dissipatifs dans lesquels une grande part de l'énergie cinétique incidente est transformée en excitation des partenaires. Dans une approche semi-classique, il est intéressant d'introduire une classification des mécanismes de réaction en fonction du paramètre d'impact b . Une représentation schématique en est donnée sur la figure I.1 pour des systèmes lourds "légers" ($40 \leq A_{nc} \leq 60$).

En utilisant une décomposition en ondes partielles [Kow68], la section efficace totale de réaction σ_R peut s'écrire:

$$\sigma_R = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell} = \pi\lambda^2 \sum_{\ell} \sigma_{\ell} \quad (\text{I.1})$$

où T_{ℓ} est le coefficient de transmission pour l'onde incidente ℓ et λ la longueur d'onde associée au mouvement relatif.

L'approximation de coupure franche:

$$T_{\ell} = \begin{cases} 1 & \ell \leq \ell_{\max} \\ 0 & \ell > \ell_{\max} \end{cases} \quad (\text{I.2})$$

permet d'écrire:

$$\sigma_R = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} (2\ell + 1) = \pi\lambda^2 (\ell_{\max} + 1)^2 \quad (\text{I.3})$$

où ℓ_{\max} est le moment angulaire correspondant au paramètre d'impact à l'effleurement.

Sur le diagramme figure I.1, il semble exister une frontière nette entre les collisions très inélastiques et les réactions de fusion. Les collisions très inélastiques sont associées à des valeurs

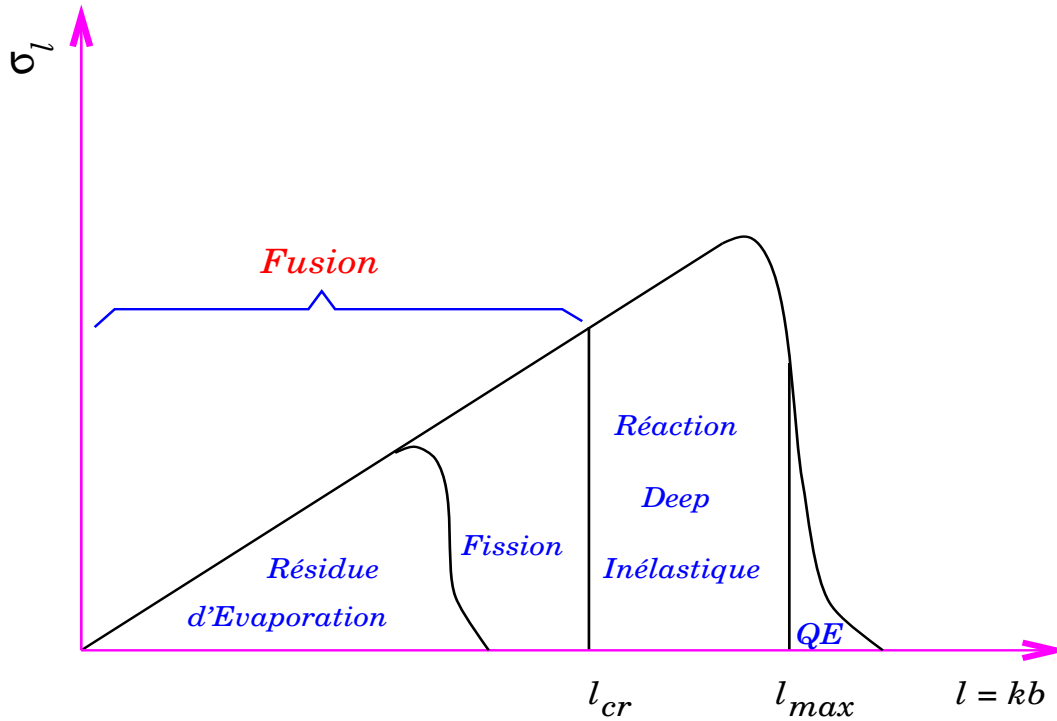


Figure I.1 : Représentation schématique des différents mécanismes de réaction induits par ions lourds “légers” . *QE* signifie réactions quasi-élastique. Le moment angulaire critique l_{cr} est défini par le biais de l’approximation de coupure franche.

du moment angulaire orbital initial l comprises entre l_{cr} et l_{max} , l_{cr} étant le moment angulaire critique pour la fusion et l_{max} le moment angulaire maximum conduisant à des interactions nucléaires profondes. Les réactions de fusion apparaissent pour des valeurs de l inférieures à l_{cr} . Ce moment angulaire critique est déterminé, à l’approximation de coupure franche, à partir des sections efficaces de fusion qui se décomposent en une section efficace de résidus d’évaporation et une section efficace de fission. Pour la plupart des systèmes l_{cr} n’excède pas le moment angulaire l_{B_f} au-delà duquel le noyau composé perd sa stabilité sous les effets centrifuges. Néanmoins, pour certains systèmes et surtout dans les collisions entre ions lourds “légers” où un noyau composé de masse $40 \leq A_{nc} \leq 60$ est formé, on peut observer un moment angulaire critique supérieur à l_{B_f} . Dans ce cas on peut se demander si un noyau composé est réellement formé et quel est le mécanisme qui accroît les sections efficaces de fusion. Ce dernier point est l’un des objectifs de ma thèse, qui sera abordé en détail, en étudiant la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{lab.} = 278$ MeV.

I.3 Processus de Fusion

Une réaction de fusion est possible lorsqu'il y a *amalgame* complet de la cible avec le projectile et formation d'un système mono-nucléaire équilibré dans tous ses degrés de liberté. Le critère fondamental de fusion est le transfert de moment linéaire pour lequel le noyau composé a perdu la mémoire de son mode de formation.

Qualitativement le processus de fusion peut se comprendre en termes de compétition entre deux forces opposées :

- les forces nucléaires attractives qui deviennent de plus en plus efficaces au fur et à mesure que les centres des deux noyaux se rapprochent : notion de distance critique [Gal74].

- les forces centrifuges qui, associées aux forces Coulombiennes, empêchent les noyaux de former un système di-nucléaire stable suffisamment longtemps pour oublier leurs structures individuelles et fondre en un noyau composé mono-nucléaire : notion de moment angulaire critique (voir paragraphe I.3.2).

Après fusion, le noyau composé se désexcite par évaporation de particules légères (n, p, α, \dots) donc nous aurons un processus de *fusion-évaporation*. Dans le cas de la cassure du noyau composé en deux fragments, on dit que la réaction se caractérise par un processus de *fusion-fission*.

I.3.1 Barrière de Fusion Empirique

Pour un système noyau-noyau donné, le potentiel effectif V_{eff} qui s'exerce entre deux noyaux est la somme du potentiel Coulombien V_C , du potentiel nucléaire V_N et d'un terme centrifuge dans le cas où l'on considère des collisions non centrales, à paramètre d'impact non nul :

$$V_{\text{eff}}(r, \ell) = V_C(r) + V_N(r) + \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2\mu r^2} \quad (\text{I.4})$$

avec

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_c Z_p e^2}{r} & r > R_c \\ (Z_c Z_p e^2) \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) & r \leq R_c \end{cases} \quad (\text{I.5})$$

telle que $R_c = 1.2(A_c^{\frac{1}{3}} + A_p^{\frac{1}{3}})$

Dans toute étude dynamique, c'est ce potentiel effectif qui détermine la phase d'approche de la collision où les noyaux conservent leur identité initiale. Le potentiel Coulombien $V_C(r)$ étant répulsif et $V_N(r)$ comportant une partie attractive hors de la zone de saturation de la matière nucléaire, V_{eff} exprimé en fonction de la distance radiale entre les ions, présente une barrière d'interaction tout au moins pour un faible moment angulaire et une répulsion Coulombienne pas trop élevée.

La plupart des approches macroscopiques se réduisent généralement au modèle de la goutte liquide [Coh74, Mye67]. Le processus de fusion est décrit en termes de phénomène de voie d'entrée, pour

lequel la variable dynamique est la distance entre les deux noyaux. Les trajectoires de fusion sont calculées classiquement pour chaque valeur de ℓ du moment angulaire en utilisant un potentiel de proximité et des termes de friction à un corps [Ran78a, Ran78b], et les termes centrifuges sont simplement donnés par $\frac{\ell^2}{2\mu r^2}$ où μ est la masse réduite du système.

L'énergie cinétique est dissipée par une force de friction tangentielle qui assure également le transfert du moment orbital relatif en moment angulaire intrinsèque des fragments.

Le potentiel de proximité entre deux surfaces sphériques qui constituent un système leptodermique est donné par **J. Blocki** [Blo77]. Le théorème de proximité s'énonce comme suit :

” La force exercée entre deux surfaces rigides régulièrement courbées est proportionnelle au potentiel d'interaction par unité de surface $e(s)$ entre deux surfaces planes ”.

$$F(s) = 2\pi \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} e(s) \quad (\text{I.6})$$

Le potentiel de proximité présente alors la forme suivante :

$$V_N(r) = 4\pi\gamma b \frac{C_c C_p}{C_c + C_p} \phi\left[\frac{(r - C_c - C_p)}{b}\right] \quad (\text{I.7})$$

où γ est le coefficient d'énergie de surface ,

$$\gamma = 0.9517 \left[1 - 1.7826 \left(\frac{N - Z}{A}\right)^2\right] \quad (\text{MeV}/\text{fm}^2) \quad (\text{I.8})$$

b est la diffusivité de la distribution de matière à la surface $b \simeq 1$ fm , C_c et C_p sont les rayons centraux calculés à partir des rayons de surface abrupte R_c et R_p [Mye73],

$$C_{c,p} = R_{c,p} \left[1 - \frac{b^2}{R_{c,p}} + \dots\right] \quad (\text{I.9})$$

avec $R_{c,p} = 1.28 A_{c,p}^{\frac{1}{3}} - 0.76 + 0.8 A_{c,p}^{-\frac{1}{3}}$.

Le potentiel nucléaire dépend de la fonction nucléaire universelle $\phi(\zeta)$ (où $\zeta = \frac{r - C_c - C_p}{b}$) qui a été calculée dans l'approximation de Thomas-Fermi et tabulée par Blocki [Blo77].

Une approximation “cubique-exponentielle” est donnée par l'expression suivante :

$$\phi(\zeta) = \begin{cases} -\frac{1}{2} (\zeta - \zeta_0)^2 - k(\zeta - \zeta_0)^3 & \text{si } \zeta \leq \zeta_1 \\ -3.437 \exp\left(-\frac{\zeta}{0.75}\right) & \text{si } \zeta > \zeta_1 \end{cases} \quad (\text{I.10})$$

où $\zeta_1 = 1.2511 \simeq \frac{5}{4}$, $\zeta_0 = 2.54$, et $k = 0.0852 \simeq \frac{1}{12}$.

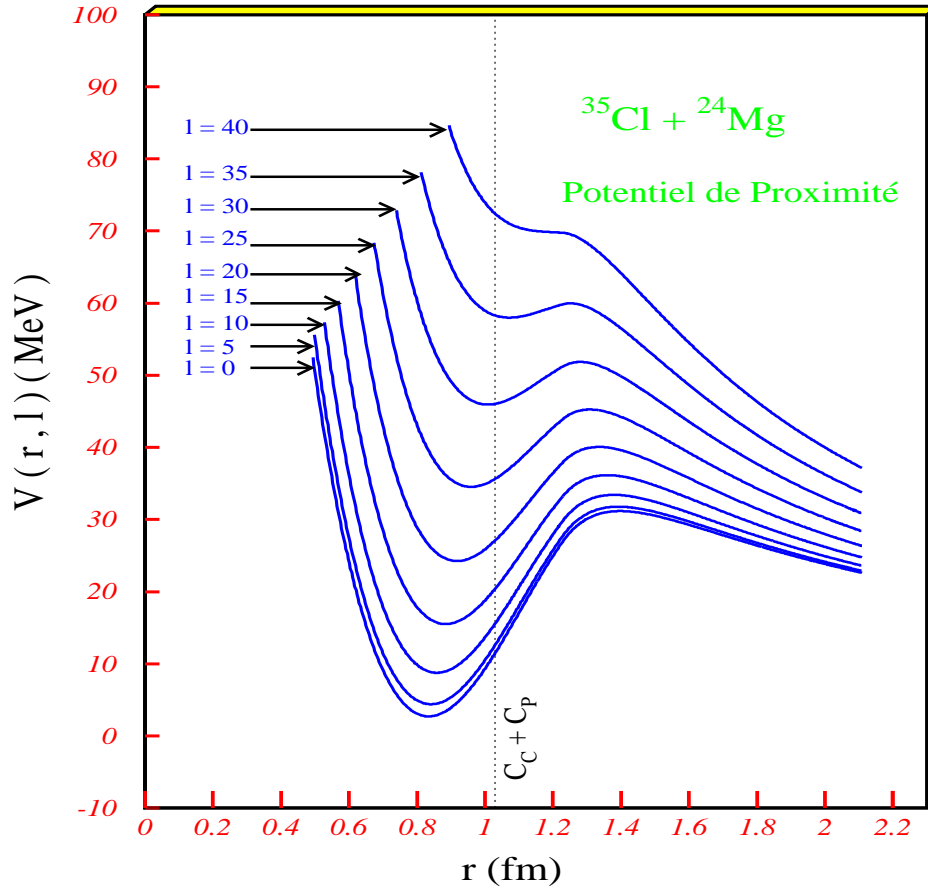


Figure I.2 : Potentiel de proximité du système $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$. La ligne verticale correspond à la somme des rayons de demi-densité des noyaux ^{35}Cl et ^{24}Mg .

En figure I.2, le potentiel effectif est représenté pour le système $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ (que nous allons étudier en détail par la suite) à différentes valeurs du moment angulaire ℓ .

Pour $\ell < 40 \hbar$, la partie externe du potentiel ($r = 1.2$ fm) possède un maximum local qui constitue la barrière de potentiel. Le franchissement de cette barrière peut conduire après dissipation d'énergie à la fusion entre les ions, si ceux-ci sont " piégés " dans la poche du potentiel. Le fait de savoir s'il y aura fusion ou non dépend alors de l'évolution ultérieure du système.

L'on peut exprimer la section efficace de fusion σ_F dans une décomposition en ondes partielles :

$$\sigma_F = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell} P_{\ell} \quad (\text{I.11})$$

avec k le nombre d'onde associé au mouvement relatif. Ici T_{ℓ} représente le coefficient de transmission de la barrière pour l'onde ℓ . Si l'on suppose que toutes les ondes partielles dont la valeur de ℓ est

inférieure au moment angulaire critique ℓ_{cr} conduisent à la fusion on peut écrire :

$$P_\ell = \begin{cases} 1 & \text{si } \ell \leq \ell_{\text{cr}} \\ 0 & \text{si } \ell > \ell_{\text{cr}} \end{cases} \quad (\text{I.12})$$

Dans ce cas, il est possible d'étudier la barrière d'interaction (barrière de fusion) par l'étude de σ_{F} et de faire une étude comparative entre les différents modèles pour le calcul du potentiel d'interaction dans la voie d'entrée.

Dans la référence [Gre82], une étude systématique donne une comparaison entre les barrières de fusion théoriques et les barrières de fusion empiriques. Le bon accord général des barrières théoriques avec les barrières de fusion empiriques ouvre donc la possibilité d'une étude dynamique dans laquelle l'un des potentiels ci-dessus serait utilisé comme potentiel effectif dans la voie d'entrée. La dynamique fixera alors les sections efficaces de fusion à plus haute énergie incidente tout en préservant les propriétés à basse énergie qui sont une caractéristique du potentiel d'interaction dans la voie d'entrée.

I.3.2 Moment Angulaire Critique et Moment Angulaire Limite

A l'approximation de coupure franche (pas d'effet de transparence), l'expression (I.11) qui donne σ_{F} devient :

$$\sigma_{\text{F}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{cr}}} (2\ell + 1) = \frac{\pi}{k^2} (\ell_{\text{cr}} + 1)^2 \simeq \frac{\pi}{k^2} \ell_{\text{cr}}^2 \quad (\text{I.13})$$

ℓ_{cr} étant, par définition, le moment angulaire critique.

Dans une description classique cette sommation en ondes partielles se réduit à une intégration sur le paramètre d'impact qui est une variable continue :

$$\sigma_{\text{F}} = \frac{2\pi}{k^2} \int_0^{\ell_{\text{cr}}} \ell \, d\ell \quad (\text{I.14})$$

c'est-à-dire :

$$\sigma_{\text{F}} = \frac{\pi}{k^2} \ell_{\text{cr}}^2 \quad (\text{I.15})$$

les expressions (I.13) et (I.14) sont donc équivalentes.

Expérimentalement, on peut observer trois régimes de variation de ces sections efficaces de fusion en fonction de l'énergie incidente. Ceci est illustré sur la figure I.3 où σ_{F} est représenté en fonction de $\frac{1}{E_{\text{c.m.}}}$ ($E_{\text{c.m.}}$ est l'énergie dans le référentiel du centre de masse).

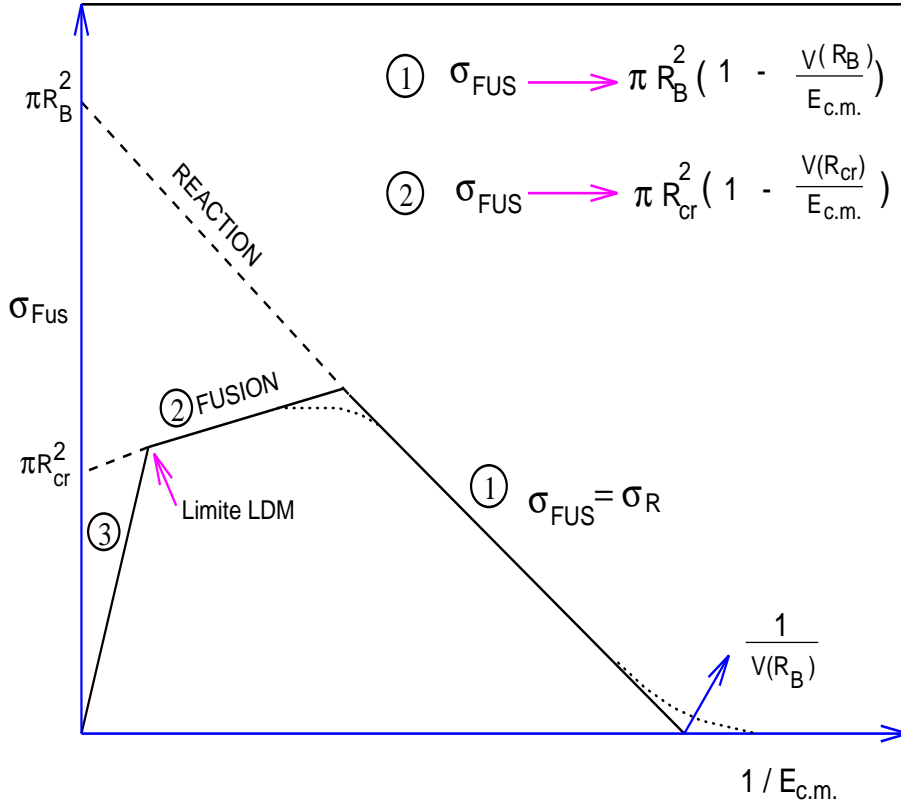


Figure I.3 : Variation schématique de σ_{FUS} en fonction de $\frac{1}{E_{c.m.}}$ montrant l'apparition successive de trois régimes de fusion.

i) A basse énergie incidente E_B (jusqu'à environ deux fois la barrière Coulombienne E_C). σ_F suit sensiblement l'évolution de σ_R et on observe le premier régime de fusion

$$V_B(\ell) = V_B^{\ell=0}(R_B) + \frac{\hbar^2}{2\mu R_B^2} \ell(\ell + 1) \tag{I.16}$$

où $V_B^{\ell=0}(R_B)$, la hauteur de la barrière pour l'onde s , est approximativement égale à B_C . R_B est la distance relative qui correspond au maximum de la barrière.

$$R_B = r_B(A_p^{\frac{1}{3}} + A_c^{\frac{1}{3}}) \tag{I.17}$$

A_p et A_c sont les masses respectives du projectile et de la cible.

La section efficace σ_F donnée par (I.13) peut alors s'écrire suivant la formule :

$$\sigma_F = \pi R_B^2 \left(1 - \frac{V(R_B)}{E_{CM}} \right) \tag{I.18}$$

les données expérimentales peuvent être fittées par la relation (I.18) et l'on extrait les valeurs de $V(R_B)$ (intersection de (1) avec l'axe des abscisses) et de R_B (πR_B^2 est donnée par l'ordonnée à l'origine (1)).

ii) A plus haute énergie incidente ($E_B > 2B_c$). σ_F devient inférieur à σ_R et on observe le régime de saturation (2) où le paramètre R_{cr} (πR_{cr}^2 est donné par l'ordonnée à l'origine de (2)) devient important pour le processus de fusion. La notion de distance critique, proposée par le groupe d'Orsay [Gal74, Lef78] , est basée sur l'existence d'une barrière de fusion :

$$V_{cr}(\ell) = V_{cr}^{\ell=0}(R_{cr}) + \frac{\hbar^2}{2\mu R_{cr}^2} \ell(\ell + 1) \quad (\text{I.19})$$

où $V_{cr}^{\ell=0}(R_{cr})$, la hauteur de la barrière pour l'onde s .

avec

$$R_{cr} = r_{cr} (A_p^{\frac{1}{3}} + A_c^{\frac{1}{3}}) \quad (\text{I.20})$$

et

$$\sigma_F = \pi R_{cr}^2 \left(1 - \frac{V(R_{cr})}{E_{CM}}\right) \quad (\text{I.21})$$

les trajectoires de fusion sont alors liées à l'existence d'une poche dans le potentiel d'interaction dans laquelle il est possible, après dissipation suffisante d'énergie, de piéger les ions. Les sections efficaces de fusion d'ions lourds mesurées dans le deuxième régime varient, en général, linéairement en $(\frac{1}{E_{c.m.}})$.

iii) A des énergies très au-dessus de la barrière, l'importance des termes centrifuges est telle que deux phénomènes peuvent limiter le processus de fusion :

a - l'absence de la poche de potentiel (voir figure I.2) permettant la capture du système. Si ℓ_{poche} est la valeur du moment angulaire au-delà de laquelle le potentiel effectif ne présente plus de poche ($\ell_{poche} \simeq 40\hbar$ sur la figure I.2) et si f est le facteur de dissipation du moment angulaire total ($f = \frac{(\mathfrak{S}_1 + \mathfrak{S}_2)}{(\mathfrak{S}_T + \mathfrak{S}_1 + \mathfrak{S}_2)}$ dans le cas du collage) on doit avoir l'inégalité

$$(1 - f)\ell_{cr} < \ell_{poche} \quad (\text{I.22})$$

Définissant le moment angulaire limite par :

$$\ell_{lim} = \frac{1}{1 - f} \ell_{poche} \quad (\text{I.23})$$

où f est pris égal à sa valeur pour le cas du collage (valeur minimale), la saturation de ℓ_{cr} (figure I.3) à haute énergie $E_{c.m.}$ peut être interprétée comme étant due à la présence de cette valeur ℓ_{lim} .

Néanmoins, il est clair que seule une étude dynamique est susceptible de préciser cette notion de moment angulaire limite.

b - l'impossibilité de la formation d'un noyau composé due à son instabilité produite par les effets centrifuges. Nous aborderons ce point en détail dans les chapitres expérimentaux. En simplifiant nous considérons dans une première approche que les produits observés sont alors similaires à des produits de *fission* suivant fusion et, de ce fait, ne peuvent guère en être discernés dans une mesure de σ_F .

I.4 Processus d'Orbiting et de Fusion-Fission

Le processus à l'origine de la production des fragments binaires *relaxés en énergie* dans les réactions entre ions lourds, $A_{nc} \leq 60$, restait en suspens dans le contexte d'un débat controversé. Les caractéristiques expérimentales de ces produits peuvent être résumées par le fait que :

- Une part importante de l'énergie cinétique initiale est dissipée. La valeur moyenne de l'énergie cinétique totale dans la voie de sortie est indépendante de l'angle d'observation et bien reproduite par un modèle simple de cassure binaire d'un système en rotation où l'énergie totale dans la voie de sortie est obtenue par la somme des *contributions des énergies de rotation, Coulombienne et nucléaire*.

- Les distributions angulaires mesurées montrent que les fragments sont émis "*isotropiquement*" dans le système du centre de masse. Ce comportement suggère que ces fragments proviennent de la décroissance d'un complexe dinucléaire en rotation dont le temps de vie est comparable ou plus important que la période de rotation.

Ces observations communes, soit pour un processus de désexcitation d'un système dinucléaire équilibré (**Orbiting**), soit pour un mécanisme de **fission** du noyau composé, ne sont pas une signature biunivoque en faveur d'une hypothèse plutôt que de l'autre.

I.4.1 Processus d'Orbiting

Dans l'image d'un processus d'*orbiting*, bien que les ions incidents soient piégés dans une poche de potentiel d'interaction, il y a reséparation avant l'équilibre en masse. Ce mécanisme a été fortement suggéré par l'observation du caractère résonnant se manifestant sous forme de fortes structures oscillantes aux angles arrières dans les collisions entre noyaux appartenant aux couches *p* et *sd* [Bra82]. Un exemple typique est donné par le système $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ [Sha82, Sha84, Shi87] comme le montre la figure I.4. L'énergie totale dans la voie de sortie augmente avec l'énergie incidente jusqu'à atteindre une valeur limite (figure I.4.a). Ce comportement a été interprété par le fait que le potentiel noyau-noyau dans la voie d'entrée ne présente plus de poche.

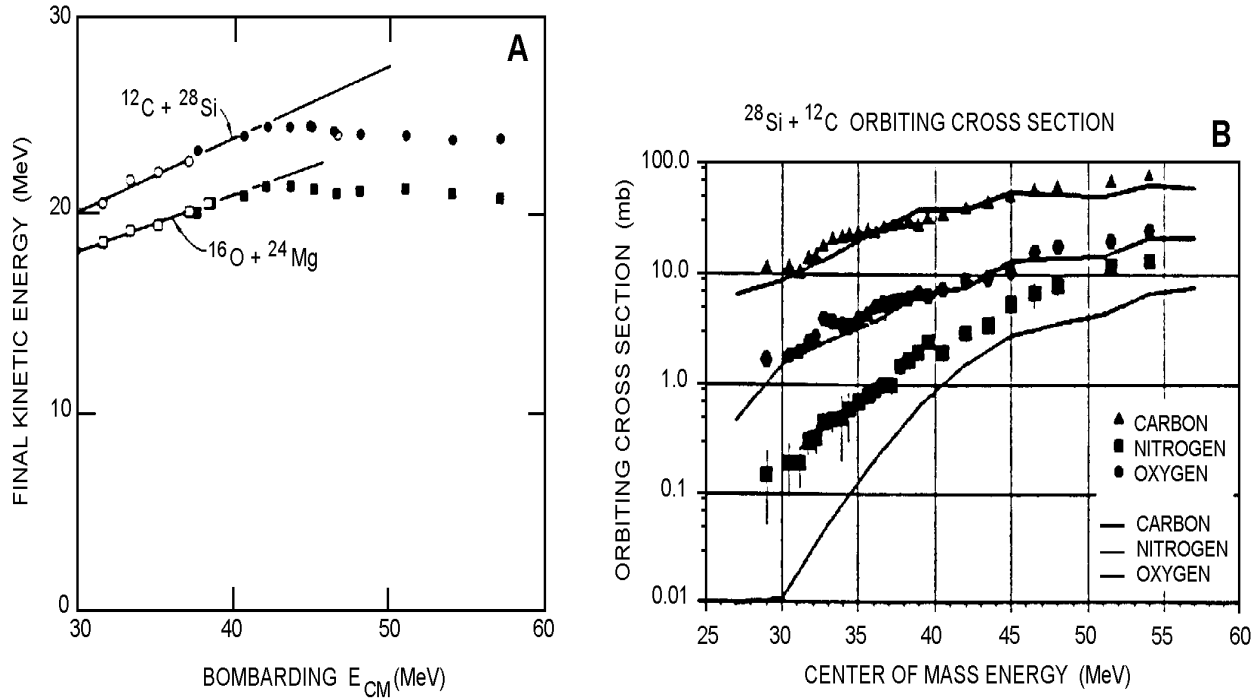


Figure I.4 : Caractéristiques des produits d’orbiting issus de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ en fonction de l’énergie disponible dans le centre de masse : A) les énergies cinétiques finales B) les sections efficaces (points). Figures tirées des références [Sha82, Sha84, Shi87].

I.4.2 Processus de Fusion-Fission

Après fusion des noyaux en collision, le noyau composé ainsi formé est en rotation rapide et a tendance à se désexciter. Le modèle de la goutte liquide [Coh74] en rotation montre que pour les systèmes “très lourds” le noyau composé se déforme sous l’effet des forces Coulombienne et rotationnelle avant de se reséparer en deux fragments de masses voisines : **la fission**. Le processus de fission illustre donc une instabilité des noyaux à l’égard de leur déformation. Pour les systèmes légers ($A_{nc} \leq 60$) la décroissance du noyau composé par fission était prédite par le modèle de la goutte liquide tournante (R.L.D.M.) [Coh74] comme étant un mécanisme peu probable car les barrières de fission calculées dans le cadre de ce modèle macroscopique sont prédites trop élevées (voir figure II.1).

I.4.2.a Première Signature Expérimentale du Processus de Fusion-Fission Asymétrique

La première mise en évidence de la fusion-fission asymétrique a été observée dans la décroissance des noyaux composés $^{56,60}\text{Ni}$ [San86, San87, San89] lors de l’interprétation de la distribution de masse asymétrique observée dans les réactions $^{16}\text{O} + ^{40,44}\text{Ca}$ et $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$. Les données expérimentales sont représentées sur la figure I.5. Elles montrent clairement qu’après correction pour l’émission secondaire de particules légères, le système a totalement perdu la mémoire de la voie d’entrée et *fissionne de façon asymétrique*.

De plus, des nouvelles estimations des barrières de fission, calculées par A. Sierk [Sie86], montrent que celles-ci sont plus faibles que celles prédites par le modèle de la goutte liquide. Ces barrières tiennent compte des effets de surface à courte portée dans les calculs macroscopiques des énergies au point selle. Un exemple de calcul des barrières de fission sera présenté sur la figure II.1 pour le noyau composé ^{56}Ni .

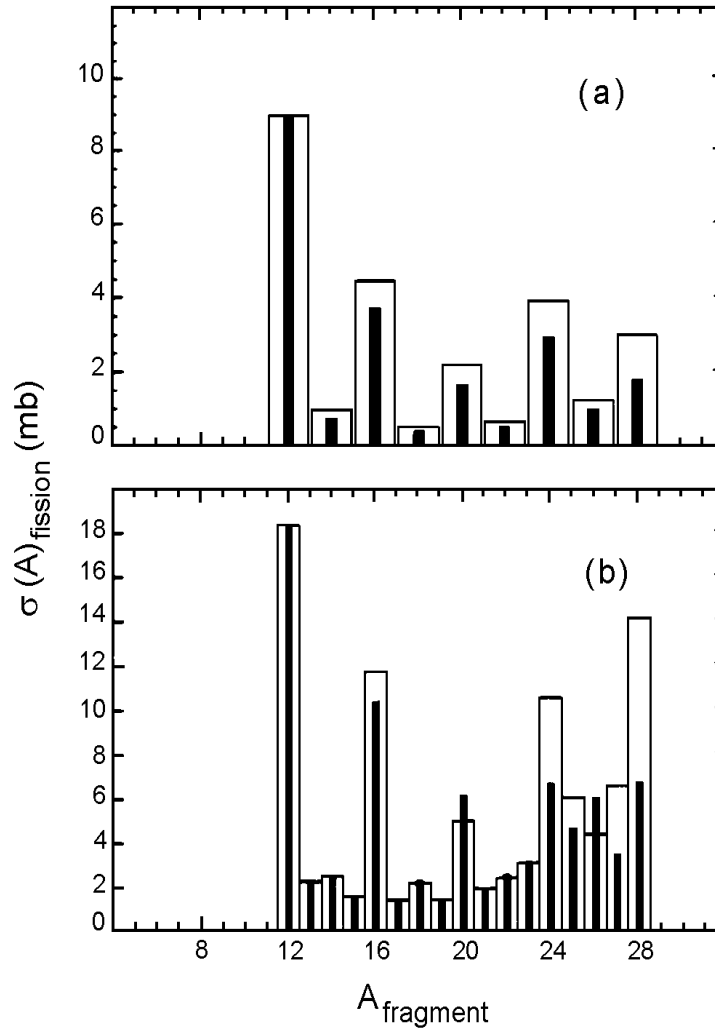


Figure I.5 : Distributions de masse expérimentales (histogrammes ouverts) et avant évaporation (histogrammes pleins) pour la composante de fission observée dans la réaction $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{c.m.}} = 51.9$ (a) et 60.8 MeV (b). Figure tirée de la référence [San89].

I.5 Approche Spectroscopique “Déformation des Noyaux”

Observer comment réagit un système quand on l’excite, permet de préciser son Hamiltonien de façon très fine puisqu’on perçoit ainsi son aptitude au changement sous l’action des perturbations. Les succès de cette méthode générale ne se comptent plus, depuis le modèle de l’atome de Bohr (plaque tournante de la physique quantique), tiré de l’observation des séries de Balmer, Lyman, Paschen,..., jusqu’au modèle des quarks, issus de l’interprétation des spectres hadroniques.

I.5.1 Paramétrisation de la Surface Nucléaire

Dans le but de présenter de manière aussi claire que possible les différents types de déformations des noyaux, nous avons eu recours aux modèles microscopiques dans lesquels *le potentiel de Woods-Saxon déformé* joue un rôle primordial.

Le potentiel de Woods-Saxon déformé (WSD) est défini par l’expression :

$$V_{WSD} = -V_0 \left[1 + \exp \left(\frac{dist_{\Sigma}(r, \beta)}{a} \right) \right]^{-1} \quad (\text{I.24})$$

où Σ représente la surface nucléaire et $dist_{\Sigma} = r - R(\theta, \phi)$ la distance d’un point r quelconque de l’espace au point de la surface la plus proche.

Afin de définir le potentiel WSD, on introduit une paramétrisation de la surface nucléaire Σ en utilisant la base des harmoniques sphériques :

$$R(\theta, \phi) = R_0 C(\alpha) \left[1 + \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\mu=+\lambda} \alpha_{\lambda, \mu} \mathcal{Y}_{\mu}^{\lambda}(\theta, \phi) \right] \quad (\text{I.25})$$

où $R(\theta, \phi)$ représente la distance entre l’origine du référentiel et tous les points appartenant à la surface du noyau. $C(\alpha)$ est un facteur de “conservation de volume”, reflétant le fait que la matière nucléaire est incompressible, indépendamment de la déformation. Les paramètres de déformation sont notés $\alpha_{\lambda, \mu}$. L’avantage d’une telle paramétrisation est que l’ensemble \mathcal{Y} forme une base complète. Etant donné que l’énergie nucléaire totale converge rapidement en termes d’harmoniques sphériques, on limite le développement à λ_{\max} . Le terme $\lambda = 0$ décrit les variations de volume, les termes $\lambda = 1$ décrivent la translation du système, les termes $\lambda = 2$ correspondent à la déformation quadrupolaire, $\lambda = 3$ à la déformation octupolaire, $\lambda = 4$ à une déformation hexadécapolaire,...

Dans le cas de la symétrie axiale, $R(\theta, \phi)$ se limite à :

$$R(\theta, \phi) = R_0 C(\beta) \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\lambda_{\max}} \beta_{\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta) \right], \quad (\text{I.26})$$

où β sont aussi des paramètres de déformation, et $P_{\lambda}(\cos \theta)$ les polynômes de Legendre.

I.5.2 Paramètres de Déformation $\alpha_{\lambda,\mu}$

Les paramètres de déformation $\alpha_{\lambda,\mu}$ qui interviennent dans l'équation (I.25) ont des propriétés remarquables dont certaines présentent un intérêt immédiat :

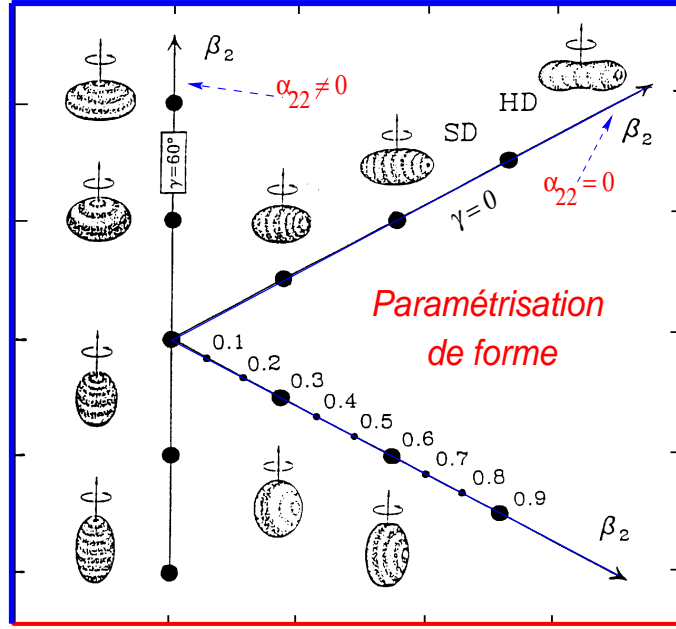


Figure I.6 : Evolution de la forme du noyau en termes des paramètres (β_2, γ) [Dud92]. Le symbole *SD* correspond à la superdéformation et *HD* à l'hyperdéformation.

- Pour s'assurer que la surface du noyau soit réelle, J. Dudek et collaborateurs [Dud92] ont utilisé la propriété suivante des harmoniques sphériques :

$$\mathcal{Y}_{\lambda,\mu}^* = (-)^\mu \mathcal{Y}_{\lambda,-\mu} \quad (\text{I.27})$$

par conséquent, nous obtenons :

$$\alpha_{\lambda,\mu}^* = (-)^\mu \alpha_{\lambda,-\mu} \quad (\text{I.28})$$

- Les paramètres de déformation quadripolaire peuvent être exprimés en fonction des paramètres de Bohr (β, γ) suivant les définitions :

$$\alpha_{2,0} = \beta_2 \cos \gamma \quad (\text{I.29})$$

$$\alpha_{2,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma \quad (\text{I.30})$$

Les valeurs $\gamma = 0^\circ$, $\gamma = 120^\circ$ et $\gamma = 240^\circ$ correspondent aux formes “prolates” allongées, et les valeurs $\gamma = 60^\circ$, $\gamma = 180^\circ$ et $\gamma = 300^\circ$ aux formes “oblates” aplaties (voir figure I.6).

Chapitre II

Dispositifs Expérimentaux et Techniques de Détection

*”La vie est faite d’illusions.
Parmi ces illusions, certaines réussissent.
Ce sont elles qui constituent la réalité.”*
Jacques Audiberti.

Ce chapitre est consacré à la description des dispositifs expérimentaux (auprès du tandem post-accélééré de Saclay et du VIVITRON) et aux techniques de détection associées (télescopes, jonctions à localisation, multidétecteur EUROGAM Phase II) adaptés pour les expériences $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{lab.}}(^{35}\text{Cl}) = 275$ MeV, $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab.}} = 278$ MeV et $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab.}}(^{28}\text{Si}) = 111.6$ MeV. Les résultats seront présentés et analysés au chapitre III et interprétés au chapitre IV.

II.1 Contexte et But des Expériences

Notre but dans la recherche subatomique est une meilleure compréhension des mécanismes de réaction (fusion-évaporation, fusion-fission, deep-inélastique,...) et de la structure interne des noyaux. Les possibilités et les champs d'investigation sont vastes. Il est cependant des constantes qui caractérisent de façon plus universelle le noyau.

L'interaction entre deux ions lourds pour des énergies incidentes deux ou trois fois supérieures à l'énergie de la barrière Coulombienne est notamment caractérisée par la compétition entre le processus de fusion complète et d'autres processus très relaxés (deep-inélastique, *orbiting*, fission rapide,...). Il y a quelques années le phénomène de fusion-fission a été mis en évidence pour des systèmes très légers, dans la région de masse $40 \leq A_{\text{nc}} \leq 60$ [San86, San87], pour laquelle le modèle de la goutte liquide tournante (R.L.D.M.) [Coh74] prédit que ce mécanisme est peu probable car les barrières de fission calculées dans le cadre de ce modèle macroscopique sont trop élevées (voir figure II.1).

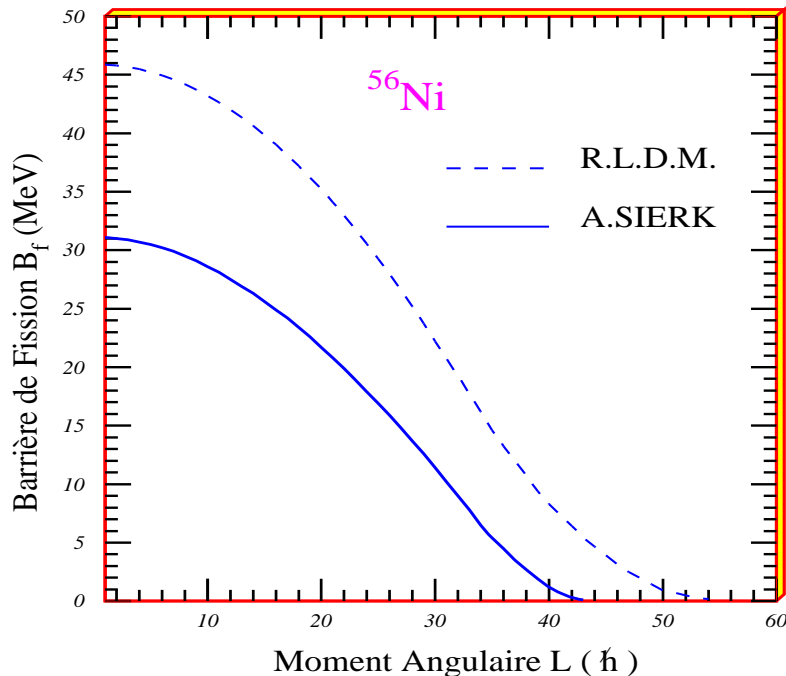


Figure II.1 : Barrière de fission du ^{56}Ni calculée en fonction du moment angulaire avec le modèle de la goutte liquide tournante (R.L.D.M.) [Coh74] et le modèle de Sierk [Sie86].

Parallèlement Sanders et al. ont interprété les distributions de masse asymétriques observées dans la réaction $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ [San86, San87, San89] par un processus de fission asymétrique du noyau ^{56}Ni (voir figure II.2).

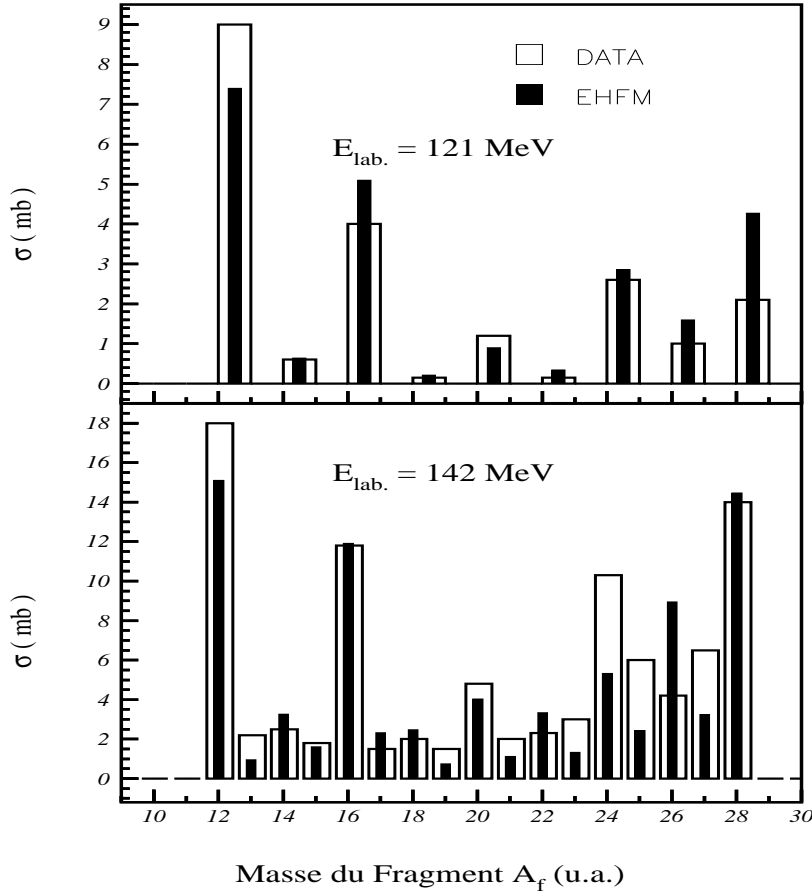


Figure II.2 : Distributions de masse expérimentales (histogrammes ouverts) pour la réaction $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{lab.}} = 121$ et 142 MeV [San89] comparés aux prédictions du modèle statistique Hauser-Feshbach Étendu (MEHF) (histogrammes pleins) [Mat97] (MEHF : voir chapitre IV).

De plus, des nouvelles estimations des barrières de fission, calculées par A. Sierk[Sie86], montrent que celles-ci sont plus faibles que celles prédites par le modèle de la goutte liquide [Coh74]. Ces barrières tiennent compte des effets de surface à courte portée dans les calculs macroscopiques des énergies au point selle. Un exemple de calcul des barrières de fission est présenté sur la figure II.1 pour le noyau composé ^{56}Ni .

Dans un tel contexte, il paraît donc primordial de réexaminer la nature des produits relaxés des systèmes intermédiaires moins massifs $40 \leq A_{\text{nc}} \leq 60$ où le mécanisme de fission asymétrique est susceptible de jouer un rôle déterminant dans le processus de désexcitation des noyaux ainsi formés.

Pour suivre l'évolution des mécanismes en fonction de l'énergie incidente et de la masse du système composite, nous avons entrepris d'étudier la compétition entre les processus très

relaxés à plus haute énergie par rapport à l'énergie de la barrière Coulombienne dans les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{lab.}} = 275 \text{ MeV}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab.}} = 278 \text{ MeV}$, les noyaux composés formés sont respectivement ^{59}Cu et ^{47}V . L'analyse des données de ces deux réactions à plus haute énergie d'excitation va permettre d'accéder à des informations sur les processus binaires et de faciliter la séparation des mécanismes et, en particulier, sur la contribution du processus à trois corps si sa présence est significative.

Pour étudier la structure interne des noyaux issus des processus binaires et qui est l'un de nos champs d'investigation, nous avons effectué une expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$ à l'aide du multidétecteur EUROGAM PHASE II.

Pourquoi la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ est à une énergie de résonance?

La première mise en évidence de la fission asymétrique dans la région de masse $A_{nc} \leq 60$ a concerné la décroissance du noyau composé ^{56}Ni [San86,San87]. Le modèle de Sierk[Sie86] montre que le noyau composé se déforme sous l'effet des forces Coulombienne et rotationnelle avant de se séparer en deux fragments, ce processus est appelé *fission*. Le processus de fission est donc lié à une instabilité des noyaux à l'égard de leur déformation.

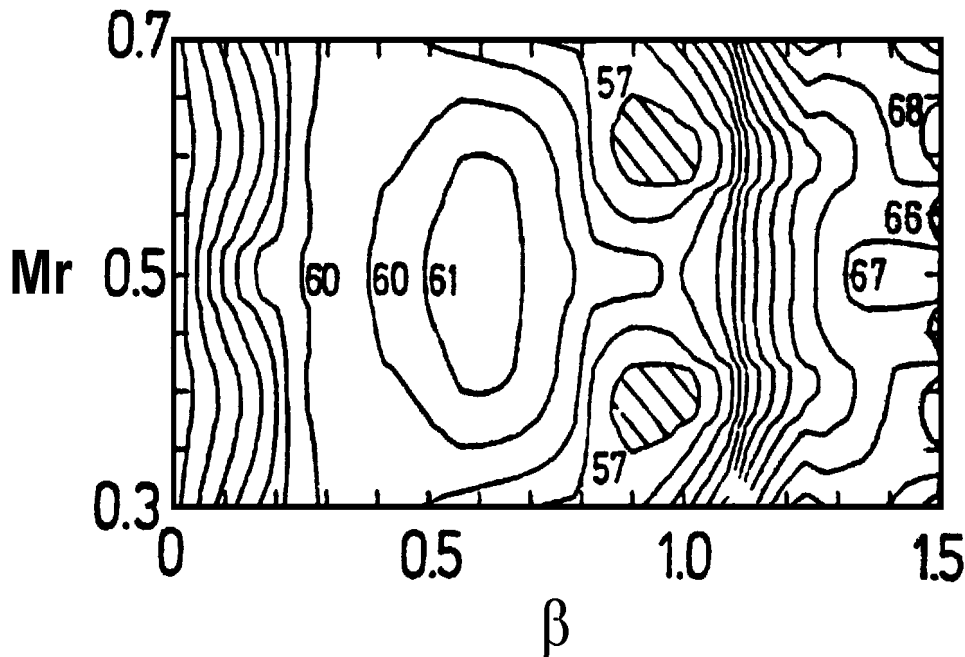


Figure II.3 : Surface d'énergie potentielle pour le ^{56}Ni à un spin $I = 40$ calculée suivant une approche de Cranking Strutinsky et d'un potentiel de Woods-Saxon [Bet83,Fab81].

La figure II.3 présente un calcul de surface d'énergie potentielle pour le noyau ^{56}Ni à un spin $I = 40 \hbar$. Ce calcul a été effectué à l'aide d'une approche de Cranking Strutinsky et d'un potentiel de Woods-Saxon [Bet83,Fab81]. Mr est le rapport de masse d'un fragment de la voie de sortie sur la masse du noyau composé (^{56}Ni) et β le paramètre de déformation. La surface d'énergie potentielle pour le noyau ^{56}Ni présente deux minima de surface d'énergie potentielle qui correspondent à une valeur de $\beta = 0.9$, qui indique que le noyau ^{56}Ni est très déformé.

Concernant le choix de l'énergie, celui-ci découle directement des résultats de Betts et collaborateurs [Bet81b] qui sont présentés sur la figure II.4 et mettent en évidence le phénomène de résonance dans la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

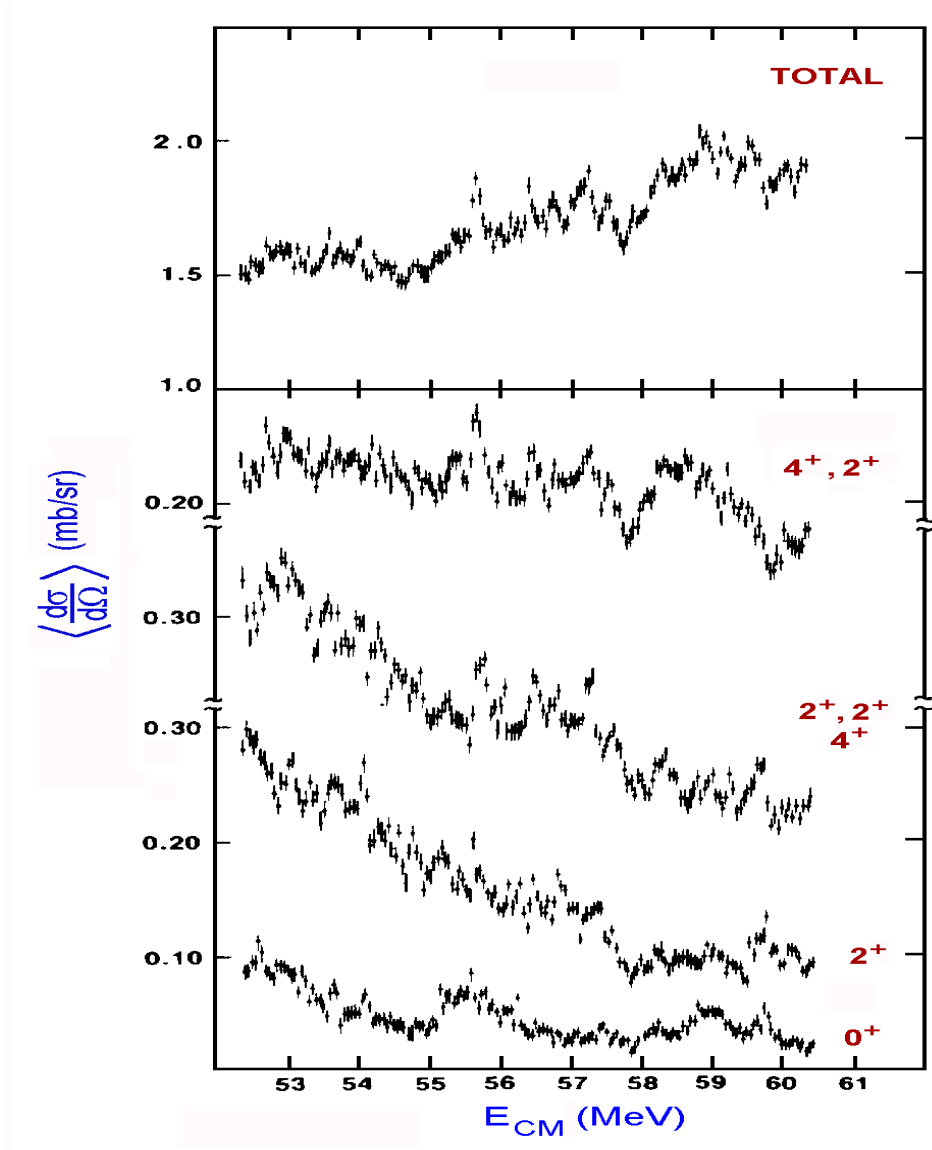


Figure II.4 : Fonction d'excitation de la diffusion élastique (0^+), inélastique (2^+), mutuelle ($2^+, 2^+$), mutuelle ($4^+, 2^+$) pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ [Bet81b].

Il est donc intéressant d'étudier la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ de type fragment-fragment- γ à l'aide du multidétecteur EUROGAM phase II, en choisissant à partir des travaux de Betts [Bet79, Bet82, Bet85], l'énergie de résonance la plus intense $E_{\text{lab.}} = 111.6$ MeV ($E_{\text{c.m.}} = 55.8$ MeV), dans le but d'étudier les différents produits binaires issus de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ ayant une configuration très spéciale. Nous fondons cette étude sur la spectroscopie γ des différents produits binaires. Il est également intéressant de voir l'effet de l'énergie de résonance sur la structure des différents produits binaires.

II.2 Expérience Fragment-Fragment ” Saclay ”

II.2.1 Description du Tandem Post-accélééré de Saclay

Les mesures expérimentales concernant les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ ont été effectuées auprès de l'accélérateur Van de Graaff Tandem de Saclay, qui est constitué d'un cylindre métallique horizontal d'environ 12 m de long pour un diamètre de 4 m. Ses extrémités sont portées à un potentiel nul, alors qu'on a au centre un potentiel positif qui peut monter jusqu'à 9 MV. Le potentiel couramment utilisé est égal à 8.5 MV. Cette distribution de potentiel est obtenue en faisant circuler dans le cylindre une courroie sans fin chargée et déchargée à chaque extrémité du Tandem au moyen d'un balai. Le courant qui circule ainsi traverse des ponts de résistance choisie pour créer la distribution de potentiel désirée. Au milieu du tandem, un stripper (constitué d'une mince feuille de carbone, ou d'une colonne de gaz à très basse pression) fait passer les ions du faisceau de la charge -1 qu'ils ont en sortant de la source à une charge q^+ . Ils sortent donc du tandem avec une énergie $E = (q + 1)V$ MeV, où V est le potentiel de l'électrode centrale en MV. L'avantage essentiel de cette disposition est que les ions sont accélérés dans les deux demi-machines, la source d'ions étant accessible au potentiel de la masse. Evidemment on peut modifier la nature des ions accélérés (les faisceaux) en changeant la source.

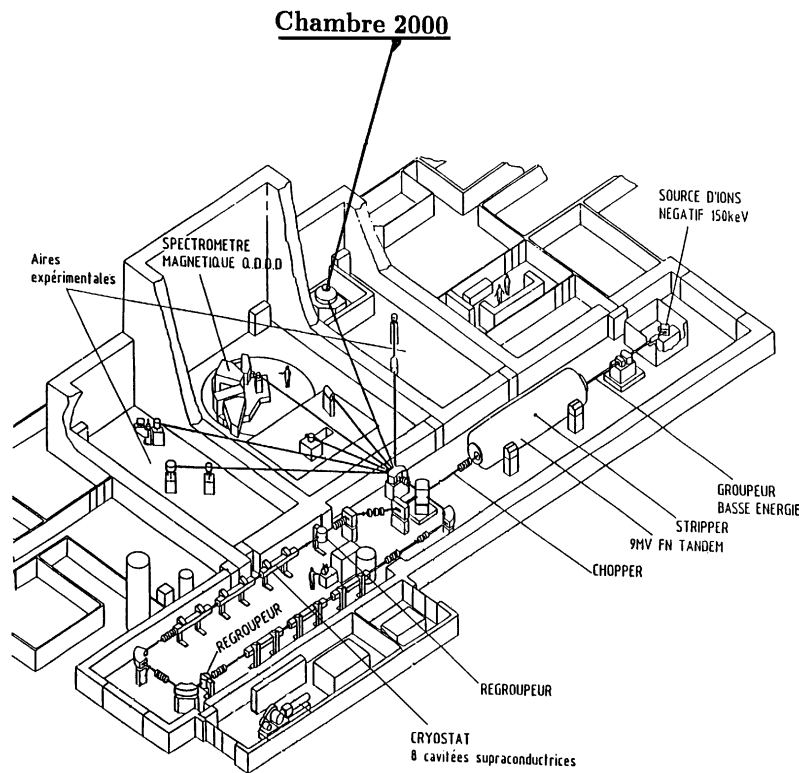


Figure II.5 : Tandem post-accélééré de Saclay (Schéma tiré de la référence [Val87]).

Le post-accélérateur (" booster ") qui succède au tandem est constitué de 50 cavités supraconductrices indépendantes et permet d'accroître l'énergie des faisceaux d'ions injectés par le tandem, d'environ un facteur 3. Ces résonateurs haute fréquence en niobium, sont refroidis par une centrale d'hélium liquide fournissant 500 Watts à 4° K [Com90]. L'avantage essentiel d'un tel post-accélérateur est de permettre l'accélération de particules de nature très diverse avec différents états de charge dont la vitesse peut varier facilement dans de très larges limites en ajustant phase et amplitude du champ dans les différentes cavités. Au contraire, les accélérateurs linéaires "classiques" ont deux ou trois types de cavités, de géométries différentes, et ne permettent d'obtenir qu'une valeur donnée de vitesse, donc d'énergie pour un ion donné.

Les ions accélérés ont des masses atomiques comprises entre 12 et 58 , et peuvent être orientés vers sept lignes d'expérimentation différentes. Cinq de ces lignes sont équipées de dispositifs expérimentaux. Deux lignes sont dédiées à la Physique non Nucléaire (15° Gauche et 45° Droite) et les trois autres sont utilisées par la Physique Nucléaire (30° Droite, 0° et 45° Gauche qui est utilisée pour l'étude des rayonnements γ) (voir figure II.5). Dans ces trois dernières lignes il est possible de réduire le diamètre du faisceau sur une cible, à environ 2 mm avec une ouverture angulaire de 3 mrad tant que la dispersion relative en énergie n'excède pas 10^{-3} . Pour les lignes dédiées à la physique Nucléaire, en plus des faibles dimensions du faisceau sur la cible, il est impératif que les dimensions de l'enveloppe radiale des faisceaux soient très inférieures aux diamètres internes des éléments sur toute la ligne, de manière à ne pas créer un bruit de fond dans les détecteurs. Un schéma de l'accélérateur et des salles expérimentales est présenté sur la figure II.5.

Pour nos expériences, nous avons utilisé la ligne 30° Droite. Les mesures ont été effectuées avec un faisceau de ^{35}Cl dont l'état de charge 14^+ , sa résolution en temps était d'environ 2 ns et sa pulsation de 74 ns. L'énergie fournie par le Tandem post-accélérateur pour le faisceau de ^{35}Cl était de 275 MeV pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et 278 MeV pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ respectivement.

Projectile	$E_{lab.}$ (MeV)	U_{terme} (MV) Tandem	q	I_{max} (nAe)	Résolution en temps (ns)	Pulsation en (ns)
^{35}Cl	275 et 278	8.5	14^+	25	2	74

Tableau II.1 : Caractéristiques des faisceaux utilisés pour les deux expériences $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$.

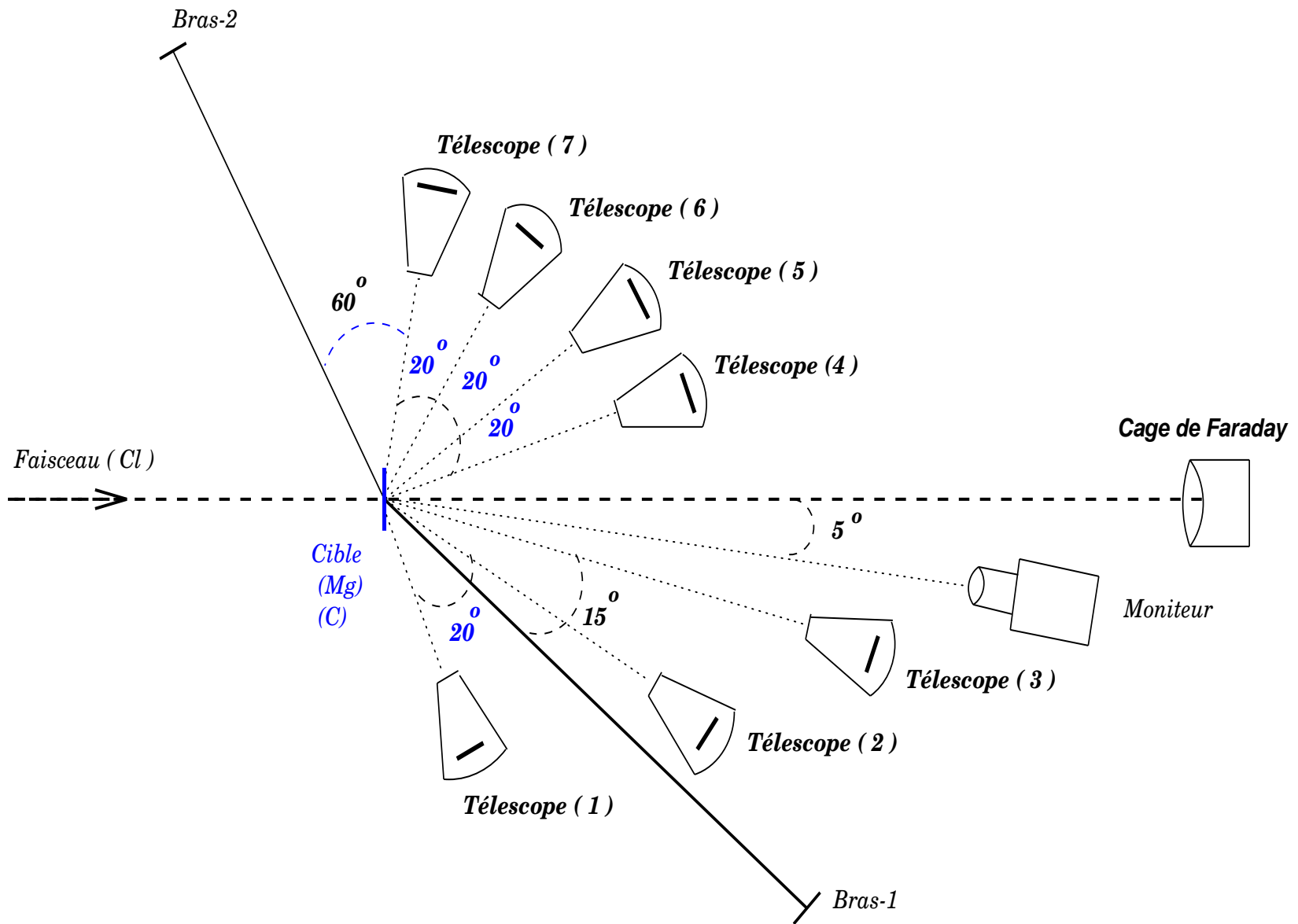


Figure II.6 : Schéma du dispositif expérimental utilisé pour les deux expériences $^{35}Cl + ^{24}Mg$ et $^{35}Cl + ^{12}C$

II.2.2 Chambre à Réaction et Cibles

II.2.2.a Chambre à Réaction

La figure II.6 est une représentation schématique du dispositif expérimental. Le dispositif de détection est constitué de 7 télescopes à chambres d'ionisation ($\Delta E, E_T$). Un détecteur silicium assez épais est disposé à l'arrière du télescope pour la mesure de l'énergie résiduelle du fragment détecté. Un détecteur supplémentaire placé très à l'avant est utilisé comme moniteur. L'ensemble est placé dans une chambre à réaction de 2 m de diamètre " Chambre 2000 " (voir la figure II.5) dans laquelle un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr était maintenu par pompage cryogénique. Cette chambre était équipée de :

- un système de collimation comprenant une série de diaphragmes en tantale situés à l'entrée de la chambre.

- un porte-cible placé au centre de la chambre sur lequel étaient montées les cibles de ^{24}Mg et ^{12}C . Sa mobilité autour de l'axe de la chambre permettait, sans rupture du vide, le positionnement de la chambre choisie.

- une cage de Faraday, reliée à un intégrateur de courant du faisceau, placée au fond de la chambre dans l'axe du faisceau. Elle permettait de recueillir la charge totale accumulée afin de normaliser les différentes mesures de l'expérience.

II.2.2.b Cibles

Toutes les cibles employées au cours des expériences étaient auto-supportées. Les caractéristiques des différentes cibles sont résumées dans le tableau II.2.

Les cibles de ^{24}Mg ont été préparées au laboratoire de Saclay, en réduisant sous vide l'oxyde de magnésium enrichi en ^{24}Mg . La poudre de magnésium métallique obtenue a été ensuite pressée en pastilles et conservée sous atmosphère inerte. L'épaisseur désirée est obtenue par laminage répété des pastilles. Les cibles de ^{12}C ont été obtenues par bombardement à l'aide d'un canon à électrons d'une feuille de carbone en utilisant comme support une lame de verre sur laquelle avait été préalablement déposée une couche de bétaine, soluble, puis décollée par immersion dans l'eau. Les cibles de ^{197}Au ont été obtenues par la même méthode.

Cible	Epaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Pourcentage Isotopique	Réaction Etudiée
^{24}Mg	255	99 %	$^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ $E_{\text{lab.}} = 275 \text{ MeV}$
^{12}C	100	99.9 %	$^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ $E_{\text{lab.}} = 278 \text{ MeV}$
^{197}Au	100	100 %	$^{35}\text{Cl} + ^{197}\text{Au}$ Calibrage $E_{\text{lab.}} = 275 \text{ et } 278 \text{ MeV}$

Tableau II.2 : Caractéristiques des cibles utilisées pour les expériences $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$.

II.2.3 Dispositif de Détection

II.2.3.a Principes et Méthodes de Détection

Afin d'étudier les différents processus de réaction (fusion-évaporation, fusion-fission, *orbiting*,...) on est amené à identifier les différents éléments provenant de ces collisions. Un fragment de réaction est identifié lorsque l'on connaît à la fois sa charge Z (où sa masse A) et son énergie E en tenant compte de l'angle d'émission.

Ces mesures peuvent être effectuées de manière inclusive où l'on détecte les produits indépendamment les uns des autres et/ou de manière exclusive par la mesure en coïncidence des produits issus d'une même réaction.

Les mesures inclusives ont été effectuées avec sept télescopes et un moniteur. Chaque télescope est monté sur un bras mobile, lui permettant de se déplacer indépendamment des autres télescopes dans le plan de réaction. Dans les mesures inclusives, l'ensemble des télescopes couvrent un domaine angulaire entre -45° et 85° .

Les mesures exclusives ont été réalisées par le même dispositif que les mesures inclusives mais en fixant 3 télescopes à un bras (bras 1) d'un côté et 4 télescopes à un deuxième bras (bras 2) de l'autre côté du faisceau (voir figure II.6). Le bras(1) était immobile et son premier détecteur était fixé à un angle constant égal à -7° et le bras(2) est libre de se déplacer. La distance des détecteurs (d) de la cible, le diamètre de l'ouverture du détecteur ϕ ainsi les angles solides balayés par les détecteurs sont résumés dans le tableau II.3.

Détecteur	1	2	3	4	5	6	7	moniteur
Diamètre ϕ (mm)	10	10	10	10	10	10	10	4
Distance d (cm)	10,6	15.6	29.6	12.4	12.4	12.4	9.4	90.5
Angle Solide Ω (msr)	6.98	3.23	0.895	5.10	5.10	5.10	8.88	0.0153

Tableau II.3 : *Caractéristiques géométriques des détecteurs de fragments.*

II.2.3.b Caractéristiques des Détecteurs " Télescopes "

Les produits de réaction étaient détectés en ligne par des télescopes comprenant successivement (voir figure II.7) :

- un détecteur gazeux, constitué d'une chambre d'ionisation, remplie d'un mélange de gaz CF_4 soumis à une pression de 52 torrs (équivalente à une épaisseur de $4 \mu m$ de silicium).

- un détecteur semi-conducteur en silicium de type " barrière de surface " d'épaisseur $500 \mu m$, placé à l'intérieur et à l'arrière de la chambre d'ionisation. Ce détecteur permet de mesurer l'énergie résiduelle du fragment détecté.

- un dispositif de circulation de gaz à pression régulée permettait de renouveler en permanence le gaz à l'intérieur de la chambre d'ionisation tout en maintenant la pression constante. La fenêtre d'entrée de la chambre consistait en une feuille mince de Mylar de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur.

Pour chaque télescope, les différents spectres bidimensionnels $\Delta E - E_r$ ont été construits. ΔE et E_r représentent les pertes d'énergie mesurées (en nombre de canaux) dans les deux détecteurs successifs du télescope. Seuls les fragment arrêtés dans le second des deux détecteurs ont été sélectionnés pour la construction des spectres; E_r représentait donc la mesure d'une énergie résiduelle.

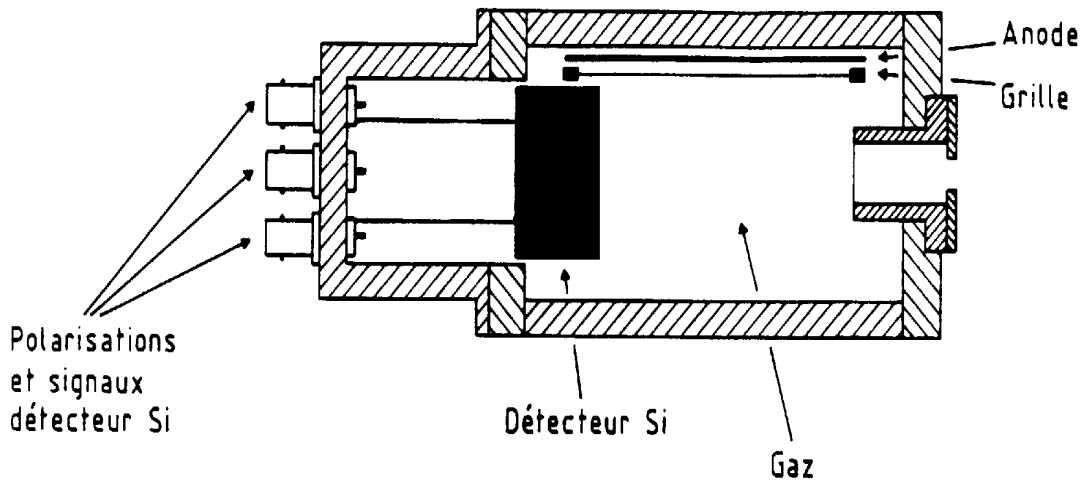


Figure II.7 : Schéma du télescope utilisé; coupe horizontale.

Les différents spectres (E_r , ΔE) construits ont permis ensuite d'identifier en charge les produits de réaction détectés et d'étalonner en énergie les détecteurs.

II.2.3.c Identification en Charge des Produits de Réaction

Pour détecter et identifier en numéro atomique (Z_f) les fragments issus de la réaction, nous avons utilisé un ensemble de deux détecteurs monté en télescope. Le principe de la mesure consiste à déterminer simultanément la perte d'énergie ΔE d'un noyau de charge Z_f , de vitesse V et d'énergie E lors de la traversée du premier détecteur et l'énergie résiduelle E_R laissée dans le deuxième. La perte d'énergie par unité de longueur dE/dx est reliée à la charge par la relation de Bethe [Bet30] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Z_f^2}{V^2} 4\pi \frac{e^4}{m_e} n z \left[\ln \frac{2m_e V^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right) - \frac{V^2}{c^2} \right] \quad (\text{II.1})$$

où n est le nombre de noyaux par cm^2 de l'élément ralentisseur, z étant sa charge et I son potentiel moyen d'ionisation. m_e et e sont respectivement la masse et la charge de l'électron et c la vitesse de la lumière.

En assimilant les termes entre crochets à une constante (approximation valable pour des vitesses non relativistes), cette dernière relation devient, en tenant compte de $E = MV^2/2$:

$$\frac{dE}{dx} = A \frac{MZ_f^2}{E} \quad (\text{II.2})$$

où A est une constante et M est la masse de l'ion incident.

La représentation graphique de $\Delta E = \int_{\text{épaisseur}} (dE/dx)$ en fonction de $E = \Delta E + E_R$ est caractéristique de Z_f et permet d'identifier les divers éléments observés. Un exemple d'une telle représentation est donné sur la figure II.8.

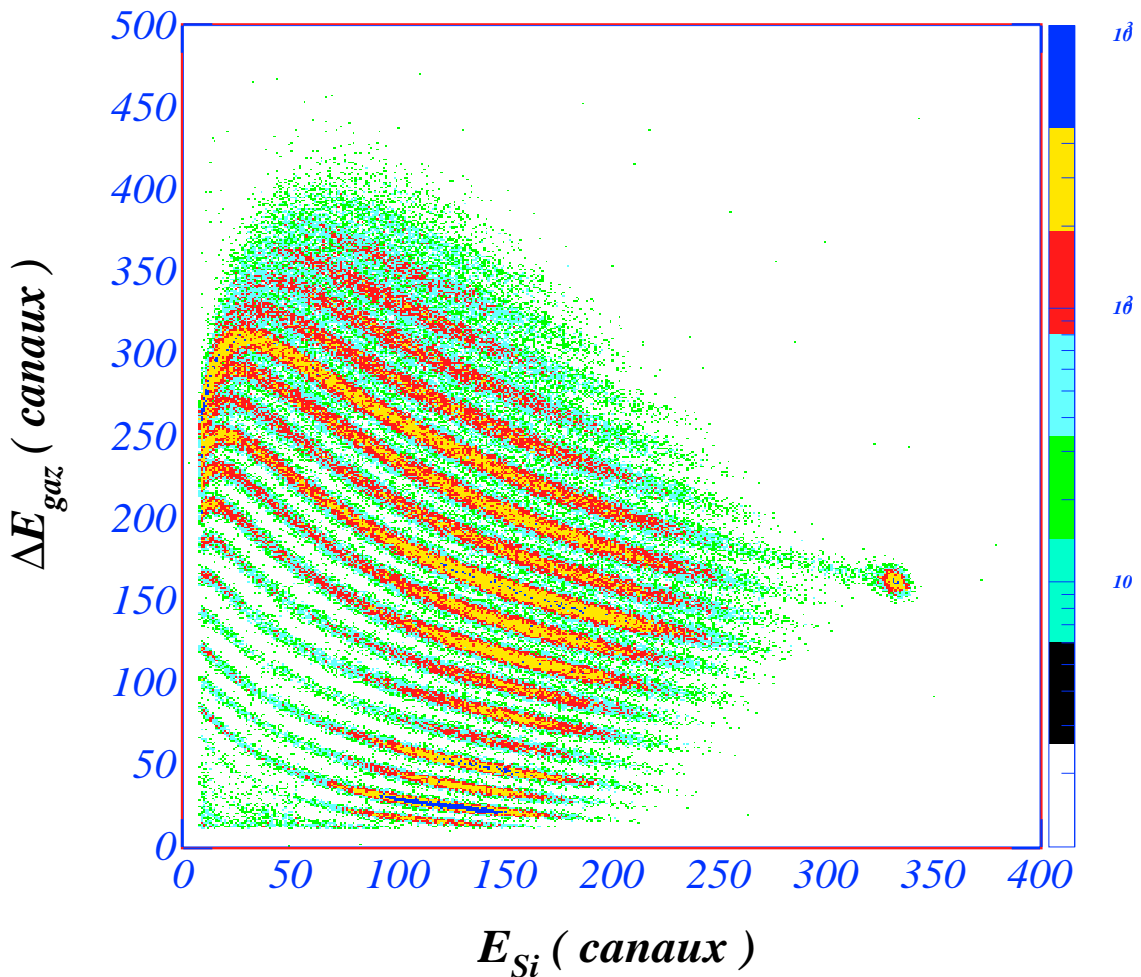


Figure II.8 : Exemple d'un spectre $(E_{Si}, \Delta E_{\text{gaz}})$ non calibré issu de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$

II.2.4 Electronique Associée

Le schéma des principaux modules électroniques permettant la mise en forme des signaux est reproduit sur la figure II.9. La charge collectée dans chaque détecteur est dirigée vers l'entrée d'un pré-amplificateur de charge (PA). Chaque pré-amplificateur peut délivrer deux signaux, un rapide et un lent. Pour le pré-amplificateur associé au détecteur ΔE , le signal rapide n'est pas utilisé. Le signal rapide, associé à un temps de montée court, correspond à l'instant de passage de la particule.

Chaque détecteur comporte deux voies électroniques, une partie analogique délivrant des signaux proportionnels aux énergies, et une partie logique qui sélectionne les événements en temps, afin de reconnaître les coïncidences, déclenche l'acquisition et assure l'enregistrement des événements.

II.2.4.a Voies Logiques

La prise de temps se fait, après le pré-amplificateur, par l'intermédiaire d'un amplificateur rapide de mise en forme (TFA) suivi d'un discriminateur à fraction constante (CFD) dont le seuil peut être choisi de manière à éliminer le bruit de fond. Les mesures des différentes coïncidences sont obtenues à l'aide des convertisseurs temps-amplitude (TAC), fonctionnant sur une largeur en temps, déclenchés par une coïncidence entre les deux détecteurs et dont l'arrêt est assuré par l'un des signaux rapides préalablement retardé.

II.2.4.b Voies Analogiques

Les voies analogiques sont constituées, après pré-amplification de charge, d'un amplificateur linéaire (A) assurant la mise en forme des signaux qui sont analysés par un convertisseur analogique digital (ADC). Les portes linéaires des ADC sont ouvertes par l'ordre d'analyse délivré par les voies logiques.

II.2.5 Acquisition des Données

Nous appelons "bon événement" tout événement appartenant à l'une des catégories suivantes :

Événement en simple : on enregistre en mode auto-déclenché les impulsions (ΔE , E), déclenchées par le signal E.

Événement en coïncidence : un événement est dit en coïncidence quand, pendant le temps d'ouverture de décision d'acquisition, dû à la présence d'un signal sur l'une des voies logiques, un second signal est présent sur une autre voie logique. Le déclenchement se fait à travers un contrôleur d'événements, par le signal TAC et enregistre les impulsions en coïncidence des codeurs ΔE et E, pour chacun des télescopes, et T.

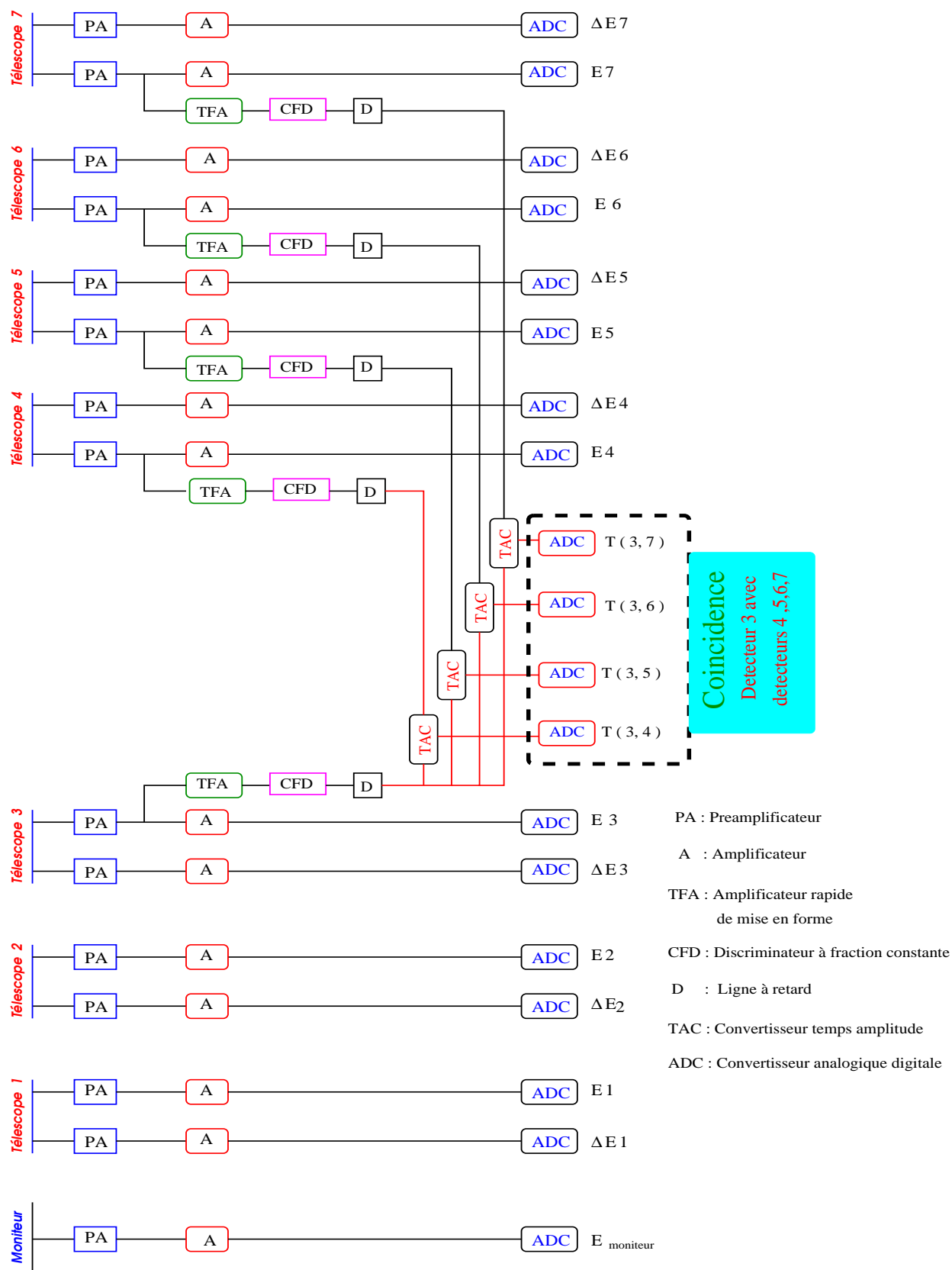


Figure II.9 : Schéma de l'électronique associée au dispositif expérimental.

II.2.6 Analyse des Données

II.2.6.a Traitement des Données Hors Ligne

Les données brutes de l'expérience ont été enregistrées sur bandes magnétiques. L'analyse de ces données a été effectuée auprès de l'ordinateur Sun-serveur 1000 biprocesseurs du CRN de Strasbourg, sous système UNIX, à l'aide du programme de tri MKTRI, auquel l'utilisateur peut incorporer des contrôles sur la gestion des événements bruts et le rejet des événements mal conditionnés. Les distributions angulaires, spectres en énergie, etc..., sont obtenus après les étapes d'analyse successives suivantes :

- construction des matrices bidimensionnelles (ΔE , E_r). Cela permet d'identifier les produits de réaction et la définition de contours polygonaux sur les spectres bidimensionnels et de fenêtres sur les spectres monodimensionnels pour cerner les zones d'événements à étudier.
- calibrage en énergie des différents détecteurs.
- normalisation relative des différentes mesures ainsi qu'une normalisation absolue des sections efficaces.
- traitement des divers spectres monodimensionnels et bidimensionnels par une analyse en termes de nombres de coups. On est également amené à faire appel aux programmes de tri, une seconde fois, en tenant compte du calibrage des détecteurs, et en mettant des fenêtres sur certains paramètres, il est alors permis à remonter événement par événement à des grandeurs physiques.

II.2.6.b Calibrage des Détecteurs " Télescopes "

Comme il a été mentionné dans le paragraphe (II.2.3.b), un télescope est constitué de deux détecteurs, un détecteur gazeux qui donne une information sur la perte d'énergie ΔE du fragment dans le gaz et, un détecteur semi-conducteur en silicium qui donne une information sur l'énergie résiduelle E_r du fragment. Cependant l'étalonnage ne peut être obtenu qu'après calibrage séparée des deux détecteurs ΔE et E_r . Donc l'énergie du fragment détecté est la somme de l'énergie résiduelle E_r et la perte d'énergie ΔE dans le gaz en tenant compte d'une certaine constante appelée ajustement (" matching ") de gain qui dépend de la chaîne électronique et de la réponse de chaque détecteur.

La relation entre l'énergie en MeV et l'énergie donnée en nombre de canaux correspondant a la forme suivante :

$$E(\text{MeV}) = \gamma[E_r(\text{canal}) + \frac{\alpha}{\gamma}\Delta E(\text{canal})] = \gamma E(\text{canal}) \quad (\text{II.3})$$

avec

- $E(\text{canal}) = E_r(\text{canal}) + \mu \Delta E(\text{canal})$
- $\mu = \frac{\alpha}{\gamma}$: ajustement (matching) du gain.
- γ : constante de calibrage

Pour déterminer l'ajustement du gain $\mu = \frac{\alpha}{\gamma}$, nous avons effectué des mesures de la diffusion élastique du Chlore (^{35}Cl) sur une cible d'Or (^{197}Au) dont les produits de la diffusion élastique sont détectés par les télescopes 1) avec gaz et 2) sans gaz. La détermination de la constante γ a été effectuée par des mesures de la diffusion élastique du Chlore (^{35}Cl) sur la cible étudiée ^{24}Mg ($255 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) et sur la cible de Carbone ^{12}C ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Pour plus de précision dans le calibrage,

nous avons calibré nos détecteurs par rapport aux pics des générateurs de tension. La méthode de calibrage par rapport aux générateurs de tension se présente de la manière suivante :

$$E_r(\text{MeV}) = \alpha(aE_r(\text{canal}) + b) \quad (\text{II.4})$$

$$\Delta E(\text{MeV}) = \beta(c\Delta E(\text{canal}) + d) \quad (\text{II.5})$$

donc l'énergie totale du fragment détecté peut s'écrire de la manière suivante :

$$E(\text{MeV}) = \alpha(aE_r(\text{canal}) + b) + \beta(c\Delta E(\text{canal}) + d) \quad (\text{II.6})$$

$$E(\text{MeV}) = \alpha a \left(E_r + \frac{\beta c}{\alpha a} \Delta E(\text{canal}) \right) + (\alpha b + \beta d) \quad (\text{II.7})$$

$$E(\text{MeV}) = P_2(E_r(\text{canal}) + \gamma \Delta E(\text{canal})) + P_1 \quad (\text{II.8})$$

avec • $P_1 = \alpha b + \beta d$ • $P_2 = \alpha a$ • $\gamma = \frac{\beta c}{\alpha a}$

α , β sont les gains des chaînes électroniques correspondant respectivement aux voies E et ΔE . Les valeurs de α , β sont extraites à partir des positions des pics de la diffusion élastique $^{35}\text{Cl} + ^{197}\text{Au}$, avec gaz et sans gaz. Les valeurs de a,b et c,d sont déduites à partir des lissages des points expérimentaux donnés par exemple par les figures II.10 a) et b) respectivement.

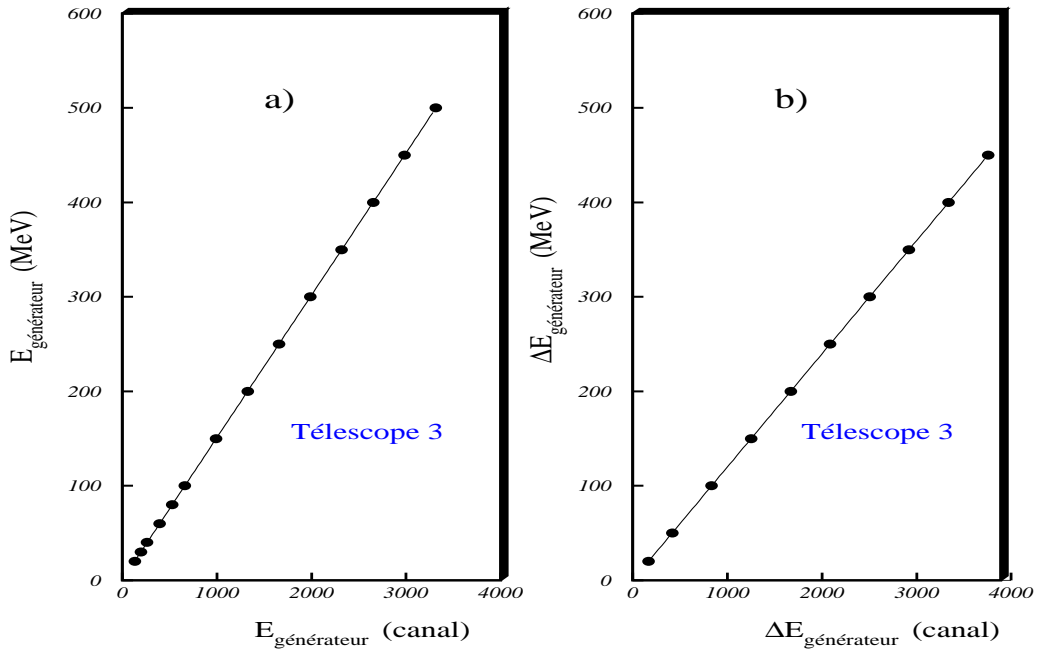


Figure II.10 : Exemple de la méthode de calibrage en utilisant les générateurs de tension.

II.2.6.c Correction de l'Energie Evénement par Evénement

Pour comparer les spectres en énergie expérimentaux avec les spectres calculés par les prédictions du modèle statistique, il est nécessaire de tenir compte de la perte d'énergie expérimentale du fragment de charge Z dans la première partie de la cible à 0°, de la perte d'énergie dans la deuxième partie de la cible en tenant compte de l'angle d'émission du fragment, de la perte d'énergie du fragment dans la feuille de Mylar située à l'entrée du télescope et finalement de la perte d'énergie due au défaut de hauteur d'impulsion (PHD) (pour plus d'informations sur le PHD voir la référence [Dje92]).

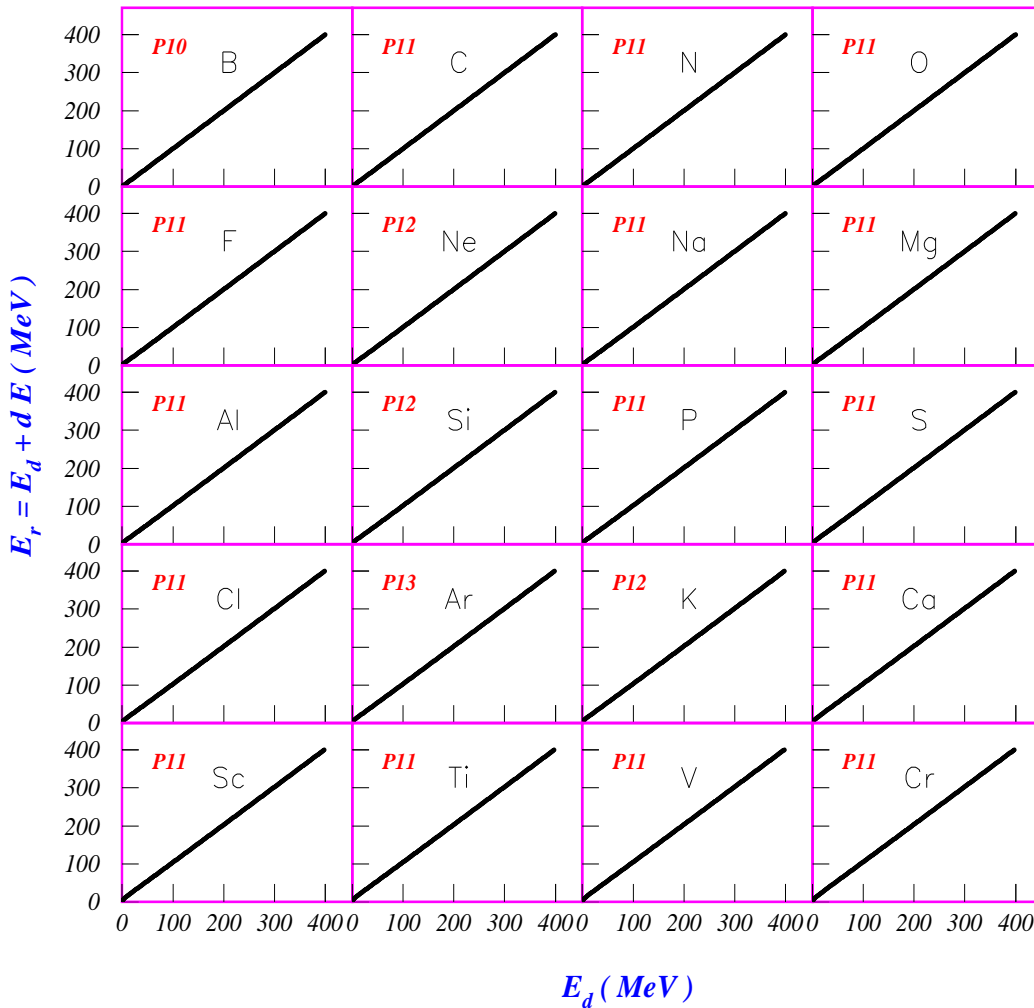


Figure II.11 : Exemple de la méthode de correction en énergie pour les différents fragments Z = 5-24 émis à $\theta = - 7^\circ$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab} = 275 \text{ MeV}$.

Pour cela, nous prenons un fragment de charge Z bien défini et on calcule ces pertes d'énergie citées précédemment dont la somme est notée dE, ceci se fait à des différentes énergies pour le fragment. Puis le résultat sera ajusté par un polynôme (voir figure II.11) de la forme suivante :

$$E_d(z) + dE(z) = P_1 + P_2 E_d(z) + P_3 E_d^2(z) + P_4 E_d^3(z) + \dots \tag{II.9}$$

avec

- $E_d(z)$ est l'énergie du fragment détecté (avant de rajouter les pertes d'énergies)
- $dE(z)$ est la somme des pertes d'énergie pour un fragment de charge z .

Un exemple de la méthode de correction de l'énergie est présenté sur la figure II.11. On constate à partir de la figure II.11 que la perte d'énergie est importante dans le domaine d'énergie de 1 à 30 MeV. La correction d'énergie se fait événement par événement dans le programme d'analyse.

II.3 Expérience Fragment-Fragment-Gamma "EUROGAM Phase II"

II.3.1 Le VIVITRON : Accélérateur Electrostatique

Conçu et réalisé au Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg, le VIVITRON offre aujourd'hui aux physiciens, pour leurs expériences, des faisceaux continus d'ions variés et d'énergie aisément ajustable. Sa construction s'appuie sur de nombreuses innovations techniques dans le domaine des accélérateurs électrostatiques.

II.3.1.a Principe de Fonctionnement d'un Accélérateur de Type Van de Graaff

La machine consiste en une électrode terminale haute-tension supportée par des isolateurs, le tout placé à l'intérieur d'un réservoir sous pression. Des charges électriques sont déposées sur une courroie qui transporte ces charges de l'électrode terminale et augmente ainsi sa tension.

II.3.1.b Description du VIVITRON

Le VIVITRON est un accélérateur électrostatique du type Van de Graaff Tandem (figure II.12). Sa forme est biconique de 50 m de long et de 8.5 m de diamètre au centre. Son volume est de 1300 m³ et son poids est de 250 tonnes. Il permet de pressuriser la machine à l'hexafluorure de soufre (SF₆).

A l'intérieur du réservoir et de chaque côté de l'électrode terminale ($\phi = 1.4$ m), il y a 8 sections accélératrices ayant chacune une longueur de 100 pouces (1 pouce = 2.54 cm) pour une tension de 4.5 MV. Celles-ci sont séparées par des sections mortes, c.à.d des zones sans champ. Cet ensemble constitue la colonne de la machine.

Autour de cette structure et de chaque côté de l'électrode terminale sont réparties 48 "électrodes colonne" jouant le rôle d'éclateurs destinés à protéger la structure. Le tube accélérateur divisé en 16 sections comporte une chaîne de résistances qui assure la répartition longitudinale du potentiel. Le système de charge est constitué d'une courroie tournant à une vitesse réduite (8 m/s).

A l'extérieur de la colonne, des électrodes discrètes assemblées en 7 portiques et connectées aux sections mortes correspondantes assurent la répartition du champs dans l'espace compris entre la colonne et le réservoir. L'isolation radiale entre les différents portiques est assurée par des plots isolants qui jouent le rôle de support mécanique de l'ensemble colonne-électrodes discrètes.

II.3.1.c Avantages du VIVITRON

Le VIVITRON possède des avantages appréciables par rapport aux machines classiques construites jusqu'à présent :

- dimensions radiales réduites \Rightarrow coût global plus faible .
- plots isolants \Rightarrow simplification des problèmes mécaniques.
- électrodes discrètes \Rightarrow accès facile au centre de la machine.

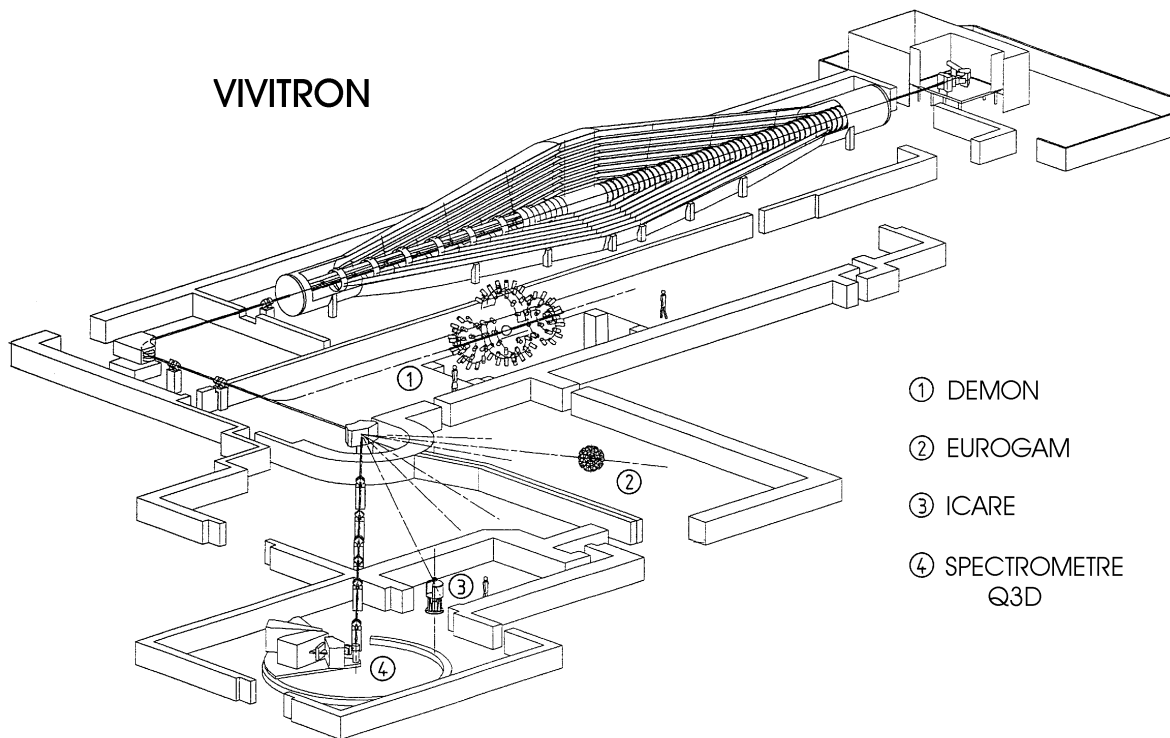


Figure II.12 : L'accélérateur VIVITRON et les aires expérimentales associées.

Projectile	$E_{lab.}$ (MeV)	$U_{term.}$ (MV) VIVITRON	q	I_{max} (nAe)	Champ aimant 90° (Tesla)
^{28}Si	111.6	12.5	8+	60	0.54996

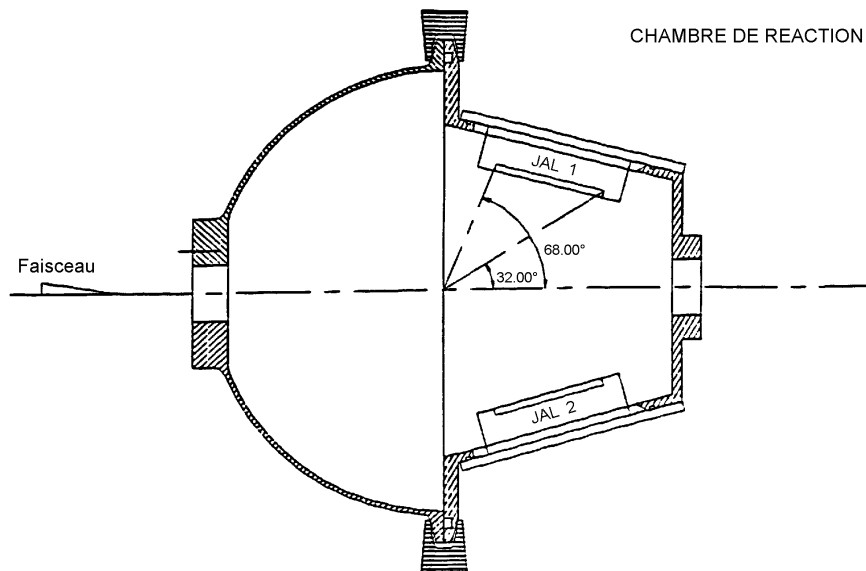
Tableau II.4 : Caractéristiques du faisceau utilisé pour l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

II.3.2 Chambre à Réaction et Cibles

II.3.2.a Chambre à Réaction

La chambre à réaction a été conçue et réalisée au C.R.N. de Strasbourg. Elle est constituée essentiellement de deux parties (voir figure II.13) :

- la première partie de la chambre dans laquelle le faisceau entre dans la chambre a une forme d'une demi-sphère dont le rayon intérieur est de 98 mm.
- la deuxième moitié de la chambre, dans laquelle les quatre détecteurs à jonction à localisation sont installées, a une forme à quatre faces planes qui tiennent compte du domaine angulaire des produits de fission à détecter.

Figure II.13 : Schéma de la chambre à réaction utilisée pour l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

II.3.2.b Cibles

Les cibles ont été fabriquées au C.R.N. de Strasbourg. Nous avons utilisé cinq cibles de silicium ^{28}Si auto-supportées dont la composition isotopique était de 92% de ^{28}Si , 5% de ^{29}Si et 3% de ^{30}Si . Les épaisseurs des cinq cibles du ^{28}Si étaient égales à $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Pour le calibrage des détecteurs (de fragments) à jonction à localisation (JAL), nous avons utilisé deux cibles d'Or (^{197}Au). Chacune des cibles de (^{197}Au) avait une épaisseur de $14 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ avec un support de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de carbone (^{12}C). La photographie de la figure II.14 présente une vue de face de la moitié arrière de la chambre à réaction. On distingue en particulier les cibles et le porte-cible (le porte-cible peut contenir cinq cibles à la fois).

L'épaisseur de la cible de ^{28}Si ($25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) correspond à une perte d'énergie de 130 keV petite par rapport à la largeur de la résonance $\Gamma_{c.m.} \approx 150 \text{ keV}$ dans le centre de masse.

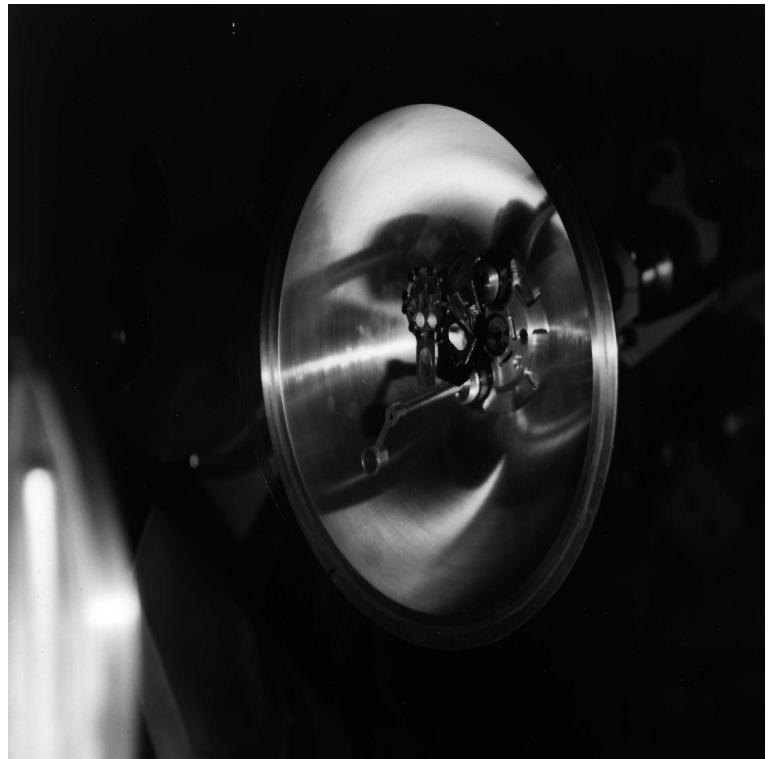


Figure II.14 : Vue de face de la moitié arrière de la chambre

Cible	Épaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Pourcentage Isotopique	Réaction Étudiée
^{28}Si	25	92 %	$^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$
^{197}Au	14	100 %	$^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$ Calibrage $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$

Tableau II.5 : Caractéristiques des cibles utilisées pour l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

II.3.3 Détecteurs Gammas ” EUROGAM Phase II ”

II.3.3.a Introduction

Le multidétecteur EUROGAM Phase II a été conçu selon le principe suivant : les photons émis lors de la désexcitation d'un noyau sont recueillis par les détecteurs Ge (Germanium) de haute résolution en énergie munis d'enceinte anti-Compton BGO (Germanate de bismuth $\text{BiGe}_3\text{O}_{12}$) pour parfaire la réponse de ces compteurs.

Une bonne résolution en énergie, une bonne efficacité de détection et un bon rapport Pic/Total sont les qualités essentielles requises pour une étude expérimentale élaborée de la structure nucléaire.

II.3.3.b Principe de Détection γ

Dans le but d'obtenir une bonne information physique, il est essentiel d'utiliser des détecteurs ayant la meilleure résolution possible. Les détecteurs Ge répondent à ce critère; ce sont des cristaux de Ge dopés N de gros volume, ayant une résolution de 2 keV pour une raie de 1.33 MeV issue d'une source de ^{60}Co .

Nous appelons événement Gamma tout événement pour lequel la totalité de l'énergie γ est cédée au cristal Ge. En fait, ceci recouvre deux phénomènes : le phénomène de conversion photoélectrique d'une part et, le phénomène de diffusion Compton sans échappement de rayonnements γ résiduels hors de la zone active du germanium, d'autre part. Ceci équivaut à céder la totalité de l'énergie γ au cristal. Afin de réduire le fond Compton généré par diffusion, les compteurs Ge sont entourés d'une enceinte de détecteurs BGO : lorsqu'une diffusion Compton a lieu dans le cristal de Germanium et qu'un rayonnement γ s'échappe de celui-ci, il est détecté par l'enceinte BGO anti-Compton. L'événement peut ainsi être rejeté par le dispositif électronique.

Dans le paragraphe suivant, les quantités caractéristiques du multidétecteur γ sont passées en revue. Ces quantités permettent de mieux comprendre la géométrie adoptée, et leur connaissance est nécessaire lors de l'élaboration et du dépouillement des données de l'expérience.

II.3.3.c Caractéristiques des Détecteurs Ge

• Résolution en énergie :

Ce paramètre essentiel en spectroscopie γ et qui a motivé le choix du semi-conducteur Germanium, reflète l'aptitude d'un détecteur à séparer deux rayonnements γ d'énergies très voisines et correspond à la largeur à mi-hauteur d'une raie spectrale. Deux facteurs indépendants peuvent être responsables de la dégradation de la résolution en énergie :

1 - La résolution intrinsèque ΔGe des détecteurs Ge due à la dispersion du nombre de charges collectées.

2 - Détérioration due à l'ouverture des détecteurs.

Sous faisceau, les rayonnements γ d'énergie $E_{\gamma 0}$ sont émis lorsque le noyau a une vitesse de recul $\nu = \beta c$, faisant un angle θ par rapport au faisceau. Par effet Doppler, l'énergie mesurée vaut :

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma 0}(1 + \beta \cos \theta) \quad (\text{II.10})$$

L'ouverture angulaire $\Delta\theta$ des détecteurs implique donc une détérioration de la résolution en énergie $\Delta E_{\text{Doppler}}$:

$$\Delta E_{Doppler} = E_{\gamma^0} \beta \int_{\theta-\Delta\theta}^{\theta+\Delta\theta} \sin \theta d\theta \quad (\text{II.11})$$

La détérioration est maximale pour les détecteurs à 90° par rapport à la direction du faisceau. Il n'est donc pas souhaitable que ces détecteurs aient une ouverture angulaire trop importante. Ceci constitue la motivation principale dans le choix des détecteurs Trèfles qui seront décrits ultérieurement.

• **Efficacité de détection** :

L'efficacité de détection ϵ d'un détecteur correspond à la probabilité de détecter un photon dans celui-ci. On peut ainsi définir trois efficacités :

1 - Efficacité absolue : l'efficacité absolue de détection, mesurée à l'aide d'une source calibrée est le rapport du nombre de γ émis N_{emis} par la source, au nombre de coups détectés N_{det} , normalisé à la fraction Ω d'angle solide sous-tendu par le détecteur :

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{det}}{N_{emis}\Omega} \quad (\text{II.12})$$

2 - Efficacité photopic : une partie importante des rayonnements γ frappant le cristal de Ge subissent une diffusion Compton et s'échappent du cristal; ces événements sont donc imparfaitement convertis, l'efficacité dite "photopic" donne la fraction d'événements correctement collectés dans le germanium :

$$\epsilon_{pic} = \frac{N_{photo}}{N_{emis}\Omega} \quad (\text{II.13})$$

Bien que cette quantité dépend de l'énergie, on se réfère aux mesures effectuées à l'aide des sources ^{56}Co , ^{60}Co , ^{152}Eu , AmBe.

3 - Efficacité relative : à titre de comparaison, on définit fréquemment l'efficacité relative d'un compteur par rapport à un détecteur NaI, $3'' \times 3''$ placé à 25 cm d'une source de ^{60}Co :

$$\epsilon_{rel} = \frac{(\epsilon_p \Omega)_{compteur}}{(\epsilon_p \Omega)'_{NaI}} \quad (\text{II.14})$$

avec $(\epsilon_p \Omega)'_{NaI} = 1.244 \cdot 10^{-3}$

Toutes ces probabilités de détection sont données en fonction du volume d'un cristal ainsi que de l'énergie du rayonnement γ .

- **Fonction de réponse :**

Le rapport pic sur total P/T donne le rapport du nombre d'événements photopics, au nombre total d'événements :

$$P/T = \frac{N_{photo}}{N_{det}} \quad (\text{II.15})$$

Afin d'avoir le minimum de fond dans les spectres, ce rapport doit être le plus élevé possible. L'utilisation de détecteurs de gros volume permet bien entendu d'améliorer l'efficacité de détection, mais aussi le rapport P/T : plus le volume est important, plus les rayonnements γ diffusés par effet Compton ont de la chance d'être absorbés dans le cristal.

- **Effet d'empilement :**

Lorsque M rayonnements sont émis en coïncidence, il est possible que plusieurs γ soient collectés par un même compteur. La probabilité P_γ de ne détecter qu'un rayonnement dans un détecteur vaut :

$$P_\gamma = (1 - \epsilon_{abs}\Omega)^{M-1} \quad (\text{II.16})$$

Cette quantité est habituellement déterminée pour des cascades de multiplicité élevée, de l'ordre de $M = 25$. Dans l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ l'effet d'empilement est très faible.

II.3.4 Description du Multidétecteur EUROGAM Phase II

Né d'une collaboration Franco-Britannique entre l'IN2P3¹ et le SERC², EUROGAM phase II est un multidétecteur 4π de rayonnement γ . L'installation d'EUROGAM phase II à Strasbourg auprès de l'accélérateur VIVITRON s'est accompagnée d'un accroissement de sa puissance.

EUROGAM phase II dont la vue d'ensemble est représentée sur la figure II.15, est composé de deux types de détecteurs :

- 30 détecteurs Ge coniques (identiques à ceux de la phase I) situés sur les calottes avant et arrière du multidétecteur. Chaque calotte est constituée de deux couronnes comprenant respectivement 10 et 5 détecteurs.
- 24 détecteurs dit "trèfles" (Clovers) répartis sur deux couronnes proches de 90° . Un détecteur trèfle est l'association de quatre cristaux de germanium (en forme de trèfle à quatre feuille, d'où son nom) entourés d'une enceinte anti-Compton.

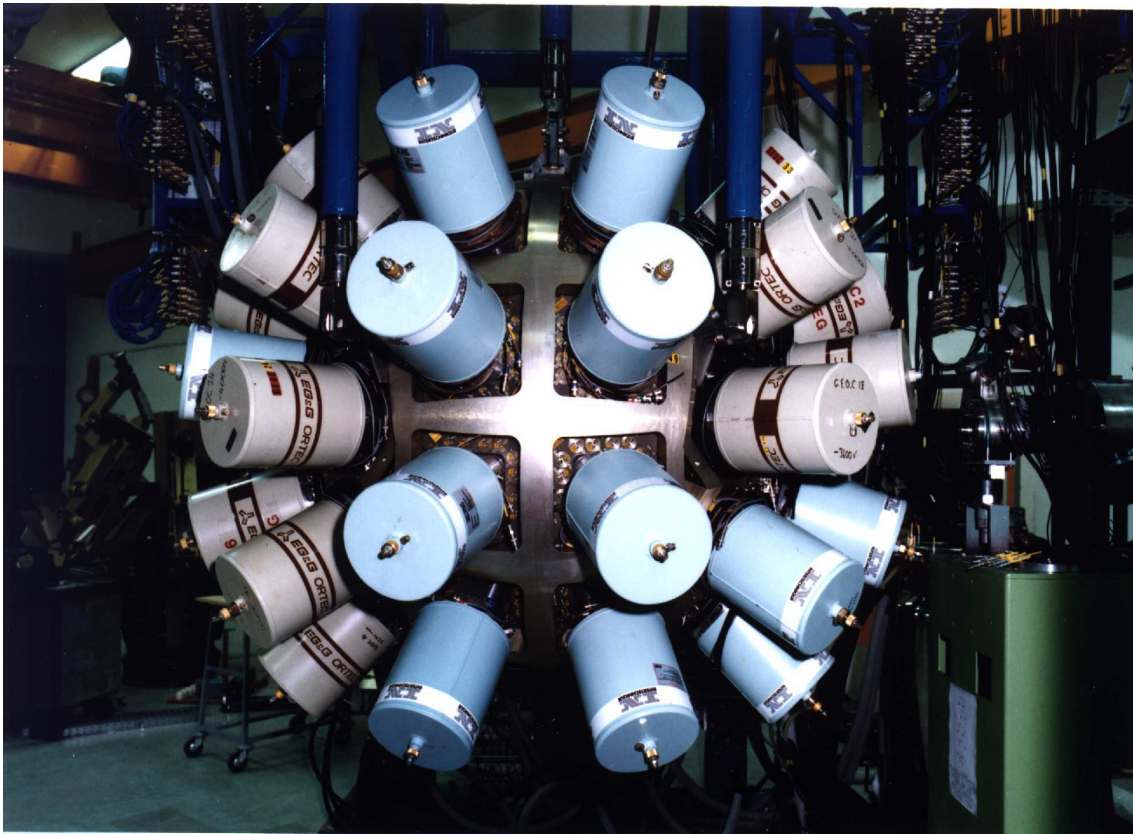


Figure II.15 : Vue d'ensemble du multidétecteur EUROGAM phase II.

¹Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules

²Science and Engineering Research Council

II.3.4.a Détecteurs Germanium Conique et Enceinte Anti-Compton

La recherche de la géométrie idéale conciliant à la fois angle solide couvert et efficacité de détection a imposé l'utilisation de détecteurs germanium coniques de gros volume. Ces détecteurs germanium ont pour dimensions, 70 mm de longueur et de 70 mm de diamètre (voir figure II.16) ce qui correspond à des efficacités relatives supérieures à 70 % comparées

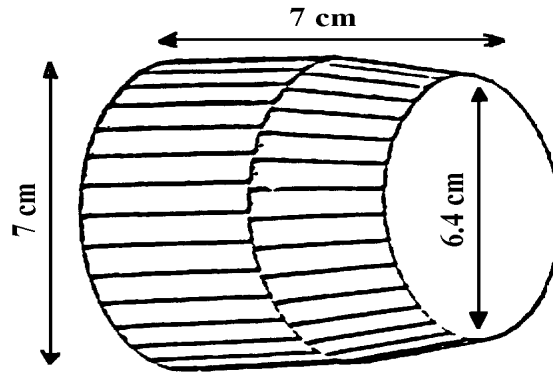


Figure II.16 : Représentation schématique d'un détecteur Ge conique [DeF91].

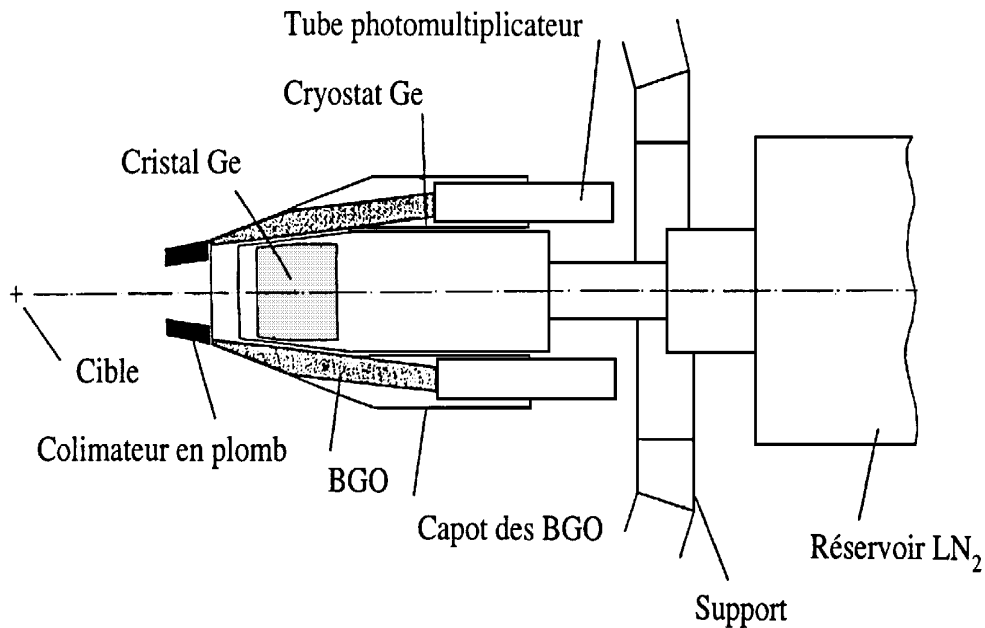


Figure II.17 : Coupe schématique d'un détecteur Ge conique et de son enceinte anti-Compton de la phase II d'Eurogam [Bec92].

à celles d'un détecteur NaI $3'' \times 3''$, les 2 sondes étant placées à 25 cm d'une source de ^{60}Co [DeF91]. Le compteur germanium est placé dans une enceinte anti-Compton en germanate de bismuth (BGO) qui agit comme un détecteur véto pour éliminer les transitions gamma diffusées du germanium vers son enceinte BGO (voir figure II.17). Le dispositif anti-Compton de chaque détecteur Ge est constitué de 10 éléments BGO (voir figure II.17).

Les caractéristiques mesurées de l'ensemble de détecteurs Ge sont les suivantes :

- Une efficacité absolue de 1.26×10^{-3} pour une source de ^{60}Co distante de 205 mm par rapport au cristal de Ge.
- Une résolution en énergie FWHM (largeur à mi-hauteur) variant entre 1.9 et 2.3 keV pour $E_\gamma = 1332$ keV et de 0.8 à 1.1 keV pour $E_\gamma = 122$ keV.
- Une résolution en temps (FWHM) comprise entre 4.5 et 8.0 ns pour des rayons gammas d'énergie E_γ de 1332 keV et de 18 à 22 ns pour un rayon γ d'énergie E_γ de 122 keV.
- Un rapport pic sur total de l'ordre de 0.5 pour $E_\gamma = 1332$ keV avec enceinte anti-Compton.

II.3.4.b Détecteur Trèfle : Géométrie et Caractéristiques

Le détecteur Trèfle est constitué de quatre diodes Ge de type N découplées électriquement, taillées de façon à pouvoir être placées très proches l'une de l'autre dans le même cryostat (voir figure II.18). On obtient un volume total de 470 cm^3 pour le détecteur trèfle, soit 55 % du volume du Ge conique. Ce détecteur présente plusieurs avantages :

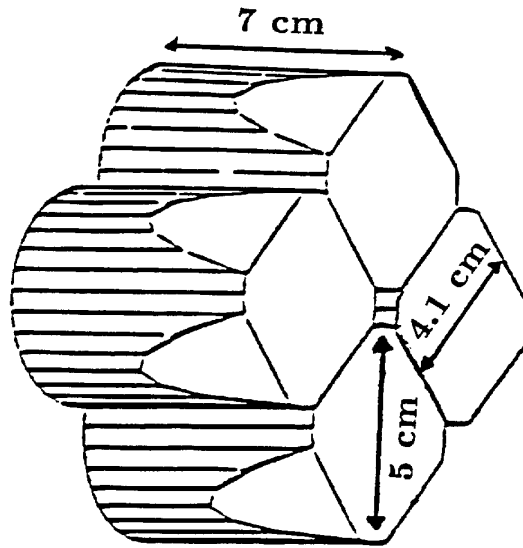


Figure II.18 : Géométrie et dimensions du détecteur Trèfle [DeF91].

- les diodes ayant une efficacité relative de 20 % sont en principe moins sensibles aux dommages neutrons que les détecteurs gros volume.
- la géométrie trèfle est conçue de telle manière à permettre de mesurer la polarisation plane. Leur grand nombre autour de 90° , où la valeur de la polarisation est maximale, devrait permettre

d'effectuer sa mesure pour des rayons γ de faible intensité. L'étude de la sensibilité à la polarisation plane du détecteur trèfle indique un facteur de mérite plus élevé que celui des polarimètres classiques (trois fois plus grand que le polarimètre à 3 détecteurs Ge(Li)[Bec92].

• la résolution en énergie est une caractéristique d'extrême importance car la séparation des transitions gamma d'énergies voisines sera d'autant plus aisée que la résolution en énergie sera bonne. Sur le tableau II.6, nous donnons les résultats de mesures de résolution en énergie sur le détecteur trèfle obtenues à partir de l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$:

Cristal	1	2	3	4
$\Delta E_{1408\text{keV}}$	2.59 ± 0.028	2.52 ± 0.028	2.56 ± 0.027	2.60 ± 0.027
$\Delta E_{122\text{keV}}$	1.55 ± 0.012	1.43 ± 0.012	1.52 ± 0.011	1.53 ± 0.011

Tableau II.6 : Résolution en énergie de chaque cristal du détecteur trèfle pour des rayonnements γ de 1408 keV et 122 keV obtenus à partir de la source ^{152}Eu utilisé au cours de l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

Ces résultats sont équivalents à ceux obtenus dans d'autres expériences effectuées avec EUROGAM Phase I [Kha94].

II.3.4.c Résumé des Caractéristiques d'EUROGAM Phase II

Couvrant 38 % de l'angle solide total, EUROGAM II possède une efficacité totale de détection photopic de $(7.35 + 0.04)$ % pour un rayonnement γ de 1.33 MeV [Han95]. La résolution intrinsèque en énergie d'un détecteur (conique ou trèfle) est de l'ordre de 2.2 keV à 1.33 MeV. L'ouverture angulaire est de 7.2° pour un détecteur Ge conique et de 5.4° pour un détecteur trèfle. La résolution en temps du compteur est de l'ordre de 10 ns.

II.3.5 Détecteurs de Fragments - Jonctions à Localisation (JAL)

II.3.5.a Caractéristiques et Principe de Fonctionnement des JAL

Les fragments produits lors de la réaction sont détectés par quatre jonctions à localisation (JAL) au silicium de type N-P, fabriquées au C.R.N. (voir photographie de la figure II.19).

Ce sont des jonctions standards :

- de profondeur 500 à 600 μm pour une polarisation de l'ordre de 100 V
- d'une résistance de la couche résistive de 5 à 20 k Ω
- de courant inverse 0.5 μA .

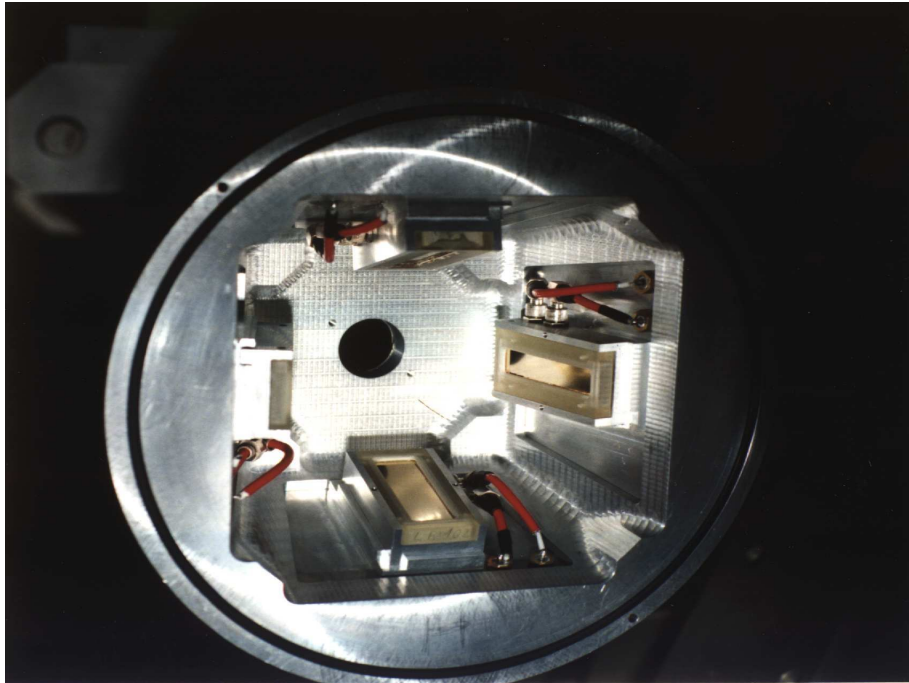


Figure II.19 : Vue de l'intérieur de la chambre à réaction, où nous distinguons les quatre jonctions à localisation.

Le schéma de principe et d'utilisation des JAL est donné sur la figure II.20.

Une particule chargée traversant la couche mince d'or et la zone morte \mathbf{P} et s'arrêtant dans la zone désertée, crée dans celle-ci un nombre de paires électron-trou proportionnel à son énergie. Si le champ \vec{E} créé par la tension V est suffisamment intense, les trous migrent vers la couche d'or reliée au potentiel V (négatif), les électrons migrant vers la couche résistive qui est reliée à la masse :

- la charge $+q$ est collectée par l'électrode d'or.
- la charge $-q$ se partage entre les deux sorties de la couche résistive.

La couche d'or, ainsi que la couche résistive sont reliées à des préamplificateurs de charge situés en dehors de la chambre à réaction.

Détecteurs	1	2	3	4
Longueur (mm)	47	48	50	50
Largeur (mm)	15	9	10	9
Épaisseur (μm)	600	500	600	600

Tableau II.7 : Caractéristiques et dimensions des jonctions à localisation (JAL).

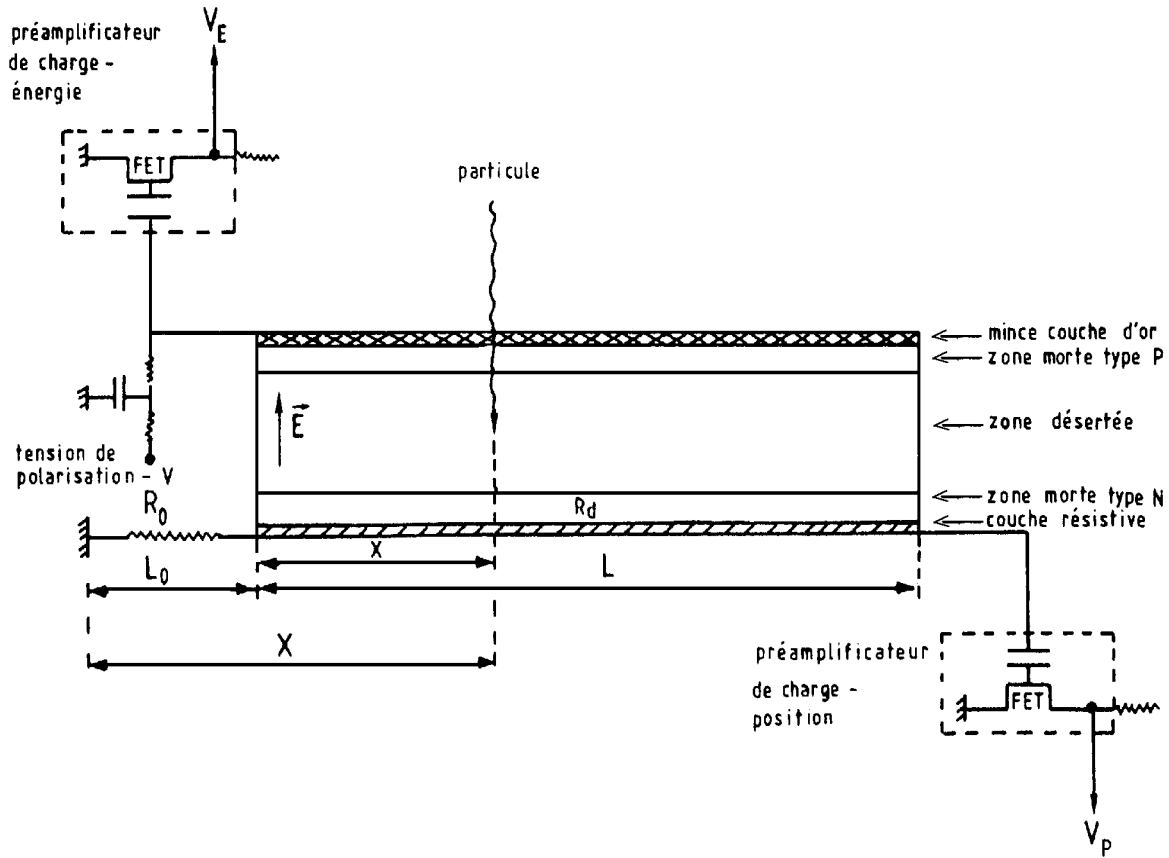


Figure II.20 : Schéma de principe et d'utilisation des JAL.

La charge recueillie par le préamplificateur-énergie s'écrit :

$$|Q_E| = |q| \tag{II.17}$$

Celle recueillie par le préamplificateur-position peut s'écrire :

$$|Q_P| = \frac{R_x}{R_T} q \tag{II.18}$$

où $R_T = R_0 + R_d$ et $R_x = R_0 + R_x$

R_0 : résistance additive externe ($R_0 = 500 \Omega$)

R_d : résistance de la couche résistive de détecteur ($R_d = 9 K\Omega$)

R_x : résistance entre le bord de la jonction et le point d'impact de la particule.

En supposant la résistivité linéaire ρ de la couche résistive constante le long du détecteur, la distance x entre l'extrémité du détecteur et le point d'impact est définie par l'expression :

$$Q_P = \frac{R_0 + \rho x}{R_0 + \rho L} Q_E \tag{II.19}$$

L étant la longueur totale du détecteur, on peut déduire :

$$x = \frac{Q_P(R_0 + \rho L) - R_0 Q_E}{\rho Q_E} = a \frac{Q_P}{Q_E} - b \quad (\text{II.20})$$

avec $a = \frac{R_0}{\rho} + L$ et $b = \frac{R_0}{\rho}$,

on notera ici l'intérêt d'ajouter la résistance R_0 , qui revient à ajouter une longueur fictive $L_0 = \frac{R_0}{\rho}$ à la longueur L du détecteur. Ceci évite d'avoir une valeur nulle de Q_P lorsque $x = 0$. La distance réellement mesurée est :

$$X = x + L_0 = \frac{R_0 + \rho L}{\rho} \frac{Q_P}{Q_E} \quad (\text{II.21})$$

avec $0 < \frac{R_0}{\rho} < X < \frac{R_0 + \rho L}{\rho}$ quand $0 < x < L$.

Q_P et Q_E produisent, par l'intermédiaire du système d'amplification, des impulsions V_P et V_E respectivement, de la forme :

$$V_P = g_P Q_P \quad (\text{II.22})$$

$$V_E = g_E Q_E \quad (\text{II.23})$$

où g_P et g_E sont les gains.

La distance mesurée est donc proportionnelle au rapport $\frac{V_P}{V_E}$:

$$X = A \frac{V_P}{V_E} \quad (\text{II.24})$$

avec $A = \frac{g_P}{g_E} \frac{R_0 + \rho L}{\rho}$.

En réalité, cette relation n'est qu'une première approximation : ρ n'étant pas constante le long du détecteur, de même que les préamplificateurs ont un gain dépendant légèrement de la constante du circuit, qui est liée au point d'impact x .

II.3.5.b Grilles d'Etalonnage et Position des Détecteurs

Les étalonnages en angle ont été réalisés en plaçant une grille devant chaque détecteur. Les grilles consistent en 23 fentes de 1.5 mm de large, espacées de 0.5 mm. La précision intrinsèque de la chambre est évaluée à $\sim 0.1^\circ$. Pour l'erreur globale, il faut y ajouter l'erreur sur la position des grilles d'étalonnage par rapport à la chambre elle-même et l'imprécision du centrage de la cible (nous n'avons pas pu réaliser le calibrage angulaire absolu par alignement optique avec l'axe du faisceau). Nous verrons par la suite que, dans notre cas, cette précision est insuffisante et nous indiquerons les moyens d'y remédier à l'aide d'une autre méthode permettant d'extraire les positions angulaires des fragments détectés. Un exemple schématique de la grille placée sur une JAL est présenté sur la figure II.21.

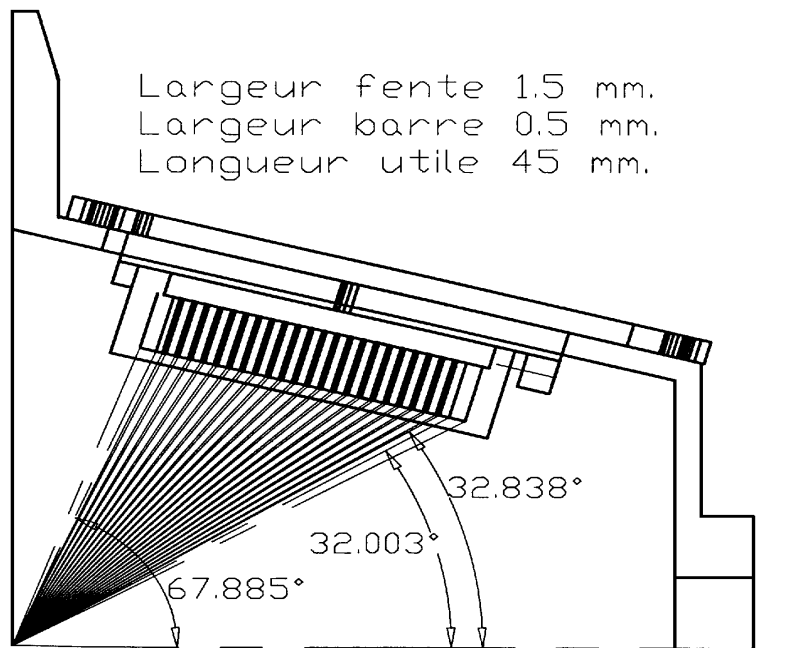


Figure II.21 : Schéma présentant une grille placée sur un détecteur de fragment (JAL).

Les deux paires de JAL, ont été placées de la manière suivante : l'une dans le plan horizontal et l'autre dans le plan vertical. Les deux paires de JAL sont placées devant la cible de part et d'autre du faisceau, leur centre se trouvant à une distance de 6.65 cm de celui de la cible. Avec les grilles, chacune des JAL couvrent un domaine angulaire compris entre 32° et 67.8° pour une surface utile de détection de 45 mm de longueur. Le schéma de la figure II.21 illustre la géométrie adoptée dans le cas de la prise de donnée de calibration avec grille. La résolution angulaire du dispositif est de l'ordre $\Delta\theta \simeq 0.45^\circ$ (voir paragraphe II.3.7.b).

II.3.6 Système d'Acquisition et Traitement de Données

II.3.6.a Introduction

La construction du système d'acquisition et de traitement des données des détecteurs à jonction à localisation (détecteurs de fragments)-EUROGAM phase II (détecteurs des rayonnements γ) a fait appel à des techniques de pointe en électronique et en informatique afin de permettre :

- Une fiabilité accrue.
- Un contrôle et une surveillance rapide par logiciel des paramètres tels que seuils, largeurs des impulsions, retards,...
- Un développement modulaire du *hardware* et *software* pour permettre une amélioration continue de l'équipement.
- Une utilisation de stations graphiques UNIX pour le contrôle en ligne de l'acquisition des données.

Le dispositif expérimental est composé de deux paires indépendantes de détecteurs à jonction à localisation (JAL) et de EUROGAM phase II. Chaque JAL donne une information sur l'énergie et

la position du fragment détecté. Les deux paires de jonction à localisation sont reliées à deux cartes électroniques du système d'acquisition d'EUROGAM

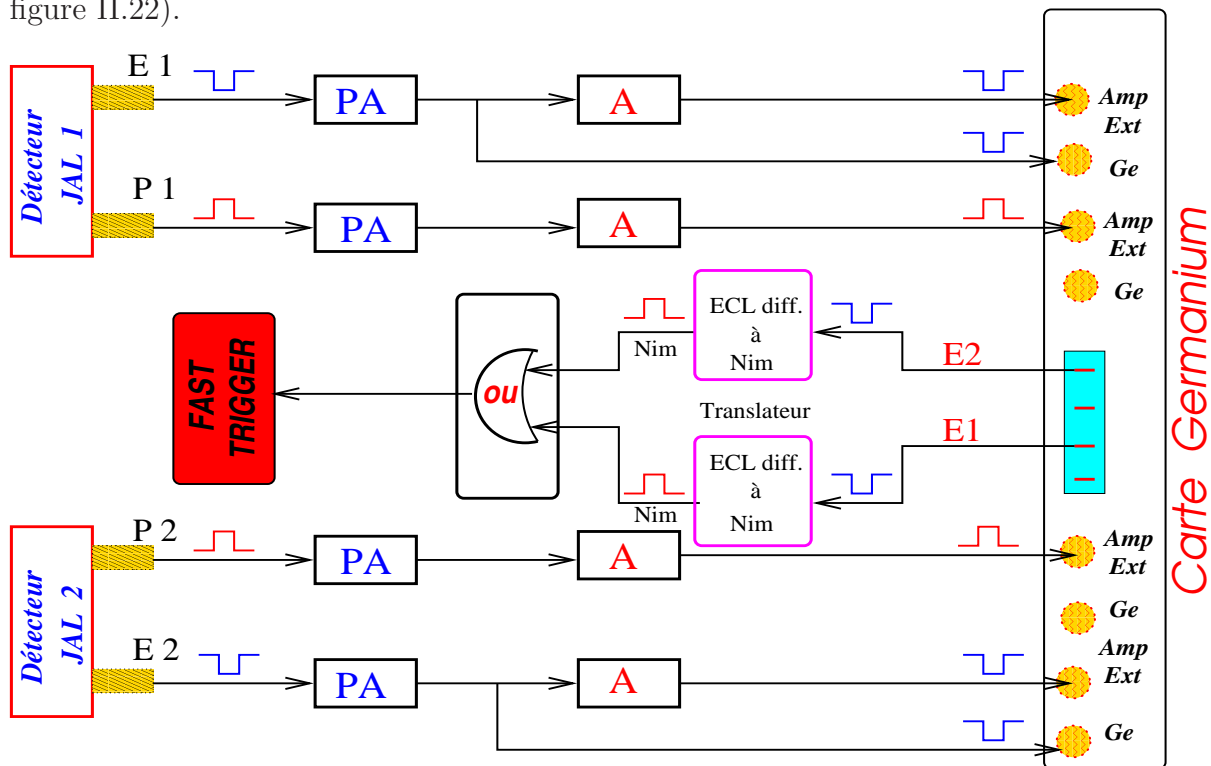
II.3.6.b Circuit Electronique

Chaque détecteur à jonction à localisation comporte deux voix électroniques, une partie analogique délivrant des signaux proportionnels aux énergies (fragments ou gammas) et à la position (fragment), et une partie logique qui sélectionne les événements en temps, afin de reconnaître les coïncidences, et qui déclenche l'acquisition afin d'assurer l'enregistrement des événements.

1 - Voies analogiques

a - Pour les fragments (F) :

Le signal énergie E (ou position P) délivré par chaque détecteur (JAL) passe par un préamplificateur (PA) puis un amplificateur linéaire (A), qui assure la mise en forme du signal et ensuite le signal (F) est acheminé vers une entrée Ampli Extern (Amp Ext) de la carte Germanium (voir figure II.22).



PA : Préamplificateur

CFD : Discriminateur à fraction constante

A : Amplificateur

Figure II.22 : Schéma du circuit électronique externe.

A l'intérieur de la carte Germanium (voir figure II.23), le signal (F) recueilli par l'entrée (Amp Ext) est à nouveau amplifié par l'amplificateur. Ce dernier comporte deux étages d'amplification à

gain fixe, 4 MeV et 20 MeV, avec une constante de temps de $1.8 \mu s$. Ces deux signaux (F) subissent ensuite l'action du PDS (Peak Detect and Stretched) qui détecte la valeur crête du signal et la maintient jusqu'à la réception du signal délivré par le Master Trigger (Fast Trigger-Pulse) autorisant le codage (numérisation) par l'ADC, les signaux sont soumis à une correction balistique par le BDC (Ballistic Correction)[Mos91].

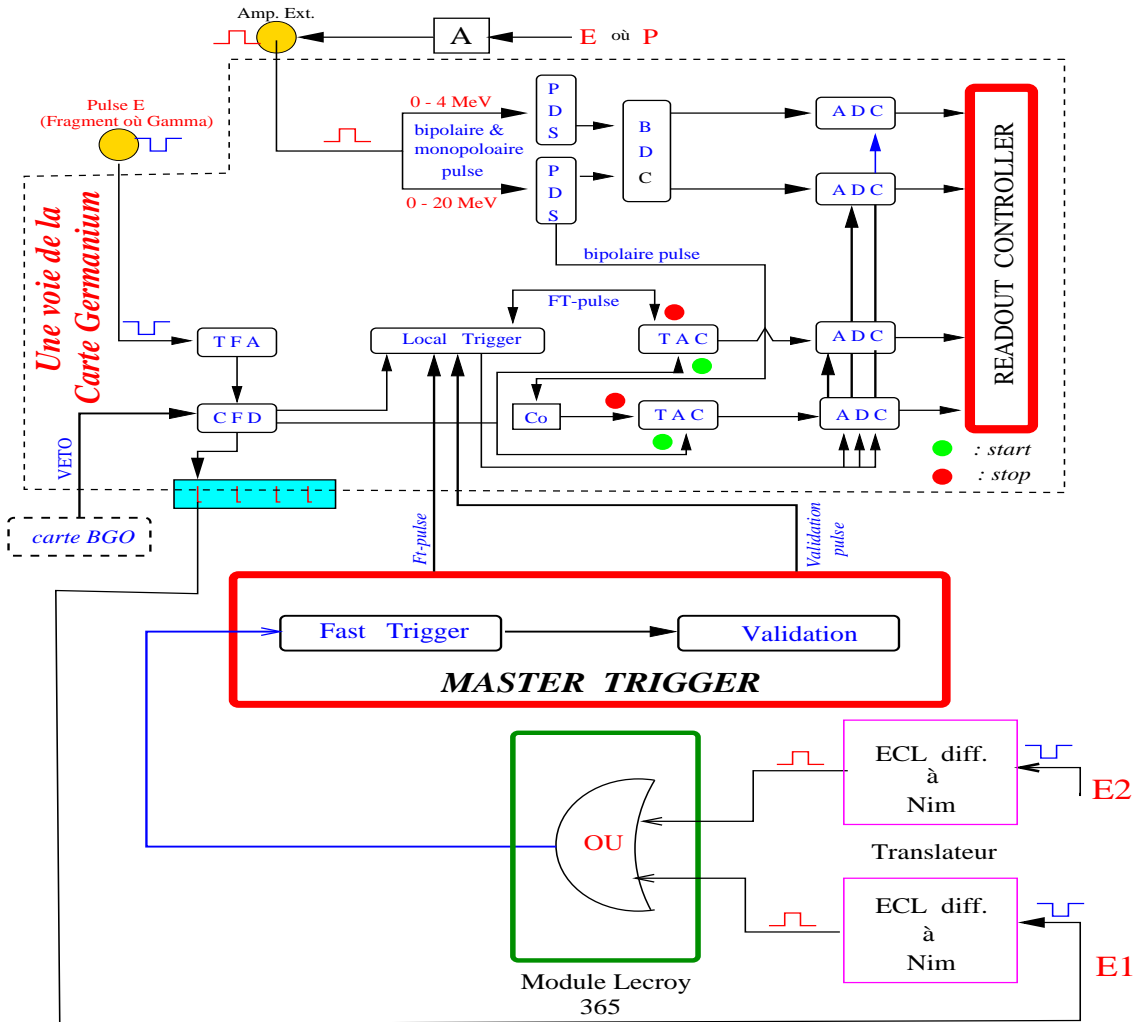


Figure II.23 : Schéma de la carte Germanium.

b - Pour les gammas (γ) :

Le signal "énergie" (γ) délivré par un compteur Germanium est acheminé directement vers une voie Amp Ext de la carte Germanium où il subit une pré-amplification avant de passer dans l'amplificateur qui comporte deux étages puis, le signal (γ) subira le même traitement qu'un signal (F) (voir figure II.23).

2 - Voies logiques

La prise de temps se fait, après la préamplification du signal énergie issu de chaque détecteur (voir figure II.22), par l'intermédiaire d'un amplificateur rapide de mise en forme (TFA) (voir figure II.23) suivi d'un discriminateur à fraction constante (CFD) dont le seuil peut être choisi de manière à éliminer le bruit de fond. Le signal temps (F) est ensuite acheminé vers un Module Lecroy 365 qui a pour rôle de donner un signal vers le Fast Trigger lorsqu'il y a un événement en coïncidence de deux fragments. Le Fast Trigger va donner un signal vers Local Trigger pour collecter les paramètres relatifs à l'événement détecté. Jusqu'à ce point, nous avons une coïncidence fragment-fragment.

Pour les Gammas (γ), le signal issu du préamplificateur est réamplifié par le TFA (Time Filter Amplifier) puis envoyé vers le CFD (Constante Fraction Discriminator). Le signal doit alors satisfaire à une condition (valeur seuil 200 ns) requise par l'expérimentateur et aucun signal (VETO) ne doit parvenir de la carte BGO contenant la voie correspondante au Germanium touché (sinon il y a réjection Compton). Si deux conditions sont satisfaites, le signal est envoyé vers un TAC (Time to Amplitude Converter), dont le *start* est donné par le signal CFD et le *stop* par le FT-pulse du Master Trigger.

Pour obtenir une coïncidence fragment-fragment- γ , nous avons mis sur le signal de coïncidence fragment-fragment une fenêtre en temps dont la largeur est de 200 ns et si le signal temps d'un γ tombe dans cette fenêtre en temps, nous aurons un événement de coïncidence de type fragment-fragment- γ .

La condition sur la multiplicité gammas est $M_\gamma \geq 0$. Donc, nous avons dans l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ des événements de coïncidence de type *fragment-fragment (F-F)* et *fragment-fragment-gamma (F-F- γ)*.

Rôle du Trigger

Le Trigger a pour but de sélectionner parmi tous les événements ceux jugés intéressants par le physicien; il permet de ne collecter les données que pour un nombre restreint d'entre eux. Les critères de sélection reposent généralement sur des configurations de détecteurs touchés ou encore sur leur nombre.

Le Trigger se décompose en deux parties :

- une partie centralisée, désignée **Master Trigger**, qui détecte l'existence d'un événement intéressant pour l'analyse,
- une partie distribuée, constituée de circuits localisés au niveau de chaque voie de mesure, désignés **Local Trigger**, qui permettent de ne collecter que les paramètres relatifs à l'événement détecté.

Les commandes d'ouverture des portes intégrantes, synchronisées sur le déclenchement des CFD, sont placées sous le contrôle des Local Trigger. Sans validation extérieure, les portes intégrantes sont automatiquement remises à zéro, la réception d'un nouvel événement peut avoir lieu. Les fenêtres de validation émises par le Master Trigger sont le Fast Trigger et la validation.

II.3.7 Calibrage des Détecteurs à Jonction à Localisation (JAL)

II.3.7.a Calibrage en Energie

Le calibrage en énergie des JAL a été effectué à l'aide des pics de la diffusion élastique du ^{28}Si sur la cible d'or (^{197}Au) à l'énergie de bombardement $E_{lab.}(^{28}\text{Si}) = 111.6 \text{ MeV}$. Pour plus de précision à basse énergie, nous avons placé une source de ^{242}Am (une source α) à la place de la cible. L'énergie du pic α est de 5.485 MeV. Sur la figure II.24, les résultats de la méthode de calibrage effectuée pour chaque détecteur sont présentés. Chaque détecteur a été étalonné séparément suivant la relation :

$$E_i(\text{MeV}) = a_i E_i(\text{canal}) + b_i \quad (\text{II.25})$$

où i indique le détecteur ($i=1,4$).

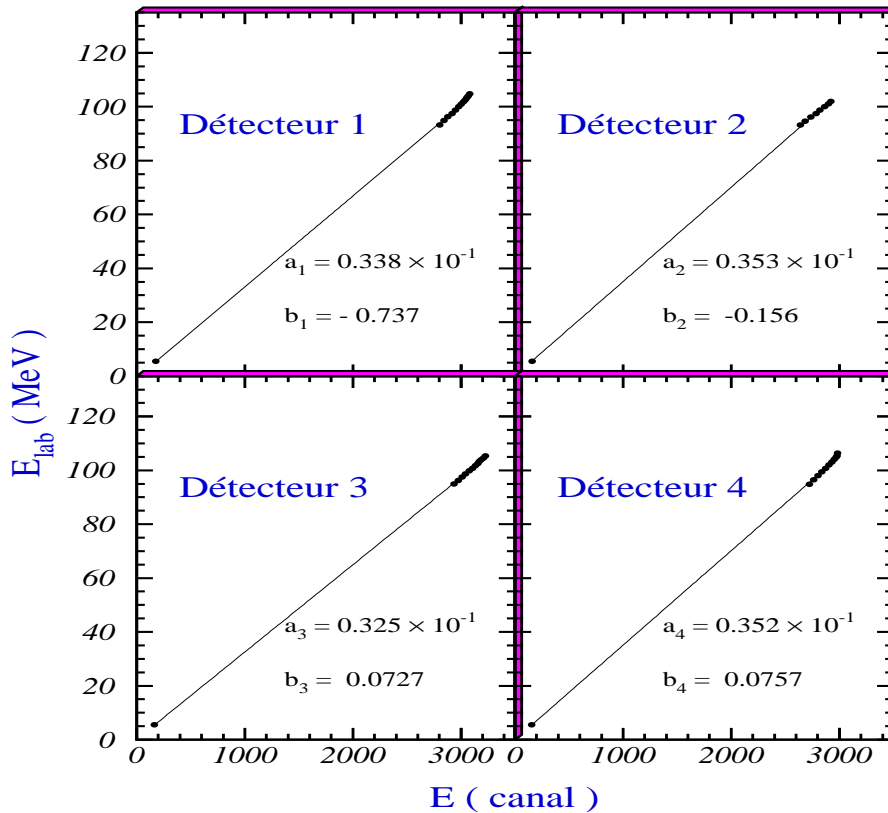


Figure II.24 : Méthode de calibrage en énergie pour les quatre JAL.

La résolution en énergie des quatre JAL est de l'ordre de $\Delta E = 120 \text{ keV}$.

II.3.7.b Calibrage Angulaire

En plaçant les grilles à fentes verticales (voir figure II.25) devant chaque détecteur, nous avons pu effectuer le calibrage angulaire des JAL. Les fentes de largeur 1.5 mm étaient séparées de 0.5 mm. La correspondance entre la position de la fente et l'angle de détection a été établie après l'expérience. Un exemple de spectre de "position" obtenu avec la grille pour les détecteurs 1 et 2 est représenté sur la figure II.25.

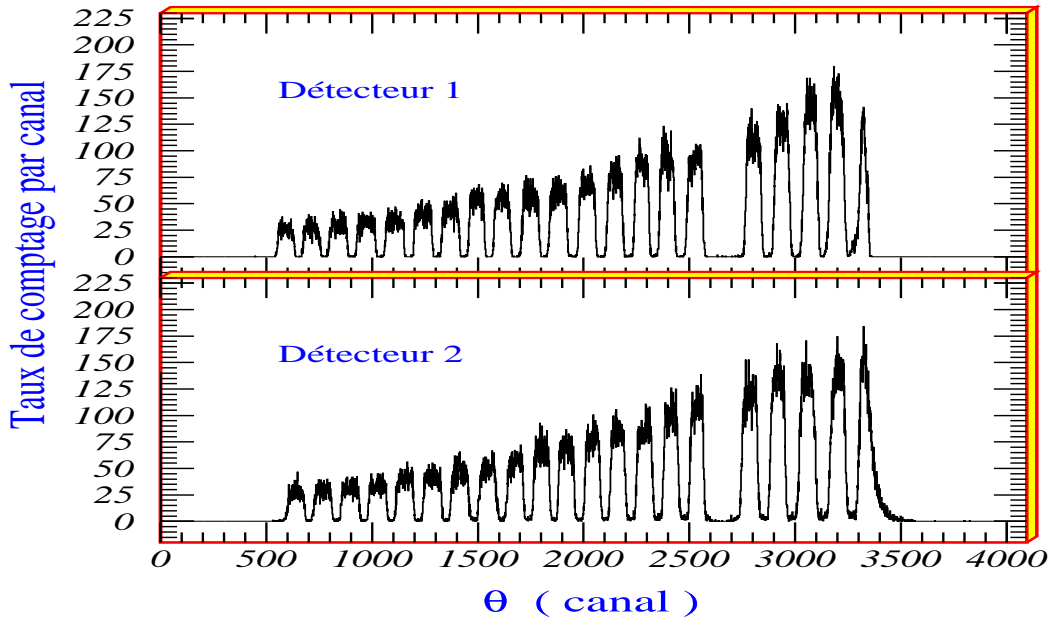


Figure II.25 : Spectre "position" avec grille devant les deux JAL 1 et 2.

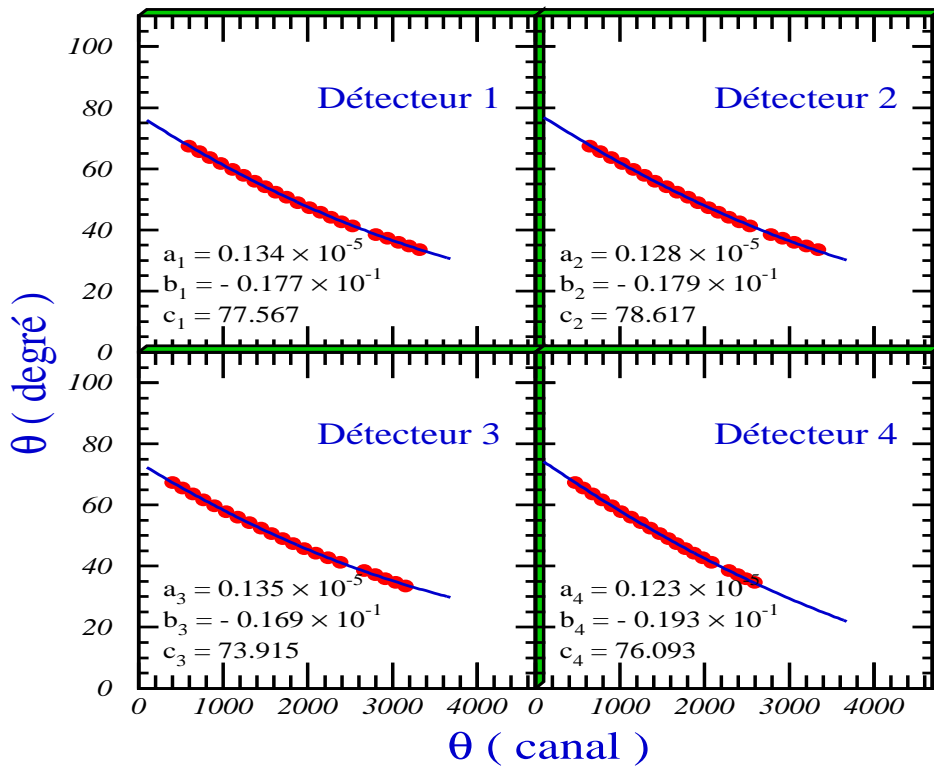


Figure II.26 : Méthode de calibration angulaire pour les détecteurs de fragments (JAL).

Le repérage d'une fente plus large de la grille (voir figure II.25) permet de distinguer entre les deux extrémités de la JAL. A partir des spectres de "position-grille", une relation peut être établie entre l'angle de diffusion θ (degré) et θ (canal) du spectre de position :

$$\theta_i(\text{degré}) = a_i \theta_i^2(\text{canal}) + b_i \theta_i(\text{canal}) + c_i \quad (\text{II.26})$$

où i : indique le détecteur ($i = 1, 4$).

Le résultat du calibrage angulaire obtenu pour les quatre détecteurs avec grilles est représenté et résumé sur la figure II.26.

La résolution angulaire des quatre JAL est de l'ordre de $\Delta\theta \simeq 0.45^\circ$.

II.3.8 Calibrage d'EUROGAM et Courbe d'Efficacité Photopic

L'ajustement des gains et le calibrage des compteurs Ge d'EUROGAM ont été effectués en utilisant quatre sources radioactives ^{56}Co , ^{60}Co , ^{152}Eu et AmBe, qui couvrent un domaine en énergie assez important de 1 à 8 MeV. Sur la figure II.27, est présentée la courbe d'efficacité photopic relative (on prend seulement le nombre de coups du pic en évitant le fond et on ne tient pas compte de l'activité de la source). La courbe d'efficacité permet de normaliser en efficacité les différents pics des rayonnements γ et, également d'extraire les corrélations angulaires des rayonnements γ .

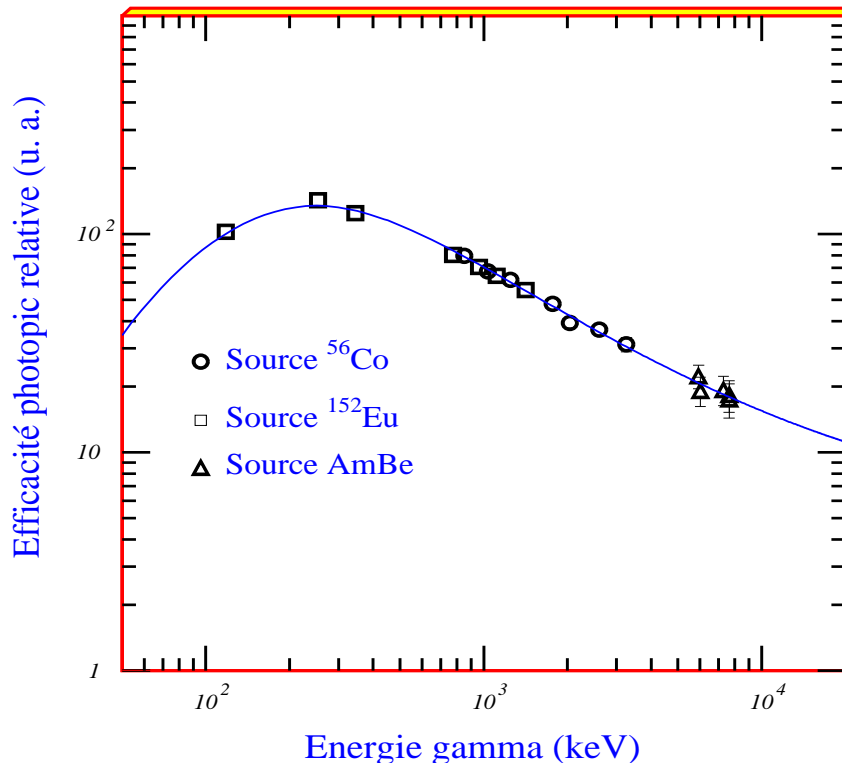


Figure II.27 : Courbe d'efficacité photopique relative déduite à partir des sources ^{56}Co , ^{152}Eu et AmBe utilisées au cours de l'expérience fragment-fragment-gamma $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

Cette courbe d'efficacité a été obtenue en utilisant les sources radioactives ^{56}Co , ^{152}Eu (les énergies des γ issus des sources ^{56}Co et ^{152}Eu sont bien connues) et AmBe (source Americium Beryllium). La source AmBe est placée dans un tube en Fer (^{56}Fe) et immergé dans un seau d'eau (H_2O) lui même positionné au milieu d'EUROGAM.

Rappelons brièvement le principe de désintégration de la source radioactive AmBe. L'Amercium (^{241}Am) est une source radioactive, elle émet une particule alpha (α) dont l'énergie $E_\alpha = 5.486 \text{ MeV}$. La particule alpha fait une réaction avec Beryllium (^9Be) qui donne après réaction un *neutron* n thermique et un Carbone excité ($^{12}\text{C}^*$). Ce dernier émet un gamma dont l'énergie est $E_\gamma (^{12}\text{C}) = 4439 \text{ keV}$. Le neutron thermique va réagir avec le Fer (^{56}Fe), en produisant ^{57}Fe qui émet un gamma $E_\gamma = 7630 \text{ keV}$ et avec l'Oxygène (^{16}O), qui donne un gamma $E_\gamma = 6125 \text{ keV}$. Un schéma de désintégration de la source AmBe est présenté sur la figure II.28.

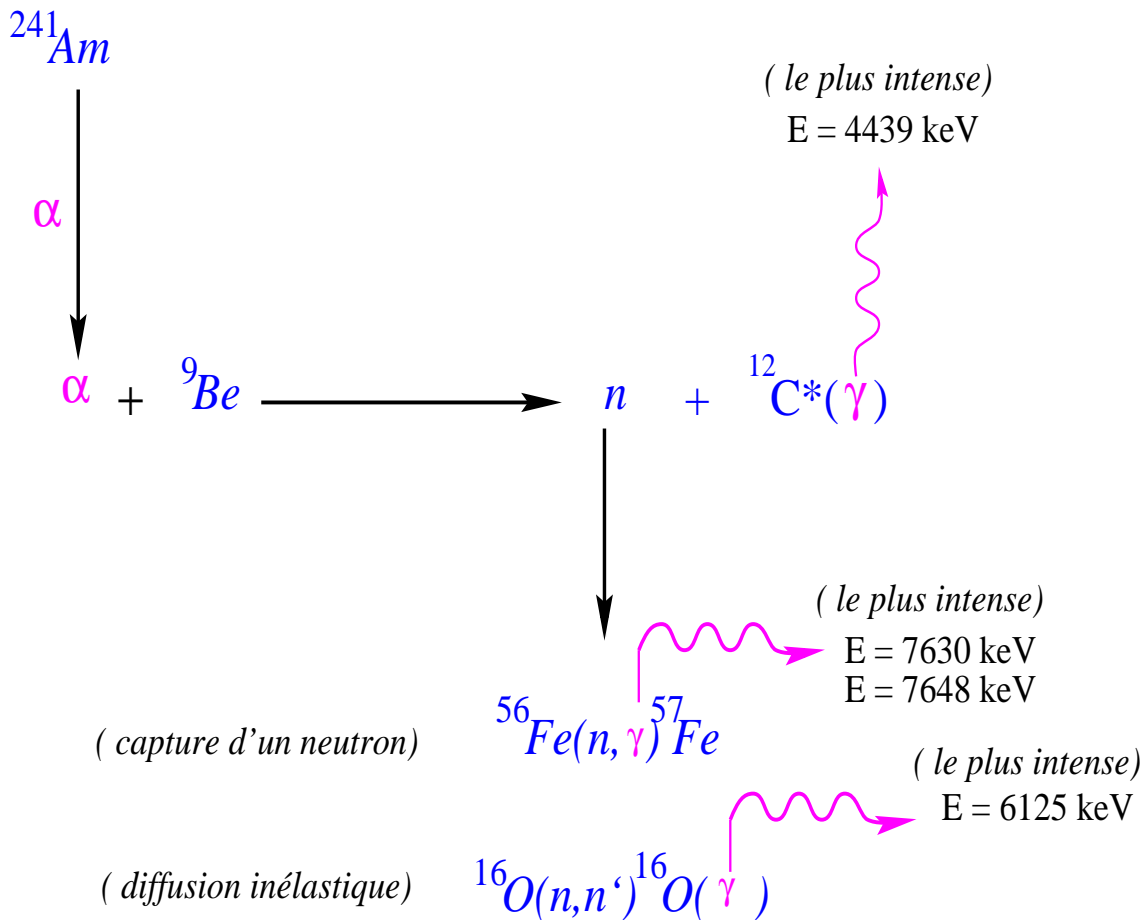


Figure II.28 : Schéma de désintégration de la source AmBe.

II.3.9 Méthode de Correction d'Effet Doppler

Dans le but de sommer le contenu des spectres γ individuels des différents détecteurs constituant EUROGAM Phase II, il est nécessaire que ces spectres soient "superposables". Pour cela un étalonnage doit être effectué (voir paragraphe II.3.8) et le déplacement en énergie des rayonnements γ dû à l'effet Doppler doit être pris en compte (les détecteurs n'étant pas tous à la même position).

II.3.9.a Correction du Déplacement Doppler

Dans l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{lab.} = 111.6$ MeV, la vitesse d'un fragment issu du processus de fission est de l'ordre $\beta = \frac{v}{c} = 7.4$ % et la vitesse d'un fragment issu du processus inélastique est de l'ordre $\beta = 9.2$ %. Donc la correction du déplacement Doppler est assez importante dans notre expérience contrairement à la correction Doppler appliquée sur des rayonnements γ issus d'un processus de fusion-évaporation où la vitesse du noyau résiduel est de l'ordre $\beta = \frac{v}{c} = 2.4$ %. Dans notre expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{lab.} = 111.6$ MeV, le déplacement de l'énergie d'un rayonnement γ , provoqué par le mouvement du noyau qui l'émet (effet Doppler), est exprimé par la relation :

$$E_\gamma = E_0 \left(1 + \beta \cos \vartheta_D - \frac{1}{2} \beta^2 \right) \quad (\text{II.27})$$

où E_γ est l'énergie du rayonnement γ détecté (référentiel du laboratoire), E_0 l'énergie du rayonnement γ émis par le fragment (référentiel lié au noyau émetteur), β la vitesse $\frac{v}{c}$ du fragment et ϑ_D l'angle défini par les directions du fragment émetteur et du rayonnement γ . La correction "complète" de cet effet nécessite la connaissance de β et ϑ_D pour chaque réaction nucléaire. L'angle d'émission ϑ_D du rayonnement γ par rapport à la direction du fragment émetteur est alors déterminé par :

$$\cos \vartheta_D = \cos \theta_f \cos \theta_\gamma + \sin \theta_f \sin \theta_\gamma \cos (\phi_f - \phi_\gamma) \quad (\text{II.28})$$

où θ et ϕ sont les angles polaire et azimutal d'une base sphérique dont l'axe z est orienté suivant la direction du faisceau, les indices γ et f étant relatifs au rayonnement γ et au fragment détecté. Puisque nous n'avons pas la mesure directe de l'angle azimutal du fragment détecté, nous avons fait correspondre l'angle azimutal du fragment détecté à l'angle azimutal du détecteur dont il a été détecté (ceci est une attribution correcte puisque la largeur du détecteur de fragment à jonction à localisation dans le plan azimutal est petite de l'ordre de 9 mm). Les angles azimutaux des détecteurs de fragments (détecteurs à jonction à localisation) sont résumés dans le tableau II.8. Un exemple de correction du déplacement Doppler pour des γ émis par un fragment ^{28}Si est donné sur la figure II.29.

La résolution en énergie pour un rayonnement $E_\gamma = 1779$ keV émis par un fragment de fission ^{28}Si est de 10 keV.

Détecteur	1	2	3	4
Angle azimutal	0°	180°	270°	90°

Tableau II.8 : Les angles azimutaux des détecteurs de fragments utilisés dans l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

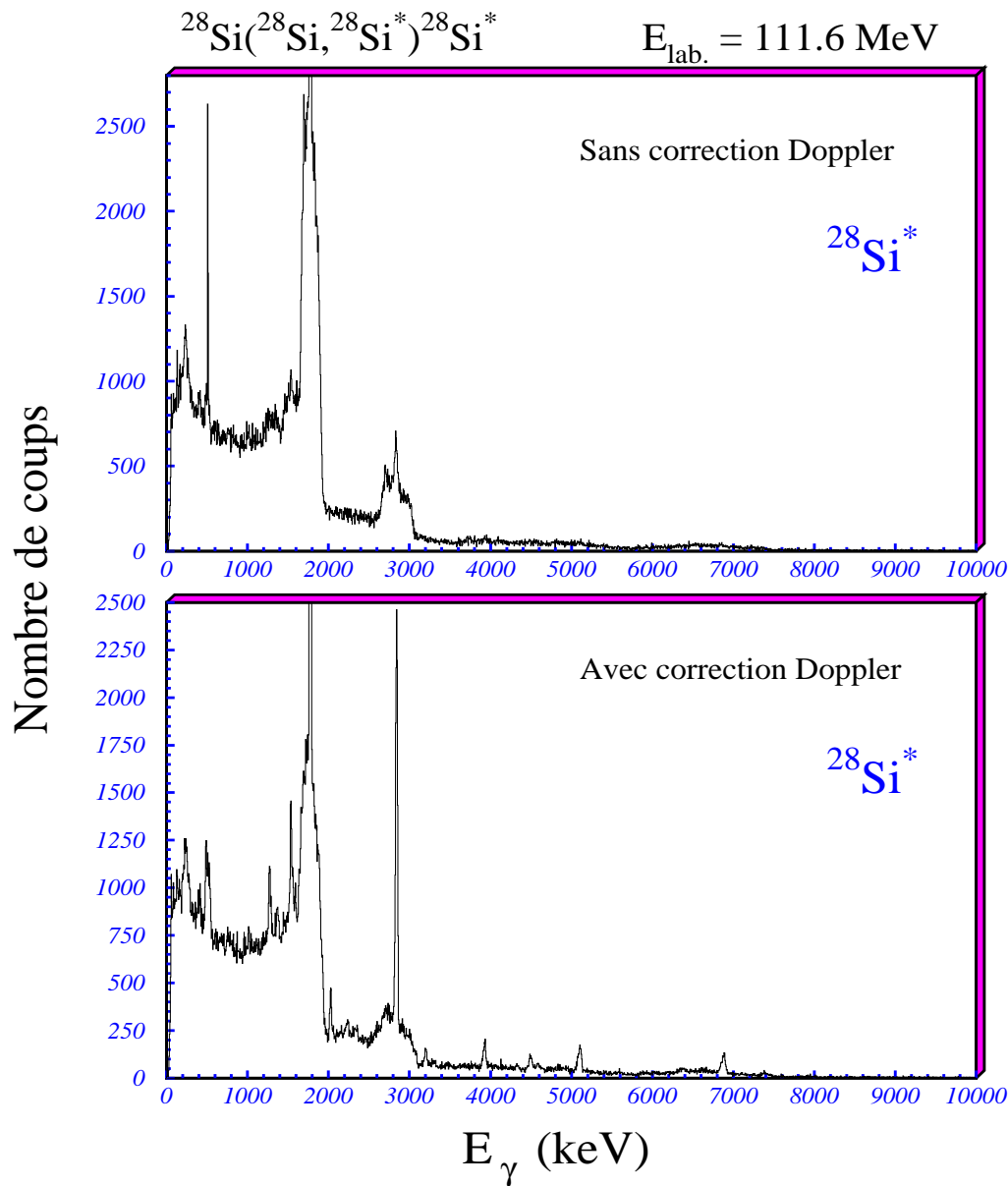


Figure II.29 : Spectres en énergie des rayonnements γ émis par un fragment ^{28}Si obtenus sans et avec correction Doppler.

Chapitre III

Résultats Expérimentaux : Processus Fusion-Fission et Spectroscopie γ des Produits Binaires

*"La moindre chose contient un peu d'inconnu.
Trouvons le."*

Guy de Maupassant.

Ce chapitre a pour but de présenter de manière aussi claire que possible les principaux résultats expérimentaux concernant d'une part les processus binaires et en particulier le processus de fusion-fission issu des réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{lab.}}(^{35}\text{Cl}) = 275$ MeV, $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab.}} = 278$ MeV. D'autre part la spectroscopie γ à l'aide du multidétecteur EUROGAM phase II des produits de fission ^{28}Si , ^{24}Mg et ^{32}S issus de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ qui forme un système di-nucléaire très déformé ^{56}Ni à l'énergie de résonance $E_{\text{lab.}}(^{28}\text{Si}) = 111.6$ MeV.

A - Résultats des Mesures Fragment-Fragment (F-F) pour les Réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$

III.1 Introduction

Dans ce paragraphe, dans un premier temps, nous allons présenter les résultats des mesures inclusives. Ces mesures en simple ont pour but :

- de mettre en évidence le processus de fusion-fission asymétrique du noyau composé ^{59}Cu formé par la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à haute énergie d'excitation $E_{nc}^*(^{59}\text{Cu}) = 125.4$ MeV
- d'étudier leurs distributions angulaires
- de déterminer les sections efficaces des produits binaires.

Les mesures en simple, permettent aussi à partir des propriétés des résidus d'évaporation (RE) de déterminer la section efficace de fusion complète, et de chercher l'existence éventuelle du mécanisme de fusion incomplète (FIC) dans les deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$.

Dans un second temps, nous passerons en revue les résultats des mesures exclusives pour lesquelles des fragments lourds ($Z_{1,2} \geq 5$) sont détectés en coïncidence de part et d'autre de la direction du faisceau incident. L'analyse de ces mesures permet de vérifier :

- le caractère binaire du processus de production de ces fragments,
- la séparation entre les différents processus binaires tant du point de vue de l'énergie ou des distributions angulaires,
- l'existence éventuelle de la contribution du processus à trois corps qui consiste à avoir trois fragments dans la voie de sortie, en mesurant le déficit de charge ($\Delta Z = Z_{nc} - (Z_1 + Z_2)$). Ceci constitue l'un des objectifs essentiels de ces deux expériences.

Des résultats préliminaires de l'étude concernant la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ ont déjà été présentés dans l'article [Nou96]. Ceux relatifs à l'étude de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ ont été publiés partiellement dans l'article [Bec96b].

III.2 Analyse des Mesures Inclusives

Les interactions entre ions lourds à des énergies de bombardement ≤ 10 MeV/nucléon sont caractérisées par la présence d'une variété de mécanismes de réaction, qui dépendent essentiellement de l'énergie incidente et du moment angulaire dans la voie d'entrée (paramètre d'impact). La mesure des énergies ΔE et E à l'aide d'un télescope et la représentation bidimensionnelle de ces valeurs permettent de séparer les produits de réaction suivant leur charge Z . Les spectres bidimensionnels montrés sur les figures III. 1 A et B illustrent bien la diversité des mécanismes.

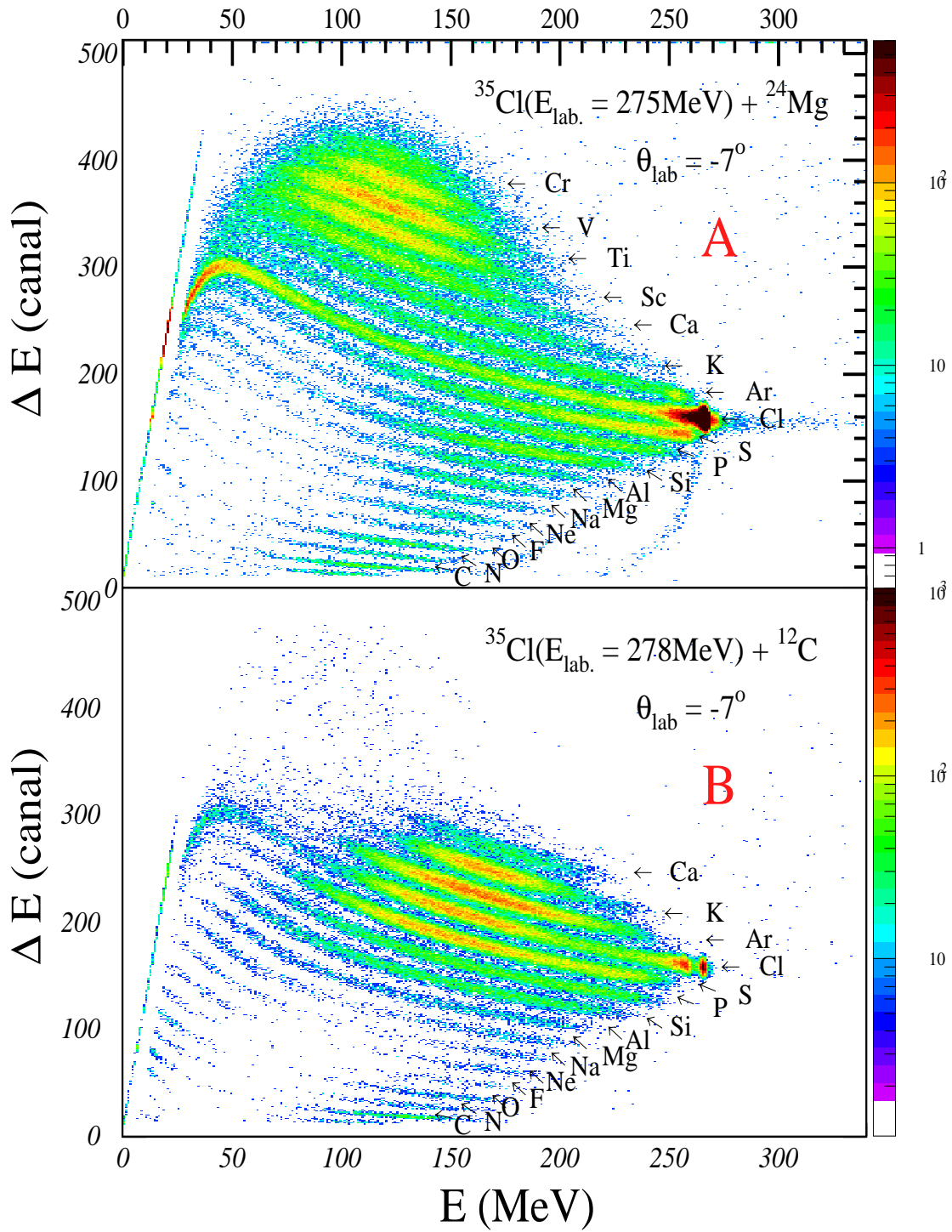


Figure III.1 : Spectres inclusifs d'identification en charge des produits de réaction :

A: $^{35}\text{Cl}(E_{\text{lab.}} = 275\text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$

B: $^{35}\text{Cl}(E_{\text{lab.}} = 278\text{ MeV}) + ^{12}\text{C}$

Avant d'aborder l'étude détaillée des propriétés des différents produits de réaction et d'en identifier les divers mécanismes à l'origine, il est possible de distinguer :

- la ligne correspondant au nombre atomique du faisceau (Chlore Cl pour les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$) dont la composante la plus énergétique est due à la **diffusion élastique** ;

- pour des numéros atomiques et des énergies immédiatement voisins de ceux du faisceau, la réaction présente une composante due aux réactions **quasi-élastiques**, qui sont des collisions périphériques avec un temps d'interaction très court ;

- une zone plus étendue en énergie autour du numéro atomique du faisceau, qui correspond à une composante attribuée aux collisions **profondément inélastiques**. L'énergie varie entre des valeurs proches des diffusions quasi-élastiques jusqu'à des valeurs pour lesquelles la quasi-totalité de l'énergie incidente est dissipée ;

- les produits de **fusion** du projectile avec la cible ont des charges proches de celle du noyau composé ($Z_{nc} = 29$ et $Z_{nc} = 23$ pour les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ respectivement). La collision frontale de la cible et le projectile est suivie par la formation du noyau composé. Ce dernier se déexcite par émission de particules légères et/ou déexcitation γ . On notera que les deux réactions étant étudiées à cinématique inverse ($^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$), les énergies de ces produits sont plus grandes que dans le cas d'une voie d'entrée "symétrique", la vitesse d'entraînement du centre de masse étant plus importante ;

- les produits binaires relaxés pour des valeurs de charge $Z < Z_{nc}/2$, sont issus de **collisions très dissipatives**, avec un temps d'interaction relativement long.

L'identification du processus à l'origine de la production des fragments et l'étude de leurs caractéristiques expérimentales constituent l'objet essentiel du présent travail et leurs résultats seront présentés de manière détaillée dans la première partie de ce chapitre.

III.2.1 Spectres en Energie des Fragments

Les spectres en énergie des fragments mesurés à un angle d'observation donné sont obtenus en projetant sur l'axe des énergies les événements des spectres bidimensionnels ($E, \Delta E$). La figure ?? et la figure III.3 représentant les spectres en énergie des fragments issus des réactions $^{35}\text{Cl}(E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl}(E_{lab.} = 278 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}$ respectivement sont commentées brièvement ci-après :

- Pour les fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ (du B au Mg) issus des deux réactions, les spectres en énergie présentent, pour la partie haute énergie, une forme Gaussienne avec un domaine en énergie relativement bien défini. L'énergie moyenne augmente avec la charge du fragment essentiellement à cause de la répulsion Coulombienne. La flèche indique la position attendue pour ces produits dans l'hypothèse d'une fragmentation binaire en utilisant la systématique de Viola [Vio85] pour le calcul de l'énergie cinétique totale (TKE).

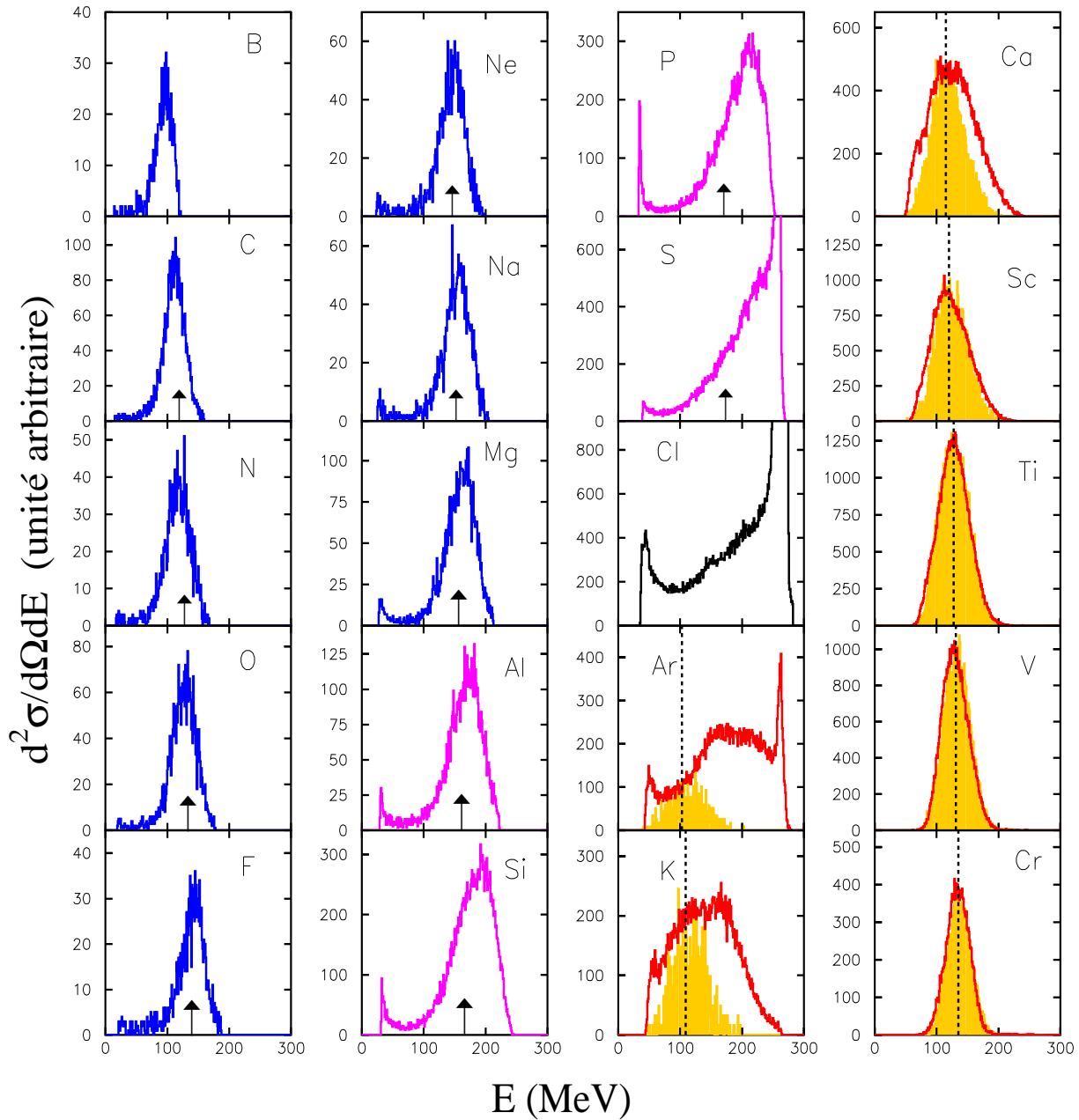


Figure III.2 : Spectres d'énergie expérimentaux (histogrammes vides) des fragments de charge $5 \leq Z \leq 24$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} (E_{\text{lab.}} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ à $\theta_{\text{lab.}} = -7^\circ$. Les histogrammes pleins sont le résultat d'un calcul d'évaporation (LILITA). La flèche indique 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 (voir le texte).

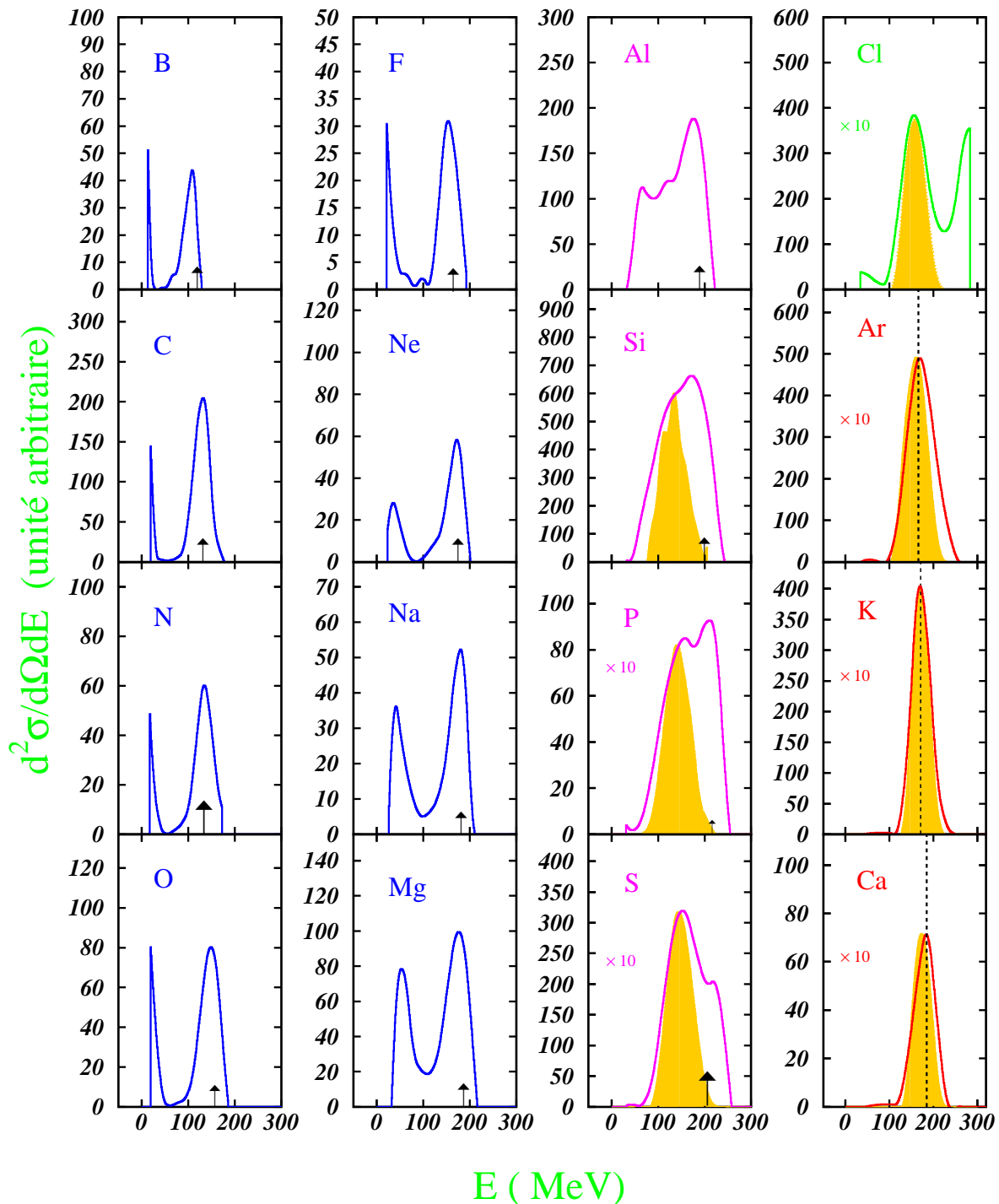


Figure III.3 : Spectres d'énergie expérimentaux (histogrammes vides) des fragments de charge $5 \leq Z \leq 20$ issus de la réaction ^{35}Cl ($E_{\text{lab.}} = 278 \text{ MeV}$) + ^{12}C à $\theta_{\text{lab.}} = -7^\circ$. Les histogrammes pleins sont le résultat d'un calcul d'évaporation (LILITA). La flèche indique 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 (voir le texte).

- Pour les fragments de charge $13 \leq Z \leq 16$ (du Al au S) pour les deux réactions, les spectres d'énergie se caractérisent par la présence de plusieurs composantes signant la présence de plusieurs mécanismes. Une explication plus détaillée sera donnée dans le paragraphe intitulé "analyse des spectres de vitesse" (voir paragraphe III.1.3).

- Les fragments de charge $21 \leq Z \leq 24$ (du Sc au Cr) proches du noyau composé ($Z_{nc} = 29$) pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et les fragments de charge $18 \leq Z \leq 20$ (du Ar au Ca) pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$, les spectres en énergie présentent une forme Gaussienne centrée sur l'énergie attendue dans l'hypothèse où le fragment est un résidu d'évaporation :

$$E_R = \frac{A_R A_1}{(A_1 + A_2)^2} E_{lab.} \cos^2(\theta) \quad (\text{III.1})$$

où A_1 et A_2 sont les masses du projectile et de la cible respectivement. $E_{lab.}$ est l'énergie du projectile dans le laboratoire, en tenant compte de la perte d'énergie dans la première moitié de la cible. θ est l'angle d'émission du fragment dans le laboratoire. Les caractéristiques expérimentales de ces fragments sont **bien reproduits** par le code d'évaporation LILITA [Gom79], nous pouvons donc les considérer comme résidus d'évaporation.

- Pour les fragments de charge $Z = 18, 19$ (Ar et K) dans la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et les fragments de charge $14 \leq Z \leq 17$ (du Si au Cl) dans la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$, nous constatons que le code LILITA [Gom79] prédit pour chaque spectre d'énergie la région qui est due essentiellement à l'évaporation. La partie à plus haute énergie peut être attribuée à des mécanismes plus directs (élastique, deep-inélastique,...).

III.2.2 Analyse des Spectres de Vitesse et le Processus de Fusion Incomplète (FI)

III.2.2.a Spectres Invariants de Vitesse

La transformation des spectres d'énergie en spectres de vitesse invariants permet d'obtenir des distributions de vitesses indépendantes du repère d'observation et la section efficace invariante $\left(\frac{1}{v^2}\right) \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dv}\right)$ exprime la probabilité d'émission du fragment. Une représentation de la section efficace invariante dans le plan charge (Z) versus vitesse (v) pour un télescope situé à un angle $\theta = -7^\circ$ est donnée sur la figure III.4 pour les deux réactions. Le passage de l'énergie à la vitesse pour un fragment de charge Z nécessite une hypothèse sur la masse du fragment identifié que par son numéro atomique. Nous avons attribué pour la mesure de la vitesse d'un fragment de charge Z la masse moyenne A donnée par la formule empirique de Charity [Cha88] et qui est valable pour les énergies d'excitation $E^*/A > 1$ MeV :

$$A = 2.08Z + 0.0029Z^2 \quad (\text{III.2})$$

La figure III.4 présente trois zones distinctes qui peuvent être clairement discernées pour chacune des deux réactions. La première zone, étendue autour de la charge Z du projectile ($Z=17$) et centrée à la vitesse du projectile (v_p), correspond aux réactions quasi-élastiques. Pour les grands Z ($Z \geq 18$), la vitesse des fragments est bien centrée autour de la vitesse de recul du noyau composé (V_{cn}), cette zone correspond aux résidus de fusion-évaporation.

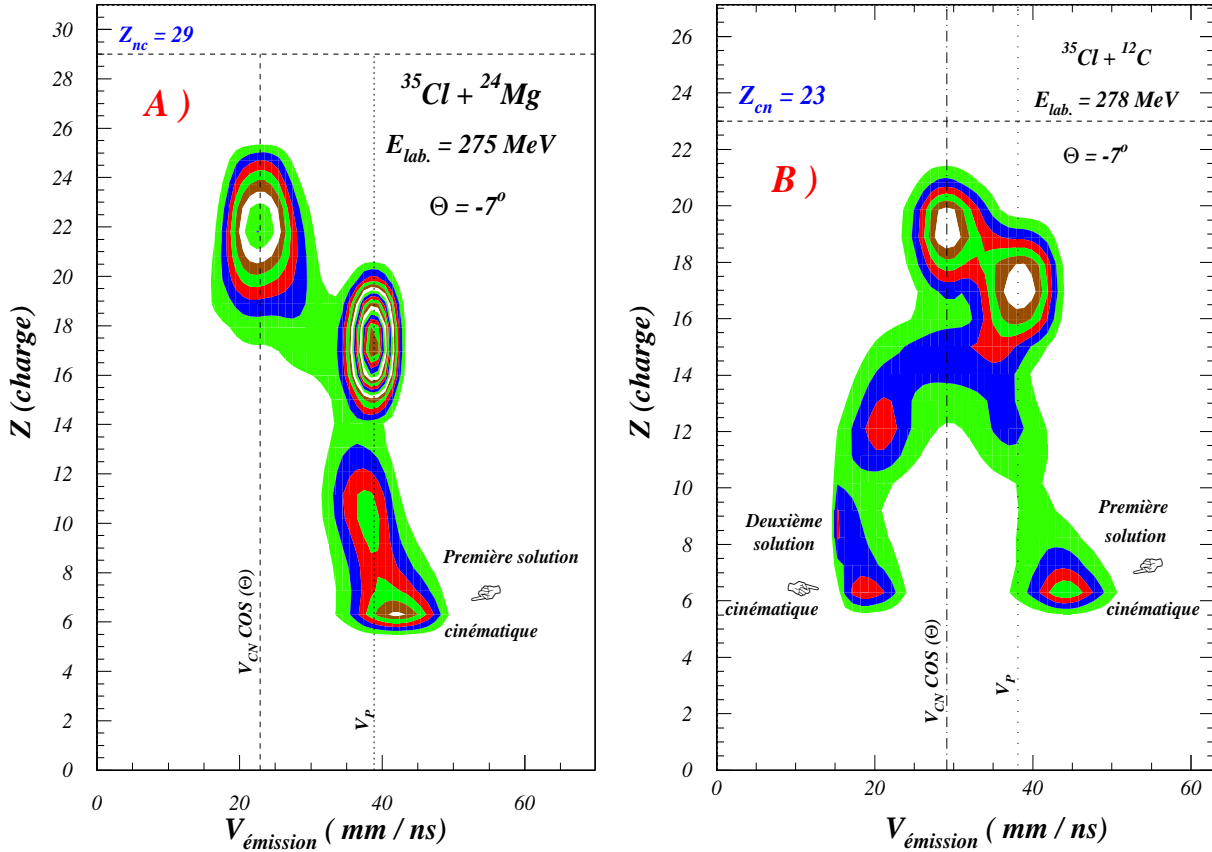


Figure III.4 : Contours de la section efficace invariante dans le plan Z -vitesse. La ligne discontinue correspond à $V_{cn} \cos(\theta_{lab.})$ et la ligne en pointillé correspond à la vitesse du projectile V_p pour les deux réactions :

A: $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ $E_{lab.}(^{35}\text{Cl}) = 275 \text{ MeV}$

B: $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ $E_{lab.}(^{35}\text{Cl}) = 278 \text{ MeV}$.

La troisième zone, qui est distribuée en deux branches pour $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et en une seule branche pour $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{Mg}$ (la deuxième branche pour $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{Mg}$ commence à apparaître à partir de $\theta = -17^\circ$) est attribuée aux processus binaires. La branche basse énergie pour $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ est associée à la deuxième solution cinématique dans le repère du laboratoire due à la cinématique inverse de la réaction et la branche haute énergie pour les deux réactions est associée à la première solution cinématique.

Afin de mettre en évidence l'existence éventuelle de plusieurs sources de production de ces fragments, une représentation de la section efficace invariante pour chaque fragment de charge Z est donnée sur la figure III.5 pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{Mg}$ et sur la figure III.6 pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$. Il en résulte des figures les remarques suivantes :

⊕ les spectres de vitesse des fragments de charge $Z = 5$ à 12 (du B au Mg) pour les deux réactions présentent, pour la partie haute énergie, une forme Gaussienne. La partie basse énergie est attribuée à la seconde solution cinématique dans le repère du laboratoire due à la cinématique inverse de la réaction. C'est la raison pour laquelle ces fragments ont des vitesses comparables ou supérieures, à la vitesse du projectile (V_p). Par ailleurs, nous constatons que la composante due à la seconde solution cinématique devient plus importante lorsque la charge du fragment augmente, ceci est une indication du **caractère binaire** du mécanisme de production de ces fragments.

Ces produits issus de la fragmentation binaire du système pourraient être considérés comme étant des fragments de fission asymétrique des noyaux composés ^{59}Cu et ^{47}V .

⊕ les spectres de vitesse des fragments de charge $Z = 13$ à 16 (Al à S) se manifestent par la présence de plusieurs composantes, qui sont probablement dues à l'un des trois scénarios suivants :

- La fragmentation binaire (ou fission). Ces fragments sont alors attribués aux fragments "légers" cités précédemment. La partie basse énergie découle de la seconde solution cinématique.

- L'excitation du projectile ($Z = 17$) dans une collision périphérique qui se désexcite par l'émission de particules.

- Les réactions de transfert impliquant l'échange d'un nombre limité de nucléons.

⊕ les spectres de vitesse des fragments "lourds" :

- Pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $18 \leq Z \leq 24$:

les spectres présentent une forme Gaussienne **bien centrée** sur $V_{nc} \cos(\theta_{lab.})$ qui correspond à la vitesse du noyau composé. Ces produits sont les résidus d'évaporation résultant de la désexcitation par émission de particules légères et/ou γ des produits de fusion.

- Pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et $18 \leq Z \leq 20$:

les spectres présentent une forme Gaussienne **décalée légèrement vers les grandes vitesses** par rapport à $V_{nc} \cos(\theta_{lab.})$. Ce décalage peut être une indication sur la contribution du mécanisme de fusion incomplète. Nous nous proposons de vérifier l'existence d'un tel mécanisme dans le paragraphe qui suit.

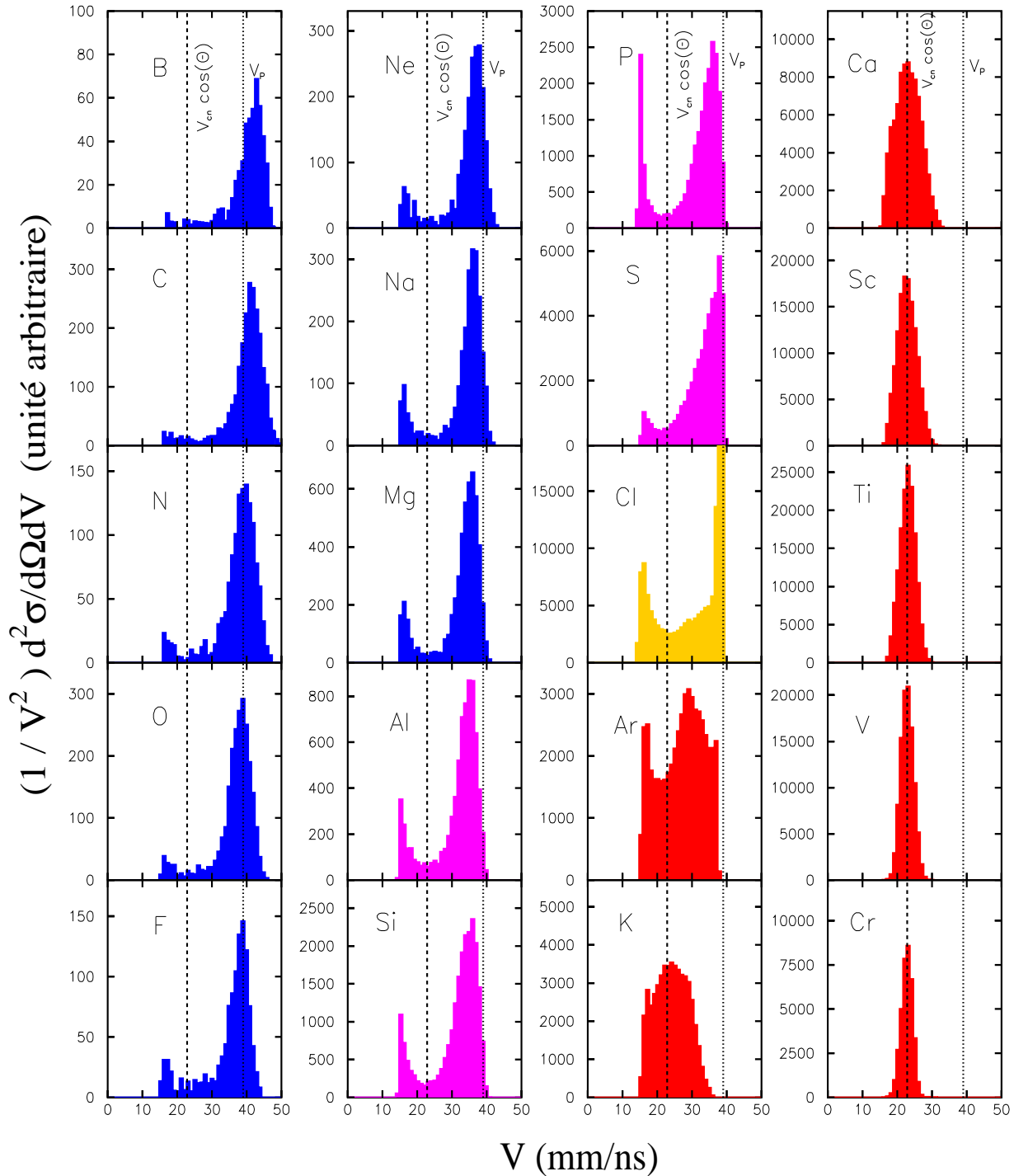


Figure III.5 : Spectres invariants de vitesse des fragments $5 \leq Z \leq 24$ issus de la réaction ^{35}Cl ($E_{lab.} = 275$ MeV) + ^{24}Mg à $\theta_{lab.} = -9^\circ$. La ligne en pointillé correspond à la vitesse du projectile $V_p = 39.1$ (mm/ns) et la ligne discontinue correspond à $V_{nc} \cos(\theta) = 22.9$ (mm/ns).

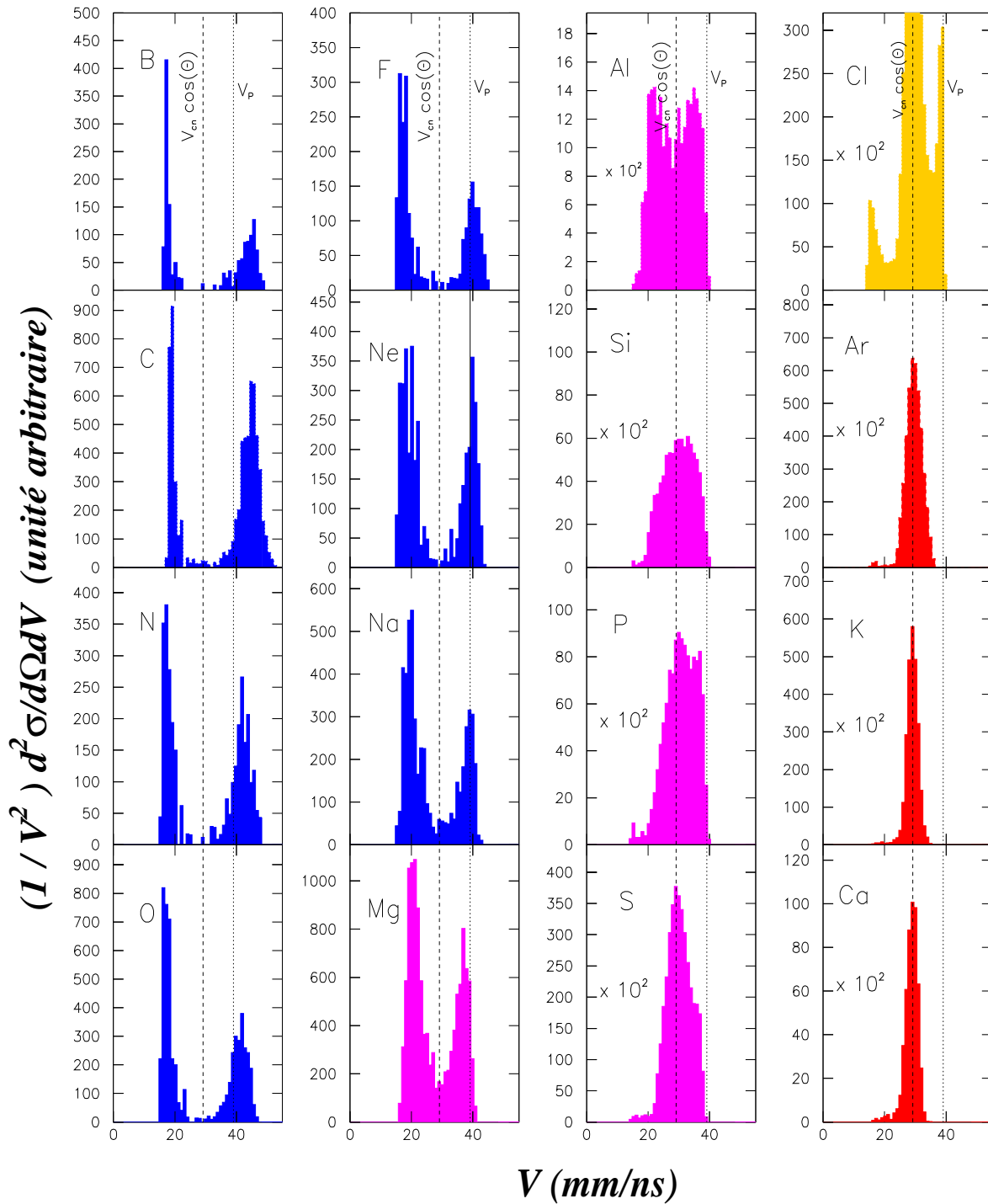


Figure III.6 : Spectres invariants de vitesse des fragments $5 \leq Z \leq 20$ issus de la réaction ^{35}Cl ($E_{lab.} = 278$ MeV) + ^{12}C à $\theta_{lab.} = -7^\circ$. La ligne en pointillé correspond à la vitesse du projectile $V_p = 39.1$ (mm/ns) et la ligne discontinue correspond à $V_{nc} \cos(\theta) = 29.1$ (mm/ns).

III.2.2.b Sommes-nous en Présence de Fusion Incomplète ?

Avant de répondre à cette question, il faut d'abord rappeler comment se définit la fusion incomplète :

Processus de Fusion Incomplète : *la fusion incomplète intervient lorsqu'une partie du projectile fusionne avec la cible pour former un quasi-noyau composé et que le transfert d'impulsion au système composite est incomplet. Le transfert devient de plus en plus incomplet quand l'énergie du projectile augmente [Mor82]. L'impulsion manquante est généralement emportée par des particules légères rapides émises (souvent vers l'avant) dès les premiers instants de la réaction.*

1 - Principe de mesure

L'estimation de la vitesse du noyau composé résultant de la fusion incomplète entre la cible et le projectile représente l'objectif à atteindre. Il faut donc corrélérer les résidus d'évaporation et le noyau formé dans les collisions centrales. A cet effet, le noyau composé est assimilé à une source en équilibre thermodynamique. En supposant qu'il se désexcite isotropiquement dans le référentiel du centre de masse, Gomez Del Campo et al. [Gom79] ont établi une relation entre la vitesse moyenne du résidu d'évaporation $\langle V_{RE} \rangle$ détecté à l'angle θ et celle du noyau émetteur :

$$\langle V_{RE} \rangle = V_{nc} \cos(\theta_{lab}) \quad (III.3)$$

où V_{nc} est la vitesse du noyau composé

$$V_{nc} = \frac{A_1}{A_1 + A_2} V_p \quad (III.4)$$

A_1 et A_2 sont les masses du projectile et de la cible respectivement. V_p est la vitesse du projectile.

Dans le cas d'une représentation invariante $\left(\frac{1}{v^2}\right) \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dv}\right)$, la valeur $V_{nc} \cos(\theta)$ correspond au centre d'une Gaussienne qui peut être déterminée à partir des spectres expérimentaux (voir figures III.5 et III.6). Cette méthode a été employée par Morgenstern et al. [Mor82] pour reproduire les spectres invariants de vitesse avec des codes d'évaporation.

2 - Résultats expérimentaux et commentaires

Nous allons maintenant définir le rapport R de la manière suivante :

$$R = \langle V_{ex} \rangle / V_{nc} \cos(\theta_{lab}) \quad (III.5)$$

où $\langle V_{ex} \rangle$ est la vitesse moyenne du résidu d'évaporation extraite à partir des spectres invariants de vitesse expérimental. Dans le cas où le produit de réaction est issu "purent" de la fusion complète nous aurons $\langle V_{ex} \rangle = \langle V_{RE} \rangle = V_{nc} \cos(\theta_{lab})$ correspondant à un rapport $R = 1$.

Les résultats expérimentaux concernant les deux réactions étudiées sont présentés sur les figures III.7 et III.8. Elles montrent l'évolution du rapport R relativement à l'angle du résidu détecté.

⊕ Pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$:

Pour déduire le rapport R des fragments de charge $Z = 18$ et 19 nous avons utilisé le code d'évaporation LILITA à différents angles afin de sélectionner la région due essentiellement à la fusion ce qui explique les barres d'erreurs plus importantes. Par contre pour les fragments de charges $Z=20$ à 24 (du Ca au Cr), les spectres invariants de vitesse ont une forme Gaussienne, il est donc facile d'extraire la vitesse moyenne du résidu et ainsi le rapport R.

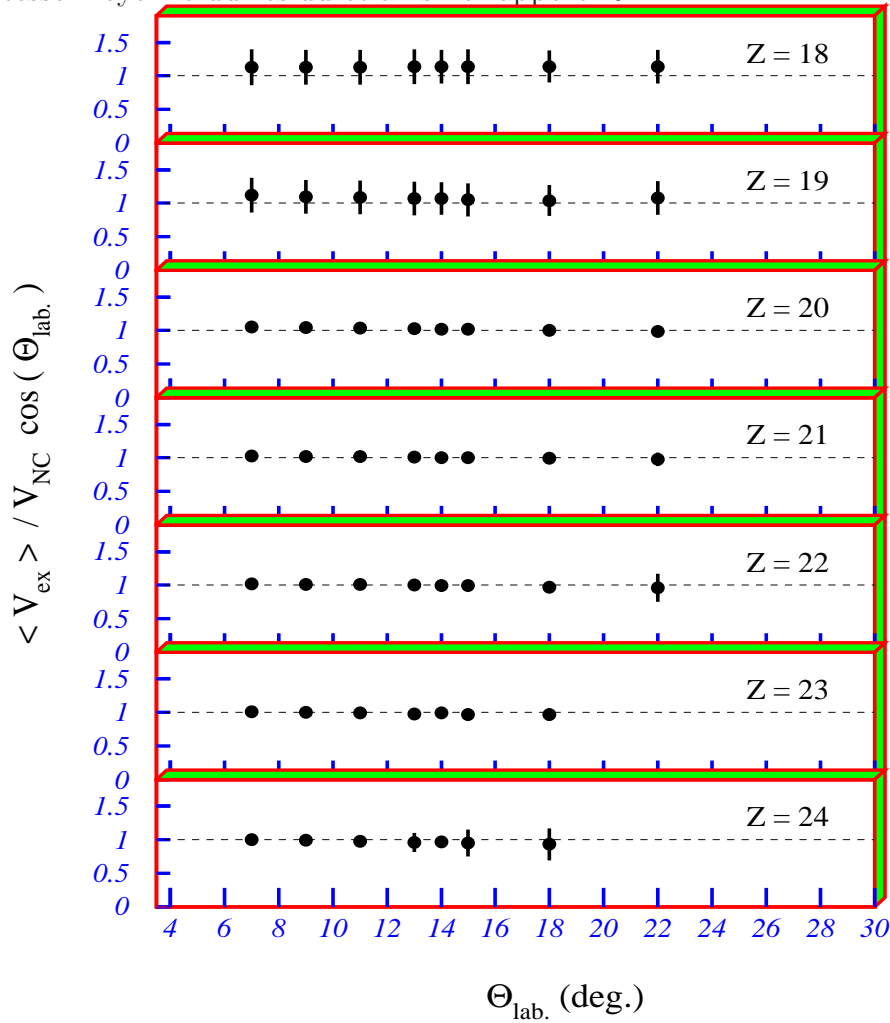


Figure III.7 : Variations angulaires de la valeur moyenne de vitesse (normalisée à $V_{cn} \cos(\theta_{lab.})$) des résidus d'évaporation issus de la réaction $^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$.

Les résultats présentés sur la figure III.7 sont résumés dans le tableau III.1.

Charge du fragment	Z = 18	Z = 19	Z = 20	Z = 21	Z = 22	Z = 23	Z = 24
$R_Z = \langle V_{ex} \rangle / V_{nc} \cos(\theta_{lab.})$	2 %	1 %	0 %	0 %	0 %	-0.5 %	-0.8 %

Tableau III.1 : Pourcentage du rapport de la vitesse moyenne $\langle V_{ex} \rangle$ expérimentale par rapport à $V_{nc} \cos(\theta_{lab.}) = 22.9$ (mm/ns) pour les fragments de charge $Z = 18-24$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV.

A partir de la figure III.7 et du tableau III.1, nous constatons que le rapport $\langle V_{RE} \rangle / V_{nc} \cos(\theta_{lab.})$ est constant et voisin de 1,0 indiquant le transfert complet du moment linéaire. Ceci implique que le processus de fusion incomplète est absent (ou très faible de l'ordre $\simeq 5$ %) dans $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV.

⊕ Pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$:

Pour les fragments de charge $Z = 18, 19, 20$ les spectres invariants de vitesse ont une forme Gaussienne. Le rapport R défini dans le paragraphe précédent peut être extrait aisément. Les variations angulaires du rapport R pour les résidus d'évaporation sont données sur la figure III.8.

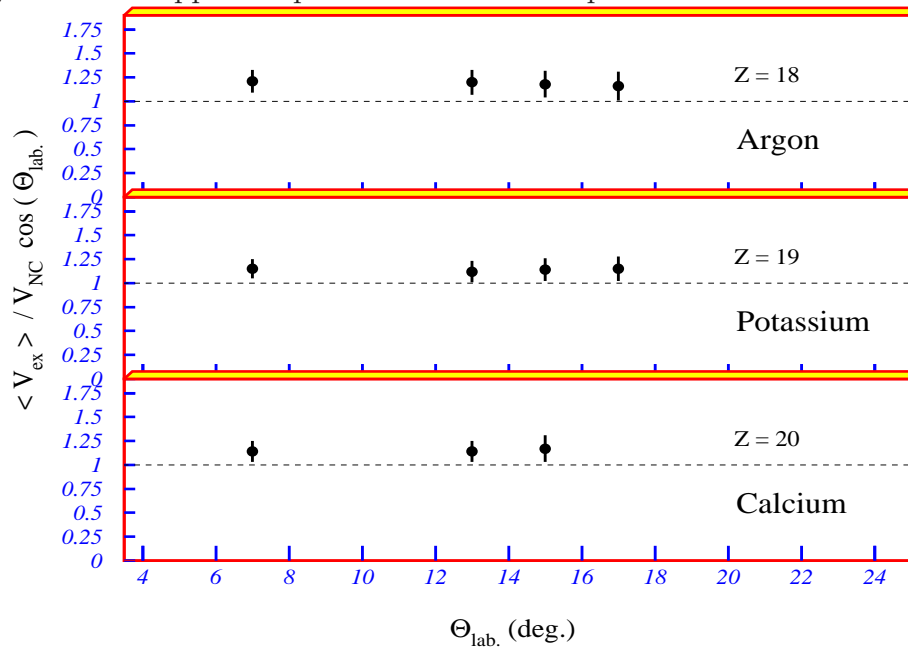


Figure III.8 : Variations angulaires de la valeur moyenne de vitesse (normalisée à $V_{nc} \cos(\theta_{lab.})$) des résidus d'évaporation issus de la réaction ^{35}Cl ($E_{lab.} = 278$ MeV) + ^{12}C .

Les résultats présentés sur la figure III.8 sont résumés dans le tableau III.2.

Charge du fragment	Z = 18	Z = 19	Z = 20
$R_Z = \langle V_{ex} \rangle / V_{nc} \cos(\theta_{lab.})$	16 %	13 %	15 %

Tableau III.2 : Pourcentage du rapport de la vitesse moyenne $\langle V_{ex} \rangle$ expérimentale par rapport à $V_{nc} \cos(\theta_{lab.}) = 22.9$ (mm/ns) pour les fragments de charge $Z = 18-20$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{lab.} = 278$ MeV.

La figure III.8 et le tableau III.2 montrent que le rapport $\langle V_{RE} \rangle / V_{nc} \cos(\theta_{lab.})$ pour les résidus d'évaporation issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ est égal à 1.15 indiquant que le transfert du moment linéaire n'était pas total. Ce dernier indique que le processus de fusion incomplète est présent de façon significative ($\simeq 20 - 25$ %) dans $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{lab.} = 278$ MeV.

III.2.2.c Estimation de la Section Efficace de Fusion Incomplète - Systématique de Morgenstern

Morgenstern et al. [Mor82] ont établi une systématique pour des systèmes asymétriques à différentes énergies de bombardement. Cette étude indique que la vitesse V_{rel} (dans le centre de masse) au point de contact du projectile et de la cible, détermine l'importance du processus de fusion incomplète ;

$$V_{rel} = \sqrt{\frac{2(E_{c.m.} - V_B)}{\mu}} \quad (\text{III.6})$$

μ est la masse réduite du projectile et la cible, V_B étant la barrière de fusion.

En effet, pour un nombre important de systèmes Morgenstern et al. ont établi une systématique représentant, l'évolution du rapport $\frac{\sigma_{FIC}}{\sigma_F}$ en fonction de la vitesse du partenaire le plus léger de la collision V_L avec $\sigma_F = \sigma_{FC} + \sigma_{FIC}$ telles que σ_F , σ_{FC} et σ_{FIC} sont les sections efficaces de Fusion, Fusion Complète et Fusion Incomplète respectivement. Cette vitesse (V_L), supérieure à celle du partenaire le plus lourd V_H , se définit par :

$$V_L = \frac{A_H}{A_H + A_L} V_{rel} \quad (\text{III.7})$$

$$V_H = \frac{A_L}{A_H + A_L} V_{rel} \quad (\text{III.8})$$

Ce nouveau paramètre V_L est d'ailleurs égal à V_{rel} pour les systèmes les plus asymétriques ($A_H \gg A_L$).

Nous constatons que l'estimation de la fusion incomplète par la systématique de Morgenstern est faible pour le système $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV et non négligeable pour $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{lab.} = 278$ MeV . Ces estimations de la contribution de la fusion incomplète par la systématique Morgenstern [Mor82] sont données dans le tableau III.3. Elles sont qualitativement en bon accord avec les valeurs approximatives évaluées à partir des analyses expérimentales qui précèdent.

Réaction	NC	$E^*(\text{MeV})$	V_{rel} / C	V_L / C	$\frac{\sigma_{FC}}{\sigma_F}$	$\left(\frac{\sigma_{FIC}}{\sigma_{FC}}\right)_{Mor}$
$^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$	^{59}Cu	125.41	0.108	0.064	0.94	6.4 %
$^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$	^{47}V	85	0.105	0.079	0.86	16.3 %

Tableau III.3 : Contributions de la fusion incomplète prédites par la systématique de Morgenstern. L'indice NC indique le noyau composé.

III.2.3 Analyse des Produits de Fusion-Evaporation de la Réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$

Dans la région de masse $40 \leq A_{nc} \leq 60$ pour un domaine d'énergie < 10 MeV/nucléon une grande partie des ondes partielles de la voie d'entrée participe à la formation du noyau composé, qui se désexcite essentiellement par évaporation de particules légères (n , p , α) et par émission γ avec un noyau résiduel "refroidi". L'analyse des résidus d'évaporation est nécessaire afin d'extraire des informations sur les propriétés du noyau composé et notamment le moment angulaire critique (l_{cr}).

L'identification des fragments attribués aux processus de fusion-évaporation du noyau composé peut être achevée de la manière suivante :

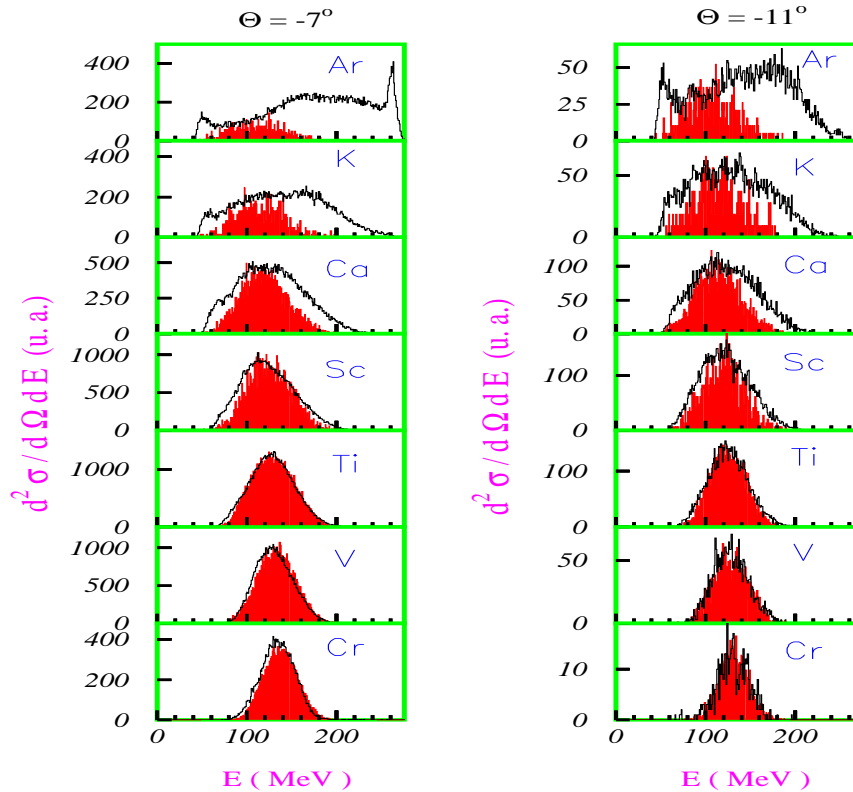


Figure III.9 : Méthode de sélection de la région de fusion-évaporation en utilisant le code d'évaporation LILITA pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV.

1 - Par construction des spectres invariants de vitesse, qui confirment que les fragments observés sont effectivement des résidus d'évaporation dans le cas où ces spectres sont centrés sur $V_{nc} \cos(\theta_{lab.})$ (voir figures III.5 et III.6).

2 - Par comparaison des données expérimentales avec les prévisions d'un code statistique simulant la désexcitation du noyau composé à plusieurs angles comme il est montré sur la figure III.9. Sur la figure III.9 nous présentons la méthode de sélection de la région de fusion-évaporation pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV en utilisant le code statistique LILITA [Gom79] (un rappel sur le code statistique LILITA est donné dans le paragraphe suivant).

III.2.3.a Distributions Angulaires des Résidus d'Évaporation

Les distributions angulaires expérimentales des sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ des produits identifiés comme résidus d'évaporation pour le système $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ sont reportées sur la figure III.10. Les histogrammes représentent les résultats du code d'évaporation LILITA [Gom79] normalisés aux résultats expérimentaux pour faciliter la comparaison.

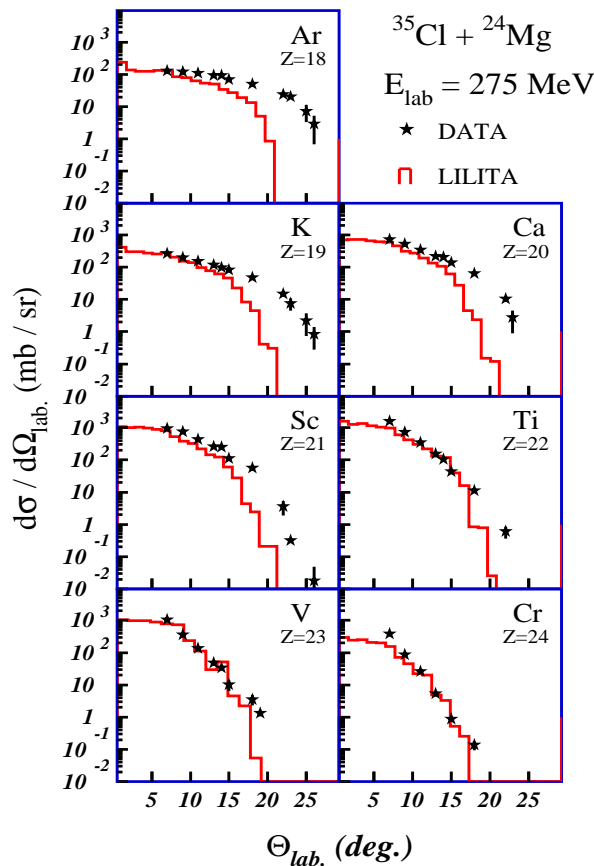


Figure III.10 : Distributions angulaires expérimentales des produits de fusion-évaporation (étoiles) pour le système $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ comparées aux distributions calculées à l'aide du code d'évaporation LILITA.

Rappel sur le code d'évaporation LILITA :

Dans le code d'évaporation LILITA [Gom79], les calculs sont effectués suivant une méthode Monte Carlo dans laquelle "l'histoire" du noyau excité est suivie étape par étape dans la chaîne de décroissance par émission de particules légères (n , p , α). Ces derniers emportent de l'énergie d'excitation et du moment angulaire, jusqu'à ce que l'énergie d'excitation ne soit plus suffisante pour permettre l'émission de particules légères. Les niveaux discrets et les spins des noyaux résiduels ont été considérés dans le calcul. Nous pouvons remarquer à partir de la figure III.10 que les distributions angulaires calculées reproduisent assez bien les données expérimentales notamment aux angles avant. Aux angles arrières les données expérimentales pour les fragments de charge atomique $Z = 18$, 19, 20 et 21 sont moins bien reproduites en raison de la sélection expérimentale de la région de fusion-évaporation. En effet, pour ces fragments une composante importante due aux mécanismes profondément inélastiques est présente aux angles plus à l'arrière.

III.2.3.b Sections Efficaces de Fusion-Evaporation

Afin d'extraire les sections efficaces des résidus d'évaporation, nous avons transformé les distributions angulaires en sections efficaces différentielles $(\frac{d\sigma}{d\theta})_{lab}$, qui dans l'hypothèse

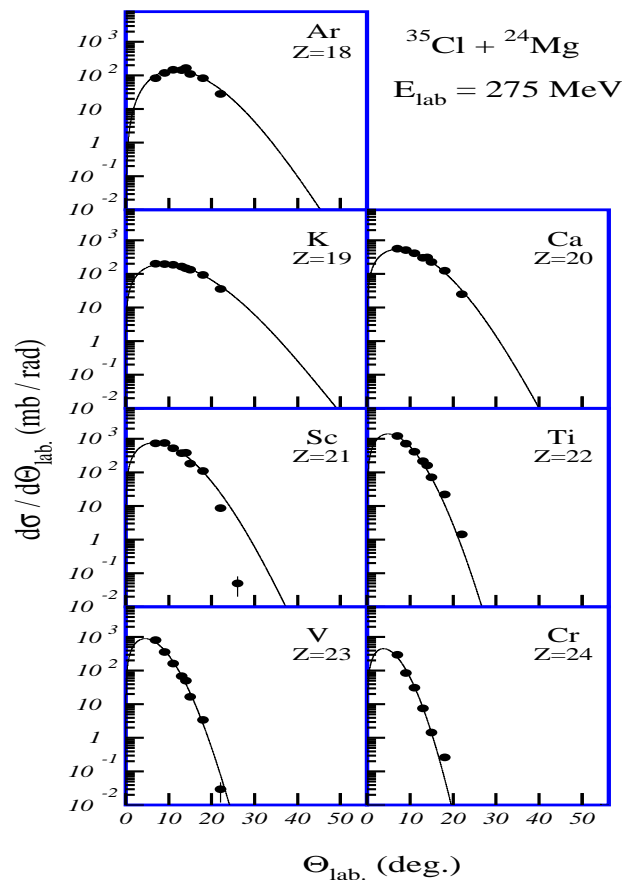


Figure III.11 : Distributions angulaires expérimentales des produits de fusion-évaporation (points) pour la réaction $^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$. Les courbes continues correspondent à un ajustement à l'aide de la relation III.9 (voir texte).

de l'isotropie des distributions angulaires dans le centre de masse peuvent être exprimées par [Bec85] :

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = C \sin(\theta) \cos^2(\theta) \exp\left(-\frac{V_{nc}^2 \sin^2(\theta)}{2\mathcal{W}^2}\right) \quad (\text{III.9})$$

où C est une constante de normalisation et la variance \mathcal{W}^2 est directement proportionnelle à la température T du noyau composé :

$$\mathcal{W}^2 \propto T \quad \text{avec} \quad T \simeq \left(\frac{8E_{nc}^*}{A_{nc}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

La figure III.11 présente le résultat de l'ajustement des données expérimentales à l'aide de la relation III.9 des distributions angulaires pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$. Nous pouvons remarquer sur la figure III.11 un élargissement des distributions angulaires, en fonction de la masse de particules émises, dû à l'augmentation de la multiplicité. La variance \mathcal{W}^2 est en effet proportionnelle au nombre de particules évaporées.

Dans le cas de l'émission de neutron [Hil79] :

$$\mathcal{W}^2 = \mathcal{V} \left(\frac{A_{nc}}{A_R}\right) \times T \quad (\text{III.10})$$

où \mathcal{V} est le nombre moyen de nucléons évaporés et $A_R = A_{nc} - \mathcal{V}A_n$. Pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$, l'énergie d'excitation du noyau composé $E^*(^{59}\text{Cu}) = 125.4$ MeV correspond à une température nucléaire $T = 4.12$ MeV. Une fois les paramètres déterminés nous avons déduit les sections efficaces intégrées pour les résidus d'évaporation reportées dans le tableau III.4. Celles-ci sont en très bon accord avec les mesures de Cavallaro et al. [Cav95] effectuées à une énergie de bombardement très voisine.

Z	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	
	<i>Fusion-évaporation</i>	
	^{35}Cl ($E_{lab.} = 275$ MeV) + ^{24}Mg [Nou96]	^{35}Cl ($E_{lab.} = 282$ MeV) + ^{24}Mg [Cav95]
18	44.0 ± 9.0	35.0 ± 10.0
19	53.0 ± 10.0	42.0 ± 15.0
20	115.0 ± 31.0	110.0 ± 30.0
21	149.0 ± 44.0	140.0 ± 50.0
22	195.0 ± 53.0	190.0 ± 60.0
23	117.0 ± 37.0	90.0 ± 35.0
24	49.0 ± 13.0	42.0 ± 15.0

Tableau III.4 : Les sections efficaces intégrées expérimentales pour les produits de fusion-évaporation issus de la réaction ^{35}Cl ($E_{lab.} = 275$ MeV) + ^{24}Mg comparées à celles reportées par Cavallaro et al. [Cav95].

III.2.4 Processus Binaires dans la Réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$

Dans le but de déterminer la nature des processus binaires à partir des mesures en simple, nous allons étudier les propriétés des fragments binaires et plus particulièrement les fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ qui sont des spectres en énergie relativement bien définis (voir figure III.2). De plus ces fragments ont l'avantage d'être moins affectés que leurs partenaires lourds par l'évaporation séquentielle de particules légères.

III.2.4.a Distributions Angulaires et Sections Efficaces des Produits Binaires

1 - Distributions Angulaires pour les Fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$:

Les distributions angulaires présentées sur la figure III.12 ont été obtenues après intégration de la première solution cinématique (voir figure III.2) des spectres en énergie (pour chaque fragment et à différents angles) et transformation dans le centre de masse dans l'hypothèse d'un processus binaire.

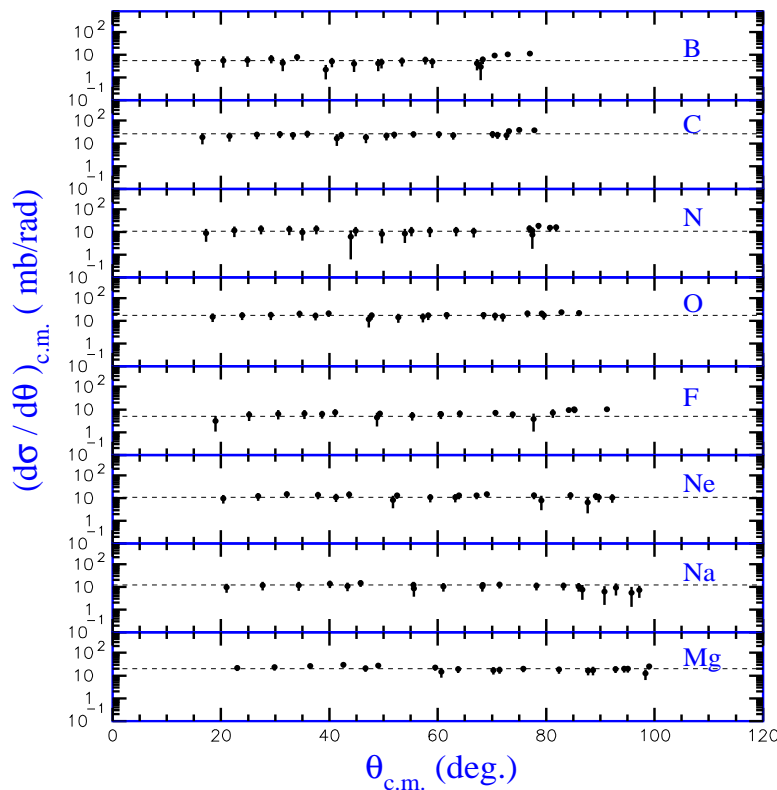


Figure III.12 : Distributions angulaires expérimentales (points) des produits binaires de charge $5 \leq Z \leq 12$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} (E_{\text{lab.}} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$. La ligne horizontale en pointillés résulte d'un fit représentant la composante relaxée de fission.

Le passage du système du laboratoire dans le système de centre de masse s'effectue de la manière suivante :

Lors de la détection d'un fragment, A_3 par exemple, à un angle θ_3 , avec une énergie E_3 dans LAB, la transformation dans le centre de masse est obtenue à l'aide des relations suivantes [Mic64] :

$$tg(\theta_3^{c.m.}) = \frac{\sin(\theta_3)}{\cos(\theta_3) - \mathcal{F}} \quad (\text{III.11})$$

où

$$\mathcal{F} = \frac{A_1}{A_1 + A_2} \sqrt{\frac{A_3}{A_1} \times \frac{E_1}{E_3}} \quad (\text{III.12})$$

$$E_3^{c.m.} = E_3(1 + \mathcal{F}^2 - 2\mathcal{F} \cos(\theta_3)) \quad (\text{III.13})$$

Pour la section efficace différentielle, en tenant compte du fait que la section efficace totale est indépendante du système de référence, on obtient la relation de passage :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab.} (1 - \mathcal{F} \cos(\theta_3))(1 + \mathcal{F}^2 - 2\mathcal{F} \cos(\theta_3))^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.14})$$

la représentation dans le centre de masse donnée sur la figure III.12 permet de constater que les distributions angulaires sont isotropes, $(\frac{d\sigma}{d\theta})_{c.m.} = const.$, ceci correspondant à $(\frac{d\sigma}{d\Omega}) = a/\sin(\theta)$.

Ce résultat suggère que les fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ sont émis isotropiquement d'un système composite et que le temps de vie du noyau composé [Sch77] ou du système dinucléaire [Bar77] est au moins comparable au temps nécessaire à une rotation complète du système projectile + cible.

2 - Sections Efficaces des Produits Binaires de Charge $5 \leq Z \leq 12$:

Nous avons montré dans le paragraphe précédant que les distributions angulaires pour les produits binaires ($5 \leq Z \leq 12$) sont isotropes dans le centre de masse, $(\frac{d\sigma}{d\theta})_{c.m.} = constante$. Les sections efficaces sont obtenues en intégrant les distributions angulaires (sachant que la section efficace est indépendante du système de référence) de la manière suivante :

$$\sigma(Z) = \int_0^\pi \left\langle \left(\frac{d\sigma}{d\theta} \right)_{c.m.} \right\rangle d\theta = \pi \left\langle \left(\frac{d\sigma}{d\theta} \right)_{c.m.} \right\rangle \quad (\text{III.15})$$

Dans la suite nous considérons que les produits binaires de Charge $5 \leq Z \leq 12$ sont des fragments de fission issus du noyau composé. Les sections efficaces intégrées des produits de fusion-fission identifiés en charge sont résumées dans le tableau III.5 et qui sont en très bon accord avec les mesures de Cavallaro et al. [Cav95].

Z	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb) <i>Fusion-Fission</i>	
	^{35}Cl ($E_{lab.} = 275$ MeV) + ^{24}Mg [Nou96]	^{35}Cl ($E_{lab.} = 282$ MeV) + ^{24}Mg [Cav95]
5	6.3 ± 0.3	9.7 ± 3.0
6	28.9 ± 1.0	26.9 ± 4.4
7	13.7 ± 0.5	14.3 ± 2.5
8	18.2 ± 1.1	17.2 ± 3.2
9	7.5 ± 0.4	8.5 ± 1.4
10	16.9 ± 0.7	15.2 ± 1.8
11	15.3 ± 0.4	14.1 ± 2.5
12	30.2 ± 0.5	26.6 ± 4.8

Tableau III.5 : Les sections efficaces intégrées des produits de fusion-fission issus de la réaction ^{35}Cl ($E_{lab.} = 275$ MeV) + ^{24}Mg comparées à celles mesurées par Cavallaro et al. [Cav95].

A partir du tableau III.4 il est intéressant de noter que les sections efficaces des fragments de charges paires sont plus importantes que celles des fragments de charges impaires, ceci tient essentiellement à des considérations énergétiques. Le tableau III.6 montre que le bilan de réaction pour les voies de sortie qui donne un fragment léger de charge impaire est plus négatif que pour les voies de sortie qui donne un fragment léger de charge paire. Les voies de sortie avec un fragment léger de charge impaire sont donc moins favorisées.

$^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$	
voie de sortie	le bilan de réaction Q (MeV)
$^{10}\text{B}_5 + ^{49}\text{Cr}$	-9.6721
$^{12}\text{C}_6 + ^{47}\text{V}$	-0.9429
$^{14}\text{N}_7 + ^{45}\text{Ti}$	-6.8034
$^{16}\text{O}_8 + ^{43}\text{Sc}$	-2.0223
$^{19}\text{F}_9 + ^{40}\text{Ca}$	-6.6134
$^{20}\text{Ne}_{10} + ^{39}\text{K}$	-2.0982
$^{23}\text{Na}_{11} + ^{36}\text{Ar}$	-3.1869
$^{24}\text{Mg}_{12} + ^{35}\text{Cl}$	0.0

Tableau III.6 : Bilans de réaction pour les différentes voies binaires de sortie pour le système $^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$.

3 - Distribution Angulaire et Section Efficace des Fragments $13 \leq Z \leq 16$:

Comme il a été montré auparavant (voir figure III.4), il est difficile de sélectionner la première solution cinématique pour les fragments de charge $13 \leq Z \leq 16$ à différents angles de détection car leurs spectres en énergie se caractérisent par l'existence de plusieurs composantes signalant la présence de divers mécanismes. Néanmoins, en visualisant les spectres en énergie à différents angles, nous pouvons sélectionner différentes composantes en essayant d'éviter la deuxième solution cinématique.

En contournant cette difficulté, les distributions angulaires des produits binaires de charge $13 \leq Z \leq 16$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275 \text{ MeV}$ peuvent être obtenues et présentées sur la figure III.13.

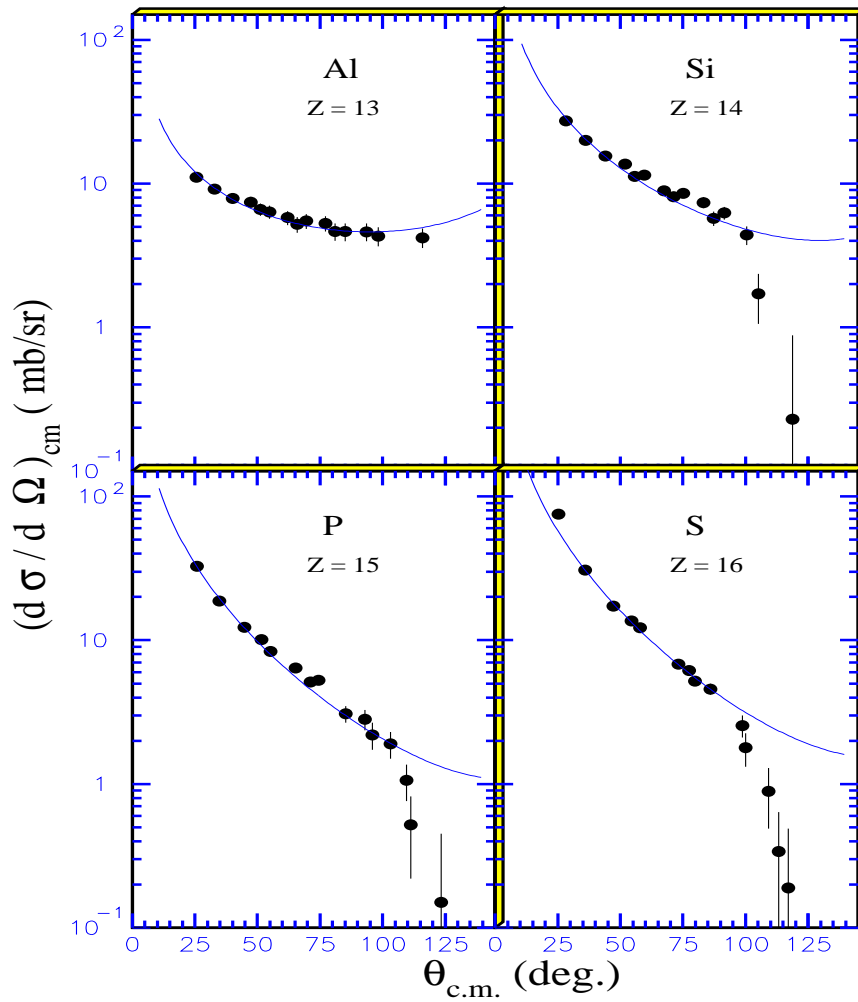


Figure III.13 : Distributions angulaires expérimentales (points) des produits binaires de charge $13 \leq Z \leq 16$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} (E_{\text{lab.}} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$. La ligne continue correspond à un fit par $d\sigma/d\Omega = (ae^{-\theta/\mu})/\sin(\theta)$ discuté dans le texte.

Les distributions angulaires présentées sur la figure III.13 sont bien reproduites par l'expression du modèle semi-classique d'un système di-nucléaire en rotation avec une vitesse angulaire ω et un temps de vie τ [Bar77, Gel78, Mik80] :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.} = \frac{A}{\sin(\theta_{c.m.})} \exp\left(-\frac{\theta_{c.m.}}{\omega\tau}\right) \quad (\text{III.16})$$

Rappelons qu'une estimation approximative du temps nécessaire à une rotation du système di-nucléaire (cible + projectile) est donnée par :

$$T = \frac{2\pi\mathcal{J}}{\ell_{cr}} = \frac{2\pi}{\omega} \quad (\text{III.17})$$

où ℓ_{cr} est le moment angulaire critique. \mathcal{J} le moment d'inertie, dont l'expression est donnée par :

$$\mathcal{J} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (R_1^2 + R_2^2) + \frac{2}{5} (m_1 R_1^2 + m_2 R_2^2) \quad \text{avec} \quad R_i = 1.2 A_i^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.18})$$

où on suppose que le système di-nucléaire est formé de deux sphères (cible + projectile) en contact tournant autour d'un axe perpendiculaire à l'axe joignant les deux centres au point de contact et que seules les ondes partielles autour du moment angulaire critique contribuent à ce processus.

Une estimation à l'aide de cette méthode pour le système $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ donne $T \simeq 1.7 \times 10^{-21}$ secondes. Le comportement en $\frac{A}{\sin(\theta_{c.m.})} \exp\left(-\frac{\theta_{c.m.}}{\omega\tau}\right)$ des distributions angulaires suggère l'estimation du temps de vie du système di-nucléaire (ou noyau composé), qui est la source d'émission des fragments de charge $13 \leq Z \leq 16$. L'intégration des distributions angulaires par la méthode de Simpson permet d'extraire les sections efficaces des produits binaires de charge $13 \leq Z \leq 16$. Les résultats d'analyse sont résumés dans le tableau III.7. Ils montrent une durée de rotation rapide pour $Z = 14, 15$ et 16 correspondant à des processus de diffusion très inélastiques.

$^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ $E^*(^{59}\text{Cu}) = 125.4 \text{ MeV}$		
Z	σ (mb)	τ / T
13	33.2 ± 1.4	1.80
14	86.6 ± 2.9	0.19
15	69.7 ± 2.1	0.11
16	164.8 ± 3.4	0.10

Tableau III.7 : Les sections efficaces intégrées des produits binaires de charge $13 \leq Z \leq 16$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ et le temps de vie du système di-nucléaire.

III.2.4.b Vitesse de la Source d'Emission des Produits Binaires et le Processus de Fusion-Fission Asymétrique : $5 \leq Z \leq 12$

La vitesse de la source donne une indication sur le degré de contribution du processus de fusion dans la production des fragments complexes de charge $5 \leq Z \leq 12$. La vitesse de la source est la plus petite dans le cas d'un processus de fusion et elle augmente au fur et à mesure que le processus s'approche de la fusion incomplète ou du "deep inélastique" dont la vitesse de la source sera comparable à la vitesse du projectile. La vitesse du noyau composé dans le cas d'un processus de fusion complète est donnée par la formule suivante :

$$V_{nc} = \frac{A_1}{A_1 + A_2} V_p \quad (\text{III.19})$$

où A_1 et A_2 sont les masses du projectile et de la cible respectivement. V_p est la vitesse du projectile. Dans la réaction ^{35}Cl ($E_{lab.} = 275 \text{ MeV}$) + ^{24}Mg , nous avons $V_p = 3.91 \text{ (cm/ns)}$, qui correspond à une vitesse du noyau composé $V_{nc}(^{59}\text{Cu}) = 2.29 \text{ (cm/ns)}$.

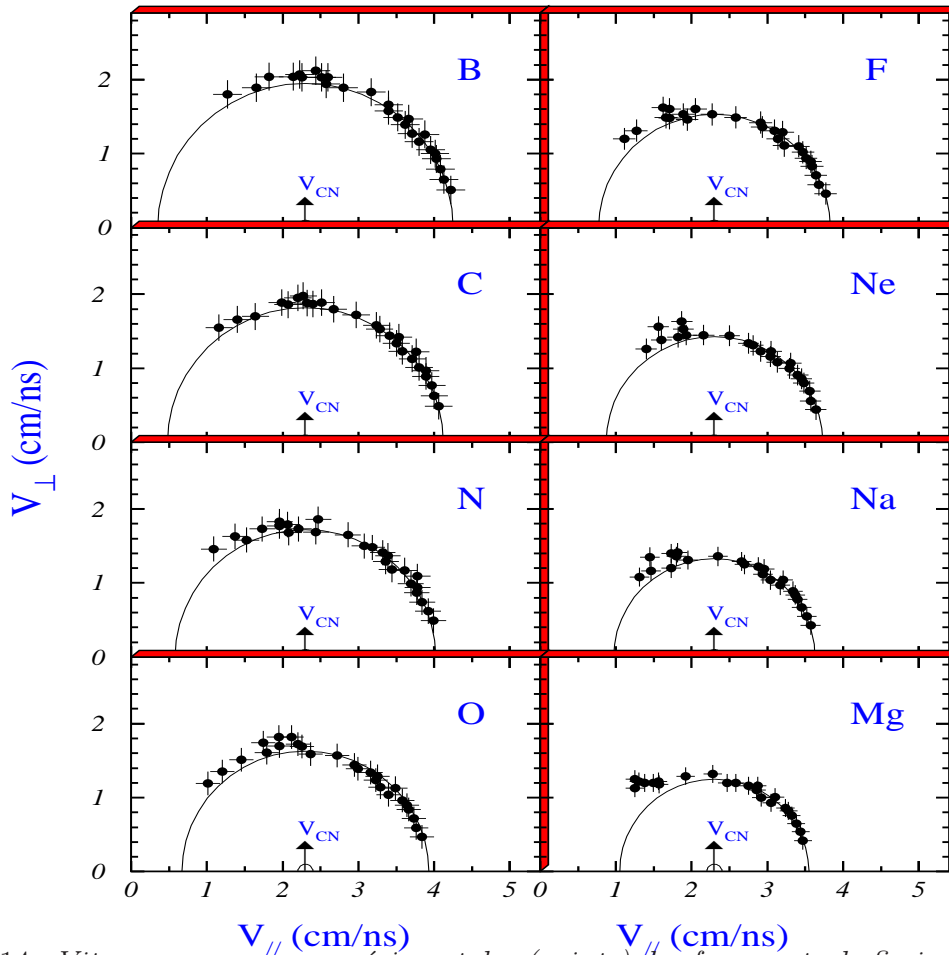


Figure III.14 : Vitesses moyennes expérimentales (points) des fragments de fission issus de la réaction ^{35}Cl ($E_{lab.} = 275 \text{ MeV}$) + ^{24}Mg représentés en fonction de $(V_{\parallel}, V_{\perp})$ par rapport à l'axe du faisceau. Les cercles ont été obtenus après lissage des données expérimentales.

La vitesse de la source pour chaque fragment de charge Z a été extraite de la manière suivante :

1 - les vitesses moyennes des fragments binaires ont été obtenues après intégration des spectres invariants de vitesse aux différents angles d'observation.

2 - afin de visualiser ces vitesses dans le système du laboratoire et celui du centre de masse, nous avons adopté la représentation en vitesses parallèle V_{\parallel} et perpendiculaire V_{\perp} par rapport à l'axe du faisceau.

Les résultats de l'analyse sont présentés sur la figure III.14. On constate que les vitesses des fragments sont situées sur des cercles centrés sur la vitesse du noyau composé V_{nc} . La vitesse d'émission, représentée par le rayon du cercle, varie avec la charge du fragment.

Ce résultat montre clairement que la vitesse d'émission est indépendante de l'angle d'émission dans le centre de masse et que ces fragments sont émis par une source équilibrée : le noyau composé. Il est donc possible de considérer que les fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ sont issus d'un processus de fusion-complète suivie d'une cassure binaire : c'est le processus de Fusion-Fission. Nous allons nous employer à vérifier cette affirmation, en utilisant une simple paramétrisation, en traitant l'émission de ces fragments comme une fission asymétrique de l'émetteur (noyau composé).

III.2.4.c Paramétrisation de Fusion-Fission Asymétrique

Dans la paramétrisation, définie dans ce paragraphe, il est supposé que les fragments binaires sont issus d'un processus de fusion suivi de la fission asymétrique. La vitesse d'émission qui en découle sera comparée à celle mesurée expérimentalement. L'énergie cinétique totale des deux fragments de fission asymétrique dans le centre de masse peut être paramétrisée par :

$$TKE_{asy} = F_{asy} TKE_{sym} \quad (\text{III.20})$$

où TKE_{sym} est donnée par la paramétrisation de Beck et Szanto de Toledo [Bec96a]. F_{asy} est le facteur d'asymétrie tenant compte du fait que la fission est asymétrique [Wil80] :

$$TKE_{sym} = Z_{nc}^2 / (aA_{nc}^{\frac{1}{3}} + bA_{nc}^{-\frac{1}{3}} + cA_{nc}^{-1}) \quad (\text{III.21})$$

$$F_{asy} = \frac{4Z_3Z_4}{(Z_3 + Z_4)^2} \quad (\text{III.22})$$

où Z_{nc} , A_{nc} sont la charge et la masse du noyau composé respectivement. Z_3 , Z_4 sont les charges des deux fragments de fission. Les valeurs des paramètres $a = 9.65 \text{ MeV}^{-1}$, $b = -58.1 \text{ MeV}^{-1}$ et $c = 188 \text{ MeV}^{-1}$ sont extraites d'un fit des données expérimentales [Bec96a].

En tenant compte de la conservation de l'impulsion, nous pouvons écrire l'énergie cinétique TKE_{asy} en fonction des vitesses d'émission des deux fragments M_3, M_4 par :

$$TKE_{asy} = F_{asy} TKE_{sym} = \frac{1}{2} \frac{M_3(M_3 + M_4)}{M_4} V_3^2 \quad (\text{III.23})$$

pour simplifier le calcul nous supposons que $M_3/Z_3 \sim M_4/Z_4$ et nous pouvons montrer que la vitesse d'émission est reliée à la charge du fragment de la manière suivante :

$$\frac{V_3}{c} = \sqrt{\frac{8TKE_{sym}}{A_{nc}u}} \left(\frac{Z_{nc} - Z_3}{Z_{nc}} \right) \quad (\text{III.24})$$

où c est la vitesse de la lumière et u la masse d'un nucléon. De la relation III.24, il en découle que la vitesse d'émission décroît linéairement avec la charge du fragment (voir paragraphe III.1.5.b).

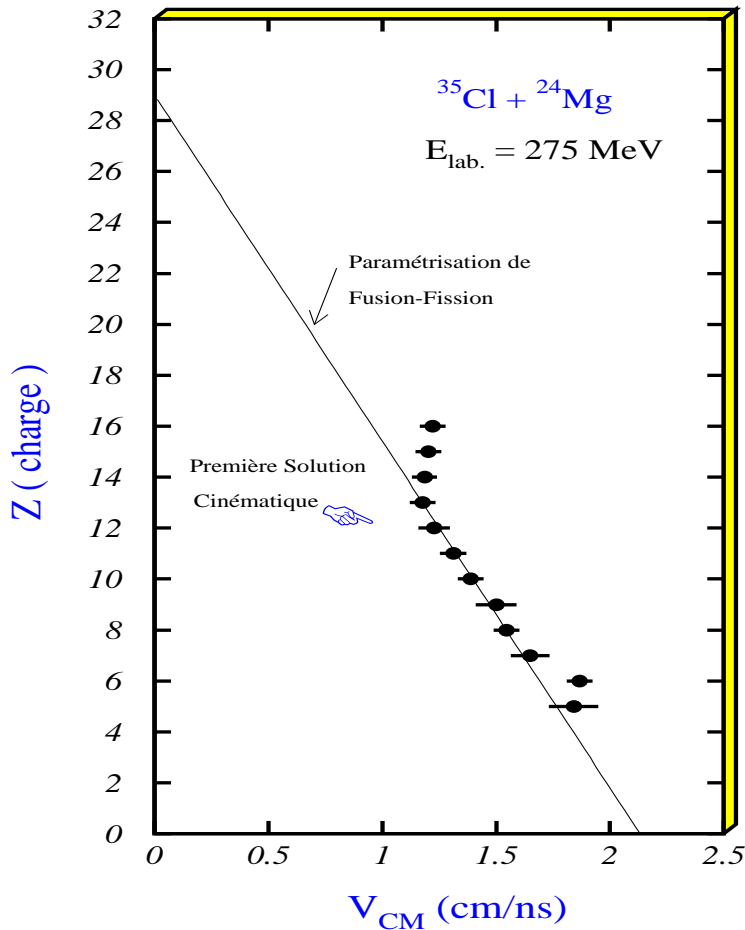


Figure III.15 : Vitesses d'émission expérimentales (points) exprimées dans le centre de masse des fragments de charge $5 \leq Z \leq 16$ et comparées à celles obtenues à l'aide de la paramétrisation de Fusion-Fission Asymétrique discutée dans le texte (trait plein).

La comparaison des données expérimentales concernant les vitesses d'émission dans le centre de masse pour les fragments de charge $5 \leq Z \leq 16$ avec le calcul obtenu à l'aide de la paramétrisation de fusion-fission est présentée sur la figure III.15. On constate que cette simple paramétrisation reproduit assez bien les données expérimentales notamment pour les fragments de charge $5 \leq Z \leq 13$. Pour les fragments de charge $Z = 14, 15, 16$ les données sont moins bien reproduites par la paramétrisation, ceci est dû à la contribution d'autres processus dans la production de ces fragments par exemple le "deep inélastique". Le décalage de la vitesse d'émission du fragment de charge $Z = 6$ (Carbone) par rapport au calcul estimé par la paramétrisation est dû à la contamination de la cible ^{24}Mg par le Carbone et la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV donne un fragment de charge $Z = 6$ avec une vitesse plus grande que celle estimée par la paramétrisation de fusion-fission pour le système $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV.

Sachant que les fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$:

- 1 - sont émis isotropiquement dans le centre de masse (voir paragraphe III.1.5.a)
- 2 - sont émis par une source équilibrée qui est le noyau composé (voir paragraphe III.1.5.b)
- 3 - leurs vitesses d'émission dans le centre de masse sont assez bien reproduites par la paramétrisation de Fusion-Fission Asymétrique (voir paragraphe III.1.5.c).

Conclusion : les fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ sont susceptibles d'être considérés comme les produits du processus de Fusion-Fission Asymétrique.

Dans le chapitre IV, nous allons donner une comparaison entre les données expérimentales et les calculs basés sur le Modèle Hauser-Feshbach Etendu [Mat97] qui traite le processus de Fusion-Fission Asymétrique.

III.2.4.d Energie Cinétique Totale des Produits Binaires < T.K.E. >

Les énergies cinétiques totales (TKE) de la voie de sortie dans le centre de masse pour les fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ sont présentées sur la figure III.16. Les valeurs des (TKE) ont été obtenues après intégration des spectres d'énergie aux différents angles d'observation en utilisant les formules suivantes :

L'énergie déposée dans le centre de masse est donnée par :

$$E^{c.m.} = \frac{A_2}{A_1 + A_2} E_1 \quad (\text{III.25})$$

La répartition de cette énergie dans la voie de sortie est donnée en exprimant la conservation de l'énergie dans le c.m. de la manière suivante :

$$E^{c.m.} + Q = E_3^{c.m.} + E_4^{c.m.} + e_3^* + e_4^* \quad (\text{III.26})$$

ou

$$TKE = E^{c.m.} + Q^* = E_3^{c.m.} + E_4^{c.m.} \quad (\text{III.27})$$

avec

$$Q^* = Q - (e_3^* + e_4^*) \quad (\text{III.28})$$

où Q est le bilan de la réaction qui se réduit à la différence de masse entre les voies d'entrée et de sortie; Q^* est le bilan de la réaction, les fragments dans la voie de sortie peuvent être dans des états excités (e_3^*, e_4^*).

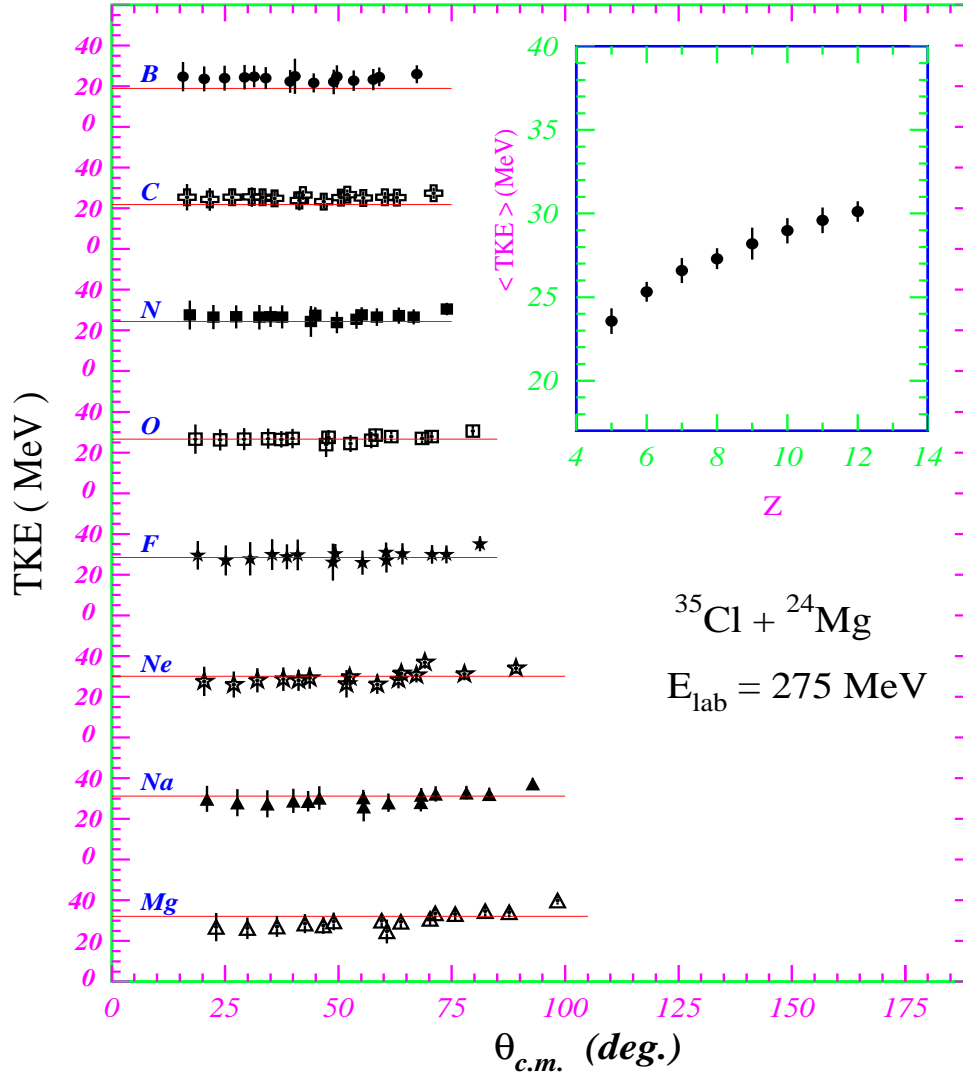


Figure III.16 : Distributions angulaires et distributions en charge de l'énergie cinétique totale $\langle T.K.E. \rangle$ des produits binaires de charge $5 \leq Z \leq 12$. Les lignes continues correspondent aux calculs de l'énergie cinétique totale dans l'hypothèse où ces produits relaxés sont émis par le processus de fusion-fission asymétrique (voir paragraphe III.1.5.c, équation III.23).

Ainsi l'énergie déposée dans le centre de masse se retrouve sous forme d'énergie interne et cinétique des fragments; la mesure du TKE est équivalente à une mesure de l'énergie d'excitation totale emportée par les fragments dans la voie de sortie. La conservation du moment linéaire dans le c.m. permet d'obtenir :

$$TKE = E_3^{c.m.} + E_4^{c.m.} = \frac{A_3 + A_4}{A_4} E_3^{c.m.} \quad (\text{III.29})$$

sachant que le passage du système du laboratoire (lab.) vers le centre de masse (c.m.) permet d'écrire :

$$\mathcal{F} = \frac{A_1}{A_1 + A_2} \sqrt{\frac{A_3}{A_1} \times \frac{E_1}{E_3}} \quad (\text{III.30})$$

$$E_3^{c.m.} = E_3(1 + \mathcal{F}^2 - 2\mathcal{F} \cos(\theta_3)) \quad (\text{III.31})$$

et l'on a finalement :

$$TKE = \frac{1}{A_1 + A_2 - A_3} \left[\frac{A_1 A_3}{A_1 + A_2} E_1 + (A_1 + A_2) E_3 - 2\sqrt{A_1 A_3 E_1 E_3} \cos(\theta_3) \right] \quad (\text{III.32})$$

Dans l'hypothèse d'un processus binaire, la mesure de la charge (ou la masse) et de l'énergie d'un fragment à un angle de détection donné permet de déterminer le TKE.

Les résultats des analyses des TKE en fonction de l'angle de détection et en fonction de la charge sont présentés sur la figure III.16. Les lignes continues présentées sur la figure ont été calculées d'après la paramétrisation de Fusion-Fission Asymétrique présentée dans le paragraphe III.1.5.c. Les TKE et pour $Z = 5$ (B) au $Z = 12$ (Mg) sont indépendants de l'angle d'observation et confirment l'analyse des vitesses d'émission dans le système de centre de masse.

Nous pouvons noter de la figure III.16 que :

1 - Le calcul de l'énergie cinétique totale pour chaque fragment (TKEasy) dans l'hypothèse que les produits sont issus d'un processus de fusion-fission asymétrique reproduit assez bien les données expérimentales notamment vers les angles plus à l'avant.

2 - Les fragments de charge $Z = 11$ (Na) et $Z = 12$ (Mg), les données présentent une petite remontée vers les grands angles, ceci est dû essentiellement à la contribution d'autres processus comme le "deep inélastique" qui ont un TKE plus élevé que celui d'un processus de Fusion-Fission.

La mesure de l'énergie cinétique totale des fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ indique que ces fragments sont complètement relaxés et qu'ils sont issus du processus de Fusion-Fission Asymétrique.

Le tableau III.8 donne les sections efficaces expérimentales mesurées pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$. D'autres résultats concernant l'analyse des produits binaires dans la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$, non présentés dans ce manuscrit, ont été publiés dans la référence [Bec96b].

	$^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ [Nou96]	$^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ [Cav95]
E_{lab} (MeV)	275	282
Q (MeV)	13,4	13,4
E_{cm} (MeV)	112	115
E^* (MeV)	125.4	128.4
Z	$\sigma_Z \pm \Delta\sigma_Z$ (mb)	$\sigma_Z \pm \Delta\sigma_Z$ (mb)
5	6.3 ± 0.3	9.7 ± 3.0
6	28.9 ± 1.0	26.9 ± 4.4
7	13.7 ± 0.5	14.3 ± 2.5
8	18.2 ± 1.1	17.2 ± 3.2
9	7.5 ± 0.4	8.5 ± 1.4
10	16.9 ± 0.7	15.2 ± 1.8
11	15.3 ± 0.4	14.1 ± 2.5
12	30.2 ± 0.5	$26,6 \pm 4.8$
$\sigma_{FF} \pm \Delta\sigma_{FF}$ (mb)	137.0 ± 4.9	112.5 ± 23.6
13	33.2 ± 1.4 **	8.8 ± 1.8 *
14	86.6 ± 2.9 **	14.0 ± 2.8 *
15	69.7 ± 2.1 **	8.0 ± 1.6 *
16	164.8 ± 3.4 **	20.0 ± 4.0 *
17	-	30.0 ± 6.0 *
18	44 ± 9	35.0 ± 10.0
19	53 ± 10	42.0 ± 15.0
20	115 ± 31	110 ± 30
21	149 ± 44	140 ± 50
22	195 ± 53	190 ± 60
23	117 ± 37	90 ± 35
24	49 ± 13	42 ± 15
$\sigma_{FE} \pm \Delta\sigma_{FE}$ (mb)	722 ± 197	649 ± 215
$l_{FE}^{exp} \pm \Delta l_{FE}^{exp}$ (\hbar)	40.8 ± 5	-
$\sigma_{FU} = (\sigma_{FF} + \sigma_{FE}) \pm \Delta\sigma_{FU}$ (mb)	859.0 ± 202.0	761.5 ± 238.6
$l_{FU}^{exp} \pm \Delta l_{FU}^{exp}$ (\hbar)	44.6 ± 5.4	-

Tableau III.8 : Résumé des sections efficaces expérimentales obtenues pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV [Nou96] comparées à celles de Cavallaro et al. [Cav95].

** Sections efficaces "totales".

* Sections efficaces des produits complètement relaxés en énergie [Cav95].

III.3 Analyse des Mesures en Coïncidence Fragment-Fragment

Afin de compléter les mesures inclusives décrites dans le paragraphe II.2 et, de préciser les mécanismes conduisant à la production des fragments dans les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à une énergie d'environ 8 MeV/nucléon, nous avons réalisé des mesures en coïncidence fragment-fragment.

L'objectif essentiel des mesures en coïncidence fragment-fragment, est d'étudier les processus binaires, par exemple la fusion-fission, le "deep inélastique" et *l'Orbiting* (le processus *d'Orbiting* peut être considéré comme un processus de "deep inélastique" pour lequel les produits sont complètement relaxés en énergie) d'une part et, de vérifier d'autre part, si le processus ternaire (processus à trois corps) peut être compétitif dans cette région de masse et dans ce domaine d'énergie.

Rappelons que dans les mesures en coïncidence les produits de réaction sont détectés par l'intermédiaire de sept chambres à ionisation. Chaque chambre contient un gaz CF_4 soumis à une pression de 52 torr. A l'intérieur et à l'arrière de chaque chambre à ionisation, est disposé un détecteur semi-conducteur en silicium de type "Barrière de Surface" d'épaisseur 500 μm . Dans le mode en coïncidence, nous avons fixé trois détecteurs à un bras (bras 1 de la figure II.2) et quatre détecteurs à un deuxième bras (bras 2) de part et d'autre de la direction du faisceau incident. Le domaine angulaire balayé dans les mesures en coïncidence est de -37° à 95° . Pour tenir compte des pertes d'énergie du fragment dans la cible, dans la feuille de Mylar située à l'entrée du télescope et du défaut de hauteur d'impulsion (PHD), une correction en énergie événement par événement a été effectuée.

La figure III.17 montre un exemple de spectres bidimensionnels E- Δ E obtenus à l'aide d'un télescope placé à $\theta_1 = -17^\circ$ en coïncidence avec trois télescopes situés à $\theta_2 = 17^\circ, 37^\circ, 57^\circ$. Nous pouvons formuler à partir de ces spectres bidimensionnels E- Δ E en coïncidence les remarques suivantes :

1 - L'ouverture angulaire entre les deux détecteurs a une grande importance car la réaction présente une diversité de produits de réaction dépendant de l'évolution de l'angle entre les deux détecteurs en coïncidence.

2 - Lorsque les deux détecteurs sont symétriques par rapport à la direction du faisceau, les deux télescopes détectent les mêmes produits de réaction par exemple pour ($\theta_1 = -17^\circ$ et $\theta_2 = 17^\circ$) indiquant la présence de deux solutions cinématiques. Ces deux solutions cinématiques correspondent d'une part à une coïncidence des fragments lourds avec les fragments légers formant la première solution cinématique et d'autre part, à une coïncidence des fragments légers avec fragments lourds formant la deuxième solution cinématique.

3 - Lorsque l'ouverture angulaire entre les deux détecteurs est grande, la réaction présente une seule solution cinématique, correspondant à une coïncidence entre les fragments lourds et les fragments légers (voir exemple $\theta_1 = -17^\circ$ et $\theta_2 = 57^\circ$). Les fragments légers sont détectés par les télescopes les plus à l'arrière par rapport à la direction du faisceau.

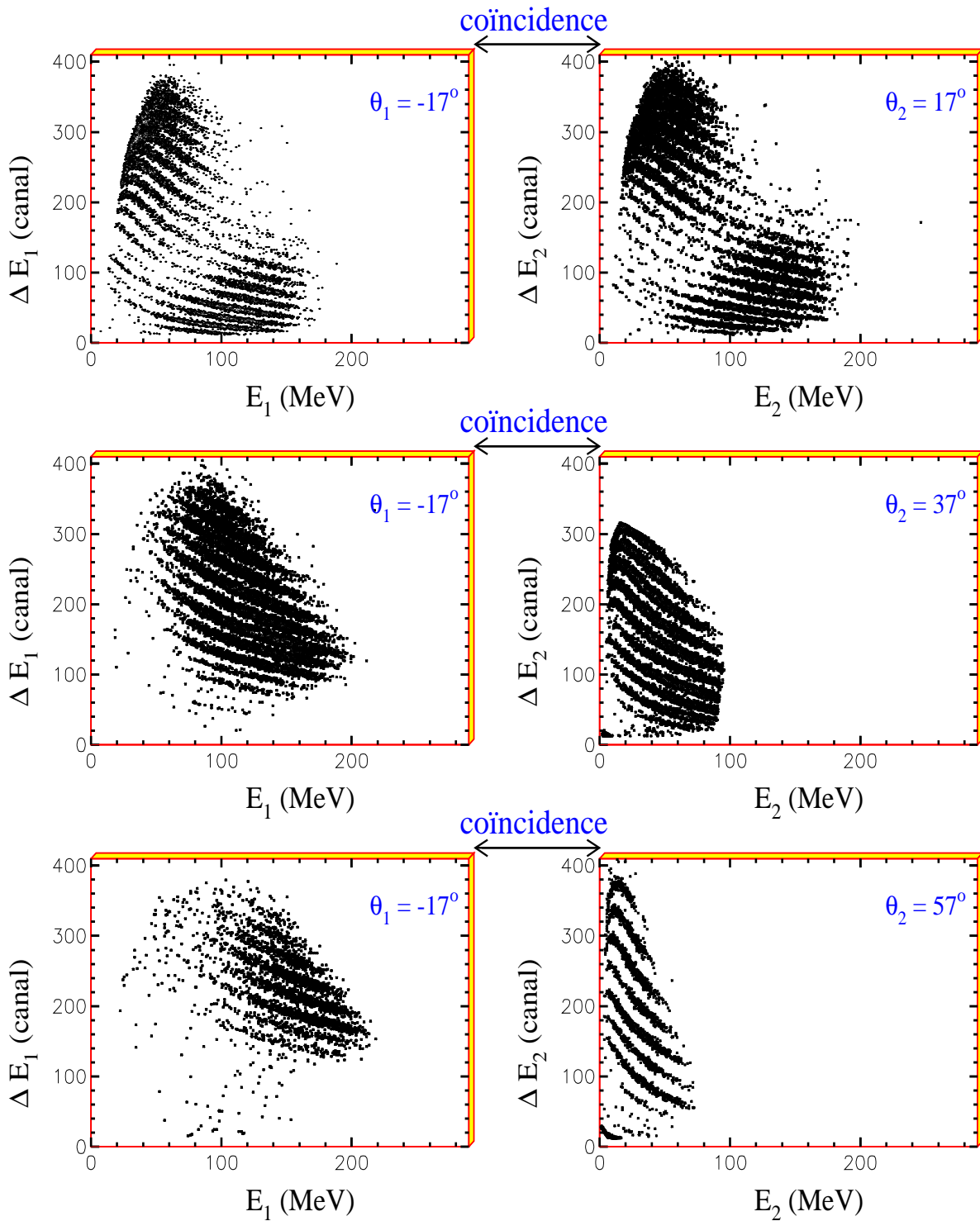


Figure III.17 : Exemples de spectres bidimensionnels $E-\Delta E$ mesurés en coïncidence pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{lab.}} = 275 \text{ MeV}$.

III.3.1 Corrélation en Charge $Z_1 - Z_2$ des Fragments en Coïncidence

Une façon directe de tester le caractère binaire du mécanisme de réaction consiste à étudier les corrélations en charge des fragments $Z_{1,2} \geq 5$ en coïncidence [Nou96, Bec97b]. Z_1 et Z_2 sont les charges atomiques des deux fragments en coïncidence.

Les figures III.18 et III.19 présentent les résultats d'analyse des corrélations Z_1 - Z_2 des fragments issus des deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ respectivement et ceci pour différentes configurations géométriques. Les lignes diagonales données par $Z_1 + Z_2 = Z_{proj} + Z_{cible} = 29$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $Z_1 + Z_2 = Z_{proj} + Z_{cible} = 23$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ correspondent à un ***processus binaire sans évaporation de particules légères chargées***.

Au vu des corrélations $Z_1 - Z_2$ pour les deux réactions nous constatons :

1 - Lorsque l'ouverture angulaire entre les deux télescopes en coïncidence est augmentée, les corrélations $Z_1 - Z_2$ présentent une charge totale $Z_{totale} = Z_1 + Z_2 = 29$ pour $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $Z_{totale} = Z_1 + Z_2 = 23$ pour $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ (voir exemple $\theta_1 = -17^\circ$ et $\theta_2 = +30^\circ$) signifiant une conservation de charge. Avec une diminution de l'ouverture angulaire, la majorité des événements dans les corrélations $Z_1 - Z_2$ se manifestent par une charge totale $Z_{totale} = 25-26$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $Z_{totale} = 20 - 21$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ indiquant qu'il y a eu évaporation de particules légères chargées (voir exemple $\theta_1 = -7^\circ$ et $\theta_2 = +30^\circ$).

2 - Les corrélations $Z_1 - Z_2$ pour les deux réactions présentent deux zones distinctes en $Z_1 - Z_2$ lorsque l'ouverture angulaire est petite et une seule zone en $Z_1 - Z_2$ lorsque l'ouverture angulaire est grande. Ces deux zones en $Z_1 - Z_2$ correspondent aux deux solutions cinématiques caractéristiques des réactions binaires à cinématique inverse.

3 - Les corrélations $Z_1 - Z_2$ montrent que la majorité des événements en coïncidence associe un petit fragment léger et un fragment lourd formant différentes zones distinctes. Ceci implique que la plupart des fragments sont issus d'un processus de **fragmentation binaire asymétrique**.

Les corrélations en charge $Z_1 - Z_2$ indiquent que la majorité des fragments en coïncidence pour les deux réactions $^{35}\text{Cl}(E_{lab.} = 275\text{MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl}(E_{lab.} = 278\text{ MeV}) + ^{12}\text{C}$ sont issus d'un processus de fragmentation binaire asymétrique.

Dans le chapitre IV, nous allons donner une comparaison entre les données expérimentales $Z_1 - Z_2$ et les calculs basés sur le Modèle d'Emission de Fragments Complexes (code Gemini [Cha88]) dans lequel les fragments binaires sont issus d'un processus de désexcitation du noyau composé, la fission symétrique et asymétrique ainsi que l'évaporation de particules légères qui sont considérées dans ce modèle.

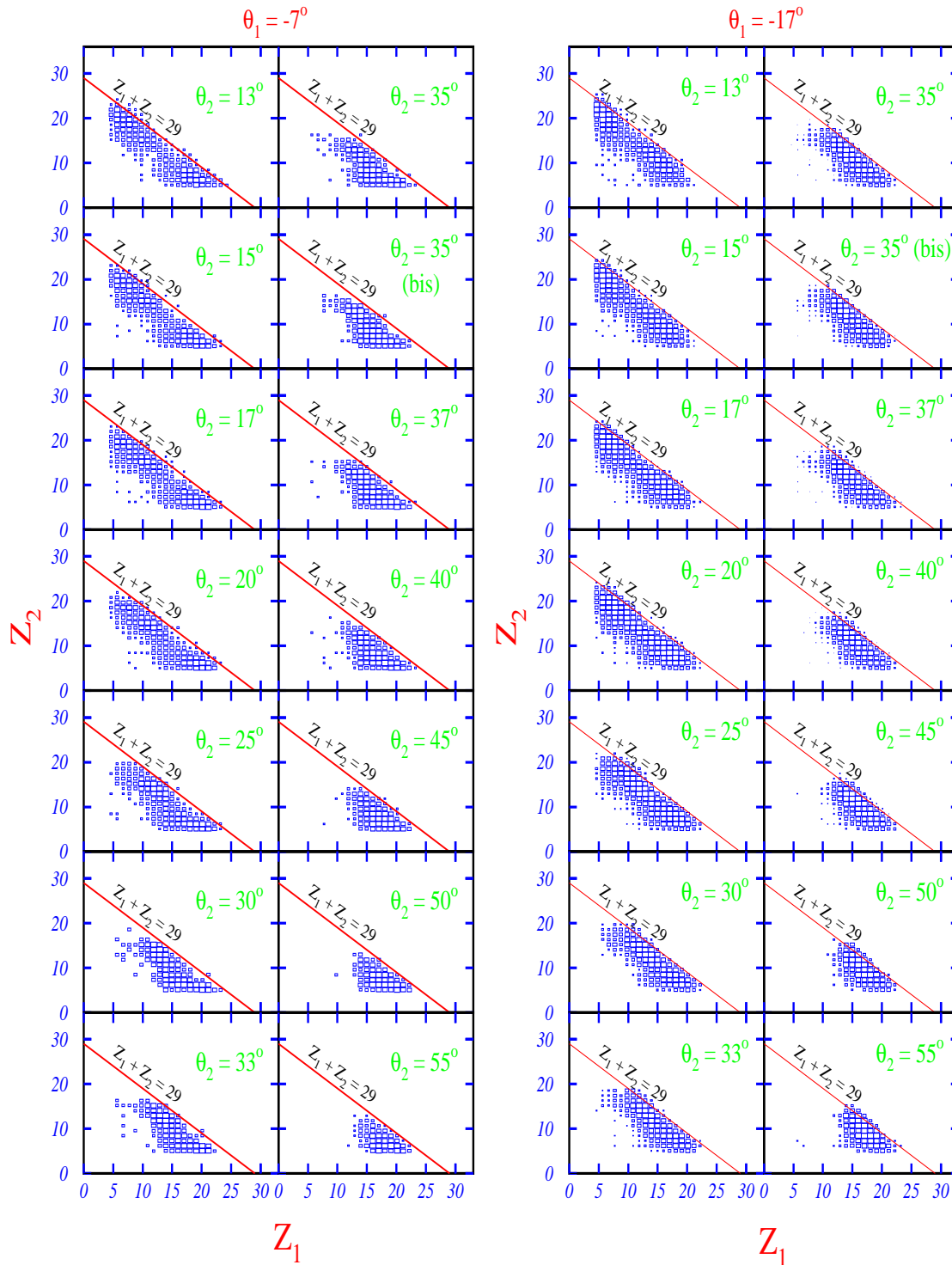


Figure III.18 : Correlations $Z_1 - Z_2$ mesurées à différentes configurations géométriques des fragments en coïncidence $Z_{1,2} \geq 5$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{lab.}} = 275$ MeV. La ligne continue $Z_{\text{totale}} = Z_1 + Z_2 = 29$ correspond à un processus binaire sans évaporation de particules légères.

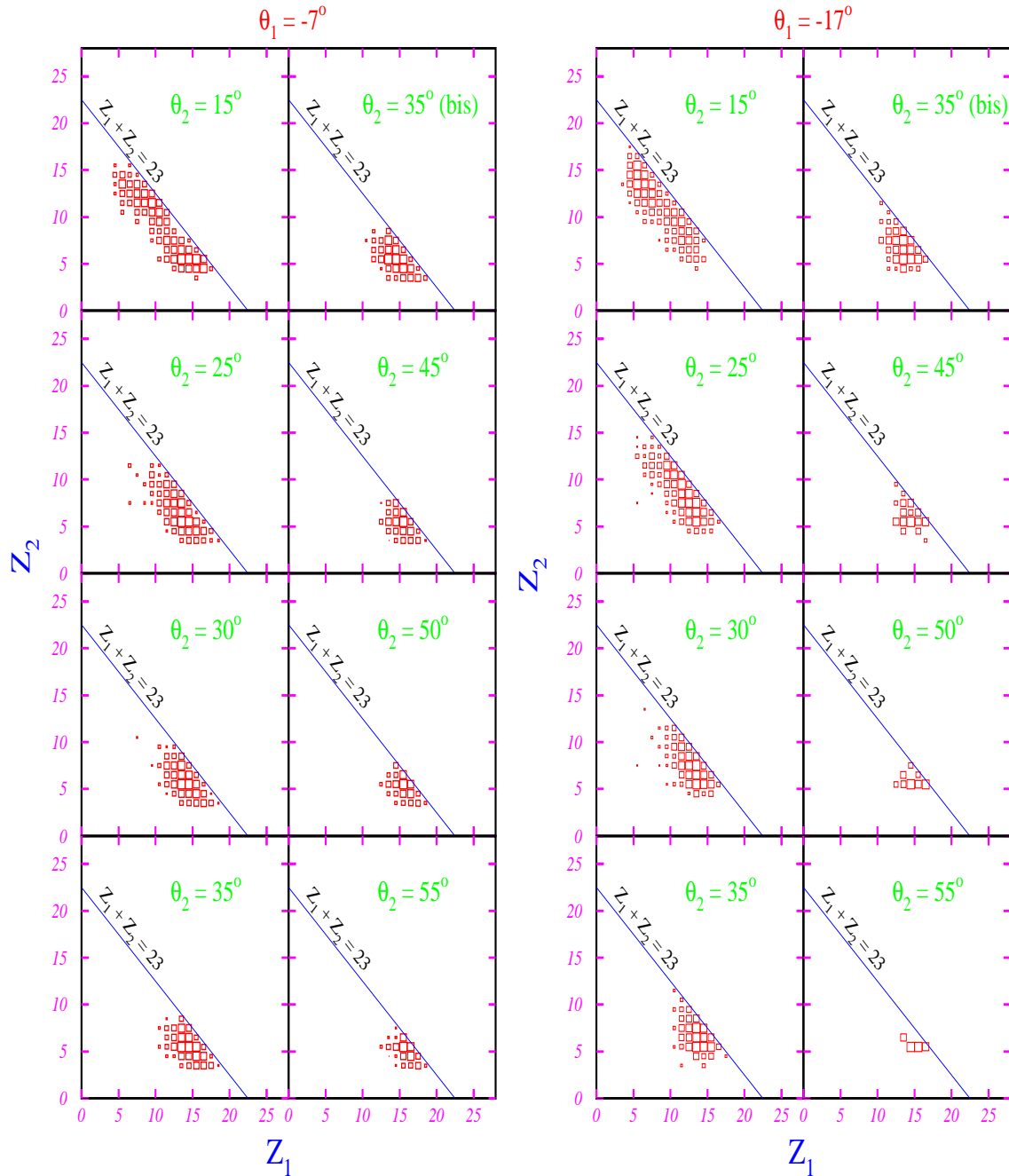


Figure III.19 : Correlations $Z_1 - Z_2$ mesurées à différentes configurations géométriques des fragments en coïncidence $Z_{1,2} \geq 5$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab.}} = 278$ MeV. La ligne continue $Z_{\text{totale}} = Z_1 + Z_2 = 23$ correspond à un processus binaire sans évaporation de particules légères.

III.3.2 Déficit de Charge Nucléaire ΔZ

Afin d'étudier la présence possible d'un *processus ternaire* dans lequel trois fragments au moins sont observés en voie de sortie il est important de bien comprendre l'influence de l'évaporation séquentielle de particules légères par les fragments. A cet effet l'étude de l'évolution de la distribution du déficit de charge ΔZ en fonction de la configuration géométrique d'observation est instructive. Le déficit de charge dans les mesures en coïncidence est donné par :

$$\Delta Z = Z_{nc} - (Z_1 + Z_2) \quad (\text{III.33})$$

où Z_{nc} est la charge du noyau composé et Z_1, Z_2 sont les charges des deux fragments mesurées en voie de sortie.

Les figures III.20 et III.21 présentent les distributions de déficit de charge ΔZ mesurées à différentes configurations géométriques pour les deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ respectivement à environ 8 MeV/nucléon. La position de l'un des détecteurs est fixée à $\theta_1 = -7^\circ$ puis -17° .

Nous pouvons noter à partir des distributions de déficit de charge :

1 - en comparant les différentes configurations pour la position du second détecteur, nous constatons que plus le second détecteur est à l'avant plus la distribution est plus large, ceci résulte de l'évaporation de particules légères chargées qui est plus importante.

2 - le déficit de charge moyen pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ est $\langle \Delta Z \rangle = 3.8 \pm 0.25$ et pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ est $\langle \Delta Z \rangle = 1.74 \pm 0.12$. Cette perte en charge, qui est relativement faible pour les deux réactions est essentiellement liée à l'évaporation séquentielle de particules légères notamment par les fragments les plus lourds dans le cas d'une voie de sortie asymétrique.

3 - cette représentation montre clairement que le processus est essentiellement binaire.

4 - contrairement à ce qui a été observé dans les spectres de déficit de charge des données expérimentales à 15 MeV/nucléon [Pel86] ayant une deuxième remontée vers les grands $\langle \Delta Z \rangle$ indiquant la présence de processus ternaires, nos spectres de déficit de charge ne présentent pas une remontée vers les grands déficits de charge, ceci implique que le processus *ternaire est absent (ou très faible)* dans les deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à environ 8 MeV/nucléon.

Les spectres du déficit de charge présentés sur les figures III.20 et III.21 ont une distribution Poissonienne (lignes continues) avec une valeur la plus probable $\lambda = \langle \Delta Z \rangle$:

$$P(\Delta Z) = \mathcal{A} \lambda^{\Delta Z} \frac{e^{-\lambda}}{\Delta Z!} \quad (\text{III.34})$$

où \mathcal{A} est une constante de normalisation.

Nous constatons que les fits par des Poissoniennes reproduisent assez bien les données expérimentales. Ceci implique que les données expérimentales ont pour origine un processus essentiellement *binaire* et qu'elles signent un comportement *statistique*. Cette dernière observation démontre l'intérêt d'effectuer une comparaison des données expérimentales à des calculs basés sur des *modèles statistiques*. Une comparaison des distributions du déficit de charge expérimentale avec le calcul de Hauser-Feshbach Etendu [Mat97] sera donnée au chapitre IV.

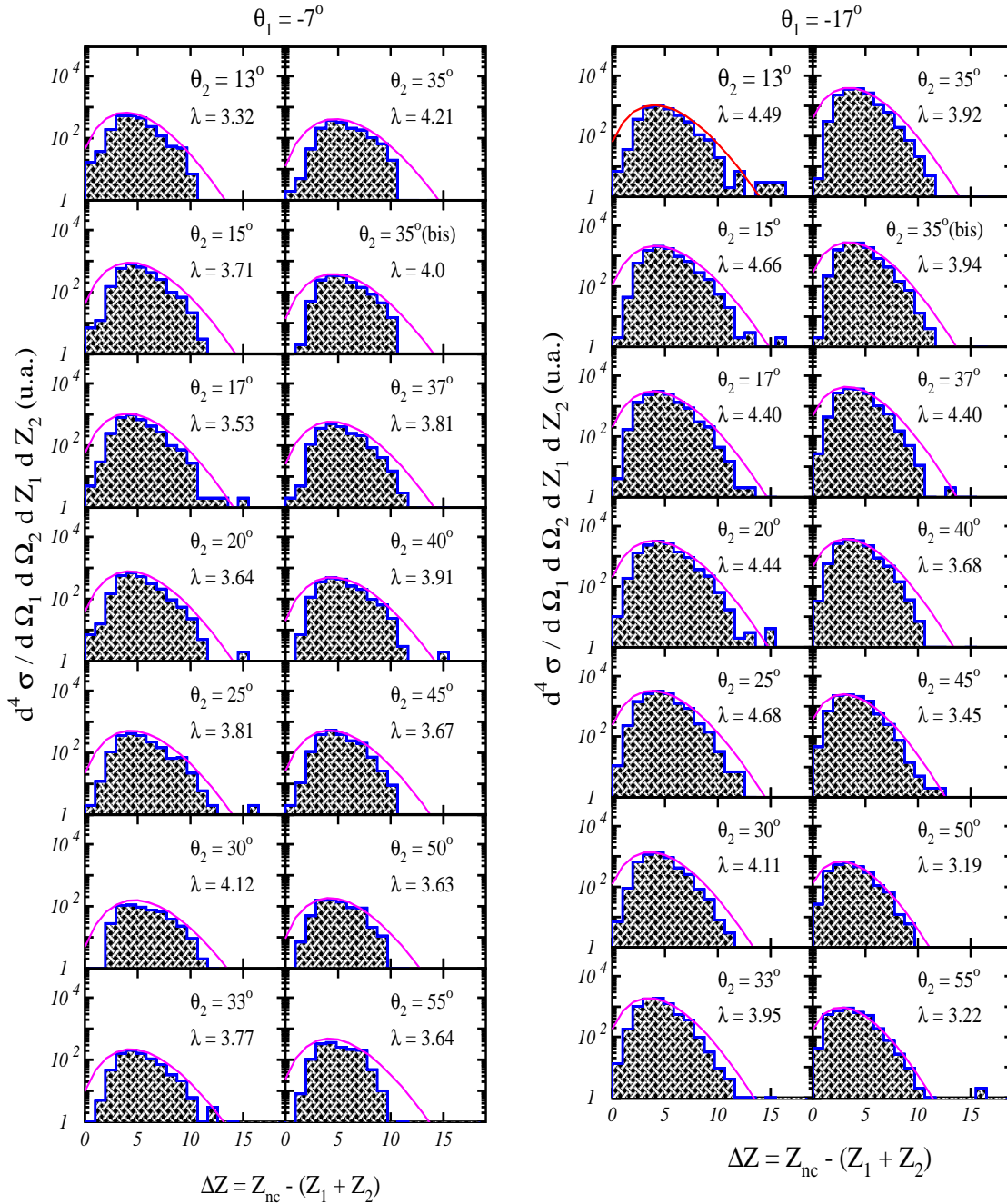


Figure III.20 : Distributions du déficit de charge ΔZ mesurées à différentes configurations géométriques pour des fragments en coïncidence $Z_{1,2} \geq 5$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV. La courbe en continu correspond à un fit par une Poissonienne $P(\Delta Z) = \mathcal{A} \lambda^{\Delta Z} e^{-\lambda} / \Delta Z!$.

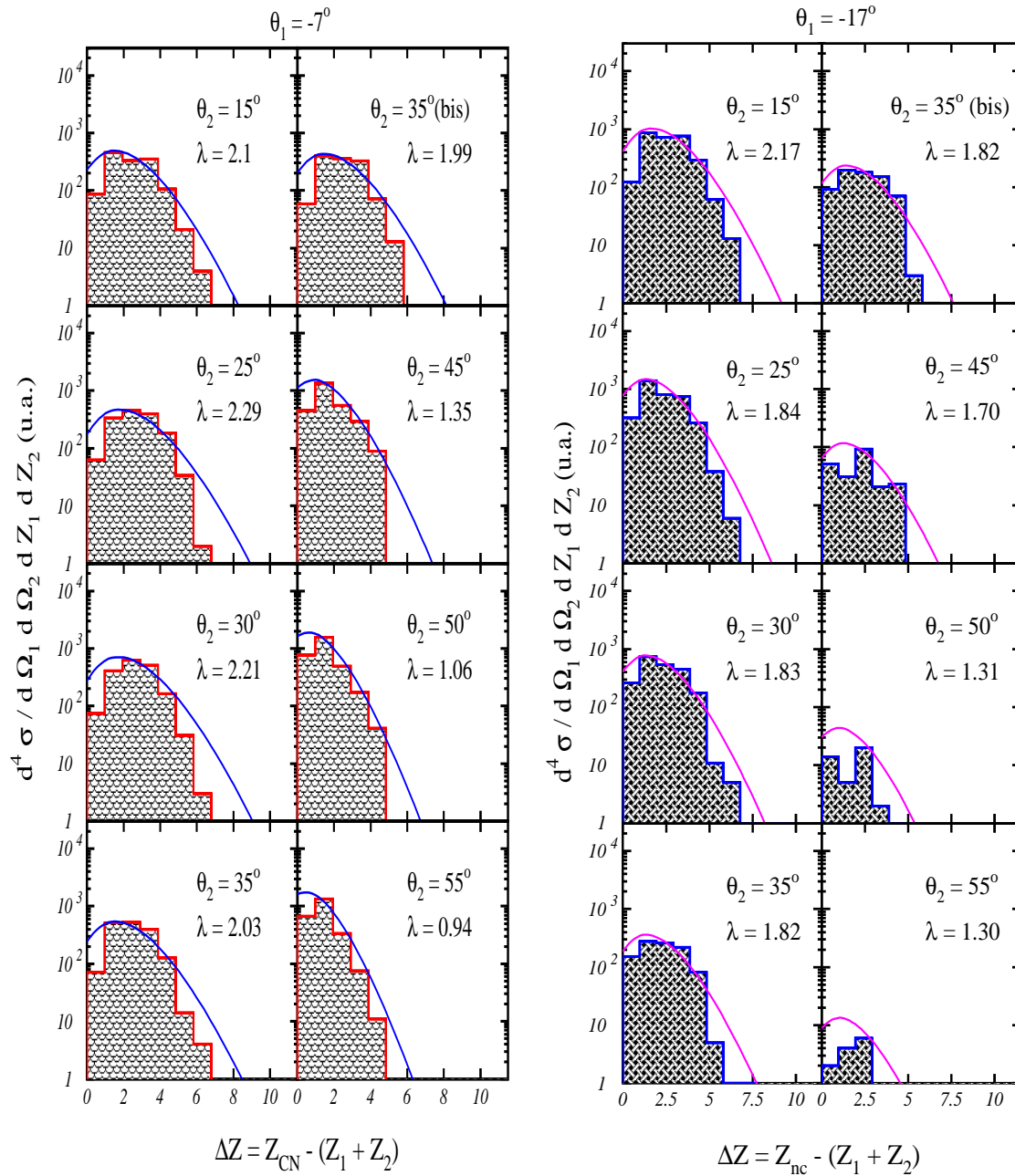


Figure III.21 : Distributions du déficit de charge ΔZ mesurées à différentes configurations géométriques pour des fragments en coïncidence $Z_{1,2} \geq 5$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab.}} = 278$ MeV. La courbe en continue correspond à un fit par une Poissonienne $P(\Delta Z) = \mathcal{A} \lambda^{\Delta Z} e^{-\lambda} / \Delta Z!$.

Les valeurs du déficit de charge moyen données précédemment $\langle \Delta Z \rangle = 3.8 \pm 0.25$ pour la réaction $^{35}\text{Cl}(E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ et $\langle \Delta Z \rangle = 1.74 \pm 0.12$ pour la réaction $^{35}\text{Cl}(E_{lab.} = 278 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}$ ont été confirmées avec les fits par des **Poissonniennes** qui reproduisent assez bien les données expérimentales.

Nous pouvons établir une systématique du déficit de charge en fonction de l'énergie de bombardement pour différents systèmes en se basant sur nos données et celles compilées dans la littérature. Le tableau III.9 résume les déficits de charge obtenus dans de l'analyse des deux expériences. Les déficits de charge reportés dans d'autres travaux antérieurs sont également présentés dans ce travail.

Systemes	$E_{lab.}$ (MeV/Nucléon)	$E_{c.m.}$ (MeV)	$\langle \Delta Z \rangle$	Références
$^{32}\text{S} + ^{16}\text{O}$	7.0	75.0	2.0	[Win81]
$^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$	4.2	61.77	0.93	[Pel81]
$^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$	5.9	86.95	2.40	[Pel81]
$^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$	7.0	102.96	3.0	[Win81]
$^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$	11.1	162.45	5.6	[Win84]
$^{32}\text{S} + ^{28}\text{Si}$	4.2	63.5	0.91	[Nov80]
$^{32}\text{S} + ^{28}\text{Si}$	7.0	105.0	3.5	[Win81]
$^{32}\text{S} + ^{28}\text{Si}$	10.0	149.33	5.2	[Bet83b]
$^{32}\text{S} + ^{28}\text{S}$	10.0	160.0	5.18	[Bet83b]
$^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$	5.9	105.55	3.1	[Win81]
$^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$	7.0	125.0	4.2	[Win81]
$^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$	10.0	177.77	6.2	[Bet83b]
$^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$	11.1	197.22	7.1	[Win84]
$^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$	5.7	51.06	0.96 ± 0.12	[Bec92b]
$^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$	8.0	70.21	1.74 ± 0.12	Présent travail
$^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$	8.0	111.86	3.8 ± 0.25	Présent travail
$^{35}\text{Cl} + ^{27}\text{Al}$	11.0	167.1	6.2	[Pel85]
$^{35}\text{Cl} + ^{40}\text{Ca}$	11.0	205.3	8.7	[Pel85]
$^{35}\text{Cl} + ^{58}\text{Ni}$	11.0	240.1	9.5	[Pel85]
$^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$	15.0	241.8	$8.0 \pm \begin{smallmatrix} 0.8 \\ 0.3 \end{smallmatrix}$	[Pel85]
$^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$	15.0	317.6	$10.1 \pm \begin{smallmatrix} 1.6 \\ 0.4 \end{smallmatrix}$	[Pel85]
$^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$	15.0	355.1	$12.7 \pm \begin{smallmatrix} 1.9 \\ 0.4 \end{smallmatrix}$	[Pel85]
$^{40}\text{Ar} + ^{90}\text{Zr}$	15.0	415.4	$14.4 \pm \begin{smallmatrix} 2.6 \\ 0.5 \end{smallmatrix}$	[Pel85]
$^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$	15.3	444.5	15.2	[Awes]

Tableau III.9 : Déficit de charge nucléaire pour différentes réactions.

L'évolution du déficit de charge en fonction de l'énergie de bombardement jusqu' à 15 MeV/nucléon pour différentes réactions est donnée sur la figure III.22.

Nous pouvons noter de la figure III.22 que le déficit de charge nucléaire croît linéairement avec l'énergie centre de masse (c.m.) et donc avec l'énergie d'excitation du système composite. Le résultat de la systématique est donné par le fit (voir figure III.22, la ligne continue) imposé par l'équation suivante :

$$\langle \Delta Z \rangle = \frac{1}{22.72} (E_{c.m.} - 32.23) \quad (\text{III.35})$$

où l'énergie dans le c.m. est donnée en MeV.

La valeur de l'énergie 32.23 ± 0.5 MeV correspond au seuil en énergie pour l'émission des particules légères chargées et 22.72 ± 1.0 MeV est l'énergie d'excitation nécessaire pour l'évaporation d'une unité de charge.

Pour les données expérimentales correspondant à une énergie au-dessus de 11 MeV/nucléon et qui sont décalées de la systématique (voir figure III.22), il a été mentionné dans la littérature qu'il y a une petite contribution du processus ternaire.

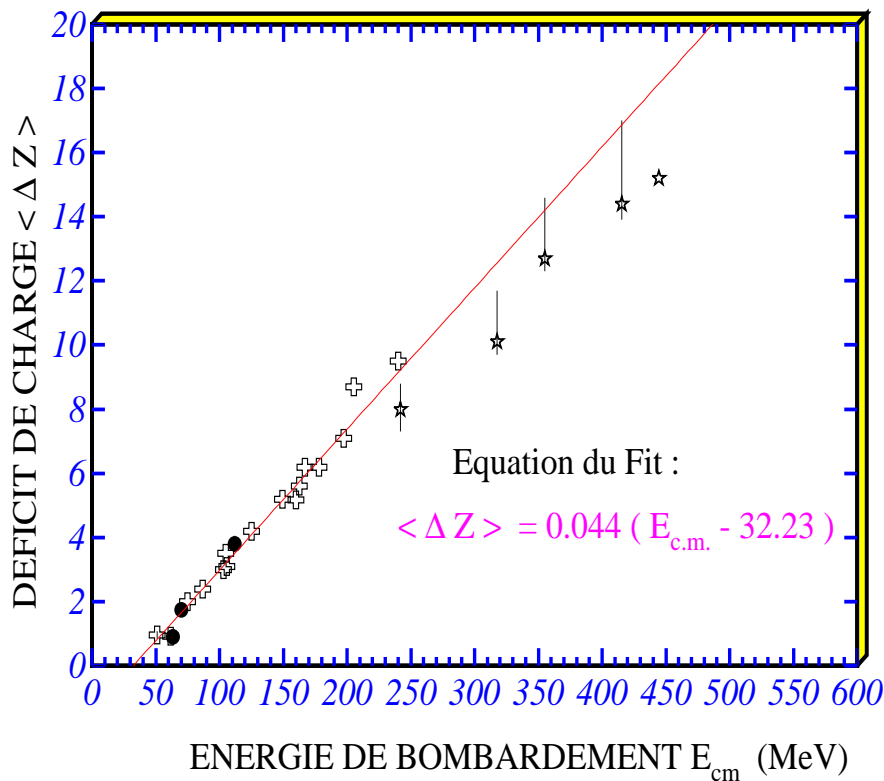


Figure III.22 : Systématique du déficit de charge nucléaire. La ligne continue représente le fit donnant l'équation de la systématique discutée dans le texte. Les étoiles représentent les données expérimentales pour des réactions au-dessus de 11 MeV/nucléon. Les croix représentent les données expérimentales pour des réactions en-dessous de 11 MeV/nucléon. Les points noirs représentent nos données expérimentales $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$.

III.3.3 Corrélation Angulaire des Fragments en Coïncidence

L'utilisation des télescopes ΔE -E pour l'identification en charge des fragments en mode coïncident permet de construire les courbes de corrélations angulaires suivant la procédure qui suit : les trois détecteurs sont positionnés à $\theta_{lab} = -7^\circ, -17^\circ, -37^\circ$ d'un côté de l'axe du faisceau et, les quatre autres détecteurs sont mobiles de l'autre côté par rapport à l'axe du faisceau dans le même plan.

La figure III.24 présente les corrélations angulaires dans le centre de masse ainsi que les corrélations en charge des deux fragments en coïncidence $Z_{1,2} \geq 5$ dans un domaine angulaire bien défini.

A partir de la figure III.24, nous pouvons noter que :

1 - les corrélations angulaires dans le centre de masse figure III.24 A) et B), présentent un grand pic centré à 170° - 175° lorsque $\theta_1 = -7^\circ$ et à 183° - 190° lorsque $\theta_1 = -17^\circ$, ce pic correspond à un processus binaire. Son décalage par rapport à $\theta_1^{cm} + \theta_2^{cm} = 180^\circ$ dans les deux cas $\theta_1 = -7^\circ$ et $\theta_2 = +15^\circ$ est dû essentiellement à l'évaporation de particules légères chargées (comme il est illustré sur la figure III.24 c)) et au fait que notre dispositif expérimental ne couvre pas un domaine angulaire 4π mais une partie seulement sélectionnant les événements(voir figure III.23).

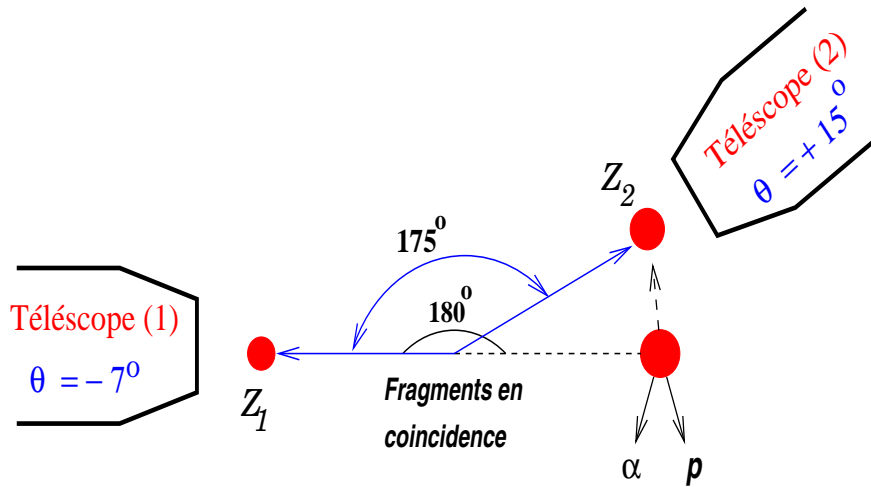


Figure III.23 : Schéma illustrant l'effet de l'évaporation de particules légères et la sélection d'un type d'événements par le dispositif expérimental sur l'angle entre les deux fragments en coïncidence.

2 - La largeur (FWHM) des pics est liée à l'importance de l'évaporation de particules légères.

3 - le petit pic (le second pic) observé dans le cas $\theta_1 = -7^\circ$ lorsque l'ouverture angulaire entre les deux détecteurs est petite est dû à la réaction du ^{35}Cl sur le contaminant ^{12}C , ceci est prouvé dans les mesures des corrélations en charge Z_1-Z_2 figure III.24 c) dans le cas de $193^\circ \leq \theta_1^{cm} + \theta_2^{cm} \leq 198^\circ$ où les corrélations Z_1-Z_2 indiquent que la majorité des événements sont dus essentiellement à des coïncidences entre $(Z_1 = 17, Z_2 = 6), (Z_1 = 16, Z_2 = 7)$...

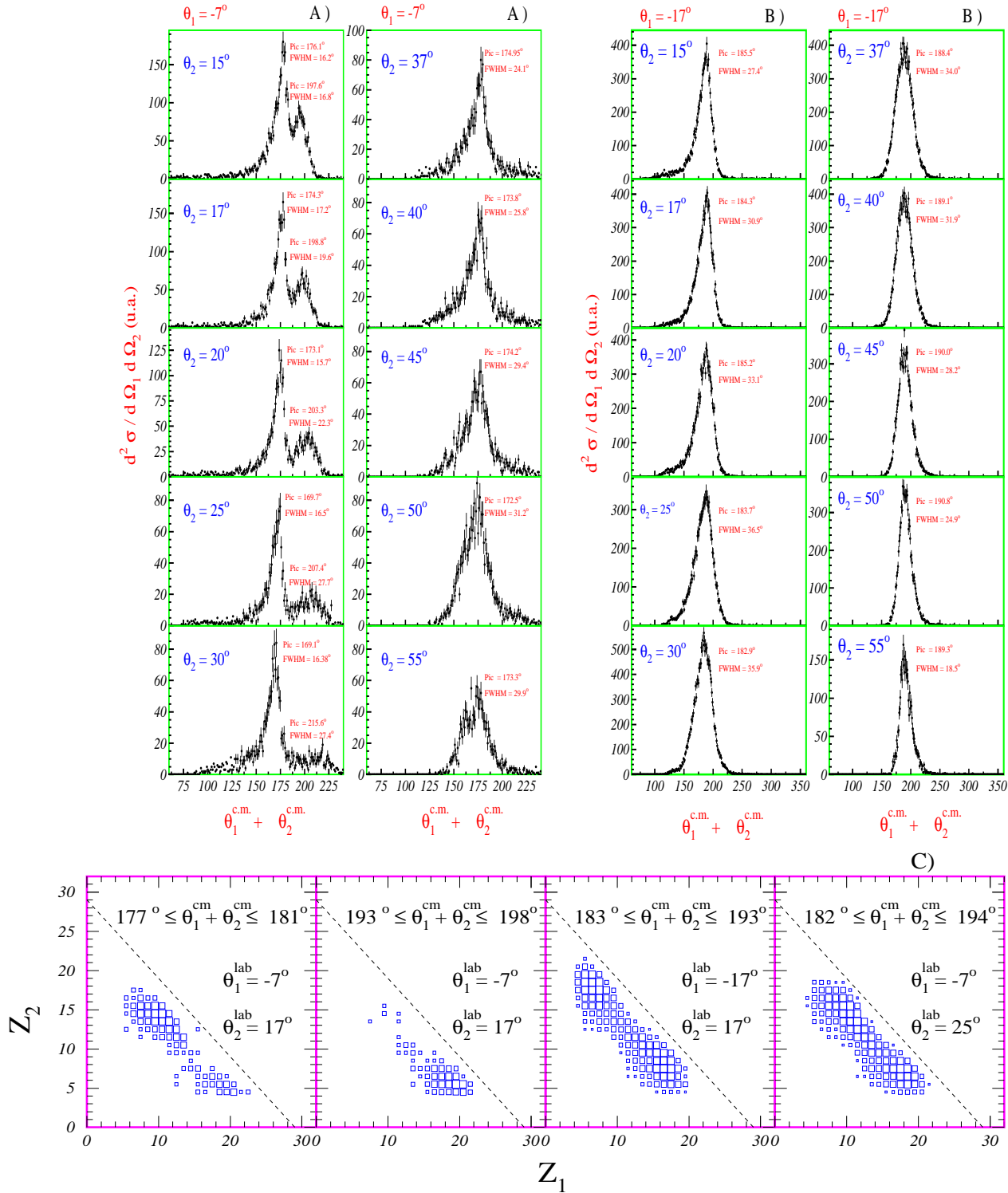


Figure III.24 : Corrélations angulaires (A et B) et en charge (C) des fragments en coïncidence $Z_{1,2} \leq 5$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275 \text{ MeV}$.

Afin de vérifier de manière qualitative, le caractère binaire du mécanisme de production de ces fragments, nous avons établi des mesures de corrélations angulaires $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2}$, définies en terme de coïncidences (Z_1, Z_2) pour un angle donné θ_1 .

Les figures III.25 et III.26 présentent les corrélations angulaires définies en terme de coïncidences (Z_1, Z_2) pour les réactions $^{35}\text{Cl}(E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} (E_{lab.} = 278 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}$ respectivement. Nous pouvons relever les caractéristiques suivantes des corrélations angulaires mesurées :

1 - D'une façon générale, nous constatons que les fonctions de corrélation présentent un seul pic à $\theta_2 = 40^\circ$ - 50° pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ indépendamment du choix des fragments corrélés. La présence des deux pics (voir la figure III.26) est par contre observée pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$: le premier pic à $\theta_2 = 30^\circ$ et le deuxième pic à $\theta_2 = 50^\circ$ (voir exemple $Z_1 = 16, Z_2 = 5$). Ces pics révèlent une préférence pour les réactions de nature binaire comme nous nous y attendons dans ce domaine en énergie en dessous de 10 MeV/nucléon [Nov80, Pel81].

2 - Les positions des pics dans les fonctions de corrélation constituent une mesure du bilan Q de la première désexcitation. Par exemple dans la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ le cas $Z_1 = 17, Z_2 = 6$ les positions des pics sont dues à la diffusion élastique ou un processus de transfert de neutrons. Un cas semblable peut être constaté dans les corrélations $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ pour $(Z_1 = 17, Z_2 = 5)$ et $(Z_1 = 16, Z_2 = 6)$, les pics et leurs positions peuvent être attribués au processus quasi-élastique avec un transfert de protons.

3 - Plus les pics dans les corrélations angulaires sont larges plus le processus est relaxé et les pics seront centrés vers les angles plus à l'avant.

4 - L'émission secondaire des particules légères se manifeste par l'élargissement des distributions angulaires sans affecter les centres de gravité des pics.

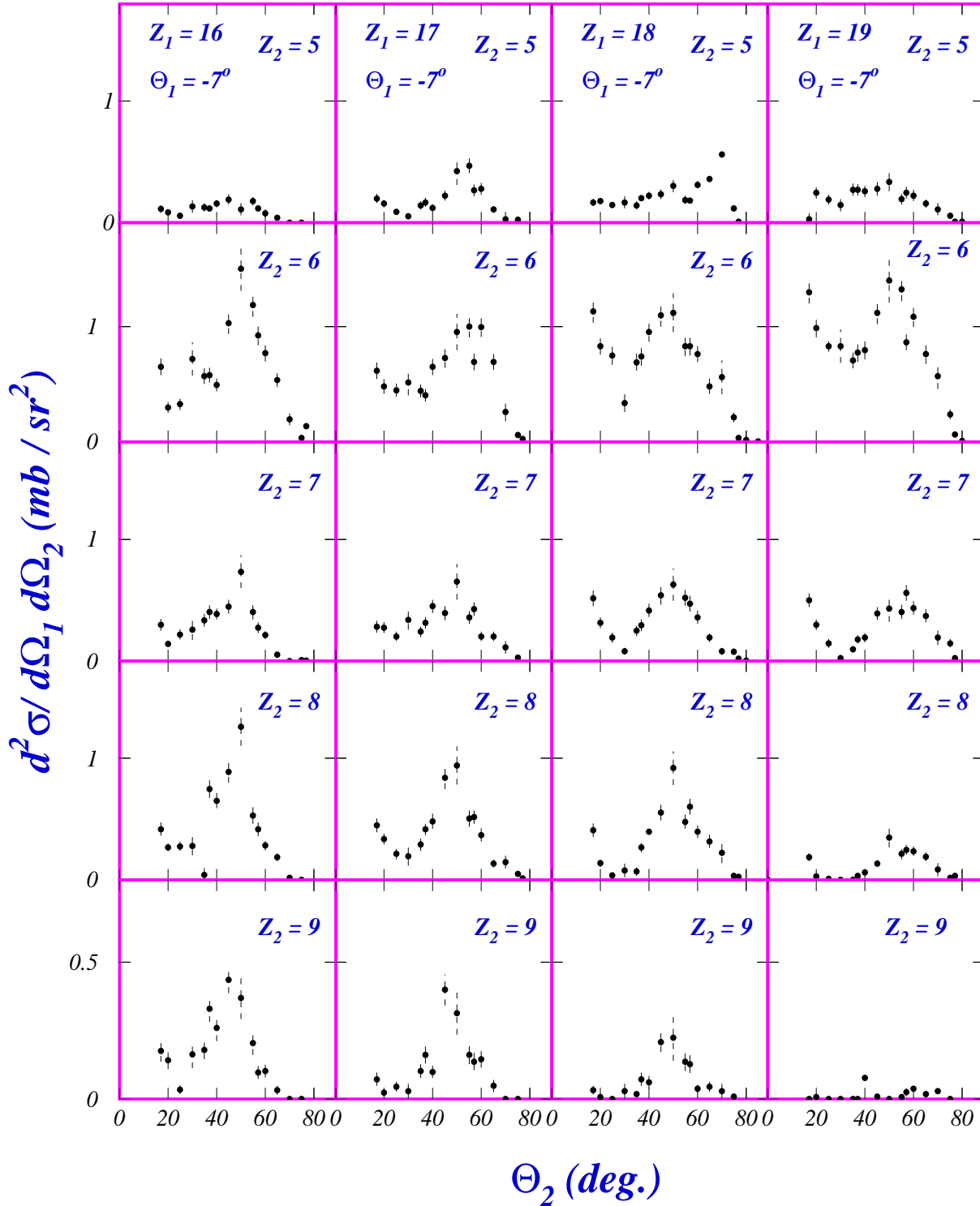


Figure III.25 : Corrélations angulaires des fragments en coïncidence issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{lab.}} = 275 \text{ MeV}$: les fragments Z_1 ($Z_1 = 16, 17, 18, 19$) sont détectés à $\theta_1 = -7^\circ$ en coïncidence avec les fragments Z_2 ($Z_2 = 5, 7, 8, 9$) à un angle θ_2 variable.

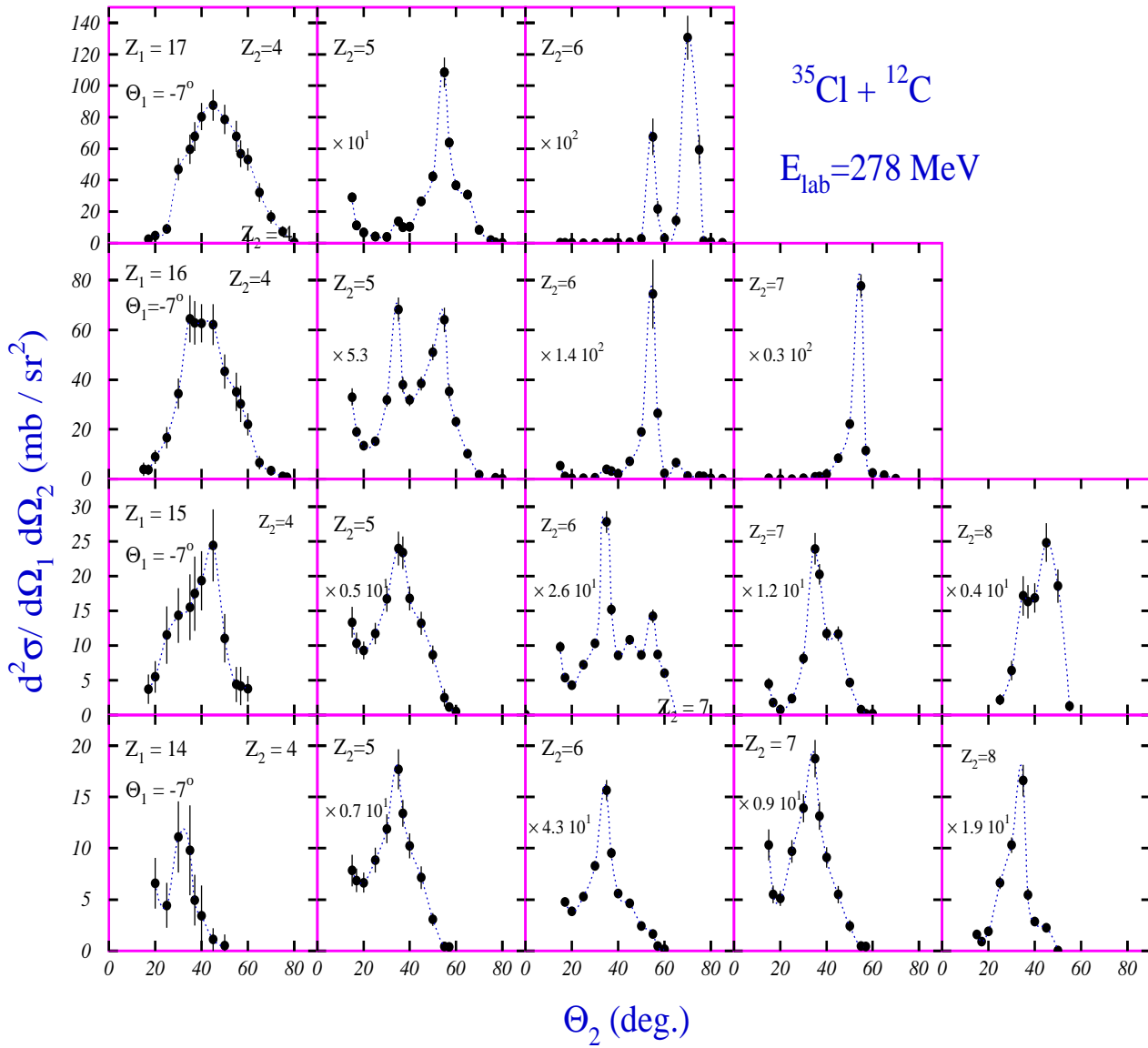


Figure III.26 : Corrélations angulaires des fragments en coïncidence issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 278 \text{ MeV}$: les fragments Z_1 ($Z_1 = 14, 15, 16, 17$) sont détectés à $\theta_1 = -7^\circ$ en coïncidence avec les fragments Z_2 ($Z_2 = 4, 5, 6, 7, 8$) à un angle θ_2 variable. La courbe en pointillé est pour guider l'oeil.

III.3.4 Energie Cinétique Totale dans les Mesures en Coïncidence < T.K.E. >

La représentation des mesures en coïncidence des fragments $Z_{1,2} \geq 5$ en terme d'énergie cinétique totale <T.K.E.> à différentes configurations géométriques constitue un moyen riche d'informations sur la contribution des différents mécanismes binaires.

La figure III.27 présente la variation de l'énergie cinétique totale <T.K.E.> pour différentes configurations géométriques pour les deux réactions :

A) la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{lab}} = 275$ MeV,

B) la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 278$ MeV.

La flèche présentée sur la figure III.27 indique le <T.K.E.> dans le cas d'un processus fusion-fission symétrique qui a été calculé d'après les formules données dans la référence [Bec96a]. (B)

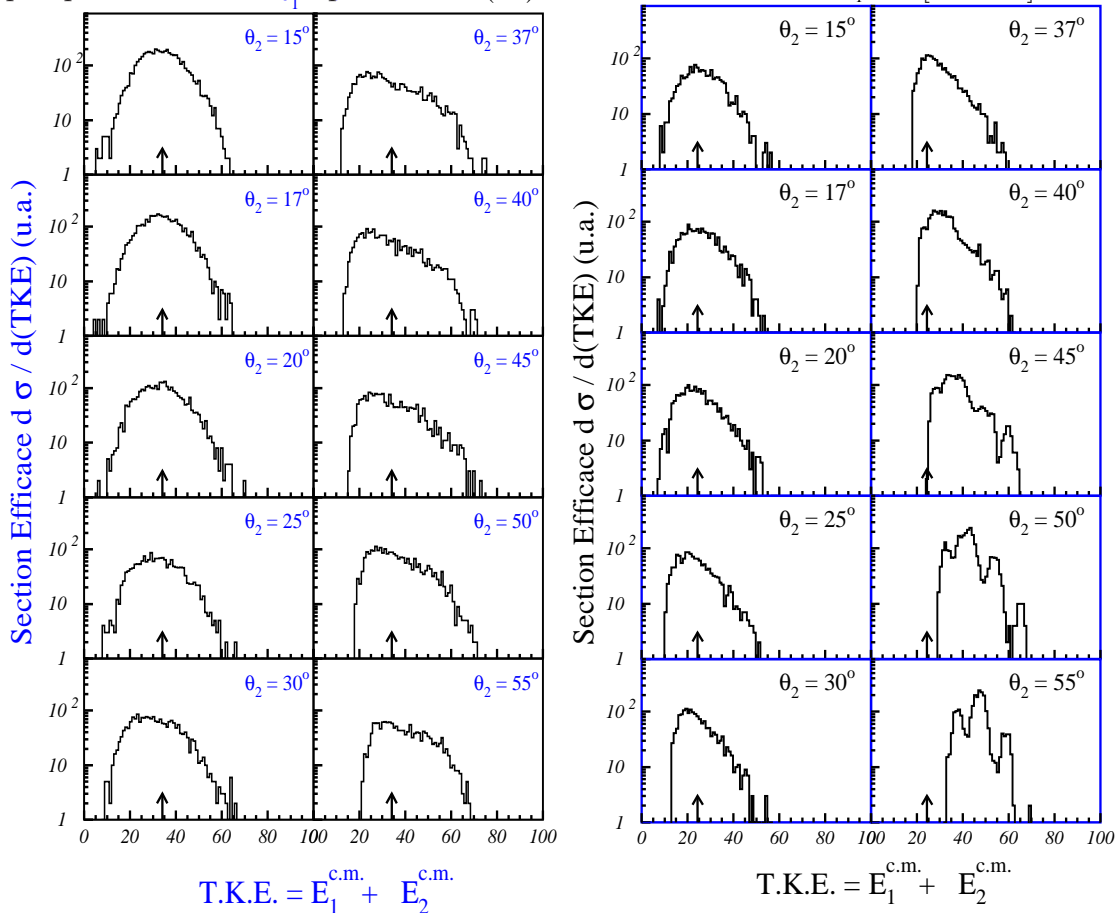


Figure III.27 : Variation de l'énergie cinétique totale pour les fragments de charge $Z_{1,2} \leq 5$ en coïncidence détectés à un angle fixe $\theta_1 = -7^\circ$ et le deuxième fragment détecté à des différents angles $\theta_2 = 15^\circ$ jusqu'à 55° pour les deux réactions :

A) la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{lab}} = 275$ MeV, B) la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à $E_{\text{lab}} = 278$ MeV. La flèche indique l'énergie cinétique T.K.E. calculée dans le cas d'un processus purement fusion-fission d'après la référence [Bec96a].

Il en résulte de la figure III.27.A les remarques suivantes :

- pour les petits angles $\theta_2 = 15^0$ à 30^0 , le spectre d'énergie cinétique totale se manifeste par une Gaussienne centrée autour de la valeur de la flèche. Ceci implique que dans ce domaine angulaire $\theta_1^{\text{lab}} = -7^0$ et $\theta_2^{\text{lab}} = 15^0-55^0$, les fragments $Z_{1,2}$ en coïncidence sont issus principalement du processus fusion-fission.
- pour des grandes angles $\theta_2 = 37^0$ à 55^0 , le spectre se manifeste par une deuxième composante à plus haute énergie d'excitation qui est la signature de la contribution du processus deep-inélastique qui correspond à un $\langle T.K.E. \rangle$ moyen plus grand que celui du processus de fusion-fission.

Pour la figure III.27.B, il est possible de faire les remarques suivantes :

- pour les angles $\theta_2 = 15^0$ à 40^0 , le spectre se manifeste de la même manière que la figure III.27.A. Par contre pour les angles $\theta_2 = 45^0$ à 55^0 , le spectre présente des structures dont l'interprétation reste difficile.

Pour tenir compte de la fission asymétrique dépendant des différentes configurations géométriques, nous présentons sur la figure III.28 l'énergie cinétique totale $\langle T.K.E. \rangle$ en fonction de la charge de l'un des fragments (Z_2) et en sélectionnant un domaine en charge pour le deuxième fragment en coïncidence.

Les points (petits cercles) représentés sur la figure III.28 correspondent aux énergies cinétiques totales calculées. En respectant les conditions expérimentales $Z_1 + Z_2 = 29$, le calcul de l'énergie cinétique se présente de la manière suivante :

$$\langle T.K.E. \rangle_{\text{asym}} = \mathcal{F}_{\text{asym}} \langle T.K.E. \rangle_{\text{sym}} \quad (\text{III.36})$$

où $\langle T.K.E. \rangle_{\text{sym}}$ est l'énergie cinétique totale donnée pour une fission symétrique et qui est donnée par l'équation III.22. $\mathcal{F}_{\text{asym}}$ est le facteur d'asymétrie, qui s'exprime de la façon suivante :

$$\mathcal{F}_{\text{asym}} = \frac{4Z_1Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad (\text{III.37})$$

où Z_1 et Z_2 sont les deux fragments en coïncidence. Pour chaque figure III.28 A, B et C, le fragment Z_1 doit respecter son domaine en charge qui est expérimental d'où l'apparition des différents $\langle T.K.E. \rangle_{\text{sym}}$ calculés.

- La figure III.28 A: $\theta_2 = -17^0$ et $\theta_2 = 15^0-55^0$ avec $5 \leq Z \leq 12$, le spectre bidimensionnel se manifeste par un maximum centré autour d'un $\langle T.K.E. \rangle \simeq 33$ MeV qui est bien reproduit par le $\langle T.K.E. \rangle_{\text{sym}}$ calculé. Le bon accord entre $\langle T.K.E. \rangle$ calculé et expérimental est dû essentiellement à la sélection de la région de charge $5 \leq Z \leq 12$ étant donné que nous l'avons montré précédemment (voir paragraphe III.1.5.b) que ces produits ($5 \leq Z \leq 12$) sont issus du processus de fusion-fission asymétrique et correspondent à la première solution cinématique de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$.
- La figure III.28 B: $\theta_2 = -17^0$ et $\theta_2 = 15^0-55^0$ avec $13 \leq Z \leq 17$, le spectre bidimensionnel se manifeste par deux zones intenses qui sont clairement visibles pour des angles plus à l'arrière ($\theta_2 = 55^0-75^0$) qui est bien reproduite par le calcul correspond aux produits du processus

de fusion-fission asymétrique et symétrique (pour $Z_1 = Z_2$). La deuxième composante à plus haute énergie d'excitation (T.K.E.) qui n'est pas reproduite par le calcul correspond au processus "deep-inélastique".

- La figure III.28 C : $\theta_1 = -17^\circ$ et $\theta_2 = 15^\circ-55^\circ$ avec $18 \leq Z \leq 29$, présente la même situation que la figure III.28 A, mais dans le cas de la deuxième solution cinématique.

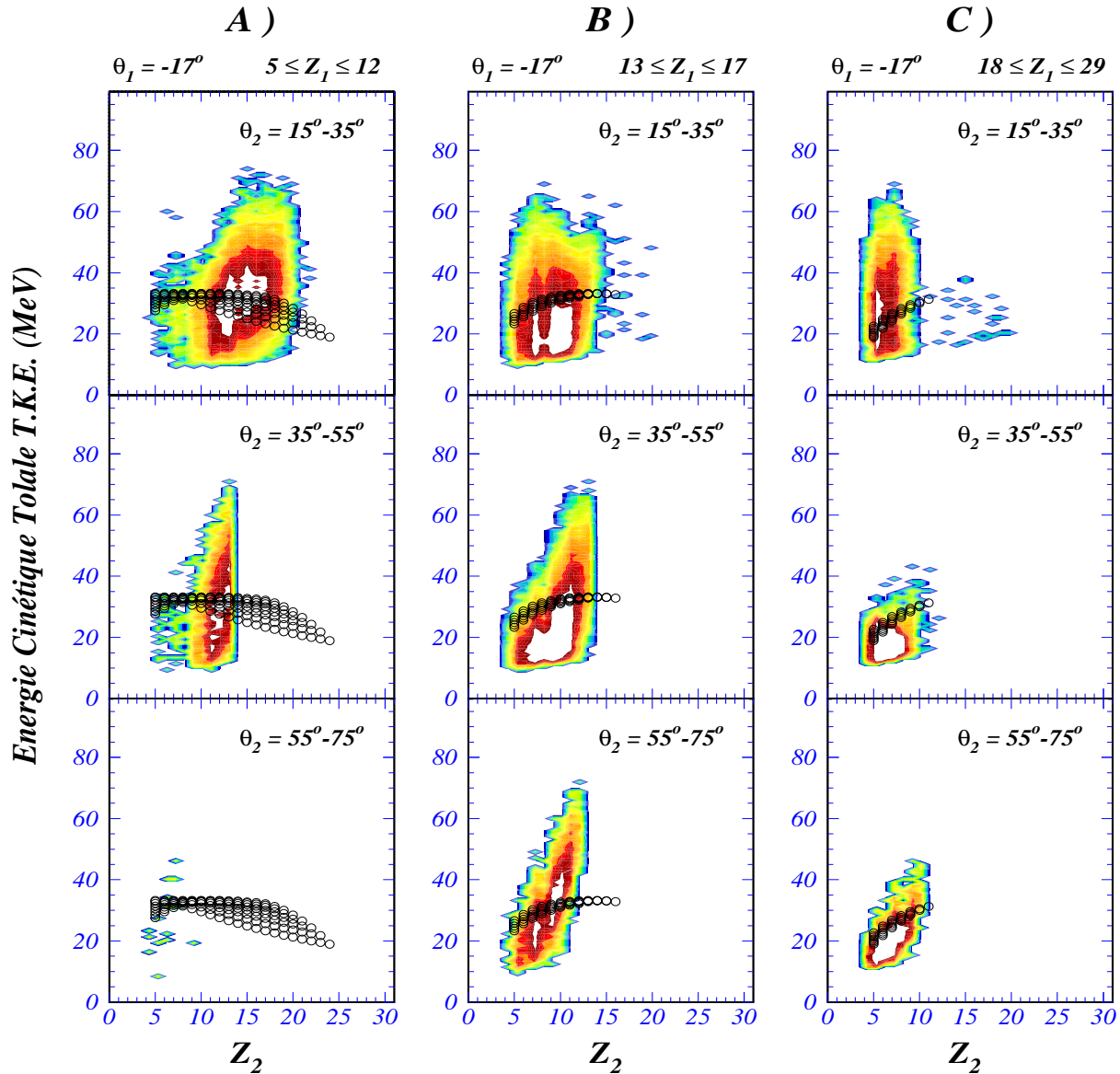


Figure III.28 : Spectres bidimensionnels T.K.E.- Z_2 pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{\text{lab}} = 275$ MeV. Les points (petits cercles) correspondent à l'énergie cinétique totale T.K.E. calculée dans le cadre d'un processus de fusion-fission symétrique et asymétrique discuté dans le texte.

B - Résultats des Mesures Fragment-Fragment-Gammas (F-F- γ) pour la Réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ “EUROGAM Phase II”

III.4 Introduction

Dans cette deuxième partie du chapitre, nous avons regroupé les principaux résultats expérimentaux obtenus dans l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de bombardement $E_{\text{lab.}} = 111.6$ MeV qui, comme cela a été dit précédemment (voir chapitre II paragraphe II.1), correspond à l'énergie de **résonance** $J^\pi = 38^+$ qui a été observée dans la voie **élastique** [Bet85]. L'expérience a été effectuée auprès de l'accélérateur VIVITRON de Strasbourg et a nécessité la mise en œuvre du multidétecteur gamma “Eurogam phase II” associé à des détecteurs de fragments “jonction à localisation ” (JAL) au silicium.

Dans un premier temps, nous allons présenter les résultats concernant les événements de coïncidence du type fragment-fragment (F-F) qui nous ont permis, après calibrage en énergie et en position des JAL, d'identifier en masse les produits de réaction et de déterminer les différentes voies binaires de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

Dans un second temps, nous allons présenter les résultats relatifs aux événements du type fragment-fragment-gamma (F-F- γ) pour les principales voies binaires ainsi identifiées.

Bien que l'origine des résonances quasi-moléculaires observées dans la voie élastique $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ ne soit pas encore clairement établie, il est plausible que ces résonances soient liées à des configurations de forme **isomérique** du noyau composé ^{56}Ni . L'objectif de ce travail consiste à étudier le rôle de la structure nucléaire et de la dynamique collisionnelle pour des déformations extrêmes dans le processus de **fusion-fission** du noyau ^{56}Ni formé par la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6$ MeV. L'origine des résonances quasi-moléculaires dans le noyau ^{56}Ni , pour lequel l'isomérisme de forme est prévu par des calculs macroscopiques et microscopiques très récents, sera Recherchée.

III.5 Analyse des Mesures en Coïncidence Fragment-Fragment (F-F)

L'analyse des données a été effectuée auprès de l'ordinateur sunserveur 1000 biprocesseur du CRN de Strasbourg, sous système unix, à l'aide du programme de tri SCAN conçu spécialement pour les données d'Eurogam. Ce programme permet d'effectuer divers traitements “personnalisés” des événements enregistrés sur bande magnétique. Les grandeurs physiques à extraire sont les suivantes :

♣ Première paire de JAL en coïncidence avec les compteurs Germanium d'EUROGAM :

- E_1 : énergie du fragment détecté dans la JAL 1.
- E_2 : énergie du fragment détecté dans la JAL 2 en coïncidence avec la JAL 1.
- θ_1 : angle d'émission du fragment détecté dans la JAL 1.
- θ_2 : angle d'émission du fragment détecté dans la JAL 2 en coïncidence avec la JAL 1.
- $E_\gamma^{(i)}$: l'énergie du rayonnement γ détecté par le compteur Ge d'indice (i) avec $1 \leq i \leq 126$ en coïncidence avec la paire de JAL 1 et 2.

♣ deuxième paire des JAL en coïncidence avec les compteurs Germanium d'EUROGAM :

- E_3 : énergie du fragment détecté dans la JAL 3.
- E_4 : énergie du fragment détecté dans la JAL 4 en coïncidence avec la JAL 3.
- θ_3 : angle d'émission du fragment détecté dans la JAL 3.
- θ_4 : angle d'émission du fragment détecté dans la JAL 4 en coïncidence avec la JAL 3.
- $E_\gamma^{(i)}$: l'énergie du rayonnement γ détecté par le compteur Ge d'indice (i) avec $1 \leq i \leq 126$ en coïncidence avec la paire de JAL 3 et 4.

Les deux paires de JAL sont complètement indépendantes. D'après l'option choisie sur le programme, les événements en coïncidence enregistrés correspondent à ceux du type fragment-fragment (F-F) ou du type coïncidence triple fragment-fragment-gamma (F-F- γ).

Les spectres bidimensionnels montrés sur la figure III.29 illustrent bien la diversité des produits obtenus dans la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab.}} = 111.6$ MeV. La figure III.29 A consiste en une représentation E_3 - E_4 adaptée à la classification des différents mécanismes. Nous pouvons y distinguer trois régions :

- Région 1 : correspond aux produits **binaires** issus de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. Nous constatons dans cette région une certaine distribution indiquant l'existence d'une structure de résonance. Elle confirme que l'énergie de bombardement correspond bien à une énergie de résonance. Notre champ d'investigation portera essentiellement sur cette région.
- Région 2 : correspond aux produits de la réaction du noyau ^{28}Si avec les contaminants lourds qui servaient de support au moment de la fabrication de la cible du ^{28}Si naturel ; exemple le noyau ^{63}Cu .
- Région 3 : correspond aux coïncidences des particules légères issues des résidus d'évaporation du système composite ^{56}Ni .

La figure III.29 B) illustre le domaine angulaire des fragments détectés dans la JAL 3 ayant une énergie $E_3^{\text{lab.}}$. Cette représentation a été effectuée pour les deux paires de JAL. Ceci nous a permis de mieux définir le domaine angulaire en coïncidence pour chaque détecteur (JAL). Un exemple de domaine angulaire en coïncidence pour la deuxième paire (JAL 3 et 4) est résumé dans le tableau III.10.

coïncidence	θ_{\min} (degré)	θ_{\max} (degré)
JAL 3	23.3	70.9
JAL 4	22.1	73.3

Tableau III.10 : *Domaine angulaire en coïncidence des détecteurs de fragments JAL 3 et 4.*

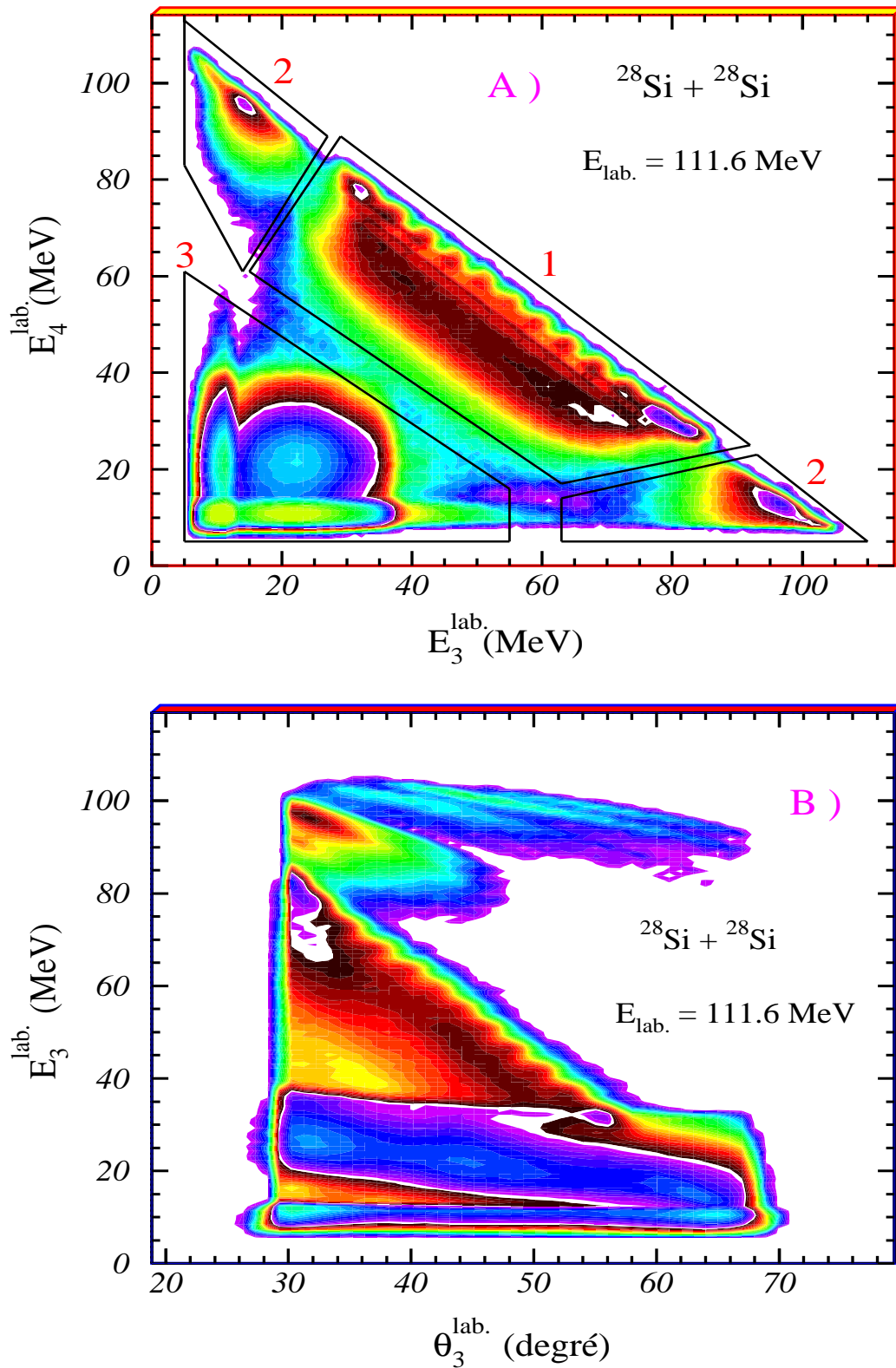


Figure III.29 : Exemple de spectres bidimensionnels mesurés en coïncidence pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$:

A) spectre d'énergie en coïncidence E_3 - E_4 .

B) spectre position-énergie θ_3 - E_3 .

La résolution en énergie de l'ensemble du dispositif expérimental associé aux fragments mesurée pour le pic de diffusion élastique $^{28}\text{Si} + ^{297}\text{Au}$ à $E_{\text{lab.}} = 111.6$ MeV est de l'ordre 120 keV. Par ailleurs, la résolution angulaire du dispositif est de l'ordre de $\Delta\theta \simeq 0.45^\circ$.

Les résultats que nous allons présenter seront exclusivement consacrés aux voies binaires et plus précisément les produits de la région 1 (voir figure III.29 A)). Avant de présenter les résultats des voies binaires, il est utile de rappeler quelques notions de base de la cinématique des réactions binaires.

III.5.1 Cinématique des Réactions Binaires

Dans ce qui suit, nous affecterons les indices p et c aux grandeurs caractéristiques du projectile et de la cible, et les indices 3 et 4 à celles des fragments dans la voie de sortie. Pour les réactions à deux corps dans la voie de sortie, les masses M_3 et M_4 des deux fragments ainsi que le bilan Q de la réaction peuvent être exprimés en fonction des angles de diffusion θ_3 et θ_4 et des énergies E_3 et E_4 selon les équations suivantes :

$$Q + E_p = E_3 + E_4 \quad (\text{III.38})$$

$$M_p \vec{V}_p = M_3 \vec{V}_3 + M_4 \vec{V}_4 \quad (\text{III.39})$$

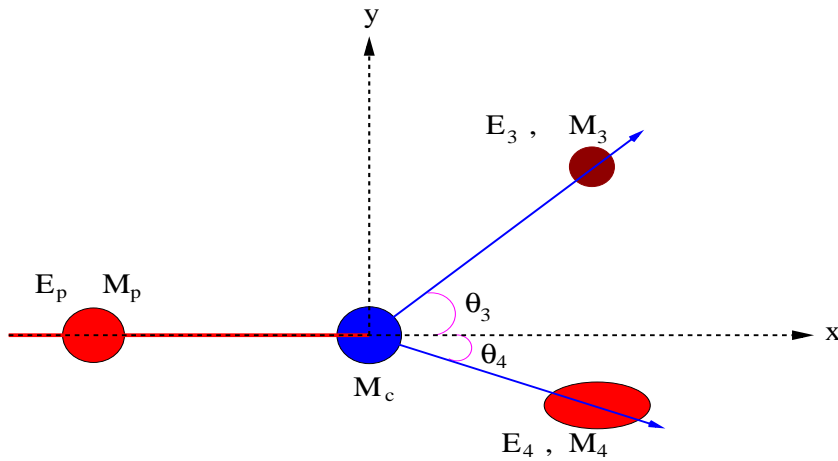


Figure III.30 : Schéma illustrant la cinématique des réactions binaires.

Après projection sur les axes x et y (voir figure III.30) et en effectuant quelques opérations élémentaires, nous obtenons les relations suivantes :

$$M_3 = \frac{M_p E_p \sin^2 \theta_4}{E_3 \sin^2(\theta_3 + \theta_4)} \quad M_4 = \frac{M_p E_p \sin^2 \theta_3}{E_4 \sin^2(\theta_3 + \theta_4)}$$

avec $M_T = M_3 + M_4$

Le bilan de réaction est donné par la relation suivante :

$$Q = E_3 + E_4 - E_p \quad (\text{III.40})$$

Par ailleurs, le passage du système du laboratoire à celui du centre de masse pour les angles de diffusion et les sections efficaces se fait par les relations suivantes [Mic64] :

$$tg(\theta_3^{c.m.}) = \frac{\sin^2(\theta_3^{lab.})}{\sin(\theta_3^{lab.}) - \mathcal{R}} \quad \text{où} \quad \mathcal{R} = \frac{A_p}{A_3 + A_4} \sqrt{\frac{A_3}{A_p} \times \frac{E_p}{E_3}}$$

$$E_3^{c.m.} = E_3^{lab.}(1 + \mathcal{R}^2 - 2\mathcal{R} \cos(\theta_3^{lab.})) \quad (\text{III.41})$$

Pour la section efficace différentielle, en tenant compte du fait que la section efficace totale est indépendante du système de référence, nous obtenons la relation de passage :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{c.m.}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{lab.}} (1 - \mathcal{R} \cos(\theta_3^{lab.})) \times (1 + \mathcal{R}^2 - 2\mathcal{R} \cos(\theta_3^{lab.}))^{1/2} \quad (\text{III.42})$$

En se basant sur ces différentes relations, nous avons pu réaliser différents traitements des événements bruts.

III.5.2 Spectres de Masse de Fragments

Les relations données au paragraphe précédant nous ont permis de construire à partir des événements bruts à l'aide du programme de tri SCAN, les spectres de masses des fragments détectés en coïncidence dans les deux JAL. La figure III.31 représente un spectre de corrélation en masse M_3 versus M_4 .

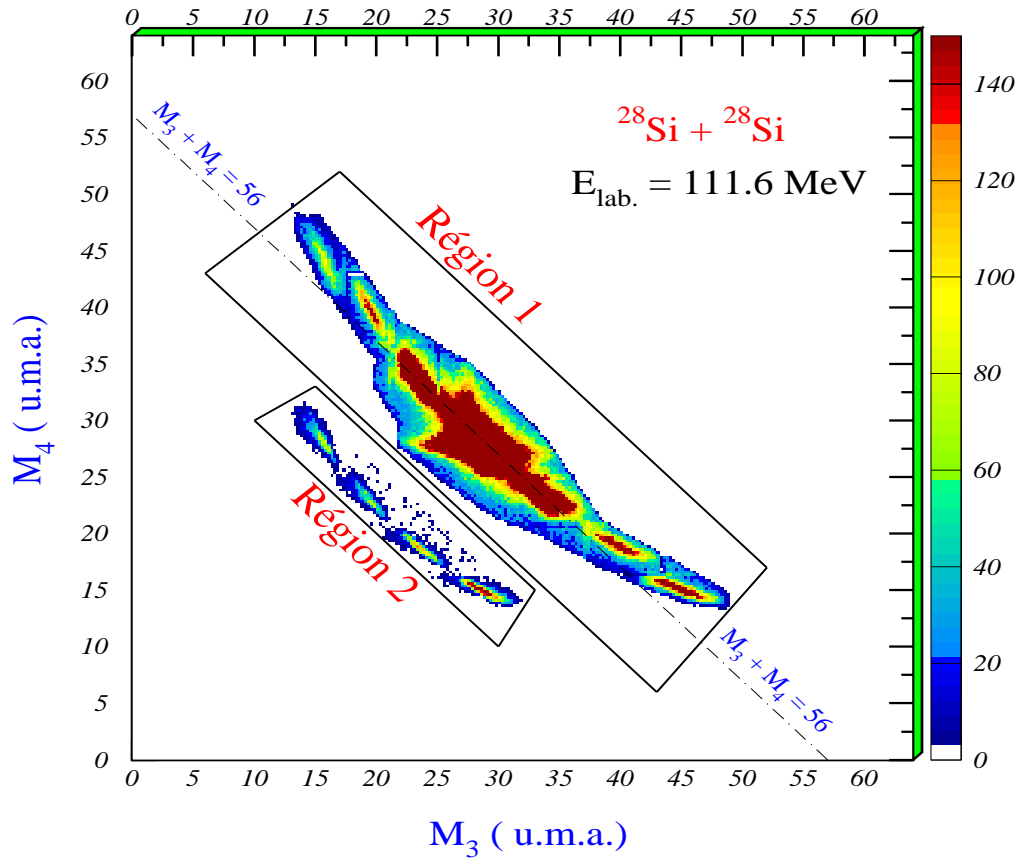


Figure III.31 : Exemple de spectre bidimensionnel M_3 - M_4 mesuré en coïncidence pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{lab.} = 111.6 \text{ MeV}$. La ligne discontinue correspond à $M_3 + M_4 = 56$.

La figure montre clairement les différents fragments en coïncidence produits lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ et que les événements de la masse ($M_3=28, M_4=28$) sont bien séparés des autres masses (16, 20, 24, 32 et 36). Nous constatons aussi que la figure se manifeste par deux régions distinctes notées région 1 et région 2 approximativement centrées autour des masses $M_3 + M_4 \simeq 56$ et $M_3 + M_4 \simeq 44$ respectivement.

Le décalage des masses en coïncidence (voir figure III.31 région 1) de la ligne $M_3 + M_4 = 56$ qui est très visible pour les voies très asymétriques (fragment léger en coïncidence avec un fragment lourd) est dû essentiellement à la difficulté de l'étalonnage à basse énergie qui a un effet direct sur les formules de masses. Ces dernières sont en fonction de l'énergie E et de l'angle θ des deux fragments détectés en coïncidence. Sachant que dans les voies très asymétriques l'un des deux fragments est émis avec une grande énergie et le deuxième fragment en coïncidence est émis avec une faible énergie.

Afin d'identifier d'une manière précise les masses en coïncidence, nous avons construit des contours autour de chaque région. Les résultats des spectres de masses obtenus en coïncidence après sélection sont présentés sur la figure III.32. Il en résulte que :

- **Coïncidence région 1 :** le spectre M_3 (ou M_4) montre que toutes les masses $M_3 = 16, 20, 24, 28, 32, 36$ et 40 ont été observées de façon significative, ce qui correspond à quatre voies binaires principales qui peuvent s'écrire : $(M_{3,4}, M_{4,3}) = (16, 40), (20, 36), (24, 32), (28, 28)$ issus de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. La voie la plus abondante qui est la voie symétrique ($M_3 = 28, M_4 = 28$) correspond aux diffusions élastique, inélastique, deep-inélastique et au processus de fusion-fission. Les autres voies correspondent aux réactions de transfert d'une ou de plusieurs particule(s) α . L'identification définitive des différentes voies est faite après constitution des spectres de bilan de réaction des deux fragments en coïncidence.
- **Coïncidence région 2 :** le spectre M_3 (ou M_4) ne présente que les masses $M_3 = 16, 20, 24$ et 28 et se manifeste d'une manière visible et qu'ils correspondent à deux voies binaires. Qui peuvent s'écrire : $(M_{3,4}, M_{4,3}) = (16, 28)$ et $(20, 24)$ issus de la réaction ^{28}Si avec le contaminant ^{16}O .
 - La voie $(M_{3,4}, M_{4,3}) = (16, 28)$ correspond aux diffusions élastique et inélastique de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$.
 - La voie $(M_{3,4}, M_{4,3}) = (20, 24)$ correspond à la réaction de transfert d'une particule α .

Dans ce qui va suivre, nous allons focaliser nos efforts sur l'étude de la région 1. L'étude spectroscopique gamma (γ) nécessite une bonne précision sur la mesure de la masse et de l'énergie car ceci a un effet direct sur le déplacement Doppler (correction Doppler). Une étude détaillée sur le choix des voies de sortie sera présentée dans le paragraphe suivant.

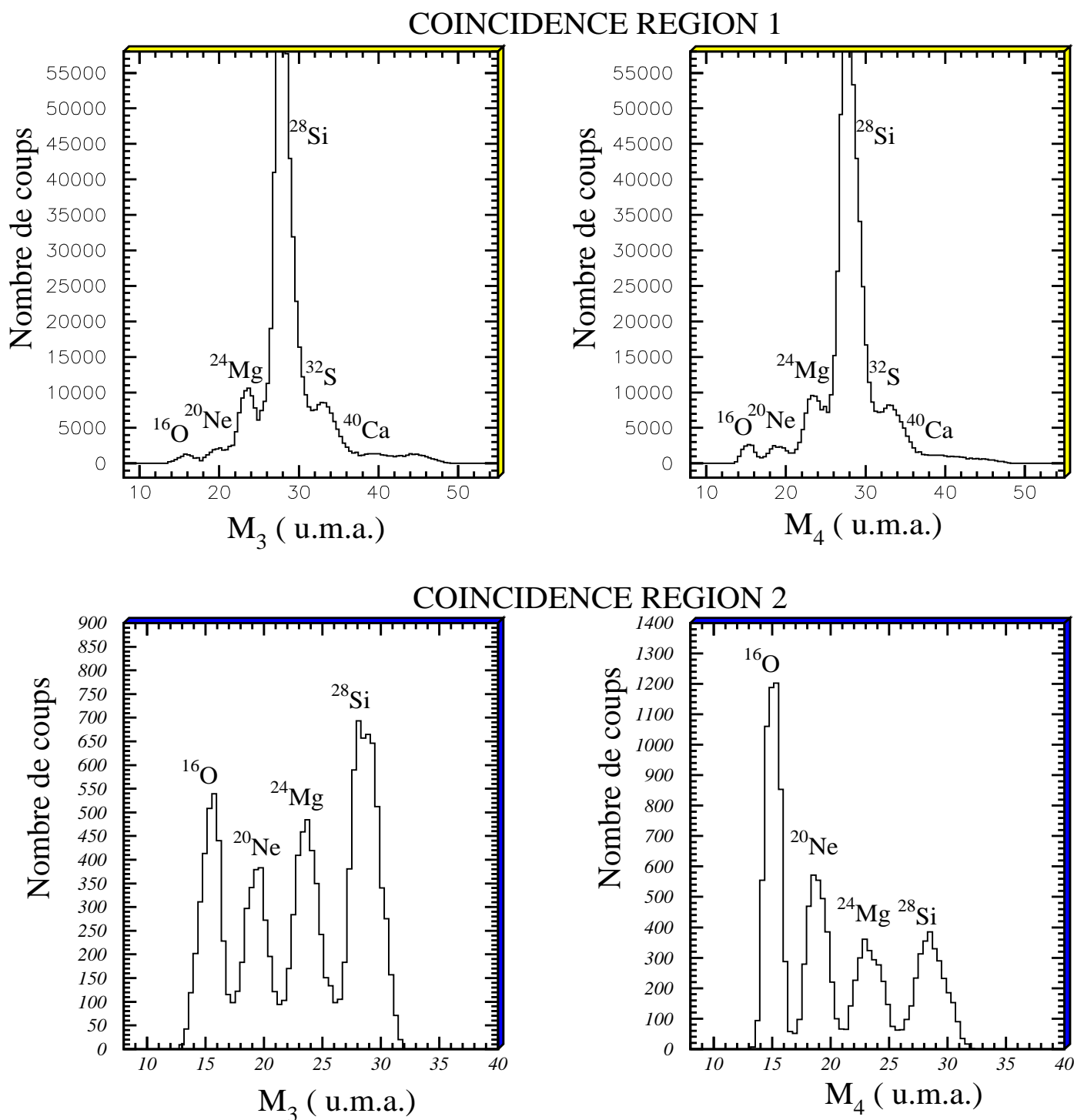


Figure III.32 : Spectres de masse M_3 et M_4 des fragments émis en coïncidence à partir des régions sélectionnées du spectre de masse bidimensionnel pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$.

III.5.3 Choix des Voies de Sortie en Vue d'une Etude Spectroscopique

Pour effectuer une étude spectroscopique qui tire pleinement profit des performances d'Eurogam Phase II, il est impératif de sélectionner bien précisément la voie de sortie afin d'appliquer la correction Doppler sur les énergies des rayonnements gammas. Cette étude nécessite un nombre d'événements conséquent et une bonne précision sur la masse et l'énergie du fragment émetteur du gamma (γ). Ceci revient d'abord à appliquer la condition de la cinématique des réactions binaires qui est $M_T = M_3 + M_4$.

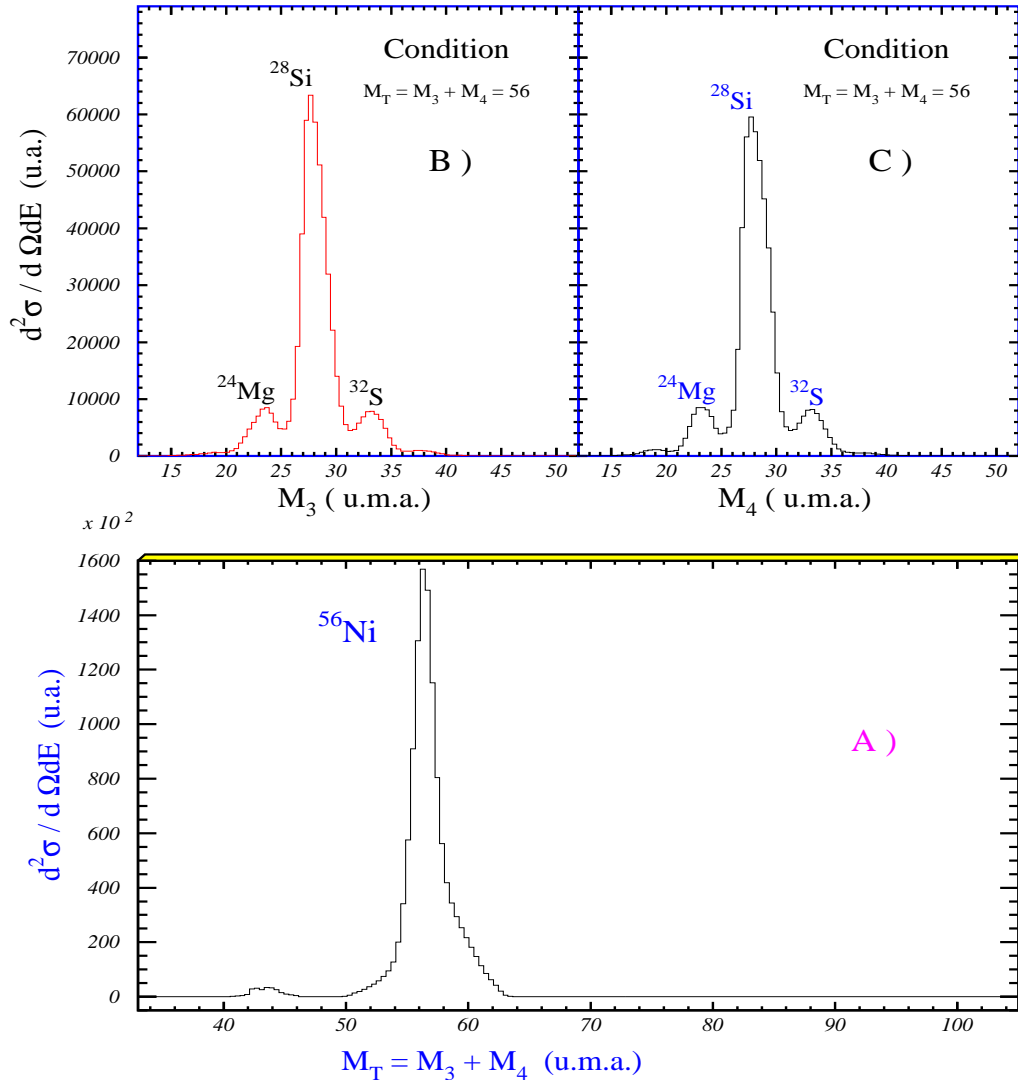


Figure III.33 : Spectres de masse M_3 (figure B) et M_4 (figure C) émis en coïncidence et obtenus avec une fenêtre $M_T = 56$ sur le spectre de masse totale (figure A) pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$.

La figure III.33 A) représente le spectre de masse totale. Nous constatons à partir de la figure que la plupart des événements sont centrés autour de la masse $M_T = 56$. En mettant une fenêtre sur $M_T = 56$, la condition de la cinématique des réactions binaires est imposée. Ensuite nous pouvons construire les spectres de masse en coïncidence M_3 , M_4 que nous avons présentés sur la figure III.33 B) et C).

Il en ressort que les voies binaires les plus abondantes sont : $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, ^{28}\text{Si})^{28}\text{Si}$ et $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, ^{24}\text{Mg})^{32}\text{S}$. Ces deux voies de sortie feront l'objet d'une étude spectroscopique. L'efficacité de coïncidence étant moindre pour les voies asymétriques, les intensités de leurs pics sont très faibles.

III.5.4 Voie de Sortie : $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$

III.5.4.a Spectres d'Énergie d'Excitation

En imposant les conditions $M_T = 56$ et $M_3 = 28$ dans le programme d'analyse, nous avons pu sélectionner la voie binaire $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, ^{28}\text{Si})^{28}\text{Si}$. Ceci nous a permis de construire le spectre d'énergie d'excitation (E_X) pour cette voie. L'énergie d'excitation pour une voie binaire bien définie est donnée par l'expression suivante :

$$E_X = Q_{gg} - Q^* = Q_{gg} + E_{lab.} - (E_3 + E_4) \quad (\text{III.43})$$

où Q_{gg} est le bilan de la réaction pour laquelle les fragments, dans la voie de sortie, sont dans leurs états fondamentaux et qui se réduit à la différence de masse entre les voies d'entrée et de sortie ($Q_{gg} = 0$ pour les voies d'entrée et de sortie identiques comme $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$).

La figure III.34.A représente un spectre bidimensionnel d'énergie d'excitation (E_X) en fonction de l'énergie de l'un des deux fragments en coïncidence. Nous pouvons distinguer à partir du spectre bidimensionnel corrigé de l'efficacité géométrique que :

- Le domaine en énergie E_3 du fragment détecté en coïncidence est compris entre 28 MeV et 88 MeV et le domaine en énergie d'excitation E_X correspondant à la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ est compris entre 0 MeV et 32 MeV. Ces domaines en énergie illustrent bien la diversité des mécanismes.
- La figure présente d'une manière très visible au moins trois bandes verticales (traces verticales) bien distinctes (séparées) qui sont :
 - ♣ La première bande verticale est centrée à une énergie d'excitation $E_X = 0$ MeV. Cette bande indique que les deux fragments du ^{28}Si sont dans leurs états fondamentaux (0_1^+ , 0_1^+). Elle concerne donc le processus de diffusion élastique. Nous remarquons également que cette bande présente des structures clairement visibles signalant que notre énergie de bombardement correspond bien à une énergie de résonance. Ceci est en accord avec les travaux de Betts [Bet85].
 - ♣ La deuxième bande est centrée à une énergie d'excitation $E_X = 1.79$ MeV. Ceci implique que l'un des deux fragments se trouve dans un état excité $^{28}\text{Si}(2_1^+)$ et l'autre dans un état fondamental $^{28}\text{Si}(0_1^+)$. Elle correspond au processus de diffusion inélastique. Elle présente pour la première fois à la différence de toutes les expériences effectuées antérieurement pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ [Bet79, Bet82, Bet85] des structures clairement visibles. Ainsi pour la première fois, une étude approfondie des distributions angulaires fragment-fragment de la diffusion inélastique permet une tentative d'attribution d'un moment angulaire. La confirmation de l'assignation de spin sera donnée par les distributions des γ associés (voir paragraphe III.5.4.b et paragraphe III.6.2).

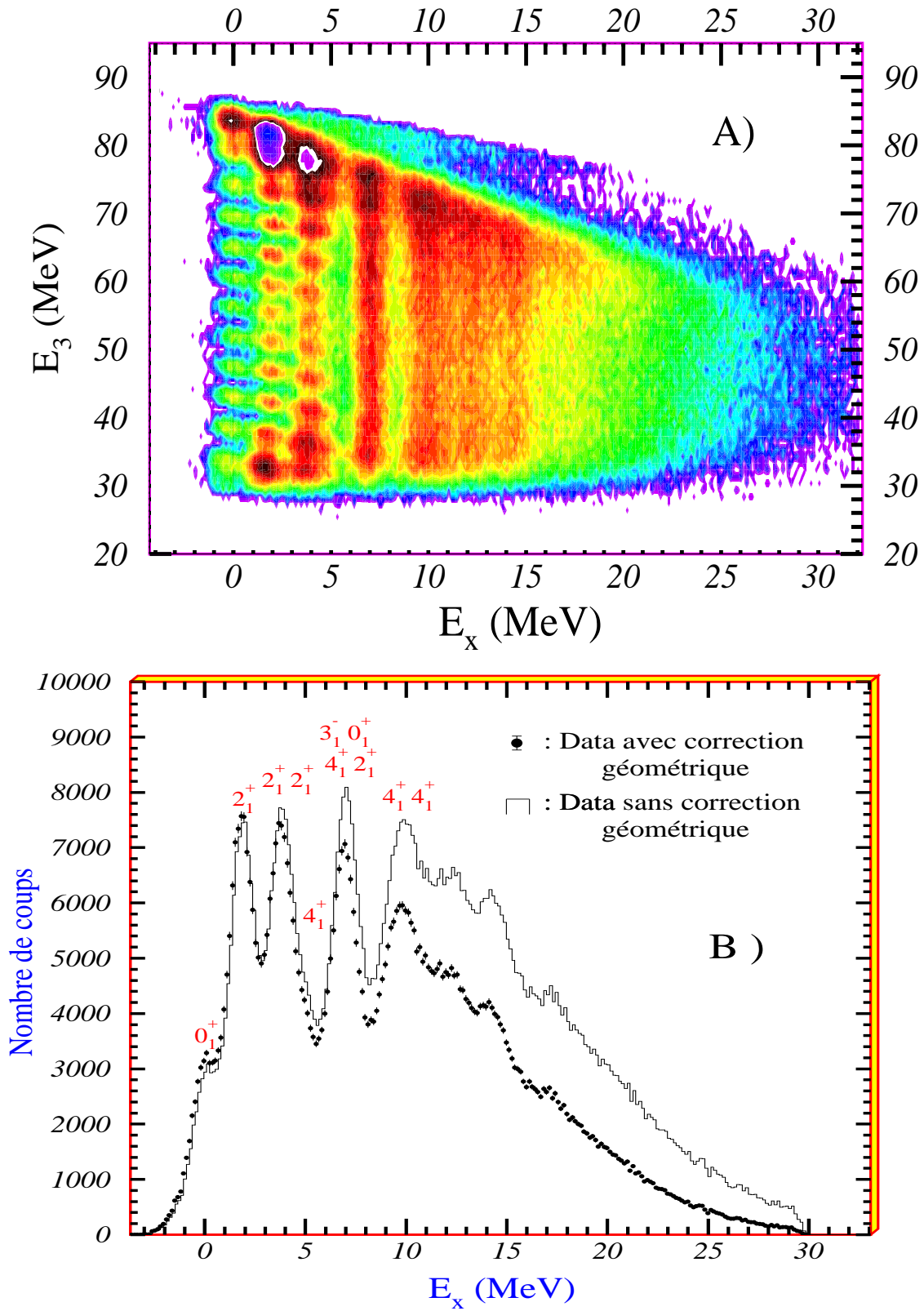


Figure III.34 : Spectres d'énergie mesurés pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à l'énergie de résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$:

A) spectre d'énergie bidimensionnel E_x - E_3

B) spectre d'énergie d'excitation expérimental (histogramme continu), spectre d'énergie d'excitation expérimental corrigé de l'efficacité en tenant compte de la géométrie de détection (points).

♣ La troisième bande, qui est centrée autour de l'énergie d'excitation $E_X = 4$ MeV, correspond aux états des deux ^{28}Si : état mutuel (2_1^+ , 2_1^+) et à l'état (0_1^+ , 4_1^+). Cette bande présente aussi des structures signalant que les états mutuels sont alimentés par un phénomène de résonance. Ainsi une étude détaillée sur cette bande sera effectuée.

Les autres bandes, qui sont situées à haute énergie d'excitation et qui sont moins structurées, peuvent être identifiées en projetant le spectre bidimensionnel sur l'axe de l'énergie d'excitation. Il en résulte de la projection la figure III.34.B. Elle montre clairement la contribution d'autres états mutuels par exemple (4_1^+ , 2_1^+), (4_1^+ , 4_1^+), (3_1^- , 0_1^+)...formant des pics à haute énergie d'excitation et qui sont relativement bien séparés. Une étude plus détaillée et approfondie pour l'identification des différents états en imposant des fenêtres sur l'énergie d'excitation sera effectuée au cours de l'étude spectroscopique (voir paragraphe III.6.).

III.5.4.b Distributions Angulaires: *Signature d'un Désalignement entre le Moment Angulaire Total de Spin (\vec{I}) et le Moment Angulaire Relatif (\vec{L}): $m_I = 0$*

1 - Distributions Angulaires des Etats de Basse Energie d'Excitation $E_X = 0$ à 4 MeV

Les mesures des distributions angulaires (DA) pour la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ ont été obtenues à partir d'un spectre bidimensionnel $E_X - \theta^{c.m.}$ avec des fenêtres sur l'énergie d'excitation E_X et projection sur l'axe angulaire $\theta^{c.m.}$. L'étape suivante consiste à normaliser le nombre de coups en se basant sur le travail de Betts [Bet97].

La figure III.35 représente les distributions angulaires (DA) des sections efficaces différentielles des voies de sortie élastique ($E_X \simeq 0$ MeV), inélastique ($E_X \simeq 1.79$ MeV) et mutuelle ($E_X \simeq 4$ MeV). L'examen de ces distributions angulaires suscite les remarques suivantes:

- Les distributions angulaires (DA) présentent de fortes oscillations dans les voies de sorties élastique, inélastique et mutuelle.
- les fortes oscillations observées dans les (DA) permettent d'extraire le moment angulaire relatif (L) dominant pour chaque voie après comparaison avec un développement en polynômes de Legendre du type $P_L^2(\cos \theta)$ avec $L = 38 \hbar$ (voir figure III.35, courbe continue).
- la structure résonnante est corrélée dans les trois voies élastique, inélastique et mutuelle. Les moments angulaires relatifs correspondants sont identiques $L = 38 \hbar$. Dans le présent travail, c'est la première fois que le moment angulaire relatif (L) est mesuré pour les voies élastique, inélastique et mutuelle à une énergie de résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6$ MeV pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. Betts [Bett85] a présenté des résultats de l'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de bombardement $E_{\text{lab.}} = 111$ MeV dont le moment angulaire relatif $L = 38 \hbar$ a été extrait pour la voie élastique uniquement. Donc, la valeur déduite de notre expérience pour le moment angulaire relatif est en bon accord avec celle proposée par Betts [Bet81a] pour la voie élastique.

Interprétation

Sachant que le moment angulaire total est donné par l'expression suivante:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{I} \quad (\text{III.44})$$

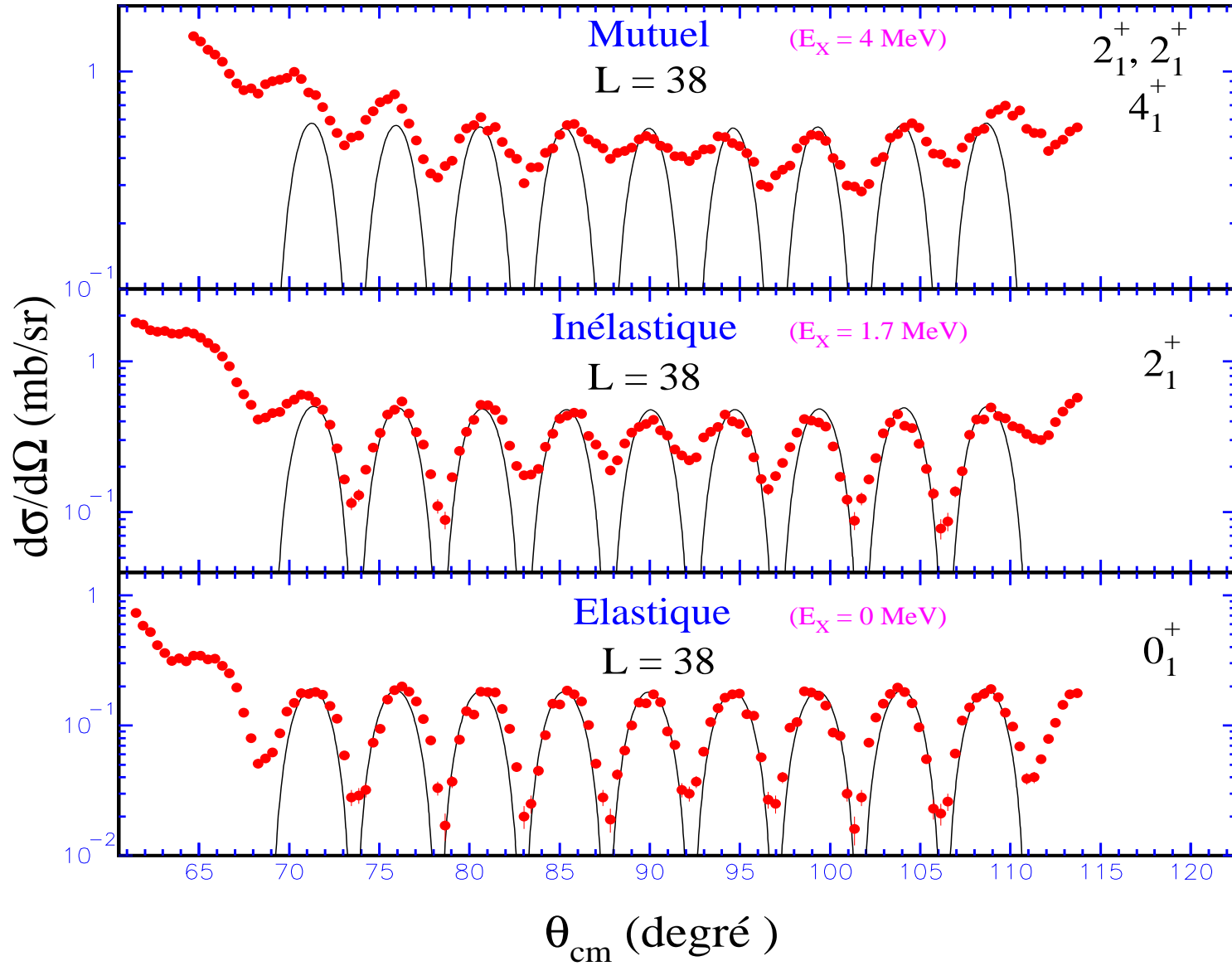


Figure III.35 : Distributions angulaires expérimentales (points) des voies élastique, inélastique et mutuelle pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à l'énergie de résonance 111.6 MeV. les courbes correspondent à un fit par un polynôme de Legendre $P_L^2(\cos\theta)$ avec $L = 38 \hbar$.

où \vec{L} est le moment angulaire relatif: $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{P}$ et \vec{I} correspond au moment angulaire total de spin : $\vec{I} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2$

le cas de la voie élastique : les deux fragments ^{28}Si se trouvent dans leurs états fondamentaux $\implies \vec{I} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2 = \vec{0}$.

Les distributions angulaires indiquent clairement que $L = 38 \hbar$. Donc nous pouvons écrire :

$$J = L = 38 \hbar \tag{III.45}$$

le cas des voies inélastique et mutuel : $\vec{I} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2 \neq \vec{0}$.

Sachant que le moment angulaire total est conservé quelque soit la voie $\implies J = 38 \hbar$. Les DA donnent $L = 38 \hbar$ dans ces voies (voir figure III.35). Donc nous pouvons écrire :

$$J = L = 38 \hbar \tag{III.46}$$

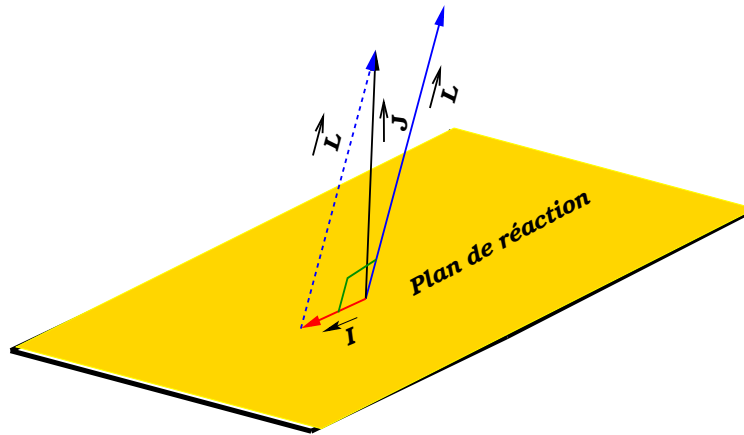
et sachant que

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{I} \quad \text{et} \quad \vec{I} \neq \vec{0} \tag{III.47}$$

Il en résulte des équations III.44 et III.45 que :

$\vec{I} \perp \vec{L} \implies$ que la projection du moment angulaire de spin \vec{I} sur le moment angulaire relatif \vec{L} est nulle : $m_I = 0$

“ le moment angulaire de spin (\vec{I}) se trouve dans le plan de réaction qui est défini par les deux fragments ^{28}Si en coïncidence ”



Cette signature de désalignement entre le moment angulaire de spin (\vec{I}) et le moment angulaire relatif (\vec{L}) a été confirmée en utilisant les distributions angulaires des rayonnements γ à l’aide du multidétecteur Eurogam phase II suivant plusieurs axes de quantification (voir paragraphe III.6.2).

2 - Distributions Angulaires des Etats de Haute Energie d'Excitation $E_X = 6$ MeV et 10 MeV

En imposant des fenêtres sur l'énergie d'excitation (voir figure III.34A.) $E_X = 6$ MeV et $E_X = 10$ MeV, nous avons pu établir les distributions angulaires des états mutuels de haute énergie d'excitation présentés sur la figure III.36. Les états mutuels correspondent aux énergies d'excitation qui ont été identifiées à l'aide de la spectroscopie γ . L'examen de ces distributions angulaires (DA) de haute énergie d'excitation suscite les remarques suivantes :

- les DA pour les états mutuels $(4_1^+, 2_1^+)$ et $(3_1^-, 0_1^+)$ correspondant à une énergie d'excitation $E_X = 6$ MeV se manifestent par un comportement **moins oscillant** que celles des états de basse énergie d'excitation et il est difficile de fiter ces DA par un polynôme de Legendre.
- les DA pour l'état mutuel $(4_1^+, 4_1^+)$ ayant une énergie d'excitation de $E_X = 10$ MeV, elles sont bien reproduites par l'expression du modèle semi-classique d'un système di-nucléaire en rotation avec une vitesse angulaire ω et un temps de vie τ :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.} = \frac{1}{\sin(\theta_{c.m.})} \exp(-\alpha\theta_{c.m.}) \quad (\text{III.48})$$

avec $\alpha = 1/\omega\tau = 0.2$.

Ceci implique que la durée de vie du système dinucléaire ^{56}Ni se trouvant dans la configuration $(4_1^+, 4_1^+)$ correspond à :

$$\tau = 0.7 \cdot 10^{-21} \text{ s}$$

Etant donné que la valeur de α est faible, les distributions angulaires pour les états mutuels $(4_1^+, 4_1^+)$ des deux fragments ^{28}Si , nous constatons que ces distributions angulaires ont un comportement proche de $1/\sin(\theta_{c.m.})$ donc il est possible de considérer que les deux fragments ^{28}Si sont susceptibles d'être issus d'un processus de **fission**.

Conclusion :

En se basant sur le comportement des distributions angulaires expérimentales, nous observons que le mécanisme de Résonance se manifeste à basse énergie d'excitation $E_X \leq 4$ MeV et le mécanisme de fission correspond à des états de haute énergie d'excitation $E_X \geq 10$ MeV.

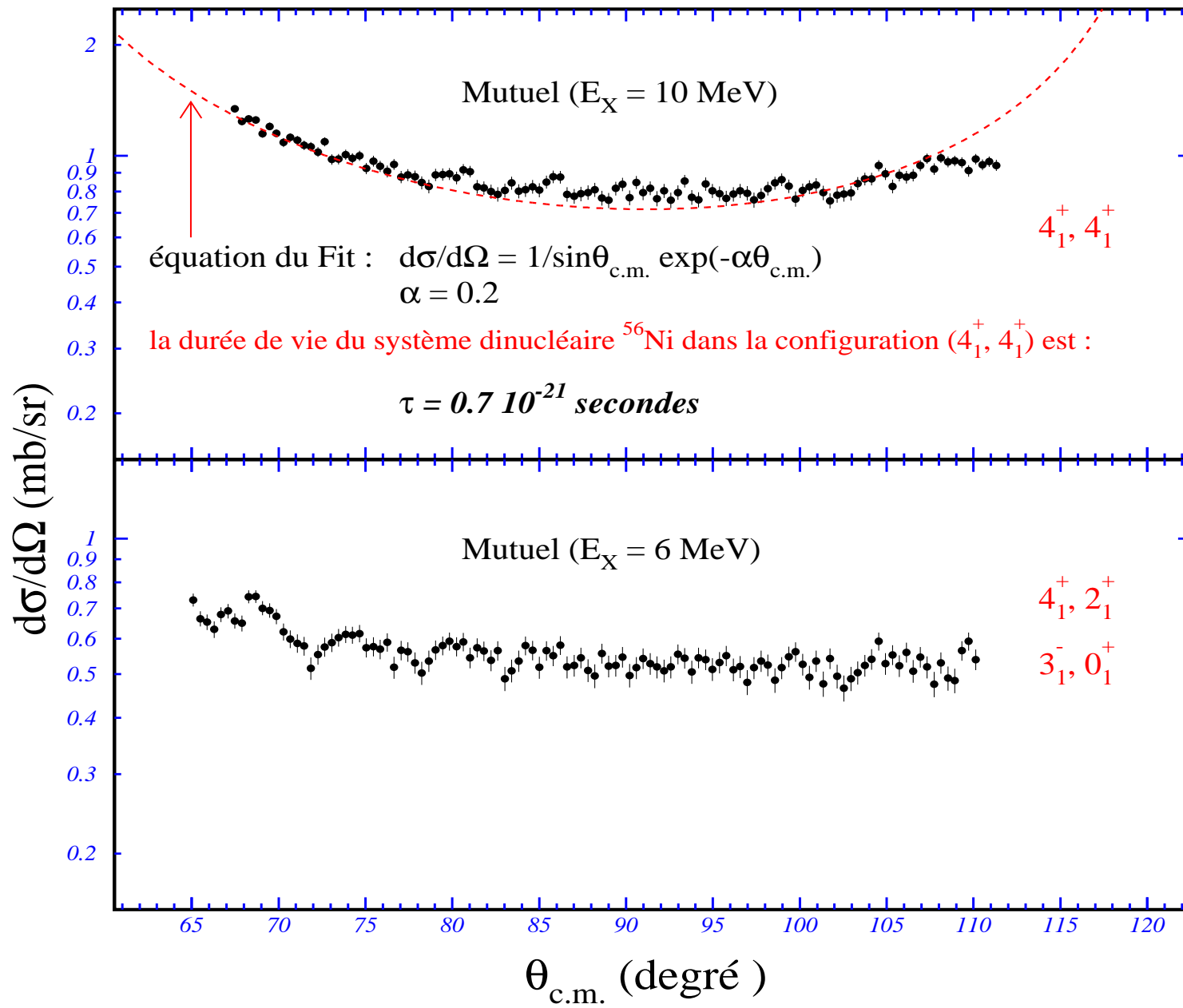


Figure III.36 : Distributions angulaires expérimentales (points) des voies mutuelle de haute énergie d'excitation pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à l'énergie de résonance 111.6 MeV.

III.5.5 Voie de Sortie : $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, ^{24}\text{Mg})^{32}\text{S}$

III.5.5.a Spectres d'Énergie d'Excitation

En imposant dans le programme d'analyse la condition $M_T = 56$ puis deux conditions sur les solutions ($M_3 = 24$) puis ($M_3 = 32$) sélectionnant la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$, il est permis de construire le spectre d'énergie d'excitation (E_X) pour cette voie. L'expression de l'énergie d'excitation E_X est définie par l'équation III.43 où Q_{gg} est le bilan de réaction pour lequel les fragments, dans la voie de sortie, sont dans leurs états fondamentaux, donc $Q_{gg} (^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}) = -3.04$ MeV.

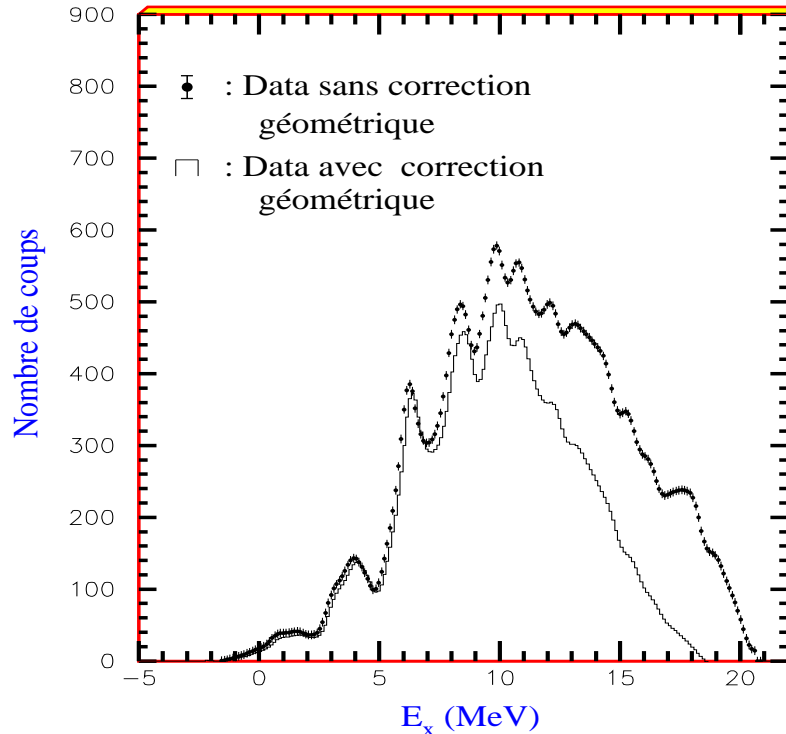


Figure III.37 : Spectres d'énergie d'excitation mesurés pour la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à l'énergie de résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6$ MeV.

La figure III.37 représente les spectres d'énergie d'excitation (E_X) (avec et sans correction géométrique) pour la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. Sur cette figure nous avons représenté un spectre E_X correspondant à une coïncidence double de type F-F mais vu la difficulté de l'identification des différents pics, nous avons eu recours aux résultats des coïncidences triples de type F-F- γ . En mettant des fenêtres sur E_X , les spectres de désexcitation γ correspondant aux deux noyaux ^{32}S et ^{24}Mg ont permis d'identifier les pics de la figure III.37 de basse énergie d'excitation mais pour les pics de haute énergie d'excitation, chaque fenêtre en E_X correspond à deux spectres de désexcitation γ qui présentent plusieurs transitions γ des noyaux ^{32}S et ^{24}Mg . Ceci implique plusieurs états mutuels $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$. D'une manière générale, les spectres d'excitation E_X de type F-F ou F-F- γ se manifestent par plusieurs structures signalant que $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ se trouvent dans plusieurs états mutuels. Une étude plus détaillée à l'aide de la spectroscopie γ pour la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ sera menée dans le paragraphe III.6.5.

III.6 Analyse des Coïncidence Triples F-F- γ

La spectroscopie γ des produits de réactions induites par ions lourds demeure sans doute la méthode expérimentale la plus performante pour l'étude de la structure des noyaux à haut spin.

Ainsi avons-nous souhaité utiliser cet outil pour l'étude de la déformation des noyaux issus d'un processus de fusion-fission ou d'un mécanisme de résonance, d'un processus binaire d'une manière générale. A cet effet, dans le présent travail nous allons étudier la spectroscopie γ des noyaux ^{28}Si , ^{24}Mg et ^{32}S issus de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de bombardement qui correspond à une énergie de résonance 111.6 MeV. La réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance permet de former un système dinucléaire ^{56}Ni se trouvant dans un état quasi-moléculaire. Notre but est d'établir quelle est la forme des produits obtenus lors de la cassure (fission) du système composite (^{56}Ni). Autrement dit quelle est la déformation des produits de fission? Pour répondre à cette question, nous allons déterminer les alimentations respectives des états des noyaux ^{28}Si , ^{24}Mg et ^{32}S produits lors de la cassure du système ^{56}Ni et, le rapport de partage de l'énergie d'excitation du système di-nucléaire (^{56}Ni) entre les deux fragments.

Pour compléter l'analyse des mesures en coïncidence fragment-fragment présentées précédemment dans le paragraphe III.5, nous allons établir en détail le peuplement des états du noyau ^{28}Si dans la région de résonance et dans la région des directes (nous allons définir le domaine angulaire des deux régions dans le paragraphe III.6.1). Ceci va permettre de déduire la forme du noyau ^{28}Si dans les deux régions. Et finalement les distributions angulaires des γ des différents états des fragments ^{28}Si , ^{24}Mg et ^{32}S pourront donner des informations sur les spins et leurs directions.

Les résultats reportés dans ce paragraphe ont été obtenus en sélectionnant les masses des fragments de chaque voie binaire et en construisant les spectres γ en coïncidence. La correction Doppler a été effectuée événement par événement relativement au fragment émetteur de γ .

III.6.1 Spectre de Désexcitation γ du Noyau ^{28}Si “ à une Energie de Résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$ ”

Pour construire le spectre de désexcitation γ du ^{28}Si , nous avons procédé de la manière suivante :

- Nous avons d'abord sélectionné la voie binaire de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ en imposant dans le programme d'analyse $M_T = 56$ et $M_3 = 28$.
- Sachant que dans la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$, les deux fragments en coïncidence sont identiques \implies problème de la correction du déplacement Doppler parce que nous ne pouvons discerner quelle est la source émettrice du γ .
- Pour contourner le problème précédent, nous avons procédé à une double correction Doppler. C'est-à-dire nous avons supposé que le fragment (3) détecté avec une vitesse V_3 et à un angle θ_3 est la source des γ et nous avons effectué la correction du déplacement Doppler avec la formule présentée au chapitre II. Ainsi pour des raisons évidentes de cohérence les γ réellement émis par le fragment (3) formeront un grand pic à la bonne

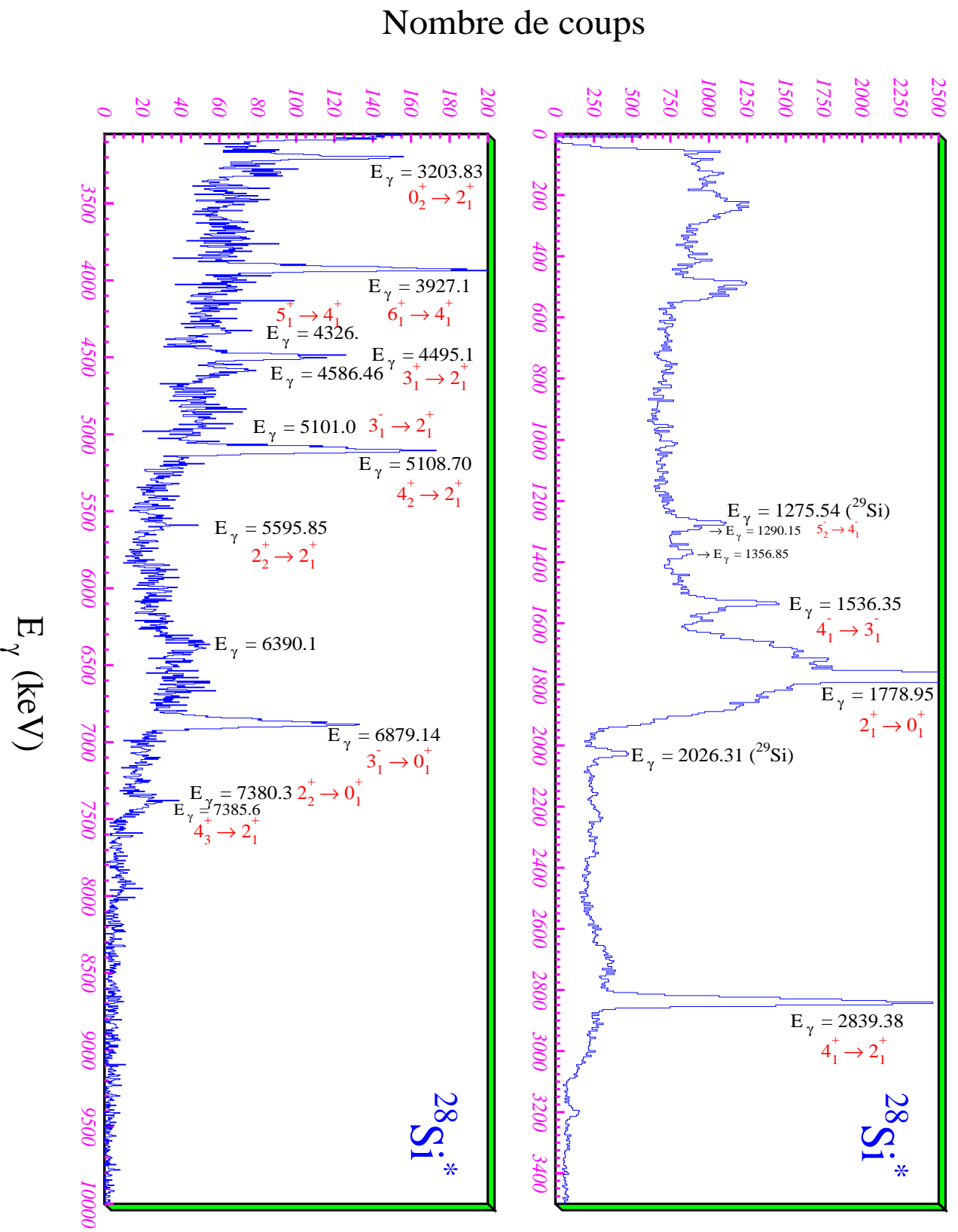


Figure III.38 : Spectre des rayonnements γ après correction Doppler émis en coïncidence avec un fragment ^{28}Si lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. La subdivision du spectre en deux parties $E_\gamma < 3500$ keV et $E_\gamma > 3000$ keV permet plus de lisibilité.

énergie et l'ensemble des événements mal corrigés se transformera en un bruit de fond. La même technique a été appliquée avec un fragment (4) qui est en coïncidence avec le fragment (3). Ensuite pour obtenir le spectre de désexcitation γ du ^{28}Si , nous avons sommé les deux spectres avec la double correction Doppler relativement aux deux fragments ^{28}Si issus de la voie de sortie binaire $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

- Il est essentiel de mentionner que dans le cas où un détecteur trèfle (un détecteur trèfle est constitué de quatre compteurs Germanium) est touché avec une multiplicité $M_\gamma = 2$ ou 3 , c'est-à-dire lorsque deux ou trois compteurs Germanium appartenant au même détecteur trèfle sont touchés, la correction du déplacement Doppler par rapport au θ_γ se fait relativement au compteur germanium dont l'énergie E_γ est la plus grande. Ceci améliore sensiblement la résolution en énergie des pics γ .

Sachant que la vitesse du fragment ^{28}Si détecté est de l'ordre $\beta = \frac{v}{c} = 7.4 \%$ et après correction du déplacement Doppler, la résolution en énergie d'Eurogam (détecteurs coniques + détecteurs trèfles) est de l'ordre de **10 keV à $E_\gamma = 1778.95 \text{ keV}$** .

La figure III.40 représente le spectre de désexcitation γ du noyau ^{28}Si obtenu après correction du déplacement Doppler. L'identification des raies γ est donnée dans le tableau III.11. Il résulte du spectre γ les observations suivantes :

- Le spectre présente des rayonnements γ de haute énergie qui sont émis lors de la désexcitation du noyau ^{28}Si . Ce dernier a été obtenu à partir de la cassure du système di-nucléaire ^{56}Ni se trouvant dans un état quasi-moléculaire. L'observation de γ de haute énergie confirme le fait que le noyau ^{28}Si occupait des états de haut spin.
- Nous pouvons également noter que les transitions γ de haute énergie par exemple $3_1^- \rightarrow 0_1^+$, $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$, $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$, $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$, $4_1^- \rightarrow 3_1^-$, $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$... signent des formes différentes du noyau ^{28}Si correspondant à des transitions appartenant à différentes structures de bande du noyau ^{28}Si . Il faut également noter que les mesures fragment-fragment ne permettent pas d'identifier toutes les structures observées (voir figure III.34) par contre les mesures fragment-fragment- γ facilitent cette identification en tirant pleinement profit des performances d'Eurogam. Nous reviendrons sur ce point plus en détail lorsque nous établirons les alimentations des états du ^{28}Si .
- Les transitions γ : $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ correspondant respectivement aux énergies $E_{2_1^+ \rightarrow 0_1^+} = 1778.95 \text{ keV}$ et $E_{4_1^+ \rightarrow 2_1^+} = 2839.38 \text{ keV}$ sont prépondérantes en tenant compte de la correction par rapport à l'efficacité relative photopique d'Eurogam phase II. Ce résultat confirme ceux obtenus dans ce travail lors de l'analyse fragment-fragment (voir paragraphe III.5.4, figure III.34).

Pour identifier les pics γ notamment les plus intenses et à haute énergie, nous nous sommes basés sur le travail de Glatz [Gla81a, Gla81b, Gla86, Bre95a, Bre95b, Bre95c] attribuant les pics γ observés dans les réactions $^{28}\text{Al}(p, \gamma)$ à $E_{\text{lab}}(p) = 2.16 \text{ MeV}$ et 2.312 MeV et $^{25}\text{Mg}(\alpha, n \gamma)$ à $E_{\text{lab}}(p) = 14 \text{ MeV}$ et 15.5 MeV à des transitions prévues par le modèle en couches [Gla81a, Gla81a].

III.6.2 Spectroscopie γ du Noyau ^{28}Si dans la Région de Résonance

III.6.2.a Spectres de Désexcitation γ du ^{28}Si et d'Énergie d'Excitation "Fenêtres sur des Pics γ "

Afin d'établir les formes et les alimentations des états de bande du noyau ^{28}Si dans la région de résonance dont les distributions angulaires présentent de fortes oscillations, il est impératif d'identifier tous les γ détectés en coïncidence avec les fragments ^{28}Si .

Pour réaliser cet objectif, nous avons mis une fenêtre sur les distributions angulaires des fragments de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$: $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$ afin de sélectionner les γ relatifs aux fragments détectés dans la région de résonance.

Le spectre de désexcitation γ du ^{28}Si détecté dans la région de résonance est présenté sur la figure III.40. Nous avons indiqué sur le spectre les énergies des transitions γ les plus intenses. Une identification plus détaillée sera résumée dans un tableau au paragraphe III.6.2.b. Mais nous pouvons déjà tirer à partir de la figure les remarques suivantes :

- En éliminant les produits de la région quasi-directe, les pics γ sont mieux séparés et plus minces. Ceci permet notamment l'apparition de nouveaux pics γ dans cette région de résonance comme par exemple les pics correspondant aux énergies suivantes : $E_\gamma = 1044.5, 3310.8, 3409.8, 3508.4$ keV.
- Les transitions γ : $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ correspondant respectivement aux énergies $E_{2_1^+ \rightarrow 0_1^+} = 1778.95$ keV et $E_{4_1^+ \rightarrow 2_1^+} = 2839.38$ keV sont toujours les transitions prépondérantes. Ce résultat indique qu'une grande majorité des états de haut spin se désexcitent par la bande fondamentale c'est-à-dire en incluant dans leur cascade un rayonnement γ correspondant aux transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ pour aboutir à l'état fondamental 0_1^+ .
- Le spectre présente des pics γ de haute énergie, impliquant que le ^{28}Si détecté dans la région de résonance occupe des états de haut spin.

Pour identifier tous les pics du spectre de désexcitation et séparer les transitions γ ayant la même énergie E_γ , nous avons eu recours aux spectres d'énergie d'excitation en imposant des fenêtres sur des pics γ . Les résultats de l'analyse sont présentés sur les figures III.41 et figure III.42. Sur ces figures, nous avons présenté les spectres d'énergie d'excitation de type coïncidence fragment-fragment (F-F), et de type coïncidence triple fragment-fragment- γ (F-F- γ) en mettant une fenêtre sur l'énergie du pic γ choisi en sélectionnant le domaine angulaire de la région de résonance.

Nous pouvons extraire de la figure III.41 et de la figure III.42 des informations très intéressantes qui sont :

- Figure A) : en mettant une fenêtre sur le pic d'énergie $E_\gamma = 1778.95$ keV correspondant à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, nous observerons tous les états qui émettent au cours de leurs chaîne de désexcitation un rayonnement γ correspondant à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. Evidemment dans les mesures de type F-F- γ le pic élastique correspondant à l'état 0_1^+ fondamental n'apparaît pas. Ceci est dû au fait que pour la diffusion élastique aucun

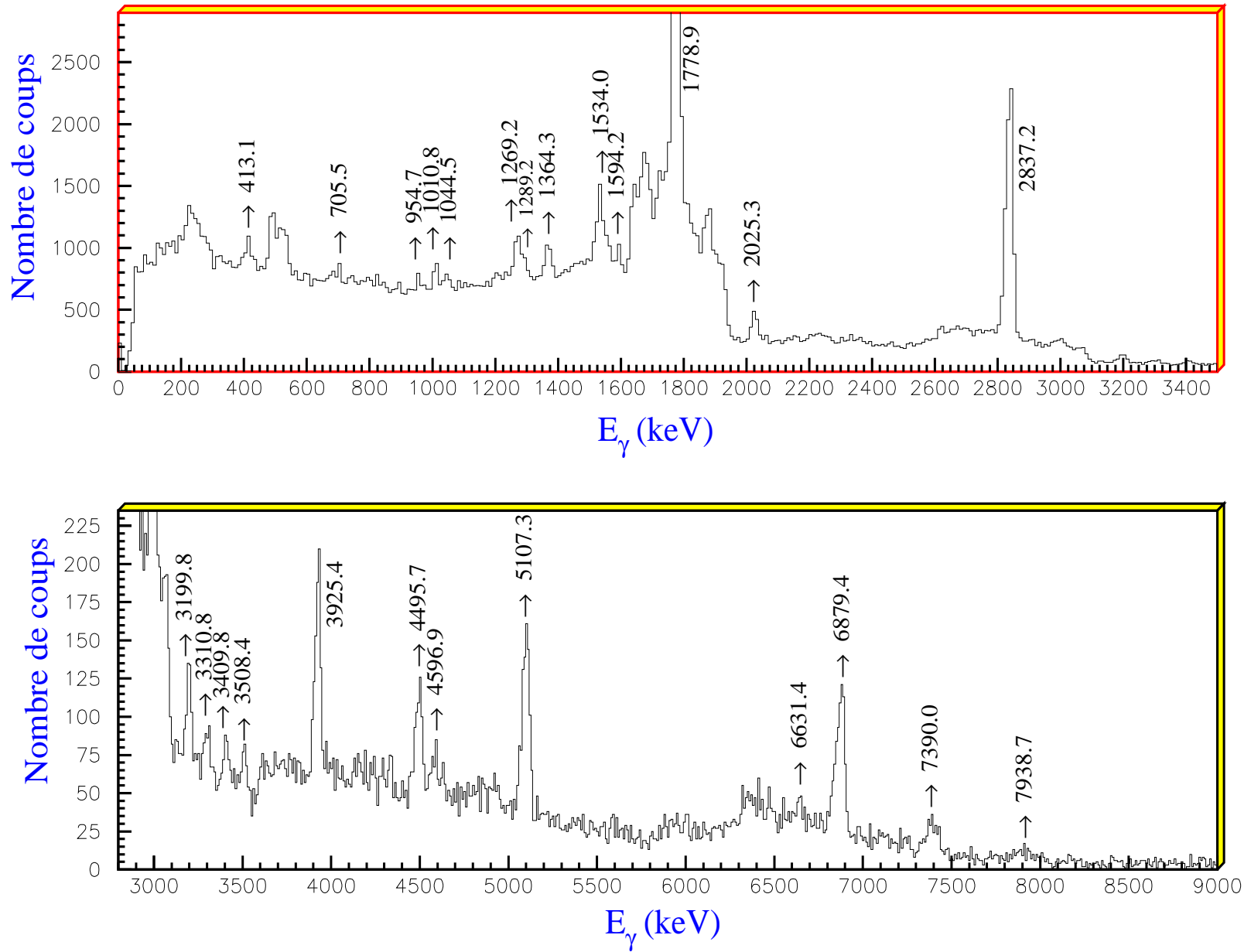


Figure III.40 : Spectre des rayonnements γ après correction Doppler détectés en coïncidence avec le fragment ^{28}Si dans la région de résonance $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$ lors de la réaction induite $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. L'identification des transitions γ est donnée dans le tableau III.11.

rayonnement γ n'est émis. Les états passant dans leurs chaînes de désexcitation par émission d'un γ correspondant à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ sont : l'état $(2_1^+, 0_1^+)$ correspondant à une énergie d'excitation $E_X = 1.7$ MeV, l'état mutuel $(2_1^+, 2_1^+)$ correspondant $E_X = 3.55$ MeV, l'état mutuel $(4_1^+, 2_1^+)$ avec $E_X = 6.4$ MeV et finalement l'état mutuel $(4_1^+, 4_1^+)$ centré autour de $E_X = 9.4$ MeV.

- Figure B) : les états ayant dans leurs chaînes de désexcitation un rayonnement γ dont l'énergie $E_\gamma = 2834.38$ keV correspondant à la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ sont : l'état $(4_1^+, 0_1^+)$ correspondant à l'énergie d'excitation $E_X = 4.7$ MeV, l'état $(4_1^+, 2_1^+)$ correspondant à $E_X = 6.4$ MeV, l'état mutuel $(4_1^+, 4_1^+)$ correspondant à $E_X = 9.4$ MeV, les états mutuels $(4_1^+, 4_2^+)$, $(4_1^+, 3_1^-)$ correspondant à $E_X = 11.5$ MeV. Nous pouvons également observer d'une manière très visible l'état mutuel $(4_1^+, 6_1^+)$ centré autour de l'énergie d'excitation $E_X = 13.5$ MeV.
- Figure C) : les états ayant dans leurs chaînes de désexcitation une émission d'un rayonnement γ d'énergie $E_\gamma = 5108.7$ keV correspondant à la transition $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ sont : l'état $(4_2^+, 0_1^+)$ correspondant à l'énergie d'excitation $E_X = 6.9$ MeV et également l'état mutuel $(4_2^+, 2_1^+)$. Nous remarquons aussi la contribution d'autres états dont l'attribution est difficile à cause de leur faible statistique.
- Figure D) : l'état mutuel le plus intense contenant dans sa chaîne de désexcitation un rayonnement γ dont l'énergie $E_\gamma = 6879.14$ keV (correspondant à la transition $3_1^- \rightarrow 0_1^+$) est l'état mutuel $(3_1^-, 2_1^+)$ correspondant à l'énergie d'excitation $E_X = 8.8$ MeV. Est également présent l'état inélastique $(3_1^-, 0_1^+)$ à $E_X = 6.9$ MeV mais sa statistique est beaucoup plus faible.
- Figure E) : en imposant une fenêtre sur la transition γ : $4_1^- \rightarrow 3_1^-$ dont l'énergie $E_\gamma = 1534.0$ keV, nous observons les états mutuels $(2_1^+, 0_1^+)$, $(2_1^+, 2_1^+)$ et $(4_1^+, 2_1^+)$ correspondant respectivement aux énergies d'excitation $E_X = 1.7$ MeV, 3.4 MeV et 6.4 MeV qui en réalité apparaissent à cause du fond Compton et que l'énergie de la fenêtre imposée est proche du pic $E_\gamma = 1778.95$ keV. L'état mutuel prépondérant comportant dans sa chaîne de désexcitation un rayonnement γ d'énergie $E_\gamma = 1534.0$ keV correspondant à la transition $4_1^- \rightarrow 3_1^-$ est l'état mutuel $(4_1^-, 2_1^+)$ à $E_X = 10.4$ MeV.
- Figure F) et H) la statistique n'est pas assez importante mais il est intéressant d'observer la répartition des états correspondant aux fenêtres imposées sur les deux pics γ correspondant aux deux figures.
- Figure G) : sur cette figure nous observons un état mutuel très important qui est $(6_1^+, 2_1^+)$ centré autour de $E_X = 10.32$ MeV. Cet état mutuel émet au cours de sa chaîne de désexcitation, un rayonnement γ dont l'énergie correspond à $E_\gamma = 3925$ keV.

D'une manière générale nous pouvons remarquer que les états d'excitation mutuelle sont favorisés par rapport aux états d'excitation simple. Pour l'identification des états et des transitions, nous nous sommes basés sur le schéma de niveaux présenté sur la figure III.39 et à partir de la référence P.M. Endt [Endt90].

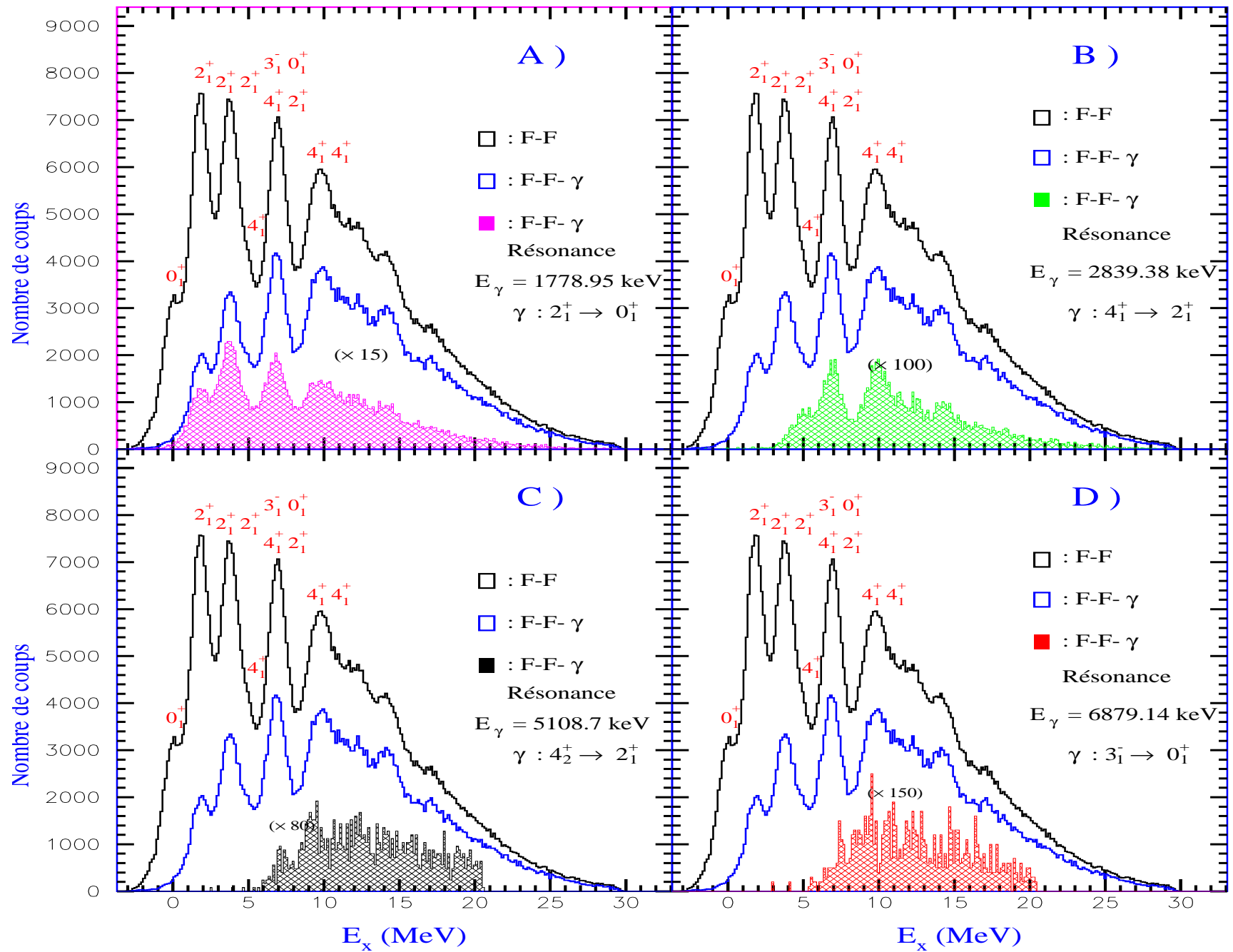


Figure III.41 : Spectres d'énergie d'excitation, coïncidence de type F-F ou γ notée F-F, coïncidence de type F-F et γ notée F-F- γ et finalement coïncidence de type F-F- γ en mettant une fenêtre sur pic γ dans la région de résonance.

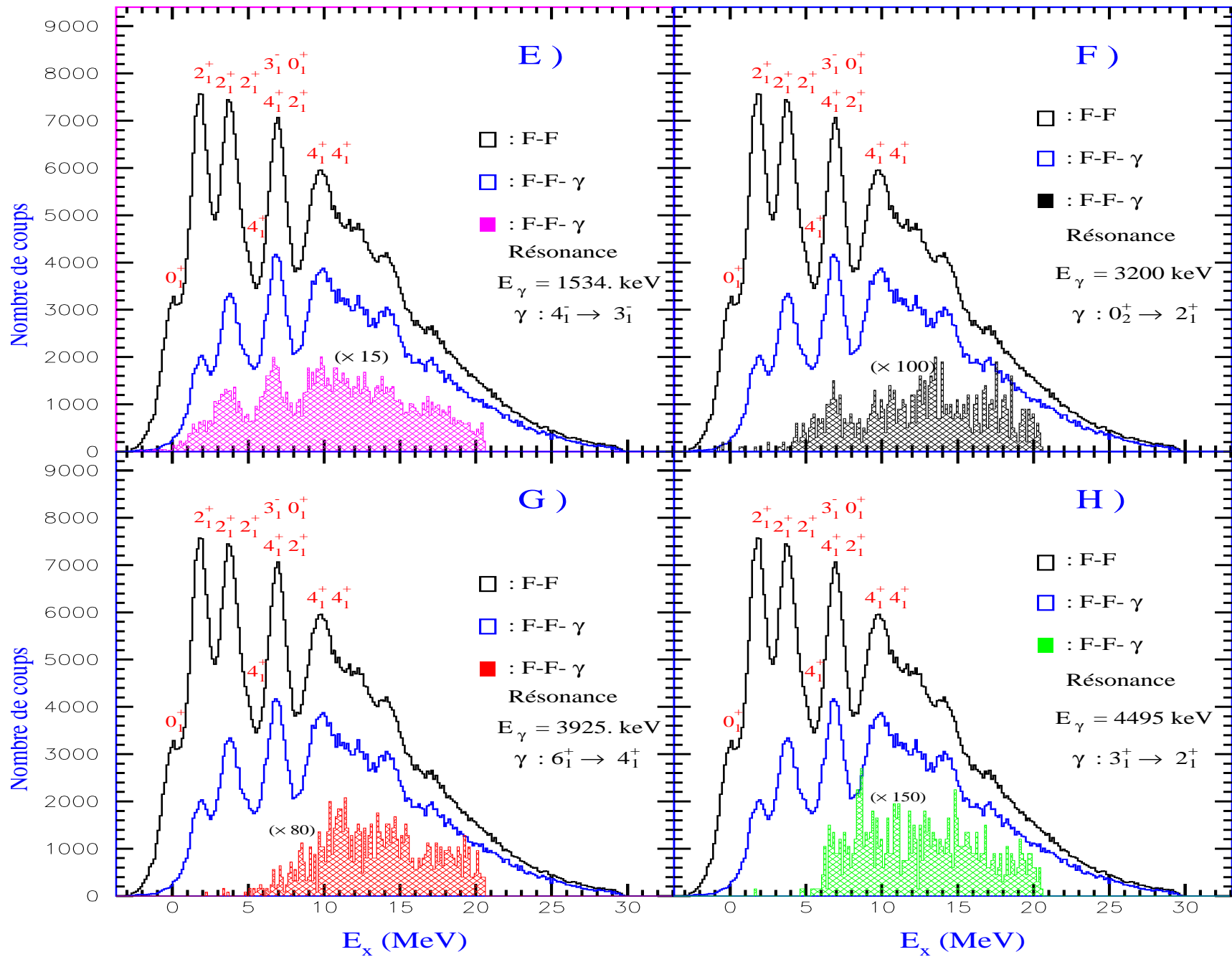


Figure III.42 : Spectres d'énergie d'excitation, coïncidence de type F-F ou γ notée F-F, coïncidence de type F-F et γ notée F-F- γ et finalement coïncidence de type F-F- γ en mettant une fenêtre sur d'autres pics γ dans la région de résonance.

III.6.2.b Intensité des Transitions γ dans la Région de Résonance

Après identification des transitions γ et connaissant leurs efficacité photopique relative, nous allons maintenant en extraire les intensités. L'efficacité photopique a été déduite à partir de la courbe d'efficacité photopique relative mesurée qui a été présentée au paragraphe II.3.7 du chapitre précédent.

L'intensité de chaque transition γ est donnée par l'expression suivante :

$$I_i = \frac{N_i}{\varepsilon_i} \quad (\text{III.49})$$

où N_i et ε_i sont le nombre de coups et l'efficacité photopique correspondant à la transition γ_i .

Pour normaliser la transition γ_i par rapport à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, nous avons utilisé l'expression suivante :

$$I_i(\text{normalisée } 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = N_i \times \frac{\varepsilon_{2_1^+ \rightarrow 0_1^+}}{\varepsilon_i} \quad (\text{III.50})$$

Pour les cas extrêmes et rares où un pic γ peut correspondre à deux types de transitions γ faute de résolution en énergie suffisante pour les séparer, le nombre de coups correspondant à chacune des transitions est déterminé en faisant intervenir le rapport d'embranchement. Les rapports d'embranchement dans ce travail ont été tirés de la référence [End90]. Supposons d'une part que l'une des transitions γ d'indice (1) ayant pour rapport d'embranchement bien connue \mathcal{B}_1 et un nombre de coups \mathcal{N}_1 inconnu se trouvant dans un pic γ correspondant à deux transitions, d'autre part nous avons une autre transition γ d'indice (2) bien connue dont le rapport d'embranchement \mathcal{B}_2 et un nombre de coups \mathcal{N}_2 et qui appartient à la même CASCADE que la transition d'indice (1). Donc le nombre de coups correspondant à la transition γ d'indice (1) est donnée par l'expression suivante :

$$\mathcal{N}_1 = \mathcal{N}_2 \times \frac{\mathcal{B}_1}{\mathcal{B}_2} \quad (\text{III.51})$$

En sélectionnant avec cette méthode la région de résonance ($73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$) pour les fragments ^{28}Si , les différentes transitions γ observées et leurs intensités I_γ sont résumées dans le tableau III.11.

La figure III.43 représente les transitions γ observées que nous avons classifié suivant leur bande K^π comme illustré par la figure III.39. Il résulte de la figure III.43 les remarques suivantes :

- Les intensités des transitions γ : $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ qui appartiennent à la bande fondamentale $K^\pi = 0^+$ sont toujours les transitions prépondérantes en tenant compte de la correction par rapport à l'efficacité relative photopique d'Eurogam phase II. Ce résultat indique qu'une grande majorité des états se désexcitent en transitant par les transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$.
- Les intensités des transitions de la bande $K^\pi = 3^-$ sont plus fortes que celles des transitions de la bande $K^\pi = 3^+$. Sachant que chaque bande correspond à une déformation

E_γ (keV) observé	Transition	Nombres de coups	Rapport d'embranchement	Efficacité ε_1	$f = \frac{\varepsilon_{1778}}{\varepsilon_1}$	Intensité I_γ
413.1	^{27}Al	622 ± 131	-	120.03	0.39	-
705.5	^{30}P	568 ± 281	-	89.53	0.52	-
954.7	^{27}Si	206 ± 52	-	72.94	0.64	-
1010.8	^{27}Al	383 ± 66	-	70.06	0.67	-
1044.5	$(2_4^+ \rightarrow 4_2^+)$	214 ± 56	-	68.45	0.68	-
1269.2	^{29}Si	774 ± 114	-	59.51	0.78	-
1289.2	$5_1^- \rightarrow 4_1^-$	320 ± 90	45 ± 2	58.84	0.79	253 ± 71
1364.3	^{24}Mg	738 ± 122	-	56.47	0.82	-
1534.0	$4_1^- \rightarrow 3_1^-$	1630 ± 160	80.1 ± 6	51.87	0.90	1467 ± 144
1594.2	^{29}Si	370 ± 95	-	50.44	0.92	-
1778.9	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	24100 ± 250	100	46.62	1.00	24100 ± 250
2025.3	^{29}Si	589 ± 69	-	42.45	1.10	-
2260.8	$3_1^- \rightarrow 4_1^+$	46 ± 4	2.7 ± 1	39.26	1.18	55 ± 4
2823.9	$5_1^- \rightarrow 3_1^-$	94 ± 26	23 ± 1	33.61	1.38	130 ± 35
2837.2	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	5870 ± 130	100	33.50	1.39	5159 ± 176
3199.8	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	200 ± 40	100	30.86	1.51	302 ± 60
3310.8	$5_2^- \rightarrow 3_1^-$	95 ± 42	100	30.16	1.55	148 ± 65
3409.8	?	90 ± 22	-	29.57	1.58	-
3508.4	?	90 ± 24	-	29.01	1.61	-
3925.4	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	570 ± 60	100	26.95	1.75	997 ± 105
4495.7	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	330 ± 40	88.2 ± 3	24.69	1.89	624 ± 76
4596.9	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	129 ± 29	63.4 ± 5	24.35	1.91	246 ± 55
4623.0	$6_3^+ \rightarrow 4_2^+$	60 ± 29	$58. \pm 4$	24.25	1.92	115 ± 56
4915.1	$0_3^+ \rightarrow 2_1^+$	25 ± 6	100	23.31	2.00	50 ± 12
5083.98	$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	42 ± 11	15 ± 1	22.85	2.04	86 ± 22
5101.2	$3_1^- \rightarrow 2_1^+$	273 ± 24	27.3 ± 1	22.79	2.05	560 ± 70
5107.3	$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	297 ± 16	98.7 ± 8	22.79	2.05	609 ± 33
6476.1	$2_5^+ \rightarrow 2_1^+$	30 ± 11	70 ± 2	19.86	2.35	70 ± 26
6631.4	$4_1^- \rightarrow 2_1^+$	130 ± 12	17.1 ± 6	19.44	2.40	312 ± 29
6879.4	$3_1^- \rightarrow 0_1^+$	580 ± 50	70 ± 11	19.06	2.45	1421 ± 122
7123.9	$1_1^- \rightarrow 2_1^+$	28 ± 7	53 ± 3	18.68	2.49	70 ± 17
7390.0	$4_3^+ \rightarrow 2_1^+$	200 ± 40	46 ± 2	18.29	2.55	510 ± 102
7922.7	$5_1^- \rightarrow 2_1^+$	22 ± 4	10 ± 1	17.59	2.65	58 ± 10
7938.7	$2_4^+ \rightarrow 0_1^+$	79 ± 31	83.2 ± 15	17.57	2.65	209 ± 82

Tableau III.11 : Liste des transitions γ émises en coïncidence avec les deux fragments ^{28}Si détectés dans la région de la Résonance $73.2 \leq \theta_{cm}^o \leq 105.6$. Ces transitions γ sont émises par des états du ^{28}Si se trouvant dans des états d'énergie d'excitation $0 \leq E_x(\text{MeV}) \leq 20$.

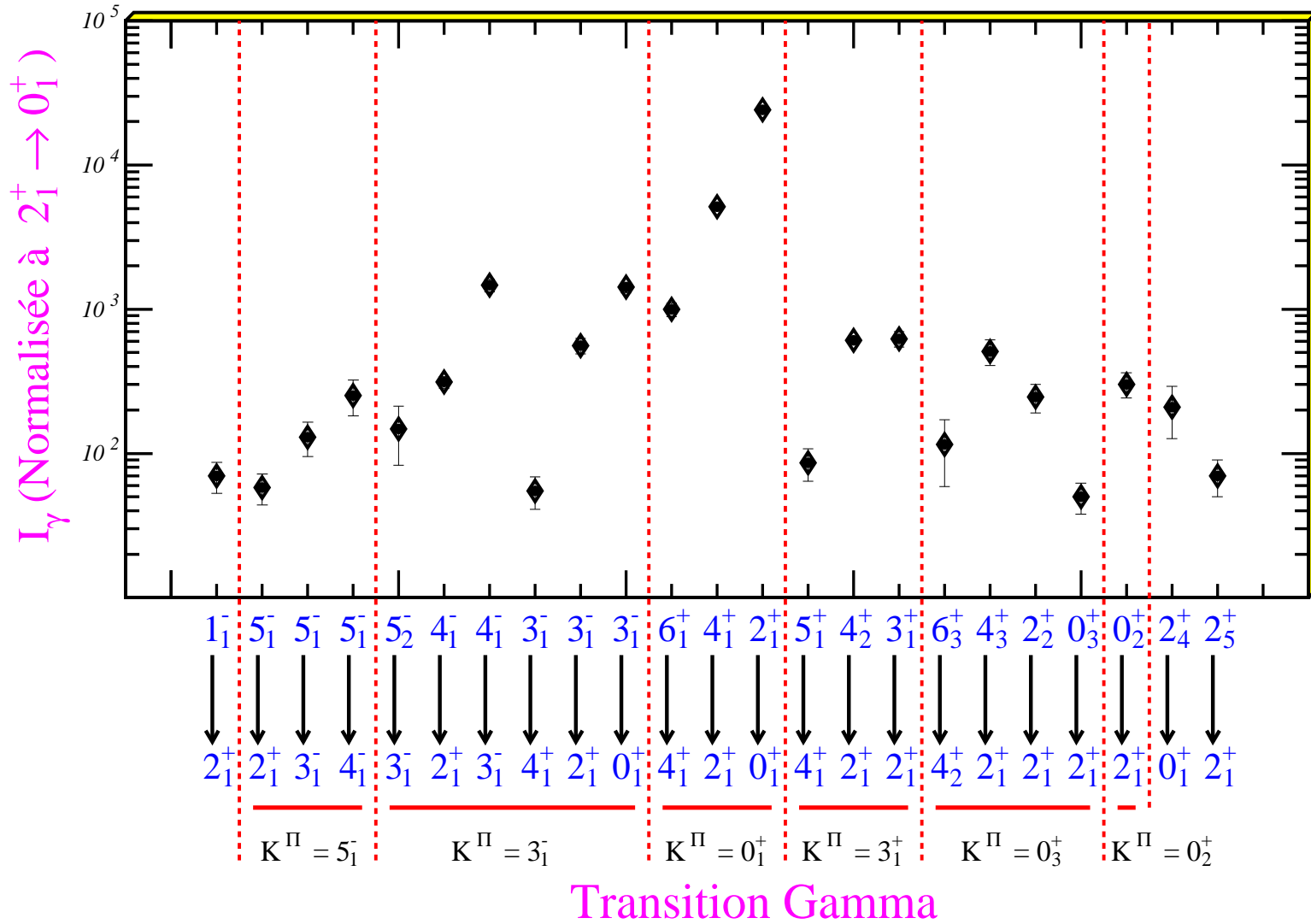


Figure III.43 : Intensité des transitions γ entre différents états du ^{28}Si obtenue en sélectionnant le domaine angulaire de la résonance $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$ lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. Les intensités des différentes transitions γ sont normalisées par rapport à l'intensité de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$.

déformation bien définie, ceci implique que le ^{28}Si a une configuration de forme dominante. Nous reviendrons sur ce point plus en détail dans le paragraphe III.6.2.c.

- Nous pouvons noter qu'il y existe quelques transitions γ qui appartiennent à des noyaux autres que ^{28}Si comme par exemple ^{27}Al , ^{30}P , ^{27}Si , ^{29}Si qui sont engendrés par un transfert d'un proton ou qui sont dus à des impuretés dans la cible comme le ^{29}Si (5 % dans la cible ^{28}Si).
- Il faut également signaler que la bande $K^\pi = 0_3^+$ correspondant à une configuration de forme du ^{28}Si très déformée est particulièrement intense.

Pour établir la déformation et l'effet de la résonance sur la forme du noyau ^{28}Si détecté dans la région de résonance $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$, il est impératif de déterminer les alimentations pures de chaque état du ^{28}Si . Une étude détaillée et approfondie sur les alimentations des états en vue de déduire la déformation du ^{28}Si sera présentée dans le paragraphe suivant.

III.6.2.c Alimentation des Etats de Bandes du Noyau ^{28}Si dans la Région de Résonance

En se basant sur les intensités des transitions γ nous pouvons maintenant établir l'alimentation "pure" de chaque état du ^{28}Si .

“ l'alimentation pure d'un état signifie l'élimination de toute contribution émanant d'une cascade ”.

Pour déterminer les alimentations des états, il faut toujours commencer à établir l'alimentation des états de plus haute énergie d'excitation. La méthode utilisée pour extraire le peuplement des états se présente de la manière suivante :

Premier cas : l'état n'est pas alimenté par cascade, c'est le cas d'un état à haute énergie d'excitation. L'alimentation de l'état i est donnée par l'expression suivante :

$$\mathcal{A}_i = I_i \times \frac{100}{\mathcal{B}_i} \quad (\text{III.52})$$

où I_i et \mathcal{B}_i sont respectivement l'intensité et le rapport d'embranchement d'une transition associée à l'état i .

Deuxième cas : l'état i est alimenté par cascade. C'est le cas lorsqu'il y a des états ($j > i$) de plus haute énergie d'excitation appartenant à la même bande ou à une autre bande qui, au cours de leurs chaînes de désexcitation par transitions γ , passent par l'état i . Les états ($j > i$) ont leurs alimentations déjà déterminées car les états (j) sont de plus haute énergie d'excitation. Dans ce cas l'alimentation de l'état i est donnée par l'expression suivante :

$$\mathcal{A}_i(E_i) = I_i \times \frac{100}{\mathcal{B}_i} - \sum_j \mathcal{A}_j(E_j) \quad \text{avec} \quad j \neq i \quad (\text{III.53})$$

où $\mathcal{A}_j(E_j)$ est l'alimentation de l'état j ayant une énergie d'excitation E_j ($E_j > E_i$).

Pour déterminer le peuplement de l'état fondamental 0_1^+ nous pouvons nous baser sur les mesures de type fragment-fragment (F-F) et fragment-fragment-gamma (F-F- γ) en procédant de la manière suivante :

- Mesures de type F-F :

- Permettent d'obtenir le nombre de coups $\mathcal{N}_{0_+}^{F-F}$ avec une fenêtre en Q sur le pic du 0_1^+
- Permettent d'obtenir le nombre de coups $\mathcal{N}_{2_+}^{F-F}$ avec une fenêtre en Q sur le pic du $(2_1^+, 0_1^+)$

- Mesures de type F-F- γ permet de :

- A partir du spectre γ : nous obtenons le nombre de coups $\mathcal{N}_{2_+}^{F-F-\gamma}$ avec une fenêtre en Q sur le pic du $(2_1^+, 0_1^+)$.

Connaissant le rapport $\mathcal{F} = \frac{\mathcal{N}_{0_+}^{F-F}}{\mathcal{N}_{2_+}^{F-F}}$ et le nombre de coups $\mathcal{N}_{2_+}^{F-F-\gamma}$, nous pouvons déduire facilement l'alimentation de l'état 0_1^+ . Le tableau présenté ci-dessous résume les alimentations des états du noyau ^{28}Si détecté dans la région de résonance $73.2 \leq \theta_{cm}^o \leq 105.6$.

<i>Etat</i>	<i>Energie (keV)</i>	<i>Alimentation de l'état du noyau ^{28}Si</i>
0_1^+	0	4436 ± 290
2_1^+	1778.9	17365 ± 395
4_1^+	4617.8	4396 ± 205
0_2^+	4979.9	280 ± 50
3_1^+	6276.2	701 ± 84
0_3^+	6691.4	50 ± 12
3_1^-	6878.7	385 ± 95
4_2^+	6887.6	374 ± 50
2_4^+	7933.4	251 ± 99
2_2^+	7380.8	238 ± 58
2_5^+	8258.7	70 ± 37
4_1^-	8413.3	1676 ± 250
6_1^+	8543.5	997 ± 105
5_1^+	8945.2	141 ± 36
4_3^+	9164.6	1109 ± 222
5_1^-	9702.3	584 ± 155
1_1^-	9929.2	70 ± 17
5_2^-	10189.6	148 ± 65
6_3^+	10509.1	198 ± 96

Tableau III.12 : Alimentations des états du noyau ^{28}Si mesurées à partir de la spectroscopie γ de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. Le fragment ^{28}Si est détecté dans la région de la résonance $73.2 \leq \theta_{cm}^o \leq 105.6$ avec une énergie d'excitation $0 \leq E_x(\text{MeV}) \leq 20$.

Avant d'aborder la question de la déformation du noyau ^{28}Si nous allons tenter d'extraire à partir des alimentations des états et à partir des mesures F-F une information très importante relative à la question suivante :

Quel est le rapport du partage de l'énergie d'excitation du système dinucléaire (^{56}Ni dans le présent travail) entre les deux fragments ^{28}Si dans le cas où ils se trouvent dans un état d'excitation simple par exemple $(4_1^+, 0_1^+)$ et le cas où ils se trouvent dans un état mutuel excité total par exemple $(4_1^+, \sum_i(0_i, I_i^))$?*

L'expérience $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ de type F-F- γ élaborée dans ce travail va nous permettre de répondre à cette question.

Premier exemple : en faisant une fenêtre sur le bilan de réaction correspondant au 2_1^+ nous obtenons à partir des spectres γ du ^{28}Si l'alimentation de l'état $(2_1^+, 0_1^+)$ qui correspond à la valeur suivante :

$$\mathcal{A}_s(2_1^+, 0_1^+) = 1570 \pm 90 \quad (\text{III.54})$$

d'après l'étude faite précédemment nous avons établi l'alimentation de l'état mutuel excité total $(2_1^+, \sum_i(0_i, I_i^*))$ correspondant à la valeur suivante :

$$\mathcal{A}_{ex}(2_1^+, \sum_i(0_i, I_i^*)) = 17365 \pm 395 \quad (\text{III.55})$$

où I_i^* est un état i excité du deuxième fragment ^{28}Si .

Donc le rapport du partage de l'énergie d'excitation du système di-nucléaire ^{56}Ni entre le cas où un fragment est dans un état excité et celui de l'état fondamental. Par exemple l'état mutuel simple $(2_1^+, 0_1^+)$ et le cas : les deux fragments (^{28}Si) sont dans des états excités par exemple l'état mutuel excité total $(2_1^+, \sum_i(0_i, I_i^*))$ est :

$$\mathcal{R}^{s/ex} = \frac{\mathcal{A}_s(2_1^+, 0_1^+)}{\mathcal{A}_{ex}(2_1^+, \sum_i(0_i, I_i^*))} = \frac{1570}{17365} = 11 \%$$

Deuxième exemple : en imposant une fenêtre sur le pic γ $(4_1^+, 2_1^+)$ nous avons pu extraire à partir du spectre d'énergie d'excitation l'alimentation de l'état $(4_1^+, 0_1^+)$ qui correspond à la valeur suivante :

$$\mathcal{A}_s(4_1^+, 0_1^+) = 560 \pm 43 \quad (\text{III.56})$$

d'après l'étude faite précédemment nous avons établi l'alimentation de l'état mutuel excité total $(4_1^+, \sum_i(0_i, I_i^*))$ correspondant à la valeur suivante :

$$\mathcal{A}_{ex}(4_1^+, \sum_i(0_i, I_i^*)) = 4396 \pm 205 \quad (\text{III.57})$$

ce qui conduit au rapport du partage de l'énergie d'excitation du système di-nucléaire ^{56}Ni suivant :

$$\mathcal{R}^{s/ex} = \frac{\mathcal{A}_s(4_1^+, 0_1^+)}{\mathcal{A}_{ex}(4_1^+, \sum_i(0_i, I_i^*))} = \frac{560}{4396} = 12.7 \%$$

De la même manière nous avons extrait le rapport entre l'état mutuel simple ($0_1^+, 0_1^+$) et les états mutuels excités ($0_1^+, \sum_i(0_i, I_i^*)$). Le résultat obtenu est :

$$\mathcal{R}^{s/ex} = \frac{\mathcal{A}_s(0_1^+, 0_1^+)}{\mathcal{A}_{ex}(0_1^+, \sum_i(0_i, I_i^*))} = \frac{1274}{8354} = 15 \%$$

En conclusion :

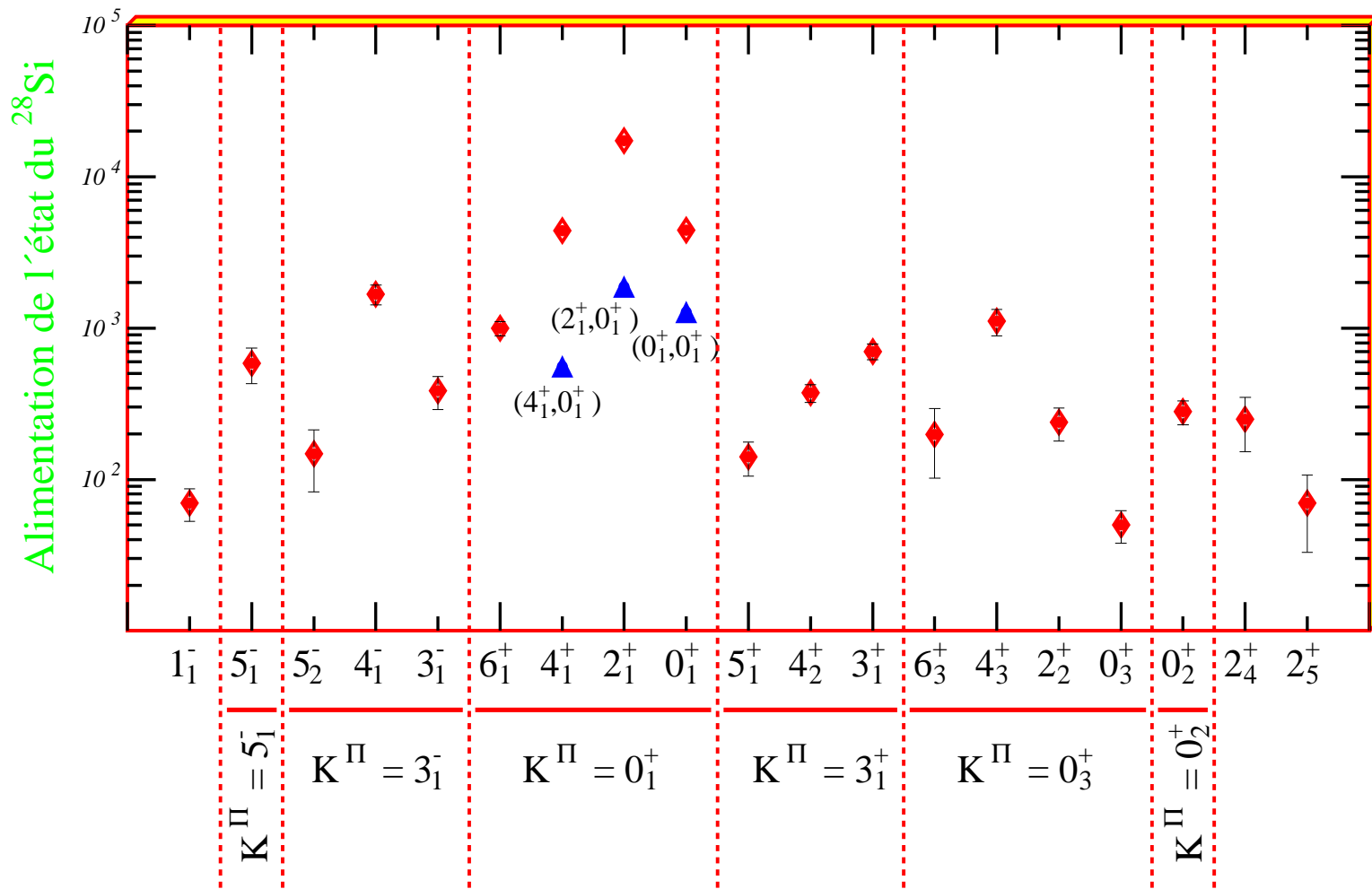
le rapport du partage de l'énergie d'excitation du système dinucléaire ^{56}Ni entre le cas où l'un des fragments est dans un état excité et l'autre étant dans un état fondamental (état mutuel simple) et le cas où les deux fragments (^{28}Si) sont dans des états excités (état mutuel excité) est de l'ordre :

$$\mathcal{R}^{s/ex} = \sum_{i=1}^{i=N} \frac{\mathcal{R}_i^{s/ex}}{N} = 13 \% \quad \text{avec} \quad N = 3$$

Après avoir répondu à la question concernant le partage de l'énergie d'excitation du système di-nucléaire ^{56}Ni sur les deux fragments ^{28}Si et ayant établi toutes les alimentations des états du ^{28}Si nous pouvons maintenant aborder la question de la déformation du ^{28}Si .

La figure IV.16 montre l'alimentation des états du noyau ^{28}Si . Chaque état est représenté dans sa propre bande K^π du ^{28}Si .

Connaissant l'alimentation des différentes bandes K^π nous pouvons déduire la nature de la déformation du noyau ^{28}Si détecté dans la région de résonance $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$. Mais avant de se prononcer, il faut d'abord connaître quels sont les types de déformation correspondant à chaque bande K^π . Pour cela nous avons eu recours au modèle **rotationnel**



Etats du ^{28}Si dans la région de la résonance

Figure III.44 : Alimentations des états du ^{28}Si obtenues en sélectionnant le domaine angulaire de la résonance $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$ lors de la réaction induite $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. Les points “Diamants rouges” correspondent à l'alimentation des états mutuels excités. Les points “Triangles bleus” correspondent à l'alimentation des états d'excitation simple.

et au modèle en couches appliquées au noyau ^{28}Si et qui ont été présentés par Glatz et al. dans les références [Gla81a, Gla81b, Gla86, Bre95a, Bre95b, Bre95c].

D'après le modèle en couches et le modèle rotationnel :

- La bande $K^\pi = 0_1^+$ correspond à une *déformation oblate*.
- La bande $K^\pi = 3_1^+$ correspond à une *déformation prolate*.
- La bande $K^\pi = 0_2^+$ correspond à une *déformation prolate*.
- La bande $K^\pi = 0_3^+$ correspond à une *grande déformation prolate* et elle correspond à des états *de haut spin*.
- La bande $K^\pi = 3_1^-$ correspond à une *déformation oblate*.
- La bande $K^\pi = 5_1^-$ correspond à une *grande déformation oblate* dont le nombre quantique correspondant à cette bande est $K = 5$.

En se basant sur la déformation de chaque bande K^π illustrée par le modèle en couches et le modèle rotationnel nous pouvons déduire la déformation du ^{28}Si d'après l'alimentation des états présentés sur la figure IV.16. Il résulte de la figure :

♠ la bande $k^\pi = 0_1^+$ est fortement alimentée impliquant que le noyau ^{28}Si est dominé par une déformation **oblate**

♠ la bande $k^\pi = 3_1^-$ est fortement alimentée par rapport à la bande $k^\pi = 3_1^+$. Ceci est une indication que le noyau ^{28}Si a une préférence pour une **déformation de forme oblate**

♠ pour la première fois dans l'étude de la spectroscopie γ du ^{28}Si nous remarquons une **forte alimentation de la bande $k^\pi = 0_3^+$** correspondant à une **large déformation prolate**. Ce qui n'a pu être mis en évidence dans d'autres travaux antérieurs par exemple les travaux de Glatz et al. [Gla81a, Gla81b, Gla86, Bre95a, Bre95b, Bre95c] pour les réactions $^{24}\text{Mg}(\alpha, n\gamma)$ et $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$. Une première indication a pourtant été donnée dans les travaux de Sanders et al. [San94] dont la réaction induite était $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, ^{28}\text{Si})^{28}\text{Si}$.

*la forte alimentation de la bande $K^\pi = 0_3^+$ correspondant à une **grande déformation prolate** pourrait être attribuée au fait que la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ a été effectuée sur une énergie de résonance 111.6 MeV et que le fragment ^{28}Si est détecté dans la région de résonance $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$ pour laquelle les distributions angulaires présentent des fortes oscillations.*

III.6.2.d Distributions Angulaires γ des Etats $(2_1^+, 0_1^+)$ et $(2_1^+, 2_1^+)$ ^{28}Si : *Confirmation du Désalignement entre le Moment Total de Spin (\vec{I}) et le Moment Angulaire Relatif (\vec{L}): $m_I = 0$*

Afin de vérifier et de confirmer le désalignement entre le spin (\vec{I}) et le moment angulaire relatif (\vec{L}): $m_I = 0$ mis en évidence dans les distributions angulaires fragment-fragment des voies élastique, inélastique et mutuelle (voir figure III.35) en sélectionnant la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$, il est impératif de constituer les distributions angulaires γ des états mutuels $(2_1^+, 0_1^+)$ et $(2_1^+, 2_1^+)$ des deux noyaux ^{28}Si .

Pour établir les distributions angulaires γ d'un état mutuel, nous procéderons de la manière suivante :

1 - il faut d'abord normaliser les compteurs Ge (détecteurs tronconiques + détecteurs clovers). Ceci a été effectué en utilisant la source ^{56}Co qui a un pic γ proche (en énergie) du pic γ du ^{28}Si dont les distributions angulaires γ seront établies.

2 - il est intéressant de déterminer les intensités γ pour l'état mutuel étudié dans le plan (θ, ϕ) du multidétecteur $4\pi\gamma$.

3 - choisir les axes de quantification et établir les corrélations angulaires γ suivant l'axe choisi.

4 - mettre une condition sur le spectre d'énergie du ^{28}Si (par exemple $Q = 1.78$ MeV).

La figure III.45 représente un exemple des intensités γ pour l'état mutuel simple $(2_1^+, 0_1^+)$ dans le plan (θ, ϕ) du multidétecteur Eurogam phase II pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}} = 111.6$ MeV.

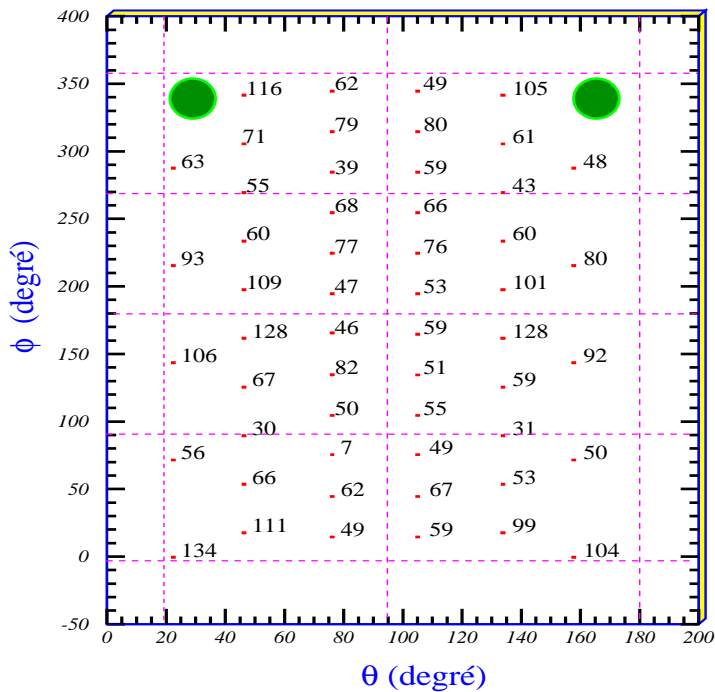


Figure III.45 : Intensités γ de l'état d'excitation simple $(2_1^+, 0_1^+)$ du ^{28}Si représentées dans le plan (θ, ϕ) du multidétecteur Eurogam phase II. Le fragment ^{28}Si issu de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}} = 111.6$ MeV est détecté dans la région de résonance $73.2^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 105.6^\circ$. Le cercle en vert correspond au trou du faisceau.

Il résulte de la figure III.45 que Eurogam peut être divisé en 8 parties qui sont complètement symétriques du point de vue de l'intensité γ . Les intensités γ illustrées sur la figure III.45 dans le plan (θ, ϕ) sont représentées en choisissant l'axe du faisceau comme axe de quantification. La même représentation a été faite pour l'état mutuel excité $(2_1^+, 2_1^+)$ des deux noyaux ^{28}Si .

La figure III.46 représente les axes de quantification choisis pour établir les distributions angulaires γ :

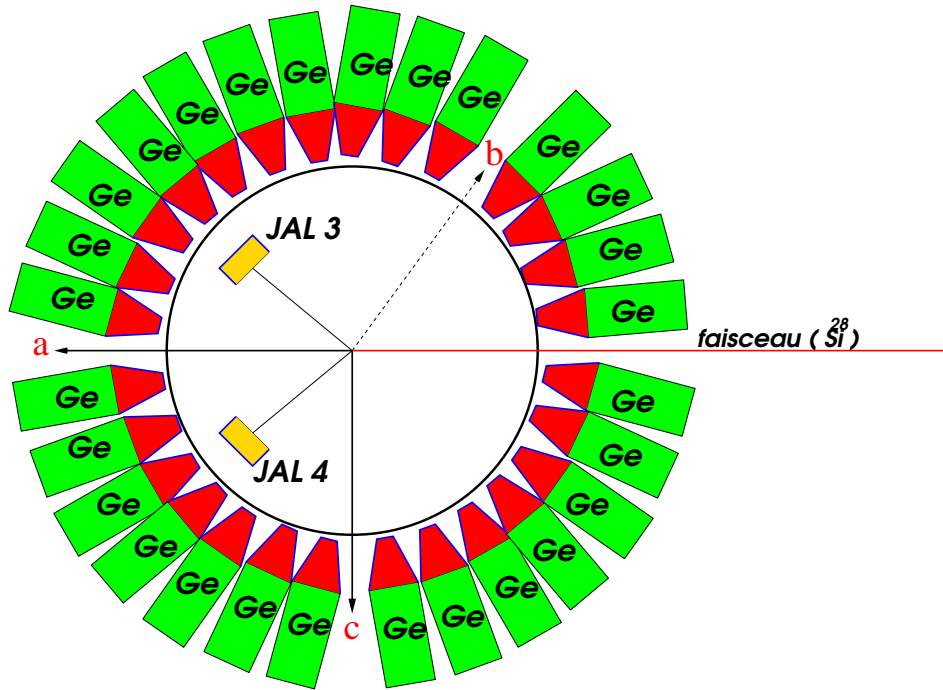


Figure III.46 : Schéma illustrant la disposition des différents axes de quantification $\vec{o}\vec{a}$, $\vec{o}\vec{b}$ et $\vec{o}\vec{c}$

- l'axe $\vec{o}\vec{a}$: est l'axe suivant la direction du faisceau.
- l'axe $\vec{o}\vec{b}$: est l'axe perpendiculaire au plan de réaction \widehat{aoc}
- l'axe $\vec{o}\vec{c}$: est l'axe perpendiculaire au plan \widehat{aob} . Il correspond en première approximation à l'axe de la quasi-molécule que constituent les deux fragments ^{28}Si et, que l'axe $\vec{o}\vec{c}$ passe par leurs centres. En résumé, l'axe $\vec{o}\vec{c}$ correspond au vecteur passant par le centre des deux fragments ^{28}Si dans le système de centre de masse (sachant que pour chaque fragment détecté en coïncidence a pour angle $\theta_{\text{F}}^{\text{lab}} \simeq 45^\circ$ par rapport à la direction du faisceau et que les détecteurs (JAL) de fragments sont symétriques par rapport à la direction du faisceau).

En se basant sur la définition des axes de quantification $\vec{o}\vec{a}$, $\vec{o}\vec{b}$ et $\vec{o}\vec{c}$ nous pouvons établir les distributions angulaires γ des états d'excitation simple ou des états mutuels excités des deux noyaux ^{28}Si .

La figure III.47 représente les distributions angulaires γ des états mutuels $(2_1^+, 0_1^+)$ et $(2_1^+, 2_1^+)$ des deux fragments ^{28}Si suivant les trois axes de quantification $\vec{o}\vec{a}$, $\vec{o}\vec{b}$ et $\vec{o}\vec{c}$ définis précédemment.

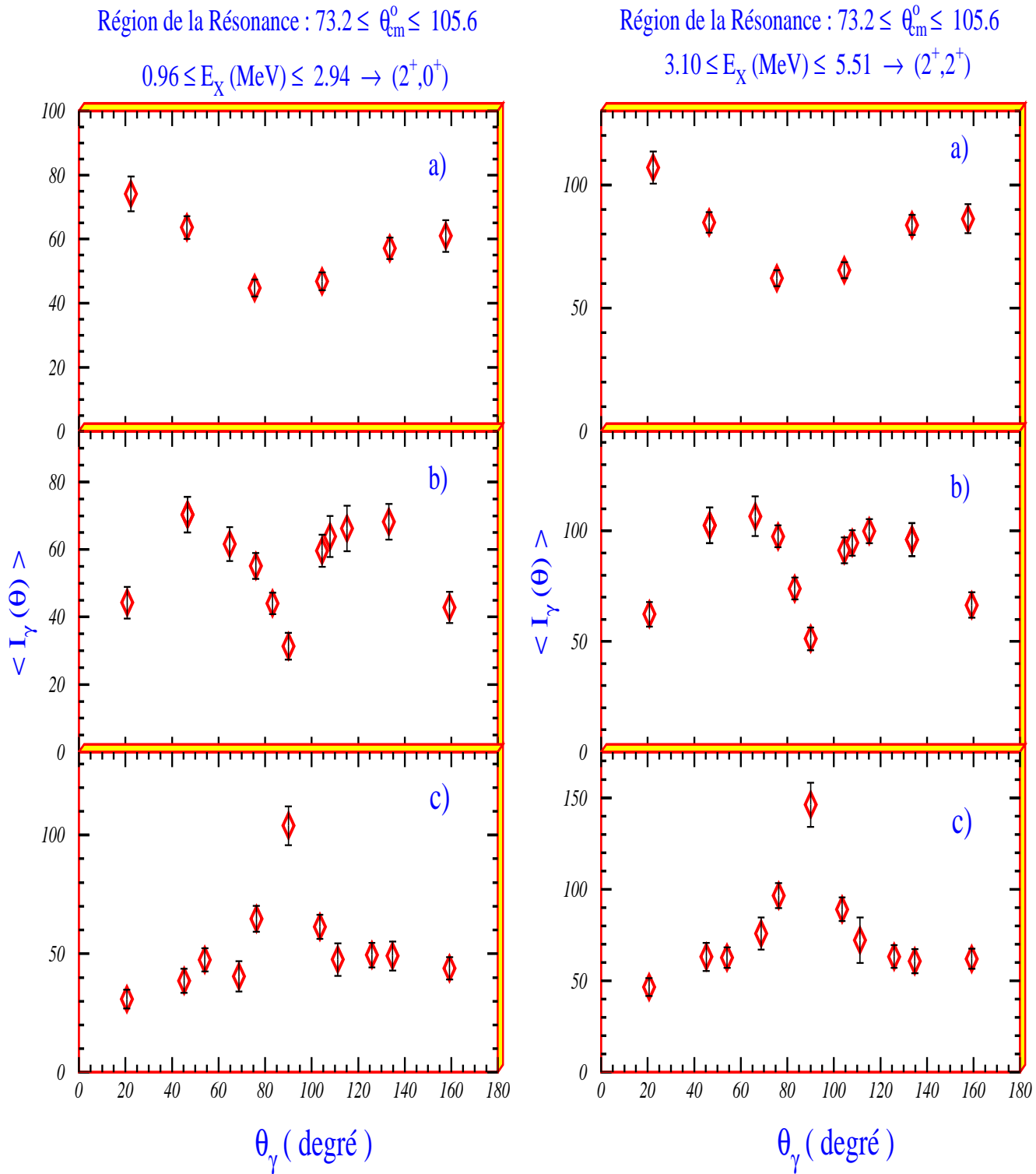


Figure III.47 : Distributions angulaires γ des états mutuels $(2_1^+, 0_1^+)$ et $(2_1^+, 2_1^+)$ des deux fragments ^{28}Si suivant trois axes de quantification définis sur les schémas figure III.46 et figure III.48 : a) suivant l'axe $\vec{o}\vec{a}$, b) suivant l'axe $\vec{o}\vec{b}$ et c) suivant l'axe $\vec{o}\vec{c}$. Les deux fragments ^{28}Si sont issus de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{lab} = 111.6 \text{ MeV}$ et sont détectés dans la région de résonance $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$.

Interprétation des Distributions Angulaires γ figure III.47 :**A - Distributions angulaires de l'état d'excitation simple ($I_1^\pi = 2_1^+$, $I_2^\pi = 0_1^+$)**

Les distributions angulaires γ de l'état d'excitation simple ($I_1^\pi = 2_1^+$, $I_2^\pi = 0_1^+$) (voir figure III.47) ont été obtenues en imposant une condition sur l'énergie d'excitation $0.96 \leq E_X$ (MeV) ≤ 2.94 et en sélectionnant le pic γ correspondant à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ dont l'énergie $E_\gamma = 1779$ keV. Les deux fragments ^{28}Si ont été détectés dans la région de résonance. Il résulte de l'analyse la figure III.47.

1 - la figure a) : nous constatons que la distribution angulaire γ présente un **minimum** peu accentué à $\theta_\gamma = 90^\circ$. Ceci signifie que la projection du spin $\vec{I} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2 = \vec{I}_1$ sur l'axe de quantification $\vec{o}\vec{a}$ est nulle à 90° . Il en résulte que le spin \vec{I} n'est pas aligné avec $\vec{o}\vec{a}$ mais perpendiculaire (désaligné) à $\vec{o}\vec{a}$. La figure a) indique donc que le spin \vec{I} est dans le plan \widehat{boc} .

2 - la figure b) : nous pouvons noter que les distributions angulaires γ présentent un **fort minimum** à $\theta_\gamma = 90^\circ$. Ceci signifie que la projection du spin \vec{I} sur l'axe $\vec{o}\vec{b}$ est $m = 0$.

3 - la figure c) : nous constatons d'une manière très visible que les distributions angulaires présentent un **maximum** à $\theta_\gamma = 90^\circ$. Ceci signifie que la projection du spin $\vec{I} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2 = \vec{I}_1$ sur l'axe de quantification $\vec{o}\vec{c}$ est maximum à 90° et implique que le spin \vec{I} est aligné avec $\vec{o}\vec{c}$.

B - Distributions angulaires de l'état mutuel excité ($I_1^\pi = 2_1^+$, $I_2^\pi = 2_1^+$)

La même étude a été appliquée sur l'état mutuel excité (2_1^+ , 2_1^+) en imposant les conditions correspondant à l'état mutuel excité. Les résultats de l'analyse sont présentés sur la figure III.47 pour l'état mutuel excité (2_1^+ , 2_1^+) suivant les trois axes de quantification a), b) et c). Nous constatons que les distributions angulaires γ pour l'état mutuel excité (2_1^+ , 2_1^+) ont un **comportement identique** à celui des distributions angulaires γ de l'état d'excitation simple (2_1^+ , 0_1^+). Cette étude suscite les mêmes commentaires et conduit à la même conclusion avec des effets plus importants dans le cas de l'état mutuel excité.

En conclusion :

*les distributions angulaires γ de état d'excitation simple (2_1^+ , 0_1^+)
et de l'état mutuel excité (2_1^+ , 2_1^+):*

- 1 - confirment le désalignement entre le moment total de spin \vec{I} et le moment angulaire relatif \vec{L} : $m_I = 0$.
- 2 - l'alignement du moment total de spin \vec{I} suivant l'axe moléculaire formé par les deux noyaux ^{28}Si permet de mettre en évidence pour la première fois le mode "**Butterfly**".

Le mode "**Butterfly**" sera exposé et détaillé dans le chapitre IV lorsque nous aborderons le modèle Moléculaire. La figure III.49 est une schématisation correspondant aux distributions angulaires de γ pour une transition quadrupolaire $l = 2$ et $m = 0$.

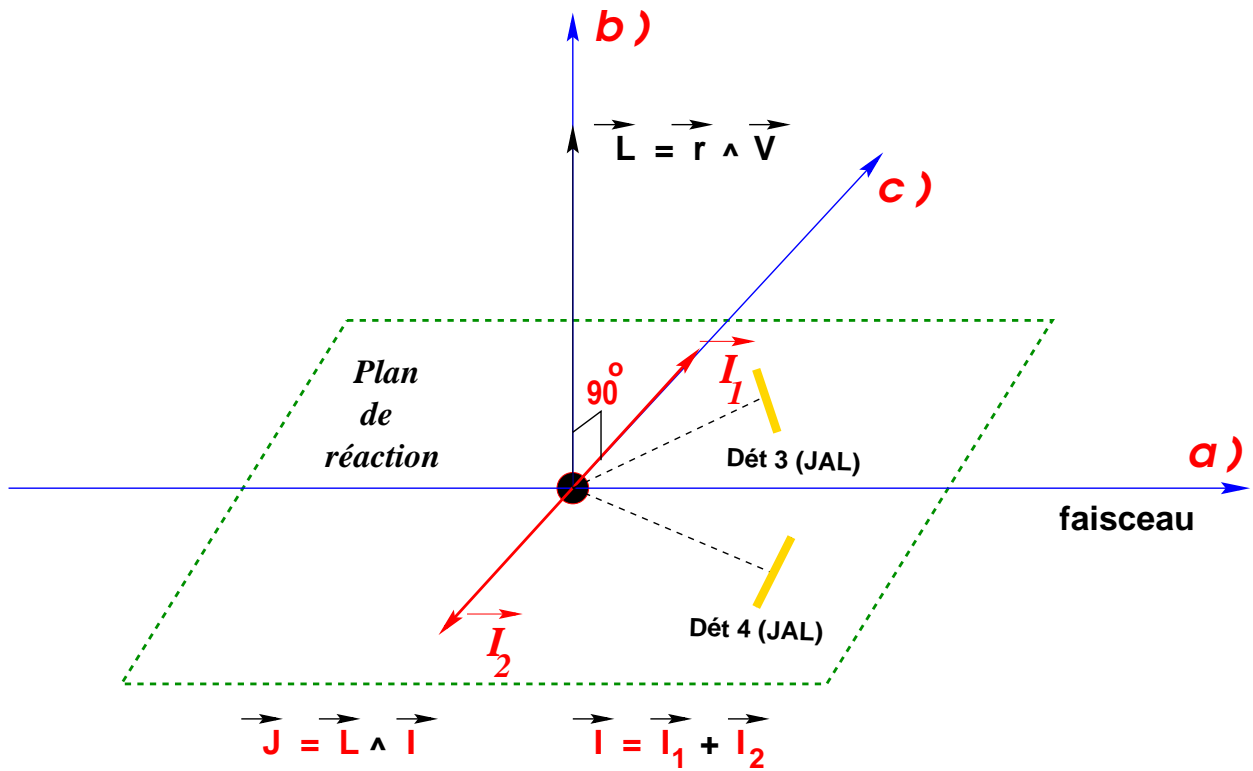
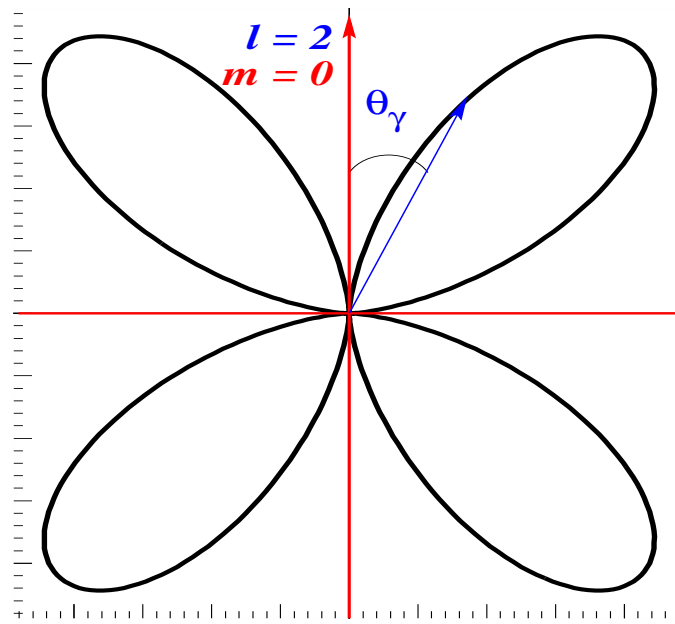


Figure III.48 : Schéma illustrant la direction des axes de quantification \vec{oa} , \vec{ob} et \vec{oc} , la position des détecteurs de fragments (JAL) en coïncidence dans le plan de réaction par rapport aux axes de quantification. La direction du spin \vec{I} par rapport à la direction du moment orbital \vec{L} est illustré selon les indications données par les distributions angulaires γ présentées sur la figure III.47.

Axe de quantification



$$\text{Probabilité } F_2^0 = \text{Cte } \sin^2(\theta_\gamma) \cos^2(\theta_\gamma)$$

Figure III.49 : Schéma illustrant le comportement des distributions angulaires γ pour une transition quadrupolaire $l = 2$ et $m = 0$.

III.6.3 Spectroscopie γ du Noyau ^{28}Si dans la Région des Quasi-Directes

L'étude spectroscopique γ dans la région des quasi-directes a pour objectif d'entamer une comparaison avec les résultats de la région de résonance. Vu le domaine angulaire restreint de la région des directes: $58.8^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 67.6^\circ$ par rapport au domaine angulaire de la région de résonance $73.2^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 105.6^\circ$, l'étude spectroscopique γ dans la région des quasi-directes aura ses limites étant donné une statistique moins importante.

III.6.3.a Spectre de Désexcitation γ du ^{28}Si dans la Région des Quasi-Directes

Dans le but d'établir une étude spectroscopique dans la région des quasi-directes, il est impératif d'identifier tous les rayonnements γ détectés en coïncidence avec les deux fragments ^{28}Si . Suivant cet objectif, nous avons mis une fenêtre sur les distributions angulaires des fragments de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$: $58.8^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 67.6^\circ$ afin de sélectionner les γ relatifs aux fragments détectés dans la région des quasi-directes.

Après l'application de la double correction Doppler sur les énergies des rayonnements γ le spectre de désexcitation γ du ^{28}Si dans la région des quasi-directes est présenté sur la figure III.50. Nous avons indiqué sur le spectre les énergies des transitions γ les plus intenses, l'attribution des transitions d'états correspondant à chaque énergie est résumée dans le tableau III.13. Il résulte du spectre γ du ^{28}Si et des attributions présentées dans le tableau III.13 les remarques suivantes :

- Les transitions γ : $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ correspondant respectivement aux énergies $E_{2_1^+ \rightarrow 0_1^+} = 1778.9$ keV et $E_{4_1^+ \rightarrow 2_1^+} = 2837.2$ keV restent les transitions prépondérantes. Ce résultat implique qu'une grande majorité des états de haut spin se désexcitent en émettant un rayonnement γ correspondant aux transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$.
- Quelques transitions de parité négative ont disparu du spectre γ de la région des quasi-directes si l'on compare avec le spectre de désexcitation γ dans la région de résonance et en se basant sur les tableaux d'identification γ de chaque région (voir tableaux III.11 et III.13). Citons par exemple les transitions $5_1^- \rightarrow 4_1^-$ et $5_1^- \rightarrow 3_1^-$ correspondant respectivement aux énergies $E_\gamma = 1289.2$ keV et $E_\gamma = 2823.9$ keV.

Pour l'identification des états et des transitions γ , nous nous sommes basés sur le schéma de niveaux présenté sur la figure III.39 et sur la référence [End90].

Après identification des transitions γ et connaissant leurs efficacités photopiques relatives, nous avons pu établir l'intensité de chaque transition en appliquant la même méthode présentée lors de l'étude de la région de résonance (voir paragraphe III.6.2.b). Les transitions γ dans la région des quasi-directes sont résumées dans le tableau III.13.

Afin d'établir une comparaison entre les deux régions résonance et quasi-directe, il est impératif d'établir les alimentations de bandes K^π du ^{28}Si dans la région des quasi-directes.

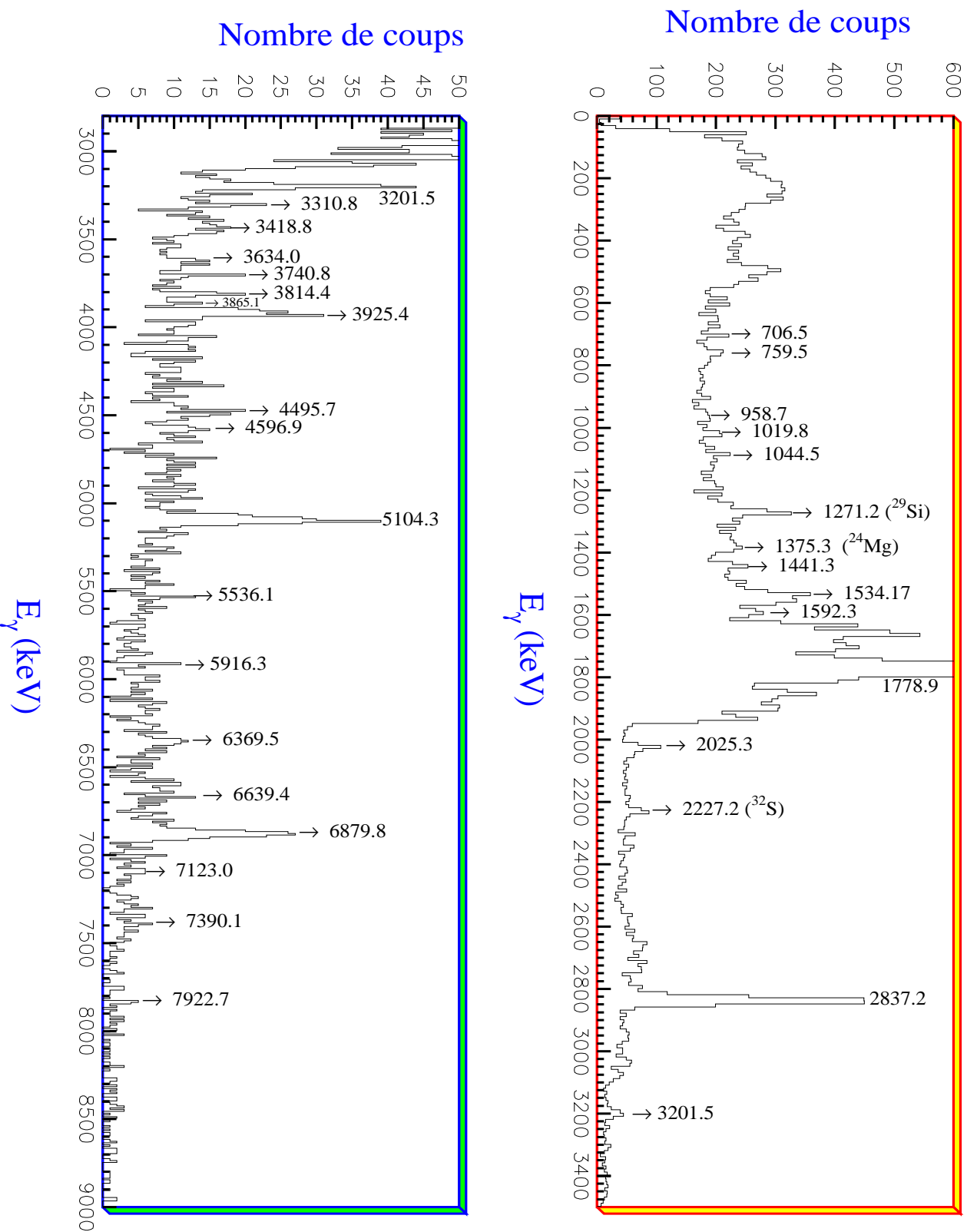


Figure III.50 : Spectre des rayonnements γ dans la région des directes : $58.8^\circ \leq \theta_{cm} \leq 67.6^\circ$ après correction Doppler émis en coïncidence avec le fragment ^{28}Si lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. L'identification des transitions γ est donnée dans le tableau III.13.

E_γ (keV) observé	Transition	Nombres de coups	Rapport d'embranchement	Efficacité ε_1	$f = \frac{\varepsilon_{1778}}{\varepsilon_1}$	Intensité I_γ
706.5	^{30}P	710 ± 30	-	89.44	0.52	-
759.5	^{30}P	189 ± 40	-	85.30	0.54	-
958.7	^{27}Si	29 ± 16	-	72.73	0.64	-
1019.8	^{27}Al	68 ± 22	-	69.62	0.66	-
1044.5	$(2_4^+ \rightarrow 4_2^+)$	49 ± 13	-	68.45	0.68	-
1271.2	^{29}Si	226 ± 47	-	59.44	0.78	-
1375.3	^{24}Mg	211 ± 75	-	56.14	0.83	-
1441.3	?	108 ± 51	-	54.27	0.85	-
1534.2	$4_1^- \rightarrow 3_1^-$	754 ± 214	80.1 ± 6	51.86	0.89	671.1 ± 190.4
1658.1	?	235 ± 98	-	49.03	0.95	-
1778.9	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	7874 ± 139	100	46.60	1.00	7874 ± 139
2025.3	^{29}Si	114 ± 25	-	42.45	1.09	-
2227.2	^{32}S	69 ± 23	-	39.67	1.17	-
2260.8	$3_1^- \rightarrow 4_1^+$	9.32 ± 1.2	2.7 ± 1	39.26	1.18	10.99 ± 1.41
2837.2	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1251 ± 56	100	33.50	1.39	1738.9 ± 77.84
3201.5	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	76 ± 20	100	30.85	1.51	114.8 ± 30.2
3310.8	$5_2^- \rightarrow 3_1^-$	17 ± 8	100	30.16	1.54	26.2 ± 12.32
3418.8	?	12 ± 3	-	29.52	1.57	-
3634.0	?	10 ± 3	-	28.34	1.64	-
3740.8	?	15 ± 2	-	27.81	1.67	-
3814.4	?	22 ± 4	-	27.45	1.69	-
3865.1	?	10 ± 2	-	27.22	1.71	-
3925.4	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	199 ± 33	100	26.95	1.73	344.3 ± 57.09
4495.7	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	55 ± 20	88.2 ± 3	24.69	1.86	102.3 ± 35.2
4596.9	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	27 ± 9	63.4 ± 5	24.34	1.91	51.6 ± 17.19
5101.3	$3_1^- \rightarrow 2_1^+$	53.82 ± 9	27.3 ± 1	22.79	2.04	109.8 ± 18.36
5104.3	$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	150 ± 10	98.7 ± 8	22.80	2.04	306.0 ± 20.4
5536.1	?	18 ± 4	-	21.69	2.14	-
5916.3	?	5 ± 1	-	20.83	2.23	-
6369.5	?	38 ± 5	-	19.75	2.35	-
6639.4	$4_1^- \rightarrow 2_1^+$	15 ± 6	17.1 ± 6	19.46	2.39	35.85 ± 14.3
6879.8	$3_1^- \rightarrow 0_1^+$	138 ± 24	70 ± 11	19.06	2.44	336.7 ± 58.56
7123.0	$1_1^- \rightarrow 2_1^+$	15 ± 6	53 ± 3	18.68	2.49	37.35 ± 14.94
7390.1	$4_3^+ \rightarrow 2_1^+$	13 ± 3	46 ± 2	18.29	2.54	33.0 ± 7.62
7922.7	$5_1^- \rightarrow 2_1^+$	10 ± 2	10 ± 1	17.59	2.64	26.4 ± 5.28

Tableau III.13 : Les transitions γ émises en coïncidence avec les deux fragments ^{28}Si détectés dans la région des quasi-directes $58.8 \leq \theta_{c.m.}^o \leq 67.6$. Ces transitions γ sont émises par un ^{28}Si se trouvant dans des états d'énergie d'excitation $0 \leq E_x(\text{MeV}) \leq 20$.

III.6.3.b Alimentation des Etats de Bandes du Noyau ^{28}Si dans la Région des Quasi-Directes

Afin d'établir la nature de la déformation du ^{28}Si dans la région des directes, nous avons extrait les alimentations pures de chaque état du ^{28}Si . La méthode pour déterminer les alimentations des états a déjà été présentée dans le paragraphe III.6.2.c. Le tableau III.14 présenté ci-dessous résume l'alimentation des états du noyau ^{28}Si détecté dans la région des directes : $58.8 \leq \theta_{c.m.}^o \leq 67.6$.

Etat	Energie (keV)	Alimentation de l'état du noyau ^{28}Si
0_1^+	0	1417.1 ± 30.34
2_1^+	1778.9	5547.9 ± 118.8
4_1^+	4617.8	1665.9 ± 79.5
0_2^+	4979.9	114.8 ± 30.2
3_1^+	6276.2	116.0 ± 39.9
3_1^-	6878.7	261.3 ± 40.57
4_2^+	6887.6	296.0 ± 17.7
2_2^+	7380.8	31.0 ± 11.4
4_1^-	8413.3	313.2 ± 132.1
6_1^+	8543.5	344.3 ± 57.3
4_3^+	9164.6	61.8 ± 14.5
5_1^-	9702.3	58.7 ± 11.7
1_1^-	9929.2	37.4 ± 14.9
5_2^-	10189.6	26.2 ± 12.3

Tableau III.14 : Alimentations des états du noyau ^{28}Si mesurées à partir de la spectroscopie γ de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. Le fragment ^{28}Si est détecté dans la région des quasi-directes $58.8^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 67.6^\circ$ avec une énergie d'excitation $0 \leq E_x(\text{MeV}) \leq 20$.

La figure III.51 présente les alimentations des états du ^{28}Si détecté dans la région des directes $58.8 \leq \theta_{c.m.} \leq 67.6$. Chaque état est représenté dans sa propre bande K^π du ^{28}Si . Il en résulte de la figure les remarques suivantes :

- Il est clair que les bandes de parité positive K^+ sont faiblement alimentées en les comparant aux alimentations des bandes de parité négative K^- .
- La bande $K^+ = 0_3^+$ correspondant à une grande déformation prolate est faiblement alimentée.
- La bande $K^+ = 0_1^+$ est fortement alimentée impliquant que le ^{28}Si est dominé par une déformation **oblate**.
- L'alimentation totale de la bande $K^+ = 3_1^-$ est plus forte que l'alimentation totale de la bande $K^+ = 3_1^+$.

Une interprétation plus avancée sur les résultats des alimentations de bande du noyau ^{28}Si dans la région des directes sera présentée dans le paragraphe III.6.4 lors de la comparaison avec les résultats de la région de résonance mais auparavant et afin que la comparaison soit complète, il est impératif de présenter les distributions angulaires γ dans la région des directes par exemple de l'état d'excitation simple (2_1^+ , 0_1^+).

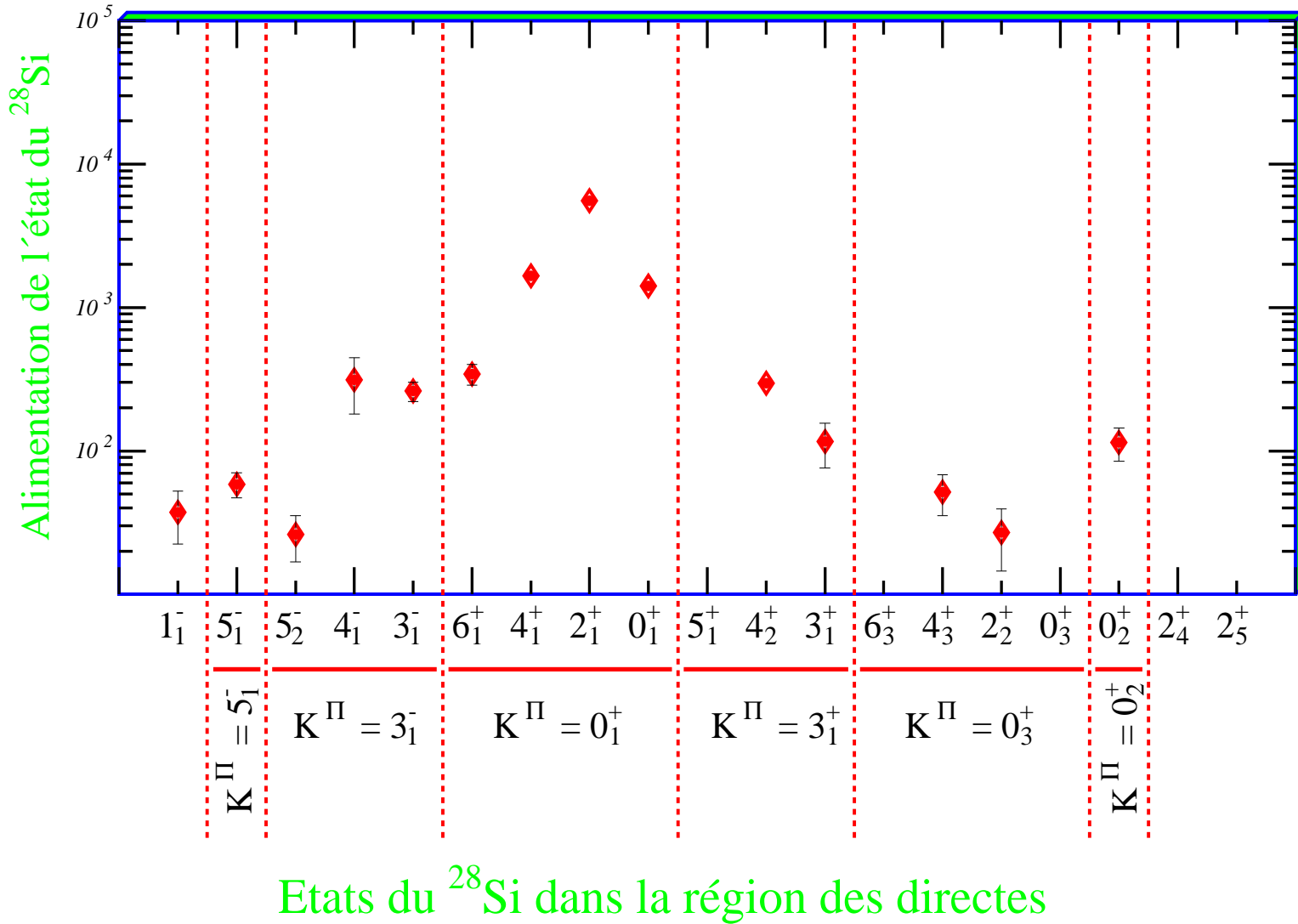


Figure III.51 : Alimentation des états du ^{28}Si en sélectionnant le domaine angulaire des directes $58.8^\circ \leq \theta_{cm} \leq 67.6^\circ$ obtenue lors de la réaction induite $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. Les points "Diamants" correspondent à l'alimentation des états mutuels excités.

III.6.3.c Distributions Angulaires de l'Etat d'Excitation Simple (2_1^+ , 0_1^+) des Fragments ^{28}Si Détectés dans la Région des Quasi-Directes

Avant de présenter les distributions angulaires γ suivant différents axes de quantification, intéressons-nous aux intensités γ de l'état mutuel choisi dans le plan (θ, ϕ) du multidétecteur Eurogam phase II.

La figure III.52 représente les intensités γ de l'état mutuel (2_1^+ , 0_1^+) dans le plan (θ, ϕ) du multidétecteur Eurogam phase II de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ tel que les deux fragments ^{28}Si sont détectés dans la région des "directes" : $58.8^\circ \leq \theta_{cm} \leq 67.5^\circ$. Les distributions angulaires γ basées sur les résultats présentés sur la figure III.52 sont données dans le paragraphe III.6.4.b dans le cadre d'une comparaison avec les distributions angulaires γ des fragments ^{28}Si détectés dans la région de résonance.

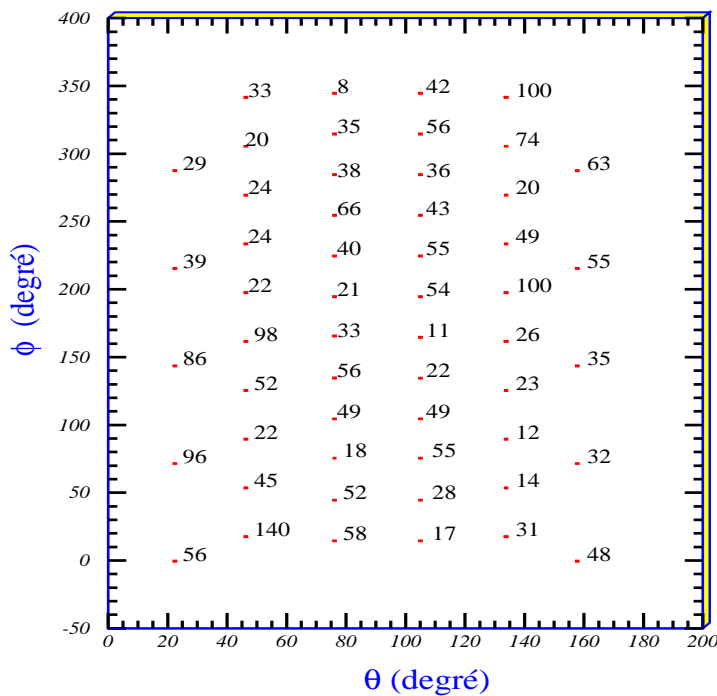


Figure III.52 : Intensités γ de l'état d'excitation simple (2_1^+ , 0_1^+) du ^{28}Si représentées dans le plan (θ, ϕ) du multidétecteur Eurogam phase II. Les deux fragments ^{28}Si issus de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}} = 111.6 \text{ MeV}$ sont détectés dans la région des directes $58.8^\circ \leq \theta_{cm} \leq 67.5^\circ$.

III.6.4 Comparaison des Résultats Expérimentaux du Noyau ^{28}Si entre les deux Régions Résonance et Quasi-Directes

III.6.4.a Comparaison du Point de Vue des Alimentations de Bande

Nous allons définir pour chaque bande K^π l'alimentation totale $\mathcal{R}(K^\pi)$ puis on normalisera par rapport à l'alimentation totale de la bande $K^\pi = 0_1^+$ de la manière suivante :

$$\mathcal{R}(K^\pi) = \frac{\mathcal{A}(K^\pi)}{\mathcal{A}(K^\pi = 0_1^+)} \quad (\text{III.58})$$

où $\mathcal{R}(K^\pi)$ et $\mathcal{R}(K^\pi = 0_1^+)$ sont respectivement l'alimentation totale de la bande K^π et celle de la bande $K^\pi = 0_1^+$.

1 - Région de Résonance : en se basant sur l'alimentation de chaque état dont les résultats sont présentés dans le tableau III.12, les alimentations totales de chaque bande K^π dans la région de résonance sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Tableau A :

Bande	5_1^-	3_1^-	0_1^+	3_1^+	0_3^+	0_2^+
Type de Déformation	grande déformation oblate	oblate	oblate	prolate	grande déformation prolate	prolate
$\mathcal{A}(K^\pi)$	584	2209	27194	1216	1595	280
$\mathcal{R}(K^\pi)$	2.1 %	8.2 %	100 %	4.4 %	6 %	1.2 %

A partir du **tableau A** établi pour la région de résonance nous remarquons que la bande $k^\pi = 3_1^-$ est plus alimentée que de la bande $k^\pi = 3_1^+$ de l'ordre de 86 %, c'est-à-dire :

$$\mathcal{R}(K^\pi = 3_1^-) \simeq 1.86 \mathcal{R}(K^\pi = 3_1^+) \quad (\text{III.59})$$

2 - Région des "Quasi-Directes" : en se basant sur l'alimentation de chaque état dont les résultats sont présentés dans le tableau III.14, les alimentations totales de chaque bande K^π dans la région des quasi-directes sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Tableau B :

Bande	5_1^-	3_1^-	0_1^+	3_1^+	0_3^+	0_2^+
Type de Déformation	grande déformation oblate	oblate	oblate	prolate	grande déformation prolate	prolate
$\mathcal{A}(K^\pi)$	58.66	600.64	8975.16	411.93	106.68	144.76
$\mathcal{R}(K^\pi)$	0.7 %	6.7 %	100 %	4.5 %	1.1 %	1.3 %

A partir du **tableau B** établi pour la région des quasi-directes nous remarquons que l'alimentation totale de la bande $k^\pi = 3_1^-$ est plus importante que celle de la bande $k^\pi = 3_1^+$ de l'ordre 48 %, c'est-à-dire :

$$\mathcal{R}(K^\pi = 3_1^-) \simeq 1.48 \mathcal{R}(K^\pi = 3_1^+) \quad (\text{III.60})$$

3 - Comparaison entre les deux Régions “Résonance-Quasi-Directes” :

A partir de l'étude faite sur les deux régions (résonance et quasi-directe), nous pouvons relever les remarques suivantes :

1) - la bande $k^\pi = 0_3^+$ correspondant à une grande déformation prolate du ^{28}Si est fortement sensible à la région de résonance. La bande déformée $k^\pi = 3_1^-$ est plus fortement alimentée dans la région de résonance que dans la région des “directes” donc :

“ la forte alimentation de la bande $K^\pi = 0_3^+$ correspondant à une grande déformation prolate du noyau ^{28}Si a un lien direct avec la région de résonance : $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$ dont les distributions angulaires présentent de fortes oscillations.

$$\left[\mathcal{R}(K^\pi = 0_3^+) \right]^{résonance} \simeq 6 \left[\mathcal{R}(K^\pi = 0_3^+) \right]^{directe}$$

2) - l'alimentation de la bande $K^\pi = 3_1^+$ est insensible à la région étudiée. L'alimentation de la bande $K^\pi = 3_1^+$ dans les deux régions résonance et directe est identique, c'est-à-dire :

$$\left[\mathcal{R}(K^\pi = 3_1^+) \right]^{résonance} \simeq \left[\mathcal{R}(K^\pi = 3_1^+) \right]^{directe} \quad (\text{III.61})$$

3) - l'alimentation de la bande $K^\pi = 3_1^-$ correspondant à une déformation oblate est plus forte dans la région de résonance que dans la région des quasi-directes de l'ordre de 22 %.

$$\left[\mathcal{R}(K^\pi = 3_1^-) \right]^{résonance} = 1.22 \left[\mathcal{R}(K^\pi = 3_1^-) \right]^{directe} \quad (\text{III.62})$$

4) - le rapport d'alimentation totale de la bande $K^\pi = 3_1^-$ sur l'alimentation totale de la bande $K^\pi = 3_1^+$ dans les deux régions résonance et directe est :

$$\frac{\left[\mathcal{R}(K^\pi = 3_1^-) \right]^{résonance}}{\left[\mathcal{R}(K^\pi = 3_1^+) \right]^{résonance}} = 1.25 \frac{\left[\mathcal{R}(K^\pi = 3_1^-) \right]^{directe}}{\left[\mathcal{R}(K^\pi = 3_1^+) \right]^{directe}} \quad (\text{III.63})$$

5) - l'alimentation de la bande $K^\pi = 0_2^+$ correspondant à une déformation prolate est plutôt insensible à la région étudiée résonance ou directe.

6) - pour la bande $K^\pi = 5_1^-$ correspondant à une grande déformation oblate, et malgré l'observation d'un seul état de cette bande nous remarquons que cette bande est plus fortement alimentée dans la

région de résonance que dans la région des directes :

$$\left[\mathcal{R}(K^\pi = 5_1^-) \right]^{r\u00e9sonance} \simeq 3 \left[\mathcal{R}(K^\pi = 5_1^-) \right]^{directe} \quad (\text{III.64})$$

En conclusion :

♠ Les bandes K^π correspondant à une **grande déformation prolate ou oblate** du ^{28}Si comme par exemple $K^\pi = 0_3^+$ ou $K^\pi = 5_1^-$ sont fortement sensibles à la région de résonance et elles sont fortement alimentées dans cette région en comparaison de l'alimentation dans la région des directes

♠ les bandes K^π correspondant à une déformation oblate du ^{28}Si comme par exemple $K^\pi = 3_1^-$ sont plus fortement alimentées dans la région de résonance que dans la région des directes

III.6.4.b Comparaison du Point Vue Distributions Angulaires γ

Dans le cadre d'une comparaison, nous représentons sur la figure III.53 les distributions angulaires γ de l'état mutuel $(2_1^+, 0_1^+)$ de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ tel que les deux fragments ^{28}Si sont détectés d'une part dans la région de résonance : $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$ et d'autre part dans la région des "directes" : $58.8^\circ \leq \theta_{cm} \leq 67.5^\circ$. Il résulte de la figure les remarques suivantes :

- d'une manière générale nous constatons que les distributions angulaires γ de l'état d'excitation simple $(2_1^+, 0_1^+)$ ont le **même comportement** dans les deux régions résonance et directe. Donc les interprétations des distributions angulaires γ dans la région des directes sont les mêmes que celles établies pour les distributions angulaires γ effectuées dans la région de résonance et qui sont présentées dans le paragraphe III.6.2.d.

En conclusion :

♠ Bien que les distributions angulaires fragment-fragment de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ mesurés dans la région des directes (voir figure III.35) ne permettent pas de se prononcer sur le moment angulaire relatif \vec{L} ni sur le moment angulaire de spin \vec{I} en utilisant les différents polynômes de Legendre comme dans le cas de la région de résonance, les distributions angulaires γ correspondant par exemple à l'état mutuel $(2_1^+, 0_1^+)$ **permettent** facilement de se prononcer sur le moment angulaire relatif \vec{L} et sur l'orientation du moment angulaire de spin \vec{I} associé.

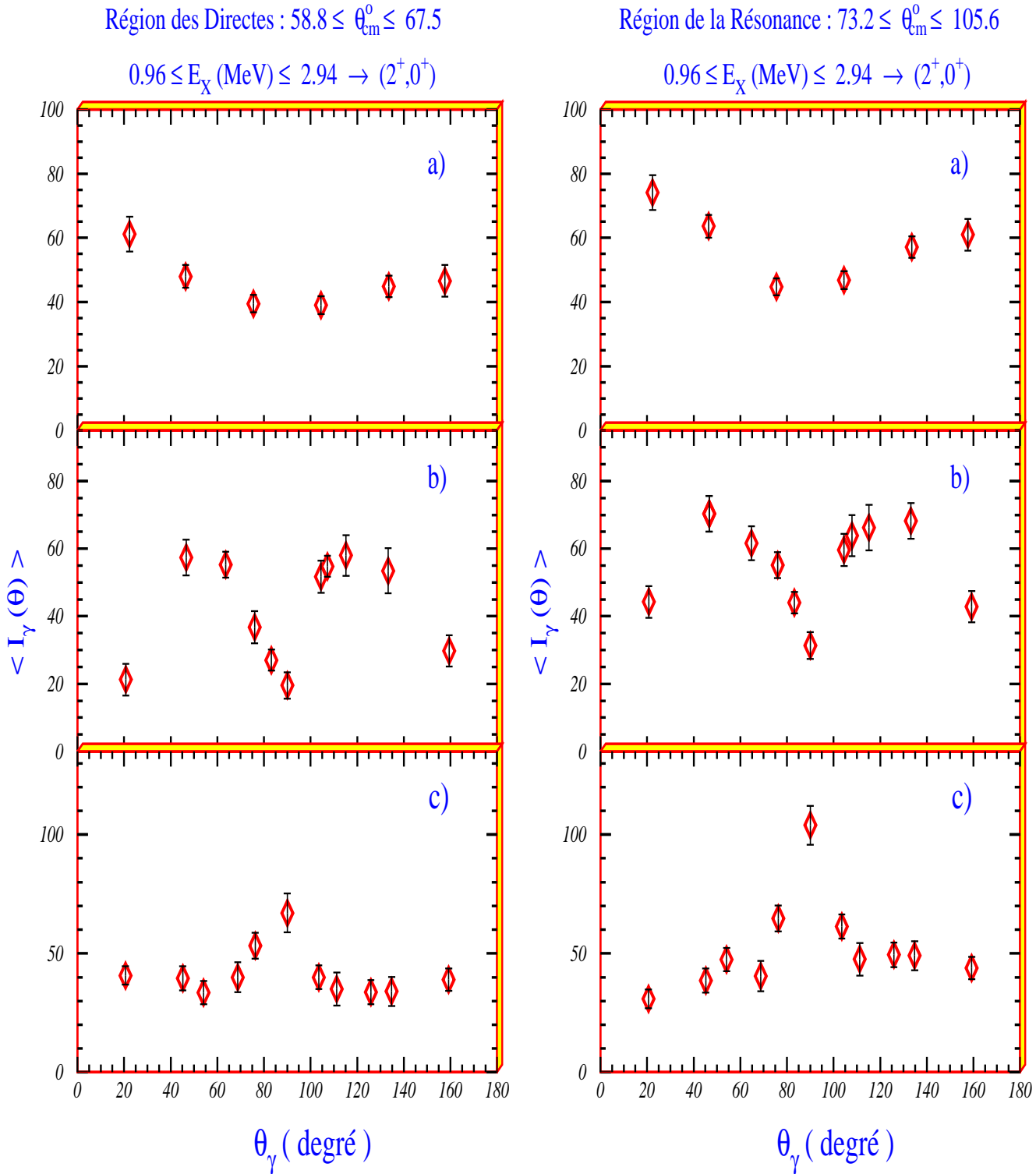


Figure III.53 : Distributions angulaires γ des états mutuels $(2_1^+, 0_1^+)$ et $(2_1^+, 2_1^+)$ des deux fragments ^{28}Si suivant trois axes de quantification :

a) suivant l'axe \vec{oa} , b) suivant l'axe \vec{ob} et c) suivant l'axe \vec{oc} .

Les deux fragments ^{28}Si sont issus de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}} = 111.6 \text{ MeV}$ et sont détectés d'une part dans la région des directes $58.8^\circ \leq \theta_{cm} \leq 67.5^\circ$ et d'autre part dans la région de résonance $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$.

♠ Les distributions angulaires γ de l'état d'excitation simple (2_1^+ , 0_1^+) effectuées dans la région des directes de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$:

- 1 - confirment le désalignement entre le moment angulaire total de spin \vec{I} et le moment angulaire relatif \vec{L} : $m_I = 0$.
- 2 - l'alignement du moment angulaire total de spin \vec{I} suivant l'axe moléculaire formé par les deux noyaux ^{28}Si a permis de mettre en évidence pour la première fois le mode "Butterfly".

III.6.5 Spectroscopie γ de la Voie de Sortie: $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, ^{24}\text{Mg})^{32}\text{S}$

III.6.5.a Spectres de Désexcitation γ des Noyaux ^{24}Mg et ^{32}S

Pour construire les spectres de désexcitation γ des noyaux ^{24}Mg et ^{32}S , nous avons procédé de la manière suivante :

- nous avons imposé dans le programme d'analyse la condition $M_T = 56$ puis les conditions sur les deux solutions ($M_3 = 24$, $M_4 = 32$) puis ($M_3 = 32$, $M_4 = 24$), permettant de sélectionner la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$.
- à chaque solution ($M_3 = 24$, $M_4 = 32$) ou ($M_3 = 32$, $M_4 = 24$) nous avons appliqué une double correction Doppler selon la source choisie et finalement nous avons obtenu les spectres de désexcitation γ des noyaux ^{24}Mg et ^{32}S séparément.

1 - Spectre de Désexcitation γ du ^{24}Mg

La figure III.54 représente le spectre de désexcitation γ du noyau ^{24}Mg obtenu après correction du déplacement Doppler. Pour l'identification des transitions γ illustrées sur la figure III.54, nous nous sommes basés sur le travail de P.M. Endt [Endt90]. Après l'identification de toutes les transitions γ issues du noyau ^{24}Mg et connaissant leurs efficacités photopiques relatives, nous avons pu établir l'intensité de chaque transition en appliquant la même méthode que nous avons présenté dans le paragraphe III.6.2.b. Le tableau III.15 résume les transitions γ identifiées ainsi que leurs intensités correspondantes pour le noyau ^{24}Mg . Il résulte de la figure III.54 et du tableau III.15 les remarques suivantes :

- les transitions γ : $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ correspondant respectivement aux énergies $E_{2_1^+ \rightarrow 0_1^+} = 1368.3$ keV et $E_{4_1^+ \rightarrow 2_1^+} = 2753.4$ keV sont les transitions prépondérantes. Ce résultat implique qu'une grande majorité des états de haute énergie d'excitation du ^{24}Mg se désexcitent en émettant un rayonnement γ correspondant aux transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ sans négliger bien sûr la transition propre de l'état : $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$. Pour justifier cette explication, il a été nécessaire de présenter les spectres d'énergie d'excitation de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ en mettant des fenêtres sur quelques pics γ correspondant

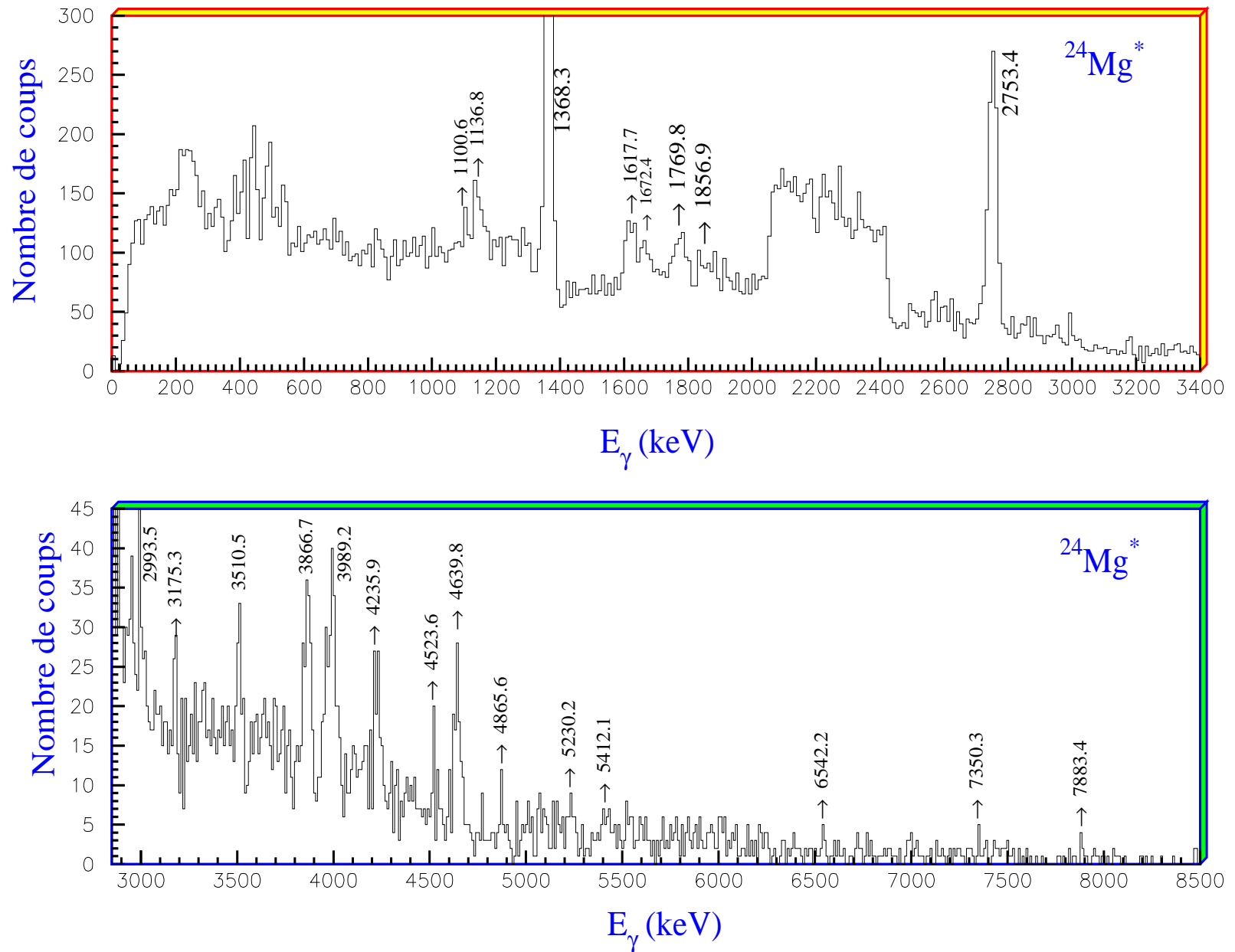


Figure III.54 : Spectre des rayonnements γ après correction Doppler émis en coïncidence avec le fragment ^{24}Mg issu de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ lors de la réaction induite $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{lab}} = 111.6 \text{ MeV}$. L'identification des transitions γ est donnée dans le tableau III.15.

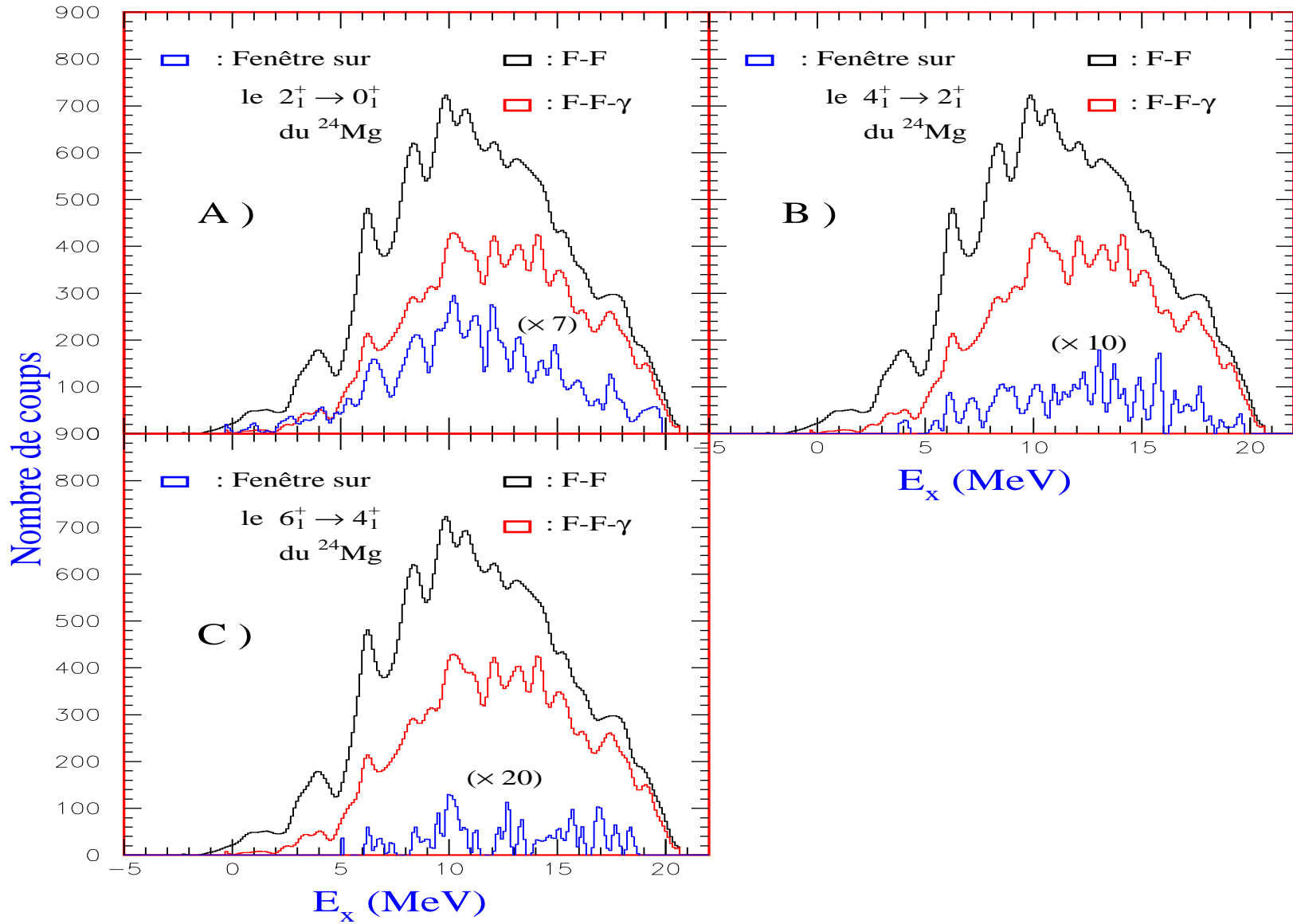


Figure III.55 : Spectres d'énergie d'excitation du ^{24}Mg construits avec les conditions suivantes : coïncidence de type F-F ou γ notée F-F, coïncidence de type F-F et γ notée F-F- γ et à la fin coïncidence de type F-F- γ en mettant une fenêtre sur pic γ .

à des énergies bien définies. Le résultat de l'analyse des spectres d'énergie d'excitation de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ avec condition en énergie γ est présenté sur la figure III.55. Nous pouvons noter à partir du spectre d'énergie d'excitation conditionné par la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (voir figure III.55.A) que le spectre se manifeste par des pics minces de plus haute énergie d'excitation et que le peuplement de l'état d'excitation simple ($^{24}\text{Mg}(2_1^+)$, $^{32}\text{S}(0_1^+)$) est très faible. Ceci confirme que le peuplement de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ s'effectue plutôt par cascade des états de haute énergie d'excitation et que le peuplement s'effectue aussi par des états d'excitation mutuelle ($^{24}\text{Mg}(2_1^+)$, $^{32}\text{S}^*$). Le même commentaire peut être avancé au vu des figures III.55 B. et C.

- Le spectre présente des pics γ de haute énergie comme par exemple: $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$, $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$, $2_3^+ \rightarrow 0_1^+$, $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ qui sont issus de la désexcitation par γ du noyau ^{24}Mg .
- Aucune transition γ entre état de parité négative n'a été observée lors de la désexcitation par γ du ^{24}Mg (voir figure III.54).
- Nous pouvons remarquer que toutes les transitions γ observées se font entre les états de parité positive du ^{24}Mg . Ceci devrait être lié à une configuration bien spécifique du ^{24}Mg (prolate).
- Nous pouvons également noter que les transitions γ observées du ^{24}Mg (voir tableau III.15) appartiennent à des bandes de structure $K^+ = 0^+$ ou $K^+ = 2^+$ qui correspondent à une déformation prolate du ^{24}Mg [Car88] ceci se manifeste par :

$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ appartient à la bande $K^+ = 0^+ \rightarrow$ déformation prolate

$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ appartient à la bande $K^+ = 0^+ \rightarrow$ déformation prolate

$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ appartient à la bande $K^+ = 0^+ \rightarrow$ déformation prolate

$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$ appartient à la bande $K^+ = 2^+ \rightarrow$ déformation prolate

$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$ appartient à la bande $K^+ = 2^+ \rightarrow$ déformation prolate

$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ appartient à la bande $K^+ = 2^+ \rightarrow$ déformation prolate

$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ appartient à la bande $K^+ = 2^+ \rightarrow$ déformation prolate

$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ appartient à la bande $K^+ = 2^+ \rightarrow$ déformation prolate

$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$ appartient à la bande $K^+ = 2^+ \rightarrow$ déformation prolate

la désexcitation du noyau ^{24}Mg lors de sa rotation semble alimenter de façon préférentielle les premières bandes rotationnelles $K^\pi = 0^+, 2^+$ qui correspondent toutes les deux à une déformation prolate

E_γ (keV) observé	Transition	Nombres de coups	Rapport de d'embranchement	Efficacité ε_1	$f = \frac{\varepsilon_{1368}}{\varepsilon_1}$	Intensité I_γ
1100.6		55 ± 25		65,94	0.85	46.75 ± 21.2
1136.8		130 ± 34		64.46	0.87	113.1 ± 29.5
1368.3	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	3359 ± 84	100	56.35	1.00	3359.0 ± 84.1
1617.7		277 ± 53		49.91	1.13	313.0 ± 59.9
1672.4		149 ± 43		48.72	1.15	171.4 ± 49.4
1769.8		229 ± 41		46.77	1.20	
1856.9		116 ± 33		45.18	1.24	143.8 ± 40.9
2753.4	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	813 ± 47	100	34.20	1.65	1341.4 ± 77.5
2993.5		34 ± 5		32.29	1.74	59.2 ± 8.7
3175.3		35 ± 5		31.02	1.82	63.7 ± 9.1
3510.5	$6_2^+ (9.53 \text{ MeV}) \rightarrow 4_2^+$	72 ± 13	78 ± 5	29.00	1.94	139.7 ± 25.2
3866.7	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	108 ± 18	97.3 ± 3	27.21	2.07	223.5 ± 37.3
3989.2	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	131 ± 19	100	26.66	2.11	276.4 ± 40.1
4235.9	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	62 ± 14	78.2 ± 10	25.65	2.19	135.7 ± 30.6
4523.6		22 ± 8		24.59	2.29	50.4 ± 18.3
4639.8	$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	80 ± 15	89.3 ± 4	24.20	2.32	185.6 ± 34.8
4865.6		23 ± 7		23.49	2.39	54.9 ± 16.7
5230.2		28 ± 9		22.46	2.51	70.3 ± 22.6
5412.1	$6_2^+ (9.53 \text{ MeV}) \rightarrow 4_1^+$	15 ± 6	22 ± 5	21.99	2.56	38.4 ± 15.4
6542.2		13 ± 3		19.63	2.87	37.3 ± 8.6
7350.3	$2_3^+ \rightarrow 0_1^+$	8 ± 2	100	18.35	3.07	24.5 ± 6.1
7883.4		9 ± 2		17.64	3.19	28.7 ± 6.4

Tableau III.15 : Les rayonnements γ les plus intenses observés et qui sont émis par le noyau ^{24}Mg issus de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{tab}} = 111.6 \text{ MeV}$.

2 - Spectre de Désexcitation γ du ^{32}S

Pour l'étude spectroscopique du noyau ^{32}S issu de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$, nous commencerons par identifier tous les rayonnements γ détectés en coïncidence avec le fragment ^{32}S .

Après application de la double correction Doppler sur les énergies des rayonnements γ , le spectre de désexcitation γ du ^{32}S est présenté sur la figure III.40. L'identification des différentes transitions γ a été effectuée en se basant sur les données de P.M. Endt [End90] et sur les récents résultats de J. Brenneisen et al. [Bre97a, Bre97b].

A partir des transitions γ observées dans le spectre de désexcitation du ^{32}S , nous avons pu extraire le nombre de coups de chaque transition et en appliquant l'efficacité photopique relative nous avons déduit l'intensité de chaque transition. Dans le but de bien comprendre le spectre de désexcitation γ du ^{32}S nous présentons les spectres d'excitation γ de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ conditionnés par des fenêtres en énergie E_γ correspondant à des transitions γ bien définies qui sont présentées sur la figure III.57. L'identification des transitions γ du ^{32}S ainsi que leurs intensités correspondantes sont résumées dans le tableau III.16. Il en résulte des figures III.53, III.54 ainsi que du tableau III.16 les remarques suivantes :

- Le spectre de désexcitation γ du ^{32}S se manifeste par trois transitions γ très intenses qui sont $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (ou $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$), $3_1^- \rightarrow 2_1^+$ et $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ ayant respectivement les énergies $E_{2_1^+ \rightarrow 0_1^+} = 2229.7$ keV, $E_{3_1^- \rightarrow 2_1^+} = 2774.8$ keV et $E_{3_1^+ \rightarrow 2_1^+} = 3182.3$ keV. Ceci implique qu'une grande majorité des états de haute énergie d'excitation se désexcitent en émettant un rayonnement γ correspondant aux transitions citées précédemment. Pour vérifier ce commentaire il a été nécessaire de présenter les spectres d'excitation de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ en mettant des fenêtres sur quelques pics γ . Nous remarquons qu'en appliquant une fenêtre sur une énergie E_γ correspondant à une transition γ bien définie (par exemple la figure III.16.B dont la fenêtre est faite sur la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) le spectre d'énergie d'excitation se manifeste par des pics minces de plus haute énergie d'excitation. Le peuplement de l'état d'excitation simple ($^{24}\text{Mg}(0_1^+)$, $^{32}\text{S}(2_1^+$ ou $4_1^+)$) est très faible et confirme que le peuplement de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (ou $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$) du ^{32}S s'effectue plutôt par cascade des états de haute énergie d'excitation qui se désexcitent en émettant un rayonnement γ correspondant à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et que la plupart des états d'excitation simple sont de type ($^{24}\text{Mg}(0_1^+)$, $^{32}\text{S}^*$). Le même commentaire peut être donné sur les figures III.57.A, C, D et E. La raison pour laquelle les pics sont si minces n'a pas encore été clairement établie.
- Nous pouvons cependant nous poser la question suivante :

pourquoi les états de haute énergie d'excitation sont plus alimentés que les états de basse énergie d'excitation ?

la réponse à cette question est liée au fait que la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ est une réaction de transfert α avec une tendance d'alimenter les états de haute énergie d'excitation au lieu des états de basse énergie d'excitation. Pour justifier notre réponse nous pouvons nous référer à d'autres données expérimentales correspondant à des réactions de transfert avec le fragment ^{32}S en voie de sortie et avec des techniques de coïncidence fragment-fragment (les mêmes conditions que notre expérience). Nous avons trouvé dans la littérature des résultats concernant une réaction de transfert qui vérifie les conditions citées précédemment la réaction $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{32}\text{S}$ à $E_{\text{lab}} = 52$ MeV [Olm74] dont le spectre d'énergie d'excitation est présenté sur la figure III.58.

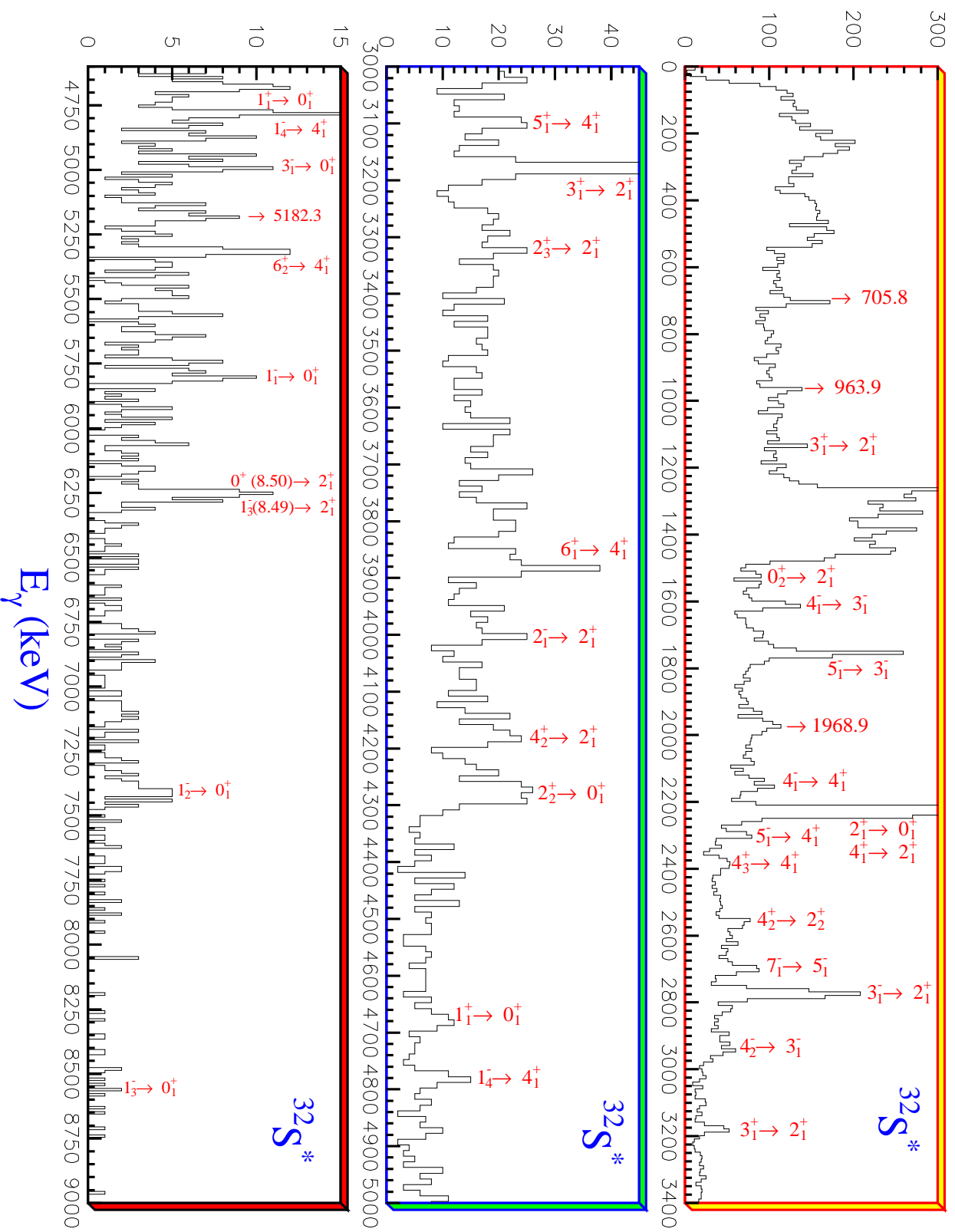


Figure III.56 : Spectre des rayonnements γ (après correction Doppler) émis en coïncidence avec le fragment ^{32}S issu de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{lab}} = 111.6$ MeV. L'identification des transitions γ est donnée dans le tableau III.16 [Nou97].

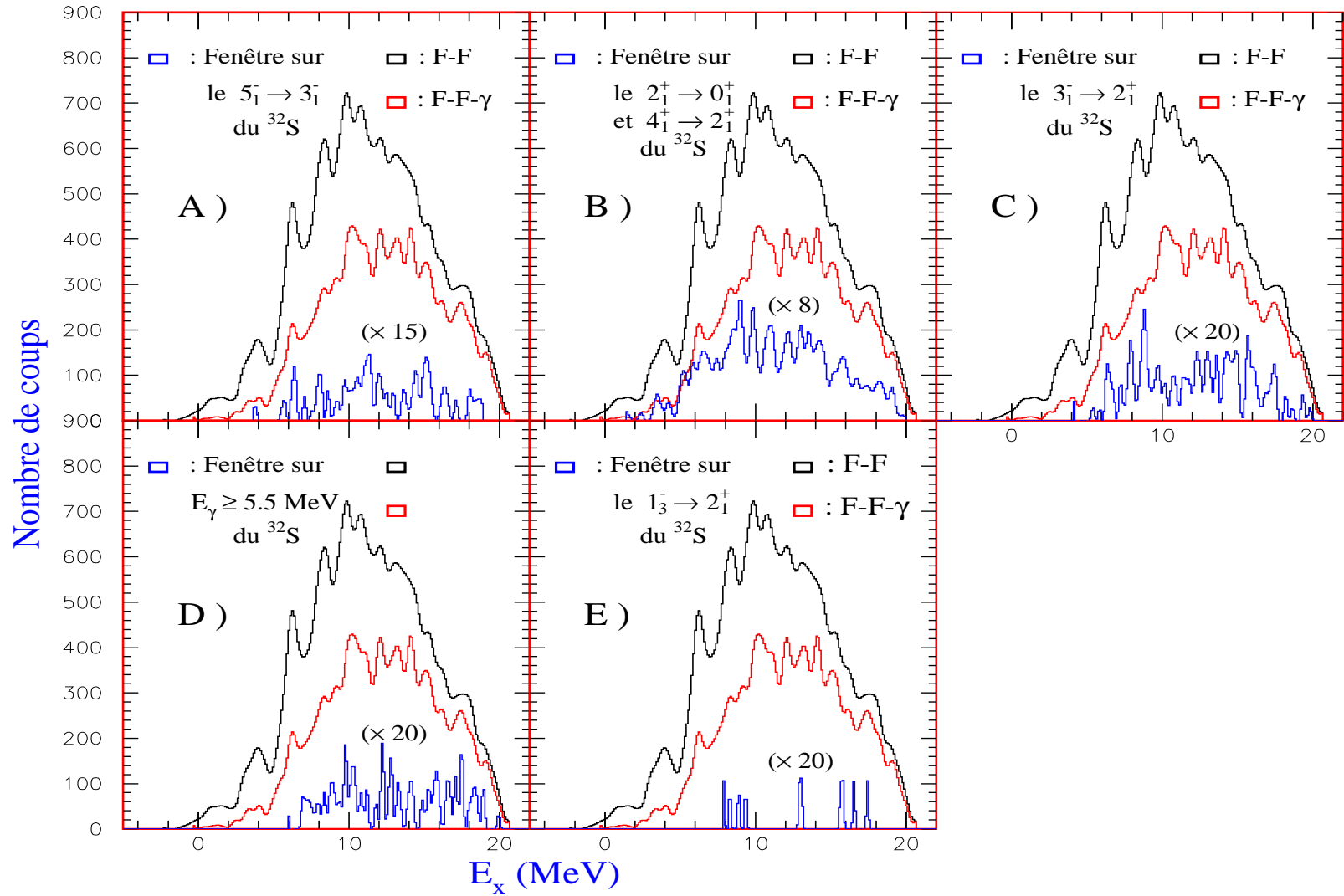


Figure III.57 : Spectres d'énergie d'excitation du $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ construits avec les conditions suivantes : coïncidence de type F-F ou γ notée F-F, coïncidence de type F-F et γ notée F-F- γ et à la fin coïncidence de type F-F- γ en mettant une fenêtre sur pic γ .

Nous constatons à partir du spectre d'énergie d'excitation que la réaction $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{32}\text{S}$ peuple de façon préférentielle les états de plus haute énergie d'excitation et que les états d'excitation simple de basse énergie sont moins peuplés pour $\theta_{\text{lab.}} = 20^\circ$. Donc ceci est une caractéristique des réactions de transfert α (sans négliger la contribution de la fission présente aux grands angles). La même remarque peut être avancée dans le cas de la réaction de transfert $^{28}\text{Si}(^6\text{Li}, d)^{32}\text{S}$ [Tan81] qui est purement une réaction de transfert α directe sans contribution statistique.

- En se basant sur le tableau III.16, il apparaît que la majorité des transitions γ du ^{32}S s'effectue entre les états de parité négative contrairement au spectre de désexcitation γ du ^{24}Mg . La forte apparition des transitions γ entre états de parité négative peut être fortement liée à un effet de transfert α dans la mesure où nous observons le même phénomène dans le spectre d'énergie d'excitation de la réaction $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{32}\text{S}$ et qui est présenté sur la figure III.58.

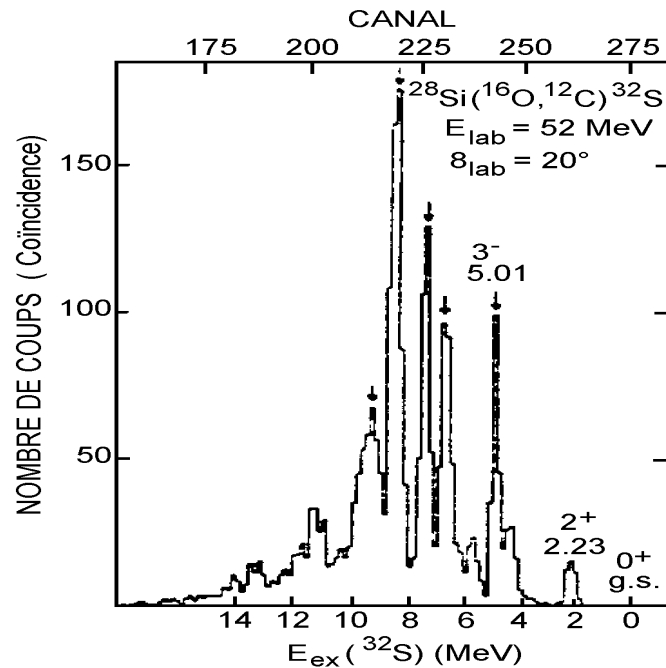


Figure III.58 : Spectre d'énergie d'excitation de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$ dans la réaction $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}} = 52 \text{ MeV}$. Figure tirée de la référence [Olm74].

- nous pouvons également remarquer que le peuplement des transitions entre les états de parité négative de basse énergie d'excitation est fortement lié aux transitions γ entre états de parité négative de plus haute énergie d'excitation par exemple :

- état de haute énergie d'excitation :

$$4_1^- \rightarrow 3_1^- \text{ dont l'intensité correspondante est } I_1 = 101.9 \pm 17.4$$

$$5_1^- \rightarrow 3_1^- \text{ dont l'intensité correspondante est } I_2 = 326.7 \pm 30.2$$

- état de basse énergie d'excitation :

$$3_1^- \rightarrow 2_1^+ \text{ dont l'intensité correspondante } I_3 = 533.6 \pm 40.6$$

E_γ (keV) observé	Transition	Nombres de coups	Rapport d'embranchement	Efficacité ε_1	$f = \frac{\varepsilon_{2229.7}}{\varepsilon_1}$	Intensité I_γ
705.8		117 \pm 28		89.50	0,44	51.5 \pm 12.3
963.9		77 \pm 20		72.45	0.54	41.6 \pm 10.8
1132.1	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	32 \pm 13		64.62	0.61	19.5 \pm 7.9
1548.1	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	23 \pm 5	100	51.52	0.77	17.7 \pm 3.9
1614.3	$4_1^- \rightarrow 3_1^-$	129 \pm 22	100	49.98	0.79	101.9 \pm 17.4
1755.5	$5_1^- \rightarrow 3_1^-$	389 \pm 36	100	47.05	0.84	326.8 \pm 30.2
1968.9		111 \pm 20		43.32	0.91	101.1 \pm 18.2
2161.3	$4_1^- \rightarrow 4_1^+$	75 \pm 20	30 \pm 4	40.53	0.97	72.7 \pm 19.4
2229.7	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	2929 \pm 79	100	39.64	1.00	2929 \pm 79.0
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$		100			
2303.1	$5_1^- \rightarrow 4_1^+$	30 \pm 6	41 \pm 10	38.75	1.02	30.6 \pm 6.1
2392.5	$4_3^+ \rightarrow 4_1^+$	44 \pm 15	23 \pm 9	37.72	1.05	46.2 \pm 15.7
2569.7	$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	105 \pm 17	100	35.88	1.10	115.5 \pm 18.7
2701.2	$7_1^- \rightarrow 5_1^-$ [B,N]	130 \pm 18	100	34.66	1.14	148.2 \pm 20.5
2774.8	$3_1^- \rightarrow 2_1^+$ [B,N]	460 \pm 35	96.9 \pm 0.5	34.02	1.16	533.6 \pm 40.6
2944.9	$4_2^- \rightarrow 3_1^-$ [B,N]	14 \pm 3	100	32.65	1.21	16.9 \pm 3.6
3107.3	$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	17 \pm 8	100	31.48	1.26	21.4 \pm 10.1
3182.3	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	81 \pm 15	100	30.98	1.28	103.7 \pm 19.2
3319.1	$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ [B,N]	15 \pm 8	100	30.11	1.32	19.0 \pm 10.6
3886.1	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ [B,N]	46 \pm 11	100	27.12	1.46	67.2 \pm 16.1
3994.4	$2_1^- \rightarrow 2_1^+$	17 \pm 8	100	26.64	1.48	25.2 \pm 11.8
4180.7	$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	24 \pm 9	100	25.86	1.53	36.7 \pm 13.8
4282.2	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	131 \pm 29	100	25.47	1.55	203.1 \pm 44.9
4693.0	$1_1^+ \rightarrow 0_1^+$	15 \pm 6	66.7 \pm 17	24.03	1.65	24.7 \pm 9.9
4776.5	$1_4^- \rightarrow 4_1^+$	20 \pm 7	50 \pm 5	23.76	1.67	33.4 \pm 11.7
5002.4	$3_1^- \rightarrow 0_1^+$	12 \pm 5	3.2 \pm 0.6	23.08	1.72	20.6 \pm 8.6
5182.3		16 \pm 6		22.58	1.75	28.0 \pm 10.5
5323.2	$6_2^+(9.78) \rightarrow 4_1^+$ [B,N]	28 \pm 7	100	22.21	1.78	49.8 \pm 12.4
5796.8	$1_1^- \rightarrow 0_1^+$	20 \pm 8	100	21.09	1.88	37.6 \pm 15.1
6245.1	$1_3^-(8.49) \rightarrow 2_1^+$ [R,N]	6 \pm 1	38 \pm 5	20.17	1.96	11.7 \pm 1.9
	$0^+(8.50) \rightarrow 2_1^+$ [N]	42 \pm 10				82.3 \pm 19.6
7429.3	$1_2^- \rightarrow 0_1^+$	36 \pm 9	100	18.24	2.17	70.5 \pm 17.6
8507.8	$1_3^-(8.49) \rightarrow 0_1^+$ [R,N]	26 \pm 7	62 \pm 5	16.91	2.34	56.4 \pm 15.2
		10 \pm 3				23.4 \pm 7.1

Tableau III.16 : Les rayonnements γ les plus intenses observés et qui sont émis par le noyau ^{32}S en voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{lab} = 111.6$ MeV. L'indice [B,N]: la transition γ est observée récemment pour la première fois par J. Brenneisen et al. [Bre97a, Bre97b] et confirmée pour la deuxième fois par le présent travail. L'indice [R,N]: la transition γ est observée pour la première fois par Rogers et al. [Rog76] et confirmée pour la deuxième fois par le présent travail. L'indice [N]: la transition γ est observée pour la première fois dans le présent travail.

en tenant compte de l'efficacité photopique relative, nous constatons que : $I_3 \simeq I_1 + I_2$.

C'est-à-dire que l'état 3_1^- n'est pas alimenté directement.

- l'apparition des états de bas spin de parité négative dans le spectre de désexcitation par γ du ^{32}S par exemple 1_1^- (4693.0 keV), 2_1^- (6224.3 keV), 1_3^- (8494.2 keV) a un lien directe avec le transfert α . Ceci correspond à une configuration de structure α du noyau ^{32}S de la forme en cluster $^{32}\text{S} \equiv ^{28}\text{Si} + \alpha$.

Mises à part les fortes alimentations des transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, il semble que la désexcitation par γ du ^{32}S issu de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{\text{lab}} = 111.6 \text{ MeV}$ est influencée par le transfert d'un cluster α . Ceci se manifeste par l'apparition des états de parité négative de bas spin : 1^- , 2^- , 3^-

III.6.5.b *Signature d'une Transition γ : 0^+ (8507.8 keV) \rightarrow 2_1^+ dans la Désexcitation du Noyau ^{32}S*

Le tableau III.16 résume les résultats du spectre de désexcitation γ du ^{32}S (voir figure III.56) En se basant sur ces résultats et sur les travaux de D. W. O. Rogers et al. [Rog77] concernant la spectroscopie du ^{32}S , et, d'après la figure III.59 présentée ci-dessous (qui résume les travaux de Rogers et al. [Rog77]) il résulte que l'état 1_3^- (8.50 MeV) du noyau ^{32}S se désexcite de la manière suivante :

- 1_3^- (8.50 MeV) \rightarrow $0_{g.s.}$ avec un rapport d'embranchement $\mathcal{B}_1 = 62 \pm 5$
- 1_3^- (8.50 MeV) \rightarrow 2_1^+ (2.23 MeV) avec un rapport d'embranchement $\mathcal{B}_1 = 38 \pm 5$

A partir de ces estimations de rapport d'embranchement, nous devrions observer dans le spectre de désexcitation γ du ^{32}S que le pic γ ayant une énergie $E_\gamma = 8507.8 \text{ keV}$ correspondant à la transition 1_3^- (8.50 MeV) \rightarrow $0_{g.s.}$ doit être plus alimenté que le pic γ ayant une énergie $E_\gamma = 6245.1 \text{ keV}$ qui correspond à la transition 1_3^- (8.50 MeV) \rightarrow 2_1^+ (2.23 MeV). Mais le spectre de désexcitation γ du ^{32}S présenté sur la figure III.56 (résumé dans le tableau III.16) se manifeste par une forte alimentation du pic γ $E_\gamma = 6245.1 \text{ keV}$,

Ceci ne peut être expliqué que par la contribution d'une autre transition γ qui serait la transition suivante : 0^+ (8507.8 keV) \rightarrow 2_1^+ (2230.2 keV).

Partant des rapports d'embranchement donnés dans la figure III.58 et des données expérimentales présentées dans le tableau III.16, nous pouvons déduire l'intensité de la transition 0^+ (8507.8 keV) \rightarrow 2_1^+ (2229.7 keV).

La transition $1_3^- (8507.8 \text{ keV}) \rightarrow 0_{g.s.}$ a pour nombre de coups

$\mathcal{N}_1 (1_3^- (8507.8 \text{ keV}) \rightarrow 0_{g.s.}) = 10 \pm 3$ (voir tableau III.16) et pour rapport d'embranchement $\mathcal{B}_1 = 62 \pm 5$,

donc la transition $1_3^- (8.50 \text{ MeV}) \rightarrow 2_1^+ (2.23 \text{ MeV})$ ayant un rapport d'embranchement $\mathcal{B}_2 = 38 \pm 5$ aura pour nombre de coups :

$$\mathcal{N}_2 = \mathcal{N}_1 \times \frac{\mathcal{B}_2}{\mathcal{B}_1} = (38 \times 5) \times \frac{10 \pm 3}{62 \pm 5} = 6 \pm 2 \tag{III.65}$$

donc le nombre de coups correspondant à la transition $0^+ (8507.8 \text{ keV}) \rightarrow 2_1^+ (2230.2 \text{ keV})$ est :

$$\mathcal{N}(0^+(8507.8 \text{ keV}) \rightarrow 2_1^+(2230.2 \text{ keV})) = \mathcal{N}_T(6245.1 \text{ keV}) - \mathcal{N}_2 = (42 \pm 10) - (6 \pm 1) \tag{III.66}$$

$$\boxed{\mathcal{N}(0^+(8507.8 \text{ keV}) \rightarrow 2_1^+(2230.2 \text{ keV})) = 36 \pm 9}$$

et en appliquant l'efficacité photopique relative d'Eurogam Phase II l'intensité correspondante à la transition est :

$$\mathcal{I}(0^+(8507.8 \text{ keV}) \rightarrow 2_1^+(2230.2 \text{ keV})) = \mathcal{N}(0^+(8507.8 \text{ keV}) \rightarrow 2_1^+(2230.2 \text{ keV})) \times \frac{\varepsilon_{2229.7}}{\varepsilon_1} \tag{III.67}$$

$$\boxed{\mathcal{I}(0^+(8507.8 \text{ keV}) \rightarrow 2_1^+(2230.2 \text{ keV})) = 70.5 \pm 17.6}$$

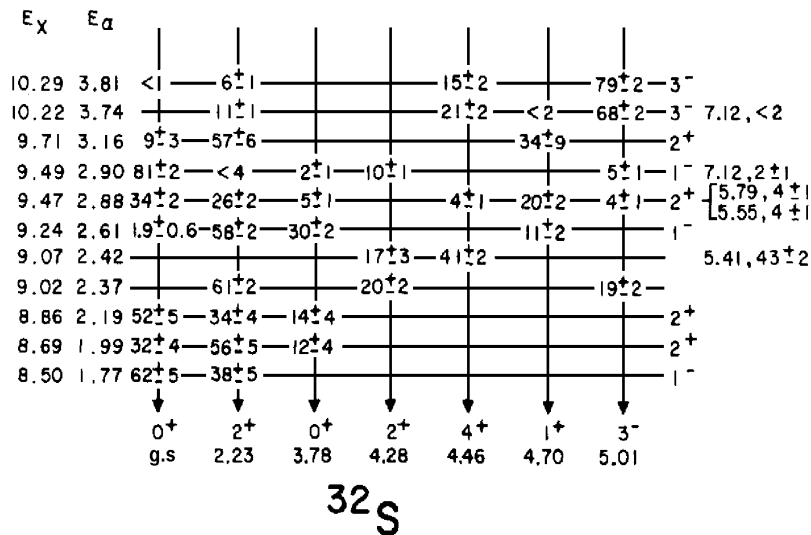


Figure III.59 : Schéma de désexcitation γ du ^{32}S obtenu lors de la réaction $^{28}\text{Si}(\alpha, \gamma)$ à $E_{lab} = 3.83 \text{ MeV}$. Figure tirée de la référence [Rog77].

En conclusion :

Dans la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$, la spectroscopie γ du noyau ^{32}S suggère une nouvelle transition γ qui est : $0^+ (8507.8 \text{ keV}) \rightarrow 2_1^+ (2230.2 \text{ keV})$, dans le processus de désexcitation ^{32}S lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$. Les raies γ du ^{32}S montrent qu'il y a une forte contribution des transitions entre états de parité négative de faible spin.

Chapitre IV

Modèles Statistiques et Moléculaire : Comparaisons et Interprétations des Résultats Expérimentaux

*

*"Il n'y a pas de simplicité véritable.
Il n'y a que des simplifications."
Léon-Paul Fargue.*

Dans ce chapitre, nous allons présenter de manière aussi claire que possible les résultats de la comparaison des observations expérimentales des réactions $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$, $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ aux prédictions de divers modèles théoriques. Cette confrontation nous permettra d'une part de tester notre interprétation des observations expérimentales et d'autre part d'extraire des informations complémentaires.

IV.1 Introduction

Le chapitre IV est divisé en deux parties qui sont :

1 - Confrontation des mesures F-F des réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ aux modèles statistiques :

- Dans cette partie, nous testerons l'hypothèse du modèle statistique de la désexcitation du noyau composé suivant différentes formulations. Une première approche est proposée dans le cadre de la méthode de Hauser-Feshbach étendue + Cascade dépendant et indépendant de la température (EHFCM(T)) qui, comme son nom l'indique, est une généralisation de la méthode Hauser-Feshbach habituelle traitant la fission à partir du un modèle statistique au point de scission. Une deuxième approche est exposée suivant le modèle d'émission de fragments complexes (Code Gemini) où les processus de fusion-évaporation et de fusion-fission sont considérés comme les manifestations d'un seul mécanisme suivant le formalisme de l'état de transition.

2 - Confrontation des mesures F-F- γ de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ aux modèles statistique et moléculaire :

- Dans cette partie, nous reprenons le formalisme de l'état de transition dans le cadre du modèle de Sanders (modèle de fusion-fission) qui s'attache à bien décrire la dépendance des barrières de fission en fonction du moment angulaire et de l'asymétrie de masse. Ce modèle va permettre de séparer le mécanisme de fusion-fission des processus de résonance et d'établir ainsi une comparaison du point de vue de la déformation des noyaux ^{28}Si , ^{24}Mg et ^{32}S lors de la cassure du système di-nucléaire ^{56}Ni .
- Dans le but de connaître l'origine des résonances quasi-moléculaires dans le ^{56}Ni , pour lequel l'isomérisme de forme peut jouer un rôle important dans le processus de fission, nous avons eu recours à un modèle moléculaire de résonance à haut spin.

Nous avons tenu à présenter les détails des modèles afin de saisir les différences essentielles les caractérisant bien qu'utilisant souvent des concepts identiques.

Confrontation des Mesures F-F des Réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ aux Modèles Statistiques

IV.2 Modèle de Hauser-Feshbach Étendu+Cascade Dépendant et Indépendant de la Température

Récemment dans le cadre d'une collaboration avec T. Matsuse Professeur à l'université de Ueda Japon, nous avons développé le modèle de Hauser-Feshbach Étendu de façon à tenir compte de l'évaporation de particules légères émises par les résidus d'évaporation et par les produits de fission (Hauser-Feshbach Étendu+Cascade: EHFCM) et également inclure la dépendance de la température (EHFCM(T)), afin d'étudier les effets de structure, qui se manifestent lors des collisions entre ions lourds "légers" ($A_{nc} = A_{cible} + A_{projectile} \leq 60$) à basse énergie de bombardement ($E_{lab.} \leq 10$ MeV/nucléon). Ce travail a fait l'objet d'une publication récente dans Phys. Rev. C [Mat97].

Dans le but de présenter de manière aussi claire que possible les principaux éléments du modèle (EHFCM), nous allons procéder de la façon suivante :

- 1 - introduction
- 2 - méthode de Hauser-Feshbach pour l'évaporation de particules légères
- 3 - extension du formalisme de Hauser-Feshbach au processus binaire (fission)
- 4 - paramétrisation des coefficients de transmission
- 5 - instauration d'une systématique de la paramétrisation du point de scission dans la région de masse $40 \leq A_{nc} \leq 60$ et à basse énergie de bombardement ($E_{lab.} \leq 10$ MeV/nucléon)
- 6 - instauration de la dépendance en température dans le calcul du modèle de Hauser-Feshbach Étendue+Cascade: EHFCM(T)
- 7 - procédures de calcul de EHFCM et EHFCM(T)
- 8 - comparaison avec les résultats expérimentaux des réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et interprétation des données expérimentales.

IV.2.1 Introduction

Afin de décrire de manière équivalente les processus de fusion-fission et de fusion-évaporation, Matsuse et Lee [Mat84, Lee86, Mat90, Mat91] ont proposé d'étendre le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau52] appliqué à l'origine aux noyaux composés. Cette méthode est considérée comme une description statistique du *point de scission*.

IV.2.2 Méthode de Hauser-Feshbach pour l'Évaporation de Particules Légères

La désexcitation du noyau composé est un processus très complexe qui se traite de manière explicite dans le cadre du modèle statistique. La théorie de désexcitation du noyau composé (NC) est basée sur l'hypothèse d'indépendance et le théorème de réciprocité.

L'hypothèse d'indépendance, formulée par Bohr, suppose que le mode de désintégration du noyau composé ne dépend que de ces caractéristiques E_x , \vec{J} et π (énergie d'excitation, spin et parité) et non pas de son mode de formation. Cette hypothèse requiert une équipartition uniforme de l'énergie incidente à tous les nucléons du NC et donc une durée de vie du NC grande par rapport au temps d'interaction nucléaire.

Le théorème de réciprocité exprime l'invariance de l'élément de matrice de transition par renversement du temps : pour la même énergie, dans le système de centre de masse, l'amplitude de la réaction $A(a,b)B$ doit être égale à celle de la réaction $B(b,a)A$.

Dans la méthode de Hauser-Feshbach [Hau52], la section efficace $\sigma_J^{(c)}$ de désexcitation du noyau composé (NC) selon une voie (c) est proportionnelle à la section efficace de production du noyau composé $\sigma_J(E_x)$ qui a une énergie d'excitation E_x et un moment angulaire J ,

$$\sigma_J^{(c)} = R_J^{(c)} \sigma_J(E_x) \quad (IV.1)$$

où $R_J^{(c)}$ est déterminé par le rapport de largeur partielle $\Gamma_J^{(c)}$ sur la largeur totale Γ_J ,

$$R_J^{(c)} = \frac{\Gamma_J^{(c)}}{\Gamma_J} \quad (IV.2)$$

Dans le cas de l'évaporation de particules légères, la désexcitation suivant la voie (c) inclut principalement l'émission de neutrons, de protons, de particules- α et de rayonnements γ en fin de cascade.

La largeur partielle $\Gamma_J^{(c)}$ est reliée à l'intégration $P_J^{(c)}$ dans l'espace de phase,

$$\rho_J(E_x) \Gamma_J^{(c)} = \frac{1}{2\pi} P_J^{(c)} \quad (IV.3)$$

où $\rho_J(E_x)$ est la densité de niveaux des états du noyau composé. Cette densité de niveaux a un sens physique réel dans l'estimation de la durée de vie moyenne τ_J des états du noyau composé. La durée de vie moyenne τ_J du noyau composé est généralement évaluée en utilisant la largeur totale Γ_J de la façon suivante :

$$\tau_J = \frac{\hbar}{\Gamma_J} \quad (IV.4)$$

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 de phase est évaluée de la manière suivante :

$$P_J^{(c)} = g_c \sum_{(L,I)J} \int \int \rho_I(\epsilon) T_L(E) \delta(\epsilon + E + Q - E_x) d\epsilon dE \quad (IV.5)$$

où g_c correspond à la multiplicité des particules évaporées et $\rho_I(\epsilon)$ est la densité de niveaux du noyau résiduel avec une énergie d'excitation ϵ et un moment angulaire I . $T_L(E)$ sont les coefficients de transmission pour les particules évaporées. La condition de conservation de l'énergie est maintenue par $\delta(\epsilon + E + Q - E_x)$ dans l'équation IV.5.

Dès que les états excités du noyau fils se situent dans la région discrète l'intégration $P_J^{(c)}$ sur l'espace de phase devient une sommation portant sur les états discrets connus i du noyau fils,

$$P_J^{(c)} = g_c \sum_i \sum_{(L,I_i)J} \int T_L(E) \delta(\epsilon_i + E + Q - E_x) dE \quad (IV.6)$$

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

La quantité Q est l'énergie de séparation des particules évaporées qui est définie de la manière suivante :

$$Q = B_{GS}(N_{NC}, Z_{NC}) - B_{GS}(N_L, Z_L) - B_{GS}(N_H, Z_H) \quad (IV.7)$$

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

La densité de niveaux est donnée par l'expression de Bohr et Mottelson [Boh69] :

$$\rho_I(\epsilon) = \frac{1}{12} \left(\frac{a\hbar^2}{2\mathcal{J}} \right)^{3/2} (2I + 1) a \frac{e^{2\sqrt{X}}}{X^2} \quad (IV.8)$$

où

$$X = a \left(\epsilon - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I + 1) - \Delta_{pair} \right) \quad (IV.9)$$

\mathcal{J} est le moment d'inertie du noyau fils et a est le paramètre de densité de niveaux. Pour la comparaison avec les données expérimentales, nous allons utiliser le moment d'inertie pour un noyau sphérique [Boh69] dont l'expression est donnée par :

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

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

L'énergie du pairing est donnée par l'expression empirique proposée dans la référence [Boh69] :

$$\Delta_{pair} = \frac{12}{\sqrt{A}} \quad (IV.10)$$

L'espace de phase associée à l'émission γ est définie par :

$$P_J^\gamma = \int \int \sum_{I=|J-1|}^{J+1} \rho_I(\epsilon) F_D(E_\gamma) \delta(\epsilon + E_\gamma - E_x) d\epsilon dE_\gamma \quad (IV.11)$$

Jusque à ce point, nous avons présenté une méthode de calcul basée sur le formalisme de Hauser-Feshbach, qui tient compte de l'évaporation de particules légères. Un calcul de la Méthode de Hauser-Feshbach Etendu avec évaporation (avec CASCADE) et sans évaporation (sans CASCADE) de particules légères pour les deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ sera présenté dans le paragraphe IV.2.8.

IV.2.3 Extension du Formalisme de Hauser-Feshbach au Processus Binaire (Fission)

Dans ce paragraphe, l'objectif est d'étendre le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau52], qui a été décrit précédemment à l'intégration sur un espace de phase de désexcitation binaire en fragments complexes (désexcitation par fission binaire) du noyau composé. L'intégration sur l'espace de phase de désexcitation en fragments complexes est divisée en quatre parties, qui sont définies par quatre équations (IV.12, IV.13, IV.14, IV.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 haute énergie d'excitation dans la région du continuum. L'intégration $P_J^{(c)}$ sur l'espace de phase pour cette désexcitation binaire est évaluée en étendant l'équation IV.5 à la forme suivante :

$$P_J^{(c)} = \sum_i \sum_{(I_L, I_H)} \sum_{(L, I)J} \int \int \rho_{I_H}(\epsilon_H) T_L(E) \delta(\epsilon_{L_i} + \epsilon_H + E + Q - E_x) d\epsilon_H dE \quad (\text{IV.12})$$

où $\rho_{I_H}(\epsilon_H)$ est la densité de niveaux du gaz de Fermi du fragment lourd avec 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 émis. De la même manière que dans la méthode de l'évaporation de particules légères, E est l'énergie du mouvement relatif entre le fragment léger et son partenaire lourd. $T_L(E)$ est le coefficient de transmission. L'expression utilisée pour calculer les coefficients de transmission des fragments complexes sera donnée dans le paragraphe IV.2.4.

Dans la deuxième partie, le fragment léger est très excité dans la région du continuum. La sommation sur i des niveaux discrets (voir équation IV.12) devient alors une intégration sur l'énergie d'excitation ϵ_L et une sommation sur le moment angulaire I_L du fragment léger de la façon suivante :

$$P_J^{(c)} = \sum_{(I_L, I_H)I} \sum_{(L, I)J} \int \int \int \rho_{I_L}(\epsilon_L) \rho_{I_H}(\epsilon_H) T_L(E) \delta(\epsilon_L + \epsilon_H + E + Q - E_x) d\epsilon_L d\epsilon_H dE \quad (\text{IV.13})$$

où $\rho_{I_L}(\epsilon_L)$ est la densité de niveaux du gaz de Fermi du fragment léger. Afin d'intégrer sur tout l'espace de phase, la compilation prend beaucoup de temps. Cependant cette partie est essentielle pour l'appliquer au processus de fusion-fission.

Dans la troisième partie, l'intégration sur l'espace de phase pour lequel le fragment lourd est dans la région de basse énergie d'excitation avec des niveaux discrets, se fait de la même manière que le premier cas et l'équation prend la forme suivante :

$$P_J^{(c)} = \sum_j \sum_{(I_L, I_{H_j})} \sum_{(L, I)J} \int \int \rho_{I_L}(\epsilon_L) T_L(E) \delta(\epsilon_L + \epsilon_{H_j} + E + Q - E_x) d\epsilon_L dE \quad (\text{IV.14})$$

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 issu d'une désexcitation binaire.

La quatrième partie, considère que les deux fragments (les deux partenaires) sont dans la région de faible énergie d'excitation. L'espace de phase est évalué par l'équation IV.5 qui correspond

à l'intégration sur l'espace de phase d'évaporation de particules légères :

$$P_J^{(c)} = \sum_i \sum_j \sum_{(I_{L_i}, I_{H_j})I} \sum_{(L,I)J} \int T_L(E) \delta(\epsilon_{L_i} + \epsilon_{H_j} + E + Q - E_x) dE \quad (\text{IV.15})$$

Ainsi, nous avons présenté l'espace de phase pour la désexcitation binaire en fragments complexes dont les différentes possibilités sont résumées par les quatre équations (IV.11), (IV.12), (IV.13) et (IV.15).

IV.2.4 Paramétrisation des Coefficients de Transmission

Le coefficient de transmission du mouvement relatif entre les deux fragments au point de scission est représenté pour tous les fragments (sur tout l'espace de phase définie par les équations (IV.11), (IV.12), (IV.13) et (IV.15)) et pour toutes les énergies d'excitation par la relation :

$$T_L(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{V(L)-E}{\Delta_L}\right)} \quad (\text{IV.16})$$

où le paramètre de diffusivité $\Delta_L = 1 \hbar$ dans notre étude.

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

$$V(L) = V_{coul} + \frac{\hbar^2}{2\mu_f R_s^2} L(L+1) \quad (\text{IV.17})$$

où μ_f est la masse réduite des deux fragments.

Le paramètre de point de scission R_s est estimé en utilisant les 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 ($r_s = 1.2$ fm est une constante dans le présent travail) et en incluant la distance de séparation d des deux fragments au point de scission,

$$R_s = R_L + R_H + d \quad (\text{IV.18})$$

et V_{coul} est calculé par la formule suivante :

$$V_{coul} = \frac{Z_L Z_H e^2}{R_s} \quad (\text{IV.19})$$

où Z_L et Z_H sont les nombres atomiques des fragments léger et lourd dans la voie de sortie respectivement.

Dans le paragraphe suivant, une étude approfondie portant sur plusieurs réactions dans la région de masse $A_{NC} \leq 60$ sera effectuée pour donner une **systematique du point de scission**.

IV.2.5 Instauration d'une Systématique du Point de Scission

Dans le but d'élargir le champ d'application, nous avons eu recours à la mise en évidence d'une systématique pour le point de scission. Ceci a été réalisé en faisant plusieurs fois le calcul pour la même réaction en changeant le paramètre du point de scission (d) jusqu'au point où le modèle reproduit assez bien les données expérimentales. Cette technique a été appliquée pour la même réaction à plusieurs énergies de bombardement et pour plusieurs systèmes (voir tableau IV.1).

Réaction	A_{NC}	$E_{lab.}$ (MEV)	Référence des Données Expérimentales	Point de scission d (fm) donnant le meilleur résultat
$^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$	^{47}V	180	[Dje92]	2.50
	^{47}V	200	[Dje92]	2.50
	^{47}V	278	[Présent travail]	2.50
$^{36}\text{Ar} + ^{12}\text{C}$	^{48}Cr	188	[Far96]	2.61
$^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$	^{56}Ni	121	[San89]	3.51
	^{56}Ni	142	[San89]	3.51
$^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$	^{59}Cu	275	[Présent travail]	3.84

Tableau IV.1 : Valeur du paramètre du point de scission reproduisant le meilleur calcul des données expérimentales.

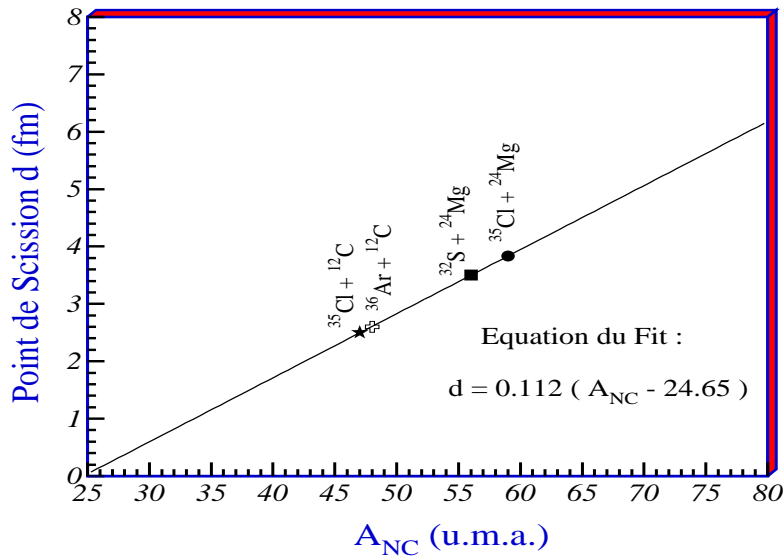


Figure IV.1 : Systématique du point de scission dans la région de masse $40 \leq A_{NC} \leq 60$.

A partir du tableau IV.1, nous avons établi une systématique (voir figure IV.1) du paramètre du point de scission que nous avons introduit dans le programme de calcul. L'équation de la **systématique obtenue pour le point de scission** est donnée par :

$$d = 0.112(A_{NC} - 24.65) \tag{IV.20}$$

où A_{NC} est la masse du noyau composé formé par la réaction. L'équation de la systématique nous permet d'obtenir de bons résultats de calcul dans la région de masse $40 \leq A_{NC} \leq 60$ pour d'autres systèmes de réaction.

Finalement le modèle à un caractère prédictif ne nécessitant l'introduction que des caractéristiques suivantes : la masse du projectile (M_p), la masse de la cible (M_c), l'énergie de bombardement ($E_{lab.}$) et le moment angulaire de fusion (ℓ_F).

IV.2.6 Instauration de la Température dans le Modèle de Hauser-Feshbach Etendu+CASCADE : EHFCEM(T)

Pour tenir compte des effets de structure, la dépendance de la densité de niveaux en fonction de la température est introduite dans les calculs [Mat90] suivant un modèle phénoménologique [Lee86].

Une relation empirique entre le paramètre de densité de niveaux et la température est obtenue en utilisant les énergies de structure en couches de l'état fondamental de chaque noyau considéré $E_{sh}(0)$ déduites des énergies de liaison observées :

$$E_{sh}(0) = E_{sh}^{obs}(0) = B_{LD}(N, Z) - B_{GS}^{obs}(N, Z) + \Delta_{pair} \quad (IV.21)$$

où B_{LD} est l'énergie de liaison de la goutte liquide [See67], B_{GS} sont les énergies de liaison observées [Wap85] et Δ_{pair} l'énergie de *pairing*.

A température finie, l'énergie de structure en couche $E_{sh}(\tau)$ et l'entropie $S(\tau)$ peuvent être approximativement exprimées sous les formes suivantes :

$$E_{sh}(\tau) \simeq E_{sh}(0) \tau^2 \frac{\cosh(\tau)}{\sinh^2(\tau)} \quad (IV.22)$$

$$S \simeq \tilde{S} \left[1 + E_{sh}(0) \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_{sh}} \right)^2 \frac{3(\tau \coth(\tau) - 1)}{g_0 \tau \sinh(\tau)} \right] \quad (IV.23)$$

où τ est la température réduite,

$$\tau = \frac{2\pi^2 T}{\hbar\omega_{sh}}, \quad (IV.24)$$

et \tilde{S} est la valeur asymptotique de l'entropie,

$$\tilde{S} = \pi^2 g_0 T = 2\tilde{a}T \quad (IV.25)$$

et $\tilde{a} = A/8$, g_0 est la valeur moyenne du paramètre de densité de niveaux à une particule,

$$g_0 = \frac{6\tilde{a}}{\pi^2} \quad (IV.26)$$

et

$$\hbar\omega_{sh} = \frac{41}{A^{1/3}} \text{ (MeV)} \quad (IV.27)$$

l'espace entre les couches. La température nucléaire T est déterminée par la relation :

$$U = E^* - \Delta_{pair} = \tilde{a}T^2 + E_{sh}(\tau) - E_{sh}(0) \quad (IV.28)$$

enfin la dépendance en température de la densité de niveaux est donnée par :

$$S = 2\sqrt{aU} \quad (IV.29)$$

Dans le présent travail, nous avons utilisé les valeurs suivantes :

$$g_0 = \frac{3}{2}\epsilon_F A \quad \text{avec} \quad \epsilon_F = 30 \text{ MeV}$$

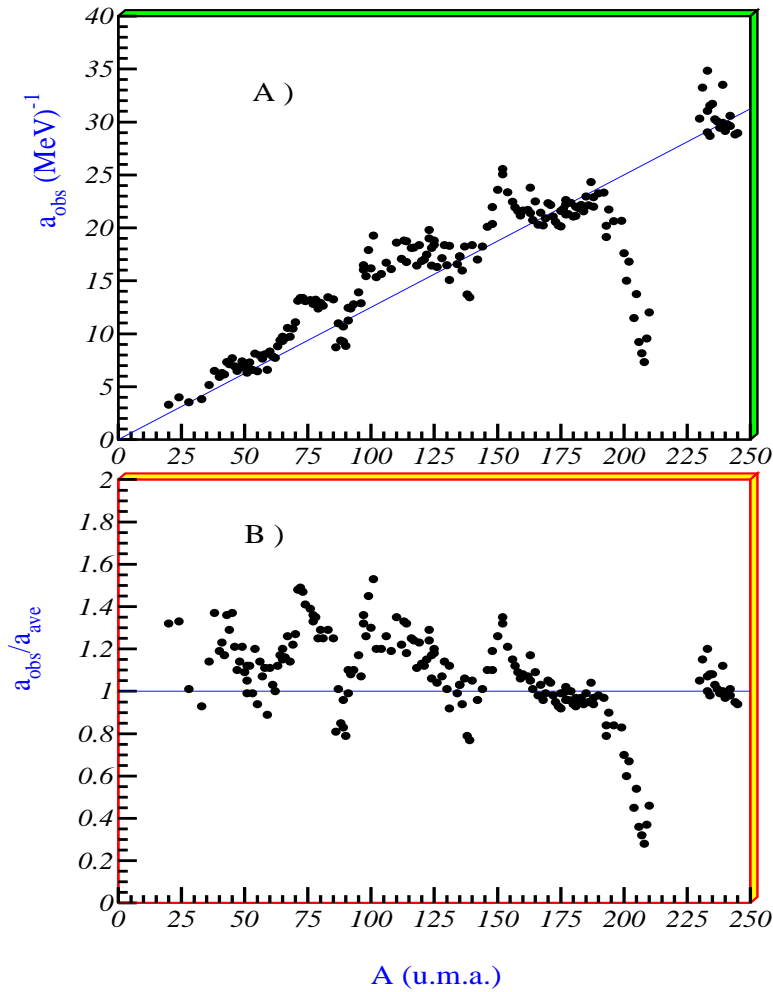


Figure IV.2 : Calcul du paramètre de densité de niveaux “a” dans le cadre du Modèle de Hauser-Feshbach dépendant de la température. La ligne continue correspond à $\tilde{a} = A/8$.

La figure IV.2 représente le calcul du paramètre de densité de niveaux “a” à basse énergie d’excitation ($E^* \simeq 5-10$ MeV) pour les noyaux qui figurent dans la référence [Fac68] où nous constatons que les effets de couche sont assez importants. La ligne continue correspond au paramètre de densité de niveaux $\tilde{a} = A/8$. Le calcul de la densité de niveaux présenté sur la figure IV.2 reproduit assez bien les densités de niveaux observées dans la référence [Fac68].

IV.2.7 Procédure de Calcul du EHF_{CM} et EHF_{CM}(T)

Les quantités physiques nécessaires au calcul de EHF_{CM}+CASCADE sont principalement déterminées par la section efficace totale de fusion σ_{fus} , qui est donnée par :

$$\sigma_{fus} = \sigma_{FE} + \sigma_{FF} = \sum_{J=0}^{\infty} \sigma_{fus}(J) = \pi \lambda^2 \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) T_{(J)}^{(fus)}, \quad (IV.30)$$

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 $T_J^{(fus)}$ de la voie d'entrée est représenté par la simple distribution de Fermi,

$$T_{(J)}^{(fus)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{J-J_{cr}}{\Delta_J}\right)}, \quad (IV.31)$$

où le moment angulaire J_{cr} est déduit à partir de la section efficace expérimentale de fusion, qui correspond à la somme des sections efficaces des résidus d'évaporation (σ_{FE}) et des produits de fusion-fission (σ_{FF}). Le paramètre de diffusivité Δ_J est pris égal à $1 \hbar$ dans ce calcul.

La première chance de désexcitation du noyau composé est constituée de l'évaporation de particules légères (n , p , α et γ) et des paires de fragments complexes (voir figure IV.3). Le rapport de décroissance $R_J^{(c)}$ dans l'équation (IV.2) a été évalué pour toutes les voies de sortie en utilisant la section efficace partielle de fusion σ_{fus} de l'équation (IV.31) égale à la section efficace de $\sigma_J(E_x)$ de l'équation (IV.1).

Du fait que le calcul prend beaucoup d'espace mémoire des ordinateurs, les résultats du calcul ont été répertoriés en deux groupes. L'énergie d'excitation et les distributions de moments angulaires pour chaque fragment de nombre atomique Z' et de nombre de neutrons N' sont rangées sous la forme de $\sigma_{(Z',N')}(\epsilon', I')$ comme une valeur de la section efficace. La distribution de l'énergie cinétique de la première chance de l'émission de fragments est aussi rangée sous la forme de $\sigma_{(Z',N')}(E')$ où E' est l'énergie cinétique du mouvement relatif entre les deux fragments binaires. Les distributions $\sigma_{(Z',N')}(\epsilon', I')$ du fragment de numéro atomique Z' et de nombre de neutrons N' obtenues de la première chance de la désexcitation sont supposées dans des états excités. Ensuite, le calcul CASCADE est appliqué aux fragments chauds (excités) qui ressortent de la première chance du calcul EHF_{CM}.

Les distributions finales $\sigma_{(Z',N')}(\epsilon', I', Z, N)$ du fragment de numéro atomique Z et de nombre de neutron N sont obtenues comme le résultat de la désexcitation en cascade de particules légères de chaque fragment de numéro atomique Z' et de nombre de neutrons N' qui a été peuplé avec la section efficace $\sigma_{(Z',N')}(\epsilon', I')$ dans le calcul de la première chance de désexcitation du calcul de EHF_{CM}. Durant le calcul CASCADE, les distributions $\sigma_{(Z',N')}(\epsilon, I, Z, N)$ ont été stockées sous la forme inclusive :

$$\sigma_{(Z',N')}(Z, N) = \sum_{\epsilon, I} \sigma_{(Z',N')}(\epsilon, I, Z, N), \quad (IV.32)$$

ainsi les distributions de charge $\sigma(Z)$ et de masse $\sigma(A)$ peuvent être directement comparées aux données expérimentales.

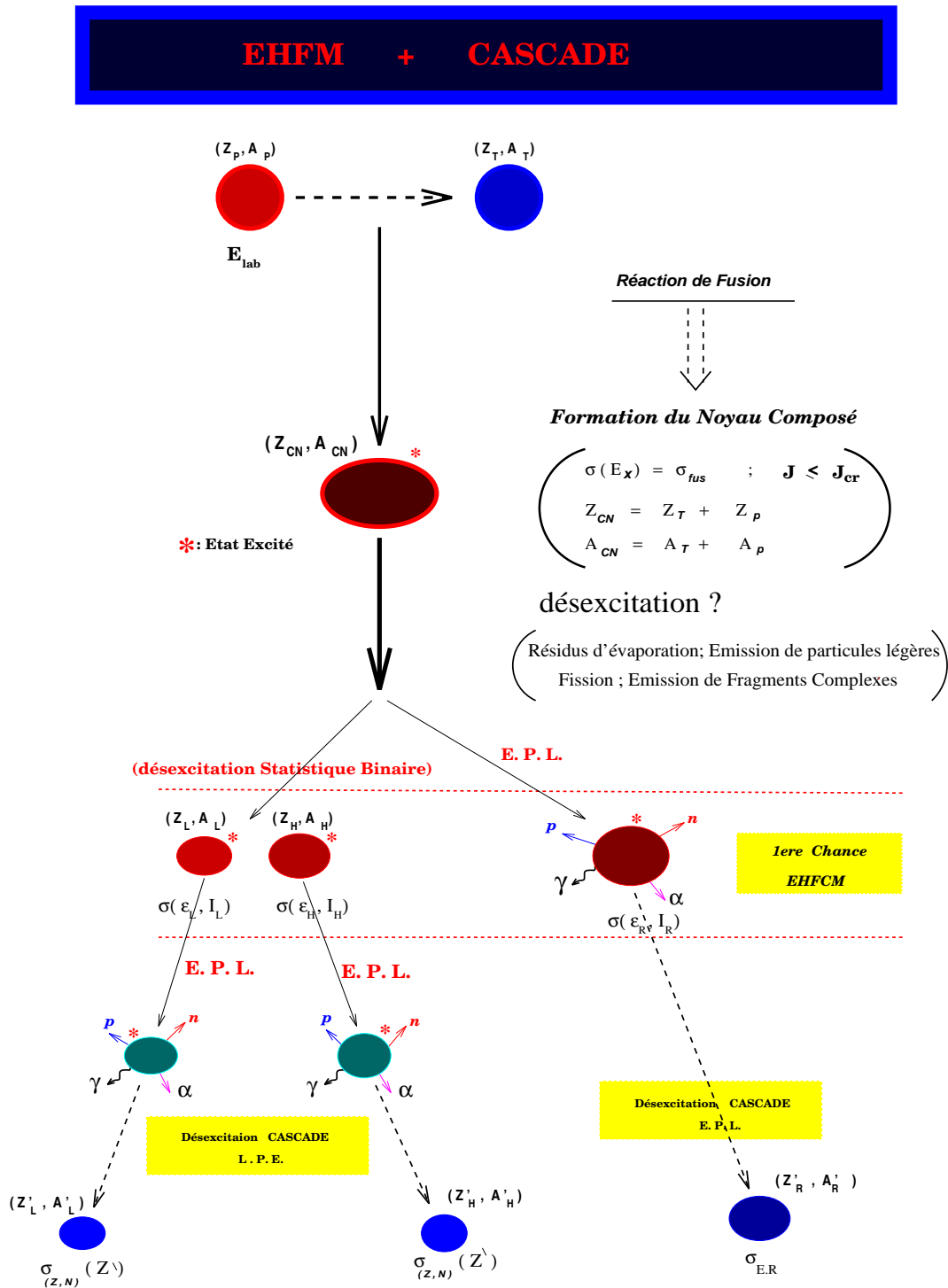


Figure IV.3 : Schéma illustrant la procédure de calcul du Modèle Hauser-Feshbach Etendu+Cascade (EHFCM).

Les vitesses moyennes des fragments émis de la première chance de la désexcitation ne sont pas trop affectées par l'émission de particules légères de **post-scission**. Les distributions de l'énergie cinétique de fragment $\sigma_{(Z',N')}(E')$, qui sont obtenues dans le calcul de la première chance du calcul EHF_M dans le système du centre de masse (c.m.) sont transformées en distributions de l'énergie cinétique pour un angle donné dans le laboratoire θ_{lab}

$$\frac{d^2\sigma_{(Z',N')}}{d\Omega_{lab} dE'_{lab}}, \quad (IV.33)$$

en utilisant les formules de transformation habituelles. La distribution angulaire des fragments issus de la première chance de la désexcitation binaire est supposée suivre un comportement en $1/\sin\theta_{c.m.}$ dans le système c.m. pour le processus de fission.

Après simplification, les distributions de charge des fragments finaux sont données par :

$$\sigma_{(Z',N')}(Z) = \sum_N \sigma_{(Z',N')}(Z, N), \quad (IV.34)$$

et les distributions de probabilité $P_{(Z',N')}(Z)$ sont définies comme une fonction des distributions de charge $\sigma_{(Z',N')}(Z)$ comme,

$$P_{(Z',N')}(Z) = \frac{\sigma_{(Z',N')}(Z)}{\sum_{Z''} \sigma_{(Z',N')}(Z'')}, \quad (IV.35)$$

en utilisant les équations (34) et (35), on aboutit à la forme finale des distributions d'énergie cinétique modifiées par la désexcitation en cascade des particules légères post-scission sous la forme suivante :

$$\frac{d^2\sigma(Z)}{d\Omega_{lab} dE_{lab}} = \sum_{(Z',N')} P_{(Z',N')}(Z) \frac{d^2\sigma(Z', N')}{d\Omega_{lab} dE'_{lab}} \quad (IV.36)$$

la relation entre l'énergie cinétique E'_{lab} de l'émission de première chance et l'énergie cinétique E_{lab} finale est la suivante :

$$E_{lab} = \frac{Z}{Z'} E'_{lab} \quad (IV.37)$$

pour l'évaluation de la distribution du **déficit de charge** correspondant à la mesure du fragment éjecté avec le nombre atomique Z_1 dans les mesures en coïncidence, les sections efficaces de coïncidence $\sigma_{Z_1}^{coinc}(Z_2)$ sont définies pour le partenaire de la coïncidence binaire de la manière suivante :

$$\sigma_{Z_1}^{coinc}(Z_2) = \sum_{(Z'_1, N'_1)} \sigma_{(Z'_1, N'_1)}(Z_1) \sigma_{(Z'_2, N'_2)}(Z_2), \quad (IV.38)$$

où $Z'_2 = Z_{NC} - Z_1$ et $N'_2 = N_{NC} - N_1$.

Donc la distribution de probabilité du déficit de charge pour un fragment de charge Z_1 est donnée par la formule suivante :

$$P_{(Z_1)}(\Delta Z) = \frac{\sigma_{Z_1}^{coinc}(Z_2)}{\sum_{z''} \sigma_{Z_1}^{coinc}(Z'')} \quad (\text{IV.39})$$

où $\Delta Z = Z_{NC} - (Z_1 + Z_2)$ définit le déficit de charge.

Finalement les valeurs moyennes $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ qui correspondent à la charge moyenne mesurée en coïncidence sont définies en utilisant les distributions de probabilité $P_{(Z_1)}(\Delta Z)$ du déficit de charge :

$$\langle Z_1 + Z_2 \rangle = \sum_{\Delta Z} (Z_1 + Z_2) P_{(Z_1)}(\Delta Z) \quad (\text{IV.40})$$

en comparaison avec des calculs récents [Gom91, San91], il est important de mentionner que l'un des principaux avantages du présent modèle est l'utilisation d'un code unique et simple pour suivre tout le processus de désexcitation jusqu'à ce que tous les fragments soient complètement refroidis (relaxés en énergie).

IV.2.8 Comparaison avec les Résultats Expérimentaux des Réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et Interprétations

Afin de comparer les résultats expérimentaux aux prévisions du modèle il est nécessaire de fixer les paramètres indépendamment du système considéré. Cela concerne essentiellement la diffusivité de la distribution en moment angulaire du noyau composé, $\Delta_J = 1 \hbar$ (relation IV.32) et les paramètres de la barrière au point de scission [Mat90] obtenus à l'aide du potentiel de Krappe et Nix [Kra73]. Il est permis de s'attendre à ce que les effets de structure influent de manière importante sur les prévisions du modèle. Une première comparaison avec cette version du modèle est effectuée dans ce présent travail avec les données expérimentales des réactions $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à 8 MeV/nucléon. Nous présentons principalement les résultats pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$. Ceux concernant la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ ont été récemment publiés [Bec96b].

IV.2.8.a Distributions en Charge $\sigma(Z)$

Le résultat d'un traitement complet tenant compte de tout l'espace de phase des fragments et de la dépendance en température de la densité de niveaux est donné par la figure IV.4. Sont représentés sur cette figure les résultats pour le système $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à $E_{lab.} = 275$ MeV. Les données des distributions en charge sont assez bien reproduites. Un examen plus détaillé permet de relever que :

- le calcul EHF+CASCADE (figure IV.4 A) et B)), qui tient compte de l'évaporation de particules légères par les fragments de fission (évaporation de post-scission) reproduit mieux les données expérimentales par rapport au calcul EHF+M effectué sans évaporation de post-scission.
- les sections efficaces expérimentales des fragments de charges $13 \leq Z \leq 17$ sont sous évaluées par le calcul, ceci est dû à la contribution d'autres mécanismes de production de ces fragments notamment le "deep-inélastique" (le modèle EHF+CASCADE a pour base comme mécanismes de réaction les processus de fusion-fission et de fusion-évaporation).

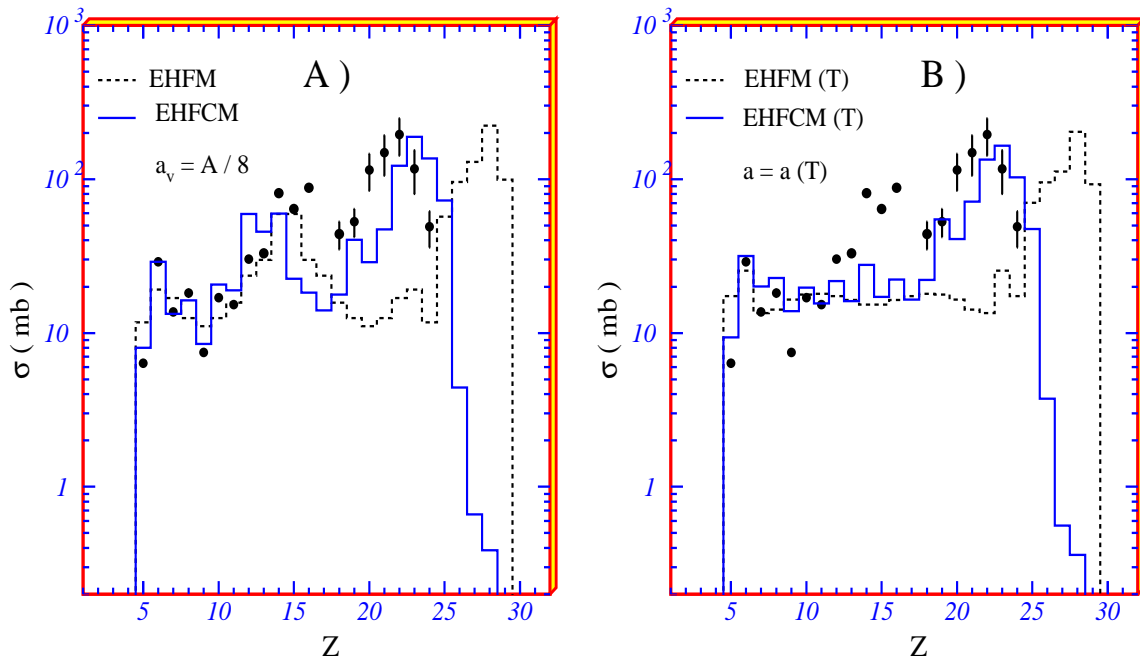


Figure IV.4 : Comparaison des distributions en charge des produits de réaction $^{35}\text{Cl}(E_{\text{lab}} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ à celles calculées par la méthode de Hauser-Feshbach étendue sans calcul CASCADE (histogrammes discontinus) et avec calcul CASCADE (histogrammes continus) :
 A) calcul indépendant de la température, publié dans la référence [Nou96]
 B) calcul dépendant de la température, publié dans la référence [Bec97]

- le modèle reproduit de manière satisfaisante les sections efficaces observées.

IV.2.8.b Spectres en Energie

La comparaison des distributions en énergie des fragments de charge $5 \leq Z \leq 14$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ (histogramme) aux distributions calculées par la méthode de Hauser-Feshbach étendue sans calcul CASCADE (courbe discontinue) et avec calcul CASCADE (courbe continue), indépendant et dépendant de la température est donnée sur la figure IV.5. La figure permet de constater que :

- Les distributions expérimentales des fragments issus du processus de fusion-fission ($5 \leq Z \leq 12$) sont assez bien reproduites par le calcul EHFM+CASCADE en tenant compte de l'évaporation de post-scission.
- le calcul EHFM+CASCADE indépendant et dépendant de la température est relativement semblable pour les produits de fusion-fission ($5 \leq Z \leq 12$). Ceci signifie que ces fragments ($5 \leq Z \leq 12$) sont relativement peu excités et sont peu sensibles aux effets de couche.
- le modèle reproduit de manière satisfaisante les distributions en énergie des produits de fusion-fission.

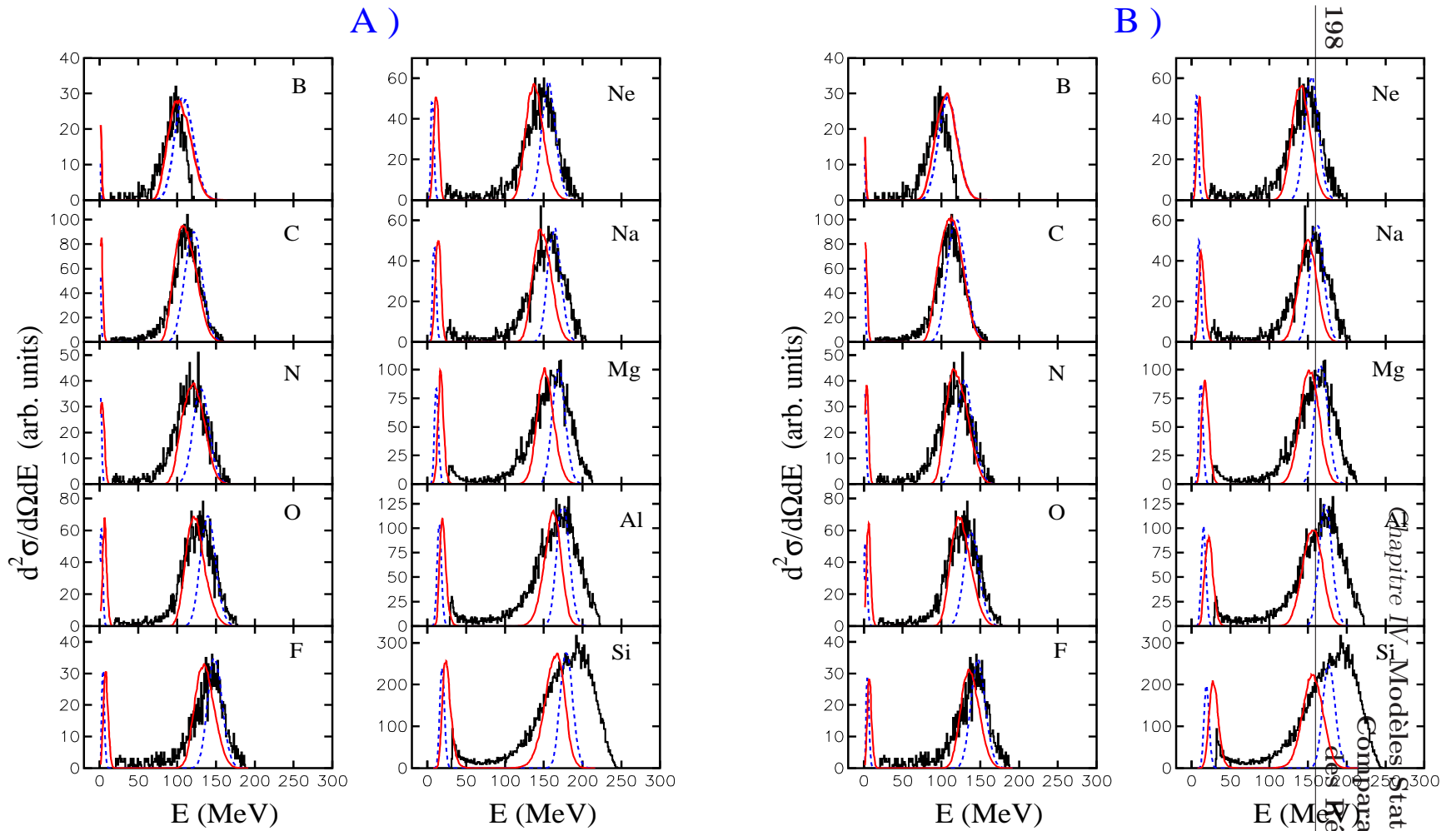


Figure IV.5 : Comparaison des distributions en énergie dans le laboratoire des fragments de charge $5 \leq Z \leq 14$ émis à $\theta_{lab} = -7^\circ$ issus de la réaction $^{35}\text{Cl}(E_{lab} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ (histogrammes) aux distributions calculées par la méthode de Hauser-Feshbach étendue sans calcul CASCADE (courbe discontinue) et avec calcul CASCADE (courbe continue):

A) calcul indépendant de la température

B) calcul dépendant de la température, publié dans la référence [Bec97].

IV.2.8.c Energies Cinétiques Totales T.K.E.

Les énergies cinétiques totales (T.K.E.) mesurées dans les différentes voies de sortie ont été extraites des énergies moyennes obtenues après intégration des spectres d'énergie pour chaque angle d'observation. Sur la figure IV.6 , nous présentons une comparaison des distributions angulaires et en charge de l'énergie cinétique totale T.K.E. des fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$. Il en résulte que :

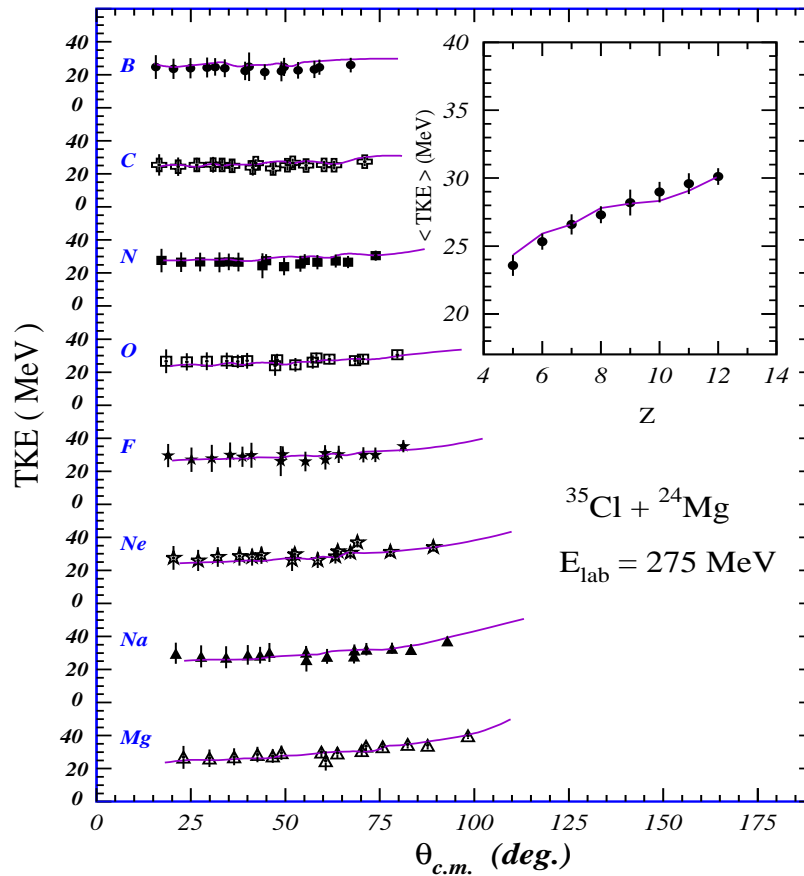


Figure IV.6 : Comparaison pour chaque élément $5 \leq Z \leq 12$ des distributions angulaires de l'énergie cinétique totale T.K.E. des fragments de fusion-fission issus de la réaction $^{35}\text{Cl}(E_{\text{lab}} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ à celles calculées par la méthode de Hauser-Feshbach étendue avec calcul CASCADE indépendant de la température (courbe continue).

- le modèle de EHF+CASCADE, qui est essentiellement un modèle de fusion-fission reproduit d'une manière très satisfaisante les distributions en énergie et en charge expérimentales des fragments $5 \leq Z \leq 12$. Ceci confirme que les fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ sont bien issus d'un processus de fusion-fission.
- le calcul, qui est en bon accord avec les mesures, confirme que les T.K.E., pour $Z = 5$ (B) au $Z = 12$ (Mg) sont indépendants de l'angle d'observation et que ces fragments issus de la réaction reflètent la configuration du point de scission du système composé.

IV.2.8.d Distributions du Déficit de Charge Nucléaire ΔZ

Une manière directe de confirmer le caractère binaire du mécanisme de réaction consiste à étudier la distribution en charge des fragments en coïncidence $Z_{1,2} \geq 5$. Les figures IV.7 , IV.8 A) et B) présentent la comparaison des distributions du déficit de charge mesurées pour les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à celles calculées par le modèle Hauser-Feshbach étendu dépendant et indépendant de la température.

Nous pouvons noter des figures IV.7 , IV.8 A) et B) des distributions du déficit de charge que :

- le calcul reproduit assez bien la largeur des distributions en charge mesurées. Ceci confirme que les fragments plus légers ont une distribution en charge plus large que les fragments plus lourds. Ceci est attribué à l'évaporation de particules légères chargées.
- le calcul et les mesures sont en très bon accord et que le déficit de charge moyen pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ est de $\langle \Delta Z \rangle = 4$ et pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ est de $\langle \Delta Z \rangle = 2$. Ceci implique que le déficit de charge est dû principalement aux effets d'évaporation séquentielle de particules légères notamment par les fragments les plus lourds dans le cas d'une voie de sortie asymétrique.
- le bon accord entre les distributions du déficit de charge mesurées et celles calculées confirme la nature binaire des produits et indirectement que les processus à trois corps sont absents (ou très faible) dans les deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à 8 MeV/nucléon.
- les calculs dépendant et indépendant de la température donnent sensiblement le même résultat. Donc pour mieux observer l'effet de la température, il convient de faire une comparaison entre les mesures et le calcul pour les distributions en $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ des fragment en coïncidence dont le résultat sera présenté dans le paragraphe suivant.
- le modèle reproduit d'une manière très satisfaisante les distributions en charge mesurées des produits issus des deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$.

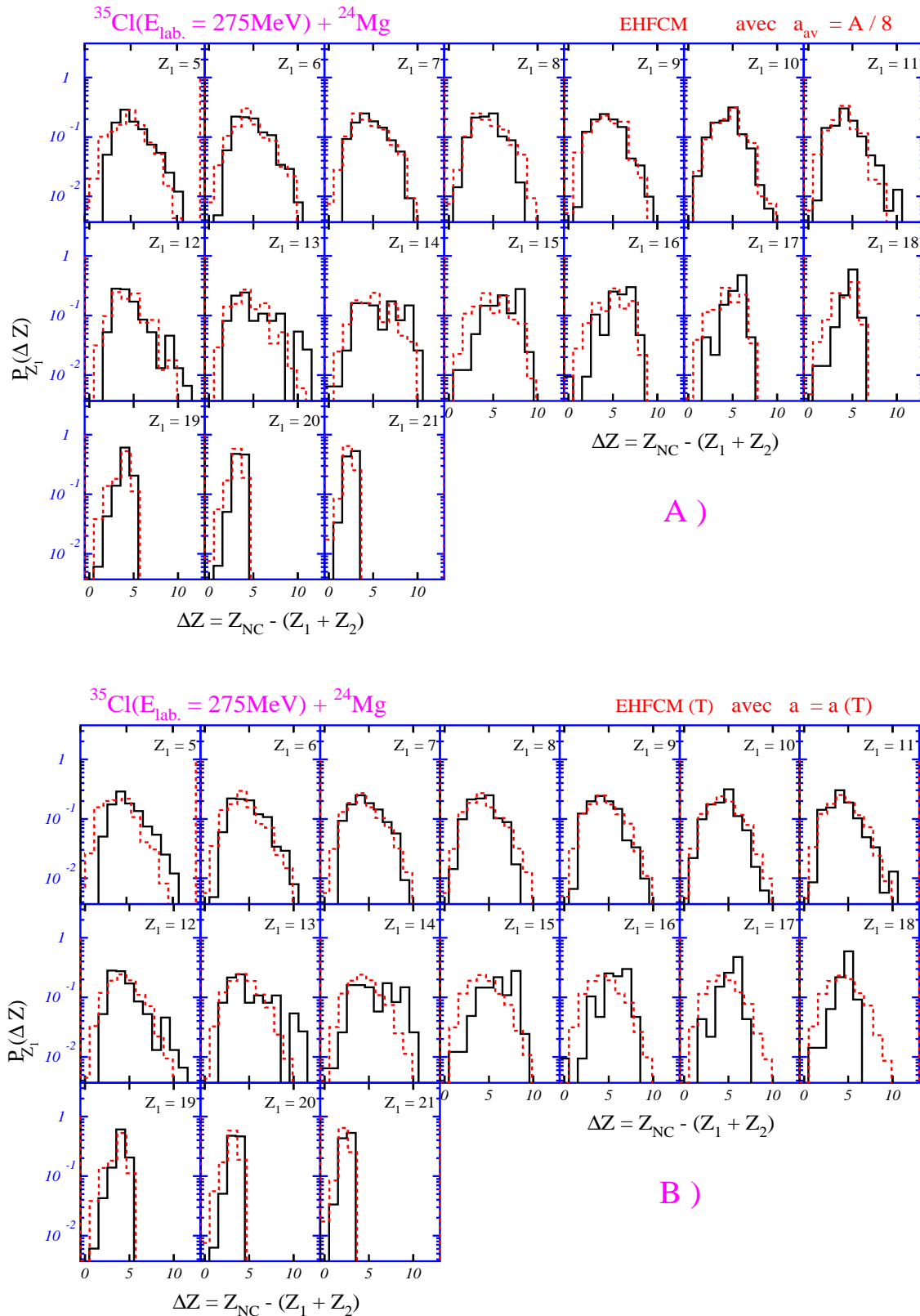


Figure IV.7 : Comparaison des distributions du déficit de charge des fragments $Z_{1,2} \geq 5$ en coïncidence mesurées pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ (histogramme en trait continu) aux calculs du modèle Hauser-Feshbach étendu (histogramme en trait discontinu)

A) calcul indépendant de la température, publié dans la référence [Nou96]

B) calcul dépendant de la température, publié dans la référence [Bec97].

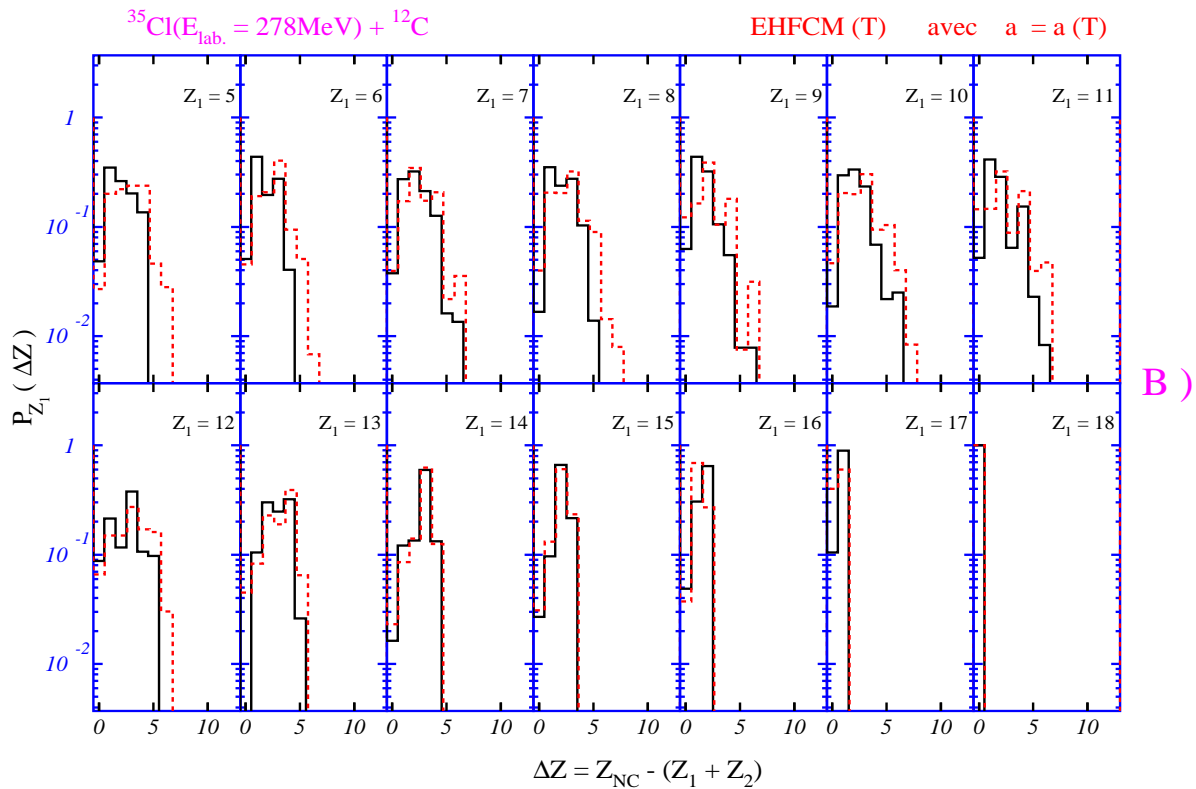
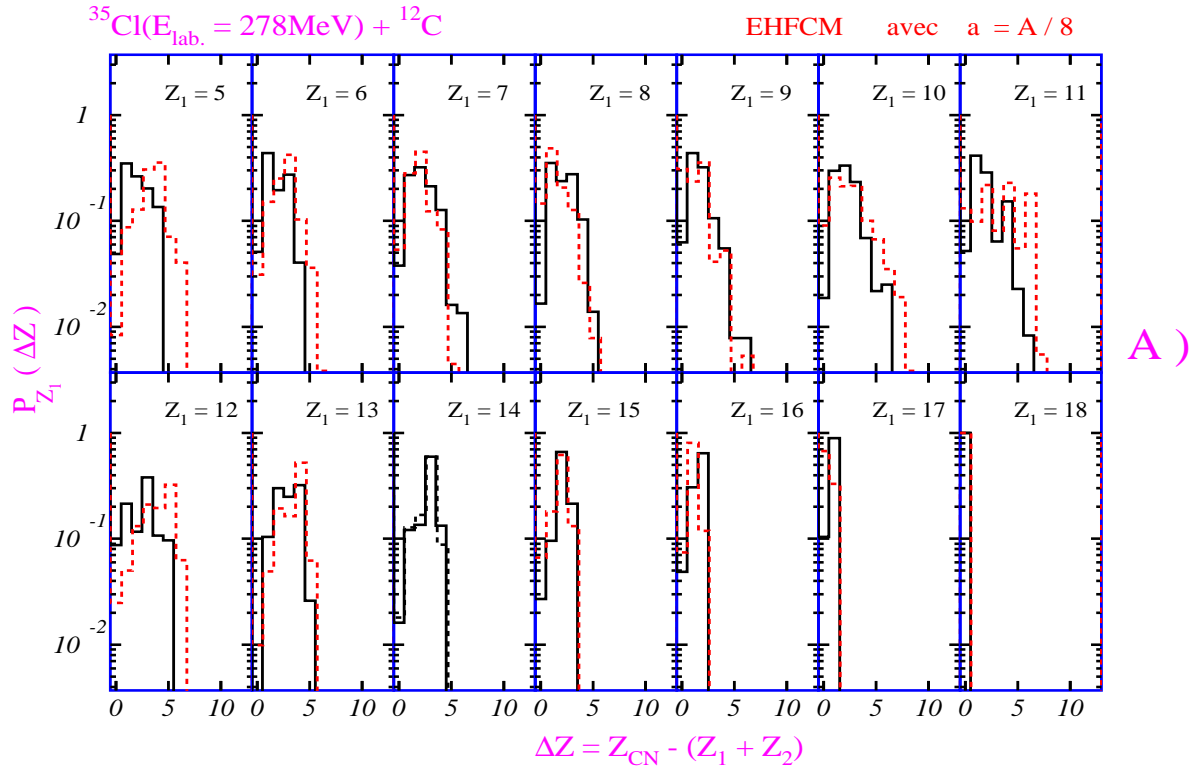


Figure IV.8 : Comparaison des distributions du déficit de charge des fragments $Z_{1,2} \geq 5$ en coïncidence mesurées pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ (histogramme en trait continu) aux calculs du modèle Hauser-Feshbach étendu (histogramme en trait discontinu)

A) calcul indépendant de la température, publié dans la référence [Mat97]

B) calcul dépendant de la température.

IV.2.8.e Distributions en $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ des Fragments en Coïncidence

La figure IV.9 montre la comparaison entre la valeur moyenne de la somme des charges des fragments détectés en coïncidence $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ en fonction de la charge de l'un des deux fragments mesurée pour la réaction $^{35}\text{Cl}(E_{lab.} = 275 \text{ MeV}) + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl}(E_{lab.} = 278 \text{ MeV}) + ^{12}\text{C}$ à celle prédite par le modèle de Hauser-Feshbach étendu dépendant et indépendant de la température. La distribution expérimentale a été obtenue en moyennant sur les différentes configurations de coïncidences et pour lesquelles nous n'avons pris en considération que les coïncidences binaires des fragments de charge $Z_{1,2} \geq 5$. Nous constatons de la figure que :

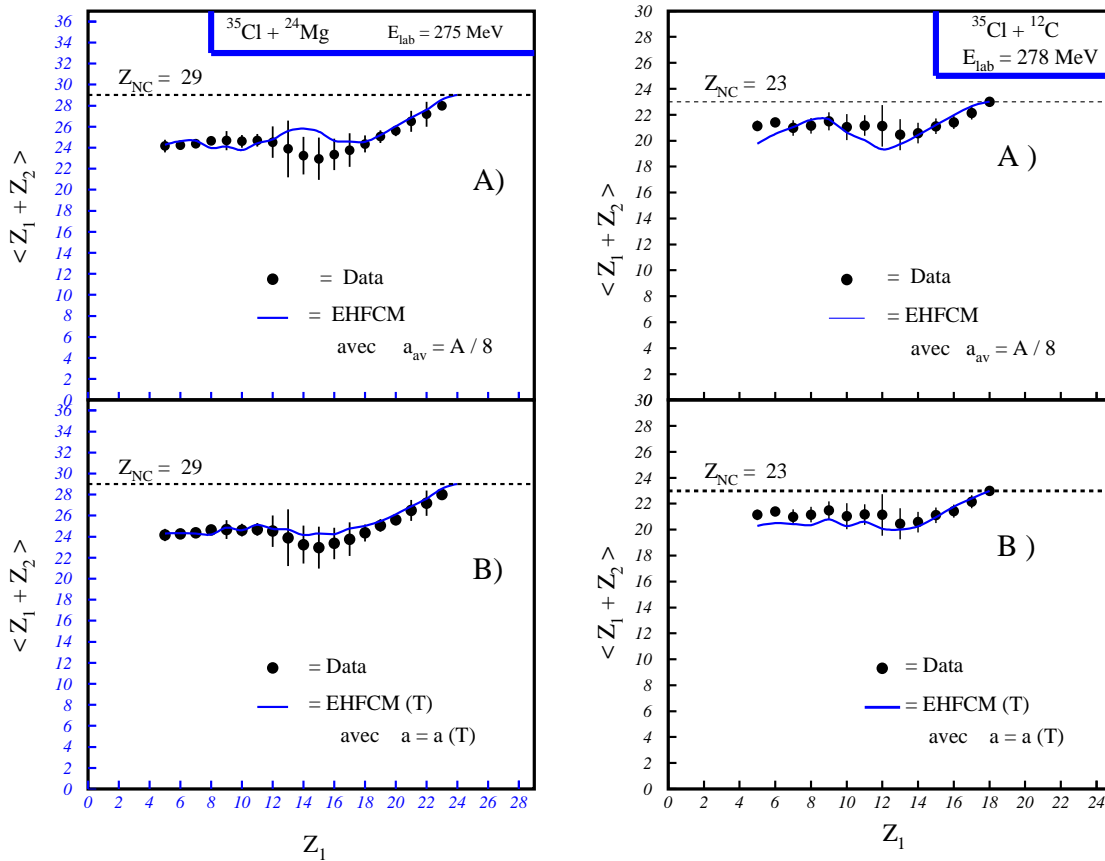


Figure IV.9 : Comparaison de la distribution de la valeur moyenne de la somme des charges des fragments détectés en coïncidence en fonction de la charge de l'un des deux fragments aux calculs du code Hauser-Feshbach étendue + Cascade :

A) calcul indépendant de la température, publié dans la référence [Nou96]

B) calcul dépendant de la température, publié dans la référence [Bec97].

Les mesures expérimentales sont représentées par des points pour $Z_{1,2} \geq 5$ pour les deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$. Les valeurs calculées sont représentées par la courbe en trait plein pour $Z_{1,2} \geq 5$.

- le calcul EHFCM reproduit d'une manière très satisfaisante la valeur moyenne de la somme des charges $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ pour les fragments de charge ($5 \leq Z_1 \leq 12$, $18 \leq Z_1 \leq 24$) pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et ($5 \leq Z_1 \leq 10$, $14 \leq Z_1 \leq 18$) pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$. En revanche un désaccord relatif pour $13 \leq Z_1 \leq 17$ et $11 \leq Z_1 \leq 13$ subsiste.
- En faisant le calcul EHFCM avec température figure IV.9 B), le modèle EHFCM(T) reproduit assez bien la valeur moyenne de la somme des charges $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ pour tous les fragments pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$. Le désaccord signalé précédemment disparaît. Ceci implique que les effets de couche sont assez importants dans ces fragments.

IV.2.8.f Conclusions sur le Modèle Hauser-Feshbach Étendu+Cascade

Le modèle de Hauser-Feshbach étendu dépendant et indépendant de la température reproduit d'une manière très satisfaisante les données expérimentales.

Ce modèle (EHFM+Cascade), nous a confirmé que :

- l'évaporation de post-scission est assez importante dans des collisions entre ions lourds "légers" ($40 \leq A_{NC} \leq 60$) à une énergie de bombardement $E_{lab.} \leq 10$ MeV/nucléon. Ceci est illustré dans la comparaison des distributions en charge (voir figure IV.4).
- le calcul dépendant et indépendant de la température, nous a permis de constater que les effets de couche sont faibles dans les fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $5 \leq Z \leq 10$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$. Par contre elles contribuent d'une manière assez importante dans les fragments de charge $13 \leq Z \leq 17$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $11 \leq Z \leq 13$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ (voir figure IV.9).
- le bon accord des distributions du déficit de charge mesurées et calculées confirme la nature binaire des produits et que les processus à trois corps sont absents (ou très faibles) dans les deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à 8 MeV/nucléon.
- la bonne prédiction du calcul pour les mesures des fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ confirme que ces fragments sont bien des produits de fusion-fission dans les deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à 8 MeV/nucléon. Et que les fragments de charge $13 \leq Z \leq 17$ sont issus d'un mélange de mécanismes : fusion-fission, l'orbiting et deep-inélastique.

D'une manière générale, le modèle EHFM+Cascade dépendant et indépendant de la température s'avère être un excellent modèle pour étudier les propriétés des processus de fusion-fission et de fusion-évaporation ainsi que les effets de structure (effets de couche et de pairing). Il est à signaler que ce modèle peut tenir compte de la déformation des produits de réaction au cours de leurs désexcitations mais dans le présent travail, nous n'en avons pas tenu compte de la déformation puisque notre objectif était d'étudier l'origine et les propriétés des mécanismes de production des fragments.

IV.3 Modèle d'Emission de Fragments Complexes (Gemini)

IV.3.1 Concept du Modèle

La fission symétrique et l'évaporation de particules légères (n, p, α, \dots) peuvent être considérées comme les modes extrêmes d'un même processus de désexcitation du noyau composé. La décroissance du noyau composé est décrite d'une manière uniforme dans le cadre du formalisme de l'état de transition selon l'approche de Moretto [Mor75]. Dans ce contexte la fission asymétrique observée dans le présent travail peut être interprétée comme une émission de fragments complexes [Sob83]. Nous considérons dans cette partie un modèle statistique du point selle suivant le code Gemini [Cha88, Cha88a, Cha90]. Une autre illustration en sera donnée dans le paragraphe IV.4.1 pour l'analyse de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ [San91b].

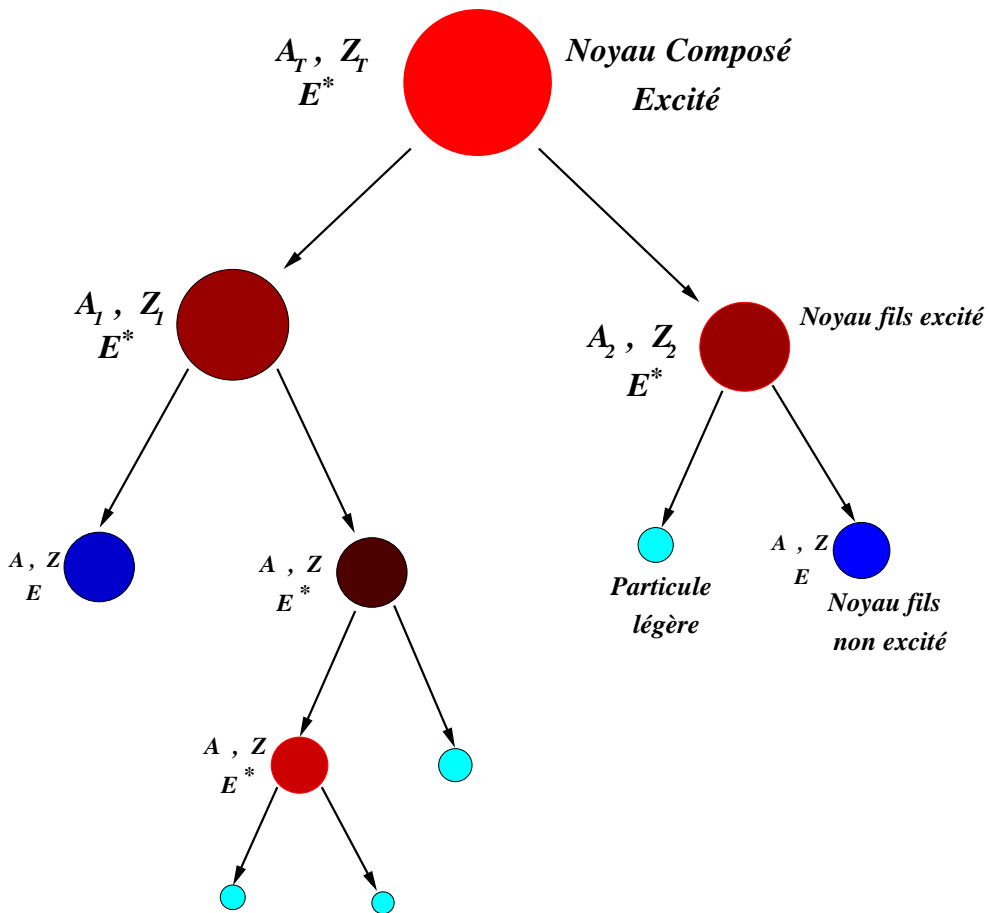


Figure IV.10 : Schéma illustrant la procédure de calcul du Modèle d'Emission de Fragments Complexes (Gemini).

IV.3.2 Formalisme du Modèle

Ce code utilise la méthode Monte-Carlo pour suivre la chaîne de décroissance d'un noyau composé par cassures binaires séquentielles jusqu'à ce que les produits résultants soient suffisamment refroidis pour ne plus subir de désexcitation (voir figure IV.10).

- Les largeurs de décroissance par évaporation de fragments de charge $Z \leq 2$ (particules légères) sont calculées en utilisant le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau52]. Lorsqu'une particule légère (Z_1, A_1) de spin J_1 est émise par le noyau (Z_0, A_0) d'énergie d'excitation E^* et de spin J_0 la largeur de décroissance est donnée par :

$$\Gamma_{J_2}(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{2J_1 + 1}{2 \pi \rho_0} \sum_{\ell=|J_0-J_2|}^{J_0+J_2} \int_0^{E^*-B-E_{rot}(J_2)} T_\ell(\epsilon) \rho_2(U_2, J_2) d\epsilon \quad (\text{IV.41})$$

où ℓ et ϵ sont le moment angulaire orbital et l'énergie de la particule émise, $\rho_2(U_2, J_2)$ est la densité de niveaux de spin J_2 et d'énergie d'excitation thermique :

$$U_2 = E^* - B - E_{rot}(J_2) - \epsilon \quad (\text{IV.42})$$

où B est l'énergie de liaison. $E_{rot}(J_2)$ est l'énergie de rotation et de déformation du système résiduel et ρ_0 la densité de niveaux initiale. T_ℓ est le coefficient de transmission associé au moment orbital ℓ et l'énergie cinétique ϵ .

Dans le cadre de l'approximation de coupure franche avec $\epsilon_{min} = E_{Coul} + E_{rot}(\ell)$ où E_{Coul} étant l'énergie Coulombienne et $E_{rot}(\ell)$ l'énergie de rotation :

$$T_\ell = \begin{cases} 1 & \text{pour } \epsilon < E_{Coul} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R^2} \\ 0 & \text{pour } \epsilon \geq E_{Coul} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu R^2} \end{cases} \quad (\text{IV.43})$$

où les barrières Coulombiennes sont données par les expressions empiriques de Vaz et Alexander [VaZ84]. Les énergies de liaison des fragments sont obtenues à l'aide du modèle de Krappé, Nix et Sierk [Kra79], sans correction pour les effets de couche et de *pairing*, et les énergies de rotation et de déformation $E_{rot}(J)$ sont celles du modèle RFRM (Rotating Finite Range Model) de Sierk [Sie86]. En sommant sur toutes les valeurs de spin J_2 et en appliquant les lois de conservation du moment angulaire $\vec{\ell} = \vec{J}_0 - \vec{J}_2$ avec $\ell_{min} = |J_0 - J_2|$ et $\ell_{max} = |J_0 + J_2|$, nous pouvons écrire :

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{2J_1 + 1}{2 \pi \rho_0} \sum_{J_2=0}^{\infty} \sum_{\ell=\ell_{min}}^{\ell_{max}} \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} \rho_2(U_2, J_2) d\epsilon \quad (\text{IV.44})$$

• Dans le cas de l'émission de fragments lourds ($Z \geq 3$) la largeur de décroissance est calculée en utilisant le formalisme de l'état de transition suivant l'approche de Moretto [Mor75]. On considère un noyau composé (Z_0, A_0) d'énergie d'excitation E_0^* et de spin J_0 qui se sépare en deux fragments (Z_1, A_1) et (Z_2, A_2). La largeur de décroissance associée à la scission du système de deux fragments (Z_1, A_1) et (Z_2, A_2) est :

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{1}{2 \pi \rho_0} \int_0^{E^* - E_{sad}(J_0)} \rho_{sad}(U_{sad}, J_0) d\epsilon \quad (\text{IV.45})$$

avec

$$U_{sad} = E_0^* - E_{sad}(J_0) - \epsilon = E_0^* - E_{1,2}^{rot,def}(J_0) - \epsilon \quad (\text{IV.46})$$

La densité de niveaux ρ_{sad} et l'énergie thermique, $U_{sad} = E_0^* - E_{sad}(J_0) - \epsilon$, ainsi que l'énergie de rotation et de déformation $E_{rot,def}(J_0)$ sont déterminées au point selle. Les densités de niveaux sont celles du gaz de Fermi [Bor69]. Les énergies de rotation et de déformation sont obtenues à l'aide du modèle de Sierk [Sie86] par une paramétrisation de la configuration au point selle sous la forme de deux sphéroïdes. Les barrières au point selle en fonction de l'asymétrie de masse ainsi obtenues sont normalisées aux barrières de Sierk [Sie86] pour la fission symétrique.

Les fragments issus de la désexcitation binaire du noyau composé sont susceptibles de se désexciter. Les spins des fragments sont calculés pour une configuration de "Sticking" (voir chapitre I) :

$$J_{1,2} = \frac{\mathcal{I}_{1,2}}{\mathcal{I}} J_0 \quad (\text{IV.47})$$

où $\mathcal{I}_{1,2}$ et \mathcal{I} sont respectivement les moments d'inertie des fragments et du système initial. Les énergies d'excitation sont calculées dans l'hypothèse d'un partage suivant le rapport des masses et en supposant que les configurations du point selle et de scission sont confondues [Cha88a]. Les énergies d'excitation des fragments sont alors données par :

$$E_{1,2}^* = \frac{A_{1,2}}{A_0} (U_{sad} - t_{sad}) + E_{rot}(J_{1,2}) \quad (\text{IV.48})$$

où $t_{sad} = \sqrt{U_{sad}/a}$ est la température au point selle, a le paramètre de densité de niveaux. La distribution du moment angulaire du noyau composé est paramétrisée par une distribution de Fermi :

$$\sigma(\ell) = \frac{\pi \lambda^2 (2\ell + 1)}{1 + \exp\left[\frac{(\ell - \ell_{max})}{\Delta\ell}\right]} \quad (\text{IV.49})$$

où ℓ_{max} est le moment angulaire maximum et $\Delta\ell$ est un paramètre exprimant la diffusivité de la distribution. Cette distribution est utilisée dans l'évaluation des sections efficaces

$$\sigma(Z) = \sum_{\ell} \left[\sigma(\ell) \frac{\Gamma_z(\ell)}{\sum_{z'} \Gamma_{z'}(\ell)} \right] \quad (\text{IV.50})$$

IV.3.3 Comparaison avec les Résultats Expérimentaux des Réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et Interprétations

L'élément essentiel du modèle de l'état de transition est l'utilisation des barrières de fission dépendant du moment angulaire en fonction de l'asymétrie de masse obtenues à l'aide du modèle de Sierk[Sie86]. Les calculs à l'aide du modèle d'émission de fragments complexes (Gemini) sont effectués par la donnée de l'énergie d'excitation du noyau composé, supposé être la source d'émission des fragments complexes, et de la distribution de moment angulaire du noyau composé en fixant les paramètres ℓ_{max} et $\Delta\ell$ de la relation IV.50. Le moment angulaire maximum a été pris égal au moment angulaire de fusion mesuré, $\ell_{max} = \ell_{Fu}$. Les moments angulaires mesurés sont $\ell_{Fu} = 44.6 \hbar \pm 5.4 \hbar$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $\ell_{Fu} = 27.5 \hbar \pm 2.5 \hbar$ pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$. La diffusivité de la distribution correspond à $\Delta\ell = 1 \hbar$. Le paramètre de densité de niveaux a été pris égal à $A/8$.

IV.3.3.a Distributions en Charge $\sigma(Z)$

Le modèle semble reproduire remarquablement les distributions en charge des résidus d'évaporation (voir figure IV.11) mais tend à surestimer les sections efficaces des noyaux légers notamment pour les voies de sortie les plus asymétriques (les produits de fusion-fission asymétrique). Les effets de structure ne sont pas reproduits car les effets de couches et de *pairing* ne sont pas introduits implicitement dans les calculs.

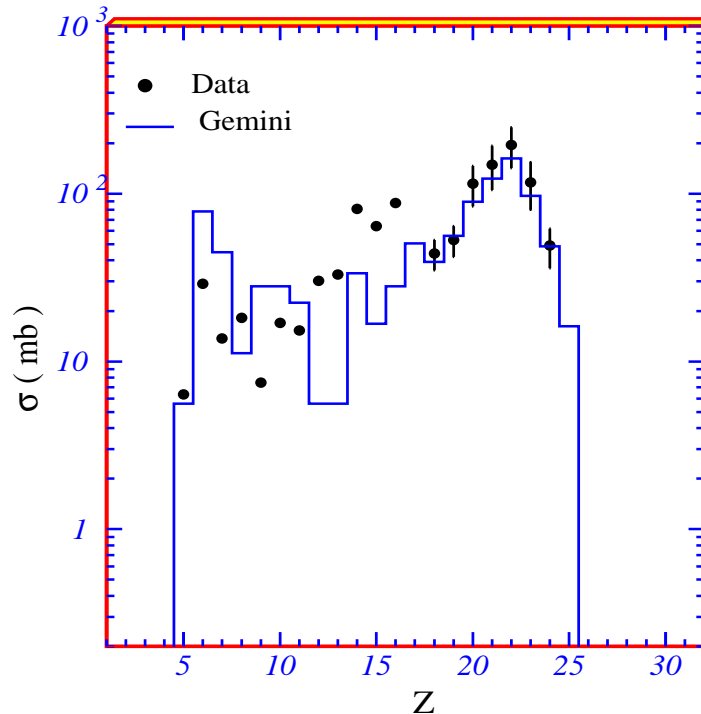


Figure IV.11 : Comparaison des distributions en charge des produits de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à celles calculées par le modèle d'émission de fragments complexes (histogramme continu).

IV.3.3.b Vitesse de la Source d'Emission des Produits Binaires $5 \leq Z \leq 12$

La vitesse de la source donne une indication sur le degré de contribution du processus de fusion dans la production des fragments complexes de charge $5 \leq Z \leq 12$. La figure IV.12 montre la comparaison des vitesses d'émission des fragments aux prédictions du modèle. Les vitesses moyennes mesurées des fragments binaires ont été obtenues après intégration des spectres invariants de vitesse aux différents angles d'observation.

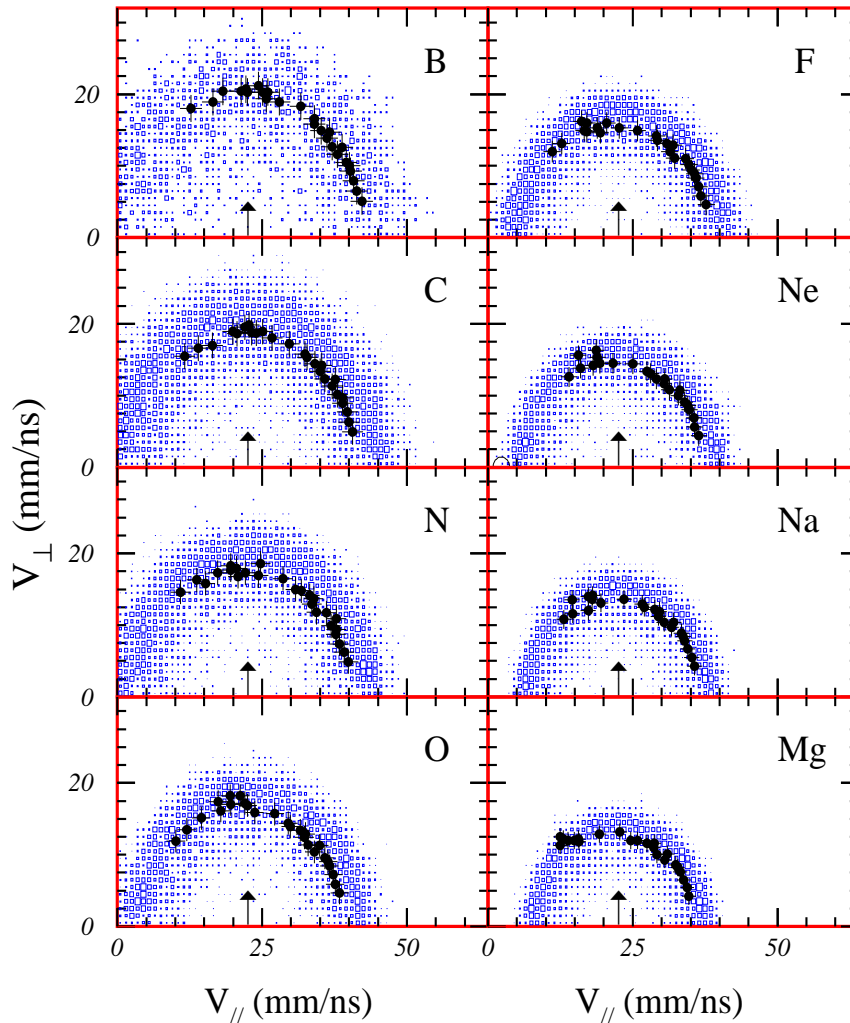


Figure IV.12 : Comparaison des vitesses moyennes expérimentales (points) des fragments de fission issus de la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ représentées en fonction $(V_{\parallel}, V_{\perp})$ par rapport à l'axe du faisceau à celles calculées par le modèle d'émission de fragments complexes (box en bleu). La flèche indique la vitesse du noyau composé V_{NC} .

La figure IV.12 montre que les vitesses expérimentales et calculées des fragments forment des cercles, qui sont centrés sur la vitesse du noyau composé $V_{NC} = 23$ mm/ns et que la vitesse d'émission représentée par le rayon du cercle, varie avec la charge du fragment. Ainsi le modèle confirme que la vitesse d'émission est indépendante de l'angle d'émission dans le centre de masse et que les fragments de charge $5 \leq Z \leq 12$ sont émis par une source équilibrée : le noyau composé.

IV.3.3.c Distributions en $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ des Fragments en Coïncidence

La figure IV.13 montre la comparaison entre les valeurs moyennes de la somme des charges des fragments détectés en coïncidence $\langle Z_1 + Z_2 \rangle$ en fonction de la charge de l'un des fragments mesurée pour les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à celles prédites par Gemini. La distribution expérimentale a été obtenue en moyennant sur les différentes configurations de coïncidence. Nous constatons que le modèle reproduit assez bien le déficit de charge dû à l'émission après fission pour les fragments binaires et que les produits en coïncidence sont principalement issus d'un processus binaire. Ceci implique que le processus ternaire est absent (ou très faible) dans les deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à 8 MeV/nucléon.

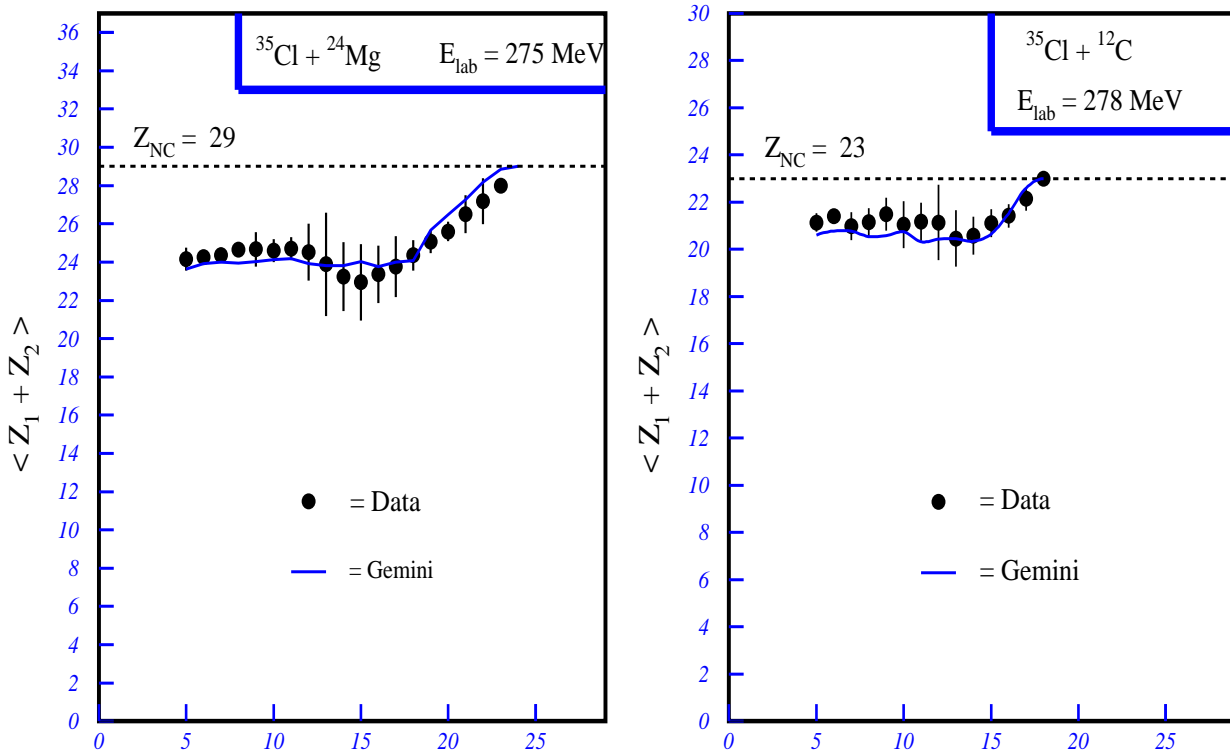


Figure IV.13 : Comparaison de la distribution de la valeur moyenne de la somme des charges des fragments détectés en coïncidence $Z_{1,2} \geq 5$ en fonction de la charge de l'un des fragments aux calculs du code Gemini pour les deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$. Les mesures expérimentales sont représentées par des points. Les valeurs calculées suivant les mêmes conditions expérimentales sont représentées par la courbe en trait plein.

En conclusion, le modèle d'émission de fragments complexes (Gemini) pourrait être amélioré par l'introduction de la dépendance des barrières de fission en fonction de l'asymétrie de masse et en tenant compte des effets de structure (effets de couches et de *pairing*).

B - Confrontation des Mesures F-F- γ de la Réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ aux Modèles Statistique et Moléculaire

Dans le chapitre précédent, concernant la présentation des résultats de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ nous avons observé des structures dans les distributions angulaires (DA) de la voie élastique démontrant ainsi que l'énergie de bombardement est celle de la résonance $J^\pi = 38 \hbar$. Nous avons également observé pour la première fois, une structure résonnante se manifester d'une manière très claire dans les distributions angulaires des voies inélastiques et mutuelles (voir figure III.35). Ceci implique que le système di-nucléaire ^{56}Ni formé par la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ est peuplé de façon préférentielle dans un **état quasi-moléculaire** à l'énergie de bombardement choisie.

Les résultats concernant la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ vont être décrits et interprétés à l'aide du modèle de l'**état de transition** (modèle de fusion-fission). Ce modèle bien adapté pour des systèmes légers $A_{\text{NC}} \leq 60$, le potentiel d'énergie de surface macroscopique dépendant de la déformation nucléaire et de l'asymétrie de forme favorise la fission asymétrique des noyaux composés. Ce modèle va donc nous permettre de séparer le mécanisme de **fusion-fission** du mécanisme de **résonance** et d'établir ainsi une comparaison du point de vue de la déformation des noyaux ^{28}Si , ^{24}Mg et ^{32}S lors de la cassure du système di-nucléaire ^{56}Ni .

Dans le but de déterminer l'origine des résonances quasi-moléculaires dans le ^{56}Ni , pour lequel l'isomérisme de forme peut jouer un rôle important dans le processus de fission, nous avons finalement eu recours à un **modèle moléculaire** susceptible de décrire les phénomènes de résonance à haut spin.

IV.4 Modèle de l'Etat de Transition "Fusion-Fission"

IV.4.1 Concept du Modèle

Le modèle de l'état de transition (TSM) [Van73] est un modèle statistique macroscopique non-dynamique. Ce modèle a été développé et étendu aux systèmes légers $A_{\text{NC}} \leq 60$ par Sanders [San91].

1 - Pour les systèmes lourds $A_{\text{NC}} > 100$:

- Le formalisme décrit de manière satisfaisante le processus de fusion-fission [Van73] et la probabilité de fission est alors reliée à l'espace de phase, en supposant une configuration symétrique, *au point selle*. Le modèle d'émission de fragments complexes (Gemini) [Cha88] en est une illustration parfaite (voir paragraphe IV.3.1).

2 - Pour les systèmes légers $A_{\text{NC}} \leq 60$:

- Le potentiel d'énergie de surface macroscopique dépendant de la déformation nucléaire et de l'asymétrie de forme favorise la fission asymétrique de ces noyaux alors que pour les système lourds, en l'absence des effets de structure, c'est la fission symétrique qui est observée. De plus l'énergie de rotation où le moment angulaire joue un rôle déterminant car ce n'est que pour des états à haut moment angulaire que le processus de fission devient compétitif relativement à l'émission de particules légères. L'application directe de ce formalisme à ces systèmes légers apparaît donc inappropriée d'où la nécessité d'introduire les énergies au point selle, ou barrière de fission, en fonction de l'asymétrie et du moment angulaire.

IV.4.2 Formalisme du Modèle

La décroissance des noyaux légers suivant un processus de *fusion-fission* nécessite la connaissance des barrières de fission en fonction du moment angulaire et de l'asymétrie de masse de chacune des voies de désexcitation. Pour ces systèmes légers, il est important d'inclure les effets de diffusivité de surface et de courte portée nucléaire. La procédure de calcul des barrières a été obtenue par Sierk pour les barrières de fission *symétriques* [Sie86] en utilisant le modèle de Yukawa [Dav85]. Afin d'obtenir les barrières de fission asymétriques pour les systèmes légers la même procédure a été utilisée par Sanders [San91]. Les énergies au point selle ont été obtenues par la détermination des points stationnaires de la surface d'énergie potentielle du noyau composé en fonction du moment angulaire et de l'asymétrie de masse de la voie de désexcitation. L'énergie au *point selle* est donnée en fonction du spin du noyau composé (J_{NC}) et de l'asymétrie (η) :

$$V_{selle}(J_{NC}, \eta) = V_c + V_r + V_n + V_0 \quad (\text{IV.51})$$

avec

$$\eta = 1 - 2 \frac{A_L}{A_{NC}} \quad (\text{IV.52})$$

où A_L et A_{NC} sont les masses du partenaire léger et noyau composé respectivement. V_c, V_r, V_n correspondant à l'énergie Coulombienne, rotationnelle et nucléaire respectivement. V_0 dénote un *offset* en énergie. L'énergie rotationnelle est donnée par l'expression suivante :

$$V_r = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_{tot}} J_{NC}(J_{NC} + 1) \quad (\text{IV.53})$$

où

$$\mathcal{I}_{tot} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \mathcal{I}_{rel} \quad (\text{IV.54})$$

$$\mathcal{I}_i = 0.2A_i R_i^2 \left[\left(\frac{b}{a}\right)^{2/3} + \left(\frac{b}{a}\right)^{-4/3} \right] + 4A_i a_{Yukawa}^2 \quad (\text{IV.55})$$

et

$$\mathcal{I}_{rel} = \mu r^2 \quad (\text{IV.56})$$

tels que \mathcal{I}_1 et \mathcal{I}_2 sont les moments d'inertie des deux fragments ainsi donnés par l'équation IV.55 avec le nombre de masse A du fragment, le rayon sphérique R_i , le rapport du grand axe sur le petit axe (b/a) et le paramètre de diffusivité de surface a_{Yukawa} . \mathcal{I}_{rel} est le moment d'inertie pour les deux fragments exprimé en fonction de masse réduite μ . Le terme de l'énergie rotationnelle a une contribution majeure à l'énergie au point selle ainsi que dans la déformation du système composé.

La deuxième étape du calcul du modèle de l'état de transition est la détermination des sections efficaces du noyau composé, formé lors de fusion du projectile de spin J_p et de la cible ayant un spin J_c qui est donné pour une énergie E dans le centre de masse par :

$$\sigma_J = \mu \lambda^2 \frac{2J + 1}{(2J_p + 1)(2J_c + 1)} \sum_{S=|J_p - J_c|}^{J_p + J_c} \sum_{\ell=|J - S|}^{J + S} T_\ell(E) \quad (\text{IV.57})$$

avec

$$T_\ell(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\ell - \ell_0(E)}{\Delta\ell}\right)} \quad (\text{IV.58})$$

où la diffusivité de la distribution $\Delta\ell$ est fixée à $1 \hbar$. La dépendance en énergie du moment angulaire critique de fusion $\ell_0(E)$ est déterminée par un simple modèle de distance critique [San91] en prenant le moment angulaire maximum pour lequel les surfaces des noyaux projectile et cible sont en contact. Ce moment angulaire est également déterminé à partir de la valeur expérimentale de la section efficace de fusion (évaporation + fission). Donc la section efficace totale de fusion est donnée par :

$$\sigma_{fus}^{tot} = \sum_{J=0}^{\infty} \sigma_J \quad (\text{IV.59})$$

Le rapport de la largeur de décroissance du noyau composé par *fission* Γ_f à la largeur totale Γ_{tot} est obtenu en utilisant le modèle statistique en supposant que la désexcitation du noyau s'effectue par émission de particules légères (n, p, α) ou par fission donc la largeur totale correspond à :

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \Gamma_f \quad (\text{IV.60})$$

1 - Largeur associée à l'évaporation:

Les largeurs de décroissance par évaporation sont obtenues par le formalisme de Hauser-Feshbach comme dans le modèle EHF_M (voir paragraphe IV.2.2) :

$$\Gamma_x = \int \frac{\rho_{RE}(E_{RE}^* - \Delta, J_{RE})}{2\pi\hbar\rho_{NC}(E_{RE}^* - \Delta, J_{RE})} \sum_{S=|J_{ER}-s_x|}^{J_{ER}-s_x} \sum_{S=|J_{ER}-s|}^{J_{NC}-s} T_\ell^x(\epsilon_x) d\epsilon_x \quad (\text{IV.61})$$

où les coefficients de transmission sont obtenus avec les calculs du modèle optique avec $x = n, p, \alpha$.

2 - Largeur associée à la fission :

La largeur associée à la fission est déterminée par la somme sur les différentes voies de sortie des largeurs partielles données par :

$$\Gamma_f(Z_L, A_L) = \int \frac{\rho_f(E_{NC}^* - V_{selle}(J_{NC}, \eta) - \Delta V_{selle}(Z_L, A_L) - \Delta - \epsilon, J_{NC})}{2\pi\hbar\rho_{NC}(E_{NC}^* - \Delta, J_{NC})} T_{J_{NC}}^f(\epsilon) d\epsilon \quad (\text{IV.62})$$

avec

$$T_{J_{NC}}^f(\epsilon) = \begin{cases} 1 & \text{pour } \epsilon \leq E_{NC}^* - V_{selle}(J_{NC}, \eta) - \Delta V_{selle}(Z_L, A_L) - \Delta \\ 0 & \text{pour } \epsilon > E_{NC}^* - V_{selle}(J_{NC}, \eta) - \Delta V_{selle}(Z_L, A_L) - \Delta \end{cases} \quad (\text{IV.63})$$

où ϵ représente l'énergie d'excitation interne du noyau composé au point selle, $V_{selle}(J_{NC}, \eta)$ est l'énergie dépendant de l'*asymétrie* et du moment angulaire présentée plus haut, ΔV_{selle} est une correction *macroscopique* des barrières pour tenir compte des effets de structure obtenue par la somme des corrections en énergie de Wigner [Möl81] des deux fragments dans la voie de sortie (A_L, Z_L) , (A_H, Z_H) . Le paramètre Δ détermine le point zéro de l'énergie d'excitation effective :

$$\Delta V_{selle}(Z_L, A_L) = \mathcal{W}(Z_L, A_L) + \mathcal{W}(Z_H, A_H) \quad (\text{IV.64})$$

avec

$$\mathcal{W}(Z, A) = 36. \left[\left| \frac{A - 2Z}{A} \right| + \begin{cases} 1/A & \text{pour } N = Z = \text{impair} \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \right] (MeV) \quad (\text{IV.65})$$

et

$$\Delta(MeV) = E_B(Z, A) - E_B^{macro}(Z, A) \quad (\text{IV.66})$$

où E_B est l'énergie de liaison mesurée et E_B^{macro} l'énergie de liaison macroscopique donnée par la référence [Möl81].

3 - Densité de niveaux :

Les densités de niveaux utilisées sont celles du gaz de Fermi [Boh69] pour les résidus d'évaporation ainsi que pour la fission. Elles comportent également les énergies au point selle dépendant de l'asymétrie et du moment angulaire :

$$\rho(u, J) = \frac{2J + 1}{12} \sqrt{a_x} \left(\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \right)^{1/3} [u]^{-2} \exp(2\sqrt{a_x u}) \quad (\text{IV.67})$$

et

$$u = \begin{cases} E_{RE}^* - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} J(J + 1) - \Delta, & \text{résidus d'évaporation,} \\ E_{NC}^* - V(J_{NC}, \eta) - \Delta V_{selle}(Z_L, A_L) - \Delta - \epsilon, & \text{point selle.} \end{cases} \quad (\text{IV.68})$$

- Pour les résidus d'évaporation le paramètre de densité de niveaux $a_x = a_n$ et au point selle $a_x = a_f$.
- Le rapport a_x/a_n a une influence déterminante sur la compétition entre l'évaporation et la fission. Pour les systèmes lourds cette compétition est reproduite avec $a_f = a_n$.
- Dans le présent modèle cette hypothèse est reconduite avec $a_n = A_{RE}/8$ et $a_f = A_{NC}/8$.

4 - Calcul des sections efficaces des peuplements des états mutuels des deux fragments de fission :

Le calcul des sections efficaces des peuplements des états mutuels des deux fragments de fission nécessite de déterminer d'abord la section efficace partielle $\sigma_{ff}(J_{NC}, \eta)$ de production du noyau composé de spin J_{NC} qui aboutit à la fission avec une asymétrie de masse η . Ceci est donné par la largeur associée à la fission (voir équation IV.6.3). La probabilité $P(\eta, J_{NC}, \epsilon)$ pour que le noyau composé de spin J_{NC} fissionne avec une asymétrie de masse η et une énergie cinétique radiale ϵ est également déterminée par le calcul de l'état de transition. La section efficace partielle $\sigma(\alpha_1, \alpha_1, J_{NC})$ pour le noyau composé à un spin J_{NC} se désexcitant en deux fragments se trouvant dans des états α_1 et α_2 est donnée par l'expression suivante :

$$\sigma(\alpha_1, \alpha_2, J_{NC}) = \sigma_{ff}(J_{NC}, \eta) \frac{\sum_{\ell_{out}} \left[\alpha_1 \otimes \alpha_2 \right]_{J_{NC}, \ell_{out}} P(\eta, J_{NC}, \epsilon)}{\sum_{\alpha_1, \alpha_2, \ell_{out}} \left[\alpha_1 \otimes \alpha_2 \right]_{J_{NC}, \ell_{out}} P(\eta, J_{NC}, \epsilon)}, \quad (\text{IV.69})$$

avec la section efficace $\sigma(\alpha_1, \alpha_2)$ pour l'alimentation de l'état mutuel $\alpha_1 + \alpha_2$ donnée par :

$$\sigma(\alpha_1, \alpha_2) = \sum_{J_{NC}} \sigma(\alpha_1, \alpha_2, J_{NC}). \quad (\text{IV.70})$$

Il faut mentionner que $P(\eta, J_{NC}, \epsilon)$ dépend implicitement du moment angulaire orbital dans la voie de sortie ℓ_{out} et de l'énergie cinétique radiale ϵ . L'énergie ϵ est donnée par :

$$\epsilon = E_{c.m.} + Q_0 - V_{rel}(\ell_{out}, \eta) + \delta - E_x \quad (\text{IV.71})$$

En principe le terme V_{rel} dépend du spin du noyau composé parce que la forme de la configuration au point selle dépend du spin. Mais cette dépendance n'est pas forte, et négligée dans le présent calcul. Le couplage de spin entre les deux états de fragments et la configuration au point selle est donné en termes des coefficients de vecteurs-couplés, avec

$$\left[\alpha_1 \otimes \alpha_2 \right]_{J_{NC}, \ell_{out}} = \sum_s \sum_{m_{s_1}, m_{s_2}, m_\ell} (\langle s_1, m_{s_1}, s_2, m_{s_2} | s, m_s \rangle \langle s, m, \ell_{out}, m_\ell | J_{NC}, 0 \rangle)^2 \quad (\text{IV.72})$$

en utilisant les propriétés des coefficients des vecteurs-couplés, ceci se réduit à la sommation sur les valeurs de spin de voie. Après ceci nous pouvons établir le peuplement des différents états mutuels des fragments que l'on peut comparer avec les résultats expérimentaux.

Sur la figure IV.14, nous présentons un calcul TSM de l'énergie au point selle en fonction du spin et de l'asymétrie de masse pour un cas spécifique ^{56}Ni qui est le sujet de ce présent travail. Nous pouvons noter de la figure que pour des grandes valeurs de spin la dépendance de l'énergie au point selle sur l'asymétrie de masse dans la voie de sortie décroît et la fission symétrique devient compétitive par rapport à la fission symétrique comme il est bien illustré sur la figure IV.14.

Afin de distinguer les produits issus d'un processus de *fusion-fission* et ceux issus d'un *mécanisme de résonance* pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{lab}} = 111.6$ MeV, il est utile d'effectuer une comparaison entre les prédictions du modèle de l'état de transition (modèle de fusion-fission) et les résultats expérimentaux.

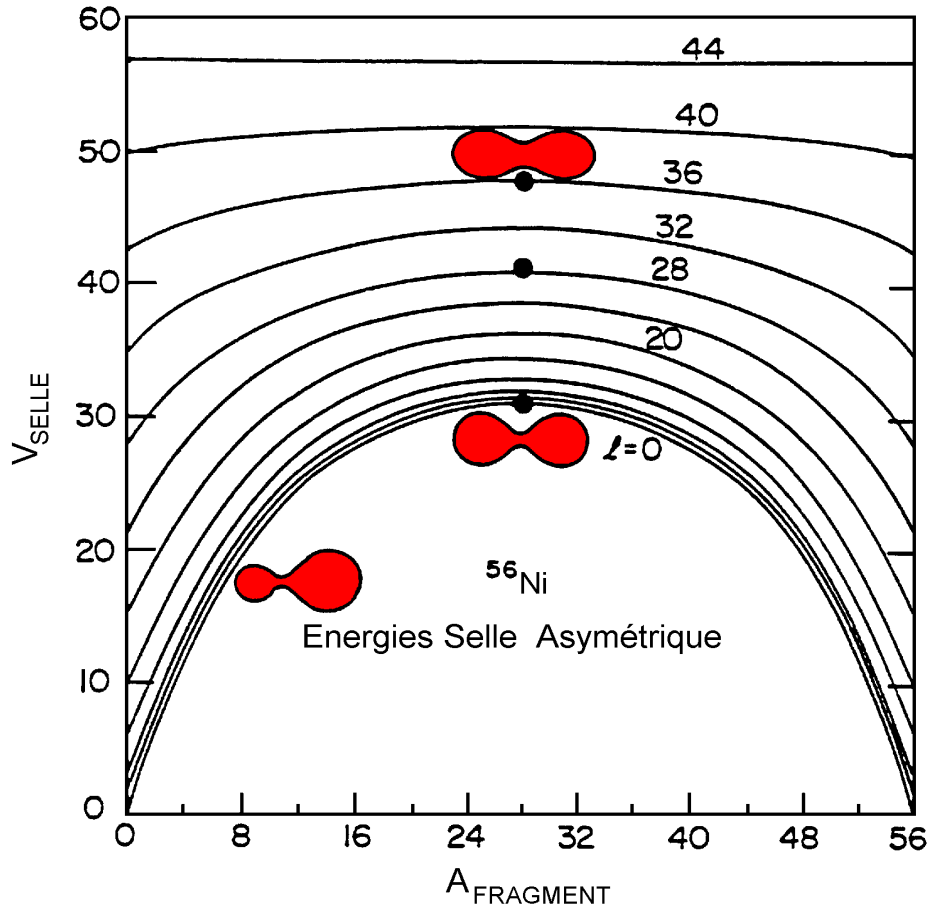


Figure IV.14 : *Energie au point selle en fonction de la masse du fragment et du spin du noyau ^{56}Ni .*

IV.4.3 Comparaison et Interprétation des Résultats Expérimentaux de la Réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$

Les calculs effectués avec ce modèle sont obtenus à l'aide d'une procédure *Monte-Carlo*. Pour les résidus d'évaporation le code CASCADE [Püh77] est utilisé et l'émission secondaire de particules après fission a été considérée par une simulation à l'aide du code LILITA [Gom81]. La distribution du moment angulaire du noyau a été fixée par le moment angulaire critique *extrait*, la diffusivité de cette distribution correspond à $1 \hbar$ et le paramètre de densité de niveaux est égal à $A/8$ de manière analogue aux modèles précédents.

IV.4.3.a Voie de Sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$

1) - **Spectre d'énergie d'excitation :** le spectre d'énergie d'excitation expérimental de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ est présenté sur la figure IV.15 (histogramme). Les courbes présentées sur la figure correspondent aux calculs du modèle de l'état transitoire (TSM) en tenant compte exclusivement des transitions entre états liés (courbe continue) puis de toutes les différentes possibilités (états liés et non liés) (courbe discontinue). Pour des valeurs inférieures à $E_X = 12$ MeV, les pics sont identifiables. Nous constatons également que le spectre d'énergie d'excitation se manifeste par des structures à haute énergie d'excitation et les pics deviennent plus large à partir de $E_X = 12$ MeV. Globalement le calcul TSM est en bon accord avec les données expérimentales à haute énergie d'excitation, reflétant la dominance de la décroissance par fission à haute énergie d'excitation. Le désaccord entre les données expérimentales et le calcul TSM pour des états liés à basse énergie est corrélé à l'existence du phénomène de résonance dans cette voie de sortie. Ce résultat est tout à fait conforme à ce que l'on pouvait attendre dans le sens où le processus de *fusion-fission* est de nature statistique à la différence du phénomène de résonance.

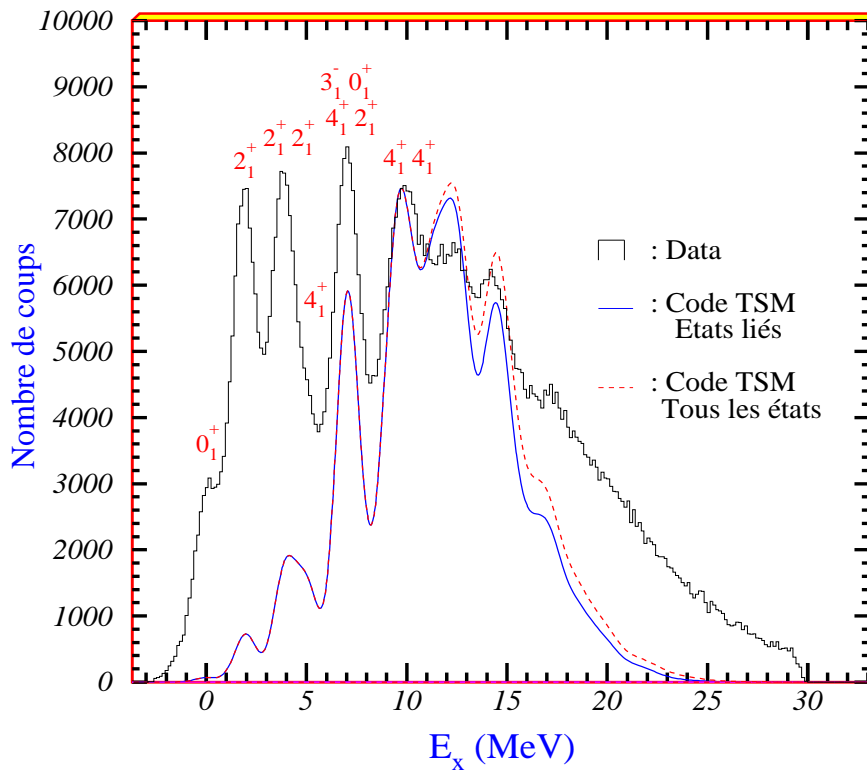


Figure IV.15 : Spectre d'énergie d'excitation expérimental (histogramme) de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ issue de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{lab} = 111.6$ MeV comparé à celui calculé par le modèle de l'état de transition "Fusion-Fission" (courbes). La courbe continue correspond au calcul avec états liés et la courbe discontinue correspond au calcul avec tous les états (liés et non liés).

2) - **Alimentation de bandes du ^{28}Si** : la figure IV.16 représente une comparaison entre l'alimentation expérimentale (diamants et triangles) des états du ^{28}Si peuplés dans la région de résonance et l'alimentation théorique (histogramme) prédite par le modèle d'état transitoire (TSM). Nous pouvons noter que le calcul TSM ne reproduit pas bien l'alimentation des états $0_1^+(K^\pi = 0_1^+)$, $2_1^+(K^\pi = 0_1^+)$, $4_3^+(K^\pi = 0_3^+)$ et $4_1^-(K^\pi = 3_1^-)$ du ^{28}Si . Le désaccord entre le calcul TSM (modèle de fusion-fission) et les données expérimentales pour l'alimentation des états $0_1^+(K^\pi = 0_1^+)$ et $2_1^+(K^\pi = 0_1^+)$ du ^{28}Si est dû aux effets de la résonance. Par contre le désaccord pour l'alimentation des états $4_3^+(K^\pi = 0_3^+)$ et $4_1^-(K^\pi = 3_1^-)$ n'est pas facile à expliquer. Est-ce que ce désaccord est lié à des structures de résonance?

Le fait que ces états $4_3^+(K^\pi = 0_3^+)$ et $4_1^-(K^\pi = 3_1^-)$ soient faiblement alimentés dans la région des quasi-directes le suggère en tout cas.

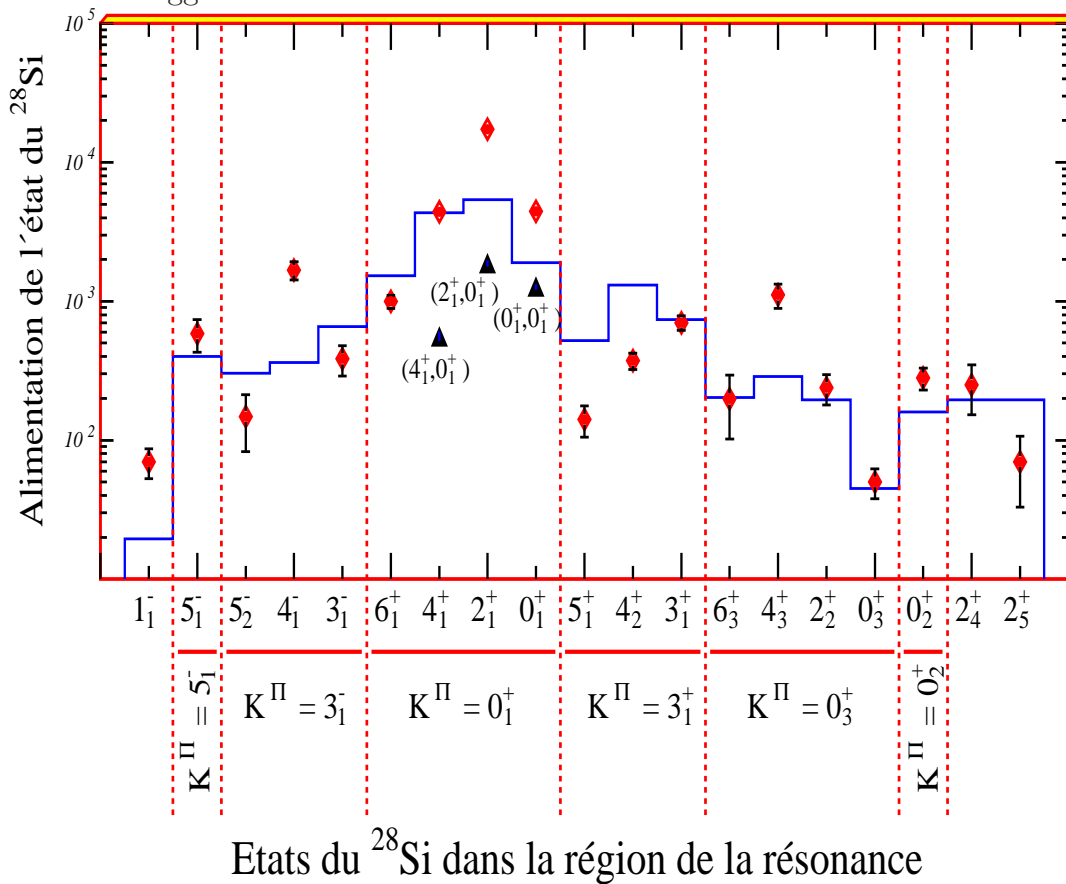


Figure IV.16 : Alimantation des états du ^{28}Si en sélectionnant le domaine angulaire de la résonance $73.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 105.6^\circ$ obtenue lors de la réaction induite $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance 111.6 MeV. Les points "Diamants rouge" correspondent à l'alimentation des états mutuels excités. Les points "Triangles bleu" correspondent à l'alimentation des états mutuels simples. L'histogramme correspond aux prédictions du TSM.

IV.4.3.b Voie de Sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$

1) - **Spectre d'énergie d'excitation :** la figure IV.17 représente le spectre d'énergie d'excitation expérimental de la voie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$. Nous pouvons remarquer que le spectre d'énergie d'excitation expérimental se manifeste par des structures à haute énergie d'excitation. Cependant les pics deviennent assez larges au delà de 11 MeV, ceci illustre l'existence d'un grand nombre d'états mutuels possibles. Le bon accord entre les données expérimentales et le calcul TSM (modèle de fusion-fission) à basse énergie d'excitation implique qu'il n'y a pas d'effets de résonance dans la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$. Le désaccord entre les données expérimentales et le calcul TSM à haute énergie d'excitation a été étudié. En mettant une fenêtre sur l'énergie d'excitation $E_x > 10$ MeV et en détectant les rayonnements γ du ^{32}S et ^{24}Mg correspondant à la région sélectionnée, nous avons constaté que les spectres des rayonnements γ existant dans cette région sont bien des rayonnements γ du ^{32}S et ^{24}Mg et qu'ils peuvent former des états mutuels très complexes que le modèle de l'état de transition (TSM) n'est pas susceptible de reproduire par manque d'informations détaillées sur les niveaux de hauts spins à haute énergie d'excitation du noyau ^{32}S .

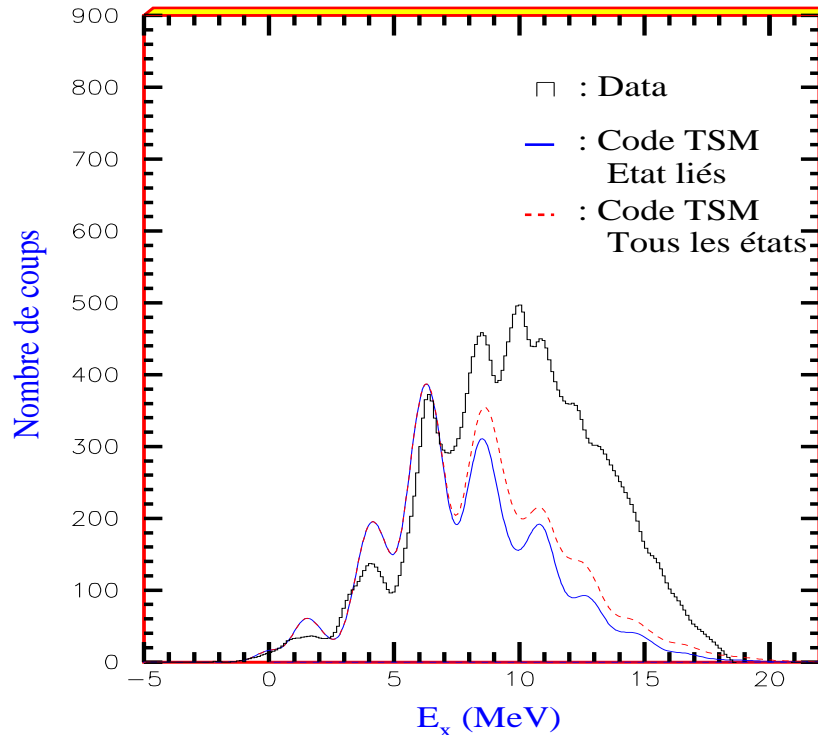


Figure IV.17 : Spectre d'énergie d'excitation expérimental (histogramme) de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ issue de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{lab}} = 111.6$ MeV comparé à ceux calculés par le modèle de l'état de transition "Fusion-Fission" (courbes). La courbe continue correspond au calcul avec états liés et la courbe discontinue correspond au calcul avec tous les états (liés et non liés).

IV.5 Modèle Moléculaire de Résonance à Haut Spin

Avant d'aborder le concept du modèle, nous pouvons nous poser la question :

qu'est ce que le phénomène de résonance ?

La signature de la présence du phénomène de résonance se manifeste par des structures dans les fonctions d'excitation expérimentales. Ces structures sont classées d'après leurs largeur Γ en trois catégories :

- 1 - les structures larges : $\Gamma \simeq 1 - 3 \text{ MeV}$,
- 2 - les structures intermédiaires : $\Gamma \simeq 200 - 500 \text{ keV}$,
- 3 - les structures fines : $\Gamma \simeq 50 - 100 \text{ keV}$.

Chaque type de structure est associé à **un phénomène de résonance qui est la signature d'un état quasi-lié** de durée de vie donnée par le principe d'incertitude de Heisenberg $\tau \simeq \hbar/\Gamma$. Cette durée de vie est supérieure au temps caractéristique d'une collision nucléaire (environ 10^{-22}s).

- - **les structures larges** : sont associées à la superposition d'onde partielles résonnantes lors de leur diffusion par le potentiel ion-ion.
- - **les structures intermédiaires** : sont attribuées à une classe d'états nucléaires dits "*états quasi-moléculaires*" qui se manifestent lors des étapes intermédiaires d'excitation précédant la formation du noyau composé.
- - **les structures fines** : sont attribuées aux fluctuations statistiques du noyau composé selon le modèle de Ericson [Eri63].

Pour le travail présenté dans cette thèse la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ a été effectuée à une énergie de résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$ ($J^\pi = 38 \hbar$) de largeur $\Gamma = 150 \text{ keV}$ correspondant ainsi à un état quasi-lié du système composite ^{56}Ni dont la durée de vie est :

$$\mathcal{T} \simeq \hbar / \Gamma = 4.39 \times 10^{-21} \text{ s}$$

IV.5.1 Concept du Modèle

Dans ce paragraphe, nous allons étudier le phénomène de résonance à haut spin mis en évidence dans la diffusion $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à l'aide d'un nouveau modèle moléculaire [Ueg89, Ueg93, Ueg94, Ueg97] dans lequel les mouvements collectifs du système sont décrits dans le cadre d'une rotation moléculaire du système di-nucléaire.

Partant du calcul de Nilson-Strutinsky [Fab81] dans lequel le calcul du potentiel d'énergie du noyau ^{56}Ni présente un second minimum et une très grande déformation à haut spin, le modèle moléculaire suppose que la structure correspondant au noyau ^{56}Ni a une configuration **di-nucléaire**.

En se basant sur les résultats du présent travail, nous savons que la déformation prédominante du noyau ^{28}Si est de forme **oblate**, le système di-nucléaire $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ aura donc une configuration **oblate-oblate**. En revanche se basant sur l'étude faite par Maass et al. [Maa88] sur le système di-nucléaire $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, le modèle moléculaire suppose que ce dernier a une configuration di-nucléaire **prolate-prolate**.

Dans le paragraphe suivant nous allons présenter brièvement un aperçu des formules les plus importantes ainsi que la procédure de calcul du modèle moléculaire à haut spin.

IV.5.2 Formalisme et Procédure de Calcul du Modèle

Dans un premier temps, nous allons définir le système de coordonnées du modèle moléculaire puis nous donnerons l'expression de l'opérateur d'énergie cinétique dans ce même système.

Sur la figure IV.18, nous représentons une configuration **oblate-oblate** correspondant au cas de système di-nucléaire $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ dans le système de coordonnées du modèle moléculaire.

1 - Système de coordonnées :

Le système moléculaire est constitué par deux noyaux déformés en interaction. Pour simplifier le calcul, nous considérons une symétrie axiale avec une déformation constante. Nous commençons avec sept degrés de liberté comme il est illustré sur la figure IV.18, qui sont le vecteur relatif $\mathcal{R} = (R, \theta_1, \theta_2)$ et les angles d'Euler des noyaux en interaction (α_1, β_1) et (α_2, β_2) . Nous définissons l'axe z' comme axe de rotation moléculaire qui est colinéaire au vecteur relatif des deux noyaux en interaction dans le système du laboratoire (voir figure IV.18). Dans ce modèle les axes intrinsèques des noyaux déformés sont définis dans le système moléculaire. La combinaison linéaire des angles α_1 et α_2 permet d'écrire

$$\theta_3 = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{2} \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)}{2} \quad (\text{IV.73})$$

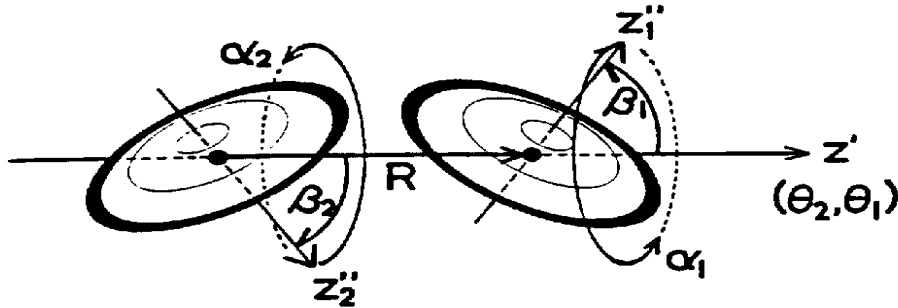


Figure IV.18 : Configuration di-nucléaire et les coordonnées dans le système moléculaire rotationnel.

Les sept degrés de liberté sont donc :

$$q_i = (\theta_1, \theta_2, \theta_3, \alpha, R, \beta_1, \beta_2) \quad (\text{IV.74})$$

où θ_1, θ_2 et θ_3 sont les angles d'Euler rotationnels dans le système moléculaire.

2 - Energie cinétique de la molécule di-nucléaire :

L'opérateur d'énergie cinétique est la somme des opérateurs d'énergie rotationnelle, vibrationnelle et de Coriolis. Cependant ces opérateurs d'énergie à ce stade n'ont pas encore un formalisme simple [Ueg89, Ueg93, Ueg94, Ueg97]. Donc l'expression générale de l'opérateur d'énergie cinétique est de la forme :

$$T = T' + T'_C \quad \text{avec} \quad T' = T'_{rot} + T'_{int} \quad (\text{IV.75})$$

Dans ce qui va suivre, nous allons limiter notre discussion aux modes rotationnel et vibrationnel qui sont exprimés par le terme $T' = T'_{rot} + T'_{int}$. En conséquence avec le système de coordonnées choisi, nous introduisons la fonction d'onde associée au mode rotationnel-vibrationnel de la forme suivante :

$$\Psi_\lambda \sim D_{MK}^J(\theta_i) \chi_K(R, \alpha, \beta_1, \beta_2) \quad (\text{IV.76})$$

En appliquant l'opérateur d'énergie de rotation $T'_{rot} = \frac{\hbar^2}{2} \sum \mu_{ij} J'_i J'_j$ sur la fonction d'onde définie par l'équation IV.76 nous obtenons l'expression suivante :

$$T'_{rot}(J, K) = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{1}{\mu R^2} \left(J(J+1) - \frac{3}{2} K^2 + \frac{1}{2} \cos 2\alpha \cot \beta_1 \cot \beta_2 (K^2 - 1) \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{I} + \frac{1}{\mu R^2} \right) \left(\frac{k^2 - 1}{\sin^2 \beta_1} + \frac{k^2 - 1}{\sin^2 \beta_2} - 2 \right) \right], \quad (\text{IV.77})$$

et également

$$T'_{int} = -\frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{1}{\mu} \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \left(\frac{1}{I} + \frac{1}{\mu R^2} \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial \beta_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta_2^2} \right) + \frac{2 \cos 2\alpha}{\mu R^2} \frac{\partial^2}{\partial \beta_1 \partial \beta_2} + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{I} + \frac{1}{\mu R^2} \right) \left(\frac{1}{\sin^2 \beta_1} + \frac{1}{\sin^2 \beta_2} \right) - \frac{2}{\mu R^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} - \frac{\partial \cos 2\alpha}{\partial \alpha} \frac{1}{2\mu R^2} \cot \beta_1 \cot \beta_2 \frac{\partial}{\partial \alpha} - \frac{1}{2\mu R^2} \left(\cot \beta_2 \frac{\partial}{\partial \beta_1} + \cot \beta_1 \frac{\partial}{\partial \beta_2} \right) \times \left(\sin 2\alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} + \frac{\partial}{\partial \alpha} \sin 2\alpha \right) \right] \quad (\text{IV.78})$$

où μ est la masse réduite des deux noyaux qui constituent la configuration moléculaire et I est le moment d'inertie pour un seul noyau. La valeur de I est déterminée pour le premier état excité 2_1^+ du noyau.

L'énergie d'interaction V_{int} entre les deux noyaux déformés est calculée en utilisant le "double-folding model de Satchler" [Sat79]. Son expression est donnée par :

$$V_{int}(R, \alpha, \beta_1, \beta_2) = \sum_{m \geq 0} f_m(R, \beta_1, \beta_2) \cos(2m\alpha), \quad (\text{IV.79})$$

où

$$f_m(R, \alpha, \beta_1, \beta_2) = \sum_{\ell' \ell'' \ell} (2\pi)^{-3} i^{\ell' - \ell'' - \ell} \hat{\ell}' \hat{\ell}'' (\ell' \ell'' 00 | \ell 0) F_{\ell' \ell'' \ell}(R) \times (-1)^m (2 - \delta_{m0}) (\ell' \ell'' m - m | \ell 0) \times d_{m0}^{\ell'}(\beta_1) d_{m0}^{\ell''}(\beta_2), \quad (\text{IV.80})$$

avec

$$F_{\ell' \ell'' \ell}(R) = \int dk k^2 J_\ell(kR) \tilde{v}(k) \tilde{\rho}_{\ell'}(k) \tilde{\rho}_{\ell''}(k). \quad (\text{IV.81})$$

où $\tilde{\rho}_\ell(k)$ et $\tilde{v}_\ell(k)$ correspondent respectivement aux transformations de Fourier de la densité nucléaire et de l'interaction nucléon-nucléon.

La combinaison de l'opérateur d'énergie cinétique avec le potentiel effectif aboutit à l'hamiltonien. Après développement, la forme simplifiée de l'hamiltonien est donnée par l'expression :

$$H = H_0 + T' + (\text{degré supérieur}) \quad (\text{IV.82})$$

avec

$$H_0 = H_R + H_{angl}(\beta_-, \beta_+, \alpha), \quad (\text{IV.83})$$

tel que

$$H_R = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{k_R}{2} (R - R_e)^2, \quad (\text{IV.84})$$

et

$$H_{angl}(\beta_-, \beta_+, \alpha) = H_+(\beta_+, \alpha) + H_-(\beta_-, \alpha) - \frac{\hbar^2}{4I} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + V_{JK}(R_e, \alpha, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}), \quad (\text{IV.85})$$

l'opérateur H_\pm est donné par l'expression suivante :

$$H_\pm(\beta_\pm, \alpha) = -\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{I} + \frac{1 \pm \cos 2\alpha}{\mu R_e^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial \beta_\pm^2} + \frac{k_\pm(\alpha)}{2} \beta_\pm^2, \quad (\text{IV.86})$$

où les signes + et - dans l'équation correspondent aux degrés de liberté β_+ et β_- respectivement, avec $k_+(\alpha) = k_0 + k_2(\alpha) + k_\beta^{12}(\alpha)$ et $k_-(\alpha) = k_0 + k_2(\alpha) - k_\beta^{12}(\alpha)$.

A présent, nous pouvons résoudre l'équation de Schrödinger en utilisant l'hamiltonien H_0 qui est composé de deux parties H_R et H_{ang} . Pour simplifier le calcul nous considérons H_R , qui correspond à un mouvement radial, simplement comme un oscillateur harmonique à une dimension. L'hamiltonien H_{ang} peut être aussi décomposé en trois parties, H_+ de β_+ , H_- de β_- et un hamiltonien pour α . H_+ et H_- peuvent être décrits par un oscillateur harmonique. En introduisant un potentiel réduit, l'équation de Schrödinger associée au mouvement- α a l'expression suivante :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{4I} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + V_{JK}(R_e, \alpha, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}) + E_{n_+, n_-}^\beta(\alpha) \right] \phi(\alpha) = E_{ang} \phi(\alpha) \quad (\text{IV.87})$$

où $E_{n_+, n_-}^\beta(\alpha)$ correspond à l'énergie vibrationnelle notée $(n_+ + 1/2)\hbar\omega_+ + (n_- + 1/2)\hbar\omega_-$ pour les opérateurs $H_+ + H_-$. Après la transformation de la fonction $\phi(\alpha)$ en une série de Fourier, l'équation IV.87 pourra se simplifier. Les valeurs propres d'énergie correspondant sont en fonction des nombres quantiques $(n, n_+, n_-, K, (\nu, \pi_\alpha))$,

$$E^J(n, n_+, n_-, K, (\nu, \pi_\alpha)) = E_0(R_e) + \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{J(J+1) - K^2 - 1}{\mu R_e^2} + \frac{K^2 - 2}{2I} \right]$$

$$+ \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_R + (n_+ + n_- + 1) \hbar \omega_0 + E_\nu^\alpha(\pi_\alpha), \quad (IV.88)$$

où ν dénote la fréquence dominante du mouvement- α avec une parité π_α concernant la réflexion dans l'équilibre de $\alpha = \pi/2$. Le premier terme de l'équation se compose des énergies du potentiel d'interaction et de l'énergie centrifuge, les termes $(n_+ + n_- + 1) \hbar \omega_0$ et $E_\nu^\alpha(\pi_\alpha)$ sont respectivement les énergies vibrationnel ces pour le mouvement- β indépendant de α et l'énergie pour le mouvement- α .

Pour le mouvement- α , ceci obéit à une règle de sélection :

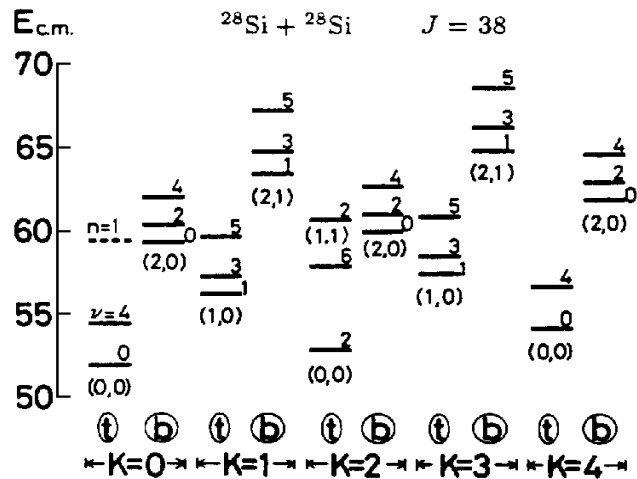
$$\text{mouvement} - \alpha = \begin{cases} \nu = \text{pair} & \text{si } K = \text{pair} \\ \nu = \text{impair} & \text{si } K = \text{impair} \end{cases} \quad (IV.89)$$

Si n_+ est égale à n_- alors $K \pm \nu = 4m$ avec m un nombre quantique. Pour le mode β -vibrationnel, nous avons la règle $(-1)^{n_+ + n_-} = (-1)^K$ due à la symétrie des constituants de chaque noyau sous espace inversion.

IV.5.3 Prédictions du Modèle pour l'Etat Moléculaire $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ " Système Oblate-Oblate "

Sur la figure IV.19, nous représentons les prédictions du modèle moléculaire pour le système $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ avec un spin $J = 38$. La configuration quantique (n_+, n_-) pour les vibrations butterfly et anti-butterfly est donnée pour chaque niveau. Egalement à droite de chaque niveau nous donnons le nombre quantique ν dominant pour le mouvement α , ce

Figure IV.19 : Prédictions du modèle moléculaire pour le système $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ pour un spin $J = 38$. Les états quantiques sont définis par $(n, n_+, n_-, K, (\nu, \pi_\alpha))$. Les indices (t) et (b) indiquent respectivement le mode rotationnel twisting et le mode butterfly.



dernier est décrit approximativement par $\cos \nu\alpha$ (ou $\sin \nu\alpha$). A partir de la figure IV.19, il apparaît que l'énergie d'excitation-K pour le mode rotationnel twisting est plus faible que le mode vibrationnel- β (butterfly ou anti-butterfly). Egalement pour $K = 0$ qui correspond au cas expérimental, nous avons l'état quantique $(n_+, n_-) = (2, 0)$ avec un $\nu = 0$ cet état qui correspond au mode vibrationnel- β **favorise le mode butterfly**.

Afin d'établir d'une manière aussi claire que possible le mode butterfly dans le système $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ "oblate-oblate", nous allons présenter la probabilité de chaque mode.

La figure IV.20 représente la probabilité pour chaque spin total I pour le système $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ pour le mode fondamental ($K = \nu = 0$), ce mode correspond à une rotation simple autour de l'axe Z' , le mode butterfly, le mode anti-butterfly pour les états mutuels $(I_1, I_2) = (2, 2)$ et $(4, 2)$. Il en résulte de la figure les remarques suivantes :

- **état mutuel** $(I_1, I_2) = (2, 2)$: le maximum de probabilité se manifeste pour le mode **butterfly** correspondant au spin total $I = 0$.
- **l'état mutuel** $(I_1, I_2) = (4, 2)$: le maximum de probabilité se manifeste également dans le mode **butterfly** à un spin total $I = 0$.
- nous pouvons noter également que le mode **butterfly** se manifeste d'une manière très forte dans l'état mutuel $(I_1, I_2) = (2, 2)$ par rapport à l'état mutuel $(I_1, I_2) = (4, 2)$ avec :

$$\frac{\mathcal{P}_{I=0}(2, 2)}{\mathcal{P}_{I=0}(4, 2)} = 2.18 \quad (\text{IV.90})$$

Sur la figure IV.21, nous illustrons la configuration butterfly et le mouvement butterfly. Afin de comprendre le désalignement de spin dans le mode butterfly, nous représentons sur la figure IV.22 le mouvement rotationnel du noyau ^{28}Si dans une excitation butterfly et aussi l'orientation des vecteurs de spin \vec{I}_1 et \vec{I}_2 dans le cas du mouvement butterfly.

Dans l'analyse expérimentale de type F-F et F-F- γ présentée au chapitre III, nous avons observé que la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$ ($J^\pi = 38 \hbar$) se manifeste par un désalignement de spin et la projection du spin total est nulle. L'analyse théorique actuelle montre que la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à $J^\pi = 38 \hbar$ est dominée par un mouvement de type mode Butterfly.

En conclusion :

Le désalignement de spin observé expérimentalement pour la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6 \text{ MeV}$ ($J^\pi = 38 \hbar$) correspondant à un système moléculaire di-nucléaire oblate-oblate a permis de mettre en évidence pour la première fois le **mode Butterfly**

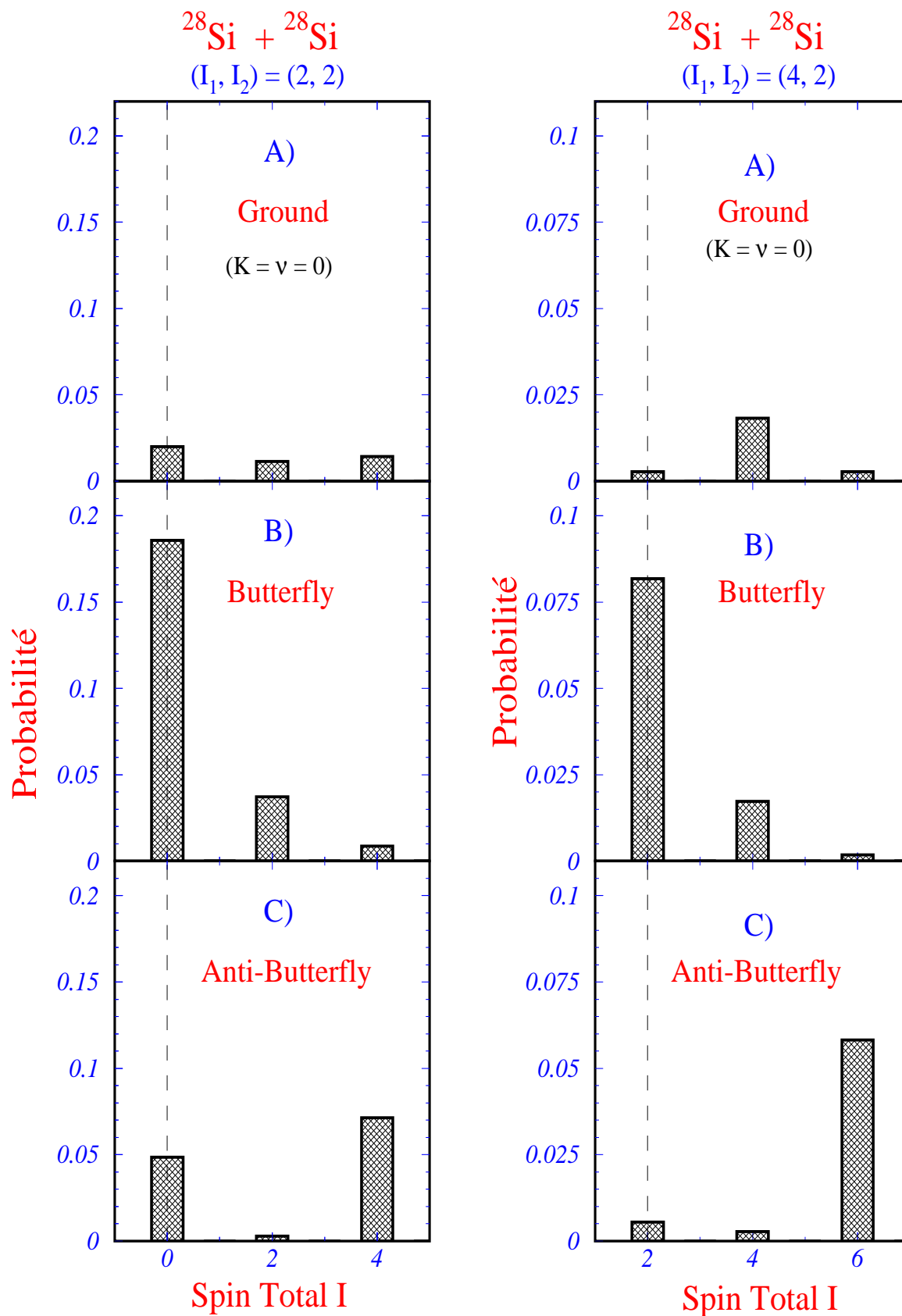


Figure IV.20 : Distributions de probabilité de trois modes du système $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ en fonction du spin total I .

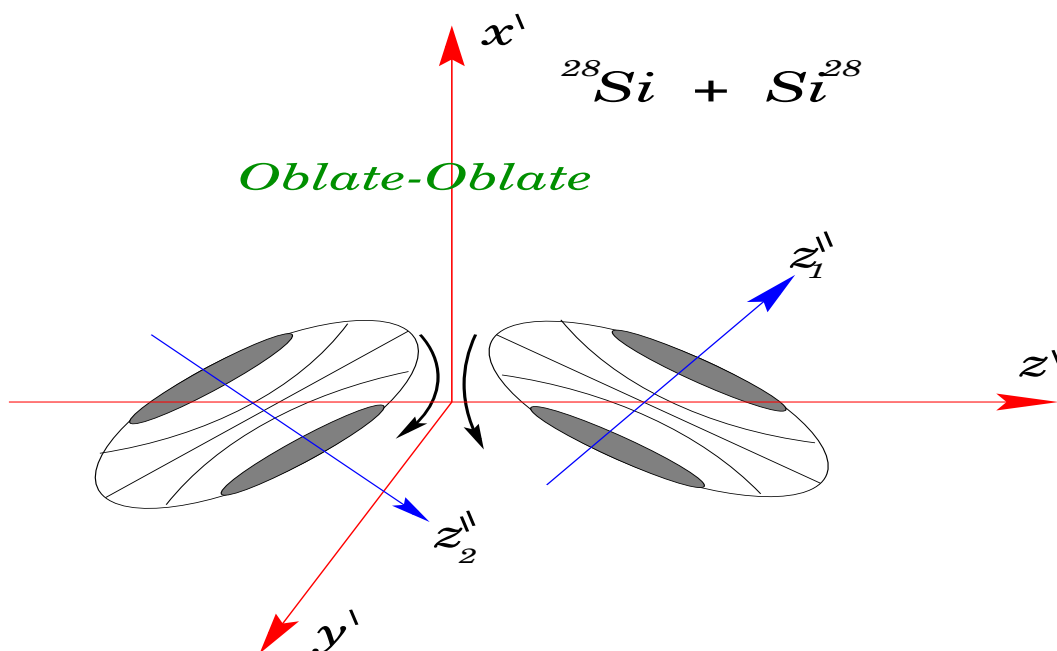


Figure IV.21 : Schéma illustrant la configuration **Butterfly** et le mouvement **Butterfly** par exemple le cas du système oblate-oblate : $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

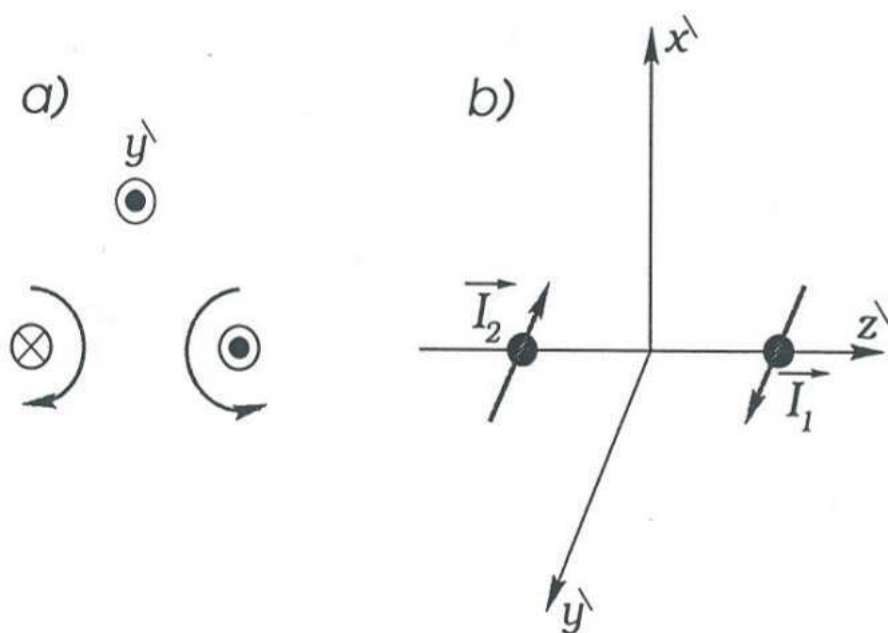


Figure IV.22 :

a) Mouvement rotationnel du noyau ^{28}Si dans une excitation **Butterfly**, vue à partir de l'axe y' .

b) Orientation des vecteurs moment angulaire \vec{I}_1 et \vec{I}_2 dans les cas du mouvement **Butterfly** présenté sur la figure IV.21.

IV.6 Conclusions

Le premier objectif de ce travail était centré d'une manière générale sur l'étude de la compétition entre les processus binaires très relaxés en énergie et en moment angulaire et, la recherche de l'existence possible d'une contribution importante d'un processus à trois corps. Il a été montré en particulier que le processus de **fusion-fission** joue un rôle primordial dans la désexcitation des noyaux ^{59}Cu et ^{47}V (formés respectivement par les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ à 8 MeV/nucléon). Les énergies incidentes se sont avérées trop peu élevées pour permettre d'observer des réactions à trois corps conformément à une systématique que nous avons été en mesure d'établir. Dans ce contexte il a été possible de décrire et d'interpréter l'ensemble des données expérimentales concernant ces deux noyaux composés dans le cadre de deux approches théoriques du modèle statistique :

*i) Dans la première approche les propriétés des produits complètement relaxés en énergie sont décrites dans le cadre de la Méthode de Hauser-Feshbach étendue + Cascade (EHFCM) Dépendant et Indépendant de la Température. Cette méthode étant considérée comme une approche statistique du **point de scission** traite toutes les voies de désexcitation du noyau composé : fusion-évaporation, fusion-fission, émission γ ... Les résultats expérimentaux étant reproduits de façon très satisfaisante [Nou96, Mat97, Bec97], il se confirme que la majeure partie des événements correspondant à des produits complètement relaxés en énergie sont issus d'un processus de **fusion-fission** "asymétrique". D'une manière générale, le modèle EHF+Cascade dépendant et indépendant de la température s'avère être un modèle particulièrement puissant pour étudier les propriétés des processus de *fusion-fission* et de *fusion-évaporation* en tenant compte des effets de structure (effets de couche et de *pairing*).*

*ii) La deuxième approche basée sur le concept du point selle permet de suivre la désexcitation statistique du noyau composé dans le cadre d'un Modèle d'émission séquentielle de fragments complexes (GEMINI). La décroissance du noyau composé est décrite dans le cadre du formalisme de l'état de transition (**point selle**) suivant une technique Monte Carlo. Bien que les résultats de la comparaison avec l'expérience soit assez bonne dans l'ensemble nous pouvons cependant conclure que le modèle d'émission de fragments complexes pourrait être amélioré significativement par l'introduction de la dépendance des barrières de fission en fonction de l'asymétrie et en tenant compte des effets de structure [Bec97].*

Le deuxième objectif de ce travail était davantage focalisé sur l'étude du rôle de la structure nucléaire dans la dynamique collisionnelle de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ à une énergie de résonance $E_{\text{lab.}} = 111.6$ MeV. Il a été primordial dans ce contexte de pouvoir bien séparer le processus de **fusion-fission** des phénomènes résonnants en utilisant le modèle de l'état de transition (TSM) décrivant le processus de *fusion-fission* d'origine statistique et donc non résonnante.

i) Dans le modèle TSM que nous avons appliqué pour des systèmes légers $A_{\text{nc}} \leq 60$, le potentiel d'énergie de surface macroscopique dépendant de la déformation nucléaire et de l'asymétrie de forme favorise la fission asymétrique des noyaux composés. Le bon accord entre le calcul TSM et les données

expérimentales à haute énergie d'excitation (E_x) pour la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ montre la dominance de la décroissance par fission du noyau composite ^{56}Ni dans cette région d'énergie et, le désaccord à basse énergie d'excitation (E_x) montre que c'est un mécanisme de résonance qui domine les états d'excitation simple et mutuelle dans cette région d'énergie [Nou97, Nou98].

Le bon accord entre le calcul TSM et les données expérimentales sur toutes les énergies d'excitation de la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ implique que cette voie est dominée par le processus de fusion-fission "asymétrique" et que le mécanisme de résonance est faible (ou absent) dans la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ [Nou97, Nou98].

ii) Dès l'instant où il nous a été possible de bien isoler les composantes résonnantes dans la voie symétrique et, dans le but de connaître leur origine quasi-moléculaire dans le noyau ^{56}Ni , pour lequel l'isomérisme de forme peut jouer un rôle important dans le processus de fission, nous avons eu recours à un **Modèle Moléculaire**. Le modèle moléculaire de Uegaki et Abe [Ueg97, Ueg94, Ueg93, Ueg89] a permis de proposer une interprétation originale des données expérimentales de manière qualitative et satisfaisante. Ces prédictions théoriques ont, par exemple, permis d'interpréter la signature du désalignement de spin observé expérimentalement en mettant en évidence pour la première fois le mode "Butterfly" [Nou97, Nou98].

Chapitre V

Conclusion Générale et Perspectives

*“L’homme se découvre
quand il se mesure à l’obstacle.”*
Saint-Exupéry

Chercher le processus de fusion-fission lors de l'interaction entre ions lourds "légers" c'est bien, le mettre en évidence, c'est encore mieux. Observer des structures résonnantes dans les fonctions d'excitation mesurées, c'est intéressant comme phénomène, en donner une explication quant à leur origine et leur lien pouvant exister avec la fusion-fission devrait permettre d'entrevoir un nouvel horizon pour la physique des ions lourds "légers". L'apport du multidétecteur EUROGAM Phase II au dispositif expérimental s'est avéré très judicieux.

L'analyse des propriétés expérimentales des fragments issus des deux réactions $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à 8 MeV/nucléon fait ressortir les particularités suivantes qui permettent de bien caractériser l'origine des résidus d'évaporation (fusion complète) et des produits binaires (fusion-fission):

- Les distributions angulaires des valeurs moyennes de vitesses des résidus d'évaporation indiquent que le processus de **fusion incomplète** est faible pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ et sa présence non négligeable pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ [Nou96, Bec96, Bec97] en accord avec la systématique de Morgenstern [Mo84].
- Les distributions angulaires inclusives des produits relaxés en énergie de charge $Z < Z_{\text{NC}}/2$ sont isotropes dans le système du centre de masse (c.m.) indiquant la formation d'un complexe di-nucléaire en rotation rapide se désexcitant par **fission** binaire après transfert complet du moment linéaire.
- L'analyse en termes de sources des fragments de charge $Z < Z_{\text{NC}}/2$ montre que les vitesses dans c.m. sont indépendantes de l'angle d'émission et centrées sur la vitesse de recul du noyau composé. La mesure de leurs énergies cinétiques totales (TKE) dans c.m. confirme l'indépendance avec l'angle de détection; leur variation en fonction de la masse (donc la répulsion Coulombienne) est en accord avec la systématique pour des fragments de **fission**. Les produits observés sont donc susceptibles d'être interprétés par un processus de fragmentation binaire d'une source équilibrée: **fusion-fission** [Bec97].
- Les sections efficaces intégrées de ces produits de fission ont une distribution de charge **asymétrique** favorisée par une **fissilité** des noyaux composés ^{47}V pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et ^{59}Cu pour la réaction $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ inférieure à la fissilité du point de Businaro-Gallone [Nou96, Bec96, Bec97].
- Les mesures de corrélations pour chacune des réactions ont permis de vérifier la nature binaire du mécanisme et d'observer une évaporation de particules légères chargées par les produits les plus lourds. Cette observation est consistante avec une **scission** en deux fragments émis après équilibre thermique se manifestant par un partage de l'énergie d'excitation dans le rapport de leurs masses [Bec97].
- Les mesures du déficit de charge (ΔZ) pour chacune des réactions indiquent que le processus à trois corps est absent dans les réactions $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ et $^{35}\text{Cl} + ^{24}\text{Mg}$ à 8 MeV/nucléon [Nou96, Bec96, Bec97].

Les résultats expérimentaux concernant le premier objectif de ce travail de thèse démontrent l'origine statistique (fusion-fission) de la majeure partie des événements correspondant à des produits binaires complètement relaxés en énergie. Leurs propriétés ont été décrites et interprétées en utilisant des **approches théoriques** de la désexcitation du noyau composé. L'approche la plus satisfaisante est basée sur l'approximation au point de scission (quasiment identique à celle du point selle pour les noyaux légers) dans le cadre de la **Méthode de Hauser-Feshbach+Cascade** (EHFCM) Dépendant et Indépendant de la Température. Le modèle de Hauser-Feshbach+Cascade a confirmé que les produits relaxés en énergie sont issus d'un processus de **fusion-fission asymétrique**. Les résultats expérimentaux sont reproduits de façon remarquable [Nou96, Mat97, Bec97]. Cette première conclusion justifie donc pleinement le fait de rechercher les liens possibles entre le processus de fusion-fission et les phénomènes résonnants mis en évidence dans la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

L'analyse des caractéristiques expérimentales des produits binaires et des rayonnements γ émis en coïncidence fait ressortir de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ étudiée à une énergie de résonance les particularités suivantes :

- Des structures oscillantes visibles dans les distributions angulaires de la voie élastique démontrent l'existence de la résonance $J^\pi = 38 \hbar$. D'autre part, pour la première fois, nous observons que la structure résonnante se manifeste d'une manière très marquée dans les distributions angulaires des voies inélastiques et mutuelles. Ceci implique que le système dinucléaire ^{56}Ni est peuplé de façon préférentielle dans un état **quasi-moléculaire** à l'énergie de bombardement choisie.
- Prédominance du moment angulaire $L = 38 \hbar$ dans les voies élastique, inélastique et mutuelle indiquant que la projection du spin le long de l'axe perpendiculaire au plan de réaction correspond à $m = 0$. Cette observation est une forte indication du désalignement de spin. Cette signature a été mise en évidence par les distributions angulaires des fragments de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ et, est confirmée par les corrélations angulaires des γ émis par le ^{28}Si des états $(2_1^+, 0_1^+)$ et $(2_1^+, 2_1^+)$ [Nou97, Nou98].
- La mesure des alimentations des états du ^{28}Si ont permis de montrer que le noyau ^{28}Si est favorisé par une forme **oblate**. La forte alimentation de la bande $K^\pi = 0_3^+$ correspondant à une grande déformation prolate du noyau ^{28}Si semble avoir un lien direct avec la région angulaire dans laquelle se manifeste la résonance [Nou97, Nou98].

La comparaison des données expérimentales avec le modèle de l'état de transition (TSM) a montré clairement que le processus de fusion-fission est prédominant à haute énergie d'excitation dans le spectre de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. Le phénomène de résonance est par contre limité aux états de bas spin à basse énergie d'excitation. Le bon accord entre les données expérimentales et le calcul TSM pour la voie de sortie $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ suggère que le phénomène de résonance n'est pas compétitif dans cette voie lors de la réaction $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$. Le désalignement de spin observé expérimentalement peut qualitativement être interprété dans le cadre d'un nouveau modèle moléculaire par la mise en évidence du mode "Butterfly" [Nou97, Nou98].

D'une manière générale, dans ce travail, nous avons abordé deux phénomènes spectaculaires des collisions entre ions lourds "légers", qui sont la présence significative du mécanisme de

fusion-fission et, le rôle primordial de la structure interne des produits de la réaction dans les résonances quasi-moléculaires. Ces deux aspects, l'un macroscopique l'autre beaucoup plus lié à des effets microscopiques, sont certes très différents d'un point de vue conceptuel, mais tout à fait complémentaires pour une compréhension globale des systèmes di-nucléaires.

En conclusion de ce travail de thèse, il semble bien établi que le mécanisme fusion-fission joue un rôle significatif dans le processus de désexcitation des noyaux légers de masse $A_{nc} \leq 60$ et doit être pris en compte dans les théories statistiques. Il apparaît également que l'origine des résonances quasi-moléculaires observées dans les voies élastique, inélastique et d'excitation mutuelle de la voie de sortie $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ peut être liée à des configurations de forme isomérique du noyau composé ^{56}Ni .

Récemment un travail de Wuosmaa et collaborateurs [Wua87] a montré un alignement de spin dans le système $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ correspondant à un système di-nucléaire prolate-prolate qui semble être en contradiction avec ce que nous observons dans le système $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ qui correspond à un système oblate-oblate caractérisé par un désalignement de spin. En perspective d'une comparaison des deux systèmes, il est important de se poser les questions suivantes :

1 - Quels peuvent être les arguments physiques permettant d'expliquer pourquoi le système $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ est d'une forme oblate-oblate caractérisé par un désalignement de spin alors que le système $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ est d'une forme prolate-prolate caractérisé par un alignement de spin ?

2 - Cette constatation ouvre-t'elle un nouvel horizon de la physique des ions lourds "légers" ?

La communauté internationale devrait être en mesure d'aborder cette nouvelle problématique en multipliant le type d'expériences très exclusives avec la mise en service des multidétecteurs γ les plus performants comme Euroball et/ou Gammasphère.

BIBLIOGRAPHIE

Références

- [Awes] T.C. Awes, L.R. Ferguson, R. Novotny, F.E. Obenshain, F. Plasil, V. Rauch, G. R. Young and H. Sann.
Phys. Rev. Lett. **25**(1985)1062.
- [Bar77] J. Barrette, P. Braun-Munzinger, C.K. Gelbke, H.E. Wegner, B. Zeidman, A. Gamp, H.L. Harney and Th. Walcher.
Nucl. Phys. **A279**(1977)125.
- [Bec85] C. Beck, F. Haas, R.M. Freeman, B. Heusch, J.P. Coffin, G. Guillaume, F. Rami and P. Wagner.
Nucl. Phys. **A442**(1985)320.
- [Bec92] F.A. Beck, J. Alexander, C. Ender, I. Lazarus and G. M. McPherson.
Workshop on large gammas-ray detector arrays.
Chalk River Laboratories May **22**(1992)359.
- [Bec92b] C. Beck, B. Djerroud, F. Haas, R.M. Freeman, A. Hachem, B. Heusch, A. Morsad, Y. Abe, R. Dayras, J.P. Wieleczko, T. Matsuse and S.M. Lee.
Zeit. für Phys. **A343**(1992)309.
- [Bec96] C. Beck and A. Szanto de Toledo.
Phys. Rev. **C53**(1996)1989.
- [Bec96b] C. Beck, R. Nouicer, D. Mahboub, B. Djerroud, R. M. Freeman, A. Hachem, T. Matsuse, Sl. Cavallaro, E. De Filippo, G. Lanzaño, A. Pagano, M.L. Sperduto, R. Dayras, E. Berthoumieux, R. Legrain and E. Pollacco.
Phys. Rev. **C54**(1996)227.
- [Bec97] C. Beck, R. Nouicer, D. Mahboub, B. Djerroud, R. M. Freeman, A. Hachem, T. Matsuse, Sl. Cavallaro, E. De Filippo, G. Lanzaño, A. Pagano, M.L. Sperduto, R. Dayras, E. Berthoumieux, R. Legrain and E. Pollacco.
soumis à Zeit. für Phys. (1997).
- [Bet30] H.A. Bethe
Zeit. für Phys. **5**(1930)325
- [Bet79] R. R. Betts, S.B. Diczynski and J.F. Petersen.
Phys. Rev. Lett. **43**(1979)253

- [Bet81a] R. R. Betts, S.B. Diczno and J.F. Petersen.
Phys. Lett. **100B**(1981)117
- [Bet81b] R. R. Betts, B. B. Back and B. G. Glagola.
Phys. Rev. Lett. **47**(1981)23
- [Bet83] R. R. Betts and S. Saini.
Phys. Scri. **T5**(1983)204.
- [Bet83b] J. Betz, H. Graff, R. Novotny, D. Pelte and U. Winkler.
Nucl. Phys. **408**(1983)150.
- [Bet85] R. R. Betts.
Nucl. Phys. **A447**(1985)257.
- [Bet97] R. R. Betts.
communications privées (1997).
- [Blo77] J. Bloki, J. Randrup, W. J. Swiatecki and C.F. Tsang.
Ann. Phys. **105**(1977)427.
- [Boh69] A. Bohr, B.R. Mottelson.
Nucl. Stru. W.A. Benjamin, Inc., **V1**(1969)281.
- [Bra82] P. Braun-Munzinger and J. Barette.
Phys. Rep. **C87**(1982)209.
- [Bre95a] J. Brenneisen, D. Grathwohl, M. Lickert, R. Ott, H. Röpke, J. Schmälzlin, P. Siedle and B.H. Wildenthal.
Zeit. für Phys. **A352**(1995)279.
- [Bre95b] J. Brenneisen, D. Grathwohl, M. Lickert, R. Ott, H. Röpke, J. Schmälzlin, P. Siedle and B.H. Wildenthal.
Zeit. für Phys. **A352**(1995)403.
- [Bre95c] J. Brenneisen, D. Grathwohl, M. Lickert, R. Ott, H. Röpke, J. Schmälzlin, P. Siedle and B.H. Wildenthal.
Zeit. für Phys. **A352**(1995)149.
- [Bre97a] J. Brenneisen, B. Erhardt, F. Glatz, Th. Kern, R. Ott, H. Ropke, J. Shmalzlin and B.H. Wildenthal.
Zeit. für Phys. **A357**(1997)157.
- [Bre97b] J. Brenneisen, B. Erhardt, F. Glatz, Th. Kern, R. Ott, H. Ropke, J. Shmalzlin , P. Siedle and B.H. Wildenthal.
Zeit. für Phys. **A357**(1997)386.
- [Car88] M. Carchidi and B. H. Wildenthal.
Phys. Rev. **C37**(1988)1681.

- [Cav95] Sl. 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. Lanzanó, R. Legrain, D. Mahboub, A. Morsad, A. Pagano, E. Pollacco, S.J. Sanders and M.L. Spurduto.
Nucl. Phys. **A583** (1995)164.
- [Cha88] 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 and A.C. Mignerey.
Nucl. Phys. **A476**(1988)516.
- [Cha88a] R.J. Charity, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Moretto, D.G. Sarantites, L.G. Sobotka, G. Guarino, A. Pantaleo, L. Fiore, A. Gobbi, K.D. Hildenbrand.
Nucl. Phys. **A483** (1988)371.
- [Cha90] R.J. Charity, K.X. jing, D.R. Bowman, M.A. McMahan, G.J. McDonald, G.J. Wozniak, L.G. Moretto, N. Colonna, G. Guarino, A. Pantaleo, L. Fiore, A. Gobbi, K.D. Hildenbrand.
Nucl. Phys. **A511**(1990)59.
- [Coh74] S. Cohen, F. Plasil and W.J. Swiatecki.
Ann. Phys. (N.Y.) **82**(1974)82.
- [Com90] Compte rendu d'activité (1990)
Département de Physique Nucléaire, C.E.N. Saclay.
- [DeF91] G.de France.
Thèse de l'Université Louis Pasteur Strasbourg CRN 91.
- [Dje92] B. Djerroud.
Thèse de l'Université Louis Pasteur Strasbourg CRN 92-32.
- [Dud92] J. Dudek.
Prog. Part. Nucl. Phys. **V28**(1992)131.
- [End90] P.M. Endt.
Energy levels of A = 21-44 Nuclei.
Nucl. Phys. **A521**(1990)1.
- [Eri63] T. Ericson.
Ann. Phys. **23**(1963)390.
- [Fab81] M.E. Faber and M. Ploszajczak.
Phys. Scri. **24**(1981)189.
- [Fac68] U. Facchini and E. Saetta-Menichella.
Energia Nuclear **V15**(1968)54.
- [Far96] K.A. Farrar, S.J. Sanders, A.K. Drummer, A.T. Hasan, F.W. Prosser, B.B. Back, I.G. Bearden, R.R. Betts, M.P. Carpenter, B. Crowell, M. Freer, D.J. Henderson, R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, T. Lauritzen, Y. Liang, D. Nisius, A.H. Wuosmaa, C. Beck, R.M. Freeman, Sl. Cavallaro, A. Szanto de Toledo.
Phys. Rev. **C54**(1996)1249.

- [Gal74] J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort and X. Tarrago.
Phys. Rev. **C9**(1974)1018.
- [Gla81a] F. Glatz, P. Betz, J. Siefert, F. Heidinger and H. Röpke.
Phys. Rev. Lett. **46**(1981)1559.
- [Gla81b] F. Glatz, J. Siefert, P. Betz, E. Bitterwolf, A. Burkard, F. Heidinger, Th. Kern, R. Lehmann, S. Norbert and H. Röpke.
Zeit. für Phys. **A303**(1981)239.
- [Gla86] F. Glatz, M. Lickert, A. Burkar, Th. Kern, R. Lehmann, S. Norbert, H. Röpke, J. Siefert and B.H. Wildenthal.
Zeit. für Phys. **A324**(1986)173.
- [Gel78] C.K. Gelbke, C. Olmer, M. Buenerd, D.L. Hendrie, J. Mahoney, M.C. Mermaz and D.K. Scott.
Phys. Rev. **42**(1978).
- [Gre82] C. Gregoire.
Thèse de Université de Paris-Sud Centre d'Orsay 82-2552.
- [Gom79] J. Gomez Del Campo, R.G. Stokstad, J.A. Biggerstaff, R.A. Dayras, A.H. Snell and P.H. Stelson.
Phys. Rev. **C19**(1979)2170.
- [Gom91] J. Gomez Del Campo, R.L. Auble, J.R. Beene, M.L. Halbert, H.J. Kim, A. D'Onofrio, J.L. Charvet.
Phys. Rev. **C43**(1991)2689
- [Han95] Liqin Han.
Thèse de l'Université Louis Pasteur Strasbourg CRN 95-24.
- [Hau52] H. Hauser and H. Feshbach.
Phys. Rev. **C87**(1952)366.
- [Hil79] D. Hilscher, J.R. Birkelund, A.D. Hoover, W.U. Schroder, W.W. Wilcke, J.R. Huizenga, A.C. Mignerey, K.L. Wolf, H.F. Breuer and V.E. Viola.
Phys. Rev. **C20**(1979)526.
- [Kha94] B. Kharraja.
Thèse de l'Université Louis Pasteur Strasbourg CRN 94-26.
- [Kra73] H. J. Krappe and J.R. Nix.
Proceedings of the Third International I.E.A. Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Vienna **V.1** (1973)159.
- [Kow68] L. Kowalski, J.M. Miller and J.C. Jordogne.
Phys. Rev. **169** (1968).
- [Kra79] H.J. Krappe, J.R. Nix and A.J. Sierk.
Phys. Rev. **C20**(1979)992.

- [Lee86] S.M. Lee, W. Yokota, T. Matsuse.
Proceedings of the International Symposium on the Many Facets of Heavy-Ion Fusion Reactions, Argonne 1986, Argonne National Laboratory Report No. ANL-PHY-86-1, p. 272.
- [Lef78] M. Lefort and C. Ngô.
Ann. Phys. **3**(1978)5.
- [Maa88] R. Maass and W. Scheid.
Phys. Lett. **B202**(1988)26.
- [Mat90] T. Matsuse, S.M. Lee, C. Beck.
Proceeding of the International Symposium on Heavy Ion Physics and Its Application, Lanzhou (China),(1990), eds. W.Q. Shen, Y.X. Luo, J.Y. Liu (World Scinetific) P.95.
- [Mat97] T. Matsuse, C. Beck, R. Nouicer and D. Mahboub.
Phys. Rev. **C55**(1997)1380.
- [Mic64] A. Michalowicz.
Cinématique des Réactions Nucléaires, Dunod (1964).
- [Mik80] T. Mikumo, W. Yokata, S.M. lee, Y. Nagashima, T. Nakagawa, and M. Yamanouchi.
Phys. Rev. **C21**(1980)620.
- [Mol81] P. Möller and J.R. Nix.
Atom. Data Nucl. Table **20** (1981)165.
- [Mor75] L.G. Moretto, S.K. Kataria, R.C. Jared, R. Schmitt and S.G. Thompson.
Nucl. Phys. **A225**(1975)491.
- [Mor82] H. Morgenstern, W. Bohne, K. Grabisch, D. G. Kovar and H. Lehr.
Phys. Lett. **113B**(1982)463.
- [Mos91] M. Moszynski and G. Duchêne.
Nucl. Instr. and Meth. **A308**(1991)557.
- [Mye67] W.D. Myers and W.J. Swiatecki.
Ark. Phys. **36**(1967)343.
- [Mye73] W.D. Myers and W.J. Swiatecki.
Nucl. Phys. **A204**(1973)465.
- [Nou96] R. Nouicer, C. Beck, D. Mahboub, B. Djerroud, R. M. Freeman, A. Hachem, T. Matsuse, Sl. Cavallaro, E. De Filippo, G. Lanzaó, A. Pagano, M.L. Sperduto, R. Dayras, E. Berthoumieux, R. Legrain and E. Pollacco.
Zeit. für Phys. **A356**(1996)5.

- [Nou97] R. Nouicer, C. Beck, F. Haas, N. Aissaoui, R.M. Freeman, T. Bellot, G. de France, D. Disdier, G. Duchene, A. Elanique, A. Hachem, F. Hoellinger, D. Mahboub, D. Prevost, V. Rauch, S.J. Sanders, T. Catterson, A. Dummer, F.W. Prosser, A. Szanto de Toledo, Sl. Cavallaro, E. Uegaki and Y. Abe.
Invited talk given and Contribution to the 6th International School-Seminar on Heavy Ion Physics **September 22-27, 1997** Dubna, Russia.
- [Nou98] R. Nouicer, C. Beck, F. Haas, N. Aissaoui, R.M. Freeman, T. Bellot, G. de France, D. Disdier, G. Duchene, A. Elanique, A. Hachem, F. Hoellinger, D. Mahboub, D. Prevost, V. Rauch, S.J. Sanders, T. Catterson, A. Dummer, F.W. Prosser, A. Szanto de Toledo, Sl. Cavallaro, E. Uegaki and Y. Abe.
Invited talk given and Contribution to the 36th International Winter Meeting on Nuclear Physics **January 26-31, 1998** Bormio, Italy.
- [Nov80] R. Novotny, U. Winkler, D. Pelte, H. Sann and U. Lynen.
Nucl. Phys. **A341**(1980)301.
- [Olm74] C. Olmer, K. A. Erb, D. L. Hanson, M. W. Sachs, R. G. Stokstad and D. A. Bromley.
 $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{32}\text{S}$: an alpha transfer reaction?
International conference on Reaction between complex nuclei.
Nuclei . Nasville (USA) **V 1**(1974)104.
- [Pel81] D. Pelte, U. Winkler, R. Novotny and H. Gräf.
Nucl. Phys **A371**(1981)454.
- [Pel85] D. Pelte, U. Winkler, J. Pochodzalla, M. Bühler, A. Gorks and B. Weissman.
Nucl. Phys **A438**(1985)582.
- [Pel86] D. Pelte, M. Bühler, B. weissman, A. Gobbi, K.D. Hieldenbrand, H. Stelzer and R. Novotny.
Phys. Rev. **C34**(1986)1673.
- [Puh77] F. Pühlhofer.
Nucl. Phys. **A280**(1977)267.
- [Rog77] D. W. O. Rogers, W. R. Dixon and R. S. Storey.
Nucl. Phys. **A281**(1977)345.
- [Ran78a] J. Randrup.
Ann. Phys. **112**(1978)356.
- [Ran78b] J. Randrup.
Nucl. Phys. **A307**(1978)319.
- [San86] S. J. Sanders, R.R. Betts, I. Ahmad, K.T. Lesko, S. Saini, B.D. Wilkins, Videbaek, B.K. Dichter.
Phys. Rev. **C34**(1986)1746.

- [San87] S. J. Sanders, D. G. Kovar, B. B. Back, C. Beck, B. K. Dichter, D. Henderson, R. V. F. Janssens, J. G. Keller, S. Kaufman, T.F. Wang, B. Wilkins and F. Videbaek.
Phys. Rev. Lett. **59**(1987)2856.
- [San89] S. J. Sanders, D. G. Kovar, B. B. Back, C. Beck, D.J. Henderson, R.V.F. Janssens, T.F. Wang and B.D. Wilkins.
Phys. Rev. **40**(1989)2091.
- [San91b] S. J. Sanders.
Phys. Rev. **C44**(1991)2676.
- [San94] S. J. Sanders, A. Hasan, F.W. Prosser, B.B. Back, R.R. Betts, M.P. Carpenter, D.J. Henderson, R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, E.F. Moore, P.R. Wilt, F.L.H. Wolfs, A.H. Wuosmaa, K.B. Beard and Ph. Benet.
Phys. Rev. **C49**(1994)1016.
- [Sat79] G.R. Satcher and W.G. Love.
Phys. Repp. **55**(1979)183.
- [Sch77] H.W. Schrödinger, J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, K.L. Wolf and V.E. Viola Jr.
Phys. Rev. **C16**(1977)632.
- [Sie86] A.J. Sierk.
Phys. Rev. **C33**(1986)2039.
- [Sob83] L.G. Sobotka, M.L. Padgett, G.J. Wozniak, G. Guarino, A.J. Pacheco, L.G. Moretto, Y. Chan, R.G. Stokstad, I. Tserruya and S. Ward.
Phys. Rev. Lett. **51** (1983)2187.
- [Sha82] D. Shapira, R. Novotny, Y.D. Chan, K.A. Erb, J.L.C. Ford Jr, J.C. Peng and J.D. Moses.
Phys. Lett. **114B**(1982)111.
- [Sha84] D. Shapira, D. Schull, J.L.C. Ford Jr, B. Shivakumar, R.L. Parks, R.A. Cecil and S.T. Thorton.
Phys. Rev. Lett. **53**(1984)1634.
- [Shi87] B. Shivakumar, S. Ayik, B.A. Harmon and D. Shapira.
Phys. Rev. **C35**(1987)1730.
- [Tan81] T. Tanabe, M. Yasue, K. Sato, K. Ogino, Y. Kadota, Y. Taniguchi, K. Obori, K. Makino and M. Tochi.
Phys. Rev. **C24**(1981)2556.
- [Ueg97] E. Uegaki.
communications privées (1997).
- [Ueg94] E. Uegaki and Y. Abe.
Phys. Lett. **B340**(1994)143.
- [Ueg93] E. Uegaki and Y. Abe.
Prog. Theor. Phys. **90**(1993)615.

- [Ueg89] E. Uegaki and Y. Abe.
Phys. Lett. **B231**(1989)28.
- [Val87] S. Valero.
Dynamique et optique du post-accélérateur de Saclay.
Département de Physique Nucléaire, C.E.N. Saclay.
- [Van73] R. Vandenbosch and J.R. Huizenga.
Nuclear Fission (Academic Press New York, 1973).
- [Vio85] V. E. Viola, K. Kwiatkowski and M. Walker.
Phys. Rev. **C31**(1985)1550.
- [Vaz84] L. Vaz and J.M. Alexander.
Zeit für Phys. **A339**(1984)167.
- [Wap85] A.H. Wapstra and G. Audi.
Nucl. Phys. **A432**(1985)1.
- [Wua87] A.H. Wuosmaa, R. W. Zurmühle, P. H. Kutt, S.F. Pate, S. Saini, M.L. Halbert and D.C. Hensley.
Phys. Rev. Lett. **58** (1987)1312.
- [Wil80] W.W. Wilek, J.R. Birkelund, H.J. Wollershem, A.D. Hoover, J.R. Huizenga, W.U. Schroder and L.E. Tubbs.
Atomic Data and Nuclear Data Tables **25**(1980)389.
- [Win81] U. Winkler, R. Giraud, H. Gräf, A. Karbach, R. Novotny, D. Pelete and G. Strauch.
Nucl. Phys. **A371**(1981)477.
- [Win84] U. Winkler, B. Weissman, M. Bühler, A. Gorks, R. Novotny and D. Pelete.
Nucl. Phys. **A425**(1984)573.

Strasbourg, le 21 Novembre 1997

Rachid NOUICER