HAL
open science

Etude de l'emission proton et de deux protons dans les noyaux légers déficients en neutrons de la région A=20

Thomas Zerguerras

To cite this version:

Thomas Zerguerras. Etude de l'emission proton et de deux protons dans les noyaux légers déficients en neutrons de la région A=20. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2001. Français. NNT : . tel-00002692

HAL Id: tel-00002692

https://theses.hal.science/tel-00002692v1

Submitted on 7 Apr 2003

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

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

27 septembre 2001 IPNO T 01-05

Thèse

présentée par

Thomas ZERGUERRAS

pour l'obtention du Diplôme de

Docteur en sciences de l'Université Paris 6

titre : **Etude de l'émission proton et de deux protons dans les noyaux légers déficients en neutrons de la région A=20**

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité :

PHYSIQUE (UFR 925)

présentée

par **Thomas ZERGUERRAS**

pour obtenir le grade de **DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6**

Sujet de la thèse :

ÉTUDE DE L'ÉMISSION PROTON ET DE DEUX PROTONS DANS LES NOYAUX LÉGERS DÉFICIENTS EN NEUTRONS DE LA REGION A=20.

Soutenue le 27 septembre 2001 devant le jury composé de :

M. Nicolas ALAMANOS	Rapporteur
M. Bertram BLANK	Rapporteur
M. Murat BORATAV	Président
M. Sydney GALÈS	
Mme Tiina SUOMIJÄRVI	Directrice de thèse
M. Michaël THOENNESSEN	

Remerciements

Sans en avoir l'air, cette partie est la plus difficile à rédiger. Car au cours de ces trois dernières années, j'en ai rencontré du monde, et le plus délicat est bien de n'oublier personne ! Que ceux qui ne se trouveraient pas dans ces lignes veuillent donc bien accepter mes plus sincères excuses.

Je voudrai tout d'abord remercier ma directrice de thèse Tiina, grâce à qui l'expérience qui constitue tout ce travail a pu avoir lieu. Bien qu'à présent sous les cieux d'Argentine à la rencontre des rayons cosmiques, elle a toujours gardé un oeil attentif sur le déroulement de mon travail, m'a prodigué ses encouragements, transmis son optimisme contagieux, et m'a toujours témoigné sa confiance. Je ne doute pas qu'avec ses qualités d'expérimentatrice et son dynamisme elle contribuera à faire aboutir le projet Auger tout comme les différents projets d'étude en structure nucléaire où elle s'est impliquée. Elle m'a également transmis son efficacité au shopping, notamment lors de notre passage dans les outlets de Flint (Michigan) entre deux shifts.

Je remercie Sydney Galès et Nimet Frascaria de m'avoir accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay au sein de la division de recherche expérimentale. Ils m'ont permis de vivre trois années enrichissantes dans une excellente ambiance et de rencontrer des gens d'horizon divers. Merci aussi à Sydney d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse et à Nimet d'avoir eu également un oeil sur le bon déroulement de mon travail.

Une seconde personne a également permis l'aboutissement de ce travail : Yorick. Il a d'abord été un de mes enseignants de DEA en Physique Nucléaire, avec Jean Duprat. Tous deux m'ont donné envie de vivre la belle aventure qu'est la thèse. Yorick a été un second directeur de thèse, attentif, prodiguant de bons conseils lorsque j'étais en panne d'idées, toujours avec patience et bonne humeur. En expérience, sa prodigieuse mémoire a permis de régler bien des problèmes, cela toujours dans une ambiance studieuse mais détendue. Lors de mon passage au NSCL /MSU, il a aussi tout fait pour rendre mon séjour agréable, en me présentant d'autres chercheurs, thésards et post-docs de ce laboratoire. Enfin, c'est un voisin de bureau de très agréable compagnie, bien que très sollicité.

Je remercie également Murat Boratav d'avoir présidé mon jury de thèse. Je regrette de ne pas avoir eu l'occasion d'être son étudiant lors de mon passage à l'Université Paris VI. Je remercie également Bertram Blank et Nicolas Alamanos d'avoir accepté d'être mes rapporteurs. Bertram a aussi apporté une contribution essentielle dans l'accomplissement de ce travail, et a toujours été disponible pour m'expliquer les différents phénomènes physiques liés à l'émission diproton. Lors de nos rencontres à GANIL ou à Bordeaux, il n'a jamais refusé un bon dîner arrosé d'une (ou deux) bouteille(s) de vin. Ce qui permet d'ailleurs de travailler très efficacement sur les programmes de simulation. Nicolas a permis également des discussions très fructueuses et de dégager quelques perspectives pour les futures études dans cette physique. En conséquence des événements tragiques du 11 septembre 2001, Michael n'a pas pu se rendre en France pour participer à ma soutenance. Je le regrette beaucoup. Nous avions eu l'occasion de nous rencontrer lors de mon séjour à MSU et il a également participé à notre expérience du GANIL, où il nous a apporté utilement ses grandes qualités d'expérimentateur. Il a néanmoins prodigué des remarques plus que judicieuses qui ont permis d'élargir la discussion physique, notamment sur le noyau ^{15}F.

Je voudrais également remercier particulièrement Domenico (dit Don Mimi), qui m'a beaucoup aidé au cours de ma première année pour prendre mes quartiers dans mon travail. Je ne compte plus les discussions fructueuses sur la physique que nous avons eues, et l'aide qu'il m'a apportée pour résoudre un certain nombre de problèmes (notamment numériques). Enfin c'est aussi un excellent professeur de gymnastique, avec lequel la musculation et ses machines de torture sont presque un plaisir (non, ce n'est pas du masochisme). Nous nous sommes aussi amusés en bien d'autres occasions (surtout au cinéma, avec De Niro en parrain dépressif). Ma, j'espère pouvoir te visiter en Sicile afin de découvrir les joyaux de cette belle région d'Italie.

Un de ceux qui a également fortement contribué à ma bonne insertion dans le groupe et mon démarrage, c'est mon prédécesseur Elias. Il m'a bien aidé au début pour maîtriser l'informatique et m'a transmis son prodigieux savoir sur le détecteur MUST. Nous avons eu l'occasion de bien rigoler à l'école d'été de Leuven (n'est ce pas, une fois ?) et lors des Rencontres Jeunes Chercheurs de Grasse (vive le dentifrice !). Je tiens simplement à préciser une bonne fois pour toutes que nous ne sommes ni frères jumeaux ni clones.

De petit nouveau, on devient au bout de deux ans (voire même une seule année) un ancien. Et on voit arriver les petits nouveaux. Mumu, tu réussiras brillamment à capturer le troisième phonon et je serai l'un de tes plus vifs supporters lors de ta soutenance l'année prochaine ! Mais si tu me demandes de te faire un gâteau, cela risque de poser quelques problèmes aux estomacs des participants de ton pot. Tu as donné un goût particulier aux deux dernières années de ma thèse par tes efforts à rassembler tous les thésards du laboratoire, notamment autour des AJT et des APN, et en remontant mon moral parfois défaillant. Frankie a déjà dompté MUST et CATS et on lui prédit un bel avenir à condition qu'il n'abuse pas de l'artichaut. Victor (alias Cool Diego) a démarré aussi sur les chapeaux de roue. Bonne chance aussi à Orianna, qui avait participé à sa première manip lors de son stage Janus. On se souvient encore de la finale de 1998 sur l'écran géant du GANIL. Bon courage aussi à Emilia.

Je voudrai ici dédier une mention toute spéciale à Luc, qui a su donner à cette thèse un cachet particulier. Ce fut un plaisir de suivre avec toi la fabrication des CsI ``quattro`` de participer au montage des modules MUST, et de vivre une soirée Playstation© mouvementée. Les déjeuners et les pauses cafétéria ont été aussi des moments de détente et de franches rigolades. Je te remercie aussi de ta patience et de ta gentillesse à mon égard pour la réalisation de mon poster pour le colloque Alain Bouyssy. Pour les montres, tu sais qu'il n'y a pas de problèmes !

Je remercie également tous les personnels des différents services techniques de l'IPN, du GANIL et du CENBG sans qui tout ce travail ne se serait jamais fait. Merci à Alphonse Richard, dont la science de l'électronique est infinie, comme j'avais déjà pu m'en rendre compte en DEA ; à Danièle Rouget pour la réalisation des câbles du détecteur MUST; à Jean-François Clavelin, Frédéric Saillant, Bruno Raine et Bruno Piquet pour le fabuleux travail qu'ils ont réalisé pour faire fonctionner le détecteur MUST dans le cadre de l'acquisition GANIL. Je remercie également Laurence Lavergne et Valérie Le Ven du service Détecteur pour la préparation et la réparation des détecteurs MUST; ainsi que Jean-Sébastien Stutzman d'avoir réalisé le plan du montage mécanique et le Service de Mécanique du CENBG pour la qualité de leur travail sur le support mécanique. Merci aussi à Georges Voltolini de nous avoir aidé pour le démontage et le remontage d'un détecteur en manip.

Ce travail a pu s'accomplir grâce à une collaboration efficace des différents participants. Merci aux différents physiciens de la collaboration MUST de l'IPN, notamment Didier pour sa maîtrise de l'électronique hard (merci Twix©) et Isabelle pour son aide sur le programme d'acquisition. Merci aussi à nos collègues de Saclay, en particuliers Valérie et Cédric dont l'aide, entre autre pour le réglage des CATS, s'est révélée plus qu'utile en expérience, ainsi qu'à Françoise, Antoine, Alain et Jean-Luc pour les discussions ultérieures. Egalement toute ma gratitude à ceux du CENBG, dont Jérôme Giovinnazzo pour sa maîtrise de l'acquisition GANIL et à Marielle Chartier pour son dynamisme. Enfin merci aux physiciens du SPEG, Patricia, Wolfi et Hervé à qui le succès de cette expérience doit beaucoup.

J'ai eu la chance de pouvoir participer à une expérience au NSCL/MSU et de rencontrer une foule de gens talentueux et sympathiques avec qui ce fut un régal de travailler : Navin, Thomas Aumann, Thomas Glasmacher, Takashi, Robert, Daniel, Kirby, Marcus et Erik. Une mention toute spéciale à mon compagnon de voyage Lolly et ses câbles, ainsi qu'à 'Florida Corvette Boy' François pour son efficacité décontractée. Ce fut aussi l'occasion de découvrir l'accent du Michigan, les outlets, les fameux ``Do you want a box ?`` au restaurant, et les pannes d'essuie-glaces.

Pour analyser une expérience, il est vital de pouvoir disposer d'un outil informatique de qualité. Je remercie donc les membres du S2I de l'IPN, entre autres Valérie Givaudan, Christophe Diarra, Nicole Pochet et Helena Vrana qui nous permettent de travailler dans de bonnes conditions. Merci aussi à Jean-François Rabasse, qui m'a aidé avant son départ du laboratoire à faire tourner certaines de mes simulations. Mention spéciale à Michel pour m'avoir aidé à régler bien des problèmes sur PAW et sans qui je serais encore à essayer d'extraire mes spectres. Enfin merci à Yves Pharipoux, Florent Mellac et Sylvie Canal de m'avoir aidé à régler mes petits tracas rencontrés sous Windows.

Je pense aussi aux bons moments passés lors de certains colloques, écoles ou de séjours qui m'ont donné l'occasion de rencontrer des copains thésards et post-docs d'autres labos, avec qui il fut agréable de partager quelques bons verres, des danses endiablées, un cinoche, une partie de cartes ou de billards: Marc, Emmanuel, Anne-Sophie, Maria, Thomas, Héloïse, Anne, Cédric, Jean-Charles ...

Une grosse pensée également à tous les autres thésards et post-docs de l'IPN, du LPTMS, du CSNSM et de l'IAS avec qui il fut très agréable au cours de ces trois années d'échanger des propos plus ou moins sérieux au détour d'un couloir, à coté de la machine à café ou encore dans le RER : Santiago, Stéphane, Marjorie, Vanessa, David, Jéjé et ses chemises tahitiennes, Nicolas, Claire, Franck, Marcella, Francesca, Laurent, Cynthia, Guillaume, Laure, Florent, Sofian, Sylvain, Céline, Armand, Nelson, Bertrand, Aurélie, Emilie...

Enfin, n'oublions pas bien sur l'ensemble des physiciens du laboratoire, toujours prêts à discuter avec passion et enthousiasme de leurs travaux (et de bien d'autres choses) et avec qui les échanges furent pour moi des plus enrichissants. En premier lieu, ceux du groupe de recherche NESTER : Olivier, qui fut aussi un complice au sport, Dominique, Fadi, Françoise, Fayçal, François, François, Brigitte, Christian, Simone, Henri, Jacques... Merci spécial à Jean-Antoine pour ta rapidité d'exécution des calculs de *towing mode* et les fructueuses discussions que nous avons eues, ainsi qu'à Corinne de m'avoir donné un sérieux coup de main pour la relecture des échelles. Je n'oublierai pas bien sur tous les autres avec une pensée spéciale à Robert, Michel, Yves, Roland, Laurent, Claude, Fanny, Sylvain, Bernard et Marie-France. Je voudrais ajouter aussi un grand merci à René pour son aide plus que précieuse pour la

compréhension du straggling; à Giai, Hubert, Nicole et Jacques pour m'avoir fait comprendre certains aspects de la théorie. Remerciements également à Dave Lunney et Georges Audi du CSNSM pour la discussion sur les modèles de masse.

Je remercie aussi l'ensemble du personnel administratif qui fait tout pour nous faciliter la tache dans certaines démarches : merci aux secrétaires successives du groupe, Danièle et Anne-Marie ; à Jacqueline, Agnès, Michèle et Jeannette ainsi qu'au service Missions. Merci également à l'ensemble du personnel de la bibliothèque, toujours prêt à nous ouvrir toutes grandes les portes de leurs archives, et au service de reprographie pour leur travail efficace.

Au cours de ces trois années, j'ai également eu la chance d'exercer une activité de moniteur. Cela a constitué une expérience agréable. Merci à Nicole Ducatez de m'avoir ainsi accueilli au sein du département Physique et Mathématiques du Palais de la Découverte pendant deux ans, ainsi qu'à Alain et Kamil pour les agréables échanges que nous avons eus. Merci à Isabelle Grenier de m'avoir accueillie pour ma dernière année de moniteur au sein de l'équipe d'enseignants de physique des PCEM de l'hôpital Saint-Louis et à Stéphane, Christophe et Régis pour ces agréables mois passés à travailler ensemble.

Merci aussi à mon copain Bob, avec qui j'ai partagé de bonnes soirées arrosées et vécu une aventure inoubliable de trois semaines en Californie (playa, sun etc...)

Enfin je voudrais remercier toute ma famille pour le soutien et l'affection constante qu'elle m'a prodiguée toutes ces années: à mes parents d'avoir supporté mes mauvaises humeurs, et à toute la famille des Pays-Bas de m'avoir toujours accueilli à bras ouverts, que ce soit à Sint-Jansteen, Maastricht et Amsterdam. Merci spécial à Oma, Tonton Paul et Tante Marianne, ainsi qu'à ma soeur Sophia et à Niklas de s'être déplacé pour assister à ma soutenance.

Je vous souhaite à présent une bonne lecture,

Thomas.

Tables des matières

INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1 : EMISSION DE PROTONS PAR LES NOYAUX 5

1.1 Modèles d'extrapolation semi-empiriques des masses 5
1.1.1 Formule de Garvey-Kelson 6
1.1.2 Equation de masse du multiplet isobarique (IMME) 7
1.1.3 Comparaison avec l'expérience 8
1.2 Emission d'un proton par un noyau 10
1.2.1 Modèle de l'émission proton 10
1.2.2 Différents exemples d'émission d'un proton par un noyau 12
1.2.3.1 Production de résonances émetteurs protons 13
1.2.3.2 Radioactivité proton 14
1.3 Emission de deux protons par un noyau 15
1.3.1 Modèle de l'émission diproton 16
1.3.2 Interaction dans l'état final 17
1.3.2.1 Aspects théoriques 18
1.3.2.2 Manifestations expérimentales de l'interaction pp 19
1.3.3 Largeur totale de désintégration diproton 21
1.3.3.1 Densité d'états dans la théorie de la matrice R 21
1.3.3.2 Densités d'états dans le cadre de l'interaction dans l'état final 22
1.3.4 Modèle à trois corps de l'émission diproton 22
1.3.5 Prédictions des modèles 24
1.3.6 Recherches expérimentales de l'émission diproton 25
1.3.6.1 Recherche de l'émission diproton depuis l'état fondamental 25
1.3.6.2 Recherche de l'émission diproton depuis un état excité 28
1.3.6.3 Emission de deux protons β retardé 31
1.3.6.4 Notre expérience 33

CHAPITRE 2 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL 35
2.1 Production du faisceau radioactif 36
2.1.1 Faisceau primaire 36
2.1.2 Fragmentation du projectile 37
2.1.3 Sélection des fragments et conduite du faisceau secondaire 38
2.1.4 Calculs INTENSITY 40
2.2 Trajectoire du faisceau secondaire : les détecteurs CATS (Chambre A Trajectoire de Saclay) 41
2.2.1 Description 41
2.2.2 Electronique 42
2.2.3 Reconstruction de la trajectoire 43
2.2.3.1 Calibration 43

2.2.3.2 Calcul de la position *43*
2.2.3.3 Profil du faisceau sur la cible *44*
2.2.4 Résolutions spatiales et temporelles en expérience 45
2.3 Le détecteur MUST 46
2.3.1 Description 46
2.3.1.1 Silicium à pistes *46*
2.3.1.2 Détecteurs Si(Li) *47*
2.3.1.3 Détecteurs CsI *48*
2.3.2 Mécanique 49
2.3.3 Electronique 50
2.3.3.1 Vue d'ensemble *50*
2.3.3.2 La carte SMP128X *51*
2.3.3.3 La carte TRIG8X *52*
2.3.3.4 Logique générale de fonctionnement *53*
2.3.4.5 Electronique NIM CAMAC des détecteurs Si(Li) et CsI *54*
2.3.4 Etalonnage 55
2.3.5 Résolutions en énergie et en position 56
2.3.6 Identification des protons 56
2.3.7 Runs de diffusion élastique 57
2.4 Le spectromètre SPEG (Spectromètre à Perte d'Energie du GANIL) 59
2.4.1 Le détecteur plastique 60
2.4.2 La chambre de Bragg 60
2.4.3 Les chambres à dérive 60
2.4.4 Electronique 61
2.4.4.1 Partie CAMAC *62*
2.4.4.2 Partie VXI *63*
2.4.5 Reconstruction de la trajectoire 65
2.4.5.1 Reconstruction de la position verticale *65*
2.4.5.2 Reconstruction de la position horizontale *65*
2.4.5.3 Reconstruction de la droite trajectoire *66*
2.4.6 Etalonnage et résolution en (Bρ) 67
2.4.7 Etalonnage et résolution angulaire 68
2.4.8 Identification des noyaux détectés dans SPEG 69
2.5 Electronique globale de l'expérience 71
2.6 Acquisition des données et contrôle de l'expérience 72
2.7 Mesures expérimentales 73

CHAPITRE 3 : SIMULATIONS 75
3.1 Production de l'état résonnant 76
3.2 Cinématique de l'émission proton 76
3.3 Cinématique de l'émission séquentielle de deux protons 77
3.4 Cinématique de l'émission ^{2}He 78
3.5 Cinématique de l'émission non corrélée de deux protons 80
3.5.1 Généralités sur l'espace de phase 80

3.5.2 Espace de phase à trois particules 81
3.5.3 Application à l'étude de l'émission non corrélée de deux protons 82
3.6 Comparaisons des différents mécanismes 84
3.7 Effets des interactions dans la cible 86
3.7.1 Perte d'énergie et *straggling* en énergie 86
3.7.2 *Straggling* angulaire 86
3.7.3 Applications aux désintégrations de ^{16}F et ^{19}Mg 87
3.8 Prise en compte du dispositif de détection 89
3.8.1 Cas de l'émission proton de ^{16}F 90
3.8.2 Cas de l'émission de deux protons par ^{19}Mg 93
3.8.3 Discussion sur la résolution de la mesure de masse 96
3.9 Bilan de l'étude par simulations 97

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET ANALYSE 99
4.1 Etude des coïncidences noyau+1p 99
4.1.1 Coïncidences ^{17}F+p 102
4.1.2 Coïncidences ^{16}O+p 104
4.1.3 Coïncidences ^{15}O+p 105
4.1.4 Coïncidences ^{14}O+p 106
4.1.5 Coïncidences ^{18}Ne+p 109
4.1.6 Coïncidences ^{17}Ne+p 110
4.2 Contribution de réactions de cassure directe 113
4.2.1 Manifestations expérimentales du *break up* 113
4.2.2 Principes du calcul théorique 114
4.2.3 Comparaison aux données expérimentales ^{17}F+p 115
4.3 Etude des coïncidences noyau+2p 117
4.3.1 Coïncidences ^{15}O+2p 118
4.3.2 Coïncidences ^{16}O+2p 124
4.3.3 Coïncidences ^{17}Ne+2p 125
4.4 Estimations de sections efficaces 125

CONCLUSIONS 127

REFERENCES 131

Introduction

Depuis quelques années, les recherches menées en Physique Nucléaire s'orientent vers l'étude de noyaux très instables, qui n'existent pas à l'état naturel sur Terre. Le développement des techniques de production de faisceaux constitués de noyaux très instables, dits aussi exotiques, a en effet ouvert un nouveau champ d'exploration pour les physiciens. Ceci permet notamment de tester loin de la stabilité la pertinence des modèles nucléaires, souvent élaborés dans les années cinquante et soixante, où seuls les noyaux stables ou peu éloignés de la stabilité étaient accessibles à l'expérience. La figure 0.1 représente l'ensemble des noyaux connus, en fonction de leur nombre de neutrons et de leur nombre de protons. La première constatation est que les noyaux stables ne représentent qu'une très faible proportion des noyaux existant dans l'Univers : pour environ 3000 noyaux répertoriés à ce jour, seuls 300 sont stables.

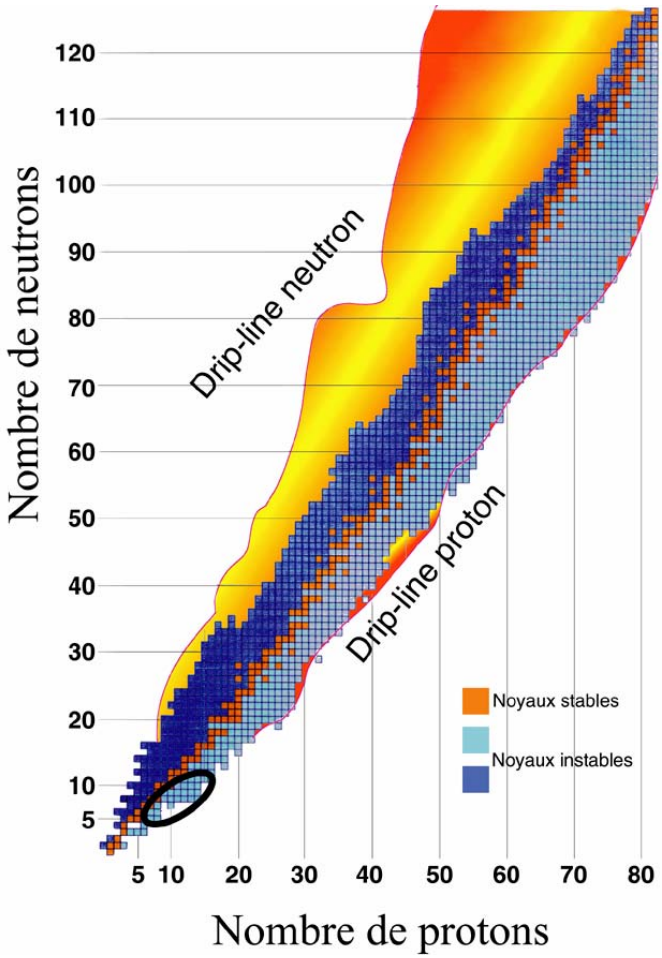


Figure 0.1 : Carte des noyaux en fonction de leur nombre de protons et de leur nombre de neutrons. La zone entourée correspond aux noyaux déficients en neutrons de la région de masse A=20.

Pour chaque élément, il existe un nombre minimum et un nombre maximum de neutrons à partir desquels le noyau n'est plus lié du point de vue de l'émission de nucléon. Ces limites définissent respectivement les *drip-line* proton et neutron. Du point de vue des formules de

masse semi-empiriques, l'émission d'un neutron se produit lorsque l'ajout d'un neutron provoque une diminution de l'énergie de liaison, via le terme en énergie de symétrie, que ne compense pas l'augmentation du terme d'énergie de volume. Lors de l'ajout d'un proton, le terme d'énergie potentielle électrostatique joue un rôle crucial et est à l'origine de la baisse de l'énergie de liaison. Cette différence explique en partie que la *drip-line* proton soit plus proche de la vallée de stabilité que la *drip-line* neutron, et donc plus facilement accessible expérimentalement.

A l'heure actuelle la drip-line neutron est connue expérimentalement jusqu'au fluor (Z=9) dont l'isotope le plus riche en neutrons est ^{31}F. Malgré les progrès apportés par les faisceaux de noyaux exotiques, il est encore extrêmement difficile de synthétiser et étudier ces noyaux en laboratoire. La connaissance des propriétés de ces noyaux est cependant d'un intérêt fondamental, afin notamment de tester les modèles de masse existant et leur prévisions sur la stabilité de ces noyaux. Elle peut apporter également des informations utiles pour l'astrophysique, pour comprendre par exemple les mécanismes de la nucléosynthèse, tels que les processus de capture rapide de neutrons, ou processus r, lors des explosions de supernovae. L'étude des noyaux légers au voisinage de la *drip-line* neutron a permis de mettre en évidence des propriétés qui n'étaient pas prévus jusqu'ici. L'une des plus spectaculaires est la découverte des noyaux à halo, et notamment ^{11}Li [Tani :85] : pour ce noyau, on mesure une section efficace totale d'interaction beaucoup plus grande que pour les autres isotopes du lithium et donc un rayon nucléaire nettement supérieur aux prévisions. Des études complémentaires ont montré que le grand rayon de ^{11}Li, qui se traduit en termes quantiques par une grande extension de la fonction d'onde spatiale, est due à deux neutrons, faiblement liés, dont la probabilité de présence à l'extérieur d'un noyau cœur de ^{9}Li est importante [Hans :87]. Ce noyau forme un système borroméen : lorsqu'on enlève l'un des neutrons du halo, on forme ^{10}Li, état non lié, qui se dissocie en ^{9}Li et un neutron. Un autre cas de noyau borroméen connu est ^{6}He. Il existe également un noyau dont le halo n'est constitué que d'un neutron, l'isotope ^{11}Be. L'une des particularités de ce noyau est l'existence d'une inversion de couche : son état fondamental est $1/\ 2^+$ et son premier état excité $1/\ 2^-$, alors que le modèle en couches prévoit l'inverse. Actuellement ces noyaux font toujours l'objet d'études approfondies, tant théoriques qu'expérimentales. Très récemment, grâce à l'étude de réactions de break up et de transfert induites par faisceaux radioactifs, on a pu obtenir des renseignements précis sur la structure de la fonction de ces noyaux ([Fort :00], [Auma :00]). L'état fondamental de ^{11}Be serait ainsi un mélange de deux configurations, l'une constituée par le couplage entre l'état fondamental de ^{10}Be et le neutron du halo dans un état $s_{1/2}$, et l'autre entre le premier état excité du cœur et le neutron du halo dans un état $p_{1/2}$.

Dans des noyaux plus lourds, un autre phénomène observé est la modification des nombres magiques, solidement établis pour les noyaux stables. On a ainsi observé un affaiblissement de la fermeture de couche N=28 dans le noyau ^{44}S [Glas :97] ou l'apparition d'une fermeture de couche N=40 dans le noyau ^{68}Ni [Sorl :01]. La mise en évidence expérimentale de ces propriétés a été effectuée par des mesures des énergies du premier état excité 2^+ et de la probabilité d'excitation $B(E2:\ 0^+ \rightarrow 2^+)$. Celles-ci sont obtenues grâce à la méthode d'excitation coulombienne, où un faisceau constitué du noyau d'intérêt est envoyé sur une cible lourde (plomb ou or par exemple). Sous l'effet du champ coulombien créé par le noyau cible, le noyau projectile est excité puis se désexcite en émettant des photons γ de décroissance, caractéristiques de ce noyau, qui sont détectés et permettent d'en déduire l'énergie et le taux de peuplement de l'état excité. Dans le cas de ^{68}Ni, le B(E2) mesuré est beaucoup plus grand que prévu, tandis que dans le cas de ^{44}S, il est plus faible.

Dans le cas de noyaux proches de la *drip-line* proton, des noyaux pouvant présenter une structure en halo de proton(s) ont également été recherchés. Dans ce cas toutefois, le proton le moins lié est soumis à une barrière de potentiel due à l'interaction électrostatique mutuelle à longue portée avec les autres protons constituant le noyau. Cette différence avec les noyaux situés à la *drip-line* neutron a des conséquences importantes. Il est ainsi plus difficile pour un tel noyau de former un halo de protons. Des candidats, comme ^{8}B, sont pressentis mais la mise en évidence expérimentale d'un tel phénomène n'a pour l'instant pas été confirmée. L'étude des noyaux situés à la *drip-line* proton est également d'un grand intérêt pour l'astrophysique. Certains de ces noyaux, comme ^{80}Zr, sont susceptibles d'être produits au cours des processus rp qui se déroulerait lors d'accrétion de matière de type hydrogène sur une étoile à neutrons à haute température et à haute densité. Ce processus se caractérise par une série de réactions de capture rapide de protons suivis de désintégrations β^+ loin de la vallée de stabilité. Les réactions de capture rapide mènent à la *drip-line* proton jusqu'à un point d'attente où un équilibre entre la réaction (p, γ) et son inverse (γ,p) est atteinte. Nous avons cité précédemment l'exemple du ^{8}B, comme étant un bon candidat pour être un noyau à halo de protons. Ce noyau intervient également dans la réaction ^{7}Be(p, γ)^{8}B, qui se produit dans le cycle de réactions nucléaires du Soleil. La section efficace de cette réaction joue un rôle crucial dans la production des neutrinos solaires et est influencée par la structure de ^{8}B, via notamment la densité de protons à grand rayon.

Les noyaux très déficients en neutrons sont susceptibles de décroître par des modes d'émission qui ne se rencontrent pas pour des noyaux proches de la vallée de la stabilité. L'une de ces décroissances, appelée émission diproton, a été prévue dans les années 60 par Goldansky, pour des noyaux comportant un nombre pair de protons et situés au voisinage immédiat ou au-delà de la *drip-line* proton. Elle consiste en l'émission simultanée de deux protons sous forme d'une résonance ^{2}He, et serait favorisée lorsque l'émission séquentielle des deux protons est énergétiquement interdite. L'observation de ce type de décroissance apporterait un nouvel éclairage sur les interactions entre protons dans ces noyaux. L'objectif de cette thèse est l'étude des processus d'émission proton et de deux protons par les noyaux légers de la région A=20, situé à la *drip-line* proton, et en particulier à mettre en évidence expérimentalement l'émission diproton pour certains noyaux, comme ^{19}Mg, non lié.

Dans le premier chapitre, nous étudierons certains modèles semi-empiriques de masse qui permettent de prédire les énergies de séparation proton et de deux protons dans un noyau afin de déterminer énergétiquement les décroissances accessibles au noyau. Nous aborderons ensuite successivement l'étude de l'émission proton et de deux protons par un noyau, tout d'abord d'un point de vue théorique, puis nous ferons une revue des différentes études expérimentales conduites jusqu'ici. Dans le second chapitre, nous décrirons le protocole expérimental, utilisé lors de notre expérience (expérience E317a), effectuée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), en novembre 1999, et utilisant un faisceau radioactif. L'expérience a nécessité l'utilisation conjointe du détecteur MUST, pour la détection des protons, du spectromètre SPEG, pour le noyau résiduel, et des chambres à fils CATS afin de déterminer le profil du faisceau en angle et en position sur la cible. Ceci a permis de mesurer les énergies et les angles d'émission des différentes particules et de reconstruire l'énergie d'excitation ou l'excès de masse du noyau père. Dans le troisième chapitre, nous décrirons le programme de simulation élaboré pour étudier les différents types d'émission rencontrés : émission proton, émission ^{2}He, émission séquentielle et émission non corrélée de deux protons. Nous avons ainsi déterminé les meilleures observables

expérimentales pour distinguer entre ces différents mécanismes. Les règles de la cinématique permettent de déterminer les énergies et angles d'émission de chaque particule émise, ce qui conduit à définir la meilleure configuration géométrique pour les télescopes de MUST. Nous verrons également comment les phénomènes d'interactions dans la cible et le dispositif de détection influencent la reconstruction de la masse invariante et l'allure des spectres des différentes observables. Enfin, l'objet du quatrième chapitre sera la présentation et l'analyse des résultats obtenus, d'une part pour les événements de coïncidence entre un proton, détecté dans MUST, et un noyau détecté dans SPEG, et d'autre part ceux où deux protons et un noyau sont simultanément détectés.

Chapitre 1 : Emission de protons par les noyaux

Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité et que l'on se rapproche de la *drip-line* proton, on peut former un noyau instable susceptible de décroître par émission d'un proton : c'est l'émission 1p. Dans le cas des noyaux légers ($Z \leq 21$), de tels états n'existent que sous forme de résonance de durée de vie extrêmement courte (de l'ordre de 10^{-22}s). Pour des noyaux plus lourds, l'émission proton peut s'effectuer à partir d'un état lié de nucléons, ce phénomène étant désigné sous le terme de radioactivité proton. Dans le cas de noyaux très déficients en neutrons, la décroissance peut s'effectuer par émission de deux protons (cf. 1.3.2) selon l'un des trois mécanismes suivant : une désintégration séquentielle, une désintégration simultanée non corrélée, ou une émission ^{2}He. Ce dernier cas a été prévu il y a trente ans par Goldansky pour des noyaux déficients en neutrons, possédant un nombre pair de protons, comme ^{19}Mg, ^{16}Ne ou ^{48}Ni par exemple. Aucune preuve expérimentale concluante de l'existence de cette émission n'a pour l'instant été observée. L'étude de ces décroissances est d'un intérêt fondamental, car elles permettent d'obtenir des informations sur le noyau émetteur, notamment sa masse et son énergie de liaison, mais aussi sur sa structure (spin, parité, fonction d'onde). L'émission ^{2}He donnerait également des informations sur les corrélations entre les deux protons dans la fonction d'onde du noyau.

Les noyaux susceptibles de décroître par émission d'un ou deux protons peuvent être recherchés en se basant sur les prédictions de certains modèles d'extrapolation de masses semi-empiriques (cf. 1.1). L'émission diproton (cf. 1.3.1) peut être décrite par deux modèles. Le modèle diproton décrit cette émission comme le franchissement de la barrière de potentiel créé par le noyau fils d'une quasiparticule ^{2}He, dont la formation utilise une partie de l'énergie disponible. L'interaction des deux protons dans l'état final (cf. 1.3.2) est prise en compte pour calculer la largeur totale de désintégration (cf. 1.3.3). Le second modèle est un modèle général à trois corps qui décrit le noyau émetteur comme un système formé par les deux protons et le noyau fils en interaction (cf. 1.3.4). Ces deux modèles prédisent des valeurs différentes pour la largeur totale de désintégration. Diverses études expérimentales ont été menées afin de rechercher des noyaux émetteurs 1p ou 2p et étudier leurs propriétés fondamentales (cf. 1.2.2 et 1.3.6) et les comparer aux prédictions des modèles.

1.1) Modèles d'extrapolations semi-empiriques des masses

La masse d'un noyau est l'une des grandeurs de base qu'il s'agit d'évaluer ou de mesurer. En effet , la masse donne un premier aperçu des propriétés fondamentales du noyau en terme d'énergie de liaison et d'énergies de séparation proton et neutron. La connaissance de ces quantités permet ainsi de faire une première prédiction sur le caractère lié ou non lié du noyau considéré, l'émission éventuelle de nucléons, et de prédire les positions des *drip-line* proton et neutron. Les modèles de prédiction de masse sont très nombreux et donner un aperçu de tous sortirait du cadre de cette thèse. Nous nous contenterons d'examiner certains modèles semi-empiriques assez couramment utilisés pour rechercher des candidats pour des émissions exotiques, comme l'émission proton ou diproton.

1.1.1) Formule de Kelson-Garvey

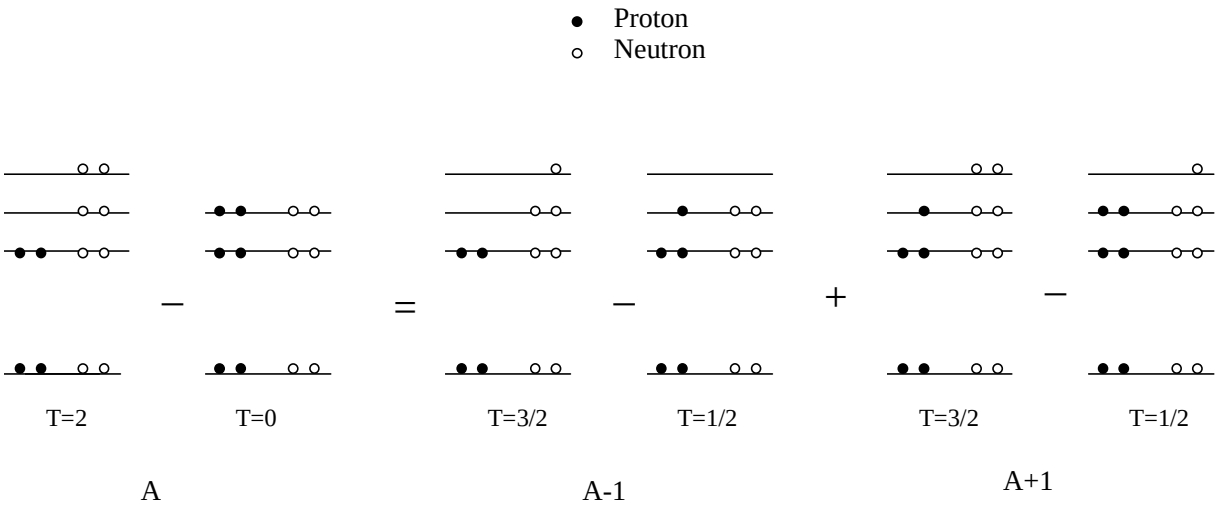


Figure 1.1: Schéma des niveaux à une particule entrant dans l'équation 1.1 dans le cas particuliers N=Z=2n. On constate que les deux configurations de part et d'autre de l'équation sont identiques [Garv :66].

Garvey et Kelson ont cherché à développer une relation simple entre les masses des noyaux afin de prédire la masse de certains isotopes inconnus à partir de masses mesurées [Garv :66]. Leur relation s'appuie sur deux hypothèses. Elle se place dans le cadre d'un modèle à particules indépendantes, où chaque nucléon du noyau est supposé évoluer dans un champ auto consistant créé par tous les autres nucléons, et suppose de plus l'indépendance de charge de l'interaction forte. La position de chaque niveau individuel et l'interaction résiduelle entre chaque nucléon d'un même niveau varient lentement avec le numéro atomique. La relation suivante est déduite du schéma de la figure 1.1 :

$$M(N+2,Z-2)-M(N,Z)=M(N+1,Z-2)-M(N,Z-1)+M(N+2,Z-1)-M(N+1,Z-1) \tag{1.1}$$

où M(N,Z) est la masse d'un noyau possédant N neutrons et Z protons avec la condition N^3 Z, et si N = Z, N et Z sont pairs. La relation précédente se généralise selon une loi de récurrence :

$$M(N+\Delta T,Z-\Delta T)-M(N,Z)=\sum_{i=1}^{\Delta T}\left[M(N+i,Z-\Delta T-1+i)-M(N-1+i,Z-\Delta T+i)\right] \tag{1.2}$$

où ΔT représente l'écart sur la troisième composante de l'isospin entre les deux noyaux considérés.

Cette relation peut être étendue au cas des noyaux déficients en neutrons. L'une des applications est la prédiction de la masse de l'état fondamental d'un noyau déficient en neutrons à partir de la masse de son noyau miroir, riche en neutron [Kels :66]. Dans ce cas, la formule s'écrit :

$$M(A,T_z) - M(A,-T_z) = \sum_{i=1}^{2T_z}\left[M(A-2T_z-1+2i,1/2) - M(A-2T_z-1+2i,-1/2)\right] \tag{1.3}$$

Cette relation présente l'avantage d'être relativement simple et de n'utiliser aucun paramètre. Sa validité s'appuie uniquement sur la symétrie de charge des forces nucléaires. L'application de cette formule a permis ainsi de donner une première estimation des masses des noyaux ^{12}O, ^{16}Ne, ^{19}Mg et ^{39}Ti, et de prédire leur caractère non lié du point de vue de l'émission de deux protons (cf. 1.1.3).

Néanmoins la formule de Kelson-Garvey possède plusieurs désavantages. La qualité de la prédiction de la masse du noyau riche en protons dépend de celle de la connaissance de la masse du noyau miroir riche en neutrons. Un autre défaut majeur est d'assimiler le noyau à un système de particules indépendantes et de ne tenir aucun compte des configurations de structure spécifique à tel ou tel noyau, qui peuvent avoir une incidence importante sur l'énergie de liaison, et donc la masse. La relation de Kelson-Garvey ne tient pas non plus compte de possibles interactions ne conservant pas l'isospin. Enfin, elle ignore le déplacement de Thomas-Ehrmann ([Thom :52], [Ehrm :51]) associé aux protons faiblement liés. En effet à la *drip-line* proton, l'ajout d'un proton peut rendre un état de nucléons, préalablement lié, non lié et peut étendre fortement la fonction d'onde, et en conséquence la correction coulombienne est plus faible que celle calculée selon l'hypothèse de symétrie de charge. Globalement, la formule de Kelson-Garvey tend à surestimer les masses, notamment dans le cas des noyaux non liés déficients en neutrons [Coma :88a]. Cette surestimation peut aller jusqu'au MeV.

1.1.2) Equation de masse du multiplet isobarique (IMME)

L'une des alternatives à la formule de Kelson-Garvey pour prédire la masse des noyaux riches en protons est d'utiliser l'équation du multiplet isobarique, démontré pour la première fois par Wigner, et qui paramétrise la masse selon [Wign :57] :

$$M(A,T,T_z,\nu) = a(A,T,T_z,\nu) + b(A,T,T_z,\nu)T_z + c(A,T,T_z,\nu)T_z^2 \tag{1.4}$$

où A est le nombre de masse, T l'isospin, T_z sa projection sur l'axe z et ν désigne tous les nombres quantiques autres que T et T_z. En termes d'énergie de liaison, l'expression précédente s'écrit de façon équivalente :

$$B(A,T,T_z,\nu) = a'(A,T,T_z,\nu) + b'(A,T,T_z,\nu)T_z + c'(A,T,T_z,\nu)T_z^2 \tag{1.5}$$

Cette relation peut être utilisée de deux façons différentes pour prédire la masse inconnue d'un noyau. Tout d'abord, si les masses d'au moins trois membres d'un même multiplet isobarique sont connues, il est possible de déterminer les coefficients a, b et c et en déduire la masse des autres membres d'un multiplet. Un cas particulièrement intéressant est celui des noyaux miroirs. La différence de masse entre deux noyaux miroirs est simplement donnée par :

$$M(A,T_z=-T) - M(A,T_z=T) = -2\,bT_z \tag{1.6}$$

Cependant, en pratique, il existe peu de multiplets dont les masses sont connues, avec suffisamment de précision, pour déterminer la masse du noyau riche en protons au mieux à quelques centaines de keV près. Dans la plupart des cas, il est nécessaire d'utiliser une paramétrisation globale des coefficients de l'IMME [Anto :88] et on peut retomber dans les déficiences du modèle de Kelson-Garvey.

Pour certaines régions de masse, une alternative est de combiner l'IMME avec des modèles nucléaires. Il est possible par exemple de prédire les différences en énergie de liaison entre deux noyaux miroirs grace à une paramétrisation basée sur le modèle en couches. Une telle méthode a été utilisée par Brown et Sherr dans le cas des noyaux de la région $20 \leq Z \leq 28$ et $20 \leq N \leq 28$, qui peuvent être décrits en termes d'orbitale $1f_{7/2}$ [Brow :79]. Ceci a permis de paramétriser les différences en énergie de liaison entre deux noyaux miroirs, dans cette région de masse, pour environ 60 états, en utilisant des interactions microscopiques à deux corps, dépendant de la charge et de l'isospin. Des prédictions sur les masses des noyaux déficients en neutrons, comme ^{48}Ni, ont pu être obtenus. Une méthode similaire a été utilisée pour les noyaux de la région $20 \leq Z \leq 28$ et $17 \leq N \leq 19$, décrits dans le modèle en couches par une configuration $(1d_{3/2})^{-n}(1f_{7/2})^{m}$ [Brow :91]. La différence d'énergie de liaison entre un noyau et son noyau miroir est paramétrisée sous la forme :

$$\Delta B = (n+m)b' = nb'[1d_{3/2}^{-n}] + mb'[1f_{7/2}^{m}] + nmV_{ph} \qquad (1.7)$$

où V_{ph} est l'interaction asymétrique de charge entre les trous de la couche $1d_{3/2}$ et les particules de la couche $1f_{7/2}$. Les coefficients b'[$1d_{3/2}$] , b'[$1f_{7/2}$] et V_{ph} sont déterminées à partir de valeurs expérimentales connues de ΔB pour des couples de noyaux miroirs. Une prédiction sur l'énergie de liaison de ^{39}Ti a ainsi été obtenue. De ces résultats, on peut déduire une valeur des énergies de séparation proton S_p et deux protons S_{2p} pour les noyaux de cette région. Certains comme ^{39}Ti et ^{48}Ni, par exemple, possèdent une valeur positive pour S_p mais négative pour S_{2p} : ce sont donc des candidats pour l'émission diproton.

1.1.3) Comparaison avec l'expérience

Différentes méthodes expérimentales sont utilisées pour mesurer les masses des noyaux. On peut les regrouper en deux catégories : les méthodes de mesures directes et celles dites indirectes [Mitt :97]. Les méthodes de mesures directes sont utilisées pour des noyaux produits à basses énergies (de quelques keV à quelques dizaines de keV) et à hautes énergies (de quelques dizaines à quelques centaines de MeV par nucléon). Dans le premier cas, les techniques expérimentales reposent sur l'utilisation de spectromètres de masse, de spectromètres à radiofréquence (détermination de la masse à partir de la mesure d'un rapport de fréquences) ou encore de pièges ioniques [Lunn :99]. A énergies plus élevées, la masse est généralement déterminée à partir de la mesure d'un temps de vol. Une autre technique utilise des cyclotrons comme spectromètres de masse de haute résolution [Auge :94]. L'avantage principal de ces méthodes est la précision (entre 10^{-4} et 10^{-10}) obtenue sur les mesures de masse. L'inconvénient majeur est que ces méthodes ne sont applicables que pour des noyaux de durée de vie suffisamment longue (de l'ordre d'au moins 1μs). Pour mesurer les masses de noyaux de durée de vie plus faible ou de résonances, il faut procéder de manière indirecte en mesurant une chaleur de réaction, ou en détectant des produits de décroissance pour effectuer

une reconstruction de la masse invariante. La précision sur les valeurs de masses ainsi mesurées peuvent aller de 1keV à 300keV.

Le tableau 1.1 présente les prédictions des modèles d'extrapolation de Kelson-Garvey et de IMME pour les valeurs d'excès de masse de l'état fondamental de certains noyaux légers, déficients en neutrons. De façon générale, la valeur expérimentale donnée, lorsqu'elle est disponible, est prise dans la compilation de Audi et Wapstra de 1995 [Audi :95]. Dans le cas de ^{11}N, nous prenons la valeur donnée par J.M. Oliveira Jr. et al. [Oliv :00], et dans celui de ^{39}Ti, la valeur de la masse est déduite de celle de l'énergie de séparation deux protons donnée par Moltz et al. [Molt :92]. Les valeurs obtenues avec le modèle de Kelson-Garvey sont issues des calculs de Comay et al. [Coma :88b], qui, partant des mesures expérimentales de 600 noyaux vérifiant N>Z ou de noyaux pairs-pairs avec N=Z, extrapolent la masse de noyaux très riches en neutrons, puis en déduisent celles des noyaux miroirs correspondant. Les valeurs obtenues avec l'IMME proviennent des calculs de Anthony et Pape [Anto :88] qui déduisent la masse du noyau déficient en neutrons à partir de la masse du noyau miroir N>Z et de la valeur du paramètre b (cf. relation 2.6). Dans le cas où b n'est pas connu, Anthony et Pape ont utilisé une paramétrisation de la différence en énergie de liaison, essentiellement d'origine coulombienne, pour déterminer b.

Noyau	**Kelson-Garvey (MeV)**	**IMME (MeV)**	**Expérience (MeV)**	**Emetteur**
^{11}N	25, 39 (0,73)	25,44 (0,33)	24,960 (0,180)	1p
^{12}O	33,01 (0,72)	32,95 (0,44)	32,048 (0,018)	2p
^{15}F	17,75 (0,32)	17,59 (0,33)	16,780 (0,130)	1p
^{16}F	11,35 (0,28)	11,21 (0,22)	10,680 (0,008)	1p
^{16}Ne	24,87 (0,44)	24,015 (1,005)	23,992 (0,020)	2p
^{18}Ne	5,47 (0,29)	5,50 (0,22)	5,307 (0,015)	non
^{18}Na	25,76 (0,47)	25,67 (0,44)		1p
^{19}Na	13,15 (0,39)	13,29 (0,33)	12,929 (0,012)	1p
^{19}Mg	32,56 (0,88)	32,48 (0,55)		2p
^{39}Ti	2,21 (0,88)	2,58 (0,35) 2,068 (0,029)*	1,947 (0,065)	2p
^{48}Ni	16,85 (1,19)	17,44 (0,40) 16,581 (0,104)*		2p

Tableau 1.1 : Comparaison des prédictions d'excès de masse des modèles de Kelson-Garvey, IMME et de Brown (*) avec les valeurs expérimentales disponibles pour certains noyaux (voir texte). L'erreur sur la valeur donnée est entre parenthèses.

On note, pour certains états non liés du point de vue de l'émission proton, un écart entre les prédictions des modèles et la valeur expérimentale de la masse pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de keV. Cet écart peut s'interpréter dans le cadre du déplacement de Thomas-Ehrmann, décrit au paragraphe (1.1). Dans le cas de ^{39}Ti et ^{48}Ni, la deuxième valeur donnée dans la colonne IMME est obtenue à partir de la méthode de paramétrisation de Brown. On constate pour ^{39}Ti une prédiction plus proche de la valeur expérimentale que celle de Kelson-Garvey ou de Anthony et Pape. Certains de ces noyaux sont prévus émetteurs 1p ou 2p. Pour certains d'entre eux (notamment ^{19}Mg, ^{16}Ne et ^{48}Ni), il n'y a pas encore de mise en évidence expérimentale de l'émission ^{2}He.

1.2) Emission d'un proton par un noyau

1.2.1) Modèle de l'émission proton

L'émission proton ou émission 1p correspond à l'émission par un noyau d'un proton par effet tunnel. D'un point de vue formel, ce phénomène peut être décrit de manière analogue à l'émission α [Jell :90]. En coordonnées sphériques (r, θ, φ), la fonction d'onde ψ décrivant le comportement de la particule émise s'écrit :

$$\psi(r,\theta,\varphi) = \frac{u(r)}{r} Y_l^m(\theta,\varphi) \tag{1.7}$$

où les fonctions $Y_l^m(\theta,\varphi)$ représentent les harmoniques sphériques. Cette fonction d'onde vérifie l'équation de Schrödinger :

$$\frac{-\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2u}{dr^2} + V(r)u = E\,u \tag{1.8}$$

où V(r) est le potentiel mis en jeu et μ la masse réduite du système formé par le noyau fils et la particule émise.

L'équation différentielle (1.8) peut se résoudre en utilisant l'approximation semi-classique BKW (WKB en anglais, pour Wentzel, Kramers, Brillouin) [Mess :59]. Celle-ci consiste à écrire la partie radiale de la fonction d'onde sous la forme :

$$u(r) = e^{iw(r)/\hbar}$$

et à développer w(r) en puissance de $\hbar$ puis à négliger dans l'équation de Schrödinger les termes d'ordre supérieur ou égal à $\hbar$. Dans le cas de la pénétration d'une barrière de potentiel, le coefficient de transmission ou facteur de pénétration P est la probabilité de franchissement de la barrière par la particule et s'exprime selon:

$$P = e^{-2G} \tag{1.9}$$

où, dans l'approximation BKW, le facteur de Gamow G se réduit à l'intégrale :

$$G = \sqrt{2\mu/\hbar^2}\int_R^{R_c}\left(V(r)-E\right)^{\frac{1}{2}}dr \tag{1.10}$$

avec :

$$R = \begin{cases} r_0\left(A^{\frac{1}{3}} + 4^{\frac{1}{3}}\right) & \text{pour l'émission } \alpha \\ r_0\left(A^{\frac{1}{3}} + 1\right) & \text{pour l'émission 1p} \end{cases} \tag{1.11}$$

distance entre les centres des deux particules au moment de l'émission, A étant le nombre de masse du noyau fils, r_0 étant compris entre 1,2 et 1,4fm selon la littérature, R_c la valeur de la distance r pour laquelle $V(R_C)=E$.

Au cours de l'émission, le moment cinétique total et la parité sont conservés ce qui se traduit par les relations :

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{S}_p + \vec{\ell} \tag{1.12}$$

$$\pi_i = \pi_f\,(-1)^{\ell} \tag{1.13}$$

où $\vec{J}_i, \vec{J}_f, \pi_i, \pi_f$ sont respectivement les spins totaux et parités du noyau père et du noyau fils, $\vec{S}_p$ et $\vec{\ell}$ le spin du proton et le moment angulaire orbital emporté par la particule légère émise (proton ou α).

Comme dans le cas de l'émission α, le potentiel V(r) pour l'émission proton est la superposition du potentiel coulombien $V_C(r)$ et du potentiel centrifuge $V_\ell(r)$:

$$V(r) = V_C(r) + V_\ell(r) \tag{1.14}$$

où le potentiel coulombien $V_C(r)$ pour r>R est donné par :

$$V_C(r) = \frac{zZe^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \tag{1.15}$$

z et Z étant respectivement les charges du proton (z = 1) et du noyau fils, et le potentiel centrifuge $V_\ell(r)$ dépend du moment angulaire orbital emporté par la particule :

$$V_\ell(r) = \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu\, r^2} \tag{1.16}$$

Il existe cependant des différences significatives entre l'émission α et l'émission proton [Jäne :64] :

- La barrière coulombienne est plus petite dans le cas d'un noyau léger émettant un proton que dans le cas de l'émission α par un noyau lourd. En conséquence, les durées de vie pour l'émission proton sont de plusieurs ordres de grandeur inférieures à celles de l'émission α.

- Pour un même moment angulaire orbital emporté par la particule émise, la barrière centrifuge est beaucoup plus grande dans le cas de l'émission proton que dans celui de l'émission α, puisque la masse du proton est inférieure à celle de la particule α et que le rayon du noyau fils est plus petit, et elle est même supérieure à la barrière coulombienne. La durée de vie est donc considérablement augmentée dans la cas de l'émission d'un proton de moment angulaire orbital non nul.

- Dans le cas de l'émission α, la structure de la particule émise est complexe et il est nécessaire de connaître la probabilité de préformation d'une particule α à la surface du noyau père. D'autre part, les caractéristiques du noyau fils sont assez semblables au noyau père : en effet la désintégration d'un noyau impair, pair-pair ou impair-impair donne respectivement un noyau impair, pair-pair ou impair-impair. De plus dans la plupart des cas, la particule α n'emporte pas de moment angulaire. Dans l'émission proton, la situation est complètement différente : la particule émise est un nucléon qui porte un spin et les structures de l'état initial et de l'état final influent sur la durée de vie. Le moment angulaire emporté par le proton peut être grand, ce qui modifie la barrière centrifuge.

Pour le cas de l'émission proton, on doit ajouter dans le potentiel (1.14) un terme supplémentaire qui décrit l'interaction spin-orbite du proton [Bain :96a] :

$$V_{SO}(r) = \vec{\sigma}.\vec{\ell}\,\lambda_\pi^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(f\left(r, R_{SO}, a_{SO}\right)\right) \tag{1.17}$$

où :

- f(r,R,a) est un facteur de forme de type Woods-Saxon :

$$f(r,R,a) = \frac{1}{1+\exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \tag{1.18}$$

- $$\vec{\sigma}.\vec{\ell} = \begin{cases} \ell & \text{pour } j = \ell + 1/2 \\ -(\ell+1) & \text{pour } j = \ell - 1/2 \end{cases} \tag{1.19}$$

- $R_{SO} = 1{,}01 \times A^{1/3}$
- $a_{SO} = 0{,}75$ fm
- $\lambda_\pi \approx 2^{1/2}$ fm est la longueur d'onde Compton du pion.

En conséquence du principe d'incertitude de Heisenberg, la durée de vie partielle de désintégration τ est reliée à la largeur partielle de désintégration Γ par la relation semi-classique :

$$\frac{\Gamma}{\hbar} = \frac{1}{\tau} = \frac{v}{2R}\theta^2\, P_\ell(E) \tag{1.20}$$

où $P_\ell(E)$ est le facteur de pénétration dont l'expression est donnée par (1.9), v est la vitesse de la particule émise à l'intérieur du noyau, et θ le facteur spectroscopique qui traduit le recouvrement des fonctions d'onde dans l'état initial et dans l'état final.

1.2.2) Différents exemples d'émission d'un proton par un noyau

L'émission spontanée d'un proton par un noyau à partir de son état fondamental ou d'un état excité selon le scénario :

$$^{A}_{Z}X^{(*)} \rightarrow {}^{A-1}_{Z-1}Y + p$$

n'est possible que si l'énergie de séparation proton S_p, définie comme la différence des énergies de liaison des deux noyaux X et Y :

$$S_p = B(A,Z) - B(A-1, Z-1)$$

est négative. Cette émission d'un proton correspond à un excès de protons dans le noyau père. Lorsque $S_p>0$, il faut fournir au noyau une énergie égale ou supérieur à l'énergie seuil S_p pour lui arracher un proton et on ne peut plus parler d'émission spontanée. Pour les noyaux légers ($Z \leq 21$), le moment angulaire orbital du proton émis n'est pas très grand, et en conséquence la barrière centrifuge est beaucoup moins haute que dans le cas des noyaux plus lourds. La durée de vie est donc considérablement amoindrie par rapport aux noyaux plus lourds susceptibles

d'être radioactifs proton. Dans le paragraphe suivant, nous allons donner quelques exemples d'émission proton spontanée dans les noyaux légers et les noyaux plus lourds.

1.2.2.1) Production de résonances émetteurs proton

Pour les noyaux légers jusqu'à $Z \leq 21$, les noyaux émetteurs proton n'existent que sous la forme de résonances, dont la durée de vie est de l'ordre du temps caractéristique de l'interaction forte (~ 10^{-22} s), et ne peuvent donc être observées directement. Les premières études expérimentales faites dans les année 70, notamment sur ^{15}F et ^{19}Na ont utilisé des méthodes de peuplement par réaction de multitransfert (^{3}He, ^{8}Li) ([Bene :75], [Keke :78]), et des réactions de transfert de charge de pions (π^+, π^-) [Holt :77]. L'éjectile détecté étant stable, ceci permet, grâce aux règles de la cinématique des réactions à deux corps, de déterminer la masse de l'état fondamental et des états excités de ces noyaux. Leurs énergies de séparation proton en sont déduites et se révèlent être négatives, ce qui prouve le caractère non lié de ces noyaux. Les réactions de multitransfert utilisés pour ces expériences ont cependant deux désavantages : leurs sections efficaces sont faibles, et elles sont sélectives du fait des règles de conservation du spin, de l'isospin et de la parité, c'est-à-dire qu'on ne pourra peupler que certains états.

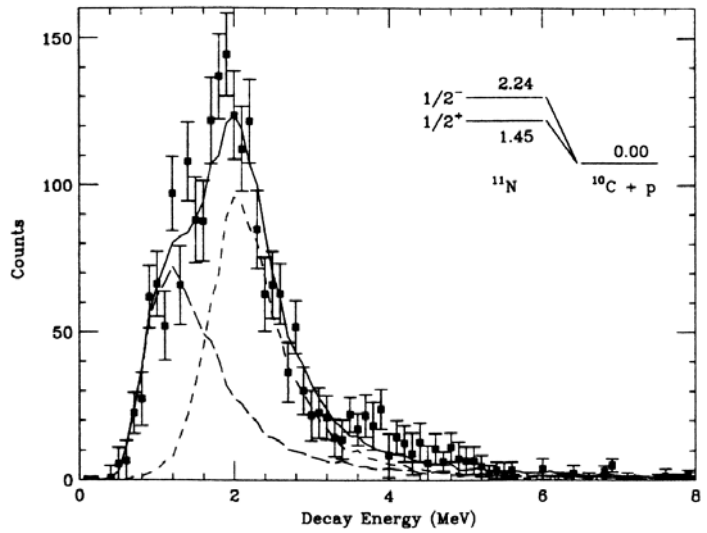


Figure 1.2: Spectre en énergie de désintégration de ^{11}N. L'ajustement sur les données (ligne en trait plein) est la somme des contributions de l'état $1/2^-$ (ligne en pointillés courts) et d'un état $1/2^+$. On en déduit pour ce dernier une énergie de désintégration de 1,45MeV et une largeur naturelle de 2,4MeV (ligne en pointillés longs) [Azha :98a].

Depuis la fin des années 80, avec le développement des techniques de production des faisceaux radioactifs, il est possible de produire ces états non liés avec une section efficace accrue, en utilisant des réactions de cassure du noyau projectile sur une cible. Cette méthode a été utilisée pour produire l'état fondamental et le premier état excité de ^{11}N, en bombardant une cible de ^{9}Be par un faisceau radioactif de ^{12}N et en observant la décroissance proton de ces états vers le noyau ^{10}C [Azha :98a]. Le proton et le noyau fils issus de cette désintégration étaient détectés pour mesurer leurs énergies et leurs directions d'émission. Ceci a permis de reconstruire le spectre de chaleur de réaction (cf. fig. 1.2). Ce spectre est une superposition de l'état fondamental et du premier état excité de ^{11}N à 0,79MeV.

1.2.2.2) Radioactivité proton

La radioactivité proton correspond à l'émission d'un proton par un état lié de nucléons. Elle a été observée pour la première fois en 1970 sur un isomère du cobalt, ^{53m}Co [Jack :70]. Depuis le début des années 80, la recherche de noyaux émetteurs proton s'est principalement dirigée du coté des noyaux déficients en neutrons de la région $64 \leq Z \leq 81$, comme par exemple ^{151}Lu [Hofm :82], ^{113}Cs et ^{109}I [Faes :84]. Ces noyaux sont généralement produits par des réactions de fusion évaporation où le noyau projectile fusionne avec le noyau cible pour former un noyau composé, fortement excité à une énergie de plusieurs dizaines de MeV par nucléon. Le noyau composé se désexcite en évaporant des nucléons et le noyau, obtenu après évaporation, est ensuite implanté dans un détecteur pour mesurer l'énergie du proton émis et effectuer une corrélation temporelle entre l'arrivée du noyau dans le détecteur et l'émission proton.

L'étude de la décroissance proton des noyaux dans la région $64 \leq Z \leq 81$ permet d'obtenir de précieuses informations [Wood :97] :

- en combinant les valeurs de chaleur de réaction Q de la désintégration proton et de la désintégration α, on peut déterminer des excès de masse inconnus. La figure 1.3 donne la chaîne de désintégration α du noyau ^{167}Ir, également émetteur proton dans son état fondamental vers le noyau ^{166}Os, dont l'excès de masse est connu [Davi :97]. L'excès de masse de ^{167}Ir peut être déterminé à partir du Q de la réaction de désintégration proton et on en déduit ensuite la masse des noyaux de sa chaîne de désintégration α.

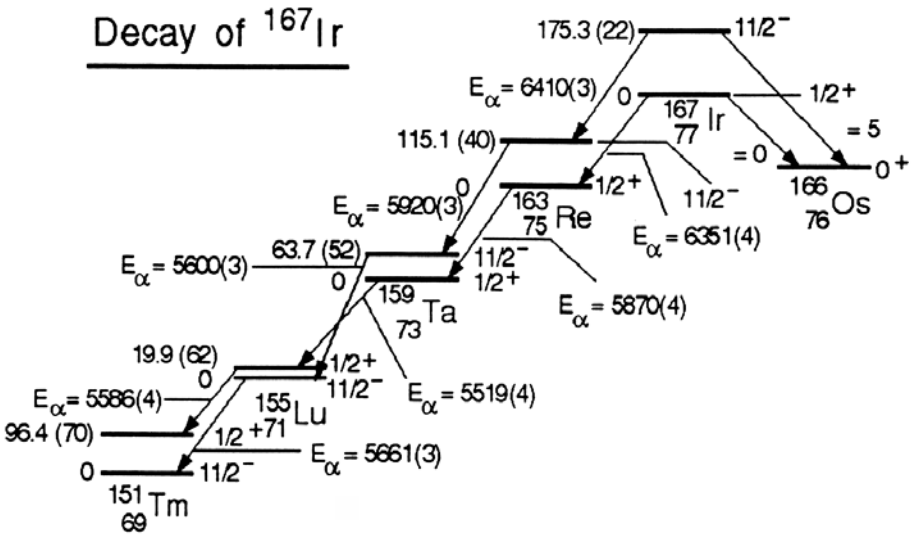


Figure 1.3 : Chaîne de désintégration partant du noyau ^{167}Ir. Ce noyau décroît par émission α vers ^{163}Re et par émission proton vers ^{166}Os [Davi :97].

- la recherche de noyaux émetteurs protons permet également de tester les modèles de masse à la limite et au-delà de la *drip-line* proton en déterminant l'énergie de séparation proton. A partir de mesures expérimentales de la chaleur de réaction Q de

désintégration α des noyaux émetteurs protons ^{177}Tl, ^{167}Ir et ^{157}Ta, on a pu déterminer leurs masses donc leurs énergies de séparation proton.

- Dans la région $65 \leq Z \leq 81$, la forte dépendance du taux de décroissance proton par rapport au moment angulaire orbital ℓ emporté par le proton permet de préciser la structure en couches du noyau émetteur. En effet, dans cette région, les orbitales proton $s_{1/2}$, $d_{3/2}$ et $h_{11/2}$ sont dégénérés, ce qui a pour conséquence la présence rapprochée d'états à bas et haut spins, l'un étant un état isomère. L'étude de la décroissance proton peut permettre de déterminer l'ordre de ces couches, en mesurant la durée de vie et l'énergie de désintégration du noyau émetteur. On peut ensuite la comparer aux prédictions de calculs de durée de vie, effectuée selon des hypothèses sur la valeur du moment angulaire orbital emporté par le proton. Dans chaque cas, le moment angulaire emporté est différent et ceci influe fortement sur le facteur de pénétration, et donc la durée de vie calculée. Ainsi, les isotopes de A impair de Tm et Lu ont, dans leur état fondamental, un spin $11/2^-$ et un état isomérique $1/2^+$. Cet ordre est par contre inversé dans les isotopes de A impair de Ta, Re, Ir, Au et Tl où l'état fondamental est $1/2^+$ et l'état isomérique $11/2^-$.

1.3) Emission de deux protons par un noyau

L'émission de deux protons par un noyau peut se dérouler selon trois mécanismes différents (cf. fig. 1.4) :

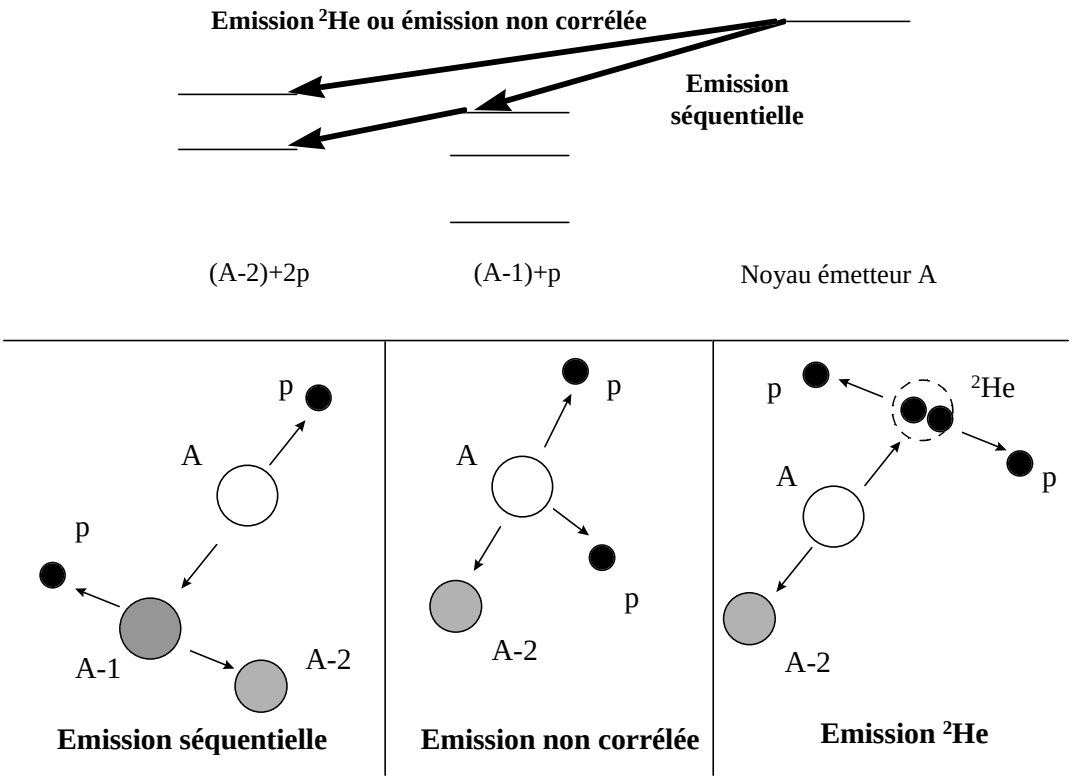


Figure 1.4 : Mécanismes d'émission de deux protons par un noyau.

- une émission séquentielle où l'émission des deux protons s'effectue via un état intermédiaire. Le noyau père (A,Z) émet un premier proton et un noyau fils (A-1, Z-1) qui à sont tour émet un proton et un noyau (A-2, Z-2). Cette émission peut donc se modéliser comme deux émissions proton successives. Les deux protons émis sont fortement corrélés en énergie, puisque l'énergie disponible pour le second proton dépend de celle emportée par le premier.
- une émission non corrélée où les deux protons sont émis par le noyau père de manière complètement indépendante. Ceci correspond au cas limite d'une désintégration séquentielle où l'état intermédiaire possède une durée de vie infiniment courte. Pour ce type d'émission, les distributions en énergie des produits de désintégration sont uniformes sur un intervalle en énergie disponible pour chacune d'elles, et leurs distributions angulaires sont isotropes.
- un autre mécanisme a été prévu au début des années 60 par Goldansky, pour les noyaux de Z pairs, très déficients en neutrons : l'émission diproton ou ^{2}He ([Gold :60], [Gold :61]). Du fait de l'interaction d'appariement, l'émission séquentielle est rendue impossible car la première étape est énergétiquement interdite. Les deux protons sont alors émis simultanément sous forme d'un cluster ^{2}He. Pour que ce processus ait lieu, les énergies de liaison des différents noyaux acteurs dans la désintégration doivent vérifier [Jäne :64]:

$$B(A-1,Z-1)+\frac{1}{2}\Gamma_0+\frac{1}{2}\Gamma_1<B(A,Z)<B(A-2,Z-2) \qquad (1.21)$$

où Γ_0 et Γ_1 désignent les largeurs naturelles respectives des noyaux père (A,Z) et intermédiaire (A-1,Z-1).

Dans cette partie, nous allons étudier plus en détail le mécanisme d'émission diproton. Nous décrirons deux modèles. Le premier, désigné sous le terme modèle diproton (cf. 1.3.1), décrit cette émission comme le franchissement d'une barrière de potentiel par une quasiparticule ^{2}He de spin nul. Afin de tenir compte de la quantité d'énergie ε nécessaire à la formation de ^{2}He, on prend en considération l'interaction des deux protons dans l'état final (cf. 1.3.2) pour calculer la largeur totale de désintégration (cf. 1.3.3). Le second modèle (cf. 1.3.4) décrit l'émission diproton dans le cadre d'un modèle à trois corps. Le noyau émetteur est décrit comme un système formé par les deux protons et le noyau fils. On résout alors l'équation de Schrödinger où le potentiel est une superposition de potentiels d'interaction à deux corps. Les résultats de ces deux modèles seront discutés au paragraphe 1.3.5.

1.3.1) Modèle de l'émission diproton

Au cours de l'émission diproton, il y a formation préalable, à l'intérieur du noyau père, d'une quasiparticule ^{2}He qui va franchir la barrière de potentiel du noyau, les deux protons se séparant une fois la barrière franchie. Une partie ε de l'énergie cinétique totale E disponible pour le franchissement de la barrière est transformée en masse de ^{2}He. Lorsque la quasiparticule a franchie la barrière, cette énergie ε est convertie en énergie relative de la paire pp. Le diproton est émis avec un spin nul, et de ce fait, à la différence de l'émission proton, le potentiel intervenant dans l'équation de Schrödinger n'a pas de terme spin-orbite. Ce potentiel se réduit donc à la somme du terme coulombien V_C (avec z=2 dans (1.15)) et de la barrière centrifuge V_ℓ qui dépend du moment angulaire orbital emporté par le diproton. Les règles de

conservation du moment cinétique total et de la parité sont toujours vérifiés mais par rapport à l'émission proton la distance d'interaction entre le diproton et le noyau fils devient :

$$R = R_0\left(A^{\frac{1}{3}} + 2^{\frac{1}{3}}\right) \tag{1.22}$$

et la masse réduite :

$$\mu = \frac{2A}{A+2} \times 931{,}05 \text{ MeV} / c^2 \ . \tag{1.23}$$

Lane et Thomas [Lane :58] ainsi que Mac Ferlane et French [Macf :60] ont donné une expression pour la largeur partielle de désintégration qui, adaptée au cas de l'émission diproton donne :

$$\Gamma_{part} = 2\theta^2 \gamma^2 P\left(E_{2p}\right) \tag{1.24}$$

où :

$$\gamma^2 = \frac{3}{2}\frac{\hbar^2 c^2}{2\mu R^2} \tag{1.25}$$

est la largeur réduite et θ^2 le facteur spectroscopique. En se plaçant, comme dans le cas de l'émission proton, dans le cadre de l'approximation BKW, le facteur de pénétration est formellement identique à l'expression (1.9), l'énergie E dans l'expression (1.15) du facteur de Gamow étant remplacée par l'énergie totale disponible pour les deux protons E_{2p}. Ce facteur de pénétration dépend fortement de l'énergie relative ε des deux protons : en effet, plus ε est faible, plus le diproton aura une énergie cinétique élevée et plus la probabilité de franchir la barrière sera grande. La largeur totale de désintégration diproton va donc dépendre de l'interaction entre les deux protons dans l'état final, via le terme ε.

1.3.2) Interaction dans l'état final

Des particules produites au cours d'une réaction peuvent fortement interagir entre elles avant de se trouver hors de portée de leur interaction mutuelle. Cette interaction peut influencer de façon appréciable les propriétés de la réaction, notamment sa section efficace, les distributions angulaires et les spectres en énergie des particules produites, mais sans jouer de rôle dans le mécanisme de la réaction primaire. Ces interactions sont désignés sous le terme générique d'interaction dans l'état final ([Wats :52], [Migd :55]). Historiquement, Watson s'est d'abord intéressé aux processus vérifiant les conditions générales suivantes :

(i) L'interaction mise en jeu au cours de la réaction est de courte portée.

(ii) L'interaction dans l'état final est d'autant plus intense que les énergies relatives entre les particules produites sont faibles.

(iii) L'interaction dans l'état final est fortement attractive.

Lors de ces premières études, les effets de l'interaction coulombienne étaient négligés, si bien que les différences entre l'interaction nn et l'interaction pp étaient faibles. Phillips a évalué quantitativement l'effet de la répulsion coulombienne entre deux protons produits dans l'état final [Phil :64]. Nous allons donner dans le paragraphe suivant un aperçu théorique sur l'interaction dans l'état final, et présenter ensuite des exemples de mise en évidence expérimentale de cet effet au cours de certaines réactions.

1.3.2.1) Aspects théoriques

Pour étudier l'interaction dans l'état final, on considère que le potentiel décrivant la réaction est la superposition de deux termes :

- un potentiel d'interaction V responsable de la réaction qui produit les particules dans l'état final.
- un potentiel d'interaction dans l'état final v qui décrit les interactions entre les particules produites dans l'état final.

Dans ce qui suit, on se place dans le cas où les deux protons sont produits dans un état singulet avec une énergie relative faible. L'interaction intervenant dans la réaction sera supposée de courte portée. Le modèle utilisé est celui de Phillips [Phil :64]. On posera :

$$\hbar = c = 1$$

L'opérateur d'interaction dans l'équation de Schrödinger est la somme des deux contributions, v et V. Watson a démontré que l'amplitude de transition entre l'état initial et l'état final s'écrit dans ce cas [Wats :52] :

$$T_{fi} = \left\langle \phi_f^{(-)} \middle| V \middle| \psi_i^{(+)} \right\rangle \tag{1.26}$$

où $\psi_i^{(+)}$ est la fonction d'onde caractérisant l'état initial et $\phi_f^{(-)}$ celle de l'état final, soumis à l'interaction v seule. En présence de l'interaction coulombienne, la fonction d'onde sortante s'écrit :

$$\phi_f^{(-)} = e^{-i\delta} \frac{\left(F \cos\delta + G \ \sin\delta\right)}{kr} \tag{1.27}$$

où *F* et *G* sont respectivement les fonctions d'onde S régulière et irrégulière [Mess :59], δ le déphasage pp, k l'impulsion relative des deux protons et r leur distance de séparation. Pour de petites valeurs de r, l'expression précédente peut se simplifier selon :

$$\phi_f^{(-)} = e^{-i\delta} \sin\delta \left(1 - r/a\right) / Ckr \tag{1.28}$$

en supposant négligeables les termes d'ordre k^2r^2, k^2rr_0, et r/R (R=28,8fm) ; où *a* désigne la longueur de diffusion, *C* le facteur de pénétration de Coulomb, et r_0 la portée effective de l'interaction. *C*, *a* et r_0 sont liés par la relation :

$$C^2 k \cot g\delta + h(\eta)/R = -1/a + r_0 k^2/2 \tag{1.29}$$

où le paramètre de Sommerfeld η s'exprime selon :

$$\eta = e^2/\hbar u \tag{1.30}$$

avec u vitesse relative des deux protons. C est lui-même relié à η par la relation :

$$C^2 = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \tag{1.31}$$

et h(η) s'écrit comme un développement en série de η [Jack :50] :

$$h(\eta) = -\ln(\eta) - 0{,}5572 + \eta^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n\left(n^2 + \eta^2\right)} \tag{1.32}$$

La figure 1.5 représente le spectre en énergie totale E de la paire de nucléons dans le centre de masse pour une réaction du type A+B → X+2N, où N désigne un nucléon. Sur la figure sont représentés les résultats des calculs dans le cas d'une interaction pp ou nn dans l'état final et en traits hachurés ceux obtenus sans considérer l'interaction dans l'état final. On constate que la prise en compte de l'interaction dans l'état final modifie fortement l'allure du spectre, qui se caractérise par un pic marqué pour une valeur de E autour de 0,5MeV. On constate que

dans le cas de l'interaction pp, le pic est moins intense et plus large, conséquence de la répulsion coulombienne entre les deux protons.

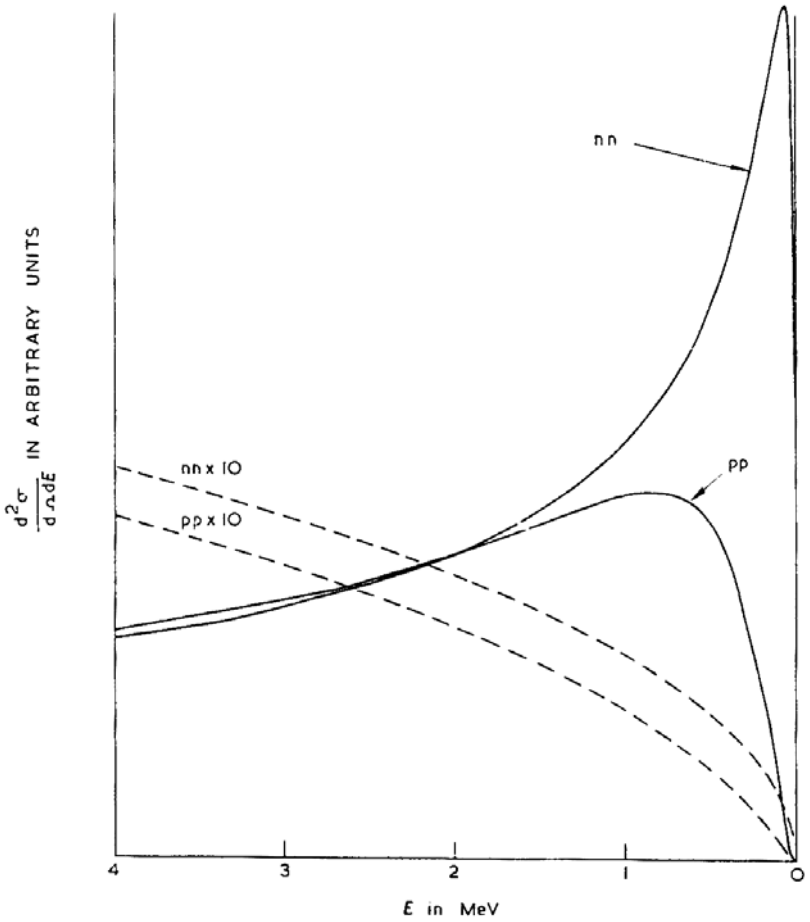


Figure 1.5 : Spectre théorique en énergie de la particule X produite au cours d'une réaction du type A+B → X+2N, où la paire de nucléons N est constituée de deux protons ou de deux neutrons. L'interaction responsable de la réaction est supposée de courte portée. En pointillés est représentée le résultat du calcul effectué en ne tenant pas compte de l'interaction dans l'état final, l'échelle en ordonnées étant multiplié par un facteur 10 [Phil :64].

1.3.2.2) Manifestations expérimentales de l'interaction pp

Un certain nombre d'expériences ont été menées afin d'étudier l'interaction pp dans l'état final. La plupart ont utilisé des réactions du type A+B → X+ p+p, dans lesquels on détecte l'éjectile X. Davis et al. ont ainsi étudié la réaction de cassure d(p,n)2p en bombardant une cible gazeuse de deutérium par un faisceau de protons et en détectant le neutron émis [Davi :73]. La figure 1.6 montre les spectres obtenus pour différentes valeurs de l'énergie du proton incident et à un angle de 3,5° dans le référentiel du laboratoire. Sur ces spectres, on constate la présence d'un pic marqué pour des énergies neutron élevées, signature de l'existence d'une interaction pp dans l'état final. Ces données ont été comparées avec les formules de Phillips,d'une part en adoptant le formalisme de Watson-Migdal et d'autre part

celle de l'approximation impulsion [Satc :80], où la réaction est décrite comme une superposition de collisions individuelles entre le nucléon incident et les nucléons constituant le noyau cible. L'accord est meilleur avec l'approximation impulsion car la fonction d'onde du deuton est étendue ce qui allonge la portée du potentiel d'interaction responsable de la production des particules dans l'état final.

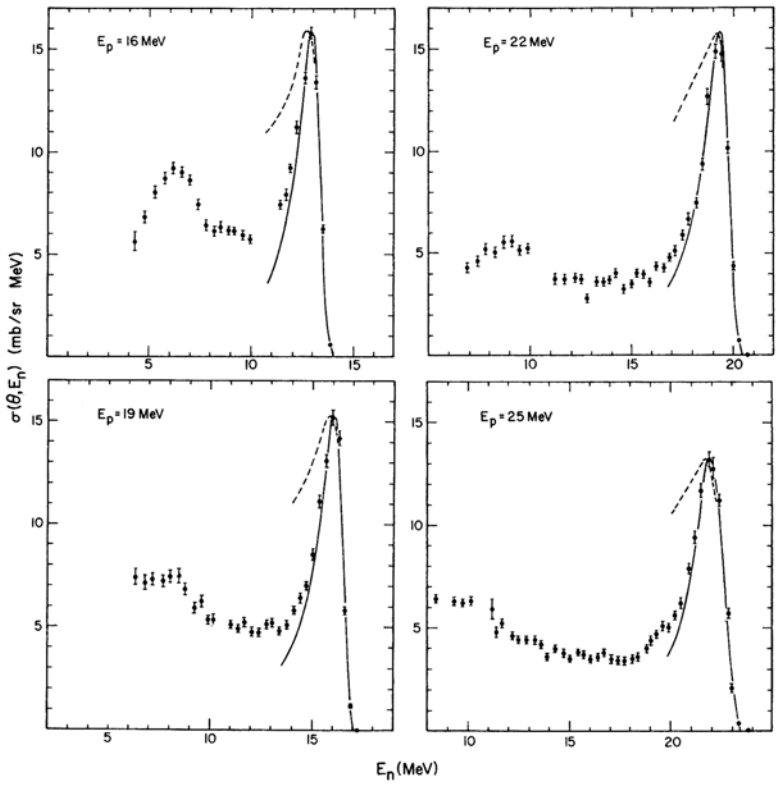


Figure 1.6 : Spectres en énergie du neutron émis au cours de la réaction $^{2}H(p,n)2p$, mesurés à un angle de 3,5° dans le laboratoire, pour différentes énergies du proton incident. Les données sont comparées aux calculs de l'interaction pp dans l'état final dans l'approximation de Watson-Migdal (ligne en pointillés) et dans l'approximation impulsion [Davi :73].

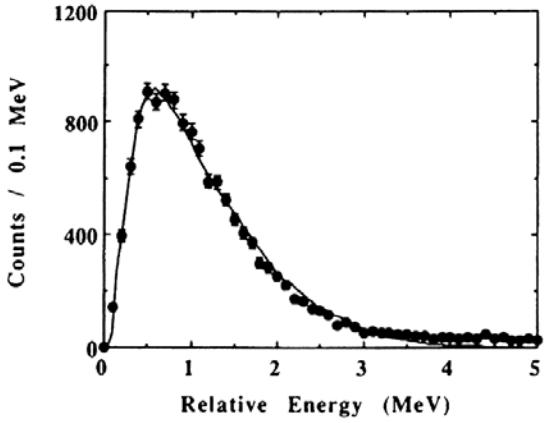


Figure 1.7 : Spectre de l'énergie relative des deux protons pour la réaction $^{12}C(d,^{2}He)^{12}B(g.s)$ à 0°. La courbe est le résultat de calculs de simulation Monte-Carlo utilisant l'approximation de Watson-Migdal [Ohnu :93].

Dans d'autres expériences, les deux protons produits par la réaction ont été détecté en coïncidence afin de mesurer leurs énergies et leur angle relatif. Congedo et al. ont étudié de manière exhaustive l'interaction *pp* au cours de la réaction (^{3}He, ^{2}He) en bombardant différentes cibles avec un faisceau de ^{3}He, pour différentes énergies [Cong :80]. Le spectre en énergie relative des deux protons est piquée à 600keV pour une largeur à mi-hauteur de 400keV, et décroît lentement pour les grandes énergies. Plus récemment, Ohnuma et al. ont effectué le même type d'étude à l'aide de la réaction ^{12}C(d, ^{2}He)^{12}B(g.s) [Ohnu :93]. La figure 1.7 montre le spectre expérimental en énergie relative des deux protons, piqué vers 0,5MeV, qui est en bon accord avec les prévisions de la théorie de Watson et Migdal de l'interaction dans l'état final.

1.3.3) Largeur totale de désintégration diproton

La largeur totale de désintégration diproton Γ_{dip} est reliée à la largeur partielle Γ_{part} selon la relation :

$$\Gamma_{dip} = \hbar \ln 2 / t_{1/2} = \int \Gamma_{part}(\varepsilon)\rho(\varepsilon)\, dE_{2p} \qquad (1.33)$$

où $\rho(\varepsilon)$ est la densité d'états de ^{2}He, $t_{1/2}$ est la demi-vie de l'émission diproton et E_{2p} l'énergie totale des deux protons. Les prévisions sur la valeur de Γ_{dip} dépendent de la forme de $\rho(\varepsilon)$ utilisée. Le calcul peut se faire selon deux formalismes différents : le formalisme de la matrice R et celui de l'interaction dans l'état final.

1.3.3.1) Densité d'états dans la théorie de la matrice R

Nous ne développerons pas ici tout le formalisme de la théorie de la matrice R. Nous allons simplement donner le cadre d'application de cette théorie et comment elle permet de prédire la valeur de la largeur de désintégration ^{2}He. Les hypothèses de la matrice R sont les suivantes [Lane :58]:

(i) Les effets relativistes sont négligés, c'est-à-dire que l'on se place dans le cadre de la mécanique quantique non relativiste.
(ii) Les processus où plus de deux noyaux sont produits sont négligés.
(iii) Aucun processus de création ou de destruction ne se produit au cours de la réaction, ce qui a pour conséquence d'exclure les mécanismes avec production de photons.
(iv) Pour toute paire de noyaux, il existe une distance radiale finie de séparation au-delà de laquelle les deux noyaux n'interagissent plus.

L'hypothèse (ii) est assez réductrice. Cependant, il est possible d'utiliser la théorie de la matrice R pour décrire une réaction de désintégration à trois corps en la modélisant comme une succession de deux réactions de désintégrations à deux corps. Ainsi, pour l'émission ^{2}He, la réaction est décrite comme deux réactions à deux corps successives, avec émission de la quasiparticule ^{2}He lors de la première, la seconde correspondant à la désintégration en deux protons de ^{2}He. Dans ce cas, les deux protons à l'intérieur de la quasiparticule ^{2}He ont une énergie relative nulle et en conséquence, la densité d'états se réduit à une fonction de Dirac. Cependant cette description est d'autant moins correcte que la durée de vie de l'état intermédiaire est courte. Nous verrons (cf. 1.3.6) qu'elle conduit à une surestimation dans la prédiction de la largeur totale de désintégration Γ_{dip}.

1.3.3.2) Densité d'états dans le cadre de l'interaction dans l'état final

Friedman et Lynch ont élaboré un modèle statistique très général pour décrire la désexcitation d'un noyau composé par émission de particules [Frie :83]. Ce modèle permet de prédire l'évolution de tels systèmes en terme de multiplicités et énergies d'une particule produite donnée, et la dépendance de ces paramètres par rapport à l'énergie d'excitation, la masse du noyau composé. Ce modèle peut être étendu au cas où le système composé émet des résonances, qui elles-mêmes se désintègrent en particules. Bernstein et al. ont ainsi étudié les réactions produisant certaines de ces résonances, en particulier ^{2}He [Bern :84]. Ils ont calculé notamment le taux moyen de protons émis provenant de la désintégration de ^{2}He et ont prédit, dans le cadre de l'interaction de l'état final et en se basant sur les données expérimentales de Van Driel et al. [Drie :80], l'expression suivante pour la densité d'état ρ(ε):

$$\rho(\varepsilon) = \begin{cases} a\dfrac{\eta}{e^{2\pi\eta}-1}\dfrac{\sin^2\delta(k)}{k} & \varepsilon \leq 2\text{MeV} \\ b\exp(-c\varepsilon) & \varepsilon \geq 2\text{MeV} \end{cases} \tag{1.34}$$

où les paramètres *a* et *b* sont choisis de façon à ce que la densité ρ soit normalisée et continue en ε=2MeV, *c* un paramètre libre, les autres coefficients étant les mêmes qu'au *1.3.2.1*. Le taux d'émission ^{2}He dépend dans ce cas à la fois du facteur de pénétration et de l'interaction des deux protons dans l'état final.

1.3.4) Modèle à trois corps de l'émission diproton

Nous avons précédemment décrit l'émission diproton comme le franchissement, par une quasiparticule ^{2}He d'énergie E, d'une barrière créée par le noyau fils. Un problème se pose dans le cas du modèle diproton : on considère dans cette description une résonance où l'énergie relative des deux protons à l'intérieur de la quasiparticule est nulle. Or cette dernière hypothèse implique, en vertu du principe d'incertitude de Heisenberg, que la quasiparticule a une taille infinie. Grigorenko et al. ont donc proposé une autre approche pour l'étude de l'émission de deux protons, basée sur un calcul général à trois corps [Grig :00], et l'ont appliqué à deux candidats prometteurs : le ^{48}Ni, identifié récemment au GANIL [Blan :00] et le ^{19}Mg, non observé jusqu'ici. Leur modèle utilise la méthode des harmoniques hypersphériques (HH), qui permet d'étudier certains problèmes à trois corps. Son principe consiste à développer les fonctions d'espace sur la base complète des polynômes harmoniques, sur une hypersphère à 3(n-1) dimensions pour un système de n particules en interaction, après élimination du centre de masse [Fabr :69]. Cette méthode a été utilisée avec succès pour la description de systèmes à trois corps, comme les noyaux à halos de deux neutrons [Zhuk :93]. Pour l'étude du noyau émetteur deux protons, le système considéré sera constitué par le noyau fils, qui jouera un rôle analogue au cœur d'un noyau à halo, et les deux protons.

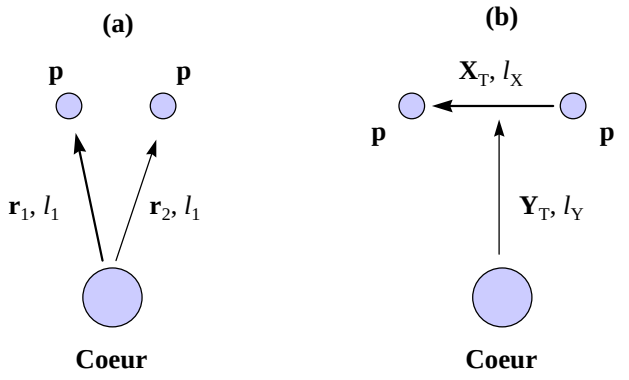


Figure 1.8 : (a) Systèmes de coordonnées spatiales. (b) Systèmes de coordonnées en `T` de Jacobi [Grig :00].

Pour l'étude de ce problème, on utilise un système de coordonnées de Jacobi 'T' (cf. fig. 1.8), où l'on définit par généralisation des coordonnées polaires, un hyperrayon ρ et un hyperangle θ_ρ selon :

$$\rho = \frac{1}{2} X_T^2 + \frac{2A_{coeur}}{A_{coeur}+2} Y_T^2 \tag{1.35}$$

$$\theta_\rho = \arctan\left(\sqrt{\frac{A_{coeur}+2}{4A_{coeur}}}\frac{X_T}{Y_T}\right) \tag{1.36}$$

La fonction d'onde Ψ décrivant le système est développé selon :

$$\Psi(X,Y) = \rho^{-5/2} \sum_{K\gamma} \chi_{K\gamma}(\rho)\, J_{K\gamma}(\Omega_\rho) \tag{1.37}$$

où les fonctions $J_{K\gamma}(\Omega_\rho)$ forment une base orthonormée complète sur l'hypersphère de dimension 6 $\Omega_\rho=\{\theta_\rho, \Omega_X, \Omega_Y\}$ et de rayon ρ fixé. Le nombre quantique K est appelé hypermoment et est un moment angulaire généralisé ($K= l_x+ l_y+ 2n$; $n=0, 1, ...$), l'indice γ désignant l'ensemble des nombres quantiques restant. Lorsque le développement (1.37) est inséré dans l'équation de Schrödinger, on obtient un système d'équations différentiels couplées de la variable ρ. Dans le cas d'un état résonnant de largeur Γ, celle-ci est de la forme :

$$\left(\hat{H} - E + i\frac{\Gamma}{2}\right)\Psi^{(+)}(\rho,\Omega_\rho) = 0 \tag{1.38}$$

Cette équation est résolue approximativement selon l'idée que la fonction d'onde caractérisant une résonance étroite est non nulle sur un intervalle bien défini $0<\rho<\rho_b$:

$$(\hat{H} - E_b)\Psi_b(\rho,\Omega_\rho) = 0 \tag{1.39}$$

et nulle pour $\rho\geq\rho_b$, ρ_b étant de l'ordre du rayon nucléaire. La fonction d'onde Ψ_b est alors utilisée comme terme source :

$$(\hat{H} - E_b)\Psi^{(+)}(\rho,\Omega_\rho) = -i(\Gamma/2)\Psi_b(\rho,\Omega_\rho) \tag{1.40}$$

La largeur partielle de désintégration est obtenue en appliquant le théorème de Green :

$$\Gamma = \frac{1}{M} \frac{\mathrm{Im} \int d\Omega_\rho \, \Psi^{(+)*} \rho^{5/2} \left(\frac{d}{d\rho} \right) \rho^{5/2} \, \Psi^{(+)} \Big|_{\rho_{max}}}{\int d\Omega_\rho \int_0^{\rho_{max}} d\rho \, \rho^5 \left| \Psi^{(+)} \right|^2} \tag{1.41}$$

Cette formule s'interprète comme le rapport entre le courant à travers l'hypersphère de rayon r_{max} , lié à la portée de l'interaction mise en jeu, et le nombre de particules à l'intérieur de cette hypersphère.

Les autres approximations sont reliées à la forme du potentiel coulombien à trois corps. Pour calculer la largeur, on considère dans l'espace ordinaire des potentiels d'interaction pp de type s [Grig :00], tandis que les potentiels d'interaction cœur-proton sont de type Woods-Saxon ([Zhuk :93], [Zhuk :95]). Ces potentiels sont ensuite transformés pour être exprimés en fonction des coordonnées hypersphériques. En particulier, tout potentiel d'interaction à deux corps de la forme $V_0 r^m$ (avec m entier) dans l'espace ordinaire, possède la même forme radiale dans l'hyperespace [Fabr :69].

1.3.5) Prédictions des modèles

La figure 1.9 montre le résultat des prédictions pour la largeur de ^{19}Mg et ^{48}Ni en fonction de l'énergie cinétique totale disponible pour les deux protons. On présente également les résultats d'un calcul qui suppose que les deux protons sont émis simultanément avec un moment angulaire orbital individuel ℓ nul et avec un moment angulaire orbital ℓ_{SM} correspondant à la configuration du modèle en couches pour les protons de valence (ℓ_{SM} = 2 pour ^{19}Mg, ℓ_{SM} = 3 pour ^{48}Ni). On constate pour chaque modèle la forte influence de la valeur de l'énergie d'émission : pour une variation de quelques centaines de keV, la largeur de désintégration varie d'un facteur de plusieurs ordres de grandeur. Le modèle diproton donne les valeurs de largeur plus élevées que pour le modèle à trois corps. Pour tester ce dernier, Grigorenko et al. ont calculé la largeur de désintégration de l'état fondamental de ^{6}Be et obtenu une valeur de 0,09MeV, proche de la valeur expérimentale ([Dani :87], [Boch :89]).

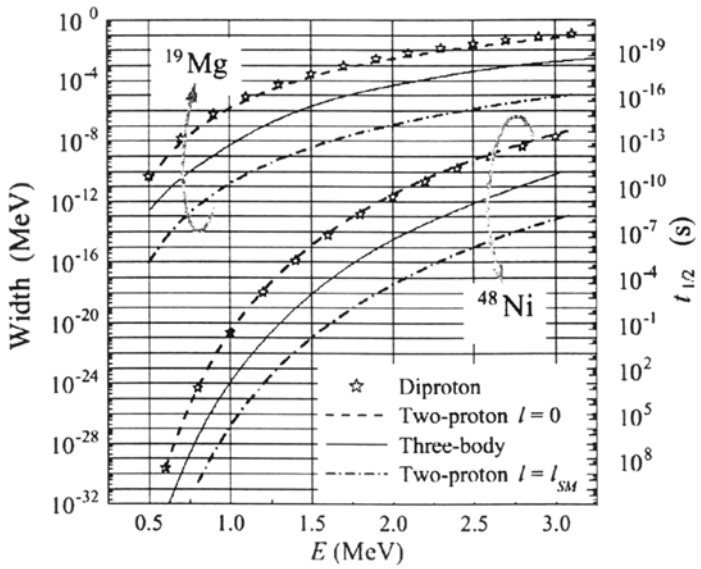


Figure 1.9 : Largeur en fonction de l'énergie totale disponible pour les deux protons dans le cas de ^{19}Mg et ^{48}Ni. Les deux courbes en traits pleins sont calculés par l'expression (1.41). Les étoiles représentent les résultats du modèle diproton ; les courbes en pointillés ceux de l'émission non corrélée de deux protons avec ℓ =0 ; celles en traits points le même calcul avec $\ell = \ell_{SM}$ [Grig :00].

Il est néanmoins pour l'instant difficile d'infirmer l'un de ces modèles, du fait du manque de données expérimentales. L'avantage du modèle diproton est sa relative simplicité, mais il introduit de nombreuses hypothèses, notamment sur l'énergie relative ε de la paire pp et l'allure de la densité d'états ρ(ε). Le modèle à trois corps de Grigorenko et al. a l'avantage d'être très général et traite de façon plus satisfaisante le problème à trois corps mais est plus délicat à mettre en œuvre.

1.3.6) Recherches expérimentales de l'émission diproton

Les tentatives de mise en évidence de l'émission diproton dans les noyaux au voisinage et au-delà de la *drip-line* proton sont récentes. Jusqu'à la fin des années 70, les techniques de production de tels états étaient limitées et utilisait essentiellement des réactions de multitransfert à partir de faisceaux stables, le plus souvent avec des taux de production assez faibles. Grâce au développement des faisceaux radioactifs, de nouvelles opportunités sont offertes pour l'étude de ce type d'émission car on peut augmenter les sections efficaces de production des noyaux candidats. L'émission diproton a été recherchée à partir de l'état fondamental de noyaux non liés, mais aussi de certains états excités de noyaux liés. Des cas d'émission de deux protons, précédée d'une désintégration β d'un noyau précurseur (émission dite β2p retardée), ont été également observés.

1.3.6.1) Recherche de l'émission diproton depuis l'état fondamental

La première tentative de mise en évidence expérimentale d'une émission ^{2}He a été effectuée par Geesaman et al. sur l'état fondamental de ^{6}Be [Gees :77]. La figure 1.10 illustre le schéma de niveau pour ce noyau. La réaction de peuplement utilisé est la réaction de transfert ^{6}Li(^{3}He,t)^{6}Be effectuée en bombardant une cible de ^{6}Li par un faisceau de ^{3}He à une énergie de 24MeV. L'état ^{6}Be se désintègre selon ^{6}Be → α+p+p. Des mesures en coïncidence α+t ont été effectués afin de reconstruire les spectres en énergie des particules α provenant de la désintégration de ^{6}Be qui ont ensuite été analysés dans le cadre de deux hypothèses :

(i) celle d'une désintégration avec une interaction dans l'état final entre les deux protons.
(ii) celle d'une désintégration séquentielle via l'état non lié ^{5}Li.

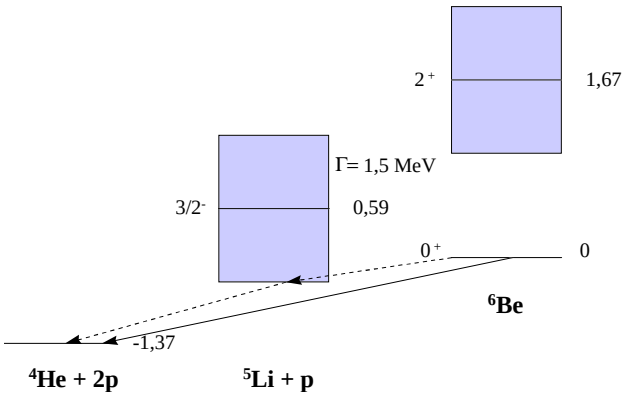


Figure 1.10 : Schéma de la décroissance par émission de deux protons de ^{6}Be. Les zones grisées représentent la largeur naturelle des états mis en jeu.

Aucune de ces deux hypothèses ne s'est avérée en accord avec les données expérimentales. Une autre série d'expériences a été mené par Bochkarev et al. sur ce même noyau de ^{6}Be ainsi que sur son premier état excité. Lors de l'étude la plus récente [Boch :92], l'état fondamental de ^{6}Be(g.s.) était produit par la même réaction que dans l'expérience de Geesaman et al. mais en utilisant un faisceau de ^{3}He à une énergie de 40MeV. Des mesures de double (t+α, t+p) et triple (t+α+p) coïncidences ont été effectués et les spectres en énergie de ces différentes particules obtenus pour ces événements. Dans le spectre en énergie des tritons (cf. fig. 1.11), les deux pics correspondent à la production et à la désintégration de ^{6}Be dans son état fondamental et son premier état excité 2^+ et ont été ajustés avec des distributions de Breit-Wigner. Les événements de triple coïncidence permettent une analyse cinématique complète et les spectres en énergie des α obtenus pour différents angles dans le cas de ^{6}Be(g.s.) sont représentés sur la figure 1.12. Ces données ne peuvent être interprétés dans le cadre du formalisme de la matrice R. En effet, l'émission séquentielle via l'état ^{5}Li se confond avec l'émission à trois corps direct à cause de la grande largeur naturelle de l'état intermédiaire. Un tel processus est aussi qualifié de démocratique. Sur la figure 1.12, une analyse des données a été effectuée, en utilisant un développement de l'amplitude de désintégration de ^{6}Be selon les hyperharmoniques sphériques (cf. 1.3.5) et en rajoutant une interaction dans l'état final qui traduit la répulsion coulombienne entre les produits de désintégration. Cette analyse est en bon accord avec les données expérimentales.

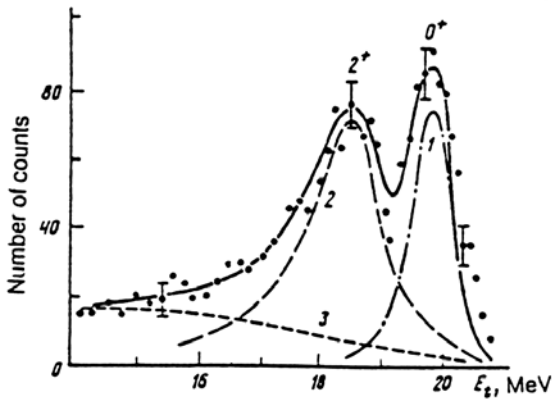


Figure 1.11 : Spectre en énergie des tritons produits par la réaction ^{6}Li(^{3}He, t+α+α+p)p pour les valeurs d'angle de détection θ_t=-59,5°; θ_α=53,5° et θ_p=67,5° dans le laboratoire. Les pics correspondent à la production suivie de la désintégration de ^{6}Be(0^+) et ^{6}Be*(2^+). Les courbes 1 et 2 sont ajustées sur les données selon la somme deux expressions de Breit-Wigner. La courbe 3 montre l'espace de phase pour les quatre particules t+α+p+p [Boch :92].

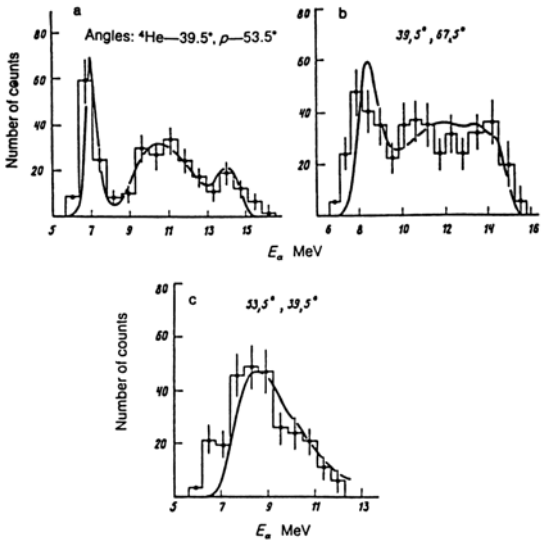


Figure 1.12: Spectres en énergie des particules α mesurés pour différents angles, lors de la désintégration de ^{6}Be(0^+). Les courbes représentent un ajustement réalisé selon un développement sur les fonctions hyperharmoniques sphériques.

Un autre noyau, non lié, candidat pour l'émission diproton depuis son état fondamental est ^{12}O. Cet état a été produit au NSCL/MSU [Kryg :95] en bombardant une cible de ^{9}Be par un faisceau radioactif constitué de ^{13}O, à une énergie de 33,4MeV par nucléon. Le noyau fils ^{10}C et les deux protons étaient ensuite détectés en coïncidence afin de mesurer leurs énergies et leurs angles d'émission respectifs. Ceci a permis une reconstruction du spectre de chaleur de réaction Q_{2p}, où l'on observe un pic caractéristique de la formation de ^{12}O, et l'angle relatif entre les deux protons évalué dans le référentiel du centre de masse à trois corps (cf. fig. 1.13).

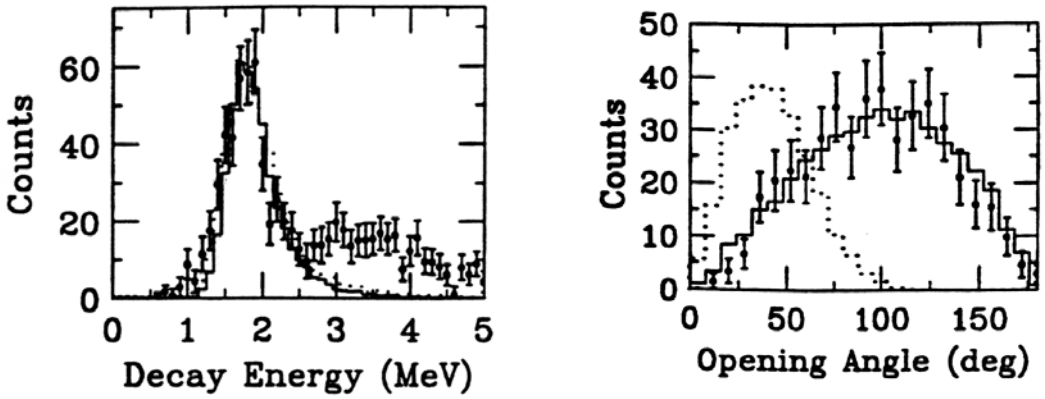


Figure 1.13 : *A gauche :* Energie de désintégration pour les événements de coïncidences ^{10}C+2p. *A droite :* Spectre en angle relatif des deux protons, issus de la désintégration de l'état fondamental de ^{12}O, évalué dans le référentiel du centre de masse à trois particules. Sur les deux spectres, l'histogramme en pointillés est le résultat d'un calcul Monte-Carlo basé sur l'hypothèse d'une émission ^{2}He, et celui en trait plein est obtenu en supposant une émission séquentielle via l'état ^{11}N. Dans le cas de l'émission ^{2}He, l'échelle en ordonnées a été abaissé d'un facteur ½ [Kryg :95].

Ces données ont été comparées à des simulations Monte-Carlo où la réaction à trois corps est décrite comme une succession de désintégrations à deux corps selon deux cas limites :

(i) l'émission d'une résonance ^{2}He, qui se désintègre à son tour en deux protons.

(ii) une émission séquentielle des deux protons via l'état ^{11}N.

Dans les deux cas la forme adoptée pour la résonance ^{12}O est du type Breit-Wigner :

$$N(E,U) = \frac{\Gamma_1(E,U)\,\rho(U)}{\left(E - Q_{2p}\right)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{tot}^2(E)} \tag{1.44}$$

où $\Gamma_{tot}(E)$ est la largeur totale de l'état parent, E l'énergie totale de désintégration et U l'énergie relative de la seconde désintégration. La largeur partielle de désintégration $\Gamma_1(E,U)$ étant définie à partir de l'expression (1.24) :

$$\Gamma_1(E,U) = 2\,\theta_1^2\,\gamma_1^2\,P_\ell(E - U) \tag{1.45}$$

La densité d'état $\rho(U)$ est donnée par une expression du type (1.34) dans le cas (i) et par :

$$\rho(U) = \frac{1}{2\pi}\frac{\Gamma_2(U)}{\left(U - Q_{1p}\right)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_2^2(U)} \tag{1.46}$$

dans le cas (ii), Q_{1p} étant ici la chaleur de désintégration 1p de ^{11}N dans son état fondamental, et $\Gamma_2(U)$ la largeur de cet état. Le spectre de l'angle relatif entre les deux protons a été

comparé aux simulations dans le cadre de ces deux hypothèses. Les calculs basés sur l'hypothèse d'une émission ^{2}He (en supposant que le moment angulaire orbital emporté par ^{2}He est nul) sont en désaccord avec les données expérimentales. Une limite supérieur de 7% pour le rapport de branchement diproton a été déduite. Elle est nettement inférieure aux prévisions de la théorie de la matrice R (aux alentours de 40%), où la densité d'états est remplacé par une fonction de Dirac. L'hypothèse d'une désintégration séquentielle via un état ^{11}N supposé à 1,9MeV et de largeur 1,5MeV ne reproduit pas la largeur du pic Q_{2p}.

Afin de préciser les caractéristiques de cet état, une étude de l'état ^{11}N via une reconstruction cinématique par mesure de l'énergie et des angles de diffusion du noyau fils ^{10}C et du proton émis a été entreprise [Azha :98a]. La mesure de l'état fondamental dans le spectre de chaleur de réaction Q_{1p} donne une valeur de 1,45MeV pour une largeur 2,4MeV, valeurs très différentes des suppositions précédentes. En vertu de ces nouvelles informations, les données sur ^{12}O ont été réanalysées [Azha :98b] et les calculs basés sur l'hypothèse d'une désintégration séquentielle de ^{12}O via ^{11}N s'avèrent en accord avec les données expérimentales. La figure 1.14 illustre le schéma de désintégration de la résonance ^{12}O via ^{11}N.

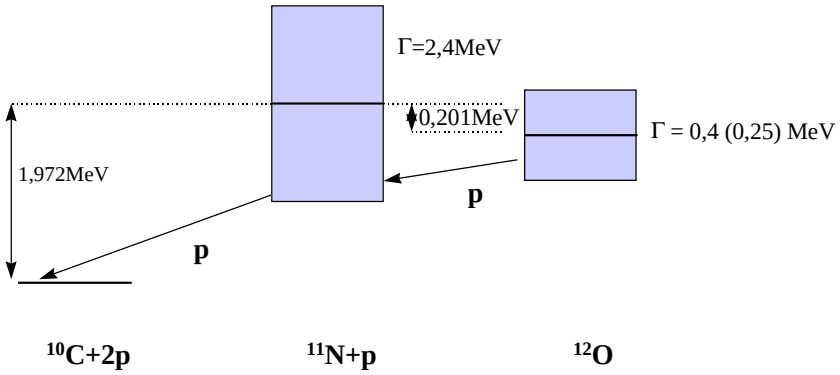


Figure 1.14 : Schéma de la désintégration séquentielle par émission de deux protons de ^{12}O via ^{11}N ([Kryg :95], [Azha :98]).

1.3.6.2) Recherche de l'émission diproton depuis un état excité

L'émission diproton à partir de certains états excités a également été recherché. Bochkarev et al. ont notamment étudié la décroissance par émission de deux protons du premier état excité de ^{6}Be [Boch :92]. La désintégration est, comme pour l'état fondamental, gouvernée par un processus démocratique.

Le schéma de la figure 1.15 montre le cas d'un autre candidat potentiel pour l'émission diproton : l'état 2^{+} à 7,77MeV de ^{14}O ([Bain :96a], [Bain :96b]). Du fait de son étroitesse (76±10 keV), la décroissance de cet état est dominée par une émission 1p vers l'état fondamental de ^{13}N. Cependant cet état est non lié du point de vue de l'émission de deux protons (S_{2p}= -1,2MeV) et le processus séquentiel s'effectuerait via la résonance $1/2^{+}$ à 2,37MeV et de largeur 33keV de ^{13}N. Dans ces conditions, le premier proton serait émis à une énergie de 775keV en emportant deux unités de moment angulaire orbital et le second proton, d'énergie 425keV aurait un moment angulaire orbital nul. Ce processus discret se distinguerait clairement d'une émission à trois corps direct ou d'une émission ^{2}He qui se caractérise par des

spectres en énergie continus pour les deux protons. L'état à 7,77MeV de ^{14}O a été obtenu en faisant réagir un faisceau radioactif de ^{13}N d'énergie 45MeV sur une cible de plastique $(CH_2)_n$. Une mesure des énergies et des angles de diffusion des protons issus de la désintégration a ensuite été réalisée. La figure 1.16 montre le spectre de la chaleur de réaction Q reconstruite. Le pic correspond à la formation de l'état résonnant à 7 ,77MeV de ^{14}O, le continuum étant dus à des réactions des noyaux constituant le faisceau sur les noyaux ^{12}C de la cible. La figure 1.16 montre également le spectre expérimental de l'angle relatif entre les deux protons, comparé à des simulations Monte-Carlo dans le cas d'une émission ^{2}He et d'une émission séquentielle via l'état à 2,37MeV dans ^{13}N. La réaction est dominée par le processus séquentiel.

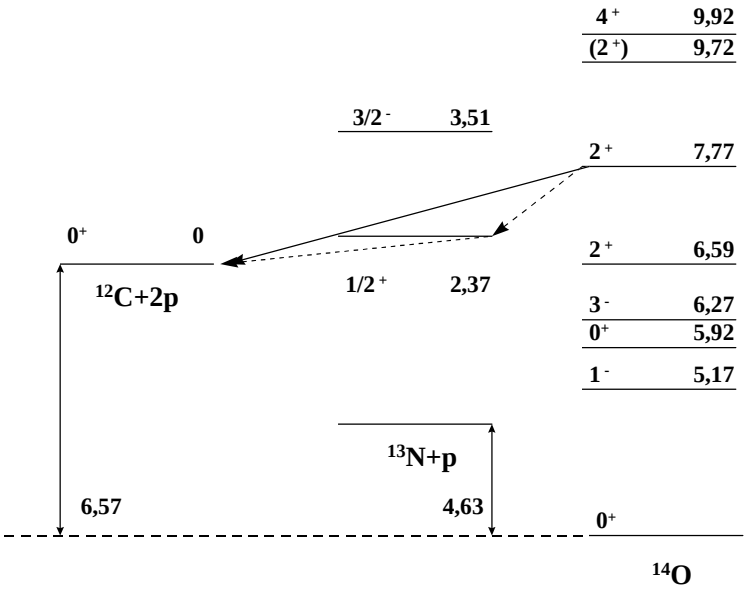


Figure 1.15 : Schéma de désintégration possible par émission diproton de l'état 2^+ à 7,77MeV de ^{14}O vers l'état fondamental de ^{12}C [Bain :96b].

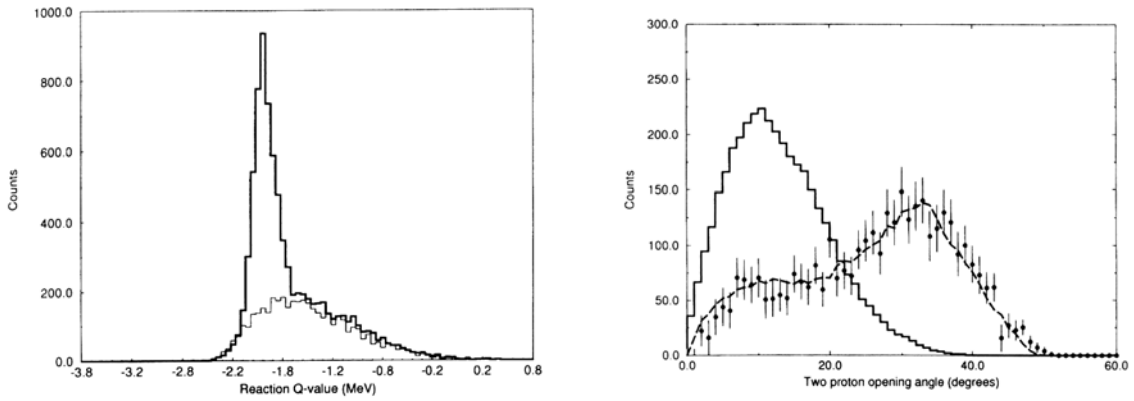


Figure 1.16 : *A gauche :* Spectres de la chaleur de réaction Q obtenu avec une cible de $(CH_2)_n$ (formation de la résonance à 7,77MeV de ^{14}O) et avec une cible de ^{12}C (sans formation de la résonance) [Bain :96b]. *A droite :* Spectre de l'angle relatif des deux protons comparé aux résultats de simulations Monte-carlo supposant une émission séquentielle (en pointillés) et une émission ^{2}He (trait plein) [Bain :96b].

Le premier état excité de ^{17}Ne (cf. fig. 1.17) est lié du point de vue de l'émission proton mais non lié du point de vue de l'émission de deux protons. Cependant, le mode de désintégration 2p vers l'état fondamental de ^{15}O est concurrencé par la désexcitation γ vers l'état fondamental de ^{17}Ne. Chromik et al. ont mesuré le taux de transition γ de cet état en le peuplant par la méthode de l'excitation coulombienne [Chro :97]. Mais le taux de transition de décroissance γ mesuré est inférieur aux prédictions théoriques. L'une des explications possibles est la présence d'une voie de désintégration 2p avec une limite inférieure pour la durée de vie estimée à 26ps [Chro :01]. Cette désintégration n'a pas pour l'instant pu être mise en évidence expérimentalement malgré plusieurs tentatives.

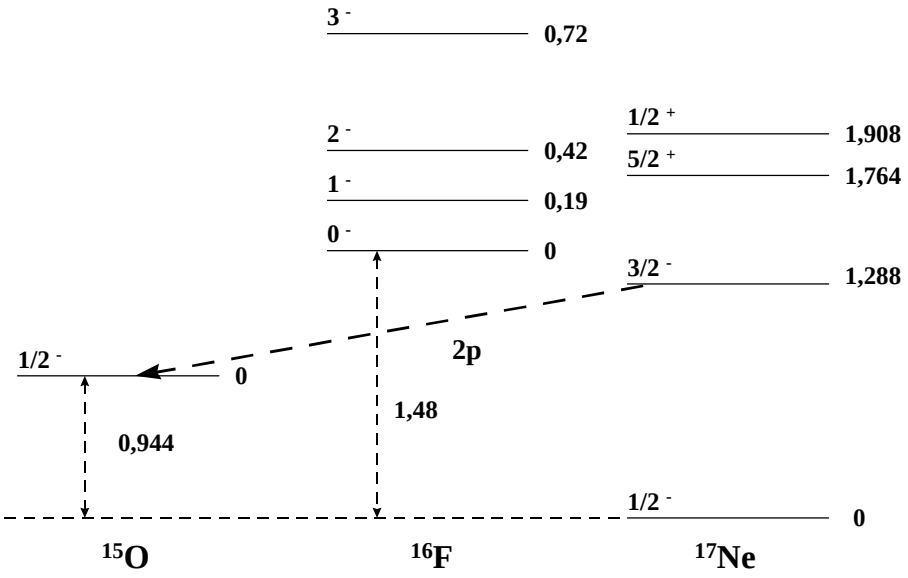


Figure 1.17 : Schéma d'une possible désintégration par émission ^{2}He du premier état excité 3/2^{-} à 1,288MeV de ^{17}Ne [Chro :97].

Un autre candidat prometteur pour l'émission ^{2}He est l'état 1^{-} à 6,15MeV de ^{18}Ne [Góme :01], car il n'y a pas d'état intermédiaire dans ^{17}F via lequel une émission séquentielle vers ^{16}O puisse avoir lieu (cf. fig. 1.18). Cet état a été formé en bombardant une cible de plastique $(CH_2)_n$ par deux faisceaux de ^{17}F, d'énergie respective 33 et 44MeV. Les événements 2p provenant de la réaction ^{17}F+p ont été analysés en reconstruisant les spectres en angle et en énergie relative des deux protons (cf. fig. 1.19). Ceux-ci semblent bien correspondre à une désintégration de l'état 1^{-} car l'espace de phase disponible pour une émission ^{2}He de l'état 2^{+} est insuffisant tandis que l'émission ^{2}He depuis l'état 2^{-} est interdite par conservation de la parité. Les données expérimentales ont été comparées à des calculs de simulation Monte-Carlo dans le cas d'une émission ^{2}He et celui d'une émission directe à trois corps. Du fait d'une trop faible couverture angulaire du dispositif expérimental, il n'est pas possible de conclure lequel, parmi ces deux mécanismes, gouverne la réaction de désintégration.

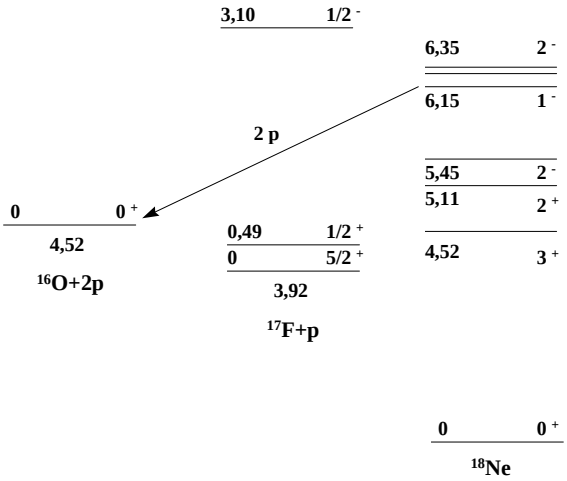


Figure 1.18 : Schéma d'une décroissance éventuelle de l'état excité 1^- à 6,15MeV de ^{18}Ne par émission diproton [Góme :01]

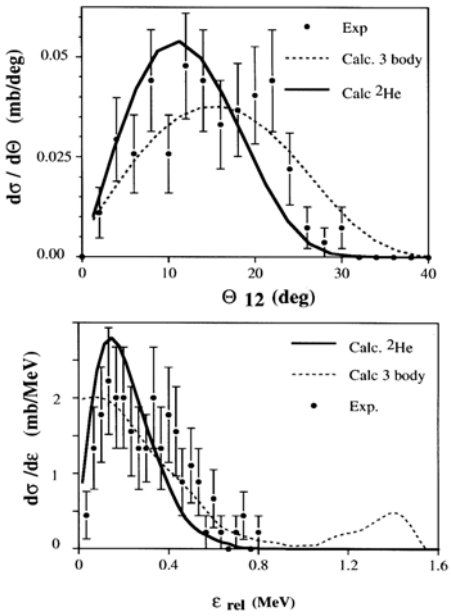


Figure 1.19 : *En haut :* Distribution expérimentale pour l'angle relatif des deux protons comparée aux résultats de calculs de simulation Monte-Carlo supposant une émission ^{2}He (trait plein) et une désintégration non corrélée [Góme :01]. *En bas :* Distribution en énergie relative des deux protons comparée aux mêmes simulations [Góme :01].

1.3.6.3) Emission de deux protons β retardé

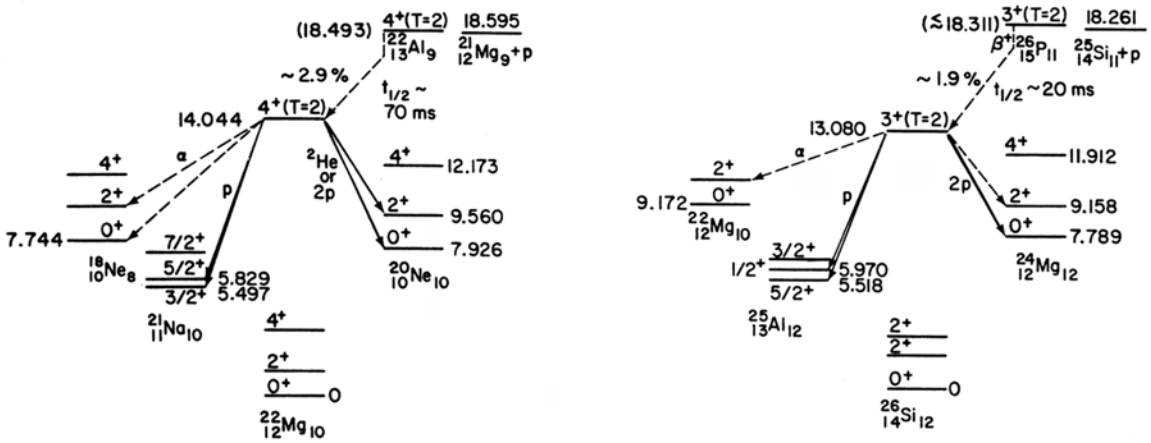


Figure 1.20 : Schéma de la désintégration pour ^{22}Al (à gauche) et pour ^{26}P (à droite) [Cabl :84].

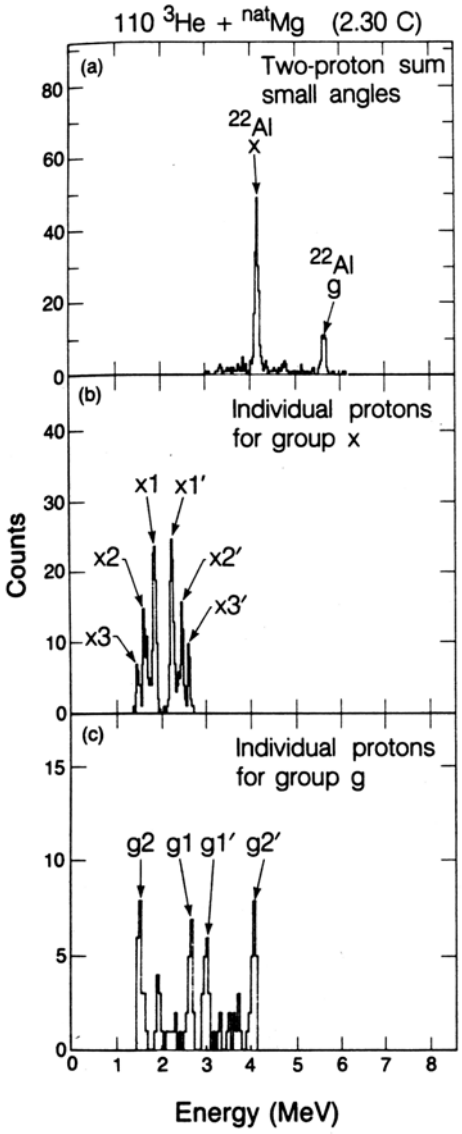


Figure 1.21 : Spectres mesurés pour des coïncidences proton-proton, issues de la désintégration de ^{22}Al, produit en bombardant une cible de ^{24}Mg avec un faisceau de ^{3}He. (a) Spectre de la somme des énergies des deux protons. Les pics x et g correspondent respectivement aux transitions vers le premier état excité de ^{20}Ne et vers son état fondamental. (b) Spectre de l'énergie individuelle pour les protons du groupe x. (c) Même spectre pour les protons du groupe g [Cabl :84].

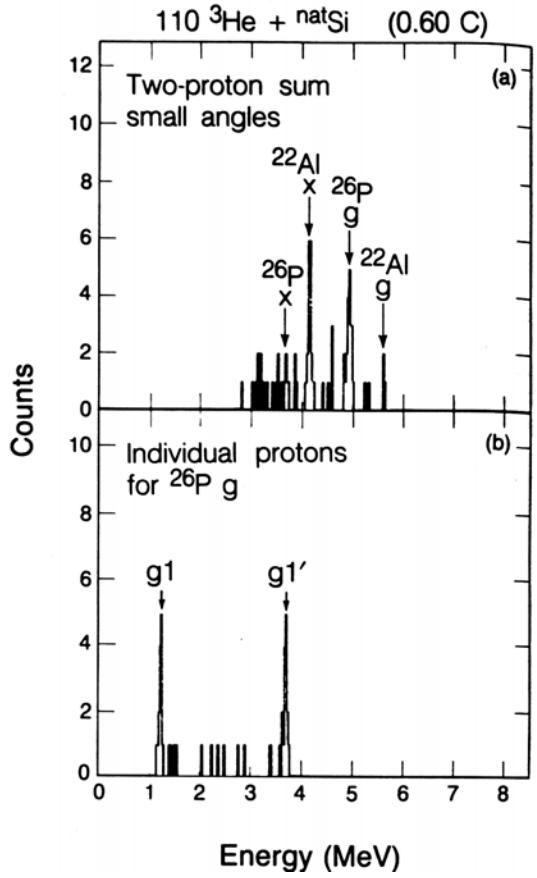


Figure 1.22 : Spectres mesuréspour des coincidences proton-proton, issus de la désintégration de ^{22}Al et ^{26}P, produits en bombardant une cible de silicium avec un faisceau ^{3}He. (a) Spectre de la somme des énergies des deux protons. (b) Spectres en énergie individuelle des protons correspondant à une transition vers l'état fondamental de ^{24}Mg. [Cabl :84].

L'émission de deux protons β retardé a été prévue par Goldansky en 1980 ([Gold :80]). Ce processus se caractérise par une désintégration β d'un noyau précurseur vers un état excité du noyau fils qui se désexcite par émission de deux protons. La figure 1.20 illustre la situation dans le cas des noyaux ^{22}Al et ^{26}P [Cabl :84]. Dans le cas de ces deux noyaux, la transition β est superpermise et s'effectue vers un état isobarique analogue. Cable et al. ont étudié les

caractéristiques de cette réaction pour ces deux noyaux. Les réactions de peuplement ^{24}Mg(^{3}He, p4n)^{22}Al et ^{28}Si(^{3}He,p4n)^{26}P ont été réalisés en bombardant respectivement une cible de ^{24}Mg et ^{28}Si par un faisceau de ^{3}He d'énergie 110MeV. Les produits de recul sont stoppés et transportés par un jet d'hélium jusqu'à une chambre de détection. Les protons étaient détectés par deux systèmes de détection couvrant des angles relatifs compris entre 0° et 70° pour les faibles angles, entre 70° et 170° pour les grands angles. Ceci permettait de distinguer entre un processus d'émission ^{2}He, où les protons n'auraient été détectés que dans les détecteurs à bas angle, d'un processus séquentiel ou direct où les protons sont émis indifféremment à grands et bas angles. La figure 1.21 représente les spectres en énergie individuelle et sommée des deux protons obtenus avec la cible de magnésium. La structure discrète du spectre en énergie individuelle est caractéristique d'une émission séquentielle car le premier proton émis a une énergie bien déterminée. Deux groupes de protons, étiquetés g et x ont été observés et correspondent respectivement à une transition via l'état fondamental et le premier état excité de ^{20}Ne. La figure 1.22 montre les même spectres obtenus avec la cible de silicium. Dans le spectre en énergie individuelle, deux pics supplémentaires sont obtenus et caractérisent l'émission β2p retardés de ^{26}P. Là aussi, l'émission des deux protons s'effectue de manière séquentielle.

D'autres noyaux émetteurs β2p retardés ont été observés depuis. C'est le cas par exemple de ^{39}Ti. ^{39}Ti était un noyau candidat pour l'émission 2p depuis son état fondamental et Détraz et al. ont tenté de la mettre expérimentalement en évidence, mais n'ont pu détecter qu'une désintégration β [Détr :90]. Moltz et al. ont montré que cette désintégration β était suivi d'une émission séquentielle de deux protons [Molt :92].

1.3.6.4 Notre expérience

Dans le cadre d'une étude des émissions proton et de deux protons par des noyaux légers, déficients en neutrons, de la région A=20, nous avons entrepris une expérience auprès du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), situé à Caen. La méthode utilisée est semblable à celle utilisée par exemple pour l'étude du noyau ^{12}O. Elle consiste à envoyer un faisceau radioactif, produit à partir de la fragmentation d'un faisceau primaire stable. Ce faisceau secondaire bombarde ensuite une cible afin de produire des états résonnants. Les particules, proton(s) et noyau fils, sont ensuite détectés et leurs énergies et angles d'émission mesurés afin de reconstruire la masse invariante du noyau père. L'un des noyaux que nous désirons plus particulièrement étudiés est ^{19}Mg, qui est un bon candidat pour l'émission ^{2}He. Dans le chapitre suivant, nous allons décrire en détails le protocole expérimental utilisé.

Chapitre 2 : Dispositif expérimental

Les objectifs de l'expérience portent sur l'exploration des noyaux déficients en neutrons de la région A=20, situés au-delà de la *drip-line* proton. Ces noyaux ont des états non liés du point de vue de l'émission d'un proton ou deux protons.

La première étape consiste à former l'état non lié que l'on souhaite étudier. Pour cela, un faisceau radioactif, produit au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), et constitué de ^{17}F, ^{18}Ne et ^{20}Mg, a été utilisé (cf. 2.1). Ce faisceau est obtenu par fragmentation d'un faisceau primaire, constitué de noyaux stables de ^{24}Mg, sur une cible de production de carbone. Il est ensuite envoyé vers une cible secondaire de béryllium pour éplucher les noyaux

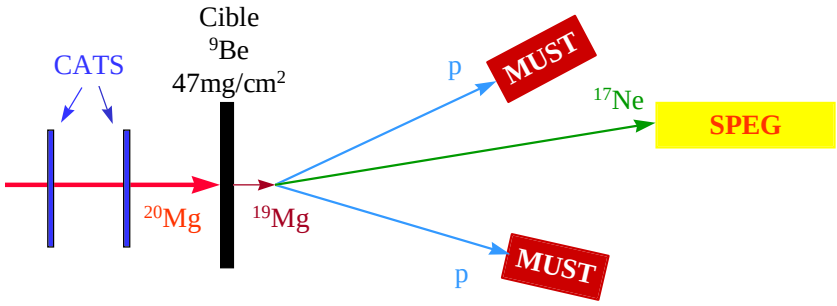


Figure 2.1 : Principe du dispositif expérimental pour la détection de l'émission diproton.

le constituant d'un ou plusieurs nucléons et former un état non lié. La seconde étape est de mettre en évidence la formation de l'état non lié. En effet, la durée de vie d'un tel état est de l'ordre du temps caractéristique de l'interaction forte (~ 10^{-22} s), ce qui empêche une détection directe. On procède donc indirectement en détectant les produits issus de la désintégration de l'état non lié formé. Au cours de cette expérience, nous avons ainsi tenté de mettre en évidence l'émission diproton dans le ^{19}Mg, obtenu par une réaction d'épluchage d'un neutron sur le ^{20}Mg (cf. fig. 2.1). Pour cela, il s'agit de détecter en coïncidence le noyau fils ^{17}Ne, issu de la désintégration, dans le spectromètre SPEG (cf. 2.4) et les deux protons dans les télescopes de l'ensemble de détection MUST (cf. 2.3), placés dans la chambre à réaction de SPEG. Cette détection s'accompagne d'une mesure de l'énergie et de l'angle d'émission de chacun des éjectiles afin de reconstruire la masse invariante. Vu que le faisceau secondaire possède une grande émittance angulaire, les chambres à fils CATS (cf. 2.2) ont été utilisées afin de tenir compte, événement par événement, de l'angle d'incidence du faisceau et de la position de son point d'impact sur la cible.

Au cours de l'expérience, des événements de coïncidence entre un proton, détecté dans MUST et un noyau détecté dans SPEG, ont également été enregistrés. Ceci a permis d'une part un test de la méthode expérimentale utilisée en mesurant la masse d'états non liés connus (^{15}F, ^{16}F, et des états excités au-delà du seuil d'émission proton de ^{17}F et de ^{18}Ne), mais également une première mesure expérimentale d'états jusqu'alors inconnus (notamment ^{18}Na). Dans ce chapitre, nous allons décrire en détail la méthode de production du faisceau secondaire, les différents détecteurs utilisés et leur électronique associée, ainsi que les méthodes utilisées pour leur calibration.

2.1) Production du faisceau radioactif

2.1.1) Faisceau primaire

Le GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), situé à Caen, permet de produire

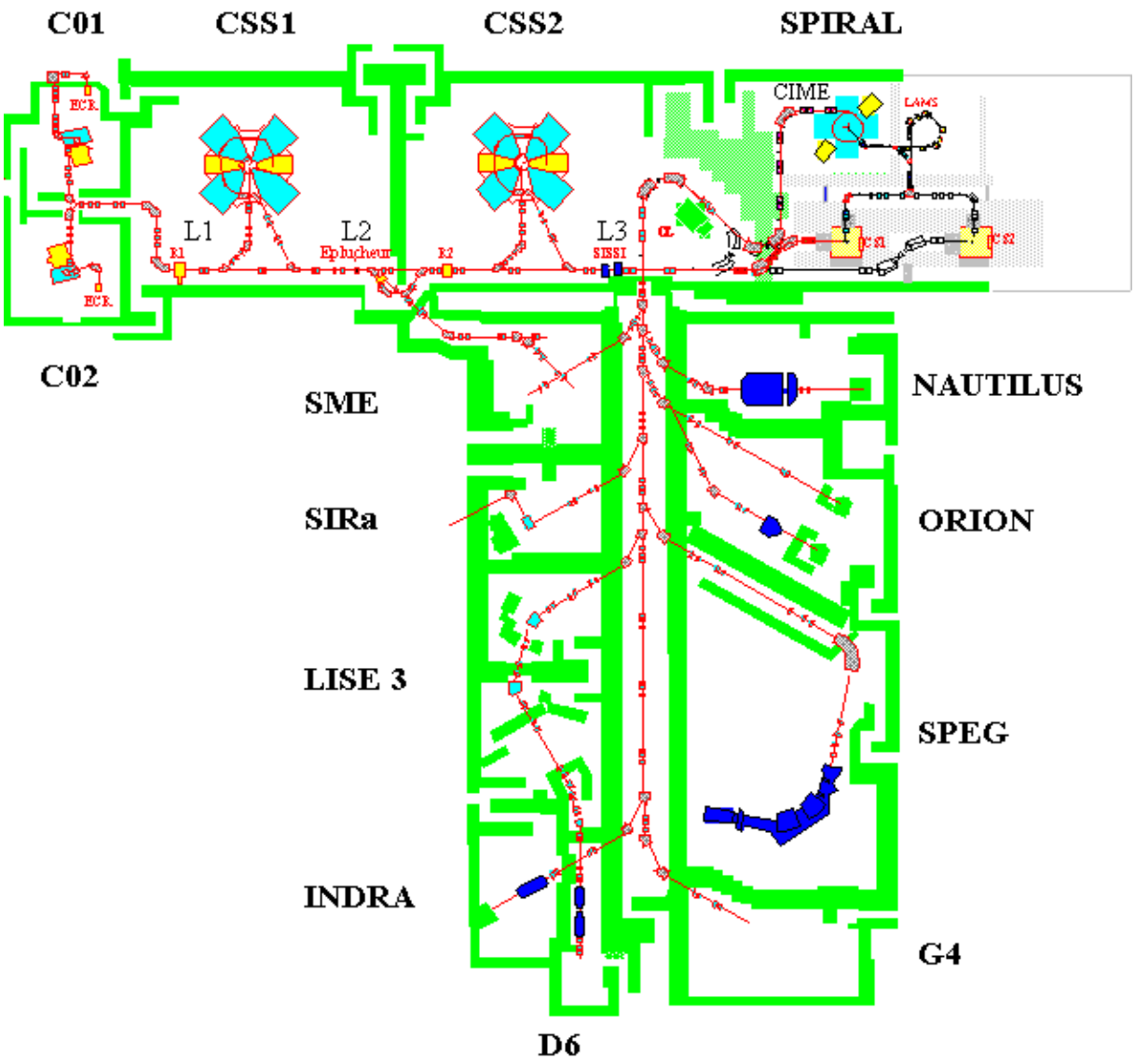


Figure 2.2 : Accélérateurs et aires expérimentales du GANIL.

des faisceaux radioactifs, constitués de noyaux instables (cf. fig. 2.2). La technique utilisée repose sur la fragmentation d'un faisceau primaire de noyaux stables sur une cible de production. Les ions constituant le faisceau stable sont produits par une source ECR (*Electron Cyclotron Resonance*). Ils sont ensuite accélérés en deux étapes : d'abord par un des cyclotrons injecteurs, C01 ou C02, jusqu'à une énergie de l'ordre de quelques centaines de keV par nucléon, puis par deux cyclotrons à secteurs séparés CSS1 et CSS2 jusqu'à des énergies pouvant aller jusqu'à 95 MeV par nucléon. Entre le CSS1 et le CSS2, se trouve une feuille de carbone qui permet d'éplucher complètement les ions constituant le faisceau de leurs électrons. Ainsi produit, le faisceau primaire, du ^{24}Mg complètement épluché, d'énergie 95MeV/A et d'intensité 700 nAe, est envoyé sur la cible de production.

2.1.2) Fragmentation du projectile

Le mécanisme de fragmentation du projectile est connu depuis les années 70 et a été caractérisé pour la première fois à l'accélérateur BEVALAC de Berkeley, pour des énergies incidentes de plusieurs centaines de MeV par nucléon au GeV par nucléon. De nombreuses études, tant expérimentales que théoriques, ont été menées afin notamment de décrire les mécanismes de réaction et évaluer les sections efficaces de production, selon le type de projectile et de cible utilisés. L'un des modèles est le modèle d'abrasion ablation [Hüfn :75]. Lorsque deux noyaux entrent en collision, les nucléons situés dans la zone de recouvrement vont interagir en échangeant de l'énergie et de l'impulsion. Le reste du projectile, appelé quasi-projectile, poursuit sa trajectoire avec une vitesse proche de celle du projectile. Cette première étape est la phase d'abrasion. Dans la phase d'ablation, le quasi-projectile, qui a acquis au cours de l'interaction une certaine énergie d'excitation, se désexcite en évaporant un ou plusieurs nucléons. Le rapport N/Z des noyaux produits se distribuent autour d'une valeur proche de celle du projectile. Les noyaux produits sont donc en majorité des noyaux stables. Cependant, une faible proportion d'entre eux est très déficient ou très riche en neutrons. Ce sont à ces noyaux que l'on s'intéresse.

Les propriétés cinématiques des noyaux produits par fragmentation peuvent être reproduits par le modèle de Goldhaber [Gold :74] à partir de constatations expérimentales :

- la vitesse des fragments produits est voisine de celle du projectile.
- les fragments sont émis dans un cône autour de la direction du faisceau incident.
- leurs impulsions longitudinales sont distribuées selon une loi gaussienne, dont la variance est donnée par :

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{A_f (A_p - A_f)}{(A_p - 1)} \qquad (2.1)$$

où A_p et A_f sont les nombres de masse respectifs du projectile et du fragment et σ_0 une constante liée au moment de Fermi des nucléons dans le noyau.

Au cours des années 80, notamment au GANIL, s'est développée l'étude des mécanismes de production de fragments du projectile autour de l'énergie de Fermi. De nombreuses différences avec le mécanisme de haute énergie ont été observés, notamment au cours de la phase précédant l'ablation qui possède un caractère binaire plus marqué à cause de la plus forte influence du champ moyen [Borr :83]. Néanmoins, il se trouve que les caractéristiques des fragments produits sont proches de ceux prévus par les modèles de haute énergie, ce qui explique que, pour des raisonnements qualitatifs, on emploie encore souvent l'image participant-spectateur décrite ci-dessus.

La focalisation vers l'avant des fragments et leur faible dispersion en vitesse permettent de former des faisceaux secondaires. Néanmoins pour éviter les pertes dues à l'acceptance angulaire limitée de la ligne de transport et améliorer le facteur de transmission, il est nécessaire d'une part de focaliser le faisceau primaire sur la cible de production, et d'autre part de refocaliser les fragments produits. Au GANIL, cette opération est effectuée par le dispositif SISSI (*Superconducting Intense Source for Secondary Ions*) [Joub :91], constitué par deux solénoïdes supraconducteurs, disposés de part et d'autre de la cible de production. Une fois la fragmentation du projectile effectuée, il ne reste plus qu'à sélectionner le ou les noyaux d'intérêt.

2.1.3) Sélection des fragments et conduite du faisceau secondaire

Vu le très grand nombre de noyaux produits au cours de la fragmentation, il est nécessaire de séparer les noyaux d'intérêt en utilisant un dispositif approprié. Au GANIL, c'est le spectromètre ALPHA qui permet d'effectuer cette opération. Une première sélection est effectuée par un dipôle magnétique. La valeur de la rigidité magnétique est en effet reliée à l'impulsion du noyau par :

$$B\rho = \frac{p}{Q} \tag{2.2}$$

où p est l'impulsion du noyau et Q sa charge. Les noyaux vérifiant la relation précédente sont ainsi transmis par le premier dipôle. Or les noyaux légers ($Z \leq 25$) sont complètement épluchés aux énergies intermédiaires (quelques dizaines de MeV par nucléons), leur charge est donc égale à leur numéro atomique Z. Le dipôle magnétique opère ainsi une première sélection selon la valeur du rapport A/Z des noyaux produits.

Faisceau primaire		
Nature	Energie	Intensité
^{24}Mg	95 MeV /A	700 nAe
Cible de production		
Nature	Epaisseur	
^{12}C	650 mg/cm^2	
Dégradeur		
Nature	Epaisseur	
$(CH_2)_n$	242 mg/cm^2	
Noyaux produits		
Nature	Energie	Intensité
^{17}F	33 MeV/A	550 pps
^{18}Ne	36 MeV/A	4350 pps
^{20}Mg	43 MeV/A	100 pps

Tableau 2.1: Tableau récapitulatif des différentes étapes pour la production du faisceau radioactif

Cette seule séparation n'est cependant pas suffisante. En effet, les fragments produits ont une certaine dispersion en énergie, due d'une part à la largeur de leur distribution en impulsion, et d'autre part aux variations de la position du point de réaction dans la cible, qui fait que les noyaux y subiront des pertes d'énergie différentes. Une seconde sélection est donc

nécessaire. Pour cela, on utilise un dégradeur, dans lequel un noyau va perdre une certaine quantité d'énergie. Cette perte d'énergie est donnée par la loi de Bethe et Bloch [Leo :87] et dépend entre autre du type de dégradeur, de la vitesse du noyau et de sa charge. Ce dégradeur a d'autre part une épaisseur qui croît avec le rayon de courbure afin de préserver l'achromatisme du spectromètre ALPHA. A la sortie du dégradeur, une nouvelle séparation est effectuée à l'aide d'un second dipôle magnétique. On effectue de cette façon une sélection selon la valeur du rapport A^3/Z^2. En effet, dans l'approximation non relativiste, la perte d'énergie relative varie selon :

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{Z^2}{Av^4} \tag{2.3}$$

où v est la vitesse du noyau. Après passage dans le premier dipôle, le rapport p/Q du noyau est fixé et on déduit de la relation (2.2) que la vitesse v varie selon : $v \propto \frac{Z}{A}$. La perte d'énergie relative est donc donnée par la loi :

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{A^3}{Z^2} \tag{2.4}$$

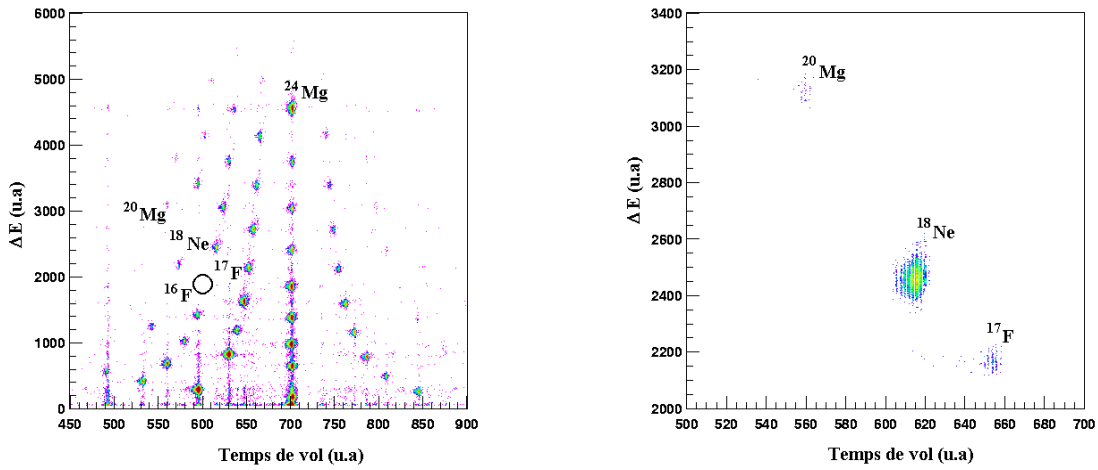


Figure 2.3 : Matrices d'identification perte d'énergie (en ordonnées)/temps de vol (en abscisses) sans dégradeur (à gauche) et avec dégradeur (à droite). La perte d'énergie permet une identification en charge, et le temps de vol une identification selon le rapport masse/charge, et permet donc la détermination de la masse.

L'identification des noyaux produits (cf. fig. 2.3) est effectuée en les détectant directement dans le spectromètre SPEG (cf. 2.4) sans mettre de cible de réaction. On effectue une mesure couplée d'une perte d'énergie et d'un temps de vol. La perte d'énergie est donnée par la chambre de Bragg du spectromètre SPEG (cf. 2.4.2), et le temps de vol est mesurée entre la chambre à fils CATS 2 (cf. 2.2) et des galettes microcanaux [Odla :96], placées hors de la trajectoire du noyau incident et situées à la sortie du spectromètre ALPHA. Ces galettes fonctionnent selon le principe suivant : le noyau traverse une feuille mince de mylar, recouverte d'une couche conductrice d'aluminium d'épaisseur 20µg/cm^2, ce qui provoque la production d'électrons secondaires. Il s'ensuit ensuite une phase d'accélération de ces électrons, grâce à un champ électromagnétique généré par deux électro-aimants, jusqu'aux deux galettes, où se produit une multiplication. Un signal temps rapide est obtenu à la sortie de la seconde galette et est utilisé pour la mesure du temps de vol.

Le réglage de la valeur des rigidités magnétiques dans chaque dipôle s'effectue en deux étapes. Dans la première, on impose sur toute la ligne de transport (de la cible de production à la cible de réaction) la rigidité magnétique correspondant au rapport p/Q du noyau désiré à l'énergie voulue (ici ^{20}Mg à 43 MeV/A). La figure 2.3, à gauche, montre l'identification des noyaux obtenus. On s'aperçoit que de nombreux noyaux contaminants composent encore le faisceau secondaire. La seconde étape va consister à introduire le dégradeur et à augmenter la rigidité magnétique en amont de la ligne de transport afin de tenir compte de la perte d'énergie du noyau dans le dégradeur ; la rigidité magnétique en aval du dégradeur restant inchangée. Grâce à la combinaison des dipôles et du dégradeur, on effectue une sélection en A/Z et A^3/Z^2 sur les noyaux. La figure 2.3, à droite, montre l'effet de purification obtenue grâce au dégradeur. La perte d'énergie permet une identification en Z du noyau, et le temps de vol une identification selon le rapport M/Z.

Le faisceau secondaire, obtenu en expérience, était constitué de ^{18}Ne à 87%, de ^{17}F à 11% et de ^{20}Mg à seulement 2%, ce qui montre la difficulté de produire des noyaux très exotiques. Ce faisceau a ensuite été envoyé sur une cible de béryllium d'épaisseur 47 mg/cm^2, placée dans la chambre à réaction du spectromètre SPEG, pour former des états non liés, et en particulier le ^{19}Mg. Le transport du faisceau jusqu'à la cible secondaire est effectuée suivant une optique achromatique sur cible, où toutes les particules du faisceau, quelles que soient leurs énergies, sont focalisées en un même point de la cible.

2.1.4) Calculs INTENSITY

Pour préparer l'expérience, les différentes étapes de production et de sélection ont été simulées à l'aide du code INTENSITY [Wing :92], afin de choisir la nature et l'épaisseur de la cible de production et du dégradeur, ainsi que les valeurs des rigidités magnétiques dans les dipôles, et obtenir les meilleurs taux de production possibles. Le code INTENSITY s'appuie sur la paramétrisation EPAX [Sümm :90] des taux de production des fragments, obtenus à des énergies plus élevées. Le tableau 2 présente les taux de production obtenus en expérience et les taux prévus par INTENSITY. On constate que les taux de production des principaux contaminants (^{17}F et ^{18}Ne) sont sous-estimés par INTENSITY. Néanmoins, l'ordre de grandeur du taux de production du ^{20}Mg est très proche de celui obtenu en expérience.

Noyau	**Intensité en expérience**	**Prévisions d'INTENSITY**
^{16}O	0	22 pps
^{17}F	550 pps	253 pps
^{18}Ne	4350 pps	1300 pps
^{20}Mg	100 pps	87 pps

Tableau 2.2: Tableau récapitulatif des intensités des différents noyaux produits en expérience et comparaison avec les prédictions d'INTENSITY.

2.2) Trajectoire du faisceau secondaire : les détecteurs CATS (Chambre A Trajectoire de Saclay)

Les noyaux produits par réaction de fragmentation présentent une grande émittance angulaire (valeur typique de l'ordre de 80π mm.mrad). En conséquence, le profil du faisceau sur la cible est large. Pour reconstruire les distributions angulaires avec précision, il est nécessaire de connaître les coordonnées du point d'impact du noyau sur la cible et son angle d'incidence événement par événement. Cette mesure doit être faite en perturbant le moins possible les propriétés cinématiques du faisceau. Dans ce but, des chambres proportionnelles multifils (MWPC) à basse pression, les CATS, ont été développées au CEA/DAPNIA de Saclay ([Otti :98] et [Otti :99]).

2.2.1) Description

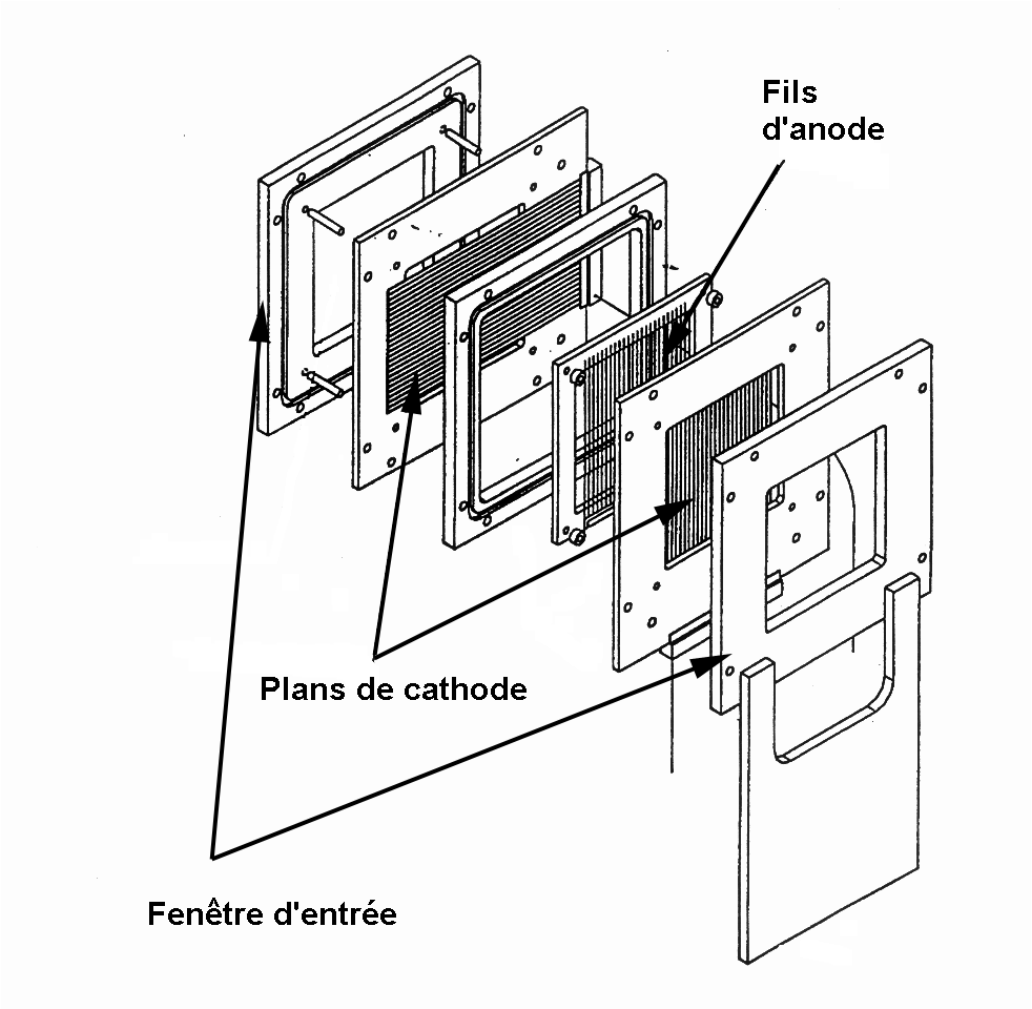


Figure 2.4 : Vue éclatée d'une chambre à fils CATS.

Les CATS (cf. fig. 2.4) se composent de deux cellules munies d'une anode commune. La surface active des détecteurs est de 70×70mm^2. L'anode est un plan de 71 fils, fabriqués dans un alliage de tungstène et d'or, de 10μm de diamètre et espacés de 1mm. Les fils sont connectés en parallèle et étaient alimentés par une tension de 700V lors de notre expérience. Deux plans de cathode segmentés sont disposés perpendiculairement de part et d'autre de l'anode à une distance de 3,2mm. Chaque plan comporte 28 pistes en or, évaporées sur une

feuille de Mylar de 1,5µm fixée sur un cadre en epoxy. Le compartiment de cathode est large de 2.54mm et l'interpiste est de 0,2mm. Deux fenêtres complémentaires de Mylar, de 1,5µm d'épaisseur, limitent le volume de gaz ce qui évite toute déformation de la cathode et préserve l'uniformité du champ électrique. Le détecteur est rempli de gaz isobutane (C_4H_{10}) à une pression de 13mbars pour CATS 1 et 15 mbars pour CATS 2. De façon générale, la pression et la tension doivent être ajustées en fonction de la charge des particules incidentes. Dans ce type de détecteur, il existe deux zones d'amplification : l'une dans laquelle le champ électrique est constant (fonctionnement de type PPAC, ou *Parallel Plate Avalanche Counter*), et l'autre, proche des fils, où se produit une multiplication des charges (fonctionnement de type MWPC). Avec ces caractéristiques, on peut obtenir un signal d'amplitude suffisante avec une faible pression de gaz, ce qui limite la perte en énergie du faisceau.

Un signal rapide, généré par les électrons produits dans la zone PPAC au passage d'un noyau, peut être utilisé pour une mesure de temps de vol. Grâce à une collection rapide des charges, les CATS peuvent supporter un taux de comptage important, jusqu'à quelques 10^5 particules par seconde. La reconstruction de la trajectoire du noyau incident requiert la détermination de deux points et donc l'utilisation de deux chambres CATS. L'une des chambres est fixé sur un propulseur en aval de la chambre à réaction de la salle SPEG à 1,2m de la cible et l'autre est installée dans la chambre à réaction sur une des couronnes de la plate-forme rotative à 0,5m de la cible.

2.2.2) Electronique

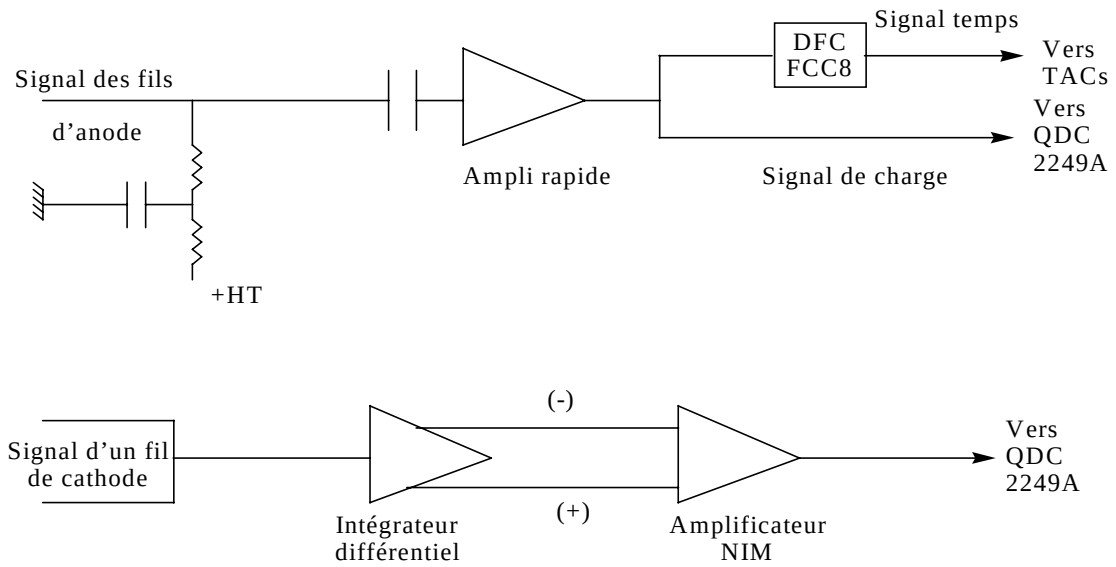


Figure 2.5 : Electronique associée à chaque voie d'une chambre CATS et localisée dans la salle du faisceau.

L'anode et les deux cathodes possèdent leur propre électronique (cf. fig. 2.5). Les fils d'anode sont reliés à un amplificateur rapide, de gain élevé et de temps de montée inférieur à la nanoseconde, qui délivre deux signaux : l'un pour une mesure de temps, l'autre pour une mesure de la charge totale. Le signal de temps est traité par un discriminateur à fraction constante FCC8 Ganelec qui peut fonctionner avec un seuil très bas, inférieur à 8 mV. Chaque piste d'un plan de cathode est relié à un intégrateur différentiel de sensibilité 0,4 V/pC et de

temps de montée d'environ 10ns. Le signal de sortie est traité par un amplificateur au standard NIM.

Chaque signal de charge est ensuite intégré dans une porte de largeur 200ns, et codé par un module CAMAC QDC Lecroy 2249A, situé dans la salle d'acquisition. Le plus souvent, les CATS fonctionnent en coïncidence avec d'autres détecteurs : la porte d'intégration est le résultat d'un ET logique entre le signal temps de CATS et le signal de déclenchement (ici le OK issu d'un Module de Déclenchement Rapide, cf. 2.5) , afin que seuls les signaux produits par des événements de coïncidence soient codés. Ceci nécessite de retarder de 500ns le signal d'anode et les signaux linéaires des cathodes.

2.2.3)Reconstruction de la trajectoire

2.2.3.1) Calibration

La calibration consiste à ajuster le gain relatif de chaque amplificateur, ainsi que le piédestal et le gain de chaque codeur associé à chaque fil. Elle s'effectue à l'aide d'un générateur à impulsion dont on fait varier l'amplitude des signaux. La charge sur chaque fil est alors donné par :

$$Q_i = \left(q_i^{canal} - p_i\right)\frac{g_i}{g_{ref}} \tag{2.5}$$

où p_i , q_i^{canal} , et g_i sont respectivement le piédestal du codeur, la charge codée en canaux, et le gain du fil i, g_{ref} étant le gain du fil choisi comme référence. Les coefficients g_i et p_i sont calculés grâce à un programme de recherche automatique de pics qui effectue ensuite une régression linéaire sur les positions des pics correspondant aux différentes amplitudes du générateur. Lors de la reconstruction de la position, on fixe un seuil pour la valeur minimal de la charge, égal au piédestal plus 5 à 6 fois sa largeur afin de tenir compte des effets du bruit.

2.2.3.2) Calcul de la position

Plusieurs algorithmes peuvent être utilisés pour le calcul de la position. Ici, nous avons choisi de déterminer la position par un calcul de barycentre des charges sur trois fils, à savoir le fil possédant la charge maximale et ses deux voisins :

$$X_3 = \frac{\sum_{k=k_{max}-1}^{k_{max}+1} x_k Q_k}{\sum_{k=k_{max}-1}^{k_{max}+1} Q_k} \tag{2.6}$$

où Q_k est la charge porté par le fil n° k et x_k sa position. A ce calcul, il est nécessaire d'adjoindre un terme correctif [Otti :98] afin d'éviter des effets de structure. En effet la position calculée à l'aide de la méthode du centre de gravité à trois points donne une position située au voisinage immédiat du fil touché, ce qui provoque l'apparition de trous dans le spectre de la position. La position corrigée est alors donnée par :

$$X_3^{corr} = \frac{X_3 - X_{max}}{a} + X_{max} \qquad (2.7)$$

où X_{max} est la position du fil portant la charge maximale et *a* le coefficient correctif dont la

valeur est comprise entre 0,5 et 0,8. Cette valeur est choisie pour minimiser les effets de structure dans la reconstruction du profil du faisceau. Dans notre cas, il a été fixé à 0,6 dans

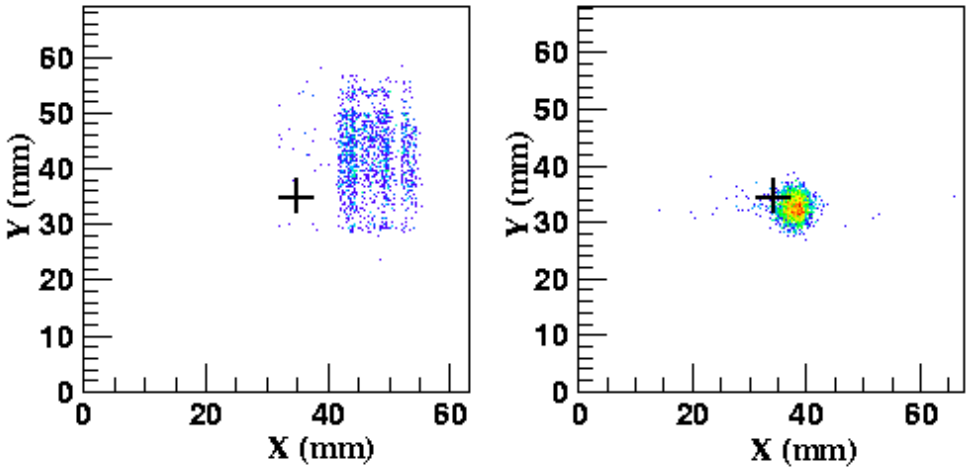
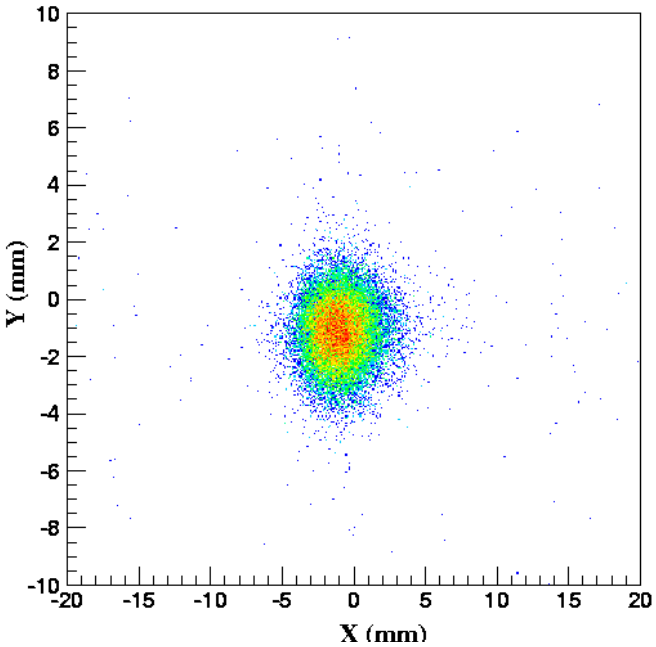


Figure 2.6 : Profil du faisceau secondaire reconstruit sur CATS 1 (à gauche) et sur CATS 2 (à droite). L'effet de focalisation du faisceau sur la cible est visible : la taille de la tache est plus faible sur CATS 2 que sur CATS 1.

les deux chambres pour les fils horizontaux et verticaux. La figure 2.6 montre les profils de faisceau obtenus sur CATS 1 et CATS 2. On observe nettement l'effet de focalisation sur la cible : la taille du faisceau est plus importante au niveau de CATS 1 que de CATS 2. L'angle radial du faisceau est de l'ordre 0,5°.

2.2.3.3) Profil du faisceau sur la cible



Les deux chambres à fils CATS, dont les positions par rapport à la cible sont connues, permettent d'obtenir les coordonnées complètes de deux points de la droite trajectoire du faisceau secondaire, et ce pour chaque événement. On peut alors déterminer le point d'impact sur la cible et donc reconstruire le profil du faisceau sur la cible de béryllium (cf. fig. 2.7).

Figure 2.7 : Reconstruction du profil du faisceau sur la cible.

2.2.4) Résolutions spatiale et temporelle en expérience

La résolution spatiale sur la cible est obtenue en utilisant une cible épaisse percée de trous et en déclenchant l'acquisition par le spectromètre SPEG. La reconstruction du profil de l'image de la grille est donnée sur la figure 2.8. La résolution en X et en Y sur la cible est déduite de la largeur à mi-hauteur du pic central, déconvoluée de la taille du trou (0,2mm). Avec cette cible, on vérifie également que la reconstruction de la trajectoire du faisceau incident est effectuée correctement. On distingue nettement cinq trous sur une ligne horizontale et quatre trous sur la ligne du dessous. La résolution spatiale intrinsèque à chaque détecteur CATS est obtenue en propageant les erreurs dans les formules de reconstruction de la trajectoire et en supposant que les résolutions sont les mêmes dans les deux chambres. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 2.3.

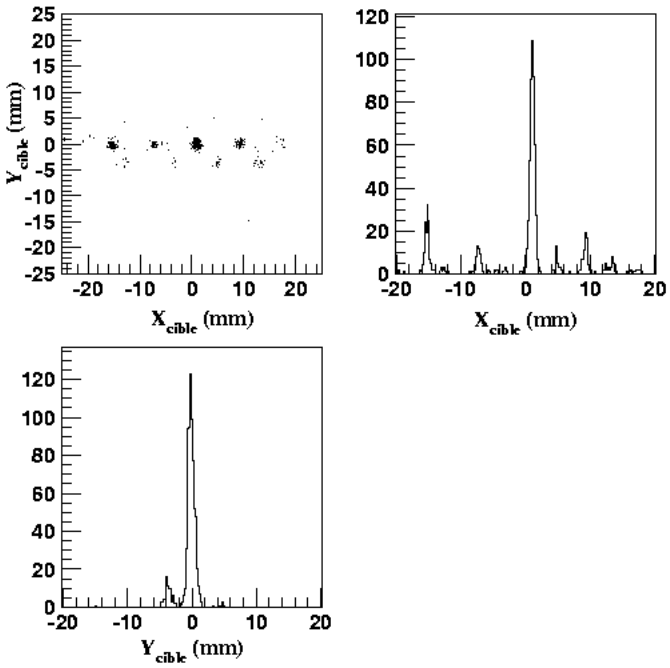


Figure 2.8 : Reconstruction de l'image de la grille et projections sur les axes (faisceau de ^{24}Mg).

Résolution sur cible	X : 826µm	Y : 1203µm
Résolution intrinsèque	X : 240 µm	Y : 350µm
Résolution temporelle	390ps	

Tableau 2.3 : Résolutions spatiale et temporelle des détecteurs CATS.

La résolution temporelle s'obtient à partir de la mesure du temps de vol entre CATS 1 et CATS 2, en supposant qu'elle est la même dans les deux détecteurs. Rappelons que le signal temps dans chaque chambre est obtenu à partir du signal des fils d'anode. Ce signal est

sensible à la dispersion spatiale des charges et donc au type de noyaux détectés par la chambre, ce qui influe sur la résolution temporelle.

2.3) Le détecteur MUST

L'ensemble de détection MUST (MUr à STrips) est le résultat d'une collaboration entre l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et le CEA de Saclay et de Bruyères-le-Châtel ([Otti:98], [Maré:98], [Blum:99], [Khan:00a]). Ce détecteur a été spécialement conçu pour la détection de particules légères, du proton à la particule α, lors d'expériences d'étude de structure nucléaire par faisceaux radioactifs. L'ensemble se compose de huit télescopes, comprenant chacun trois détecteurs. Le premier étage consiste en un détecteur à pistes qui permet une mesure simultanée de la position de la particule et de son énergie pour des particules faiblement énergétiques (moins de 6 MeV pour un proton). Lorsque la particule traverse le premier étage, on mesure la perte d'énergie dans le détecteur à pistes, l'énergie restante étant mesurée dans un détecteur silicium lithium Si(Li) qui constitue le second étage d'un module MUST. Pour des particules très énergétiques (plus de 25MeV pour un proton), la particule traverse le détecteur Si(Li), et l'énergie restante est mesurée à l'aide d'un détecteur à iodure de césium (CsI). On peut mesurer l'énergie totale d'un proton jusqu'à 70MeV. Nous allons maintenant décrire plus en détail les différents éléments du détecteur MUST et son mode de fonctionnement.

2.3.1) Description

2.3.1.1) Silicium à pistes

Les détecteurs silicium à pistes à double face sont construits par la société CANBERRA à partir de silicium de type n de grande résistivité, comprise entre et 16 et 21kΩ.cm. Ces détecteurs possèdent une surface active de 60×60 mm^2 et une épaisseur d'environ 300μm. Chaque face d'un détecteur est divisé en 60 pistes (cf. fig. 2.8). Sur la face d'entrée (coté jonction), les pistes sont obtenues par implantation p^+ de 500Å d'épaisseur et sont isolés par une couche de SiO_2 de 90μm de large. Les charges sont collectées sur une électrode d'aluminium de 1500±300 Å d'épaisseur déposée sur les pistes.

Sur la face de sortie (coté ohmique), les pistes sont obtenues par segmentation d'une couche d'aluminium d'épaisseur 1500±300 Å évaporé sur une anode, consistant en une implantation de type n^+ de 1000Å. Les pistes sont séparés par une implantation p^+. Pour réduire les effets de bord, un anneau de protection limite les courants de fuite. Pour améliorer le temps de collection des charges, les détecteurs sont polarisés sous une tension d'environ 40V, valeur double de la tension de déplétion. L'implant p^+ est également polarisé sous une tension de 5V.

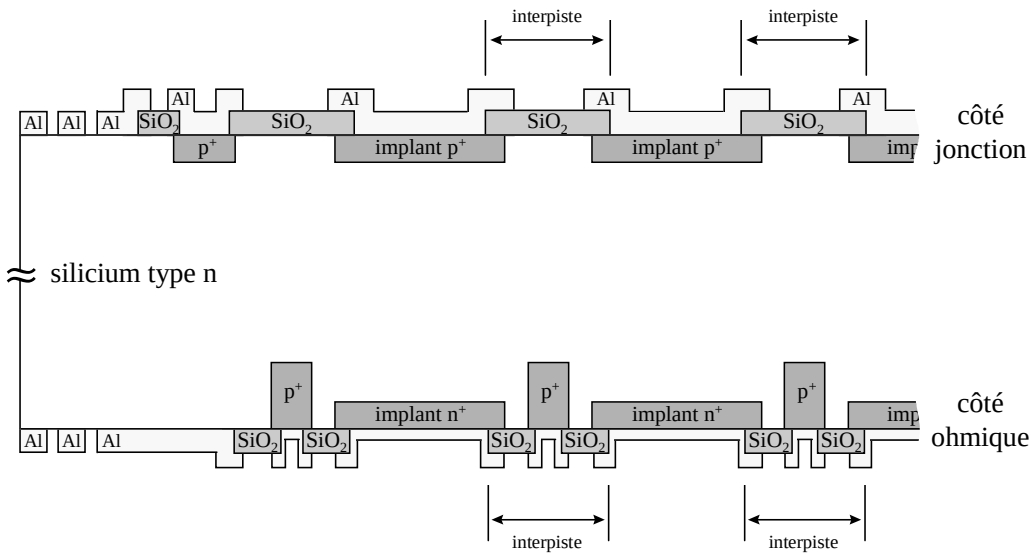


Figure 2.9 : Coupe transversale d'un détecteur silicium à pistes. Sur la figure, le côté ohmique est dessiné dans le même plan que le coté jonction , les pistes d'une face étant en réalité orthogonales à celles de l'autre face [Maré :98].

Chacune des 120 pistes d'un détecteur silicium est équipée de son propre préamplificateur de charge, fabriqué par le Service d'Electronique Physique de l'IPN d'Orsay. Sur les pistes coté jonction, des mesures en temps et en énergie sont effectuées : les préamplificateurs de ces pistes sont optimisés pour avoir la meilleure résolution temporelle possible et génèrent un signal dont le temps de montée est de 15 ns. Ces préamplificateurs sont implantés à quelques centimètres du détecteur afin de réduire les capacités parasites qui pourraient dégrader la résolution en temps. Les pistes, situées sur le coté ohmique, sont équipées de préamplificateurs de charge de gain 20mV/MeV. Tous ces préamplificateurs sont construits selon la technologie SMT (*Surface Mounted Technology*) sur des circuits imprimés. Les préamplificateurs des détecteurs à pistes sont montés sur la carte mère.

2.3.1.2) Détecteur Si(Li)

Les détecteurs Si(Li) ont été fabriqués par le Service Détecteur de l'IPN d'Orsay. Dans chaque module, le détecteur Si(Li) est placé 5mm derrière le détecteur à pistes. La diffusion du lithium à travers le silicium délimite une surface active de 58×58 mm^2 et une épaisseur moyenne de 3mm. La collection de charge est effectuée sous une tension de polarisation d'environ 400V. Une couche d'or de 350Å est déposé sur la face d'entrée. La fenêtre de sortie, due à l'excès de lithium, varie selon le détecteur entre 500 et 1500µm. Cette zone est perturbatrice car la particule doit posséder une énergie résiduelle minimale pour la traverser et atteindre le détecteur CsI. De plus, la perte d'énergie de la particule dans la fenêtre n'est pas mesurée. La résolution des détecteurs Si(Li) dépend fortement de la température et il est nécessaire de la limiter au cours de chaque expérience à l'aide d'un système de refroidissement, qui consiste en une circulation d'un mélange eau-glycol à -5°C.

Les détecteurs Si(Li) sont équipés de préamplificateurs d'un type semblable à celui des pistes situés coté ohmique des détecteurs silicium à pistes. Ces préamplificateurs sont montés sur la même carte mère que les préamplificateurs des silicium à pistes.

2.3.1.3) Détecteurs CsI

Pour détecter les particules les plus énergétiques, comme des protons d'énergie supérieure à 25 MeV, chaque télescope est muni d'un troisième étage consistant en un détecteur CsI. Au

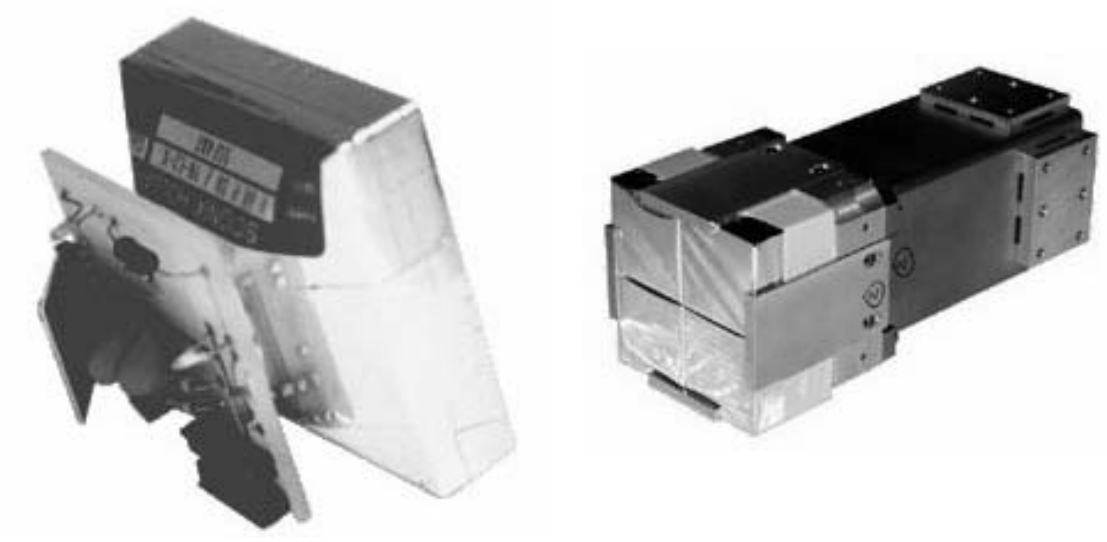


Figure 2.10 : *A gauche :* Détecteur CsI ``single`` muni de sa photodiode. *A droite :* Détecteur CsI ``quattro`` constitué de quatre cristaux CsI indépendants. Ce type de CsI permet de traiter des événements où deux particules touchent le module sur lequel ces cristaux sont montés. Ils ont été utilisés pour la première fois lors de l'expérience E317a.

cours de l'expérience E317A, deux types de détecteurs CsI ont été utilisés : quatre détecteurs CsI 'single' et, pour la première fois, quatre détecteurs CsI 'quattro' (cf. fig. 2.10).

Un détecteur CsI 'single' est constitué par un cristal, de surface utile 60×60 mm^2 et de 15mm d'épaisseur utile. Le cristal est muni d'une photodiode HAMAMATSU S3204 de surface 18×18 mm^2 qui convertit la lumière, produite par la perte d'énergie d'une particule légère chargée, en un signal électrique. La face arrière du cristal possède une forme tronc conique pour adapter la surface du cristal à celle de la photodiode. Chaque photodiode est munie d'un préamplificateur et est collée directement sur le cristal par de la colle optique. Ces détecteurs CsI sont construits par la société SCIONIX.

Pour les besoins de l'expérience, il a fallu augmenter la granularité de l'ensemble de détection, afin de pouvoir discriminer des événements où deux protons sont détectés dans le même télescope. C'est pourquoi il a été décidé d'équiper quatre des télescopes de détecteurs CsI 'quattro'. Chacun de ces détecteurs, conçus à l'IPN, est constitué de quatre cristaux CsI de dimensions 29,5×29,5×30 mm^2, habillés de mylar aluminisé et de ruban de téflon. Chaque cristal est muni du même type de photodiode que ceux équipant les CsI 'single', pour satisfaire aux contraintes mécaniques de montage sur la carte mère.

Chaque photodiode est alimentée par une tension de 50V. Les photodiodes des détecteurs CsI 'single' sont équipés de leur propre préamplificateur, fabriqué par la société SCIONIX. Celles des détecteurs CsI 'quattro' sont équipées d'un préamplificateur de charge PAC07B, fabriqué par le SEP de l'IPN d'Orsay.

2.3.2) Mécanique

La figure 2.11 représente un module de l'ensemble de détection MUST. Chaque détecteur à pistes est collé par une colle à résine à un support en cuivre. Ce support est vissé sur une plaque d'aluminium qui porte deux cartes mère. Le détecteur Si(Li) est monté sur un rail, placé à l'intérieur d'une des cartes mère, à l'arrière du détecteur à pistes. Le détecteur CsI est monté sur un support en aluminium qui peut être inséré à l'arrière du détecteur Si(Li).

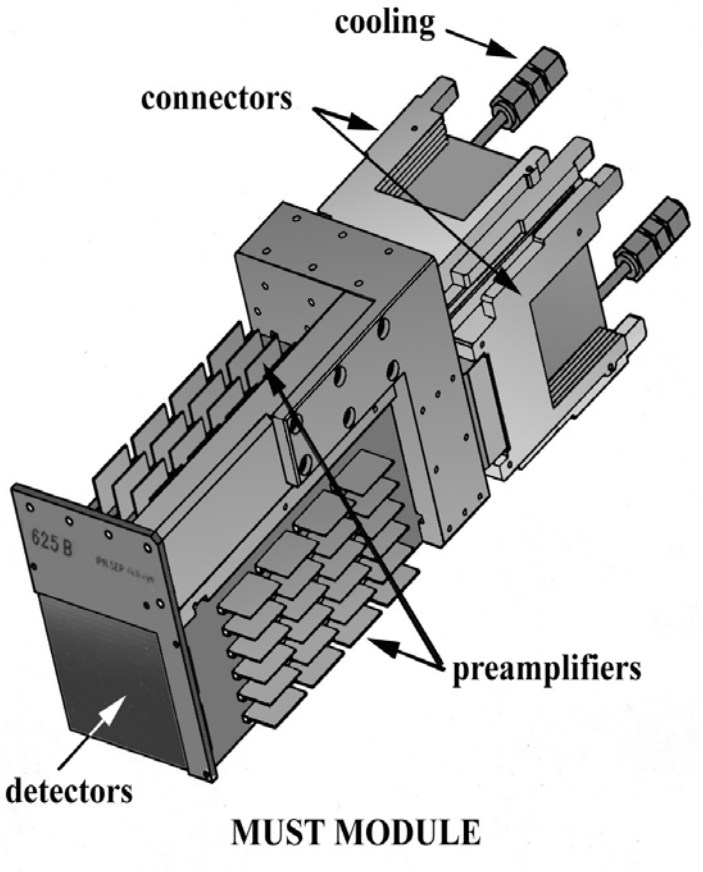


Figure 2.11: Schéma d'un module du détecteur MUST, muni de ces préamplificateurs, de ses connecteurs et du système de refroidissement

Le plan du montage des huit modules MUST pour l'expérience a été effectué par le Service de Mécanique du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan après des études par simulation (voir chapitre 3). L'ensemble des modules est monté autour d'un trou carré, d'ouverture angulaire 4° dans le plan horizontal, qui permet de laisser passer le fragment lourd et le faisceau incident (cf. fig. 2.12). Les modules équipés de CsI quattro sont montés aux angles les plus petits afin d'optimiser l'efficacité de détection. Le bloc mécanique est situé à 400mm de la cible dans l'axe du faisceau incident.

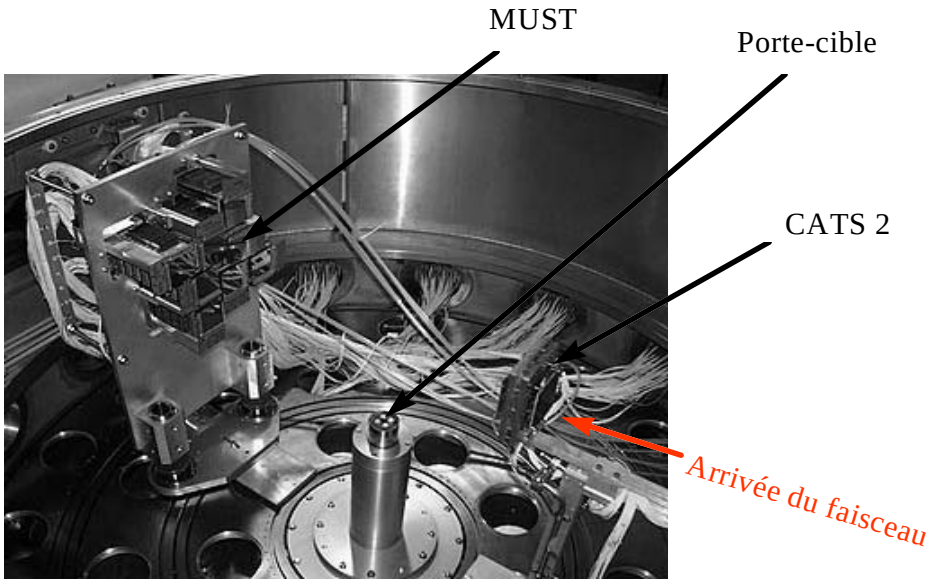


Figure 2.12 : Vue de l'ensemble de détection MUST, monté sur l'une des couronnes à l'intérieur de la chambre à réaction de la salle SPEG. On distingue le porte-cible ainsi que la chambre à fils CATS 2.

2.3.3) Electronique

2.3.3.1) Vue d'ensemble

L'ensemble de détection MUST comporte près de 1000 voies d'électronique. Un standard d'électronique compact VXI (*VME Standard Extension for Instrumentation*), développé à partir du bus VME, a été choisi pour une meilleure gestion de l'ensemble. Ce standard a l'avantage de permettre une forte intégration des fonctions analogiques. Les différents signaux peuvent être réglés et visualisés à distance sans intervenir sur la connectique. Le VXI satisfait également des normes très strictes en matière de compatibilité électromagnétique. Il équipe de nombreux multidétecteurs, comme les chambres à dérive du spectromètre SPEG (cf. 2.4.4.2), INDRA [Pout:96], et bientôt EXOGAM.

Le traitement des signaux provenant des détecteurs silicium à pistes et des détecteurs Si(Li) s'effectue à l'aide de cartes VXI de taille D, fabriquées par le Service d'Électronique Physique de l'IPN d'Orsay. Les mesures en énergie et en temps d'un détecteur à pistes sont traités par un module VXI, le SMP128X. Chaque module SMP est équipé d'un DSP (*Digital Signal Processor*) qui organise le stockage et le traitement des données. Les fonctions de déclenchement et les mesures en énergie des détecteurs Si(Li) sont gérées par la carte TRIG8X. Pour des raisons de précaution, le traitement des signaux Si(Li) s'effectue aussi en électronique NIM standard et CAMAC. Les signaux des détecteurs CsI sont traités en NIM et CAMAC uniquement.

L'ensemble de détection MUST a été couplé pour la première fois au système d'acquisition du GANIL, pour notamment utiliser les nouvelles chambres à dérive du détecteur SPEG (cf. fig. 2.13). Des modifications ont dû être apportées pour permettre la prise de données et le réglage des paramètres de MUST. Le transfert des données des cartes VXI de MUST est assuré par un lien VICbus installé sur le châssis VME et le Slot 0 du châssis VXI de MUST. Pour les besoins de l'expérience, les deux châssis VXI de MUST et SPEG ont été reliés par leur Slot 0 respectif. Le transfert des données des cartes VXI de SPEG vers le VME est effectué par un lien VICBUS, via le Slot 0 de MUST. Les données des détecteurs issues de codeurs CAMAC sont transmises au VME par une carte CAMAC CBD 8210 (CBD pour *CAMAC Branch Driver*). Le réglage des différents paramètres des cartes SMP128X et de la carte TRIG8X, tels que les seuils des discriminateurs ou la largeur des portes d'intégration, se fait par l'intermédiaire d'un ordinateur PC équipé du logiciel Labview. Le programme a été modifié pour le couplage à l'acquisition GANIL. Le PC est relié au réseau global ETHERNET, le serveur de commandes GANIL achemine les ordres au châssis VME.

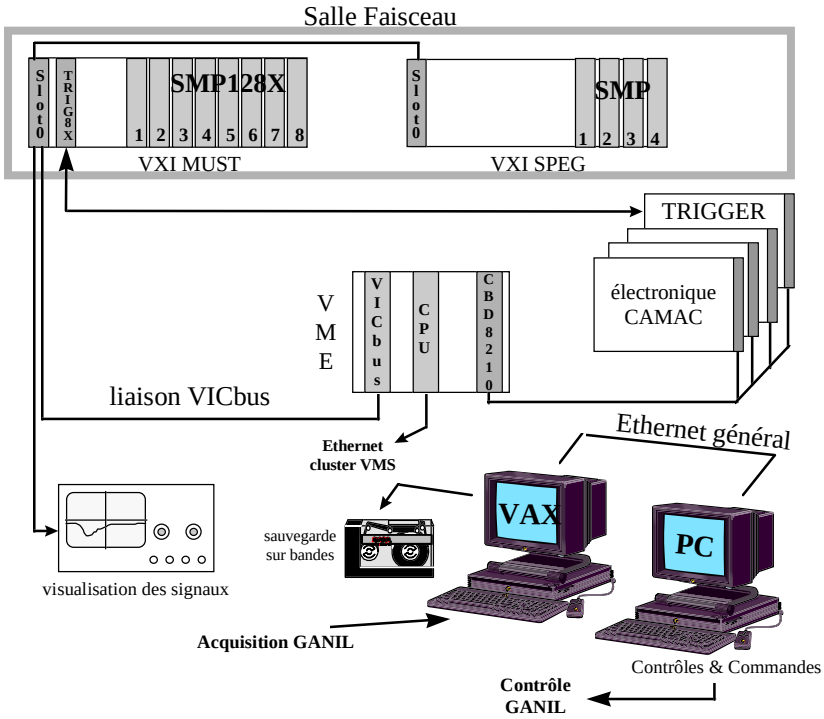


Figure 2.13 : Architecture générale de l'électronique MUST, couplée à celle des détecteurs du spectromètre SPEG, dans le cadre du système d'acquisition du GANIL.

2.3.3.2) La carte SMP128X

La figure 2.14 résume le fonctionnement d'une carte SMP128X. Le coté jonction des détecteurs à pistes comprend une voie logique et une voie analogique. La voie logique se compose d'un amplificateur et d'un discriminateur à double seuil. Elle est utilisée pour effectuer des mesures de temps, en vue notamment d'une identification des particules chargées arrêtées dans le détecteur à pistes par la méthode énergie temps de vol. Au cours de l'expérience, on étudie plus particulièrement des protons d'énergie supérieure à 6 MeV et ces signaux en temps n'ont pas été utilisées. Pour une description plus détaillée, on pourra se reporter aux références [Maré :98], [Blum :99] et [Khan :00]. La voie analogique comporte une ligne à retard, suivi d'un amplificateur filtre et un intégrateur. La porte de l'intégrateur est obtenue à partir du signal L_D, qui est un OU logique entre tous les signaux L_{SH} issus des

discriminateurs à seuil haut de toutes les pistes d'un détecteur silicium. Le codage s'effectue à l'aide de 8 ADC multiplexés, un ADC convertissant huit pistes de manière séquentielle.

Le coté ohmique permet une mesure de l'énergie déposée dans le détecteur à piste avec une résolution optimale. Chaque voie comporte un amplificateur filtre suivi d'un circuit *track & hold* qui mémorise le maximum d'amplitude du signal. Il est déclenché par le signal L_D convenablement retardé. Le codage est ensuite effectué par 8 ADC multiplexés.

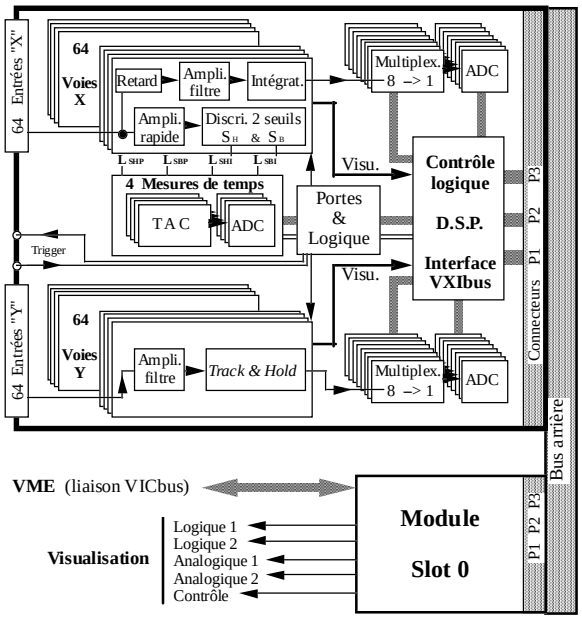


Figure 2.14 : Schéma de fonctionnement d'une carte SMP128X [Maré :98].

2.3.3.3) La carte TRIG8X

La carte trigger TRIG8X assure un triple rôle, comme le montre le diagramme de la figure 2.15. Elle permet tout d'abord l'amplification et le codage des signaux délivrés par les préamplificateurs des détecteurs Si(Li) . Le traitement de ce signal a été modifié par rapport aux expériences précédentes. La carte TRIG8X comporte une carte fille équipée d'un amplificateur filtre, d'un discriminateur à fraction constante (DFC) et d'un intégrateur dont la porte est le signal de déclenchement physique. Cet intégrateur remplace le circuit *track & hold* utilisé jusqu'alors, et permet de limiter les effets de perte dans la mesure d'amplitude du signal, dû à la variation du temps de collection des charges dans le détecteur Si(Li) [Rich :01]. Le signal issu de l'intégrateur est ensuite converti de la même façon que les signaux des pistes du coté ohmique dans les cartes SMP128X.

La carte TRIG8X permet également de générer et gérer des impulsions via des générateurs internes pour tester l'ensemble des chaînes électroniques, y compris tous les préamplificateurs. Enfin elle assure le pilotage des cartes SMP128X et la synchronisation de l'électronique MUST avec un déclencheur externe (un module CAMAC, le MCR, cf. 2.5) et des détecteurs mis en coïncidence, comme le spectromètre SPEG ou les chambres à fils CATS.

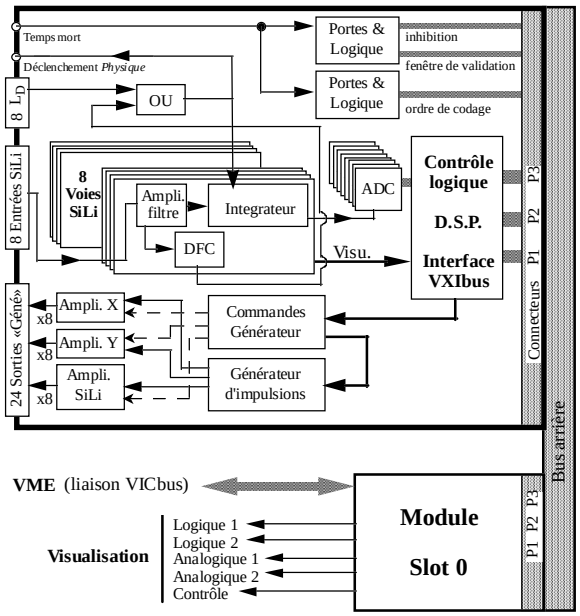


Figure 2.15 : Schéma de fonctionnement de la carte TRIG8X.

3.3.3.4) Logique générale de fonctionnement

L'électronique VXI de MUST fonctionne en mode asynchrone (cf. fig. 2.16). Dès qu'une particule chargée interagit avec un détecteur à pistes, un signal logique L_D , résultat d'un OU logique entre les signaux des discriminateurs des cartes SMP128X, démarre le cycle de traitement de l'événement. Ce signal génère également un point de validation avec un retard réglable, au maximum de 1µs, et est transmis au déclencheur externe.

Si l'événement est accepté, le déclencheur externe passe en temps mort et émet un signal OK vers la carte TRIG8X qui génère alors trois signaux : une fenêtre de validation, un ordre de codage et une inhibition qu'elle transmet aux cartes SMP128X. Si dans la (ou les) carte(s) touchée(s), le point de validation tombe dans la fenêtre de validation, les informations analogiques sont conservées et converties au signal ordre de codage. Durant le codage et le traitement, la ligne codage de la carte SMP128X est positionnée sur 1. Une fois le traitement terminé, cette ligne retombe à zéro et la ligne lecture passe à 1, permettant la lecture des informations. Si l'événement est rejeté par le trigger externe ou si le point de validation est à l'extérieur de la fenêtre de validation, un signal de remise à zéro local généré à l'instant du point de validation réinitialise la carte SMP128X concernée et la libère pour l'événement suivant.

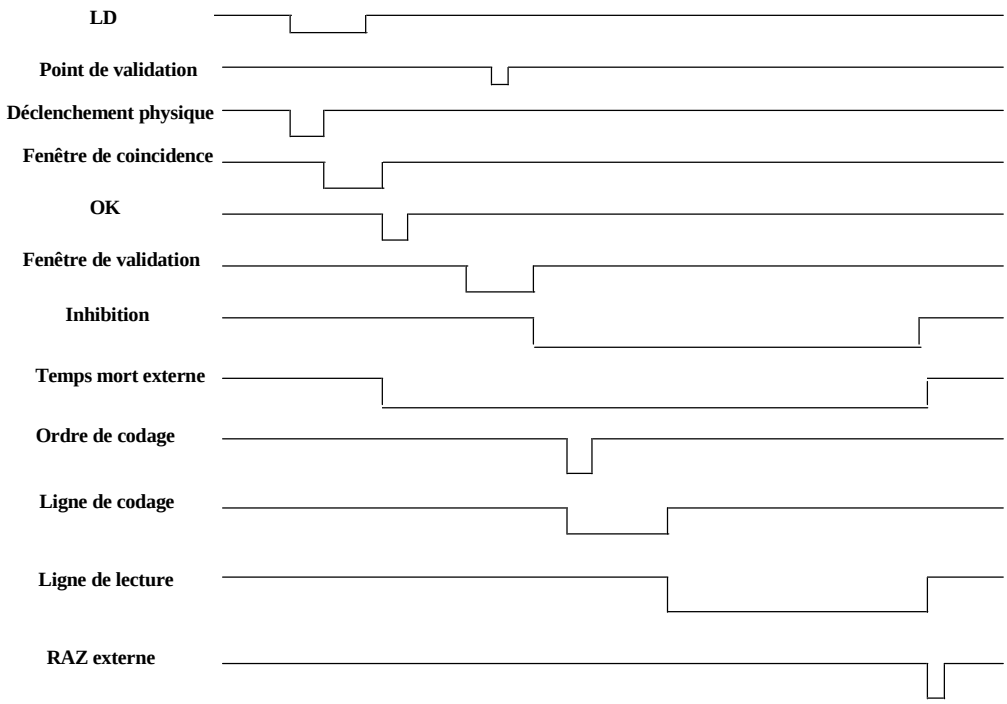


Figure 2.16 : Chronogramme de l'électronique du détecteur MUST.

2.3.3.5) Electronique NIM CAMAC des détecteurs Si(Li) et CsI

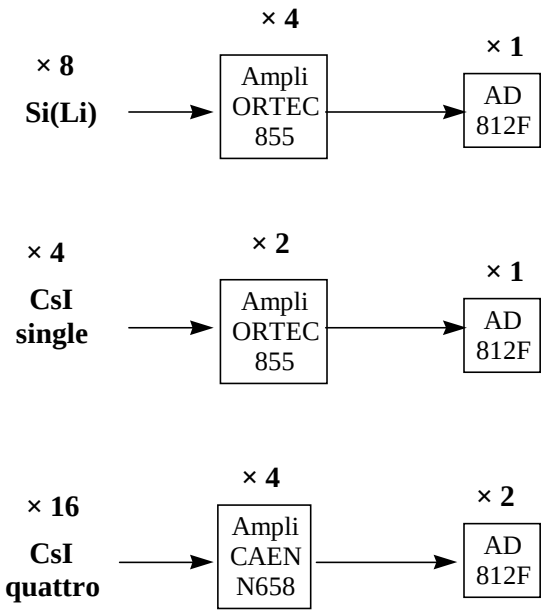


Figure 2.17: Electronique NIM-CAMAC des détecteurs Si(Li), CsI ``single`` et CsI ``quattro``.

L'électronique des détecteurs Si(Li) est également traitée en standard NIM, le codage étant effectué par des modules CAMAC (cf. fig. 2.17) . Le signal, issu de chaque préamplificateur équipant un détecteur Si(Li), est amplifié par des amplificateurs ORTEC 855 à deux voies, puis codé dans un module AD812F à 8 voies.

L'électronique des détecteurs CsI utilise uniquement les standards NIM et CAMAC. Les signaux issus des préamplificateurs des CsI 'quattros' sont amplifiés par un ampli CAEN N568 à 16 voies, puis convertis par deux AD812F. Le signal issu des CsI 'single' est traité et codé de la même façon que celui issu des détecteurs Si(Li). La constante d'intégration de tous les amplificateurs est réglée à 3µs.

2.3.4) Etalonnage

Pour calibrer les 120 pistes de chaque détecteur à pistes, on utilise une source α à trois pics (^{233}U, ^{239}Pu, ^{241}Am) dont les énergies sont respectivement 4,824 MeV, 5,155 MeV et 5,486 MeV. Un programme d'étalonnage a été écrit pour rechercher automatiquement les pics (les trois pics α et le piédestal) dans un spectre en énergie, associé à une piste, puis effectuer la régression linéaire donnant les coefficients de la droite d'étalonnage. Ces coefficients, à savoir le gain et le piédestal, sont conservés dans des fichiers. La figure 2.18 montre le spectre obtenu en superposant toutes les pistes de tous les détecteurs, où l'on peut voir clairement les trois pics α apparaître.

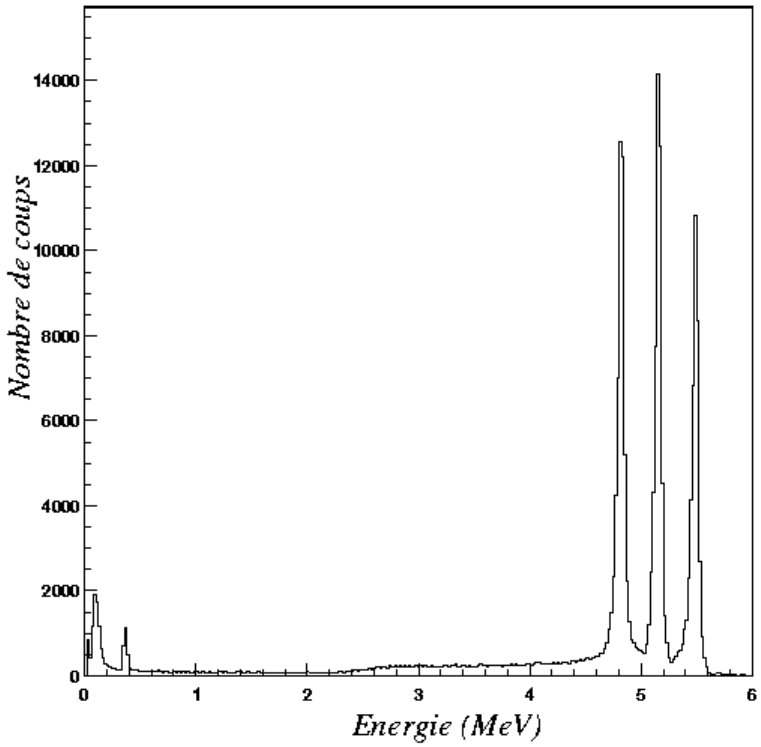


Figure 2.18 : Spectre en énergie, résultant de la superposition des 60 pistes ohmiques de chacun des huit détecteurs silicium à pistes de MUST, obtenu avec une source α à trois pics.

Pour étalonner les détecteurs Si(Li), on ne peut pas utiliser cette source car les particules α ne sont pas suffisamment énergétiques pour traverser le premier étage. On a donc utilisé des runs de diffusion du faisceau primaire ralenti de ^{24}Mg, d'énergie 29,6MeV/A, sur une cible de plastique $(CH_2)_n$ d'épaisseur 10mg/cm^2, riche en protons. Les protons diffusés sont détectés dans les télescopes MUST. L'étalonnage des détecteurs Si(Li) se déduit de celui des détecteurs à pistes : on utilise pour cela le programme PEDRA qui donne, pour un proton d'énergie donnée et l'épaisseur du détecteur, la perte d'énergie dans les trois étages d'un télescope MUST. Pour calibrer les détecteurs CsI, on opère de manière analogue en déduisant la perte d'énergie des CsI à partir des pertes d'énergie dans le détecteur Si(Li) et la fenêtre morte de lithium, situé à l'arrière du détecteur Si(Li).

2.3.5) Résolutions en énergie et en position

Le détecteur MUST a déjà été utilisé avec succès lors d'expériences de diffusion élastique et inélastique en cinématique inverse ([Blum :99], [Khan :00b]). Lors de l'expérience E317A, il a été utilisé pour la première fois pour des reconstructions de masses invariantes, ce qui requière une mesure suffisamment précise de l'énergie et de l'angle d'émission du proton émis.

La résolution des détecteurs à pistes est évalué à partir des runs d'étalonnage avec la source α à trois pics, en superposant les données de toutes les pistes de tous les détecteurs. La largeur à mi-hauteur de chaque pic donne une résolution intrinsèque de 50keV. Les détecteurs Si(Li), qui permettent une mesure de l'énergie des protons jusqu'à 25MeV, ont une résolution intrinsèque voisine de 50keV. Les détecteurs CsI sont utilisés pour la mesure d'énergie de protons entre 25 et 70MeV. Leur résolution est moins bonne que les détecteurs à pistes et les détecteurs Si(Li). Elle s'établit autour de 7%.

Pour la résolution spatiale des détecteurs à pistes, le support mécanique sur lequel sont montés les huit télescopes est situé assez loin de la cible, à une distance de 400mm. La largeur d'une piste étant de 1mm, la résolution angulaire s'établit autour de 0,1°.

2.3.6) Identification des protons

Les protons d'intérêt ont une énergie suffisante pour traverser le premier étage d'un télescope MUST. Leur identification s'effectue par une mesure E-ΔE, en mesurant la perte d'énergie dans les strips et l'énergie dans le détecteur Si(Li) (cf. fig. 2.19), ou en mesurant la perte d'énergie dans le détecteur Si(Li) et l'énergie dans le détecteur CsI (cf. fig. 2.19). On observe que pour les protons la courbe d'identification possède un point de rebroussement aux alentours de 24 MeV mesuré dans le Si(Li). Ces événements correspondent à des protons ayant traversé le Si(Li), et dont l'énergie résiduelle est mesurée dans le détecteur CsI.

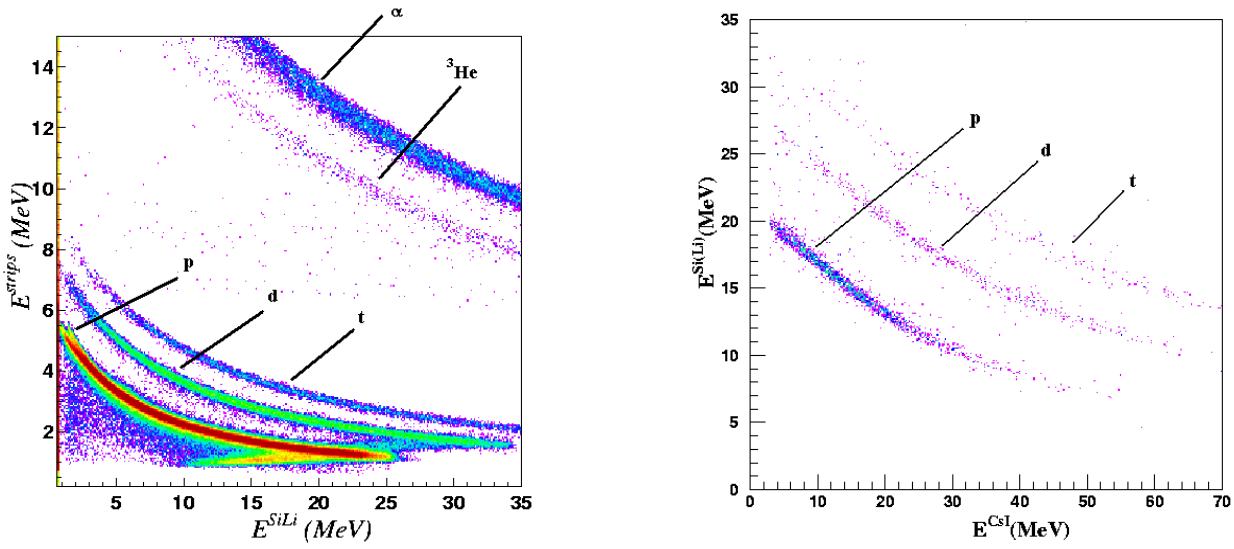


Figure 2.19 : Identification par énergie-perte d'énergie des protons. *A gauche :* en mesurant la perte d'énergie dans le détecteur à pistes et l'énergie dans le détecteur Si(Li). Le point de rebroussement pour les grandes valeurs d'énergie mesurées dans le Si(Li) correspondant à des particules atteignant le détecteur CsI. *A droite :* en mesurant la perte d'énergie dans le détecteur Si(Li) et l'énergie résiduelle dans le détecteur CsI.

2.3.7) Runs de diffusion élastique

Le détecteur MUST permet également une localisation de la particule détectée, à partir du numéro de la piste touchée. Pour s'assurer de la bonne reconstruction de la position, une étude de diffusion élastique sur une cible de plastique $(CH_2)_n$, riche en protons a été effectuée. Il s'agit d'une réaction par cinématique inverse, où le faisceau primaire de ^{24}Mg, ralenti à 29,6MeV par nucléon, est envoyé sur la cible. Le proton diffusé était ensuite détecté dans les télescopes de MUST, et son énergie totale mesurée en effectuant la somme des pertes d'énergie dans les trois étages (Silicium à pistes, Si(Li) et CsI). Cette étude permet d'une part de vérifier les étalonnages en énergie des différents détecteurs équipant chaque télescope, et d'autre part de s'assurer que l'angle de diffusion du proton est calculé correctement, en comparant les lignes cinématiques obtenues avec les lignes cinématiques théoriques. Pour couvrir un intervalle suffisant en angle et en énergie, le bloc mécanique supportant les télescopes a été successivement orienté à 66°, 58°, 52°, 46° et 40° par rapport à la direction du faisceau incident.

La figure 2.20 montre une reconstruction de lignes expérimentales, comparée aux lignes prévues par des calculs de cinématique relativiste. On distingue clairement les deux lignes, correspondant respectivement à l'état fondamental et au premier état excité du noyau de ^{24}Mg. Précisons qu'au cours de cette étude, les chambres à fils CATS n'ont pas été utilisées à cause de la trop grande intensité du faisceau. Il y a donc une incertitude sur l'angle d'incidence du faisceau. Néanmoins, on constate que le calcul de l'angle et l'étalonnage en énergie sont correctement effectués. Lors de l'étude sur cible de béryllium avec le faisceau secondaire, nous avons tenu compte de l'angle d'incidence ainsi que du profil du faisceau sur la cible, obtenus avec les CATS.

Ce type d'étude permet également de déterminer le seuil de déclenchement dans chaque détecteur silicium à pistes. Celui-ci varie de 0,8 à 1MeV proton. Ceci limite l'énergie proton mesurable. En effet, un proton de grande énergie atteignant le CsI, perd une quantité d'énergie dans le silicium à pistes d'autant plus petite que son énergie totale est grande. Au cours de l'expérience, l'énergie proton mesurable était comprise entre 0,8 et 45MeV, ce qui a été quelque peu préjudiciable, vu que notre étude se focalisait sur des protons d'énergie assez grande (entre 30 et 50 MeV).

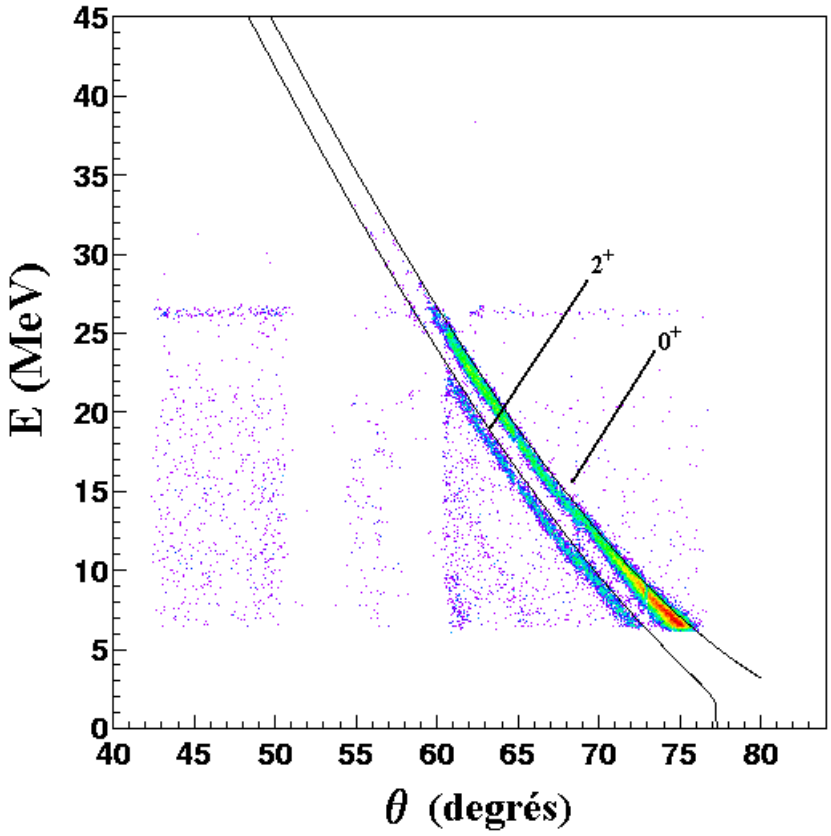


Figure 2.20: Energie en fonction de l'angle de diffusion du proton de recul pour la réaction ^{24}Mg(p, p') à 29,6MeV par nucléon. On distingue les deux lignes correspondant respectivement à l'état fondamental 0^+ et au premier état excité 2^+ de ^{24}Mg.

2.4) Le spectromètre SPEG (Spectromètre à Perte d'Energie du GANIL)

Le spectromètre SPEG [Bian :89], installé au GANIL, permet de détecter les noyaux produits au cours des réactions nucléaires, induites par un faisceau d'ions lourds sur une cible. Le spectromètre est couplé à un analyseur qui assure le transport achromatique ou dispersif du faisceau jusqu'à la cible. L'ensemble est représenté sur la figure 2.21.

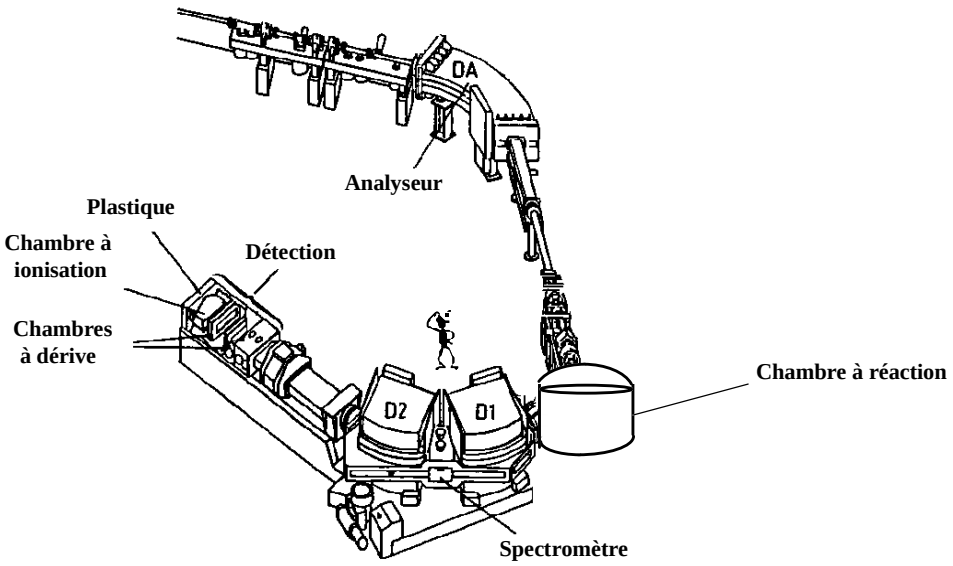


Figure 2.21: Vue du spectromètre SPEG

Pour assurer une bonne efficacité de détection, une grande couverture en angle solide et une large acceptance en moment sont nécessaires. Les valeurs sont respectivement de 5msr pour l'angle solide et de 7% pour l'acceptance en moment. Le SPEG est un spectromètre à haute résolution, qui permet une mesure très précise de l'impulsion du noyau détecté. En mode dispersif, la résolution typique en moment est de 10^{-4}. Comme les noyaux, issus de réactions nucléaires autour de l'énergie de Fermi, sont fortement focalisés vers l'avant, le spectromètre doit permettre des mesures à faibles angles et à 0°. L'acceptance angulaire du spectromètre est de 4° dans les plans horizontal et vertical. Au cours de l'expérience, le SPEG a été placé à 0°, ce qui permet de couvrir des angles entre ±2° dans le plan horizontal. Le spectromètre se compose:

- de deux dipôles magnétiques séparés qui permettent, en fixant le champ magnétique, de sélectionner un noyau suivant la valeur du rapport Av/Q où v est la vitesse du noyau, A son nombre de masse et Q sa charge.
- d'un ensemble de détection, comportant deux chambres à dérive, une chambre à ionisation et un détecteur plastique scintillant, qui permet d'une part une identification en masse et en charge du noyau détecté, et d'autre part une mesure de son impulsion et de son angle d'émission par reconstruction de la trajectoire du noyau.

Dans cette partie, nous allons décrire en détails le système de détection, l'électronique associée, ainsi que les techniques d'identification et de mesure d'impulsion des noyaux détectés.

2.4.1) Le détecteur plastique

Le détecteur plastique est un détecteur scintillant de type NE102A de 72cm de large, 15cm de haut, et de 2cm d'épaisseur. Ce détecteur est placé au bout de la chambre et arrête les noyaux incidents. Un noyau incident excite les molécules du plastique qui se désexcite en émettant des photons. Ces photons se propagent dans le plastique et sont menés par deux guides de lumière jusqu'à deux photomultiplicateurs, alimentés sous une tension de -1400V, et désignés sous les termes photomultiplicateur gauche (PLG) et photomultiplicateur droit (PLD) dans la suite. Le plastique scintillant permet une mesure de l'énergie résiduelle du noyau ayant traversé la chambre de Bragg (cf. 2.4.2) . Cette énergie est obtenue en moyennant le signal énergie du photomultiplicateur gauche (EPLG) et le signal énergie du photomultiplicateur droit (EPLD). D'autre part, chaque voie est équipée d'un discriminateur qui délivre un signal rapide (TPLG et TPLD), qui peut être utilisé comme signal de déclenchement ou pour mesurer un temps de vol.

2.4.2) La chambre de Bragg

L'ensemble de détection du spectromètre comporte une chambre de Bragg, remplie de gaz isobutane à une pression de 400mbar dans notre expérience, et alimentée par une haute tension de 1600V. Les fenêtres d'entrée et de sortie de l'enceinte sont des feuilles de kapton de 75μm d'épaisseur. La surface utile du détecteur est 12 cm de hauteur et 70 cm de largeur pour une épaisseur de 70 cm. La chambre se compose de 17 feuilles de mylar métallisées sur les deux faces et séparées de 4,3 cm. Ces feuilles sont disposées perpendiculairement au faisceau. La particule chargée qui traverse la chambre y perd de l'énergie en ionisant le gaz. Cette perte d'énergie est proportionnelle à la somme des signaux collectés entre chaque paire de feuilles. Couplée à la mesure de l'énergie résiduelle dans le détecteur plastique, ceci permet par la méthode de mesure énergie-perte d'énergie une identification en Z du noyau détecté.

2.4.3) Les chambres à dérive

Le système de détection du spectromètre SPEG dispose de deux chambres à dérive multivoies. Chacune de ces chambres se compose d'une cathode, d'une grille de Frish, de fils d'amplification, d'une cathode à pistes et de préamplificateurs (voir figure 2.22). Les chambres à dérive permettent une localisation en deux dimensions de la trajectoire des noyaux détectés et de déterminer le point d'impact dans le plan focal, qui donne une mesure de l'impulsion du noyau.

Lorsqu'un ion traverse une chambre, il ionise le gaz (isobutane à une pression de 20 mbars) contenu dans le détecteur. Un champ électrostatique, créé entre la cathode et la grille de Frish, guide les électrons produits vers les fils d'amplification portés à un potentiel positif. Au voisinage de ces fils, le champ est intense et provoque une multiplication par avalanche de paires ion-électron. Sous l'action du champ local, les ions positifs sont dirigés vers la grille de

Frish et la cathode à pistes. Ce mouvement d'ions induit sur les pistes un signal dont la répartition est caractéristique de la position de l'avalanche.

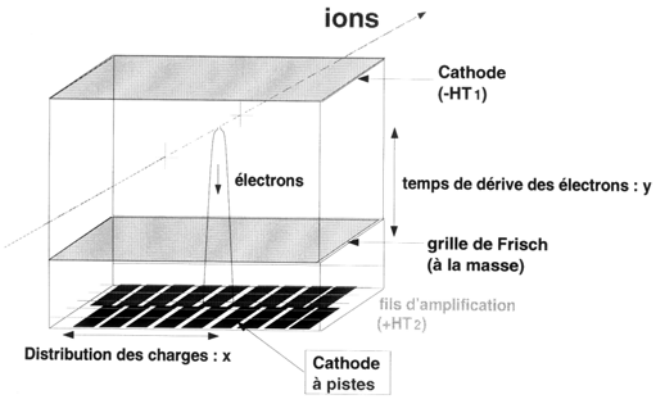


Figure 2.22 : Principe de fonctionnement des chambres à dérive multivoies du spectromètre SPEG.

Les différents constituants d'une chambre à dérive sont placés dans une enceinte étanche, munie de fenêtres d'entrée et de sortie en mylar de 1,5μm d'épaisseur. Chaque chambre possède une largeur utile de 70cm pour une hauteur de 10cm. La grille de Frish et la cathode sont distantes de 10cm. Les fils d'amplification sont à 1cm de la grille et à 5 mm de la cathode à pistes. La cathode fonctionne sous une tension de -800 V et la grille de Frish est mise à la masse. Le champ ainsi crée dans la zone de dérive est de 4,3 V/cm/mbar. La grille de Frish est constituée de 46 fils de pas 2,54 mm et de 100 μm de diamètre. Deux feuilles de mylar de 0,9μm sont placées perpendiculairement au faisceau et assurent l'homogénéité du champ entre la grille de Frish et la cathode. Dans la zone d'amplification, deux groupes de 5 fils proportionnels, de pas 1cm et de 20μm de diamètre, portés à une tension de 550V, sont chacun associés à une rangée de pistes de la cathode. Chaque groupe de fils donne un signal temps et un signal énergie. Chaque cathode à pistes est divisée en deux rangées de pistes, distantes de 1mm, et décalées d'une demi-piste l'une par rapport à l'autre. Chaque rangée possède 128 pistes de 5,5mm de large et de 5cm de long. L'interpiste est de 0,5mm. Chaque piste est reliée à un préamplificateur de charge, de gain 250 mV/MeV, sauf les pistes extrêmes qui sont reliées à la masse. Chaque préamplificateur est isolé de ces deux voisins par une plaque de laiton de 0,5mm d'épaisseur afin d'éviter tout phénomène de diaphonie. Le signal, issu des préamplificateurs, est finalement envoyé vers des cartes VXI pour être mis en forme et codé.

2.4.4) Electronique

Le traitement et la numérisation des signaux électroniques, issus des différents détecteurs de SPEG, s'effectue selon deux standards :

- les données issues des chambres à dérive sont traitées et codées par des cartes VXI, les SMP128X, dont le fonctionnement est semblable à celles utilisées dans l'ensemble de détection MUST (cf. 2.3).

- les signaux issus de la chambre de Bragg et du détecteur plastique sont amplifiés et mis en forme à l'aide de modules NIM, puis codés par des modules CAMAC, de type ADC1610. Précisons que les mesures de temps de dérive dans les chambres à dérive sont également traités en NIM et CAMAC, en plus du VXI.

Nous allons décrire à présent l'ensemble de la chaîne électronique de traitement utilisée pour l'ensemble de détection de SPEG.

2.4.4.1) Partie CAMAC

L'électronique NIM-CAMAC de l'ensemble de détection SPEG (détecteur plastique et chambre à ionisation) est donnée par la figure 2.23. Chaque signal énergie (PLG ou PLD) d'un photomultiplicateur est intégré dans une porte, obtenue à partir du signal énergie via un Discriminateur à Fraction Constante (DFC). Il est ensuite numérisé par un ADC1610, dont la porte est générée par un module, le Tiroir de Corrélation des Codeurs (TCC), sur réception d'un signal OK provenant du déclencheur externe (cf 2.5).

Un signal logique, appelé ''HF propre'', est obtenu à partir du signal HF de la fréquence du cyclotron CSS2. On effectue tout d'abord un premier ET logique entre le signal HF et le signal temps du photomultiplicateur droit (TPLD), puis un nouveau ET entre le signal logique ainsi obtenu et le signal HF retardé. Ce signal HF propre est ensuite utilisé comme signal stop dans deux Convertisseurs Temps-Amplitude (CTA), dont le start est donné par le signal temps plastique droit (respectivement gauche) TPLD (respectivement TPLG). Les amplitudes des signaux délivrés par les CTA sont ensuite codés dans deux ADC 1610.

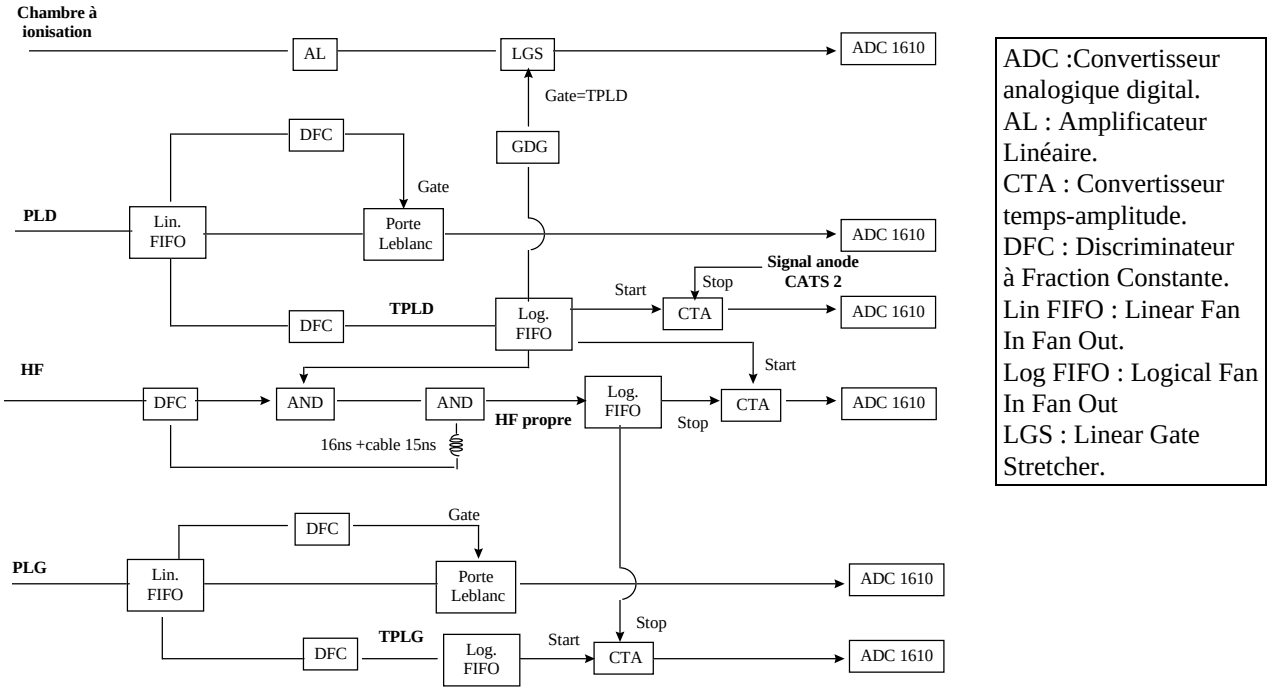


Figure 2.23: Electronique CAMAC standard du SPEG**.**

La chambre à ionisation délivre un signal dont l'amplitude est directement proportionnelle à la perte d'énergie du noyau dans ce détecteur. Ce signal est au préalable amplifié puis envoyé dans un module appelé *Linear Gate Stretcher* (LGS) qui recherche le maximum

d'amplitude du signal dans une porte, générée par le signal TPLD, en évitant ainsi de coder le bruit basse fréquence. Une conversion est ensuite effectuée dans un ADC1610.

2.4.4.2)Partie VXI

Les signaux issus de toutes les pistes des chambres à dérive sont traités par quatre cartes SMP128X, similaires à celles qui équipent le détecteur MUST. Chaque carte code 128 voies sur 13 bits. Le signal logique des fils de la chambre, conditionné par le plastique de SPEG, donne le point de validation. Le codage n'est réalisé que lorsqu'un signal de porte, ou fenêtre de validation, est ouvert lorsque le point de validation est donné. Cette fenêtre de validation est ouverte sur réception d'un signal OK, provenant d'un déclencheur externe (un module CAMAC, le MCR, cf. 2.5), sur le Slot 0. Le codage s'effectue en deux étapes. Le signal est tout d'abord mis en forme par un amplificateur filtre. Un système bloqueur 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 faut donc régler deux largeurs de porte par carte SMP de manière à assurer le blocage au maximum du signal.

Les données issues des pistes sont traités par un DSP 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 la calibration des chambres à dérive.
- le mode *à seuil*, où seules les données supérieures à un seuil fixé par l'utilisateur sont transmises à l'acquisition.
- le mode *calibré à seuil*, où les données des pistes sont calibrées et transmises si elles sont supérieures à un seuil donné. Le rôle de la calibration est d'ajuster, par une transformation affine, les gains entre les différents préamplificateurs qui équipent les chambres. Les coefficients de calibration sont ensuite stockés dans le DSP. C'est ce dernier mode qui a été utilisé en expérience.

La figure 2.24 résume l'interface entre l'électronique VXI des chambres à dérive de SPEG et l'acquisition GANIL. Le signal des fils de chaque chambre, conditionné par le signal TPLD du plastique, déclenche les cartes SMP. Dans chaque chambre, un groupe de fils sur les deux est utilisé pour déclencher les deux cartes SMP qui codent les deux plans de pistes d'une chambre. Les quatre cartes SMP sont gérées par une carte Slot 0. Celle-ci donne notamment l'ordre de codage, sur réception d'un signal issu du déclencheur externe, inhibe les cartes pendant la phase de temps mort du déclencheur, et les remet à zéro sur ordre d'un module CAMAC, le SFC (cf. 2.5).

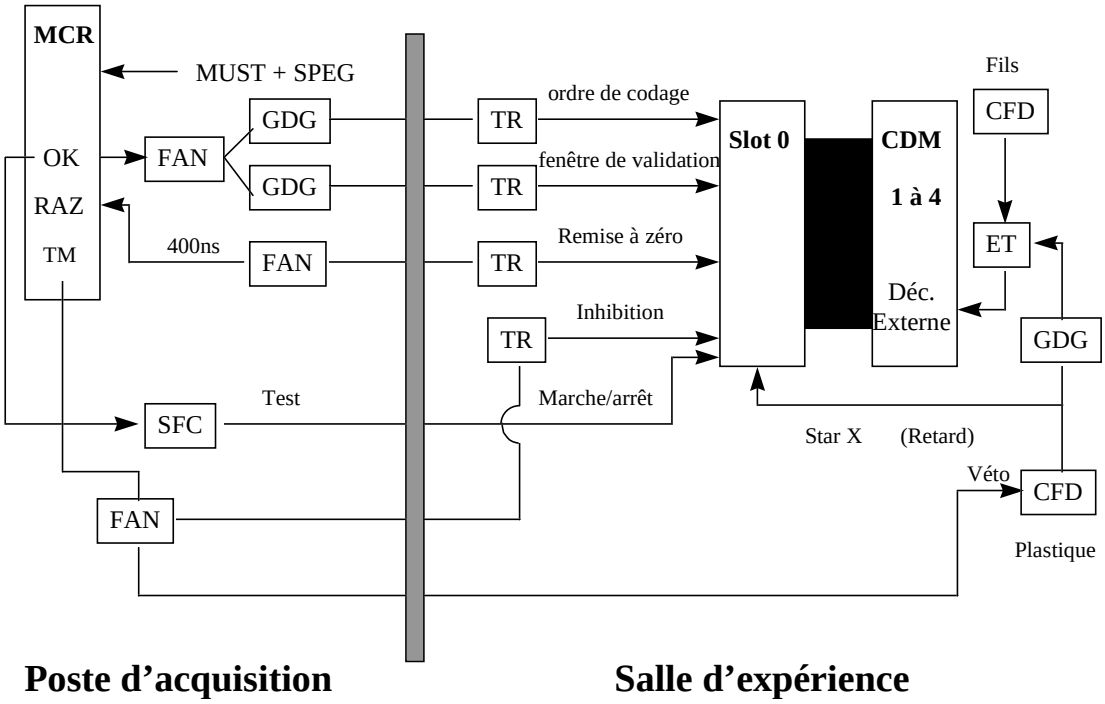


Figure 2.24 : Schéma de l'électronique VXI des chambres à dérive du spectromètre SPEG.

En revanche, comme dans le détecteur MUST, le déclenchement de la lecture est asynchrone. Il est effectué par le signal des fils, conditionné par le plastique et le temps mort de l'acquisition, ce qui permet d'interdire la présence de deux points de validation dans la même fenêtre. Le signal TPLD du plastique, utilisé comme signal stop commun aux quatre cartes SMP, permet également de générer un signal temps plastique-fils. Ce temps est égal à la différence entre le temps de dérive des électrons et le temps de vol des noyaux entre la chambre à dérive et le détecteur plastique. Il est utilisé pour déterminer la position verticale du point d'impact. Le chronogramme de la figure 2.25 résume les différentes phases de traitement de l'électronique VXI. Le signal TPLD du plastique est envoyé vers le déclencheur externe. Si l'événement est accepté par le déclencheur, celui-ci renvoie un signal OK (cf. 2.5) vers le Slot 0 pour ouvrir la fenêtre de validation. Si le signal point de validation, généré par les fils tombe dans cette fenêtre, la phase de codage démarre. Parallèlement, le signal temps mort du déclencheur externe, arrive sur le Slot 0 et inhibe les cartes SMP. Le réglage de la largeur de la fenêtre de validation doit prendre en compte la variation du temps de dérive des électrons, qui dépend de la position du point d'impact dans la chambre et varie entre 200ns et 2µs . Typiquement, la largeur de la fenêtre est réglée autour de 2500ns. Lorsque le codage des données est terminée ou que le point de validation tombe en-dehors de la fenêtre, une remise à zéro automatique réinitialise les cartes SMP. Dans le cas où l'événement est rejeté par le déclencheur externe, les cartes sont remises à zéro automatiquement.

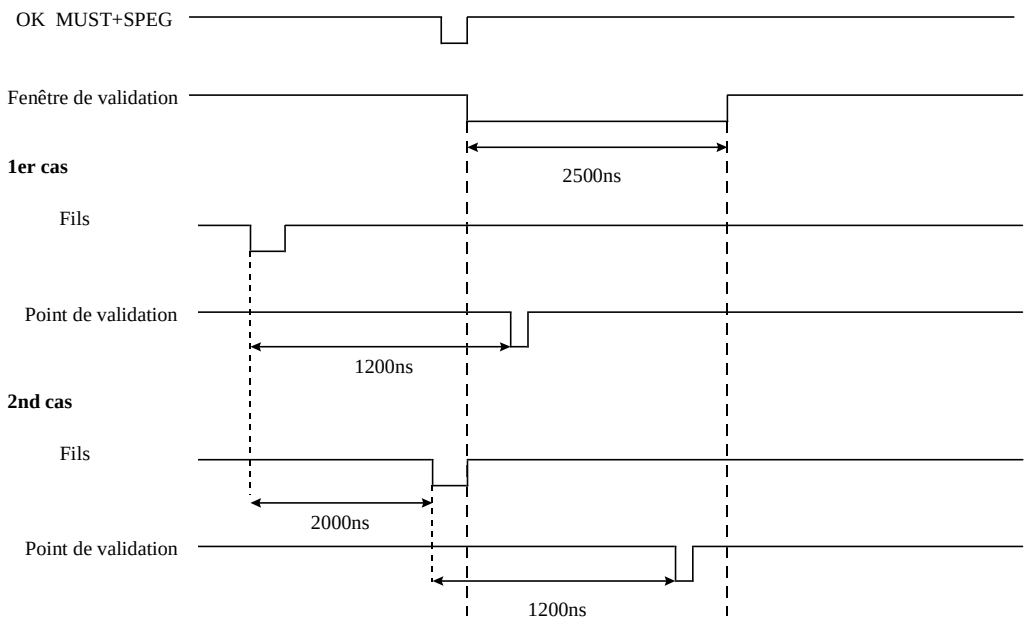


Figure 2.25 : Chronogramme de l'électronique VXI de SPEG. Au cours de l'expérience E317a, le module déclencheur externe (MCR) n'ouvrait une fenêtre de validation que sur réception d'un signal de la carte TRIG8X de MUST.

2.4.5) Reconstruction de la trajectoire

Pour obtenir d'une part l'impulsion du noyau à partir de la position dans le plan focal, et d'autre part la direction d'émission, il faut au préalable déterminer les positions verticale et horizontale des points de passage du noyau dans les deux plans de pistes de chaque chambre à dérive. Nous allons à présent voir plus en détails les méthodes de reconstruction utilisées.

2.4.5.1) Reconstruction de la position verticale

La position verticale dans chaque plan de pistes est obtenue à partir du temps de dérive des électrons, produits par l'ionisation du gaz au passage du noyau. Ce temps est mesuré en définissant un instant de départ et un instant d'arrivée des électrons. L'instant d'arrivée est donné par le signal sur les fils amplificateurs, tandis que l'instant de départ est donné par le plastique scintillant. Le temps de vol entre la chambre à dérive et le détecteur plastique peut être négligé. La vitesse de dérive des électrons dans la chambre dépend de la nature du gaz utilisé, de sa pression et de la valeur du champ électrostatique. Dans les chambres de SPEG, la vitesse de dérive est de l'ordre de 5cm/µs . La connaissance de cette vitesse de dérive, combinée à la mesure du temps de dérive, permet donc d'obtenir la coordonnée verticale du point de passage du noyau dans chaque plan de chambre.

2.4.5.2) Reconstruction de la position horizontale

La position horizontale du point de passage du noyau s'obtient à partir de l'étude de la distribution des charges induite sur les pistes de la cathode. On a vu (cf. 2.2) que les deux plans de pistes de chaque chambre sont décalés d'une demi-piste l'un par rapport à l'autre. A l'origine, cette disposition avait été faite afin de minimiser les erreurs systématiques sur la reconstruction de la position par la méthode du centre de gravité. Cependant, des études

précédentes [Drou :00] montrent que la méthode de reconstruction la mieux adaptée est la méthode de la sécante hyperbolique au carré, ou méthode SECHS [Lau :95], car elle amoindrit ces erreurs. Dans cette méthode, la distribution de charge sur les pistes est représentée par une fonction à trois paramètres :

$$Q_i = \frac{a_1}{\cosh^2\left(\frac{\pi(x_i - a_2)}{a_3}\right)} \tag{2.8}$$

où :

- 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, 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 le pas des pistes, la largeur de la distribution des charges est donnée par :

$$a_3 = \frac{\pi w}{\cosh^{-1}\frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}}\right)} \tag{2.9}$$

et la position du centroïde s'obtient selon :

$$a_2 = \frac{a_3}{\pi}\tanh^{-1}\left(\frac{\sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} - \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}}}{2\sinh\left(\frac{\pi w}{a_3}\right)}\right) \tag{2.10}$$

2.4.5.3) Reconstruction de la droite trajectoire

Une fois les positions du point de passage du noyau déterminées dans chaque plan de pistes, il est possible de calculer l'équation de la droite trajectoire par une interpolation linéaire sur les positions des chambres avec minimisation d'un χ^2. A partir de l'équation de cette droite, on déduit :

- la position X_{foc} dans le plan focal, dont la connaissance est indispensable pour déterminer l'impulsion du noyau, après un étalonnage préalable selon la valeur du produit ($B\rho$) entre le champ magnétique, crée par les deux dipôles de SPEG, et le rayon de courbure du spectromètre. Pour déterminer X_{foc}, nous avons utilisé la distance théorique du plan focal à la cible, soit 147 cm.

- les paramètres calculés θ_{foc} et φ_{foc} qui permettent, après étalonnage angulaire, de déterminer la direction d'émission du noyau. Le paramètre θ_{foc} est déterminé à partir de la pente de la droite x=f(z). Le paramètre φ_{foc} est obtenu à partir de la mesure du temps de dérive des électrons dans la chambre. Au cours de notre expérience, un défaut dans les cartes SMP, corrigé depuis, empêchait une remise à zéro correcte des temps VXI, lorsque l'événement ne déclenchait pas le module de déclenchement externe. Pour remédier à ce problème lors de l'analyse, les données des runs d'étalonnage en moment, où seul SPEG déclenchait l'acquisition, ont permis déduire les temps VXI équivalents aux temps CAMAC en utilisant les droites de corrélation.

2.4.6) Etalonnage et résolution en (Bρ)

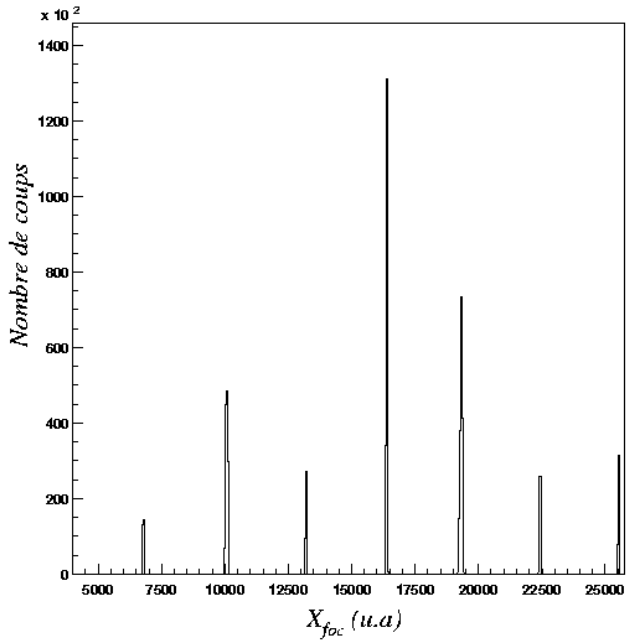


Figure 2.26 : Spectre de la position dans le plan focal X_{foc} obtenu avec un faisceau de ^{24}Mg à 24,6MeV par nucléon, pour différentes valeurs de la rigidité magnétique. Chaque pic correspond à une valeur donnée de la rigidité magnétique.

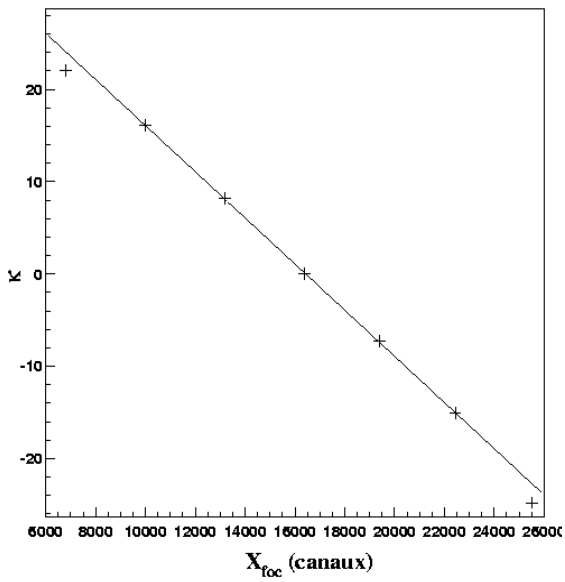


Figure 2.27 : Droite d'étalonnage de la valeur de la rigidité magnétique en fonction du paramètre X_{foc}.

Pour effectuer l'étalonnage en (Bρ), nous avons utilisé un faisceau pinceau de ^{24}Mg ralenti à 29,6 MeV par nucléon, envoyé directement dans le spectromètre. Les valeurs du champ magnétique crée par les deux dipôles, ont ensuite été modifiées de façon à obtenir différentes valeurs du produit Bρ autour de la valeur centrale 1,5790 T.m. Le spectre de X_{foc} obtenu avec toutes ces valeurs est donné sur la figure 2.26. A chaque valeur du champ magnétique correspond un pic. L'étalonnage a ensuite consisté à déterminer la correspondance entre une variation ΔX_{foc} par rapport à la position centrale et la variation correspondante du champ magnétique. La droite d'étalonnage obtenue est donnée sur la figure 2.27, où le paramètre κ en ordonnée correspond à la quantité :

$$\kappa = \frac{B - B_{réf}}{B_{réf}} \delta \tag{2.11}$$

où on désigne par B la valeur du champ, $B_{réf}$ la valeur de référence et δ le coefficient de dispersion du spectromètre, valant 8 cm par pourcentage de variation de ($B\rho$).

La résolution en moment obtenue est évaluée à partir de la largeur des pics, observés dans le spectre de X_{foc}. Une valeur du rapport $\Delta p/p$ de 10^{-4} a été obtenue, ce qui est proche de la résolution nominale.

2.4.7) Etalonnage et résolution angulaire

L'étalonnage angulaire consiste à déterminer la correspondance entre les valeurs en canaux des paramètres calculés θ_{foc} et φ_{foc} et leurs valeurs en degrés. L'angle θ_{foc} est défini comme l'angle entre la direction d'émission du noyau et celle du faisceau dans le plan horizontal (xz), contenant la direction du faisceau. L'angle φ_{foc} est l'angle entre la direction d'émission du noyau et le plan (xz).

Pour réaliser l'étalonnage angulaire, nous avons effectué une diffusion élastique sur une cible mince d'or du faisceau primaire ralenti. Un peigne a été placé à l'entrée du spectromètre, à 650mm de la cible. Ce peigne comporte des trous régulièrement espacés, dont l'écart angulaire est de 0,44° dans la direction horizontale et de 0,88° dans la direction verticale. Le profil du peigne a été reconstruit pour plusieurs valeurs du champ magnétique des dipôles, à savoir 1,5790T.m, 1,6106T.m, et 1,5474T.m. Pour chacune de ces valeurs, on établit une matrice de correspondance entre les coordonnées (θ_{foc}, φ_{foc}) des positions des trous en canaux et en degrés. On recherche ensuite la fonction d'étalonnage pour θ_{foc} et φ_{foc} en utilisant un algorithme de Powell [Pres :89]. Les fonctions obtenues ont la forme suivante :

$$\theta_{foc}^{deg} = a_1 \, \theta_{foc}^{canaux} + b_1$$

$$\varphi_{foc}^{deg} = a_2\left(X_{foc}\right)\left(\varphi_{foc}^{canaux} - \varphi_0^{canaux}\right) + b_2\left(X_{foc}\right)\left(\varphi_{foc}^{canaux} - \varphi_0^{canaux}\right)\left(\theta_{foc}^{canaux} - \theta_0^{canaux}\right) + c_2\left(X_{foc}\right)$$

Les paramètres a_2, b_2, c_2 dépendent eux-mêmes de la position X_{foc} dans le plan focal selon une fonction linéaire. Les quantités θ_0^{canaux} et φ_0^{canaux} représentent les valeurs en canaux correspondant à 0°.

La résolution angulaire en θ_{foc} (respectivement en φ_{foc}) a été évaluée en sélectionnant une tranche en φ_{foc} (respectivement en θ_{foc}) et en déconvoluant la taille angulaire du trou dans la direction θ_{foc} (respectivement φ_{foc}). Les résultats obtenus sont donnés sur la figure 2.28. La résolution en θ_{foc} est de 0,06°, et celle de φ_{foc} est de 0,4°.

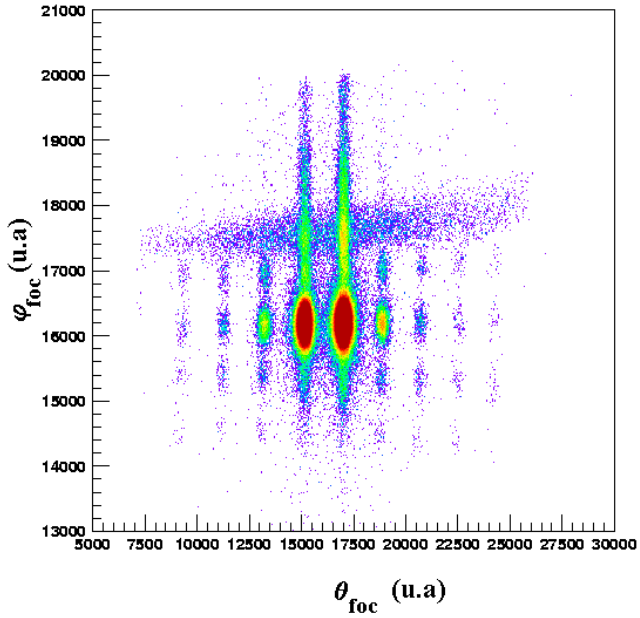
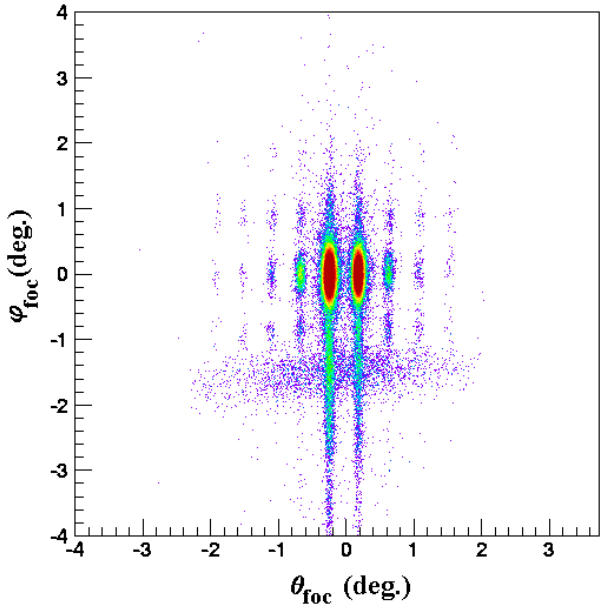


Figure 2.28 : *En haut :* Profil du peigne reconstruit et non calibré. *En bas :* Profil du peigne après calibration.



2.4.8) Identification des noyaux détectés dans SPEG

L'identification des noyaux dans SPEG s'effectue par une mesure couplée de la perte d'énergie (ΔE) dans la chambre à ionisation, et par la mesure d'un temps de vol (TOF) entre le plastique de SPEG et la chambre à fils CATS 2. Cependant, en ce qui concerne la mesure du temps de vol, il est nécessaire d'ajouter des corrections pour tenir compte de la vitesse et de la trajectoire du noyau dans le spectromètre, dont la longueur dépend de l'angle d'émission du noyau. Pour corriger en vitesse, donc en énergie, on ajoute un terme fonction affine de X_{foc} de la forme :

$$t_1 = t_0 + a(X_{foc} - X_0)$$

où t_0 est le temps de vol non corrigé, a un paramètre à ajuster, et X_0 une constante arbitraire. On obtient ainsi une nouvelle variable temps t_1, que l'on va corriger de manière analogue en θ_{foc}, pour tenir compte de la trajectoire, selon :

$$t_2 = t_1 + b(\theta_{foc} - \theta_0)$$

où b est un paramètre à ajuster, et θ_0 une constante arbitraire. La nouvelle variable t_2, ainsi obtenue, mesure donc le temps de vol entre le plastique de SPEG et CATS 2, en incluant les corrections pour tenir compte de la vitesse et de la trajectoire du noyau. La figure 2.29 montre le spectre bidimensionnel ΔE-TOF avant et après corrections. On constate qu'au final on obtient une identification sans ambiguïté, en masse et en charge, du noyau détecté.

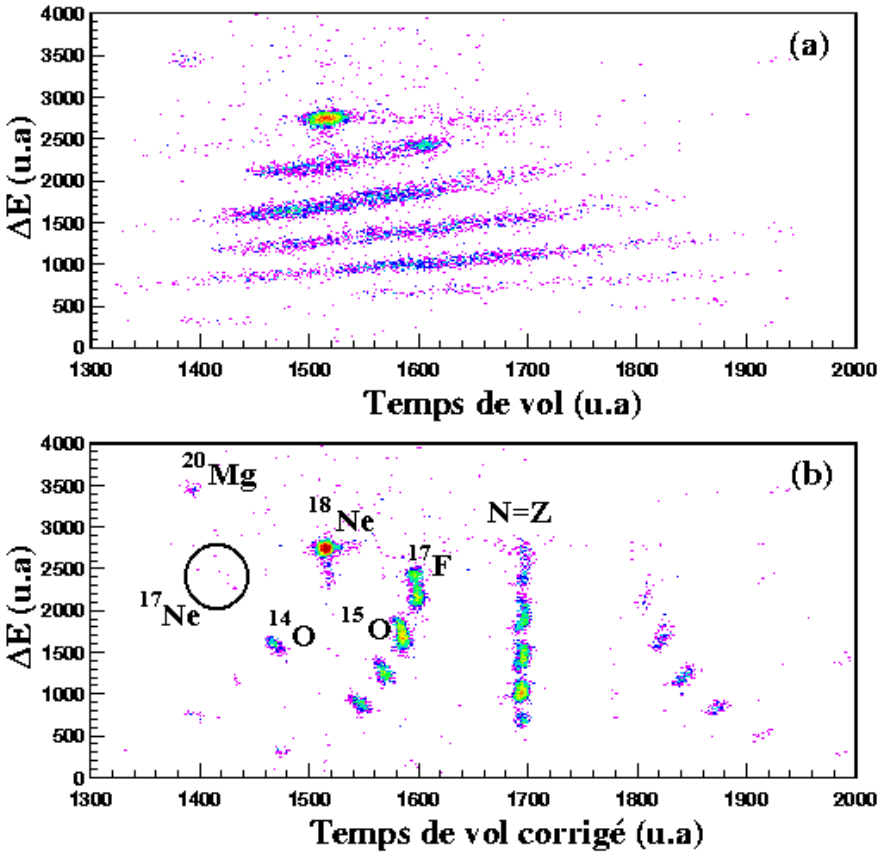
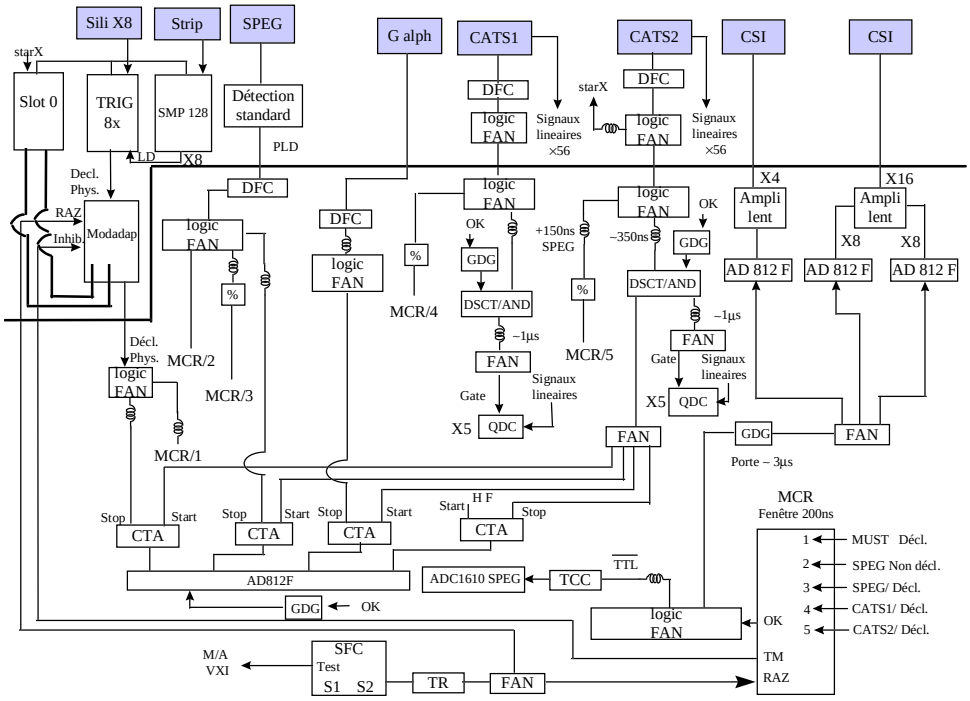


Figure 2.29: (a) Matrice d'identification perte d'énergie/temps de vol non corrigé. On ne parvient pas à identifier correctement en masse les différents noyaux détectés. **(**b) Matrice d'identification perte d'énergie/temps de vol corrigé selon l'énergie et la trajectoire de la particule détectée. L'identification des noyaux se fait sans ambiguïté.

2.5) Electronique globale de l'expérience

Le schéma d'électronique de l'expérience E317a est donné sur la figure 2.30.



MCR : Module de Coïncidences Rapides
DFC : Discriminateur à Fraction Constante.
CTA : Convertisseur Temps Amplitude
GDG : Gate & Delay Generator.
AD ou ADC : Convertisseur analogique digital
QDC : Codeur de charge.
FAN : Fan In Fan Out.
TCC : Tiroir de corrélations des codeurs.
TR : Translateur

Figure 2.30: Electronique pour l'expérience E317a

Le trigger externe est donné par un module CAMAC, le Module à Coïncidences Rapides (MCR). Ce module possède six entrées que l'on peut régler en déclencheuse ou non déclencheuse. Dans l'expérience, seule l'entrée MUST est déclencheuse. La réception d'un signal sur cette entrée provoque l'ouverture d'une fenêtre de coïncidence dont la largeur est réglée aux alentours de 200ns. Si un signal provenant d'une autre entrée arrive dans cette fenêtre, le MCR vérifie que le pattern de l'événement correspond à un masque préalablement programmé. Si c'est le cas, la coïncidence est acceptée et le MCR délivre en sortie un signal appelé OK. Ce signal OK est utilisé plusieurs fois .
Il permet notamment de générer les portes des codeurs CAMAC :

- Pour les codeurs des SiLi, des CsI et des TAC, la porte est un signal généré par le OK via un GDG.
- Pour les QDC des CATS, la porte est le résultat d'un ET logique entre le signal logique des CATS et le signal de sortie d'un GDG où le OK est mis en entrée.
- Pour la partie CAMAC du SPEG, la porte est générée par un module TCC sur réception du signal OK.

Le signal OK est également envoyé vers un module CAMAC, le SFC qui génère un LAM (Look At Me) afin de déclencher la lecture de l'événement par le processeur VME. A la fin de la lecture de l'événement, le SFC émet, via sa sortie S_2, un signal de remise à zéro globale (RAZ) afin de réinitialiser tous les modules CAMAC ainsi que les cartes VXI de MUST et des chambres à dérive de SPEG. Au début de chaque run actif, on émet via la sortie Test du SFC un niveau Marche/Arrêt au VXI de MUST et de SPEG via leur Slot 0 respectif.

2.6) Acquisition des données et contrôle de l'expérience

Au cours de l'expérience, le système d'acquisition du GANIL a été utilisé :

- pour visualiser en ligne des spectres de paramètres bruts, issus directement des codeurs, ou de paramètres calculés à partir de paramètres bruts.
- pour la mise sur bandes des événements.

Ceci nécessite l'écriture d'un certain nombre de fichiers, afin notamment de définir :

- chaque type de codeur utilisé et son emplacement (châssis, branche).
- chaque paramètre brut en précisant la voie du codeur où sa valeur est lu.
- chaque paramètre calculé à partir de paramètres bruts par le programme de contrôle de l'acquisition.
- chaque spectre que l'on souhaite visualiser en précisant le paramètre (spectre monodimensionnel) ou les deux paramètres (spectre bidimensionnel) qu'il représente.

Un fichier spécifique '*actions*' permet le pilotage en *soft* de l'acquisition, par la programmation du MCR, la lecture et la remise à zéro des codeurs, la structuration d'un événement au niveau du VME. Pour des raisons de mise en temps, les données codées en CAMAC sont lues en premier.

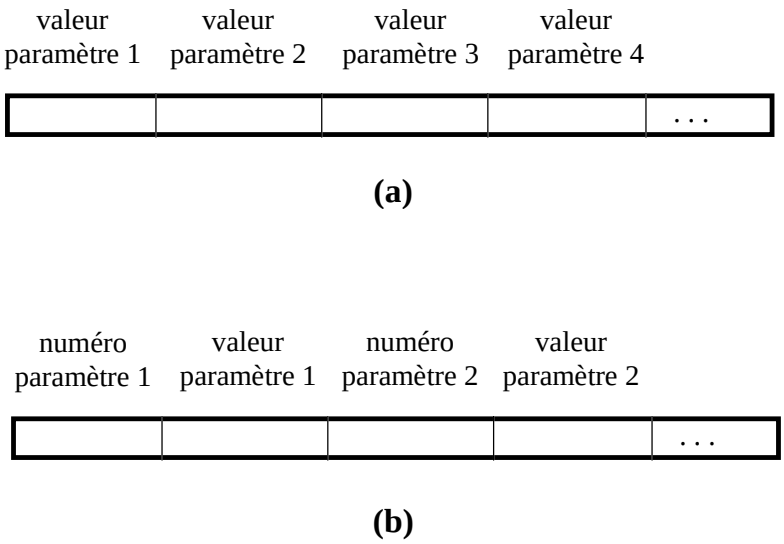


Figure 2.31: Représentation du format fixe (a) et du format variable (b)

Un événement est une suite de mots correspondant à des paramètres bruts. La longueur d'un événement est variable et dépend notamment du nombre de télescopes MUST touchés : pendant l'expérience, l'ensemble de détection MUST a été utilisé en mode *brut*, où les informations des 120 pistes d'un détecteur touché sont lues par l'acquisition. Deux types de structure sont utilisés lors de l'acquisition des données. Lors du traitement en ligne, un événement possède une structure à format variable, où une donnée est étiquetée par un numéro (cf fig. 2.31). Pour la mise sur bandes, les données provenant d'un détecteur MUST et des chambres à dérive de SPEG ont une structure de format variable. Les autres données, provenant des détecteurs CATS et de la partie CAMAC de SPEG (détecteur plastique, chambre de Bragg), ont une structure à format fixe (cf. fig. 2.31) où les données ne sont pas étiquetées.

2.7) Mesures expérimentales

Lors de l'expérience, des mesures de coïncidence entre le détecteur MUST et le spectromètre SPEG ont été effectués. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à deux types de coïncidence :

- des coïncidences entre un proton détecté dans MUST et un noyau détecté dans SPEG, pour rechercher des événements correspondant à l'émission d'un proton par un état non lié.
- des coïncidences entre deux protons détectés dans un module MUST quattro ou deux modules MUST différents, et un noyau détecté dans SPEG, pour rechercher des événements correspondant à l'émission diproton.

Dans chacun des deux cas précédents, une mesure complète de la cinématique des particules détectées (angle d'émission et énergie) a été accomplie et une reconstruction de la masse invariante effectuée, en vue de mettre en évidence la formation d'états non liés.

Chapitre 3 : Simulations

Pour évaluer noyau par noyau l'efficacité de détection et déterminer l'influence de l'ensemble expérimental sur la forme des spectres et sur la résolution de la mesure de paramètres d'intérêt, notamment l'excès de masse reconstruit, nous avons été amenés à écrire un programme de simulation en considérant séparément le cas de l'émission proton et les différents cas d'émission de deux protons (séquentielle, ^{2}He et non corrélée). Cette étude permet aussi d'évaluer la sensibilité des différentes observables au mécanisme d'émission de deux protons. La figure 3.1 représente l'organigramme type. Il se compose de quatre parties. Dans la première (cf. §3.1), on produit pour chaque événement le noyau émetteur, à partir d'un des noyaux du faisceau incident (^{18}Ne, ^{17}F ou ^{20}Mg), avec une certaine impulsion. On effectue ensuite une étude cinématique selon le type d'émission étudiée : émission proton (cf. §3.2), émission séquentielle de deux protons (cf. §3.3), émission ^{2}He (cf. §3.4), émission non corrélée de deux protons (cf. §3.5). Ceci permet de déterminer les vecteurs impulsion et les énergies des produits de la réaction afin de recalculer la masse invariante.

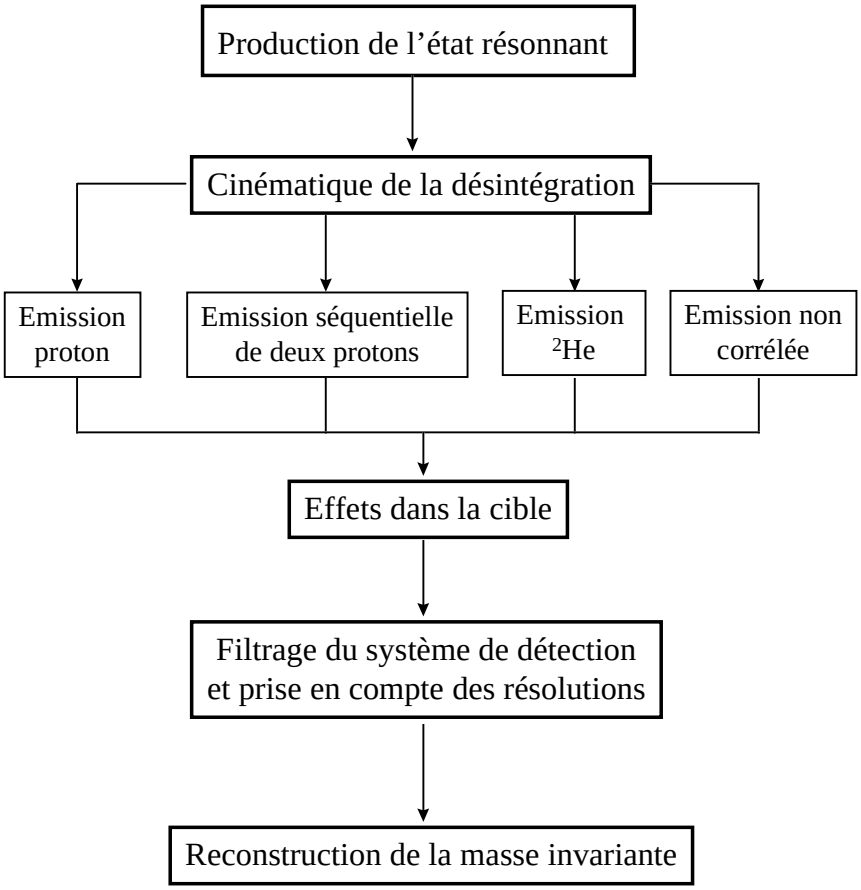


Figure 3.1 : Organigramme du programme de simulation pour l'étude de l'émission proton et de deux protons

Dans les deux dernières parties, on va prendre en compte d'autres effets qui vont modifier la forme des spectres. Tout d'abord, les particules subissent dans la cible de ^{9}Be une perte d'énergie et les conséquences du *straggling* en énergie et en angle (cf. §3.6). Enfin, le dispositif de détection, constitué par les huit télescopes du détecteur MUST et le spectromètre

SPEG, filtre les événements pour lesquels le(s) proton(s) et le noyau fils détectés sont émis avec des angles et des énergies qui rentrent dans l'acceptance de l'ensemble (cf. §3.7). Ces détecteurs mesurent les énergies et les angles avec une certaine résolution dont il faut tenir compte dans la simulation.

Dans ce chapitre, nous donnerons les résultats des simulations obtenus pour deux exemples. Pour l'émission proton, le cas considéré sera celui de la désintégration de l'état fondamental de ^{16}F, produit à partir de ^{18}Ne. Pour les trois scénarios d'émission de deux protons , nous étudierons le cas de ^{19}Mg, produit par la réaction de *stripping* d'un neutron de ^{20}Mg.. Nous étudierons pour ces deux cas l'évolution de la forme des spectres au fur et à mesure de la prise en compte des effets énoncés précédemment.

3.1) Production de l'état résonnant

Pour obtenir le noyau émetteur 1p ou 2p, on choisit un des noyaux du faisceau secondaire utilisé au cours de l'expérience (^{18}Ne, ^{17}F ou ^{20}Mg) dont l'énergie est fixée (cf. chapitre 2). Le profil angulaire du faisceau secondaire est obtenu à partir des données des chambres à fils CATS. Le noyau émetteur est supposé être produit via un processus de fragmentation du noyau incident et on adopte le modèle statistique de Goldhaber pour déterminer le vecteur impulsion du noyau résonnant. Les trois composantes de l'impulsion sont distribuées sur une gaussienne, centrée sur la vitesse du projectile et dont la variance est donnée par l'expression (2.1) du chapitre 2. On tire aussi au hasard l'épaisseur de cible traversée par le noyau incident avant réaction afin de tenir compte de la perte d'énergie, ainsi que du straggling angulaire et en énergie (cf. §3.6).

3.2) Cinématique de l'émission proton

Dans le cas de la réaction de désintégration A$\rightarrow$ B + p, les énergies du proton émis et du noyau fils sont parfaitement déterminées dans le référentiel du noyau père A, du fait des règles de conservation de l'énergie et de l'impulsion. En utilisant l'indice 0, 1 et 2 respectivement pour le noyau père, le proton et le noyau fils, les énergies totales des éjectiles sont données par :

$$E_1 = \frac{m_0^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_0} \tag{3.1}$$

et

$$E_2 = \frac{m_0^2 + m_2^2 - m_1^2}{2m_0} \tag{3.2}$$

où m_0, m_1, m_2 sont les masses respectives du noyau père, du proton et du noyau fils. Dans le référentiel de la particule A, les vecteurs impulsion des deux éjectiles sont opposés et de normes égales. Pour déterminer leur direction, on tire au hasard les angles en coordonnées sphériques θ et φ respectivement sur une distribution plate en cos θ (entre -1 et 1) et en φ (entre 0° et 360°). On néglige donc les éventuels effets de corrélation angulaire dus au spin des protagonistes. Les vecteurs impulsion du proton et du noyau fils sont donc complètement déterminés dans le référentiel de la particule A. On effectue ensuite une transformation de Lorentz pour obtenir l'énergie et l'impulsion des particules issues de la désintégration dans le

référentiel du laboratoire. Si l'on désigne par $\boldsymbol{\beta_0}$ le vecteur vitesse du noyau émetteur dans le laboratoire et γ_0 le rapport :

$$\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_0^2}} \tag{3.3}$$

l'énergie totale E_i^{lab} et le vecteur impulsion $\mathbf{p_i^{lab}}$ de l'éjectile i dans le référentiel du laboratoire sont données par [Bora :91] :

$$E_i^{lab} = \gamma_0 E_i + \gamma_0 \boldsymbol{\beta_0}.\mathbf{p_i} \tag{3.4}$$

$$\mathbf{p_i^{lab}} = \mathbf{p_i} + \frac{\gamma_0 - 1}{\beta_0^2}(\boldsymbol{\beta_0}.\mathbf{p_i})\boldsymbol{\beta_0} + \gamma_0 \boldsymbol{\beta_0} E_i \tag{3.5}$$

Il est alors possible de reconstruire la masse invariante M connaissant les énergies et impulsions des projectiles :

$$M = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1^{lab}E_2^{lab} - 2\mathbf{p_1^{lab}}.\mathbf{p_2^{lab}}} \tag{3.6}$$

Précisons que cette quantité est un invariant relativiste : sa valeur est inchangée quel que soit le référentiel où l'on se place.

Tant qu'on ignore les effets introduits par les interactions dans la cible et le dispositif de détection, les énergies du proton et du noyau fils sont parfaitement déterminées dans le référentiel du centre de masse, et l'excès de masse reconstruit est égal à l'excès de masse du noyau père. La distribution angulaire du proton quant à elle est isotrope dans le centre de masse.

3.3) Cinématique de l'émission séquentielle de deux protons

L'émission séquentielle de deux protons correspond à une succession de deux désintégrations à deux corps :

$$A \rightarrow B + p$$
$$B \rightarrow C + p$$

On va donc utiliser deux fois la méthode décrite au paragraphe précédent pour obtenir les énergies et vecteurs impulsions des deux protons et du noyau fils dans le référentiel du laboratoire. On calcule tout d'abord les énergies d'émission du noyau intermédiaire B et du premier proton émis dans le référentiel lié au noyau père à l'aide des expressions (3.1) et (3.2), puis on tire les angles en coordonnées sphériques du premier proton émis de la même façon qu'au §3.2. On effectue ensuite une première transformation de Lorentz pour obtenir les énergies totales et impulsion du premier proton émis et du noyau intermédiaire dans le laboratoire. On suit ensuite la même procédure dans le référentiel lié au noyau intermédiaire B pour le noyau fils C et le second proton et on repasse dans le référentiel du laboratoire par une nouvelle transformation de Lorentz.

Dans le cas de l'émission séquentielle de deux protons par ^{19}Mg, il faut également tenir compte de la largeur naturelle du noyau intermédiaire ^{18}Na. Dans le programme de simulation, on tire au hasard événement par événement une valeur de l'excès de masse de ^{18}Na sur une distribution lorentzienne centrée sur 25,3MeV et de largeur 400keV. La valeur d'excès de

masse prise pour ^{19}Mg est celle donnée par les prédictions de G. Audi, soit 31,95MeV (cf. fig. 3.2).

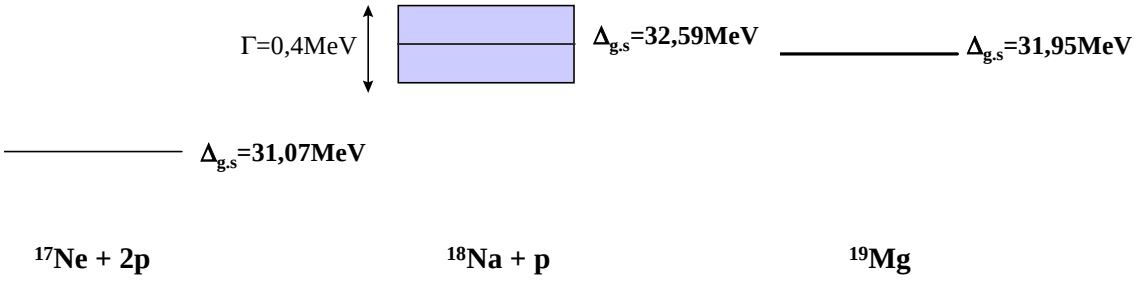


Figure 3.2: Schéma des positions relatives de l'état fondamental des noyaux ^{19}Mg, ^{18}Na (prédictions de G. Audi) et du noyau ^{17}Ne.

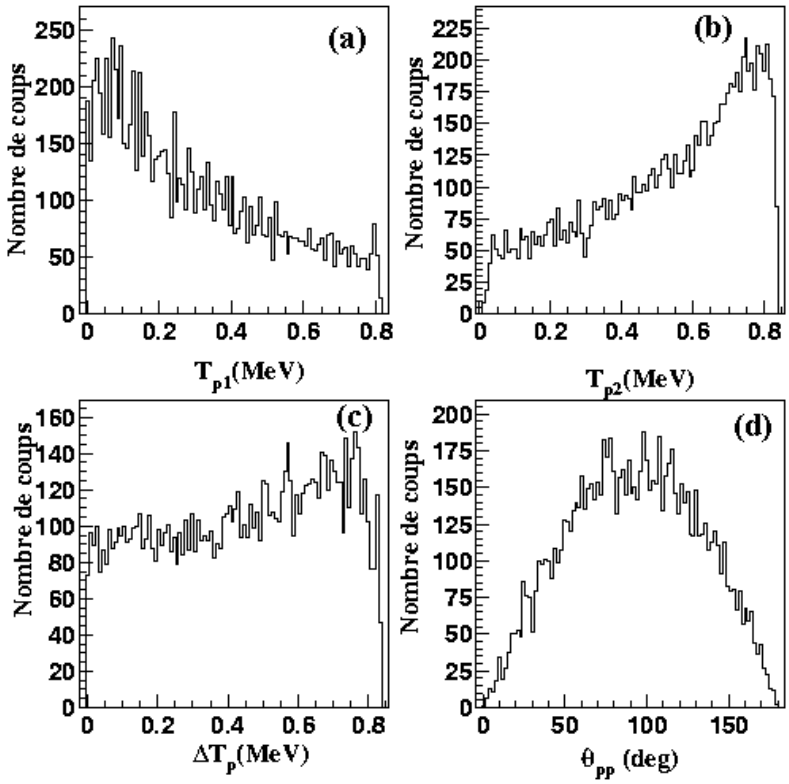


Figure 3.3 : Spectres en énergie individuelle du premier proton (a), du second proton émis (b), en énergie relative (c) et en angle relatif des deux protons (d) dans le référentiel du centre de masse des trois particules, lors de l'émission séquentielle de deux protons par ^{19}Mg.

Sur la figure 3.3 sont représentés les spectres en énergie individuelle de chaque proton émis ainsi que l'énergie relative et l'angle relatif entre chaque proton dans le référentiel de ^{19}Mg. Ces spectres ont été obtenus en générant 10000 événements afin d'avoir une erreur statistique faible. Vue que la masse du noyau intermédiaire suit la loi de distribution énoncée précédemment, la désintégration séquentielle n'est possible que si la somme des masses du

proton et de ^{18}Na est supérieure à celle de ^{19}Mg. L'énergie disponible pour le premier proton émis se situe donc sur un intervalle limité et conditionne l'énergie à laquelle le second proton va être émis. La distribution en angle relatif des deux protons suit une loi isotrope, les deux protons étant émis au cours de deux processus séquentiels consécutifs.

3.4) Cinématique de l'émission ^{2}He

L'émission ^{2}He est modélisée comme la succession des deux réactions :

$$A \rightarrow B + {}^{2}He$$
$${}^{2}He \rightarrow p + p$$

Au cours de la première, le noyau père A se désintègre en un noyau fils B et une résonance ^{2}He, qui se désintègre dans une seconde étape en deux protons. Au chapitre 1, nous avons vu que la masse de la résonance ^{2}He s'exprime selon :

$$M_{^{2}He} = 2M_p + \varepsilon \qquad (3.7)$$

où M_p est la masse du proton et ε un terme d'énergie de liaison (positif). Pour l'étude du cas de l'émission ^{2}He de ^{19}Mg, ε a été tiré, événement par événement, sur une distribution lorentzienne supposée centrée sur 300keV et large de 200keV. Cette hypothèse s'appuie sur des études expérimentales de réactions de diffusion résonante p+p ([Boal :90], [Ardo :97]) . La détermination de l'allure de la distribution de ε nécessiterait de comparer avec des données expérimentales de l'émission ^{2}He de ^{19}Mg. Aucune n'étant disponible à l'heure actuelle, notre

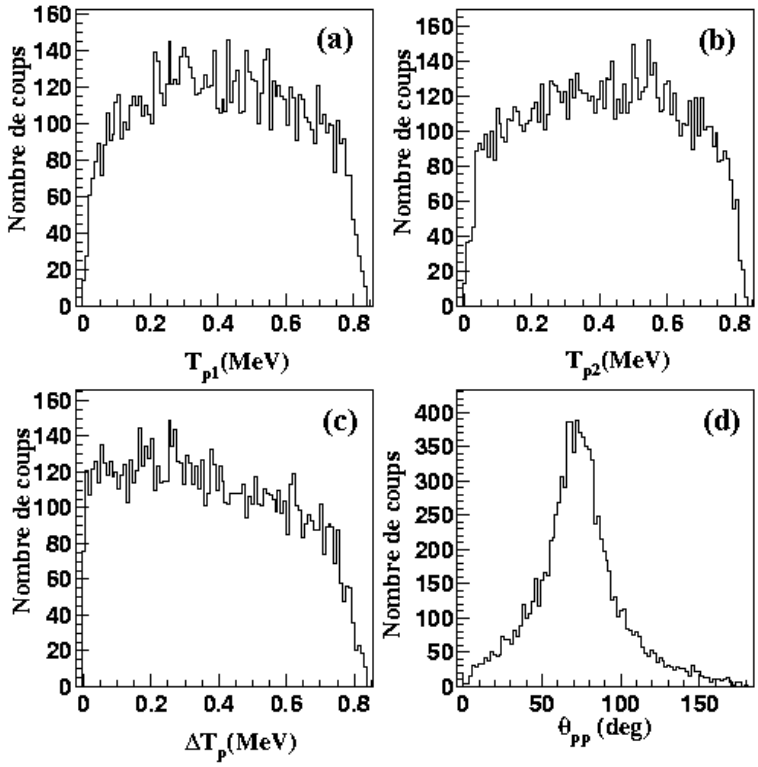


Figure 3.4 : Spectres en énergie individuelle (a et b), en énergie relative (c) et en angle relatif (d) des deux protons dans le référentiel du centre de masse des trois particules, lors de l'émission ^{2}He par ^{19}Mg.

choix s'est effectué au vue des études expérimentales sur l'interaction pp au cours de réactions décrites au chapitre 1. On procède ensuite de façon analogue au cas de l'émission séquentielle, en déterminant tout d'abord dans le référentiel du noyau père les énergies et vecteurs impulsions du noyau fils et de ^{2}He. Puis on passe dans le référentiel du laboratoire par une transformation de Lorentz. On étudie enfin la seconde réaction de désintégration dans le référentiel de ^{2}He pour obtenir les énergies et impulsions des deux protons et en déduire par une transformation de Lorentz ces mêmes quantités dans le laboratoire.

Sur la figure 3.4 sont représentés les spectres en énergie individuelle des deux protons, en énergie relative et en angle relatif dans le centre de masse à trois corps. Ceux-ci ont été obtenus pour 10000 événements générés. On constate que le spectre en angle relatif des deux protons, dans le centre de masse à trois corps, est fortement piqué aux alentours de 70°. Cette forte corrélation angulaire des deux protons est caractéristique de l'émission ^{2}He. Les spectres en énergie individuelle des deux protons dans le centre de masse à trois corps suivent quant à eux une loi plutôt uniforme sur un intervalle de valeurs compris entre 0 et 0,8MeV.

3.5) Cinématique de l'émission non corrélée de deux protons

Dans le cas de l'émission non corrélée de deux protons, nous devons introduire une quantité appelée espace de phase invariant de Lorentz, qui va permettre de définir le domaine en énergie accessible aux deux protons émis et au noyau fils. Nous allons tout d'abord donner quelques définitions utiles pour la suite, puis nous étudierons le cas particuliers de l'espace de phase à trois corps. Enfin, nous préciserons la méthode utilisée pour simuler les événements de désintégration directe. Les différentes relations utilisées sont données par Nikolic [Niko :68].

3.5.1) Généralités sur l'espace de phase

Une particule dans un état donné (position, impulsion) est définie par ses six coordonnées (x, y, z, p_x, p_y, p_z) dans l'espace de phase. Réciproquement, à chaque point de l'espace de phase correspond un état bien défini de la particule. En Mécanique Classique, il n'y a pas de limitation sur la densité de points dans l'espace de phase. En effet, puisqu'il est possible de faire des mesures simultanées de la position et de l'impulsion, il existe une infinité de points accessibles pour une particule confinée dans une certaine région de l'espace avec une certaine énergie. En revanche, en Mécanique Quantique, à cause du principe d'incertitude, il n'est pas possible de connaître simultanément la position et l'impulsion avec une totale précision. Chaque point de l'espace de phase occupe un volume fini $(2\pi\hbar)^3$. Le nombre d'états accessibles est donc égal au rapport entre le volume total d'espace des phases et le volume d'une cellule élémentaire :

$$N_1 = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3}\int d^3\mathbf{x}\, d^3\mathbf{p} \tag{3.8}$$

En notant V le volume géométrique où est confiné la particule, l'expression (3.8) se réécrit :

$$N_1 = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3}\int d^3\mathbf{p} \tag{3.9}$$

Ceci se généralise à un système de n particules. Le nombre d'états accessibles N_n est alors le produit du nombre d'états accessibles pour chaque particule :

$$N_n = \left[\frac{V}{(2\pi\hbar)^3}\right]^n \int \prod_{i=1}^{n} d^3\mathbf{p_i} \tag{3.10}$$

Le nombre d'états accessibles à n particules pour une énergie totale comprise entre E et E+dE est donné par :

$$\frac{dN_n}{dE} = \int \prod_{j=1}^{n} d^3\mathbf{p_j}\, \delta^3\left(\sum_{i=1}^{n}\mathbf{p_i}\right)\delta\left(\sum_{i=1}^{n}E_i - E\right) \tag{3.11}$$

où les fonctions δ de Dirac sont introduites pour tenir compte de la conservation de l'impulsion et de l'énergie. Par commodité, on préfère utiliser une quantité invariante de Lorentz qui s'obtient en remplaçant l'élément différentiel $d^3\mathbf{p_j}$ par $d^3\mathbf{p_j}/2E_j$. On obtient alors la quantité appelée espace de phase invariant de Lorentz :

$$R_n = \int \prod_{j=1}^{n} \frac{d^3\mathbf{p_j}}{2E_j}\, \delta^3\left(\sum_{i=1}^{n}\mathbf{p_i}\right)\delta\left(\sum_{i=1}^{n}E_i - E\right) \tag{3.12}$$

La relation de Srivastava et Sudarshan définit une relation de récurrence entre les espaces de phase à n et (n-1) particules, donnée par :

$$R_n = \int \frac{d^3\mathbf{p_n}}{2E_n} R_{n-1} \tag{3.13}$$

Ceci permet de calculer par exemple l'espace de phase à trois particules à partir de l'espace de phase à deux particules (voir paragraphe suivant).

3.5.2) Espace de phase à trois particules

L'espace de phase à trois particules se calcule facilement à partir de la relation (3.13). En se plaçant dans le référentiel du centre de masse des trois particules, et en notant $\mathbf{p_1}$, $\mathbf{p_2}$, $\mathbf{p_3}$ les impulsions respectives des trois particules, m_1, m_2 et m_3 leurs masses, et E l'énergie totale disponible, l'espace de phase R_3 est donné par :

$$R_3(\mathbf{0}, E) = \int \frac{d^3\mathbf{p_3}}{2E_3} R_2(\mathbf{0}, M_{12}) \tag{3.14}$$

où :

$$M_{12} = \sqrt{(E - E_3)^2 - p_3^2} \tag{3.15}$$

et l'espace de phase à deux particules est donné par :

$$R_2(\mathbf{0}, E) = \pi \frac{\left\{\left[E^2 + m_3^2 - 2EE_3 - (m_1 - m_2)^2\right]\left[E^2 + m_3^2 - 2EE_3 - (m_1 + m_2)^2\right]\right\}^{1/2}}{2\left(E^2 + m_3^2 - 2EE_3\right)} \tag{3.16}$$

L'intégrale (3.14) est calculée entre une valeur minimale et une valeur maximale. La valeur minimale est zéro et est obtenue dans le cas où les particules 1 et 2 sont émis avec des vecteurs impulsion opposés. La valeur maximale de p_3 est obtenue lorsque les particules 1 et 2 sont émis dans la même direction avec des vitesses égales mais de sens opposé à $\mathbf{p_3}$:

$$p_3^{max} = \frac{1}{2E}\left\{\left[E^2 - \left(m_1 + m_2 - m_3\right)^2\right]\left[E^2 - \left(m_1 + m_2 + m_3\right)^2\right]\right\}^{1/2} \qquad (3.17)$$

3.5.3) Application à l'étude de l'émission non corrélée de deux protons

On se place à présent dans le cas d'une réaction de désintégration du type A→ B+ p+ p. On utilisera dans la suite les indices 0, 1, 2 et 3 pour désigner respectivement le noyau père, les deux protons et le noyau résiduel. Pour générer les événements de désintégration dans le référentiel du centre de masse à trois corps, on procède selon la méthode indiquée sur le schéma de la figure 3.5. L'énergie cinétique disponible pour les trois particules est donnée par la chaleur de réaction Q_{2p}. L'impulsion p_3 du noyau fils peut prendre n'importe quelle valeur entre 0 et celle donnée par l'expression (3.17). On découpe l'intervalle des valeurs accessibles à p_3 selon un certain pas n et on recherche la valeur de p_3 pour laquelle la valeur de l'espace de phase à deux corps R_2, donné par (3.16), est maximal. Ceci définit un triangle qui délimite l'ensemble des valeurs que peuvent prendre p_1, p_2 et p_3. On tire ensuite au hasard une valeur de p_3 et de R_2 entre 0 et leur maximum respectif. On compare ensuite cette valeur de R_2 à celle calculée avec l'expression (3.16) pour la valeur de p_3, tirée précédemment. Dans le cas où la valeur calculée est plus grande, l'événement est accepté. On tire ensuite les angles sphériques pour le noyau B de la même manière qu'au 3.2.1.

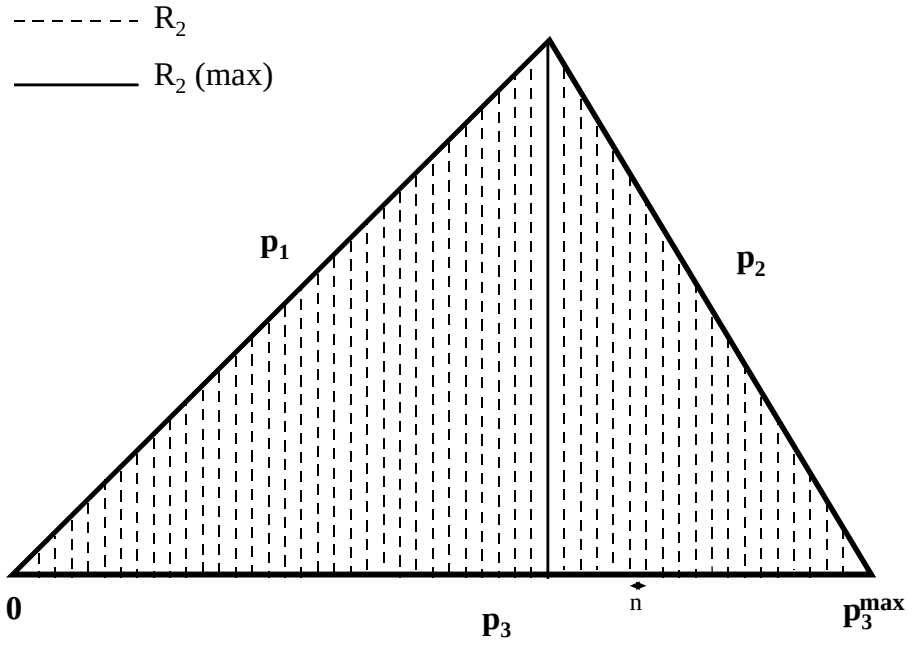


Figure 3.5 : Méthode de tirage des impulsions pour les trois particules lors d'une émission non corrélée de deux protons (voir texte). Pour chaque pas en p_3 on a représenté la valeur de l'espace de phase à deux corps R_2, ainsi que la valeur de p_3 pour laquelle R_2 est maximale et qui permet de délimiter l'espace de phase accessible aux trois particules.

Il reste à présent à déterminer les vecteurs impulsion des deux protons. Pour cela, on se place dans le référentiel du centre de masse de ces deux particules. Tout se passe alors comme si l'on était dans le cas d'une réaction de désintégration à deux corps d'une particule de masse M_{12}, dont l'expression est donnée par (3.17). Les énergies totales des deux protons dans ce référentiel sont égales et données par (3.1) en remplaçant m_0 par M_{12} et en prenant $m_1 = m_2$. On tire ensuite les angles sphériques pour déterminer complètement les vecteurs impulsion des deux protons dans le référentiel du centre de masse des deux protons. Pour revenir dans le centre de masse des trois particules, on effectue une transformation de Lorentz en remplaçant β_0 dans les expressions (3.3), (3.4) et (3.5) par :

$$\beta_3 = \frac{-\mathbf{p}_3}{E - E_3} \tag{3.18}$$

Les vecteurs impulsions et les énergies totales des trois éjectiles sont ainsi complètement déterminés dans le référentiel du noyau père. Pour en déduire ces mêmes quantités dans le référentiel du laboratoire, on effectue la transformation de Lorentz selon les expressions (3.4) et (3.5).

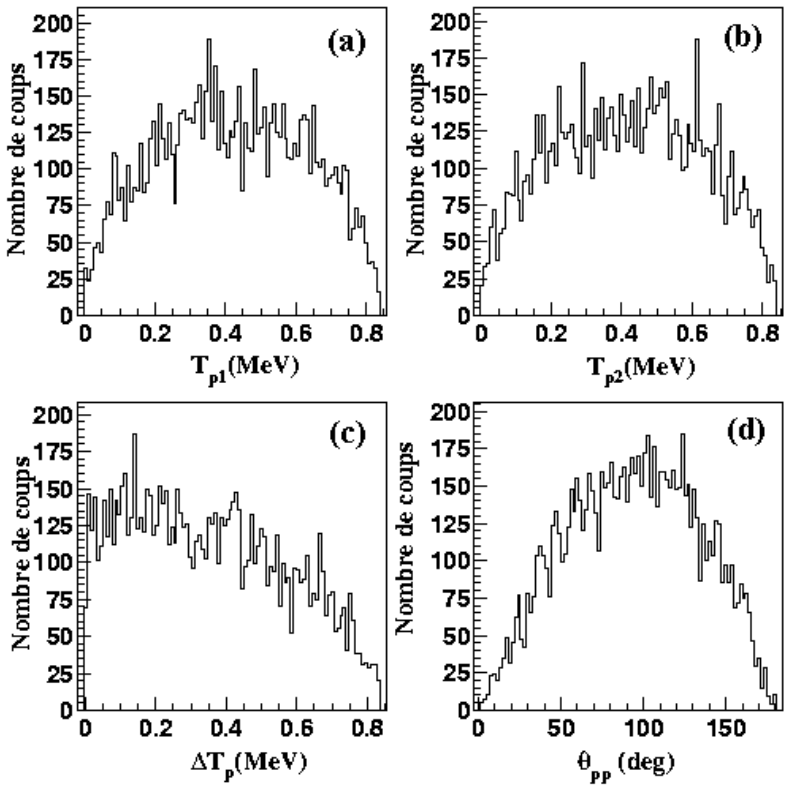


Figure 3.6 : Spectres en énergie individuelle (a et b), en énergie relative (c) et en angle relatif (d) des deux protons dans le référentiel du centre de masse des trois particules, lors de l'émission non corrélée de deux protons par ^{19}Mg.

Sur la figure 3.6 sont représentés les spectres en énergie individuelle, en énergie relative et l'angle relatif des deux protons, en générant 10000 événements. On constate que les spectres en énergie individuelle suivent comme dans le cas de l'émission ^{2}He, une loi de distribution

uniforme entre 0 et 0,8MeV. En revanche, la distribution en angle relatif des deux protons est isotrope.

3.6) Comparaisons des différents mécanismes

En expérience, il n'est pas possible de distinguer les deux protons émis. Pour étudier leurs propriétés cinématiques, il est nécessaire d'utiliser des observables qui décrivent leur comportement relatif, comme par exemple leur différence en énergie et leur angle relatif dans le centre de masse à trois corps. Sur la figure 3.7 sont représentés d'une part les spectres de différence en énergie entre les deux protons, pour les trois différents mécanismes d'émission de deux protons par ^{19}Mg. On constate que cette différence décroît pour les grandes valeurs dans le cas d'une émission ^{2}He et d'une émission isotrope, alors qu'elle est globalement uniforme pour l'émission séquentielle .

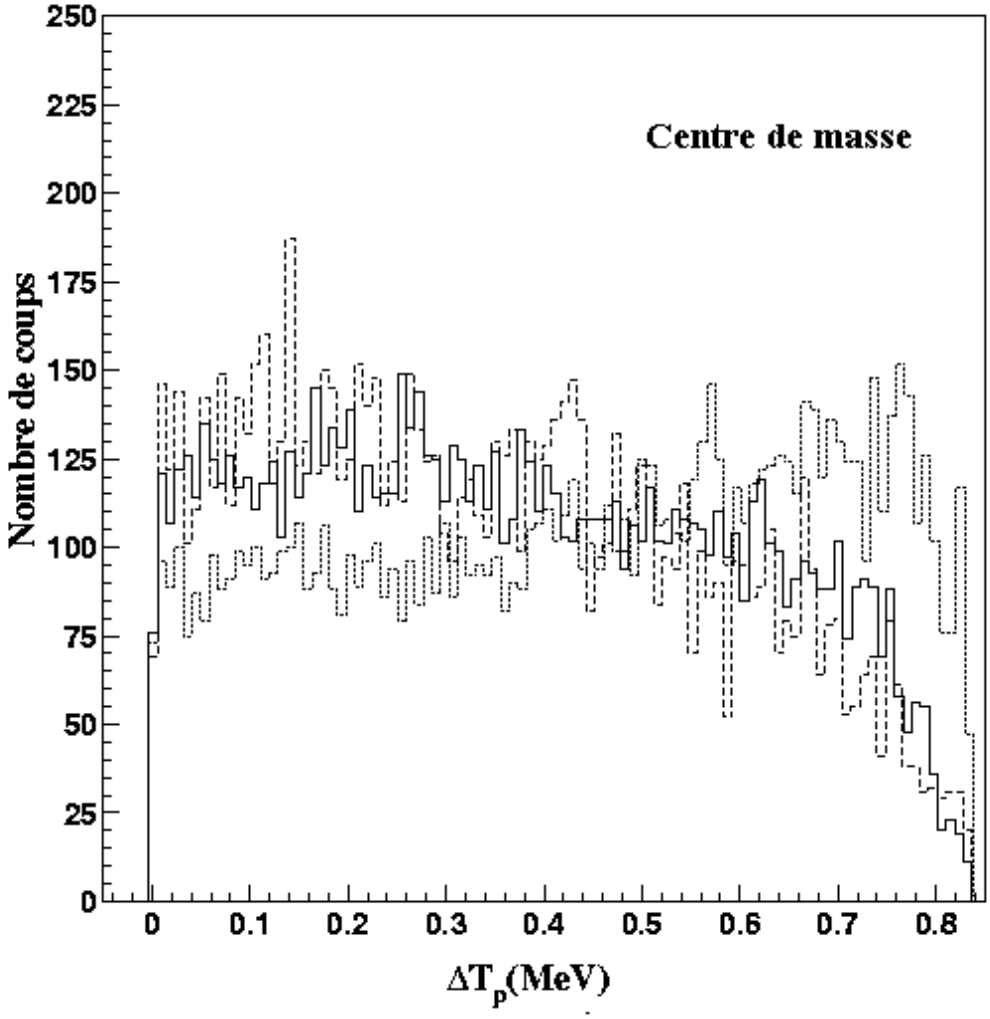


Figure 3.7: Différence en énergie des deux protons dans le référentiel du centre de masse des trois particules pour l'émission ^{2}He (trait plein), l'émission non corrélée (traits pointillés longs) et l'émission séquentielle (traits pointillés courts) de deux protons par ^{19}Mg.

La figure 3.8 représente l'angle relatif entre les deux protons pour les trois différents mécanismes. Lors de l'émission ^{2}He, on observe une forte corrélation angulaire des deux protons aux alentours de 70°, ce qui différencie nettement ce mécanisme des deux autres, où le spectre angulaire obtenu est isotrope.

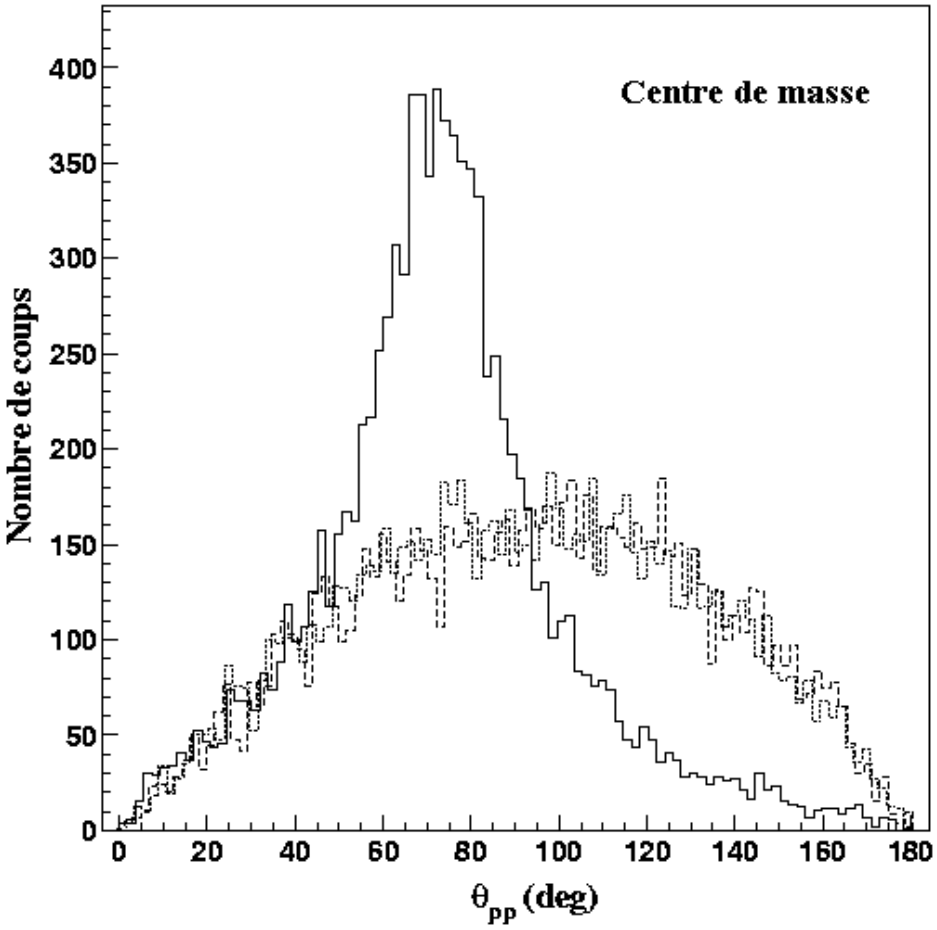


Figure 3.8: Angle relatif entre les protons dans le référentiel du centre de masse des trois particules pour l'émission ^{2}He (trait plein), l'émission non corrélée (traits pointillés longs) et l'émission séquentielle de deux protons (traits pointillés courts).

En définitive, l'angle relatif entre les deux protons dans le centre de masse à trois corps est l'observable qui permet de distinguer clairement l'émission ^{2}He des deux autres mécanismes. La distinction entre le cas de l'émission séquentielle et de l'émission non corrélée ne peut pas se faire avec cette observable. Nous verrons au chapitre 4, lors de l'étude de coïncidences entre ^{15}O et deux protons, une méthode qui permet de distinguer clairement entre l'émission séquentielle et l'émission non corrélée.

3.7) Effets des interactions dans la cible

Lorsqu'une particule chargée traverse de la matière, elle perd une partie de son énergie et est déviée de sa direction initiale [Leo :87]. La perte en énergie est pour l'essentiel la conséquence des collisions inélastiques de la particule avec les électrons des atomes ou des

molécules constituant le matériau. Un autre phénomène, d'origine statistique, appelé *straggling* en énergie, influe également sur l'énergie de la particule. La déviation est le résultat de réactions de diffusion élastique multiples sur les noyaux de la cible. Ce dernier phénomène est aussi désigné sous le terme de *straggling* angulaire.

3.7.1) Perte d'énergie et straggling en énergie

Au cours des collisions inélastiques de la particule sur les électrons du cortège atomique, l'énergie est transférée de la particule à l'atome et provoque l'excitation ou même l'ionisation de ce dernier. A chaque collision, la fraction d'énergie perdue par la particule est extrêmement faible, mais dans un bloc de matière, le nombre d'atomes étant considérable, le nombre de collisions est très grand, et la perte d'énergie peut donc être conséquente. La perte d'énergie par unité de longueur pour les protons et le noyau lourd est dans ce cas donné par la formule de Bethe et Bloch [Leo :87]. Elle dépend pour l'essentiel de la charge et de la vitesse de la particule, ainsi que de la nature du matériau traversé.

La formule de Bethe et Bloch ne donne cependant qu'une valeur moyenne de la perte d'énergie subie par la particule. En effet, l'énergie perdue ne sera pas en général égale à cette valeur moyenne à cause des fluctuations statistiques sur le nombre de collisions subies et de la quantité d'énergie transférée à chaque collision. La perte d'énergie est donc distribuée autour d'une valeur moyenne : c'est le phénomène de *straggling* en énergie [Leo :87]. Comme la cible utilisée est assez épaisse, le nombre de collisions subies par la particule est très grand et la distribution de la perte d'énergie peut être représentée par une loi gaussienne, centrée sur la valeur moyenne, donnée par la loi de Bethe et Bloch, et dont la largeur à mi-hauteur est déterminée à l'aide de la relation de Bohr-Titeica ([Tite :39], [Hera :88]).

3.7.2) *Straggling* angulaire

En plus des collisions inélastiques avec les électrons atomiques, une particule chargée subit des réactions de diffusion élastique avec les noyaux de la cible. La particule suit alors dans le matériau une trajectoire en zig-zag [Leo :87], l'effet global de ces multiples collisions élastiques est de dévier la particule de sa direction initiale. Ce phénomène est appelé straggling angulaire. La déviation subie est distribuée selon une gaussienne, dont la largeur à mi-hauteur peut être déterminée en utilisant les résultats des études expérimentales de R. Anne et al. [Anne :88]. Celles-ci ont consisté en l'étude du straggling angulaire subi par certains noyaux (^{16}O, ^{17}O, ^{40}Ar, ^{86}Kr, ^{100}Mo) sur différentes cibles, allant du béryllium à l'or. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec les prédictions de modèles de diffusions multiples, notamment celui de Meyer [Meye :71]. Pour calculer le straggling angulaire, on introduit dans ce modèle deux variables réduites, l'épaisseur réduite τ :

$$\tau = 41500 \frac{t}{A_C \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)} \tag{3.19}$$

et l'angle réduit $\tilde{\alpha}_{1/2}$:

$$\tilde{\alpha}_{1/2} = 16{,}26 \frac{T\alpha_{1/2}}{Z_1 Z_2 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{1/2}} \tag{3.20}$$

où t désigne l'épaisseur de cible traversée (en mg/cm^2), T l'énergie cinétique (en MeV) de la particule, A_C le nombre de masse de la cible, Z_1 et Z_2 les numéros atomiques respectifs de la particule et de la cible, et $\alpha_{1/2}$ le straggling angulaire en mrad. Les deux variables réduites sont liés par une relation universelle indépendante de la nature de la cible, de l'énergie et du type de la particule. Cette relation a été établie empiriquement par Sigmund et Winterbon [Sigm :74]. Anne et al. ont affiné cette relation en effectuant un nouvel ajustement incluant leurs mesures expérimentales de l'épaisseur réduite et de l'angle réduit. La loi obtenue est de la forme [Anne :88]:

$$\tilde{\alpha}_{1/2} = \begin{cases} 0{,}92\,\tau^{0{,}56} & \tau < 10^3 \\ \tau^{0{,}55} & \tau > 10^3 \end{cases} \tag{3.21}$$

La déviation standard de cette loi avec les données expérimentales est respectivement de ±9% pour $\tau < 10^3$, et ±7,5% pour $\tau > 10^3$.

Dans le programme de simulation, on calcule tout d'abord l'épaisseur réduite τ selon l'expression (3.19), puis on en déduit l'angle réduit à partir de (3.21) et on calcule enfin le straggling angulaire à partir de (3.20). On détermine ensuite la nouvelle direction d'émission à partir de la direction initiale en tirant un angle dans la distribution gaussienne, de largeur donné par $\alpha_{1/2}$.

3.7.3) Applications aux désintégrations de ^{16}F et ^{19}Mg

Pour prendre en compte les effets dans la cible, on tire au hasard une position dans la cible où se produit la réaction de désintégration. Le noyau du faisceau incident et les particules issues de la désintégration traversent donc une certaine épaisseur de cible. A partir de cette épaisseur, on calcule la perte d'énergie, le *straggling* en énergie et le *straggling* angulaire et on modifie les énergies et les vecteurs impulsion des différentes particules en conséquence.

Examinons les conséquences de la prise en compte des interactions dans la cible sur l'allure des spectres, dans le cas de l'émission proton de ^{16}F et de l'émission de deux protons par ^{19}Mg. On constate que les spectres d'excès de masse invariante, reconstruit à partir des vecteurs impulsion et de l'énergie des éjectiles, sont élargis de manière conséquente. Dans le cas de ^{16}F (cf. fig. 3.9), la résolution sur la masse est de l'ordre de 200keV. Dans le cas de ^{19}Mg, l'élargissement est de l'ordre de 400keV. Sur la figure 3.8 est également représenté le spectre en excès de masse reconstruit dans le cas de l'émission ^{2}He, l'élargissement étant le même dans le cas des deux autres mécanismes. La valeur plus importante dans le cas de ^{19}Mg s'explique par le fait que l'on détecte ici trois particules, qui sont chacune affectés par les effets de perte d'énergie et de *straggling*. Pour ces deux simulations, 10 000 événements ont été générés.

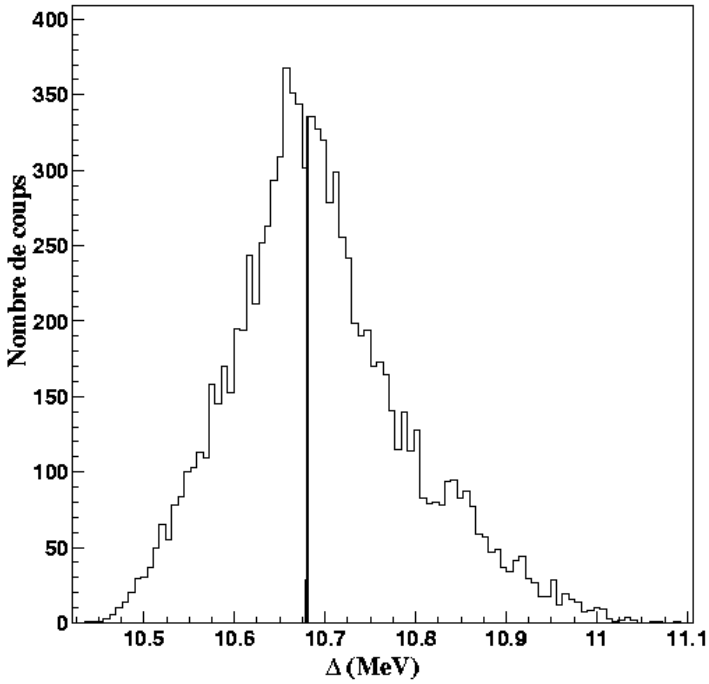
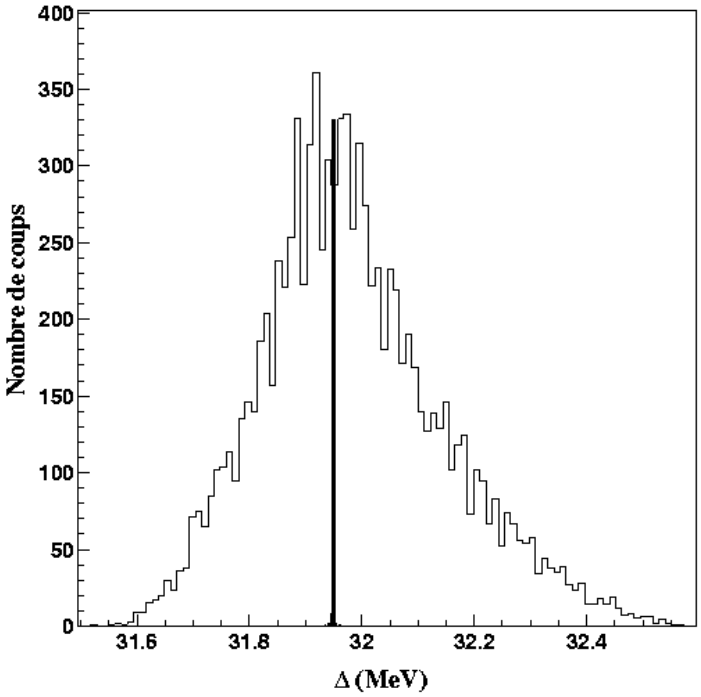


Figure 3.9 : Spectres de la masse invariante reconstruite après prise en compte des effets de perte d'énergie et de *straggling* dans la cible, subies par les particules émises, dans le cas de l'émission proton par l'état fondamental de ^{16}F (en haut) et l'émission ^{2}He par ^{19}Mg (en bas). Sur les deux spectres, le trait vertical indique le pic de Dirac obtenu lors de la reconstruction de la masse invariante sans prise en compte des effets dans la cible.



Cet élargissement est également visible sur d'autres paramètres. Dans le cas de l'émission proton de ^{16}F (cf. fig. 3.10), le spectre en énergie du proton émis, dans le centre de masse, est large d'environ 150keV. Dans le cas de l'émission ^{2}He de ^{19}Mg cf. (fig. 3.11), le spectre en angle relatif des deux protons est faiblement élargi. Les interactions dans la cible sont donc un facteur important dans la dégradation de la résolution de la mesure de masse et également des variables dans le référentiel du noyau père.

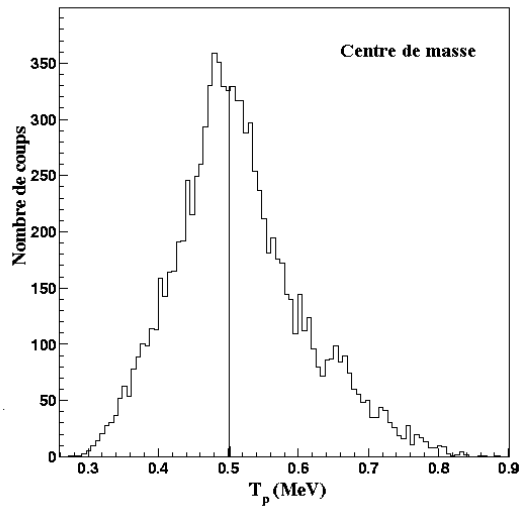


Figure 3.10 : Spectre en énergie du proton émis par ^{16}F dans le référentiel du centre de masse après prise en compte des effets dans la cible. Le pic de Dirac représente le spectre en énergie obtenu sans prise en compte de ces effets.

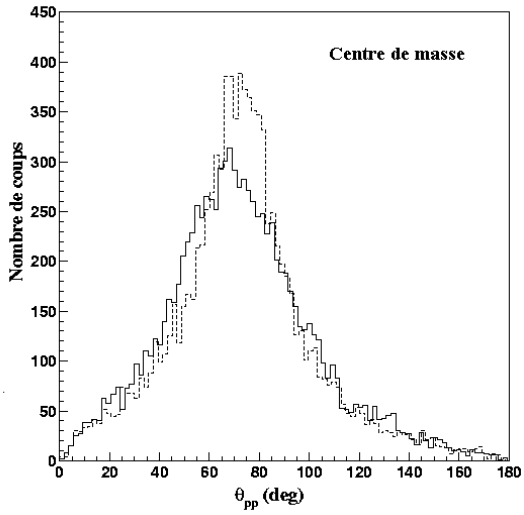


Figure 3.11 : Spectre en angle relatif de deux protons dans le centre de masse des trois particules obtenus lors de l'émission ^{2}He avec (trait plein) et sans (trait en pointillés) prise en compte des effets dans la cible.

3.8) Prise en compte du dispositif de détection

Le programme de simulation doit également tenir compte des effets de filtrage introduits par l'ensemble de détection, à savoir les huit modules MUST et le spectromètre SPEG. En effet, vu la configuration géométrique des modules, seuls les protons émis à des angles compris entre 2,5° et 23° dans le laboratoire sont susceptibles d'être détectés. De plus, chaque module n'est déclenché que si l'énergie mesurée dans le détecteur silicium à pistes est supérieure à une valeur seuil, comprise entre 0,8 et 1,1MeV au cours de l'expérience. Dans le cas de la détection de deux protons, des conditions supplémentaires sont ajoutés, notamment si les deux protons touchent le même télescope, équipé d'un détecteur CsI ''quattro'' : l'événement n'est accepté que si les deux protons touchent deux cristaux CsI différents et que l'un au moins des deux protons perd une quantité d'énergie supérieure au seuil dans le détecteur silicium à pistes. Enfin il faut prendre en compte la résolution en énergie intrinsèque aux détecteurs silicium à pistes et Si(Li) (50keV), et aux détecteur CsI (7%). Dans notre expérience, les télescopes étaient très éloignés de la cible (40cm) et la résolution angulaire est ainsi de 0,1°. La contribution de cet effet dans l'élargissement du spectre de masse reconstruit est négligeable.

Le spectromètre SPEG possède une acceptance angulaire limitée (±2°) et une acceptance en moment de ±3,5% par rapport à une valeur centrale, fixée par la rigidité magnétique des dipôles, dont la valeur est de 1,538T.m dans notre expérience. La résolution en moment $\Delta p/p$ obtenue en expérience est de 10^{-4}. Quant à la résolution sur la mesure des angles θ_{foc} et φ_{foc}, elle est respectivement de 0,06° et 0,4° (cf. chapitre 2).

La configuration géométrique et les seuils de détection des modules MUST, les acceptances en angle et en moment du spectromètre SPEG vont déterminer dans chaque cas l'efficacité de détection et aussi influer sur la forme des spectres, notamment en énergies et en angles des particules détectés.

3.8.1) Cas de l'émission proton de ^{16}F

Dans le cas de l'émission proton de ^{16}F, l'effet dû au seuil de déclenchement des détecteurs MUST est visible sur le spectre en énergie proton dans le référentiel du laboratoire (cf. fig. 3.12). On constate que l'on détecte moins de protons de grandes énergies (supérieures à 32MeV). A titre de comparaison, nous avons également effectué une simulation en fixant les seuils de détection à 0,7MeV pour tous les détecteurs. On constate que l'on récupère des événements où les protons sont émis à une énergie supérieure à 32MeV. Pour obtenir ces deux spectres et ceux des figures 3.12 et 3.13, nous avons généré au départ 45 000 événements.

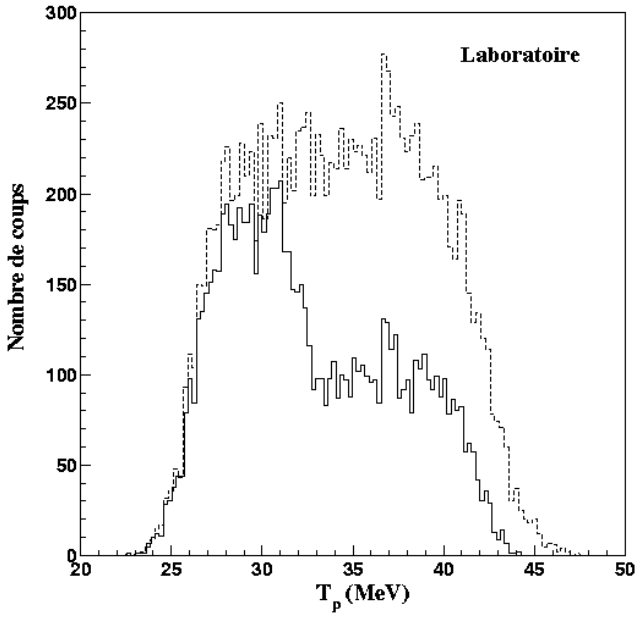


Figure 3.12: Spectre en énergie du proton émis par ^{16}F dans le référentiel du laboratoire avec prise en compte du dispositif en expérience (trait plein) et avec les seuils des détecteurs à pistes égaux à 0,7MeV (traits pointillés).

L'effet de l'acceptance en moment du spectromètre SPEG est aussi visible sur le spectre en énergie de ^{15}O dans le laboratoire (cf. fig. 3.13). On s'aperçoit qu'on ne détecte plus que des événements où l'énergie de ^{15}O est compris entre environ 30 et 34MeV par nucléon. Comparé

au spectre obtenu sans tenir compte de l'acceptance du spectromètre (cf. fig. 3.12), on voit qu'une partie seulement des énergies accessibles à ^{15}O est détectée. Ceci s'explique par le choix de la valeur de rigidité magnétique, optimisée pour la détection du ^{17}Ne, issue de la désintégration de ^{19}Mg.

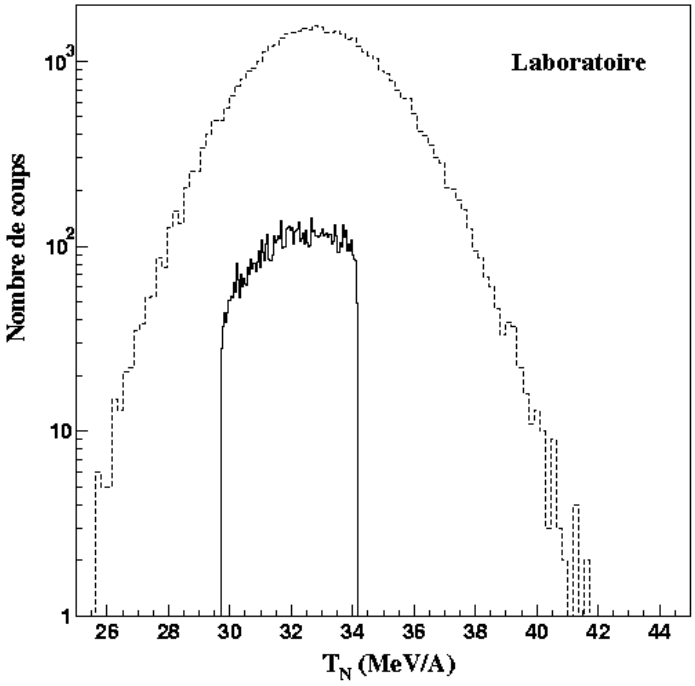


Figure 3.13: Energie du noyau fils ^{15}O, dans le référentiel du laboratoire, avec (trait plein) et sans (traits pointillés) prise en compte du dispositif de détection. La coupure due à l'acceptance en moment du spectromètre est nettement visible.

L'efficacité du dispositif pour la détection des événements issus de la désintégration de l'état fondamental de ^{16}F est de l'ordre de 20% pour des seuils de déclenchement des détecteurs à pistes compris entre 0 ,8 et 1MeV. Sa valeur est principalement influencée par la configuration géométrique des télescopes de MUST et les seuils en énergie des détecteurs silicium à pistes d'une part (elle passe à 30% pour des seuils égaux à 0,7MeV), par l'acceptance en moment du spectromètre SPEG d'autre part.

L'effet de la résolution des détecteurs sur la résolution sur la mesure de l'excès de masse est faible. Les effets dans la cible sont les principaux facteurs d'élargissement du spectre en masse. Nous discuterons au paragraphe suivant plus en détails sur la résolution expérimentale de la mesure de masse. L'introduction du dispositif expérimental ne provoque pas de décalage ou de coupure dans le spectre en masse, mais une légère diminution de la largeur sur le spectre en masse, car certaines configurations en énergie et en angles ne sont plus observables (cf. fig. 3.14).

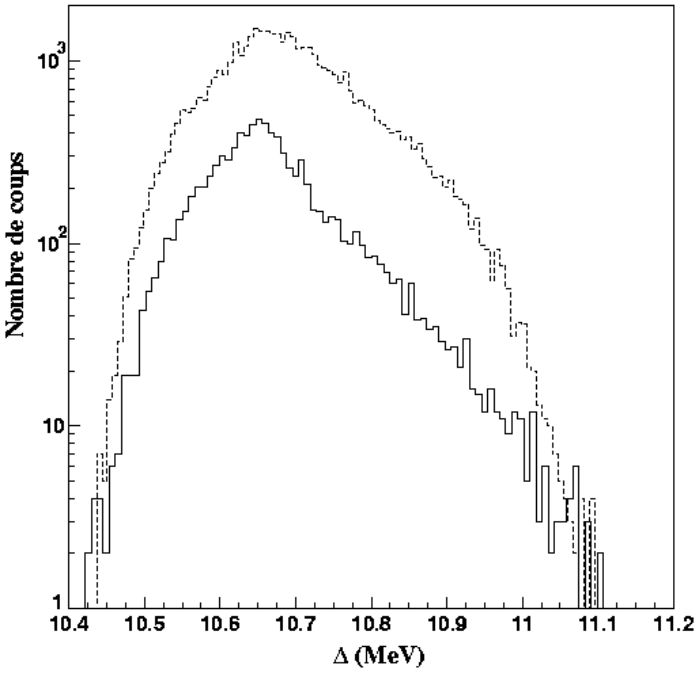


Figure 3.14 : Excès de masse de l'état fondamental de ^{16}F reconstruit avec (trait plein) et sans (traits pointillés) prise en compte du dispositif de détection.

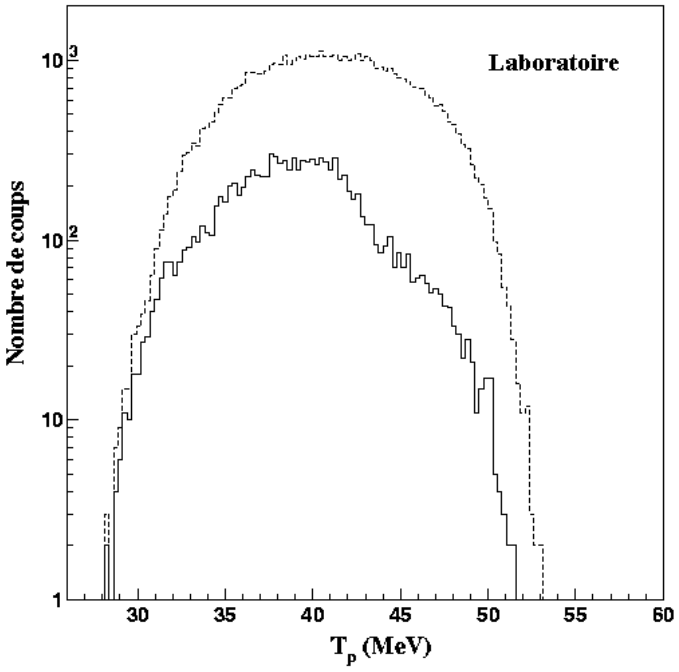


Figure 3.15 : Spectres en énergie proton dans le référentiel du laboratoire pour l'émission ^{2}He de ^{19}Mg avec les seuils en expérience(trait plein) et égaux à 0,7MeV (traits pointillés) prise en compte du dispositif de détection.

3.8.2) Cas de l'émission de deux protons par ^{19}Mg

Les conséquences de la prise en compte de ces effets dans le cas de l'émission de deux protons par ^{19}Mg sont assez analogues. On observe par exemple l'effet des seuils de détection de MUST sur les spectres en énergie individuelle des deux protons dans le laboratoire, avec une coupure pour des énergies au-dessus de 40MeV (cf. fig. 3.15). Les événements correspondant à un proton d'énergie supérieure à 40MeV, sont ceux pour lesquels les deux protons sont détectés dans le même module. En effet, l'un des deux protons perd suffisamment d'énergie dans le détecteur silicium à pistes pour provoquer le déclenchement et permettre ainsi la détection de l'événement.

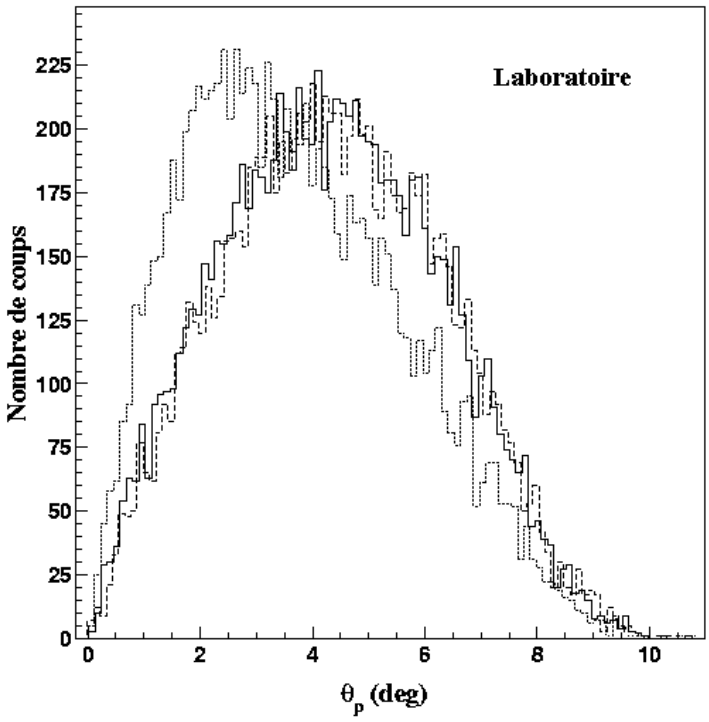


Figure 3.16 : Angle d'émission d'un proton, dans le laboratoire, produit par émission ^{2}He (trait plein), émission non corrélée (traits pointillés longs) et émission séquentielle (traits pointillés courts) de deux protons par ^{19}Mg. Ce spectre ne tient pas compte du dispositif de détection.

Les figures 3.16 et 3.17 représentent respectivement les spectres en angle d'émission d'un proton et en angle relatif entre les deux protons dans le laboratoire, pour les trois mécanismes d'émission de deux protons. On constate que les protons sont émis à des angles assez faibles avec un petit angle relatif, ce qui justifie la configuration géométrique choisie pour les huit télescopes MUST, qui sont fixés sur un bloc plan à 400mm de la cible. Les spectres des figures 3.16 et 3.17 ont été obtenus en générant 10 000 événements.

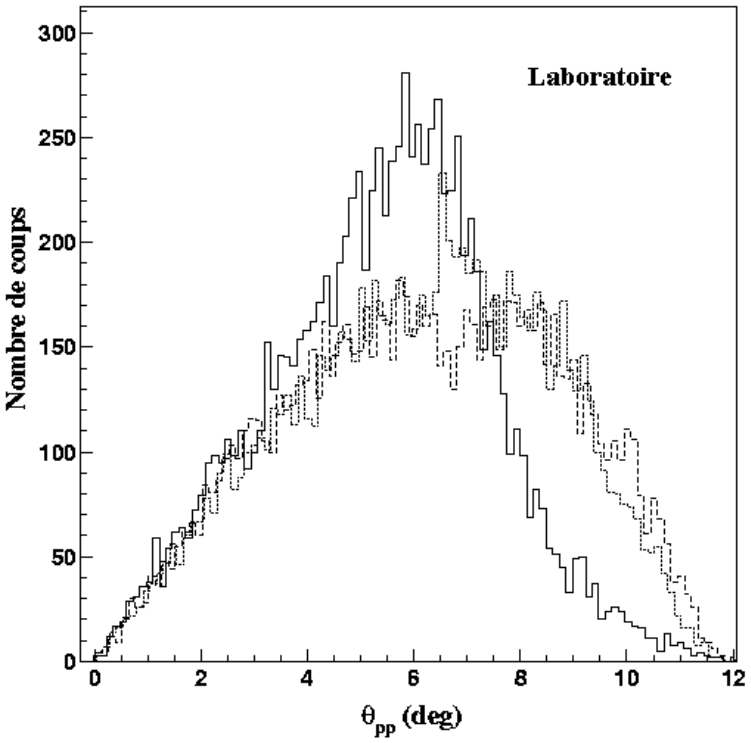


Figure 3.17 : Angle relatif des deux protons dans le laboratoire pour l'émission ^{2}He (trait plein), l'émission non corrélée (traits pointillés longs) et l'émission séquentielle de deux protons (traits pointillés courts). Ce spectre ne tient pas compte du dispositif de détection.

L'intervalle en énergie des protons et de ^{17}Ne accessibles est réduit, néanmoins on constate qu'avec la valeur choisie de la rigidité magnétique, on est bien centré en moment (cf. fig. 3.18). Comme dans le cas de ^{16}F, ceci semble influer sur la largeur du spectre en excès de masse reconstruit dont la largeur est de l'ordre de 400keV (cf. fig. 3.19). Comme dans le cas de l'émission proton, les effets dus aux interactions dans la cible sont les facteurs principaux de l'élargissement du spectre de masse invariante. Il s'agit donc de trouver un compromis sur l'épaisseur de cible, afin de limiter les effets de perte d'énergie et de *straggling*, mais tout en conservant un taux de comptage convenable. Pour cette étude comparative, 200 000 événements ont été générés.

L'efficacité du dispositif expérimentale est de l'ordre de 4% dans le cas du mécanisme d'émission ^{2}He, et de 3% pour les mécanismes d'émission séquentielle et non corrélée. On constate une diminution importante par rapport au cas de l'émission proton par ^{16}F. Ceci est d'abord dû au fait que l'on doit détecter trois particules. De plus, le noyau de ^{20}Mg est produit à une énergie plus grande que celle du noyau ^{18}Ne (cf. §2.1.3 du chapitre 2), donc les énergies des protons émis dans le référentiel du laboratoire seront plus grandes, et du fait des seuils en énergie, certains événements où les protons sont produits à de grandes énergies (typiquement autour de 45MeV) ne seront pas détectés. La valeur des seuils de déclenchement des détecteurs à pistes sur l'efficacité est important : pour des seuils de 0,7MeV, l'efficacité passe aux alentours de 20%.

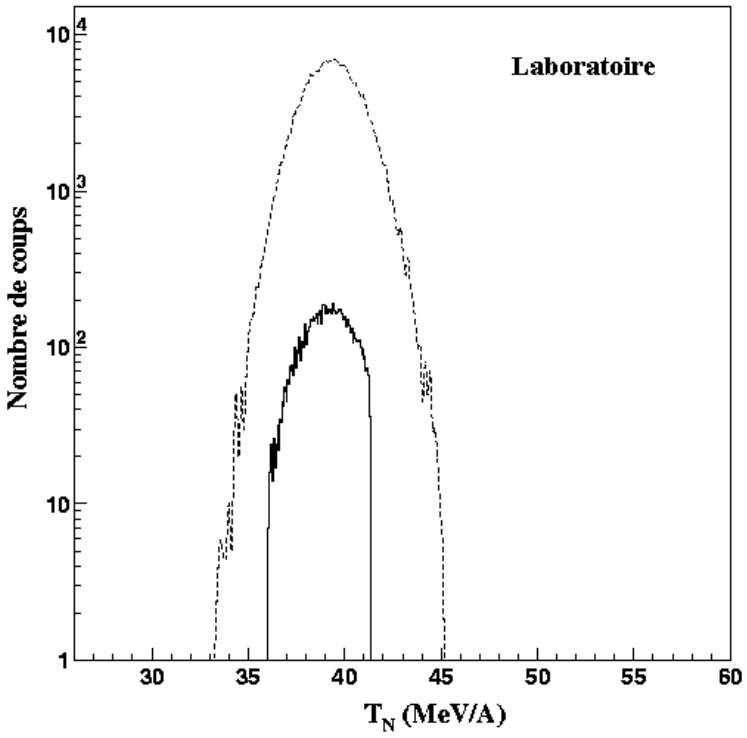


Figure 3.18 : Energie du noyau fils ^{17}Ne, dans le référentiel du laboratoire, avec (trait plein) et sans (traits pointillés) prise en compte du dispositif de détection.

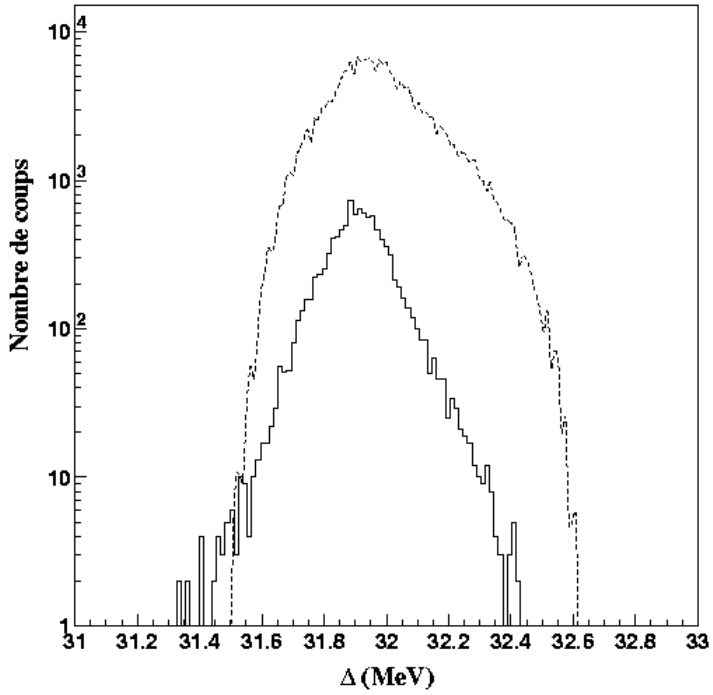


Figure 3.19 : Excès de masse de ^{19}Mg, reconstruit avec (trait plein) et sans (traits pointillés) le dispositif de détection.

3.8.3) Discussion sur la résolution de la mesure de masse

Comme nous le verrons dans le chapitre 4, nous n'avons pas eu un cas test simple pour tester notre résolution expérimentale. Néanmoins, nous avons étudié l'évolution de la largeur du spectre de l'excès de masse reconstruit dans le cas de deux états excités de ^{16}F, à savoir l'état à 0,423MeV et celui à 0,721MeV (cf. fig 3.20) la largeur du spectre est de l'ordre de 200 et 250keV respectivement. Nous avons ajouté également le cas de la désintégration proton de l'état excité à 5,45MeV de ^{18}Ne, situé au-delà du seuil d'émission proton de ce noyau (S_p=3,922MeV). La résolution mesurée dans ce cas est de l'ordre de 300keV. La résolution sur la masse varie donc légèrement mais reste autour de 250keV. Comme ce sont les effets de *straggling* et de perte d'énergie qui ont l'influence la plus importante, ceci explique que la résolution sur la mesure de l'excès de masse varie quelque peu d'un noyau à l'autre.

En conclusion, notre résolution sur la masse dans le cas de la détection d'un proton est évalué à 250±50keV. Dans le cas de l'émission de deux protons, nous avons constaté, lors de l'étude de la désintégration de ^{19}Mg, que la résolution était double du cas un proton, c'est-à-dire de l'ordre de 400keV (cf. fig. 3.19). Ceci nous amène à évaluer la résolution sur la masse reconstruite à 400±100keV.

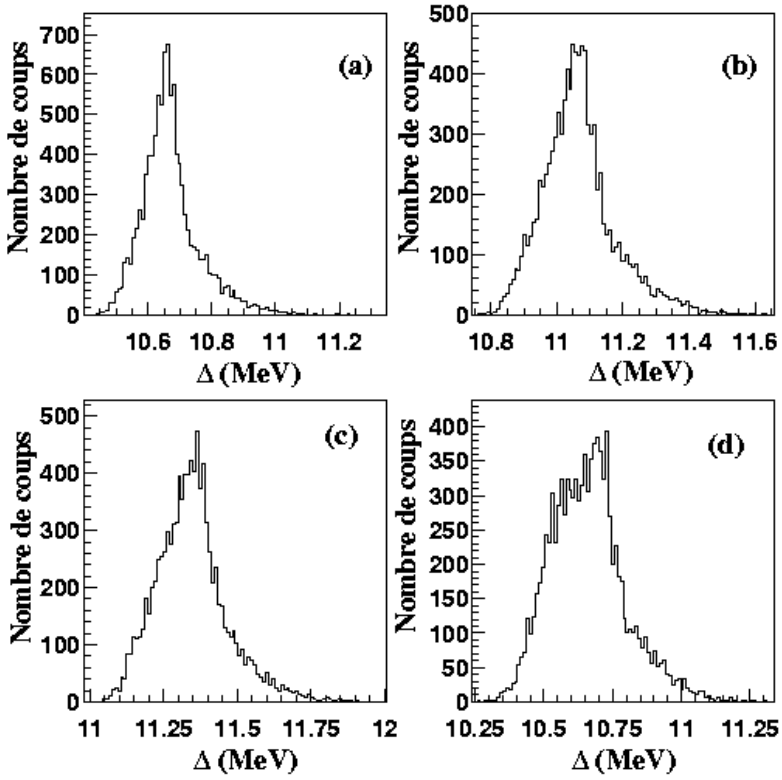


Figure 3.20 : Excès de masse reconstruit pour : (a) l'état fondamental de ^{16}F (b) le premier état excité de ^{16}F (c) le second état excité de ^{16}F (d) l'état excité à 5,45MeV de ^{18}Ne.

3.9) Bilan de l'étude par simulations

Nous avons étudié, grâce à notre programme de simulation, l'émission proton de ^{16}F et les trois mécanismes d'émission de deux protons dans ^{19}Mg. La reconstruction de la masse invariante du noyau père s'effectue à partir des mesures de l'énergie et des angles d'émission des particules issues de la désintégration. Nous avons ensuite évalué la résolution avec laquelle cette masse sera reconstruite, dans le cas d'une émission proton et de l'émission de deux protons. Cette évaluation reste entachée d'une erreur importante, du fait qu'aucun cas test bien connu n'est disponible dans nos données expérimentales. En introduisant les effets de filtrage introduit par le dispositif de détection, nous avons justifié la configuration géométrique des modules de détection MUST, et le réglage de la rigidité magnétique des dipôles du spectromètre SPEG utilisés pour l'étude de l'émission ^{2}He de ^{19}Mg.

Il ressort de cette étude la nécessité de mesurer des paramètres caractéristiques pour l'étude de cette désintégration. En expérience, on ne peut pas distinguer les deux protons émis, et il faut donc utiliser des grandeurs relatives. Parmi celles-ci, l'angle relatif entre les deux protons dans le référentiel de ^{19}Mg, permet de distinguer l'émission ^{2}He d'une émission séquentielle ou non corrélée. Toutefois, la distinction entre ces deux derniers mécanismes ne peut s'effectuer avec cette observable, car dans les deux cas la distribution obtenue est isotrope. La différence en énergie des deux protons émis pourraient être utilisées mais les deux spectres n'ont pas des allures très différentes. Une autre procédure peut consister dans le calcul d'une masse invariante partielle avec l'un des deux protons et le noyau fils. Ceci permet de distinguer l'émission séquentielle d'une émission directe, car dans le premier cas on doit voir un pic visible correspondant à la formation de l'état intermédiaire. Nous renvoyons au chapitre 4 où cette méthode a été réutilisée dans le cas de l'étude de coïncidences entre ^{15}O et deux protons.

Ce programme est susceptible d'évoluer dans le futur. On pourrait par exemple tester d'autres algorithmes pour le calcul du *straggling* en énergie ou en angle, afin d'étudier l'évolution de la résolution de la mesure de masse. Le programme n'inclut pas non plus une pondération qui serait introduite par la probabilité de franchissement de la barrière de potentiel, créée par le noyau fils, par le(s) proton(s). En effet, plus l'énergie cinétique de (ou des) particules émises est grande, plus la probabilité de franchissement de la barrière est grande, ce qui modifierait quelque peu la forme des spectres en énergie proton. Il faudrait également tenir compte des effets de l'interaction coulombienne sur les trajectoires et les énergies des particules issues de la réaction de désintégration.

Chapitre 4 : Résultats et analyse

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus au cours de l'expérience E317a. Deux types d'événements de coïncidences ont été enregistrés : d'une part ceux entre un proton et un noyau (cf. §4.1) et d'autre part ceux entre deux protons et un noyau (cf. §4.3). Pour chaque cas, une interprétation du spectre en masse invariante reconstruit sera donnée. Une étude quantitative sera effectuée dans le cas particulier des coïncidences entre un proton et ^{17}F, après sélection préalable de ^{18}Ne dans le faisceau incident (cf. §4.2), où les résultats expérimentaux ont été comparés aux prédictions d'un calcul de *break up*. Dans le cas des coïncidences entre deux protons et un noyau, une méthode d'analyse a été mise au point pour reconstruire les spectres en excès de masse et sera décrite préalablement à l'interprétation des résultats (cf. §4.3). Enfin, des estimations de sections efficaces de différentes voies de réactions seront présentées (cf. §4.4) et permettront de discuter la faisabilité de futures expériences.

4.1) Etude des coïncidences noyau + 1p

Une reconstruction de la masse invariante pour des événements de coïncidences entre un noyau, détecté et identifié dans le spectromètre SPEG, et un proton, détecté dans un module du détecteur MUST, a été effectuée. Dans le cas le plus général, la masse invariante s'écrit:

$$M = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \mathbf{p}_i\right)^2} \qquad (4.1)$$

où E_i et $\mathbf{p}_i$ désignent respectivement l'énergie totale et l'impulsion de la particule i. Dans notre cas, la masse invariante est calculée à partir des énergies et des vecteurs impulsion de deux particules. En utilisant l'indice 1 pour les données relatives au proton et l'indice 2 pour celles du noyau fils, la masse invariante s'exprime selon:

$$M = \sqrt{M_1^2 + M_2^2 + 2E_1E_2 - 2\mathbf{p_1}.\mathbf{p_2}} \qquad (4.2)$$

L'énergie du proton est mesurée grâce à l'ensemble de détection MUST. La direction du faisceau incident est donnée par les chambres à fils CATS, qui permettent également de déterminer événement par événement la position du point d'impact sur la cible. En combinant ces mesures avec celles du détecteur silicium à pistes du module MUST touché, on peut en déduire la direction d'émission du proton par rapport au faisceau. L'impulsion du noyau lourd est obtenu à partir de la mesure de sa position dans le plan focal du spectromètre SPEG. Celle-ci est déduite à partir de la reconstruction de la trajectoire du noyau, effectuée grâce aux deux chambres à dérive du spectromètre SPEG, ce qui permet d'obtenir également l'angle d'émission du noyau.

Sur la figure 4.1 sont représentés les matrices d'identification des noyaux détectés dans le spectromètre, en coïncidence avec un proton, détecté dans MUST, après sélection préalable de ^{18}Ne (a), ^{17}F (b) et ^{20}Mg (c) dans le faisceau. Les noyaux du faisceau sont sélectionnés grâce à une méthode d'identification par ΔE-temps de vol décrite au paragraphe 2.1.3 du chapitre 2. Le tableau 4.1 résume les différentes coïncidences étudiées.

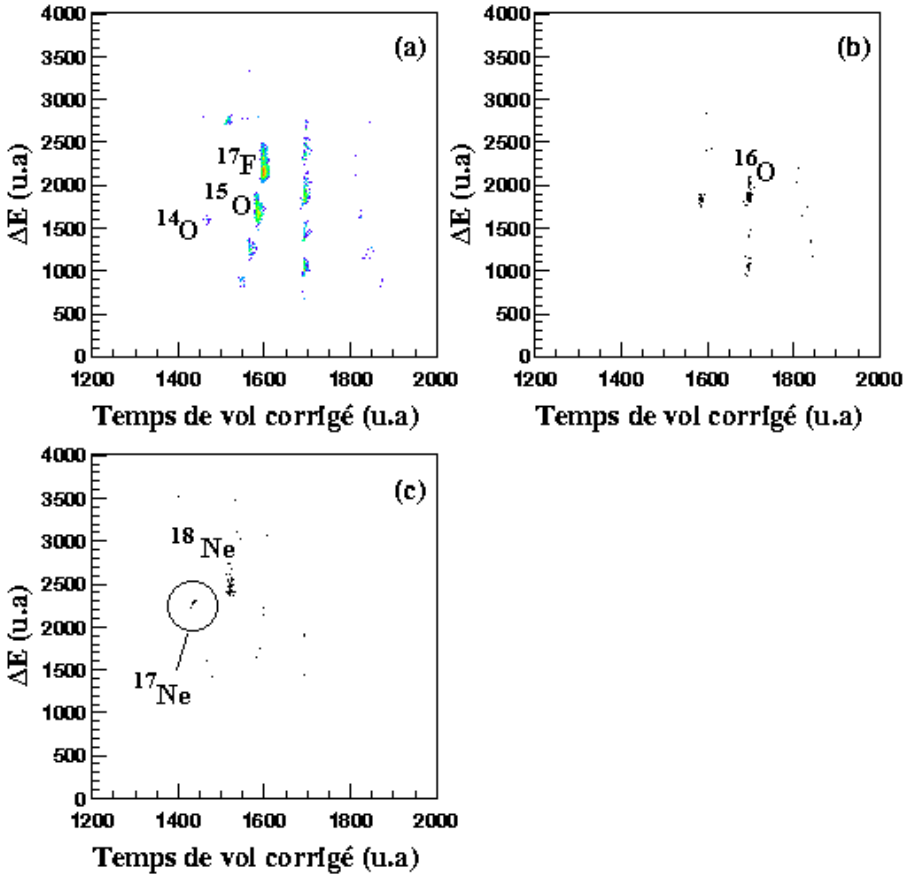


Figure 4.1 : Matrice d'identification perte d'énergie/temps de vol pour les noyaux détectés dans le spectromètre SPEG pour des événements de coïncidence noyau-proton. (a) Avec sélection du noyau ^{18}Ne dans le faisceau incident. (b) Avec sélection de ^{17}F. (c) Avec sélection de ^{20}Mg.

Coïncidences étudiées
^{17}F+p
^{16}O+p
^{15}O+p
^{18}Ne+p
^{14}O+p
^{17}Ne+p

Tableau 4.1 : Liste des coïncidences noyau-proton étudiées.

Durant toute cette étude expérimentale, la valeur centrale de la rigidité magnétique du spectromètre a été fixée à 1,538T.m, valeur optimale pour la détection de ^{17}Ne, dans le cadre de l'étude de l'émission diproton par ^{19}Mg. Cette valeur de la rigidité magnétique n'était pas optimisée pour la détection des différents noyaux mentionnés ci-dessus, ce qui, malgré l'acceptance en moment de ±3,5% du spectromètre SPEG, influe dans certains cas sur l'efficacité de détection. Le spectromètre possède également une acceptance angulaire de ±2° dans les plans horizontal et vertical. Celle-ci agit moins fortement sur l'efficacité car les noyaux produits sont émis fortement vers l'avant, dans des directions voisines du noyau incident. En revanche, la configuration géométrique des huit télescopes MUST influe sur l'efficacité de détection des protons. Dans notre expérience, les angles de détection couverts se situent entre 2° et 23°. L'efficacité géométrique en fonction de l'angle d'émission du proton par rapport au faisceau est représentée sur la figure 4.2. Elle a été obtenue en simulant une distribution plate en cosθ et en φ (θ et φ désignant les angles en coordonnées sphériques) et en incluant l'effet de filtrage dû à la configuration géométrique des modules MUST (cf. chapitre 2). L'efficacité géométrique est maximale pour des angles compris entre 4° et 7°, ce qui correspond aux quatre modules montés autour du trou central (cf. chapitre 2). Elle diminue ensuite entre 10° et 13° puis remonte ensuite entre 15° et 20°, cet intervalle correspondant aux quatre détecteurs externes.

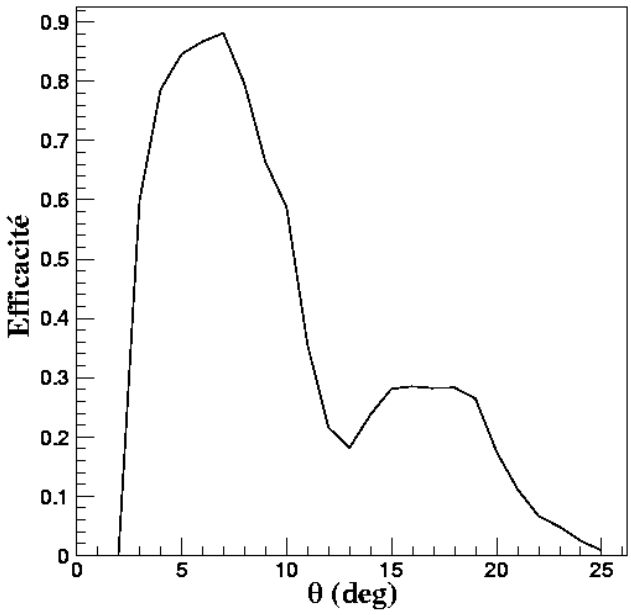


Figure 4.2: Efficacité de détection en fonction de l'angle de diffusion du proton.

Le but des mesures en coïncidences mentionnées dans le tableau 4.1 est de mettre en évidence la formation éventuelle d'états résonnants situés au-delà de la *drip-line* proton. Certains de ces états avaient déjà fait l'objet d'études antérieures, ce qui nous a permis de comparer nos résultats sur les mesures de masse de ces états avec les mesures précédentes. Dans le cas des coïncidences (^{17}F+p), nous avons sélectionné les cas où un noyau de ^{18}Ne réagissait sur la cible, ce qui permet d'étudier la formation éventuelle d'états excités au-dessus de l'énergie d'émission proton, mais aussi détecter des événements provenant de réactions de

break up. Pour les événements de coïncidence (^{16}O+p), le même type d'étude est réalisable en sélectionnant les événements provenant de la réaction d'un noyau de ^{17}F sur la cible.

Les spectres de masse invariante présentés pour les différents cas étudiés, sont libellés en énergie d'excitation, où le zéro correspond à la masse de l'état fondamental du noyau étudié, lié ou non. Dans le cas particulier des événements ^{17}Ne, le spectre présenté est un spectre d'excès de masse, car on tente ici de mettre en évidence la formation éventuelle de la résonance ^{18}Na, dont la valeur de la masse n'est pas connue. Des ajustements, selon une loi gaussienne, ont été effectués pour déterminer la position et la largeur des pics, en laissant les paramètres (centroïde, largeur à mi-hauteur) libres. Dans le cas où plusieurs pics sont visibles, un ajustement individuel sur chaque pic a été effectué en laissant les paramètres libres. Puis un second ajustement selon une loi de sommes de gaussiennes a ensuite été entrepris, en prenant comme valeur de départ pour chaque paramètre celle donnée par chaque ajustement individuel. Pour modéliser des résonances, il est d'usage d'utiliser une forme de Breit-Wigner, qui suit une distribution de type lorentzienne. Nous avons également testé un ajustement de ce type, et celui-ci donne dans les barres d'erreur un résultat analogue à l'ajustement gaussien pour la position et la largeur des résonances. Les erreurs données par la suite sur ces paramètres seront purement statistiques.

4.1.1) Coïncidences ^{17}F+p

La figure 4.3 représente le spectre en énergie d'excitation de ^{18}Ne, reconstruit pour les événements de coïncidence entre un noyau de ^{17}F détecté dans le SPEG et un proton détecté dans un module MUST, avec sélection du ^{18}Ne dans le faisceau incident. Ce spectre a été obtenu en calculant la masse invariante selon la formule 4.2, puis en déduisant la valeur de l'énergie d'excitation en fixant le zéro à la valeur de la masse de l'état fondamental de ^{18}Ne, déduit de la valeur de l'excès de masse atomique, donné par les tables et qui est de 5,319MeV [Audi :95]. Ce cas est intéressant car on réalise ici une détection complète des produits de la réaction, ce qui permet d'étudier la contribution du mécanisme de cassure d'un proton. Comme le noyau ^{18}Ne est lié, on ne peut observer dans le cadre de notre étude que des états situés à des énergies au-delà du seuil d'émission proton. Le seuil inférieur du spectre en énergie d'excitation doit donc correspondre à la valeur de l'énergie de séparation proton de ^{18}Ne. Ce seuil est mesuré à environ 4MeV, ce qui est très proche de la valeur de l'énergie de séparation proton donnée par les tables, soit 3 ,922MeV. L'erreur est donc inférieure à 100keV.

Ce spectre se compose de deux contributions :

- la première consiste en un pic dont la position est mesurée à 4,91 ± 0,01MeV et de largeur 0,74 ± 0,02MeV.
- la seconde est constituée par une bosse assez large entre 5,5 et 12MeV d'énergie d'excitation.

Si nous comparons au schéma de niveau de ^{18}Ne [Hahn :96] de la figure 4.4, le premier pic correspondrait à un mélange des états excités situés entre 4,52 et 5,45MeV. Une simulation, réalisée en supposant la désintégration d'un état pur à 5,11MeV, donne lieu à un pic d'environ 300 keV de large (cf. fig. 4.5). La simulation utilisée tient compte des effets de perte d'énergie et de *straggling* en angle et en énergie, ainsi que ceux dus à l'acceptance et à la résolution des différents détecteurs (cf. chapitre 3). Le pic expérimental observé étant plus large, il est naturel de supposer qu'il contient plusieurs états.

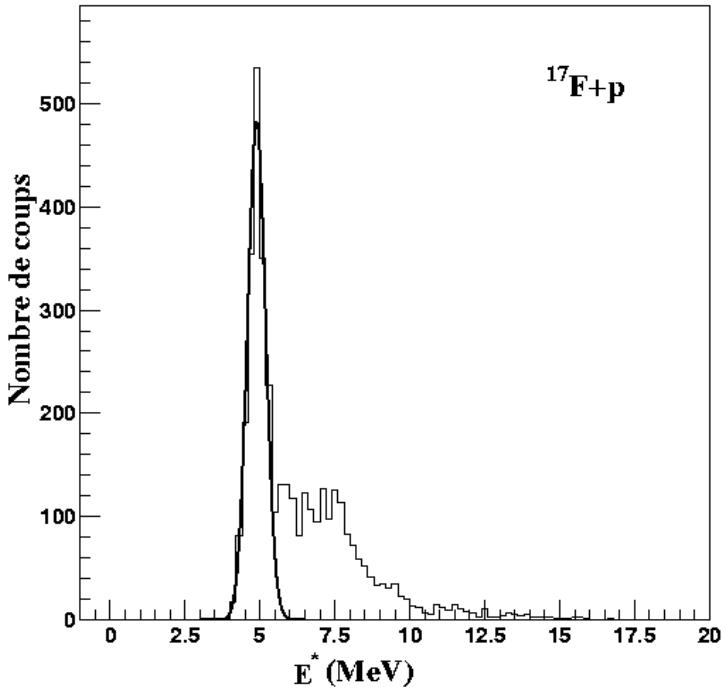


Figure 4.3 : Spectre en énergie d'excitation obtenu pour des événements de coïncidences ^{17}F-proton, avec sélection de ^{18}Ne dans le faisceau. Le zéro étant pris à l'excès de masse de l'état fondamental de ^{18}Ne, le seuil du spectre correspond à l'énergie de séparation proton de ce noyau (voir texte). La courbe noire correspond au résultat de l'ajustement gaussien sur le pic à basse énergie d'excitation.

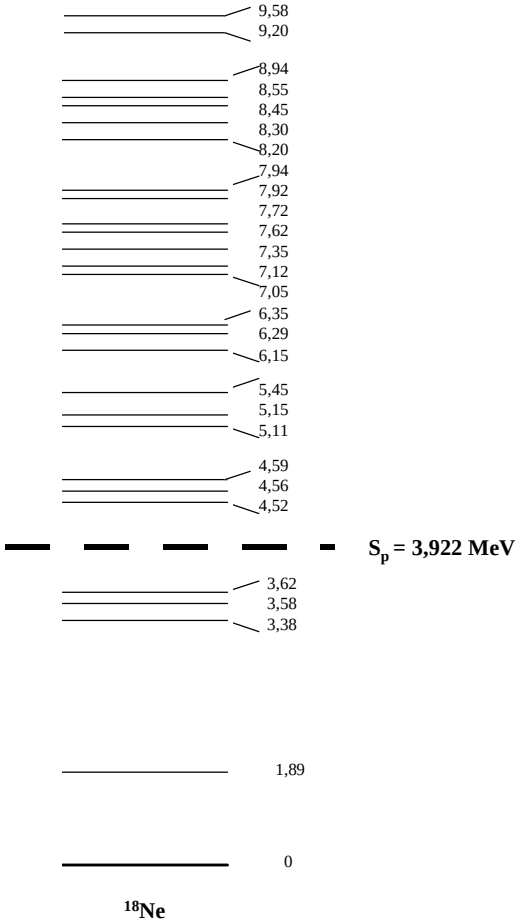


Figure 4.4 : Schéma de niveau de ^{18}Ne [Hahn :96].

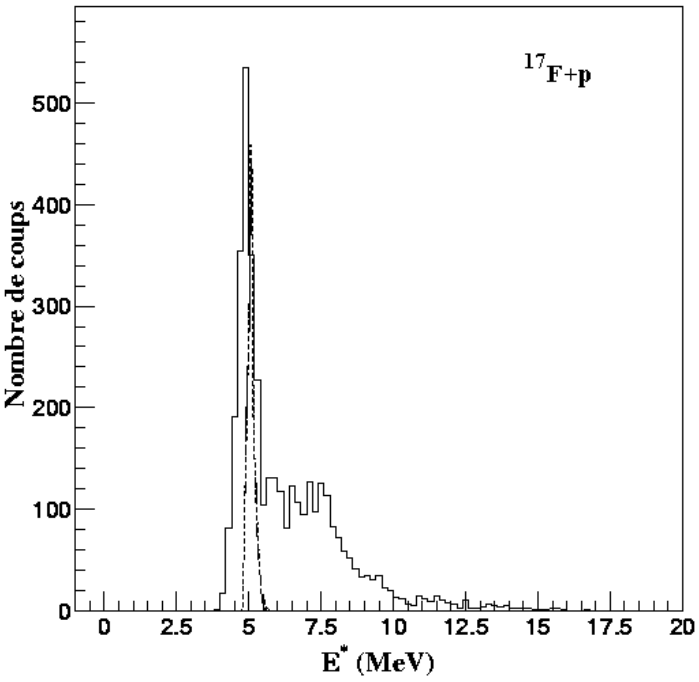


Figure 4.5 : Comparaison de la largeur du pic principal avec celle d'un pic issu de l'émission proton de l'état pur à 5,11MeV, reconstruit par simulation (en pointillés). Le pic simulé est moins large que le pic expérimental, ce qui peut s'expliquer par la formation de plusieurs états de ^{18}Ne avec des énergies d'excitation très voisines qu'on ne peut séparer à cause de la résolution expérimentale (environ 300keV).

Les événements à plus haute énergie d'excitation pourraient correspondre à la formation et à la décroissance d'états excités d'énergie supérieure à 5,5MeV. Ils pourraient être également dus à la réaction de cassure directe d'un noyau de ^{18}Ne sur la cible de ^{9}Be. Nous étudierons cette hypothèse plus en détail au paragraphe 4.2.

4.1.2) Coïncidences ^{16}O+p

Une reconstruction du spectre d'énergie d'excitation a également été effectuée pour des événements de coïncidences ^{16}O+p, en sélectionnant ^{17}F dans le faisceau. Ce cas est en tout point analogue à celui étudié au paragraphe précédent où une détection complète des produits issus de la réaction est effectuée, et permet l'étude de la formation éventuelle d'états excités au-delà du seuil d'émission proton, ou de la réaction de cassure de ^{17}F en ^{16}O et un proton. Le spectre en énergie d'excitation est donné sur la figure 4.6. Vu la faible statistique, il nous est malheureusement pas possible d'effectuer une étude détaillée de ce cas. Il semble que les événements détectés correspondent à une réaction de cassure directe, car on ne distingue pas la formation nette d'un pic de résonance, correspondant à la formation d'un état excité de ^{17}F.

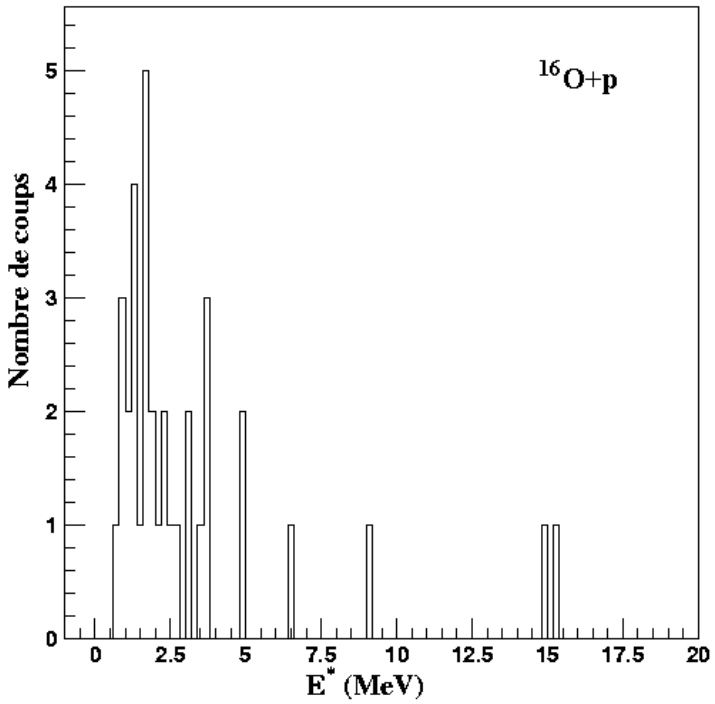


Figure 4.6 : Spectre en énergie d'excitation obtenu pour des événements de coïncidences ^{16}O-proton en sélectionnant ^{17}F dans le faisceau. Le zéro est pris à l'excès de masse de l'état fondamental de ^{17}F de sorte que le seuil inférieur en énergie d'excitation correspond à l'énergie de séparation proton de ^{17}F, valant 0,600MeV.

Nous pouvons par contre évaluer là encore l'erreur systématique sur l'énergie d'excitation reconstruite. En effet, le seuil inférieur en énergie d'excitation doit correspondre à l'énergie de séparation proton de ^{17}F. Sur le spectre expérimental, ce seuil est mesuré à 0,6±0,1MeV, ce qui est très proche de la valeur nominale donnée par les tables (0,600MeV). Ceci confirme là que l'erreur systématique sur l'énergie d'excitation est inférieure à 0,1MeV (voir aussi paragraphe précédent).

4.1.3) Coïncidences ^{15}O+p

La figure 4.7 représente l'énergie d'excitation correspondant aux événements de coïncidence entre un noyau ^{15}O détecté dans SPEG et un proton. Le zéro est pris à la valeur de l'excès de masse de l'état fondamental de ^{16}F, valant 10,680MeV [Audi :95].

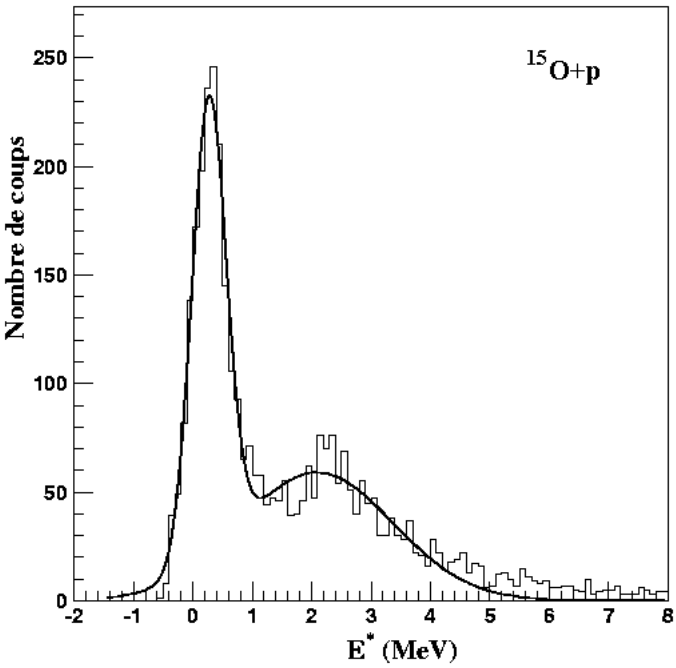


Figure 4.7 : Spectre en énergie d'excitation reconstruit pour des événements de coïncidences ^{15}O-proton. le zéro est pris à l'excès de masse de l'état fondamental de ^{16}F. La courbe noire est le résultat de l'ajustement selon une somme de deux gaussiennes.

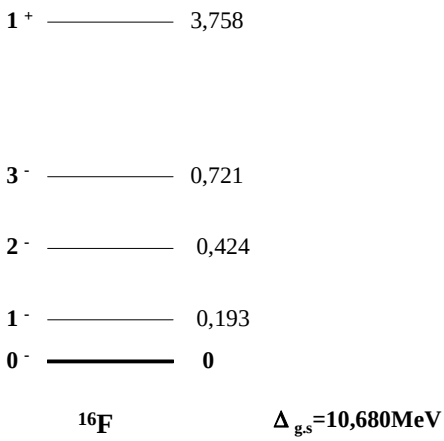


Figure 4.8 : Schéma de niveau de ^{16}F.

On constate que la forme du spectre obtenu est assez proche de celui reconstruit pour les coïncidences ^{17}F+p : un pic à 0,27±0,01MeV et de largeur 0,68±0,03MeV et une bosse à haute énergie assez large, centrée à 2,09±0,07MeV et large de 3,00±0,17MeV. Si l'on compare au schéma de niveau de ^{16}F donné par les tables [Fire :96] et illustré sur la figure 4.8, le pic à basse énergie d'excitation peut être interprété comme un mélange entre l'état fondamental et les trois premiers états excités de ^{16}F, qu'il n'est pas possible de séparer du fait de notre résolution expérimentale (autour de 250keV) (cf. discussion du chapitre 3). La bosse ne coïncide pas avec le quatrième état excité de ^{16}F, situé à 3,758MeV du fondamental. Il semble, comme dans le cas des événements ^{17}F+p, que cette bosse peut résulter d'événements où le projectile (en majorité ^{18}Ne), subit une réaction de cassure. Contrairement aux deux cas précédents, on ne détecte pas toutes les particules issues d'une éventuelle réaction de cassure directe de ^{18}Ne en ^{15}O, à savoir les deux protons et le neutron ce qui ne permet pas une étude quantitative de cette réaction. Le pic à basse énergie, que nous interprétons comme la formation d'états de ^{16}F, pourrait être obtenu à partir d'une réaction de transfert d'un deuton de ^{18}Ne, et serait ensuite suivie de l'émission proton vers le fondamental de ^{15}O.

4.1.4) Coïncidences ^{14}O+p

La première mesure de l'excès de masse de ^{15}F a été réalisée par Kekelis et al. via la réaction de multitransfert ^{20}Ne(^{3}He, ^{8}Li)^{15}F avec une statistique extrêmement faible, comme on le voit sur la figure 4.9 [Keke :78], où le premier état excité a également été identifié. L'état fondamental possède également une largeur naturelle de 1MeV [Keke :78], et le premier état excité est situé à une énergie de 1,3MeV et possède une largeur naturelle de 0,240MeV. La figure 4.10 montre le schéma de niveau déduit de ces mesures expérimentales.

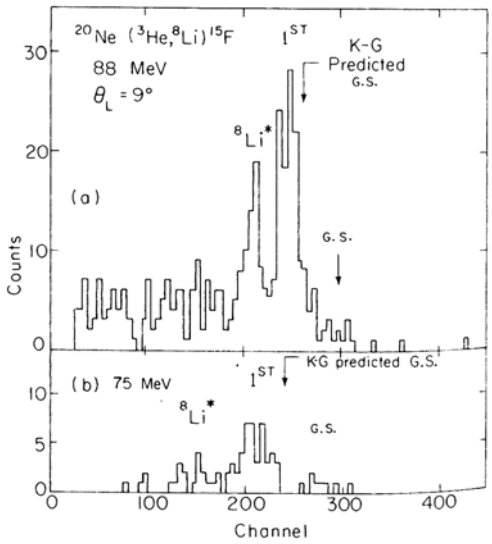


Figure 4.9 : (a) Spectre en énergie de ^{8}Li obtenu par la réaction ^{20}Ne(^{3}He, ^{8}Li)^{15}F avec un faisceau incident de ^{3}He à 87,8MeV. (b) Même spectre mais à une énergie incidente de 75,4MeV [Keke :78].

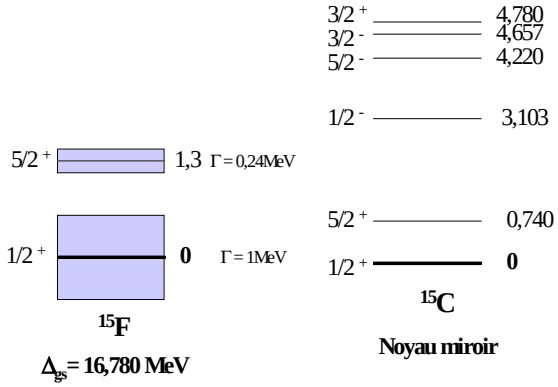


Figure 4.10 : Schéma de niveau de ^{15}F [Keke :78] et de son noyau miroir ^{15}C.

Le spectre en excès de masse reconstruit obtenu à partir des coïncidences ^{14}O+p détectées au cours de notre expérience est donné sur la figure 4.11. Quatre pics sont visibles. Deux échelles sont utilisées sur ce spectre. L'échelle du bas est une échelle en énergie d'excitation où le zéro est pris à la valeur de la mesure de Kekelis et al. L'échelle du haut est une échelle en excès de masse. Le tableau 4.2 résume les résultats de l'ajustement effectué sur les pics, en donnant leurs positions ainsi que leurs largeurs. On donne l'excès de masse de l'état fondamental de ^{15}F, puis les énergies des différents états excités observés.

Le premier pic, que nous interpréterions comme correspondant à la formation de l'état fondamental de ^{15}F est mesuré pour une valeur de l'excès de masse inférieure de 500keV à celle donnée par la référence [Keke :78]. En revanche, au vue des barres d'erreur, la largeur mesurée est en accord avec la mesure de Kekelis et al.

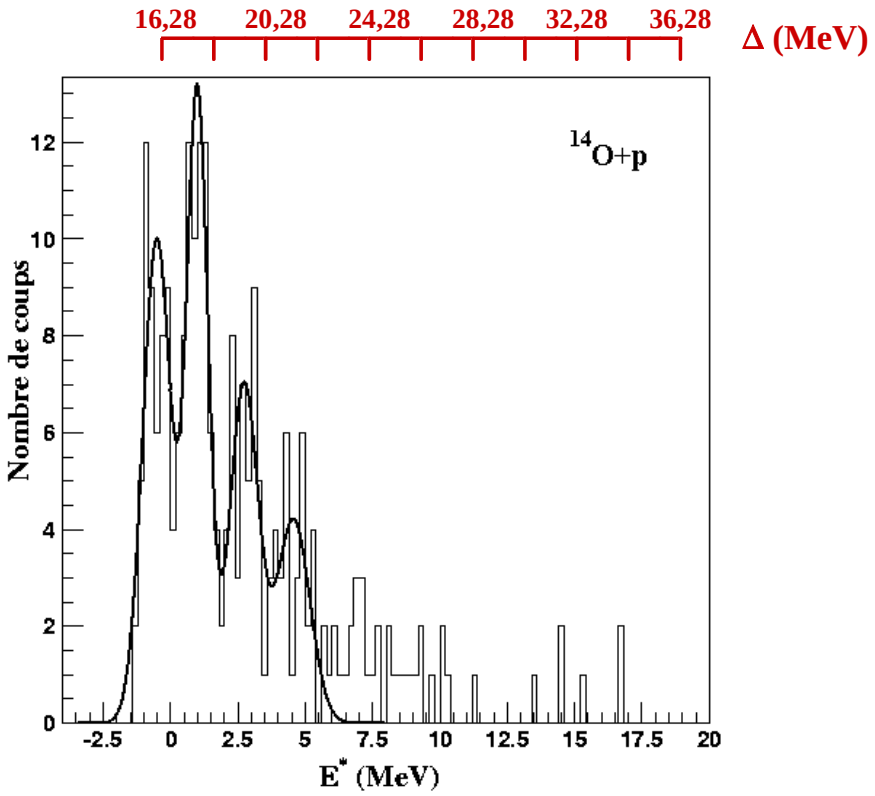


Figure 4.11: Spectre en excès de masse reconstruit pour des événements de coïncidences ^{14}O-proton. L'échelle du bas est l'échelle en énergie d'excitation obtenue à partir de la mesure de Kekelis et al., celle du haut est l'échelle en excès de masse de nos mesures expérimentales (voir texte). La courbe noire est le résultat d'un ajustement selon une somme de quatre gaussiennes.

Pic	Position (MeV)	Largeur (MeV)
1	$\Delta_{g\,s}$= 16,28±0,08 (E*=0)	1,23±0,22
2	E*=1,50±0,15	0,94±0,17
3	E*=3,23±0,21	1,25±0,34
4	E*=5,21±0,15	1,43±0,34

Tableau 4.2: Positions et largeurs des pics sur le spectre en d'excitation des événements de coïncidences ^{14}O+p. Pour l'état fondamental de ^{15}F, on donne la valeur de l'excès de masse, obtenue lors de notre expérience et prise comme origine.

Nous avons déduit de notre mesure de l'excès de masse de ^{15}F dans son état fondamental l'énergie de séparation proton S_p et l'avons comparé aux résultats de deux calculs. (cf. figure 4.12 où on donne l'erreur totale sur notre mesure de S_p). Le premier est un calcul IMME (cf. §1.1.2) pour le multiplet d'isospin T=3/2 dans un état de spin et de parité $J^{\pi}=1/2^{+}$. Les coefficients de l'équation IMME ont été recalculés, connaissant les masses de l'état fondamental de ^{15}C, de l'état excité à 11,56MeV de ^{15}N, et de celui à 10,94MeV de ^{15}O, afin d'en déduire ensuite l'énergie de séparation proton de ^{15}F ([Thoe :01], [Bene :79]). Le second calcul est le résultat d'un modèle où le potentiel nucléaire utilisé est la superposition entre un potentiel Woods-Saxon et un terme de surface, ajusté de façon à reproduire les états du noyau miroir riche en neutrons (ici ^{15}C) [Grév :97]. Ces deux calculs sont en accord avec notre mesure, en tenant compte des barres d'erreur, et ne sont pas en accord avec la mesure de Kekelis et al.

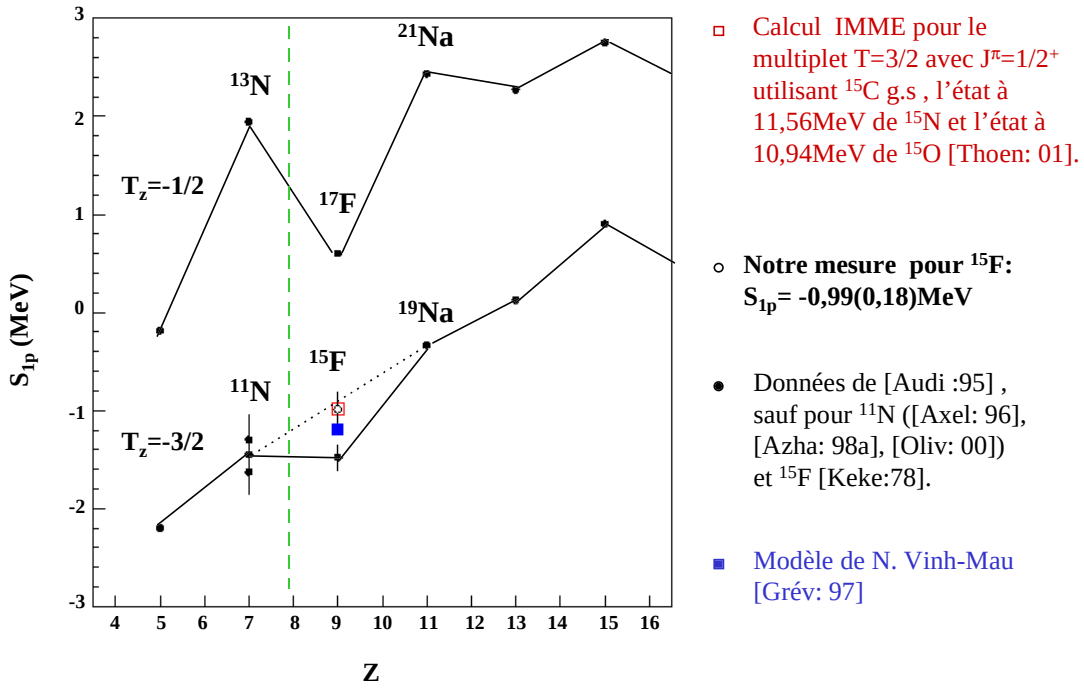


Figure 4.12: Variation de l'énergie de séparation proton S_p en fonction du nombre de protons Z pour deux groupes de noyaux, vérifiant respectivement T_z=-1/2 et T_z=-3/2. La signification des différents points est donnée sur la légende et les modèles de calcul sont décrits dans le texte. L'erreur donnée sur notre mesure expérimentale de S_p pour ^{15}F est l'erreur totale.

Si l'on compare maintenant la variation de S_p en fonction du nombre de protons Z, respectivement pour les noyaux vérifiant T_z=-1/2 et T_z=-3/2, on constate dans le second cas le saut dans l'énergie de séparation, déjà fortement atténuée en prenant en compte le résultat de la mesure de S_p de Kekelis et al. pour ^{15}F, disparaît complètement avec notre mesure. Ceci semble indiquer une atténuation de la fermeture de couche Z=8 à la *drip-line* proton. Ce phénomène serait l'effet miroir de celui observé pour l'énergie de séparation neutron S_n pour les noyaux T_z=3/2, à la traversée du nombre magique N=8 [Ozaw :00].

L'écart relatif mesuré entre les deux premiers pics est de 1,50±0,07MeV, ce qui est là aussi en accord avec les mesures de Kekelis et al. En revanche, ceci n'est pas le cas pour la largeur où notre valeur est supérieure d'un facteur 4 au résultat de Kekelis et al. Deux autres pics sont visibles et pourraient correspondre à des états non connus de ^{15}F. Si nous considérons son noyau miroir ^{15}C (cf. fig. 4.10), le troisième pic serait l'état miroir $1/2^-$, situé dans ^{15}C à 3,103MeV du fondamental. Selon nos données, cet état miroir serait situé à 3,23±0,21MeV de l'état fondamental de ^{15}F. Quant au quatrième pic, il pourrait s'agir de l'état miroir $5/2^-$, situé à 4,220MeV du fondamental dans ^{15}C, et estimé à 5,1±0,3MeV de l'état fondamental dans ^{15}F.

On pourra remarquer la barre d'erreur importante sur les valeurs des largeurs des différents états qui est due à une statistique relativement faible. En ce qui concerne le décalage de 500keV, il ne peut s'expliquer simplement par une simple erreur systématique, car nous n'avons pas rencontré une telle différence dans les autres coïncidences étudiées. Quant à la différence de largeur sur le deuxième pic, elle nous amènerait à une valeur de notre résolution expérimentale de plus de 800keV. Mais ceci parait peu probable, vue la largeur obtenue dans le spectre d'énergie d'excitation obtenue avec les événements de coïncidence ^{18}Ne+p (cf. §4.1.5). Il serait cependant intéressant de reprendre l'étude du noyau ^{15}F avec une statistique plus élevée, d'une part pour confirmer ou infirmer l'existence des deux nouveaux états observés, ainsi que notre mesure sur la position de l'état fondamental et la largeur du premier état excité.

4.1.5) Coïncidences ^{18}Ne+p

La figure 4.13 représente le spectre en énergie d'excitation correspondant aux événements ^{18}Ne+p où on a sélectionné les événements correspondant à une réaction d'un noyau de ^{20}Mg sur un noyau de la cible. Le zéro a été pris à la valeur de l'excès de masse de l'état fondamental de ^{19}Na, dont la valeur est 12,929±0,012MeV [Audi :95]. Deux états de ce noyau non lié ont été identifiés par Benenson et al. [Bene :75], l'état fondamental et un premier état excité situé à une énergie de 0,120±0,010MeV du fondamental (cf. fig. 4.14), en utilisant une réaction de transfert (^{3}He,^{8}Li). En revanche, Benenson et al. ne donne aucune information sur l'existence d'une largeur naturelle pour l'un ou l'autre de ces états, et n'explique la largeur de leurs pics que par leur résolution expérimentale.

Sur nos données, un pic, dont la position est mesurée à 0,16±0,05MeV pour une largeur de 0,60±0,10MeV, est visible. Ce pic pourrait correspondre à la superposition de l'état fondamental et du premier état excité de ^{19}Na. Nos mesures semblent en bon accord avec les résultats de la mesure de Benenson et al. La précision est cependant moins bonne, vue notre faible statistique et notre résolution expérimentale (40keV pour Benenson et al., et au moins 250keV dans notre cas).

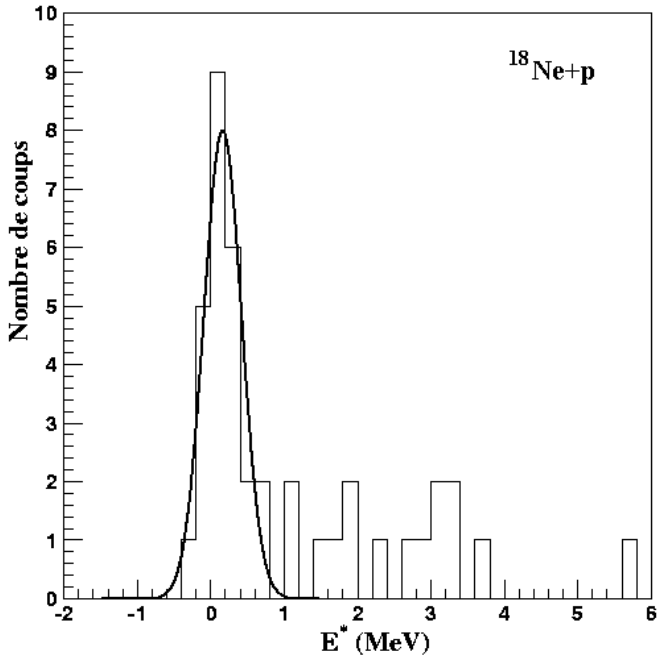


Figure 4.13: Spectre en énergie d'excitation reconstruit pour des événements de coïncidence ^{18}Ne-proton, en sélectionnant ^{20} Mg dans le faisceau. Le zéro est pris à la valeur de l'excès de masse de l'état fondamental de ^{19}Na (voir texte). La courbe noire est le résultat d'un ajustement selon une loi gaussienne sur le pic observé expérimentalement.

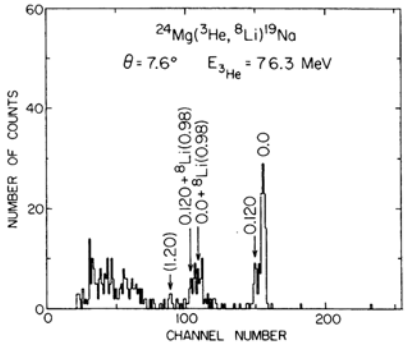


Figure 4.14: Spectre en énergie de ^{8}Li issu de l'étude par la réaction^{24}Mg(^{3}He, ^{8}Li)^{19}Na avec un faisceau incident de ^{3}He à 76,3MeV [Bene :75].

4.1.6) Coïncidences ^{17}Ne+p

Nous avons étudié les coïncidences entre un proton détecté dans MUST et un noyau ^{17}Ne détecté dans SPEG, en sélectionnant les événements correspondant à la réaction d'un noyau de ^{20}Mg sur la cible. Le but est de vérifier si l'état non lié ^{18}Na est formé. La mesure expérimentale de la masse de ce noyau, ainsi qu'une estimation de sa largeur naturelle, sont en effet d'un intérêt capital pour l'étude de l'émission de deux protons par ^{19}Mg. Ce noyau serait en effet l'état intermédiaire au cas où l'émission de deux protons de ^{19}Mg s'effectuerait selon un mécanisme séquentiel.

Le spectre obtenu est montré sur la figure 4.15, et semble présenter deux pics. L'ajustement effectué sur ces deux pics donne une position à 24,190±0,05MeV et une largeur à mi-hauteur de 0,34±0,09MeV pour le premier pic et 25,04±0,06MeV pour la position et 0,54±0,13MeV pour la largeur du second. Si le premier pic correspond au niveau fondamental, il serait assez éloigné des prédictions de G. Audi (25,3MeV), de l'IMME (25,67MeV) et de Kelson-Garvey (25,76MeV). Deux interprétations pourraient expliquer cet écart. La première serait que nous avons là une manifestation du déplacement de Thomas-Ehrmann, décrit au paragraphe 2.1.1 du chapitre 1, qui fait que les prédictions de modèles tels que IMME ou Kelson-Garvey surestiment la masse du noyau considéré, en supposant négligeable les effets du potentiel coulombien sur la fonction d'onde du noyau non lié. Dans ce cas, le second pic correspondrait à un état excité, d'énergie de l'ordre de 800keV. Le noyau miroir ^{18}N possède son premier état

excité à 0,121MeV du fondamental et un deuxième à 0,575MeV. Le deuxième état supposé observé dans ^{18}Na correspondrait alors à un état excité.

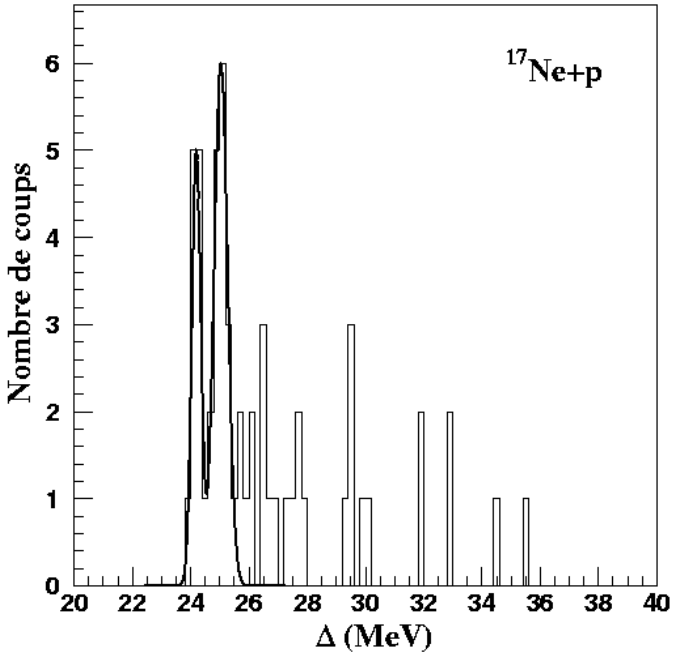


Figure 4.15 : Spectre en excès de masse reconstruit pour des événements de coïncidences proton-^{17}Ne en sélectionnant ^{20}Mg dans le faisceau. La courbe est le résultat d'un ajustement sur une somme de deux gaussiennes.

Une seconde interprétation peut être que le noyau fils ^{17}Ne est produit dans son premier état excité situé à 1,288MeV du fondamental, qui décroît par émission γ . Au cours de notre calcul de la masse invariante, nous supposons que ^{17}Ne est formé dans son état fondamental. Comme nous ne pouvons pas détecter les photons issus de la désexcitation, ceci introduirait un décalage dans notre calcul de la masse invariante. Dans ce cas, le premier pic caractériserait une décroissance proton de ^{18}Na vers le premier état excité de ^{17}Ne, et le second pic la décroissance proton vers le fondamental de ^{17}Ne. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons calculé pour chaque événement l'excès de masse de l'état de départ, en supposant que tous les noyaux de ^{17}Ne formés l'étaient dans le premier état excité. Le spectre obtenu est comparé aux données précédentes sur la figure 4.16. Si le premier pic s'expliquait par la formation du premier état excité de ^{17}Ne, il devrait alors coïncider avec le second pic obtenu dans le spectre de la figure 4.15. On constate que ce n'est pas le cas. Un argument énergétique peut aussi amener à rejeter l'interprétation de ce pic par la décroissance vers le premier état excité de ^{17}Ne. En effet, l'énergie disponible pour le proton est dans ce cas beaucoup plus faible que pour la décroissance vers l'état fondamental. En conséquence, ce canal de désintégration serait fortement défavorisé par rapport à celui de la désintégration vers l'état fondamental.

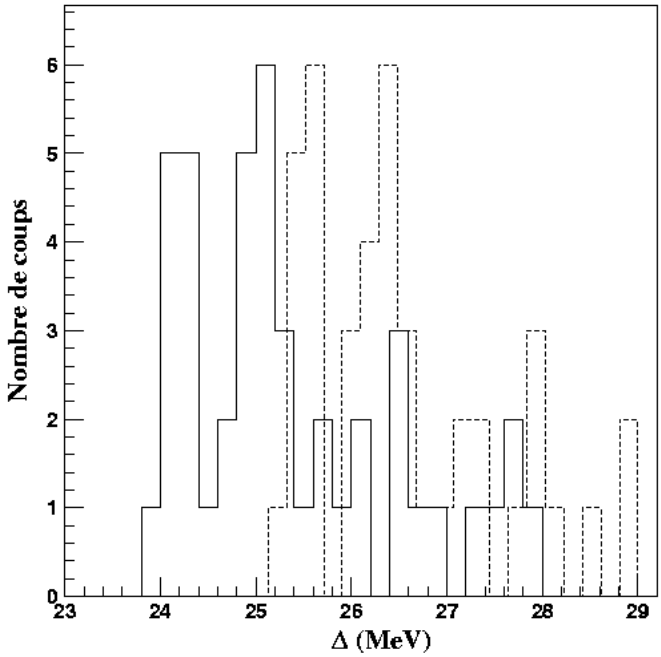


Figure 4.16 : Comparaison entre le spectre en excès de masse reconstruit en prenant pour valeur de masse de ^{17}Ne celle de l'état fondamental (histogramme en trait plein) et celle du premier état excité (histogramme en pointillés).

En conclusion, nous privilégions une interprétation du premier pic comme la formation de l'état fondamental de ^{18}Na. Le second pic correspondrait alors à un état excité situé à 0,850±0,109MeV. Ce décalage avec les prédictions des modèles semi-empiriques se retrouvent dans d'autres noyaux non lié voisins, comme ^{15}F, ^{16}F et ^{12}O (cf. §1.1.3 du chapitre 1). Pour l'instant, il n'existe pas d'argument permettant de donner une explication définitive. On pourrait par exemple étudier les effets éventuels de couplage au continuum sur la masse à l'aide de calculs microscopiques.

Quelles informations sur le mécanisme de décroissance de ^{19}Mg, par émission de deux protons, pouvons-nous tirer de cette mesure de la masse de l'état fondamental de ^{18}Na ? La masse de ^{18}Na mesurée serait inférieure aux prédictions citées précédemment. On ne peut tirer une conclusion définitive, car la masse de ^{19}Mg n'est estimée que via ces modèles semi-empiriques. Par conséquent, le même effet pourrait être présent pour ^{19}Mg. Toutefois, si nous raisonnons maintenant avec la valeur prédite par Audi (31,95MeV) pour ^{19}Mg, un processus d'émission séquentielle de ^{19}Mg, via la formation de ^{18}Na, serait favorisée, car la masse totale de l'ensemble (^{18}Na+p) serait inférieure à la masse du noyau père ^{19}Mg (cf. fig. 4.17).

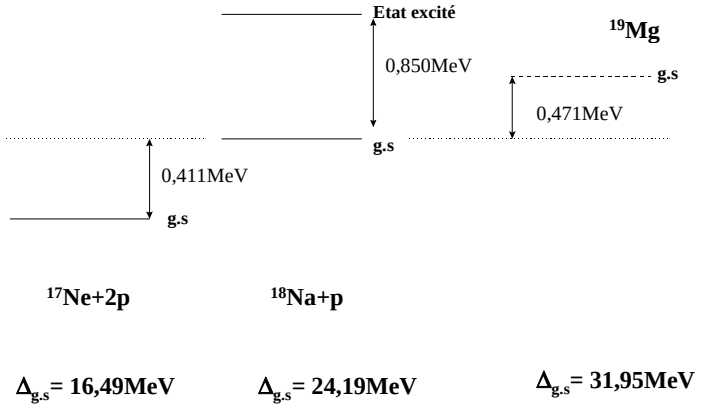


Figure 4.17 : Schéma des positions relatives de l'état fondamental des noyaux ^{19}Mg (selon les prédictions de G. Audi), ^{18}Na (notre mesure) et ^{17}Ne (données des tables [Audi :95]). On donne les excès de masse de ces états et la position de l'état excité supposé de ^{18}Na.

4.2) Contribution de réactions de cassure directe

Les spectres en énergie d'excitation reconstruits pour les coïncidences ^{15}O+p et ^{17}F+p présentent deux contributions : un pic à basse énergie d'excitation, compatible avec la formation d'états résonnants et une bosse large pour des énergies d'excitation plus élevées (cf. §4.1.1 et §4.1.2). Le cas ^{17}F+p est particulièrement intéressant à étudier car il est possible d'effectuer une reconstruction cinématique complète, en sélectionnant parmi ces événements de coïncidence ceux provenant de la réaction d'un noyau ^{18}Ne du faisceau sur la cible de ^{9}Be. Nous avons cherché à interpréter cette bosse comme provenant d'une réaction de cassure directe de ^{18}Ne en un proton et un noyau ^{17}F, et avons comparé la distribution angulaire expérimentale des protons détectés avec les prédictions d'un calcul de résolution de l'équation de Schrödinger dépendant du temps. Nous avons également comparé la distribution en énergie d'excitation, pour l'ensemble de ces événements de coïncidences, aux prédictions théoriques.

4.2.1) Manifestations expérimentales du *break up*

Les réactions de cassure ont été largement utilisé pour les études de structure nucléaire. Parmi les mécanismes bien connus, on peut citer les réactions de *knock-out* d'un nucléon où, en cinématique directe, un nucléon de la cible est éjecté et émis dans une direction autour de celle du noyau de recul, et les réactions dites *pick-up break-up*. Ces dernières se déroulent en deux étapes : le projectile capture un nucléon d'un noyau de la cible, le laissant dans une configuration à un trou, (*pick-up*) puis émet un nucléon (*break-up*) [Blum :85].

Une étude de la réaction de cassure du noyau ^{11}Be, qui possède un halo d'un neutron, faiblement lié au cœur de ^{10}Be, a été menée sur des cibles de ^{197}Au, ^{48}Ti et ^{9}Be [Anne :94]. Les distributions angulaires des neutrons émis ont été mesurés et comparés au modèle théorique de réaction de *break up* [Fall :01], que nous allons utiliser par la suite. Deux contributions ont été distinguées :

- d'une part une cassure du noyau de ^{11}Be, via l'interaction coulombienne entre le noyau cible et le cœur, le neutron du halo poursuivant sa trajectoire dans un cône autour de la direction du projectile. Ce neutron est détecté à des angles allant jusqu'à 20°. Cette contribution est d'autant plus important que la charge de la cible est élevée. Elle est très faible dans le cas de la cible de ^{9}Be.
- d'autre part une cassure du halo de ^{11}Be sous l'effet du potentiel nucléaire du noyau cible, qui provoque une émission à grands angles du neutron du halo, pouvant aller jusqu'à 80°. Ce mécanisme de *break-up* est aussi désigné par le terme de *towing mode*.

Dans le cadre de notre expérience, nous étudions la cassure du noyau ^{18}Ne, déficient en neutrons, en un proton et ^{17}F sur une cible de ^{9}Be. Par rapport à l'émission neutron, un effet complémentaire doit être pris en compte, à savoir l'interaction coulombienne entre le proton émis et le noyau cible d'une part, et l'éjectile lourd d'autre part. Nous allons décrire dans le paragraphe suivant les grandes lignes du calcul utilisé pour comparer à nos données expérimentales. Ce calcul a été auparavant validé par comparaison à une expérience effectué avec un faisceau de noyaux stables en cinématique directe pour la réaction ^{58}Ni(^{40}Ar, ^{40}Ar+n ou p) [Scar :98]. Il consiste en la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps.

4.2.2) Principes du calcul théorique

Dans ce calcul, les noyaux sont décrits dans le cadre d'un modèle à particules indépendantes ([Lacr :99], [Fall :01]). Les fonctions d'onde des nucléons du projectile ^{18}Ne sont tout d'abord initialisées en diagonalisant le hamiltonien statique à un corps. La partie potentielle de ce hamiltonien comporte un potentiel d'interaction nucléaire de type Woods-Saxon et un potentiel d'interaction coulombienne. Les états à un corps ainsi obtenus pour le projectile sont placés dans un réseau cartésien à trois dimensions pour en calculer l'évolution dans le temps. Pour notre étude, nous nous intéressons plus particulièrement à la fonction d'onde d'un proton de valence du noyau projectile ^{18}Ne. L'évolution dans le temps de la fonction d'onde est donnée par une équation de Schrödinger, dépendante du temps :

$$i\hbar \frac{d}{dt}\left|\varphi\right\rangle = \left(\frac{p^2}{2m} + V_{T\text{-}P}(t)\right)\left|\varphi\right\rangle \qquad (4.3)$$

où $|\varphi>$ est la fonction d'onde du proton de valence. Le potentiel d'interaction dépendant du temps $V_{T\text{-}P}(t)$ est défini par :

$$V_{T\text{-}P}(t) = V^{T}\left(\hat{r} - \mathbf{r}_{T}(t)\right) + V^{P}\left(\hat{r} - \mathbf{r}_{P}(t)\right) \qquad (4.4)$$

$\mathbf{r}_T(t)$ et $\mathbf{r}_P(t)$ désignant les vecteurs positions de la cible et du projectile,V^T (resp. V^P) le potentiel d'interaction entre le proton et le noyau cible (resp. projectile). Chacun de ces deux potentiels se décompose lui-même en un potentiel d'interaction nucléaire de type Woods-Saxon et un potentiel d'interaction coulombienne de type sphère uniformément chargé en volume. L'énergie cinétique et le paramètre d'impact du noyau projectile étant fixé, on effectue l'intégration numérique de l'équation différentielle précédente avec un pas Δt donné, valant 1,7fm/c, ce qui permet de déterminer $|\varphi_i(t+\Delta t)\rangle$ à partir de $|\varphi_i\ (t)\rangle$. On obtient ensuite le nouveau potentiel à $t+\Delta t$, en tenant compte de la trajectoire coulombienne, avant d'effectuer une nouvelle itération. Une fois les fonctions d'onde individuelles déterminées, on peut déduire la distribution angulaire du proton éjecté en sommant sur les paramètres d'impact selon le modèle de l'absorption forte [Fall :01], où le paramètre d'impact minimum est donné par :

$$b_{min} = 1.4\left(A_T^{1/3} + A_{Ne}^{1/3}\right) \tag{4.5}$$

où A_T et A_{Ne} désignent respectivement les nombres de masse du noyau cible et du projectile. On obtient b_{min}=6fm. La borne supérieure correspond à la valeur à partir de laquelle le module de la fonction d'onde émise s'annule. Enfin, une limite supérieure sur l'énergie des protons, valant 45MeV et correspondant aux seuils de détection des détecteurs proton, a été prise en compte.

4.2.3) Comparaisons aux données expérimentales ^{17}F+p

Une reconstruction de la distribution angulaire des protons dans le laboratoire, pour des événements d'énergie d'excitation supérieure à 5,5MeV, a été effectuée. La distribution expérimentale, corrigée en efficacité, exprimée en section efficace par stéradian a été obtenue grâce à la connaissance du nombre de particules incidentes (détecteurs CATS) et de l'épaisseur de cible. Sur la figure 4.18, la distribution angulaire expérimentale est représentée et comparée aux prédictions du calcul de break-up décrit au paragraphe précédent. Les barres

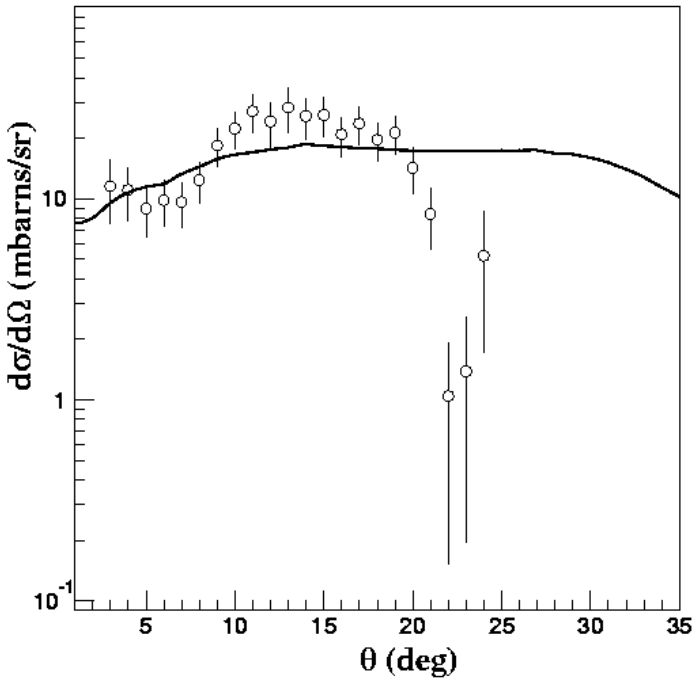


Figure 4.18 : Distribution angulaire dans le laboratoire du proton détecté pour des événements de coïncidence ^{17}F-proton, avec sélection de ^{18}Ne dans le faisceau, pour des énergies d'excitation supérieures à 5,5MeV. La courbe représente le résultat du calcul par résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps.

d'erreur incluent l'incertitude sur l'épaisseur de cible, sur le nombre d'événements détectés et l'efficacité angulaire. Les calculs en section efficace absolu prédisent une distribution plate pour des angles compris entre 3° et 23°. On constate qu'à l'intérieur de l'acceptance du dispositif de détection, les prédictions du calcul sont en assez bon accord avec les données expérimentales. La diminution de la section efficace pour les angles inférieurs à 10° est une

conséquence du seuil supérieur sur l'énergie des protons détectés. Au-delà de 20°, l'efficacité de détection de l'ensemble MUST diminue fortement et est nulle au-delà de 25°.

Nous avons également reconstruit la distribution en énergie d'excitation, corrigée en efficacité, exprimée en section efficace par MeV est présentée sur la figure 4.19. Les barres d'erreur incluent l'incertitude sur l'épaisseur de cible et le nombre de coups détectés. Cette distribution expérimentale est comparée aux prédictions du calcul utilisé précédemment. On constate que l'accord est assez bon pour les énergies d'excitation supérieures à 5,5MeV, en revanche le calcul ne prend pas en compte la formation de résonances et de ce fait ne reproduit pas le pic observé à basses énergies d'excitation. Le déficit en section efficace à plus hautes énergies pourrait être dû à la formation d'états résonants.

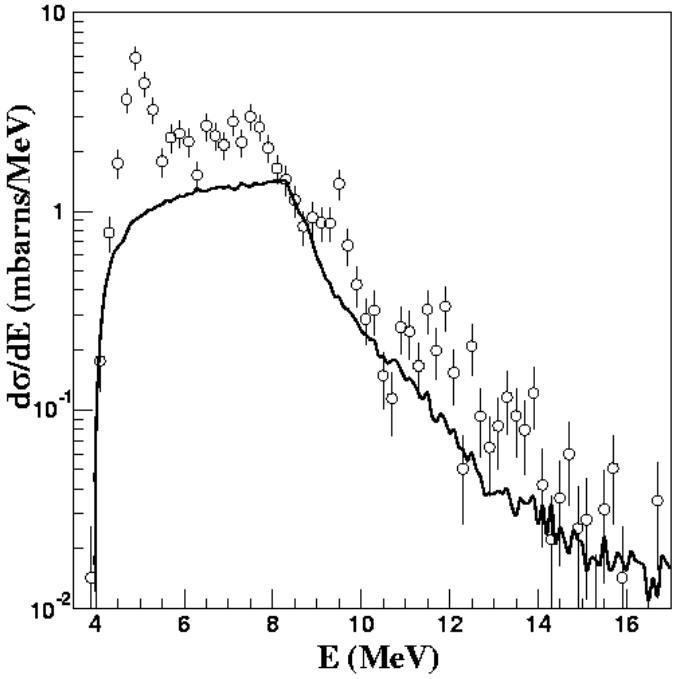


Figure 4.19 : Distribution en énergie d'excitation pour les événements de coïncidence ^{17}F-proton, avec sélection de ^{18}Ne dans le faisceau. La courbe représente le résultat du calcul par résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps.

En conclusion, le spectre d'énergie d'excitation reconstruit pour les événements de coïncidence ^{17}F-proton est constitué de deux composantes : d'une part par des résonances, correspondant à des états excités de ^{18}Ne, au-delà du seuil d'émission proton, et formant des pics sur les spectre ; et d'autre part par des événements dus à des réactions de cassure directe de ^{18}Ne, sur la cible de ^{9}Be, en un proton et ^{17}F. Ceux-ci forment la bosse large, visible sur le spectre en énergie d'excitation, et qui est reproduite qualitativement par un modèle de *break up*, basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger dépendant du temps. Ceci constitue la première mise en évidence expérimentale d'une réaction de *break up* nucléaire pour un noyau riche en protons et nos données pourraient être comparées aux résultats d'autres calculs, prenant en compte notamment la formation de résonances.

4.3) Etude des coïncidences noyau+ 2p

Une analyse des cas d'événements de coïncidences entre un noyau détecté dans SPEG et deux protons détectés dans deux télescopes ou un télescope muni d'un CsI ''quattro'' a été effectuée. Malheureusement dans la plupart des cas la statistique était faible, sauf dans le cas de coïncidences entre ^{15}O et deux protons. Ceci s'explique tout d'abord par la section efficace de production de ces états, et par le fait également que le réglage de la rigidité magnétique du spectromètre, n'était pas optimisé pour tous les noyaux fils considérés. Nous allons donner les résultats obtenus dans les cas des coïncidences ^{15}O+2p, ^{16}O+2p. Le cas des coïncidences ^{17}Ne+2p, qui était le but premier de notre expérience afin de signer la formation éventuelle de ^{19}Mg, n'a pas pu être observé.

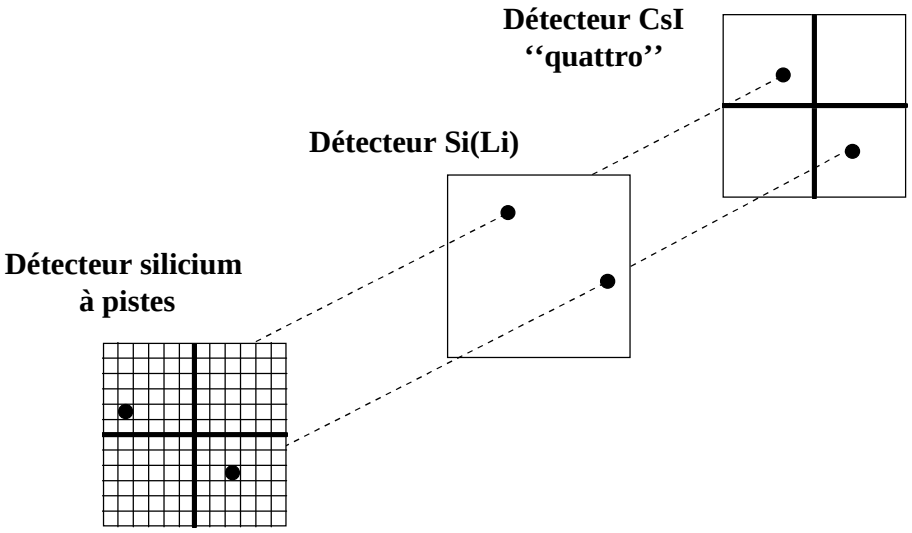


Figure 4.20 : Méthode d'analyse d'événements pour lesquels deux protons sont détectés dans le même module MUST, muni d'un détecteur CsI ``quattro``. Dans ce cas, le détecteur Si(Li) mesure la somme des pertes d'énergie des deux protons. La perte d'énergie individuelle de chaque proton est déduite de la mesure de l'énergie résiduelle dans chaque cristal CsI.

Pour reconstruire le spectre de masse invariante, il est nécessaire de connaître les vecteurs impulsions des trois éjectiles détectés. Dans le cas des protons, on procède en distinguant deux cas :

- les deux protons sont détectés dans deux télescopes différents. Dans ce cas leur énergie respective est la somme des pertes d'énergie dans les trois étages du télescope considéré et leur position donnée par chaque détecteur à pistes.
- les deux protons sont détectés dans le même télescope, équipé d'un CsI ''quattro'', et chacun d'eux touche un cristal de CsI différent (cf. fig. 4.20). La difficulté est qu'ici l'énergie mesurée dans le détecteur Si(Li) est la somme des pertes d'énergie des deux protons. Pour la résoudre on procède de la façon suivante : on calcule la perte d'énergie de chaque proton dans le détecteur Si(Li) en utilisant une fonction d'interpolation à partir de l'énergie mesurée dans chaque CsI. On vérifie que la somme des énergies ainsi obtenues correspond bien à l'énergie totale déposée dans le Si(Li). Pour déterminer la piste touchée par chacun d'eux dans le détecteur

silicium à pistes, on procède par corrélation géométrique, un détecteur CsI ‘’quattro’’ couvrant une certaine région du détecteur à pistes.

Les vecteurs impulsions de chaque proton ainsi déterminés, la mesure de l’impulsion du noyau résiduel dans SPEG permet d’obtenir la masse invariante:

$$M = \sqrt{2M_1^2 + M_3^2 + 2E_1E_2 + 2E_1E_3 + 2E_2E_3 - 2\mathbf{p_1}.\mathbf{p_2} - 2\mathbf{p_1}.\mathbf{p_3} - 2\mathbf{p_2}.\mathbf{p_3}} \quad (4.6)$$

où les indices 1 et 2 désignent les deux protons ($M_1 = M_2$) et l’indice 3 le noyau résiduel.

4.3.1) Coïncidences ^{15}O+2p

Le ^{17}Ne est un noyau lié, la mesure des coïncidences ^{15}O+2p permet d’étudier la décroissance par émission de protons de ses états excités. L’état excité à 1,288MeV est un cas particulièrement intéressant car il serait susceptible de décroître par émission de deux protons isotrope ou ^{2}He [Chro :97]. Nous avons vu (cf. 1.3.7.2) que cette hypothèse résulte de la mesure d’un taux de décroissance γ inférieure aux prédictions.

Deux spectres ont été reconstruits (cf. fig. 4.21) : le spectre (a) correspond à la reconstruction complète de l’excès de masse à partir des trois éjectiles détectés ; le spectre (b) correspond à une reconstruction partielle de l’excès de masse à partir d’un des deux protons détectés, pris au hasard, et le noyau résiduel ^{15}O . Sur le spectre (a), on n’observe pas d’événements à la position du premier état excité de ^{17}Ne, ce qui indique qu’aucun événements correspondant à une décroissance par émission de deux protons n’est détecté. En revanche, un pic est visible aux alentours des premiers états excités au-dessus du seuil d’émission proton de ^{17}Ne, dont le schéma de niveau est donné sur la figure 4.22 [Guim :95] avec les valeurs d’excès de masse de chaque état. Comme la décroissance séquentielle est énergétiquement permise, l’interprétation la plus probable est que ces états décroissent par émission d’un proton vers^{16}F, non lié, qui va donc décroître à son tour en émettant un proton. Sur le pic de reconstruction de l’excès de masse partielle, un pic est visible à une position qui coïncide avec la formation de ^{16}F dans son état fondamental ou un de ses premiers états excités (cf. schéma de niveau donné au 4.1.2). Il semble que nous détectons des événements de décroissance séquentielle à partir d’un état excité de ^{17}Ne, au-delà du seuil d’émission proton. En revanche, aucun événement correspondant à la formation de l’état excité à 1,288MeV (excès de masse de 17,8MeV) et qui signerait une éventuelle décroissance par émission ^{2}He n’est observée.

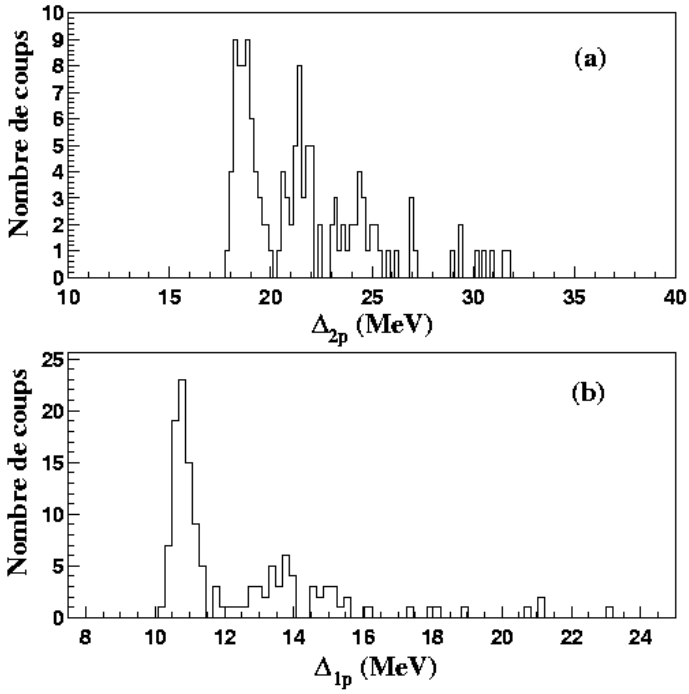


Figure 4.21 : (a) Spectre de l'excès de masse reconstruit pour les trois particules détectés (^{15}O et les deux protons). (b) Spectre de l'excès de masse partiel reconstruit avec un des deux protons détectés et ^{15}O.

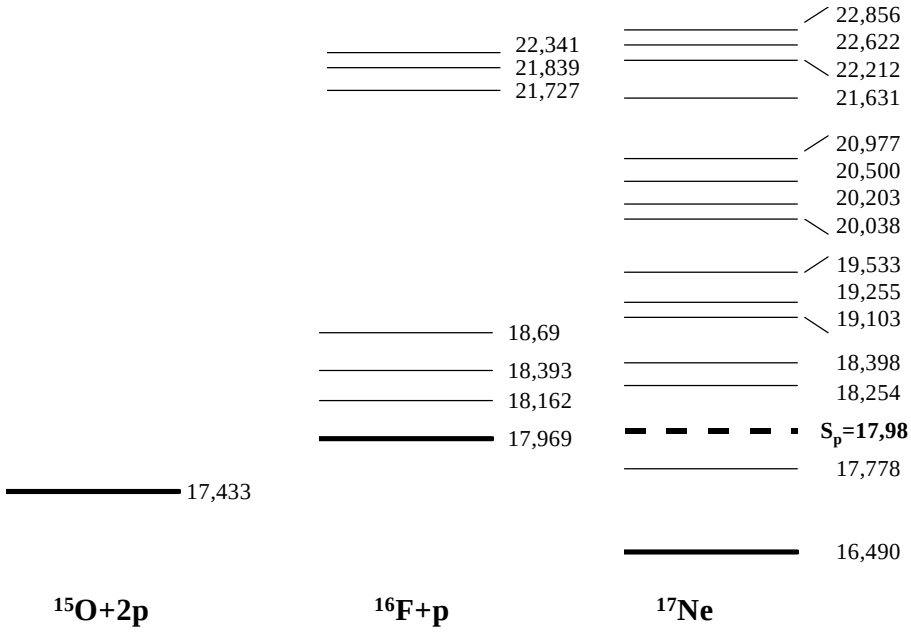


Figure 4.22: Schéma de niveau pour ^{17}Ne [Guim :95], ^{16}F et ^{15}O.

Le spectre bidimensionnel en énergie des protons dans le référentiel du centre de masse de ^{17}Ne a été reconstruit (cf. fig. 4.23). On peut diviser les événements observés en trois catégories (cf. fig. 4.21 et 4.22). Dans l'hypothèse d'une décroissance séquentielle, ces catégories peuvent s'interpréter de la façon suivante :

- Le premier type d'événements correspond au cas où les deux protons ont des énergies voisines et assez faibles (de l'ordre de quelques centaines de keV) dans le centre de masse. Ils correspondent à la décroissance des premiers états excités de ^{17}Ne, au-dessus du seuil d'émission proton (excès de masse inférieur à 20MeV) via l'état fondamental ou l'un des premiers états excités de ^{16}F. Pour ces événements, l'énergie d'émission du second proton de décroissance est effectivement assez proche de celle du premier (cf. schéma de niveau de la figure 4.21).
- Un second type d'événements correspond au cas où l'un des protons a une énergie comprise entre 2 et 6MeV tandis que l'énergie de l'autre est inférieure au MeV. On détecte ici des événements de décroissance, par émission de deux protons, d'états de ^{17}Ne, situés à des énergies d'excitation plus élevées (excès de masse supérieur à 20MeV), via les premiers états de ^{16}F. Dans ce cas en effet, l'énergie disponible pour le premier proton émis est plus élevée, celle du deuxième restant inchangée par rapport au cas précédent.
- Un troisième type d'événements correspond à ceux où les deux protons sont émis à des énergies comprises entre 3 et 4MeV. Ceux-ci correspondent à des transitions d'états fortement excité de ^{17}Ne (états observés à des valeurs d'excès de masse compris entre 23 et 24MeV sur le spectre 4.21a), via des états excités de ^{16}F d'excès de masse autour de 14MeV.

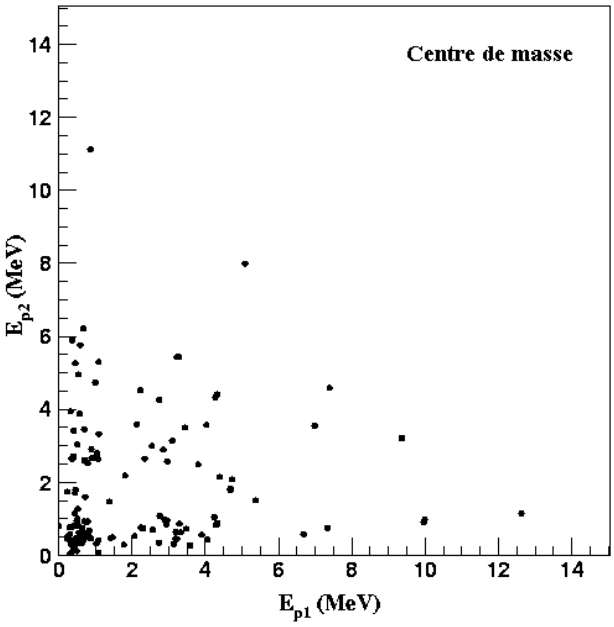


Figure 4.23: Spectre bidimensionnel de l'énergie des deux protons dans le centre de masse détectés pour les événements de coïncidences ^{15}O+2p.

Pour confirmer l'hypothèse d'une décroissance séquentielle, nous avons également construit une distribution en angle relatif des deux protons dans le centre de masse à trois particules. La distribution obtenue est donnée sur la figure 4.24. L'allure globale se rapproche d'avantage d'une distribution isotrope, mais on observe toutefois la formation d'un pic aux alentours de 50°. Nous avons comparé cette distribution expérimentale aux calculs de simulation, en considérant les trois mécanismes possibles pour l'émission de deux protons pour l'état à 2,63MeV (excès de masse de 19,1MeV) d'énergie d'excitation de ^{17}Ne. Cet état a été choisi, car il serait dans un bon état de spin et de parité $(5/2 \text{ ou } 7/2)^-$ [Guim :95], pour pouvoir décroître selon une émission ^{2}He. Pour simuler cette dernière, nous avons utilisé pour le terme ε la même distribution que celle utilisée pour l'étude du cas de ^{19}Mg (voir chapitre 3). L'émission séquentielle a été simulée en supposant que l'état intermédiaire est l'état fondamental de ^{16}F. L'hypothèse d'une décroissance par émission séquentielle ou par émission non corrélée pure se rapproche le plus de l'allure de la distribution expérimentale sans toutefois la reproduire complètement, notamment autour de 50°. La distribution obtenue en supposant une décroissance selon une émission ^{2}He pure est quant à elle en désaccord avec les données. Le résultat est illustré sur la figure 4.24 où nous avons effectué une normalisation arbitraire. La barre d'erreur est purement statistique. On peut néanmoins pencher pour une dominance du processus séquentiel, par rapport aux deux autres mécanismes. En effet, vue l'allure des deux spectres de la figure 4.20, on forme des états excités de ^{17}Ne au-dessus du seuil d'émission proton (cf. figure 4.21a), et des états de ^{16}F (cf. figure 4.21b).

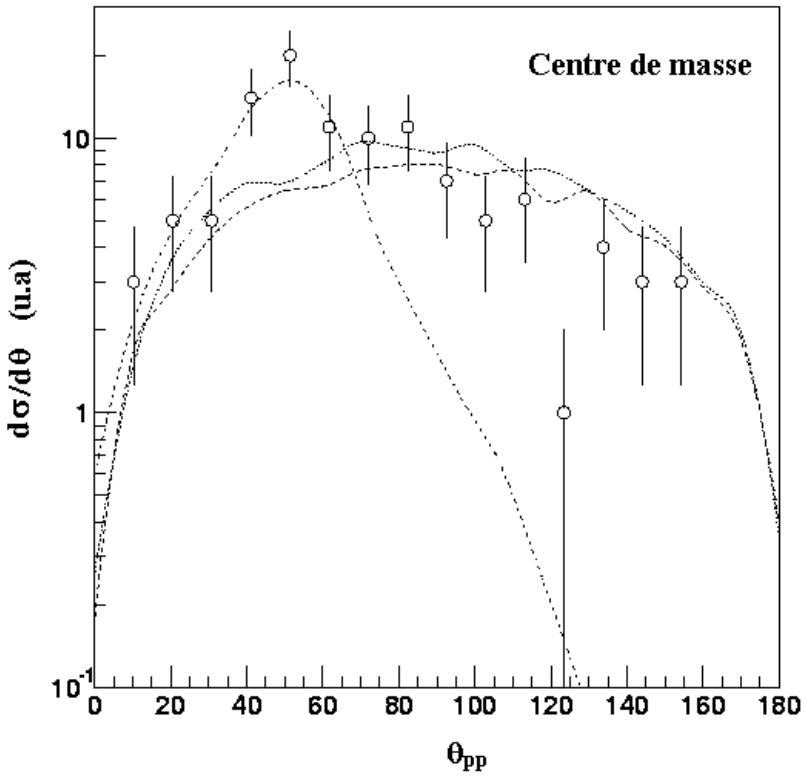


Figure 4.24: Distribution de l'angle relatif entre les deux protons dans le référentiel du centre de masse des trois particules, comparée aux résultats donnés par la simulation dans le cas d'une émission séquentielle (traits pointillés longs), d'une émission ^{2}He (ligne en point-tiret alterné) et d'une émission non corrélée (points) de l'état d'excès de masse 19,1MeV.

Nous avons donc tenté d'interpréter les données comme un mélange d'événements provenant d'une émission ^{2}He et d'une émission séquentielle. Dans cette hypothèse, la combinaison qui reproduit au mieux nos données correspond à un taux de décroissance d'environ 35% d'émission ^{2}He et 65% d'émission séquentielle, ce qui indiquerait donc de manière surprenante, l'existence d'une voie de décroissance ^{2}He. Ces résultats sont illustrés sur la figure 4.25.

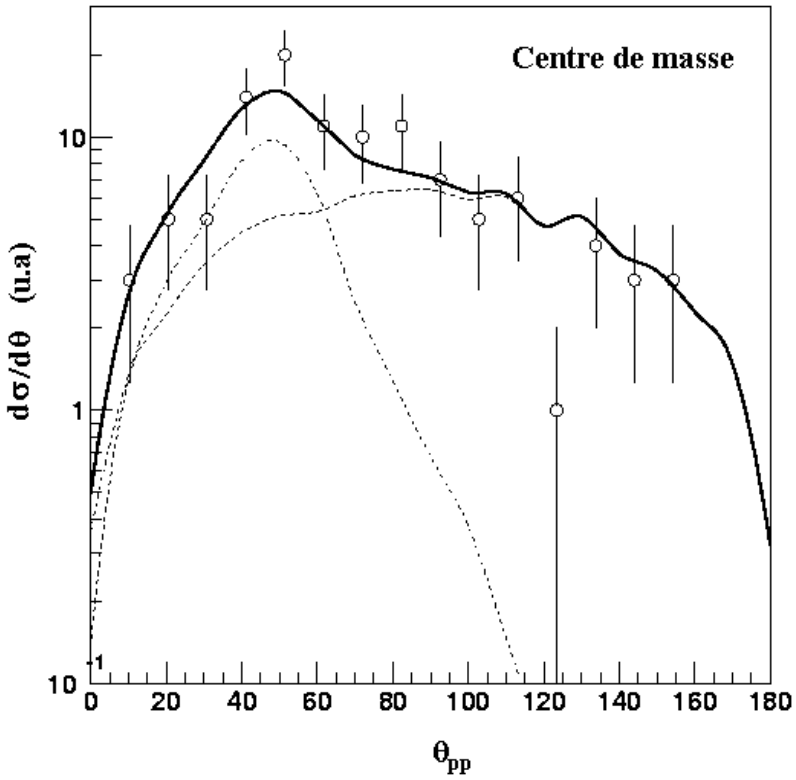


Figure 4.25: Comparaison de la distribution expérimentale en angle relatif des deux protons dans le centre de masse en combinant l'émission séquentielle (65%) et l'émission ^{2}He (35%) (courbe noire). La courbe en traits pointillés longs correspond aux 65% de l'émission séquentielle, celle en trait-point alterné aux 35% de l'émission ^{2}He.

Pour confirmation, nous avons comparé les spectre bidimensionnels de l'énergie des deux protons dans le centre de masse, respectivement obtenus pour des angles compris entre 45° et 65° et entre 90° et 110°. Le résultat est illustré sur la figure 4.26. On n'observe pas dans le spectre, correspondant à la sélection aux bas angles, un excès de protons d'énergies voisines (autour du MeV). Il ne parait donc pas possible de conclure de manière définitive quant à l'existence d'une possible voie de décroissance par émission ^{2}He ou non corrélée de l'état d'excès de masse 19,1MeV. On constate sur les spectres en excès de masse reconstruit pour cette région en angle (cf. fig. 4.27), qu'on forme des états autour de 18 et 21MeV d'excès de masse. L'observation du pic caractéristique de ^{16}F confirme que le processus séquentiel est dominant. Toutefois, l'hypothèse n'est pas totalement à exclure pour d'autres états excités de ^{17}Ne entre 19,1 et 21,6MeV d'excès de masse. En effet, on est, dans le cas de l'étude des états excités de ^{17}Ne, situés au-dessus du seuil, dans une configuration assez semblable à celle

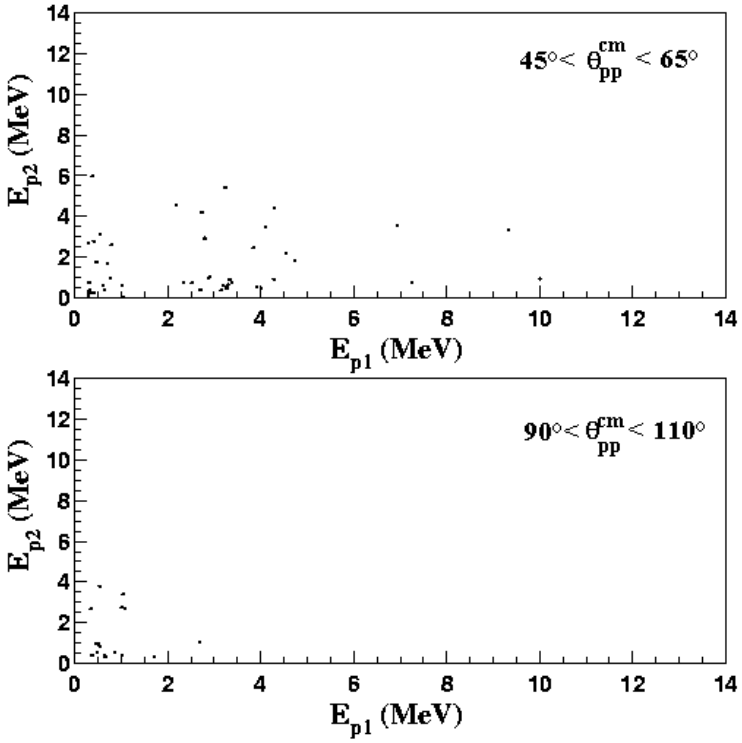


Figure 4.26: Spectres bidimensionnels de l'énergie des protons dans le référentiel du centre de masse des trois particules, obtenu pour deux intervalles de valeur de l'angle relatif des deux protons (voir texte).

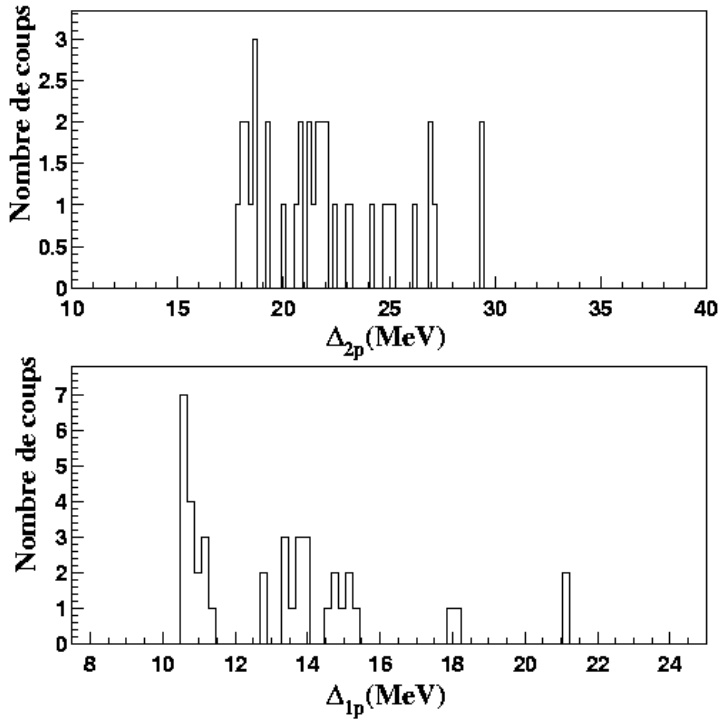


Figure 4.27: Spectres en excès de masse total (en haut) et partiel reconstruits pour des événements (^{15}O+2p) où l'angle relatif entre les deux protons dans le centre de masse est compris entre 45° et 65°.

rencontrée pour ^{18}Ne [Góme :01]. Il existe un gap important entre le troisième et le quatrième état excité dans ^{16}F, ce qui ouvrirait une voie de décroissance par émission ^{2}He ou par émission non corrélée pour des états de ^{17}Ne dont l'excès de masse est compris entre 19,1 et 21,6MeV. Mais pour déterminer le (les) candidat(s) possible(s) parmi ces états, il serait au préalable nécessaire de déterminer leurs spins et leurs parités, qui ne sont pas connus à l'heure actuelle.

4.3.2) Coïncidences ^{16}O+2p

Le faisceau secondaire que nous avons utilisé en expérience est constitué à plus de 80% de ^{18}Ne, et des noyaux de ^{16}O ont été identifiés dans le spectromètre SPEG. Nous avons donc taché d'étudier les coïncidences entre ^{16}O et deux protons et reconstruit pour cela les spectres en excès de masse total et partiel. Le résultat est illustré sur la figure 4.28. La statistique globale de détection de ces événements de coïncidence est faible, car la rigidité magnétique du spectromètre n'est pas optimisée pour la détection de ^{16}O à ces énergies. Néanmoins, il semble que nous observons la formation d'états excités de ^{18}Ne correspondant à des excès de masse compris entre 14 et 15MeV (cf. fig. 4.28a) et deux pics dans le spectre en excès de masse partiel autour de 4 et 5MeV (cf. fig. 4.28b), qui pourrait correspondre à des états excités de ^{17}F au-dessus du seuil d'émission proton de ce noyau (valant 0,6MeV). Une interprétation possible serait l'observation d'un processus de décroissance séquentielle par émission de deux protons depuis des états du continuum de ^{18}Ne, via des états excité de ^{17}F.

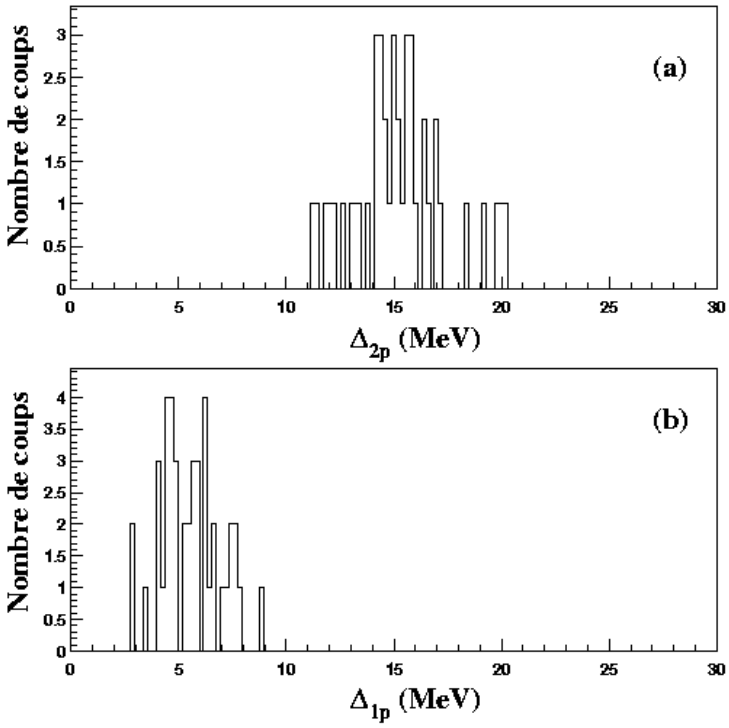


Figure 4.28: (a) Spectre de l'excès de masse reconstruit pour les trois particules détectées (^{16}O et les deux protons). (b) Spectre de l'excès de masse partiel reconstruit avec ^{16}O et un des deux protons.

En revanche, on n'observe pas sur nos données des événements correspondant à la décroissance selon une émission ^{2}He ou non corrélée de deux protons de l'état excité 1^-, situé à une énergie de 6,15MeV de l'état fondamental (cf. §1.3.6.2 du chapitre 1), soit un excès de masse de 11,5MeV. Une telle décroissance a été observée par Gómez del Campo et al. [Góme :01], et nos données ne permettent pas de confirmer ou d'infirmer l'existence d'une telle décroissance.

4.3.3) Coïncidences ^{17}Ne+2p

Afin de signer la formation éventuelle de l'état non lié ^{19}Mg, par réaction de stripping d'un neutron sur ^{20}Mg, nous voulions reconstruire l'excès de masse à partir de la détection des deux protons et du noyau ^{17}Ne, issus de la décroissance par émission de deux protons de cet état. Une seule coïncidence ^{17}Ne+2p a été détectée, correspondant à un excès de masse de 33,04MeV (la valeur prédite par Audi est de 31,95MeV). Ceci ne nous permet malheureusement pas de pousser plus loin notre étude. Bien que le spectromètre SPEG était réglé de façon optimale pour la détection de ^{17}Ne pour une énergie autour de 38MeV par nucléon, mais les seuils de déclenchement étaient élevés dans les détecteurs silicium à pistes de MUST, ce qui a pour conséquence une faible efficacité de détection (autour de 4%, cf. chapitre 3). Si ces seuils étaient abaissés à 0,7MeV, l'efficacité n'augmenterait cependant que d'un facteur 5. La raison principale, pour laquelle nous n'avons pu observer avec une statistique suffisante la formation de ^{19}Mg, résiderait donc plutôt dans la section efficace de la réaction de stripping d'un neutron de ^{20}Mg, qui serait plus faible que prévue. Nous allons y revenir plus en détails au paragraphe 4.4.

4.4) Estimations de sections efficaces

Dans ce paragraphe, nous allons estimer les valeurs des sections efficaces de certaines réactions observées expérimentalement. La section efficace d'une voie de réaction est donnée par :

$$\sigma = \frac{N_d A_{cible}}{N_0 \varepsilon N_A d} \tag{4.6}$$

où N_d désigne le nombre d'événements d'intérêt détectés, A_{cible} le nombre de masse du noyau cible, N_0 le nombre de noyaux incidents, ε l'efficacité de détection, N_A le nombre d'Avogadro, et d l'épaisseur de la cible, exprimée en g/cm^2.

L'efficacité globale de détection a été estimée, pour chacun des cas considérés, en utilisant les programmes de simulation, qui prennent en compte la disposition géométrique des télescopes de l'ensemble de détection MUST, les seuils de déclenchement, et les effets d'acceptance en moment et en angle du spectromètre SPEG. Le nombre total de noyaux incidents est obtenu grâce aux échelles de comptage sur les détecteurs de faisceau CATS. L'efficacité de détection des chambres CATS a été testée en cours d'expérience, en envoyant directement le faisceau dans le spectromètre SPEG et en comparant le nombre de coups comptés sur les échelles du détecteur plastique et des CATS. L'efficacité trouvée est quasiment de 100%. L'erreur sur l'estimation de la section efficace est due à l'incertitude

statistique sur le nombre d'événements détectés et l'incertitude sur l'épaisseur de cible (±10%).

Etat non lié	Noyau du faisceau	Type de désintégration	Efficacité de détection	Section efficace (mbarns)
^{19}Mg	^{20}Mg	^{2}He Séquentielle ou directe	4,1 ± 0,1 % 2,8 ±0,1 %	1,5 (borne supérieure) 2,2 (borne supérieure)
^{19}Na	^{20}Mg	1p	1,1 ± 0,1 %	139 ± 49
^{18}Na	^{20}Mg	1p	10,4 ± 0,2 %	212 ± 61
^{17}Ne*	^{18}Ne	Séquentielle	11 ± 1 %	0,636 ± 0,154

Tableau 4.3 : Estimations de sections efficaces pour certaines réactions des noyaux du faisceau sur la cible.

Le tableau 4.3 donne le résultat des estimations de section efficaces de production d'états non liés. Dans le cas particulier de la réaction de stripping d'un neutron de ^{20}Mg, nous avons donné deux valeurs selon que l'on suppose une décroissance par émission ^{2}He, ou par émission séquentielle ou directe. Dans ces deux cas, l'efficacité de détection est légèrement différente (4,1% pour une émission ^{2}He, 2,8% pour une émission séquentielle ou directe). Les valeurs données pour cette réaction sont des bornes supérieures. Dans le cas de ^{17}Ne, on s'intéresse au cas d'excitations au-dessus du seuil d'émission proton. On constate que l'estimation de la section efficace de réaction de stripping d'un neutron de ^{20}Mg est inférieure d'un facteur au moins cent à celle de la réaction de stripping d'un proton. Elle est également inférieure d'au moins un facteur 20 à des prévisions faites précédemment [Prop :99]. Ces prévisions étaient basés sur des calculs de section efficace selon la méthode de Glauber [Satc :80], en estimant que la section efficace de stripping d'un neutron de ^{20}Mg est égale à la différence des sections efficaces totales d'interaction de ^{19}Mg et ^{20}Mg.

Ceci devrait donc être pris en compte pour de futures expériences en vue d'étudier des noyaux proches ou au-delà de la *drip-line* proton. En effet, pour parvenir à produire ces noyaux par réaction de *stripping* à l'aide d'un faisceau exotique constitué de noyaux très déficients en neutrons, il est indispensable que celui-ci soit suffisamment intense. Dans notre expérience, le nombre de noyaux incidents de ^{20}Mg était de l'ordre d'une centaine par seconde, ce qui est insuffisant pour produire avec une statistique suffisante ^{19}Mg ou ^{18}Na. Un gain d'un facteur au moins cent dans l'intensité du faisceau est donc nécessaire. Ce serait donc là tout l'intérêt d'utiliser un faisceau de type SPIRAL pour explorer le voisinage de la *drip-line* proton, et un dispositif de détection couplant MUST et le spectromètre VAMOS. Vue que dans ce cas, les énergies de production sont plus faibles que pour un faisceau de type SISSI , une nouvelle étude par simulations sera donc nécessaire afin de déterminer la configuration géométrique optimale des détecteurs MUST et le réglage de la valeur de la rigidité magnétique dans VAMOS et obtenir ainsi la meilleure efficacité de détection possible.

Conclusions

Une étude des noyaux liés et non liés, déficients en neutrons, situés dans la région de masse A=20, a été effectuée. L'expérience, réalisée au GANIL, a utilisé un faisceau radioactif, constitué de ^{18}Ne, ^{17}F et ^{20}Mg, et produit par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{24}Mg à 95MeV par nucléon, sur une cible de ^{12}C. Le faisceau radioactif, ainsi obtenu, bombardait une cible de ^{9}Be afin d'induire des réactions secondaires, comme du *break up* ou des réactions de *stripping* de nucléon(s), afin de former des états non liés et étudier leur décroissance par émission de proton(s). Des mesures de coïncidences de proton(s), détecté(s) dans le détecteur MUST, avec un noyau, détecté dans le spectromètre SPEG, a permis une reconstruction de la masse invariante, événement par événement, à partir de la mesure des énergies et des angles de diffusion du noyau fils et du (des) protons issus de la décroissance, pour en déduire finalement l'énergie d'excitation ou l'excès de masse.

Chaque télescope du détecteur MUST se compose d'un détecteur silicium à pistes, d'un détecteur Si(Li), et d'un détecteur CsI. Pour la première fois, quatre des télescopes étaient équipés d'un troisième étage CsI ``quattro``, constitué par quatre cristaux de CsI indépendants, afin d'augmenter l'efficacité de détection des événements de coïncidence avec deux protons. Grâce à cet ensemble, une identification des protons par la méthode ΔE-E, et la mesure de leurs énergies a pu être accomplie. Le spectromètre SPEG est constitué de deux dipôles et d'un système de détection qui permet une identification par la méthode ΔE-temps de vol du noyau fils et la mesure de son énergie et de son angle d'émission. Pour la mesure de l'angle de diffusion, l'angle d'incidence du faisceau et son point d'impact sur la cible, mesurés grâce aux chambres à fils CATS, ont été pris en compte. L'ensemble du système de détection, formé par MUST, les CATS et SPEG a fonctionné pour la première fois dans le cadre du système d'acquisition du GANIL.

Un programme de simulation a été écrit afin d'étudier l'émission proton et les différents mécanismes d'émission de deux protons, susceptibles d'être observés : émission ^{2}He, émission séquentielle et émission non corrélée de deux protons. Ceci a notamment permis de définir les observables caractérisant au mieux tel ou tel mécanisme. Ainsi, dans le cas de l'émission ^{2}He, l'angle d'ouverture entre les deux protons, dans le référentiel du centre de masse des trois particules issues de la décroissance, se caractérise par un pic prononcé traduisant une corrélation angulaire forte. Ceci différencie nettement ce mécanisme de l'émission séquentielle ou de l'émission non corrélée. Ces deux derniers mécanismes donnent lieu à des distributions très voisines en termes d'angle relatif ou de différence en énergie des deux protons. On peut tenter de les distinguer en reconstruisant une masse invariante partielle grâce aux mesures des énergies et des angles de diffusion du noyau fils et d'un des deux protons afin de mettre en évidence la formation éventuelle d'un état résonant intermédiaire, qui signerait une décroissance séquentielle. Le programme de simulation prend également en compte les effets de perte d'énergie, de *straggling* en angle et en énergie subis par les particules issues de la décroissance dans la cible. La conséquence principale est l'élargissement du pic caractérisant le noyau père dans le spectre de masse invariant reconstruit. Enfin ce programme a permis d'étudier l'influence du dispositif expérimental, en termes d'acceptance en angle et en énergie du détecteur MUST et du spectromètre SPEG, et d'obtenir une évaluation de l'efficacité de détection pour les différents cas étudiés.

Parmi les événements de coïncidence entre un noyau et un proton, les spectres en énergie d'excitation ou en excès de masse reconstruits comportent une partie correspondant à la formation de résonances ou/et une contribution due à des réactions de *break up*. Dans le cas des coïncidences entre ^{17}F et un proton, une étude quantitative du mécanisme de *break up* de ^{18}Ne sur la cible de ^{9}Be a pu être effectuée. La distribution angulaire expérimentale du proton, pour les grandes énergies d'excitation, et la distribution expérimentale en énergie d'excitation ont été comparés aux prédictions d'un modèle, basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger dépendant du temps. L'accord entre les résultats de ce calcul et les distributions expérimentales est tout à fait satisfaisant pour les grandes énergies d'excitation. En revanche, ce calcul ne prend pas en compte la formation éventuelle de résonances et ne reproduit donc pas le pic visible à basses énergies d'excitation. Les coïncidences entre ^{15}O et un proton ont été étudiés qualitativement car la détection des particules issues des réactions n'est pas complète. L'allure du spectre en énergie d'excitation est assez proche de celle rencontrée dans la cas de coïncidences entre ^{17}F et un proton. On observe un pic à basse énergie d'excitation qui correspond à la formation d'états du noyau ^{16}F, non lié, et une bosse large à grandes énergies qui correspond vraisemblablement à du *break up*.

L'étude d'autres événements de coïncidences entre un proton et un noyau ont permis de signer la formation d'états non liés connus, tels que ^{19}Na et ^{15}F. Dans le cas de ^{19}Na, on détectait en coïncidence ^{18}Ne et un proton, après sélection de ^{20}Mg dans le faisceau. L'excès de masse déduit est de 13,09(0,15)MeV pour une largeur de 0,60(0,10)MeV, ce qui est en accord avec des mesures effectués antérieurement par Benenson et al. en utilisant une réaction de multitransfert (^{3}He,^{8}Li). En revanche, dans le cas de ^{15}F, l'excès de masse mesuré pour l'état fondamental est de 500keV inférieur à celles de mesures précédentes de Kekelis et al., utilisant la même méthode que Benenson et al. Notre mesure expérimentale est toutefois en accord avec les prédictions d'un calcul IMME et d'un calcul selon le modèle de Nicole Vinh-Mau, ce qui indique une atténuation de la fermeture de couche Z=8 à la *drip-line* proton. Cependant, l'écart relatif entre l'état fondamental et le premier état excité mesuré dans notre expérience est de 1,50±0,15MeV, ce qui est en accord avec les mesures de Kekelis et al. Deux autres pics, observés à des énergies d'excitation respectives de 3,23(0,20)MeV et 5,07(0,27)MeV, pourraient correspondre respectivement aux états miroirs des états $1/2^-$ et $5/2^-$ de ^{15}C, situés respectivement à 3,10 et 4,22MeV d'énergie d'excitation, et seraient ainsi observés pour la première fois.

La connaissance de la masse et de la largeur naturelle du noyau ^{18}Na est intéressante car elle apporterait des informations pour l'étude de la décroissance de ^{19}Mg par émission de deux protons. Pour cela, les événements de coïncidence entre un proton et ^{17}Ne, avec sélection de ^{19}Mg dans le faisceau ont été étudiés. Malgré la faible statistique, deux pics sont visibles sur le spectre en excès de masse reconstruit : le premier est situé à 24,19(0,14) pour une largeur de 0,344(0,08)MeV et le second à 25,04MeV(0,16)MeV et une largeur de 0,545(0,13)MeV. Le premier pic a été interprété comme la formation de l'état fondamental de ^{18}Na, et le second comme celui d'un état excité. L'excès de masse mesuré expérimentalement est inférieur d'environ 1MeV par rapport aux prédictions des modèles semi-empiriques.

Des événements de coïncidence entre deux protons, détectés dans MUST, et un noyau détecté dans SPEG ont également été étudiés. Le cas des coïncidences entre ^{15}O et deux protons a permis de mettre en évidence un processus de désexcitation séquentielle dominant où le noyau ^{17}Ne, formé dans un état excité d'énergie supérieure à l'énergie de séparation proton, décroît par émission proton vers un état du noyau ^{16}F, non lié, qui décroît à son tour

vers ^{15}O. Toutefois, au vue de la distribution de l'angle d'ouverture des deux protons dans le centre de masse à trois corps qui comporte un pic aux alentours de 50°, et a été comparée aux prédictions d'un programme de simulation, une possible voie de désintégration par émission ^{2}He ne serait pas à exclure. Le taux de désintégration selon ce mécanisme serait de l'ordre de 35%. Néanmoins, il n'est pas possible de déterminer précisément pour l'instant le ou les états excités qui pourraient se désintégrer selon ce mécanisme, car leurs spins et leurs parités ne sont pas connus pour la plupart d'entre eux. Ces candidats éventuels se situeraient pour des excès de masse compris entre 19,1 et 22,6MeV. Une éventuelle décroissance par émission de deux protons du premier état excité de ^{17}Ne à 1,288MeV n'a pas été observée sur nos données. L'étude des coincidences entre ^{16}O et deux protons n'a pas permis de confirmer le résultat obtenu par Gómez del Campo et al. sur une décroissance par émission directe de deux protons depuis l'état excité 1^- à 6,15MeV de ^{18}Ne.

Le but premier de l'expérience était de produire l'état non lié ^{19}Mg afin d'étudier sa décroissance par émission de deux protons. Un seul événement de coïncidence entre ^{17}Ne et deux protons, après sélection de ^{20}Mg dans le faisceau, a été détecté. La borne supérieure de la section efficace de la réaction de *stripping* d'un neutron pour ^{20}Mg a été évaluée et donne un résultat inférieur d'au moins un facteur 20 aux estimations faites dans notre proposition d'expérience. Par comparaison, la section efficace de la réaction de *stripping* d'un proton pour ^{20}Mg est cent fois supérieur à la réaction de *stripping* d'un neutron

Cette expérience a montré que le détecteur MUST, couplé au spectromètre SPEG, permet une étude des noyaux situés au voisinage et au-delà de la *drip-line* proton, tant sur le plan des mécanismes de réaction que sur la mesure des masses. Ceci ouvre un vaste champ d'exploration pour les noyaux riches en protons, afin notamment de tester d'une part les modèles théoriques décrivant les réactions de *break up* et les modèles de masse. Il est apparu cependant, au vue des résultats de cette expérience, que la production d'états non liés, très déficients en neutrons, n'est possible dans certains cas qu'à des taux très faibles, même en utilisant des faisceaux radioactifs. Les sections efficaces de stripping d'un neutron notamment semblent beaucoup plus faibles que prévu pour les noyaux liés au voisinage immédiat de la *drip-line* proton. Pour mesurer la cinématique des décroissances par émission de deux protons, il est donc nécessaire de disposer de faisceaux beaucoup plus intenses. L'utilisation de faisceaux, délivrés par l'ensemble SPIRAL dans un avenir proche, comme par exemple ^{17}Ne pour étudier la décroissance par émission de deux protons de ^{16}Ne, permettra de satisfaire cette condition. Ces faisceaux étant cependant produits à une énergie plus faible, une nouvelle étude, utilisant le programme de simulation décrit dans cette thèse, permettra de prédire la variation des différentes observables expérimentales et définir avec précision le dispositif expérimental le plus approprié. Celui-ci consisterait en l'utilisation conjuguée du nouveau détecteur annulaire MUST 2, actuellement en cours de développement, couplé au spectromètre VAMOS. Ceci permettra la détection des différentes particules avec une efficacité optimale, et apportera de nouvelles informations sur la masse, les états excités, les largeurs naturelles et les mécanismes de décroissance des noyaux légers, au-delà de la *drip-line* proton.

Références

[Anne :88] R. Anne et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B34**, 295 (1988).

[Anne :94] R. Anne et al., *Nucl. Phys.* **A575**, 123 (1994).

[Anto :88] M.S. Anthony et A. Pape, *At. Data Nucl. Data Tables* **39**, 201 (1988).

[Ardo :97] D. Ardouin, *Int. Journ. of Mod. Phys. E* **6**, 391 (1997).

[Audi :95] G. Audi et A.H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **A595**, 409 (1995).

[Auge :94] G. Auger et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A350**, 235 (1994).

[Auma :00] T. Aumann et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 35 (2000).

[Axel :96] L. Axelsson et al., *Phys. Rev.* **C54**, R1511 (1996).

[Azha :98a] A. Azhari et al., *Phys. Rev.* **C57**, 628 (1998).

[Azha :98b] A. Azhari, R.A. Kryger et M. Thoenessen, *Phys. Rev.* **C58**, 2568 (1998).

[Bain :96a] C. Bain, *Ph-D Thesis*, Edinburgh University (1996), unpublished.

[Bain :96b] C. Bain et al., *Phys. Lett.* **B373**, 35 (1996).

[Bard :99] D.W. Bardayan et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 45 (1999).

[Bene :75] W. Benenson et al., *Phys. Lett.* **B58**, 46 (1975).

[Bene :79] W. Benenson et E. Kashy, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 527 (1979).

[Bern :84] M.A. Bernstein et al., *Phys. Rev.* **C29**, 132 (1984).

[Bian :89] L. Bianchi et al. , *Nucl. Instr. and Meth.* **A276**, 509 (1989).

[Blan :00] B. Blank et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1116 (2000).

[Blum :85] Y. Blumenfeld et al., *Nucl. Phys.* **A445**, 151 (1985).

[Blum :99] Y. Blumenfeld et al. , *Nucl. Instr. and Meth.* **A421**, 471 (1999).

[Boal :90] D.H. Boal et al. , *Rev. Mod. Phys.* **62**, 553 (1990).

[Boch :90] O.V. Bochkarev et al., *Nucl. Phys.* **A510**, 189 (1990).

[Boch :92] O.V. Bochkarev et al., *Sov. J. Nucl. Phys.* **55**, 955 (1992).

[Bora :91] M. Boratav et R. Kerner, *Relativité*, Ellipses (1991), p.53.

[Borr :83] V. Borrel et al. , *Z. Phys.* **A314**, 191 (1983).

[Brow :79] B.A Brown et R. Sherr, *Nucl. Phys.* **A322**, 61 (1979).

[Brow :91] B.A Brown, *Phys. Rev.* **C43**, 1513 (1991).

[Cabl :84] M.D. Cable et al., *Phys. Rev.* **C30**, 1276 (1984).

[Chro :97] M.J. Chromik et al., *Phys. Rev.* **C55**, 1676 (1997).

[Chro :01] M.J. Chromik, *Ph-D Thesis*, Ludwig-Maximilians University Munich, (2001), unpublished

[Coma :88a] E. Comay et al., *Phys. Lett.* **B210**, 31 (1988).

[Coma :88b] E. Comay et al., *At. Data Nucl. Data Tables* **39**, 235 (1988).

[Cong :80] T.V. Congedo et al., *Phys. Rev.* **C22**, 985 (1980).

[Dani :87] B.V. Danilin et al., *Sov. J. Nucl. Phys.* **46**, 225 (1987).

[Davi :73] J.C. Davis et al., *Phys. Rev.* **C8**, 863 (1973).

[Davi :97] C.N. Davids et al., *Phys. Rev.* **C55**, 2255 (1997).

[Détr :90] C. Détraz et al., *Nucl. Phys.* **A519**, 529 (1990).

[Drie :80] J. Van Driel et al., *Nucl. Phys.* **A342**, 1 (1980).

[Drou :00] A. Drouart, *Thèse de doctorat*, Université Paris Sud (septembre 2000).

[Ehrm :51] B. Ehrmann, *Phys. Rev.* **81**, 412 (1951).

[Fabr :69] M. Fabre de la Ripelle, *C. R. Acad. Sc. Paris* **269B**, 1070 (1969).

[Faes :84] T. Faestermann et al., *Phys. Lett.* **B137**, 23 (1984).

[Fall :01] M. Fallot et al., *Nucl. Phys.* **A**, en préparation.

[Fire :96] R.B. Firestone, *Table of Isotopes, eighth edition, Volume I*, Wiley & Sons (1996).

[Fort :00] S. Fortier et al., *Phys. Lett.* **B461**, 22 (2000).

[Frie :83] W.A. Friedman et W.G. Lynch, *Phys. Rev.* **C28**, 16 (1983).

[Garv :66] G.T. Garvey et I. Kelson, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 197 (1966).

[Gees :77] D.F. Geesaman et al., *Phys. Rev.* **C15**, 1835 (1977).

[Glas :97] T. Glasmacher et al., *Phys. Lett.* **B395**, 163 (1997).

[Gold :60] V.I. Goldansky, *Nucl. Phys.* **19**, 482 (1960).

[Gold :61] V.I. Goldansky, *Nucl. Phys.* **27**, 648 (1961).

[Gold :80] V.I. Goldansky, *JETP Lett.* **32**, 554 (1980).

[Gold :74] A.S. Goldhaber, *Phys. Lett.* **B53**, 306 (1974).

[Góme :01] J. Gómez del Campo et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 43 (2001).

[Grév :97] S. Grévy, O. Sorlin et N. Vinh Mau, *Phys. Rev.* **C56**, 2885 (1997).

[Grig :00] L.V. Grigorenko et al. , *Phys. Rev. Lett.* **85**, 22 (2000).

[Guim :95] V. Guimaraes et al. , *Z. Phys.* **A353**, 117 (1995).

[Hahn :96] K.I. Hahn et al., *Phys. Rev.* **C54**, 1999 (1996).

[Hans :87] P.G Hansen et B. Jonson, *Europhys. Lett.* **4**, 409 (1987).

[Hera :88] J.M. Herault, *Thèse de doctorat*, Université Paul Sabatier (1988).

[Hofm :82] S. Hofmann et al., *Z. Phys.* **A305**, 111 (1982).

[Holt :77] R.J. Holt et al., *Phys. Lett.* **B69**, 55 (1977).

[Hüfn :75] J. Hüfner et al., *Phys. Rev.* **C12**, 1888 (1975).

[Jack :50] J.D. Jackson et J.M. Blatt, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 77 (1950).

[Jack :70] K.P. Jackson et al., *Phys. Lett.* **B33**, 281 (1970).

[Jäne :64] J. Jänecke, *Nucl. Phys.* **61**, 326 (1964).

[Jell :90] N.A. Jelley, *Fundamentals of Nuclear Physics*, Cambridge University Press (1990).

[Joub :91] A. Joubert et al., *IEEE Part. Accelerator Conf.* **1**, 594 (1991).

[Keke :78] G.J. Kekelis et al., *Phys. Rev.* **C17**, 1429 (1978).

[Kels :66] I. Kelson et G.T. Garvey, *Phys. Lett.* **23**, 689 (1966).

[Khan :00a] E. Khan, *Thèse de doctorat*, Université Paris VII (janvier 2000).

[Khan :00b] E. Khan et al., *Phys. Lett.* **B490**, 45 (2000).

[Kryg :95] R.A. Kryger et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 860 (1995).

[Lacr :99] D. Lacroix, J.A. Scarpaci et Ph. Chomaz, *Nucl. Phys.* **A658**, 273 (1999).

[Lane :58] A.M Lane et R.G. Thomas, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 257 (1958).

[Lau :95] K. Lau et al. , *Nucl. Instr. and Meth.* **A366**, 298 (1995).

[Leo :87] W.R Leo, *Techniques for Nucl. and Part. Phys. Experiments*, Springer-Verlag (1987).

[Lunn :99] D. Lunney, *Cours de l'Ecole Joliot-Curie*, (1999).

[Macf :60] M.H. Macfarlane et J.B. French, *Rev. Mod. Phys.* **32**, 567 (1960).

[Maré :98] F. Maréchal, *Thèse de doctorat*, Université Paris Sud (février 1998).

[Mess :59] A. Messiah, *Mécanique Quantique*, tome I, Dunod (1959).

[Meye :71] L. Meyer, *Phys. Stat. Sol.* **44**, 253 (1971).

[Migd :55] A.B. Migdal, *JETP* **28** (1955) 3, 10.

[Mitt :97] W. Mittig, A. Lépine-Szily et N.A. Orr, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **47**, 27 (1997).

[Molt :92] D.M. Moltz et al., *Z. Phys.* **A342**, 273 (1992).

[Niko :68] M. Nikolic, *Kinematics and multiparticles systems*, Gordon and Breach (1968), p. 33.

[Odla :96] O.H. Odland et al. , *Nucl. Instr. and Meth.* **A378**, 149 (1996).

[Ohnu :93] H. Ohnuma et al., *Phys. Rev.* **C47**, 648 (1993).

[Oliv :00] J.M. Oliveira Jr. et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4056 (2000).

[Otti :98] S. Ottini-Hustache, *Thèse de doctorat*, Université Paris Sud (mars 1998).

[Otti :99] S. Ottini-Hustache et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A431**, 476 (1999).

[Ozaw :00] A. Ozawa et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5493 (2000).

[Phil :64] R.J.N. Phillips, *Nucl. Phys.* **53**, 650 (1964).

[Pout :96] J. Pouthas et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A357**, 418 (1995).

[Pres :89] William H. Press, Brian P. Flannery, Saul A. Teukolvsky, William T. Vetterling, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press (1989).

[Prop :99] Proposal for experiment at GANIL *: ''Search for two-proton emission from* ^{19}*Mg''*, (january 1999)

[Rich :01] A. Richard, *Communication privée*.

[Satc :80] G.R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, The Macmillan press ltd. (1980).

[Scar :98] J.A. Scarpaci et al., *Phys. Lett.* **B248**, 241 (1998).

[Sigm :74] P. Sigmund et K.B. Winterbon, *Nucl. Instr. and Meth.***119**, 541 (1974).

[Sorl :01] O. Sorlin, *Nucl. Phys.* **A685**, 186c (2001).

[Sümm :90] K. Sümmerer et al., *Phys. Rev.* **C42**, 2546 (1990).

[Tani :85] I. Tanihata et al., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2676 (1985).

[Thoe :01] M. Thoennessen, *Communication privée*.

[Thom :52] R.G. Thomas, *Phys. Rev.* **80**, 136 (1950).

[Tite :39] S. Titeica, *Bull. Soc. Roum. Phys.* **38**, 81 (1939).

[Wats :52] K.M. Watson, *Phys. Rev.* **88**, 1163 (1952).

[Wign :57] E.P. Wigner, *Proc. of the Robert A. Welsch Conference on chemical research*, R.A. Welsch Foundation, Houston Texas vol. 1, p.67 (1957).

[Wing :92] J.A. Winger et al. , *Nucl. Instr. and Meth.* **B70**, 380 (1992).

[Wood :97] P.J. Woods et C.N. Davids, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **47**, 541 (1997).

[Zhuk :93] M.V. Zhukov et al., *Phys. Rep.* **231**, 153 (1993).

[Zhuk :95] M.V. Zhukov et I.J. Thompson, *Phys. Rev.* **C52**, 3505 (1995).

Résumé

L'émission proton et de deux protons par des noyaux légers, déficients en neutrons, dans la région de masse A=20 a été étudiée. Un faisceau radioactif, constitué de ^{18}Ne, ^{17}F et de ^{20}Mg a été produit au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{24}Mg à 95MeV/A, et bombardait une cible de ^{9}Be afin de former des états non liés. Le(s) protons et le noyau issus de la décroissance étaient détectés dans l'ensemble MUST et le spectromètre SPEG, leurs énergies et angles d'émission mesurés pour reconstruire la masse invariante du noyau père.

Les événements de coïncidence double entre un proton et les noyaux ^{17}F, ^{16}O, ^{15}O, ^{14}O et ^{18}Ne ont été étudiés pour reconstruire les spectres en énergie d'excitation de ^{18}Ne, ^{17}F, ^{16}F, ^{15}F et ^{19}Na. Les masses mesurées sont généralement en bon accord avec les résultats obtenus lors de précédentes expériences. Pour le noyau ^{18}Ne, les distributions angulaires et en énergie d'excitation sont en bon accord avec un modèle de *break up*. A partir des coïncidences entre un proton et ^{17}Ne, une première mesure expérimentale de l'excès de masse de l'état fondamental de ^{18}Na donne 24,19(0,15)MeV.

L'émission de deux protons depuis des états excités de ^{17}Ne et ^{18}Ne, ainsi que depuis l'état fondamental de ^{19}Mg, a été étudiée à partir des événements de coïncidences entre deux protons et respectivement ^{15}O, ^{16}O et ^{17}Ne. Dans le premier cas, la distribution en angle relatif des deux protons dans le centre de masse a été comparée aux résultats de simulation. L'émission séquentielle depuis un état excité de ^{17}Ne, au-dessus du seuil d'émission proton, via ^{16}F, domine mais une contribution d'émission ^{2}He ne peut pas être exclue. Aucune émission ^{2}He depuis l'état à 1,288MeV de ^{17}Ne ni depuis celui à 6,15MeV dans ^{18}Ne, n'a été observée. Un seul événement de coïncidence entre ^{17}Ne et deux protons a pu être enregistré car la section efficace de la réaction de *stripping* d'un neutron de ^{20}Mg est plus faible que prévu.

Abstract

Proton and two proton emission from light neutron deficient nuclei around A=20 have been studied. A radioactive beam of ^{18}Ne, ^{17}F and ^{20}Mg, produced at the Grand Accélérateur National d'Ions Lourds by fragmentation of a ^{24}Mg primary beam at 95MeV/A, bombarded a ^{9}Be target to form unbound states. Proton(s) and nuclei from the decay were detected respectively in the MUST array and the SPEG spectrometer. From energy and angle measurements, the invariant mass of the decaying nucleus could be reconstructed.

Double coincidence events between a proton and ^{17}F, ^{16}O, ^{15}O, ^{14}O and ^{18}Ne were registered to obtain excitation energy spectra of ^{18}Ne, ^{17}F, ^{16}F, ^{15}F et ^{19}Na. Generally, the masses measures are in agreement with previous experiments. In the case of ^{18}Ne, excitation energy and angular distributions agree well with the predictions of a break up model calculation. From ^{17}Ne proton coincidences, a first experimental measurement of the ground state mass excess of ^{18}Na has been obtained and yields 24,19(0,15)MeV.

Two proton emission from ^{17}Ne and ^{18}Ne excited states and the ^{19}Mg ground state was studied through triple coincidences between two proton and ^{15}O, ^{16}O and ^{17}Ne respectively. In the first case, the proton-proton relative angle distribution in the center of mass has been compared with model calculation. Sequential emission from excited states of ^{17}Ne, above the proton emission threshold, through ^{16}F is dominant but a ^{2}He decay channel could not be excluded. No ^{2}He emission from the 1,288MeV ^{17}Ne state, or from the 6,15MeV ^{18}Ne state has been observed. Only one coincidence event between ^{17}Ne and two proton was registered, the value of the one neutron stripping reaction cross section of ^{20}Mg being much lower than predicted.

Mots-clés

Faisceau radioactif, noyau non lié, noyaux légers déficients en neutrons, émission proton, émission ^{2}He, émission séquentielle, émission non corrélée, réaction de cassure, GANIL, détecteur silicium, spectromètre magnétique, masse invariante.