Institut de Physique Nucléaire

CNRS - UNIVERSITÉ PARIS SUD

IPN
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE
ORSAY

20 septembre 2013 IPNO-T-13-03

Thèse
Présentée par

LEFEBVRE Laurent

Pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences
De l'Université Paris Sud

Étude de la pré-formation de particules α dans les noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar par cassure nucléaire

cnrs
UNIVERSITÉ PARIS SUD
Comprendre le monde, construire l'avenir®

École Doctorale Particules, Noyaux, Cosmos
Université Paris-Sud XI
Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

THÈSE

pour l'obtention du Diplôme de
Docteur en Sciences de l'Université Paris-Sud XI
Spécialité Physique Nucléaire

par

Laurent LEFEBVRE

Le 20 septembre 2013

Étude de la pré-formation de particules α dans les noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar par cassure nucléaire

Directeur de thèse : Jean-Antoine Scarpaci (CSNSM)
Co-Directrice de thèse : Marlène Assié (IPN Orsay)

Composition du jury :

Examinateur	M. Alain GILLIBERT	CEA-SPhN Saclay
Examinateur	M. Elias KHAN	Université Paris-Sud XI, IPN Orsay
Examinateur	M. Miguel MARQUÉS	LPC Caen
Rapporteur	M. Christian BECK	IReS Strasbourg
Rapporteur	Mme Nadine REDON	IPN Lyon
Co-Directrice de thèse	Mme. Marlène ASSIÉ	IPN Orsay
Directeur de thèse	M. Jean-Antoine SCARPACI	CSNSM

Remerciements

Lorsque j'ai commencé à rédiger ma thèse, j'avais hâte d'arriver à cette ultime partie, les remerciements. Les mois passaient tandis que le manuscrit prenait forme et puis la soutenance est venue conclure ces trois années de travail. Et maintenant, je réfléchis à comment je vais remercier toutes celles et ceux qui m'ont accueilli, encadré, formé, aidé, soutenu et encouragé durant ma thèse. À première vue, cette réflexion peut sembler étrange : comment remercier une personne ? On peut offrir des cadeaux à une personne, on peut lui serrer la main, on peut l'étreindre ou lui dire simplement merci. On peut également lui offrir des mots pensés avec le cœur. Si cinq chapitres présentent les résultats de trois ans de thèse alors cette partie sera dédiée à toutes les personnes qui furent présentes à mes côtés durant cette aventure scientifique et humaine. Et quoi de mieux pour les remercier que de les montrer au quotidien ? Ces remerciements commencent donc à 9h00, l'heure à laquelle j'arrive à l'IPN.

Je remercie F. Azaïez et D. Verney de m'avoir accueilli au sein du groupe NESTER (Noyaux Exotiques STructure et Réactions) de l'Institut de Physique Nucléaire.

Tous les matins lorsque j'arrivais dans le couloir du groupe, je vérifiais toujours que le bureau d'Adrien fût ouvert. Même après ton départ, j'ai continué à avoir ce réflexe. Merci de m'avoir si souvent aidé à résoudre mes problèmes informatiques, merci pour tes conseils, tes remarques et idées. Quand j'étais en première et deuxième année, tu m'as formé à NPTool et à l'analyse de données. Lors de ma dernière année, j'ai pris le relai en aidant à mon tour les nouveaux thésards, Pierre et Benjamin, enfin surtout Benjamin qui s'installa à ton bureau après la fin de ta thèse. En début de dernière année, c'était étrange de venir expliquer quelque chose dans ton ancien bureau alors que j'étais habitué à recevoir tes explications dans ce même bureau.

En continuant dans le couloir, je tiens à remercier Laurence et Céline pour leur disponibilité et leur aide surtout lorsqu'il s'agissait de remplir des papiers admin-

istratifs, tâches que j'affectionne particulièrement (mission à remplir avec une nuit d'hôtel non prévue suite à un retard de quatre heures à l'aéroport à cause de la neige par exemple). Merci aussi à Jacques et Daisuke pour ces conversations sur la DWBA, les détecteurs MUST2, l'avenir de la recherche ou les anecdotes sur l'IPN.

Après quelques mètres parcourus, j'arrivais enfin devant la porte de mon bureau mais je passais d'abord dire bonjour à Jean-Antoine qui occupa le bureau en face du mien avant de partir pour un autre bureau au CSNSM. Quand je suis arrivé en thèse, j'étais encore étudiant. Quand j'en suis sorti, j'étais physicien et ce grâce à toi. Merci pour tes explications, ta patience et tes remarques pertinentes sur les problèmes que j'ai pu rencontrer durant l'analyse de données. Je me souviens encore de ta réponse quand je t'ai demandé comment se déroulait l'expérience de ma thèse, tu m'avais répondu : « Ça se passe normalement mal. » Grâce à toi, j'ai appris à ne rien lâcher, on peut toujours obtenir des résultats. J'en profite pour remercier tous les ingénieurs et techniciens de l'IPN et du GANIL sans qui l'expérience n'aurait pu avoir lieu. Merci à S. Ancelin, G. Mavilla, E. Rindel, Thomas Zerguerras avec qui j'ai pu tester le prototype EXL avant l'expérience et J. F. Libin. Merci également à tous les collègues du CEA, du GANIL et du LPC présents durant l'expérience : L. Nalpas qui était avec moi durant tous les « shifts » de nuit, A. Gillibert, P. Roussel-Chomaz, O. Sorlin, B. Bastin, G. Grinyer, D. Lacroix avec qui j'ai beaucoup discuté théorie en première année de thèse, J. Gibelin, F. Delaunay et J. C. Angélique qui ramenait des fraises de son jardin quand il venait nous relever le matin.

Aujourd'hui, si je suis physicien c'est aussi grâce à toi Marlène. J'ai été ton premier thésard et j'espère que tu en auras plein d'autres, j'ai passé trois années formidables. J'avais l'avantage d'occuper le bureau juste à côté du tien, je pouvais ainsi venir t'embêter autant de fois que je le voulais et des fois, il y en a eu ! Ta porte était toujours ouverte et grâce à toi, j'ai appris à avoir du recul sur les résultats physiques, à être encore plus rigoureux, méthodique et appliqué. Et puis, tu as toujours le sourire et pour un thésard de troisième année, ça compte ! Ce fut une chance de vous avoir eu, toi et Jean-Antoine, comme directeur de thèse. Vous m'avez apporté énormément de choses et je tiens à vous en remercier. Finalement, trois ans c'est bien trop court lorsqu'on travaille avec des personnes telles que vous.

Durant ces trois années, j'ai rarement été le premier à arriver dans notre bureau. Je dis notre parce que Marine, Pierre et moi nous partagions la même pièce. Je ne pourrais jamais assez vous remercier pour tout ce que vous avez fait pour moi. Merci pour les « ptits dej » de 9h30, les fous rires tout au long de la journée : le spectre d'énergie d'excitation « binning dépendant » de Marine, les quinze coups du spectre du ^{71}Cu de Pierre, mes moitiés de distributions angulaires, mes galères administratives (« si on ne me le dit pas à moi ») et toutes ces petites choses qui ont fait mon quotidien durant trois ans. Si ma thèse devait se résumer à un tableau

alors vous en seriez les couleurs. Merci pour tout.

Mes matinées se sont toujours déroulées normalement : crises de nerf contre les programmes informatiques ou jubilations après une victoire contre ces mêmes programmes, petites séances de questions chez Marlène, discussions diverses autour d'un café/thé avec Sandra, Adrien, Pierre, Marine et moi (désolé Adrien mais Ironman ne sert à rien et Superman est bien meilleur). C'était sympathique de pouvoir vous embêter les filles. Enfin, c'est surtout Adrien qui le faisait même si avec Pierre, nous étions là pour le soutenir. En même temps, si vous vous appelez le matin pour vous habiller de la même façon, pas étonnant qu'on vous taquine. Après le départ de Sandra et d'Adrien, c'était également sympathique d'embêter Aurélie et Benjamin (c'est la fonction d'un étudiant de première année de thèse). Bon courage à vous les petits jeunes !

Le midi, tous les chercheurs du groupe se retrouvaient pour manger ensemble et discuter de physique mais aussi de cinéma, musique, séries, livres, etc. Merci à Faïrouz et Nicolas, Didier, Serge, Pierre Roussel, Iulian, Iolanda et Yorick pour tout ces agréables moments. Un grand merci à tous et surtout à toi Yorick pour tout tes conseils, ton soutien et ta bonne humeur. C'est toujours un plaisir de t'écouter raconter comment les anciens thésards faisaient lorsque les ordinateurs commençaient à peine à voir le jour. Merci aussi aux anciens NPAC, Sophie, Sandra Martin-Sanchez et Stéphane pour les rendez-vous du vendredi midi ensemble dans la bonne humeur.

Durant la deuxième année de thèse, il nous est arrivé à Marine, Pierre et moi d'aller jouer au football avec les collègues du CEA. Hélas, je ne peux écrire ce qu'il a pu se passer durant ces matchs d'anthologie ni raconter que Marine a déjà reçu plusieurs ballons dans la tête dont un par Simon. Néanmoins, en compensation, elle a reçu le sourire de Fabien mais ça c'est une autre belle histoire... Durant le Master 2 NPAC, nous étions quatre à suivre le parcours physique nucléaire : Marine, Simon, David et moi. On dit que plus on est de fous plus on rit, pourtant malgré notre petit nombre, on s'est bien amusé !

Une après-midi de thèse se déroulait comme une matinée, parfois avec de la musique en plus (et de gros fou rire de temps en temps avec Marine et Pierre). Il y avait toujours de la bonne humeur dans le bureau même durant la rédaction de nos thèses ou durant les quelques jours précédents nos soutenances. Comme tout thésard, j'appréhendais le jour où je présenterai ma thèse devant un jury mais j'ai été ravi de pouvoir répondre à leurs questions et de discuter de mes résultats avec eux. C'est l'occasion pour moi de remercier les membres de mon jury : Nadine Redon, Christian Beck, Miguel Marqués, Alain Gillibert et Elias Khan pour leurs lectures attentives et critiques de mon manuscrit. Merci Christian de m'avoir offert les volumes 2 et 3 de « Clusters in Nuclei ». J'ai beaucoup apprécié nos échanges durant le « workshop » sur les « clusters » au CEA. Merci à Nadine pour ces

agréables moments passés durant le colloque GANIL. Merci à Alain d'avoir participé au retour de SPEG et pour toutes tes remarques sur l'analyse de données. Je tiens aussi à remercier ceux qui furent mes professeurs et qui me firent aimer la physique nucléaire, merci Miguel et Elias.

Après une journée bien remplie, il était agréable de penser à autre chose en faisant du sport par exemple. Merci à Nicolas, Nicolas, Marie, Marie, Suzanne, Sébastien, Ekaterina, Denis, Guirec, Clément et Vincent pour le soutien infaillible. Maintenant, vous savez ce que c'est que des « clusters ». Sinon oui Marine va bien, Nico !

Merci aussi à Clément et Antonin. Quand nous étions au collège, est-ce que vous pensiez qu'un jour je serai docteur ? Je te remercie Clément d'avoir relu ma thèse et d'avoir pu discuter de ma thèse de nombreuses fois chez toi. J'aimerai un jour pouvoir te rendre tout ce que tu m'as donné. Merci aussi à toi David pour le soutien même à plus de 8000 km. Jamais je n'oublierai la première fois que je t'ai rencontré dans cette salle de TD en première année de Magistère. Maintenant, c'est à ton tour de commencer une thèse et tu peux compter sur moi.

Je ne serai pas là aujourd'hui sans ma famille. Merci maman et papa d'avoir fait de moi ce que je suis aujourd'hui. Merci d'avoir éveillé en moi la curiosité nécessaire à tout physicien. Merci à toi aussi frèro ! Je n'ai pas pris beaucoup de vacances durant ma thèse mais les rares fois où j'en ai prises, je suis venu te voir et cela me redonnait l'énergie nécessaire pour continuer. Alors merci à toi et à Laurène.

Merci aussi à celle qui m'a soutenu durant la rédaction et la soutenance. Merci du fond du cœur d'avoir été là à mes côtés et d'avoir fait apparaître des arcs-en-ciel dans ma vie.

J'aimerai tant pouvoir continuer à raconter toutes ces petites choses que j'ai vécues durant ces trois années mais il est temps de clore ce chapitre de ma vie. Proust disait : « Soyons reconnaissants aux personnes qui nous donnent du bonheur, elles sont les charmants jardiniers par qui nos âmes sont fleuries. » Par ces mots, je tiens à vous remercier une dernière fois et je vous souhaite une bonne lecture.

L.L.

Table des matières

Introduction **10**

1 La structure en particules α dans les noyaux **14**
1.1 Le noyau atomique : un objet quantique complexe 15
1.1.1 La structure en « cœur + cluster » du noyau 15
1.1.2 Émergence de la structure en « clusters » 17
1.1.3 La structure moléculaire du noyau 19
1.1.4 Méthodes expérimentales pour l'étude des « clusters » 22
1.2 Mécanismes de réaction nucléaire 26
1.2.1 Les processus de la voie inélastique conduisant à l'émission de nucléon 26
1.2.2 Un mécanisme de cassure nucléaire : le « Towing-Mode » . . 27
1.3 Protocole expérimental pour l'étude de la « clusterisation » en particule α 34

2 Le modèle TDSE **36**
2.1 Présentation du calcul TDSE 37
2.1.1 Résolution de l'équation de Schrödinger stationnaire 37
2.1.2 Passage du réseau sphérique à un réseau cartésien 39
2.1.3 Évolution dynamique de la fonction d'onde 43
2.1.4 Extraction des grandeurs physiques 46
2.2 Sections efficaces différentielles théoriques en angle et en énergie . . 47
2.2.1 Résultats pour le noyau de ^{40}Ca 47
2.2.2 Résultats pour le noyau d'^{40}Ar 50
2.3 Résumé et limitations du modèle TDSE 50

3 Dispositif expérimental **54**
3.1 Dispositif expérimental 55
3.1.1 Production du faisceau d'^{40}Ar 56

3.1.2 Cible de ^{40}Ca . . . 57
3.1.3 Le Spectromètre à Perte d'Énergie du Ganil : SPEG . . . 59
3.1.4 Les détecteurs MUST2 . . . 70
3.1.5 Le calorimètre EXL . . . 77
3.2 La logique d'acquisition . . . 79

4 Traitement des données 82
4.1 Traitement des données du spectromètre SPEG . . . 83
4.1.1 Reconstruction du plan focal et identification des noyaux . . . 83
4.1.2 Correction des non-linéarités du plan focal . . . 89
4.1.3 Étalonnage du plan focal . . . 92
4.1.4 Correction et étalonnage angulaire . . . 93
4.1.5 Cinématiques et énergie d'excitation . . . 96
4.2 Traitement des données du multi-détecteur MUST2 . . . 98
4.2.1 Silicium à pistes . . . 99
4.2.2 Silicium Lithium et cristaux CsI . . . 105
4.2.3 Énergie totale des particules détectées . . . 108
4.2.4 Sélection des évènements . . . 109
4.2.5 Identification des particules dans les détecteurs MUST2 . . . 109
4.3 Reconstruction de l'énergie d'excitation du ^{39}K . . . 111
4.4 Problème électronique de MUST2 . . . 112
4.4.1 Problème concernant les évènements identifiés par le silicium 113
4.4.2 Hypothèses sur le dysfonctionnement . . . 115
4.4.3 Récapitulatif de l'étude sur le dysfonctionnement de MUST2 120
4.4.4 Conséquences sur les résultats . . . 121
4.5 Traitement des données du démonstrateur EXL . . . 123
4.5.1 Étalonnage des cristaux de CsI . . . 123
4.5.2 Corrélation Temps de vol-Énergie . . . 124
4.5.3 Correction Doppler . . . 125

5 Résultats expérimentaux et interprétations 128
5.1 Étude de la pré-formation de particule α dans le noyau de ^{40}Ca . . . 130
5.1.1 Réaction d'intérêt et spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar 130
5.1.2 Résolution de l'expérience et simulations . . . 132
5.1.3 Spectre γ en coïncidence triple avec SPEG, MUST et EXL . 136
5.1.4 Extraction des sections efficaces différentielles des particules α 138
5.1.5 Extraction des sections efficaces différentielles des noyaux d'^{40}Ar . . . 141
5.1.6 Distributions angulaires normalisées des particules α . . . 147
5.1.7 Interprétations des résultats . . . 148
5.2 Étude de la pré-formation de particule α dans le noyau d'^{40}Ar . . . 155

5.2.1 Réaction d'intérêt et spectres γ . . . 155
5.2.2 Distribution angulaire normalisée des particules α . . . 158
5.2.3 Interprétations des résultats . . . 161
5.3 Taux de « clusterisation » pour le ^{40}Ca et l'^{40}Ar . . . 164

Conclusion et perspectives **166**

A NPTool **168**
A.1 L'outil d'analyse NPTool . . . 168
A.1.1 Présentation . . . 168
A.1.2 Description . . . 168

B Calculs cinématiques **170**
B.1 Reconstruction de la cinématique de la réaction ^{40}Ar+^{40}Ca $\longrightarrow$ ^{40}Ar+^{40}Ca* . . . 170
B.2 Reconstruction de la cinématique de la réaction ^{40}Ca* $\longrightarrow$ ^{36}Ar* + α 171
B.3 Matrice de transformation de Lorentz . . . 172
B.4 Calcul de l'angle d'émission d'une particule dans le référentiel du centre de masse . . . 173
B.5 Jacobien . . . 173

C Formalisme DWBA et CCBA **176**
C.1 Éléments de théorie de la diffusion élastique . . . 176
C.1.1 Modèle optique . . . 176
C.1.2 Forme des potentiels optiques . . . 178
C.2 Approximation de Born en Ondes Distordues et diffusion inélastique 180
C.2.1 Approximation de Born des Ondes Distordues . . . 180
C.2.2 Diffusion inélastique . . . 182
C.3 Approximation de Born en voies couplées . . . 183

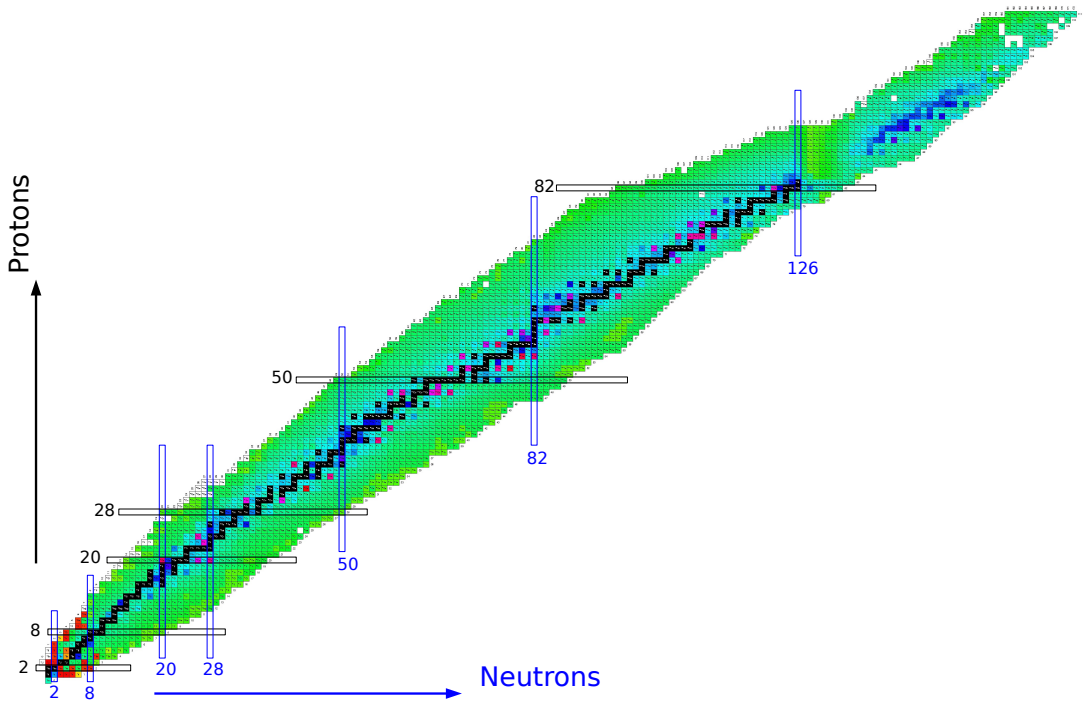
Bibliographie **186**

Introduction

La compréhension de la matière et de ses constituants a énormément progressé au début du XXième siècle. Avec la découverte de l'électron, J. J. Thomson proposa l'un des premiers modèles de l'atome [1] : des électrons de charge négative plongés dans une « soupe » de charges positives afin d'expliquer la neutralité de la matière (modèle dit du « plum pudding » ou modèle du pudding aux prunes où les prunes seraient les électrons et le pudding la soupe de charges positives). Avec la découverte du proton en 1911, Rutherford [2] proposa d'expliquer la diffusion inélastique de particules α sur une cible d'or par l'existence de particule chargée positivement, le proton, concentrée dans un volume très petit comparé à celui occupé par le nuage électronique. Ensuite, et avec l'avènement de la mécanique quantique et de la découverte du neutron par Chadwick [3], les physiciens parvinrent à décrire de mieux en mieux l'atome, le noyau et ses constituants.

Aujourd'hui, nous apprenons que le noyau de l'atome est un objet sphérique composé de neutrons et protons interagissant entre eux par l'interaction forte. La mécanique quantique est le fondement théorique permettant la description d'un tel objet microscopique. Seulement, le noyau est difficile à décrire car il s'agit d'un système composé de Z protons et N neutrons en interaction forte formant un problème à $A = Z + N$ corps quantiques. Pour tenter de résoudre ce problème, les physiciens développèrent différents modèles théoriques fondés sur des approches différentes.
Le modèle de la goutte liquide proposé par G. Gamow en 1935 et son application avec la formule de Bethe et Weizsäcker [4] (qui permet de calculer approximativement en une seule formule générale l'énergie de liaison d'un noyau de masse A) fut l'un des premiers modèles phénoménologiques.
Les méthodes dites *ab initio* (littéralement « depuis les premiers principes » qui reposent sur aucun postulat supplémentaire ou approximations) résolvent l'équation de Schrödinger à A corps de manière exacte en utilisant des interactions à deux et trois corps et en considérant tous les degrés de liberté d'un noyau (spin,

isospin, etc.). Ces approches très complexes (méthode de la Fonction de Green Monte-Carlo [5], Faddeev-Yakubovsky [6], modèle en couches sans cœur [7]) ne concernent que les noyaux légers, de masse $A \leq 12$.
Pour les noyaux plus lourds, les théories de champ moyen permettent de remplacer le problème à A corps par A problèmes à 1 corps : une particule se déplaçant dans un certain potentiel moyen créé par l'ensemble des autres nucléons (méthode Hartree-Fock, modèle en couches [8], etc.). Avec ces modèles, nous pouvons



Carte des noyaux en fonction de leur nombre de neutrons N et de leur nombre de protons Z. Les carrés noirs représentent les noyaux stables. Les numéros en bleu et noir indique des fermetures de couche responsables de la grande stabilité de certains noyaux. Les variations de couleur représentent les différents temps de vie des noyaux.

comprendre les propriétés du noyau (masse, énergie d'excitation, structure, etc.). Cependant, avec la synthèse d'isotopes toujours plus éloignés de la vallée de stabilité (région regroupant les noyaux stables connus) rendue possible par les nouvelles installations nucléaires, les physiciens font face à de nouveaux comportements du noyau. En effet, ce dernier présente une énorme variété de comportements aussi bien dans leurs modes de désexcitation : rayonnement de différentes multipolarités, décroissance par émission de particules (nucléons, leptons, noyaux légers) et

fission, que dans leur structure : déformations de diverses natures, superfluidité, spectres d'états excités de type particule-trou, résonances, présence de peaux de neutrons et de noyaux à halos (des noyaux dont le rayon élevé s'explique par une extension significative de la fonction d'onde du neutron), structures en amas appelées « clusters », etc.

L'étude de la structure en « clusters » dans les états excités des noyaux a fait l'objet de nombreuses recherches aussi bien expérimentales que théoriques. Cependant, du fait des protocoles expérimentaux utilisés, peu d'études ont porté sur la « clusterisation » dans l'état fondamental des noyaux et plus précisément dans les noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar. Cette thèse a donc pour but de comprendre d'un point de vue expérimental la pré-formation de particules α dans l'état fondamental de ces noyaux par cassure nucléaire. Ainsi dans le premier chapitre, nous répondrons aux premières interrogations qui naissent suite à la lecture du titre de cette thèse : qu'est-ce qu'un « cluster », quelles sont les conditions pour l'émergence d'amas de particules, quels sont les différents mécanismes de réaction qui permettent d'étudier la structure d'un noyau, pourquoi le ^{40}Ca et l'^{40}Ar et quelles méthodes emploierons-nous pour mener à bien cette étude ? Dans le deuxième chapitre, nous détaillerons un modèle théorique qui permettra de comprendre le mécanisme de cassure nucléaire appliqué aux « clusters » dans les noyaux. Puis dans le troisième et quatrième chapitre, nous décrirons comment à partir d'un dispositif expérimental, nous pouvons traiter les données recueillies par des détecteurs pour étudier les « clusters » de particules α. Enfin, dans le dernier chapitre, nous interpréterons les résultats expérimentaux obtenus, nous les comparerons avec le modèle théorique et nous discuterons de la pré-formation de particules α dans les noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar.

CHAPITRE 1

La structure en particules α dans les noyaux

Sommaire

1.1 Le noyau atomique : un objet quantique complexe . . 15
1.1.1 La structure en « cœur + cluster » du noyau 15
1.1.2 Émergence de la structure en « clusters » 17
1.1.3 La structure moléculaire du noyau 19
1.1.4 Méthodes expérimentales pour l'étude des « clusters » . 22
1.2 Mécanismes de réaction nucléaire 26
1.2.1 Les processus de la voie inélastique conduisant à l'émission de nucléon 26
1.2.2 Un mécanisme de cassure nucléaire : le « Towing-Mode » 27
1.3 Protocole expérimental pour l'étude de la « clusterisation » en particule α 34

Au cours de ce chapitre, nous détaillerons les multiples aspects théoriques, phénoménologiques et expérimentaux de l'étude de la structure dite en « clusters » de particule α dans les noyaux.
Nous commencerons par résumer l'état actuel des connaissances dans le domaine des « clusters » puis, nous rappellerons les différents mécanismes nucléaires qui se produisent lors de l'interaction entre un faisceau et une cible et qui permettent d'étudier le comportement des noyaux et de ses constituants. Nous présenterons un mécanisme de cassure nucléaire appelé « Towing-Mode » utilisé pour l'étude de la structure des noyaux. Enfin, nous exposerons la méthode expérimentale employée afin d'étudier la « clusterisation » dans les noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar.

1.1 Le noyau atomique : un objet quantique complexe

1.1.1 La structure en « cœur + cluster » du noyau

1.1.1.1 Premières observations expérimentales

L'idée que les neutrons et protons puissent se regrouper en amas de particules et notamment de particules α (deux neutrons et deux protons formant le noyau d'^{4}He) émerge de deux observations. La première, bien connue, est que le noyau

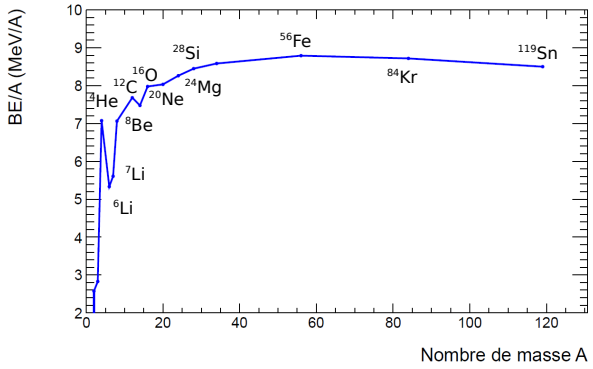


FIGURE 1.1 – *Énergie de liaison par nucléon BE/A.*

d'^{4}He est un noyau particulièrement lié ($BE = 28.30$ MeV) ce qui est une condition favorable pour expliquer le regroupement des nucléons en « clusters » de particule α (cf. Fig. 1.1). La seconde provient de l'étude du phénomène de décroissance α qui a conduit les physiciens à supposer l'existence de particules α déjà pré-formées initialement dans les noyaux [9].

1.1.1.2 Importance de l'énergie d'excitation

En partant d'un modèle phénoménologique simple décrivant des particules α dans les noyaux, Hafstad et Teller [10] constatèrent une dépendance linéaire entre l'énergie de liaison mesurée expérimentalement et le nombre de liaisons $\alpha - \alpha$ dans les noyaux $N = Z$ pairs. Les « clusters » α jouent donc un rôle important dans l'état fondamental et excité de ces noyaux (cf. Fig. 1.2). En supposant un milieu infini en protons et neutrons, les premiers calculs théoriques prédirent qu'il pourrait exister un changement de phase au sein du noyau et les nucléons pourraient se regrouper en « clusters » α lorsque la densité nucléaire est réduite d'un tiers par rapport à la densité normale [11]. Par conséquent, les particules α pourraient se former sur la surface des noyaux où la densité nucléaire décroît rapidement. De ce

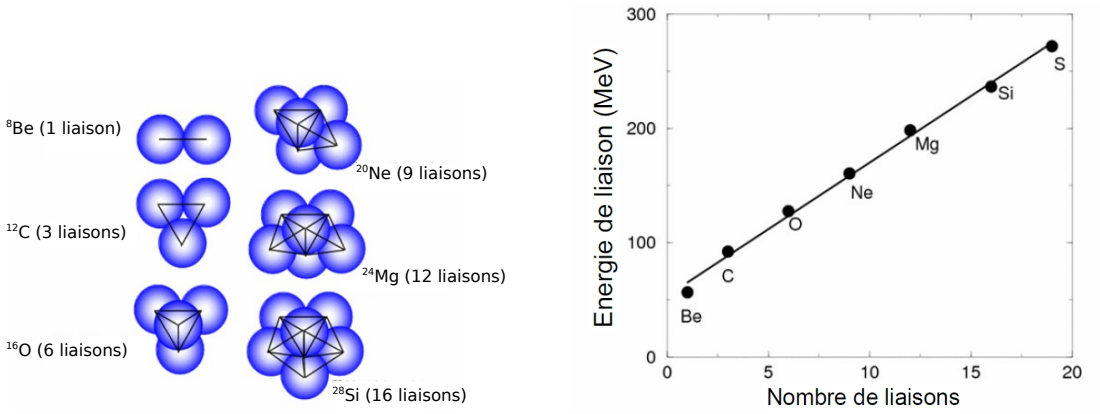


FIGURE 1.2 – *À gauche : représentation schématique de la structure en « clusters » d'α pour des noyaux légers. À droite : énergie de liaison en fonction du nombre de liaisons $\alpha - \alpha$ (modifié d'après [10]).*

résultat est apparu le concept de noyau décrit comme un cœur avec un ou plusieurs « clusters » de particule α en interaction.
L'exemple le plus connu est le deuxième état excité 0^+ à 7.65 MeV du ^{12}C. Cet état dit de Hoyle peut être décrit comme trois particules α en interaction. Hoyle [12] prédit cette structure particulière en trois « clusters » pour expliquer la synthèse du carbone dans les étoiles grâce à la réaction triple α. Durant ce processus nucléaire, deux particules α fusionnent pour former momentanément un noyau instable de ^{8}Be et avant la décroissance de ce dernier (temps inférieur à 10^{-16} s), une dernière particule α est capturée pour former un noyau de ^{12}C excité. La probabilité de fusion de trois noyaux d'^{4}He est très faible seulement, elle s'accroît fortement du fait que l'état fondamental du ^{8}Be a quasiment la même énergie que la somme des énergies des deux particules α et que le ^{12}C possède un état excité (l'état de Hoyle) dont l'énergie est quasiment égale à la somme de l'énergie d'un ^{4}He et d'un ^{8}Be. De multiples expériences [13] ont étudié cet état particulier avec un très bon accord avec les prédictions théoriques [14].

Ikeda *et al.* [15] proposèrent un diagramme pour décrire l'apparition de différentes structures de « clusters » dans les noyaux légers en fonction de l'énergie d'excitation du noyau considéré. Tous les « clusters » apparaissant dans le diagramme sont des multiples de $A = 4$. Plus l'énergie d'excitation est élevée, plus la structure va tendre vers des « clusters » plus simples, les particules α. Par exemple, l'^{16}O pourrait se décrire comme un cœur de ^{12}C et d'une particule α en interaction et en rotation pour une énergie de 4.73 MeV proche du seuil d'émission α (7.16 MeV) de l'^{16}O (cf. Fig. 1.3).

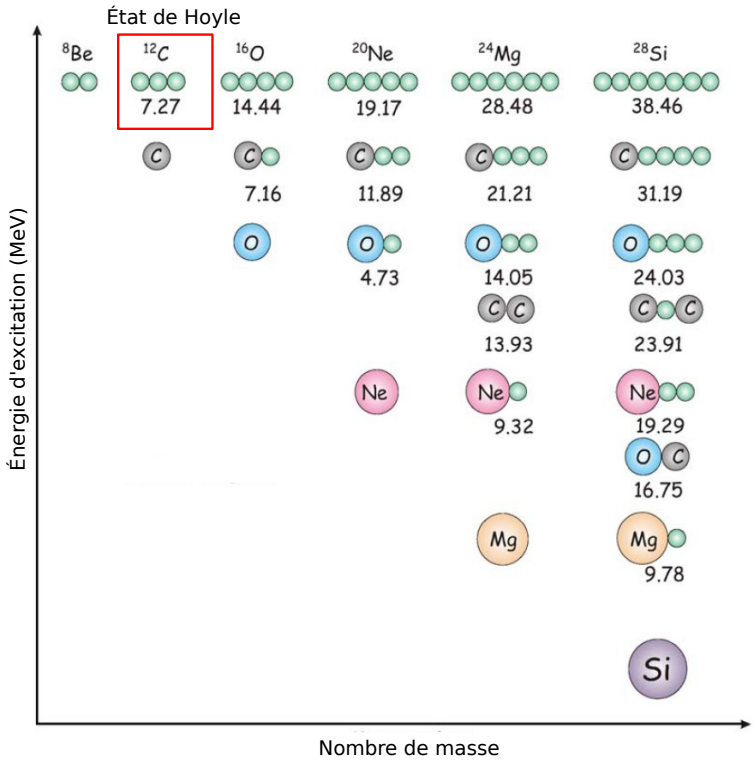


FIGURE 1.3 – *Le « diagramme d'Ikeda » illustre l'apparition de structure en « clusters » suivant l'énergie d'excitation. Le cercle vert symbolise une particule α. L'état de Hoyle est représenté en haut à gauche (modifié d'après [15]).*

Sur la figure 1.4 est montré le résultat d'un calcul microscopique par Buck *et al.* [16] qui décrit le noyau de ^{20}Ne comme le mouvement relatif d'un cœur d'^{16}O et d'une particule α. Cette description quantique de la structure du noyau en « cœur + cluster » permet ainsi d'expliquer les états 2^+ et 4^+ de faible énergie du spectre du ^{20}Ne, ce que ne reproduit pas le modèle en couches par exemple.

1.1.2 Émergence de la structure en « clusters »

Le « diagramme d'Ikeda » illustre de façon phénoménologique l'importance de l'énergie d'excitation dans l'apparition de la « clusterisation » dans les noyaux. Les premiers modèles théoriques de « clusters » comme le modèle de Bloch et Brink (α-Cluster Model ou ACM) développé par Brink [17] dans les années 1960 permettent de reproduire bon nombre de résultats expérimentaux obtenus pour l'^{16}O ou le ^{24}Mg, des noyaux multiples de $A = 4$ qui peuvent se regrouper en

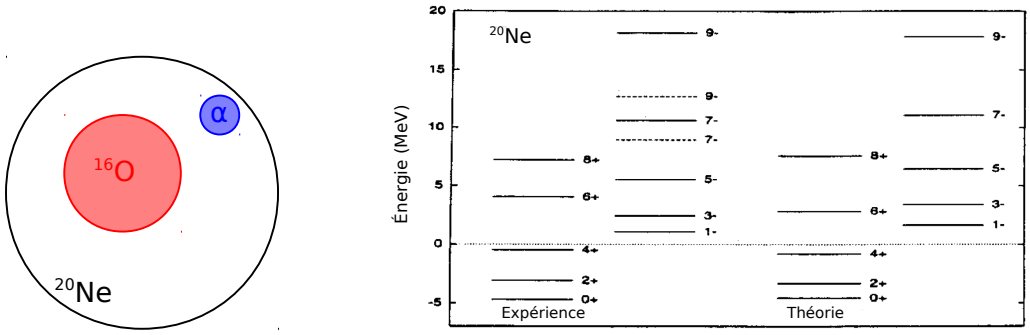


FIGURE 1.4 – *À gauche : représentation schématique de la structure en « clusters » du ^{20}Ne. À droite : comparaison entre le spectre expérimental et les prédictions théoriques du modèle « cœur + cluster » (modifié d'après [16]).*

« clusters » α [18]. Depuis, de nombreux autres modèles de « clusters » permettent d'étudier la structure de noyaux de masse de plus en plus importante comme le ^{40}Ca [19, 20, 21, 22] et au-delà [16, 23, 24]. Cependant, ces modèles supposent l'existence de « clusters » déjà formés dans le noyau et n'expliquent pas les raisons de l'émergence de cette structure si particulière.

Dans l'approche AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics [25]), aucune supposition n'est faite concernant la structure en « cœur + cluster » ou en chaîne de « clusters » dans les noyaux. Dans ce modèle *ab initio*, utilisé pour des noyaux de faible masse, chaque nucléon est représenté par une fonction d'onde et c'est l'interaction effective nucléon-nucléon qui explique l'émergence de la structure en « clusters ». En utilisant ce modèle AMD, Wiringa *et al.* [26] ont étudié le noyau instable de ^{8}Be. Sur la figure 1.5, on constate que la structure en $\alpha + \alpha$ émerge naturellement des corrélations provenant de l'interaction nucléon-nucléon.

En utilisant un modèle de champ moyen relativiste, Ebran *et al.* [27, 28] ont émis une hypothèse qui expliquerait l'émergence de « clusters » dans l'état fondamental des noyaux. Dans ce champ moyen relativiste qui traduit la nature de la force nucléaire, Ebran *et al.* ont constaté que plus la profondeur du potentiel est importante et plus la fonction d'onde décrivant les nucléons sera localisée à l'intérieur de celui-ci. La probabilité de présence des nucléons étant plus confinée, ce comportement favoriserait le regroupement de ces nucléons en « clusters ». De plus, si le potentiel moyen est déformé, ce qui correspondrait à un noyau non sphérique, la symétrie de la densité de probabilité serait perdue et du fait de la profondeur de ce champ moyen plus importante que dans d'autres modèles, le phénomène de « clusterisation » serait encore plus prononcé.

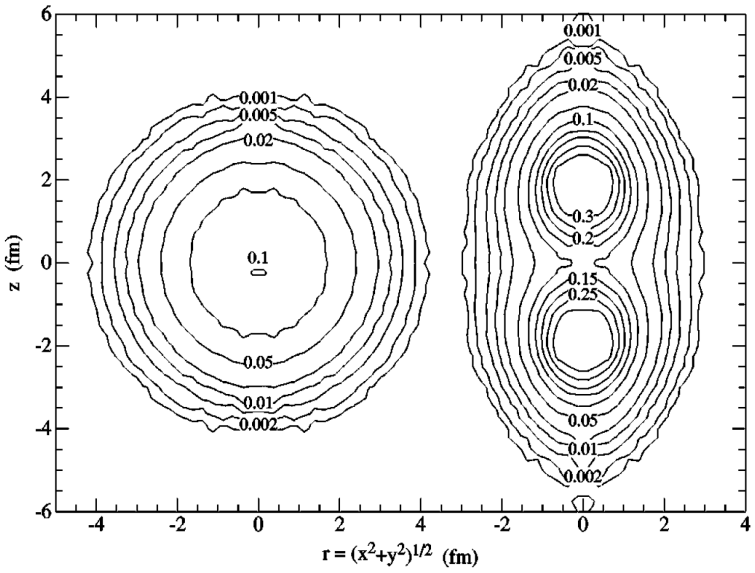


FIGURE 1.5 – *Contour de la densité de probabilité tracé en coordonnées cylindriques pour l'état fondamental 0^+ du ^{8}Be. Deux particules α sont en rotation par rapport à leur centre de masse commun. À gauche, la densité est représentée dans le référentiel du laboratoire. À droite, la densité est représentée dans le référentiel du centre de masse commun aux deux particules α (d'après [26]).*

1.1.3 La structure moléculaire du noyau

L'analogie avec les molécules peut être utilisée pour étudier les « clusters ». Par exemple, le ^{8}Be est un noyau instable qui néanmoins peut se décrire comme l'interaction de deux particules α en mouvement. En ajoutant un neutron à ce noyau, nous obtenons le ^{9}Be stable. Ainsi, par analogie avec la molécule de H_2^+ qui possède deux protons échangeant un unique électron de valence, l'état fondamental du ^{9}Be pourrait être décrit comme une molécule nucléaire : deux noyaux α échangeant un neutron liant de ce fait le noyau. Nous allons prendre ce noyau comme exemple.

Le concept de liaison covalente a été défini comme la mise en commun des neutrons de valence d'un noyau [29] et ces liaisons covalentes ont été classées en plusieurs types suivant leurs caractéristiques quantiques (cf. Fig. 1.6).

Liaison π : Le recouvrement des orbitales atomiques (fonction d'onde des neutrons de valence) se fait de façon latérale, *i.e.* les deux projections non nulles du moment cinétique orbital total des neutrons des deux atomes sont parallèles. Autrement dit, une liaison π indique un plan de symétrie contenant l'axe inter-nucléaire.

Liaison σ : Le recouvrement des orbitales atomiques se fait de façon axiale, *i.e.* les projections du moment cinétique orbital total des neutrons suivant l'axe de liaison des deux atomes pointent l'une vers l'autre. Ces liaisons sont les liaisons covalentes les plus fortes car le recouvrement axial est plus important que le recouvrement latéral. Autrement dit, une liaison σ indique une symétrie de révolution autour de l'axe inter-nucléaire.

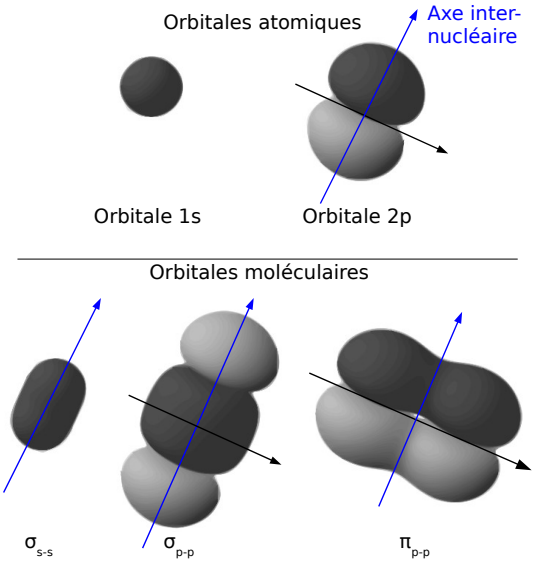


FIGURE 1.6 – *Représentation des orbitales atomiques et construction des orbitales moléculaires.*

Les modèles moléculaires nucléaires prédisent que l'état fondamental du ^{9}Be doit avoir un moment cinétique total $J = L + S$ de $3/2$ de parité négative et que le premier état excité doit avoir un moment cinétique total $1/2$ de parité positive à 1.68 MeV. Les modèles prédisent également que ces deux niveaux doivent avoir respectivement des orbitales de type π et σ (cf. Fig. 1.7). Sur le spectre expérimental 1.8 est représentée l'énergie d'excitation du ^{9}Be en fonction du moment cinétique total J [30]. Expérimentalement, l'état fondamental et le premier état excité sont bien décrits par un moment cinétique total de $3/2$ ($J(J+1) = 15/4$) et $1/2$ ($J(J+1) = 3/4$). À partir de l'énergie d'excitation et du moment cinétique total J, il est possible de déterminer le moment d'inertie Θ du noyau :

$$E = \frac{\hbar^2}{2\Theta} J(J+1) \tag{1.1}$$

où Θ est proportionnel au carré de la distance entre les deux particules α. Pour l'état fondamental du ^{9}Be (cercle bleu), la grandeur $\hbar^2/2\Theta$ vaut 0.525 MeV qui

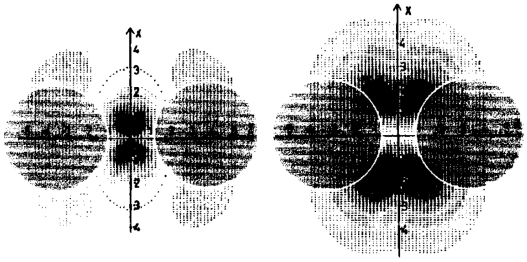


FIGURE 1.7 – *Densité de probabilité théorique du neutron de valence du ^{9}Be analogue à la densité électronique dans une molécule. À gauche : état $1/2^{+}$ pour lequel la densité du neutron est très localisée sur l'axe inter-nucléaire indiquant une liaison de type σ. À droite : état fondamental $3/2^{-}$ pour lequel la densité du neutron est très diffuse tout autour des deux noyaux α indiquant une liaison de type π (d'après [30]).*

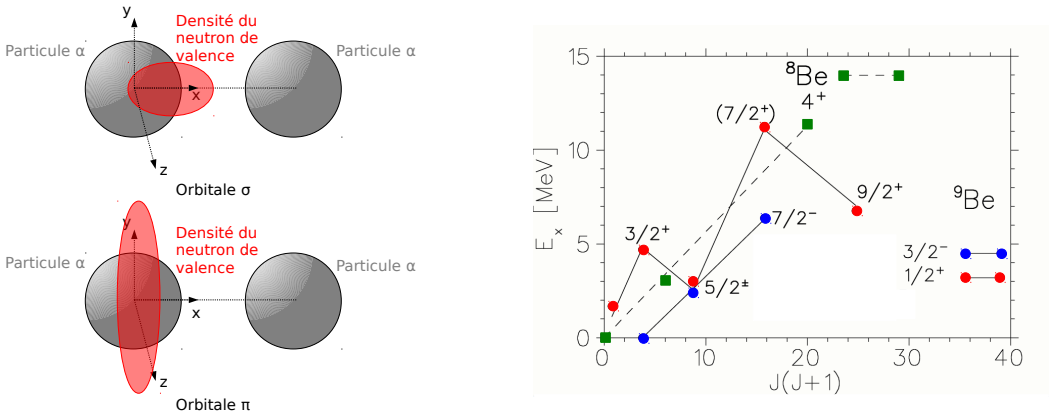


FIGURE 1.8 – *À gauche : représentation schématique de l'orbitale σ (dans le plan (x,y)) et π (dans le plan (y,z)) du neutron de valence dans le ^{9}Be. À droite : bandes rotationnelles dans le noyau de ^{9}Be. Les états $3/2^{-}$ (cercle bleu) et $1/2^{+}$ (cercle rouge) peuvent être compris comme des états moléculaires de type π et σ respectivement. La bande rotationnelle du ^{8}Be est indiquée en carré vert. (modifié d'après [30]).*

est similaire à celle du ^{8}Be, 0.48 MeV (carré vert). La similitude entre ces deux moments d'inertie indiquerait que dans l'état fondamental du ^{9}Be, la fonction d'onde du neutron serait très étendue tout autour des deux noyaux d'α ce qui indiquerait la présence d'une liaison π. Par contre, pour le premier état excité, les points expérimentaux (cercle rouge) ne suivent pas une simple relation linéaire car

il faut prendre en compte l'effet de Coriolis qui modifie l'énergie du noyau :

$$E = \frac{\hbar^2}{2\Theta}\left(J(J+1) + (-)^{J+1/2}a(J+1/2)\right). \tag{1.2}$$

Après correction par un facteur $a = 2.163$, la grandeur $\hbar^2/2\Theta$ vaut 0.386 MeV, valeur plus petite que celle déterminée pour l'état fondamental (0.525 MeV). Ainsi, pour l'état $1/2^+$, le moment d'inertie est plus important ce qui peut se comprendre comme la signature d'une orbitale de type σ où le neutron de valence serait échangé suivant l'axe de liaison des deux α augmentant de ce fait la distance entre ces deux derniers et donc le moment d'inertie.

De nombreuses études ont été effectuées pour comprendre les structures moléculaires d'autres noyaux [31, 32, 33, 34] dont beaucoup ont été observées expérimentalement (cf. Fig 1.9).

1.1.4 Méthodes expérimentales pour l'étude des « clusters »

Il existe plusieurs méthodes expérimentales pour étudier la structure en « clusters » dans les noyaux [35, 36].

Pour l'étude des structures moléculaires, l'une des méthodes employées est de fusionner (par diffusion élastique résonante par exemple) les deux noyaux formant les « clusters » du noyau composé pour créer un état moléculaire. Puis, comme le noyau créé peut être dans un état résonant instable, d'une durée de vie très faible, il pourra ré-émettre ses deux « clusters » constituants dont les caractéristiques physiques (énergie, impulsion, masse, charge, angles d'émission, etc.) seront mesurées par des détecteurs. Enfin, l'étude de ces « clusters » émis permettra de remonter aux propriétés physiques de l'état moléculaire. Par exemple, en faisant fusionner un faisceau de ^{12}C avec une cible de ^{12}C, Fulton *et al.* [37] purent étudier l'état moléculaire du ^{24}Mg composé de deux « clusters » de ^{12}C. En mesurant l'énergie des ^{12}C émis, leurs angles d'émission et en comparant les sections efficaces différentielles angulaires théoriques avec celles obtenues expérimentalement, Fulton *et al.* ont pu reconstruire l'énergie d'excitation et le moment cinétique total J du ^{24}Mg. Sur la figure 1.10, qui montre l'énergie d'excitation du ^{24}Mg, les différents états moléculaires apparaissent dans le spectre sous forme de pic.

Une autre méthode expérimentale consiste à étudier le transfert de particule α d'un noyau père vers un noyau d'intérêt dont l'état peuplé est identifié. La structure en « clusters » α sera alors reliée à une grandeur physique appelée facteur spectroscopique S_α [38]. Ce facteur nous apprend dans quelle mesure l'état final (la fonction d'onde) du noyau d'intérêt peut être compris (factorisée) comme un cœur plus un « cluster » (le facteur spectroscopique se définit aussi pour le transfert de nucléons). Dans le cas de « clusters », on pourra aussi parler de taux de « clusterisation ». Pour extraire expérimentalement un facteur spectroscopique, le

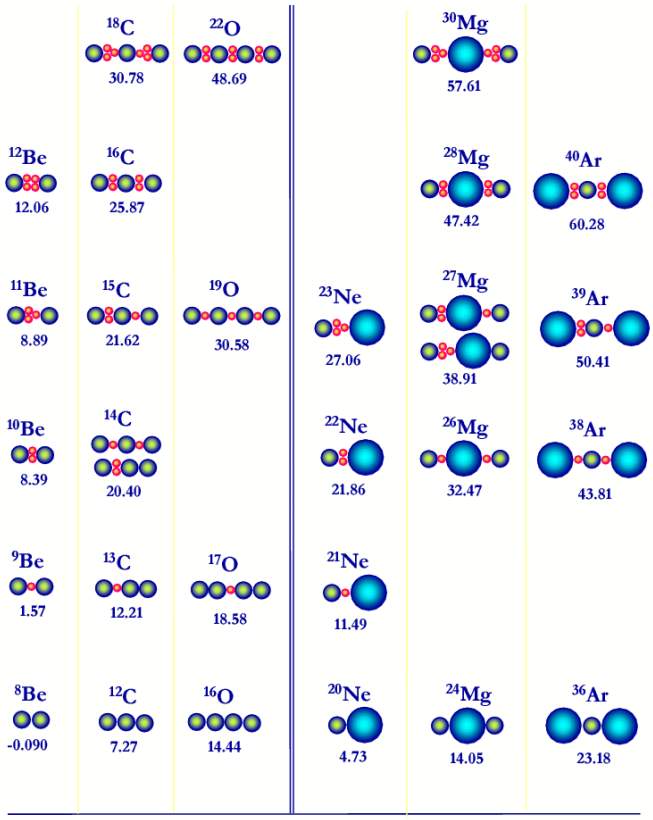


FIGURE 1.9 – *« Diagramme d'Ikeda » modifié montrant la relation entre l'énergie d'excitation et la structure moléculaire des noyaux. Le neutron est représenté par le cercle rouge.*

principe général est de comparer les sections efficaces expérimentales aux sections efficaces théoriques :

$$S_\alpha = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{th}}. \tag{1.3}$$

Cette grandeur dépend donc directement du modèle de réaction choisi pour déterminer la section efficace théorique de la réaction.

Yamaya *et al.* [39] ont utilisé la réaction ^{36}Ar(^{6}Li, d)^{40}Ca pour étudier la « clusterisation » dans différents états excités du ^{40}Ca. En détectant et mesurant le deuton émis puis en comparant les distributions angulaires expérimentales de la réaction à celles calculées par un modèle théorique appelé DWBA (cf. [40, 41] et annexe C.2), les auteurs ont pu extraire les facteurs spectroscopiques associés au

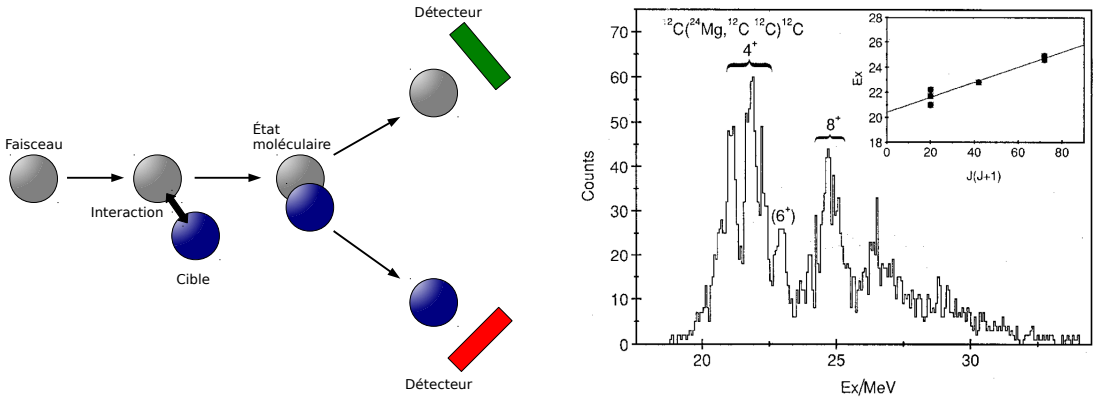


FIGURE 1.10 – *À gauche : illustration de la fusion entre un faisceau et une cible pour l'étude des états moléculaires. L'état résonant produit est excité et les deux « clusters » émis après décroissance de l'état moléculaire sont détectés. À droite : résultats de la mesure de la cassure du ^{24}Mg en deux « clusters » de ^{12}C. Les différents pics dans le spectre en énergie d'excitation du ^{24}Mg indiquent différents états moléculaires. L'analyse des corrélations angulaires entre les ^{12}C permet de déterminer le moment cinétique angulaire total J de chaque état excité du ^{24}Mg. Ces états, indiqués en encadré, font partie d'une bande rotationnelle (modifié d'après [37]).*

transfert de la particule α dans les différents états du ^{40}Ca résumés sur la figure 1.11. D'après les travaux de Yamaya *et al.*, les taux de « clusterisation » dans les états excités de parité positive du ^{40}Ca seraient de 20-30 %. Pour des parités négatives, les taux de « clusterisation » seraient de 50 à 60 %.

Umeda *et al.* [42] ont utilisé la réaction ^{40}Ca(d,^{6}Li)^{36}Ar en cinématique inverse et le même protocole expérimental pour étudier la « clusterisation » dans l'état fondamental du ^{40}Ca. L'analyse et la comparaison avec les calculs DWBA ont permis d'extraire des facteurs spectroscopiques pour les différentes « clusterisations » possibles dans l'état fondamental du ^{40}Ca (cf. tableau 1.1).

^{40}Ca $=^{36}$ Ar $+ \alpha$	
État J^π de l'^{36}Ar	S_α (%)
0^+	13
2^+	18
4^+	37

TABLE 1.1 – *Facteurs spectroscopiques associés aux différents états J^π de l'^{36}Ar déduits de calculs DWBA (d'après [42]).*

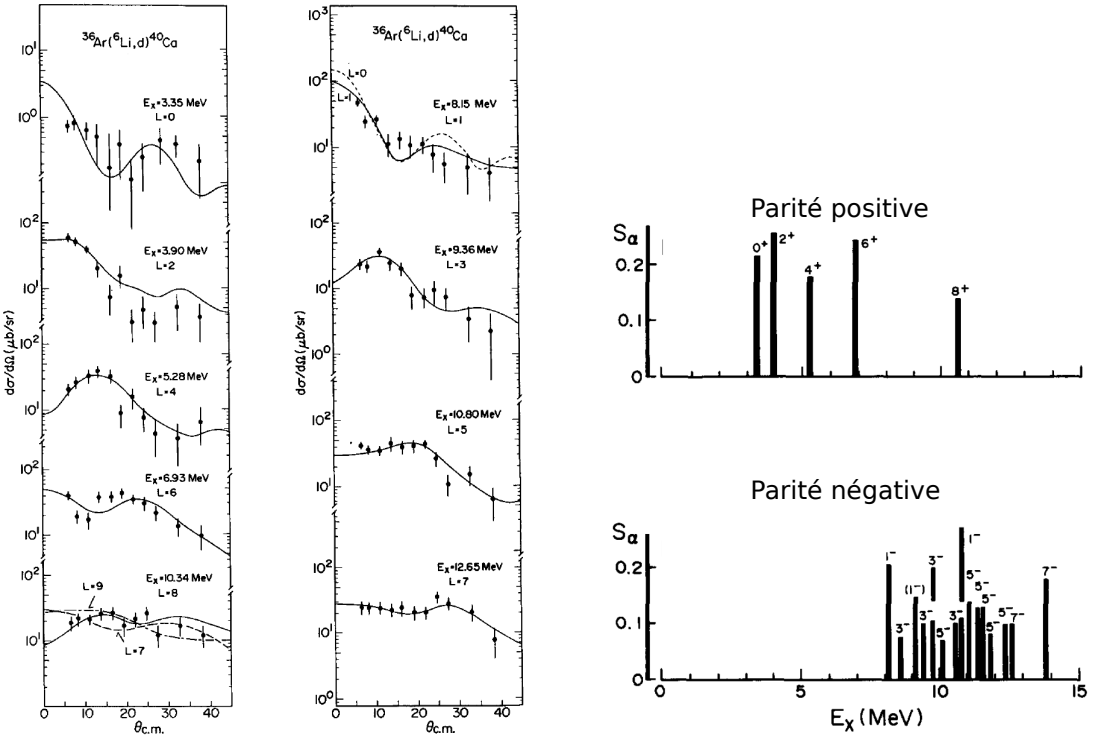


FIGURE 1.11 – *À gauche : distributions angulaires expérimentales (points noirs) pour la réaction* $^{36}Ar(^{6}Li, d)^{40}Ca$ *pour différents états excités de parité positive et négative du* ^{40}Ca *obtenues par Yamaya et al. Les résultats des calculs DWBA sont représentés en ligne continue. À droite : facteur spectroscopique pour différents états excités du* ^{40}Ca*. (modifié d'après [39]).*

Du fait du protocole expérimental de la plupart des études sur la « clusterisation » qui consiste à étudier les décroissances de noyaux excités, la plupart des structures en « clusters » ont été observées pour des états excités du noyau, rarement pour l'état fondamental. En outre, les études portent souvent sur des noyaux légers, riches en neutrons [26, 34, 43] ou des noyaux lourds susceptibles de former des « clusters » α [16, 23, 24].

Dans ce travail de thèse, nous allons étudier la structure en cœur d'$^{36}\mathrm{Ar} + \alpha$ dans l'état fondamental du noyau $N = Z$ de ^{40}Ca et nous comparerons les résultats avec ceux obtenus pour le noyau $N \neq Z$ d'^{40}Ar. Ainsi théoriquement, comme le recouvrement des fonctions d'ondes des nucléons pouvant former le « cluster » α est moins important pour l'^{40}Ar que celui prédit pour le ^{40}Ca, la « clusterisation » dans ce dernier doit être plus importante. Pour ce faire, nous utiliserons une méthode expérimentale basée sur un mécanisme de cassure nucléaire appelé

« Towing-Mode ».

1.2 Mécanismes de réaction nucléaire

Lors de l'interaction entre un faisceau et une cible, il se produit une multitude de réactions nucléaires dont les caractéristiques bien distinctes vont dépendre, entre autres, du paramètre d'impact et de l'énergie du faisceau incident.

1.2.1 Les processus de la voie inélastique conduisant à l'émission de nucléon

Les réactions de la voie inélastique correspondent aux processus au cours desquels l'énergie cinétique des corps qui entrent en collision est totalement ou en partie convertie en énergie interne dans au moins un des corps. De ce fait, l'énergie cinétique n'est pas conservée. Les réactions de la voie inélastique peuvent se produire de façon directe (réaction en une étape pour laquelle le passage de l'état initial à l'état final s'effectue en modifiant peu de degrés de liberté du noyau considéré [41]) ou indirecte (réaction en deux étapes) (cf. Fig. 1.12).
Trois grands types de mécanismes existent pour les réactions directes qui conduisent à l'émission de nucléons :

- la cassure coulombienne qui conduit à l'émission de particule vers l'avant,
- le « knock-out » où un nucléon du projectile interagit directement avec un nucléon de la cible par l'intermédiaire du cœur dur de l'interaction, générant l'émission de nucléons de la cible aux grands angles ($\sim 80°$), du côté opposé au projectile,
- le transfert de nucléon entre les noyaux participants très utilisé pour extraire des informations sur la structure nucléaire d'un noyau étudié.

À ces réactions directes, il faut ajouter la cassure nucléaire qui conduit à l'émission de nucléons de la cible par l'attraction du potentiel nucléaire du projectile.
Pour les réactions indirectes, nous pouvons citer :

- l'excitation inélastique de la cible par le passage du projectile (différent de la cassure coulombienne car d'un temps caractéristique beaucoup plus long) qui se caractérise par l'émission de nucléons de basse énergie de façon isotrope dans le référentiel de la cible,
- le mécanisme de transfert-évaporation (ou « pick-up break-up ») où un nucléon de la cible est transféré au projectile puis celui-ci décroît en vol et émet un nucléon identique à celui transféré. Les nucléons issus de ce mécanisme ont une vitesse proche de celle du faisceau et sont émis aux angles avant dans la direction du projectile.

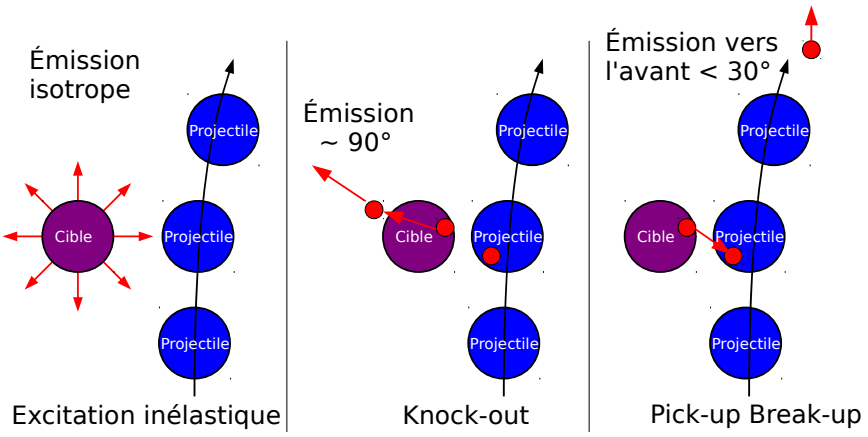


FIGURE 1.12 – *Exemple illustratif de processus de la voie inélastique.*

1.2.2 Un mécanisme de cassure nucléaire : le « Towing-Mode »

1.2.2.1 Découverte du « Towing-Mode »

C'est en étudiant des modes d'oscillation et de décroissance des résonances géantes par des réactions inélastiques [44, 45, 46] que le mécanisme de « Towing-Mode » a été mis en évidence. Pour toutes ces réactions avec des gammes d'énergie différentes, des nucléons rapides émis vers l'avant, dans la direction du faisceau furent identifiés.

La collision d'un faisceau d'^{40}Ar à 44 A.MeV avec une cible de ^{58}Ni a été étudiée par Scarpaci *et al.* [47] en utilisant la coïncidence entre le spectromètre SPEG détectant l'^{40}Ar et mesurant l'énergie d'excitation du ^{58}Ni, le détecteur de particules chargées PACHA et le détecteur EDEN mesurant respectivement l'énergie des protons et des neutrons émis par le ^{58}Ni. À partir de la conservation de l'énergie (ou également appelée méthode de l'énergie manquante), Scarpaci *et al.* [47] ont pu reconstruire le spectre en énergie d'excitation du ^{57}Ni et du ^{57}Co (cf. Fig. 1.13) lorsque la cible de ^{58}Ni émettait respectivement un neutron ou un proton après interaction avec le faisceau. On observe sur la figure 1.13 que suivant les angles d'émission, le peuplement des états excités des noyaux résiduels s'effectue de façon plus ou moins importante. En effet, pour les angles à l'arrière dans le référentiel du laboratoire, nous constatons que les états excités des deux noyaux résiduels sont très peu peuplés car pour cette région angulaire, nous attendons majoritairement la décroissance statistique de la cible de ^{58}Ni. Par contre, pour les angles à l'avant, un autre mécanisme, responsable de l'émission de nucléons, laisse le noyau résiduel de ^{57}Ni et de ^{57}Co dans des états très peu excités mais peuplés. En

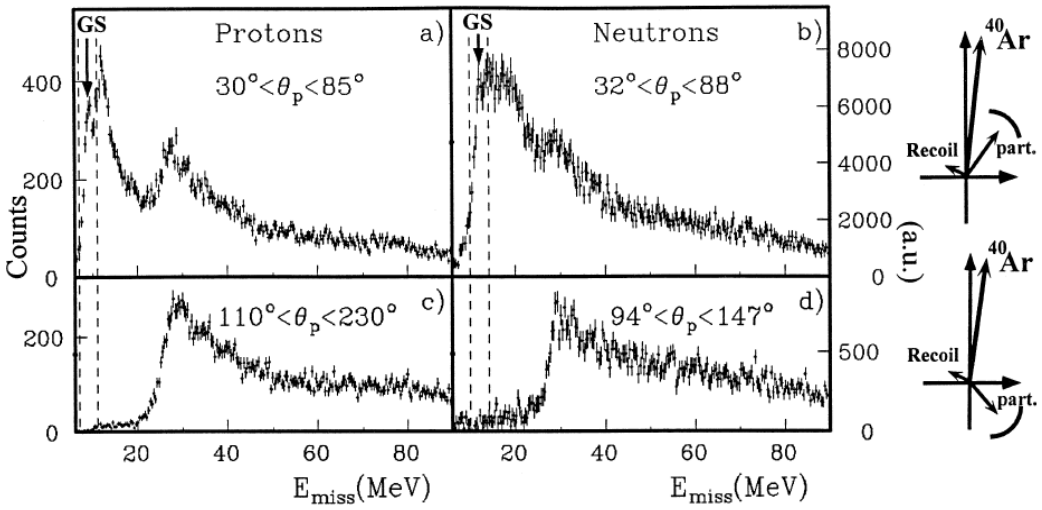


FIGURE 1.13 – *Spectre en énergie d'excitation du ^{57}Co (à gauche) et du ^{57}Ni (à droite) pour des angles d'émission vers l'avant ((a) et (b)) et pour des angles d'émission vers l'arrière ((c) et (d)) dans le référentiel du laboratoire comme l'indique la figure sur le côté droit. Les lignes verticales en pointillées représentent les intervalles en énergie utilisés pour extraire les distributions angulaires de la figure 1.14 (d'après [47]).*

étudiant les corrélations angulaires entre ces nucléons émis et l'éjectile, Scarpaci *et al.* [47] ont pu montrer qu'il s'agissait d'un mécanisme de cassure nucléaire avec les caractéristiques suivantes :

1. Les nucléons de la cible sont émis à grand angle par rapport à l'axe du faisceau. En effet, sur la figure 1.14, nous observons que les distributions angulaires des neutrons et des protons présentent un maximum autour de 45° qui ne peut pas être attribué à des réactions de « knock-out » ou de transfert-évaporation.

2. Les nucléons, protons ou neutrons, sont émis du même côté et dans le même plan que le projectile, ce qui indique que ce processus est nucléaire. Sur la figure 1.15 est montrée la distribution en $(\theta_{^{40}\mathrm{Ar}}, \phi_{^{40}\mathrm{Ar}})$ de l'éjectile d'^{40}Ar mesurée dans le spectromètre SPEG. Dans le premier cas (figure de gauche), le proton est émis de façon quasi-uniforme, il n'y a aucune corrélation angulaire entre le proton et l'éjectile. Par contre dans le deuxième cas (figure centrale), la diffusion élastique sur l'hydrogène contaminant la cible, pour laquelle le proton est détecté en dessous du plan horizontal ($\phi_{^{40}\mathrm{Ar}} < 0$), conduit à un éjectile diffusé au-dessus du plan ($\phi_{^{40}\mathrm{Ar}} > 0$), en opposition avec

le proton. Enfin dans le dernier cas (figure de droite), une corrélation angulaire forte montre que le projectile et les protons sont essentiellement émis du même côté.

3. La vitesse des nucléons est intermédiaire entre la vitesse de la cible et la vitesse du projectile.

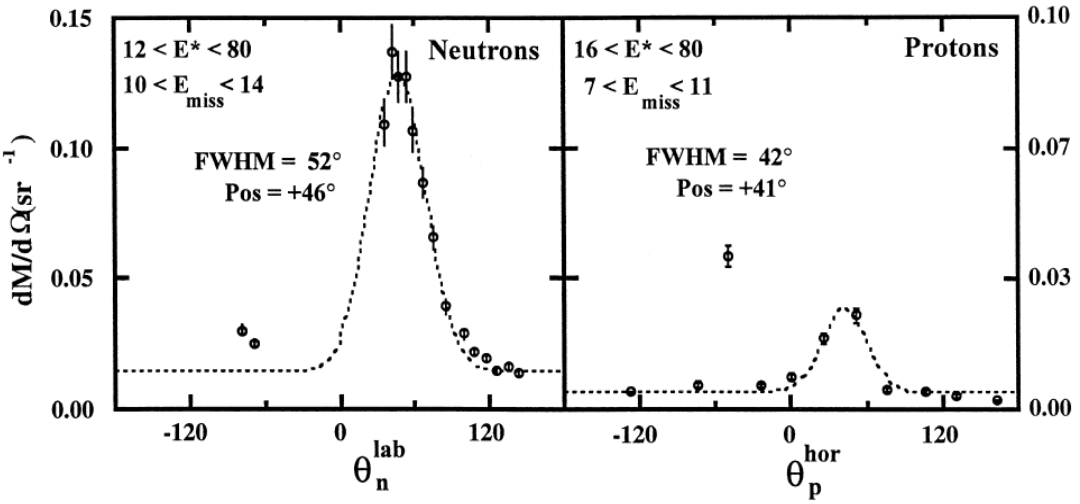


FIGURE 1.14 – *Distribution angulaire des protons et des neutrons émis en coïncidence avec l'*^{40}*Ar et peuplant l'état fondamental des noyaux résiduels (d'après [47]).*

Ainsi, l'analyse des résultats par Scarpaci *et al.* [47] suggère que le « Towing-Mode » ou mode de touage [1] est un mécanisme où un nucléon de la cible est attiré ou « remorqué » par le projectile sans être transféré. Lorsque le projectile passe à proximité du noyau-cible, l'attraction nucléaire devient très forte, mais la vitesse du projectile est trop grande pour qu'un transfert puisse avoir lieu (ce qui explique pourquoi le transfert est avorté) et les nucléons sont émis au continuum. Une partie de l'énergie du projectile leur a cependant été transmise et explique les caractéristiques cinématiques des nucléons détectés (cf. Fig. 1.16).

1.2.2.2 Interprétation théorique

Afin de décrire et comprendre le « Towing-Mode », un modèle théorique a été spécifiquement mis au point en se basant sur les caractéristiques de ce mécan-

1. En français, le verbe touer signifie avancer en tirant. On rencontre ce verbe dans le vocabulaire maritime où touer un navire signifie le remorquer ou tirer par exemple lors de la procédure d'arrimage.

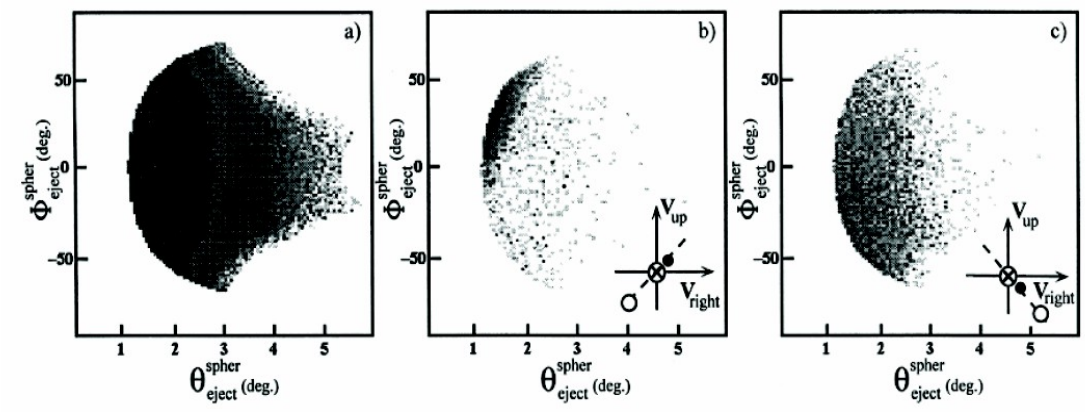


FIGURE 1.15 – *Distributions angulaires des éjectiles détectés dans le spectromètre SPEG en coïncidence avec des protons issus des réactions : (a) excitation de la cible - (b) diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène contaminant la cible - (c) des protons détectés à un angle $\theta_p = 40^\circ$. Les schémas des spectres (b) et (c) montrent la vitesse de l'éjectile (cercle noir) et la vitesse du proton (cercle blanc) dans chaque cas (d'après [47]).*

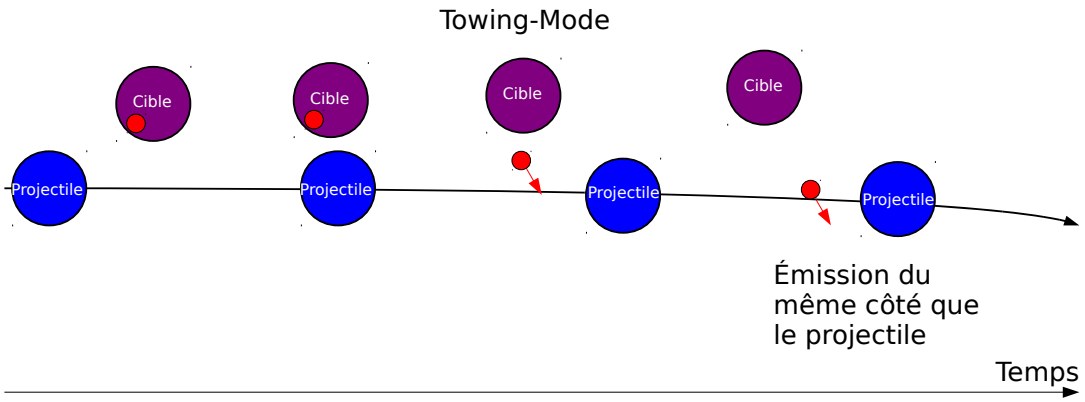


FIGURE 1.16 – *Illustration du « Towing-Mode ».*

isme de cassure nucléaire [48]. En particulier, lors du « Towing-Mode », les noyaux émettant un nucléon sont laissés dans des états peu excités, avec une configuration à un trou. Nous pouvons décrire la structure du noyau dans le cadre d'une approximation de particules indépendantes. Par ailleurs, la collision restant très périphérique, la réorganisation du champ moyen peut être négligée quand le pro-

jectile passe près de la cible et attire un nucléon. Ces considérations amènent à se concentrer sur la fonction d'onde du nucléon ou « cluster » émis, le potentiel de la cible et du projectile étant fixé, à condition de se limiter à des paramètres d'impact d'effleurement et au-delà, valable dans le cadre du modèle.

Le modèle semi-classique TDSE (Time-Dependent Schrödinger Equation) est un calcul non perturbatif à trois dimensions qui permet de décrire l'évolution de la fonction d'onde à un corps d'un nucléon initialement dans un état stationnaire d'un puits de potentiel de type Woods-Saxon, représentant le noyau cible perturbé par le passage d'un projectile, également représenté par un potentiel de Woods-Saxon en résolvant l'équation de Schrödinger dépendante du temps (ce modèle sera détaillé dans le chapitre 2). Un exemple est donné par la figure 1.17 pour la réaction inélastique de l'^{40}Ar sur le ^{58}Ni à 44 A.MeV pour un paramètre d'impact de 8 fm. Au cours du temps, nous observons l'attraction nucléaire du projectile sur la cible qui déplace la probabilité de présence du nucléon vers le projectile. À la fin de l'évolution, la densité de probabilité se divise en trois parties majeures :

- une partie où le nucléon est dans le potentiel initial,
- une autre partie correspondant au transfert vers le projectile,
- une dernière partie qui correspond à l'émission vers le continuum associée au mécanisme de « Towing-Mode » observé expérimentalement.

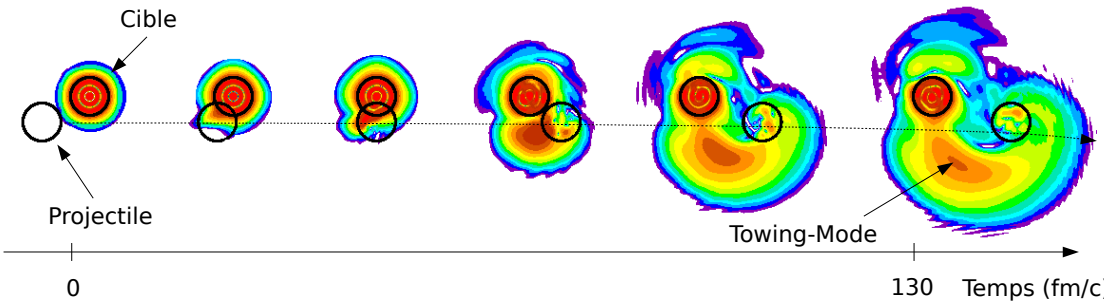


FIGURE 1.17 – *Évolution de la densité de probabilité de la fonction d'onde du nucléon initialement dans le potentiel de la cible de ^{58}Ni pour une énergie incidente de 44 A.MeV et un paramètre d'impact de 8 fm (d'après [48]).*

1.2.2.3 Un outil spectroscopique pour l'étude de la structure des noyaux

Noyaux stables Toujours à partir de l'étude de la réaction de l'^{40}Ar sur le ^{58}Ni, Scarpaci *et al.* [47] ont pu comparer les distributions angulaires expérimentales obtenues dans le cas de l'émission d'un neutron avec les distributions angulaires

théoriques calculées grâce au modèle TDSE. Le calcul réalisé pour une fonction d'onde $2p$ (ligne pleine) s'accorde très bien avec les données expérimentales (cercle blanc), mieux que le résultat obtenu à partir d'une fonction d'onde $2s$ (ligne pointillée) ou $1f$ (ligne tiretée) (cf. Fig. 1.18). En outre, ce résultat est en total accord avec ce qu'on attend dans le cadre du modèle en couches qui prévoit les deux derniers neutrons de l'état fondamental du ^{58}Ni dans un état $2p_{3/2}$. Le

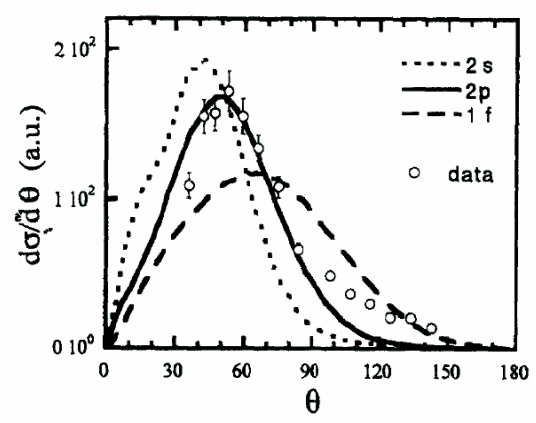


FIGURE 1.18 – *Distribution angulaire des neutrons émis par le « Towing-Mode » dans la réaction $^{58}Ni(^{40}Ar,^{40}Ar+p$ ou $n)$ comparée aux calculs TDSE pour des fonctions d'onde initiales 2s (ligne pointillée), 2p (ligne pleine) et 1f (ligne tiretée) (d'après [48]).*

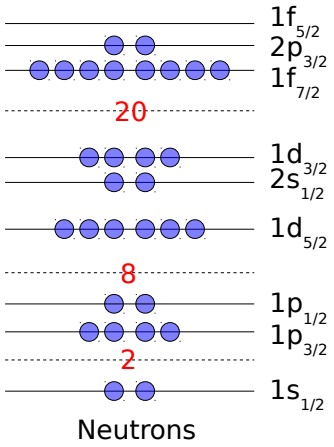


FIGURE 1.19 – *Prédiction du modèle en couches pour les neutrons du ^{58}Ni.*

modèle TDSE montre que les distributions angulaires des particules émises par le mécanisme de « Towing-Mode » dépendent de leurs moments cinétiques orbitaux initiaux. Le « Towing-Mode » est donc un outil spectroscopique pour l'étude de la structure des noyaux.

Noyau à halo Comme le « Towing-Mode » est sensible à la fonction d'onde initiale du nucléon émis et en particulier à son moment angulaire, il semble bien adapté pour l'étude des neutrons d'un noyau à halo comme le ^{11}Be. L'état fondamental $|1/2^+\rangle$ du ^{11}Be est donné par le mélange de deux configurations : un cœur de ^{10}Be froid couplé à un neutron du halo dans l'état $2s_{1/2}$ et un cœur de ^{10}Be excité dans un état 2^+ couplé à un neutron dans l'état $1d_{5/2}$, conduisant à un état fondamental $1/2^+$ avec une inversion de niveau :

$$|1/2^+\rangle = \alpha\,|0^+\rangle \otimes |2s_{1/2}\rangle + \beta\,|2^+\rangle \otimes |1d_{5/2}\rangle \tag{1.4}$$

où α et β sont reliés aux facteurs spectroscopiques S par :

$$S_{2s} = \alpha^2 \text{ et } S_{1d} = \beta^2. \tag{1.5}$$

À travers différents mécanismes de réaction, de nombreuses études ont été menées sur ce noyau [49, 50, 51, 52, 53] et ont conduit à des valeurs pour le facteur spectroscopique S_{2s} allant de 36 % à 80 %. La diversité de ces résultats indique que la structure du ^{11}Be n'est pas encore bien connue. Dans le but de comprendre cette structure en halo, Lima *et al.* [54, 55] ont étudié la cassure du ^{11}Be sur une cible de ^{48}Ti à 44 A.MeV avec un dispositif permettant de détecter à la fois les neutrons issus du « Towing-Mode » à grand angle, le cœur de ^{10}Be résiduel et les éventuels photons γ de désexcitation. En sélectionnant des neutrons détectés à un angle supérieur à 30°, Lima *et al.* [54] ont pu reconstruire les spectres en énergie des neutrons en coïncidence avec un ^{10}Be lorsqu'aucun γ n'était détecté et lorsqu'un photon d'énergie compris entre 1 et 4 MeV était détecté (cf. Fig. 1.20). Dans le premier cas, sans coïncidence avec des γ de désexcitation *i.e.* lorsque le

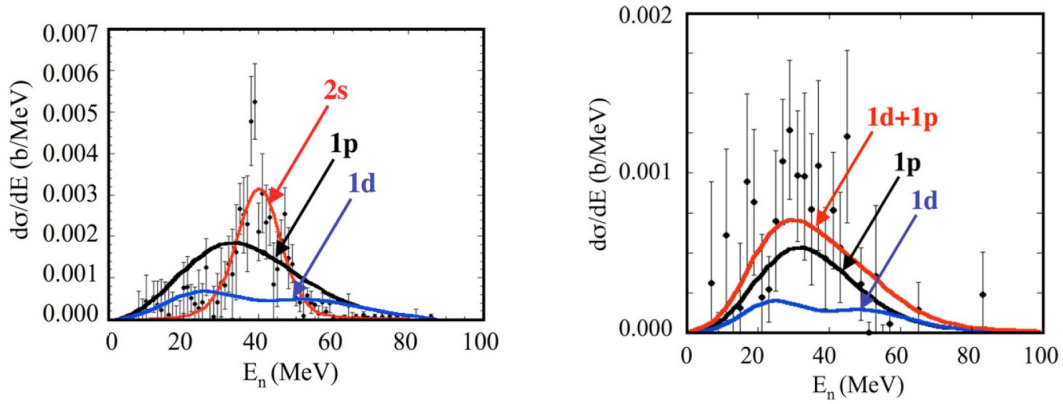


FIGURE 1.20 – *Spectres en énergie des neutrons : à gauche, lorsqu'aucun γ n'est détecté, à droite, lorsqu'un γ d'énergie entre 1 et 4 MeV est détecté en coïncidence. Les courbes en traits pleins correspondent aux calculs TDSE pour différentes fonctions d'onde initiales du neutron (d'après [54, 55]).*

^{10}Be est dans son état fondamental, les calculs TDSE montrent un bon accord avec les données expérimentales pour une fonction d'onde initiale du neutron $2s$ et donnent un facteur spectroscopique $S_{2s} = 0.46 \pm 0.15$. Par contre, lorsqu'un γ de 1 à 4 MeV provenant de la désexcitation du ^{10}Be est observé, c'est un mélange de $1p$ et $1d$ avec des facteurs spectroscopiques $S_{1p} = 3.9 \pm 1.5$ et $S_{1d} = 0.5 \pm 0.2$ qui permet de reproduire les données. La contribution $1p$ provient des neutrons du cœur de ^{10}Be constituant le ^{11}Be.

Cette approche a montré la capacité du « Towing-Mode » à comprendre les propriétés de la fonction d'onde initiale d'un neutron dans un noyau à halo mais aussi à

évaluer le facteur spectroscopique de chacune des configurations. Cependant, dans le cas de fortes corrélations entre nucléons, l'approximation de particules indépendantes utilisée dans le TDSE n'est plus valide. En effet, le modèle TDSE ne peut décrire la cassure de chacune des configurations du ^{11}Be que de manière séparée en négligeant leurs interférences. Le modèle TDSE à un corps n'est donc pas adapté pour traiter la cohérence entre deux corps, c'est pourquoi Assié *et al.* [56, 57] ont spécifiquement développé un modèle appelé TDDM (Théorie de la Matrice Densité Dépendant du Temps) pour prendre en considération, par une approche au-delà du champ moyen, les corrélations d'appariement et la dissipation dans le cas du noyau à halo ^{6}He qui peut se décrire comme un cœur d'^{4}He et de deux neutrons en interaction.

1.3 Protocole expérimental pour l'étude de la « clusterisation » en particule α

La cassure nucléaire d'un nucléon peut être étendue à deux nucléons comme dans le cas de l'^{6}He où les configurations des deux neutrons dans le halo ont été étudiées [57]. D'autre part, si des « clusters » sont pré-formés dans un noyau alors il devrait être possible de les extraire par cassure nucléaire. C'est ce qui a été démontré à partir d'une expérience dont l'objectif principal était de rechercher l'état à trois phonons dans le ^{40}Ca [58]. De cette expérience, Scarpaci *et al.* [59] ont étudié la « clusterisation » en ^{36}Ar+α dans l'état fondamental du ^{40}Ca par cassure nucléaire avec un faisceau de ^{40}Ca à 50 MeV/A. Un grand nombre de particules α présentant les caractéristiques du « Towing-mode » ont été observées. L'analyse des données issues du spectromètre SPEG et du détecteur de particules chargées 4π INDRA a permis d'identifier deux états d'énergie du cœur d'^{36}Ar malgré une résolution de 1.15 MeV. Après comparaison avec des calculs effectués avec le modèle TDSE, les auteurs ont pu déterminer des taux de « clusterisation » suivant l'état en énergie de l'^{36}Ar.

Le but de ce travail de thèse est d'étudier la « clusterisation » en particules α du ^{40}Ca, un noyau $N = Z$ et de l'^{40}Ar, un noyau $N \neq Z$ par cassure nucléaire avec une meilleure résolution en énergie. Pour cela, nous ferons interagir un faisceau d'^{40}Ar à 35 MeV/A sur une cible de ^{40}Ca de 0.2 mg/cm^2 d'épaisseur. Pour le ^{40}Ca, nous nous intéresserons à la réaction suivante :

$$\begin{aligned} {}^{40}\mathrm{Ar} + {}^{40}\mathrm{Ca} &\longrightarrow {}^{40}\mathrm{Ar} + {}^{36}\mathrm{Ar}^* + \alpha. \\ {}^{36}\mathrm{Ar}^* &\xrightarrow{\gamma} {}^{36}\mathrm{Ar} \end{aligned}$$

Dans ce but, nous utiliserons le spectromètre SPEG qui permettra l'identification

du noyau d'^{40}Ar en voie de sortie et permettra également de mesurer l'énergie d'excitation du ^{40}Ca. Nous emploierons également des détecteurs de particules chargées de grande résolution appelés MUST2 pour identifier les particules α. Ces détecteurs seront positionnés dans les régions angulaires où le « Towing-Mode » de particule α provenant de la cible et du projectile est prédominant. Grâce à ce dispositif expérimental, dans le cas du ^{40}Ca, nous serons en mesure de reconstruire par la méthode de l'énergie manquante (*i.e.* par conservation de l'énergie) le spectre en énergie d'excitation du cœur d'^{36}Ar. Le prototype du calorimètre EXL complètera l'ensemble de détection pour la mesure de photon γ provenant de la désexcitation de l'^{36}Ar. Ensuite, en considérant les états peuplés de l'^{36}Ar, les régions angulaires d'intérêt, en évaluant et en soustrayant l'émission de particules α provenant d'autres mécanismes réactionnels comme la désexcitation et autres processus inélastiques, nous serons en mesure de déterminer les distributions angulaires expérimentales des particules α provenant exclusivement du « Towing-Mode ». Enfin, la comparaison entre les calculs théoriques et les résultats expérimentaux permettra d'extraire les facteurs spectroscopiques ou taux de « clusterisation » dans le noyau de ^{40}Ca. Un protocole expérimental sensiblement identique sera employé pour l'étude de la « clusterisation » dans l'^{40}Ar.

CHAPITRE 2

Le modèle TDSE

Sommaire

2.1 Présentation du calcul TDSE 37
2.1.1 Résolution de l'équation de Schrödinger stationnaire . . 37
2.1.2 Passage du réseau sphérique à un réseau cartésien 39
2.1.3 Évolution dynamique de la fonction d'onde 43
2.1.4 Extraction des grandeurs physiques 46
2.2 Sections efficaces différentielles théoriques en angle et en énergie 47
2.2.1 Résultats pour le noyau de ^{40}Ca 47
2.2.2 Résultats pour le noyau d'^{40}Ar 50
2.3 Résumé et limitations du modèle TDSE 50

Au cours de ce chapitre, nous présenterons le modèle théorique basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps et décrivant le mécanisme de cassure nucléaire appelé « Towing-Mode » utilisé pour l'étude des « clusters ». Nous exposerons également les résultats théoriques obtenus pour les noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar.

2.1 Présentation du calcul TDSE

Afin de comprendre d'un point de vue théorique le « Towing-Mode » de « cluster », nous avons utilisé le modèle TDSE pour prendre en compte désormais non plus un nucléon mais une particule α.
Dans cette partie, nous présenterons les calculs effectués pour :

- la réaction de ^{40}Ar(^{40}Ca,^{40} Ar)^{40}Ca*(^{36}Ar$^{*}, \alpha$) à 35 MeV/A dans l'hypothèse où le noyau de ^{40}Ca possède une structure de type cœur d'^{36}Ar $+ \alpha$.
- la réaction de ^{40}Ar(^{40}Ca,^{40} Ca)^{40}Ar*(^{36}S$^{*}, \alpha$) à 35 MeV/A dans l'hypothèse où le noyau d'^{40}Ar possède une structure de type cœur d'^{36}S $+ \alpha$.

Les résultats obtenus seront nécessaires pour déduire des résultats expérimentaux les facteurs spectroscopiques ou autrement dit les taux de « clusterisation » dans les noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar, objectifs de ce travail de thèse.

2.1.1 Résolution de l'équation de Schrödinger stationnaire

L'idée du modèle est de supposer qu'un noyau possède une structure de type « cœur + cluster ». Puis en initialisant les fonctions d'onde du « cluster » dans un puits de potentiel représentant le noyau-cible, nous pouvons connaître leurs évolutions dynamiques lorsqu'un potentiel représentant le projectile vient perturber ces fonctions d'onde.

Dans un premier temps, le calcul TDSE consiste à déterminer les fonctions d'ondes propres $|\phi\rangle$ du « cluster » α dans un puits de potentiel représentant la cible de ^{40}Ca en résolvant l'équation de Schrödinger stationnaire :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_\alpha}\Delta + V(r)\right)|\phi\rangle = E\,|\phi\rangle\,. \tag{2.1}$$

Nous pouvons développer le Laplacien Δ de l'Hamiltonien H en coordonnées sphériques et décomposer les fonctions d'ondes $\phi(r,\theta,\varphi)$, solutions de l'équation de Schrödinger, en :

- une partie harmoniques sphériques $Y_m^l(\theta,\varphi)$, états propres de l'opérateur L^2 sensible au nombre quantique l (moment cinétique orbital) et m (projection du moment cinétique orbital),
- une partie radiale $R(r) = \frac{u(r)}{r}$ sensible au nombre quantique principal n.

Ainsi, l'équation de Schrödinger devient :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} + V(r)\right)u(r) = Eu(r). \tag{2.2}$$

En discrétisant l'Hamiltonien sur un réseau cubique à 2046 nœuds et pour un pas de $\Delta r = 0.01$ fm suffisant pour distinguer sans ambiguïté chaque type de fonction

d'onde :

$$\frac{d^2u(i)}{dr^2} = \frac{u(i+1) - 2u(i) + u(i-1)}{i^2\Delta r^2} \tag{2.3}$$

avec Δr pas du réseau, on constate que l'Hamiltonien $H(r)$ prend la forme d'une matrice tridiagonale où les éléments diagonaux inférieurs et supérieurs sont :

$$-\frac{\hbar^2}{2mi^2\Delta r^2} \tag{2.4}$$

et les éléments diagonaux au rang i s'écrivent :

$$\frac{\hbar^2}{mi^2\Delta r^2} + V(i) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mi^2\Delta r^2}. \tag{2.5}$$

Finalement, la diagonalisation de l'Hamiltonien nous donne les états propres (fonctions d'onde) et les valeurs propres (leur énergie de liaison).

Le « cluster » α est considéré dans le puits de potentiel du ^{40}Ca. L'exigence première est donc de satisfaire au principe d'exclusion de Pauli qui intervient pour les nucléons du cœur d'^{36}Ar. Pour cela, nous considérons le « cluster » α comme une unique particule dont les nombres quantiques (n, l) doivent vérifier la relation empirique suivante [20] :

$$2n + l \geq 12 \tag{2.6}$$

avec n le nombre quantique principal et l le moment cinétique orbital. La valeur entière 12, basée sur le modèle en couches, correspond à la somme du nombre d'occupation accessible pour les nucléons du « cluster » dans les couches immédiatement au-dessus des couches occupées par les nucléons du cœur d'^{36}Ar. Ainsi, les derniers nucléons du cœur occupant la couche $1d_{3/2}$, les nucléons du « cluster » α pourront au moins occuper les couches $1f_{7/2}$ (8 nucléons possibles) et $2p_{3/2}$ (4 nucléons possibles). Pour le ^{40}Ca (mais également l'^{40}Ar), les particules α peuvent donc avoir pour premiers vecteurs propres : $6s$, $5d$ et $4g$.

Le potentiel utilisé dans la résolution de l'équation de Schrödinger stationnaire est de type :

$$V(r) = V_0 \left(\frac{\alpha}{1 + e^{(r-R_0)/a_0}} + \frac{1-\alpha}{(1 + e^{(r-R_0)/a_0})^3} \right) + V_c \tag{2.7}$$

où $R_0 = r_0(A_{cible}^{1/3})$ est le rayon, a_0 la diffusivité du potentiel nucléaire et V_c la partie coulombienne. La partie nucléaire du potentiel utilisée pour représenter le

noyau-cible est un potentiel de Woods-Saxon modifié de la référence [16] dont les paramètres (cf. tableau 2.1) ont été ajustés afin de reproduire notamment les transitions $B(E_2)$ du noyau de ^{40}Ca considéré. La profondeur du puits de potentiel est fixée afin de reproduire l'énergie de liaison de la particule α dans le noyau de ^{40}Ca après l'évolution en temps imaginaire de la fonction d'onde décrit dans le paragraphe 2.1.2.2. Sur la figure 2.1, nous avons représenté la partie radiale des

V_0 (MeV)	α	R_0 (fm)	a_0 (fm)
-175.2	0.3	4.33	0.73

TABLE 2.1 – *Paramètres de la partie nucléaire du potentiel utilisé décrivant la cible de ^{40}Ca.*

fonctions d'onde pour les nombres quantiques suivants :

$$\begin{cases} n = 6 \\ l = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} n = 5 \\ l = 2 \end{cases} \quad \begin{cases} n = 4 \\ l = 4 \end{cases} . \tag{2.8}$$

Nous retrouvons bien $n - 1$ nombres de nœuds (nombre de fois où la fonction s'annule) pour les fonctions d'onde considérées.

2.1.2 Passage du réseau sphérique à un réseau cartésien

Afin de connaître l'évolution de la fonction d'onde calculée dans un réseau sphérique et modifiée par le passage d'un potentiel-projectile, nous plaçons celle-ci sur un réseau cartésien. Or, la fonction d'onde $|\phi\rangle$, qui est un état propre de l'Hamiltonien statique, exprimée dans la base sphérique avec un certain pas de discrétisation, n'est plus un état propre $|\psi\rangle$ de ce même Hamiltonien lorsqu'il est exprimé dans le repère cartésien avec un autre pas de discrétisation mais est une combinaison linéaire des états propres de ce dernier :

$$|\phi\rangle = \sum_{i=0}^{n} \lambda_i |\psi_i\rangle . \tag{2.9}$$

Pour éliminer les autres composantes de la fonction d'onde, il est donc nécessaire de recalculer ces dernières dans un réseau cartésien. Pour cela, il faut effectuer une évolution dite en temps imaginaire par la méthode du « split-operator » dans le réseau cartésien.

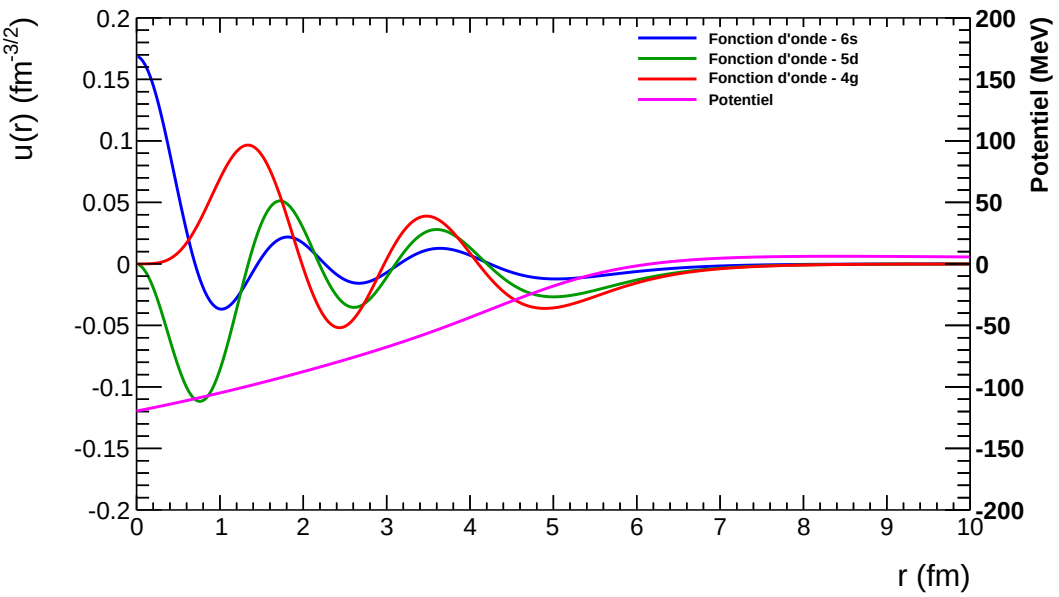


FIGURE 2.1 – *Représentation de la partie radiale des fonctions d'onde 6s en bleu, 5d en vert et 4g en rouge calculées dans un puits de potentiel de la référence [16] de profondeur -175.2 MeV et pour un réseau de 2046 nœuds pour un pas spatial de* $\Delta r = 0.01$ *fm. En magenta est tracé le potentiel utilisé pour représenter la cible de* ^{40}Ca.

2.1.2.1 Méthode du « split-operator »

Le propagateur associé à l'Hamiltonien $\widehat{H}$ a pour expression :

$$e^{-i\widehat{H}\Delta t/\hbar} \tag{2.10}$$

avec $\widehat{H} = \widehat{T} + \widehat{V}$ où $\widehat{T}$ est l'opérateur énergie cinétique et $\widehat{V}$ l'opérateur d'énergie potentielle. La méthode du « split-operator » [60, 61, 62] permet de calculer les fonctions d'onde à un instant $t + \Delta t$ grâce à la séparation des différentes composantes (partie cinétique et partie potentielle) de l'opérateur $\widehat{H}$:

$$e^{-i\widehat{H}\Delta t/\hbar} = e^{-i\widehat{p}^2\Delta t/4\hbar m} e^{-i\widehat{V}(r)\Delta t/\hbar} e^{-i\widehat{p}^2\Delta t/4\hbar m} + O(\Delta t^2). \tag{2.11}$$

Comme les opérateurs $\widehat{T}$ et $\widehat{V}$ ne commutent pas, l'erreur est d'ordre 2 en Δt. Les opérateurs exponentiels sont de simples facteurs multiplicatifs pour autant que la fonction d'onde soit exprimée dans la base qui convient. Ainsi pour le terme cinétique la fonction d'onde doit être exprimée dans la base des impulsions alors

que pour le terme potentiel la fonction d'onde doit être exprimée dans la base des positions. On passe de la représentation coordonnée à la représentation en impulsion en effectuant une transformée de Fourier (TF) ou une transformée de Fourier inverse (TF^{-1}) dans le cas inverse :

$$\begin{aligned} |\phi(t+\Delta t)\rangle &= TF^{-1}(e^{-i\widehat{p}^2\Delta t/4\hbar m} \\ &\times TF(e^{-i\widehat{V}(r)\Delta t/\hbar} \\ &\times TF^{-1}(e^{-i\widehat{p}^2\Delta t/4\hbar m} \\ &\times TF(|\phi(t)\rangle))))). \end{aligned} \tag{2.12}$$

2.1.2.2 Méthode du temps imaginaire

La méthode du temps imaginaire [63] est une des méthodes couramment utilisées pour trouver la valeur propre la plus basse d'un opérateur (s'il existe une borne inférieure à son spectre de valeurs propres). La fonction propre $|\phi\rangle$ calculée en coordonnées sphériques peut être modifiée par le positionnement sur un réseau en coordonnées cartésiennes. Si la fonction $|\phi\rangle$ n'est plus fonction propre de l'Hamiltonien statique exprimé dans la base sphérique, elle se décompose sur la base des fonctions propres $|\psi\rangle$ de l'Hamiltonien exprimé dans le repère cartésien. En outre, l'énergie de liaison de la fonction $|\phi\rangle$ n'est plus l'énergie de liaison du « cluster » α.

La méthode du temps imaginaire consiste à appliquer sur la fonction d'onde $|\phi\rangle$ l'opérateur d'évolution $e^{-i\widehat{H}t/\hbar}$ en remplaçant le temps t par it (d'où le nom de la méthode) tel que :

$$\begin{aligned} e^{-\widehat{H}t/\hbar}|\phi\rangle &= \sum_{i=0}^{n} \lambda_i e^{-E_i t/\hbar}|\psi_i\rangle \\ &= e^{-E_0 t/\hbar}\sum_{i=0}^{n} \lambda_i e^{-(E_i-E_0)t/\hbar}|\psi_i\rangle\,. \end{aligned} \tag{2.13}$$

D'après l'équation 2.13, on voit que l'état $|\psi_0\rangle$ le moins défavorisé par l'exponentielle est celui d'énergie propre E_0 minimale car $e^{-E_0 t/\hbar} \geqslant e^{-E_{i\neq 0}t/\hbar}$ et donc la composante $i=0$ domine quand t devient grand. L'état $|\psi_0\rangle$ de valeur propre la plus basse E_0 s'obtient alors par la relation :

$$|\psi_0\rangle = \lim_{t\to\infty} \frac{e^{-\widehat{H}t/\hbar}|\phi\rangle}{\langle\phi|e^{-2\widehat{H}t/\hbar}|\phi\rangle^{1/2}}. \tag{2.14}$$

Comme la transformation du « split-operator » en temps imaginaire n'est pas une transformation unitaire, la norme des fonctions d'onde n'est plus conservée

à chaque pas en temps. Il est donc nécessaire après chaque itération, d'orthonormaliser les fonctions d'onde (dénominateur de l'équation 2.14) de manière à obtenir pour chaque état $i \neq j$:

$$\langle \psi_i | \psi_j \rangle = \delta_{ij} \tag{2.15}$$

avec δ_{ij} le symbole de Kronecker. Ainsi, appliquer cette méthode du temps imaginaire à la méthode du « split-operator » à chaque itération permet de réduire des états propres de haute énergie dans l'état initial au profit des états de plus basse énergie. En effet, l'évolution en temps imaginaire favorise l'état le plus lié, celui pour lequel le facteur exponentiel est le plus grand puisque son énergie de liaison est la plus grande en valeur absolue. Si la fonction d'onde considérée n'est pas l'état de plus basse énergie, il faut alors faire évoluer toutes les fonctions d'onde d'énergies égales et inférieures à l'état voulu et projeter régulièrement au cours de l'évolution sur les états plus liés à la fonction d'onde considérée et les lui soustraire. Sur la figure 2.2, nous observons la convergence de l'énergie de liaison de la

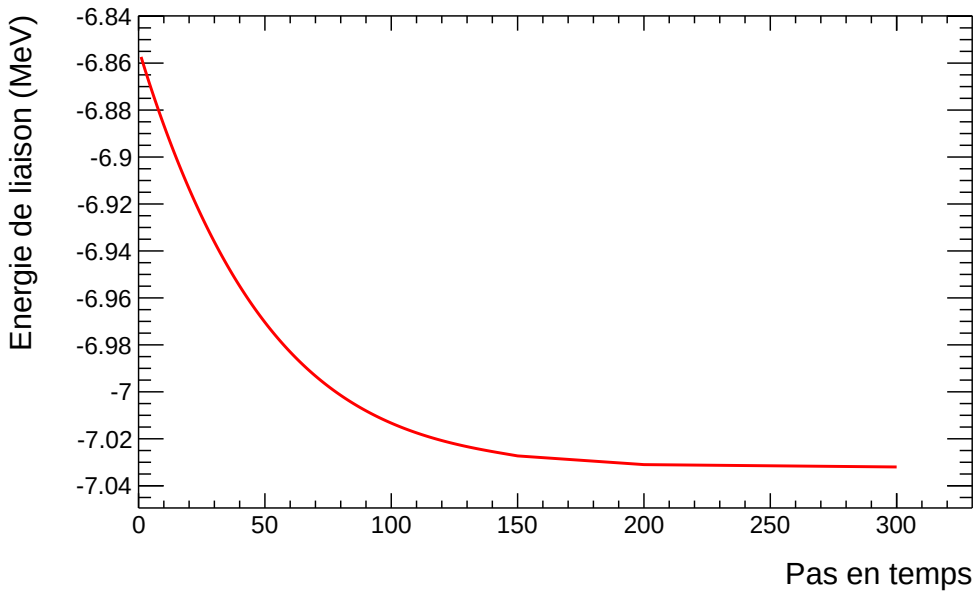


FIGURE 2.2 – *Évolution de l'énergie de liaison de la fonction d'onde 6s en fonction du nombre de pas en temps.*

fonction d'onde $6s$ au cours de la transformation en temps imaginaire pour un pas en temps de 0.24 fm/c sur un réseau cartésien de taille $256 \times 256 \times 200$ suivant respectivement l'axe x (direction du faisceau), y et z et avec un pas spatial de

0.2 fm. Après 150 itérations en temps, la valeur de l'énergie de liaison est stable. Après convergence, les fonctions d'onde $6s$, $5d$ et $4g$ sont liées respectivement par 7.03 MeV, 6.47 MeV et 5.47 MeV.

Grâce à l'évolution en temps imaginaire, cette convergence nous permet d'obtenir les fonctions d'onde propres du « cluster » α dans le ^{40}Ca et les valeurs propres de l'Hamiltonien dans le référentiel cartésien. Sur les figures 2.3 et 2.4 est représenté le résultat de l'évolution en temps imaginaire par la méthode du « split-operator » pour les fonctions d'onde $6s$, $5d$ et $4g$. Comme nous pouvons l'observer, après la transformation en temps imaginaire et malgré un pas de réseau plus grand, nous retrouvons les fonctions d'onde d'intérêt (bon nombre de nœud et symétrie cohérente avec celle attendue et donnée par les harmoniques sphériques Y^l_m).

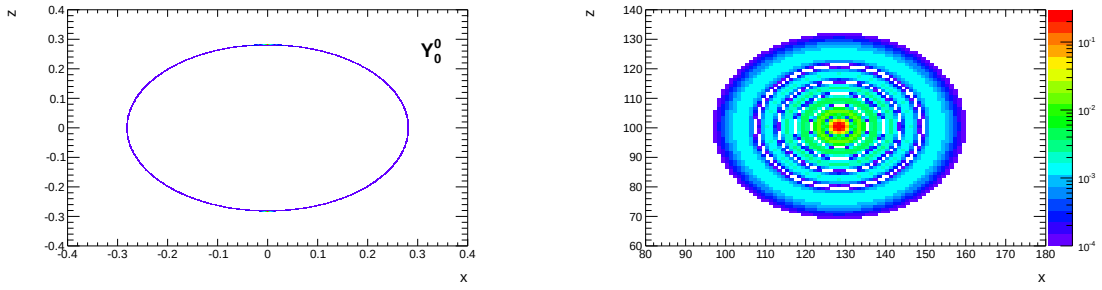


FIGURE 2.3 – *À gauche : représentation de l'harmonique sphérique* Y_0^0*. À droite : densité de probabilité de la fonction d'onde 6s après l'évolution en temps imaginaire par la méthode du « split-operator ».*

2.1.3 Évolution dynamique de la fonction d'onde

Après avoir appliqué la méthode du temps imaginaire pour passer d'un repère sphérique à un repère cartésien, nous plaçons la fonction d'onde propre sur le même réseau cartésien à trois dimensions utilisé pour le temps imaginaire : réseau de dimension $256 \times 256 \times 200$ avec un pas de réseau de $\Delta r = 0.2$ fm. La fonction d'onde se trouve dans la cible au centre du réseau et le potentiel du projectile vide et à une distance initiale telle qu'elle ne perturbe pas le « cluster ». L'équation de Schrödinger dépendante du temps s'écrit alors :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V_C(\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r}_C(t)) + V_P(\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r}_P(t))\right)|\psi(t)\rangle = i\hbar\partial_t\,|\psi(t)\rangle \qquad (2.16)$$

où $V_C(\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r}_C(t))$ est le potentiel de la cible et $V_P(\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r}_P(t))$ le potentiel du projectile. Afin de résoudre cette équation pour un paramètre d'impact donné, pour

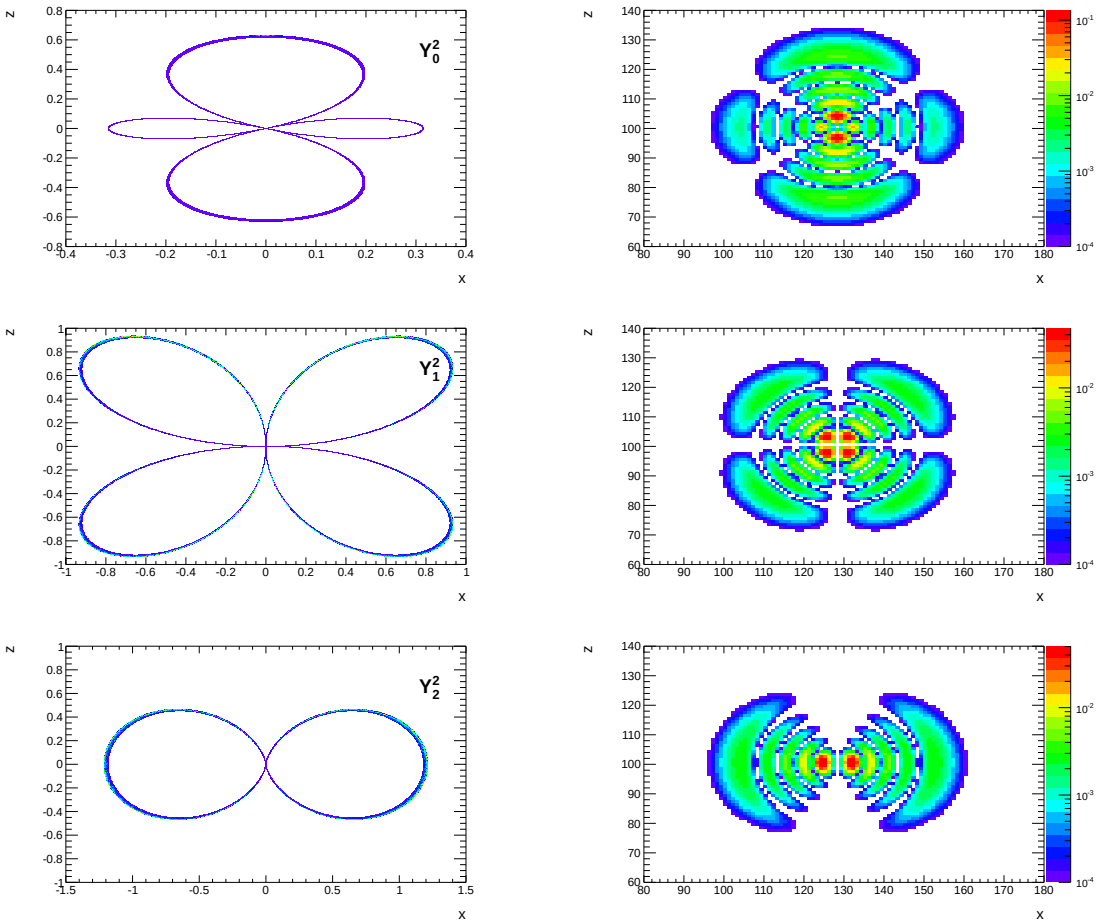


FIGURE 2.4 – *À gauche de haut en bas : représentation de l'harmonique sphérique* Y_0^2, Y_1^2 *et* Y_2^2. *À droite de haut en bas : densité de probabilité de la fonction d'onde 5d pour* $m = 0, 1, 2$ *après l'évolution en temps imaginaire par la méthode du « split-operator ».*

une vitesse du projectile donnée et pour chaque projection du moment cinétique orbital (lorsque $l \neq 0$), nous utilisons, de nouveau, la méthode du « split-operator » *i.e.* pour chaque pas en temps réel Δt, la fonction d'onde s'écrit :

$$|\psi(\overrightarrow{r}, t + \Delta t)\rangle = e^{-iH(t+\Delta t)/\hbar} |\psi(\overrightarrow{r}, t)\rangle \,. \tag{2.17}$$

Dans ce cas précis, l'Hamiltonien est explicitement dépendant du temps et la méthode du « split-operator » n'est applicable que si l'Hamiltonien n'évolue pratiquement pas pendant un temps $\Delta t = 0.24$ fm/c. Ainsi, la méthode est d'autant plus efficace si l'intervalle de temps Δt est petit. Le propagateur associé au Hamiltonien

dépendant du temps s'écrit alors :

$$\begin{aligned} e^{-iH\Delta t/\hbar} &= e^{-ip^2\Delta t/4\hbar m} \\ &\times e^{-i(V_C(\overrightarrow{r}-\overrightarrow{r}_C(t))+V_P(\overrightarrow{r}-\overrightarrow{r}_P(t)))\Delta t/\hbar} \\ &\times e^{-ip^2\Delta t/4\hbar m} + O(\Delta t^2). \end{aligned} \tag{2.18}$$

Les vecteurs $\overrightarrow{r}_C(t)$ et $\overrightarrow{r}_P(t)$ correspondent respectivement aux positions de la cible et du projectile. Pour prendre en compte le déplacement du cœur d'^{36}Ar et du projectile, tout deux évoluent le long de la trajectoire coulombienne classique calculée à l'aide de l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 2. Le calcul de la trajectoire commence à une distance de -1000 fm entre le projectile et la cible le long de l'axe du faisceau et à une distance égale au paramètre d'impact b sur l'axe y perpendiculaire. La valeur du paramètre d'impact considérée doit être telle qu'elle laisse le cœur pas ou très peu excité (perturbé) lors de la réaction. Ainsi, le calcul TDSE s'effectuera en prenant au minimum un paramètre d'impact d'effleurement (b_{eff}). Les paramètres d'impact plus petits mettent en jeu d'autres mécanismes de réaction comme la fusion qui ne sont pas décrits par le modèle TDSE. Le paramètre d'impact maximal (b_{max}) est choisi de telle sorte que la fraction de fonction d'onde émise devienne négligeable (au-delà de 12 fm dans le cas de notre réaction).

Après l'évolution, les contributions des fonctions d'onde liées dans le cœur d'^{36}Ar sont soustraites de façon à ne conserver que la partie émise de la fonction d'onde $|\psi\rangle_{émis}$. Cette soustraction est effectuée en projetant la fonction d'onde $|\psi\rangle$ du « cluster » α sur tous les états liés $|\phi_i\rangle$ du potentiel :

$$|\psi\rangle_{émis} = |\psi\rangle - \sum_{i=0}^{n} |\phi_i\rangle \langle\phi_i|\psi\rangle . \tag{2.19}$$

Un exemple d'évolution de la densité de probabilité de la fonction d'onde $6s$ dans le cas de la réaction d'^{40}Ar sur ^{40}Ca à 35 A.MeV pour un paramètre d'impact de 10 fm est donné par la figure 2.5. Le « Towing-Mode » est un processus nucléaire rapide, de l'ordre de 10^{-22} s ce qui implique que l'émission de « cluster » ne peut provenir que de particule déjà pré-formée dans le noyau. En d'autres termes, l'émission provient de la structure même du noyau et non d'un ré-arrangement ou d'une désexcitation de ce dernier. Comme le montre la figure 2.5, la densité de probabilité du « cluster » initialement dans le potentiel de la cible est déplacée vers le projectile : c'est le « Towing-Mode ». Une autre partie soustraite dans le calcul est restée dans le potentiel de la cible et une dernière partie plus ou moins importante peut également être transférée au projectile selon l'énergie cinétique de ce dernier et le paramètre d'impact.

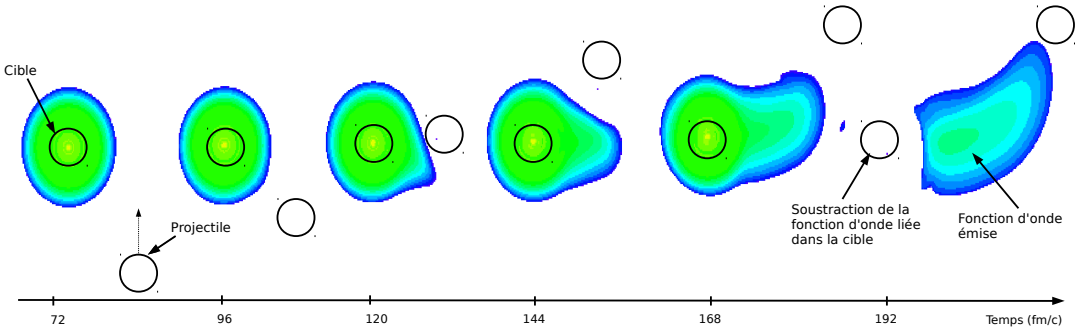


FIGURE 2.5 – *Spectres de la densité de probabilité de présence du « cluster » α de fonction propre 6s après diffusion d'un ^{40}Ar sur un ^{40}Ca à 35 A.MeV pour un paramètre d'impact de 10 fm.*

2.1.4 Extraction des grandeurs physiques

Pour extraire les grandeurs physiques d'intérêt comme les distributions angulaires et les distributions en énergie associées à chaque fonction d'onde de nombre quantique (n, l, m) distincts, nous travaillerons avec les densités de probabilité de présence de la particule α émise lors du « Towing-Mode ». Le calcul étant réalisé pour plusieurs paramètres d'impact, la section efficace différentielle en énergie est obtenue en pondérant la densité de probabilité d'émission de la fonction d'onde entre b_{eff} et b_{max} par le terme :

$$2\pi b_i \Delta b_i \times 10^{-2} \tag{2.20}$$

où $\Delta b_i = \frac{b_{i+1} - b_{i-1}}{2} = 1$ fm est le pas en paramètre d'impact et le facteur 10^{-2} est introduit pour exprimer les distributions en énergie en barn/MeV plutôt qu'en fm^2/MeV. La section efficace différentielle en angle exprimée en barn/sr est obtenue également en pondérant la densité de probabilité par :

$$\frac{2\pi b_i \Delta b_i \times 10^{-2}}{2\pi sin(\theta) d\theta} \tag{2.21}$$

ce qui permet de prendre en compte l'angle solide et d$\theta = \pi/180$ est l'élément infinitésimal de discrétisation angulaire.

Dans le cas où la fonction d'onde étudiée possède un moment cinétique orbital non nul, la densité de probabilité totale $\rho_{émis}(\overrightarrow{r}, t)$ se calcule en faisant la moyenne sur le nombre de projection m des densités de probabilité associées au nombre quantique l :

$$\rho_{émis}(\overrightarrow{r}, t) = \frac{\sum_{i=-l}^{l} \rho_{émis,i}(\overrightarrow{r}, t)}{2l+1}. \tag{2.22}$$

2.2 Sections efficaces différentielles théoriques en angle et en énergie

Dans cette partie seront exposés les résultats du calcul TDSE pour les noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar. Nous avons effectué dans le référentiel du laboratoire, l'évolution dynamique des fonctions d'onde $6s$, $5d$ et $4g$ du « cluster » α dans le ^{40}Ca perturbées par un projectile d'^{40}Ar d'énergie cinétique égale à 35 MeV/A pour des paramètres d'impact allant de 9.5 fm à 11.5 fm. Le même calcul a ensuite été effectué en cinématique inverse pour déterminer les fonctions d'onde $6s$, $5d$ et $4g$ du « cluster » α dans l'^{40}Ar perturbées par le noyau de ^{40}Ca.

2.2.1 Résultats pour le noyau de ^{40}Ca

Sur la figure 2.6 est montrée la section efficace différentielle en angle du « cluster » α pour différentes fonctions d'ondes. On remarque que la probabilité d'émettre par « Towing-Mode » un cluster α de moment angulaire orbital nul ($l = 0$, courbe en bleu) est plus grande que celle d'émettre une particule α avec un moment cinétique orbital non nul ($l = 2$, courbe verte, $l = 4$, courbe rouge). Cependant, le fait d'avoir un moment cinétique non nul permet d'accéder à des régions angulaires plus importantes : entre 40° et 100° pour la fonction d'onde $4g$ et entre 60° et 80° pour la fonction d'onde $6s$. En effet, de façon classique, comme le « cluster » α est en rotation autour du cœur d'^{36}Ar, la probabilité d'arracher ce premier est plus faible si le cœur se trouve entre le « cluster » et le projectile. Par contre, du fait de sa vitesse de rotation, la particule α peut être émise à des angles plus importants.

Afin de s'assurer de la validité de l'intervalle en paramètre d'impact choisi, nous avons calculé la distribution angulaire de la fonction d'onde $6s$ pour un paramètre d'impact de 12 fm. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.7, pour 12 fm (trait tireté) la section efficace a deux ordres de magnitude de moins comparée à celle obtenue pour des paramètres d'impact de 10 fm (trait plein) et 11 fm (trait pointillé).

La forme des distributions angulaires ne change pas selon l'énergie cinétique du faisceau, seule l'amplitude et la position du maximum change comme le montre la figure 2.8.

Les particules émises par « Towing-Mode » ont une énergie cinétique comprise entre l'énergie du noyau émetteur et du projectile perturbateur. Sur la figure 2.9, la probabilité d'émettre des particules α avec une certaine énergie décroît avec l'énergie de ces dernières et elle ne semble pas dépendre de la fonction d'onde

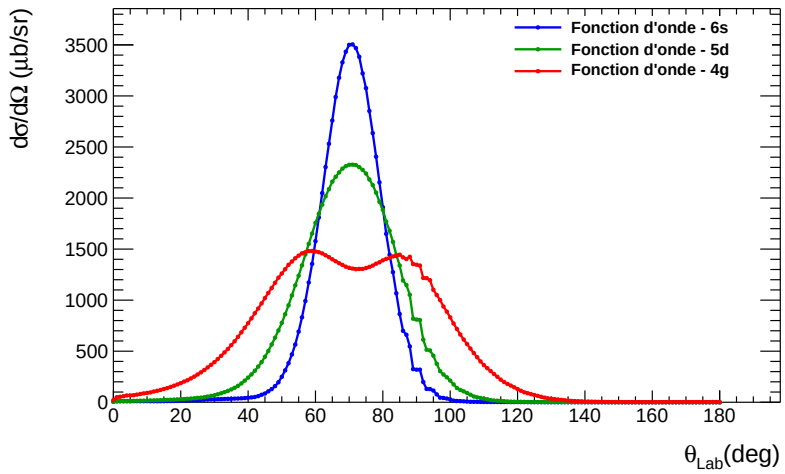


FIGURE 2.6 – *Distributions angulaires théoriques calculées avec le modèle TDSE. En bleu, la fonction d'onde 6s, en vert, la fonction d'onde 5d et en rouge la fonction d'onde 4g représentant le « cluster » α dans le ^{40}Ca.*

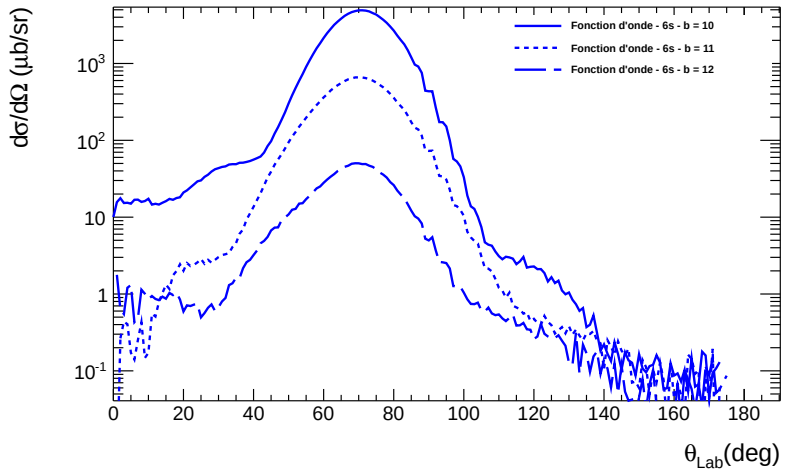


FIGURE 2.7 – *Distributions angulaires théoriques calculées avec le modèle TDSE pour la fonction d'onde 6s pour trois paramètres d'impact : en trait plein pour 10 fm, en trait pointillé pour 11 fm et en trait tireté pour 12 fm.*

considérée.

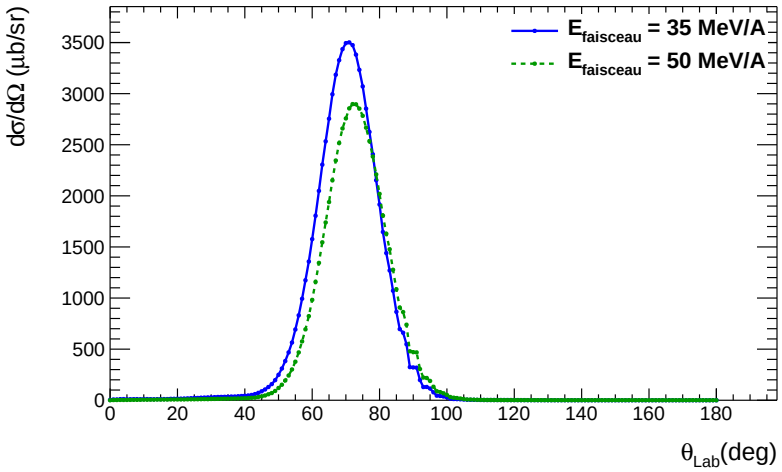


FIGURE 2.8 – *Distributions angulaires théoriques calculées avec le modèle TDSE pour la fonction d'onde 6s pour des paramètres d'impact allant de 9.5 fm à 11.5 fm et pour deux énergies faisceau : à 35 MeV/A en trait plein bleu et à 50 MeV/A en trait pointillé vert.*

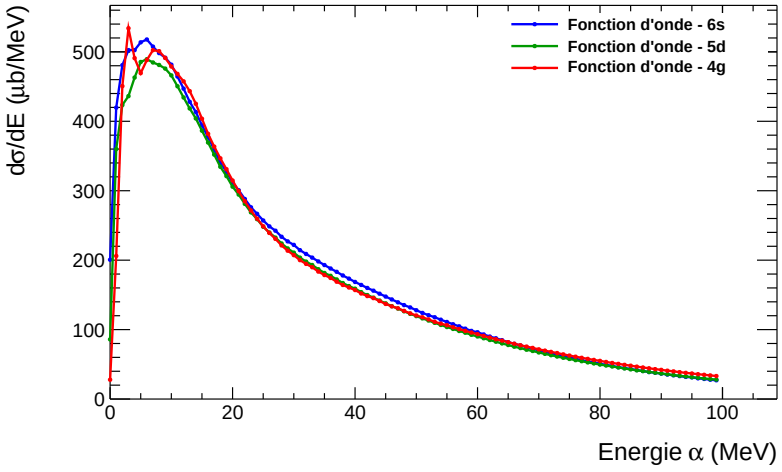


FIGURE 2.9 – *Sections efficaces en énergie calculées avec le modèle TDSE. En bleu, la fonction d'onde 6s, en vert, la fonction d'onde 5d et en rouge la fonction d'onde 4g pour le « cluster » α dans le ^{40}Ca.*

2.2.2 Résultats pour le noyau d'^{40}Ar

En se plaçant en cinématique inverse nous avons pu également extraire les distributions angulaires et en énergie pour des « clusters » α présents dans le noyau d'^{40}Ar. La forme des distributions angulaires est complétement différente

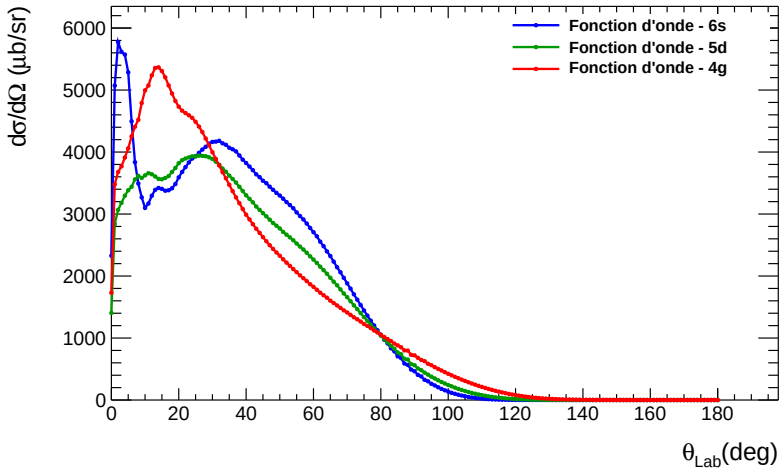


FIGURE 2.10 – *Distributions angulaires théoriques calculées avec le modèle TDSE. En bleu, la fonction d'onde 6s, en vert, la fonction d'onde 5d et en rouge la fonction d'onde 4g représentant le « cluster » α dans l'^{40}Ar.*

de celle obtenue pour le ^{40}Ca. Dans le premier cas (cf. Fig. 2.10), la particule α est émise au continuum en vol alors que pour le second cas (cf. Fig. 2.6), le « cluster » est arraché à la cible au repos. De ce fait, la probabilité d'émission est maximale à de petits angles dans le référentiel du laboratoire (entre 5° et 20°).

Du fait de la vitesse initiale du projectile, les particules α émises seront plus énergétiques comme nous pouvons le remarquer sur la figure 2.11.

2.3 Résumé et limitations du modèle TDSE

Le calcul TDSE peut se résumer en quatre étapes (cf. Fig. 2.12).

Comme nous l'avons déjà mentionné, le modèle TDSE est sensible au paramètre d'impact et à l'énergie du faisceau incident : la probabilité d'émission par cassure nucléaire décroît avec l'augmentation de ces deux paramètres. Pour le paramètre d'impact, il est donc nécessaire de justifier que la valeur maximale choisie permette d'obtenir des résultats négligeables comparés aux autres valeurs utilisées dans

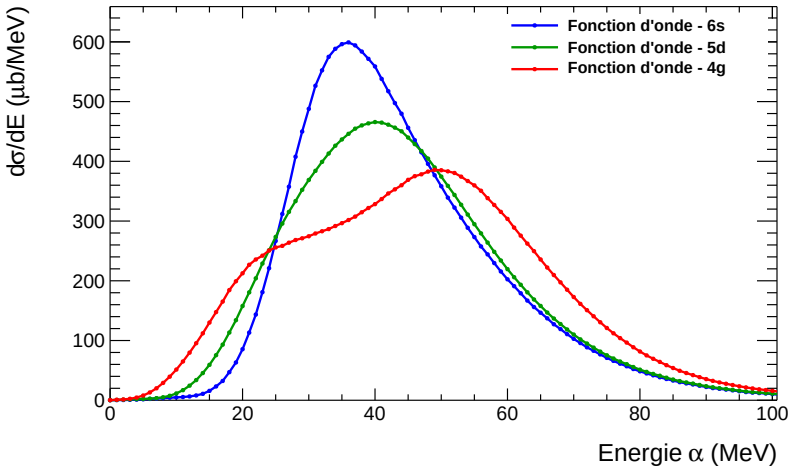


FIGURE 2.11 – *Sections efficaces en énergie calculées avec le modèle TDSE. En bleu, la fonction d'onde 6s, en vert, la fonction d'onde 5d et en rouge la fonction d'onde 4g du « cluster » α dans l'*^{40}Ar.

le calcul. Quant à l'énergie faisceau, elle est fixée lors de l'expérience. Ces deux paramètres sont donc contrôlés.

Le modèle TDSE suppose un « cluster » évoluant dans un champ moyen et pouvant occuper que certaines orbitales autorisées. Toutefois, une description plus réaliste serait de prendre en considération l'interaction à trois corps : entre la cible, le projectile et la particule α. En outre, du fait que les nucléons du cœur occupent déjà certaines orbitales, le « cluster » ne peut occuper que certains niveaux permis par le principe de Pauli ou autrement dit, le « cluster » ne ressent pas complètement la profondeur du potentiel de champ moyen mais qu'une partie plus faible. En d'autres termes, la particule α est moins liée dans le noyau-cible du fait de la présence des nucléons du cœur. Or, l'énergie de liaison est un paramètre qui influe sur la probabilité d'émission : plus cette première sera faible et plus grande sera la seconde. Dans le modèle TDSE, nous considérons la profondeur du puits de potentiel qui doit reproduire l'énergie de liaison d'une particule α dans le noyau de ^{40}Ca. Une approche basée sur une transformation supersymétrique [64, 65, 66, 67] du champ moyen permettrait de calculer l'interaction entre un « cluster » et un cœur tout en prenant en compte le principe de Pauli de façon naturelle et non inhérente ou empiriquement comme nous le faisons dans le modèle TDSE.

Enfin, lors de l'interaction entre le projectile et la cible, le potentiel de cette dernière peut être déformé. Ce phénomène doit donc être pris en compte dans le modèle TDSE car la déformation dans une direction entrainera une augmentation

du rayon du potentiel dans cette direction et donc la probabilité d'émission peut en être modifiée.

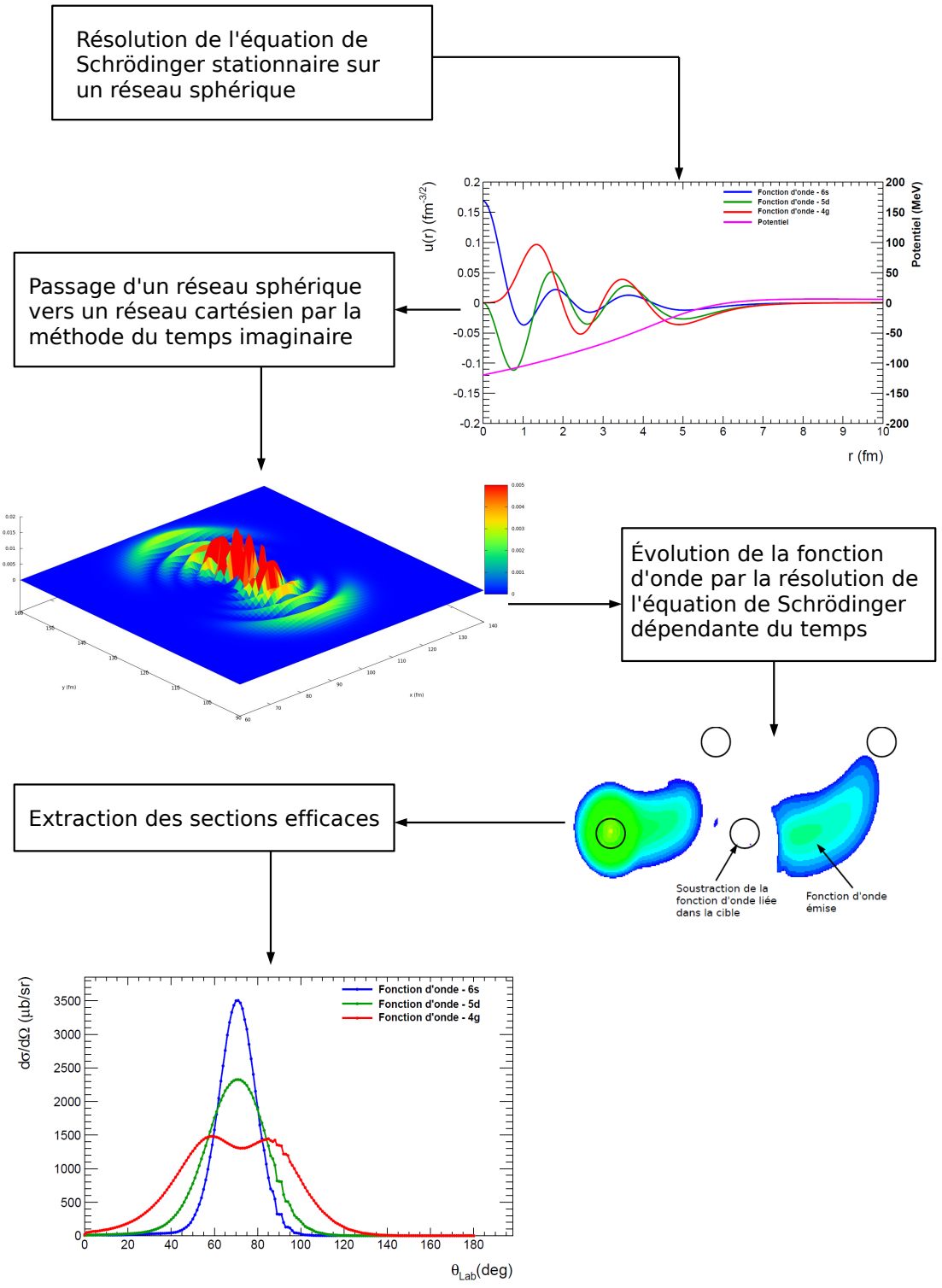


FIGURE 2.12 – *Résumé illustratif du calcul TDSE.*

CHAPITRE 3

Dispositif expérimental

Sommaire

3.1 Dispositif expérimental 55
3.1.1 Production du faisceau d'^{40}Ar 56
3.1.2 Cible de ^{40}Ca 57
3.1.3 Le Spectromètre à Perte d'Énergie du Ganil : SPEG . . 59
3.1.4 Les détecteurs MUST2 70
3.1.5 Le calorimètre EXL 77
3.2 La logique d'acquisition 79

Dans ce chapitre, dans un premier temps nous exposerons la méthode utilisée pour étudier la structure en « clusters » de particule α des noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar. Dans un second temps, nous décrirons les différents détecteurs utilisés, leurs caractéristiques et leurs dispositions géométriques. Enfin, nous présenterons la logique d'acquisition mise en œuvre durant cette expérience réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) en mai 2011.

3.1 Dispositif expérimental

L'expérience de cassure nucléaire du ^{40}Ca avec un faisceau d'^{40}Ar pour étudier la pré-formation de particules α dans ces deux noyaux a été réalisée au GANIL. Nous avons utilisé un faisceau stable d'^{40}Ar à 35 MeV/A et une cible de ^{40}Ca de 0.2 mg/cm^2 d'épaisseur. Au cours de l'interaction entre le faisceau et la cible, un



FIGURE 3.1 – *Photographie panoramique de la salle SPEG dans laquelle la chambre à cible est montrée sur la gauche (cercle rouge) et la détection du spectromètre sur la droite (rectangle bleu).*

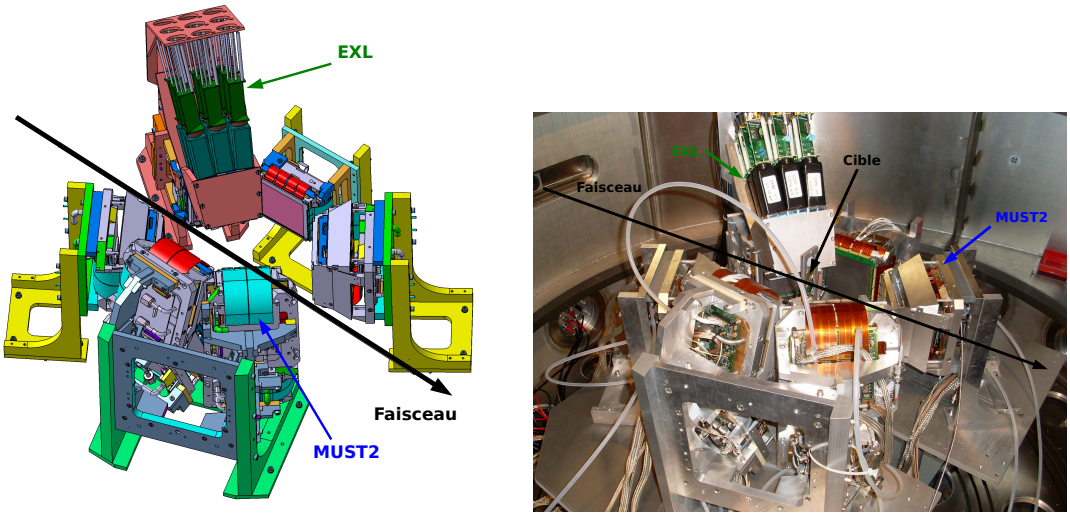


FIGURE 3.2 – *Schéma du dispositif expérimental : les détecteurs MUST2 sont situés tout autour de la cible à 150 mm de la cible, le prototype EXL se trouve à 52° du plan horizontal du faisceau et à 110 mm de la cible.*

nombre important d'ions lourds et d'isotopes (^{40}Ar, ^{42}Ar, ^{36}S, ^{38}Cl, etc.) et aussi de particules chargées (protons, deutons, α, etc.) seront produits.

Dans le cas de l'étude de la structure en « clusters » de particule α des noyaux

de ^{40}Ca et d'^{40}Ar, nous nous intéresserons respectivement à ces deux réactions :

$$\begin{aligned} {}^{40}\mathrm{Ar} + {}^{40}\mathrm{Ca} &\longrightarrow {}^{40}\mathrm{Ar} + {}^{36}\mathrm{Ar}^{*} + \alpha \\ {}^{36}\mathrm{Ar}^{*} &\xrightarrow{\gamma} {}^{36}\mathrm{Ar} \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} {}^{40}\mathrm{Ar} + {}^{40}\mathrm{Ca} &\longrightarrow {}^{40}\mathrm{Ca} + {}^{36}\mathrm{S}^{*} + \alpha. \\ {}^{36}\mathrm{S}^{*} &\xrightarrow{\gamma} {}^{36}\mathrm{S} \end{aligned}$$

Le spectromètre SPEG permettra d'identifier l'^{40}Ar ou le ^{36}S en voie de sortie et nous donnera également directement, de par ses propriétés optiques (cf. le paragraphe 3.1.3), l'énergie d'excitation du ^{40}Ca et l'impulsion du ^{36}S avec une grande précision.
Le multi-détecteur MUST2 (MUrs à STrips de 2ème génération) placé tout autour de la cible (cf. Fig. 3.2) nous permettra de discriminer les particules α des autres particules légères (protons, deutons, tritons, ^{3}He) produites durant l'interaction entre le faisceau et la cible. Les 8 modules MUST2 mesureront l'énergie ainsi que les angles d'émission des particules détectées.
Enfin, les photons émis par la décroissance des noyaux lourds résiduels, comme le ^{36}S* ou l'^{36}Ar*, seront détectés par le prototype EXL, un calorimètre composé de 18 cristaux de Iodure de Césium (CsI) (cf. Fig. 3.2).

Le rôle de chacun des détecteurs est résumé sur le schéma illustratif de la figure 3.3.

3.1.1 Production du faisceau d'^{40}Ar

Le faisceau d'^{40}Ar utilisé pour notre expérience est un faisceau stable. Il est produit à partir d'une source ECR (Electron Cyclotron Resonance Source). Le principe des sources ECR [68] est fondé sur l'ionisation par collisions électroniques. Un plasma est créé à partir d'un échantillon solide, liquide ou gazeux soumis à de haute température dans un four. Le plasma une fois créé sera confiné par la combinaison de champs magnétiques résultant d'un solénoïde (confinement axial) et de champs multi-polaires (confinement radial). Ensuite, un champ électrique dont la fréquence correspond à la résonance cyclotron électronique est appliqué dans le plasma. Les électrons vont ainsi gagner de l'énergie à chaque fois qu'ils passent dans une zone où le champ magnétique satisfait la relation suivante :

$$\omega_{ECR} = \frac{eB_{ECR}}{m_e} \tag{3.1}$$

où ω_{ECR} est la pulsation du champ électrique radio-fréquence, e et m_e, la charge et la masse de l'électron et B_{ECR} le champ magnétique appliquée dans le plasma.

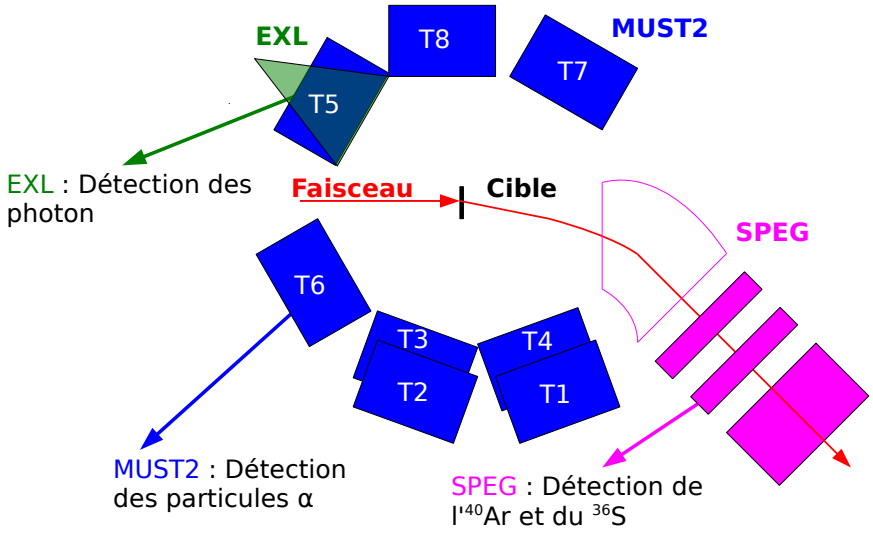


FIGURE 3.3 – *Dispositif expérimental.*

Les micro-ondes chauffent les électrons libres qui entrent ensuite en collision avec les atomes ou les molécules du gaz et provoquent leur ionisation. Ce type de source permet de produire avec une très grande efficacité des faisceaux stables d'état de charge élevé *i.e.* sans électrons ou avec très peu. Les ions sont ensuite pré-accélérés dans un cyclotron compact C01 ou C02 à quelques centaines de keV puis injectés dans le premier cyclotron à secteurs séparés CSS1 (cf. Fig. 3.4). Leur passage dans une feuille mince de carbone augmente leur état de charge. Dans notre cas, le faisceau était constitué d'$^{40}Ar^{18+}$ donc dépourvu d'électrons et d'$^{40}Ar^{17+}$ donc possédant un unique électron. Ils sont accélérés dans le second cyclotron à secteurs séparés CSS2. Leur énergie cinétique finale était de 35 MeV/A. Ce dernier est enfin envoyé dans les différentes salles expérimentales de l'installation. Par exemple, il peut être envoyé dans la salle LISE où il peut être fragmenté puis sélectionné pour produire un faisceau exotique. Dans notre cas, le faisceau était directement envoyé dans la salle SPEG. L'énergie de notre faisceau est de 35 MeV/A, son intensité est limité à environ 1 nAe soit 3.5×10^8 particules par seconde d'$^{40}Ar^{18+}$ et la fréquence entre les paquets de particules (ou autrement appelée Haute Fréquence, HF du cyclotron) est de 8.55 MHz soit une période de 117 ns.

3.1.2 Cible de ^{40}Ca

Pour étudier la structure du noyau de ^{40}Ca, nous avons utilisé une cible de calcium naturel de très grande pureté et de 0.2 mg/cm^2 d'épaisseur. La faible

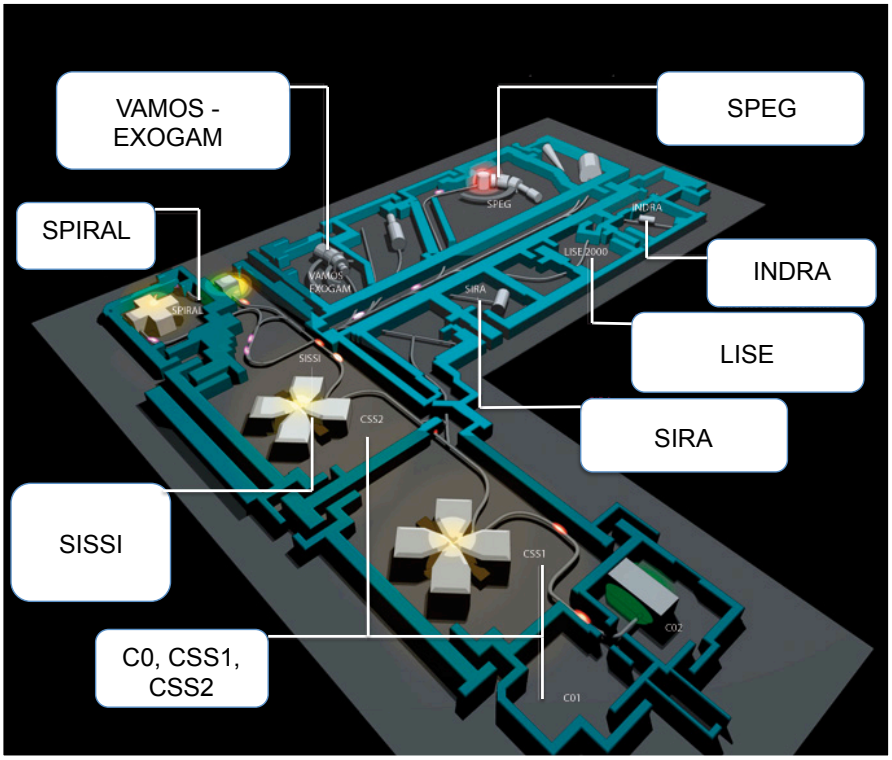


FIGURE 3.4 – *Schéma général du GANIL.*

épaisseur (1.30 μm) de cette cible permettant de limiter la dispersion en énergie (ou « straggling ») était compensée par l'intensité élevée du faisceau et permettait également de profiter pleinement de la résolution du spectromètre. La cible, facilement oxydable, était maintenue dans une petite enceinte remplie d'Argon avant d'être placée dans la chambre à cible du spectromètre initialement remplie d'Argon avant d'être mise sous vide.

L'armature du cadre du porte-cible a été usinée afin d'obtenir la plus petite épaisseur possible pour limiter l'ombre du porte-cible (les particules ne pouvant traverser quelques millimètres de laiton sans perdre énormément d'énergie) sur les détecteurs MUST2 (cf. Fig. 3.2). Le porte-cible comportait six emplacements (cf. Fig. 3.5). Durant l'expérience, la cible fut orientée de deux façons afin de limiter l'ombre du porte-cible sur certains modules MUST2 positionnés à des endroits d'intérêt. Dans un premier temps, le vecteur normal de la cible possédait un angle de 42.5° avec l'axe faisceau (cf. Fig. 3.6 (a)). La cible ombrageait ainsi les télescopes T6 et T7. Dans un second temps, la cible fut placée à 10° par rapport à l'axe faisceau (cf. Fig. 3.6 (b)). La cible ombrageait ainsi les télescopes T2, T3 et T8.

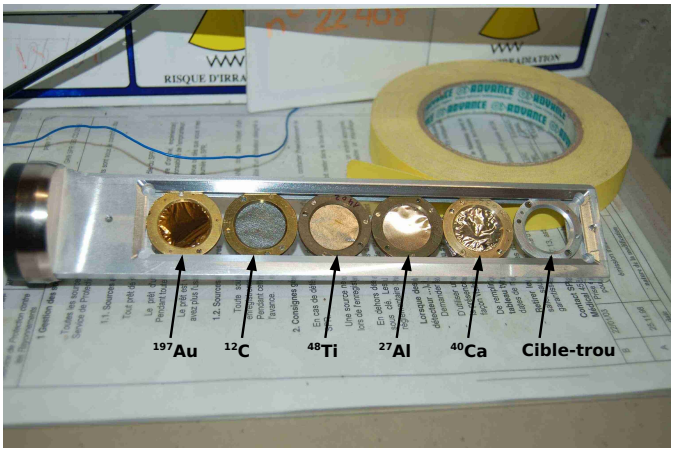
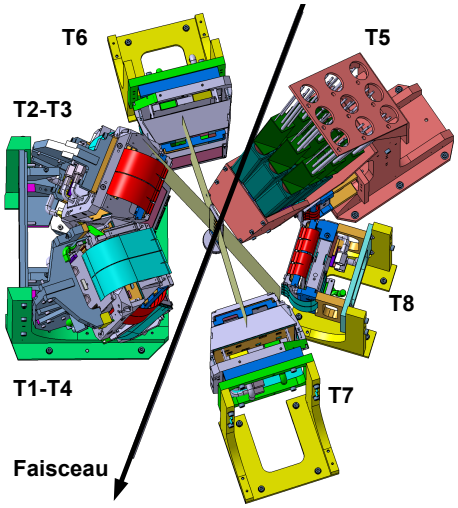
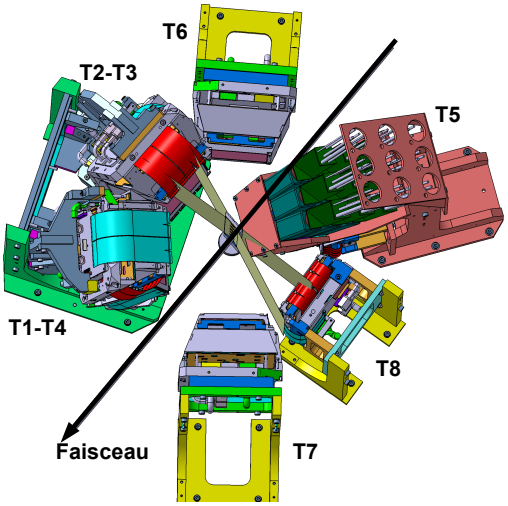


FIGURE 3.5 – *Porte-cible.*



(a) *Orientation de la cible à 42.5°.*



(b) *Orientation de la cible à 10°.*

FIGURE 3.6 – *Orientations de la cible utilisées durant l'expérience. L'ombre du porte-cible est symbolisée par les plans gris-marron.*

3.1.3 Le Spectromètre à Perte d'Énergie du Ganil : SPEG

Comme mentionné en début de ce chapitre, le spectromètre SPEG [69] a été utilisé dans cette expérience en mode dispersif sur cible pour identifier les ions de la voie de sortie et pour déterminer également leurs angles d'émission et l'énergie d'excitation de la cible avec une excellente résolution ($\frac{\Delta E}{E} = 2 \times 10^{-4}$).

Le spectromètre, mobile d'une ouverture angulaire horizontale de $\pm$ 2°, a été

placé à un angle de 3° par rapport à l'axe faisceau. Donc en pratique, les mesures ont été réalisées sur une plage de 1° à 5° dans le référentiel du laboratoire. SPEG couvre un angle solide de 4.88 msr et bénéficie d'une acceptance en moment de 7 %, ce qui correspond pour un noyau incident d'^{40}Ar à 35 A.MeV à une plage en énergie d'excitation de 197 MeV. Pour notre expérience la rigidité magnétique était de 1.8825 Tm (la rigidité magnétique maximale du spectromètre SPEG étant de 2.7 Tm).

SPEG est composé de deux chambres à dérive (permettant la reconstruction de la trajectoire des ions), d'une chambre d'ionisation (ou de Bragg mesurant la perte d'énergie du faisceau) et d'un plastique scintillant (mesurant l'énergie résiduelle des ions et fournissant un signal de déclenchement pour les coïncidences) que nous détaillerons dans la suite de ce paragraphe. Le principe d'un spectromètre à perte d'énergie sera également étudié.

3.1.3.1 Principes optiques d'un spectromètre à perte d'énergie

La discussion des propriétés et de l'utilisation de spectromètres est lié à un problème plus général, le transport de particules chargées. En physique des accélérateurs, il existe de fortes analogies entre les éléments magnétiques comme les dipôles (pour dévier le faisceau), les quadrupôles (pour focaliser le faisceau) et l'optique. Par exemple, chaque élément magnétique possède un point focal objet et image. Le détail des calculs de transport de particules sont détaillés par Mittig dans la référence [70].

La rigidité magnétique définie comme :

$$B\rho = \frac{p}{q} \tag{3.2}$$

où B est la champ magnétique, p est l'impulsion de l'ion, q sa charge et ρ le rayon de courbure permet de configurer les éléments magnétiques du spectromètre dont les deux dipôles magnétique D1 et D2 (cf. Fig. 3.7). Suivant la valeur du champ magnétique appliquée, les produits de réaction dont le rapport impulsion sur charge p/q sera différent ne suivront pas les mêmes trajectoires. Le spectromètre SPEG est couplé à un analyseur dont l'élément principal est le dipôle magnétique D3P qui assure le transport dispersif ou parallèle du faisceau jusqu'à la cible. L'action dispersive de l'analyseur sur les trajectoires correspondantes à différentes impulsions avant interaction avec la cible sera exactement compensée par les deux dipôles D1 et D2 du spectromètre configurés par les valeurs de rigidité magnétique appliquées. Autrement dit, dans ce cas présent où la position des ions dans le plan focal après la cible est indépendante de l'impulsion initiale et de l'angle initial de

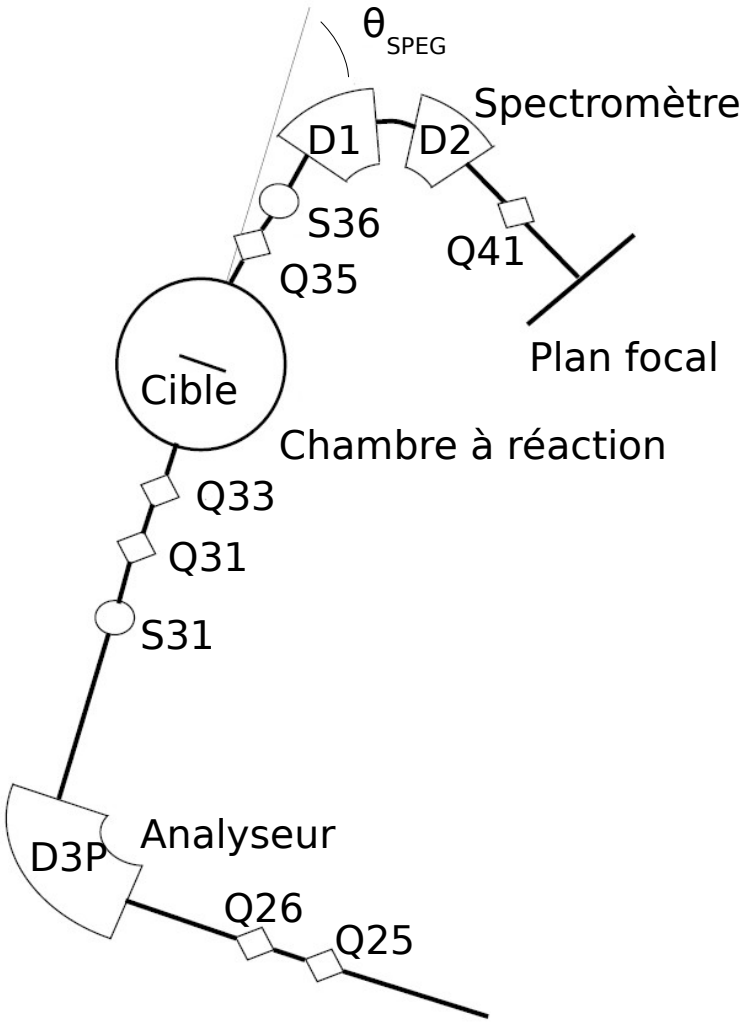


FIGURE 3.7 – *Schéma du spectromètre SPEG.*

l'ion, on dit que l'ensemble constitue alors un spectromètre achromatique.

La fonction de l'ensemble SPEG est de faire une mesure de la perte d'énergie des ions lors de leur interaction avec la cible indépendamment de leur impulsion initiale et de leur angle de diffusion. En mode dispersif, la résolution obtenue peut être meilleure que la dispersion en moment du faisceau (typiquement de l'ordre de $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-4}$) car la résolution ne va dépendre seulement que de la dispersion

en énergie due à l'épaisseur de la cible. Le faisceau interagit avec une cible située entre le point focal image du premier dipôle (D3P) et le point objet du second (combinaison de D1 et D2). L'ensemble achromatique permet de disperser les ions diffusés par la réaction dans le plan focal image de l'ensemble D1 et D2 en fonction de leur perte d'énergie dans la cible : chaque ion ayant perdu la même quantité d'énergie arrivera au même point au plan focal. Par exemple, tous les noyaux ayant diffusé de façon élastique avec la cible arriveront au même point F dans le plan focal (cf. Fig 3.8). Autrement dit, la position au plan focal est proportionnelle aux échanges d'énergie entre le faisceau et la cible, *i.e.* à l'énergie d'excitation dans les noyaux cible ou projectile. Finalement, si on veut connaître l'énergie d'excitation

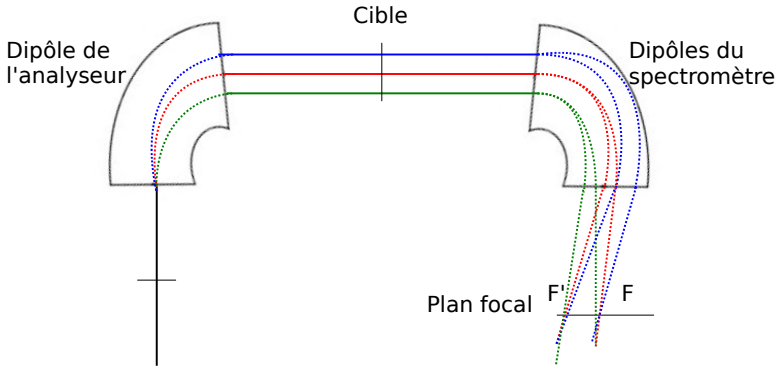


FIGURE 3.8 – *Principe d'un spectromètre à perte d'énergie. En mode dispersif, l'analyseur va disperser les ions du faisceau suivant leur différente impulsion (représentée par trois couleurs). L'action dispersive de l'analyseur sera compensée par le spectromètre et chaque ion ayant échangé la même énergie avec la cible sera focalisé au même point au plan focal.*

du système cible-projectile ou les impulsions des ions détectés, il faut déterminer la position (x_{foc}, y_{foc}) des noyaux dans le plan focal qui n'est pas connue et qui dépend du réglage de l'ensemble SPEG.

3.1.3.2 Les chambres à dérive

Ces détecteurs vont nous permettre de reconstruire la position (x_{foc}, y_{foc}) des ions dans le plan focal. Les deux chambres à dérive ont une dimension de 80 cm de largeur, 12 cm de hauteur et 10 cm d'épaisseur. Elles sont remplies de gaz isobutane (C_4H_{10}) à 20 mbar. Chacune d'elles est constituée d'une cathode, d'une grille de Frish, d'une cathode à pistes et de fils d'anode d'amplification de façon à créer une zone de dérive (entre la cathode et la grille de Frish) et une zone d'amplification (autour d'un fil d'anode).

Lorsqu'un ion traverse la chambre à dérive, il va ioniser le gaz contenu dans le détecteur. Les électrons produits seront guidés par le champ électrostatique créé entre la cathode de dérive portée à -2 kV et la grille de Frisch reliée à la masse. L'utilisation d'une grille de Frisch permet d'avoir une forme de signal indépendante du point de passage de l'ion dans la chambre. Ensuite, ces électrons produits seront attirés vers les fils d'amplification portés à un potentiel positif (+1 kV). Le champ autour de ces fils étant intense, il va se produire une ionisation en avalanche où de nombreuses paires d'ions-électrons seront créées. Sous l'effet du champ local, les ions positifs seront repoussés vers la grille de Frisch et vers la cathode à pistes (cf. Fig. 3.9). Le mouvement de ces ions induit sur les deux plans de pistes un signal dont la répartition est caractéristique de la position de l'avalanche. Il y a 128 pistes par plan, chacune d'entre-elles mesure 5.5 mm de large et 5 cm de long, l'intervalle entre chaque piste est de 0.5 mm. Les deux plans de pistes symétriques décalés d'une demi-piste évitent l'apparition de non linéarité dans la collecte des charges lorsque le nuage électronique se situe entre deux pistes. La charge induite sur chaque piste est lue par une électronique VXI de 512 voies.

Les chambres à dérive donnent une localisation en deux dimensions (x, y) de la trajectoire des particules incidentes (la position z de chacun des plans de pistes étant connue). La position x de l'ion pour chaque plan est obtenue par reconstruction du centre de gravité à partir des pistes touchées par la méthode de la sécante hyperbolique, méthode que nous décrirons dans le chapitre 4.
La position verticale y pour chaque plan est donnée par la mesure du temps de dérive des électrons produits par ionisation. Ce temps de dérive est mesuré à partir d'un détecteur rapide comme le plastique scintillant qui donnera le point de départ ($START$) de la mesure du temps de dérive t_i. L'électronique de la chambre à dérive donnera le point final ($STOP$) de mesure t_f. Ainsi, nous pourrons en déduire la position verticale suivant la relation suivante :

$$y = v_d(t_f - t_i) \tag{3.3}$$

où v_d est la vitesse de dérive des électrons constante et égale à 1 cm/μm sous un champ accélérateur de 1 kV/cm.
Chaque plan de pistes (deux par chambre à dérive) nous fournira la position des ions dans l'espace. Nous aurons ainsi quatre points de passage. Le plan focal du spectromètre SPEG se situant entre les deux chambres à dérive, la trajectoire du faisceau étant une droite et connaissant la coordonnée z_{foc} du plan focal, nous pourrons déterminer par une interpolation à quatre points la position x_{foc} et y_{foc} de chaque ion dans le plan focal.

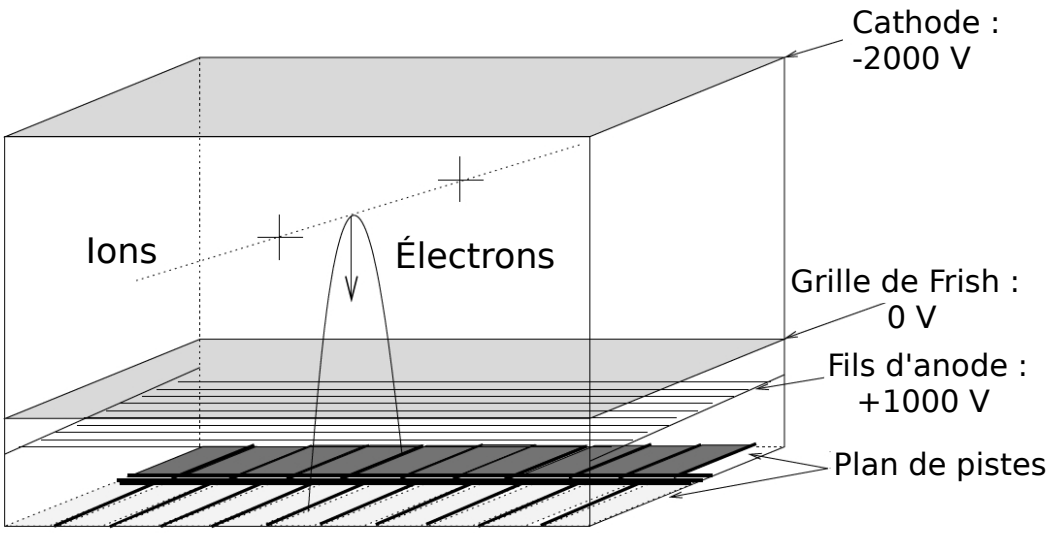


FIGURE 3.9 – *Schéma d'une chambre à dérive de SPEG.*

3.1.3.3 La chambre d'ionisation

La chambre à ionisation a pour fonction de déterminer le numéro atomique de l'ion la traversant. D'une taille d'environ 70 cm de large et de profondeur et 12 cm de haut, elle contient de l'isobutane (C_4H_{10}) à une pression d'environ 500 mbar et est constituée de 17 feuilles de mylar métallisées placées perpendiculairement au faisceau et séparées de 4.3 cm (cf. Fig. 3.10). Chaque compartiment, défini par un couple de feuilles, est relié à un pré-amplificateur. La particule chargée qui traverse la chambre y perd de l'énergie en ionisant le gaz. Les électrons produits dérivent sous l'effet d'un champ électrostatique entre la cathode portée à 2 kV et l'anode à la masse. Chaque compartiment étant petit, le temps de dérive des électrons libérés est limité et les recombinaisons minimisées augmentant ainsi considérablement l'efficacité de détection de la chambre de Bragg. Les électrons vont induire un signal sur l'anode qui est caractéristique de la perte d'énergie des ions dans le gaz et donc à son numéro atomique :

$$z \propto \sqrt{\Delta E \times E} \tag{3.4}$$

où ΔE est la perte d'énergie et E l'énergie de l'ion (mesurée par le plastique scintillant, cf. paragraphe 3.1.3.4).

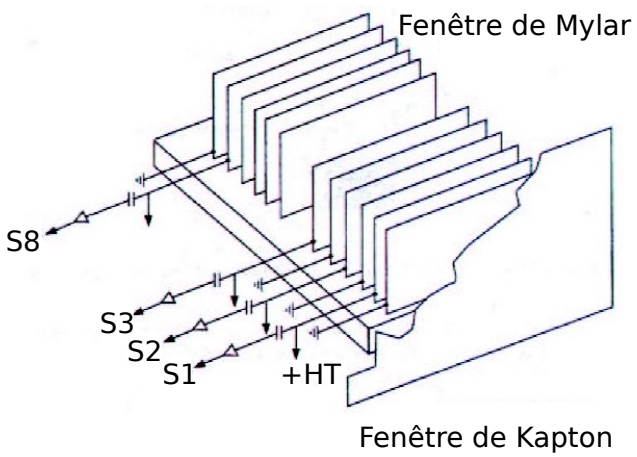


FIGURE 3.10 – *Chambre à ionisation du plan focal de SPEG.*

3.1.3.4 Le détecteur Plastique scintillant

Le détecteur plastique du SPEG est un détecteur à scintillations de type NE102A (réponse rapide : $\tau = 2.4$ ns) de 72 cm de large, 15 cm de haut et 2 cm d'épaisseur et situé à 15.936 m de la cible. Il a pour fonction de mesurer l'énergie résiduelle de l'ion et de donner un temps de déclenchement ($START$) ou de fin ($STOP$) pour l'acquisition.

Les ions qui traversent le plastique excitent les molécules de ce dernier qui se désexcitent ensuite en émettant des photons [71]. Deux photomultiplicateurs (ou PM) situés à chacune des extrémités du plastique mesurent les photons émis par le plastique scintillant. La mesure en énergie de ces photons nous permettra de déterminer l'énergie résiduelles des ions. Au final, on obtient deux signaux de sortie : pour le côté droit $EPLD$ (pour Énergie PLastique Droit) et pour le côté gauche $EPLG$ (pour Énergie PLastique Gauche) proportionnels à l'énergie résiduelle du fragment qui est arrêté dans le plastique. La résolution en temps de 350 ps permet également de faire des mesures de temps de vol des ions par rapport à la Haute Fréquence (HF) du cyclotron CSS2. Cette mesure donne accès à la masse m des ions qui sont arrêtés dans le plastique. En effet, en régime non relativiste connaissant l'énergie E, le temps de vol t_{vol} et la distance de vol d_{vol}, on peut déterminer la masse m de l'ion suivant la relation :

$$m = \frac{2E}{v^2} = 2E\left(\frac{t_{vol}}{d_{vol}}\right)^2. \tag{3.5}$$

Dans la pratique, cette méthode de détermination de la masse d'un ion n'est pas très précise (du fait de l'imprécision de la distance de vol par exemple) et n'est

pas utilisée.

3.1.3.5 Identification des ions

En résumé, avec le spectromètre SPEG, on mesure indépendamment quatre grandeurs :

- la rigidité magnétique $B\rho$,
- le temps de vol t_{vol} de la particule sur une longueur d_{vol},
- la perte d'énergie ΔE de la particule dans la chambre d'ionisation,
- l'énergie déposée E par la particule dans le plastique.

À partir de ces grandeurs, nous pouvons en déduire :

- le rapport masse sur charge m/q obtenu avec une bonne précision grâce à la dispersion magnétique du spectromètre :

$$\frac{m}{q} = \frac{B\rho}{v} = \frac{B\rho(t_{vol})}{d_{vol}}, \tag{3.6}$$

- une mesure de la masse grâce à l'énergie et au temps de vol de la particule, souvent moins précise (car elle ne bénéficie pas du pouvoir dispersif du spectromètre) :

$$m = \frac{2E}{v^2} = 2E\left(\frac{t_{vol}}{d_{vol}}\right)^2, \tag{3.7}$$

- le numéro atomique par la perte d'énergie dans la chambre et l'énergie totale déposée dans le plastique :

$$z \propto \sqrt{\Delta E \times E}. \tag{3.8}$$

Ainsi, nous pouvons identifier chaque ion de masse différente, de numéro atomique différent et d'état de charge différent (identification de l'$^{40}Ar^{18+}$ et de l'$^{40}Ar^{17+}$ par exemple).

3.1.3.6 Électronique de SPEG

L'électronique du spectromètre SPEG utilise deux standards pour le traitement et la numérisation des signaux issus des différents détecteurs :

- NIM pour la chambre d'ionisation et le plastique scintillant,
- VXI (VME standard eXtension for Instrumentation) taille D pour les deux chambres à dérive.

Standard NIM Lorsqu'un ion est détecté par SPEG, *i.e.* ce qu'on appelle un évènement, l'électronique associée va enregistrer 13 paramètres bruts :

- pour la chambre d'ionisation : le signal de la perte d'énergie appelé signal anode *AN*,
- pour le plastique : l'énergie résiduelle laissée par l'ion mesurée par le photo-multiplicateur (PM) gauche et droit *EPLD* et *EPLG* et les temps mesurés par les deux PM par rapport au signal Haute Fréquence du cyclotron (HF) *TPLD* et *TPLG*,
- pour les chambres à dérive, les charges induites sur les fils par les électrons de dérive *fil11*, *fil12*, *fil21* et *fil22* et les temps correspondants aux mesures de temps de dérive des électrons associés *tpsfil11*, *tpsfil12*, *tpsfil21* et *tpsfil22*.

L'électronique associée à SPEG est représentée sur la figure 3.11. Les différentes abréviations utilisées sont résumées dans le tableau 3.1 [71]. Le principe de l'électronique des chambres à dérive et du plastique est de fournir au GMT (module de déclenchement spécifique qui autorise le traitement, l'acquisition et l'enregistrement des données, cf. paragraphe 3.2) :

- un signal de déclenchement : le signal temps du plastique (*TPLD*) conditionné par la « HF propre »,
- d'enregistrer les évènements provenant des chambres à dérive en coïncidence avec le temps d'acquisition (ou le complémentaire du temps mort : ¬ TM) et le signal temps du plastique (*TPLD*) conditionné par la « HF propre » (nous nous intéressons donc aux évènements détectés dans les chambres à dérives et dans le plastique).

La « HF propre » est un signal qui est obtenu de la manière suivante. Le signal *TPLD* est envoyé dans un CFD puis élargi à environ 100 ns, la Haute Fréquence du CSS2 également. On effectue un premier *ET* logique entre les deux signaux sortant des CFD, puis on effectue un deuxième *ET* entre le premier *ET* élargi de 100 ns et le signal HF retardé d'une demi-période. La « HF propre » permet de stopper le TAC seulement quand un signal de départ a été émis. De plus, grâce au second *ET* logique, le front de montée du signal est toujours synchrone de la HF (cf. Fig. 3.12).

Standard VXI Les signaux de toutes les pistes sont traités par des cartes VXI taille D de modèles SMP128X, similaires à celles qui équipent le détecteur MUST1 [72]. Chaque carte code 128 voies sur 13 bits. Le codage est déclenché par un signal externe. En l'occurrence, le déclenchement est fait par le signal des fils de la chambre, conditionné par le plastique de SPEG. Le codage n'est réalisé que si la fenêtre de validation est ouverte lorsque le point de validation est donné. Le

PLD/G	PLastique Droit/Gauche
TPLD/G	Temps PLastique Droit/Gauche
Fil11	Fil du 1er plan de piste de la 1ère chambre à dérive
Fil12	Fil du 2ème plan de piste de la 1ère chambre à dérive
Fil21	Fil du 1er plan de piste de la 2ème chambre à dérive
Fil22	Fil du 2ème plan de piste de la 2ème chambre à dérive
FI/FO	Fan In/Fan Out
CFD	Discriminateur à Fraction Constante
ADC	Convertisseur d'Amplitude Numérique
QDC	Convertisseur de Charge Numérique
TAC	Convertisseur Temps-Amplitude
HF	Haute Fréquence
Coincidence	Module de coïncidence
Gate and Delay	Module de porte et retard
Track and Hold	Module de mémorisation d'une valeur
Amplifier	Amplificateur lent
AFR2	Amplificateur rapide
CDM	Module de codage des chambres à dérive
GMT (Ganil Master Trigger)	Module de déclenchement spécifique

TABLE 3.1 – *Résumé des abréviations utilisées dans la description de l'électronique de SPEG.*

codage s'effectue en deux étapes. Le signal est tout d'abord mis en forme par un amplificateur filtre. Un système bloqueur (Track and Hold) maintient ensuite la hauteur du signal, à partir d'un instant fixé par rapport à l'arrivée du déclenchement initial. Un générateur de porte, propre à 64 voies par carte SMP, détermine cet instant. Il est donc nécessaire de régler deux largeurs de porte pour chaque carte afin que le blocage se fasse au maximum du signal.
Les données issues des pistes sont traités par un DSP (Digital Signal Processor) qui permet trois modes de fonctionnement différents :

- Le mode brut, où toutes les données issues des pistes sont transmises à l'acquisition sans aucun traitement. Ce mode est utilisé essentiellement pour l'étalonnage des chambres à dérive.
- Le mode à seuil, où seules les données supérieures à un seuil fixé par l'util-

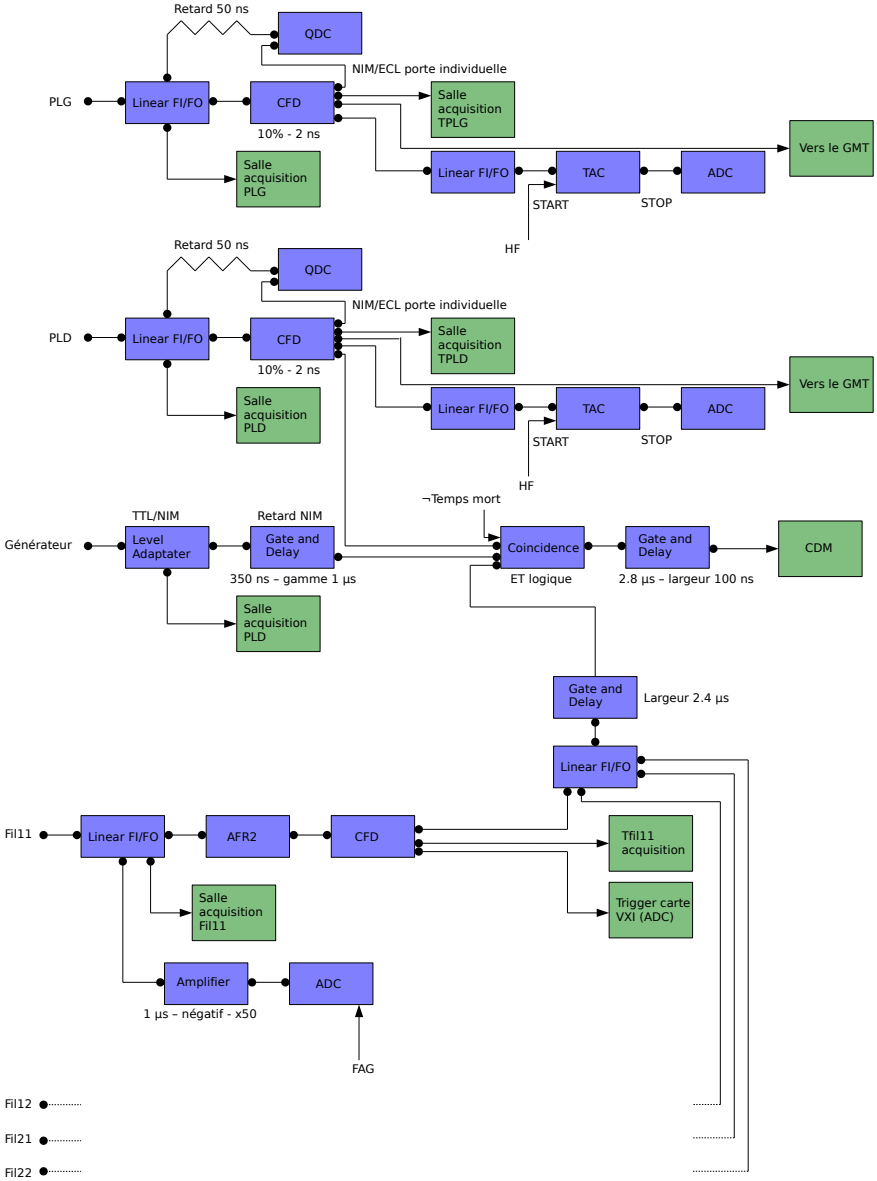


FIGURE 3.11 – *Schéma électronique de SPEG.*

isateur sont transmises à l'acquisition.

– Le mode calibré à seuil, où les données des pistes sont étalonnées et transmises si elles sont supérieures à un seuil donné. Le rôle de l'étalonnage est d'ajuster, par une transformation affine, les gains entre les différents préamplificateurs qui équipent les chambres. Les coefficients d'étalonnage sont

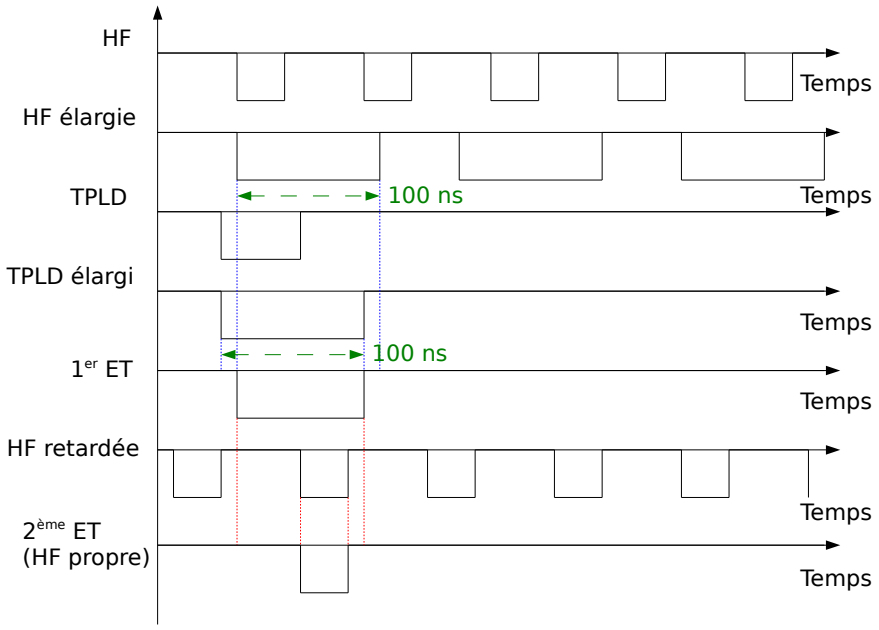


FIGURE 3.12 – *Chronogramme récapitulatif du signal « HF propre ».*

ensuite stockés dans le DSP. C'est ce dernier mode qui a été utilisé en expérience. La connaissance des gains de chaque piste de chaque plan de chaque chambre à dérive est nécessaire pour pouvoir comparer entre elles les charges codées. L'étalonnage des gains s'effectue avec un générateur d'impulsions dont l'amplitude est variable. Le générateur délivre une certaine tension aux fils d'anode qui va induire un signal sur les plans de pistes suivant le même principe exposé dans le paragraphe 3.1.3.2. La même opération est réalisée pour plusieurs amplitudes du signal du générateur, ce qui permet, par ajustement linéaire, de déterminer le gain de chaque piste.

3.1.4 Les détecteurs MUST2

Les détecteurs MUST2 (MUrs à STrips de 2ème génération) ont été utilisés pour la détection de particules chargées ainsi que la mesure de leurs angles d'émission et de leurs énergies [73]. Ce multi-détecteur a été développé par l'IPN Orsay, le CEA Saclay et le GANIL pour l'étude des réactions directes menées en cinématique inverse. Il succède à MUST1 [72] dont il améliore grandement les performances (meilleur granularité, surface de détection plus grande, compacité) tout en conservant le même principe de détection. Actuellement, le projet GASPARD (GAmma

Spectroscopy and PARticle Detector) conduit par l'IPN, le CEA, l'université de Huelva, l'université de Padoue et BARC a pour but de concevoir et développer la nouvelle génération de détecteur de particules chargées (détecteur 4π, analyse de forme du signal PSA, haute granularité, détection de particules légères chargées et de photons).

Durant notre expérience, nous avons utilisé les 8 télescopes (ou modules) MUST2. Chaque module, d'une surface de 10×10 cm^2, peut posséder jusqu'à trois étages de détection (cf. Fig. 3.13) :

- la face d'entrée est un silicium à pistes chargé de mesurer l'énergie, le temps et la position grâce à 128 pistes en X et en Y,
- le second étage est composé de deux détecteurs silicium dopés au lithium Si(Li), segmentés en 8 pads chacun et chargés de mesurer l'énergie,
- le dernier étage contient 16 cristaux d'iodure de césium CsI dopés au thallium utilisés pour mesurer l'énergie.

Ces trois étages permettent l'identification en $\Delta E - E$ des particules assez énergétiques pour traverser le premier étage, et en énergie-temps de vol pour les autres. Le déclenchement ($START$) est donné par le détecteur lui-même et le signal de fin de déclenchement ($STOP$) est donné par un autre détecteur rapide de type plastique ou CATS (dans le cas de notre expérience, ce fut le signal $TPLD$ du plastique de SPEG conditionné par le signal « HF propre »).

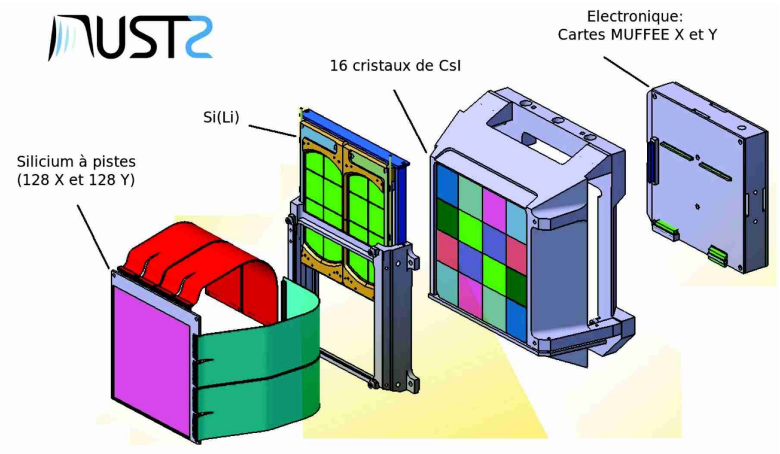


FIGURE 3.13 – *Vue éclatée d'un télescope MUST2 avec ses trois étages de détection et son électronique associée.*

3.1.4.1 Silicium à pistes

Le premier étage est constitué d'un détecteur silicium à pistes double face ou DSSD (Double Sided Silicon Detector) de 300 ± 5 μm construit par la société Micron (cf. Fig. 3.14). Les pistes des deux faces sont perpendiculaires et chacune

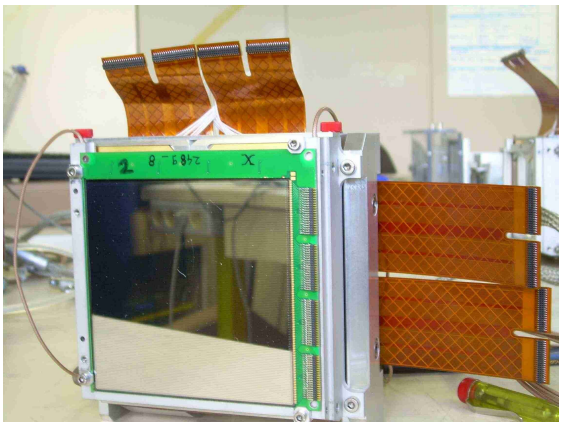


FIGURE 3.14 – *Premier étage silicium à piste (DSSD) des MUST2.*

comporte 128 pistes de 0.7 mm de large séparées d'un inter-piste de 0.06 mm. Une couche d'aluminium de 400 ± 100 nm d'épaisseur est déposée sur chaque face du détecteur, cette zone morte est à prendre en compte lors de l'étalonnage en énergie.

Le détecteur silicium MUST2 fonctionne suivant le principe décrit ci-après : lorsqu'une particule traverse ou s'arrête dans le silicium, elle dépose son énergie en créant des paires électrons-trous. Le champ électrique appliqué au silicium fait dériver les charges vers chaque face où elles sont collectées par les pistes. Grâce aux 128 pistes en X et en Y, le premier étage permet de mesurer l'énergie, le temps et la position des particules incidentes avec respectivement une résolution (LTMH) en énergie de l'ordre de 40 keV pour une source $3-\alpha$ (^{239}Pu, ^{241}Am, ^{244}Cm), une résolution (LTMH) en temps de 500 ps et une résolution (LTMH) en position ou angulaire de 0.298° pour des modules situés à 15 cm de la cible.

3.1.4.2 Silicium Lithium

Le deuxième étage est constitué de deux détecteurs de Si(Li) de 4.5 mm d'épaisseur. Il est constitué de détecteurs de 92×48 mm^2 segmentés chacun en 8 pads de 2.5×2.5 mm^2 dans un même ensemble mécanique (cf. Fig. 3.15). Ils sont placés à 17 mm des DSSD. Ce deuxième étage permet de déterminer l'énergie résiduelle des particules ayant traversé le premier étage avec une résolution (LTMH) d'environ 150 keV déterminée avec une source $3-\alpha$ [74]. La surface active du deuxième

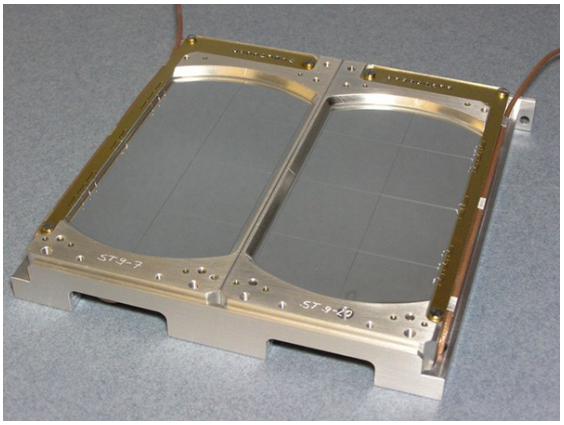


FIGURE 3.15 – *Deuxième étage Si(Li) des MUST2.*

étage représente 68 % du premier étage.
Deux types de détecteurs Si(Li) sont utilisés sur les modules MUST2 :

- Les premiers ont été fabriqués par Juelich ForschungZentrum dont l'électronique est entièrement intégrée à l'électronique de MUST2.
- Les seconds ont été fabriqués par l'IPN d'Orsay dont l'électronique n'est pas rattachée à celle de MUST2. En outre, la résolution en énergie de ces Si(Li) est sensiblement moins bonne que celle des Si(Li) Juelich.

Durant notre expérience, nous avons utilisé les quatre Si(Li) Juelich situés sur les télescopes T1 à T4 et les deux Si(Li) d'Orsay, situés sur les télescopes T5 et T8, qui ne fonctionnèrent pas (cf. tableau 3.2).

3.1.4.3 Les cristaux de CsI

Le troisième étage est composé de 16 cristaux de CsI de 4 cm d'épaisseur situé à 3 cm du deuxième étage. Chaque cristal, de forme trapézoïdale, a une face d'entrée de 30×30 mm^2 et est recouvert par une feuille de mylar aluminisée afin de l'isoler optiquement en réfléchissant la lumière (cf. Fig. 3.16). Chaque cristal est couplé à une photodiode, lue avec la même électronique que les détecteurs silicium. Les cristaux de CsI permettent de mesurer l'énergie complémentaire des particules incidentes jusqu'à 200 MeV. Contrairement au détecteur Si(Li), le troisième étage offre un excellent recouvrement géométrique avec le premier étage de détection. Leur résolution (LTMH) avec une source alpha est cependant moins bonne que celle des Si(Li) et est donnée par la relation suivante [75] :

$$\Delta E_{CsI} = 2\sqrt{2ln(2)}\sigma_{CsI} = 0.188\sqrt{E_{CsI}}. \tag{3.9}$$

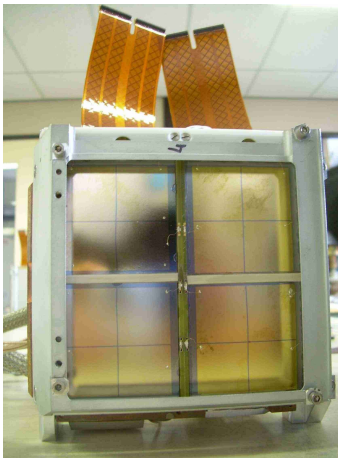


FIGURE 3.16 – *Troisième étage CsI des MUST2.*

Il n'existe que 6 étages de CsI (cf. tableau 3.2) que nous avons placés sur les télescopes T1 à T4 (en troisième étage) et sur les télescopes T6 et T8 (en deuxième étage).

3.1.4.4 Électronique de MUST2

L'électronique de MUST2 est basée sur des ASICs (Application Specific Integrated Circuits) nommés MATE (MUST2 Asic Time and Energy) [76]. Ce composant électronique très compact permet de traiter 16 voies (temps et énergie) délivrées par le détecteur. Deux cartes MUFEE (MUST Front End Electronics), situées à l'arrière de chaque télescope, permettent de traiter les 128 pistes X et les 128 pistes Y des DSSD, ainsi que les 16 voies correspondant aux Si(Li) et aux 16 voies des CsI. Pour cela, chaque carte MUFEE contient 9 MATE. Ces informations sont véhiculés par multiplexage en dehors de la chambre de réaction vers une carte MUVI placée dans un châssis VXI taille C. La carte traite les données de 4 télescopes (alignement et suppression des piédestaux et signal de déclenchement entre autres) et effectue la conversion analogique numérique. Chacun des MATE envoie le signal analogique à la carte MUVI qui permet de coder le signal sur 16384 canaux. Les voies Y, d'une polarité négative, sont codées entre 0 et 8192 tandis que les voies X, d'une polarité positive, sont codées entre les canaux 8192 et 16384.

Toute chaîne électronique possède un certain niveau de bruit qui se manifeste dans les codeurs par un signal de faible amplitude appelé piédestal. À chaque fois qu'une piste détecte un signal d'intérêt, l'électronique de MUST2 enregistre le signal de toutes les autres pistes correspondant à leur piédestal. Enregistrer les

informations de l'ensemble de ces voies à chaque événement implique un temps mort de l'acquisition beaucoup trop important. Pour pallier ce problème, avant de commencer l'expérience, les piédestaux des différentes voies sont donc mesurés et alignés entre eux dans le DAS (Data Acquisition System) autour du canal 8192 et sont supprimés.

Sur la voie énergie, le signal est filtré pour minimiser les bruits électroniques et ainsi optimiser la résolution. L'amplitude du signal de sortie est mémorisée dans une capacité (système Track and Hold), en attente d'un ordre de lecture (donné par exemple par SPEG). La constante de temps du filtre, 1 μs pour le premier étage et 3 μs pour le deuxième et le troisième, induit une intégration du signal. L'amplitude mémorisée correspond à l'énergie de la particule. La voie temps a deux objectifs : déterminer la voie déclencheuse et mesurer le temps de vol de la particule. Le signal est d'abord filtré pour optimiser la résolution. La constante de temps du filtre n'est que de 30 ns. Il passe ensuite par un discriminateur de type « leading-edge » : si le signal franchit un seuil prédéfini, un signal logique *START* déclenche le TAC pour la mesure du temps de vol, et un signal de requête de lecture est envoyé en sortie de l'ASIC. La conversion du TAC s'arrête sur un signal *STOP* externe à l'électronique MUST2 (par exemple un détecteur plastique, dans notre cas le plastique de SPEG conditionné par le signal « HF propre »).

L'électronique embarquée produit de la chaleur (450 mW pour chaque ASIC et 2 W pour chaque MUFEE soit 12 W pour un télescope) qui s'évacue difficilement dans l'enceinte sous vide. Afin de maintenir une température constante de fonctionnement, chaque télescope est relié à un tuyau (cf. Fig. 3.17) où circule un liquide (mélange mi-alcool mi-eau) dont la température est contrôlée par un système réfrigérant (température de fonctionnement d'environ 0°C).

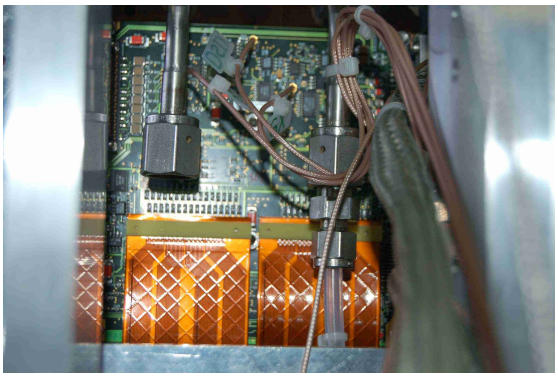


FIGURE 3.17 – *Système de refroidissement de MUST2.*

3.1.4.5 Configuration des modules MUST2

Durant l'expérience, nous avons utilisé les 8 modules répartis tout autour de la cible (cf. Fig. 3.18). Afin de détecter avec la plus grande efficacité possible les

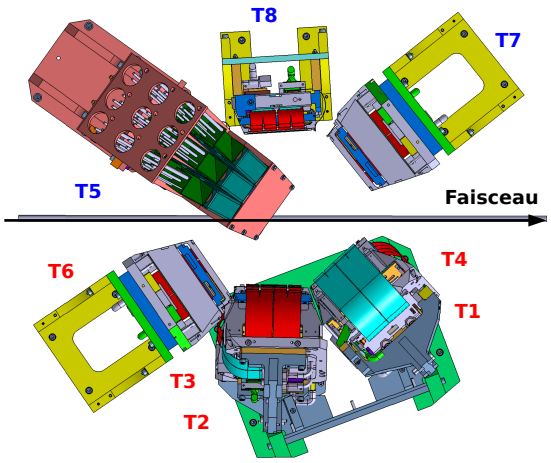


FIGURE 3.18 – *Configuration des modules MUST2.*

T1	T2	T3	T4
DSSD + Si(Li) + CsI	DSSD + Si(Li) + CsI	DSSD + Si(Li) + CsI	DSSD + Si(Li) + CsI
T5	T6	T7	T8
DSSD + Si(Li) Orsay	DSSD + CsI	DSSD + CsI	DSSD + Si(Li) Orsay

TABLE 3.2 – *Configuration des MUST2.*

particules α du noyau de ^{40}Ca provenant du mécanisme de « Towing Mode » (cf. paragraphes 2.2.1, la probabilité d'émission est maximale pour des angles dans le référentiel du laboratoire compris entre 50° et 100°), nous avons placé un bloc de 4 modules du côté droit de la cible, sur un intervalle angulaire compris entre 30° et 120°. Pour ces 4 télescopes, nous avons utilisé les 3 étages de détection afin d'avoir la meilleure résolution en énergie possible (cf. tableau 3.2).
Enfin, pour la détection des particules α provenant du noyau d'^{40}Ar qui seront émises vers des angles avant du côté gauche de la cible (cf. paragraphes 2.2.2, entre 0° et 60° dans le référentiel du laboratoire), nous avons placé le module T7 dont l'ouverture angulaire est comprise entre 30° et 80°. À cause du taux comptage

déjà très important de ce module (environ 3900 évènements/seconde), nous n'avons pas pu placer de télescope plus en avant.
Les trois derniers modules (T5, T6 et T8) de MUST2 ont été placés à l'arrière de la cible.

3.1.5 Le calorimètre EXL

Le prototype de calorimètre EXL (EXotic nuclei studied in Light-ion induced reactions at the NESR storage ring) construit pour EXL à FAIR est dédié aux mesures de particules chargées et de photons. Ce prototype est constitué de 18 cristaux CsI dopés au Thallium (Tl) construits par la société AMCRYS [77]. Ces 18 cristaux sont associés à 9 photomultiplicateurs à deux voies Photonis XP14D5 [78] de forme carrée dont les surfaces d'appui comportent deux sorties : une sortie anode directe et une sortie où le signal d'anode passe par un préamplificateur de charge Cremat CR113 [79] (cf. Fig. 3.19). Les signaux de sortie de ces préamplificateurs de charge possèdent un temps de montée très faible, d'environ 1 ns et décroissent ensuite sous forme exponentielle avec un temps de descente de 50 μs. Les cristaux

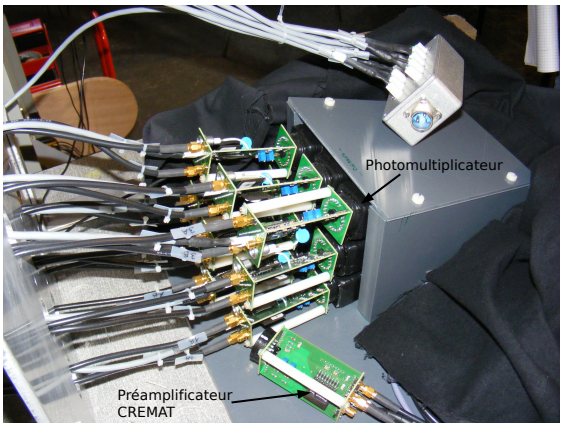


FIGURE 3.19 – *Calorimètre EXL : préamplificateurs de charge Cremat CR113 et photomultiplicateurs.*

de CsI(Tl) sont des trapézoïdes tronqués sur la face arrière suivant un angle de 2.81°. La longueur du cristal est de 110 mm, les faces avant et arrière mesurent respectivement 415 mm^2 et 718 mm^2. Des amplificateurs spectroscopiques bas bruit programmables CAEN N568B [80] à 16 voies convertissent chaque impulsion du signal pré-amplifié sous deux formes :

- un signal de sortie lente de forme semi-gaussienne qui est ensuite numérisé par un ADC CAEN VME V785 [80] à 32 voies,
- un signal de sortie rapide de signe négatif qui sera lu par des discriminateurs.



FIGURE 3.20 – *Protype du calorimètre EXL muni de sa plaque d'aluminium de protection et porte-cible.*

Le démonstrateur EXL assemblé, testé et validé par le service Recherche et Développement des détecteurs à l'IPN permet de collecter la lumière produite par l'interaction d'un photon avec l'un ou plusieurs cristaux CsI du détecteur EXL suivant trois processus qui dépendent de l'énergie du photon détecté :

- L'effet photo-électrique où un photon incident cède toute son énergie à un électron des couches profondes qui est alors éjecté de l'atome : il y a absorption totale du photon et ionisation de l'atome. Ce dernier réorganise ensuite son cortège électronique provoquant l'émission de rayonnement X secondaire ou de fluorescence ou encore rayonnement caractéristique.
- La diffusion Compton où un photon incident cède une partie de son énergie à un électron des couches périphériques de l'atome, qui est éjecté. Il apparaît un nouveau photon diffusé, d'énergie inférieure. Il y a donc diffusion du photon incident et ionisation de l'atome.
- La création de paire électron/positron. C'est un processus par lequel le photon incident disparaît, son énergie se matérialisant au voisinage du champ électromagnétique d'un noyau pour donner naissance à une paire électron/positron. Pour que ce processus ait lieu, le photon doit avoir une énergie supérieure au seuil de création électron/positron, *i.e.* $2 \times 511 = 1022$ keV.

L'énergie déposée dans chaque cristal est convertie en photons de scintillation dont le nombre est proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. Ces photons de scintillation sont détectés ensuite par le photomultiplicateur pour obtenir le signal d'anode.

Le prototype EXL a été utilisé pour la détection de photons provenant de la décroissance du noyau d'^{36}Ar ou du ^{36}S, une plaque d'aluminium de 1 cm d'épaisseur a été placée devant les cristaux de CsI afin d'arrêter les particules légères chargées comme les protons (cf. Fig. 3.20). Grâce à son fonctionnement sous vide, EXL peut se placer au plus près de la cible ce qui lui confère une grande efficacité de détection. Dans le cas de notre expérience, les cristaux de CsI étaient situés à 110 mm de la cible couvrant de ce fait un angle solide de 0.617 sr.

3.2 La logique d'acquisition

Afin de ne pas être submergé par le flux de données arrivant de l'ensemble des détecteurs au cours de l'expérience, on doit mettre en place une logique de décision et définir les événements d'intérêt à traiter. Dans notre cas, il s'agit des événements détectés dans SPEG et/ou par les télescopes MUST2 et/ou par le calorimètre EXL (pour un détail des évènements d'intérêt, se reporter au tableau 3.3). La sélection des évènements d'intérêt est réalisé grâce à un module de déclenchement spécifique, le GMT (Ganil Master Trigger) qui autorise le traitement, l'acquisition et l'enregistrement des données. Le module GMT accepte en entrée jusqu'à 16 signaux logiques en déclenchement. Pour notre expérience, les signaux logiques en entrée du GMT étaient les suivants :

- SPEG en déclencheur maître *i.e.* SPEG doit nécessairement détecter un noyau,
- SPEG divisé en déclencheur (division 1/10, *i.e.* on enregistre qu'un évènement sur 10),
- le OU logique des 8 modules MUST2 en déclencheur,
- le OU logique des 8 modules MUST2 divisé en déclencheur (division 1/100),
- EXL en déclencheur,
- EXL divisé (division 1/100).

	SPEG	SPEG divisé	MUST2	SPEG ET SPEG divisé	SPEG ET MUST2	SPEG divisé ET MUST2	SPEG ET SPEG divisé ET MUST2
Seul	0	0	0	1	1	0	1
EXL divisé	1	0	0	1	1	0	1
MUST2 divisé	1	1	1	1	1	1	1
EXL divisé ET MUST2 divisé	1	1	1	1	1	1	1

TABLE 3.3 – *Cette matrice de décision permet au GMT de connaître les combinaisons autorisées des détecteurs déclencheurs. Par exemple, le GMT peut accepter un évènement pour lequel le spectromètre SPEG était en coïncidence avec MUST2 divisé (cellule en bleu) mais pas un évènement pour lequel SPEG divisé était en coïncidence avec EXL divisé (cellule en rouge).*

Lorsque le GMT reçoit l'un de ces signaux logiques, il génère un signal logique FAG (Fast Analysis Gate). Un évènement sera traité si le signal en temps associé au détecteur touché arrive en coïncidence avec la FAG. Le signal *STOP* commun à l'ensemble des détecteurs est le signal logique du plastique scintillant de SPEG conditionné par la « HF propre » et validé par la FAG et le signal *START* est le signal logique du détecteur qui a déclenché (provenant de la carte MUVI pour les détecteurs MUST2 et d'un ADC pour EXL). Une fois le signal accepté, l'évènement est codé par une électronique spécifique à chaque détecteur et enregistré. La sélection des évènements se fait en mode asynchrone *i.e.* MUST2 mémorise chaque évènement qu'il détecte et attend un signal de validation (celui de SPEG par exemple), si MUST2 reçoit un tel signal, il codera et enregistrera l'évènement, sinon il effacera les informations (procédure appelée « RESET rapide » qui prend un certain temps de l'ordre de la microseconde). La configuration du matériel (ADC, QDC, TDCs, MATEs) se fait par l'intermédiaire d'une interface graphique appelé DAS (Data Acquisition System). Elle permet d'effectuer les réglages de l'électronique associée aux détecteurs MUST2, SPEG et EXL et d'acquérir les données. Une interface de visualisation permet également de contrôler le bon fonctionnement des détecteurs, ainsi que de visualiser les spectres analysés en ligne.

CHAPITRE 4

Traitement des données

Sommaire

4.1 Traitement des données du spectromètre SPEG 83
4.1.1 Reconstruction du plan focal et identification des noyaux 83
4.1.2 Correction des non-linéarités du plan focal 89
4.1.3 Étalonnage du plan focal 92
4.1.4 Correction et étalonnage angulaire 93
4.1.5 Cinématiques et énergie d'excitation 96
4.2 Traitement des données du multi-détecteur MUST2 . 98
4.2.1 Silicium à pistes 99
4.2.2 Silicium Lithium et cristaux CsI 105
4.2.3 Énergie totale des particules détectées 108
4.2.4 Sélection des évènements 109
4.2.5 Identification des particules dans les détecteurs MUST2 109
4.3 Reconstruction de l'énergie d'excitation du ^{39}K 111
4.4 Problème électronique de MUST2 112
4.4.1 Problème concernant les évènements identifiés par le silicium 113
4.4.2 Hypothèses sur le dysfonctionnement 115
4.4.3 Récapitulatif de l'étude sur le dysfonctionnement de MUST2 120
4.4.4 Conséquences sur les résultats 121
4.5 Traitement des données du démonstrateur EXL 123
4.5.1 Étalonnage des cristaux de CsI 123
4.5.2 Corrélation Temps de vol-Énergie 124
4.5.3 Correction Doppler 125

Les données enregistrées par les détecteurs durant l'expérience nécessitent un traitement afin de les rendre exploitables. Dans ce chapitre, nous décrirons les différentes étapes de l'analyse de données de l'ensemble des détecteurs.

4.1 Traitement des données du spectromètre SPEG

Les propriétés optiques du spectromètre SPEG nous permettent de mesurer directement l'énergie d'excitation de la cible ainsi que l'angles d'émission des ions détectés. Pour obtenir ces grandeurs cinématiques, nous nous basons sur la mesure de la trajectoire des noyaux dans les deux chambres à dérive et sur l'identification des ions lourds réalisée par la méthode $\Delta E - E$.

Dans les paragraphes suivants, nous détaillerons les différentes étapes du traitement de données de SPEG qui nous ont permis :

- de reconstruire la position (x_{foc}, y_{foc}) des ions dans le plan focal à partir des quatre positions mesurées par les deux plans de pistes des deux chambres à dérive,
- d'identifier les différents noyaux dans SPEG,
- de reconstruire le spectre d'énergie d'excitation du ^{40}Ca ainsi que les angles d'émission de l'^{40}Ar à partir respectivement de l'étalonnage en énergie d'excitation du plan focal et de l'étalonnage angulaire.

4.1.1 Reconstruction du plan focal et identification des noyaux

4.1.1.1 Étalonnage relatif des chambres à dérive

Comme mentionné dans le paragraphe 3.1.3.2, les deux chambres à dérive nous permettent de reconstruire la position (x, y) de chaque noyaux les traversant. Pour y parvenir dans un tout premier temps, il faut ajuster les gains des 128 pistes de chaque plan de chaque chambre à dérive (cf. Fig. 4.1). Pour cela, le signal provenant

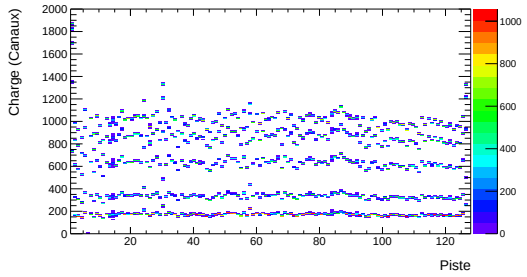


FIGURE 4.1 – *Réponse avant étalonnage des 128 pistes du premier plan de la première chambre à dérive.*

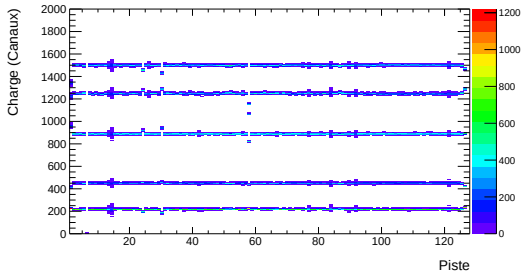


FIGURE 4.2 – *Réponse après étalonnage des 128 pistes du premier plan de la première chambre à dérive.*

d'un générateur d'impulsion est envoyé aux fils d'anode qui va induire un signal sur

les plans de pistes des chambres à dérive (cf. Fig. 4.2) et qui permettra d'aligner les pistes. Après cette première étape, nous pouvons reconstruire la trajectoire des ions dans les deux chambres à dérive.

4.1.1.2 Reconstruction de la trajectoire des ions

Reconstruction de la position verticale La position verticale dans chacun des deux plans de pistes est obtenue à partir du temps de dérive des électrons produits par l'ionisation du gaz au passage du noyau. En connaissant le temps de parcours des électrons et la vitesse de ces derniers lors de la dérive, nous pouvons reconstruire la coordonnée verticale y du point de passage du noyau dans chaque plan de chambre (cf. paragraphe 3.1.3.2). Au final, nous obtenons quatre points de reconstruction : y_{11} et y_{12} pour la première chambre à dérive (CD1) et y_{21} et y_{22} pour la seconde chambre (CD2) (cf. Fig. 4.5).

Reconstruction de la position horizontale La position horizontale x du point de passage du noyau s'obtient à partir de l'étude de la distribution des charges induites sur les pistes de la cathode.
La meilleure fonction pour représenter la forme de la charge déposée sur les pistes est la fonction sécante hyperbolique au carré ou « SECHS » [81]. Par cette méthode, la distribution de charge sur les pistes est représentée par une fonction à trois paramètres :

$$Q_i = \frac{a_1}{ch^2\left(\pi\left(\frac{x_i - a_2}{a_3}\right)\right)} \tag{4.1}$$

où

- $ch(x)$ est la fonction cosinus hyperbolique,
- Q_i est la charge mesurée sur le fil à la position x_i,
- a_1 est un coefficient de normalisation,
- a_2 est la position du centroïde de la distribution de charge,
- a_3 sa largeur.

Il s'agit donc, pour chaque événement, de déterminer les trois paramètres a_1, a_2 et a_3 pour les deux rangées de pistes de chaque chambre. Pour cela, on utilise les charges de trois pistes, celle portant la charge maximale Q_1 et ses deux voisines. En notant Q_2 et Q_3 la charge de ces deux pistes, avec la convention $Q_1 > Q_2 > Q_3$ et $w = 6$ mm le pas des pistes, la largeur de la distribution des charges est donnée par :

$$a_3 = \frac{\pi w}{argch\left(\frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}}\right)\right)} \tag{4.2}$$

où $argch(x)$ est la fonction cosinus hyperbolique réciproque. La position du centroïde s'obtient selon :

$$a_2 = \frac{a_3}{\pi} argth \left(\frac{\sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} - \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}}}{2sh\left(\frac{\pi w}{a_3}\right)} \right) \tag{4.3}$$

où $argth(x)$ est la fonction tangente hyperbolique réciproque et $sh(x)$ la fonction sinus hyperbolique.
Par cette méthode, on obtient ainsi les quatre points de passage de l'ion, x_{11} et x_{12} pour la première chambre à dérive (CD1) et x_{21} et x_{22} pour la seconde chambre (CD2).

La méthode « SECHS » (cf. Fig. 4.3) est la meilleure fonction pour l'étude de la distribution des charges car elle induit les plus petites erreurs systématiques. L'erreur systématique maximale est de 60 μm soit 12 keV sur l'énergie d'excitation, ce qui reste inférieur à l'erreur commise par la méthode du centre de gravité à 3 pistes, même après corrections au premier ordre [82] ou par la méthode gaussienne (cf. Fig. 4.4).

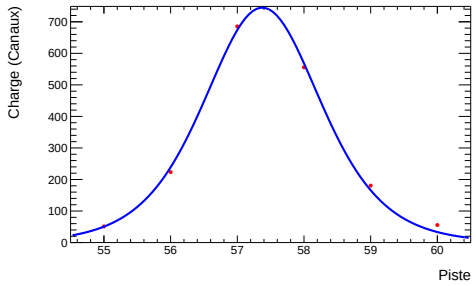


FIGURE 4.3 – *Méthode « SECHS » : en bleu fonction théorique, en rouge points expérimentaux.*

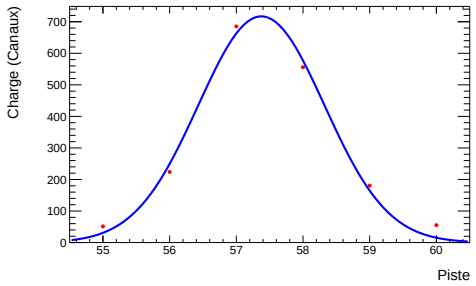


FIGURE 4.4 – *Méthode gaussienne : en bleu fonction théorique, en rouge points expérimentaux.*

Reconstruction de la position de l'ion dans le plan focal Une fois les positions du point de passage du noyau déterminées pour chaque plan de pistes ((x_{ij}, y_{ij}) pour i et j allant de 1 à 2), il est possible de calculer l'équation de la droite trajectoire par une interpolation linéaire sur les positions des chambres en utilisant la méthode des moindres carrés. La figure 4.5 schématise la trajectoire d'une particule traversant les deux plans des deux chambres à dérive (CD1 et

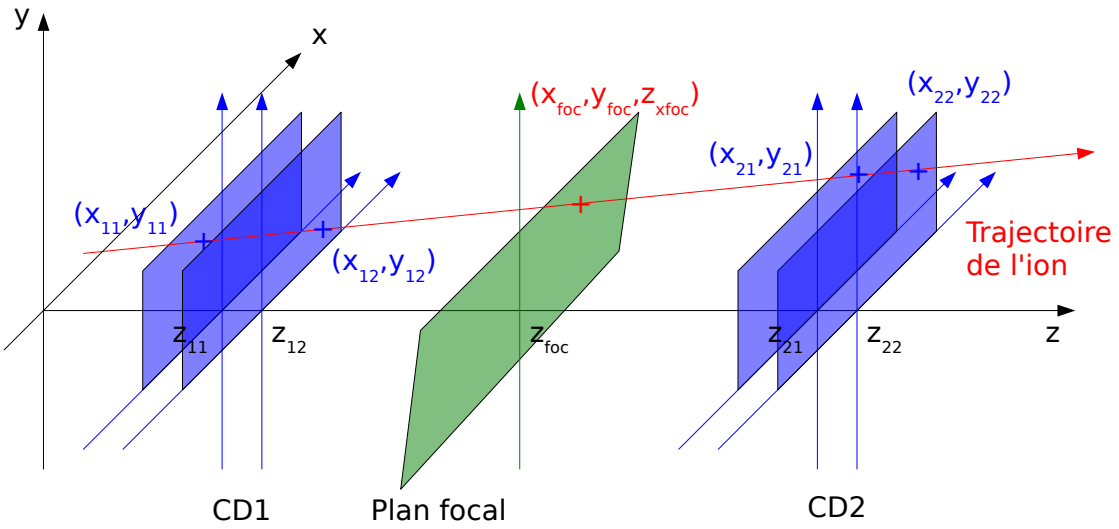


FIGURE 4.5 – *Trajectoire d'une particule traversant les chambres à dérive.*

CD2). La figure 4.6 montre dans le plan (x, z) la trajectoire de la particule décrite par la figure 4.5. Le plan focal de SPEG, en vert sur la figure 4.6, se situe entre les deux chambres à dérive au point z_{foc} et sa normale fait un angle α d'environ 8° par rapport à l'axe optique z. Si on considère une trajectoire rectiligne du faisceau entre le premier plan de la première chambre à dérive situé en z_{11} et le second plan de la deuxième chambre à dérive situé en z_{22}, l'interpolation linéaire à partir des quatre points de passage (x_{ij}, y_{ij}) nous permet de déterminer les équations du mouvement de la particule :

$$x = a_x z + b_x \text{ et } y = a_y z + b_y \tag{4.4}$$

où :

$$\begin{cases} a_x = tan(\theta_{foc}) = \dfrac{(z_{11} - \overline{z})(x_{11} - \overline{x}) + ... + (z_{22} - \overline{z})(x_{22} - \overline{x})}{(z_{11} - \overline{z})^2 + ... + (z_{22} - \overline{z})^2} \\ a_y = tan(\phi_{foc}) = \dfrac{(z_{11} - \overline{z})(y_{11} - \overline{y}) + ... + (z_{22} - \overline{z})(y_{22} - \overline{y})}{(z_{11} - \overline{z})^2 + ... + (z_{22} - \overline{z})^2} \end{cases} \tag{4.5}$$

et

$$\begin{cases} b_x = \frac{1}{4}\left((x_{11} - a_x z_{11}) + ...(x_{22} - a_x z_{22})\right) \\ b_y = \frac{1}{4}\left((y_{11} - a_y z_{11}) + ...(y_{22} - a_y z_{22})\right) \end{cases} \tag{4.6}$$

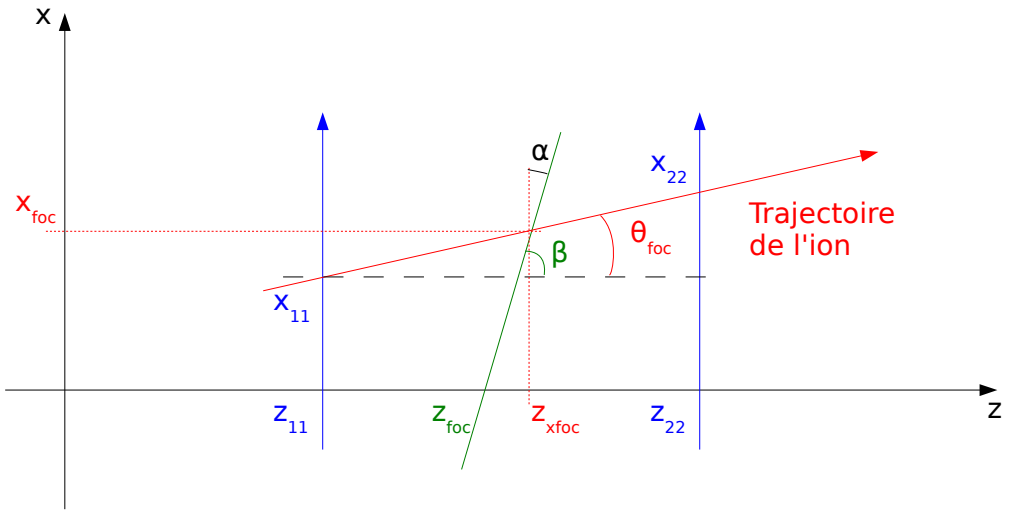


FIGURE 4.6 – *Trajectoire d'une particule traversant les chambres à dérive dans le plan* (x, z).

avec

$$\begin{cases} \overline{x} = \frac{1}{4}(x_{11} + ... + x_{22}) \\ \overline{y} = \frac{1}{4}(y_{11} + ... + y_{22}) \\ \overline{z} = \frac{1}{4}(z_{11} + ... + z_{22}) \end{cases} . \tag{4.7}$$

D'après la figure 4.6 et grâce aux équations 4.4 à 4.7, nous pouvons définir un système de deux équations à deux inconnues pour les coordonnées (x_{foc}, y_{foc}) de la particule dans le plan focal :

$$\begin{cases} x_{foc} = a_x z_{xfoc} + b_x \\ x_{foc} = tan(\beta) \times (z_{xfoc} - z_{foc}) \end{cases} \text{ et } \begin{cases} y_{foc} = a_y z_{yfoc} + b_y \\ y_{foc} = tan(\gamma) \times (z_{yfoc} - z_{foc}) \end{cases} . \tag{4.8}$$

En résolvant ces deux systèmes, nous pouvons en déduire les coordonnées (x_{foc}, y_{foc}) de la particule dans le plan focal ainsi que les angles d'émission dans le plan focal θ_{foc} et ϕ_{foc} des ions détectés :

$$\begin{cases} x_{foc} = a_x \times \left(\dfrac{tan(\beta) z_{xfoc} + b_x}{tan(\beta) - a_x} \right) + b_x \\ y_{foc} = a_y \times \left(\dfrac{tan(\gamma) z_{yfoc} + b_y}{tan(\gamma) - a_y} \right) + b_y \end{cases} \tag{4.9}$$

et

$$\begin{cases} \theta_{foc} = arctan\left(\dfrac{(z_{11}-\overline{z})(x_{11}-\overline{x})+...+(z_{22}-\overline{z})(x_{22}-\overline{x})}{(z_{11}-\overline{z})^2+...+(z_{22}-\overline{z})^2}\right) \\ \phi_{foc} = arctan\left(\dfrac{(z_{11}-\overline{z})(y_{11}-\overline{y})+...+(z_{22}-\overline{z})(y_{22}-\overline{y})}{(z_{11}-\overline{z})^2+...+(z_{22}-\overline{z})^2}\right) \end{cases} . \quad (4.10)$$

Ainsi, nous avons pu reconstruire par cette méthode la position des ions ainsi que leurs angles d'émission dans le plan focal.

4.1.1.3 Identification des ions

Par la mesure de la perte d'énergie donnée par la chambre d'ionisation et de l'énergie résiduelle dans le plastique, nous pouvons reconstituer le numéro atomique de l'ion détecté. Grâce à la rigidité magnétique du spectromètre et au temps de vol mesuré par le plastique, nous pouvons identifier en masse et en charge les ions détectés dans le spectromètre (cf. paragraphe 3.1.3.5). Nous obtenons en traçant le numéro atomique z en fonction du rapport masse sur charge m/q, une matrice d'identification (cf. Fig. 4.7). Nous observons sur cette matrice d'identification

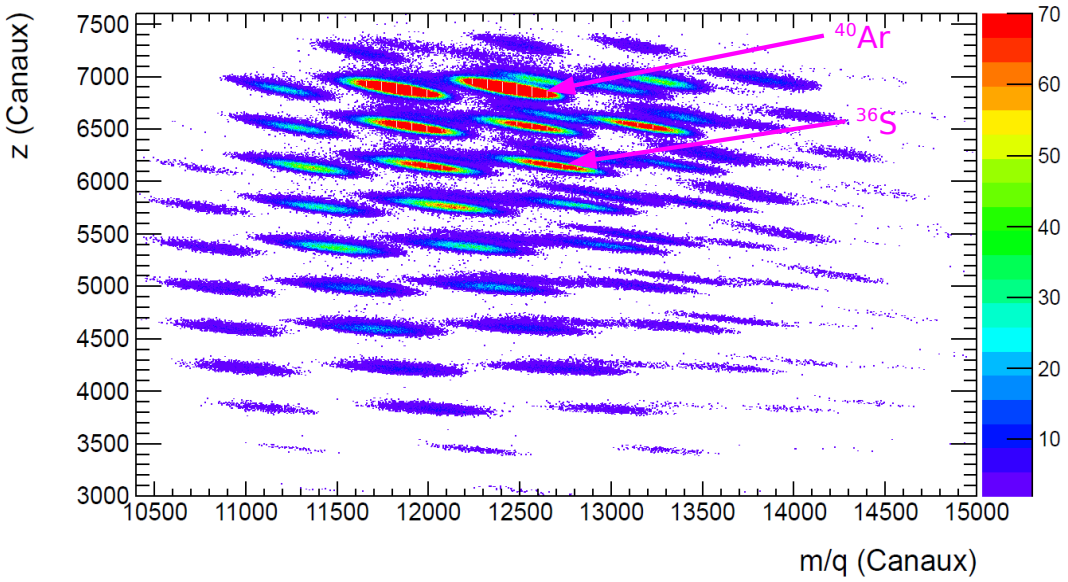


FIGURE 4.7 – *Identification des ions dans le plan focal de SPEG.*

l'ensemble des ions lourds détectés dans le spectromètre SPEG. À partir de la réaction de diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca, nous pouvons connaître la

position dans la matrice d'identification de l'^{40}Ar en voie de sortie de réaction. Pour étudier la structure en « clusters » de particule α des noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar nous aurons donc à sélectionner les deux noyaux d'intérêt (^{40}Ar et ^{36}S) grâce à cette matrice d'identification.

4.1.2 Correction des non-linéarités du plan focal

Du fait des aberrations chromatiques (inhomogénéité des champs magnétiques dans les dipôles) et malgré la configuration achromatique du spectromètre, la position x_{foc} du noyau diffusé dans le plan focal de SPEG va dépendre légèrement des angles d'incidence θ_{foc} et ϕ_{foc}. Il faut donc corriger cet effet afin d'obtenir la meilleure résolution en impulsion ou en énergie d'excitation possible. Sur la

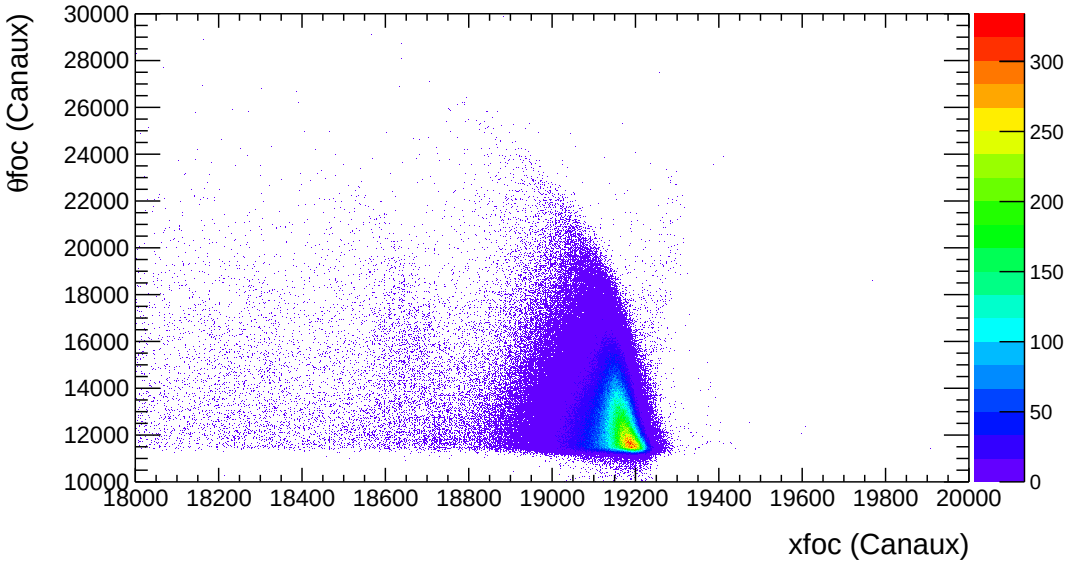


FIGURE 4.8 – *Angle d'incidence θ_{foc} en fonction de la position dans le plan focal x_{foc} pour la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca à 35 MeV/A.*

figure 4.8, x_{foc} dépend de θ_{foc}. Pour corriger cela, pour toute valeur θ_{foc}, il faut déterminer l'écart entre la valeur x_{foc} et la valeur de référence. Comme la dépendance de x_{foc} en θ_{foc} ne dépend pas de la rigidité magnétique du spectromètre, il suffit de déterminer la valeur moyenne de x_{foc} pour différent intervalle en θ_{foc}. Nous obtenons ainsi une suite de points qui ne forme pas une droite et qui est la conséquence des non-linéarités dans le plan focal. La fonction qui traduit le mieux ces non-linéarités est un polynôme d'ordre 5. Une fois cette étape accomplie, il ne

reste plus qu'à recalculer x_{foc} en prenant en compte les déviations par rapport à la valeur de référence de cette manière (cf. Fig. 4.9) :

$$x_{foc}^{1ère\ correction} = x_{foc} - \left(\sum_{i=0}^{5} a_i \theta_{foc}^i - x_{foc}^{élastique} \right). \tag{4.11}$$

De cette façon, graphiquement, on redresse les valeurs de x_{foc} pour toutes les

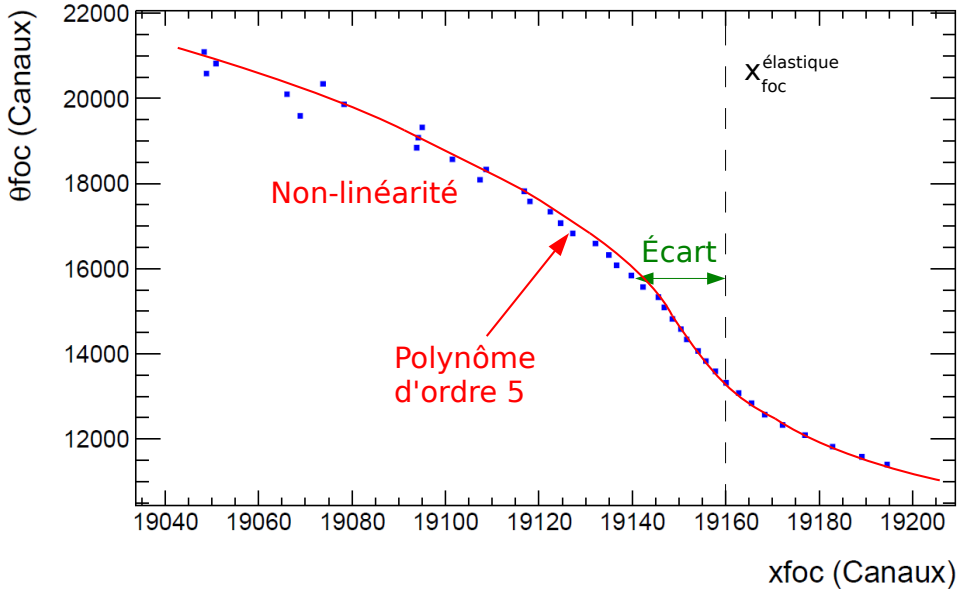


FIGURE 4.9 – *Procédure de correction des non-linéarités du plan focal de SPEG. Pour chaque intervalle en angle θ_{foc}, nous déterminons la valeur moyenne x_{foc} (carré bleu). Ces valeurs s'éloignent de la valeur de référence $x_{foc}^{élastique} = 19165$ canaux (trait tireté). Un polynôme d'ordre 5 (courbe rouge) permet de traduire cet écart (en vert). Pour « redresser » x_{foc}, nous retranchons pour chaque valeur x_{foc} mesurée l'écart moyen calculé grâce au polynôme d'ordre 5. De ce fait, chaque valeur x_{foc} se rapproche de la valeur de référence.*

valeurs de θ_{foc} suivant une valeur de référence : la position en canaux de la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca, $x_{foc}^{élastique}$. On peut voir la correction de la dépendance de x_{foc} en θ_{foc} sur la figure 4.10.
Enfin, il ne reste plus qu'à corriger la dépendance de x_{foc} en ϕ_{foc} en suivant la même procédure. En utilisant un polynôme d'ordre 2 et en déterminant la valeur de x_{foc} (préalablement déjà corrigé de la dépendance en θ_{foc}) pour différent

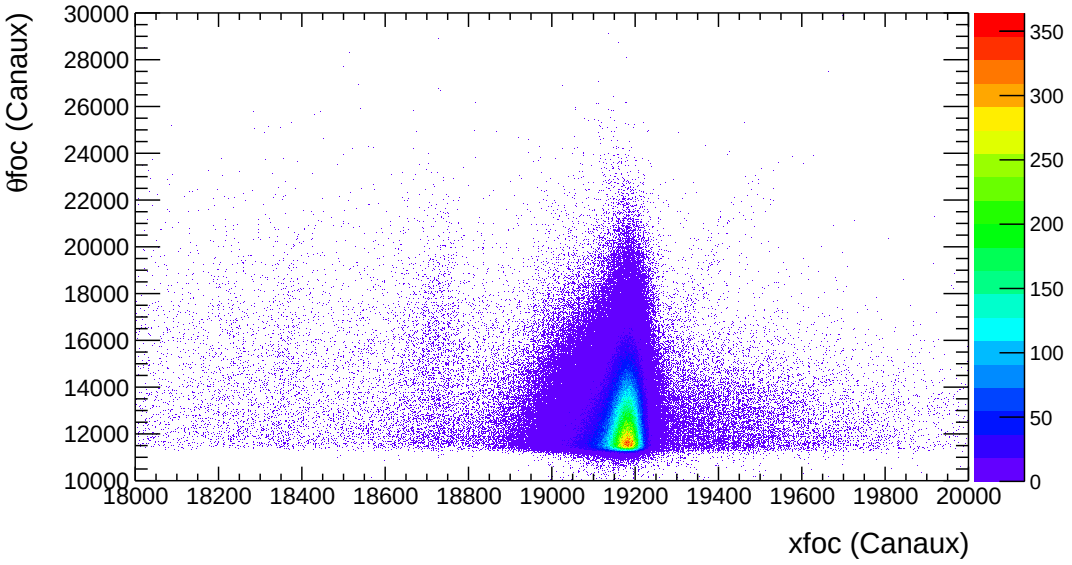


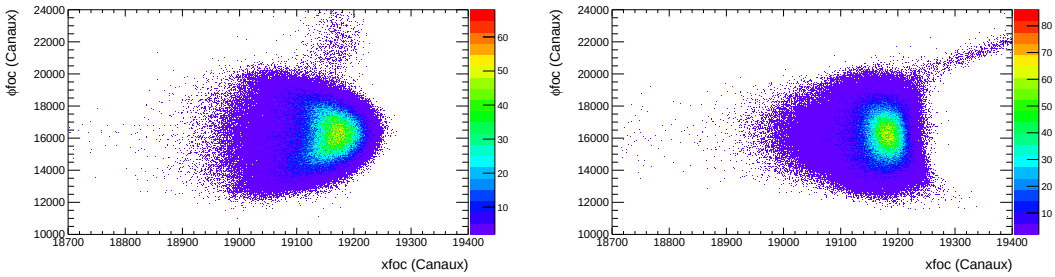
FIGURE 4.10 – *Angle d'incidence θ_{foc} en fonction de la position dans le plan focal x_{foc} après correction pour la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca à 35 MeV/A.*

intervalle en ϕ_{foc}, nous pouvons déterminer l'écart par rapport à la valeur de référence $x_{foc}^{élastique,1ère\ correction}$ et corriger x_{foc} de la dépendance en ϕ_{foc} de la même manière :

$$x_{foc}^{2ème\ correction} = x_{foc}^{1ère\ correction} - \left(\sum_{i=0}^{2} b_i \phi_{foc}^{i} - x_{foc}^{élastique,1ère\ correction} \right). \quad (4.12)$$

Sur la figure 4.11 (a), on observe un nuage de points formant une courbe correspondant aux non-linéarités dans le plan focal. Sur la figure 4.11 (b), la dépendance de x_{foc} en ϕ_{foc} a été corrigée.

Finalement, la correction des non-linéarités du plan focal va nous permettre d'améliorer la résolution du spectromètre. Sur la figure 4.12, nous pouvons clairement observer l'influence des corrections du plan focal sur la largeur du pic de la diffusion élastique. Sans corrections, la résolution LTMH serait de 78.98 canaux contre 58.25 canaux avec corrections.



(a) *Avant procédure de correction.* (b) *Après procédure de correction.*

FIGURE 4.11 – *Angle d'incidence ϕ_{foc} en fonction de la position dans le plan focal x_{foc} pour la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca à 35 MeV/A.*

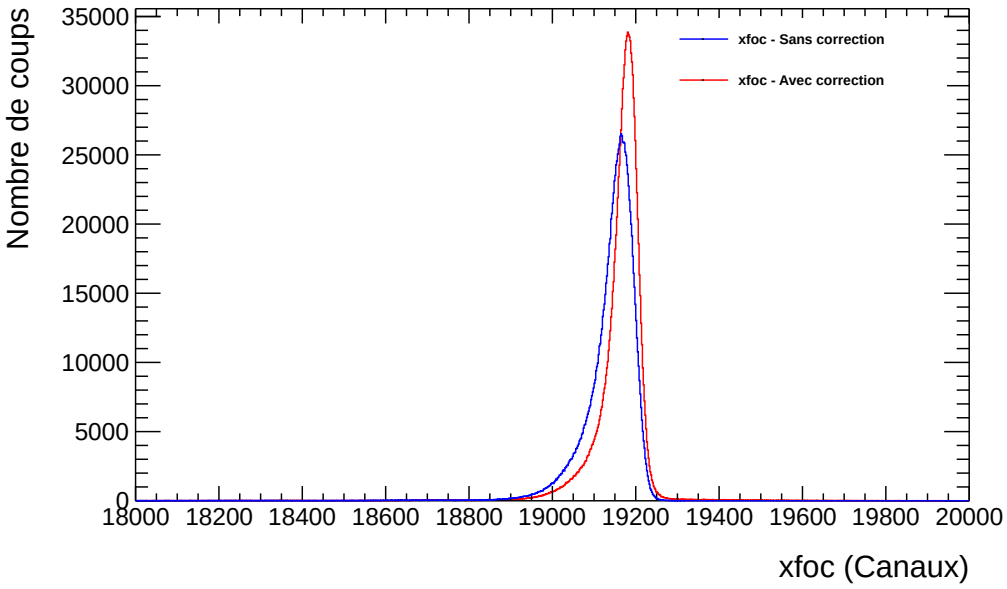


FIGURE 4.12 – *Influence des corrections des non-linéarités dans le plan focal pour la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca à 35 MeV/A.*

4.1.3 Étalonnage du plan focal

Afin d'obtenir une impulsion en MeV/c ou une énergie d'excitation en MeV, il est nécessaire d'étalonner le plan focal. Pour cela, il faut déterminer la correspondance entre la position x_{foc} (en canaux) du noyau détecté dans le plan focal et les différentes valeurs de rigidité magnétique $B\rho$ du spectromètre (une variation

de $B\rho$ de 1 % correspond à un déplacement de 8 cm dans le plan focal). Pendant l'étalonnage, nous avons utilisé la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca pour un $B\rho = 1.90175$ Tm et nous avons fait varier cette valeur de +1 %, +2 % et +3 %, l'expérience ayant été réalisée ensuite avec une rigidité magnétique de 1.8827 Tm (cf. Fig. 4.13). La rigidité magnétique d'un noyau (en Tm) est liée à son énergie cinétique T (en MeV) par cette relation :

$$T = \sqrt{\left(\frac{B\rho cQ}{10^6 e}\right)^2 + m^2} - m \tag{4.13}$$

où c est la vitesse de la lumière, e la charge élémentaire, Q le nombre de charge et m la masse du noyau. En relevant la position des pics élastiques en canaux dans le plan focal x_{foc} en fonction du $B\rho$ équivalent (ou dans notre cas en fonction de l'énergie cinétique équivalente), on peut trouver la fonction de correspondance (cf. Fig. 4.14).

Durant le traitement des données, nous avons directement étalonné la position x_{foc} dans le plan focal en énergie d'excitation en suivant la fonction de correspondance trouvée entre x_{foc} et l'énergie cinétique et en appliquant cette relation :

$$x_{foc}^{calibré} = E_{ex} = (-bx_{foc}^{élastique} - c(x_{foc}^{élastique})^2) + bx_{foc} + cx_{foc}^2 \tag{4.14}$$

où E_{ex} est l'énergie d'excitation du ^{40}Ca et $x_{foc}^{élastique}$ est la valeur de la position x_{foc} dans le plan focal de la diffusion élastique à la rigidité magnétique de l'expérience (1.8827 Tm). De cette manière, le terme d'ordre 0 est calculé de telle sorte que le pic élastique à la rigidité magnétique de l'expérience corresponde à une énergie d'excitation de 0 MeV.

Une fois les procédures de correction et d'étalonnage de la position x_{foc} dans le plan focal effectuées, nous pouvons déterminer la résolution du spectromètre en ajustant le pic de la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca par une gaussienne : la largeur à mi-hauteur correspondra à la résolution en énergie d'excitation de SPEG. Nous obtenons ainsi une résolution LTMH de 460 keV soit un $\frac{\Delta E}{E} = 3.3 \times 10^{-4}$, la résolution nominale étant de $\frac{\Delta E}{E} = 2 \times 10^{-4}$.

4.1.4 Correction et étalonnage angulaire

Pendant l'expérience, afin d'effectuer l'étalonnage angulaire, nous avons placé un peigne à l'entrée du spectromètre (à 650 mm de la cible), comportant 7 trous espacés de 5 mm horizontalement et 5 trous espacés de 10 mm verticalement (soit un $\Delta\theta = 0.44°$ et un $\Delta\phi = 0.88°$). L'étalonnage a été obtenu à partir de la diffusion élastique du faisceau d'^{40}Ar à 35 MeV/A sur la cible de ^{40}Ca permettant

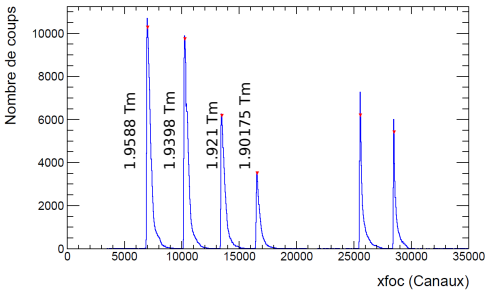


FIGURE 4.13 – *Pics élastiques pour différentes rigidités magnétiques (de gauche à droite : 1.9588 Tm, 1.9398 Tm, 1.921 Tm et 1.90175 Tm, les deux derniers pics étant les états de charge 17+ de l'*^{40}*Ar également utilisés pour l'étalonnage).*

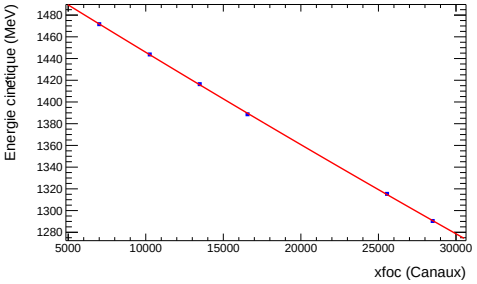


FIGURE 4.14 – *Courbe d'étalonnage de la position* x_{foc} *dans le plan focal.*

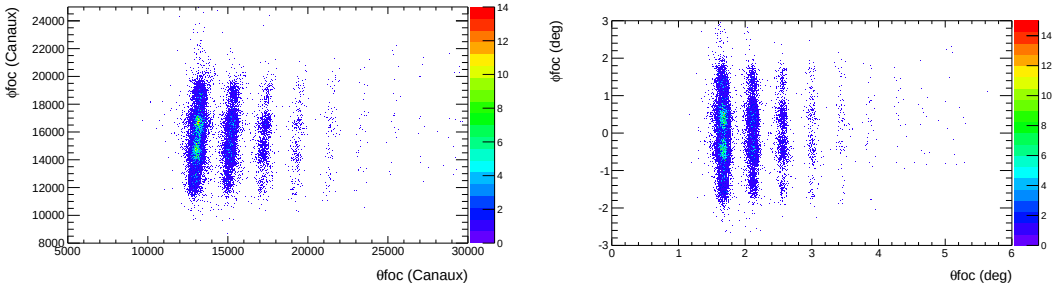
ainsi de couvrir une majeure partie du peigne. Dans le plan focal, nous pouvons reconstruire l'image de cette grille. En veillant à avoir une tache du faisceau sur la cible de petite taille et pour une rigidité magnétique $B\rho$ donnée du spectromètre, nous pouvons trouver la correspondance entre les paramètres mesurés θ_{foc} et ϕ_{foc} en canaux, et les angles de diffusion calculés à partir du peigne.

4.1.4.1 Correction angulaire

Avant la procédure d'étalonnage angulaire, il convient de corriger des aberrations chromatiques qui déforment légèrement l'image de la grille dans le plan focal de SPEG (cf. Fig. 4.15 (a)). Pour cela, on détermine les coordonnées $(\theta_{foc}, \phi_{foc})$ du centroïde de chaque tache. Nous obtenons ainsi une matrice composée des coordonnées de toutes les taches puis, nous appliquons à cette matrice une transformation afin d'aligner toutes les taches d'une même colonne et d'une même ligne en utilisant ces deux formules :

$$\theta_{foc}^{corrigé} = \theta_{foc} - (a_0 + a_1\phi_{foc}) \text{ et } \phi_{foc}^{corrigé} = \phi_{foc} - (b_0 + b_1\theta_{foc})\,. \tag{4.15}$$

Cette procédure de correction étant dépendante de la rigidité magnétique, les paramètres de correction a_i et b_i seront des fonctions du $B\rho$ ou dans notre cas de l'énergie d'excitation (donc de façon générale de x_{foc}). En répétant cette méthode de correction pour les trois valeurs de rigidité magnétique utilisées durant l'étalonnage angulaire, nous sommes en mesure de déterminer les fonctions liant



(a) *Avant procédure de correction.* (b) *Après procédure de correction et d'étalonnage.*

FIGURE 4.15 – *Image dans le plan focal de la grille d'étalonnage.*

les paramètres de correction et l'énergie d'excitation :

$$a_i = a_i(x_{foc}) = \alpha_0^i + \alpha_1^i x_{foc} \text{ et } b_i = b_i(x_{foc}) = \beta_0^i + \beta_1^i x_{foc}. \tag{4.16}$$

Ainsi, nous pouvons corriger des aberrations chromatiques quelque soit la valeur de la rigidité magnétique donc quelque soit l'énergie d'excitation (cf. Fig. 4.15 (b)).

4.1.4.2 Étalonnage angulaire

Une fois la procédure de correction effectuée, il ne reste plus qu'à établir la correspondance entre les paramètres mesurés θ_{foc} et ϕ_{foc} en canaux, et les angles de diffusion calculés à partir du peigne. Pour cela, nous utilisons une simple relation affine :

$$\theta_{foc}^{calibré} = c_0 + c_1 \theta_{foc}^{corrigé} \text{ et } \phi_{foc}^{calibré} = d_0 + d_1 \phi_{foc}^{corrigé}. \tag{4.17}$$

Comme pour la procédure de correction, l'étalonnage est dépendant de la rigidité magnétique, les paramètres de calibration c_i et d_i seront donc des fonctions du $B\rho$ ou dans notre cas de l'énergie d'excitation. Suivant les relations déterminées à partir des trois valeurs de rigidité magnétique utilisées durant l'étalonnage angulaire et des paramètres de calibration :

$$c_i = c_i(x_{foc}) = \sum_{j=0}^{2} \gamma_j^i (x_{foc})^j \text{ et } d_i = d_i(x_{foc}) = \sum_{j=0}^{2} \delta_j^i (x_{foc})^j \tag{4.18}$$

nous serons en mesure de déterminer les paramètres d'étalonnage pour toute valeur de rigidité magnétique donc quelque soit l'énergie d'excitation. Sur la figure 4.15 (b), nous observons l'image de la grille reconstruite corrigée et étalonnée dans le plan focal de SPEG.

La résolution angulaire en θ_{foc} (respectivement en ϕ_{foc}) a été évaluée en sélectionnant un intervalle en ϕ_{foc} (respectivement en θ_{foc}) et en déconvoluant la taille angulaire du trou du peigne choisi dans la direction θ_{foc} (respectivement ϕ_{foc}). La résolution obtenue est de 0.091 degrés en θ_{foc} et de 0.55 degrés en ϕ_{foc}.

4.1.5 Cinématiques et énergie d'excitation

À partir de la connaissance de l'énergie d'excitation du ^{40}Ca et des angles de diffusion dans le repère sphérique θ et ϕ de l'^{40}Ar, nous sommes en mesure de reconstruire entièrement la cinématique de la réaction suivante :

$$^{40}\mathrm{Ar} + ^{40}\mathrm{Ca} \longrightarrow {}^{40}\mathrm{Ar} + ^{40}\mathrm{Ca}^{(*)}.$$

Dans un premier temps, il faut calculer les angles d'émission θ et ϕ de l'^{40}Ar à partir de θ_{foc} et ϕ_{foc} qui sont respectivement l'angle entre la projection de la trajectoire du faisceau dans le plan (y, z) du plan focal et l'axe faisceau et l'angle entre la projection de la trajectoire du faisceau dans le plan (y, z) du plan focal et la trajectoire de l'ion (cf. Fig. 4.16) :

$$\theta_{^{40}Ar} = arccos\left(cos(\theta_{foc})cos(\phi_{foc})\right) \text{ et } \phi_{^{40}Ar} = arctan\left(\frac{tan(\phi_{foc})}{sin(\theta_{foc})}\right). \quad (4.19)$$

Une fois cette étape accomplie, il ne reste plus qu'à effectuer un calcul de cinéma-

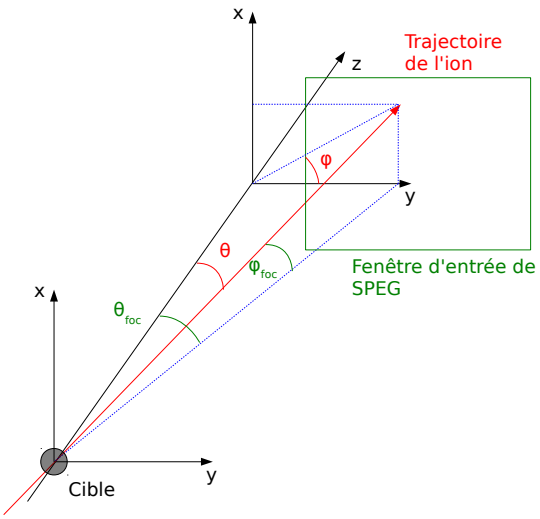


FIGURE 4.16 – *Angles θ_{foc} et ϕ_{foc} dans le plan focal de SPEG.*

tique (présenté en annexe B.1) afin de déterminer par exemple l'énergie cinétique

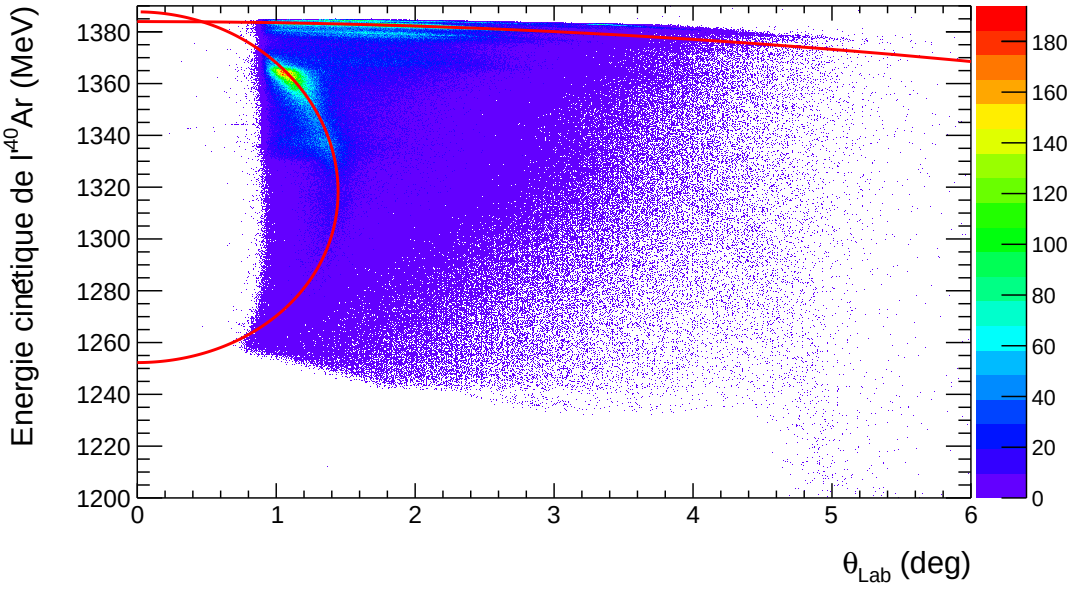


FIGURE 4.17 – *Cinématique de la réaction inélastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca à 35 MeV/A. En rouge sont représentées les lignes théoriques.*

de l'^{40}Ar ou du ^{40}Ca. Sur la figure 4.17, nous distinguons l'état excité 3^- du ^{40}Ca et la diffusion de l'^{40}Ar sur l'hydrogène contaminant la cible de calcium. Nous pouvons également observer la parfaite concordance entre les lignes théoriques (en rouge) et les différentes lignes cinématiques expérimentales.

Pour obtenir le spectre en énergie d'excitation du ^{40}Ca, présenté sur la figure 4.18, nous avons sélectionné l'^{40}Ar dans la matrice d'identification et afin de ne pas prendre en compte la diffusion de l'^{40}Ar sur l'hydrogène de la cible qui a lieu jusqu'à un angle θ dans le laboratoire de 1.44°, nous n'avons considéré que les données relatives aux angles θ supérieures à cette valeur. Durant l'expérience, le pic correspondant à la diffusion élastique a été coupé par un volet mobile afin de ne considérer que les réactions inélastiques augmentant ainsi les évènements d'intérêt à enregistrer.

Sur le spectre 4.18, on observe un état excité à 3.733 ± 0.005 MeV attribué à l'excitation de l'état 3^- à 3.73669 MeV et deux pics à 6.8 et 7.9 MeV. Du fait de la résolution de SPEG et de la densité d'état entre 6 MeV et 8 MeV, nous ne pouvons pas déterminer à quels états correspondent ces deux pics. Au-delà, on observe deux structures attribuées à la résonance géante quadrupolaire (RGQ), positionnées à

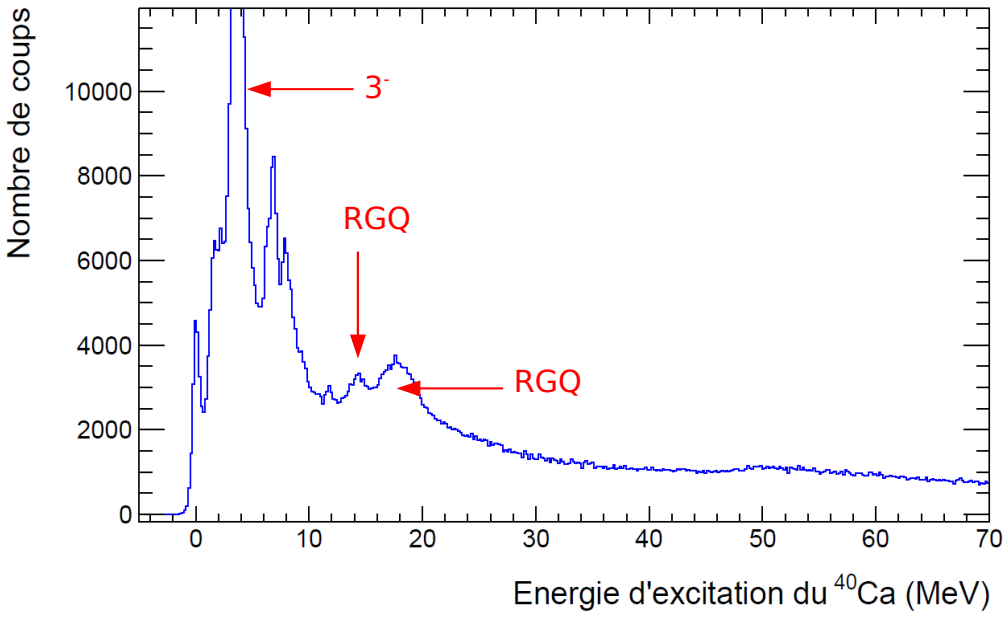


FIGURE 4.18 – *Spectre en énergie d'excitation du ^{40}Ca, pour des angles dans le référentiel du laboratoire de l'éjectile supérieur à 1.44°.*

environ 14.36 MeV et 17.68 MeV.

4.2 Traitement des données du multi-détecteur MUST2

Les détecteurs MUST2 ont été utilisés pour la détection de particules chargées. Ils donnent leurs angles d'émission, leurs énergies et leurs temps de vol après étalonnage.
Dans les différents paragraphes, nous détaillerons la procédure d'étalonnage :

- en énergie et en temps des siliciums à pistes DSSD (premier étage de MUST2),
- en énergie des Silicium Lithium Si(Li) (deuxième étage de MUST2),
- en énergie des cristaux de CsI (deuxième et/ou troisième étage suivant les modules MUST2).

Nous détaillerons également l'algorithme de traitement des évènements d'un détecteur aussi complexe que MUST2. Enfin, nous finirons par décrire les méthodes qui nous ont permis d'identifier les particules selon leur masse et leur charge et les problèmes rencontrés durant l'analyse des données de MUST2.

4.2.1 Silicium à pistes

4.2.1.1 Étalonnage en énergie

Les 128 pistes X et Y du premier étage de MUST2, communément appelé DSSD (Double Sided Silicon Detector), sont lues par deux cartes MUFEE (cf. paragraphe 3.1.4). Avant de commencer l'expérience, les piédestaux des différentes voies sont mesurés et alignés entre eux dans le DAS (Data Acquisition System) autour du canal 8192 et sont supprimés. Dans le cas des données d'étalonnage, les piédestaux de l'ensemble des voies de tous les modules MUST2 sont simplement mesurés, alignés et utilisés pour la détermination des couches mortes du silicium (comme nous le verrons dans le paragraphe 4.2.1.2).

Un générateur d'impulsion a été utilisé pour injecter des signaux d'amplitude connue sur les détecteurs. La linéarité du codeur a ainsi pu être vérifiée entre 0 et 25 MeV, intervalle en énergie qui correspond à la gamme énergétique des particules détectées dans le premier étage pour notre expérience (les particules α de plus de 25 MeV traverseront le premier étage DSSD en ne laissant qu'une partie de leur énergie dans celui-ci et leur énergie totale sera donnée par la somme des deux étages).

La source $3-\alpha$ (^{239}Pu, ^{241}Am, ^{244}Cm) a été utilisée en début d'expérience pour étalonner les siliciums à pistes autour de 5 MeV. Cette source comporte des isotopes radioactifs qui se désintègrent en émettant des particules α selon trois raies d'énergie principales, ainsi qu'à des énergies secondaires proches, appelés pics satellites, toutes très bien connues (cf. tableau 4.1). La position en énergie

	E_α (keV)	I_α (%)	$T_{1/2}$ (ans)
^{239}Pu	5156.59(14)	70.77(14)	$2.411(3) \times 10^4$
	5144.3(8)	17.11(14)	
	5105.5(8)	11.94 (7)	
^{241}Am	5485.56(12)	84.8(5)	432.6(6)
	5442.80(13)	13.1(3)	
	5388.23(13)	1.66(2)	
^{244}Cm	5804.77(5)	76.40(12)	18.1(1)
	5762.16(3)	23.60(12)	

TABLE 4.1 – *Énergies des 3 pics α et de leurs satellites.*

des pics des satellites a été utilisée pour créer une fonction d'ajustement définie comme étant la somme de trois gaussiennes (pour la raie principale du ^{239}Pu et de l'^{241}Am et leurs deux satellites correspondants) ou la somme de deux gaussiennes

(pour la raie principale du ^{244}Cm et son unique satellite) et prenant en compte la largeur de la raie principale et le ou ses satellites. Par cette fonction, nous avons ainsi pris en compte l'influence de la position des satellites sur le centroïde du pic principal. Chaque piste X et Y des huit télescopes a été étalonnée de la manière suivante : (i) une recherche de la position des trois pics α est effectuée puis (ii) la position précise de chacun de ces pics est déterminée grâce à l'ajustement par la fonction deux ou trois gaussiennes (cf. Fig. 4.19). De cette façon, nous avons pu

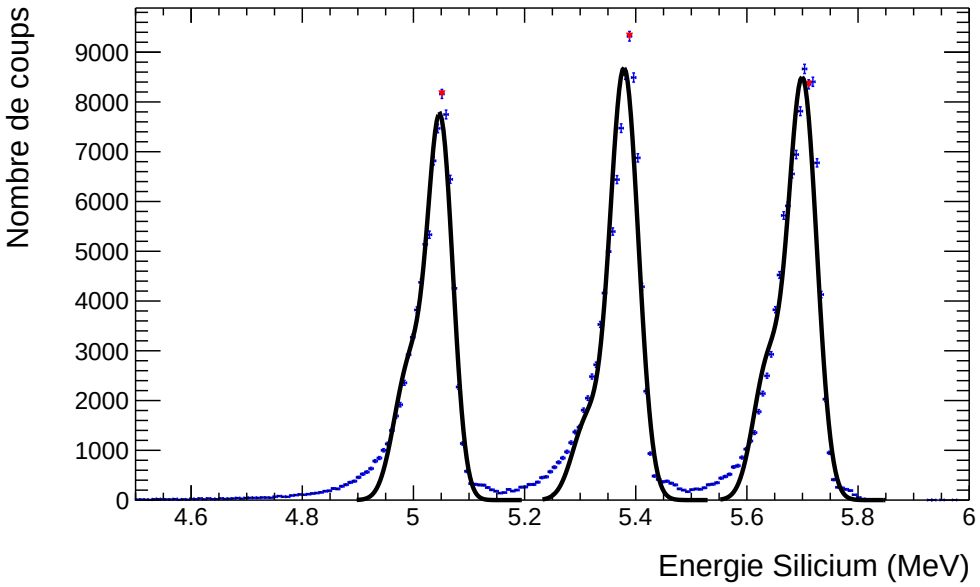


FIGURE 4.19 – *Spectre en énergie de la source* $3-\alpha$ *obtenue après sommation de toutes les voies X du télescope T8. Les barres d'erreur en bleu représentent l'incertitude statistique, la courbe en noir est la fonction deux ou trois gaussiennes. La forme asymétrique du signal provient des pics satellites.*

établir la correspondance entre le centroïde en canaux des différentes raies et son équivalent en énergie.

La largeur à mi-hauteur calculée à partir de la fonction d'ajustement à deux ou trois gaussiennes nous permet de déterminer la résolution LTMH en énergie obtenue en superposant l'ensemble des pistes X entre-elles ou l'ensemble des pistes Y entre-elles pour chaque télescope MUST2 (cf. Fig. 4.19). Les résultats sont résumés dans le tableau 4.2. En moyenne, nous obtenons une résolution LTMH de 47.10 keV pour les pistes X et 53.00 keV pour les pistes Y. La résolution en énergie est systématiquement meilleure sur les voies X que sur les voies Y pour tous

Télescope	Résolution moyenne X (keV)	Résolution moyenne Y (keV)
1	48.56	49.40
2	50.88	54.17
3	48.81	51.66
4	44.13	53.20
5	47.81	54.36
6	44.99	51.43
7	44.12	55.26
8	47.48	54.45
Moyenne	47.10	53.00

TABLE 4.2 – *Résolution des siliciums à pistes pour la transition à 5.15659 MeV de l'*^{239}Pu.

les télescopes. Cette dégradation en Y s'explique par le fait que les particules α déposent leur énergie dans les 25 premiers micromètres de silicium, la collection de charge est donc meilleure sur la face de champ fort (voies X) que sur les voies Y (champ faible).

4.2.1.2 Caractérisation de la couche morte du silicium

L'un des problèmes majeurs de l'étalonnage des détecteurs silicium est la caractérisation de leur couche morte, le plus souvent de l'aluminium (de l'ordre de 400 nm selon le constructeur), utilisée afin d'éviter que la forme du signal ne dépende pas de la position d'impact de la particule sur le plan de pistes. Le problème de cette couche morte est que son épaisseur est souvent mal déterminée. Il existe donc une incertitude sur cette valeur qu'il est utile de préciser. En effet, la couche morte de MUST2, du SiO_2 et de l'aluminium, réduit l'énergie des particules α interagissant avec le silicium et induit une erreur systématique dans l'étalonnage si cette épaisseur n'est pas prise en compte. Pour corriger cet effet, nous utilisons la méthode d'extrapolation à zéro de la droite d'étalonnage [75] décrite ci-dessous.

1. En supposant une épaisseur de couche morte composée uniquement d'aluminium, l'énergie des particules α provenant de la source est calculée à partir d'une table de perte d'énergie (table SRIM [83]).
2. Un étalonnage du type : $E^{calibrée} = a + b \times E^{canaux}$ est effectué pour chaque piste en X et Y et pour chaque télescope en utilisant la méthode à deux ou trois gaussiennes décrite précédemment et la table de perte d'énergie.
3. La position de l'énergie zéro (qui doit correspondre au piédestal) E_0^{canaux} est extrapolée à partir de l'étalonnage : $E_0^{calibrée} = 0 = a + b \times E_0^{canaux}$ pour

chaque piste en X et Y et pour chaque télescope.

4. La distance $\delta_0 = E_0^{canaux} - E_{piédestal}$ entre l'extrapolation à zéro de la droite d'étalonnage E_0^{canaux} et le piédestal aligné au canal 8192 $E_{piédestal}$ est évaluée pour chaque piste en X et Y et pour chaque télescope.
5. Si la valeur moyenne δ_0 pour toutes les pistes X sommées ou pour toutes les pistes Y sommées est suffisamment petite (0.1 canal typiquement), l'épaisseur de la couche morte supposée pour chaque télescope au tout début de la procédure est validée. Dans le cas contraire, une nouvelle supposition est effectuée et la procédure reprend à l'étape 1 jusqu'à convergence. Cependant, cette méthode ne peut que déterminer la couche morte en face d'entrée du DSSD, celle en voie de sortie reste indéterminée.

Après cette procédure, on constate que les épaisseurs obtenues sont systématiquement plus grandes que celles données par le constructeur Micron. Le processus de fabrication du détecteur par dopage induit l'apparition de silicium sur les pistes et conduit donc à faire augmenter la couche morte équivalente d'aluminium à la surface du détecteur. C'est l'épaisseur de la couche morte déterminée à partir des pistes X qui a été utilisée dans l'analyse (cf. tableau 4.3). L'épaisseur déterminée par les voies Y est toujours plus importante que celle déterminée par les voies X. Cet effet pourrait s'expliquer par le fait que la collection de charge sur les pistes Y est un peu moins bonne que sur les pistes X, l'énergie mesurée serait un peu plus petite et se traduirait par une perte d'énergie des particules α dans la couche morte d'entrée plus importante donc à une épaisseur de cette dernière plus grande.

	T1	T2	T3	T4
Épaisseur X (μm)	0.546	0.62	0.602	0.63
Épaisseur Y (μm)	0.61	0.7201	0.691	0.66
	T5	T6	T7	T8
Épaisseur X (μm)	0.62	0.45	0.38	0.64
Épaisseur Y (μm)	0.661	0.47	0.484	0.67

TABLE 4.3 – *Épaisseurs de l'équivalent en aluminium de la couche morte obtenues pour les plans de pistes des 8 télescopes MUST2 en utilisant les voies X et les voies Y.*

Une étude systématique a été effectuée en utilisant les données d'étalonnage en source α provenant de cinq expériences : RRC66, RIBF57, e569s, e552, e582 (cette étude). La même méthode a été employée pour toutes les expériences MUST2 et les résultats obtenues sont compatibles. Cette étude montre que les erreurs sur

l'épaisseur des couches mortes est de l'ordre de 10 % [75]. L'angle moyen sous lequel est vu le détecteur (et chacune des pistes indépendamment) influence la détermination de l'épaisseur de la couche morte par cette méthode, ce qui peut expliquer les variations en épaisseur observées. Une erreur systématique peut s'y ajouter puisqu'on a déterminé une épaisseur effective d'aluminium correspondant à une couche de silicium plus une couche d'aluminium.

Finalement, après cette procédure de correction de la couche morte et d'étalonnage, nous pouvons observer sur la figure 4.20 que les différentes pistes sont correctement alignées. Afin de vérifier la stabilité de l'électronique en cours d'expérience, nous avons analysé les mesures d'étalonnage réalisées en fin d'expérience avec les coefficients d'étalonnage obtenus avec les mesures du début de l'expérience. Ainsi, nous avons pu constater que l'électronique des télescopes est restée très stable au cours du temps.

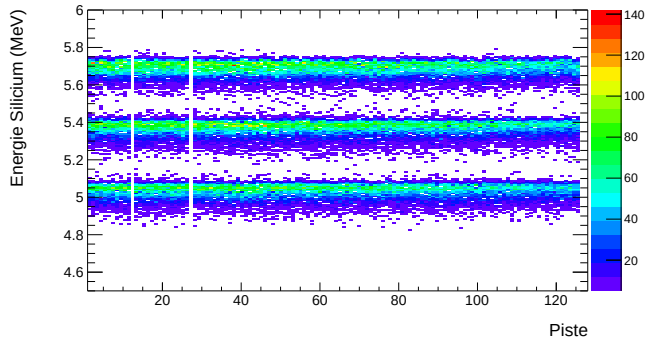


FIGURE 4.20 – *Alignement en énergie des 128 pistes X du télescope T8. Nous pouvons observer les pistes défaillantes qui seront enlevées dans le traitement des données et qui seront prises en compte lors des simulations de l'efficacité géométrique de MUST2.*

4.2.1.3 Étalonnage en temps

L'étalonnage en temps des pistes du premier étage des télescopes MUST2 a été réalisé à l'aide d'un générateur interne à MUST2 et commandé par le programme « Calimero ». Ce module interne produit un signal *START* et un signal *STOP* retardé de $N \times \tau$ où τ est la période fixée par l'utilisateur et N le nombre d'impulsion à envoyer afin de couvrir toute la gamme dynamique du codeur utilisé (300 ns ou 600 ns). En connaissant la position en canaux de chacune des impulsions, nous pouvons établir une correspondance entre le canal du codeur et le temps d'arrivée relatif sur chaque piste X et Y de chaque télescope (cf. Fig. 4.21). Un ajustement à l'aide d'un polynôme du second degré permet d'obtenir la fonction d'étalonnage pour chaque piste X et Y des huit télescopes. L'étalonnage permet ainsi de sommer l'ensemble des pistes X ou Y d'un même télescope (cf. Fig. 4.22). La largeur à mi-hauteur des pics déterminée à partir d'un ajustement par une gaussienne permet

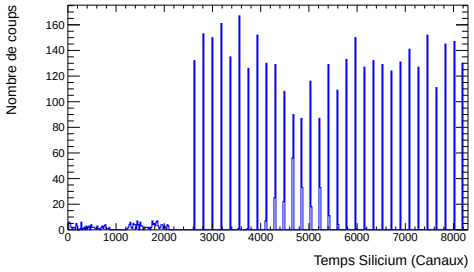


FIGURE 4.21 – *Série de pics produite par le générateur d'impulsions en temps pour la piste 50 du plan de pistes Y du télescope T1.*

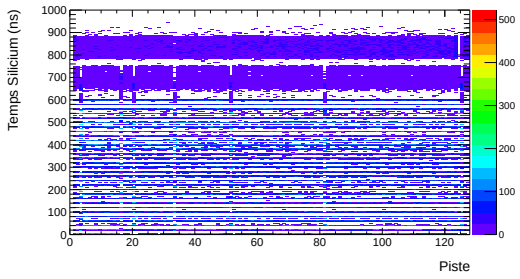


FIGURE 4.22 – *Alignement en temps des 128 pistes Y du télescope T1.*

de déterminer la résolution temporelle LTMH intrinsèque de MUST2, elle est de 465 ps.

Durant l'expérience, MUST2 donnait un temps de déclenchement (*START*) et le plastique du spectromètre SPEG conditionné par la « HF propre » fournissait le signal de fin (*STOP*). La résolution temporelle de l'expérience est donc la convolution de la résolution intrinsèque de MUST2 et du signal de SPEG conditionné par la « HF propre » *i.e.* 3.15 ns.

4.2.1.4 Reconstruction de l'angle d'émission des particules

Les télescopes MUST2 permettent de localiser le point de traversée des particules légères chargées dans le premier étage de détection. L'angle de diffusion θ d'une particule est défini à partir de la trajectoire du faisceau donnée par le vecteur $\overrightarrow{CF}$ et le vecteur $\overrightarrow{CM}$ reliant le point d'interaction sur la cible C supposé en $(0,0,0)$, l'origine du repère de l'analyse et le point M de traversée sur le silicium à pistes. L'angle de diffusion est alors déduit de l'expression :

$$\theta = arccos\left(\frac{\overrightarrow{CF}.\overrightarrow{CM}}{\|\overrightarrow{CF}\|\|\overrightarrow{CM}\|}\right). \tag{4.20}$$

De façon analogue, dans le repère $(C, \overrightarrow{u_x}, \overrightarrow{u_y}, \overrightarrow{u_z})$ de notre analyse, nous pouvons en déduire l'angle d'émission ϕ d'une particule :

$$\phi = arctan\left(\frac{\overrightarrow{CM}.\overrightarrow{u_y}}{\overrightarrow{CM}.\overrightarrow{u_x}}\right). \tag{4.21}$$

Grâce à la grande granularité de MUST2 (une piste mesure 0.78 mm), la résolution angulaire en θ et en ϕ LTMH intrinsèque à 15 cm de la cible est de $arctan(0.078/15) = 0.298°$.

4.2.2 Silicium Lithium et cristaux CsI

Les particules ayant suffisamment d'énergie pour traverser le premier étage de MUST2 (environ 25 MeV pour des particules α) interagiront essentiellement avec le deuxième étage de détection (Si(Li) ou CsI suivant les modules, cf. paragraphe 3.2). Durant l'expérience, nous n'avons pas démonté le premier étage, nous avons donc étalonné les Si(Li) ou les CsI à partir des informations du premier étage DSSD (perte d'énergie, angle d'incidence et épaisseur).

Une particule ayant une énergie incidente E_0 va interagir avec un matériau possédant une certaine épaisseur en y déposant de l'énergie ΔE. En sortie de ce matériau, la particule aura une énergie résiduelle E_{res} qui dépendra donc de l'épaisseur et du type de matériau traversé, de l'angle et de l'énergie incidente (cf. Fig. 4.23). Un modèle simple se basant sur la formule de Bethe et Bloch non

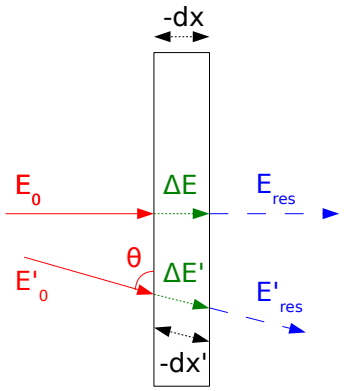


FIGURE 4.23 – *Principe du calcul des pertes d'énergie.*

relativiste (les particules détectées dans MUST2 possèdent un $\beta \sim 11$ %) permet de décrire la perte d'énergie d'un certain type de particule dans un certain type de matériau :

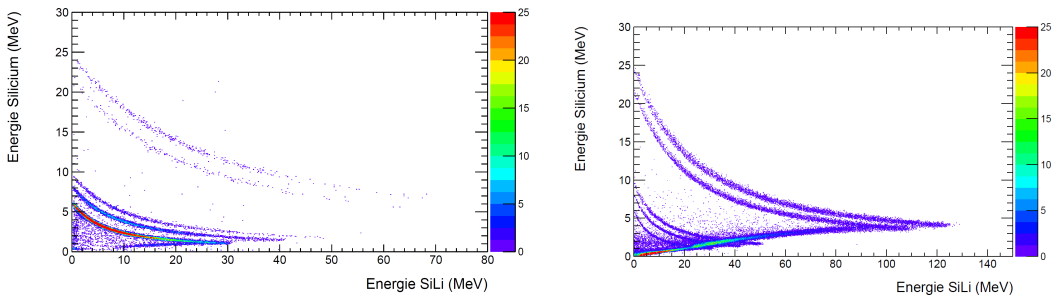
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n}{m_e}\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 Az^2\frac{1}{E_0}ln\left(\frac{4m_e}{AI}E_0\right) \tag{4.22}$$

où :
- $-dx$ est l'épaisseur du matériau traversé,
- n est la densité numérique des électrons du matériau,
- A est le nombre de nucléon du matériau,
- m_e est la masse de l'électron,
- z est le nombre atomique de la particule,

- E_0 est l'énergie incidente de la particule,
- I est le potentiel d'excitation moyen du matériau (173.5 eV pour du silicium [84]).

Des mesures expérimentales permettent de fournir des tables de perte d'énergie pour différents ions incidents (proton, deuton, triton, ^{3}He, α, etc.) et milieux ralentisseurs (aluminium, silicium, etc.) avec une très bonne précision et validité. Dans notre cas, nous avons utilisé les tables du logiciel SRIM et GEANT4 [85] pour les pertes d'énergie.
L'énergie dans le deuxième étage de MUST2 (Si(Li) ou CsI) sera donc déterminée de la façon suivante : à partir de la connaissance de l'énergie perdue ou déposée ΔE de la particule aux travers des différents matériaux rencontrés (couche morte d'aluminium à l'entrée du DSSD et épaisseur du silicium), grâce aux tables de perte d'énergie et en prenant en compte notamment l'épaisseur relative traversée qui dépend de l'angle d'émission θ que nous reconstruisons, nous pouvons en déduire l'énergie incidente E_0 et l'énergie résiduelle E_{res} de la particule. Ainsi, nous avons une correspondance entre l'énergie reconstruite des Si(Li) ou des CsI (en MeV) et l'énergie de ces derniers (en canaux). En utilisant un polynôme d'ordre 2 (qui prend en compte notamment l'absorption de la lumière produite à haute énergie dans le cristal de CsI provoquant un comportement non-linéaire de ce dernier), nous sommes en mesure d'étalonner le deuxième étage. Néanmoins, cette procédure d'étalonnage indirecte fait intervenir de nombreuses erreurs systématiques discutées dans la référence [86]. Elle permet seulement un alignement relatif des cristaux pour les identifications en charge par $\Delta E - E$ (cf. paragraphe 4.2.5.2).

Sans source α pour étalonner les pads de Si(Li) ou les cristaux de CsI, il nous a été impossible de déterminer directement la résolution intrinsèque des seconds étages de MUST2. Néanmoins, à partir de la matrice d'identification $\Delta E - E$ donnée par le Si(Li) par exemple (cf. Fig. 4.24 (a)) nous avons pu calculer la résolution de ces détecteurs en redressant la ligne d'identification correspondant aux particules α puis en déterminant la largeur à mi-hauteur de la projection de cette ligne sur l'axe des ordonnées correspondant à l'énergie du silicium à pistes. Il est à noter que la résolution trouvée prend en compte beaucoup de phénomènes physiques : la dispersion en énergie dans la cible, dans la couche morte en entrée du DSSD, la dispersion dans le silicium et celle dans la couche morte en face de sortie et la résolution intrinsèque des pads de Si(Li) ou des cristaux de CsI. Afin de séparer toutes ces contributions physiques dégradant la résolution, nous avons procédé à des simulations numériques. En supposant une résolution intrinsèque des Si(Li) ou des CsI puis en faisant une simulation Monte-Carlo [87] de propagation de particules α à travers la cible, les détecteurs et leurs couches mortes à l'aide de l'outil GEANT4, nous avons pu reconstruire une matrice d'identification simulée



(a) *Matrice de corrélation expérimentale.* (b) *Matrice de corrélation simulée.*

FIGURE 4.24 – *Matrice de corrélation $\Delta E - E$ expérimentale et simulée pour le télescope T2.*

(cf. Fig. 4.24 (b)). Enfin, en suivant la même procédure décrite peu avant, nous avons déterminé la résolution simulée du deuxième étage de détection de MUST2. Si l'écart entre la résolution simulée et celle expérimentale est inférieur à 20 % alors la résolution intrinsèque supposée au début de la simulation est considérée comme valide. Les résultats sont résumés dans le tableau 4.4. Nous constatons qu'au vue

SiLi - Résolution expérimentale				
	T1	T2	T3	T4
Résolution expérimentale LTMH (keV)	473.97	444.43	425.94	444.74
Résolution simulée LTMH (keV)	529.92	493.03	505.86	492.09
Écart relatif (%)	11.80	10.93	18.76	10.65

CsI - Résolution expérimentale		
	T6	T7
Résolution expérimentale LTMH (keV)	672.87	524.50
Résolution simulée LTMH (keV)	553.80	554.78
Écart relatif (%)	21.50	10.57

TABLE 4.4 – *Résolution LTMH expérimentale et simulée pour les pads Si(Li) et pour les cristaux de CsI.*

de la complexité des phénomènes à simuler, les résultats de la simulation sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Par cette méthode, nous avons ainsi pu déconvoluer la résolution déterminée expérimentalement par les différents phénomènes physiques reproduits par simulation. La résolution LTMH intrinsèque obtenue est de 130 keV pour les pads de Si(Li) et 188 keV pour les cristaux de CsI. Ces résultats sont compatibles avec ceux trouvés par étalonnage en source α [74].

4.2.3 Énergie totale des particules détectées

En résumé, à cette étape de l'analyse, nous connaissons :

- pour les particules s'arrêtant dans le premier étage, leur énergie corrigée de la couche morte en face d'entrée,
- pour les particules traversant le premier étage et s'arrêtant dans le second étage, leur énergie résiduelle calculée pour chaque évènement à partir des tables de perte d'énergie et de l'épaisseur relative (suivant l'angle d'émission) de la couche morte en face d'entrée ($e_{couche\ morte}$) et de l'épaisseur du silicium (e_{DSSD}).

Cependant, il reste encore à remonter à l'énergie de la particule après la réaction en prenant en compte les pertes d'énergie dans la cible. Pour déterminer cette dernière perte d'énergie, on évalue la distance parcourue (e_{cible}) dans la cible de calcium à partir de l'angle d'émission de la particule en faisant l'hypothèse d'une réaction en milieu de cible (cf. Fig. 4.25). Finalement, nous avons :

$$\begin{aligned} E_{tot} &= E_{cible}(E, \theta, e_{cible}) + E_{couche\ morte}(E, \theta_{DSSD}, e_{couche\ morte}) + E_{DSSD} \\ &(+ \quad E_{SiLi/CsI\ reconstruite}(E, \theta_{DSSD}, e_{DSSD})). \end{aligned} \tag{4.23}$$

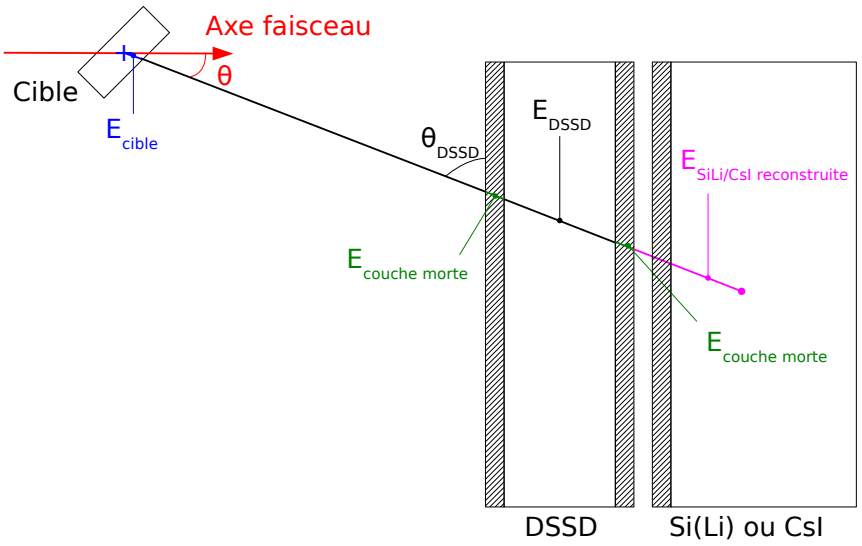


FIGURE 4.25 – *Résumé du calcul de l'énergie totale des particules détectées dans MUST2.*

4.2.4 Sélection des évènements

Pour analyser les évènements de MUST2, nous avons suivi l'algorithme de traitement suivant.

Pré-traitement : Durant cette étape, les évènements non physiques sont supprimés et les paramètres d'étalonnage appliqués. Durant la procédure d'étalonnage en source α, les pistes défaillantes sont identifiées. Les raisons d'un tel dysfonctionnement sont multiples : dommage sur la soudure entre le détecteur et le capton (ou « bonding »), problèmes de connexion ou électronique, etc. Une fois ces pistes désactivées, nous appliquons les seuils sur les données étalonnées afin de supprimer le bruit de fond. Les évènements correspondant à des signaux d'inter-piste sont rejetés (de l'ordre de 10 %).

Traitement en énergie des pistes X et Y : Après cette première étape, pour chaque évènement, un couple de piste X et Y mesurera respectivement une énergie E_X et E_Y. Tous ces couples possibles entre les pistes X et Y sont analysés et un couple est validé si une condition sur l'énergie mesurée par ces couples est respectée : $\mid E_X - E_Y \mid < \varepsilon$ où $\varepsilon = 3 \times \sigma_{E_{DSSD}}$ et $\sigma_{E_{DSSD}}$ est l'écart type de l'énergie du DSSD (grandeur reliée à la résolution LTMH par : $\Delta E_{DSSD} = 2\sqrt{2ln(2)}\sigma_{E_{DSSD}}$). À la fin de cette étape, il est possible que pour un évènement donné aucun couple X et Y ne soit identifié. Les temps T_X et T_Y sont également associés à chaque couple.

Correspondance avec le deuxième étage de détection : Finalement, un algorithme recherche les pads Si(Li) ou les cristaux CsI associés aux couples de pistes touchées.

La multiplicité de l'évènement correspond au nombre de couple identifié. Dans notre étude, nous gardons que les évènements de multiplicité une et nous travaillons avec l'énergie mesurée par les pistes X (car leur résolution est meilleure, cf. tableau 4.2) et les temps mesurés par les pistes Y (pour les mêmes raisons).

4.2.5 Identification des particules dans les détecteurs MUST2

Afin d'étudier la structure en « clusters » de particule α des noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar, il est nécessaire d'identifier les particules α issues des deux réactions d'intérêt. Les particules α peu énergétiques (d'une énergie inférieure à 25 MeV) s'arrêteront dans le premier étage de MUST2. Pour les discriminer des autres particules (protons, deutons, tritons, ^{3}He) produites durant l'interaction entre la faisceau et la cible, nous utiliserons une matrice d'identification énergie-temps de vol. Quant aux particules α d'énergie suffisante pour traverser le premier étage de MUST2, elles seront identifiées par une matrice de corrélations entre perte

d'énergie dans le premier étage (DSSD) et énergie déposée dans le deuxième étage (Si(Li) ou CsI).

4.2.5.1 Identification des particules en Énergie - Temps de Vol

Le temps de vol entre MUST2 et SPEG permet d'identifier les noyaux légers qui s'arrêtent dans le premier étage de MUST2. En effet, la mesure de l'énergie de la particule et de son temps de vol permet de distinguer les différentes masses suivant la relation non relativiste :

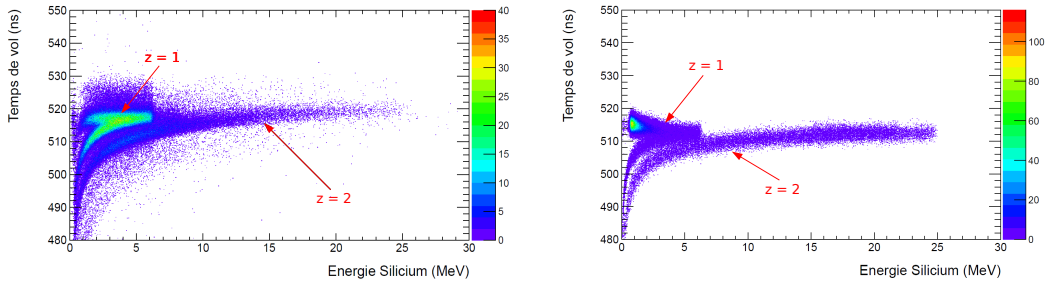
$$t = \sqrt{\frac{1}{2}\frac{md^2}{E}} \tag{4.24}$$

où :

- t est le temps de vol de la particule donné par le signal *START* de MUST2 et le signal *STOP* fourni par le plastique de SPEG conditionné par la « HF propre » ou simplement le temps entre le signal *START* de MUST2 et le signal *STOP* de la Haute Fréquence du cyclotron,
- d est la distance entre la cible et le détecteur touché,
- E est l'énergie cinétique de la particule,
- m est sa masse.

Pour obtenir le temps de vol d'une particule détectée dans un module MUST2, nous ajoutons au temps de vol mesuré entre un télescope (temps silicium du plan de piste Y) et la Haute Fréquence (HF) du cyclotron le temps de vol mesuré entre le plastique de SPEG et la Haute Fréquence pour ainsi prendre en compte les différentes trajectoires qu'empruntent les ions détectés dans SPEG.

Sur la figure 4.26 (a), nous observons deux lignes d'identification : la plus intense qui s'arrête autour de 6 MeV correspond aux particules de nombre atomique égale à un (majoritairement des protons et peu de deutons et tritons), la moins intense qui s'arrêtent autour de 25 MeV correspond aux particules de nombre atomique égale à deux (majoritairement des α et peu d'^{3}He). L'échelle de temps est inversée car plus une particule aura une énergie importante et plus court sera son temps de vol. Nous distinguons également le point rebroussement (ou « punch-through ») de coordonnée $(6, 517)$ ainsi qu'une ligne horizontale correspondant aux protons qui ont assez d'énergie pour traverser le premier étage. Du fait de la mauvaise résolution temporelle (3.15 ns), il n'est pas possible d'identifier les isotopes du proton de ce dernier et les particules α des ^{3}He. Nous retrouvons cet état de fait dans les simulations numériques (cf. Fig. 4.26 (b)). Néanmoins, du fait de la réaction, nous produisons majoritairement des particules α, nous pouvons sélectionner les évènements $z = 2$ ensuite dans l'analyse de données.



(a) *Matrice de corrélation expérimentale.* (b) *Matrice de corrélation simulée.*

FIGURE 4.26 – *Matrice d'identification Énergie - Temps de Vol des particules qui s'arrêtent dans le premier étage de MUST2.*

4.2.5.2 Identification des particules en $\Delta E - E$

La perte d'énergie d'une particule est notamment proportionnelle à son nombre atomique :

$$\Delta E \propto \frac{Az^2}{E} \tag{4.25}$$

où A est la masse de la particule considérée et z sa charge. Cette relation permet de sélectionner les particules en fonction de leur charge : les particules ayant assez d'énergie pour traverser le premier étage y déposeront une certaine quantité d'énergie ΔE qui, corrélée à l'énergie résiduelle déposée dans le deuxième étage (Si(Li) ou CsI), permettra une identification. Sur les figures 4.27 et 4.28, nous observons cinq lignes d'identification, de bas en haut : proton, deuton, triton, ^{3}He et α. La résolution des pads de Si(Li), meilleure que celle des cristaux de CsI, explique la meilleure identification des particules à haute énergie (cf. Fig. 4.27) par rapport aux cristaux de CsI (cf. Fig. 4.28).

4.3 Reconstruction de l'énergie d'excitation du ^{39}K

Après interaction du faisceau d'^{40}Ar avec la cible, le ^{40}Ca, dans un état excité, peut émettre des protons détectés dans les détecteurs MUST2. Le noyau lourd résiduel, le ^{39}K, peut être dans un état excité que nous pouvons reconstruire à partir de la mesure en énergie des protons dans MUST2 et de l'^{40}Ar dans SPEG. La méthode de la masse manquante décrite dans l'annexe B.2 permet de reconstruire le spectre d'excitation du ^{39}K présenté sur la figure 4.29. Sur ce spectre, nous distinguons deux états : un pic correspondant à l'état fondamental $3/2^+$ centré à 29.3 keV et dont la largeur totale à mi-hauteur LTMH est de 830 keV et un

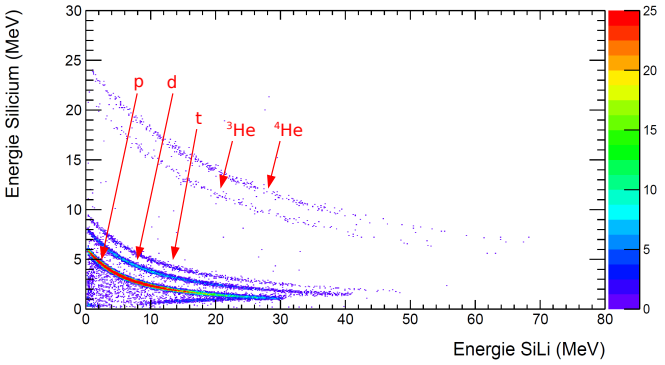


FIGURE 4.27 – *Matrice d'identification $\Delta E - E$: superposition des 16 pads du Si(Li) du télescope T2.*

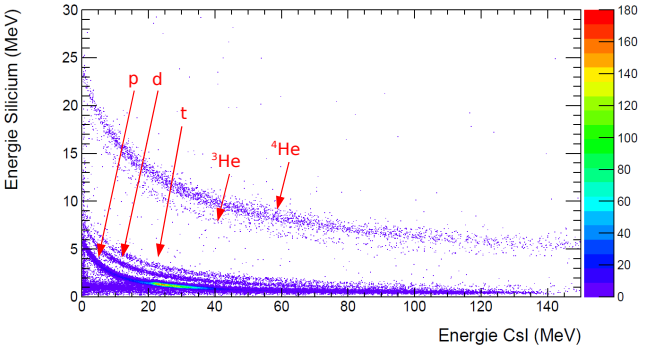


FIGURE 4.28 – *Matrice d'identification $\Delta E - E$: superposition des 16 cristaux de CsI pour le télescope T6.*

pic plus large centré à 2.65 MeV correspondant à la convolution entre l'état excité $1/2^+$ attendu à 2.5225 MeV et l'état $7/2^-$ attendu à 2.8143 MeV. La bonne reconstruction du spectre en énergie d'excitation du ^{39}K permet de valider le traitement de données de l'ensemble de détection utilisé durant l'expérience.

4.4 Problème électronique de MUST2

Lors de l'analyse des données MUST2, nous avons constaté un problème concernant l'énergie du silicium à pistes des télescopes T1, T3 et T4. Sur les figures 4.30 à 4.33, nous observons la matrice d'identification en $\Delta E - E$ des 4 premiers modules MUST2 pour les particules ayant traversé le premier étage de détection. Pour le module T2, nous reconnaissons les cinq lignes d'identification (protons, deutons, tritons, ^{3}He et α, flèches rouges sur les figures 4.30 et 4.31). Cependant, pour les modules T1, T3 et T4, nous observons une duplication de ces lignes d'identification à des énergies silicium plus faibles (flèches noires sur la figure 4.30). Pour les modules 5 à 8, nous n'avons pas rencontré ce problème.

Dans les paragraphes suivants, nous exposerons le travail qui a été effectué afin de comprendre ce problème et les conséquences de ce dysfonctionnement sur les résultats.

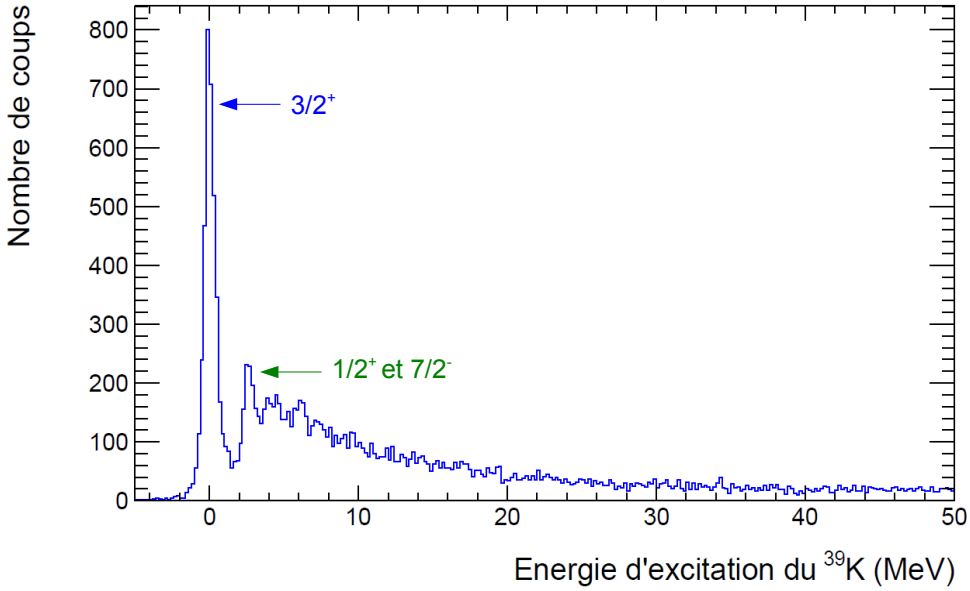


FIGURE 4.29 – *Spectre en énergie d'excitation du ^{39}K pour la coïncidence entre le spectromètre SPEG et l'un des huit modules MUST2. La résolution LTMH en énergie est de 830 keV.*

4.4.1 Problème concernant les évènements identifiés par le silicium

Après avoir validé la procédure de traitement des données, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques de ces lignes d'identification dédoublées afin d'essayer de comprendre la ou les causes possibles du dysfonctionnement de MUST2. Comme nous l'avons déjà mentionné, pour les évènements des lignes d'identification dupliquées, le silicium à pistes des modules T1, T3 et T4 a mal codé la valeur en énergie des particules détectées. Quelque soit la particule étudiée (par exemple les protons et leurs homologues mal codés), quelque soit le module et quelque soit l'énergie Si(Li), le rapport entre l'énergie du silicium à pistes des évènements correctement identifiés et celle des évènements mal identifiés est toujours constant et égal à $\frac{E_{DSSD}^{correcte}(E_{SiLi})}{E_{DSSD}^{erronée}(E_{SiLi})} = 2.7 \pm 0.1$. Cette caractéristique bien précise indique clairement qu'un même phénomène non aléatoire a agi sur les trois télescopes ayant mal fonctionné.

En sélectionnant les évènements mal identifiés (les protons par exemple), nous

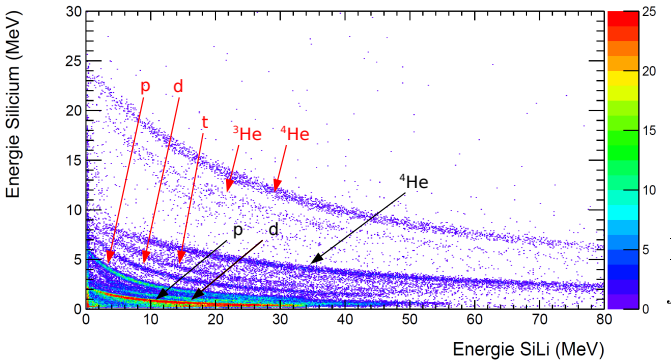


FIGURE 4.30 – *Matrice d'identification $\Delta E - E$ pour le télescope T1.*

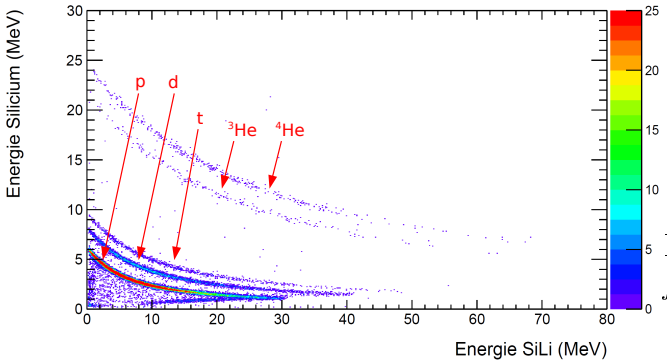


FIGURE 4.31 – *Matrice d'identification $\Delta E - E$ pour le télescope T2.*

pouvons analyser l'ensemble de leurs valeurs associées (énergie et temps du DSSD, numéro de piste touchée, etc.). En étudiant les temps correspondants aux protons détectés par le télescope T2, les temps correspondants aux protons correctement détectés par le télescope T3 et les temps des protons mal identifiés par ce même module, nous avons remarqué que les évènements mal codés correspondaient toujours à une valeur en temps quasi nulle. Sur les figures 4.34 et 4.35, nous constatons que les protons du télescope T2 et les protons correctement identifiés du télescope T3 possèdent un temps DSSD (temps entre MUST2 et la Haute Fréquence du cyclotron) semblable et environ égale à 420 ns. Il y a également peu d'évènements dont les temps correspondants sont égaux à 2 ns. Par contre sur la figure 4.36, pour les protons mal identifiés du télescope T3, nous observons un comportement tout à fait différent : la plupart des évènements ont un temps DSSD environ égale à 2 ns et très peu sont associés à des temps d'environ 420 ns. Sur les figures 4.34 et 4.35, nous observons également la périodicité de la Haute Fréquence du cyclotron qui fournit le signal de fin de déclenchement pour le temps de vol : un signal vers 190 ns et un autre vers 310 ns.

En ne sélectionnant que les évènements associés à des temps de vol non nuls, nous sommes en mesure de nettoyer les spectres en identification (cf. Fig. 4.37). Ce problème ne se retrouve pas dans le télescope T2, il doit donc exister un lien entre

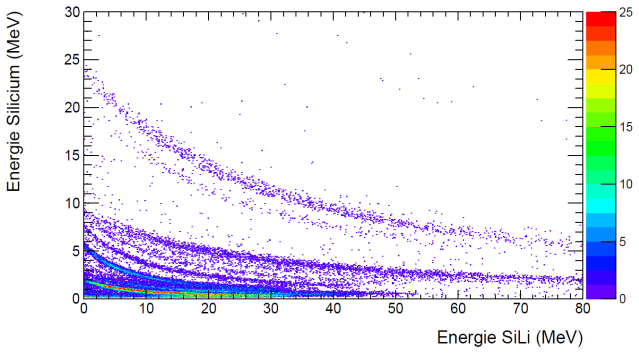


FIGURE 4.32 – *Matrice d'identification $\Delta E - E$ pour le télescope T4.*

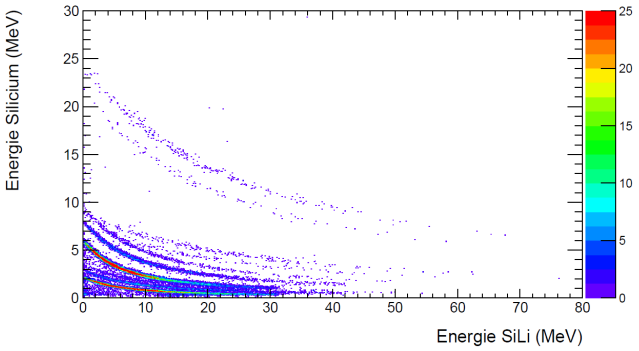


FIGURE 4.33 – *Matrice d'identification $\Delta E - E$ pour le télescope T3.*

le mauvais codage en énergie des particules détectées dans le deuxième étage de MUST2 et le fait qu'une part importante de la statistique des particules arrêtées dans le silicium soit associée à des temps de vol quasi nuls.

4.4.2 Hypothèses sur le dysfonctionnement

Comme nous venons de le voir, un même phénomène non aléatoire a agi sur les trois télescopes ayant mal fonctionné. C'est pourquoi, nous suspectons un problème lié à l'électronique de MUST2 (MATE, MUFEE et MUVI). Nous avons donc comparé la configuration des cartes MUFEE et MUVI dans le DAS du télescope T2 ayant correctement fonctionné avec celle des sept autres modules : elles sont identiques. Le télescope T2 étant placé juste en dessous du télescope T3 et lié par la même carte MUVI, aucun effet géométrique ne peut expliquer les différences de comportement. En outre, les taux de comptage, résumés dans le tableau 4.5 et normalement acceptés par MUST2, ne permettent pas d'affirmer que nous sommes en présence d'un phénomène d'empilement de données (ou « pile-up »). Dans les paragraphes traitant de l'analyse des données de MUST2, dans les données d'étalonnage, nous n'avons pas non plus rencontré le dysfonctionnement du codage des particules détectées dans le DSSD. Lors de l'étalonnage en source α, seul MUST2

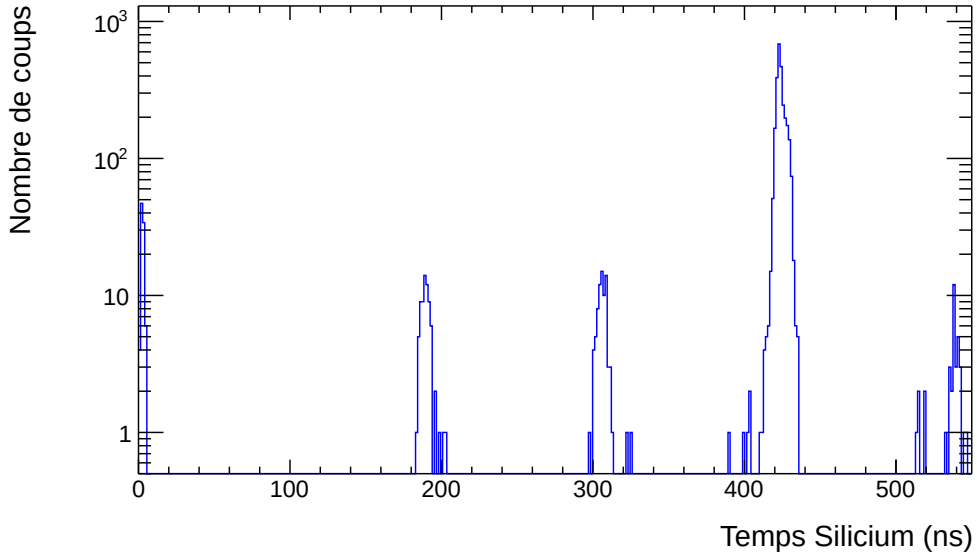


FIGURE 4.34 – *Temps silicium du plan de piste Y des protons pour le télescope T2.*

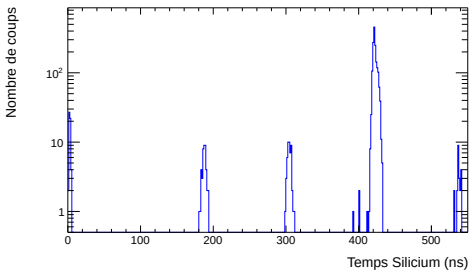


FIGURE 4.35 – *Temps silicium du plan de piste Y des protons correctement identifiés par le télescope T3.*

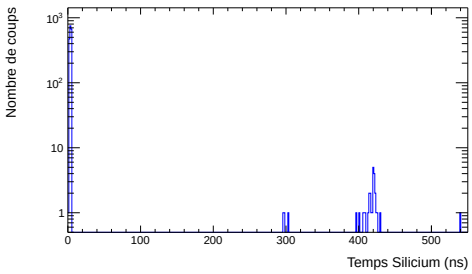


FIGURE 4.36 – *Temps silicium du plan de piste Y des protons mal identifiés par le télescope T3.*

Taux de comptage (coups/s)	T1	T2	T3	T4
Début d'expérience	458.105	116.421	124.947	531.368
Fin d'expérience	2453.42	458.715	498.658	2765.84

TABLE 4.5 – *Taux de comptage des télescopes T1 à T4.*

était présent dans la matrice de décision du GMT (cf. paragraphe 3.2) alors que durant la prise de données, le spectromètre SPEG était en déclencheur maître.

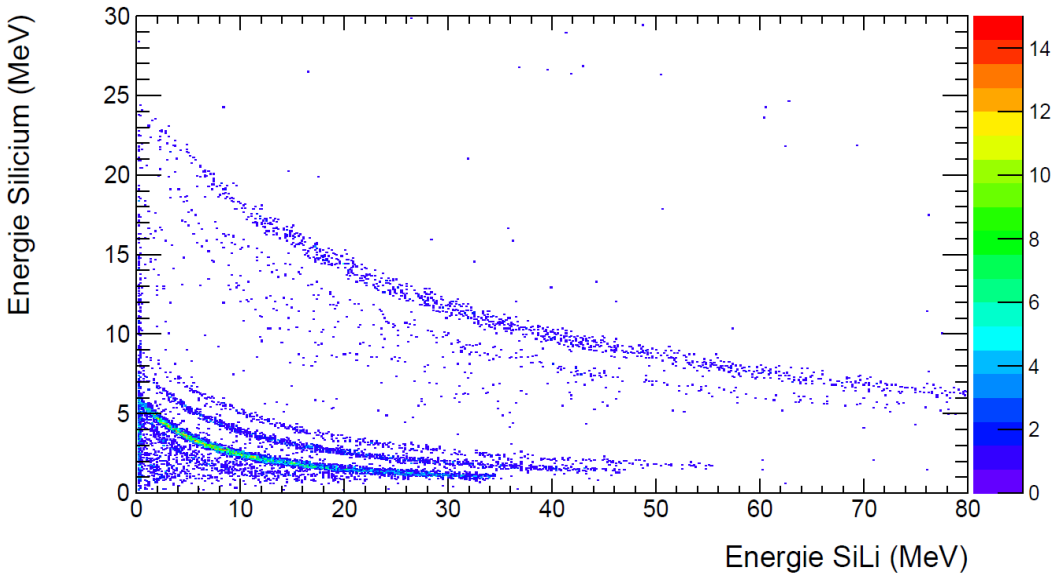


FIGURE 4.37 – *Matrice d'identification $\Delta E - E$ pour le télescope T1 pour des temps DSSD supérieurs à 400 ns.*

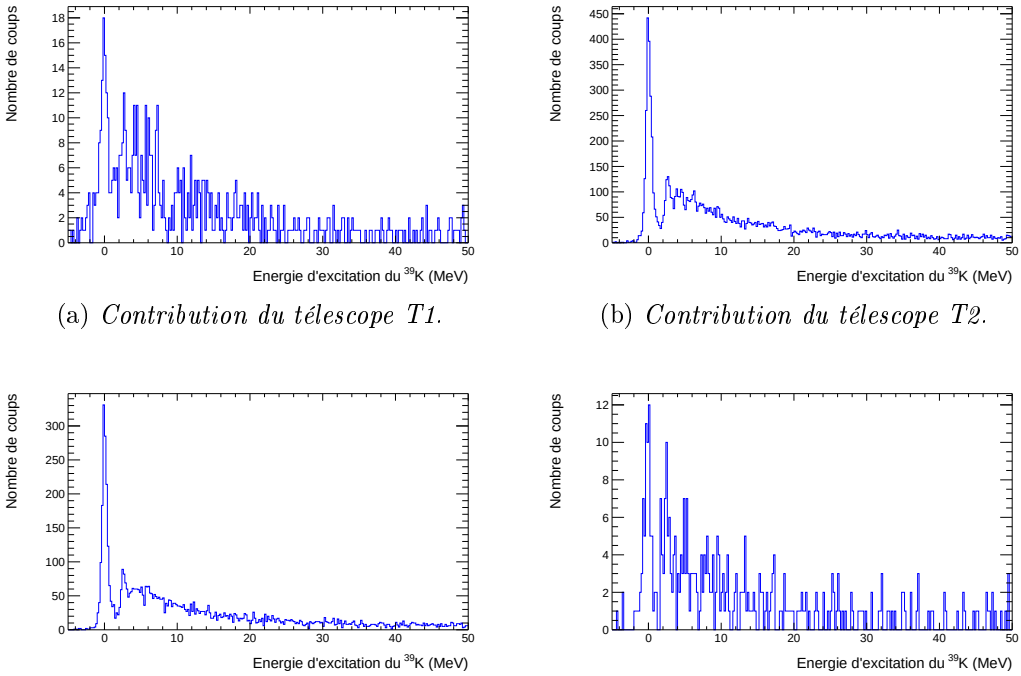
Cette expérience était la première à utiliser un tel mode de fonctionnement, la non-validation d'évènements de MUST2 et donc la procédure de « RESET » du détecteur pourrait être à l'origine du problème.

L'étude sur la multiplicité des télescopes (plusieurs télescopes touchés pour un même évènement) n'a pas permis de conclure quant au fait qu'en sélectionnant les lignes d'identification correctes ou non, nous avions un comportement différent suivant les modules défaillants T1, T3 et T4 et le module T2.

Nous avons également montré que les évènements mal reconstruits ne provenaient pas d'un déclenchement du deuxième étage ou troisième de MUST2 sans coïncidence avec le premier étage. En effet dans le DAS, nous avions configuré le deuxième ou troisième étage comme possible déclencheur des télescopes MUST2, la configuration standard étant que seul le premier étage DSSD puisse déclencher (le silicium à pistes, les pads de Si(Li) et les cristaux de CsI sont traités de la même façon par l'électronqiue de MUST2). Si ce dernier ne détectait pas de particules, la configuration du DAS aurait pu favoriser des déclenchements fortuits des Si(Li) ou des CsI par des rayons cosmiques par exemple. Cette configuration du DAS aurait pu entrainer un dysfonctionnement dans le codage de l'information car le signal

START du silicium à pistes aurait été absent. Cependant, en étudiant les temps associés aux pads Si(Li) ou aux cristaux de CsI dans le cas de particule s'arrêtant dans le premier étage, nous n'avons pas observé d'indice nous amenant à penser que le deuxième ou troisième étage ait déclenché sans une détection de particule dans le DSSD.

Pour bien comprendre le dysfonctionnement de MUST2, nous avons utilisé le spectre en énergie d'excitation du ^{39}K reconstruit à partir des données provenant de SPEG et de chaque module. Grâce à cela, nous pouvons déterminer la contribution de chaque télescope au spectre d'excitation du ^{39}K : les télescopes T1, T3 et T4 défaillants y contribuent très peu (cf. Fig. 4.38 (a) à (d)). Toutefois, le télescope T3 contribue davantage au spectre en énergie d'excitation que le module T1 ou T4.



(a) *Contribution du télescope T1.*

(b) *Contribution du télescope T2.*

(c) *Contribution du télescope T3.*

(d) *Contribution du télescope T4.*

FIGURE 4.38 – *Contribution des télescopes T1 à T4 au spectre d'énergie d'excitation du ^{39}K.*

Le dysfonctionnement de MUST2 a pour conséquence première une perte importante de statistique quantifiée dans le paragraphe 4.4.4. Comme nous l'avons vu, le DSSD a mal codé l'énergie des particules mais nous pouvons corriger leurs

valeurs du facteur 2.7. Nous avons utilisé ces évènements pour la reconstruction du spectre en énergie d'excitation du ^{39}K. Sur la figure 4.39, nous observons la con-

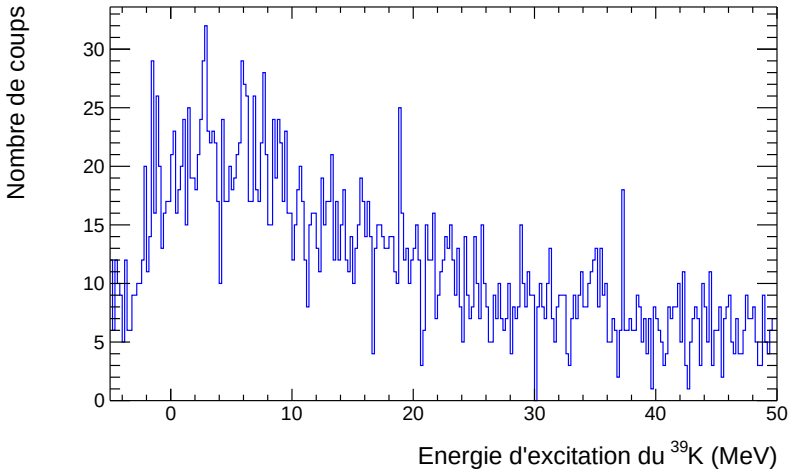


FIGURE 4.39 – *Contribution des évènements mal reconstruits du télescope T1 au spectre en énergie d'excitation du* ^{39}K.

tribution des évènements mal reconstruits du télescope T1 au spectre en énergie d'excitation du ^{39}K : aucune forme de structure correspondant à un état physique n'apparaît. Il n'y donc pas corrélation entre MUST2 et SPEG. Par exemple, il pourrait s'agir d'un évènement n pour MUST2 et associé à des temps très courts (un signal *START* de MUST2 suivi quelques nanosecondes après par le signal *STOP* de SPEG) mais corrélé avec l'évènement précédent $n-1$ pour SPEG. Un problème dans le module discriminateur du Plastique scintillant de SPEG pourrait provoquer une réflexion du signal logique : il y aurait alors création d'un deuxième signal retardé [71]. Le premier signal de SPEG qui correspond à l'évènement $n-1$ serait en coïncidence avec le signal MUST2 de l'évènement $n-1$ puis un nouvel évènement n serait détecté dans MUST2 et validé par le deuxième signal retardé correspondant toujours à l'évènement $n-1$ pour SPEG. Comme ce deuxième signal *STOP* arriverait très peu de temps après le signal *START* de MUST2, le système « Track and Hold » ou la fonction « RESET » pourrait ne pas encore être revenu à un statut opérationnel capable d'enregistrer correctement un nouvel évènement et son énergie DSSD associée par exemple.

4.4.3 Récapitulatif de l'étude sur le dysfonctionnement de MUST2

En résumé, nous ne pouvons émettre que des hypothèses concernant le dysfonctionnement de MUST2. Voici ce que nous pouvons conclure.

1. La configuration où le spectromètre SPEG était déclaré en déclencheur maître et MUST2 en tant que simple déclencheur n'avait jamais été utilisée dans aucunes des autres expériences MUST2. Les données d'étalonnage ne montrent pas de problème.
2. Le dédoublement des cinq lignes d'identification avec pour tout télescope le même rapport ($\frac{E_{DSSD}^{correcte}(E_{SiLi})}{E_{DSSD}^{erronée}(E_{SiLi})} = constante$) entre un évènement dont l'énergie est correctement codée et un évènement associé à une valeur en énergie erronée indique clairement qu'un même problème a touché ces télescopes. Ce constat semble indiquer un problème électronique.
3. Les évènements détectés par le deuxième étage de MUST2 et mal codés en énergie sont toujours associés à des temps de vol quasi nuls.
4. L'acquisition des évènements se faisait en mode asynchrone *i.e.* MUST2 mémorisait chaque évènement qu'il détectait et attendait un signal de validation (celui de SPEG par exemple). Si MUST2 recevait un tel signal, il codait et enregistrait l'évènement, sinon il effaçait les informations (procédure appelée « RESET rapide » qui prend un certain temps de l'ordre de la microseconde). Le télescope T2 a fonctionné normalement, la configuration électronique et le temps des fenêtres de validation d'un évènement étaient identiques pour les quatre premiers modules (même si la carte MUFEE est unique pour chaque module).
5. Comme les télescopes défaillants ont enregistré une valeur d'énergie plus faible que celle attendue, nous avons pensé que le système de « RESET », qui permet d'effacer les données en mémoire en attente d'un signal de validation, n'a pas correctement fonctionné. MUST2 n'étant pas déclencheur maître pourrait être la cause de ce dysfonctionnement mais cela n'explique pas le fait que le télescope T2 ait correctement fonctionné alors qu'il possédait les mêmes configurations électroniques que les autres modules défaillants.
6. L'étude sur les temps enregistrés par les Si(Li) ou les CsI n'a pas montré que le deuxième ou le troisième étage de MUST2 ait déclenché sans une coïncidence avec le silicium à pistes.
7. L'étude sur la contribution des différents télescopes au spectre en énergie d'excitation du ^{39}K a montré que les évènements mal reconstruits ne semblaient pas en corrélation avec SPEG.

4.4.4 Conséquences sur les résultats

Les conséquences du dysfonctionnement de trois des quatre modules MUST2 couvrant une région angulaire d'intérêt sont multiples. Dans le tableau 4.6 est résumé le pourcentage de perte de statistique engendrée par le problème électronique de MUST2.

Pour les particules détectées dans le deuxième étage des modules T1, T3 et T4, nous perdons en moyenne 39.8 % des évènements et pour les particules arrêtées dans le premier étage DSSD des télescopes T1, T3 et T4, nous perdons en moyenne 62.0 %. L'effet immédiat de cette perte significative d'évènements est une augmentation de l'erreur statistique. Une autre conséquence beaucoup plus importante est qu'à cause de ce manque d'évènements et du fait que ceux-ci ne soient pas corrélés avec SPEG, les télescopes T1, T3 et T4 auront une efficacité de détection nulle ce qui aura un impact très important sur les distributions angulaires des particules α provenant du « Towing Mode ». Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2.1, la probabilité d'émission des particules α est maximale pour des angles dans le référentiel du laboratoire compris entre 30° et 80°, angles couverts par les trois télescopes défaillants (cf. chapitre 5).

		T1	T2	T3	T4
$\Delta E - E$	Statistique totale	655957	103634	102294	347410
	Particules correctement identifiées	122768	92586	53387	71714
	Particules mal identifiées	311250	0	30298	147312
	Perte (%)	47.5	0	29.6	42.4
Temps de vol - Énergie	Statistique totale	261523	270835	245124	278432
	Particules correctement identifiées	53941	254089	163020	62243
	Particules mal identifiées	204043	11110	78243	212241
	Perte (%)	78.0	4.10	31.9	76.2

TABLE 4.6 – *Pourcentage de perte de statistique dû au dysfonctionnement de MUST2.*

4.5 Traitement des données du démonstrateur EXL

Le prototype de calorimètre EXL a été utilisé pour la détection de photons provenant de la décroissance des noyaux résiduels, comme le ^{36}S ou l'^{36}Ar. Les 18 cristaux de CsI composants EXL nous fourniront également la mesure des angles d'émission des photons et de leurs énergies.
Dans le paragraphe suivant, nous détaillerons la procédure d'étalonnage en source de ^{60}Co et de ^{137}Cs, noyaux radioactifs. Enfin, nous décrirons comment nous avons utilisé le bruit de fond de la salle d'expérience comme moyen complémentaire d'étalonnage.

4.5.1 Étalonnage des cristaux de CsI

Les cristaux de CsI ont été étalonnés en énergie grâce à deux sources :
- du ^{60}Co dont la désintégration β^- conduit à peupler les états excités 4^+ et 2^+ du ^{60}Ni qui émettra deux raies γ de respectivement 1.1732 et 1.3325 MeV pour revenir dans son état fondamental,
- du ^{137}Cs dont la désintégration β^- conduit à peupler l'état excité $11/2^-$ du ^{137}Ba qui émettra une unique raie γ de 0.6617 MeV pour revenir dans son état fondamental.

Les raies et les intensités de ces sources sont résumées dans les tableaux 4.7 et 4.8. La position de chaque raie en canaux électroniques est repérée par un ajuste-

^{60}Co	
E_γ (MeV)	I_γ (%)
1.173238(4)	99.857(22)
1.332502(5)	99.983(6)

TABLE 4.7 – *Tableau récapitulant les raies et intensités du ^{60}Co.*

^{137}Cs	
E_γ (MeV)	I_γ (%)
0.6617	100

TABLE 4.8 – *Tableau récapitulant la raie et intensité du ^{137}Cs.*

ment gaussien, puis une fonction affine nous permet de déterminer la fonction de correspondance entre la position en canaux et celle en énergie. La figure 4.40 présente le spectre des sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs après étalonnage. L'étalonnage du calorimètre EXL doit couvrir une gamme en énergie comprise entre 600 keV et 3.5 MeV car les transitions γ d'intérêt se situent dans cet intervalle d'énergie (cf. Fig. 4.42). Les sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs utilisées ne permettent pas d'obtenir un étalonnage précis pour des énergies supérieures à 1.4 MeV. Afin de pallier ce défaut, nous avons utilisé le bruit de fond de la salle d'expérience et plus particulièrement la raie à 1.4608 MeV du ^{40}K et la raie à 2.6145 MeV du ^{208}Tl visible sur la figure 4.41.

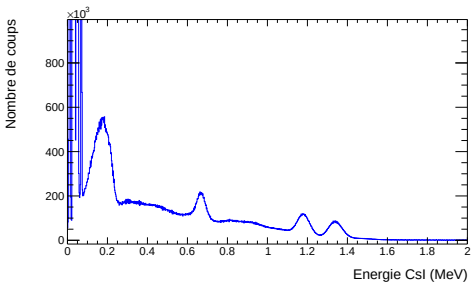


FIGURE 4.40 – *Spectre étalonné obtenu avec les sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs.*

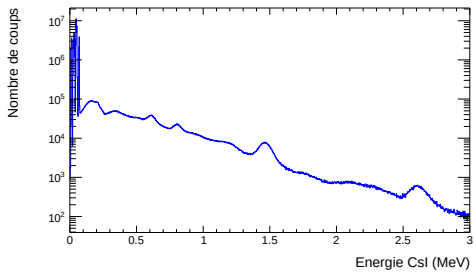


FIGURE 4.41 – *Spectre étalonné obtenu avec le bruit de fond de la salle d'expérience.*

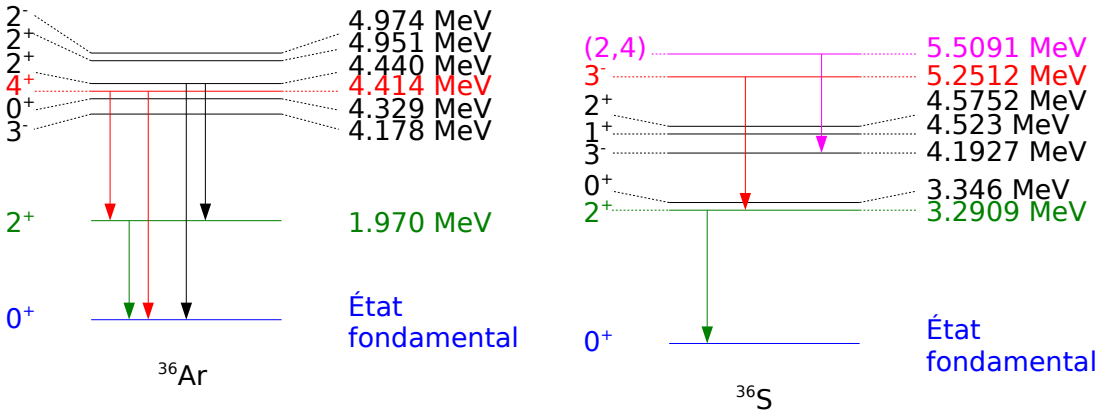


FIGURE 4.42 – *Spectres en énergie d'excitation de l'^{36}Ar et du ^{36}S et leurs transitions γ.*

La résolution LTMH en énergie obtenue en sommant l'ensemble des cristaux de CsI est de 246 keV pour la raie à 2.6145 MeV du ^{208}Tl. Grâce à cette bonne résolution du prototype EXL, nous serons en mesure de séparer la plupart des différentes transitions γ de l'^{36}Ar ou du ^{36}S.

4.5.2 Corrélation Temps de vol-Énergie

La corrélation entre l'énergie d'un photon détecté et son temps de vol entre le calorimètre EXL et la Haute-Fréquence du cyclotron permet de sélectionner les photons prompts d'intérêt (cf. Fig. 4.43). Durant l'expérience, nous avions placé une plaque d'aluminium devant les cristaux de CsI afin d'arrêter les particules légères chargées et en sélectionnant les photons d'intérêt, nous assurons ainsi d'obtenir un spectre γ sans contamination par du bruit de fond ou des particules

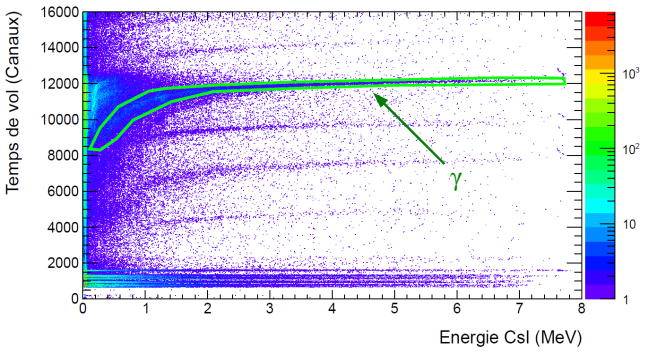


FIGURE 4.43 – *Corrélation entre l'énergie d'un photon et son temps de vol. La sélection des évènements physiques issus de la réaction est représentée par un contour vert.*

chargées.

4.5.3 Correction Doppler

Lors du mécanisme de « Towing-Mode », une particule α provenant de l'^{40}Ar est attirée par le potentiel nucléaire du ^{40}Ca, émise au continuum et détectée par les télescopes MUST2. Le noyau résiduel, le ^{36}S, peut-être laissé dans un état excité et est détecté par le spectromètre SPEG. Les photons émis en vol par le ^{36}S sont détectés par le calorimètre EXL et leur énergie est soumise à l'effet Doppler. En effet, l'énergie mesurée dans le référentiel du laboratoire E_{Lab} est différente de l'énergie des photons dans le référentiel du noyau émetteur E_0 et elles sont reliées par la relation :

$$E_0 = \gamma E_{Lab}(1 - \beta cos(\theta_{Lab})) \tag{4.26}$$

où θ_{Lab} est l'angle entre les directions de propagation du photon et du noyau émetteur dans le référentiel du laboratoire et $\beta = v/c = p/E$ avec p et E l'impulsion et l'énergie du noyau émetteur dans le référentiel du laboratoire. Dans notre cas, pour accéder à la valeur de θ_{Lab} utilisée dans l'équation 4.26, on calcule le produit scalaire entre un vecteur suivant la trajectoire du photon supposé interagissant au centre de l'un des 18 cristaux de CsI et un vecteur suivant la trajectoire du noyau de ^{36}S reconstruit grâce au spectromètre SPEG dans le référentiel du laboratoire centré sur la cible. Le β du ^{36}S est également calculé à partir de l'étalonnage en impulsion du plan focal de SPEG.

Pour évaluer la résolution en énergie ΔE_0 du calorimètre EXL après correction

Doppler :

$$\begin{aligned}(\Delta E_0)^2 &= \left(\frac{\partial E_0}{\partial \gamma}\right)^2 (\Delta\gamma)^2 + \left(\frac{\partial E_0}{\partial E_{Lab}}\right)^2 (\Delta E_{Lab})^2 \\ &+ \left(\frac{\partial E_0}{\partial \beta}\right)^2 (\Delta\beta)^2 + \left(\frac{\partial E_0}{\partial \theta_{Lab}}\right)^2 (\Delta\theta_{Lab})^2 \end{aligned} \tag{4.27}$$

nous avons procédé à une simulation Monte-Carlo pour prendre en compte l'erreur sur la position d'interaction sur la cible et l'erreur sur les angles d'émission mesurés dans SPEG qui induisent une incertitude sur l'angle reconstruit θ_{Lab}. Les incertitudes $\Delta\gamma = 3.74 \times 10^{-5}$ et $\Delta\beta = 1.29 \times 10^{-4}$ ont été déterminées à partir de la résolution en impulsion de SPEG ($\Delta p = 230$ keV) et l'incertitude $\Delta E_{Lab} = 246$ keV est la résolution intrinsèque du prototype EXL. Ainsi, nous pouvons estimer l'erreur après correction de l'effet Doppler à 317 keV.

CHAPITRE 5

Résultats expérimentaux et interprétations

Sommaire

5.1 Étude de la pré-formation de particule α dans le noyau de ^{40}Ca 130
5.1.1 Réaction d'intérêt et spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar 130
5.1.2 Résolution de l'expérience et simulations 132
5.1.3 Spectre γ en coïncidence triple avec SPEG, MUST et EXL 136
5.1.4 Extraction des sections efficaces différentielles des particules α 138
5.1.5 Extraction des sections efficaces différentielles des noyaux d'^{40}Ar 141
5.1.6 Distributions angulaires normalisées des particules α . . 147
5.1.7 Interprétations des résultats 148
5.2 Étude de la pré-formation de particule α dans le noyau d'^{40}Ar 155
5.2.1 Réaction d'intérêt et spectres γ 155
5.2.2 Distribution angulaire normalisée des particules α 158
5.2.3 Interprétations des résultats 161
5.3 Taux de « clusterisation » pour le ^{40}Ca et l'^{40}Ar 164

Après le traitement des données exposé dans le chapitre 4, nous pouvons sélectionner les noyaux lourds d'intérêt dans le spectromètre SPEG, les particules légères chargées dans le multi-détecteur MUST2 et nous avons accès aux grandeurs physiques étalonnées comme par exemple l'énergie, le temps de vol, les angles d'émission, la masse et la charge de ces particules d'intérêt. À présent, nous sommes en mesure d'étudier la structure en « clusters » de particule α des noyaux de ^{40}Ca et d'^{40}Ar à l'aide de leurs distributions angulaires.

Au cours de ce chapitre, dans un premier temps, nous exposerons les résultats obtenus pour le noyaux de ^{40}Ca. Nous détaillerons la méthode qui nous a permis d'extraire les distributions angulaires des particules α provenant du mécanisme

de cassure nucléaire (« Towing Mode »). Enfin, nous comparerons les résultats expérimentaux avec les calculs théoriques provenant du modèle TDSE.

Dans un second temps et de la même façon, nous exposerons les résultats obtenus pour le noyau d'^{40}Ar.

5.1 Étude de la pré-formation de particule α dans le noyau de ^{40}Ca

L'étude de la pré-formation de particule α dans le noyau de ^{40}Ca nécessite de connaître les distributions angulaires des particules α émises lors du mécanisme de « Towing Mode ». Dans les paragraphes suivants, nous détaillerons les différentes étapes qui nous ont conduit à obtenir ces sections efficaces différentielles.

5.1.1 Réaction d'intérêt et spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar

Pour étudier la structure en « clusters » de particule α du noyau stable de ^{40}Ca, nous nous intéressons au « Towing-Mode » d'une particule α du ^{40}Ca par un ^{40}Ar :

$$^{40}\mathrm{Ar}(^{40}\mathrm{Ca},^{40}\mathrm{Ar})^{40}\mathrm{Ca}^{*}(^{36}\mathrm{Ar}^{*},\alpha).$$

Nous sélectionnons donc la coïncidence entre un ^{40}Ar dans SPEG et une particule α dans MUST2. Éventuellement, nous demandons la coïncidence triple avec un photon du calorimètre EXL.

La structure en « clusters » de particule α du noyau de ^{40}Ca peut être représentée par une superposition d'états différents du « cluster » qui peuvent se coupler avec le cœur d'^{36}Ar dans un état excité ou non.

L'énergie d'excitation de l'^{36}Ar a été déterminée par la méthode de la masse manquante. À partir de la mesure de l'énergie d'excitation du ^{40}Ca, qui indirectement nous permet de connaître l'énergie cinétique de l'^{40}Ar et par la mesure des caractéristiques des particules α émises (énergie cinétique et angles d'émission dans un repère sphérique), nous pouvons calculer l'énergie d'excitation de l'^{36}Ar par conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion événement par événement (cf. annexe B.2) qui s'écrit :

$$E_{^{36}Ar,ex} = \sqrt{\left(E_{^{40}Ca,ex} + m_{^{40}Ca}\right)^2 + m_\alpha^2 - 2\left(E_{^{40}Ca,ex} + m_{^{40}Ca}\right)E_\alpha^{CDM}} - m_{^{36}Ar} \quad (5.1)$$

où :

- $E_{^{40}Ca,ex}$ est l'énergie d'excitation du ^{40}Ca,
- $m_{^{40}Ca}$ est la masse du ^{40}Ca,
- E_α^{CDM} est l'énergie de la particule α dans le référentiel du centre de masse de la réaction,
- m_α est la masse de la particule α détectée,
- $m_{^{36}Ar}$ est la masse de l'^{36}Ar.

L'énergie de la particule α dans le référentiel du centre de masse de la réaction se calcule à partir de l'énergie de la particule α dans le référentiel du laboratoire et de la matrice de transformation de Lorentz (cf. annexe B.3) :

$$E_{\alpha}^{CDM} = \gamma \left(E_{\alpha} - \left(\sum_{i=1}^{3} \beta_i p_{i,\alpha} \right) \right) \tag{5.2}$$

où :

$$\begin{cases} \gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta}} \\ \beta = \sqrt{\sum_{i=1}^{3} \beta_i^2} \\ \beta_i = \dfrac{p_{i,^{40}Ca}}{E_{^{40}Ca}} \end{cases} . \tag{5.3}$$

Sur la figure 5.1 est représenté le spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar pour

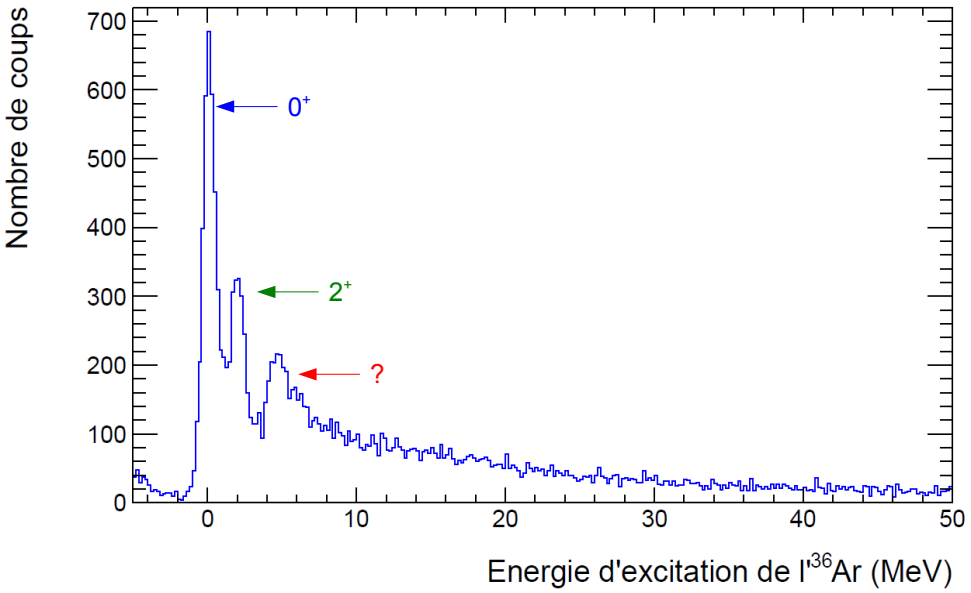


FIGURE 5.1 – *Spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar pour la coïncidence entre l'^{40}Ar détecté dans SPEG et une particule α dans l'un des huit modules MUST2. La résolution en énergie est de 1.01 MeV.*

les évènements provenant de la coïncidence entre un noyau d'^{40}Ar détecté dans le spectromètre SPEG et une particule α dans l'un des huit modules MUST2.

Sur ce spectre, nous distinguons trois états :

- un pic correspondant à l'état fondamental 0^+ centré à (0.14 ± 0.03) MeV et dont la largeur totale à mi-hauteur est de 1.01 MeV,
- un pic correspondant au premier état excité 2^+ centré à (2.01 ± 0.02) MeV,
- un pic plus large centré à (4.75 ± 0.02) MeV mais du fait de la forte densité d'état excité dans cette région en énergie et de la résolution (1.01 MeV), nous ne pouvons pas déterminer à quel état correspond ce large pic (cf. Fig. 5.2).

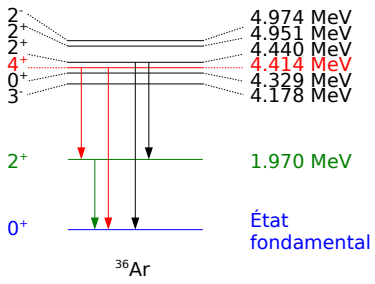


FIGURE 5.2 – *Spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar.*

Pour obtenir uniquement la contribution du mécanisme de « Towing-Mode » au spectre d'énergie d'excitation de l'^{36}Ar et minimiser les contributions des autres mécanismes de réaction (diffusion inélastique, excitation coulombienne par exemple), nous avons :

- sélectionné des énergies d'excitation de la cible de ^{40}Ca comprises entre 15 MeV et 50 MeV (supérieures au seuil d'émission α) où le mécanisme de cassure nucléaire est le plus privilégié,
- sélectionné la région angulaire où l'émission de particule α sera la plus probable : entre 30° et 120° (couverture angulaire correspondant aux télescopes T1 à T4, cf. paragraphe 2.2.1).

Sur la figure 5.3, nous distinguons les différents états de l'^{36}Ar peuplés par le mécanisme de « Towing-Mode » alors que sur la figure 5.4, nous observons que les états excités de l'^{36}Ar sont très peu peuplés car pour cette région angulaire, nous attendons majoritairement la décroissance statistique de la cible. À partir de la largeur à mi-hauteur du pic de l'état fondamental de l'^{36}Ar, nous avons pu déterminer la résolution de l'expérience *i.e.* 1.01 MeV. La résolution en énergie d'excitation du spectromètre SPEG étant de 460 keV, les résolutions en énergie des DSSD, des pads de Si(Li) et des cristaux de CsI de MUST2 étant respectivement de 47.10 keV, 130 keV et 188 keV, la valeur en résolution déterminée est beaucoup plus grande que celle attendue (de l'ordre de la résolution de SPEG). Dans le paragraphe suivant, nous détaillerons les simulations Monte-Carlo qui nous ont permis de comprendre cet écart en résolution.

5.1.2 Résolution de l'expérience et simulations

En première approximation, l'erreur sur l'énergie d'excitation de l'^{36}Ar est dominée par les incertitudes sur les énergies mesurées par l'ensemble de détection. La

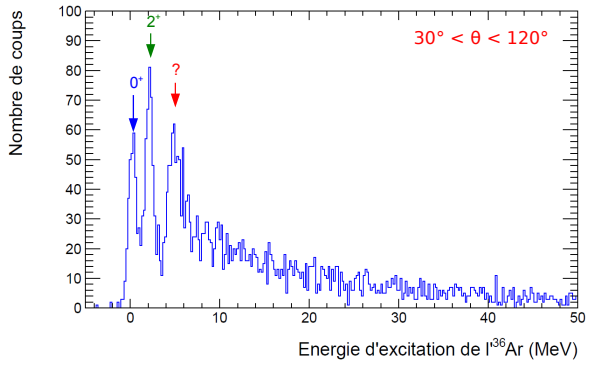


FIGURE 5.3 – *Spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar reconstruit à partir des particules α provenant du mécanisme de « Towing-Mode » ($30^\circ < \theta_{Lab} < 120^\circ$ et $15 < E_{^{40}Ca,ex} < 50$ MeV).*

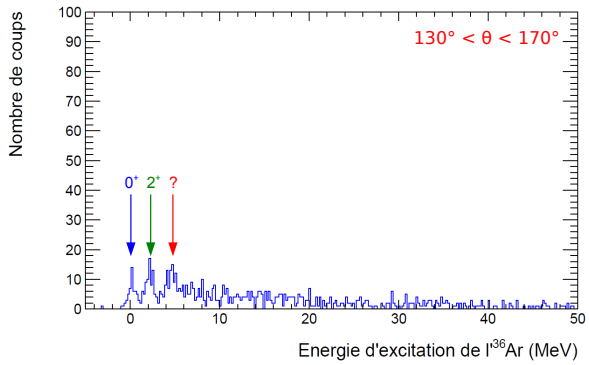


FIGURE 5.4 – *Spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar reconstruit à partir des particules α provenant de la décroissance statistique de la cible ($130^\circ < \theta_{Lab} < 170^\circ$ et $15 < E_{^{40}Ca,ex} < 50$ MeV).*

résolution en énergie d'excitation est donc donnée par la somme quadratique des résolutions en énergie des différents détecteurs :

– pour les particules α détectées dans les pads de Si(Li) :

$$\Delta E_{^{36}Ar,ex} = \sqrt{(\Delta E_{DSSD})^2 + (\Delta E_{SiLi})^2 + (\Delta E_{SPEG})^2} = 481 \text{ keV} \quad (5.4)$$

– pour les particules α détectées dans les cristaux de CsI :

$$\Delta E_{^{36}Ar,ex} = \sqrt{(\Delta E_{DSSD})^2 + (\Delta E_{CsI})^2 + (\Delta E_{SPEG})^2} = 500 \text{ keV}. \quad (5.5)$$

Cependant, pour prendre en compte tous les phénomènes physiques qui peuvent dégrader la résolution comme la reconstruction du point d'interaction sur la cible, nous avons procédé à une simulation de type Monte-Carlo. En effet dans un premier temps, nous avons considéré une résolution angulaire de MUST2 de 0.298° pour des modules situés à 15 cm de la cible. Or du fait du mode dispersif du spectromètre SPEG (cf. paragraphe 3.1.3.1), la taille de la tache faisceau sur la cible est d'environ 1 cm. La grande intensité du faisceau d'^{40}Ar, plus de 10^8 particules par seconde, ne permettait pas d'utiliser des détecteurs de faisceau de type CATS par exemple. Sans détecteurs de faisceau pour reconstruire la position du point d'interaction sur

la cible, nous avons supposé que cette interaction se faisait au centre de la cible. Ce faisant, nous commettons une erreur sur l'angle d'émission des particules α. Cette incertitude n'est plus de 0.298° mais de :

$$arctan(1/15) + 0.298 = 4.11°.$$

Nous avons donc procédé à des simulations reposant sur la méthode suivante (les calculs relativistes sont présentés en annexe B).

1. Dans un premier temps, nous simulons la diffusion inélastique de l'^{36}Ar sur le ^{40}Ca :

   $$^{40}\mathrm{Ar}(^{40}\mathrm{Ca},^{40}\mathrm{Ar})^{40}\mathrm{Ca}^{*}.$$

   En faisant l'hypothèse d'une énergie d'excitation du ^{40}Ca égale au seuil d'émission d'une particule α dans ce noyau (Q_α = 7.03976 MeV) pour peupler l'état fondamental de l'^{36}Ar, en connaissant l'énergie du faisceau et en prenant en compte la perte d'énergie de ce dernier dans la cible, nous pouvons déterminer la cinématique des noyaux en voie de sortie. Pour prendre en compte la résolution du spectromètre SPEG, nous faisons un tirage aléatoire suivant une gaussienne centrée à l'énergie d'excitation reconstruite après réaction (et égale à Q_α) et dont la largeur à mi-hauteur, égale à 460 keV, correspond à la résolution de SPEG. Le même traitement est effectué pour les angles θ et ϕ de l'^{40}Ar.

2. Dans un second temps, comme nous connaissons l'énergie d'excitation du ^{40}Ca, nous pouvons simuler sa désexcitation dans le référentiel du centre de masse de la réaction :

   $$^{40}\mathrm{Ca}^{*} \longrightarrow {}^{36}\mathrm{Ar} + \alpha.$$

3. Puis, la cinématique de cette réaction de désintégration étant parfaitement connue, nous pouvons passer cette réaction dans le référentiel du laboratoire afin de prendre en compte la résolution angulaire et en énergie de MUST2 et la perte d'énergie des particules α dans la cible.

4. Enfin, de nouveau, nous repassons cette réaction dans le référentiel du centre de masse de la réaction et nous pouvons appliquer la formule 5.1.

Sur la figure 5.5 est représenté le pic de l'état fondamental de l'^{36}Ar simulé pour résolution angulaire de MUST2 de 0.298°. En ajustement le pic de l'état fondamental par une gaussienne, nous avons pu déterminer la résolution simulée : le pic est centré à 32.3 keV et sa largeur à mi-hauteur est de 522 keV. Nous trouvons une résolution proche de celle attendue en première approximation. La figure 5.6

MUST2	SPEG
$\Delta\theta_{MUST2} = 0.298°$ $\Delta\phi_{MUST2} = 0.298°$	$\Delta\theta_{SPEG} = 0.091°$ $\Delta\phi_{SPEG} = 0.55°$
$\Delta E_{DSSD} = 47.10$ keV $\Delta E_{SiLi} = 130$ keV $\Delta E_{CsI} = 188$ keV	$\Delta E_{SPEG} = 460$ keV

TABLE 5.1 – *Incertitude associée aux grandeurs mesurées par SPEG et MUST2.*

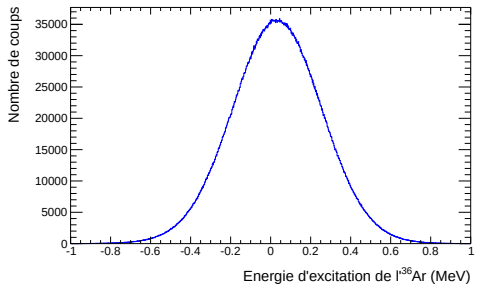


FIGURE 5.5 – *Simulation de l'état fondamental de l'^{36}Ar. La résolution en énergie est de 522 keV.*

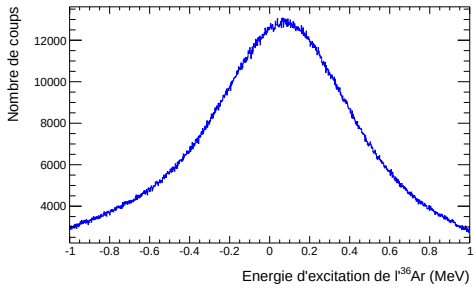


FIGURE 5.6 – *Simulation de l'état fondamental de l'^{36}Ar en prenant en compte l'erreur due à l'incertitude de la position du point d'interaction sur la cible. La résolution en énergie est de 917 keV.*

permet d'observer l'influence de la nouvelle incertitude angulaire (4.11°) sur la résolution du pic de l'état fondamental de l'^{36}Ar. Le pic de l'état fondamental est centré à 65.2 keV et sa largeur à mi-hauteur est de 917 keV. L'écart par rapport à la valeur expérimentale (1.01 MeV) peut s'expliquer par le fait que la simulation ne prend en compte que la perte d'énergie des particules α dans la cible et non la dispersion en énergie qui en découle. Le logiciel LISE++ [88] permet de quantifier cette dispersion en énergie, elle est de 65.4 keV pour des particules α de 10 MeV traversant une cible de ^{40}Ca de 0.2 mg/cm^2 d'épaisseur.

Grâce à une simulation de type Monte-Carlo, nous avons pu comprendre que le fait de ne pas reconstruire la position d'interaction sur la cible entrainaît une dégradation de la résolution de l'énergie d'excitation de l'^{36}Ar. Néanmoins avec une résolution de 1.01 MeV, nous pouvons séparer sans ambiguïté dans le spectre en énergie d'excitation l'état fondamental du premier état excité.

5.1.3 Spectre γ en coïncidence triple avec SPEG, MUST et EXL

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 5.1.1, la résolution de 1.01 MeV ne permet pas de séparer correctement les états excités de l'^{36}Ar dans la région en énergie comprise entre 4.18 et 4.97 MeV. Le centroïde du pic situé à 4.75 MeV indiquerait que nous mesurons des états excités de l'^{36}Ar compris entre l'état 4^+ à 4.414 MeV et l'état 2^- à 4.974 MeV. Cependant, grâce à la résolution du calorimètre EXL, nous pouvons lever une partie de cette incertitude en étudiant les photons émis en coïncidence avec SPEG et MUST2. En sélectionnant l'^{40}Ar dans

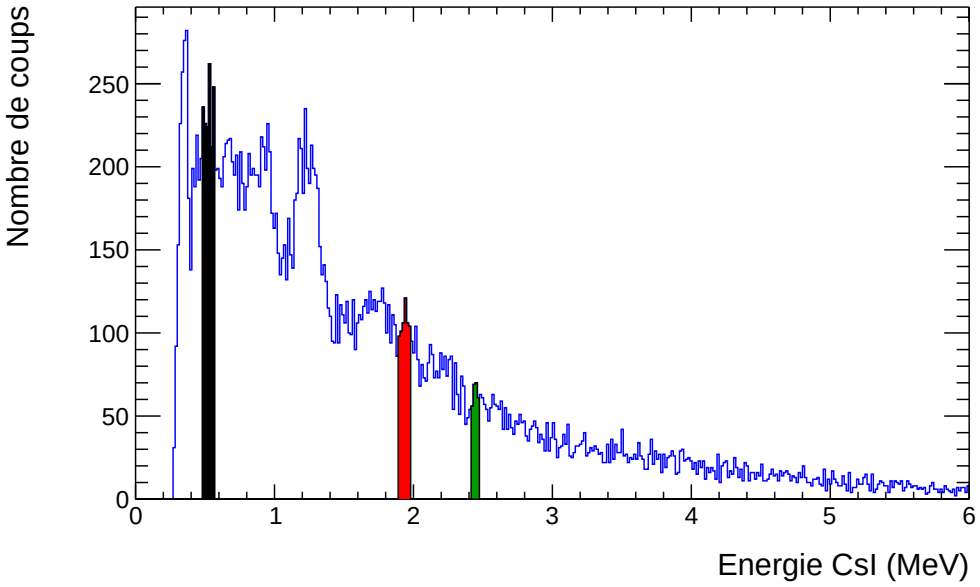


FIGURE 5.7 – *Spectre en énergie des photons émis en coïncidence avec l'^{40}Ar détecté dans SPEG et MUST2 : en noir la raie correspondant au processus de création de paire, en vert la transition entre l'état 2^+ (premier état excité) et l'état 0^+ et en rouge la transition entre le deuxième état 2^+ ou le 4^+ et le premier état excité 2^+.*

SPEG et en requérant seulement un déclenchement de MUST2 (pas de sélection de particules), nous obtenons le spectre en énergie des photons de la figure 5.7. Sur ce spectre, nous distinguons plusieurs transitions d'intérêt provenant de la décroissance de l'^{36}Ar (cf. Fig. 5.2) :

– le pic en vert centré à (1.95 ± 0.01) MeV correspond à la transition entre l'état 2^+ (premier état excité) et l'état 0^+ du fondamental attendue à 1.97

MeV,
- le pic en rouge centré à (2.44 ± 0.02) MeV pourrait correspondre à la décroissance du deuxième état 2^+ vers le premier état excité 2^+ attendu à 2.47 MeV ou à la transition entre l'état 4^+ et le premier état excité 2^+ attendue à 2.44 MeV.

Du fait de la résolution du prototype EXL (246 keV), il n'est pas possible de séparer le deuxième état 2^+ de l'état 4^+.

Afin de s'assurer que les transitions observées correspondent bien à la décroissance de l'^{36}Ar, nous avons étudié les photons émis en coïncidence avec l'^{40}Ar dans SPEG et une particule α dans MUST2. La statistique associée à ces évènements est très faible car le prototype EXL ne couvre que 5 % de 4π et nous requérons la triple coïncidence SPEG, MUST2 et EXL. Néanmoins, en se basant sur le spectre 5.7, nous sommes en mesure d'identifier plus facilement les transitions d'intérêt. Sur le spectre 5.8, nous observons de nouveau les transitions d'intérêt : un pic

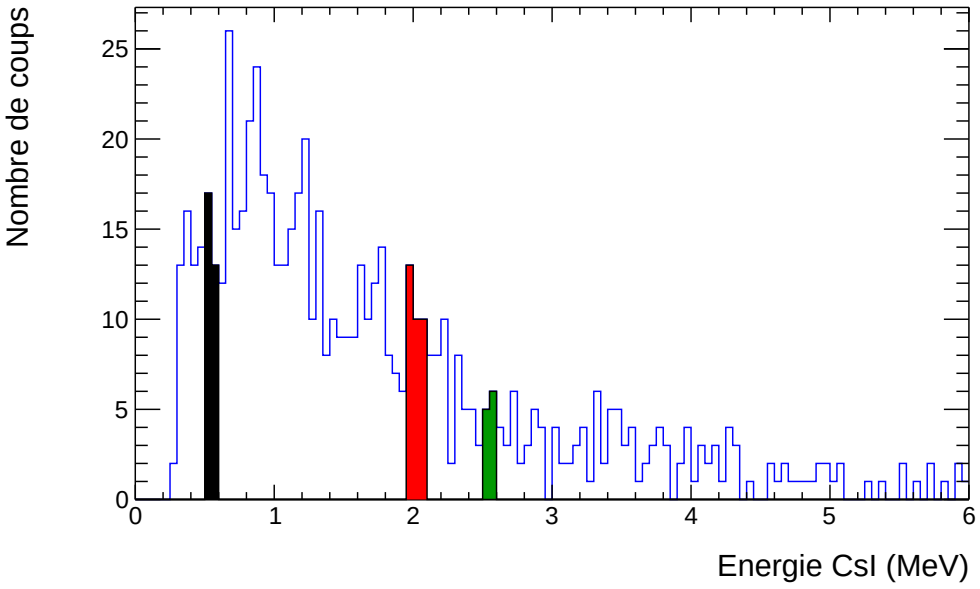


FIGURE 5.8 – *Spectre en énergie des photons émis en coïncidence avec l'^{40}Ar détecté dans SPEG et une particule α détectée par MUST2 : en noir la raie correspondant au processus de création de paire, en vert la transition entre l'état 2^+ et l'état 0^+ et en rouge la transition possible entre le deuxième état 2^+ ou le 4^+ et le premier état excité 2^+.*

(en vert) centré à (2.04 ± 0.02) MeV compatible avec la transition entre le premier état excité 2^+ et l'état 0^+ du fondamental attendue à 1.97 MeV et un pic (en rouge) centré à (2.57 ± 0.04) MeV qui pourrait correspondre à la transition entre le deuxième état 2^+ et le premier état excité 2^+ attendu à 2.47 MeV ou à la transition entre l'état 4^+ et le premier état excité 2^+ attendue à 2.44 MeV. Néanmoins pour cette dernière raie expérimentale, on constate un écart important (environ 130 keV soit une signification statistique de 1.2σ) par rapport à la valeur déterminée sur la figure 5.7 qui se situe aux erreurs près à l'énergie attendue.

Du fait de la faible statistique, il est très difficile d'extraire les distributions angulaires associées à chacun de ces états ou d'étudier la cascade des photons issus de la deuxième transition 2^+ ou 4^+ et peuplant le premier état excité. Néanmoins, nous pouvons étudier les photons en coïncidence avec un état excité de l'^{36}Ar. Par exemple, en sélectionnant l'état 2^+ dans le spectre d'énergie d'excitation de l'^{36}Ar (l'intervalle en énergie d'excitation est de $[1.09; 2.88]$ MeV), nous observons sur la figure 5.9 le pic de la transition entre le premier état excité 2^+ et l'état fondamental centré à (2.04 ± 0.04) MeV. En sélectionnant l'état supposé 2^+ ou 4^+ dans le spectre d'énergie d'excitation de l'^{36}Ar (l'intervalle en énergie d'excitation est de $[4.0; 5.7]$ MeV), nous constatons sur la figure 5.10 que le premier état excité 2^+, centré à (1.96 ± 0.05) MeV, a été peuplé ce qui indiquerait qu'un état de plus haute énergie a émis un photon de décroissance.

5.1.4 Extraction des sections efficaces différentielles des particules α

Dans les paragraphes suivants, nous présenterons la méthode et les calculs permettant d'obtenir les distributions angulaires des particules α provenant du mécanisme de cassure nucléaire (« Towing Mode »).

5.1.4.1 Principe de calcul

La détermination des sections efficaces différentielles des particules α associées aux différents états peuplés de l'^{36}Ar permet d'obtenir plusieurs informations physiques sur la structure nucléaire du noyau de ^{40}Ca. D'une part, la forme des distributions angulaires donne accès au moment angulaire orbital de l'état associé par comparaison avec les calculs TDSE (voir paragraphe 2.2.1), et d'autre part la normalisation entre distributions théoriques et expérimentales permet d'obtenir le facteur spectroscopique associé à l'état considéré ou dans notre cas nous parlerons plutôt de taux de « clusterisation » de la fonction d'onde du noyau de ^{40}Ca.

Les distributions angulaires sont extraites directement dans le référentiel du

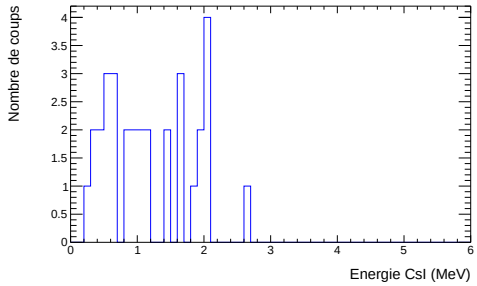


FIGURE 5.9 – *Spectre en énergie des photons émis en coïncidence avec l'état 2^+ de l'^{36}Ar. Nous observons bien la transition entre cet état 2^+ et l'état fondamental.*

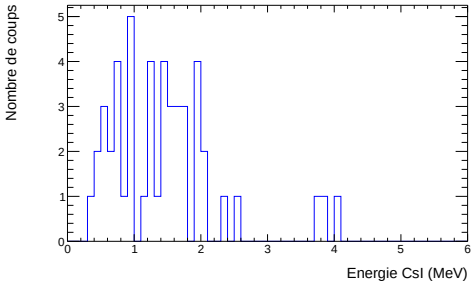


FIGURE 5.10 – *Spectre en énergie des photons émis en coïncidence avec l'état 2^+ ou 4^+ de l'^{36}Ar. Nous n'observons pas la transition de l'état excité 4^+ ou du deuxième état excité 2^+ vers le premier état excité 2^+ ou vers l'état fondamental. Cependant, le pic correspondant à la décroissance du premier état excité 2^+ vers l'état fondamental a été peuplé indiquant une décroissance d'un état de plus haute énergie vers ce premier état 2^+.*

laboratoire. La section efficace différentielle associée à un état en énergie d'excitation s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{d\sigma(\theta_{Lab})}{d\Omega_{Lab}} = \frac{N(\theta_{Lab})}{N_{^{40}Ar} \times N_{^{40}Ca} \times \varepsilon_{det} \times (1 - T_{mort}) \times d\Omega_{Lab}} \tag{5.6}$$

où :

- $N(\theta_{Lab})$ est le nombre de particules α détectées dans une gamme angulaire autour de θ_{Lab} pour l'état de l'^{36}Ar considéré.
- $d\Omega_{Lab}$ (en sr) est l'angle solide couvert par les télescopes MUST2.
- $N_{^{40}Ar}$ est le nombre total d'ions d'^{40}Ar incidents sur la cible. Pour déterminer ce nombre autrement que par l'utilisation de détecteurs de faisceau de type CATS par exemple, nous utiliserons les calculs DWBA et CCBA et la normalisation entre les distributions angulaires théoriques et expérimentales de l'^{40}Ar détecté dans SPEG.
- $N_{^{40}Ca}$ est le nombre de noyau de ^{40}Ca par cm^2 présents dans la cible.
- $\varepsilon_{det} = \varepsilon_{MUST2}$ est l'efficacité de reconstruction totale du dispositif expérimental. L'efficacité de reconstruction ε_{MUST2} des détecteurs MUST2 est déter-

minée à partir de l'analyse des données simulées par :

$$\varepsilon_{MUST2} = \frac{N_{det}(\theta_{Lab})}{N_{sim}(4\pi)}. \tag{5.7}$$

En effet, dans le cas des détecteurs MUST2, les événements arrivant dans une inter-piste ou dans une piste défaillante ne sont pas traités.

– T_{mort} est le temps mort au cours de l'expérience qui caractérise le nombre d'événements non codés par l'acquisition, qui est déjà occupée par le traitement d'un événement. Ce temps mort est déterminé grâce à un générateur d'événements, dont le nombre d'impulsions est comptabilisé par un module d'échelle tout au long de l'expérience. Le nombre d'impulsions issus du générateur et validées par la FAG est également comptabilisé, ce qui permet de déterminer le temps mort de l'acquisition en faisant le rapport de ces deux nombres. Le temps mort était de 82.7 % pour notre expérience (temps mort élevé qui s'explique par les hauts taux de comptage acceptés sur les modules MUST2, en moyenne plus de 1500 évènements par seconde).

Dans la suite des paragraphes, nous détaillerons la méthode nous permettant d'obtenir les trois grandeurs suivantes nécessaires à l'obtention des distributions angulaires : $d\Omega_{Lab}$, ε_{det} et $N_{^{40}Ar}$.

5.1.4.2 Angle solide et efficacité de reconstruction de MUST2

Afin d'extraire les distributions angulaires associées au mécanisme de « Towing Mode », il est nécessaire de déterminer l'angle solide $d\Omega_{Lab}$ dans le référentiel du laboratoire et l'efficacité de reconstruction ε_{MUST2} de MUST2 en ayant connaissance de la position de ces derniers (cf. Fig. 5.11). Pour déterminer l'angle

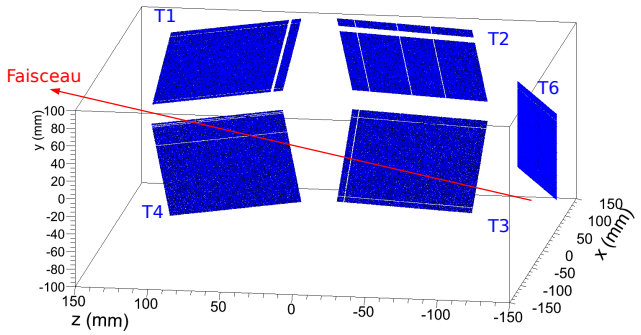


FIGURE 5.11 – *Simulation de la surface active de détection du silicium à pistes, pour les télescopes T1 à T4 et T6. Les distances sont données en mm et le trait rouge matérialise l'axe du faisceau. Nous pouvons observer les pistes défaillantes (en blanc).*

solide et l'efficacité de reconstruction de MUST2, nous avons utilisé la méthode Monte-Carlo et l'environnement d'analyse de simulation offert par NPTool (cf.

annexe A). Pour déterminer à la fois la courbe d'efficacité et l'angle solide du dispositif MUST2, dans un premier temps, nous avons simulé une source émettant de manière isotrope un grand nombre de particules α et dont l'énergie était également tirée aléatoirement entre 0 MeV et 400 MeV afin de déterminer l'efficacité et l'angle solide de la combinaison des deux premiers étages de MUST2 (les pads de Si(Li) ne couvrent que 68 % de la surface des DSSD par exemple). Durant la simulation, nous avons pris en compte les pistes défaillantes des divers télescopes et comme le traitement des données simulées est le même que celui employé pour analyser les données expérimentales (même algorithme de traitement, mêmes valeurs de seuil, mêmes contours pour sélectionner les particules d'intérêt, etc.), nous minimisons au mieux les erreurs systématiques.
Enfin, pour déterminer $d\Omega_{Lab}$, nous avons fait le rapport pour chaque tranche angulaire entre le nombre de particules détectées (de ce fait, nous prenons en compte l'efficacité de reconstruction ε_{MUST2} de MUST2) et le nombre de particules émises :

$$d\Omega_{Lab}(\theta_{Lab}) = 4\pi \times \frac{N_{det}(\theta_{Lab}, \varepsilon_{MUST2})}{N_{sim}(4\pi)}. \tag{5.8}$$

Cette grandeur $d\Omega_{Lab}(\theta_{Lab})$ calculée prend donc en compte à la fois l'efficacité de reconstruction de l'algorithme de MUST2 et sa couverture angulaire. Sur la figure 5.12, nous observons l'angle solide des télescopes T1 et T2 (en bleu), T3 et T4 (en vert), T6 (en magenta) et en rouge leur somme pour des particules α arrêtées dans le premier étage de détection de MUST2.

Durant l'expérience, la cible fut orientée afin de limiter l'ombre du porte-cible sur certains modules MUST2 positionnés à des endroits d'intérêt. La cible ombrageait ainsi une partie minime de la surface des télescopes T2 et T3 et environ la moitié de la surface des télescopes T6 et T7. Nous avons pris en compte ce phénomène dans la simulation pour effectuer le calcul de la couverture angulaire de MUST2 (cf. Fig. 5.13).

5.1.5 Extraction des sections efficaces différentielles des noyaux d'^{40}Ar

Afin de déterminer le nombre d'^{40}Ar incidents sur la cible, nous avons utilisé le code ECIS94 (Équations Couplées en Itérations Séquentielles [89]) basé sur le formalisme DWBA (Distorded Wave Born Approximation : Approximation de Born étendue aux Ondes Distordues) et CCBA (Coupled Channels Born Approximation : Approximation de Born en voies couplées) (cf. [40, 41], annexe C.2 et C.3 pour une explication plus détaillée de ces formalismes). Ces deux formalismes permettent de calculer la distribution angulaire théorique dans le centre de masse $\left.\frac{d\sigma(\theta_{CDM})}{d\Omega_{CDM}}\right|_{th}$ de la diffusion élastique et inélastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca à 35

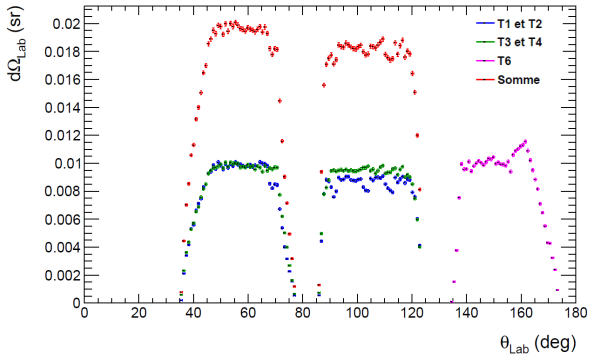


FIGURE 5.12 – *Calculs de l'angle solide pour le DSSD. La contribution de chaque télescope est symbolisée par la couleur bleu (T1 et T2), verte (T3 et T4) et magenta (T6), leur somme est en rouge.*

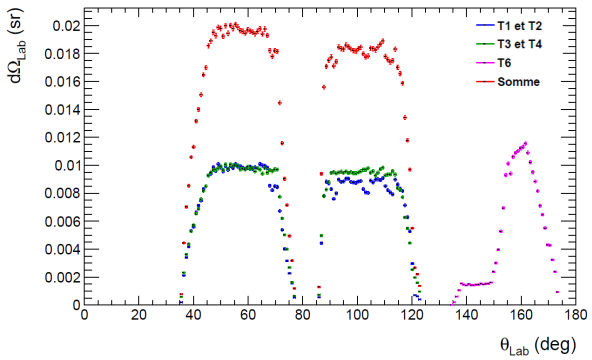


FIGURE 5.13 – *Calculs de l'angle solide pour le DSSD. L'effet de l'ombre de la cible a été pris en compte (notamment entre 130° et 150°). La contribution de chaque télescope est symbolisée par la couleur bleu (T1 et T2), verte (T3 et T4) et magenta (T6), leur somme est en rouge.*

MeV/A.

Durant l'expérience était inséré un volet mobile dans SPEG afin d'arrêter les évènements de diffusion élastique et de ne considérer que les réactions inélastiques augmentant ainsi les évènements d'intérêt enregistrés. Néanmoins, nous avions utilisé une partie du temps de faisceau afin de n'enregistrer que les données de la diffusion élastique. Ainsi, nous avons deux jeux de données :

- des données de la diffusion élastique accumulées sur un temps $t_{élastique} \sim$ 2040 s équivalent à un nombre $N_{^{40}Ar}^{élastique}$ de particule d'^{40}Ar incidents,
- des données de la diffusion inélastique accumulées sur un temps $t_{inélastique} \sim 2 \times 10^5$ s équivalent à un nombre $N_{^{40}Ar}$ de particule d'^{40}Ar interagissant avec la cible à partir desquelles nous allons normaliser nos données.

Le traitement des données de la diffusion élastique et inélastique issues du spectromètre SPEG permet d'extraire dans le centre de masse (cf. annexe B.4) la distribution angulaire expérimentale de l'^{40}Ar pour les deux types de diffusion :

$$\frac{d\sigma(\theta_{CDM})}{d\Omega_{CDM}} = \frac{N(\theta_{CDM})}{N_{^{40}Ar} \times N_{^{40}Ca} \times \varepsilon_{SPEG} \times (1 - T_{mort}) \times d\Omega_{CDM}}. \tag{5.9}$$

Dans les paragraphes suivants, nous expliquerons les différents calculs qui nous

ont permis de calculer les sections efficaces différentielles des noyaux d'^{40}Ar.

5.1.5.1 Couverture angulaire de SPEG et efficacité de détection

Les deux chambres à dérive permettent la reconstruction du plan focal d'où sont extraites toutes les grandeurs cinématiques de la réaction comme l'énergie d'excitation de la cible de ^{40}Ca ou encore l'angle d'émission θ de l'^{40}Ar à partir duquel nous pouvons déduire les distributions angulaires de ce dernier.
Pour déduire l'efficacité des deux chambres à dérive, nous avons supposé que la chambre d'ionisation et le détecteur plastique étaient efficaces à 100 %. En comparant ensuite le nombre d'évènements détecté dans les deux chambres à dérive au nombre de noyaux détectés dans la chambre d'ionisation et dans le plastique scintillant de SPEG, nous avons pu déterminer l'efficacité respective des deux plans des deux chambres à dérive résumée dans le tableau 5.2. Comme nous le consta-

	Chambre à dérive 1		Chambre à dérive 2	
	Plan 1	Plan 2	Plan 1	Plan 2
Efficacité (%)	28.69	26.85	28.16	27.66
Moyenne (%)	27.84			

TABLE 5.2 – *Efficacité individuelle des deux plans des deux chambres à dérive pour le noyau d'^{40}Ar.*

tons, leur efficacité est faible, en moyenne 27.84 %. Cela peut s'expliquer par le fait que durant l'expérience, les seuils de déclenchement étaient très élevés et les gains assez faibles pour les chambres à dérive.

Pour déterminer la couverture angulaire $d\Omega_{Lab}(\theta_{Lab})$ de SPEG dans le référentiel du laboratoire pour la diffusion de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca, nous avons simulé une émission isotrope $N_{sim}(4\pi)$ d'^{40}Ar et nous avons déterminé combien de noyaux $N_{det}(\theta_{Lab})$ passaient à travers la fenêtre d'ouverture de SPEG (d'une surface de 45.397×45.397 mm^2 et située à 650 mm de la cible). Enfin, en appliquant la relation suivante :

$$d\Omega_{Lab}(\theta_{Lab}) = 4\pi \times \frac{N_{det}(\theta_{Lab})}{N_{sim}(4\pi)} \tag{5.10}$$

nous avons pu calculer la couverture angulaire pour chaque tranche en angle θ_{Lab} (cf. Fig. 5.14). La couverture angulaire totale dans le laboratoire vaut : $\Delta\Omega_{Lab} = 4.881$ msr. Nous constatons que le maximum de la couverture angulaire ne se situe pas à l'angle de rotation du spectromètre 3° mais plutôt autour de 4° à cause de

la contribution de l'angle d'incidence du faisceau sur la cible. Nous avons effectué sensiblement la même procédure et le même calcul pour déterminer la couverture angulaire $d\Omega_{CDM}(\theta_{CDM})$ de SPEG dans le centre de masse de la réaction d'^{40}Ar sur le ^{40}Ca (cf. Fig. 5.15). L'angle solide total est beaucoup plus important dans le référentiel du centre de masse ($\Delta\Omega_{CDM} = 19.87$ msr) que dans le référentiel du laboratoire. En effet dans le laboratoire, la réaction est plus focalisée et couvre de ce fait un angle solide moindre.

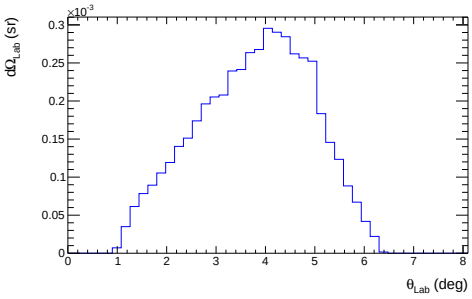


FIGURE 5.14 – *Couverture angulaire de SPEG dans le référentiel du laboratoire.*

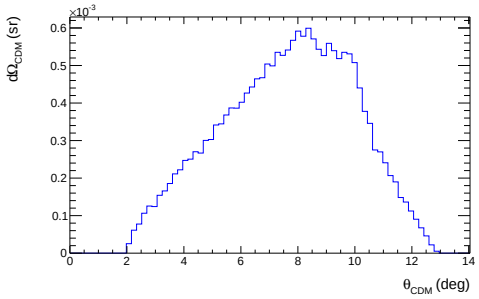


FIGURE 5.15 – *Couverture angulaire de SPEG dans le référentiel du centre de masse de la réaction de diffusion de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca.*

5.1.5.2 Détermination du nombre d'^{40}Ar incidents

Pour déterminer le nombre d'^{40}Ar incidents que nous ne pouvons déterminer sans détecteur de faisceau, nous avons procédé de la manière suivante.

1. Nous prenons en compte l'efficacité de détection ε_{SPEG} et la couverture angulaire de SPEG dans le centre de masse $d\Omega_{CDM}$.
2. Nous déterminons un jeu de paramètres optiques du système (r_C, V_V, r_V, a_V, W_V, r_W, a_W) (cf. annexe C.1.2) en comparant le calcul DWBA effectué par le code ECIS et les résultats expérimentaux dans le cas de la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca (cf. annexe C.2).
3. Nous utilisons ces paramètres optiques pour effectuer un nouveau calcul CCBA (cf. annexe C.3) et comparer le résultat obtenu avec les données expérimentales pour la diffusion inélastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca dans le cas où ce dernier est dans l'état excité 3^- à 3.74 MeV.
4. En faisant le rapport entre la distribution angulaire théorique de la diffusion inélastique de l'^{40}Ar associée à l'état 3^- du ^{40}Ca et la distribution angulaire

expérimentale associée à ce même état :

$$\left.\frac{d\sigma(\theta_{CDM})}{d\Omega_{CDM}}\right|_{th} / \left(\frac{N(\theta_{CDM})}{N_{^{40}Ca} \times \varepsilon_{SPEG} \times (1 - T_{mort}) \times d\Omega_{CDM}}\right) = N_{^{40}Ar} \quad (5.11)$$

nous pouvons déterminer le nombre de particules d'^{40}Ar incidents.

Paramètres optiques Comme mentionné un peu plus haut, pour déterminer le nombre d'^{40}Ar incidents, il faut dans un premier temps calculer un jeu de paramètres optiques du système (r_C, V_V, r_V, a_V, W_V, r_W, a_W). Nous avons donc utilisé les données de la diffusion élastique. C'est en essayant de reproduire au mieux la distribution angulaire expérimentale de diffusion élastique par la méthode des moindres carrés que nous avons obtenu les paramètres suivants (cf. tableau 5.3). Il est à noter que nous déterminons aussi le nombre de particules d'^{40}Ar incidents

	Partie coulombienne	Partie réelle	Partie imaginaire
Potentiel (MeV)		$V_V = 22.0391$	$W_V = 15.8658$
Rayon (fm)	$r_C = 1.31965$	$r_V = 1.3064$	$r_W = 1.35489$
Diffusivité (fm)		$a_V = 0.706848$	$a_W = 0.736605$

TABLE 5.3 – *Paramètres du potentiel optique utilisés pour le calcul de la distribution angulaire théorique de la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca.*

mais uniquement pour les données de la diffusion élastique. Sur la figure 5.16, la distribution angulaire théorique calculée grâce au code ECIS94 reproduit bien les données expérimentales de la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca.

Nombre de particules d'^{40}Ar incidents Après avoir déterminé les paramètres du potentiel optique, il ne reste plus qu'à effectuer un calcul CCBA pour la diffusion inélastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca dans le cas où ce dernier est dans l'état excité 3^- à 3.74 MeV. En sélectionnant l'état excité 3^- dans le spectre d'énergie d'excitation du ^{40}Ca compris dans l'intervalle [2.8; 4.8] MeV, nous pouvons extraire la distribution angulaire associée de l'^{40}Ar dans le centre de masse. Cette fois-ci, en minimisant par la méthode des moindres carrés le seul paramètre libre restant, *i.e.* le nombre de particule d'^{40}Ar et par comparaison entre le calcul et les données expérimentales, nous pouvons déterminer que :

$$N_{^{40}Ar} = 3.95 \times 10^{13} \text{ noyaux d'}^{40}\text{Ar}.$$

Ce nombre semble compatible avec ce que nous pouvons attendre d'un faisceau d'environ 10^8 particules/s pour un temps d'acquisition d'environ 2×10^5 s soit

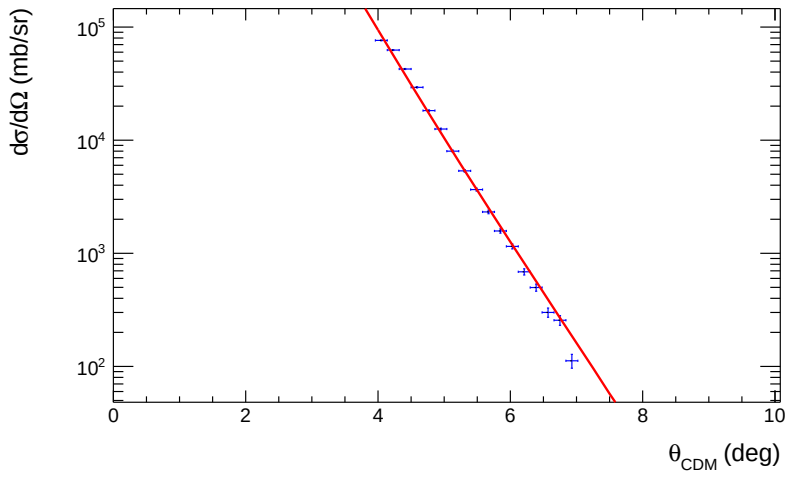


FIGURE 5.16 – *Distribution angulaire de diffusion élastique expérimentale de la réaction $^{40}Ar+^{40}Ca$ à 35 MeV/A (points en bleu). Le potentiel optique est déterminé en reproduisant au mieux les données par un calcul DWBA effectué avec le code ECIS94 (courbe rouge).*

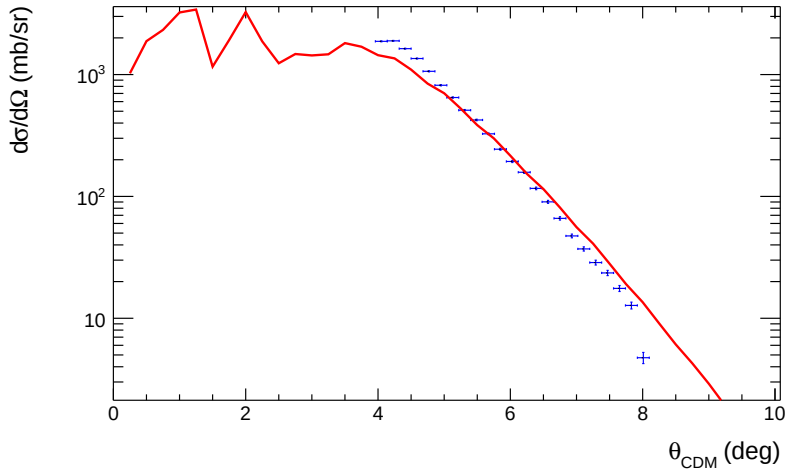


FIGURE 5.17 – *Distribution angulaire de l'^{40}Ar associée à l'état 3^- à 3.74 MeV du ^{40}Ca. La courbe en rouge est le résultat du calcul CCBA effectué avec le code ECIS94 en utilisant le potentiel optique déterminé par la diffusion élastique. En bleu sont représentées les données expérimentales.*

environ 2×10^{13} noyaux d'^{40}Ar pour l'ensemble des données traitées de la diffusion inélastique. La résolution expérimentale ne permet pas de séparer l'état 3^- à 3.74 MeV du niveau 2^+ à 3.90 MeV. Cependant, si l'on se réfère aux règles de somme obtenues par la référence [90] pour ces deux niveaux, on trouve, à l'aide des distributions angulaires pour notre système que la section efficace du niveau 2^+ est prévue dix fois inférieure à celle du 3^-. De plus, les distributions angulaires calculées pour ces niveaux ont des formes identiques dans notre domaine angulaire expérimental. Le niveau 0^+ à 3.35 MeV est excité avec une section efficace beaucoup plus faible encore que le 2^+. La figure 5.17 présente le calcul normalisé à la distribution angulaire expérimentale.

5.1.6 Distributions angulaires normalisées des particules α

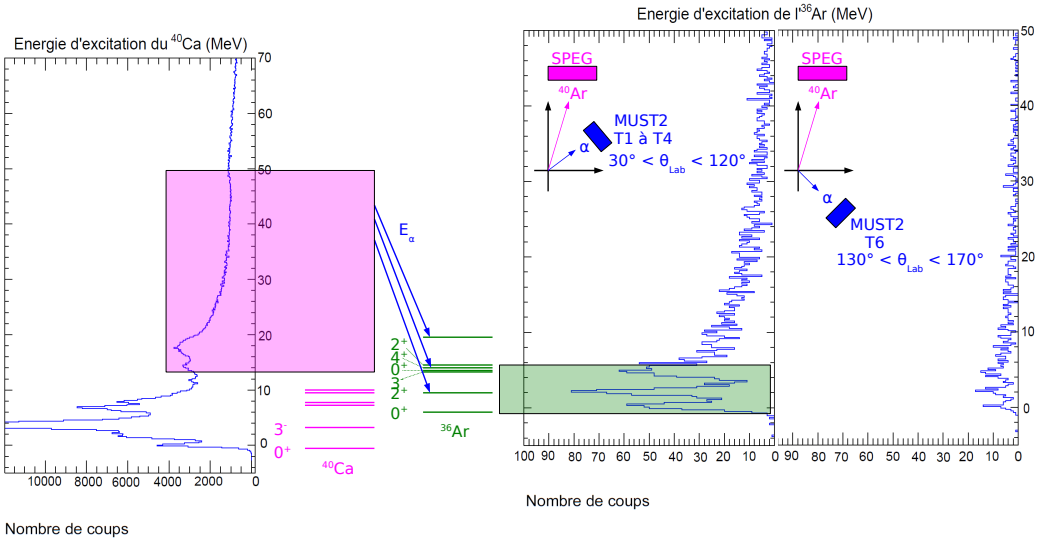


FIGURE 5.18 – *Résumé des conditions pour la sélection des particules α provenant du mécanisme de « Towing-Mode ». Nous sélectionnons (i) les hautes énergies d'excitation de la cible de ^{40}Ca (en bleu à gauche) où le Towing-Mode est privilégié et (ii) la région angulaire comprise entre 30° et 120° (en rouge au centre) dans le référentiel du laboratoire où le Towing-Mode possède la plus grande section efficace. Pour les particules α émises à l'arrière (région angulaire comprise entre 130° et 170°, en rouge à droite), nous nous attendons à observer principalement la décroissance statistique et isotrope de la cible. Cette contribution est à soustraire dans les distributions angulaires.*

Comme le résume la figure 5.18 pour extraire les sections efficaces différentielles des particules α provenant du mécanisme de « Towing-Mode », nous sélectionnons la région angulaire couverte par les modules T1 à T4 (entre 40° et 120° dans le référentiel du laboratoire) et des énergies d'excitation de la cible de ^{40}Ca comprises entre 15 MeV et 50 MeV où le Towing-Mode est prédominant. Enfin, à partir de la détermination de l'angle solide couvert par le multi-détecteur MUST2 et du nombre d'^{40}Ar incidents sur la cible, nous avons pu normaliser les distributions angulaires des particules α du « Towing-Mode ». Pour caractériser la contribution aux différents états excités de l'^{36}Ar peuplés par le mécanisme de « Towing-Mode », les sections efficaces différentielles des particules α sont extraites en sélectionnant l'état fondamental, le premier état excité 2^+ et l'état 2^+ ou 4^+ de l'^{36}Ar (cf. Fig. 5.19).

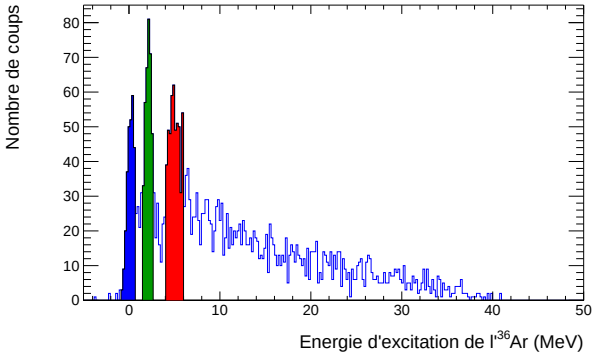


FIGURE 5.19 – *Spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar pour le mécanisme de « Towing-Mode ».*

Sur la figure 5.20 est montrée la distribution angulaire normalisée des particules α associée à l'état fondamental 0^+ de l'^{36}Ar. Malgré le dysfonctionnement des modules MUST2, nous pouvons clairement observer les différentes allures des sections efficaces différentielles associées au fondamental, au premier état excité 2^+ (cf. Fig. 5.21) et à l'état 2^+ ou 4^+ de l'^{36}Ar (cf. Fig. 5.22). Pour évaluer la contribution de la décroissance statistique de la cible, nous avons sélectionné les trois états peuplés à partir du spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar pour des angles à l'arrière (module T6). Nous avons extrait la distribution angulaire normalisée associée à chacun de ces trois états et nous avons soustrait la contribution de la décroissance statistique à la section efficace différentielle des trois états de l'^{36}Ar peuplés par « Towing-Mode ».

5.1.7 Interprétations des résultats

5.1.7.1 Comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques

Pour comprendre ces sections efficaces différentielles, nous avons calculé la probabilité d'émettre au continuum par cassure nucléaire un « cluster » de partic-

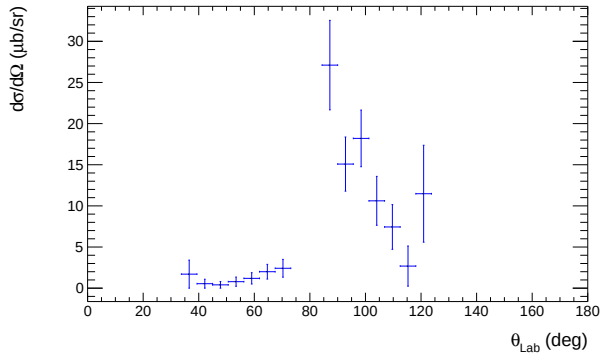


FIGURE 5.20 – *Distribution angulaire normalisée associée à l'état fondamental 0^+ de $l^{36}Ar$. L'intervalle en énergie d'excitation est $[-0.84; 1.02]$ MeV. La contribution de la décroissance statistique de la cible a été soustraite.*

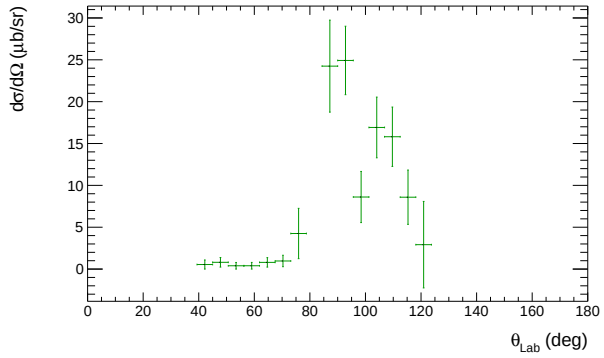


FIGURE 5.21 – *Distribution angulaire normalisée associée au premier état excité 2^+ de $l^{36}Ar$. L'intervalle en énergie d'excitation est $[1.39; 2.80]$ MeV. La contribution de la décroissance statistique de la cible a été soustraite.*

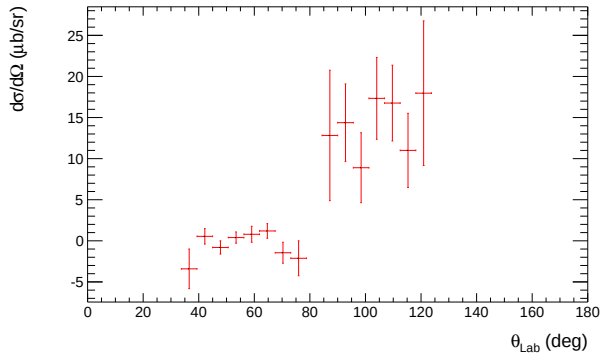


FIGURE 5.22 – *Distribution angulaire normalisée associée à l'état excité 2^+ ou 4^+ de $l^{36}Ar$. L'intervalle en énergie d'excitation est $[3.64; 5.57]$ MeV. La contribution de la décroissance statistique de la cible a été soustraite.*

ule α initialement dans l'état fondamental du ^{40}Ca à l'aide du modèle TDSE. En supposant que la fonction d'onde totale $|\Psi_{^{40}Ca}\rangle$ représentant l'état fondamental 0^+ du ^{40}Ca présente plusieurs configurations qui correspondent :

- aux différents états possibles $|\Phi_{CM}\rangle$ définis dans le cadre d'une approximation de champ moyen à particules indépendantes par exemple et
- à une configuration de type « cluster » où une fonction d'onde représentant la particule α, $|\phi_\alpha\rangle$ est couplée à une autre fonction d'onde $|\psi_{^{36}Ar}\rangle$ représentant le cœur d'^{36}Ar, éventuellement dans un état excité,

nous pouvons écrire que :

$$|\Psi_{^{40}Ca}\rangle = |\Phi_{CM}\rangle + \sum_{i=0}^{n} \lambda_i \left(|\phi_\alpha\rangle_i \otimes |\psi_{^{36}Ar}\rangle_i \right). \tag{5.12}$$

Dans le modèle TDSE, nous considérons que la fonction d'onde totale représentant l'état fondamental du ^{40}Ca est uniquement sous la forme de « clusters ». C'est en comparant les calculs théoriques avec les résultats expérimentaux que nous serons en mesure de déterminer les facteurs spectroscopiques ou taux de « clusterisation » du ^{40}Ca. Lorsque la particule α est émise, le noyau d'^{36}Ar est laissé dans une configuration précise $|\psi_{^{36}Ar}\rangle_i$ et peut décroître en émettant des photons. En supposant que les différentes configurations de la fonction d'onde représentant la particule α n'interfèrent pas les unes entre elles, nous pouvons identifier et assigner les différents états peuplés en énergie d'excitation de l'^{36}Ar aux différentes configurations de la fonction d'onde $6s$, $5d$ et $4g$ représentant le « cluster » α.

Sur la figure 5.23, nous observons les résultats théoriques du calcul TDSE. Du

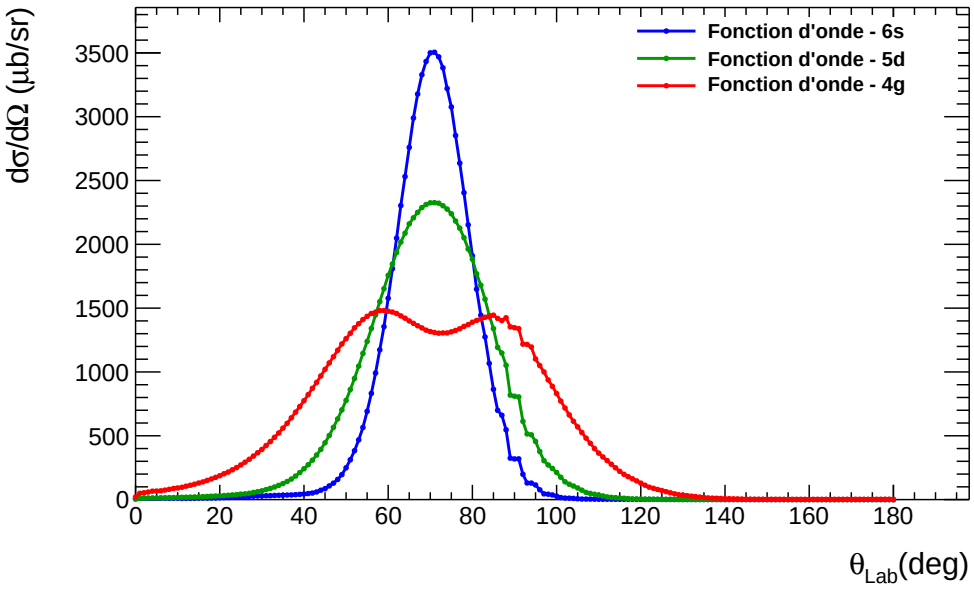


FIGURE 5.23 – *Distributions angulaires théoriques calculées avec le modèle TDSE. En bleu, la fonction d'onde 6s, en vert, la fonction d'onde 5d et en rouge la fonction d'onde 4g représentant le « cluster » α dans le ^{40}Ca.*

fait du dysfonctionnement des modules MUST2, il est très compliqué de comparer

ces sections efficaces différentielles théoriques avec celles obtenues expérimentalement (cf. Fig. 5.24 à 5.26). Néanmoins, nous pouvons observer qu'entre 80° et

FIGURE 5.24 – *Distribution angulaire expérimentale associée à l'état fondamental 0^+ de l'^{36}Ar et le calcul théorique pour la fonction d'onde 6s correspondant à l'état 0^+. Les données expérimentales sont multipliées par un facteur arbitraire afin de pouvoir les comparer qualitativement avec le calcul théorique.*

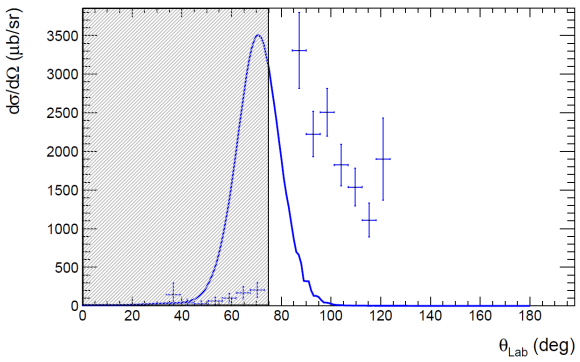


FIGURE 5.25 – *Distribution angulaire expérimentale associée au premier état excité 2^+ de l'^{36}Ar et le calcul théorique pour la fonction d'onde 5d correspondant à l'état 2^+. Les données expérimentales sont multipliées par un facteur arbitraire afin de pouvoir les comparer qualitativement avec le calcul théorique.*

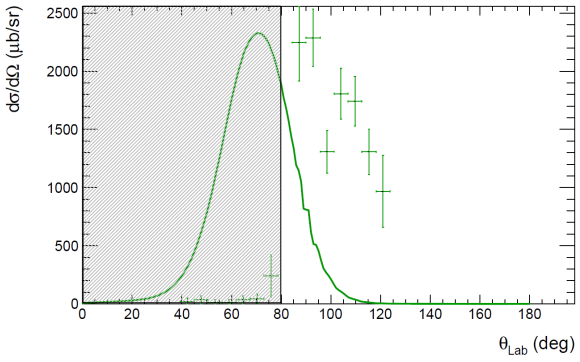
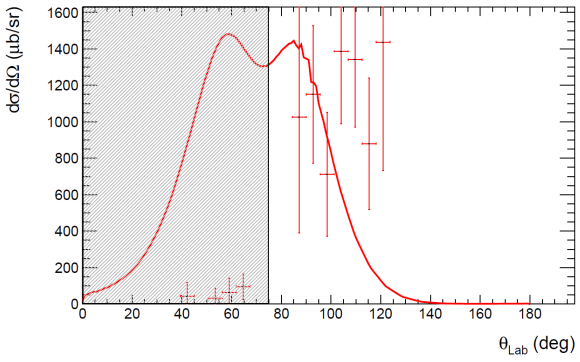


FIGURE 5.26 – *Distribution angulaire expérimentale associée à l'état excité 4^+ de l'^{36}Ar et le calcul théorique pour la fonction d'onde 4g correspondant à l'état 4^+. Les données expérimentales sont multipliées par un facteur arbitraire afin de pouvoir les comparer qualitativement avec le calcul théorique.*



120°, les distributions angulaires expérimentales décroissent comme les sections

efficaces différentielles théoriques associées.

L'expérience de Scarpaci *et al.* [59] étudiait la possible « clusterisation » dans le ^{40}Ca par cassure nucléaire avec un protocole expérimental sensiblement identique à cette étude (le faisceau était du ^{40}Ca accéléré à 50 MeV/A). Les calculs théoriques montrent que la forme de la distribution angulaire ne change pas avec l'énergie du faisceau, seule l'amplitude change (cf. paragraphe 2.2.1). Ainsi, nous pouvons nous baser sur les résultats de cette expérience pour assigner les états excités de l'^{36}Ar aux différentes fonctions d'onde du « cluster » α : l'état fondamental 0^+ peuplé par « Towing-Mode » correspondrait à une configuration $6s$ du « cluster » α, l'état 2^+ correspondrait à une configuration $5d$. En outre, la forme incurvée de la distribution angulaire associée au premier état excité 2^+ (courbe verte) permet de lever l'incertitude quant au deuxième état excité peuplé de l'^{36}Ar : nous observons pour cet état une distribution angulaire dont la forme n'est pas compatible avec un état 2^+. Par conséquent, nous pouvons affirmer que le mécanisme de « Towing-Mode » a peuplé l'état excité 4^+ associé à une configuration $4g$ du « cluster » α.

5.1.7.2 Facteur spectroscopique S_α

L'extraction d'un facteur spectroscopique est une procédure rendue encore plus complexe par les erreurs importantes associées aux distributions angulaires expérimentales du fait du dysfonctionnement des télescopes MUST2. Néanmoins, pour déterminer dans l'état fondamental du ^{40}Ca le facteur spectroscopique associé aux différentes configurations du « cluster », nous avons procédé de la manière décrite ci-dessous.

1. Le facteur spectroscopique pour chaque état sera calculé en comparant la section efficace expérimentale et théorique :

$$S_\alpha = \frac{\int \frac{d\sigma_{exp}}{d\Omega_{Lab}} d\Omega_{Lab}}{\int \frac{d\sigma_{th}}{d\Omega_{Lab}} d\Omega_{Lab}}. \tag{5.13}$$

2. Les distributions angulaires expérimentales ne couvrent que des angles compris entre 80° et 130°, il est donc très difficile de calculer la section efficace intégrée. Pour pouvoir intégrer la section efficace différentielle mesurée, nous avons utilisé la forme des distributions angulaires de l'étude de Scarpaci *et al.* [59] en conservant la normalisation obtenue durant cette étude. Pour cela, nous avons ajusté les résultats de Scarpaci *et al.* aux résultats de cette expérience par la méthode des moindres carrés (cf. Fig. 5.27 à 5.29).
3. Le calcul des sections efficaces totales s'effectue en intégrant l'angle solide entre 40° et 160° pour θ_{Lab} (expérimentalement entre 20° et 40°, nous obser-

vons le mécanisme de transfert-évaporation de la cible) et entre 0° et 360° pour ϕ_{Lab}.

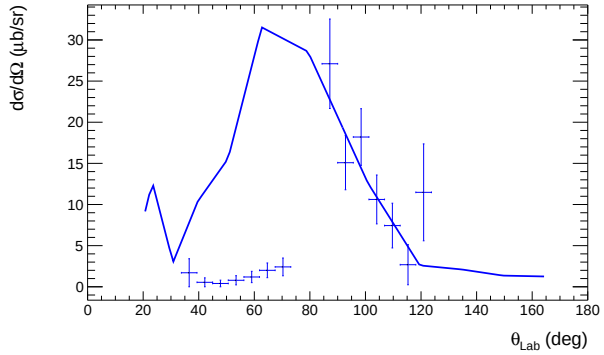


FIGURE 5.27 – *Résultat de la minimisation par la méthode des moindres carrés des données de Scarpaci et al. [59] (ligne) avec celles de cette étude (point) pour l'état fondamental 0^+ de l'^{36}Ar.*

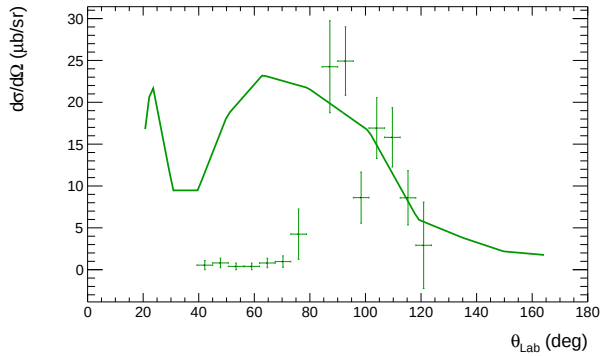


FIGURE 5.28 – *Résultat de la minimisation par la méthode des moindres carrés des données de Scarpaci et al. [59] (ligne) avec celles de cette étude (point) pour l'état 2^+ de l'^{36}Ar.*

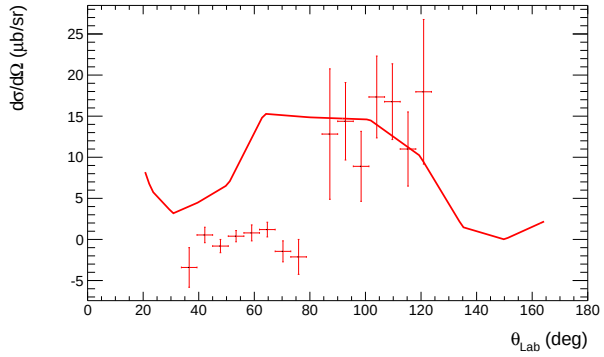


FIGURE 5.29 – *Résultat de la minimisation par la méthode des moindres carrés des données de Scarpaci et al. [59] (ligne) avec celles de cette étude (point) pour l'état 4^+ de l'^{36}Ar.*

Les facteurs spectroscopiques sont résumés dans le tableau 5.4. Malgré le dysfonctionnement de MUST2, ces résultats sont encourageants car :

– Les données expérimentales obtenues peuvent être comprises en supposant que plusieurs configurations possibles (au moins trois) de l'état fondamental du noyau de ^{40}Ca peuvent être de type « clusters » de particule α.

^{40}Ca $=^{36}$ Ar $+ \alpha$	
État J^π de l'^{36}Ar	S_α (%)
0^+	2.0 ± 0.5
2^+	1.9 ± 0.9
4^+	1.3 ± 0.9

TABLE 5.4 – *Facteurs spectroscopiques associées aux différents états J^π de l'^{36}Ar.*

– Nous observons trois types de « clusterisation » possibles caractéristiques des propriétés angulaires initiales de la particule α émise. Dans le cas où le cœur d'^{36}Ar est laissé dans son état fondamental, nous détectons une particule α de moment cinétique orbital $l = 0$. Cette configuration est associée à un taux de « clusterisation » de (2.0 ± 0.5) % (du même ordre de grandeur que les 1.1 % obtenus par Scarpaci *et al.* [59]). Pour le premier état excité 2^+, nous mesurons pour le « cluster » α un moment cinétique orbital $l = 2$ associé à un facteur spectroscopique de (1.9 ± 0.9) % (1.4 % pour la référence [59]). Enfin, pour l'état 4^+, c'est un moment cinétique orbital $l = 4$ qui est obtenu. Cette structure en cœur plus « cluster » est associée à un facteur spectroscopique de (1.3 ± 0.9) % (0.9 % pour la référence [59]).

Ces résultats sont dépendants du modèle théorique reproduisant le mécanisme de cassure nucléaire mais nous pouvons, dans une certaine mesure, comparer le rapport entre les facteurs spectroscopiques associés aux états excités de l'^{36}Ar et le facteur spectroscopique de l'état fondamental. Le rapport $S_\alpha(2^+)/S_\alpha(0^+)$ de cette étude, représenté sur la figure 5.30 (en vert), est comparable à celui de certaines expériences comme celle de Steele *et al.* [91] qui utilisait la réaction de transfert ^{40}Ca(^{3}He,^{7} Be)^{36}Ar. Par contre, notre rapport $S_\alpha(4^+)/S_\alpha(0^+)$ (cf. Fig. 5.31 en vert) ne concorde pas avec celui d'autres expériences comme celle d'Umeda *et al.* [42]. Ces trois études [42, 92, 93] obtiennent un facteur spectroscopique associé à l'état 4^+ plus grand que celui que nous avons extrait. Pour la région en énergie incluant l'état 4^+, la résolution de ces études n'est pas assez suffisante pour séparer correctement les différents états proches en énergie. Cette limitation pourrait expliquer la grande variation des résultats.

Théoriquement, des calculs modèle en couches réalisés par Chung *et al.* [95] pour l'état fondamental du ^{40}Ca montrent un facteur spectroscopique associé à l'état fondamental 0^+ de l'^{36}Ar de 4.32 %.

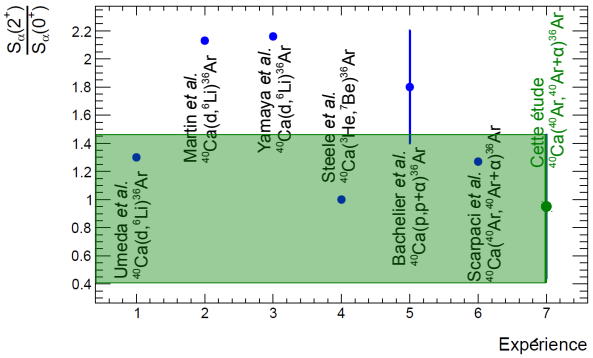


FIGURE 5.30 – *Rapport des facteurs spectroscopiques associés à l'état 2^+ et au fondamental 0^+ de l'^{36}Ar. La plupart des résultats ne sont pas donnés avec les barres d'erreur associées (d'après [42, 59, 91, 92, 93, 94]).*

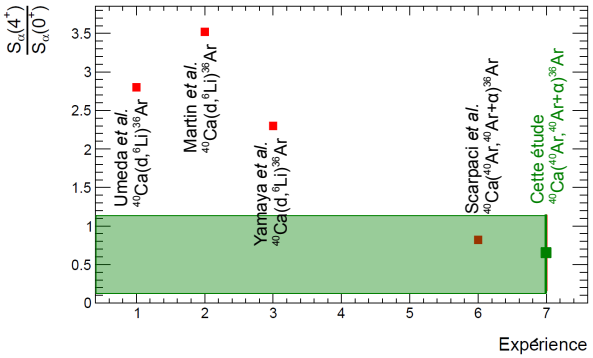


FIGURE 5.31 – *Rapport des facteurs spectroscopiques associés à l'état 4^+ et au fondamental 0^+ de l'^{36}Ar. La plupart des résultats ne sont pas donnés avec les barres d'erreur associées (d'après [42, 59, 91, 92, 93, 94]).*

5.2 Étude de la pré-formation de particule α dans le noyau d'^{40}Ar

L'expérience utilisait un faisceau d'^{40}Ar dont le nombre de protons est inférieur au nombre de neutrons. Cette différence par rapport au noyau de ^{40}Ca dont le nombre de proton est égal au nombre de neutron permettra de mieux comprendre la « clusterisation » dans ces deux noyaux.
Dans cette partie, nous étudierons la structure en « clusters » α du noyau d'^{40}Ar et particulièrement la distribution angulaire des particules α émises lors du mécanisme de « Towing-Mode » dans le cas où l'^{40}Ar a perdu une particule α.

5.2.1 Réaction d'intérêt et spectres γ

Lors de la cassure nucléaire du faisceau par la cible, une particule α provenant de l'^{40}Ar sera émise au continuum et détectée par les télescopes MUST2. Le noyau résiduel, le ^{36}S, peut-être laissé dans un état excité et est détecté par le spectromètre SPEG. Cependant, lors de la réaction inélastique d'intérêt suivante :

$$^{40}\mathrm{Ar}(^{40}\mathrm{Ca},^{40}\mathrm{Ca})^{40}\mathrm{Ar}^{(*)}(^{36}\mathrm{S}^*,\alpha).$$

la position du ^{36}S dans le plan focal de SPEG ne sera plus proportionnelle aux pertes d'énergie dans la cible car cette dernière peut être également laissée dans état excité inconnu. De ce fait, nous ne pouvons pas reconstruire un spectre en énergie d'excitation du ^{40}Ca et par voie de conséquence, nous ne pouvons pas calculer l'énergie d'excitation du ^{36}S par la méthode de la masse manquante mais seulement déterminer son impulsion évènement par évènement (en utilisant un étalonnage en impulsion du plan focal).

Les photons issus de la désexcitation du ^{36}S seront soumis à l'effet Doppler. Sur la figure 5.32, nous observons l'influence de la correction de l'effet Doppler sur la position et la largeur des raies de transition lorsqu'un noyau de ^{36}S dans SPEG est en coïncidence avec un télescope MUST2 (pas de sélection de particules). Les raies provenant de la décroissance du ^{36}S ou de l'^{40}Ar sont affinées après correction Doppler tandis que les pics correspondants par exemple à la désexcitation du noyau de ^{40}Ca au repos dans le référentiel du laboratoire sont élargis. Ainsi, en comparant le spectre sans et avec correction Doppler, nous pouvons discriminer les γ d'intérêt des autres photons (cf. tableau 5.5). Les raies γ du spectre 5.32

^{36}S		
Raie	Énergie (MeV)	Transition possible
(1)	3.29 ± 0.08	$2^+ \rightarrow 0^+$ GS (3.29008 MeV)
(2)	1.97 ± 0.02	$3^- \rightarrow 2^+$ (1.9610 MeV)
(3)	1.33 ± 0.02	(2,4) $\rightarrow 3^-$ (1.3168 MeV)
^{40}Ca		
Raie	Énergie (MeV)	Transition possible
(a)	3.46 ± 0.04	$4^+ \rightarrow 5^-$ (3.4368 MeV)
(b)	3.04 ± 0.04	$3^- \rightarrow 2^+$ (3.0268 MeV)
(c)	2.59 ± 0.02	$3^- \rightarrow 3^-$ (2.5484 MeV)
(d)	1.76 ± 0.02	$3^- \rightarrow 5^-$ (1.79322 MeV)
(e)	0.77 ± 0.02	$5^- \rightarrow 3^-$ (0.75472 MeV)
^{40}Ar		
Raie	Énergie (MeV)	Transition possible
(α)	1.47 ± 0.01	$2^+ \rightarrow 0^+$ GS (1.4608 MeV)

TABLE 5.5 – *Transitions mesurées du ^{36}S, du ^{40}Ca et de l'^{40}Ar dans le cas d'une coïncidence entre un ^{36}S dans SPEG et un télescope MUST2.*

montrent que durant la cassure nucléaire de l'^{40}Ar, le noyau résiduel de ^{36}S peut être laissé dans au moins trois états excités : l'état 2^+, 3^- et 2 ou 4 dont les incertitudes associées à leurs positions sont compatibles avec des mesures effectuées

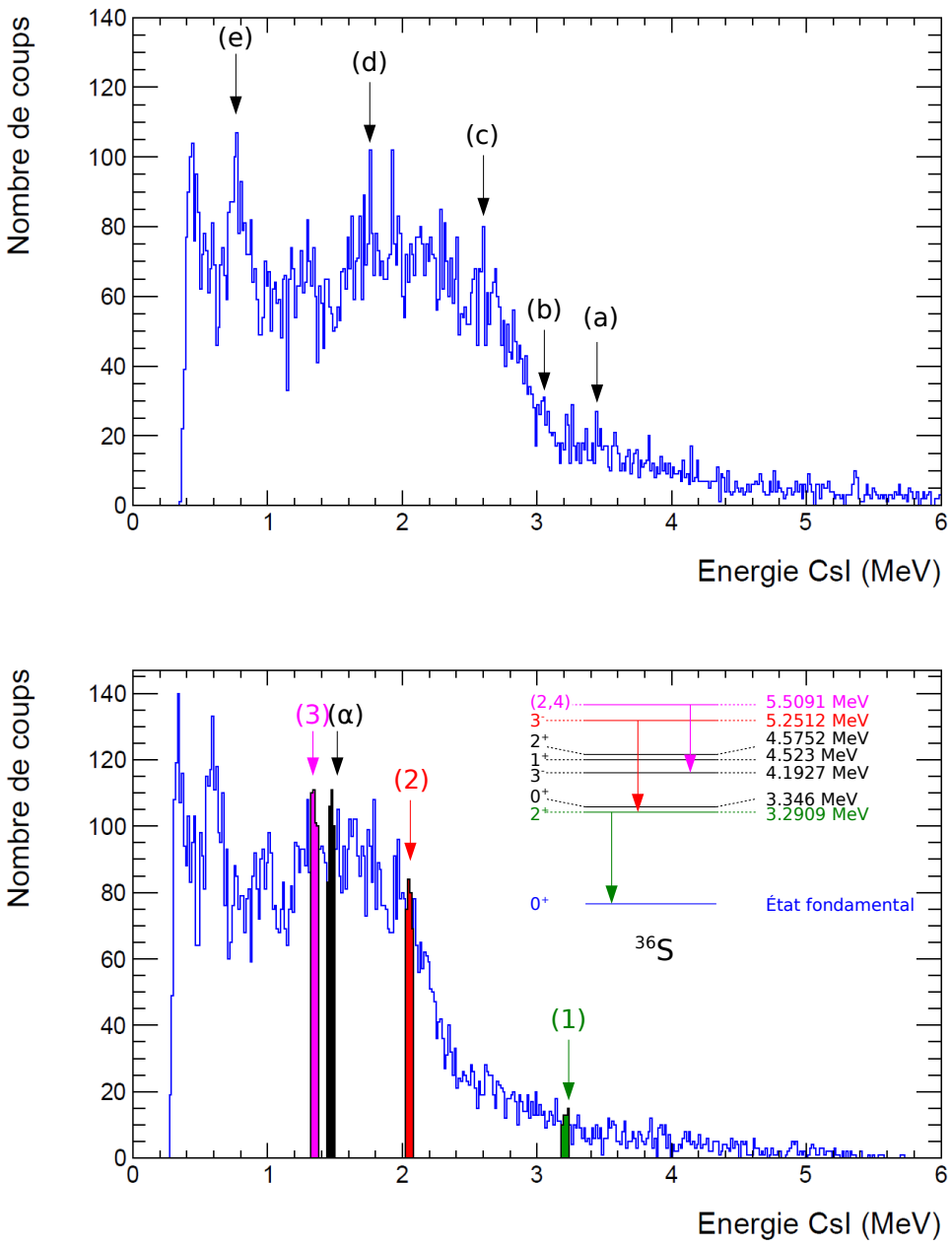


FIGURE 5.32 – *Spectres γ sans correction Doppler (en haut) et après correction Doppler (en bas) pour l'ensemble des cristaux CsI du calorimètre EXL pour la coïncidence entre le ^{36}S dans SPEG et un télescope MUST2.*

par d'autres expériences [96].

De la même façon que pour le noyau d'^{36}Ar, nous pouvons identifier les états peuplés du ^{36}S en requérant la coïncidence triple entre un noyau de ^{36}S dans SPEG, une particule α et le calorimètre EXL. En s'aidant du spectre 5.32, nous observons

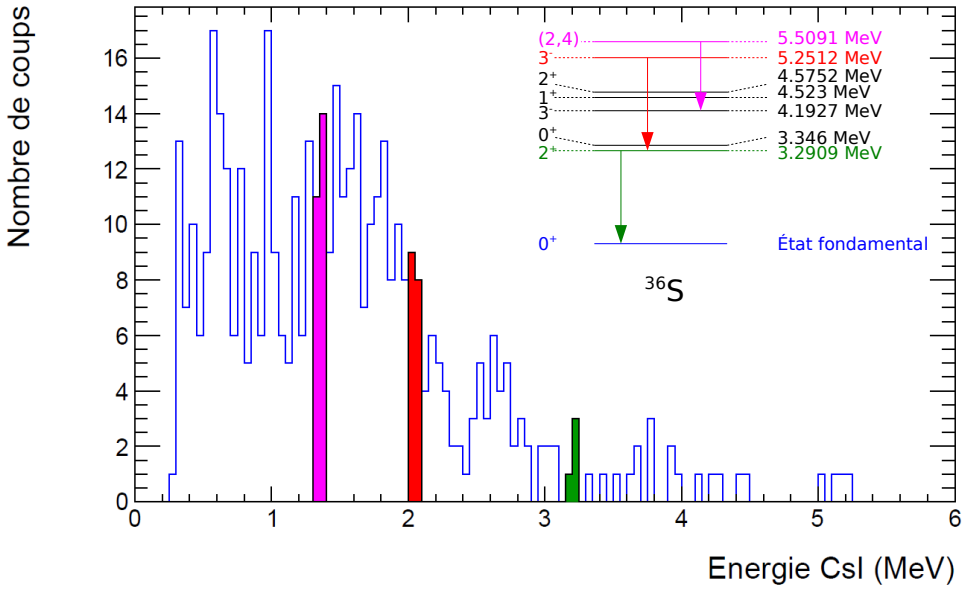


FIGURE 5.33 – *Spectre γ après correction Doppler pour la triple coïncidence ^{36}S dans SPEG, α dans MUST2 et l'ensemble des cristaux CsI du calorimètre EXL.*

de nouveau au moins trois transitions possibles (cf. Fig. 5.33) :

- le pic en vert centré à (3.2 ± 0.1) MeV pourrait correspondre à la transition entre l'état 2^+ et l'état fondamental 0^+,
- le pic en rouge centré à (1.97 ± 0.04) MeV pourrait correspondre à la désexcitation de l'état 3^- vers l'état 2^+,
- le pic en magenta centré à (1.38 ± 0.04) MeV pourrait correspondre à la décroissance de l'état (2,4) vers l'état excité 3^-.

Du fait de la faible statistique, il est très difficile d'extraire des distributions angulaires associées aux états observés.

5.2.2 Distribution angulaire normalisée des particules α

Pour extraire la distribution angulaire normalisée des particules α provenant du « Towing-Mode » de l'^{40}Ar, nous avons pris en compte le nombre de calcium

dans la cible et le nombre d'^{40}Ar incidents. L'efficacité géométrique du module T7 a été déterminée en corrigeant de l'ombre de la cible qui cachait la moitié de ce télescope (cf. Fig. 5.34 et 5.35).

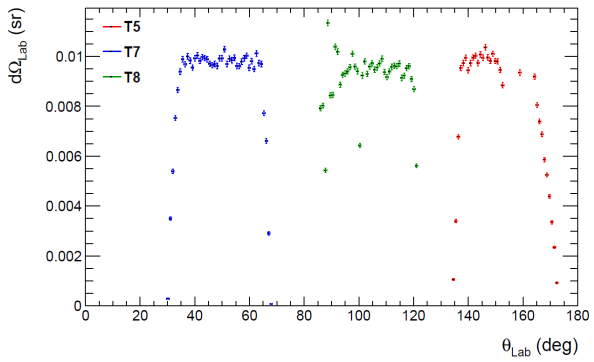


FIGURE 5.34 – *Calculs de l'angle solide pour des particules α s'arrêtant dans le DSSD. La contribution du télescope T5 est symbolisée par la couleur rouge, T7 en bleu et T8 en vert.*

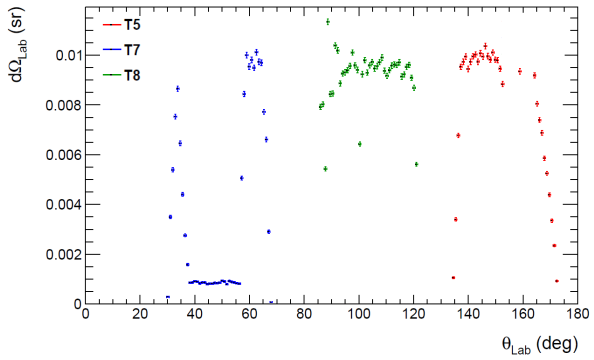


FIGURE 5.35 – *Calculs de l'angle solide pour des particules α s'arrêtant dans le DSSD. L'effet de l'ombre de la cible a été pris en compte entre 40° et 60°. La contribution du télescope T5 est symbolisée par la couleur rouge, T7 en bleu et T8 en vert.*

La figure 5.36 est une représentation de la composante de l'impulsion parallèle au faisceau en fonction de la composante perpendiculaire au plan horizontal du faisceau pour des particules α détectées en coïncidence avec un noyau de ^{36}S. On distingue plusieurs cônes dont l'ouverture angulaire dépend de la couverture des différents modules de MUST2 (la contribution des télescopes défaillants a été supprimée). On remarque que des particules α de basse énergie ($-200 \leq p_x \leq 200$ MeV/c) sont émises dans toutes les directions : c'est le mécanisme de désexcitation isotrope de la cible. Pour le cône angulaire compris entre -30° et -75° (module T7) et malgré l'ombre de la cible, nous distinguons des particules α de hautes énergies ($-600 \leq p_x \leq -400$ MeV/c) que l'on n'observe pas aux angles arrières et qui pourraient provenir du « Towing-Mode ». Pour les angles arrières (entre 135° et 175°, module T5), nous attendons majoritairement la décroissance de la cible ce qui est confirmé par la figure 5.37 : pour des énergies supérieures à 10 MeV, la probabilité est faible de détecter des particules α de décroissance. Ce comporte-

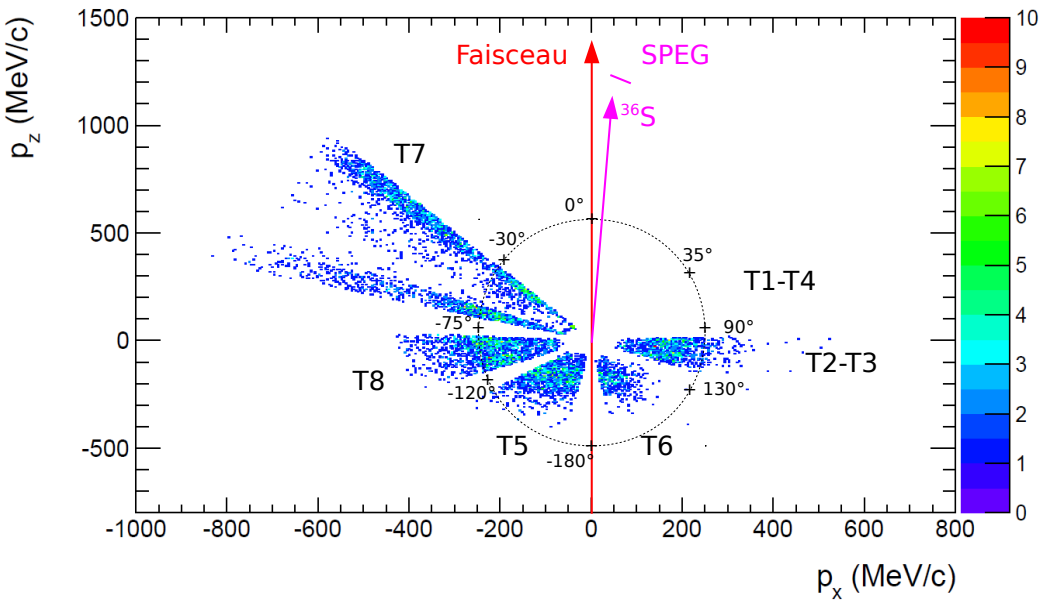


FIGURE 5.36 – *Particules α détectées en coïncidence avec le ^{36}S. En abscisse est représentée l'impulsion perpendiculaire dans le plan horizontal au faisceau et l'ordonnée représente l'impulsion parallèle au faisceau. Les modules défaillants (T1, T3 et T4) ont été retirés de l'analyse des données.*

ment est correctement reproduit par des calculs théoriques effectués avec le logiciel LISE++. Sur la figure 5.38, qui montre la section efficace différentielle en énergie pour des angles à l'avant (entre 30° et 70°, module T7), nous retrouvons cette composante de décroissance de la cible et une autre composante pour des énergies supérieures à 30 MeV : c'est le « Towing-Mode ». En outre, un calcul cinématique montre qu'aux angles de détection du télescope T7, nous ne pouvons pas détecter les particules α émises en vol par décroissance de l'^{40}Ar.

Dans le but d'étudier les propriétés de ces particules α provenant du « Towing-Mode », nous avons extrait la distribution angulaire normalisée pour la région angulaire correspondant au télescope T7. Comme nous ne pouvons pas reconstruire le spectre en énergie d'excitation du ^{36}S, cette section efficace différentielle n'est pas associée à un état peuplé du ^{36}S mais correspond à l'ensemble de son spectre. Comme nous l'avons vu, deux mécanismes sont responsables de l'émission de particules α : le « Towing-Mode » et la décroissance de la cible. Sur la figure 5.39 est représentée la distribution angulaire des particules α d'énergie comprise

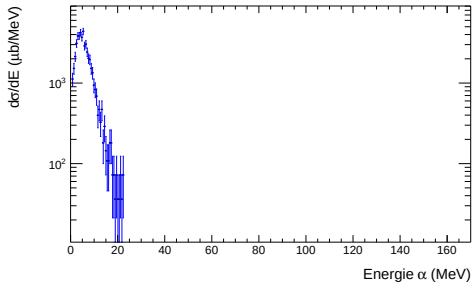


FIGURE 5.37 – *Distribution en énergie des particules α pour des angles à l'arrière compris entre 135° et 175° (T5).*

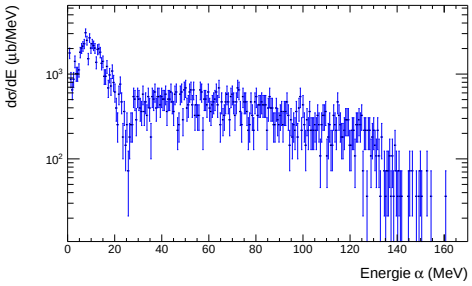


FIGURE 5.38 – *Distribution en énergie des particules α pour des angles à l'avant compris entre 30° et 70° (T7). On distingue deux mécanismes : la décroissance de la cible jusqu'à 30 MeV et le « Towing-Mode » au-delà.*

entre 30 MeV et 100 MeV afin de ne considérer que le mécanisme de « Towing-Mode ». Nous pouvons constater que la probabilité d'émission décroît rapidement avec l'angle d'émission dans le référentiel du laboratoire.

5.2.3 Interprétations des résultats

5.2.3.1 Comparaison entre expérience et théorie et facteur spectroscopique

Le modèle TDSE nous permet de calculer les sections efficaces différentielles pour différents moments angulaires de la particule α couplée à un état particulier du cœur du ^{36}S. Cependant, du fait de la configuration du dispositif expérimental, nous ne pouvons pas reconstruire le spectre en énergie d'excitation du ^{36}S. La section efficace différentielle expérimentale n'est donc pas associée à un état du ^{36}S mais correspond à la somme de tout ses états excités.

La figure 5.39 montre les distributions angulaires théoriques pour trois ondes possibles du « cluster » α lorsque nous supposons un ^{40}Ar uniquement décrit par un « cluster » et un cœur. Nous remarquons que le résultat expérimental (cf. Fig. 5.39) s'accorde avec le comportement des résultats du modèle TDSE (cf. Fig. 5.40) : la probabilité d'émettre un « cluster » α par cassure nucléaire décroît rapidement avec l'angle d'émission.

Expérimentalement, la section efficace que nous observons représente la somme des sections efficaces associées aux différents états du ^{36}S. Certains états étant plus probables que d'autres, les sections efficaces associées aux différents états ne sont

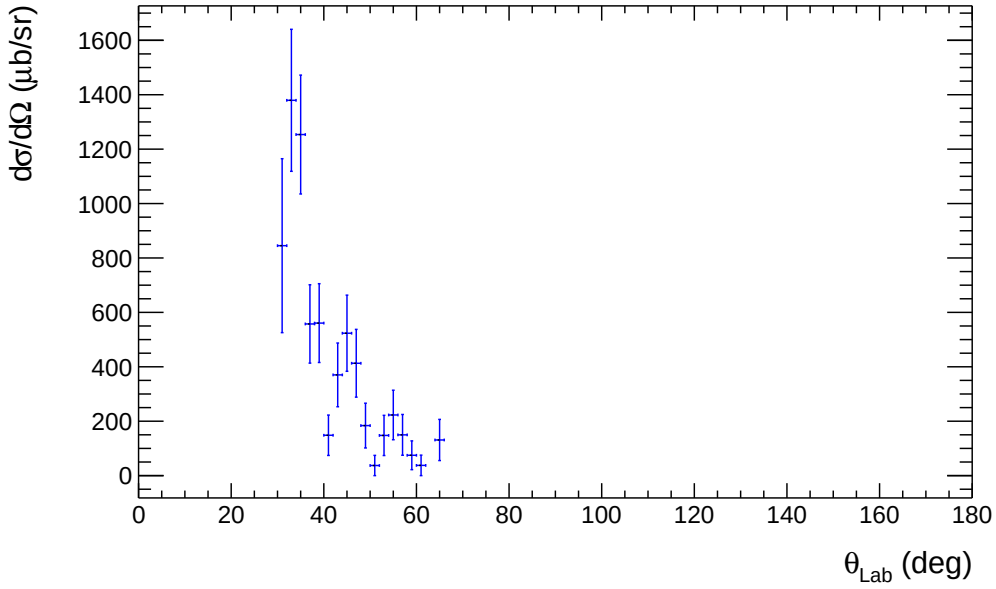


FIGURE 5.39 – *Distribution angulaire normalisée des particules α dans la région angulaire comprise entre 30° et 70° dans le référentiel du laboratoire. Une coupure en énergie α comprise entre 30 MeV et 100 MeV a été effectuée pour identifier exclusivement les particules provenant du « Towing-Mode ».*

pas égales. Contrairement au cas du ^{40}Ca, nous ne pouvons pas calculer le facteur spectroscopique de chaque état du ^{36}S à partir du rapport des sections efficaces expérimentales et théoriques associées. Néanmoins, la structure en « clusters » dans l'^{40}Ar doit exister et peut donc être quantifiée par une grandeur que nous appellerons facteur spectroscopique global $S_{\alpha,tot}$. Cette grandeur décrira de manière globale la « clusterisation » dans l'^{40}Ar que l'on calcule en faisant certaines hypothèses.

1. Nous supposons qu'il n'y a pas d'interférence quantique dans nos calculs théoriques.
2. En supposant que seul trois états du ^{36}S ont été peuplés par « Towing-Mode » de façon identique, nous pouvons extraire ce facteur spectroscopique global en faisant le rapport entre la section efficace expérimentale calculée à partir de la figure 5.39 et la moyenne des trois sections efficaces théoriques. En effet, pour un évènement donné nous devons observer soit l'état fondamental du ^{36}S soit un état excité. D'un point de vue théorique, nous devons donc observer une moyenne de ces états.

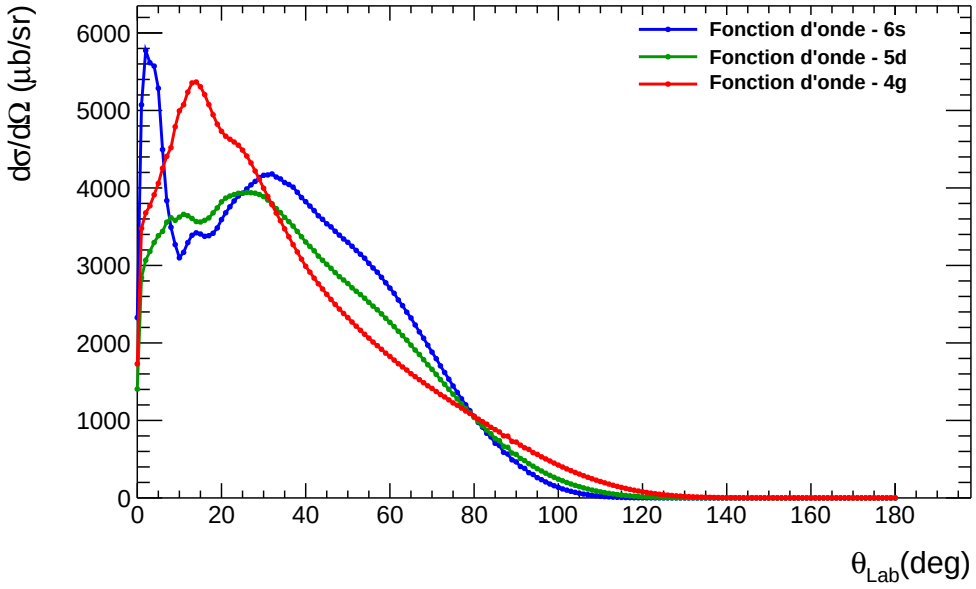


FIGURE 5.40 – *Distributions angulaires théoriques calculées avec le modèle TDSE. En bleu, la fonction d'onde 6s, en vert, la fonction d'onde 5d et en rouge la fonction d'onde 4g représentant le « cluster » α dans l'^{40}Ar.*

Ainsi, en intégrant la section efficace différentielle expérimentale et en la comparant avec la moyenne des sections efficaces théoriques intégrées, nous avons pu extraire le facteur spectroscopique global. Nous obtenons :

$$S_{\alpha,tot} = (12.2 \pm 7.5)\ \%.$$

Dans le cas du ^{40}Ca, nous avons étudié la distribution angulaire associée à l'ensemble du spectre d'énergie de l'^{36}Ar. Pour soustraire la part de la décroissance de la cible, nous avons ajouté un paramètre libre décrivant cette contribution à la moyenne des trois sections efficaces théoriques. Ce faisant, nous avons pu évaluer le fond et finalement, nous avons extrait un facteur spectroscopique global en faisant les mêmes hypothèses et en appliquant la même démarche que celle décrite précédemment pour l'^{40}Ar. Nous obtenons un facteur spectroscopique global de (11.7 ± 2.1) %. Il est plus grand que la valeur obtenue en sommant les trois facteurs spectroscopiques extraits à partir de chaque pic de l'^{36}Ar, (5.2 ± 1.4) % (cf. tableau 5.4), ce qui montre que ces trois états contiennent une grande majorité de la « clusterisation ».

5.3 Taux de « clusterisation » pour le ^{40}Ca et l'^{40}Ar

L'objectif de ce travail de thèse est de pouvoir comparer le taux de « clusterisation » dans le ^{40}Ca et dans l'^{40}Ar en utilisant la réaction de cassure nucléaire et le modèle TDSE. L'extraction d'un facteur spectroscopique dépend toujours du modèle théorique employé sur lequel est basé la comparaison avec les résultats expérimentaux. Cependant, la comparaison entre les taux de « clusterisation » obtenus pour ces deux noyaux permet d'éliminer les erreurs systématiques propres à la méthode d'extraction.

Comme nous l'avons vu, pour l'^{40}Ar, nous avons pu extraire qu'un facteur spectroscopique global associé à tous les états excités du ^{36}S.

Pour le ^{40}Ca et sous certaines hypothèses, nous avons également extrait un facteur spectroscopique global plus grand que la somme des facteurs spectroscopiques associés aux états du ^{36}Ar. De ce résultat, nous pouvons raisonnablement penser que ces trois états contiennent une grande partie de la « clusterisation ». Les deux facteurs spectroscopiques globaux ont été résumés dans le tableau 5.6. Malgré

	$^{40}\text{Ca} =^{36}\text{Ar} + \alpha$	$^{40}\text{Ar} =^{36}\text{S} + \alpha$
$S_{\alpha,tot}$ (%)	11.7 ± 2.1	12.2 ± 7.5

TABLE 5.6 – *Facteur spectroscopique global pour le ^{40}Ca et l'^{40}Ar.*

les incertitudes difficiles à estimer compte tenu du dysfonctionnement des modules MUST2 et des hypothèses de la méthode d'extraction des facteurs spectroscopiques, nous pouvons néanmoins penser qu'il ne semble pas y avoir un taux de « clusterisation » plus important dans le ^{40}Ca, un noyau $N = Z$ que dans l'^{40}Ar, un noyau $N \neq Z$. Bien que le recouvrement des fonctions d'onde des neutrons et protons soit plus important dans le ^{40}Ca que dans l'^{40}Ar, nous n'observons pas l'influence du nombre de neutrons et de protons sur la structure en « clusters » dans ces deux noyaux. Le « Towing-Mode » sonde la surface des noyaux où la densité du ^{40}Ca et de l'^{40}Ar est à peu près la même ce qui expliquerait les résultats obtenus.

Conclusion et perspectives

Le noyau est un objet quantique complexe dont la description en protons et neutrons formant une sphère uniforme peut être remise en cause par la structure particulière de certain noyaux. La « clusterisation » en particules α est un exemple du comportement bien singulier des noyaux.

Dans ce travail de thèse, nous avons étudié la pré-formation de particules α dans l'état fondamental du ^{40}Ca et de l'^{40}Ar. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la structure en « cœur+cluster » dans ces noyaux stables et à l'influence du nombre de protons et de neutrons sur le taux de « clusterisation ». D'un point de vue théorique, en raison d'un plus grand recouvrement des fonctions d'onde des neutrons et protons, le taux de « clusterisation » dans le ^{40}Ca, un noyau $N = Z$, doit être plus important que dans l'^{40}Ar, un noyau $N \neq Z$.

Dans le but d'étudier la structure en « clusters » de ces deux noyaux et les possibles différences, nous avons réalisé une expérience au GANIL en mai 2011. En faisant interagir un faisceau d'^{40}Ar avec une cible de ^{40}Ca, nous avons étudié les particules α émises durant le « Towing-Mode », un mécanisme de cassure nucléaire responsable de l'émission anisotrope de particules. En effet, s'il existe une particule α déjà formée dans le noyau cible (ou dans le noyau projectile) alors, lors de l'arrachage de la particule par le projectile (ou par la cible), nous pouvons détecter et mesurer les caractéristiques physiques dont notamment les distributions angulaires de ces « clusters » α. Le « Towing-Mode » décrit par le modèle TDSE est donc un outil spectroscopique intéressant pour sonder la structure en « clusters » dans les noyaux. Dans le but d'étudier la « clusterisation » dans le ^{40}Ca et l'^{40}Ar, nous avons utilisé le spectromètre SPEG, le multi-détecteur MUST2 et le prototype du calorimètre EXL.

Pour le ^{40}Ca, malgré une faible statistique et une efficacité de détection nulle pour certain intervalle angulaire couvert par des modules défaillants, nous avons pu extraire des distributions angulaires associées aux différents états du « cluster »

α. Le modèle TDSE a permis de calculer les distributions angulaires théoriques des particules α émises durant le « Towing-Mode ». Ces calculs montrent que la probabilité d'émission est dépendante du moment angulaire initial du « cluster ». En comparant les sections efficaces théoriques et expérimentales, nous avons pu identifier dans l'état fondamental du ^{40}Ca trois configurations possibles et extraire pour chacune d'entre-elle le facteur spectroscopique associé. Ainsi, nous observons une première configuration associée à un facteur spectroscopique de (2.0 ± 0.5) % pour laquelle le « cluster » de moment angulaire $l = 0$ est couplé à l'état 0^+ du cœur d'^{36}Ar, une deuxième configuration avec un taux de « clusterisation » de (1.9 ± 0.9) % où la particule α de moment angulaire $l = 2$ est couplée à l'état 2^+ du cœur et une dernière configuration associée à un facteur spectroscopique de (1.3 ± 0.9) % où la particule α de moment angulaire $l = 4$ est couplée à l'état 4^+ du cœur.

Pour l'^{40}Ar, la configuration du dispositif expérimental ne permettait pas de reconstruire le spectre en énergie d'excitation du cœur de ^{36}S. Néanmoins, nous avons pu extraire une distribution angulaire expérimentale associée à tous les états peuplés du ^{36}S. En supposant que seulement trois états étaient observés par cassure nucléaire, nous avons pu extraire un facteur spectroscopique global décrivant la « clusterisation » mais sans pour autant expliciter les configurations possibles du type « cœur + cluster » dans l'état fondamental de l'^{40}Ar. Le facteur spectroscopique global obtenu est de (12.2 ± 7.5) %.

Nous avons pu comparer, dans le même cadre théorique et expérimental et en faisant les mêmes hypothèses, le taux de « clusterisation » global obtenu pour le ^{40}Ca, (11.7 ± 2.1) % et le facteur spectroscopique global obtenu pour l'^{40}Ar, (12.2 ± 7.5) %. La densité du ^{40}Ca et de l'^{40}Ar est sensiblement la même dans ces deux noyaux et le mécanisme de « Towing-Mode » permet de sonder la surface d'un noyau ce qui pourrait expliquer que nous n'observons pas l'influence du nombre de protons et neutrons sur la structure en « clusters » dans ces deux noyaux. En outre, en comparant le facteur spectroscopique global du ^{40}Ca, (11.7 ± 2.1) %, et la somme des trois facteurs spectroscopiques obtenus pour les états 0^+, 2^+ et 4^+ de l'^{36}Ar, (5.2 ± 1.4) %, nous pouvons raisonnablement penser que ces trois états contiennent une grande partie de la « clusterisation ».

Les modèles de « clusters » ont énormément progressé depuis les années 1960, de nombreuses études théoriques portent maintenant sur des structures encore plus complexes comme des chaînes ou des anneaux de « clusters » dans les états excités des noyaux. La recherche expérimentale de ces condensats de particules α est un défi à relever. Les nouveaux détecteurs de silicium comme GASPARD ou les cibles actives comme ACTAR permettront d'étudier ces états particuliers.

ANNEXE A

NPTool

A.1 L'outil d'analyse NPTool

A.1.1 Présentation

Le traitement des données ainsi que les simulations ont été effectués à l'aide de l'outil d'analyse NPTool (Nuclear Physics Tool) développé à l'IPN [75, 97]. Cet outil a pour but de proposer aux physiciens nucléaires des solutions informatiques aux traitements de données expérimentales et aussi à l'analyse de simulations.

Chaque expérience de physique nucléaire est unique de part l'utilisation de nombreux détecteurs aux fonctionnements et à la géométrie bien différents, des motivations et de la problématique de l'expérience. En outre, avant toute expérience, il est nécessaire de simuler le meilleur dispositif expérimental en définissant quels types de détecteurs utilisés, où les positionner, etc. Il est également intéressant de connaître par exemple la résolution attendue d'un résultat (spectre d'énergie d'excitation d'un noyau par exemple) avec un tel dispositif. Le physicien nucléaire doit donc développer tout un outil de travail capable de lier analyse d'expérience et de simulation au sein d'un même environnement informatique. NPTool a pour objectif de répondre à ce besoin.

NPTool se base sur les outils GEANT4 [85] (plateforme logicielle pour la simulation du passage de particules à travers la matière par la méthode de Monte-Carlo), ROOT [98] (conçu pour l'analyse des données) développés par le CERN et le langage de programmation orientée objet C++.

A.1.2 Description

L'architecture de NPTool repose sur plusieurs environnements décrits ci-dessous.

NPLib : Chaque détecteur correspond à une classe dans le langage C++. Chacune de ces classes contient des fonctions qui traiteront de la physique du détecteur : application des seuils, étalonnage, algorithme de reconstruction divers, etc. NPLib contient une grande variété de classes/détecteurs : sili-

cium, plastique scintillant, spectromètre, chambre active, calorimètre, etc. NPLib contient également des classes entièrement dédiées à la physique nucléaire (calcul relativiste de cinématique à 2 corps, calcul de perte d'énergie, base de données contenant les masses des noyaux [99], etc.)

NPAnalysis : C'est dans cet environnement que le traitement de données s'effectue via l'usage des classes définies précédemment (cf. Fig. A.1).

Inputs : Cet environnement contient les fichiers d'entrées nécessaires à la fois à l'analyse de données et aux simulations : caractéristiques du faisceau (énergie, noyaux, émittance, etc.), caractéristiques de la réaction étudiée (cible utilisée, épaisseur, noyaux produits et leurs décroissances possibles, etc.), position des détecteurs, tables de perte d'énergie, sections efficaces, etc.

Outputs : Cet environnement contient les résultats d'analyse ou de simulation au format exploitable pour ROOT.

NPSimulation : Cet environnement permet de construire et simuler les détecteurs utilisés durant une expérience en définissant leurs géométries (taille, surface active, etc.), leurs constitutions (silicium, aluminium, etc.) et leurs comportements grâce à GEANT4 (cf. Fig. A.2).

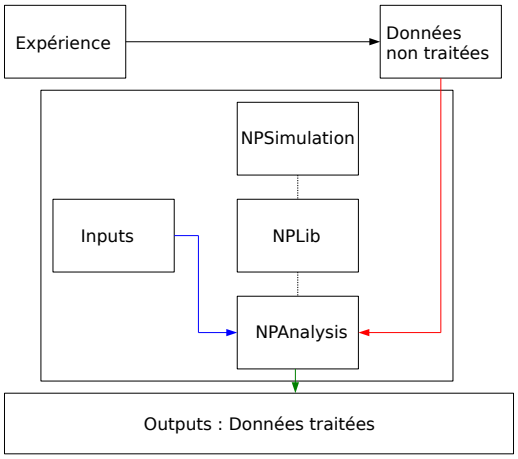


FIGURE A.1 – *Architecture NPTool pour le traitement des données d'expérience.*

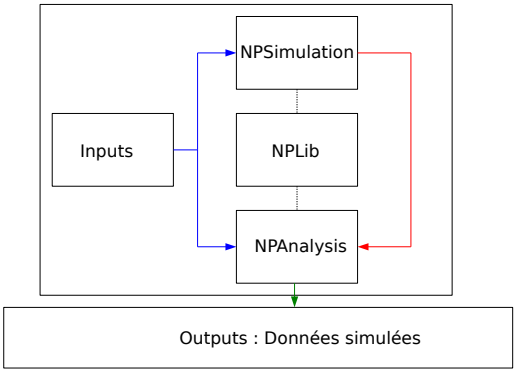


FIGURE A.2 – *Architecture NPTool pour la simulation de données.*

L'idée de NPTool est donc de proposer un large éventail de détecteurs et d'exemple en mettant en commun le travail de chacun. NPTool est distribué sous licence publique générale (General Public License version 3) et peut être copié, distribué et modifié de façon libre.

ANNEXE B

Calculs cinématiques

B.1 Reconstruction de la cinématique de la réaction ^{40}Ar $+^{40}$ Ca $\longrightarrow$ ^{40}Ar $+^{40}$ Ca*

À partir de l'énergie d'excitation du ^{40}Ca et des angles d'émission de l'^{40}Ar, nous sommes en mesure de reconstruire entièrement la cinématique de la réaction de diffusion inélastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca.
De manière plus générale, si nous avons une réaction à deux corps du type :

$$1 + 2 \longrightarrow 3 + 4^{*}$$

où le noyau 4 est dans un état excité, nous sommes en mesure de calculer les grandeurs cinématiques associées aux noyaux 3 et 4 (cf. Fig. B.1). En définissant

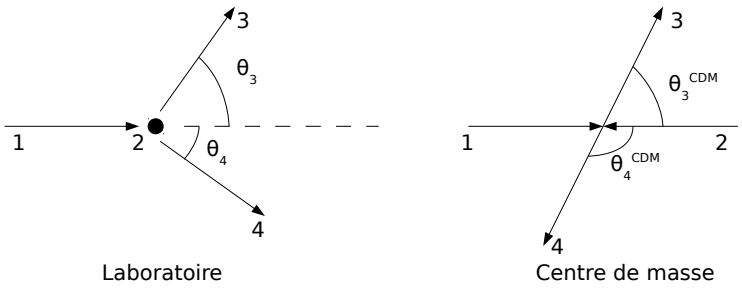


FIGURE B.1 – *Représentation schématique d'une réaction à deux corps : à gauche dans le référentiel du laboratoire, à droite dans celui du centre de masse de la réaction.*

les quadri-vecteurs énergie-impulsion des noyaux :

$$\begin{array}{ll} P_1 = (E_1, \overrightarrow{p_1}) & P_3 = (E_3, \overrightarrow{p_3}) \\ P_2 = (E_2, \overrightarrow{0}) & P_4 = (E_4, \overrightarrow{p_4}) \end{array} \tag{B.1}$$

et par conservation du quadri-vecteur, on a :

$$P_4^2 = (P_1 + P_2 - P_3)^2 \tag{B.2}$$

En résolvant cette équation, nous pouvons obtenir par exemple l'énergie E_3 :

$$E_3 = \frac{-B + \sqrt{\Delta}}{2A} \tag{B.3}$$

où :

$$\begin{cases} A = (E_1 + m_2)^2 - E_1^2 cos^2(\theta_3) + m_1^2 cos^2(\theta_3) \\ B = Q(E_1 + m_2) - 2E_1 m_2 (E_1 + m_2) \\ C = \dfrac{Q^2}{4} + E_1^2 m_2^2 - E_1 m_2 Q + (E_1^2 m_3^2 - m_1^2 m_3^2) cos^2(\theta_3) \\ Q = (m_4 + E_{4,ex})^2 - m_1^2 - m_2^2 - m_3^2 \\ \Delta = B^2 - 4AC \end{cases} \tag{B.4}$$

De la même manière, nous pouvons déterminer l'énergie E_4 :

$$E_4 = \frac{-B + \sqrt{\Delta}}{2A} \tag{B.5}$$

où :

$$\begin{cases} A = (E_1 + m_2)^2 - E_1^2 cos^2(\theta_4) + m_1^2 cos^2(\theta_4) \\ B = Q(E_1 + m_2) - 2E_1 m_2 (E_1 + m_2) \\ C = \dfrac{Q^2}{4} + E_1^2 m_2^2 - E_1 m_2 Q + (E_1^2 (m_4 + E_{4,ex})^2 - m_1^2 (m_4 + E_{4,ex})^2) cos^2(\theta_4) \\ Q = m_3^2 - m_1^2 - m_2^2 - (m_4 + E_{4,ex})^2 \\ \Delta = B^2 - 4AC \end{cases} \tag{B.6}$$

B.2 Reconstruction de la cinématique de la réaction $^{40}Ca^* \longrightarrow {}^{36}Ar^* + \alpha$

À partir de l'énergie d'excitation du ^{40}Ca, de l'énergie et des angles d'émission des particules α, nous sommes en mesure de reconstruire le spectre en énergie d'excitation de l'^{36}Ar en faisant l'hypothèse d'une réaction indirecte.
De manière plus générale, si nous avons une réaction de désintégration du type :

$$4^* \longrightarrow 5 + 6^*$$

où les noyaux 4 et 6 sont dans des états excités, nous sommes en mesure de calculer très simplement dans le référentiel du centre de masse de cette réaction les grandeurs cinématiques associées au noyau 6. En définissant les quadri-vecteurs énergie-impulsion des noyaux dans le référentiel du centre de masse :

$$\begin{array}{ll} P_4^{CDM} = (\sqrt{s},\, \overrightarrow{0}) & P_5^{CDM} = (E_5^{CDM}, \overrightarrow{p_5^{CDM}}) \\ & P_6^{CDM} = (E_6^{CDM}, \overrightarrow{p_6^{CDM}}) \end{array} \tag{B.7}$$

où $\sqrt{s} = m_4 + E_{4,ex}$ et par conservation du quadri-vecteur, on a :

$$\left(P_6^{CDM}\right)^2 = \left(P_4^{CDM} - P_5^{CDM}\right)^2 \tag{B.8}$$

En résolvant cette équation, nous pouvons obtenir par exemple l'énergie d'excitation $E_{6,ex}$:

$$E_{6,ex} = \sqrt{s + m_5^2 - 2\sqrt{s}E_5^{CDM}} - m_6 \tag{B.9}$$

ou encore l'énergie et l'impulsion dans le centre de masse des noyaux 5 et 6 :

$$\begin{cases} E_5^{CDM} = \dfrac{s + m_5^2 - m_6^2}{2\sqrt{s}} \text{ et } p_5^{CDM} = \sqrt{\left(E_5^{CDM}\right)^2 - m_5^2} \\ E_6^{CDM} = \dfrac{s + m_6^2 - m_5^2}{2\sqrt{s}} \text{ et } p_6^{CDM} = \sqrt{\left(E_6^{CDM}\right)^2 - m_6^2} \end{cases} \tag{B.10}$$

B.3 Matrice de transformation de Lorentz

La matrice de transformation de Lorentz permet de calculer dans un référentiel en translation rectiligne uniforme les coordonnées d'un quadri-vecteur défini dans un autre référentiel. Par exemple, nous pouvons calculer les coordonnées du quadri-vecteur énergie-impulsion dans le référentiel du centre de masse à partir de ses coordonnées dans le référentiel du laboratoire et de la matrice de Lorentz suivante :

$$\begin{pmatrix} E^{CDM} \\ p_1^{CDM} \\ p_2^{CDM} \\ p_3^{CDM} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Lambda_{00} & \Lambda_{01} & \Lambda_{02} & \Lambda_{03} \\ \Lambda_{10} & \Lambda_{11} & \Lambda_{12} & \Lambda_{13} \\ \Lambda_{20} & \Lambda_{21} & \Lambda_{22} & \Lambda_{23} \\ \Lambda_{30} & \Lambda_{31} & \Lambda_{32} & \Lambda_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix} \tag{B.11}$$

où :

$$\begin{array}{c} \Lambda_{00} = \gamma \\ \Lambda_{0i} = \Lambda_{i0} = -\gamma\beta_i \\ \Lambda_{ij} = \Lambda_{ji} = (\gamma - 1)\frac{\beta_i\beta_j}{\beta^2} + \delta_{ij} \end{array} \tag{B.12}$$

avec δ_{ij} le symbole de Kronecker.

B.4 Calcul de l'angle d'émission d'une particule dans le référentiel du centre de masse

Lors d'une réaction du type :

$$1 + 2 \longrightarrow 3 + 4^*$$

avec le noyau 2 au repos, l'angle d'émission du noyau 4 dans le centre de masse θ_4^{CDM} peut se déduire à partir de l'énergie E_4, de l'impulsion p_4 et de l'angle θ_4 dans le référentiel du laboratoire de ce noyau par :

$$\theta_4^{CDM} = arctan\left(\frac{p_4 sin(\theta_4)}{-\beta\gamma E_4 + \gamma p_4 cos(\theta_4)}\right) \tag{B.13}$$

où : $\beta = \dfrac{p_1}{T_1 + m_1 + m_2}$ et $\gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Connaissant l'angle θ_4^{CDM}, il vient immédiatement que :

$$\theta_3^{CDM} = \pi - \theta_4^{CDM} \tag{B.14}$$

B.5 Jacobien

Le nombre de particules qui passe par une portion d'angle solide dans le référentiel du centre de masse doit être égal au nombre de particules qui traverse la portion correspondante dans le référentiel du laboratoire. Cela se traduit par :

$$\frac{d\sigma_{CDM}}{d\Omega_{CDM}} d\Omega_{CDM} = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \Longleftrightarrow \frac{d\sigma_{CDM}}{d\Omega_{CDM}} = \frac{d\sigma}{d\Omega}\left|\frac{d\Omega}{d\Omega_{CDM}}\right| \tag{B.15}$$

Le rapport des angles solides couverts $\left|\dfrac{d\Omega}{d\Omega_{CDM}}\right|$ s'appelle le Jacobien J de la transformation. Il se calcule de la façon suivante :

$$J(\theta_{CDM}) = \left|\frac{d\Omega}{d\Omega_{CDM}}\right| = \left|\frac{sin\theta d\theta d\phi}{sin\theta_{CDM}\, d\theta_{CDM}\, d\phi_{CDM}}\right| \tag{B.16}$$

Le rapport $\frac{d\phi}{d\phi_{CDM}}$ vaut 1 car il y a invariance de l'angle ϕ au cours de la transformation. On évalue dans un premier temps $d\theta/d\theta_{CDM}$ en plusieurs étapes :

$$\begin{aligned} \frac{1}{tan\theta} &= \frac{pcos\theta}{psin\theta} \\ &= \frac{\gamma(p_{CDM}\, cos\theta_{CDM} + \beta E_{CDM})}{p_{CDM}\, sin\theta_{CDM}} \\ &= \gamma\left(\frac{1}{tan\theta_{CDM}} + \beta\frac{E_{CDM}}{p_{CDM}}\frac{1}{sin\theta_{CDM}}\right) \end{aligned} \tag{B.17}$$

En remplaçant $cos\theta$ par $\sqrt{1 - sin^2\theta}$ et en isolant $sin\theta$, on obtient aussi :

$$sin\theta = \frac{sin\theta_{CDM}}{\left[\gamma^2 \left(cos\theta_{CDM} + \beta\frac{E_{CDM}}{p_{CDM}}\right)^2 + sin^2\theta_{CDM}\right]^{1/2}} \tag{B.18}$$

En dérivant l'équation B.18, on obtient :

$$\frac{d\theta}{d\theta_{CDM}} = \gamma\frac{sin^2(\theta)}{sin^2(\theta_{CDM})}\left(1 + \frac{\beta E_{CDM}}{p_{CDM}}cos(\theta_{CDM})\right) \tag{B.19}$$

En utilisant la définition du Jacobien B.16 et les formules B.18 et B.19, on obtient au final :

$$J(\theta_{CDM}) = \frac{\gamma|1 + \tau cos\theta_{CDM}|}{\left[\gamma^2 \left(cos\theta_{CDM} + \tau\right)^2 + sin^2\theta_{CDM}\right]^{3/2}} \tag{B.20}$$

où $\tau = \beta\frac{E_{CDM}}{p_{CDM}}$ avec $\beta = \frac{p_1+p_2}{E_1+E_2}$.

ANNEXE C

Formalisme DWBA et CCBA

C.1 Éléments de théorie de la diffusion élastique

C.1.1 Modèle optique

Dans le cadre du modèle optique [100], le problème à N corps est remplacé par le problème à 1 corps. En effet, le système de deux noyaux A_1 et A_2 en interaction se réduit dans le référentiel du centre de masse à étudier une particule fictive de masse réduite $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$ plongée dans un potentiel $V(r)$ (où r est la distance séparant les centres de masse des deux noyaux) qui remplace les interactions entre les différents nucléons des deux noyaux. L'équation de Schrödinger à N corps :

$$\begin{aligned} H\psi(1,2,...,A_1) &= \left(\sum_{i=1}^{A_1} \frac{\widehat{p}_i^2}{2m_1} + \frac{1}{2}\sum_{i\neq j} \widehat{v}_{ij} + \frac{1}{3!}\sum_{i\neq j\neq k} \widehat{v}_{ijk} + ...+\right)\psi(1,2,...,A_1) \\ &= E\psi(1,2,...,A_1) \end{aligned} \tag{C.1}$$

devient simplement :

$$H\psi = \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + V(r)\right)\psi = E\psi \tag{C.2}$$

où ψ est la fonction d'onde totale de la particule réduite.

Dans la région asymptotique (loin du potentiel), les solutions ψ de l'équation C.2 sont la somme d'une onde plane incidente (premier terme de l'équation C.3) avant l'interaction et d'une onde plane après diffusion par le potentiel $V(r)$ (deuxième terme de l'équation C.3) :

$$\psi \rightarrow e^{ikz} + f_k(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} \text{ quand } r \rightarrow \infty \tag{C.3}$$

où z est l'axe de propagation du faisceau incident, $k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$ le nombre d'onde et $f_k(\theta)$ l'amplitude de diffusion qui contient la dépendance au potentiel $V(r)$ et est

reliée à la section efficace différentielle de la diffusion par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f_k(\theta)|^2 \tag{C.4}$$

Lorsque l'on utilise le développement en ondes partielles de la fonction d'onde ψ, la solution la plus générale de l'équation C.2 est [38] :

$$\psi(r,\theta,\phi) = \sum_l B_l f_l(kr) P_l(cos(\theta)) \tag{C.5}$$

avec P_l les polynômes de Legendre et $f_l(kr)$ satisfaisant l'équation suivante :

$$\frac{d^2}{dr^2} f_l + \frac{2}{r}\frac{df_l}{dr} + \left(\frac{2\mu}{\hbar^2}(E - V(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2}\right) f_l = 0 \tag{C.6}$$

Dans le cas asymptotique *i.e.* $V(r \to \infty) = 0$, nous obtenons l'onde plane incidente :

$$e^{ikz} = \sum_l i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(cos(\theta)) \tag{C.7}$$

où $j_l(kr)$ sont les fonctions sphériques de Bessel satisfaisant l'équation C.6 avec $V(r) = 0$.
À l'infini, les fonctions de Bessel tendent vers :

$$j_l(kr) \to \frac{1}{kr} sin(kr - \frac{l\pi}{2}) \tag{C.8}$$

Ainsi, comme la fonction f_l satisfait également l'équation C.6 mais pour un potentiel non nul, elle doit vérifier :

$$f_l(kr) \to \frac{1}{kr} sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l) \tag{C.9}$$

où δ_l est appelé le déphasage dû au potentiel. On constate donc que l'effet de la diffusion par le potentiel $V(r)$ est d'introduire une phase supplémentaire δ_l dans l'onde sortante par rapport à l'onde entrante.

En résumé, on a donc :

$$\psi = \sum_l B_l P_l(cos(\theta)) \frac{1}{kr} sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l) \tag{C.10}$$

et

$$e^{ikz} = \sum_l P_l(cos(\theta)) i^l (2l+1) \frac{1}{kr} sin(kr - \frac{l\pi}{2}) \tag{C.11}$$

En utilisant la relation :

$$sin(x) = \frac{e^{ix} - e^{-ix}}{2i} \tag{C.12}$$

on obtient, en identifiant terme à terme, pour $f_k(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} = \psi - e^{ikz}$:

$$\begin{aligned} f_k(\theta)\tfrac{e^{ikr}}{r} &= \textstyle\sum_l \frac{P_l(cos(\theta))}{2ikr} \\ \times \left(e^{i(kr-l\pi/2)}(B_l e^{i\delta_l} - i^l(2l+1)) - e^{-i(kr-l\pi/2)}(B_l e^{-i\delta_l} - i^l(2l+1))\right) \end{aligned} \tag{C.13}$$

En identifiant les coefficients devant e^{-ikr} à 0 et devant e^{ikr} à $f_k(\theta)/r$, on obtient au final :

$$B_l = i^l(2l+1)e^{i\delta_l} \tag{C.14}$$

et

$$f_k(\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_l P_l(cos(\theta))(2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1) \tag{C.15}$$

La section efficace différentielle est donc reliée au déphasage δ_l provoqué par le potentiel.

C.1.2 Forme des potentiels optiques

Pour pouvoir résoudre l'équation de Schrödinger, nous avons besoin de connaître le potentiel d'interaction. Le modèle optique proposé pour décrire l'interaction entre deux noyaux s'inspire de l'analogie avec les phénomènes optiques de diffraction et réfraction pour construire le potentiel nucléaire moyen $U(r)$ qui s'écrira de la manière suivante :

$$U(r) = V(r) - iW(r) \tag{C.16}$$

où $V(r)$ est la partie réelle du potentiel qui concerne la diffusion élastique correspondant à une réflexion de l'onde incidente. La partie imaginaire, $W(r)$, est introduite pour tenir compte d'autres types de réactions pouvant avoir lieu, transfert de particules ou fusion, au cours desquelles il y a une absorption de l'onde incidente avant qu'elle ne soit réémise.

Historiquement, les bases du modèle optique ont été développées après le rapprochement des résultats de la diffusion des neutrons par des noyaux (vers 1950) et ceux de la diffusion de la lumière par des sphères transparentes [41]. Les premiers potentiels optiques ont été construits pour l'interaction des neutrons avec

des noyaux, d'autres potentiels optiques ont été développés par la suite pour la diffusion des protons, des particules α et des ions lourds.

Dans le cas de la diffusion d'un nucléon, $U(r)$ est un potentiel moyen créé par les A nucléons du noyau. Il doit tenir compte d'une part de la densité nucléaire, et d'autre part de l'interaction nucléon-nucléon en tenant compte du principe de Pauli [101]. La première condition est réalisée en prenant comme forme des potentiels $V(r)$ et $W(r)$ la forme de Woods-Saxon [100]. La deuxième peut être prise en compte en augmentant le libre parcours moyen des nucléons dans le noyau. Cela revient à faire dépendre la profondeur du potentiel optique de l'énergie de la particule incidente. La partie réelle et imaginaire du potentiel optique est décomposée en plusieurs termes, chacun traitant un aspect de l'interaction nucléon-noyau. La forme générale des potentiels optiques utilisés pour décrire la diffusion élastique des particules sur des noyaux est donnée par :

$$\begin{aligned} U(r) &= V_C(r, r_C) \\ &- V_V f(r, r_V, a_V) \\ &- \left(\frac{\hbar^2}{m_\pi c}\right)^2 V_{SO} \vec{\sigma} \vec{l} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{SO}, a_{SO}) \\ &- i\left[W_V f(r, r_W, a_W) - 4 W_S \frac{d}{dr} f(r, r_S, a_S)\right] \end{aligned} \tag{C.17}$$

où m_π est la masse du pion π et la fonction f est généralement de type Woods-Saxon (cf. Eq. C.18), et r_i et a_i sont le rayon et la diffusivité associés au potentiel considéré :

$$f(r, r_i, a_i) = \frac{1}{1 + exp\left(\frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i}\right)} \tag{C.18}$$

Treize paramètres sont donc nécessaires pour décrire l'interaction décrivant la diffusion élastique. $V_C(r, r_C)$ est le potentiel coulombien d'une sphère uniformément chargée de rayon $R_C = r_C A^{1/3}$. V_V est la profondeur du puits, r_V le rayon et a_V la diffusivité du potentiel dit « volumique ». Un terme de couplage spin-orbite vient s'ajouter au potentiel réel, dont les paramètres sont V_{SO}, a_{SO} et r_{SO}. Deux autres termes, imaginaires cette fois-ci sont également présents : W_V, r_W et a_W sont respectivement les profondeur du puits, le rayon et la diffusivité du potentiel d'absorption volumique, alors que W_S, r_S et a_S sont les paramètres du puits de potentiel d'absorption surfacique. Les paramètres décrivant les différents types de potentiels (profondeur du puits, rayon et diffusivité des potentiels coulombien, volumique, surfacique et spin-orbite) sont obtenus par ajustement des données de diffusion élastique expérimentales.

Pour nos calculs DWBA, nous avons utilisé un potentiel optique comprenant

uniquement un potentiel coulombien (r_C), un terme réel de « volume » (V_V, r_V, a_V) et un terme imaginaire d'absorption « volumique » (W_V, r_W, a_W). Nous aurons donc 7 paramètres à déterminer par la méthode des moindres carrés à partir des données de diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca.

C.2 Approximation de Born en Ondes Distordues et diffusion inélastique

C.2.1 Approximation de Born des Ondes Distordues

Considérons une réaction de type :

$$A + a \quad \longrightarrow \quad B + b$$

La section efficace associée à cette réaction s'écrit :

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{i\to f} = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2}\frac{k_f}{k_i}\frac{1}{(2J_A+1)(2J_a+1)}\sum_{M_B,M_b,M_A,M_a}|T_{fi}|^2 \tag{C.19}$$

où :

- i et f définissent respectivement la voie d'entrée $A + a$ et la voie de sortie $B + b$ de la réaction,
- $\mu_{i,f}$ la masse réduite et $k_{i,f}$ le nombre d'onde de la voie considérée. Le nombre d'onde $k_{i,f}$, décrivant le mouvement relatif des deux noyaux dans le repère du centre de masse est relié à leur énergie cinétique $E_{i,f}$ par : $E_{i,f} = \frac{\hbar^2 k_{i,f}^2}{2\mu_{i,f}}$.
- T_{fi}, l'élément de matrice associé à la réaction, J_A et J_a les spins du projectile A et de la cible a et M_A, M_a, M_B, M_b les nombres quantiques magnétiques des particules A, a, B et b.

La connaissance de T_{fi} permet donc d'accéder à la section efficace différentielle.

L'Hamiltonien total H, du système peut s'écrire dans la voie d'entrée comme dans la voie de sortie :

$$H = H_A + H_a + T_{Aa} + V_{Aa} = H_B + H_b + T_{Bb} + V_{Bb} \tag{C.20}$$

où :

- $H_{A,a}$ décrit l'état interne des fragments dans la voie d'entrée et $H_{B,b}$ dans la voie de sortie,
- $T_{Aa,Bb}$ est l'énergie cinétique du mouvement relatif des noyaux dans chaque voie,
- $V_{Aa,Bb}$ décrit l'interaction entre les nucléons des participants à la collision.

L'interaction qui régit cette réaction peut se décomposer en une partie élastique et inélastique comme :

$$\begin{aligned} V_{Aa} &= U_{Aa} + W_{Aa} \\ V_{Bb} &= U_{Bb} + W_{Bb} \end{aligned} \tag{C.21}$$

où $U_{Aa,Bb}$ est le potentiel qui décrit la diffusion élastique de A sur a et B sur b respectivement et $W_{Aa,Bb}$ (ou potentiel résiduel $W_{Aa,Bb} \ll U_{Aa,Bb}$) est le potentiel responsable de la transition de la voie d'entrée vers la voie de sortie. La composante de l'hamiltonien décrivant la diffusion élastique U_{Bb} en voie de sortie (respectivement en voie d'entrée) s'annule pour toute fonction d'onde décrivant un autre processus que la diffusion élastique (*i.e.* lorsque $i \neq f$). Toute autre composante est donc décrite par le terme perturbatif W_{Bb} (respectivement W_{Aa}).
On définit :

- $\psi_i^{\pm}$ et $\psi_f^{\pm}$, les fonctions d'onde exactes solutions de l'hamiltonien total H où les appellations « $+$ » prior et « $-$ » post sont reliées à la voie d'entrée et à la voie de sortie de la réaction,
- ϕ_A, ϕ_a, ϕ_B et ϕ_b, respectivement les fonctions d'onde états propres des hamiltoniens H_A, H_a, H_B et H_b associées aux énergies propres ϵ_A, ϵ_a, ϵ_B et ϵ_b.

On appelle « Ondes Distordues » les solutions $\chi_i^{\pm}$ et $\chi_f^{\pm}$ correspondant à la diffusion élastique vérifiant :

$$\begin{aligned} (T_{Aa} + U_{Aa})\,|\chi_i^{\pm}\rangle &= E_{Aa}\,|\chi_i^{\pm}\rangle \\ (T_{Bb} + U_{Bb})\,|\chi_f^{\pm}\rangle &= E_{Bb}\,|\chi_f^{\pm}\rangle \end{aligned} \tag{C.22}$$

avec $E_{Aa} = E - \epsilon_A - \epsilon_a$ et $E_{Bb} = E - \epsilon_B - \epsilon_b$.

D'après la référence [41], l'élément de matrice T_{if} se calcule de manière exacte et équivalente sous les formes post et prior :

$$\begin{aligned} T_{if} &= \langle \psi_f^- | W_{Aa} | \phi_A \phi_a \chi_i^+ \rangle \text{ forme prior} \\ &= \langle \phi_B \phi_b \chi_f^- | W_{Bb} | \psi_i^+ \rangle \text{ forme post} \end{aligned} \tag{C.23}$$

Les fonctions propres $\psi^{\pm}$ peuvent être développées en série de Born :

$$\psi_i^+ = \sum_{n=0}^{\infty} (G_i^+ W_{Aa})^n \chi_i^+ \phi_A \phi_a \tag{C.24}$$

où $G_i^{\pm}$ est le propagateur de Green de l'onde distordue pour le potentiel $W_{Aa} = V_{Aa} - U_{Aa}$:

$$G_i^{\pm} = \frac{1}{E - (H_A + H_a + T_{Aa} + U_{Aa}) \pm i\varepsilon} \tag{C.25}$$

L'approximation de Born consiste à ne garder que le premier terme de ce développement en série, ou encore à considérer que les termes en $(V_{Aa} - U_{Aa})^n$ pour $n \geqslant 1$ sont négligeables, ce qui signifie que le processus de diffusion élastique est dominant dans la voie d'entrée. Ce faisant, on a remplacé la fonction d'onde $|\psi_i^+\rangle$ (respectivement $|\psi_f^-\rangle$) par : $|\chi_i^+ \phi_A \phi_a\rangle$ (respectivement $|\chi_f^- \phi_B \phi_b\rangle$) qui peut être plus facilement calculée par des méthodes numériques. En appliquant l'approximation de Born, l'amplitude de transition (cf. équation C.23) devient alors :

$$\begin{aligned} T_{if} \simeq T_{if}^{DWBA} &= \left\langle \phi_B \phi_b \chi_f^- | W_{Aa} | \phi_A \phi_a \chi_i^+ \right\rangle \text{ forme prior} \\ &= \left\langle \phi_B \phi_b \chi_f^- | W_{Bb} | \phi_A \phi_a \chi_i^+ \right\rangle \text{ forme post} \end{aligned} \tag{C.26}$$

Le formalisme DWBA suppose que :
- la réaction de $A + a$ vers $B + b$ est directe *i.e.* en une seule étape : dans le cas d'une réaction de transfert, toutes les particules à l'exception de celle transférée restent dans leur état initial (le cœur est inerte),
- le potentiel optique décrit correctement la réaction,
- le processus dominant est la diffusion élastique : le processus considéré (diffusion inélastique ou réaction de transfert) est suffisamment faible devant la diffusion élastique pour pouvoir être traité comme une perturbation.

C.2.2 Diffusion inélastique

Pour la diffusion inélastique, la réaction devient :

$$A + a \quad \longrightarrow \quad A^* + a$$

et l'élément de matrice T_{if} se simplifie :

$$T_{if} = \left\langle \phi_{A^*} \chi_f^- | W | \phi_A \chi_i^+ \right\rangle \tag{C.27}$$

soit dans la représentation en position :

$$T_{if} = \int \chi_f^{-*}(\overrightarrow{k}_f, \overrightarrow{r}) \, \langle \phi_{A^*} | W | \phi_A \rangle \, \chi_i^+(\overrightarrow{k}_i, \overrightarrow{r}) d\overrightarrow{r} \tag{C.28}$$

W représente alors le potentiel de transition de l'état fondamental vers l'état excité et dépend de la structure du noyau. Si W ne dépend pas du moment, il commute avec les fonctions d'onde du système et nous obtenons :

$$\langle \phi_{A^*} | W | \phi_A \rangle = \int \rho_{if}^{tr}(\overrightarrow{r}') W(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r}') d\overrightarrow{r}' \tag{C.29}$$

où $\overrightarrow{r}$ est le vecteur entre le nucléon incident et le centre du noyau, $\overrightarrow{r}'$ le vecteur entre le centre du noyau et un de ses nucléons et $\rho_{if}^{tr}(\overrightarrow{r}')$ est la densité de transition de l'état i vers l'état f :

$$\rho_{if}^{tr}(\overrightarrow{r}) = N_A \int \phi_{A^*}^*(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r}_2, ..., \overrightarrow{r}_{N_A})\phi_A(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{r}_2, ..., \overrightarrow{r}_{N_A})d\overrightarrow{r}...d\overrightarrow{r}_{N_A} \quad \text{(C.30)}$$

avec N_A qui désigne le nombre de nucléons du noyau A. Ainsi, pour connaître la section efficace différentielle de la diffusion inélastique, il est nécessaire de connaître le potentiel de transition W et la densité $\rho_{if}^{tr}(\overrightarrow{r})$.

Dans un approche macroscopique de l'excitation du noyau, on considère que le potentiel d'interaction nucléon-noyau $U(r)$ suit la déformation de la surface du noyau [100, 102]. On écrit le potentiel suivant un développement de Taylor autour de $R = R_0$:

$$U(r - R(\theta, \phi)) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\delta R)^n}{n!} \frac{d^n}{dr^n} U(r - R_0) \quad \text{(C.31)}$$

où :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_\lambda^\mu(\theta, \phi) \right) \quad \text{(C.32)}$$

avec R_0 le rayon de la sphère correspondante et θ, ϕ les angles sphériques. L'ordre le plus bas du développement est associé au potentiel optique usuel, utilisé pour décrire la diffusion élastique, alors que les ordres supérieurs sont responsables des excitations inélastiques.

C.3 Approximation de Born en voies couplées

Le formalisme DWBA est pertinent dans le cas où les sections efficaces des réactions étudiées sont faibles par rapport à la section efficace de la diffusion élastique. Dans le cas contraire, nous ne pouvons pas appliquer un traitement perturbatif et il est alors nécessaire de considérer une nouvelle approche de l'approximation de Born dite en voies couplées (CCBA).

Par exemple, prenons le cas de trois voies de réactions possibles :

$$A + a \quad \longrightarrow \quad \begin{cases} A + a \ (\alpha) \\ B + b \ (\beta) \\ C + c \ (\gamma) \end{cases}$$

La fonction d'onde du système ψ est développée sur les différentes partitions de masse : chaque partition de masse (α, β, γ) consistant en une voie de réaction possible des noyaux de départ A et a comme par exemple la diffusion élastique $A + a$, le transfert d'un nucléon $B + b$ ou autre $C + c$:

$$\psi = \sum_i \phi_{\alpha i}\chi_{\alpha i} + \sum_j \phi_{\beta j}\chi_{\beta j} + \sum_k \phi_{\gamma k}\chi_{\gamma k} \tag{C.33}$$

Dans cette expression, les indices i, j, k représentent les différents états de chaque partition de masse α, β et γ. Les fonctions χ décrivent le mouvement relatif entre les deux noyaux dans la voie considérée. Les fonctions ϕ décrivent quant à elles la structure des noyaux A et a, B et b, C et c dans un état particulier i, j, k avec :

$$\begin{aligned} \phi_{\alpha i} &= \phi_{Ai}\phi_{ai} \\ \phi_{\beta j} &= \phi_{Bj}\phi_{bj} \\ \phi_{\gamma k} &= \phi_{Ck}\phi_{ck} \end{aligned} \tag{C.34}$$

La fonction d'onde ψ, développée sur ces différentes partitions dans chacune desquelles plusieurs états peuvent être accessibles, vérifie :

$$(H - E)\psi = 0 \tag{C.35}$$

L'Hamiltonien total H du système se calcule sur chaque partition :

$$H = H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha = H_\beta + T_\beta + V_\beta = H_\gamma + T_\gamma + V_\gamma \tag{C.36}$$

où les hamiltoniens de structure H_α, H_β et H_γ ont pour fonctions d'onde respectives $\phi_{\alpha i}$, $\phi_{\beta j}$ et $\phi_{\gamma k}$ telles que :

$$\begin{aligned} H_\alpha\phi_{\alpha i} &= \epsilon_{\alpha i}\phi_{\alpha i} \\ H_\beta\phi_{\beta j} &= \epsilon_{\beta j}\phi_{\beta j} \\ H_\gamma\phi_{\gamma k} &= \epsilon_{\gamma k}\phi_{\gamma k} \end{aligned} \tag{C.37}$$

Comme dans le cas du formalisme DWBA, le potentiel d'interaction V se décompose en un potentiel optique U et un potentiel résiduel W :

$$\begin{aligned} V_\alpha &= U_\alpha + W_\alpha \\ V_\beta &= U_\beta + W_\beta \\ V_\gamma &= U_\gamma + W_\gamma \end{aligned} \tag{C.38}$$

En utilisant la décomposition de l'hamiltonien H donnée par l'équation C.36, en l'injectant dans l'équation C.35 et en projetant cette dernière sur un état m de la

partition α, on obtient :

$$\begin{aligned}(\epsilon_{\alpha m}+T_\alpha+U_\alpha-E)\chi_{\alpha m} = &- \sum_{i\neq m}\langle\phi_{\alpha m}|W_\alpha|\phi_{\alpha i}\chi_{\alpha i}\rangle \\ &- \sum_{j}\langle\phi_{\alpha m}|W_\alpha|\phi_{\beta j}\chi_{\beta j}\rangle \\ &- \sum_{k}\langle\phi_{\alpha m}|W_\alpha|\phi_{\gamma k}\chi_{\gamma k}\rangle \\ &- (\epsilon_{\alpha m}+T_\alpha+U_\alpha-E)\sum_{j}\langle\phi_{\alpha m}|\phi_{\beta j}\chi_{\beta j}\rangle \\ &- (\epsilon_{\alpha m}+T_\alpha+U_\alpha-E)\sum_{k}\langle\phi_{\alpha m}|\phi_{\gamma k}\chi_{\gamma k}\rangle\end{aligned} \tag{C.39}$$

On retrouve dans le premier terme le couplage des états de la partition α entre eux correspondant à la diffusion inélastique de l'état m. Les deux termes suivants représentent le couplage de la partition α à β et γ qui sont reliés à des réactions de transfert à partir de l'état m. Enfin, les deux derniers termes proviennent de la non-orthogonalité des différentes partitions. Si on fait varier l'indice m sur tous les états associés à la partition de masse α, puis que l'on recommence pour tous les états associés à la partition β et à la partition γ, on obtient un système d'équations intégro-différentielles couplées dont la résolution fournit les fonctions d'onde χ et donc au final la section efficace différentielle de la réaction considérée. Nous avons utilisé le programme ECIS [89] pour résoudre par des méthodes numériques complexes ces équations.

Ainsi, grâce au code ECIS, nous avons pu déterminer la section efficace différentielle de la diffusion élastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca en se basant sur le formalisme DWBA mais également la section efficace différentielle de la diffusion inélastique de l'^{40}Ar sur le ^{40}Ca dans le cas où ce dernier est dans l'état excité 3^- à 3.74 MeV en se basant sur le formalisme CCBA.

Bibliographie

[1] J. J. Thomson. *On the Structure of the Atom : an Investigation of the Stability and Periods of Oscillation of a number of Corpuscles arranged at equal intervals around the Circumference of a Circle ; with Application of the Results to the Theory of Atomic Structure. Philosophical Magazine*, **7**(39) :237–265, 1904.

[2] J. J. Thomson. *The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom. Philosophical Magazine*, **21** :669–688, 1911.

[3] J. Chadwick. *Possible Existence of a Neutron. Nature*, **129** :312, 1932.

[4] C. F. von Weizsäcker. *Zur Theorie der Kernmassen. Zeitschrift für Physik*, **96**, 1935.

[5] R. B. Wiringa. *Variational calculations of few-body nuclei. Phys. Rev. C*, **43**(4) :1585–1598, 1991.

[6] W. Glöckle et H. Kamada. *Alpha-particle binding energies for realistic nucleon-nucleon interactions. Phys. Rev. Lett.*, **71**(7) :971–974, 1993.

[7] P. Navrátil et B. R. Barrett. *Four-nucleon shell-model calculations in a Faddeev-like approach. Phys. Rev. C*, **59**(4) :1906–1918, 1999.

[8] P. Ring et P. Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem.* Springer-Verlag, 1980.

[9] D. N. Poenaru et W. Greiner. *Clusters in nuclei - Vol. 1, ed. C. Beck. Lecture Notes in Physics*, **818** :1–56, 2010.

[10] L. R. Hafstad et E. Teller. *The Alpha-Particle Model of the Nucleus. Phys. Rev.*, **54**(9) :681–692, 1938.

[11] D. M. Brink et J. J. Castro. *Alpha clustering effects in nuclear matter. Nucl. Phys. A*, **216**(1) :109–124, 1973.

[12] F. Hoyle *et al. A state in ^{12}C predicted from astrophysical evidence. Phys. Rev.*, **92** :1095, 1953.

[13] C. W. Cook *et al.* ^{12}B, ^{12}C, *and the Red Giants. Phys. Rev.*, **107**(2) :508–515, 1957.

[14] A. Tohsaki *et al. Alpha Cluster Condensation in* ^{12}C *and* ^{16}O. *Phys. Rev. Lett.*, **87**(19) :192501, 2001.

[15] N. Takigawa et H. Horiuchi K. Ikeda. *The Systematic Structure-Change into the Molecule-like Structures in the Self-Conjugate 4n Nuclei. Prog. Theor. Phys. Supplement Extra Number*, pages 464–475, 1968.

[16] B. Buck *et al. Unified treatment of scattering and cluster structure in* α*+closed shell nuclei :* ^{20}Ne *and* ^{44}Ti. *Phys. Rev. C*, **52**(4) :1840–1844, 1995.

[17] D. M. Brink et E. Boeker. *Effective interactions for Hartree-Fock calculations. Nucl. Phys. A*, **91**(1) :1–26, 1967.

[18] J. Zhang et W. D. M. Rae. *Systematics of 2-dimensional* α*-cluster configurations in* $4N$ *nuclei from* ^{12}C *to* ^{44}Ti. *Nucl. Phys. A*, **564**(2) :252–270, 1993.

[19] Yasutaka Taniguchi *et al. Clustering and triaxial deformations of* ^{40}Ca. *Phys. Rev. C*, **76**(4) :044317, 2007.

[20] A. C. Merchant. *Alpha particle cluster states in* ^{40}Ca. *Phys. Rev. C*, **37**(1) :414–417, 1988.

[21] W. J. Gerace et A. M. Green. *The effect of deformed states in the Ca isotopes. Nucl. Phys. A*, **93**(1) :110–132, 1967.

[22] W. J. Gerace et A. M. Green. *K-band mixing and 8p-8h states in* ^{40}Ca. *Nucl. Phys. A*, **123**(2) :241–249, 1969.

[23] A. C. Merchant et S. M. Perez B. Buck. *Parameter-free characterization of nuclear band spectra. Phys. Rev. C*, **76**(3) :034326, 1996.

[24] A. C. Merchant et S. M. Perez B. Buck. *Core-cluster partitions of rare-earth nuclei. Phys. Rev. C*, **77**(1) :017301, 2008.

[25] Y. Kanada En'yo et H. Horiuchi. *Structure of Light Unstable Nuclei Studied with Antisymmetrized Molecular Dynamics. Prog. Theor. Phys. Supplement*, **142** :205–263, 2001.

[26] R. B. Wiringa *et al. Quantum Monte Carlo calculations of* $A = 8$ *nuclei. Phys. Rev. C*, **62**(1) :014001, 2000.

[27] J.-P. Ebran *et al. How atomic nuclei cluster. Nature*, **487** :341–344, 2012.

[28] J.-P. Ebran *et al. Localization and clustering in the nuclear Fermi liquid. Phys. Rev. C*, **87**(4) :044307, 2013.

[29] K. Ikeda et K. Kato H. Horiuchi. *Recent Developments in Nuclear Cluster Physics. Prog. Theor. Phys. Supplement*, **192** :1–238, 2012.

[30] N. Itagaki et S. Okabe. *Molecular orbital structures in ^{10}Be. Phys. Rev. C*, **61**(4) :044306, 2000.

[31] W. von Oertzen. *Two-center molecular states in ^{9}B, ^{9}Be, ^{10}Be and ^{10}B. Zeitschrift für Physik A : Hadrons and Nuclei*, **354**(1) :37–43, 1996.

[32] W. von Oertzen. *Covalently bound molecular structures in the α+^{16}O system. Eur. Phys. J. A*, **11** :403–411, 2001.

[33] W. von Oertzen *et al. Search for cluster structure of excited states in ^{14}C. Eur. Phys. J. A*, **11** :193–215, 2004.

[34] M. Freer. *The clustered nucleus-cluster structures in stable and unstable nuclei. Reports on Progress in Physics*, **70**(12) :2149–2210, 2007.

[35] W. von Oertzen. *Clusters in nuclei - Vol. 1, ed. C. Beck. Lecture Notes in Physics*, **818** :109–128, 2010.

[36] P. Papka et C. Beck. *Clusters in nuclei - Vol. 2, ed. C. Beck. Lecture Notes in Physics*, **848** :299–353, 2012.

[37] B. R. Fulton *et al. Spin measurement for symmetric fission states of ^{24}Mg. A new angle on the ^{12}C +^{12} C interaction. Phys. Lett. B*, **267**(3) :325–329, 1991.

[38] D. F. Jackson. *Nuclear reactions.* Methuen & Co LTD, 1970.

[39] T. Yamaya *et al. Alpha-cluster bands in ^{40}Ca observed via the $(^{6}Li, d)$ reaction. Phys. Lett. B*, **306**(1-2) :1–5, 1993.

[40] N. Austern. *Direct nuclear reaction theories.* Wiley-Interscience, monographs and texts in physics and astronomy edition, 1970.

[41] G. R. Satchler. *Direct nuclear reactions.* Clarendon Press, Oxford, 1983.

[42] K. Umeda *et al. Four-nucleon pickup reaction on $12 \leqslant A \leqslant 94$ nuclei. Nucl. Phys. A*, **429**(1) :88–104, 1984.

[43] M. Freer et A. C. Merchant. *Developments in the study of nuclear clustering in light even - even nuclei. J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, **23**(3), 1997.

[44] J. A. Scarpaci *et al. Proton emission in inelastic scattering of ^{40}Ca on ^{40}Ca at 50 MeV/nucleon. Phys. Rev. C*, **56**(6) :3187, 1997.

[45] A. M. van den Berg *et al. Neutron decay of the excitation-energy region up to 60 MeV excited by heavy ion scattering. (I) ^{208}Pb. Nucl. Phys. A*, **578** :238–266, 1994.

[46] A. Ringbom *et al. Excitation and neutron decay of Xenon studied by forward-angle scattering of high energy ^{17}O ions. Nucl. Phys. A*, **621** :879–896, 1997.

[47] J. A. Scarpaci *et al. A new phenomenon in heavy ion inelastic scattering : the towing mode. Phys. Lett. B*, **428**(3) :241–247, 1998.

[48] D. Lacroix *et al. Theoretical description of the towing mode through a time-dependent quantum calculation. Nucl. Phys. A*, **658** :273–281, 1999.

[49] B. Zwieglinki *et al. Nucl. Phys. A*, **315** :124, 1979.

[50] N. K. Timofeyuk *et al. Deuteron stripping and pick-up on halo nuclei. Phys. Rev. C*, **59**(3) :1545–1554, 1999.

[51] S. Fortier *et al. Core excitation in* $^{11}Be_{gs}$ *via the* $p(^{11}Be,^{10}Be)d$ *reaction. Phys. Lett. B*, **461** :22–27, 1999.

[52] T. Aumann *et al. One-Neutron Knockout from Individual Single-Particle States of* ^{11}Be. *Phys. Rev. Lett.*, **84**(1) :35–38, 2000.

[53] N. Fukuda *et al. Coulomb and nuclear breakup of a halo nucleus* ^{11}Be. *Phys. Rev. C*, **70**(5) :054606, 2004.

[54] V. Lima. *Étude de la réaction de cassure du* ^{11}Be *sur cible de* ^{48}Ti *; le Towing-Mode, un outil spectroscopique pour l'étude des noyaux.* PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nuclaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud 6, 91406 Orsay Cedex, 2004.

[55] V. Lima *et al. Nuclear break-up of* ^{11}Be. *Nucl. Phys. A*, **795** :1–18, 2007.

[56] M. Assié. *Influence des corrélations entre les nucléons sur les réactions de cassure nucléaire : aspects théoriques et expérimentaux.* PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nuclaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud 11, 91406 Orsay Cedex, 2008.

[57] M. Assié et Denis Lacroix. *Probing Neutron Correlations through Nuclear Breakup. Phys. Rev. Lett.*, **102** :202501, 2009.

[58] M. Fallot *et al. Evidence for a Three-Phonon Giant Resonance State in* ^{40}Ca *Nuclei. Phys. Rev. C*, **97**(24) :242502, 2006.

[59] J. A. Scarpaci *et al. Probing preformed* α *particles in the ground state of nuclei. Phys. Rev. C*, **82**(3) :031301, 2010.

[60] M. D. Feit *et al. Solution of the Schroedinger equation by a spectral method. J. Comput. Phys.*, **47** :412–433, 1982.

[61] M. D. Feit et J. A. Fleck. *J. Chem. Phys.*, **78**(1) :301, 1983.

[62] M. D. Feit et J. A. Fleck. *Wave packet dynamics and chaos in the Hénon–Heiles system. J. Chem. Phys.*, **80**(6) :2578, 1984.

[63] K. T. R. Davies *et al. Nucl. Phys. A*, **342** :111, 1980.

[64] D. Baye. *Supersymmetry between deep and shallow nucleus-nucleus potentials. Phys. Rev. Lett.*, **58**(26) :2738–2741, 1987.

[65] J.-M. Sparenberg et D. Baye. *Supersymmetry between Phase-Equivalent Coupled-Channel Potentials. Phys. Rev. Lett.*, **79**(20) :3802–3805, 1997.

[66] R. D. Amado. *Phase-equivalent supersymmetric quantum-mechanical partners of the Coulomb potential. Phys. Rev. A.*, **37**(7) :2277–2279, 1988.

[67] J. Margueron et P. Chomaz. *Supersymmetry transformation for excitation processes. Phys. Rev. C*, **71**(2) :024318, 2005.

[68] P. Van Duppen. *Noyaux exotiques : production, propriétés et spécificités.* In *Structure nucléaire : un nouvel horizon*, École Joliot-Curie, 1997.

[69] L. Bianchi *et al. SPEG : an energy loss spectrometer for GANIL. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **276** :509–520, 1989.

[70] W. Mittig. *Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs.* In *Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix*, École Joliot-Curie, 1994.

[71] W. Leo. *Techniques for Nuclear and particules physics experiments, 2nd Ed.* Springer-Verlag, 1994.

[72] Y. Blumenfeld *et al. MUST : a silicon strip detector array for radioactive beam experiment. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **421** :471–499, 1999.

[73] E. Pollacco *et al. MUST2 : A new generation array for direct reaction studies. Eur. Phys. J. A*, **25** :287, 2005.

[74] S. Giron. *Étude de la réaction* $^{60}Fe(n,\gamma)^{61}Fe$ *par réaction de transfert* $(d,p\gamma)$. PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nuclaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud 11, 91406 Orsay Cedex, 2012.

[75] A. Matta. *Study of the very neutron-rich* ^{10}He *by one-proton transfer reaction* $^{11}Li(d,^3He)$. PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nuclaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud 11, 91406 Orsay Cedex, 2012.

[76] P. Baron *et al. MATE, a single front-end ASIC for silicon strip, Si(Li) and CsI detectors. IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, NSS/MIC*, 2003.

[77] Amcrys. http ://www.amcrys-h.com/.

[78] Photonis. http ://www.photonis.com/en/.

[79] Cremat. http ://www.cremat.com/.

[80] Caen Technologies. http ://www.caen.it/csite/.

[81] K. Lau et J. Pyrlik. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **366** :298–309, 1995.

[82] A. Drouart. *Structures des résonances géantes dans le* ^{208}Pb *et conception de la détection pour le spectromètre VAMOS.* PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nuclaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud 11, 91406 Orsay Cedex, 2000.

[83] James F. Ziegler *et al. SRIM - The stopping and range of ions in matter. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **268**(11-12) :1818–1823, 2010.

[84] C. Tschalär et H. Bichsel. *Mean excitation potential of light compounds. Phys. Rev.*, **175**(2) :476–478, 1968.

[85] CERN. http ://www.geant4.org/geant4/.

[86] X. Mougeot. *Spectroscopie des noyaux exotiques ^{6}He, ^{7}He avec les télescopes à pistes MUST2 et le faisceau SPIRAL d ^{8}He.* PhD thesis, Université Paris-Sud VII, Institut de Physique Nuclaire, CNRS/IN2P3/Université Paris-Sud 7, 91406 Orsay Cedex, 2008.

[87] N. Metropolis et S. Ulam. *The monte carlo method. Journal of the American Statistical Association*, **44** :336–341, 1949.

[88] O. B. Tarasov et D. Bazin. *LISE++ : Radioactive beam production with in-flight separators. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **266** :4657–4664, 2008.

[89] J. Raynal. *Recurrence relations for distorted-wave Born approximation Coulomb excitation integrals and their use in coupled channel calculations. Phys. Rev. C*, **23**(6) :2571–2585, 1981.

[90] C. R. Gruhn *et al. Energy Dependence of Proton Inelastic Scattering from ^{40}Ca. Phys. Rev. C*, **6**(3) :915–944, 1972.

[91] W. F. Steele *et al. A survey of the (^{3}He,^{7}Be) reaction at 70 MeV. Nucl. Phys. A*, **266**(2) :424–456, 1976.

[92] T. Yamaya *et al. The (d,^{6}Li) reaction on ^{12}C, ^{16}O, ^{24}Mg, ^{40}Ca and ^{58}Ni at 54.25 MeV. Phys. Lett. B*, **90**(3) :219–223, 1980.

[93] P. Martin *et al. (d,^{6}Li) reactions on intermediate mass nuclei. Nucl. Phys. A*, **212**(2) :304–316, 1973.

[94] D. Bachelier *et al. Quasi-free $(p, p\alpha)$ scattering on ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca and ^{58}Ni at 157 MeV. Nucl. Phys. A*, **268**(3) :488–512, 1976.

[95] W. Chung *et al. Shell-Model predictions of alpha spectroscopic factors between ground states of* $16 \leqslant A \leqslant 40$ *nuclei. Phys. Lett. B*, **79**(4) :381–384, 1978.

[96] National Nuclear Data Center. http ://www.nndc.bnl.gov/.

[97] NPTOOL. https ://forge.in2p3.fr/projects/nptool.

[98] ROOT. http ://root.cern.ch/drupal/.

[99] G. Audi, A. H. Wapstra et C. Thibault. *The AME2003 atomic mass evaluation : (II). Tables, graphs and references. Nucl. Phys. A*, **729**(1) :337–676, 2003.

[100] P. E. Hodgson. *Nuclear Reactions and Nuclear Structures.* Clarendon Press, Oxford, 1971.

[101] L. Valentin. *Noyaux et particules.* Hermann, 1989.

[102] N. Alamanos et P. Roussel-Chomaz. *Recent results on elastic and inelastic scaterring. Ann. Phys. Fr.*, **21** :601, 1996.

Résumé

Le noyau est un objet quantique complexe formé de protons et neutrons. Dans l'approche champ moyen, les nucléons sont considérés comme des particules indépendantes évoluant dans un potentiel moyen. Cependant dans certaines conditions, des nucléons peuvent se regrouper pour former des amas ou « clusters ». Pour comprendre ce phénomène de « clusters » dans les noyaux, nous avons étudié la structure dans l'état fondamental du $^{40}_{20}Ca^{20}$ et de l'$^{40}_{18}Ar^{22}$. En effet, des calculs théoriques tendent à montrer que les noyaux $N = Z$ pourraient plus facilement adopter une structure en « clusters » que les noyaux $N \neq Z$ en raison d'un plus grand recouvrement des fonctions d'onde des neutrons et protons. Dans ce cas, l'émission de particules α par les noyaux $N = Z$ sous l'effet du potentiel nucléaire attractif d'un noyau projectile, appelée « Towing-Mode », sera plus important que pour un noyau $N \neq Z$.

Dans ce but, nous avons réalisé une expérience au GANIL utilisant un faisceau d'^{40}Ar à 35 MeV/A et une cible de ^{40}Ca. Le spectromètre SPEG a permis d'identifier avec une très bonne résolution les ions lourds produits durant la réaction. Les détecteurs silicium MUST2 furent placés tout autour de la cible pour mesurer les particules α émises par la cible et le projectile et le prototype de calorimètre EXL fut utilisé pour la détection des photons de décroissance des noyaux résiduels d'^{36}Ar et de ^{36}S. Un modèle théorique basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps (TDSE) a été utilisé pour reproduire certains résultats expérimentaux comme les distributions angulaires. L'analyse des données a permis de reconstruire des spectres d'énergies d'excitation et des sections efficaces différentielles. De la comparaison entre ces distributions expérimentales et celles calculées par le modèle théorique, nous avons pu extraire des facteurs spectroscopiques S_α pour les deux noyaux d'intérêt. Les taux de « clusterisation » observés pour ces deux noyaux semblent indiquer que la structure en « clusters » n'est pas plus favorisée dans le ^{40}Ca que dans l'^{40}Ar.

Abstract

Nuclei are complex self-bound systems formed by nucleons. Conjointly to a mean-field picture in which nucleons can be regarded as independent particles, few nucleons might self-organize into compact objects, called clusters, inside the nucleus. It is theoretically predicted that it should manifest itself most strikingly for $N = Z$ nuclei close to the emission thresholds and has been studied extensively in this region. We propose to study α-clusterization in the ground state of the $N = Z$ $^{40}_{20}Ca^{20}$ nucleus and the $N \neq Z$ $^{40}_{18}Ar^{22}$ nucleus. We have studied the nuclear break-up of ^{40}Ca when the ^{40}Ar projectile passes by. If α clusters are preformed in

^{40}Ca, the probability of α-emission through nuclear break-up will be enhanced as compared to ^{40}Ar with $N \neq Z$ nuclei. The nuclear break-up of ^{40}Ca was studied with an ^{40}Ar beam produced at GANIL at 35 MeV/A. The SPEG spectrometer was used to detect the heavy projectile with accurate resolution. The MUST2 Silicon detectors were placed around the target to measure the emitted α and the EXL calorimeter prototype was used to identify the γ rays from the decay of the residual ^{36}Ar and ^{36}S. A theoretical approach based on Time-Dependent Schrödinger Equation (TDSE) theory has been used to reproduce some experimental results like angular distributions. From the data analysis, we reconstructed excitation energy spectra and angular distributions which are compared to TDSE theory to extract some spectroscopic factors S_α. These factors show that there is no more clusterization state in the ground state of ^{40}Ca than in the ground state of ^{40}Ar.