



HAL
open science

Le noyau-bulle de ^{34}Si : Un outil expérimental pour étudier l'interaction spin-orbite ?

Aurélie Mutschler

► **To cite this version:**

Aurélie Mutschler. Le noyau-bulle de ^{34}Si : Un outil expérimental pour étudier l'interaction spin-orbite ?. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT : 2015PA112157 . tel-01206188

HAL Id: tel-01206188

<https://theses.hal.science/tel-01206188>

Submitted on 28 Sep 2015

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.

*À ma mère,
À mon père.*

Remerciements

Aussi loin que je m'en souviene, dès mon plus jeune âge, je rêvais de devenir une scientifique. Je m'imaginai tour à tour mathématicienne, informaticienne, climatologue, astrophysicienne, en blouse blanche dans un laboratoire ou même sur un bateau en expédition polaire pour aller faire des prélèvements sur la banquise. Qui eût cru que ce rêve d'enfant se réaliserait ? Cette trajectoire de vie n'était pas gagnée d'avance, surtout parce qu'à partir de l'adolescence, j'ai été attirée vers les métiers liés à ma seconde passion : la musique. Après le bac, je me suis orientée vers un cursus court pour devenir technicienne son. C'est alors que je me suis retrouvée poursuivie par la version enfantine de moi-même, qui me criait intérieurement : "Et moi alors ? Tu m'as oubliée ? Où est ma blouse blanche ?". Bifurquer dans des études scientifiques, d'accord, mais qu'avais-je vraiment envie de faire ? Je ne m'étais jamais vraiment posé la question. Aujourd'hui je me rends compte que mon choix d'entrer en Licence de Physique, je le dois à une seule personne, celle qui m'a montré à quel point cette Science était passionnante : mon professeur de Physique-Chimie de terminale, M. Wendling.

Cinq ans plus tard, me voici au début de l'aventure palpitante que représente une thèse. Je souhaite tout d'abord remercier ceux qui m'ont permis de me lancer dans ce travail de recherche : mes deux directeurs de thèse, Elias Khan et Olivier Sorlin, qui m'ont accordé leur confiance et ont su m'épauler au cours de ces trois années. Ce fut un honneur pour moi de pouvoir travailler avec des chercheurs autant reconnus pour leurs travaux que pour leurs talents de communication, qui de surcroît sont abordables et se rendent toujours disponibles pour leurs étudiants. Je remercie aussi les membres du jury, qui m'ont permis de concrétiser ces trois années de travail par la publication d'un manuscrit et une soutenance : Sandrine Courtin, Kathrin Wimmer, et tout particulièrement Gianluca Colò et Stéphane Grévy qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

Un doctorat, on sait quand on le commence, on sait à quelle date on doit le terminer, mais ce qu'on ignore, c'est par quels chemins sinueux, dangereux, boueux, on va devoir passer pour joindre le début à la fin. Heureusement, au détour de

chaque virage se cachent des personnes qui vont nous accompagner pour un petit bout de chemin, voire nous faire la courte-échelle pour surmonter un obstacle. Mes pensées vont en premier à Antoine Lemasson et Jean-Paul Ebran, sans qui je serais peut-être encore aujourd'hui coincée à la première embuche de ce parcours. L'un expérimentateur, l'autre théoricien, mais ils ont pourtant beaucoup de points communs : l'expertise, la rigueur, la patience, la disponibilité, l'indulgence. Merci pour vos conseils, les discussions enflammées sur la physique et l'analyse, et aussi pour votre bonne humeur et votre sympathie. Pendant ces trois années, j'ai eu la chance d'être entourée d'une "équipe de choc" d'expérimentateurs qui ont permis à mon travail expérimental d'aboutir. Je remercie l'ensemble de la collaboration de l'expérience e11036 menée à NSCL (MSU, Etats-Unis) en Septembre 2012, et en particulier Daniel Bazin, Alexandra Gade, Dirk Weisshaar et Kathrin Wimmer pour nos nombreux échanges, pour leur disponibilité et leur pédagogie.

Un doctorat, c'est aussi une première expérience professionnelle, qui dans mon cas s'est très bien passée grâce à l'accueil chaleureux des permanents de l'IPN d'Orsay et du GANIL. Je remercie Marcella Grasso et Michaël Urban pour leur accueil au sein du groupe Physique Théorique de l'IPN, ainsi qu'Annie Talbot pour sa disponibilité et son aide précieuse. Je remercie tout autant David Verney et Faïrouz Hammache pour m'avoir fait une petite place au sein du groupe NESTER, avec lequel j'ai eu le plaisir d'interagir durant ces trois années. Merci aux membres du groupe NESTER pour leur bonne humeur, les discussions enrichissantes, et les rires qui résonnaient parfois dans les couloirs. Sans oublier Pascale Pichot, toujours diffuse entre tous les groupes, en train de courir dans tous les sens, et qui fait beaucoup pour nous tous. Au GANIL, j'étais toujours contente de m'y rendre pour quelques jours, non pas pour jouir du confort incommensurable de ses chambres d'hôtes dont la réputation s'étend au-delà des frontières, mais bien parce que l'accueil y était toujours sympathique. Un grand merci aux permanents du GANIL de m'avoir fait oublier la tapisserie-moquette-pleine-d'-acariens de leur maison d'hôtes !

On parle souvent de "la thèse", mais j'aimerais consacrer ce paragraphe à ceux qui la font, les thésards. Il y a ceux d'avant, qui sont déjà docteurs et qui nous servent de modèles, ceux de notre année avec qui l'on se comprend si bien, et ceux d'après, que l'on a envie de prendre sous son aile. Le rite de passage qu'est le doctorat n'aurait pas la même saveur sans l'entraide entre doctorants et les amitiés qui en découlent. Il y a d'abord eu ceux qui m'ont donné envie de me lancer dans cette aventure : Marie et Alain, que je voyais comme de grands savants de mon regard d'étudiante. Lorsque mon doctorat a débuté, j'ai découvert "les anciens" de l'IPN, dont on parle aujourd'hui comme d'une légende : Laurent et Marine, dont le bureau était reconnu pour ses ondes positives et la bonne humeur ambiante, où il faisait bon aller se poser des questions existentielles : "Laurent, je comprends rien aux éta-

lonnages des chambres à dérive”, “Marine, est-ce qu’on peut mettre des gommettes sur les noyaux du faisceau?”. Avec Marine, c’est un peu une histoire de famille, mon directeur de thèse était le tien, ton directeur de postdoc est le mien, et même “mon canapé-lit est le tien”, “ma bouteille de vin est la tienne” (nous passerons ici certains détails qu’il vaut mieux taire à jamais!), j’espère que ce n’est que le début d’une série de soirées / discussions philosophiques / rigolades que nous pourrons encore partager à l’avenir! Quand Marine et Laurent ont terminé leurs thèses, Marie-Co et moi avons eu l’honneur de reprendre ce bureau mythique. Je crois qu’on l’a peu à peu transformé en “bureau des ragots”, mais aussi “bureau des plaintes”, “bureau des craquages nerveux”... Marie-Co, c’est un peu comme une petite soeur, même si on a le même âge. Le genre de petite soeur qui vous prend pour une héroïne alors que vous êtes loin d’en être une, qui voit toujours les choses du bon côté, et qui sait aussi vous écouter. Heureusement, pour remonter un peu le niveau de ce bureau à la dérive, il y avait Pierrot. Lui, c’était un peu mon grand frère à moi, le superhéro de ROOT et du C++, celui qui vous pose toujours LA-question-trop-pertinente sur votre sujet de thèse, qui est passionné, toujours enthousiaste, et qui a fini par développer un radar à commérages, toujours en première ligne pour débarquer dans le bureau en demandant, le sourire aux lèvres : “Mais vous parlez de qui là?!”. Au fil du temps, le bureau A029 est aussi devenu le lieu de rencontre privilégié des thésards affamés et/ou en manque de caféine. Chacun nous rendait visite à sa manière : Benjamin, toujours de bonne humeur, descendait son café en nous demandant “Alors, vous avez fait quoi ce week-end?”. Maud venait “piquer du thé” après le déjeuner et remplissait le bureau avec son rire communicatif (j’en profite pour signaler à l’entourage de Maud qu’il faut se méfier, en plus de piquer du thé, elle adore voler toutes sortes de choses, et notamment les canapés...!). Noël tapissait le sol de miettes en mangeant son sandwich, tout en marmonnant “il faut que j’arrive à inverser ma matrice” ou autres déclarations farfelues de théoriciens que nous ne comprenions pas... Hormis les collègues avec lesquels j’ai eu le plaisir de partager toutes mes journées, il y a d’autres doctorants que je souhaite ne pas oublier ici : la “dream team” du Master NPAC, Alexis, Vivien et Mathilde, avec qui on se serre les coudes depuis maintenant quatre ans (et j’espère qu’on se les serrera encore longtemps!) et “les grands” qui sont déjà docteurs, envers lesquels je suis extrêmement reconnaissante pour toutes les discussions concernant l’après-thèse : Simon, Aurélien, Alexandra, Vincent, et Guillaume. Il me reste maintenant à passer le flambeau aux plus jeunes : bonne continuation à Claire et Louis pour qui ça a l’air très bien parti, et bienvenue à Clément et Raphaël, les petits nouveaux de l’IPN!

Ce dernier paragraphe est destiné aux personnes qui m’ont portée durant ces trois années, et toutes les années d’avant, celles dont le soutien a été d’une importance primordiale : ma famille et mes amis. Merci à Maman, Papa, Virginie, Stéphane et Caroline pour m’avoir toujours soutenue dans mes choix, et m’avoir inculqué que

tout est possible du moment qu'on s'en donne les moyens. Pendant ces trois années de thèse, j'ai été éloignée géographiquement de ma famille, mais j'ai eu le privilège d'être entourée par mes plus chères amies d'enfance : Laura, Elsa et Julie. Merci les filles, pour cette amitié qui dure dans le temps, pour tous ces verres, discussions enrichissantes, souvenirs, et rigolades ! Un message particulier pour Laura : j'espère pouvoir te rendre la pareille pour la fin de ton doctorat ;-). Je n'oublie pas toutes les personnes qui ont apporté de la bonne humeur dans ma vie, et qui m'ont beaucoup aidée à me changer les idées dans les moments les plus durs : Magno, Clems, Octo, Momo, Selin, Batou, Fée, Guimou, Sophie et Cécile ! Pendant ma thèse, j'ai aussi gagné, par un hasard miraculeux (ou un accident malencontreux, ça dépend du point de vue !), une "deuxième famille". Pas celle du sang, mais ceux avec lesquels j'ai passé le plus de temps, partagé le plus de repas (et le plus d'embuscades aussi), eu le plus de discussions philosophiques de 2h du matin, ceux dont l'arrivée a fait bondir Montrouge au rang de "ville la plus stylée d'Ile-de-France" : Jason, Benjamin et Jade ! Ces derniers mots sont pour Arthur, qui mérite une médaille pour m'avoir supportée dans les moments de stress intense, et pour avoir toujours cru en moi, même quand moi-même je perdais la foi... Merci d'avoir fait ce chemin avec moi, j'espère qu'il sera encore long !

Bonne lecture à tous !

Table des matières

1	Introduction	13
2	Motivations	15
2.1	L'interaction spin-orbite dans les modèles de champ moyen	15
2.1.1	L'approche de type champ moyen non-relativiste	16
2.1.2	L'approche de type champ moyen relativiste	17
2.1.3	Dépendance en isospin du potentiel spin-orbite	19
2.2	Le noyau-bulle de ^{34}Si comme sonde expérimentale du potentiel spin-orbite	20
2.2.1	Les noyaux susceptibles de présenter des effets de bulle	21
2.2.2	Prédictions théoriques de la déplétion en densité dans le ^{34}Si	23
2.2.3	Etat des connaissances expérimentales du ^{34}Si	25
2.2.4	Influence d'une déplétion en densité centrale sur l'interaction spin-orbite	27
2.3	Méthode expérimentale	30
3	Dispositif Expérimental	33
3.1	Production des isotopes ^{36}S et ^{34}Si	33
3.1.1	Production du faisceau primaire de ^{48}Ca	34
3.1.2	Faisceau secondaire et transmission du noyau d'intérêt	34
3.2	Le spectromètre magnétique S800	35
3.3	Détection des résidus de réaction de <i>knockout</i>	36
3.3.1	Mesure des temps de vol : les scintillateurs	36
3.3.2	Mesure de la perte d'énergie : la chambre à ionisation	36
3.3.3	Mesure de la position et de la trajectoire au plan focal : les CRDCs	37
3.4	Détection des rayonnements γ : le multidétecteur GRETINA	39
3.4.1	Géométrie de détection	39
3.4.2	Electronique	40
3.4.3	Interaction d'un rayonnement γ dans la matière	40
3.4.4	Effet Doppler	43

3.4.5	Algorithme de décomposition des signaux	44
3.4.6	Algorithme de tracking	45
3.5	Logique d'acquisition et déclenchements	45
4	Analyse de l'expérience	47
4.1	Etalonnages	47
4.1.1	La chambre à ionisation	47
4.1.2	Correction des temps de vol	49
4.1.3	Les chambres à dérives	51
4.2	Détection des ions lourds	56
4.2.1	Sélection des résidus de <i>knockout</i>	56
4.2.2	Reconstruction des positions et trajectoires sur cible	57
4.3	Analyse des γ émis en vol	60
4.3.1	Efficacité de détection des γ émis en vol	60
4.3.2	Résolution en énergie	64
4.4	Formalisme de Glauber	67
4.4.1	Sections efficaces et facteurs spectroscopiques	68
4.4.2	Section efficace d'arrachage d'un nucléon dans l'approximation eikonale	69
4.4.3	Distributions en moment théoriques	72
4.5	Détermination du moment orbital des états peuplés	73
4.5.1	Traitement des distributions en moment théoriques	73
4.5.2	Distributions en moment parallèle expérimentales	75
4.6	Extraction des facteurs spectroscopiques expérimentaux	76
4.6.1	Section efficace inclusive de réaction (σ_{inc})	78
4.6.2	Branchements des états peuplés	81
5	Résultats expérimentaux et discussion	83
5.1	Résultats pour chaque voie de réaction	83
5.1.1	Analyse de la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{p})^{35}\text{P}$	84
5.1.2	Analyse de la réaction $^{34}\text{Si}(-1\text{p})^{33}\text{Al}$	93
5.1.3	Analyse de la réaction $^{34}\text{Si}(-1\text{n})^{33}\text{Si}$	102
5.1.4	Analyse de la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$	109
5.2	Mise en évidence expérimentale de la bulle proton dans ^{34}Si	119
5.2.1	Rigidité de la fermeture de couche N=20 dans le ^{36}S et le ^{34}Si	120
5.2.2	Occupation de l'orbitale protonique $2s_{1/2}$	125
5.3	Implications pour le spin-orbite dans les modèles nucléaires	126
6	Etude théorique de la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite	129
6.1	Le potentiel spin-orbite dans les approches nucléaires relativistes	131
6.1.1	Description du modèle	131

6.1.2	Forme alternative de l'équation de Dirac	133
6.1.3	Définition d'un Hamiltonien effectif pour un développement non-relativiste	136
6.1.4	Limite non-relativiste	137
6.1.5	Les champs relativistes S et V	141
6.1.6	Expression analytique du potentiel spin-orbite dans la limite non-relativiste	146
6.2	Etude du potentiel spin-orbite extrait de l'approche relativiste	148
6.2.1	Ecart en énergie entre deux partenaires spin-orbite	148
6.2.2	Comportement vis-à-vis de l'isospin	149
6.2.3	Traitement des termes non-locaux du Lagrangien RHF : la transformation de Fierz	156
6.3	Récapitulatif des résultats et discussion	162
7	Conclusion	165
	Bibliographie	167

CHAPITRE 1

Introduction

Depuis la découverte du noyau atomique en 1909, ainsi que de ses constituants, les protons et les neutrons, respectivement observés pour la première fois par Ernest Rutherford et James Chadwick en 1919 et 1932, la communauté scientifique cherche à percer les mystères de l'interaction nucléaire. Quelles sont les propriétés de cette force qui permet aux nucléons d'être confinés dans un volume infinitésimal, malgré la répulsion coulombienne entre les protons ? On sait aujourd'hui que l'interaction nucléaire est une manifestation effective de l'interaction forte entre les quarks constituant les nucléons. La description de cette force inter-nucléons reste cependant très complexe, notamment parce que l'interaction forte diverge aux énergies en jeu à l'échelle du noyau. Pour cette raison, la plupart des modèles prédictifs utilisés aujourd'hui pour décrire les systèmes nucléaires sont basés sur une description phénoménologique de l'interaction nucléaire, ajustée pour reproduire des données expérimentales telles que les énergies de liaison, ou encore les rayons quadratiques moyens mesurés expérimentalement. L'étude expérimentale de près de trois cent noyaux stables, et plus de deux mille noyaux produits artificiellement en laboratoire, a permis d'années en années de mieux contraindre ces interactions phénoménologiques. Des méthodes dites *ab initio* se proposent de résoudre de façon exacte l'équation de Schrödinger décrivant la dynamique des nucléons, en utilisant des interactions entre nucléons dérivées à partir de données de diffusion entre nucléons libres [1]. Ces méthodes ont connu un essor considérable depuis le début des années 2000, et sont aujourd'hui exploitables pour des noyaux légers jusqu'à des masses d'environ $A=12$.

Au milieu du XXème siècle, la compréhension des mécanismes à l'origine d'un regain de stabilité observé dans certains noyaux dits "magiques", a constitué un défi pour les physiciens. La description des noyaux comme étant des systèmes de nucléons indépendants, évoluant dans un potentiel moyen d'oscillateur harmonique d'une manière analogue aux électrons atomiques [2], permettait de reproduire les nombres magiques 2, 8 et 20, mais n'expliquait cependant pas l'émergence des nombres magiques 28, 50 et supérieurs. Historiquement, ces derniers furent reproduits dans le modèle en couches nucléaire par l'ajout d'une interaction émergeant des propriétés quantiques des nucléons, proposée par Maria Goeppert Mayer en 1949 [3] : l'interac-

tion spin-orbite. Mais l'histoire ne s'arrête pas ici : ces dernières décennies, l'étude expérimentale de noyaux de plus en plus exotiques a mis en évidence une évolution des nombres magiques lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité. S'est alors posée la question de l'évolution des potentiels eux-mêmes : comment les forces nucléaires se comportent-elles dans des noyaux ayant une asymétrie protons-neutrons très marquée ?

Si l'interaction spin-orbite a été historiquement incluse “à la main” dans les modèles de champ moyen “classiques”, elle émerge cependant naturellement dans les modèles relativistes qui ont connu un essor ces dernières décennies [4]. Ce travail de thèse vise à mieux comprendre les différences conceptuelles relatives à l'interaction spin-orbite entre modèles de champ moyen “classiques” et relativistes, et notamment comment cette force évolue lorsqu'il s'agit de décrire des noyaux exotiques.

En 2009, des calculs mettant en oeuvre différents modèles théoriques ont prédit l'existence d'une “bulle” [5], caractérisée par une déplétion en densité centrale, dans le ^{34}Si . Ce dernier aurait alors une densité protonique très exotique, et bien différente de sa densité neutronique qui devrait être similaire à celle des autres noyaux étudiés jusqu'à présent, caractérisée par un “plateau” central dû à la saturation des forces nucléaires. Le ^{34}Si constituerait alors une sonde idéale de l'évolution du potentiel spin-orbite dans les systèmes présentant une forte asymétrie protons-neutrons, d'autant plus que ce noyau, constitué de 14 protons et 20 neutrons, peut être produit en grandes quantités par les accélérateurs actuels. Cependant, un tel effet de bulle n'a encore jamais été observé expérimentalement. Une expérience a été réalisée en Septembre 2012 au National Superconducting Cyclotron Laboratory (Michigan State University, Etats-Unis), dans le but de mettre cet effet en évidence pour la première fois dans les systèmes nucléaires. Ce manuscrit présente l'analyse et les résultats de cette expérience.

Les motivations pour l'étude expérimentale du ^{34}Si seront détaillées dans le chapitre 2. Les chapitres 3, 4, et 5 décrivent le dispositif expérimental, l'analyse de l'expérience et les résultats obtenus. Enfin, le chapitre 6 présente une étude théorique des différences de comportement entre modèles de champ moyen relativistes et non-relativistes vis-à-vis de l'isospin.

CHAPITRE 2

Motivations

2.1 L'interaction spin-orbite dans les modèles de champ moyen

La dynamique de A nucléons en interaction est décrite par le Hamiltonien nucléaire H [6] :

$$H = \sum_{i=1}^A \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{i<j=1}^A v_{ij} + \sum_{i<j<k=1}^A v_{ijk} + \dots \quad (2.1)$$

où le premier terme représente l'énergie cinétique des nucléons, les termes suivants correspondent respectivement aux interactions à deux corps, trois corps... La fonction d'onde du système à A nucléons en interaction dans son état fondamental est solution de l'équation de Schrödinger stationnaire à A corps :

$$H\Psi_\alpha(1, \dots, A) = E_\alpha\Psi_\alpha(1, \dots, A) \quad (2.2)$$

La résolution d'un tel problème à A corps nucléaire constitue un défi, d'une part du fait que le nombre de degrés de liberté augmente quadratiquement avec le nombre de nucléons, d'autre part parce que l'interaction nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire est complexe et encore relativement méconnue aujourd'hui. Afin d'illustrer la complexité de cette interaction, citons par exemple que celle-ci présente une composante fortement répulsive à courte portée (cœur dur), qu'elle dépend des nombres quantiques de chaque nucléon en interaction, qu'elle est écrantée par la présence d'autres nucléons environnants et n'est pas la même que pour des nucléons libres. De plus, c'est une interaction effective qui découle de l'interaction forte entre les quarks constituant les nucléons, ces degrés de liberté n'étant pas traités explicitement en physique nucléaire. Cette interaction effective pourrait a priori être dérivée de la chromodynamique quantique, mais une telle approche est compliquée par les conséquences d'une grande valeur pour la constante de couplage de l'interaction forte à basse énergie. Les méthodes *ab initio* se proposent de résoudre de façon exacte l'équation de Schrödinger 2.2, en utilisant des interactions entre nucléons dérivées à partir de données de diffusion entre nucléons libres [1]. Ces méthodes ont

connu un essor considérable depuis le début des années 2000, et sont aujourd’hui exploitables pour des noyaux légers jusqu’à des masses d’environ $A=12$.

Les modèles de champ moyen décrits dans cette section reposent sur l’hypothèse que les A nucléons du système peuvent être représentés par un système auxiliaire de particules indépendantes évoluant dans un potentiel nucléaire moyen U qui reflète l’interaction moyenne d’un nucléon avec l’ensemble des $(A-1)$ autres nucléons environnants. Une telle approximation est justifiée par l’observation que le libre parcours moyen d’un nucléon est de l’ordre de la taille du noyau, et très supérieur à la portée de l’interaction nucléon-nucléon [7]. Dans les approches non-relativiste et relativiste, le champ moyen U est déterminé par une méthode itérative, car ce champ moyen dépend des fonctions d’ondes que l’on cherche à déterminer.

2.1.1 L’approche de type champ moyen non-relativiste

L’approche de champ moyen non-relativiste (Hartree Fock) consiste à approximer la fonction d’onde $\Psi_\alpha(1, \dots, A)$ par un déterminant de Slater. Ceci équivaut à considérer les A particules comme indépendantes et évoluant dans un potentiel moyen à un corps U . Le principe de minimisation permet alors de transformer le problème à A corps 2.2 en un système de A équations de Schrödinger à un corps, décrivant chaque nucléon comme une particule indépendante ψ_i évoluant dans un champ moyen U_{HF} [4] :

$$\begin{aligned} h_i &= \frac{p_i^2}{2m_i} + U_{HF} \\ h_i \psi_i &= \epsilon_i \psi_i \quad (i \in \{1, \dots, A\}) \end{aligned} \tag{2.3}$$

Le champ moyen U_{HF} dépend des fonctions d’onde individuelles ψ_i que l’on cherche à déterminer, car ce champ moyen, dans lequel baignent les nucléons, émerge de l’interaction entre les nucléons eux-mêmes. Le système d’équations 2.3 s’apparente donc à un système de A équations auto-cohérentes que l’on résoud de manière itérative. Le champ moyen U_{HF} est déterminé à chaque itération à partir de l’interaction nucléon-nucléon v_{ij} . L’expression analytique de cette interaction n’étant pas connue, il convient de définir une interaction nucléon-nucléon phénoménologique basée sur une paramétrisation du problème à A corps permettant de reproduire certaines quantités expérimentales telles que l’énergie de liaison ou encore le rayon quadratique moyen. Les deux paramétrisations les plus utilisées sont détaillées ci-dessous.

L’interaction de Skyrme représente une force effective nucléon-nucléon de contact,

et s'écrit [8] :

$$\begin{aligned}
 v_{12} &= t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{1}{2} t_1 \{ \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \vec{p}^2 \} + \vec{p} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{p} \\
 &+ t_3(1 + P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left(\rho \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right)^\alpha \\
 &+ i W_{SO} \vec{p} \times \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{p} \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

où $\vec{p} = -i(\vec{\nabla}_{r_1} - \vec{\nabla}_{r_2})/2$, et P_σ représente l'opérateur d'échange de spin. La seconde ligne a été introduite afin de reproduire la saturation de la densité nucléaire au sein du noyau et rendre compte explicitement de la dépendance en densité nucléaire de l'interaction. La troisième ligne représente l'interaction spin-orbite.

L'interaction de Gogny est une force nucléon-nucléon de portée finie [9] :

$$\begin{aligned}
 v_{12} &= \sum_{i=1}^2 (W_i + B_i P_\sigma - H_i P_\tau - M_i P_\sigma P_\tau) e^{\frac{\vec{r}_1 - \vec{r}_2}{\mu_i}} \\
 &+ t_3(1 + P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \left(\rho \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right)^\alpha \\
 &+ i W_{SO} \vec{p} \times \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{p} \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

où P_τ est l'opérateur d'échange d'isospin. La première ligne représente une interaction centrale de portée finie μ_1 (μ_2). Les seconde et troisième lignes sont identiques à l'interaction de Skyrme.

On peut montrer que le potentiel spin-orbite moyen V_q^{SO} pour un nucléon d'isospin q , dérivé à partir de l'interaction nucléon-nucléon v_{12} , s'écrit, dans le cas d'une interaction de portée nulle [10] :

$$\boxed{V_q^{SO} = \frac{1}{2} [W_1 \vec{\nabla} \rho_q(\vec{r}) + W_2 \vec{\nabla} \rho_{q' \neq q}(\vec{r})] \vec{\sigma} \wedge \vec{p}} \tag{2.6}$$

où ρ_q , $\rho_{q' \neq q}$ sont les densités protonique et neutronique, q étant l'indice d'isospin courant sur les protons et les neutrons. $\vec{\sigma}$ et \vec{p} désignent respectivement les matrices de Pauli et le vecteur impulsion du nucléon. W_1, W_2 sont des paramètres indépendants de la densité baryonique. On observe une dépendance en la variation des densités protonique et neutronique du potentiel spin-orbite.

2.1.2 L'approche de type champ moyen relativiste

Dans les modèles de champ moyen relativiste, les nucléons sont considérés comme des particules ponctuelles interagissant via l'échange de champs mésoniques effectifs. Le point de départ d'une approche de champ moyen relativiste est la définition

d'une densité Lagrangienne effective \mathcal{L} prenant en compte non seulement les degrés de liberté nucléoniques, mais aussi les degrés de liberté des mésons porteurs de l'interaction nucléon-nucléon effective [4] :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_m + \mathcal{L}_{int} \quad (2.7)$$

où \mathcal{L}_N , \mathcal{L}_m et \mathcal{L}_{int} décrivent respectivement les nucléons libres, les mésons libres et l'interaction nucléon-méson.

Dans les modèles relativistes, l'approximation de champ moyen consiste à remplacer les champs mésoniques par leur valeur moyenne. Ceci équivaut à considérer que les nucléons sont des particules indépendantes évoluant dans des champs mésoniques moyens. L'état à A nucléons représenté par un champ nucléonique Ψ peut alors être vu comme une superposition de spineurs de Dirac indépendants ψ_i .

Les équations du mouvement s'obtiennent en appliquant le principe de moindre action au Lagrangien \mathcal{L} . Ceci conduit respectivement aux équations de Klein-Gordon pour les mésons, et à l'équation de Dirac pour les nucléons représentés par les spineurs de Dirac ψ_i :

$$[-i\vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} + \beta(M + S) + V]\psi_i = E_i\psi_i \quad (2.8)$$

avec :

- $\vec{\alpha}$ et β les matrices de Dirac, définies dans la représentation de Dirac de la façon suivante :

$$\vec{\alpha} \equiv \gamma_0 \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

$$\beta \equiv \gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

où $\vec{\sigma}$ représente les matrices de Pauli dans l'espace de spin.

- M et E_i représentent la masse au repos et l'énergie du nucléon i ($i \in \{1, \dots, A\}$).
- S et V sont respectivement les potentiels scalaire (attractif) et quadrivecteur (répulsif). La résolution des équations de Klein-Gordon pour les mésons permet d'obtenir des expressions de S et V dépendant uniquement de la densité baryonique (ainsi que d'autres densités sans équivalent non-relativiste), et des constantes de couplage nucléon-méson. Ces potentiels dépendent donc des solutions ψ_i recherchées, c'est pourquoi un tel problème constitue un système d'équations auto-cohérentes, que l'on résoud de manière itérative. Les

constantes de couplage nécessaires au calcul de S et V sont depuis quelques années paramétrisées en fonction de la densité baryonique (interactions DD-ME2, DDPC,...) et sont ainsi réévaluées à chaque itération.

Le cadre relativiste et l'utilisation de spineurs de Dirac pour décrire les états nucléoniques permet l'émergence naturelle du couplage spin-orbite, contrairement aux modèles non-relativistes dans lesquels ce dernier doit être ajouté "à la main" dans l'expression de l'interactions effective nucléon-nucléon v_{12} (cf. section précédente). Il est possible d'extraire un expression similaire à celle du potentiel spin-orbite non-relativiste 6.1, en opérant une limite non-relativiste sur les équations de Dirac décrivant le mouvement des nucléons, et en omettant le traitement explicite des termes d'échange (cadre "Relativistic Mean Field", ou "RMF", où les termes de Fock ne sont pas inclus explicitement) :

$$V_q^{SO} = \frac{1}{2} [W_1 \vec{\nabla} \rho_q(\vec{r}) + W_2 \vec{\nabla} \rho_{q' \neq q}(\vec{r})] \vec{\sigma} \wedge \vec{p} \quad (2.11)$$

où ρ_q , $\rho_{q' \neq q}$ sont les densités protonique et neutronique, q étant l'indice d'isospin courant sur les protons et les neutrons. L'inclusion explicite des termes de Fock fait intervenir des termes supplémentaires sans équivalent non-relativiste et rend difficile la comparaison des potentiels spin-orbite issus de modèles relativistes et non-relativistes.

2.1.3 Dépendance en isospin du potentiel spin-orbite

Dans le cas Hartree-Fock, pour la plupart des familles d'interactions de type Skyrme et Gogny, l'antisymétrisation du potentiel impose $W_1 = 2W_2$, ce qui implique que le potentiel spin-orbite V_q^{SO} dépend aussi fortement de l'isospin [11] : l'impact de la densité des nucléons d'isospin q sur la valeur de V_q^{SO} est en effet deux fois plus important que pour la densité des nucléons d'isospin q' .

Les poids W_1 et W_2 ont été évalués dans le cadre relativiste (cas RMF où les termes d'échanges ne sont pas inclus explicitement), en considérant des constantes de couplage nucléon-méson g_i indépendantes de la densité baryonique. Dans ce cas, le rapport $\frac{W_1}{W_2}$ est le suivant [11] :

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{\alpha_\sigma + \alpha_\omega + \alpha_\rho}{\alpha_\sigma + \alpha_\omega - \alpha_\rho} \quad (2.12)$$

avec $\alpha_i = \frac{g_i^2}{m_i^2}$, où m_i est la masse du méson i . Un tel modèle fait appel à l'échange de trois types de mésons : $i \in \{\sigma, \omega, \rho\}$. Dans ce cas, le rapport $\frac{W_1}{W_2}$ est très proche de l'unité, du fait que la constante de couplage du méson ρ est inférieure à celle

des mésons σ et ω , tandis que sa masse est supérieure aux masses des mésons σ et ω . Il en résulte une valeur typique $\alpha_\rho \sim \alpha_\sigma/10$. Le fait que les poids W_1 et W_2 soient quasi-identiques traduit que le potentiel spin-orbite issu d'un tel modèle est quasi-indépendant de l'isospin.

Bien qu'il ait été possible de montrer que le potentiel spin-orbite issu d'une approche relativiste soit très similaire au cas Hartree-Fock, il subsiste un désaccord entre ces deux approches du point de vue du comportement vis-à-vis de l'isospin : dans le cas Hartree-Fock, les valeurs des poids W_1 et W_2 entraînent une forte dépendance en isospin du potentiel spin-orbite, tandis que cette dépendance est quasi-inexistante dans le cas relativiste. La connaissance des valeurs relatives des poids W_1 et W_2 est d'autant plus importante que les noyaux étudiés aujourd'hui sont de plus en plus exotiques, avec une asymétrie proton/neutron grandissante. En particulier, la détermination des poids W_1 et W_2 est importante pour prédire le comportement du potentiel spin-orbite à la *dripline* [12]. De plus, l'amélioration des connaissances de l'interaction spin-orbite d'un point de vue théorique est nécessaire à la recherche actuelle d'un îlot de stabilité dans la zone des éléments superlourds [13]. Le but de ce travail de thèse est de sonder expérimentalement le comportement de l'interaction spin-orbite vis-à-vis de l'isospin. Les origines de ces différences de comportement entre modèles Hartree-Fock et RMF seront discutées du point de vue théorique dans le chapitre 6.

2.2 Le noyau-bulle de ^{34}Si comme sonde expérimentale du potentiel spin-orbite

On cherche à déterminer expérimentalement quel modèle, parmi les modèles de champ moyen relativistes et non-relativistes, exhibe un potentiel spin-orbite ayant une dépendance en isospin réaliste. La première étape est de sélectionner un noyau qui constituerait une sonde efficace de cette dépendance en isospin caractérisée par le rapport $\frac{W_1}{W_2}$. Pour des noyaux exhibant des profils de densités protoniques et neutroniques quasi-identiques (cas de la majorité des noyaux dont le rapport N/Z est proche de 1), l'expression 2.6 devient :

$$V_q^{SO} \sim \frac{W_1 + W_2}{2} \vec{\nabla} \rho_q(\vec{r}) \vec{\sigma} \wedge \vec{p} = \frac{W_1 + W_2}{2} \vec{\nabla} \rho_{q' \neq q}(\vec{r}) \vec{\sigma} \wedge \vec{p} \quad (2.13)$$

Dans ce cas, on perd l'information sur la dépendance en isospin et la seule différence restante entre les modèles Hartree-Fock et RMF est la profondeur de ce potentiel caractérisée par la somme $W_1 + W_2$. L'idée est de trouver un noyau dont les profils de densité protonique et neutronique sont bien différents, tout en étant assez proche de la vallée de stabilité, ce qui garantit la validité des modèles de champ moyen pour

un tel noyau. Des candidats envisageables sont les noyaux-bulle, qui présentent un profil de densité neutronique (ou protonique) "classique", tandis que leur densité protonique (neutronique) exhibe une déplétion non-négligeable au centre du noyau. De tels noyaux n'ont pas encore été mis en évidence expérimentalement, mais ont été prédits par des calculs de champ moyen pour différents systèmes nucléaires depuis le début des années 2000 [14, 5].

2.2.1 Les noyaux susceptibles de présenter des effets de bulle

L'idée d'une déplétion en densité centrale dans un noyau atomique est a priori peu intuitive : à cause du coeur dur répulsif de l'interaction nucléon-nucléon, la densité nucléaire est en principe saturée au centre du noyau. On observe un profil de densité ayant un "plateau" typique aux environs du centre du noyau, comme montré dans la figure 2.1.

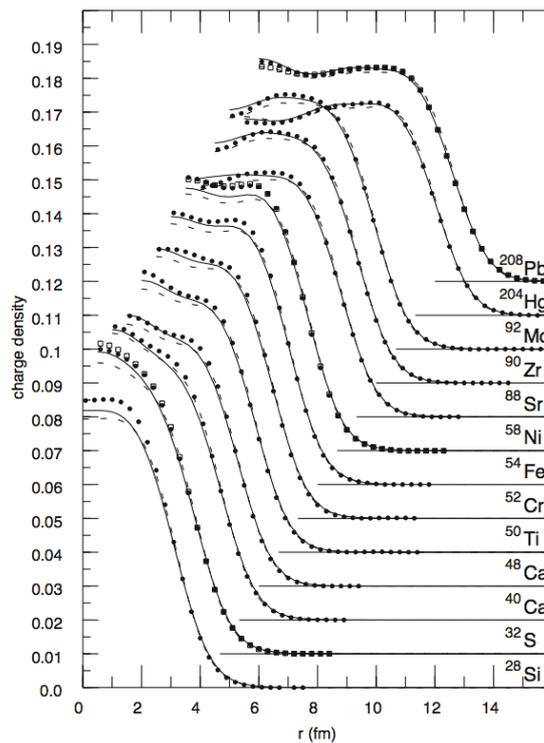


FIGURE 2.1 – Distributions de charges expérimentales (carrés et ronds pleins), comparées avec des distributions de charges prédites par des calculs de modèle en couches avec les interactions SKX (lignes pointillées) et SKM* (traits pleins).
Figure extraite de [15].

La possibilité de générer une déplétion en densité centrale trouve son origine dans des considérations microscopiques. En effet, les orbitales s sont les seules à présen-

ter des distributions radiales ayant une densité de probabilité maximale au centre du noyau en raison de l'absence de barrière centrifuge. La dispersion des fonctions d'ondes correspondantes augmente avec le nombre de noeuds n . Au contraire, les orbitales de moment angulaire non-nul ont des densités de probabilité décalées vers la surface du noyau, elles contribuent donc peu à la densité centrale. Par conséquent, le dépeuplement des orbitales s devrait conduire à une diminution de la densité centrale, jusqu'à, dans certains cas, l'apparition d'une bulle. Cette hypothèse de "localisation" des orbitales s au centre des noyaux a été confirmée expérimentalement dans les années quatre-vingt [16], via les mesures des densités de charge des noyaux ^{206}Pb et ^{205}Tl par diffusion électronique : la différence entre les densités de ^{206}Pb et ^{205}Tl (représentée dans la figure 2.2) correspond à la distribution radiale d'une orbitale $3s_{1/2}$. Ce résultat montre que le proton supplémentaire, qui occupe majoritairement l'orbitale $3s_{1/2}$ dans le ^{206}Pb , contribue bien en majeure partie à la densité centrale.

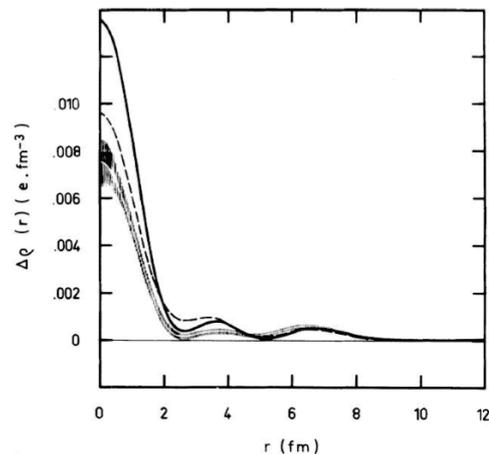


FIGURE 2.2 – Différence de densité de charge entre les noyaux ^{206}Pb et ^{205}Tl obtenue expérimentalement et comparée à des calculs de champ moyen (lignes pleine et en pointillés). Figure extraite de [16].

Récemment, différents modèles théoriques ont prédit une inversion des orbitales $1d_{3/2}$ et $2s_{1/2}$ protons dans le noyau de ^{46}Ar [14], ce qui permettrait l'émergence d'une bulle protons dans cet isotope. Il a néanmoins été mis en évidence que ces deux orbitales sont quasi-dégénérées dans ce noyau [17], et que les corrélations d'appariement ont tendance à répartir les protons de valence équiprobablement entre les orbitales $1d_{3/2}$ et $2s_{1/2}$, empêchant ainsi la formation d'une bulle. Ceci montre que les noyaux les plus aptes à exhiber une bulle sont ceux ayant une orbitale s non seulement située juste au-dessus du niveau de Fermi, mais aussi bien séparée en énergie des autres orbitales, afin de limiter les corrélations qui jouent contre l'effet de bulle. Des calculs théoriques indiquent que des isotopes plus exotiques de l'Argon tels que le ^{68}Ar rempliraient de tels critères. Cependant, les accélérateurs actuels ne

permettent pas de produire de tels noyaux, empêchant pour l’instant toute observation expérimentale.

Entre $Z=16$ et $Z=20$, l’orbitale $2s_{1/2}$ protons est située environ 6.5 MeV au-dessus de l’orbitale $1d_{5/2}$, et 2.5 MeV en-dessous de l’orbitale $1d_{3/2}$, formant ainsi deux fermetures de sous-couches à $Z=14$ et $Z=16$ [18]. De plus, la fermeture de couche $N=20$ est suffisamment rigide pour limiter le couplage aux états collectifs. Le noyau semi-magique de ^{34}Si semble donc particulièrement propice à la recherche d’une bulle protons. Ceci est appuyé par des calculs Hartree-Fock-Bogolyubov, qui prédisent une forme sphérique pour le ^{34}Si [5], et confirmé par des preuves empiriques de la magie du ^{34}Si , telles que la mesure de l’énergie de son premier état excité $E(2_1^+)$ [19, 20] et de sa probabilité de transition $B(E2)$ [21]. Le noyau-miroir de ^{34}Si , ^{34}Ca , devrait a priori présenter les mêmes propriétés, et serait donc un bon candidat pour un effet de bulle neutrons, néanmoins il est non lié. L’isotope stable ^{28}Si , constitué de 14 protons et 14 neutrons, n’est pas un bon candidat pour une bulle protonique ou neutronique, car il est déformé [5]. Cette déformation est à l’origine de corrélations qui tendent à augmenter l’occupation de l’orbitale $2s_{1/2}$, défavorisant ainsi la formation d’une bulle dans ce noyau.

2.2.2 Prédiction théorique de la déplétion en densité dans le ^{34}Si

Dans la référence [5], la possible existence d’une bulle proton dans le ^{34}Si est investiguée d’un point de vue théorique, en utilisant à la fois le modèle en couche, des modèles de type Hartree Fock, et de champ moyen relativiste. Pour quantifier l’amplitude de la bulle, on définit le facteur de déplétion F :

$$F = \frac{\rho_{\max} - \rho_c}{\rho_{\max}} \quad (2.14)$$

où ρ_{\max} désigne la valeur maximale de la densité protonique, et ρ_c représente la densité protonique au centre du noyau. Pour les noyaux qui atteignent la densité de saturation en leur centre, $F = 0\%$. Une valeur de $F = 100\%$ correspond quant à elle à un noyau dont la densité protonique centrale serait nulle. Le tableau 2.1 rassemble les valeurs de F prédites pour le ^{34}Si par les différents modèles utilisés. On peut remarquer que les résultats sont relativement indépendants du modèle utilisé. Le facteur de déplétion moyen ($F = 38\%$) est significatif comparé à la valeur de 0% associée aux noyaux atteignant la densité de saturation. Les profils de densités prédits pour le ^{34}Si par chacun des modèles sont représentés dans la figure 2.3. Ces densités sont comparées à celles obtenues pour le ^{36}S , pour lequel aucune bulle proton n’est prédite ($F = 0\%$).

Les occupations des orbitales proton du ^{34}Si et du ^{36}S prédites par le modèle en couche sont retranscrites dans le tableau 2.2. Une très faible valeur d'occupation de l'orbitale $2s_{1/2}$ est prédite dans le cas du ^{34}Si ($n = 0.08$), ce qui appuie l'idée que les corrélations jouent un rôle mineur dans ce noyau. Ceci a été confirmé en comparant les résultats obtenus pour les modèles Hartree Fock sphérique (HF) et Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB), qui inclue des corrélations au-delà du champ moyen : dans les deux cas, le facteur de déplétion est $F = 38\%$, montrant ainsi que l'inclusion explicite des corrélations n'a aucun effet sur la prédiction de la bulle proton dans le ^{34}Si .

Modèle	SM	HF	HFB	RMF	RMF
Interaction	USD	SLy4	SLy4	NL3	FSUGold
F	41%	38%	38%	37%	42%

TABLE 2.1 – Prédiction du facteur de déplétion pour le ^{34}Si pour les différents modèles utilisés [5].

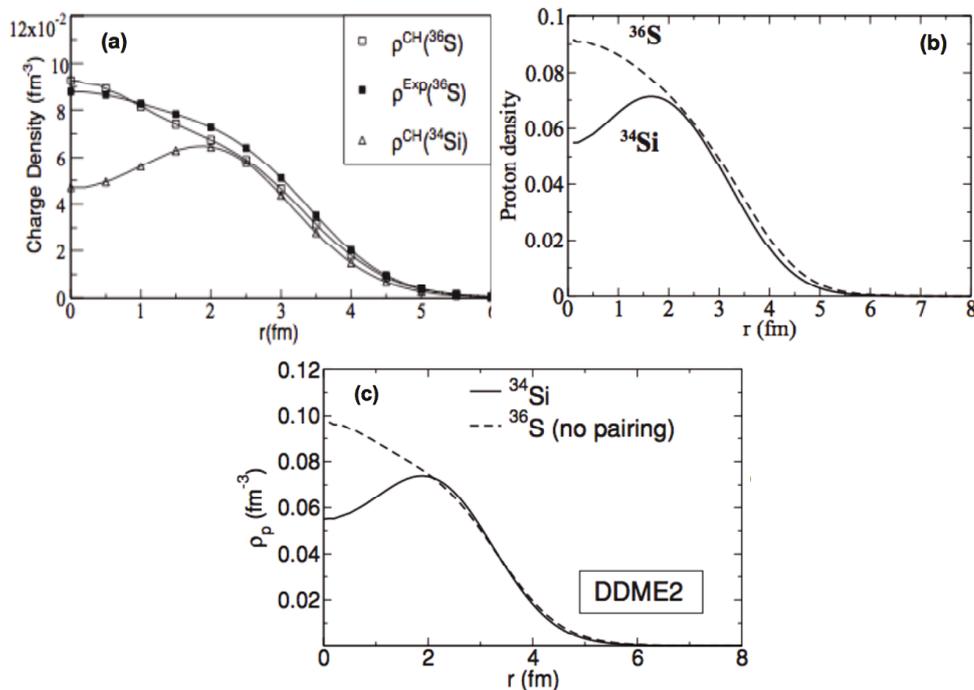


FIGURE 2.3 – (a) Densités de charges prédites par le modèle en couche pour le ^{36}S (carrés vides) et le ^{34}Si (triangles), comparées à la densité de charge expérimentale du ^{36}S (carrés pleins). (b) Profils de densités prédits par un modèle Hartree Fock (non relativiste). (c) Profils de densités prédits par un modèle relativiste RMF. Figures extraites de [5].

Orbitale	$S^{exp}(^{36}\text{S})$	$S^{SM}(^{36}\text{S})$	$S^{SM}(^{34}\text{Si})$
$\pi 1s_{1/2}$		2.00	2.00
$\pi 1p_{3/2}$		4.00	4.00
$\pi 1p_{1/2}$		2.00	2.00
$\pi 1d_{5/2}$	6.0(12)	5.85	5.76
$\pi 2s_{1/2}$	1.63(32)	1.88	0.08
$\pi 1d_{3/2}$	0.31(6)	0.27	0.16

TABLE 2.2 – *Prédictions des occupations protons obtenues avec le modèle en couches pour le ^{36}S et le ^{34}Si [5].*

Au contraire, des travaux récents [22] remettent en cause le rôle des corrélations au-delà du champ moyen dans la formation de la bulle protonique du ^{34}Si . Dans la référence [22], des calculs Hartree-Fock-Bogoliubov prédisent un facteur de déplétion significativement réduit ($F = 16\%$ contre $F = 38\%$ dans [5]). Cette réduction du facteur de déplétion y est interprétée comme résultant des corrélations d'appariement et de la déformation quadrupolaire dans le ^{34}Si . Cependant, la valeur de la probabilité de transition $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ prédite dans ce même modèle est surestimée de plus d'un facteur 3 par rapport à la mesure expérimentale ($B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 60.5e^2\text{fm}^4$ contre $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 17(7)e^2\text{fm}^4$ mesuré expérimentalement [23]). La force du monopole électrique $\rho^2(E0; 0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ est quant à elle surestimée de plus d'un facteur 4 par rapport à la mesure expérimentale ($\rho^2(E0) = 58.1 \cdot 10^{-3}$ contre $\rho^2(E0) = 13.0(9) \cdot 10^{-3}$ mesuré dans [24]) Ceci indique la possibilité que les corrélations discutées plus haut soient surestimées dans ce modèle.

2.2.3 Etat des connaissances expérimentales du ^{34}Si

Le spectre en énergie du ^{34}Si a été étudié dans des expériences antérieures par décroissance β du ^{34}Al [19, 20]. Le schéma de niveaux issu de [20] est représenté dans la figure 2.4(a). Il ressort de ces études que l'énergie du premier état excité $E(2_1^+)$ du ^{34}Si est comparable à celle du ^{40}Ca , qui est un noyau doublement magique. Dans les deux cas, on observe $E(2_1^+) \sim 3.5$ MeV. Cette valeur élevée est une signature de la magie du ^{34}Si . L'étude de la systématique des isotones $N=20$ le confirme (figures 2.4(b,c)) : la valeur de la probabilité de transition $B(E2)$ dans le ^{34}Si est elle aussi du même ordre de grandeur que dans le ^{40}Ca . Cette valeur d'environ $100 e^2\text{fm}^4$ est typique des noyaux sphériques.

Les facteurs spectroscopiques et énergies des états peuplés respectivement par la réaction d'arrachage de neutron ($^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$) [25] et par la réaction de transfert de neutron ($^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$) [26], mesurés lors de deux expériences antérieures, permettent

de tracer une courbe représentant le taux d'occupation des orbitales neutroniques en fonction de leur énergie de liaison (figure 2.5). Cette dernière indique que la fermeture de couche $N=20$ est relativement rigide dans le ^{34}Si , l'écart en énergie entre les orbitales $d_{3/2}$ et $f_{7/2}$ étant d'environ 5 MeV. Cette valeur est à comparer à celle obtenue pour le ^{40}Ca , noyau doublement magique, qui est de l'ordre de 7 MeV. Au vu des résultats expérimentaux listés dans cette section, on s'attend à une influence mineure des corrélations sur le taux d'occupation des orbitales dans le ^{34}Si , favorisant ainsi l'apparition d'une bulle proton.

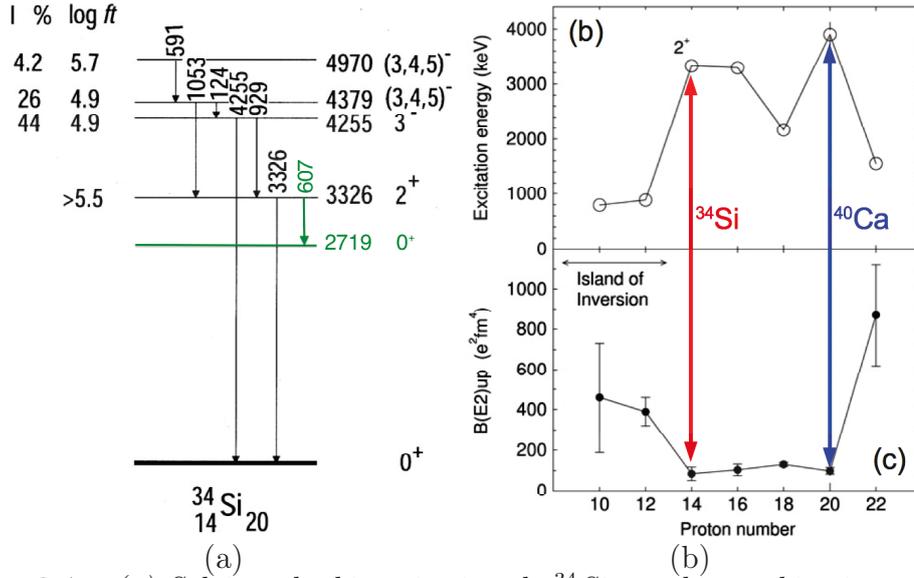


FIGURE 2.4 – (a) Schéma de désexcitation du ^{34}Si peuplé par décroissance β du ^{34}Al [20]. Vert : état observé dans [24]. (b) Etude systématique des énergies $E(2^+)$ pour les isotones $N=20$. (c) Systématique des probabilités de transition $B(E2)$ pour les isotones $N=20$ [18].

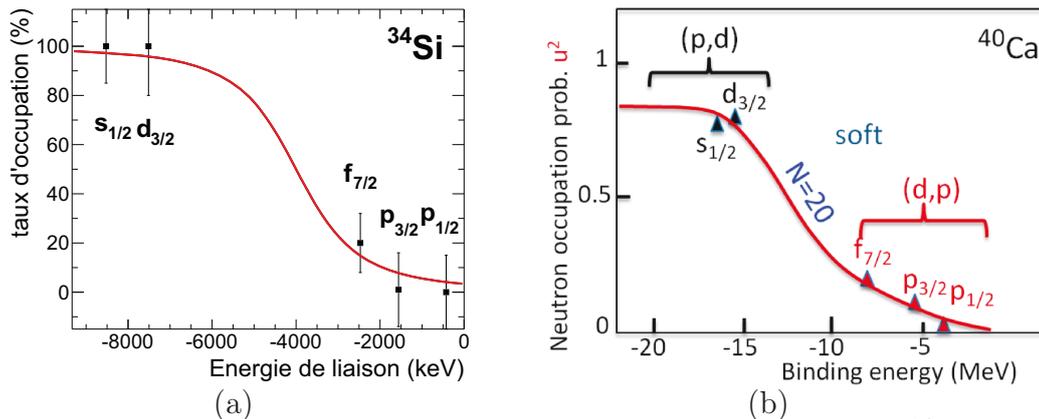


FIGURE 2.5 – (a) Taux d'occupation des orbitales neutroniques dans le ^{34}Si , en fonction de leur énergie de liaison. Valeurs tirées de [25, 26]. Trait plein : Ajustement par une fonction de Fermi. (b) Taux d'occupation en fonction de l'énergie pour le ^{40}Ca . Figure déduite de [27].

2.2.4 Influence d'une déplétion en densité centrale sur l'interaction spin-orbite

Dans cette section, on cherche à évaluer l'impact qu'aurait la présence d'une bulle proton sur le schéma de niveaux du ^{34}Si , et à déterminer quelles caractéristiques de ce noyau pourraient être étudiées expérimentalement afin de tester la dépendance en densité et en isospin du potentiel spin-orbite.

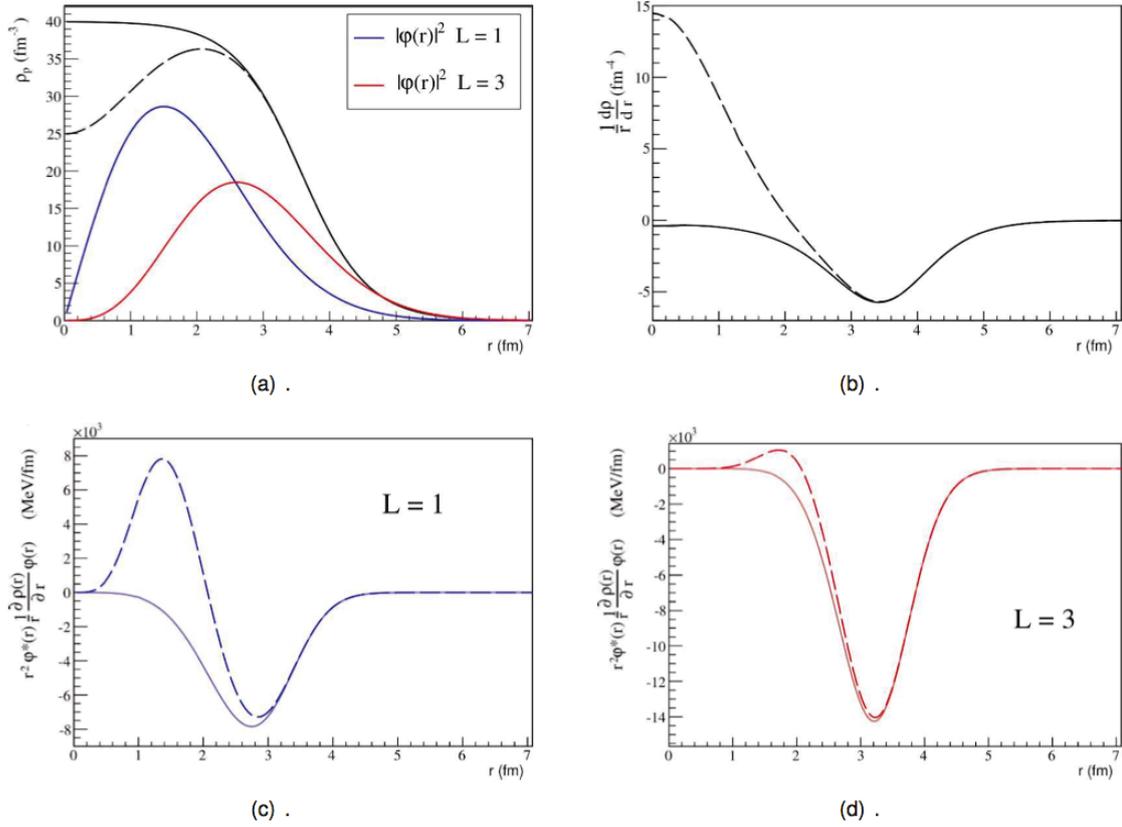


FIGURE 2.6 – (a) Densités protoniques d'un noyau atteignant la densité de saturation (trait plein) et d'un noyau-bulle (pointillés). (b) Dérivées des densités protoniques présentées dans la figure (a). (c) Impact de l'interaction spin-orbite sur l'énergie d'une orbitale $L=1$. (d) Impact de l'interaction spin-orbite sur l'énergie d'une orbitale $L=3$. Figures extraites de [28].

L'effet d'une déplétion centrale en densité protonique est présenté dans la figure 2.6. Dans le cas d'un noyau atteignant la densité de saturation au centre, la dérivée du profil de densité (et le potentiel spin-orbite résultant) est non-nulle uniquement au voisinage de la surface, ce qui explique que l'on qualifie habituellement le couplage spin-orbite d'interaction "surfactive" (cf. figure 2.6(b), traits pleins). Au contraire, dans le cas d'un noyau-bulle, la déplétion centrale en densité a pour conséquence l'émergence d'un effet du spin-orbite à l'intérieur du noyau. Il est intéressant de

remarquer que, de surcroît, le signe de la contribution sondant l'intérieur du noyau est alors opposé à celui habituellement présent en surface. Ainsi, on s'attend à une réduction de l'écart en énergie entre deux partenaires spin-orbite pour des orbitales sondant l'intérieur du noyau.

On se propose d'évaluer l'influence de cette contribution centrale du spin-orbite sur différentes orbitales. L'énergie résultant du potentiel spin-orbite $V(r)$ pour un nucléon dans l'état $|\phi\rangle$ s'écrit :

$$\langle\phi|V|\phi\rangle = \int r^2 dr \phi^*(r) V(r) \phi(r) \approx V_0 \int dr r^2 \phi^*(r) \frac{1}{r} \frac{\partial \rho(r)}{\partial r} \phi(r) \quad (2.15)$$

Le terme $r^2 \phi^*(r) \frac{1}{r} \frac{\partial \rho(r)}{\partial r} \phi(r)$ est évalué respectivement dans le cas d'une fonction d'onde de moment orbital $L=1$ (figure 2.6(c)) et d'une fonction d'onde de moment orbital $L=3$ (figure 2.6(d)). L'impact sur les orbitales $L=1$ est nettement plus important que pour les orbitales $L=3$. Ceci s'explique par le fait que le recouvrement de l'orbitale $L=1$ avec la contribution de spin-orbite induite par la déplétion centrale est bien plus important que pour une orbitale $L=3$.

Des prédictions théoriques de l'écart en énergie des partenaires spin-orbite neutrons $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ ont été réalisées pour le ^{34}Si , en utilisant différentes interactions, dans les cadres de champ moyen relativiste (RMF) et non-relativiste (HF) [29]. La variation de cet écart en énergie par rapport à celui calculé pour le ^{36}S , noyau doublement magique pris comme référence, est représentée dans la figure 2.7. Le noyau de ^{36}S est pris ici comme référence, car celui-ci a deux protons de plus que le ^{34}Si (cf. figure 2.8). Selon une représentation de modèle en couches "naïve", où les nucléons sont considérés comme indépendants, l'orbitale $2s_{1/2}$ protonique devrait être totalement occupée dans le ^{36}S , empêchant ainsi la formation de toute bulle dans ce noyau. Dans la figure 2.7, on peut distinguer deux comportements distincts pour les cas RMF et Hartree Fock. Dans les deux cas, la relation entre la déplétion de l'orbitale $2s_{1/2}$ protons et l'écart en énergie $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ neutrons semble être linéaire. Cependant, la pente de cette fonction est bien différente selon le type de modèle utilisé (Rouge : modèles relativistes, bleu : modèles non relativistes). La mesure d'une part de l'écart en énergie $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ neutrons dans les noyaux de ^{36}S et ^{34}Si , et d'autre part de la variation d'occupation de l'orbitale $2s_{1/2}$ protons entre ces deux noyaux, permet donc de fournir une contrainte forte sur la paramétrisation utilisée pour rendre compte de la dépendance en densité et en isospin de l'interaction spin-orbite.

Une expérience précédemment menée au GANIL a permis de mesurer l'écart en énergie $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ via l'étude des facteurs spectroscopiques dans les noyaux de ^{37}S et de ^{35}Si peuplés par réactions de transfert de neutron (d,p), respectivement

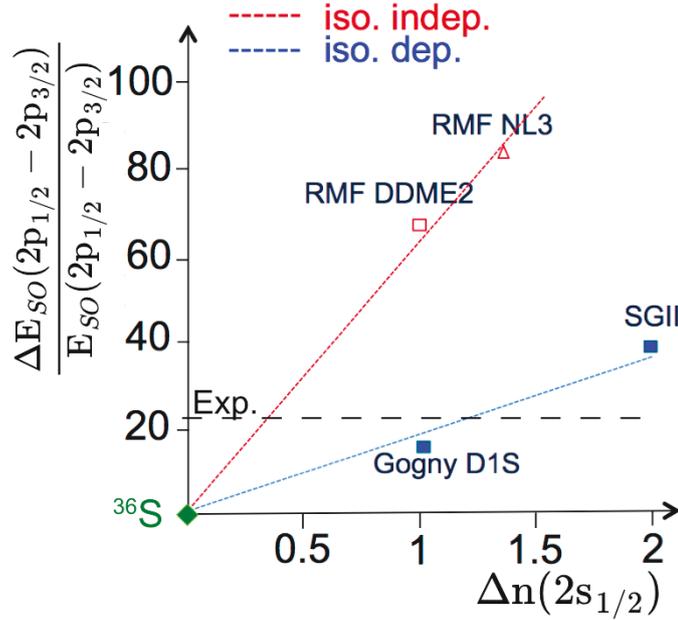


FIGURE 2.7 – Prédiction de la variation de l'écart en énergie des orbitales $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ neutrons en fonction de la variation d'occupation de l'orbitale $2s_{1/2}$ protons dans le ^{34}Si , par rapport au ^{36}S . Bleu : modèles Hartree Fock. Rouge : modèles RMF. Trait en pointillés : valeur expérimentale de la réduction de l'écart en énergie $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ entre le ^{36}S et le ^{34}Si [26].

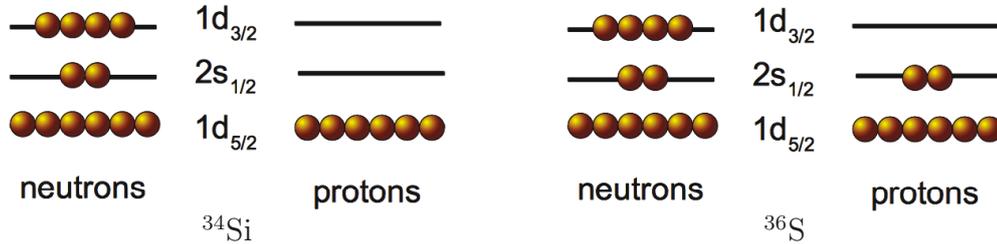


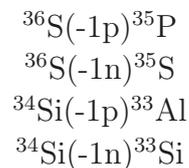
FIGURE 2.8 – Représentation dans un modèle en couche “naïf” des structures du ^{34}Si et du ^{36}S .

à partir du ^{36}S et du ^{34}Si [26]. Il a été déterminé que l'écart $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ est réduit de 25% dans le ^{34}Si par rapport au ^{36}S . Cette valeur ne permet cependant pas de conclure quant à la dépendance en densité et en isospin des différents modèles, étant donné que la valeur de la déplétion de l'orbitale protonique $\Delta(2s_{1/2})$ n'est pas connue expérimentalement. Le but de la partie expérimentale de ce travail de thèse est de mesurer la variation de l'occupation de l'orbitale $2s_{1/2}$ protons entre le ^{36}S et le ^{34}Si afin de déterminer expérimentalement quel modèle, entre relativiste et non-relativiste, reproduit un comportement réaliste vis-à-vis de la densité et de l'isospin. On cherche, de plus, à mesurer les valeurs d'occupation des orbitales $2s_{1/2}$ neutroniques dans le ^{36}S et le ^{34}Si afin de vérifier expérimentalement qu'il n'y a pas de bulle neutronique dans le ^{34}Si et que seule la variation en densité protonique

est responsable du changement dans l'écart en énergie $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ entre ces deux noyaux.

2.3 Méthode expérimentale

L'expérience, menée au National Superconducting Cyclotron Laboratory (Michigan State University, USA) en Septembre 2012, consiste à mesurer les facteurs spectroscopiques des états peuplés lors d'une réaction d'arrachage ("*knockout*") de proton ou de neutron aux noyaux de ^{36}S et ^{34}Si . Les quatre réactions considérées s'écrivent respectivement :



La réaction de *knockout* est une réaction dite "directe", ce qui signifie que le passage de l'état initial à l'état final s'effectue en modifiant peu de degrés de libertés du noyau considéré [30]. C'est une réaction "rapide" qui a lieu dans un temps très court au passage du projectile à proximité de la cible. La réaction s'effectue en une seule étape, peuplant ainsi des états finaux qui gardent la "mémoire" de l'état initial. La probabilité de peupler un état final donné dépend alors directement du recouvrement de cet état final avec l'état initial, sans qu'intervienne la complexité d'états intermédiaires.

La probabilité de peupler un état final f donné dans le noyau $(A-1)$ lors de la réaction de *knockout* nous renseigne sur le degré de ressemblance entre l'état f et l'état fondamental du projectile (A) . Ce degré de ressemblance est quantifié par le facteur spectroscopique que l'on cherche à mesurer expérimentalement. D'un point de vue théorique, le facteur spectroscopique de peupler un état final f en arrachant un nucléon de nombres quantiques $k = (nlj)$ de l'état initial i s'écrit :

$$S_k^{fi} = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle \Psi_f^{A-1} | a_k | \Psi_i^A \rangle|^2 \quad (2.16)$$

Cette quantité représente le recouvrement entre l'état initial $|\Psi_i^A\rangle$ et le couplage coeur-nucléon $a_k^+ |\Psi_f^{A-1}\rangle$ dans l'état final. S_k^{fi} est sensible au caractère "particules indépendantes" de la fonction d'onde initiale $|\Psi_i^A\rangle$: sa valeur est révélatrice du degré de ressemblance entre le système à A nucléons représenté par $|\Psi_i^A\rangle$, et le système décrit par un nucléon k indépendant couplé à un coeur $A-1$ de fonction d'onde $|\Psi_f^{A-1}\rangle$. Le facteur spectroscopique est défini de sorte qu'il représente l'occupation

de la sous-couche $k = (nlj)$ dans l'état initial i , sous l'hypothèse que la fonction d'onde initiale peut être considérée comme le couplage d'un nucléon $k = (nlj)$ indépendant avec le coeur inerte à $A - 1$ nucléons (cf. section 4.4.1). Notons ici que les facteurs spectroscopiques ne sont cependant pas des observables au sens strict du terme, étant donné qu'ils ne sont pas conservés par transformation unitaire [31].

Le but de l'expérience étant de sonder l'occupation des orbitales $2s_{1/2}$ protoniques et neutroniques dans le ^{36}S et le ^{34}Si , on s'intéresse particulièrement aux états finaux de moment angulaire total $J^\pi = \frac{1}{2}^+$, qui correspondent au cas où le proton (neutron) arraché se situait dans l'orbitale $2s_{1/2}$ de l'état fondamental du noyau initial. Dans un premier temps, l'extraction des facteurs spectroscopiques liés aux états excités $\frac{1}{2}^+$ du ^{33}Al peuplé par *knockout* de proton permettra de sonder expérimentalement l'existence de la bulle proton dans le ^{34}Si discutée d'un point de vue théorique dans la section 2.2.2. Dans un second temps, la comparaison des facteurs spectroscopiques des états $\frac{1}{2}^+$ du ^{33}Al avec le facteur spectroscopique de l'état fondamental $\frac{1}{2}^+$ du ^{35}P peuplé par *knockout* de proton permettra de conclure quant à la dépendance en densité et en isospin des différents modèles de champ moyen présentés dans la section 2.1. Enfin, les facteurs spectroscopiques des états $\frac{1}{2}^+$ du ^{35}S et du ^{33}Si peuplés par *knockout* de neutron seront étudiés, afin de vérifier expérimentalement que l'on peut attribuer la variation de l'écart en énergie $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ mesurée dans [26] uniquement à un effet provenant du changement de densité protonique entre le ^{36}S et le ^{34}Si .

CHAPITRE 3

Dispositif Expérimental

3.1 Production des isotopes ^{36}S et ^{34}Si

Le ^{34}Si est un isotope riche en neutrons de demi-vie $T_{1/2} = 2.8$ s. Il n'existe donc pas de source de ^{34}Si , un tel isotope doit être produit à partir d'un faisceau primaire stable.

Au National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL), la production de faisceaux radioactifs se fait par fragmentation d'un faisceau primaire stable sur une cible de ^9Be , à des énergies allant de 100 à 160 MeV/u [32]. Le faisceau stable est produit dans une source d'ions (ECR) puis accéléré successivement dans les deux cyclotrons couplés K500 et K1200. Après la cible de fragmentation, le faisceau est composé d'un cocktail de produits de réactions dont on sélectionne à l'aide du spectromètre A1900 les isotopes d'intérêt qui composeront le faisceau secondaire (cf. figure 3.1).

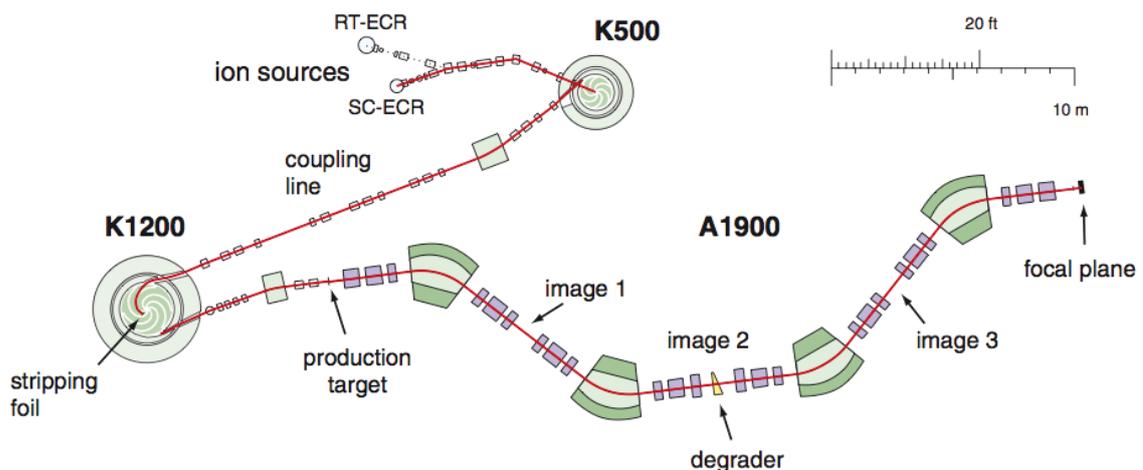


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif de production de faisceaux radioactifs au NSCL [32]. La trajectoire centrale du faisceau, depuis la source d'ions jusqu'au plan focal du spectromètre A1900, est représentée en rouge.

Dans le cadre de notre expérience, des faisceaux secondaires de ^{34}Si (98 MeV/u) et de ^{36}S (88 MeV/u) ont été ainsi produits à partir d'un faisceau primaire stable de ^{48}Ca (140 MeV/u). Le ^{36}S étant un isotope stable, il aurait pu être directement accéléré à partir d'une source. Néanmoins, une telle source de ^{36}S n'était pas disponible au NSCL. Il a donc été décidé de produire le faisceau de ^{36}S dans des conditions similaires à celles de la production du faisceau de ^{34}Si .

3.1.1 Production du faisceau primaire de ^{48}Ca

Un gaz de ^{48}Ca est obtenu en chauffant un bloc de ^{48}Ca métallique. Le gaz ainsi obtenu est injecté dans la source d'ion dans laquelle les atomes sont partiellement ionisés par bombardement d'électrons. Les ions de $^{48}\text{Ca}^{1+,2+}$ sont ensuite guidés à l'aide d'un champ électrique vers le cyclotron K500, qui permet d'accélérer le faisceau jusqu'à $\beta=15\%$ avant de le guider jusqu'au cyclotron K1200 au travers d'une ligne de couplage. Une feuille de carbone placée à l'entrée du second cyclotron permet d'obtenir une ionisation complète des atomes. A la sortie du cyclotron K1200, le faisceau primaire de ^{48}Ca complètement épluché atteint une énergie de 140 MeV/u, ce qui permet d'obtenir une efficacité de collection des produits de fragmentation dans le spectromètre A1900 proche de 100% (pour les produits de masse $A \sim 50$) [32].

3.1.2 Faisceau secondaire et transmission du noyau d'intérêt

Le faisceau secondaire est produit par fragmentation en vol du faisceau primaire de ^{48}Ca sur une cible de Beryllium d'épaisseur 846 mg/cm². Après cette cible de production, le faisceau est constitué d'un cocktail de nombreux isotopes issus de différentes réactions. Le spectromètre A1900 [32, 33] est utilisé pour purifier ce faisceau en favorisant la transmission de l'isotope d'intérêt (^{36}S ou ^{34}Si dans le cadre de notre expérience) au détriment des autres contaminants produits sur la cible de Beryllium. Cette sélection est opérée grâce à l'analyse magnétique du faisceau dans les dipôles, couplée à l'utilisation d'un dégradeur dans lequel les isotopes perdent une partie de leur énergie.

Le rayon de courbure ρ de la trajectoire d'un isotope dans le champ magnétique B d'un dipôle est relié à sa charge Q et à son impulsion P par la formule 3.1 [34] :

$$B\rho = \frac{P}{Q} \quad (3.1)$$

Pour un nucléide $^A_Z X$ complètement épluché avec une vitesse relativiste, cette relation équivaut à :

$$B\rho = \gamma\beta c u \frac{A}{Ze} \quad (3.2)$$

où u est l'unité de masse atomique, e la charge élémentaire, $\beta = v/c$ et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Pour améliorer cette sélection, un dégradeur en Aluminium d'épaisseur 300 mg/cm^2 est placé au plan image 2 (cf. figure 3.1). Lors de leur passage dans le dégradeur, les isotopes perdent une partie de leur énergie selon la formule de Bethe-Bloch, ce qui, combiné à un réglage des dipôles magnétiques situés après le dégradeur, assure une seconde sélection en A^3/Z^2 . L'épaisseur et la forme du dégradeur sont optimisées pour préserver l'achromatisme au plan focal [35].

Enfin, le réglage des fentes au plan image 2 et au plan focal permet respectivement d'ajuster l'acceptance en moment du faisceau secondaire ($dp/p = 0,5\%$) et d'augmenter la sélectivité des isotopes au niveau du plan focal [36]. On obtient ainsi un faisceau secondaire "purifié" dans lequel subsistent néanmoins quelques contaminants. Lors de notre expérience, une pureté $P=89(1)\%$ a été atteinte pour le faisceau secondaire de ^{36}S , avec une intensité $I = 8.1(1)10^5 \text{ s}^{-1}$. Le faisceau secondaire de ^{34}Si a atteint, quant à lui, une pureté $P=70(1)\%$ avec une intensité $I = 4.0(1)10^5 \text{ s}^{-1}$. Les matrices d'identification des faisceaux secondaires de ^{36}S et de ^{34}Si sont représentées dans la section 4.2.1.

3.2 Le spectromètre magnétique S800

A la sortie du spectromètre A1900, le faisceau secondaire est focalisé au point objet du spectromètre S800. Ce dernier est composé d'une ligne d'analyse qui s'étend depuis l'objet jusqu'au point pivot, et d'une partie spectrographe qui s'étend du point pivot jusqu'au plan focal (cf. figure 3.2). La ligne d'analyse permet de centrer l'isotope d'intérêt sur la cible de réaction située au point pivot, tandis que la partie spectrographe permet de sélectionner les résidus de la réaction d'arrachage de nucléon (*knockout*) qui seront transmis jusqu'au plan focal, via un réglage des rigidités magnétiques des dipôles D1 et D2. Dans le cadre de notre expérience, S800 a été réglé en mode focalisé [37], ce qui signifie que seule la ligne d'analyse est achromatique. De ce fait, le faisceau secondaire est focalisé au point pivot, alors que le plan focal est dispersif. Un tel réglage permet de déduire l'impulsion des résidus au niveau de la cible de réaction à partir de la mesure de leurs positions et trajectoires au plan focal, tout en assurant que la taille du faisceau secondaire soit inférieure à celle de la cible de réaction.

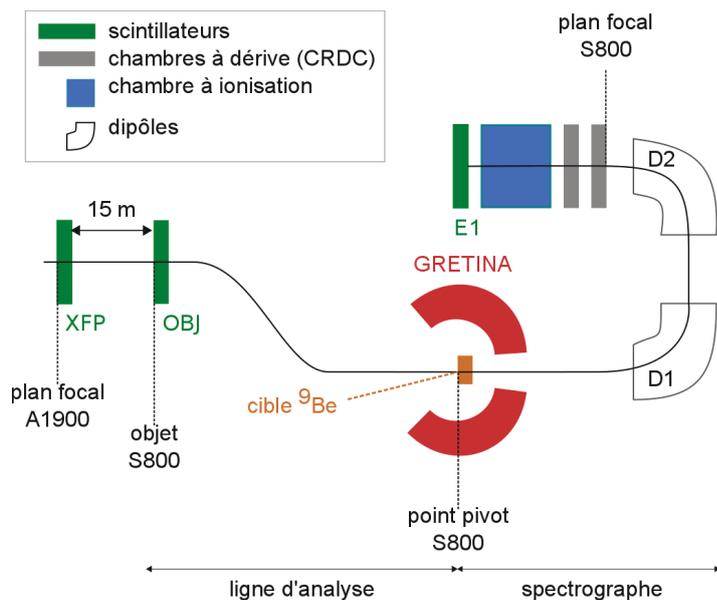


FIGURE 3.2 – Schéma du spectromètre S800 et disposition des détecteurs utilisés pour l'analyse des produits de la réaction de knockout.

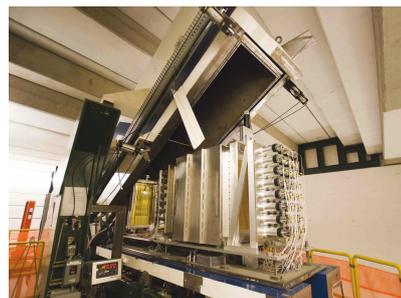


FIGURE 3.3 – Détecteurs au plan focal de S800.

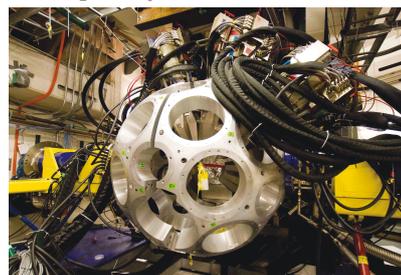


FIGURE 3.4 – GRETINA.

3.3 Détection des résidus de réaction de *knockout*

3.3.1 Mesure des temps de vol : les scintillateurs

Trois scintillateurs plastiques sont utilisés pour la mesure des temps de vol : XFP est situé au plan focal de A1900, OBJ se trouve au point objet de S800, et E1 est placé quelques mètres après le plan focal de S800. Le scintillateur E1 sert de déclenchement pour l'acquisition ainsi que de référence temporelle pour les autres détecteurs : tous les temps, en particulier ceux des autres scintillateurs, sont définis relativement au temps de E1. Les mesures concomitantes des temps de vol entre XFP et E1 d'une part, et entre OBJ et E1 d'autre part, permettent d'identifier les isotopes du faisceau incident. L'identification des résidus de réaction transmis au plan focal de S800 se fait quant à elle en utilisant le temps de vol mesuré entre OBJ et E1, ainsi que la perte d'énergie de l'isotope dans une chambre à ionisation située en amont du scintillateur E1.

3.3.2 Mesure de la perte d'énergie : la chambre à ionisation

Une chambre à ionisation est placée en amont du scintillateur E1 afin de mesurer la perte d'énergie des résidus de *knockout*. Elle est remplie de gaz P10 (mélange d'Argon à 90% et de Méthane à 10%) à une pression de 140 Torr et mesure 40 cm le

long de l'axe du faisceau (z). Elle est segmentée en 16 parties de 2,5 cm de profondeur, chaque segment comprenant une anode. Le schéma de la chambre à ionisation est représenté dans la figure 3.5.

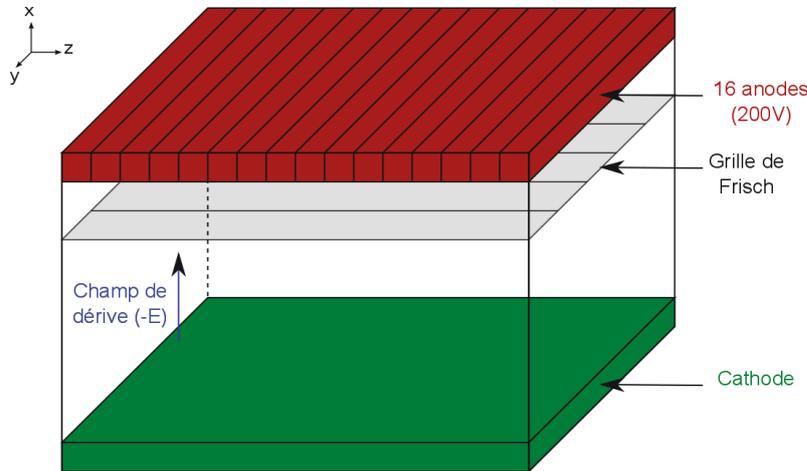


FIGURE 3.5 – Schéma de la chambre à ionisation placée au plan focal de S800.

Lorsqu'une particule chargée traverse un segment, elle perd de l'énergie, créant ainsi des paires ion-électron dans le gaz. Le nombre de paires créées au passage de la particule est proportionnel à la perte d'énergie, le coefficient de proportionnalité dépendant du potentiel d'ionisation du gaz, qui est typiquement de 25-30 eV pour le P10. Les électrons sont collectés par l'anode alors que les ions dérivent vers la cathode. Le champ électrique de dérive est déterminé de telle sorte que le nombre d'électrons (et donc la charge) collectés par l'anode reste proportionnel au dépôt d'énergie. Une grille de Frisch est placée au-dessous des anodes afin d'empêcher que l'amplitude du signal ne dépende de la distance entre le point d'interaction et l'anode.

L'utilisation d'une chambre segmentée a plusieurs avantages : cela permet de compenser la non-uniformité du champ électrique de dérive en utilisant un étalonnage différent pour chaque segment, tout en améliorant la précision sur la mesure de perte d'énergie en calculant la perte d'énergie moyenne sur tous les segments dans lesquels la particule a interagi.

3.3.3 Mesure de la position et de la trajectoire au plan focal : les CRDCs

Les mesures de positions et angles des résidus de réaction au plan focal de S800 se font à l'aide de deux chambres à dérive : les "Cathode Readout Drift Chambers" (CRDCs). Le premier CRDC est placé au plan focal, le second est situé à une

distance de 1,073 m à l'arrière de celui-ci. La partie active de chaque CRDC mesure 56 cm selon la direction dispersive au plan focal (x_{pf}), 26 cm selon la direction non-dispersive (y_{pf}), avec une épaisseur de 1,5 cm le long de l'axe du faisceau (z) [38]. Chaque détecteur est rempli d'un mélange gazeux de tétrafluorure de carbone (CF_4) à 80% et d'isobutane (C_4H_{10}) à 20%, à une pression de 50 Torr [37].

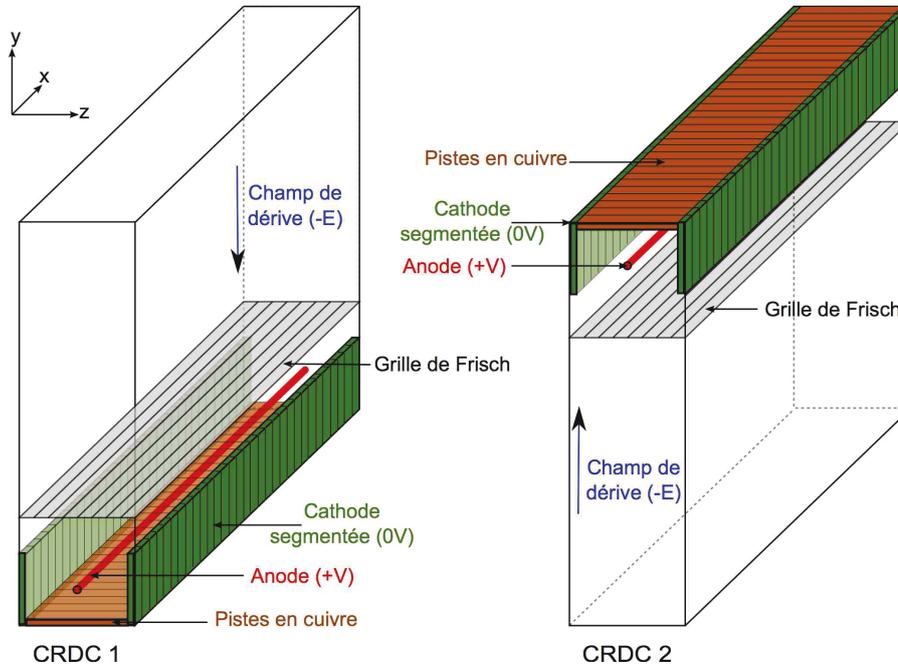


FIGURE 3.6 – Schéma des chambres à dérives (CRDCs) placées au plan focal de S800.

La figure 3.6 montre le principe de fonctionnement des CRDCs : Une anode est polarisée à un potentiel V (typiquement 800 V), ce qui induit un champ électrique \vec{E} dans le gaz. Au passage d'une particule, le gaz est ionisé au point d'interaction, les électrons ainsi produits dérivent en direction de l'anode sous l'influence du champ $-\vec{E}$. Une charge miroir est induite sur les segments de cathode situés dans le voisinage du point de collection des électrons par l'anode. La position non-dispersive (y_{pf}) d'interaction de la particule est déterminée par mesure du temps de dérives des électrons vers l'anode, tandis que la position dispersive (x_{pf}) est déterminée en calculant le centre de gravité de la distribution de charges miroirs induites sur la cathode. Une grille de Frisch est placée au-dessus de l'anode afin de limiter les effets d'avalanche d'électrons, ce qui détériorerait la résolution en position x_{pf} . La résolution en position de chaque CRDC atteint ainsi 0.3 mm dans les deux directions (x_{pf}, y_{pf}). Les angles de la trajectoire du résidu de réaction sont déterminés à partir des deux points d'interaction ($x_{pf}^{(1)}, y_{pf}^{(1)}$) et ($x_{pf}^{(2)}, y_{pf}^{(2)}$) dans les deux CRDCs. Les dimensions des CRDCs permettent d'atteindre une couverture angulaire de $\pm 27^\circ$ dans le plan dispersif (xOz) et de $\pm 13^\circ$ dans le plan non-dispersif (yOz). Les acceptances angu-

lares du spectromètre S800 étant respectivement 7° et 10° dans les plans dispersifs et non dispersifs, la totalité des noyaux transmis dans le spectrographe passe au travers des CRDCs. La distance de l'ordre du mètre entre les deux CRDCs permet d'atteindre une résolution angulaire de l'ordre de $0,02^\circ$.

3.4 Détection des rayonnements γ : le multidétecteur GRETINA

Lors de notre expérience, le multidétecteur GRETINA ("Gamma Ray Energy Tracking In-beam Nuclear Array") a été placé autour de la cible de *knockout* pour détecter les rayonnements γ prompts émis par les résidus de réaction. GRETINA fait partie des détecteurs de dernière génération conçus pour reconstruire avec précision les positions d'interaction, et permettre ainsi de discriminer les interactions provenant d'un même rayonnement γ émis. Une telle procédure, baptisée "tracking", permet à la fois d'augmenter l'efficacité absolue de détection γ et d'améliorer la résolution en position d'interaction au sein d'un cristal de GRETINA [39].

3.4.1 Géométrie de détection

GRETINA est constitué de sept modules du futur détecteur 4π GRETA. Durant notre expérience, quatre des modules étaient placés aux angles avant (58° par rapport à l'axe du faisceau) tandis que les trois autres se situaient dans le plan perpendiculaire au faisceau, couvrant ainsi des angles de $\theta=35^\circ$ à $\theta=115^\circ$ avec un angle solide total de 1π , comme représenté sur la photo 3.7. La distance cible-module est de l'ordre de 20 cm. Chaque module est composé de quatre cristaux hexagonaux de deux types de formes (A et B) permettant de les disposer en géométrie compacte [40], et reliés à un cryostat commun, comme décrit dans le schéma 3.8. Un cristal est composé de 36 segments disposés autour d'une anode centrale selon le schéma 3.9.



FIGURE 3.7 – Position des modules de GRETINA utilisés lors de l'expérience [41].

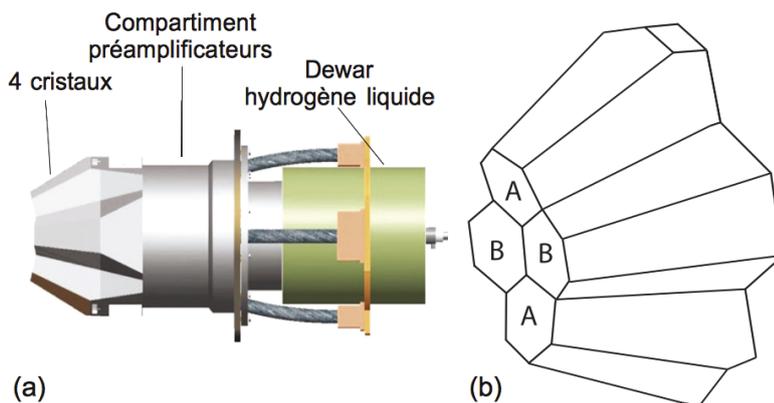


FIGURE 3.8 – (a) Composition d'un module de GRETINA (b) Quatre cristaux (deux de forme A, deux de forme B) arrangés en géométrie compacte [40].

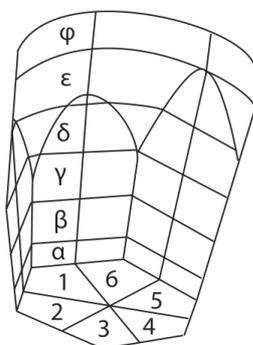


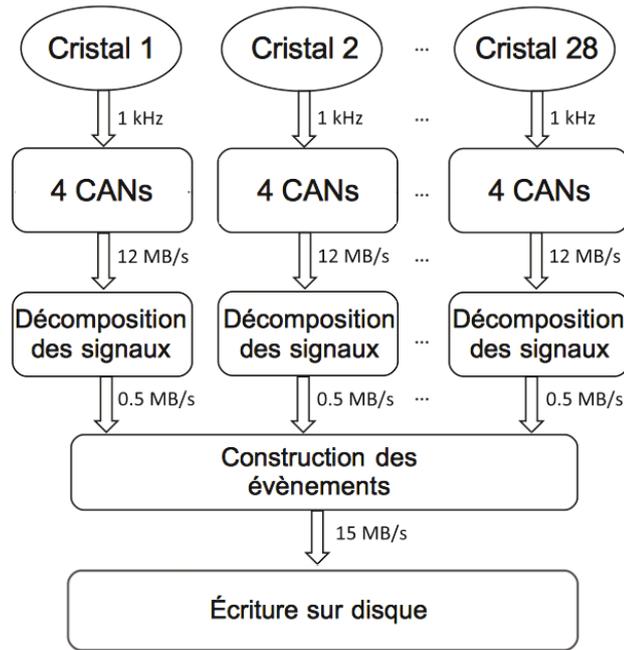
FIGURE 3.9 – Segmentation d'un cristal : chiffres arabes pour la segmentation en angle polaire, lettres grecques pour la segmentation en profondeur [40].

3.4.2 Electronique

Chaque cristal comporte 37 contacts électriques provenant des 36 segments et de son anode, chacun relié à un préamplificateur contenu dans le module. Au total, un module comporte 148 préamplificateurs. Tous les signaux sortants d'un cristal donné sont digitalisés par un groupe de quatre convertisseurs analogique-numériques (CAN) avant d'être envoyés vers une ferme de calcul dédiée pour leur appliquer un algorithme de décomposition de signaux décrit dans la section 3.4.5. Après cette étape, seuls les énergies, positions et temps de chaque interaction sont stockées (cf. schéma 3.10).

3.4.3 Interaction d'un rayonnement γ dans la matière

On distingue trois modes d'interaction des rayonnements γ dans la matière, dont la section efficace dépend de l'énergie du γ et du numéro atomique Z du matériau [42] :


 FIGURE 3.10 – *Electronique d'acquisition de GRETINA [40].*

- L'effet photoélectrique consiste en l'absorption du rayonnement γ par un électron atomique. Si l'énergie du rayonnement E_γ est supérieure à l'énergie de liaison E_b de l'électron, celui-ci est éjecté de l'atome et peut ainsi être collecté, avec une énergie : $E_{e^-} = E_\gamma - E_b$. Sur un spectre γ , l'interaction par effet photoélectrique correspond au pic photoélectrique (cf. figure 3.11).

Dans le cas d'une interaction dans un cristal de Germanium ($Z=32$), ce processus est le plus probable pour des rayonnements d'énergie $0 < E_\gamma < 200$ keV.

- L'effet Compton désigne une interaction entre le rayonnement γ et un électron atomique, lors de laquelle seule une partie de l'énergie E_γ est transférée à l'électron (appelé dans ce cas "électron de recul"). La trajectoire du rayonnement est ainsi déviée à un certain angle θ par rapport à sa trajectoire incidente. L'énergie de l'électron de recul est : $E_{e^-} = E_\gamma - E'_\gamma$, où E_γ et E'_γ désignent respectivement les énergies du photon incident et du photon diffusé. Ces deux quantités sont reliées par la formule de Compton :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (3.3)$$

L'interaction des rayonnements γ induit un fond (le fond Compton) dans le

spectre γ . Ce fond s'étend de 0 keV (cas d'un photon non dévié, $\theta = 0^\circ$) jusqu'à une énergie $E_C^{(max)} = \frac{2E_\gamma^2}{m_e c^2 + 2E_\gamma}$ (énergie maximale pouvant être transférée à l'électron de recul pour $\theta = 180^\circ$).

Dans le cas d'une interaction dans un cristal de Germanium, ce processus est prédominant pour des rayonnements d'énergie $200 < E_\gamma < 8000$ keV.

- Dans le cas où l'énergie du rayonnement $E_\gamma > 2m_e c^2$, celui-ci peut interagir dans le champ coulombien d'un noyau atomique pour créer une paire électron-positron. Le photon disparaît et son excédent d'énergie $E_\gamma - 2m_e c^2$ est distribué sous forme d'énergie cinétique entre l'électron et le positron. Ce dernier va quasi-instantanément s'annihiler avec un électron atomique voisin, créant une paire de deux γ d'énergie $m_e c^2$ émis dos-à-dos. Si ces deux derniers sont à leur tour détectés dans le cristal, la création de paire contribuera au pic photo-électrique. Dans le cas où l'un des deux (les deux) γ d'annihilation du positron traverse le cristal sans interagir, la création de paire contribuera au pic de simple-échappement (double-échappement).

Pour une interaction dans un cristal de Germanium, ce processus est le plus probable pour des énergies $E_\gamma > 8000$ keV.

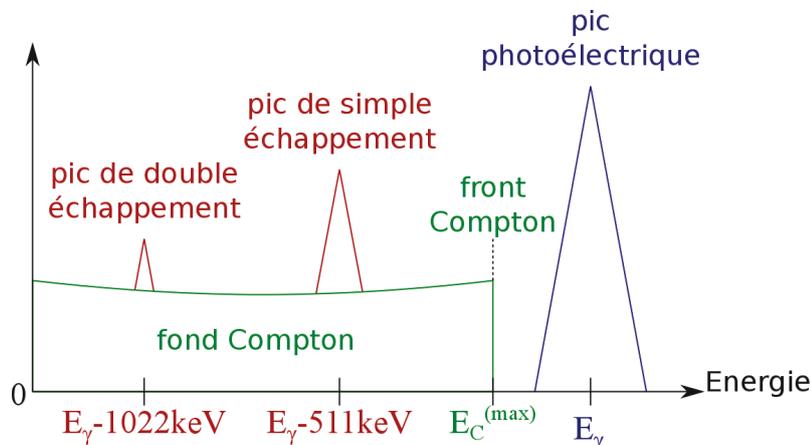


FIGURE 3.11 – Schéma représentant un spectre γ typique.

Dans notre expérience, les énergies typiques des γ d'intérêt s'étendent d'environ 150 keV à plusieurs MeV. Ces rayonnements se situent donc majoritairement dans la plage d'énergie où l'effet Compton est prédominant. Pour un γ donné, le scénario le plus probable correspond à une ou plusieurs interactions Compton suivies d'une absorption par effet photoélectrique. Ceci dégrade le rapport $\frac{\text{pic photoélectrique}}{\text{fond Compton}}$ et mène à une perte d'efficacité absolue de détection.

L'algorithme de décomposition des signaux décrit dans la section 3.4.5 permet de distinguer les différentes interactions ayant eu lieu dans la même fenêtre d'évènement (par exemple un Compton et un photoélectrique issus du même rayonnement γ). L'algorithme de tracking décrit dans la section 3.4.6 permet quant à lui de déterminer le chemin le plus probablement suivi par un rayonnement γ à partir des points d'interaction, et de reconstruire l'énergie totale du γ à l'origine des interactions multiples, compensant ainsi en partie la perte d'efficacité due aux interactions par effet Compton.

3.4.4 Effet Doppler

Dans notre expérience, les photons sont émis en vol par les résidus de réaction. La vitesse des résidus étant typiquement $\beta \sim 0.4$, il faut tenir compte de l'effet Doppler pour déterminer l'énergie du photon E_γ^{CM} dans le centre de masse du résidu à partir de la mesure d'énergie E_γ^{lab} dans le référentiel du laboratoire :

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

Cette opération nécessite de connaître l'angle d'émission du photon par rapport à la trajectoire du résidu θ_{lab} avec une précision raisonnable. L'angle θ_{lab} est déduit de la position de première interaction (r, θ, z) du photon dans le cristal, en tenant compte de la position de réaction dans la cible le long de la direction non-dispersive (y) (qui est déterminée événement par événement à partir des positions et trajectoires au plan focal, cf. section 4.2.2). Les deux autres coordonnées de réaction (x, z) n'étant pas reconstruites, on fait l'approximation que la réaction a lieu au point $(x=0, y, z=0)$ dans la cible de *knockout*. L'angle θ_{lab} est ensuite corrigé pour tenir compte de la trajectoire du résidu de réaction, qui est déduite événement par événement de la mesure des positions et trajectoires au plan focal.

La nécessité de connaître la position de première interaction (r, θ, z) avec une précision suffisante justifie l'utilisation d'un détecteur segmenté. Il est aussi nécessaire de pouvoir distinguer quelle interaction a été la première, en cas d'interactions multiples d'un même γ au sein du cristal. L'algorithme de décomposition des signaux décrit dans la section 3.4.5 permet de discriminer les multiples interactions provenant d'un même γ , et d'atteindre une résolution en position d'interaction inférieure à la taille d'un segment. L'algorithme de tracking discuté dans la section 3.4.6 permet quant à lui de déterminer quelle interaction est le plus probablement la première.

3.4.5 Algorithme de décomposition des signaux

L'interaction d'un rayonnement γ au sein d'un cristal induit un signal électrique dans chaque segment de celui-ci ainsi que sur son anode centrale. Le segment dans lequel le photon a interagi mesure la charge nette, alors que les 35 autres segments mesurent la charge-miroir créée par cet interaction. L'amplitude du signal collecté sur l'anode centrale est proportionnelle à l'énergie déposée par le photon. Le temps de montée des signaux respectifs du segment touché et de l'anode dépend du temps de dérive des électrons dans le cristal. Ce temps de montée est donc caractéristique de la distance entre le point d'interaction et l'anode (coordonnée radiale r dans un repère cylindrique, cf. figure 3.12). Les formes et amplitudes des signaux-miroirs induits dans les segments voisins dépendent de la profondeur z et de l'angle polaire θ du point d'interaction. Un dépôt d'énergie E à une position (r,θ,z) donnée du cristal correspond donc à un ensemble unique de signaux.

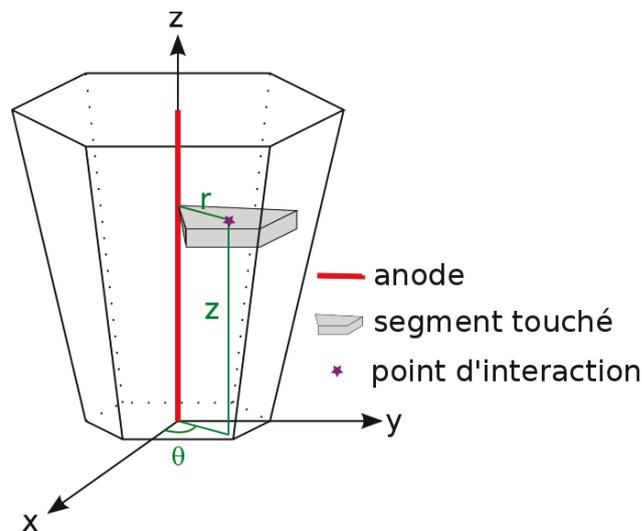


FIGURE 3.12 – Représentation d'une interaction dans un module de GREINA.

Lorsqu'un rayonnement γ atteint le cristal, il peut produire plusieurs points d'interaction (par exemple en interagissant par effet Compton puis par effet photoélectrique). L'ensemble de signaux collectés dans l'anode et les 36 segments est alors une superposition des ensembles "élémentaires" de signaux induits par une unique interaction. L'algorithme de décomposition des signaux permet de déterminer le nombre d'interactions ainsi que leurs positions et énergies respectives. Plus précisément, il opère un ajustement de l'ensemble de signaux collectés avec une combinaison linéaire de "signaux de bases" issus d'une banque de données. Ces signaux de bases ont été simulés pour des points d'interactions uniques situés sur une grille tridimensionnelle de maillage 1 mm. Un tel procédé permet d'atteindre une résolution en position d'interaction de l'ordre de 1-2 mm [40].

3.4.6 Algorithme de tracking

L'algorithme de tracking permet de déterminer quelles interactions proviennent d'un même rayonnement γ , et de déterminer la trajectoire suivie par ce dernier. Dans un premier temps, l'algorithme regroupe tous les points d'interactions susceptibles de provenir d'un même rayonnement γ sur la base d'arguments géométriques simples tels que la séparation angulaire des points les uns par rapport aux autres. La formule de Compton 3.3 est ensuite utilisée dans chaque sous-groupe pour déterminer la séquence de diffusions la plus probable. A chacune des combinaisons de séquences de diffusions reliant tous les points d'interaction du sous-groupe, on attribue un facteur de mérite qui reflète la déviation des supposés angles de diffusion par rapport aux angles évalués à l'aide de la formule de Compton à partir des énergies déposées à chaque point d'interaction. Le regroupement des points d'interaction et la détermination de la trajectoire la plus probable pour chaque sous-groupes peuvent être opérés de manière itérative afin de corriger d'éventuelles erreurs de regroupement [43].

Une fois toutes les trajectoires des rayonnements γ déterminées, il est possible d'utiliser la procédure d'addback afin d'améliorer le rapport $\frac{pic}{total}$ du spectre γ . Cette procédure consiste à sommer les énergies de tous les points d'interaction contenus dans un même sous-groupe.

Il est relativement difficile de simuler des efficacités en tenant compte de l'algorithme de tracking. De plus, dans la géométrie de notre expérience (seulement sept modules utilisés), l'utilisation d'un tel algorithme apporte un bénéfice très limité en ce qui concerne l'efficacité γ . C'est pourquoi cet algorithme n'a pas été utilisé pour l'analyse de cette expérience. Dans cette analyse, on considère que l'interaction de plus grande énergie est toujours la première interaction. La procédure d'addback est quant à elle opérée en considérant que toutes les interactions ayant lieu dans des cristaux voisins proviennent du même rayonnement γ .

3.5 Logique d'acquisition et déclenchements

Lors de l'expérience, deux types de déclenchements ont été utilisés pour l'acquisition des données. Le premier mode de déclenchement ("trigger S800") correspond au passage d'un ion dans le scintillateur plastique E1 situé au plan focal de S800. Pour les acquisitions utilisant le faisceau incident de ^{36}S , le taux de comptage important a nécessité que ce déclenchement soit divisé : seul un évènement sur dix a été enregistré avec ce trigger. Le second mode de déclenchement correspond à une coïncidence entre le trigger S800 et une interaction dans GRETINA ("trigger S800-GRETINA"). Le trigger GRETINA est un OU logique entre tous les signaux

provenant de chacun des 28 cristaux. La coïncidence S800-GRETINA est conditionnée par un intervalle de temps inférieur à 500 ns entre le trigger S800 et le trigger GRETINA.

CHAPITRE 4

Analyse de l'expérience

4.1 Etalonnages

4.1.1 La chambre à ionisation

4.1.1.1 Alignement de la perte d'énergie dans les segments

Comme décrit dans la section 3.3.2, la chambre à ionisation est segmentée en 16 parties, chaque segment comportant sa propre anode. On définit $C^{(i)}$ et $\Delta E^{(i)}$ comme étant respectivement la charge collectée et la perte d'énergie correspondante dans le segment i . La relation entre charge collectée et perte d'énergie est supposée linéaire :

$$\Delta E^{(i)} = a^{(i)}C^{(i)} + b^{(i)} \quad (4.1)$$

A cause de la non-uniformité du champ de dérive dans la chambre à ionisation, chaque anode collecte une charge $C^{(i)}$ différente au passage d'un isotope donné. Cependant, le fait que chaque segment ait la même épaisseur impose que la perte d'énergie $\Delta E^{(i)}$ soit la même dans chacun des segments. On choisit comme référence le segment 1. L'étalonnage consiste à déterminer les $a^{(i)}, b^{(i)}$ tels que $\Delta E^{(i)} = \Delta E^{(1)}, \forall i = \{0, \dots, 15\}$ pour un isotope donné. Ceci est possible si l'on sélectionne au moins deux isotopes de charge Z différente (qui ont une perte d'énergie $\Delta E^{(i)}$ bien distincte l'un de l'autre).

A ce stade, la perte d'énergie dans la chambre à ionisation n'étant pas étalonnée, il a été choisi d'utiliser une acquisition du faisceau de ^{36}S non-réagi afin de pouvoir sélectionner les isotopes uniquement à partir de leurs temps de vol. La matrice d'identification en temps de vol pour le faisceau non-réagi est représentée dans la figure 4.1. Les deux isotopes les plus produits (^{36}S et ^{35}P) ont été choisis pour étalonner la chambre à ionisation. La figure 4.2 montre la charge collectée $C^{(i)}$ et la perte d'énergie $\Delta E^{(i)}$ en fonction du numéro de segment, après sélection du ^{36}S dans la matrice en temps de vols.

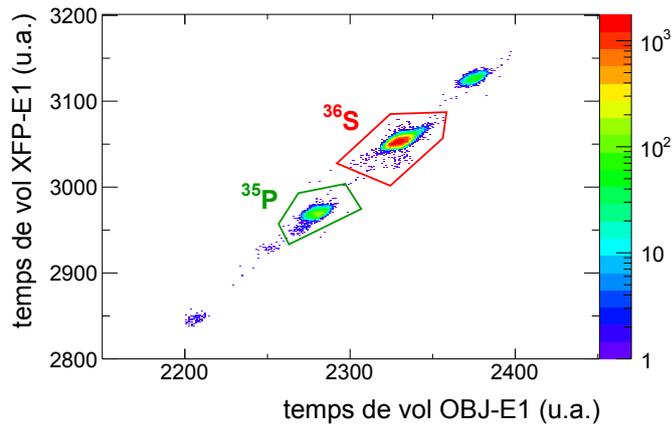


FIGURE 4.1 – Matrice d'identification en temps de vol pour le faisceau non-réagi. Rouge : sélection des isotopes ^{36}S . Vert : sélection des isotopes ^{35}P .

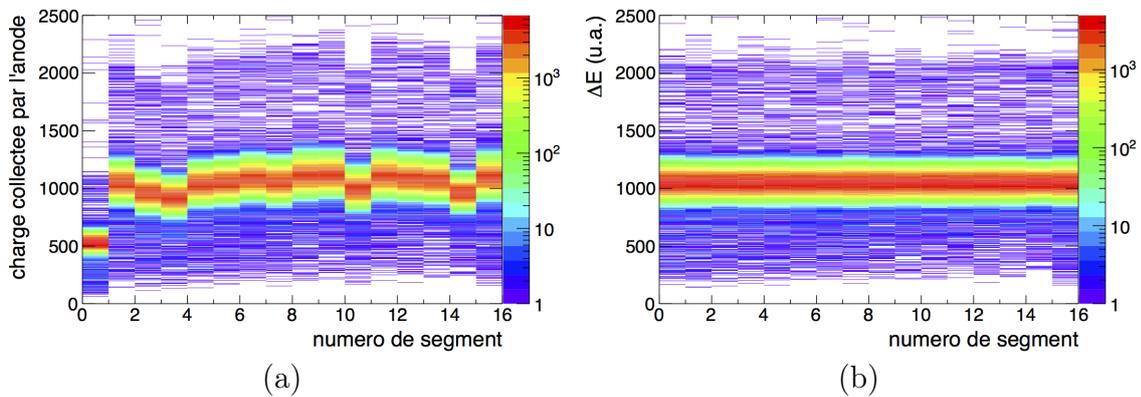


FIGURE 4.2 – (a) Charge collectée par l'anode en fonction du numéro de segment. (b) Perte d'énergie en fonction du numéro de segment. (Condition ^{36}S incident).

4.1.1.2 Correction de la perte d'énergie en fonction de la distance à l'anode

Au plan focal du spectromètre S800, les isotopes sont distribués en position (selon la direction x) en fonction de leur énergie. La perte d'énergie dans la chambre à ionisation dépend de la masse et de la charge de l'isotope, mais aussi de l'énergie de l'isotope elle-même. Le but étant de discriminer les isotopes en fonction de leur masse et de leur charge, on cherche à s'affranchir de la dépendance en énergie, qui détériore la résolution en perte d'énergie. Pour ce faire, on corrige la perte d'énergie ΔE dans la chambre à ionisation de sorte que celle-ci ne soit plus corrélée à la position x_{fp} au plan focal :

$$\Delta E_{\text{cor}} = \Delta E e^{p(x_{fp} - d_0)} \quad (4.2)$$

où p et d_0 sont des paramètres à déterminer. La perte d'énergie ΔE_{cor} obtenue ainsi est quasi-indépendante de la position x_{fp} , comme montré dans la figure 4.3(b).

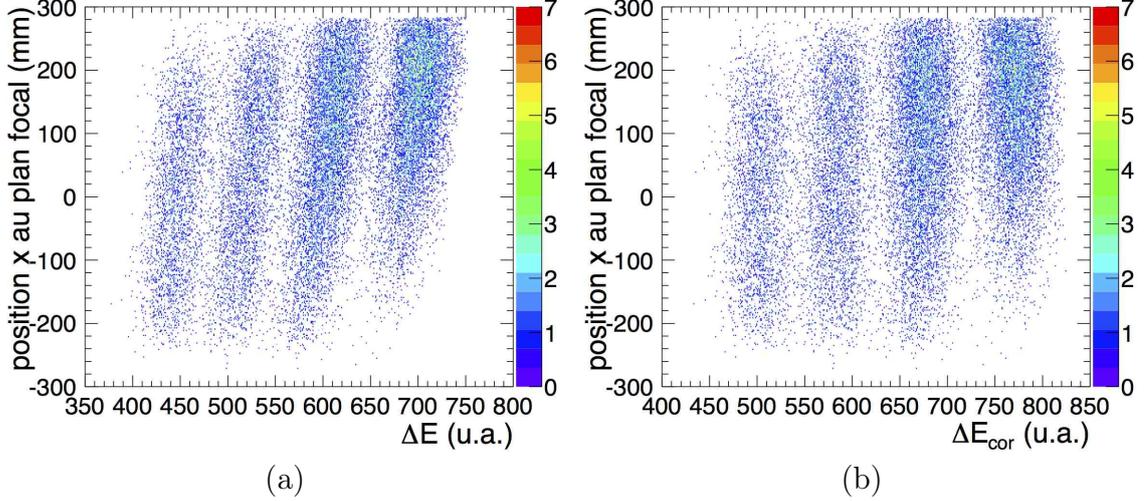


FIGURE 4.3 – (a) Position au plan focal en fonction de la perte d'énergie (non corrigée). (b) Position au plan focal en fonction de la perte d'énergie (corrigée). (Condition ^{36}S incident et quatre noyaux sortants de Z différents, qui ont chacun une perte d'énergie ΔE et une distribution au plan focal (x_{pf}) différentes.

4.1.2 Correction des temps de vol

Du fait de la grande acceptance en moment du spectromètre S800, les trajectoires des résidus de réactions peuvent dévier considérablement par rapport à la trajectoire de référence d'un résidu ayant l'impulsion nominale. La longueur du chemin suivi dans le spectromètre peut donc être différente pour deux isotopes de même masse A et même charge Z . Ceci induit une détérioration de la résolution en temps de vol, aussi bien pour le temps mesuré entre le plan focal de A1900 et le plan focal de S800 ($T_{\text{XFP-E1}}$) que pour celui mesuré entre l'objet et le plan focal de S800 ($T_{\text{OBJ-E1}}$). Afin d'améliorer les résolutions en temps de vol $T_{\text{XFP-E1}}$ et $T_{\text{OBJ-E1}}$, on corrige ces derniers pour qu'ils soient quasi-indépendants de l'angle a_{fp} et de la position x_{pf} dans le plan dispersif (xOz). La correction est limitée au premier ordre :

$$\begin{aligned} T_{\text{XFP-E1}}^{\text{cor}} &= T_{\text{XFP-E1}} + \alpha x_{pf} + \beta a_{fp} \\ T_{\text{OBJ-E1}}^{\text{cor}} &= T_{\text{OBJ-E1}} + \alpha' x_{pf} + \beta' a_{fp} \end{aligned} \quad (4.3)$$

où $\alpha, \beta, \alpha', \beta'$ sont des paramètres à déterminer pour chaque réglage du spectromètre S800. La figure 4.4 montre les corrélations entre le temps de vol $T_{\text{OBJ-E1}}$ et les angles et positions a_{fp}, x_{pf} , avant et après correction. L'évolution de la résolution en temps de vol qui résulte de cette correction peut être évaluée en comparant les matrices

d'identification en $\Delta E - TOF$ obtenues respectivement avant et après application de cette correction (cf. figure 4.5).

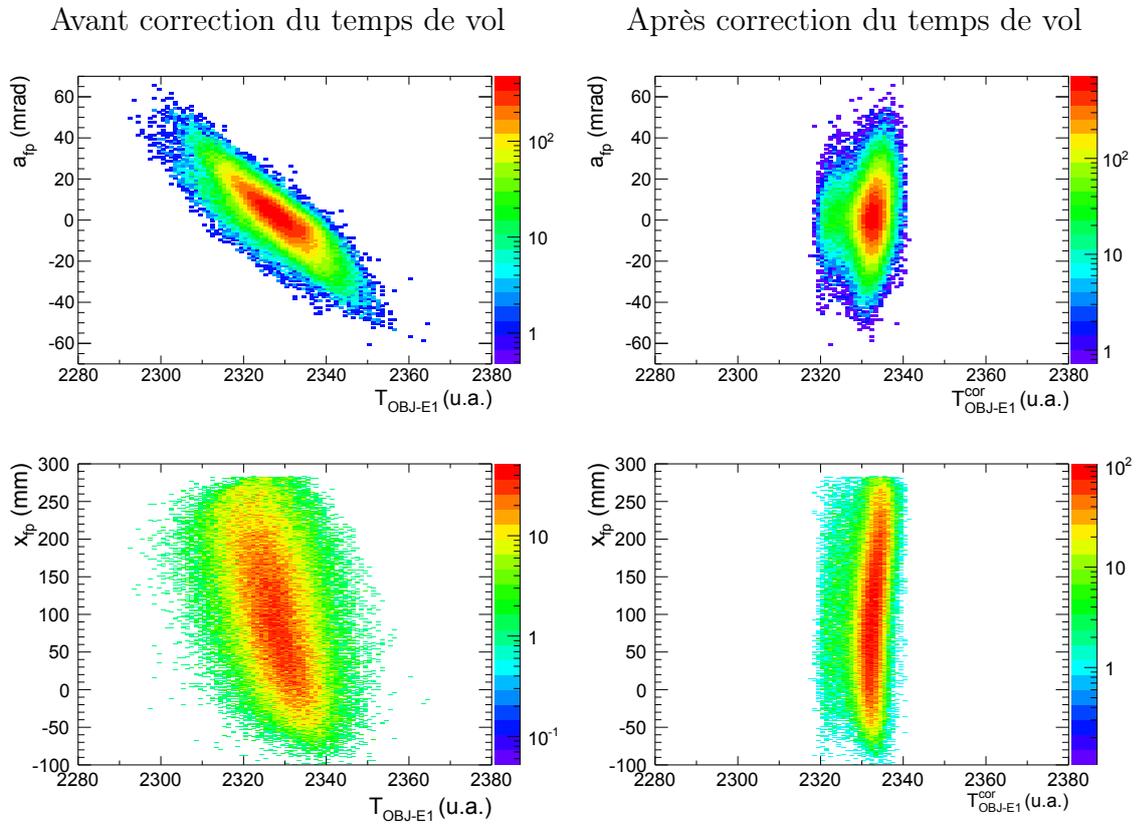


FIGURE 4.4 – Corrélations entre l'angle a_{fp} et le temps de vol T_{OBJ-E1} (haut), corrélations entre la position x_{fp} et le temps de vol T_{OBJ-E1} (bas), avant et après correction du temps de vol. (Condition ^{36}S incident et ^{35}P sortant).

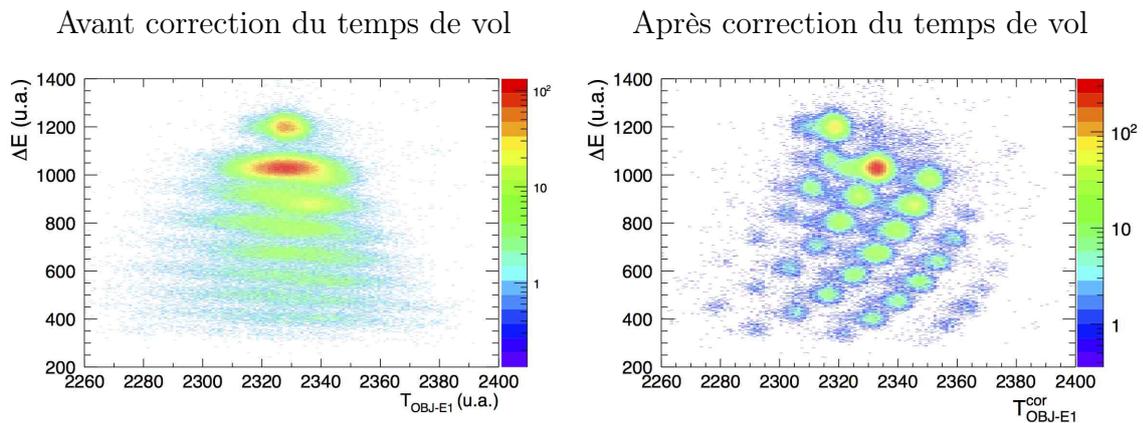


FIGURE 4.5 – Matrice d'identification en perte d'énergie et temps de vol, avant et après correction du temps de vol T_{OBJ-E1} . (Condition ^{36}S incident).

4.1.3 Les chambres à dérives

4.1.3.1 Alignement des gains des segments

Comme décrit dans la section 3.3.3, la position dans le plan dispersif x_{pf} est déterminée pour chaque CRDC en calculant le centre de gravité de la distribution de charges miroirs sur la cathode segmentée. Plus précisément, le centre de gravité est calculé dans l'intervalle $[\max-10, \max+10]$, où \max représente le numéro de segment où une charge maximale a été déposée. Afin d'optimiser la résolution en position x_{pf} , il est nécessaire d'ajuster le gain de chacun des segments pour que le passage d'un isotope de A,Z donnés induise toujours la même charge maximale, peu importe le numéro de segment "max" touché. Dans le cas contraire, la détermination du segment "max" permettant de définir l'intervalle $[\max-10, \max+10]$ serait faussée.

On choisit un étalonnage linéaire pour les charges déposées $C^{(i)}$ sur chaque segment i ($i \in \{1, \dots, 220\}$) :

$$C_{\text{cal}}^{(i)} = a^{(i)}C^{(i)} + b^{(i)} \quad (4.4)$$

Les coefficients $a^{(i)}$, $b^{(i)}$ sont déterminés de la manière suivante :

- Pour des résidus de différents A,Z, on calcule la charge moyenne induite sur le segment i lorsque celui-ci est "max" : $\langle C^{(max=i)} \rangle_{A,Z}$
- On choisit un segment de référence (le segment 120 dans notre cas). Les coefficients $a^{(i)}$, $b^{(i)}$ doivent être tels que la charge étalonnée $\langle C_{\text{cal}}^{(max=i)} \rangle_{A,Z}$ induite sur le segment i soit la même que la charge induite sur le segment 120 lorsque celui-ci est "max" :

$$\langle C_{\text{cal}}^{(max=i)} \rangle_{A,Z} = a^{(i)} \langle C^{(max=i)} \rangle_{A,Z} + b^{(i)} = \langle C^{(max=120)} \rangle_{A,Z} \quad (4.5)$$

En d'autres termes, $a^{(i)}$ et $b^{(i)}$ sont respectivement la pente et l'ordonnée à l'origine de la droite $y=f(x)$ définie par les points :

$$(x, y) = (\langle C^{(max=i)} \rangle_{A,Z}, \langle C^{(max=120)} \rangle_{A,Z}) \quad (4.6)$$

obtenus pour des résidus de différents A,Z.

- Un tel étalonnage peut changer, pour un évènement donné, le numéro du segment "max". C'est pourquoi la procédure de détermination des coefficients $a^{(i)}$, $b^{(i)}$ est itérative : une fois les $a^{(i)}$, $b^{(i)}$ déterminés, il est nécessaire de ré-extraire le numéro de segment "max" pour chaque évènement, et de répéter les étapes listées ci-dessus.

Les différents résidus A,Z sont choisis de sorte que leurs distributions en position au plan focal soient les plus larges et uniformes possibles, tout en fournissant assez de statistique pour déterminer les $\langle C^{(max=i)} \rangle_{A,Z}$ avec une précision raisonnable. La

figure 4.6 représente les isotopes garantissant le meilleur compromis entre toutes ces contraintes, et qui ont donc été utilisés pour l'ajustement des gains des CRDCs. Il est nécessaire de pouvoir sélectionner avec précision les différents isotopes choisis pour l'étalonnage, c'est pourquoi l'étalonnage des CRDCs doit être fait après les étapes de corrections des temps de vol et de la perte d'énergie dans la chambre à ionisation, respectivement décrits dans les sections 4.1.2 et 4.1.1.2.

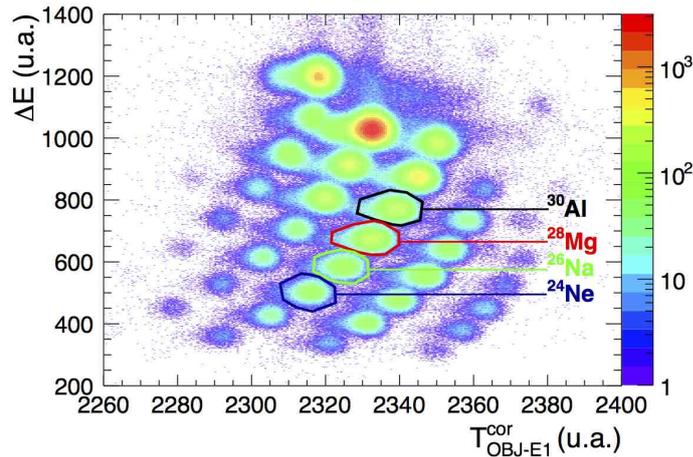


FIGURE 4.6 – Matrice d'identification (condition : ^{36}S incident). Les isotopes utilisés pour l'ajustement des gains des segments sont représentés par les contours noir, rouge, vert et bleu.

Les charges $C^{(max=i)}$ et $C_{\text{cal}}^{(max=i)}$ sont représentées pour l'isotope ^{30}Al dans la figure 4.7. Les charges moyennes $\langle C_{\text{cal}}^{(max=i)} \rangle_{A,Z}$ pour chaque isotope sélectionné sont représentées dans la figure 4.8. Pour le CRDC 2, on remarque que les segments de numéro inférieur à 30 ne sont pas étalonnés. Ceci est dû à un manque de statistique pour calculer les charges moyennes $\langle C^{(max=i)} \rangle_{A,Z}$ pour ces segments. Les largeurs des distributions en position x_{pf} des résidus de réactions ^{35}P , ^{35}S , ^{33}Al , ^{33}Si observées par la suite respectivement pour les quatre voies de réaction $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$, $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$, $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$, $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$, sont reportées sur la figure 4.8. Aucune de ces distributions ne s'étend jusqu'à la zone des segments non-étalonnés du CRDC 2. Le manque de statistique sur ces segments n'est donc pas problématique pour les voies de réactions étudiées ici.

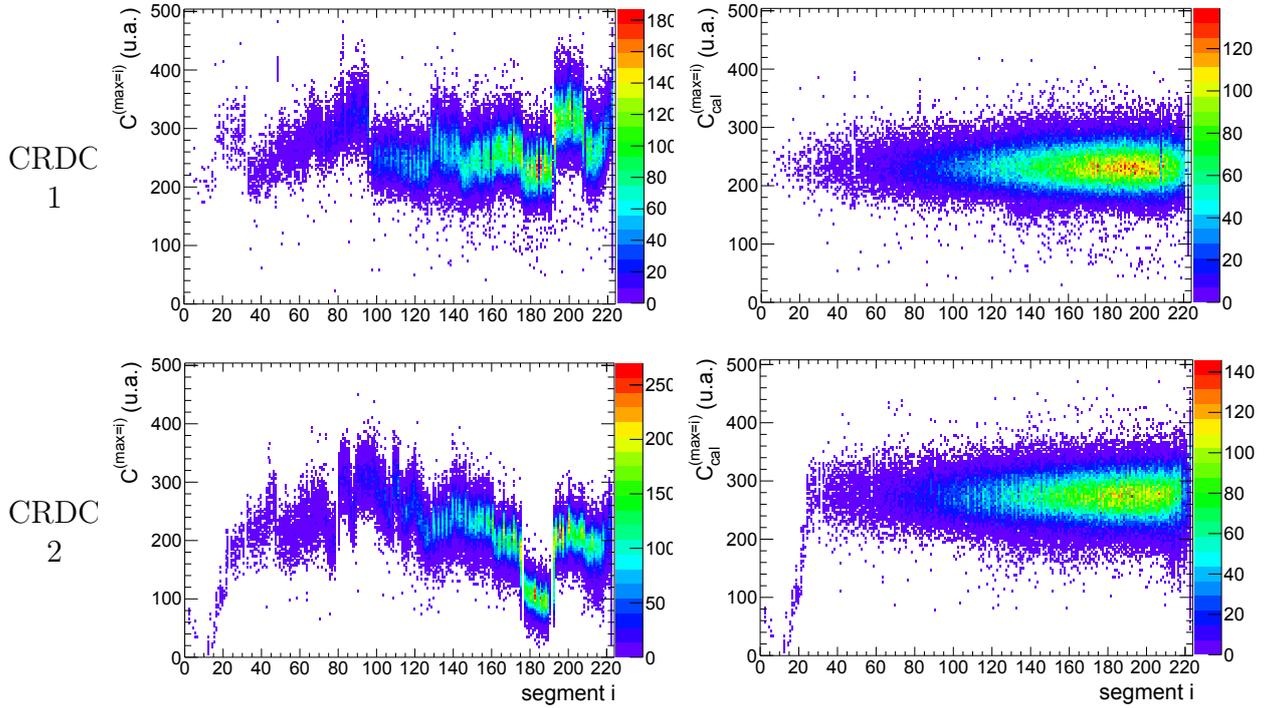


FIGURE 4.7 – Charge induite sur le segment i lorsque celui-ci est "max", avant ajustement des gains ($C^{(i=max)}$) et après ajustement des gains ($C_{cal}^{(i=max)}$).
(Condition : ^{36}S incident, ^{30}Al sortant.)

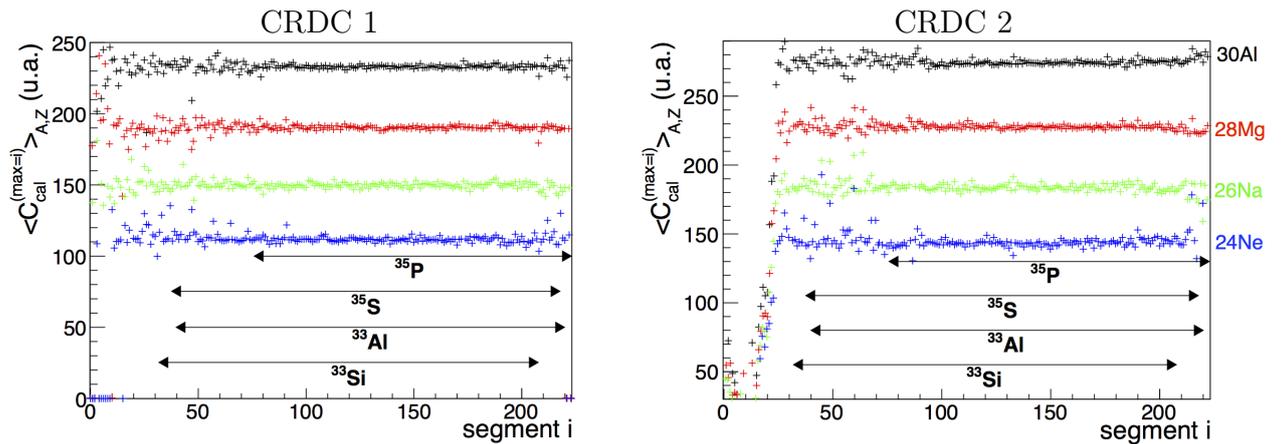


FIGURE 4.8 – Charge moyenne induite sur le segment i lorsque celui-ci est "max", après ajustement des gains, pour chacun des isotopes sélectionnés. Les largeurs des distributions observées par la suite pour les résidus des quatre voies de réaction $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$, $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$, $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$, $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$, sont aussi reportées.

4.1.3.2 Reconstruction des positions au plan focal x_{pf} et y_{fp}

Afin d'extraire les positions absolues (en mm) dans le plan dispersif (x_{pf}) et dans le plan non dispersif (y_{fp}), deux acquisitions ont été faites à la fin de l'expérience, lors desquelles un masque a été placé sur chacun des CRDCs. Les positions (x,y) théoriques des trous du masque utilisé pour l'étalonnage sont reportées sur la figure 4.9 (cercles rouges et bleus). On note x_1 (x_2) la position dans le plan dispersif au niveau du CRDC1 (CRDC2), et y_1 (y_2) la position dans le plan non-dispersif au niveau du CRDC1 (CRDC2).

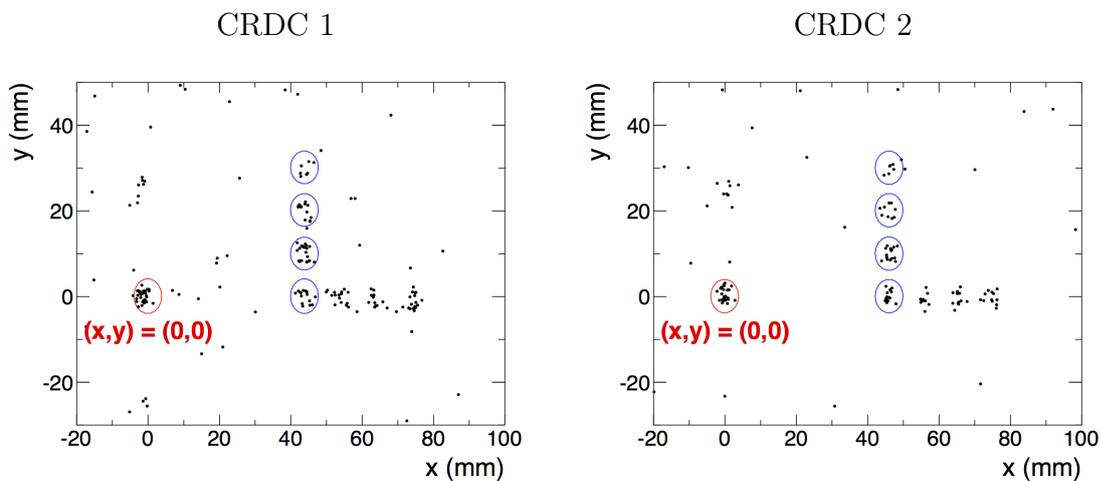


FIGURE 4.9 – Points noirs : positions absolues (x,y) des isotopes ayant traversé le masque et détectés dans les CRDCs. Cercle rouge : position théorique du trou utilisé pour l'étalonnage en x . Cercles bleus : position théorique des trous utilisés pour l'étalonnage en y .

Les positions absolues dans le plan dispersif x_1 et x_2 sont déduites à partir des centres de gravités c_g des distributions de charges sur la cathode segmentée :

$$\begin{aligned} x_1 &= s_1 c_g + o_1 \\ x_2 &= s_2 c_g + o_2 \end{aligned} \quad (4.7)$$

où s_1 , s_2 sont fixés par la taille d'un segment : $s_1 = s_2 = 2.54$ mm. Les paramètres o_1 , o_2 sont quant à eux ajustés pour que les isotopes ayant traversé le trou de coordonnées $(0,0)$ (cercle rouge) correspondent aux positions absolues $x_1 = 0$ et $x_2 = 0$ mesurées sur les CRDCs 1 et 2.

Les positions absolues dans le plan non dispersif y_1 et y_2 sont déduites du temps

de dérive t des électrons dans les CRDCs 1 et 2 :

$$\begin{aligned} y_1 &= v_1 t + c_1 \\ y_2 &= v_2 t + c_2 \end{aligned} \tag{4.8}$$

où v_1, v_2, c_1, c_2 sont ajustés pour que les isotopes ayant traversé les trous représentés en bleu aient des positions absolues y_1, y_2 correspondant aux positions théoriques de ces trous (respectivement $y = 0, 10, 20,$ ou 30 mm).

Les paramètres v_1 et v_2 représentent les vitesses de dérive des électrons dans les CRDCs 1 et 2. Ils peuvent varier au cours du temps, par exemple si la pression du gaz ou le champ de dérive dans les CRDCs changent. Afin de compenser cette variation de vitesse, les coefficients c_1 et c_2 sont corrigés pour chaque acquisition de la façon suivante :

- On détermine les v_1, v_2, c_1, c_2 pour les acquisitions avec les masques faites à la fin de l'expérience.
- On utilise ces coefficients pour l'étalonnage de l'acquisition de physique la plus proche en temps des acquisitions de masques (i.e. la dernière acquisition de physique).
- Pour toutes les acquisitions précédentes avec le même réglage de S800, on ajuste c_1 et c_2 pour que les positions moyennes des résidus transmis au plan focal $\langle y_1 \rangle, \langle y_2 \rangle$ soient les mêmes que dans la dernière acquisition de physique.
- Pour les autres acquisitions ayant eu lieu avant un changement de réglage de S800, on fait l'hypothèse que la vitesse de dérive n'a pas changé entre la dernière acquisition de ce réglage et la première acquisition du réglage suivant (i.e. on utilise les mêmes valeurs de c_1 et c_2 pour ces deux acquisitions). Puis on ajuste les c_1, c_2 des acquisitions précédentes pour que les positions $\langle y_1 \rangle, \langle y_2 \rangle$ soient les mêmes que dans la dernière acquisition du réglage de S800 considéré.

Les positions moyennes $\langle y_1 \rangle, \langle y_2 \rangle$ obtenues après correction des c_1 et c_2 pour chaque acquisition sont représentées en fonction du numéro d'acquisition dans la figure 4.10. Les faisceaux incidents ($^{36}\text{S}, ^{34}\text{Si}$) et réglages de S800 ((-1p), (-1n)) correspondant à chaque acquisition sont reportés.

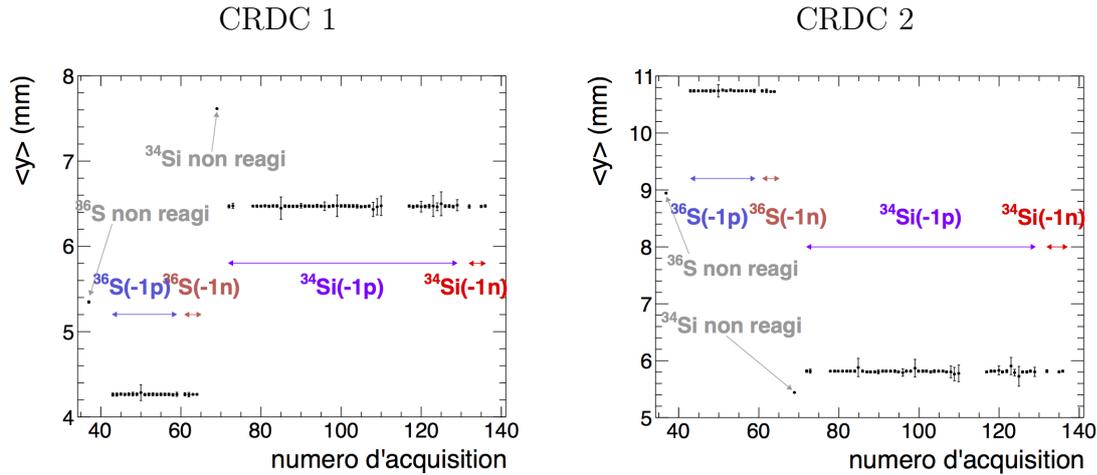


FIGURE 4.10 – Positions moyennes $\langle y \rangle$ dans chaque CRDC en fonction du numéro d'acquisition. Les faisceaux incidents (^{36}S , ^{34}Si) et réglages de S800 ($(-1p)$, $(-1n)$) correspondant à chaque acquisition sont reportés en couleur.

4.2 Détection des ions lourds

4.2.1 Sélection des résidus de *knockout*

Les noyaux incidents sont séparés en masse via les mesures des temps de vol $T_{\text{XFP-E1}}$ (entre le plan focal de A1900 et le plan focal de S800) et $T_{\text{OBJ-E1}}$ (entre l'objet de S800 et le plan focal de S800). Entre le plan focal de A1900 et l'objet de S800, le faisceau parcourt environ 15 m sans subir aucune déviation, accélération, ou perte d'énergie. Le temps de vol $T_{\text{XFP-OBJ}}$ entre le plan focal de A1900 et l'objet de S800 dépend donc uniquement de la masse A de l'isotope. On a les relations :

$$\begin{aligned} T_{\text{XFP-E1}} &= T_{\text{XFP-OBJ}} + T_{\text{OBJ-E1}} \\ T_{\text{XFP-OBJ}} &\propto A \end{aligned} \quad (4.9)$$

Ceci implique qu'en traçant $T_{\text{XFP-E1}}$ en fonction de $T_{\text{OBJ-E1}}$, on obtient une droite de coefficient directeur 1 dont l'ordonnée à l'origine dépend uniquement de la masse A de l'isotope. Les matrices d'identification en temps de vol obtenues pour les deux faisceaux incidents utilisés lors de l'expérience (^{36}S et ^{34}Si) sont représentées dans la figure 4.11. Les sélections promptes des isotopes ^{36}S et ^{34}Si sont représentées par les contours rouges. Les événements en dehors de ces contours sont répétés en temps modulo l'intervalle de temps correspondant à la radiofréquence du cyclotron. On interprète ces répétitions comme des événements décorrélés en temps, causés par l'inefficacité des scintillateurs XFP et OBJ, c'est pourquoi on choisit de ne pas les inclure dans l'analyse.

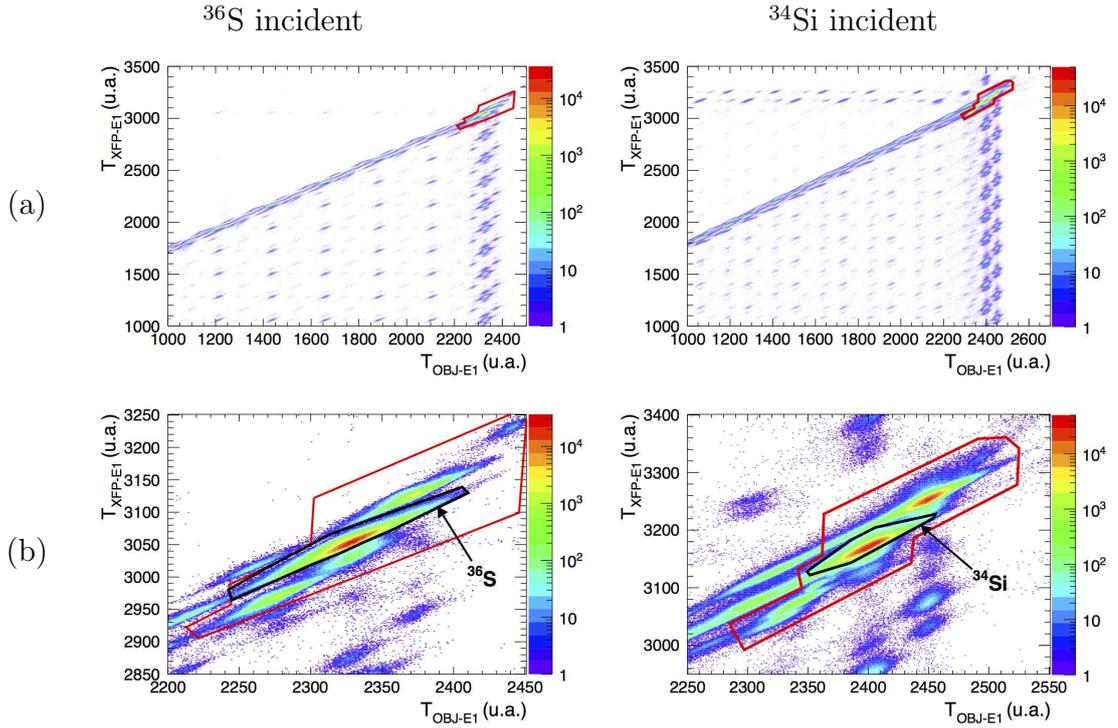


FIGURE 4.11 – (a) Matrices d'identification en temps de vol pour les deux faisceaux incidents. Les évènements prompts sont représentés par les contours rouges. (b) Zoom autour des évènements prompts, la sélection des isotopes ^{36}S et ^{34}Si est représentée en noir.

Après la cible, les résidus de réaction sont identifiés par les mesures concomitantes de leur perte d'énergie dans la chambre à ionisation et de leur temps de vol $T_{\text{OBJ-E1}}^{\text{cor}}$. Les matrices d'identification obtenues pour chaque faisceau incident (^{36}S , ^{34}Si) et réglage de S800 ((-1p), (-1n)) sont représentées dans la figure 4.12.

4.2.2 Reconstruction des positions et trajectoires sur cible

A partir de la mesure des positions et angles des résidus de réaction au plan focal x_{fp} , y_{fp} , θ_{fp} et ϕ_{fp} , il est possible de reconstruire quatre quantités indépendantes en sortie de la cible de réaction. Afin d'extraire l'impulsion \vec{p}_{ta} du résidu de réaction au milieu de la cible, on choisit de reconstruire les trois quantités θ_{ta} , ϕ_{ta} et d_{ta} , désignant respectivement les deux angles définissant la trajectoire du résidu, et sa variation d'énergie par rapport à l'énergie E_0 d'une particule de référence suivant la trajectoire centrale du spectromètre : $d_{ta} = \frac{\Delta E_{ta}}{E_0}$. La quatrième quantité reconstruite sur cible est la position dans le plan non-dispersif y_{ta} , qui sera utilisée pour améliorer la correction Doppler des énergies E_γ des rayonnements γ prompts émis par le résidu (cf. section 3.4.4).

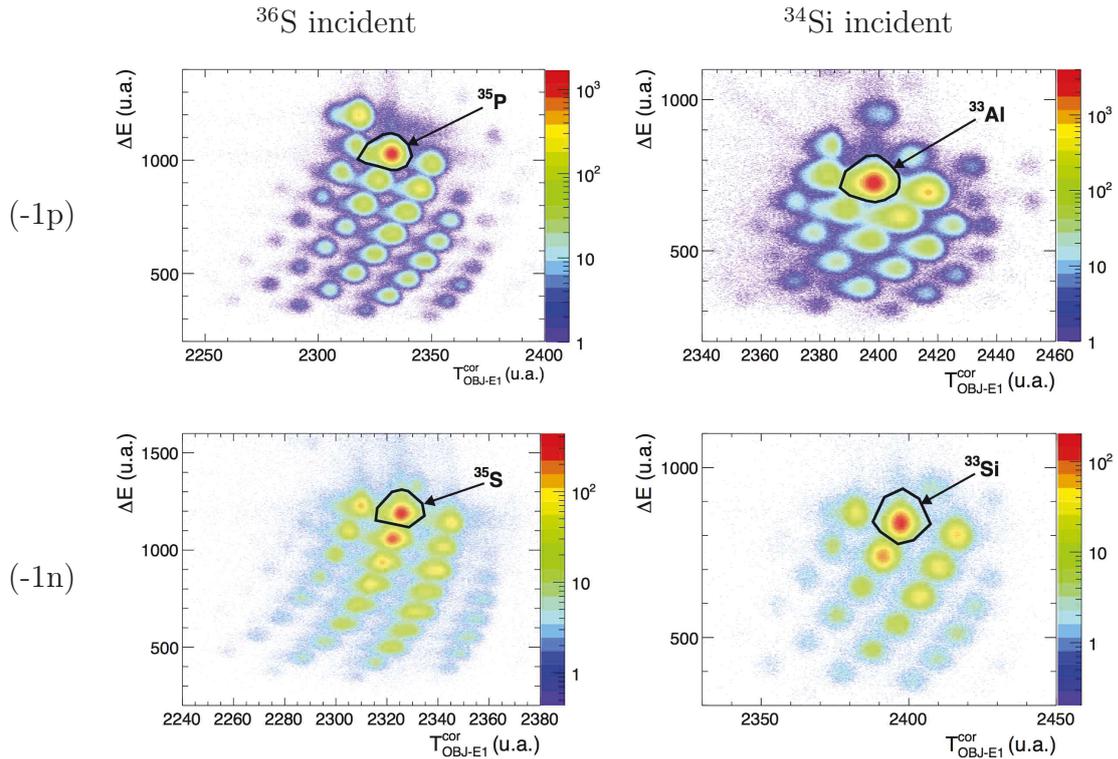


FIGURE 4.12 – Matrices d'identification en perte d'énergie et temps de vol pour les deux faisceaux incidents (^{36}S , ^{34}Si) et chaque réglage du spectromètre S800. Les sélections des résidus de knockout proton (-1p) et neutron (-1n) à partir des noyaux incidents ^{36}S et ^{34}Si sont représentées par les contours noirs.

Le transport des ions dans le spectromètre est décrit par la carte de transport \mathcal{M} , qui relie les quantités mesurées au plan focal $x_{fp}^{(i)}$ au quantités d'intérêt au milieu de la cible $x_{ta}^{(i)}$ ($i \in \{1, \dots, 4\}$) de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} x_{fp} \\ \theta_{fp} \\ y_{fp} \\ \phi_{fp} \end{pmatrix} = \mathcal{M} \begin{pmatrix} \theta_{ta} \\ y_{ta} \\ \phi_{ta} \\ d_{ta} \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

La carte de transfert \mathcal{M} contient des termes non-linéaires dûs aux aberrations causées par la grande acceptation en moment et en angle du spectromètre S800.

Le programme COSY infinity [44] permet d'évaluer et d'inverser la carte de transfert \mathcal{M} à partir des mesures de champs magnétiques des dipôles et quadripôles du spectromètre. La procédure d'inversion (décrite dans [45] dans le cas du spectromètre S800) permet d'obtenir un développement de Taylor jusqu'à l'ordre 5

pour la coordonnée $x_{ta}^{(i)}$ ($i \in \{1, \dots, 4\}$) :

$$x_{ta}^{(i)} = \underbrace{\sum_{j=1}^4 m_{ij}^{-1} x_{fp}^{(j)}}_{\text{termes linéaires}} + \underbrace{\sum_{j,k=1}^4 m_{ijk}^{-1} x_{fp}^{(j)} x_{fp}^{(k)}}_{\text{ordre 2}} + \dots \quad (4.11)$$

On se limite à l'ordre 5 car les corrections apportées par les termes d'ordres supérieurs sont du même ordre de grandeur que la résolution des chambres à dérive, ces termes peuvent donc être négligés.

La quantité d_{ta} permet de déduire la norme du vecteur impulsion \vec{p}_{ta} du résidu de réaction en sortie de cible. On note E_0, T_0 les énergies totale et cinétique en sortie de cible d'une particule de référence qui suit la trajectoire nominale. Une particule ayant une variation d'énergie totale ΔE_{ta} par rapport à E_0 , aura une énergie cinétique T_{ta} telle que :

$$\begin{aligned} E_0 &= T_0 + mc^2 \\ E_0 + \Delta E_{ta} &= T_{ta} + mc^2 \end{aligned} \quad (4.12)$$

On en déduit la relation suivante :

$$T_{ta} = T_0 \left(1 + \frac{\Delta E_{ta}}{E_0 - mc^2} \right) \quad (4.13)$$

Pour une particule relativiste, $E_0 \gg mc^2$, il suit :

$$T_{ta} = T_0(1 + d_{ta}) \quad (4.14)$$

On peut ensuite relier l'énergie cinétique au milieu de la cible T_{ta} à l'impulsion p_{ta} , à l'aide des deux définitions suivantes de l'énergie totale :

$$\begin{aligned} E_{ta} &= T_{ta} + mc^2 \\ E_{ta} &= \sqrt{p_{ta}^2 c^2 + m^2 c^4} \end{aligned} \quad (4.15)$$

On en déduit l'expression suivante pour le module de l'impulsion :

$$p_{ta} = \frac{T_0(1 + d_{ta})}{c} \sqrt{1 + 2 \frac{mc^2}{T_0(1 + d_{ta})}} \quad (4.16)$$

La composante du vecteur \vec{p}_{ta} dans la direction de l'axe du faisceau, notée $p_{//}$, correspond au produit scalaire :

$$p_{//} = p_{ta} \cos \theta_{ta} \quad (4.17)$$

4.3 Analyse des γ émis en vol

4.3.1 Efficacité de détection des γ émis en vol

Afin d'extraire les branchements des états excités peuplés lors des réactions d'intérêt, il est nécessaire de déterminer la courbe d'efficacité absolue de détection des rayonnements γ prompts émis en vol par les résidus de *knockout*.

Des simulations GEANT4 [46] ont été faites pour la géométrie de détection utilisée dans notre expérience et en tenant compte de l'anisotropie d'émission des rayonnements γ due au *boost* de Lorentz des résidus de réaction. Ces simulations permettent d'extraire une efficacité $\epsilon_{\beta}^{(\text{GEANT4})}$ qui tient compte de l'anisotropie dans l'émission des rayonnements γ . Cette courbe d'efficacité est ensuite corrigée d'un facteur $f_{\text{géo}}$ qui tient compte de l'inexactitude de la géométrie de détection définie pour les simulations. Ce facteur correctif est déterminé en faisant le rapport de l'efficacité mesurée pour une source fixe ($\epsilon_{\text{source}}^{(\text{mes})}$) sur l'efficacité simulée pour une source fixe ($\epsilon_{\text{source}}^{(\text{GEANT4})}$). On obtient ainsi une courbe d'efficacité absolue ϵ définie de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \epsilon &= f_{\text{géo}} \epsilon_{\beta}^{(\text{GEANT4})} \\ f_{\text{géo}} &= \frac{\epsilon_{\text{source}}^{(\text{mes})}}{\epsilon_{\text{source}}^{(\text{GEANT4})}} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Le facteur $f_{\text{géo}}$ extrait pour différentes valeurs d'énergies est représenté dans la figure 4.13. Ce facteur ne dépendant pas de l'énergie, on choisit d'utiliser sa valeur moyenne ($\langle f_{\text{géo}} \rangle = 0.88(1)$) pour corriger la courbe d'efficacité.

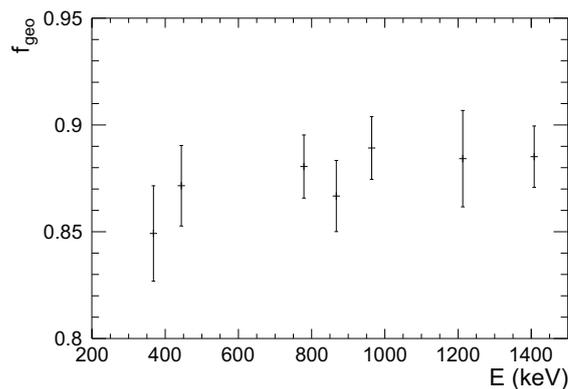


FIGURE 4.13 – Facteurs correctifs $f_{\text{géo}}$ obtenus pour différentes valeurs d'énergies.

La courbe d'efficacité absolue ϵ ainsi obtenue pour des émissions γ en vol est représentée en vert dans la figure 4.14. Une courbe du type $\epsilon(E) = e^{p_0 \ln(E) + p_1}$ a été ajustée via un test de χ^2 . L'efficacité mesurée pour une source fixe $\epsilon_{\text{source}}^{(\text{mes})}$ et

l'efficacité simulée pour une source fixe et corrigée de l'inexactitude de la géométrie $f_{géo}\epsilon_{source}^{(GEANT4)}$ sont aussi reportées. Ces deux courbes sont en accord, ce qui montre que le facteur correctif $f_{géo}$ permet effectivement de corriger l'inexactitude de la géométrie utilisée dans GEANT4. La courbe d'efficacité en vol ϵ est sensiblement au-dessus des efficacités source mesurée et simulée ($\epsilon_{source}^{(mes)}$, $f_{géo}\epsilon_{source}^{(GEANT4)}$). Ceci s'explique par le fait que le *boost* de Lorentz des résidus de réaction a pour effet l'augmentation de la section efficace différentielle d'émission γ vers l'avant (par rapport à la direction du faisceau). La majorité des modules de GREINA étant placée aux angles avant (autour de $\theta = 58^\circ$), la probabilité qu'un rayonnement γ soit émis dans l'angle solide de détection est augmentée par rapport à une émission de source fixe.

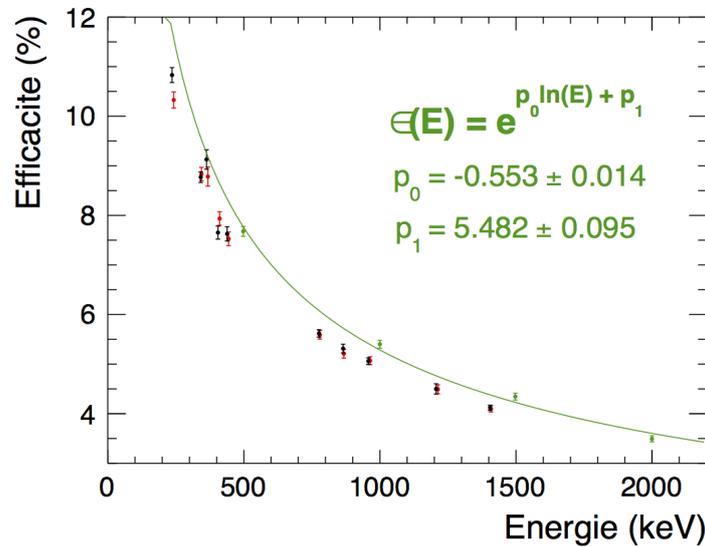


FIGURE 4.14 – Vert : Efficacité simulée ϵ , tenant compte du boost de Lorentz du résidu de réaction, et corrigée du facteur $f_{géo}$.

Noir : Efficacité simulée pour une source fixe, corrigée du facteur $f_{géo}$.

Rouge : Efficacité mesurée pour une source fixe.

Les simulations GEANT4 ne tiennent pas compte de la procédure d'*adddback* décrite dans la section 3.4.6. Pour extraire une courbe d'efficacité ϵ_{AB} valide pour les spectres obtenus après la procédure d'*adddback*, on introduit un facteur correctif $f_{AB}(E)$, déterminé en faisant le rapport des efficacités mesurées pour une source fixe, extraites de spectres obtenus avant ($\epsilon_{source}^{(mes)}$) ou après ($\epsilon_{source,AB}^{(mes)}$) la procédure d'*adddback*. Le facteur $f_{AB}(E)$ dépend explicitement de l'énergie E_γ , car les proportions relatives d'interactions par effet photoélectrique, Compton ou de création de paire varient en fonction de l'énergie. La source utilisée pour les étalonnages étant une source de ^{152}Eu , celle-ci nous permet d'extraire des valeurs de $f_{AB}(E)$ jusqu'à une énergie d'environ 1400 keV. Des spectres issus des acquisitions de physique avec

un faisceau incident de ^{36}S , conditionnés par la sélection du ^{35}P après la cible de *knockout*, ont été utilisés pour extraire des valeurs de $f_{\text{AB}}(E)$ à plus haute énergie. On obtient une nouvelle courbe d'efficacité absolue valide pour les spectres issus de la procédure d'*adddback* :

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{AB}} &= f_{\text{AB}}\epsilon \\ f_{\text{AB}}(E) &= \frac{\epsilon_{\text{source,AB}}^{(\text{mes})}}{\epsilon_{\text{source}}^{(\text{mes})}} \end{aligned} \quad (4.19)$$

Le facteur $f_{\text{AB}}(E)$ déterminé pour différentes valeurs d'énergie est représenté dans la figure 4.15(a). On remarque que la procédure d'*adddback* contribue à augmenter l'efficacité de quelques % à 400 keV, jusqu'à 60% au-delà de 3000 keV. Les spectres respectivement obtenus avant et après la procédure d'*adddback* sont superposés dans la figure 4.15(b). A basse énergie, la procédure d'*adddback* contribue à faire diminuer le fond, tandis qu'elle permet d'augmenter l'aire des pics photoélectriques à haute énergie.

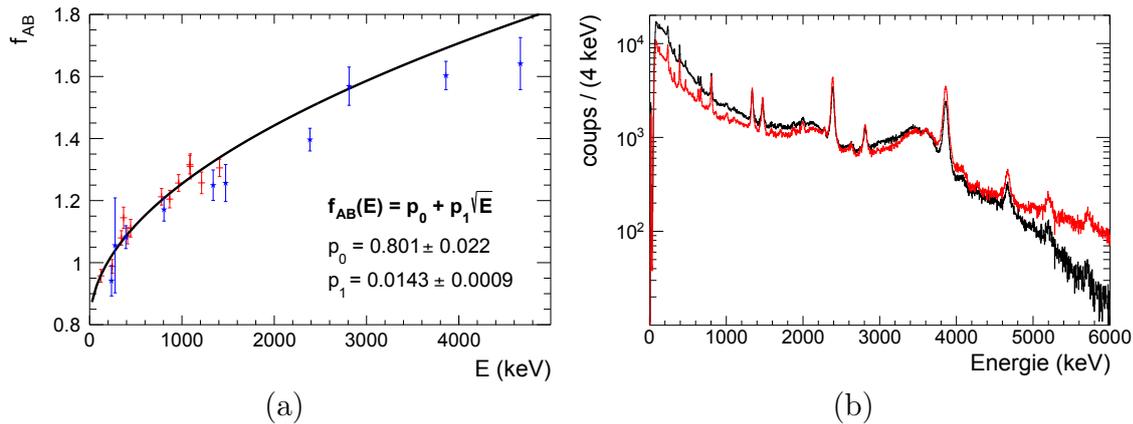


FIGURE 4.15 – (a) Rouge : valeurs de f_{AB} extraites d'une mesure de source de ^{152}Eu . Bleu : valeurs de f_{AB} extraites d'une acquisition de physique pour le résidu de réaction ^{35}P . (b) Noir/rouge : spectre du ^{35}P obtenu avant/après la procédure d'*adddback*.

Une courbe du type $f_{\text{AB}}(E) = p_0 + p_1\sqrt{E}$ a été ajustée via un test de χ^2 . L'ajustement est raisonnable pour des énergies inférieures à 1500keV. Cependant, on observe un changement dans la tendance des points pour $E > 2000$ keV, dû au fait que les processus Compton et de création de paire deviennent de plus en plus dominants à mesure que l'énergie augmente. Ces différents régimes rendent difficile l'ajustement des points par une courbe unique pour toute la plage d'énergie considérée. Afin de vérifier la qualité de l'ajustement de $f_{\text{AB}}(E)$, on extrait des valeurs de cet ajustement pour des énergies différentes de celles utilisées pour déterminer les paramètres p_0 et p_1 (500, 1000, 1500 et 2000 keV). On calcule ensuite l'efficacité simulée, corrigée

du facteur d'*addback* $\epsilon_{AB}(E) = f_{AB}(E)\epsilon(E)$ pour ces mêmes valeurs d'énergie. Les efficacités ainsi obtenues sont comparées avec des efficacités mesurées pour la source de ^{152}Eu , après la procédure d'*addback* ($\epsilon_{\text{source,AB}}^{(\text{mes})}$) (cf. figure 4.16).

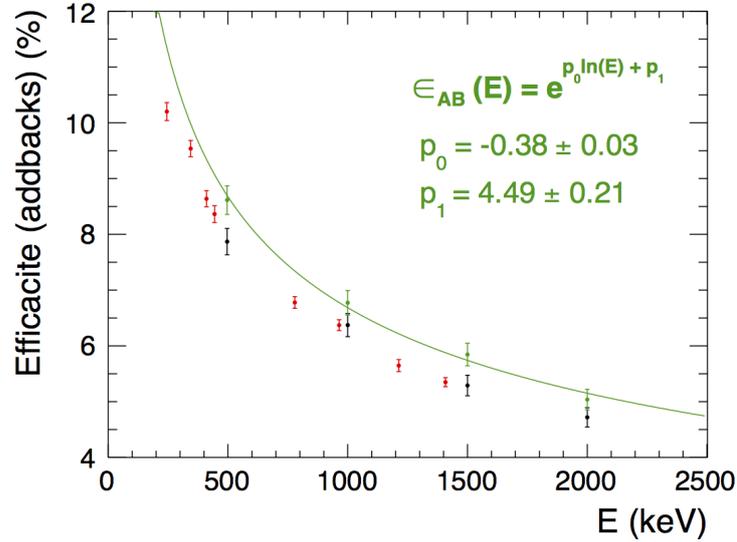


FIGURE 4.16 – *Bleu* : Efficacité simulée ϵ_{AB} , tenant compte du boost de Lorentz du résidu de réaction, et corrigée des facteurs géométrique et d'*addback*.
Noir : Efficacités simulées, corrigées du facteur d'*addback* ($\epsilon_{AB}(E)$).
Rouge : Efficacités mesurées pour une source de ^{152}Eu , après la procédure d'*addback* ($\epsilon_{\text{source,AB}}^{(\text{mes})}$).

Les courbes mesurée (rouge) et simulée (noir) sont en bon accord. On remarque cependant que les barres d'erreurs des efficacités simulées sont plus grandes qu'auparavant, à cause de l'ajustement difficile de la courbe $f_{AB}(E)$. En conséquences, les paramètres p_0 et p_1 déterminés par l'ajustement de la courbe d'efficacité ϵ_{AB} simulée corrigée de l'*addback* (courbe bleue) sont deux fois moins précis que dans le cas sans *addbacks*. Pour cette raison, nous choisirons d'utiliser les spectres et efficacités simulées dans le cas sans *addbacks* pour extraire des valeurs de branchement les plus précises possibles. Les spectres issus de la procédure d'*addback* seront néanmoins utilisés pour extraire les matrices de coïncidence $\gamma - \gamma$ utilisées pour déduire le schéma de décroissance des résidus de réaction, ainsi que pour déduire les distributions en moment associées aux états finaux peuplés, dont la procédure d'extraction est décrite dans la section 4.5.2.

Durant notre expérience, l'efficacité absolue des quatre modules placés aux angles avant de GRETINA a changé en fonction du taux de comptage des noyaux incidents, du fait d'interactions multiples de particules provenant du faisceau qui ont modifié le temps mort de détection dans ces modules. Il nous a été impossible d'évaluer ce

temps mort, c'est pourquoi nous avons utilisé uniquement les modules autour de 90° pour extraire les branchements des états. L'efficacité ϵ a préalablement été pondérée par la proportion de rayonnements détectés dans les modules à 90° par rapport au nombre total de rayonnements détectés :

$$\begin{aligned}\epsilon_{90^\circ} &= f_{90^\circ}\epsilon = f_{90^\circ}f_{\text{géo}}\epsilon_\beta^{(GEANT4)} \\ f_{90^\circ} &= \frac{N_{\text{det}}(90^\circ)}{N_{\text{det}}(90^\circ) + N_{\text{det}}(58^\circ)}\end{aligned}\quad (4.20)$$

Les spectres sommés pour tous les modules de GRETINA ont quant à eux été utilisés avec la procédure d'*adddback* pour l'étude des coïncidences $\gamma-\gamma$ et l'extraction des distributions en moment.

4.3.2 Résolution en énergie

Afin de tester la correction Doppler des énergies γ , on se propose d'évaluer analytiquement la résolution en énergie (corrigée Doppler) attendue en fonction de l'angle d'émission θ_γ , pour une énergie fixée $E_\gamma^{CM} = 1$ MeV. L'étude ci-dessous est réalisée dans le cadre de la réaction $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$. La résolution en énergie est définie comme étant le rapport de la largeur totale à mi-hauteur (ΔE_γ^{CM}) sur l'énergie E_γ^{CM} . On peut relier cette quantité à la déviation standard σ_E :

$$R = \frac{\Delta E_\gamma^{CM}}{E_\gamma^{CM}} = \frac{2\sqrt{2\ln(2)}\sigma_E}{E_\gamma^{CM}}\quad (4.21)$$

L'énergie dans le centre de masse est déterminée à partir de l'énergie mesurée dans le laboratoire, par la formule Doppler :

$$E_\gamma^{CM} = \frac{E_\gamma^{\text{lab}}(1 - \beta\cos(\theta_{\text{lab}}))}{\sqrt{1 - \beta^2}}\quad (4.22)$$

A l'erreur statistique σ_{int} associée à la résolution intrinsèque des cristaux de GRETINA, s'ajoutent des erreurs provenant d'une détermination imprécise du *boost* β du résidu de réaction et de l'angle θ_{lab} d'émission rayonnement γ dans le laboratoire :

$$\sigma_E = \sqrt{\sigma_{\text{int}}^2 + \sigma_{E,\beta}^2 + \sigma_{E,\theta}^2}\quad (4.23)$$

Les erreurs sur l'énergie E_γ^{CM} dues à une erreur sur le boost β et sur l'angle θ_{lab} s'écrivent respectivement :

$$\sigma_{E,\beta} = \frac{\partial E_\gamma^{CM}}{\partial \beta}\sigma_\beta = \frac{E_\gamma^{CM}(\beta - \cos(\theta_{\text{lab}}))}{(1 - \beta^2)(1 - \beta\cos(\theta_{\text{lab}}))}\sigma_\beta\quad (4.24)$$

$$\sigma_{E,\theta} = \frac{\partial E_\gamma^{CM}}{\partial \theta}\sigma_\theta = \frac{E_\gamma^{CM}\beta\sin(\theta_{\text{lab}})}{1 - \beta\cos(\theta_{\text{lab}})}\sigma_\theta\quad (4.25)$$

où σ_β , σ_θ désignent respectivement l'erreur sur le boost et l'erreur sur l'angle d'émission γ dans le laboratoire.

On estime ensuite les erreurs σ_{int} , σ_β et σ_θ :

- La résolution intrinsèque d'un cristal de GRETINA (déduite d'une acquisition de source fixe de ^{152}Eu) est typiquement de l'ordre de $R = 0,004$ à une énergie de 1 MeV, ce qui correspond à une déviation standard $\sigma_{\text{int}} = 1,7$ keV.
- Le boost β en sortie de cible est déduit événement par événement à partir de l'écart en énergie du résidu de réaction par rapport à l'énergie d'un isotope de référence (d_{ta}). On estime l'erreur sur le boost comme étant la variation de celui-ci entre l'entrée et la sortie de la cible : $\sigma_\beta \sim 0,004$ pour les résidus de la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{p})^{35}\text{P}$.
- L'angle d'émission θ_{lab} est calculé à partir de la position d'interaction du rayonnement dans GRETINA $(x_\gamma, y_\gamma, z_\gamma)$ et de la position d'interaction de l'isotope dans la cible $(x_{\text{ta}}, y_{\text{ta}}, z_{\text{ta}})$. La résolution en position dans GRETINA est typiquement de l'ordre de $\sigma_{\text{pos}} = 2$ mm. Dans un but de simplification pour le calcul analytique de la propagation des erreurs, on fait l'hypothèse que l'erreur sur la position dans GRETINA est toujours commise dans une direction perpendiculaire à la trajectoire du rayonnement γ (cf. figure 4.17). La coordonnée z_{ta} n'étant pas reconstruite, l'erreur sur la profondeur à laquelle la réaction a lieu dans la cible correspond à la demi-épaisseur de cible $\sigma_z = 0.1$ mm. La position transversale le long de l'axe dispersif (Ox) n'est pas non plus reconstruite. L'erreur induite sur x_{ta} correspond donc à la taille typique du faisceau le long de cet axe au niveau de la cible : $\sigma_x = 2$ mm [47]. La position le long de l'axe non-dispersif (Oy) est reconstruite à partir des mesures de positions et trajectoires au plan focal, avec une résolution $\sigma_y = 2$ mm [47]. Les axes (Ox) et (Oy) étant tous deux transverses à l'axe faisceau, une erreur sur x_{ta} ou y_{ta} aura le même effet sur l'angle θ_{lab} . On limitera donc cette étude à l'erreur induite par σ_x . Selon la valeur de l'angle θ_{lab} , l'erreur commise sur x_{ta} doit être dans un sens ou dans l'autre le long de l'axe (Ox) pour maximiser σ_θ (cf. figure 4.17). On définit deux fonctions $\sigma_\theta^{(\text{up})}(\theta_{\text{lab}})$ et $\sigma_\theta^{(\text{down})}(\theta_{\text{lab}})$ qui correspondent respectivement à une erreur σ_x commise "vers le haut" ou "vers le bas". Pour calculer $\sigma_{E,\theta}(\theta_{\text{lab}})$, on retient la valeur de la fonction qui maximise l'erreur σ_θ pour un angle θ_{lab} donné. Les valeurs de $\sigma_\theta^{(\text{up})}(\theta_{\text{lab}})$ et $\sigma_\theta^{(\text{down})}(\theta_{\text{lab}})$ en fonction de θ_{lab} sont représentées dans la figure 4.18.

La résolution en énergie attendue pour $E_\gamma^{\text{CM}} = 1$ MeV, incluant les contributions de $\sigma_{E,\beta}$ et $\sigma_{E,\theta}$ est représentée en fonction de l'angle θ_{lab} dans la figure 4.19. Au vu de l'évolution de $R(\theta_{\text{lab}})$, on s'attend à ce que la résolution en énergie soit meilleure

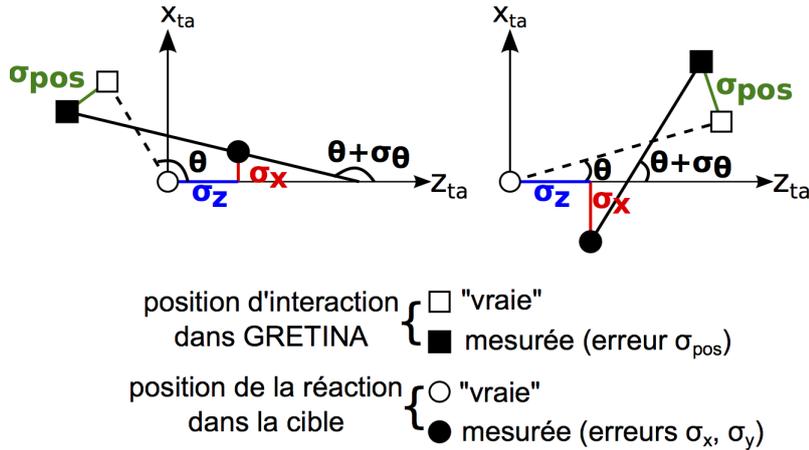


FIGURE 4.17 – Gauche : géométrie avec erreur σ_x commise "vers le haut", associée à la fonction $\sigma_{\theta}^{(up)}(\theta_{lab})$. Droite : géométrie avec erreur σ_x commise "vers le bas", associée à la fonction $\sigma_{\theta}^{(down)}(\theta_{lab})$.

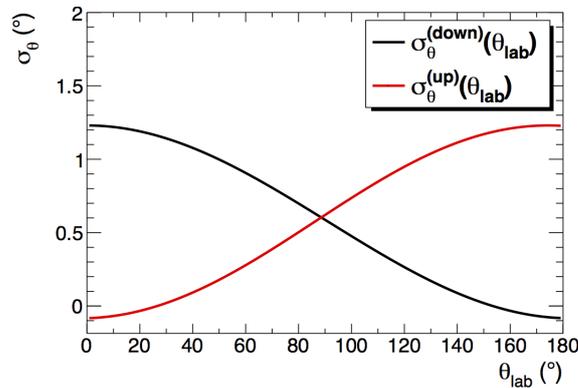


FIGURE 4.18 – Valeurs de $\sigma_{\theta}^{(up)}(\theta_{lab})$ et $\sigma_{\theta}^{(down)}(\theta_{lab})$ en fonction de l'angle θ_{lab} .

pour les modules transverses à l'axe faisceau par rapport à ceux placés à l'avant.

Les valeurs des résolutions en énergie à 1.3 MeV ont été extraites expérimentalement pour chaque cristal de GREYINA : pour les cristaux placés autour de $\theta = 90^\circ$, la résolution est de l'ordre de $R \sim 1,6 - 2,3\%$, ce qui est raisonnablement comparable à la valeur attendue de 1,2% (cf. figure 4.19). Les cristaux placés autour de $\theta = 58^\circ$ ont effectivement une résolution supérieure à celle des cristaux transversaux : la résolution mesurée pour ces cristaux est de l'ordre de $R \sim 2,0 - 2,9\%$, ce qui est raisonnable en comparaison à la valeur de $R = 1,7\%$. Les spectres de ^{35}P sommés d'une part pour les modules autour de 58° (noir) et d'autre part pour les modules autour de 90° (rouge) sont représentés dans la figure 4.20 : la résolution est effectivement sensiblement meilleure dans le cas des modules autour de 90° .

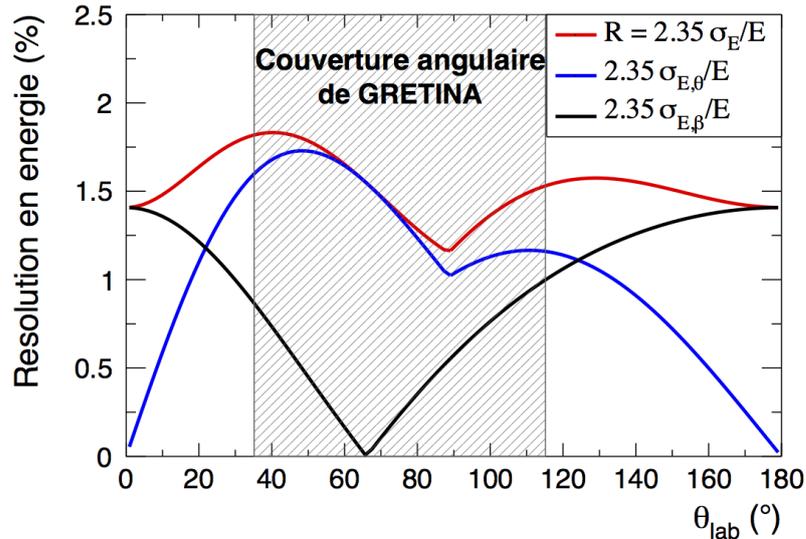


FIGURE 4.19 – Rouge : Résolution en énergie attendue pour $E_{\gamma}^{CM} = 1 \text{ MeV}$ en fonction de l'angle θ_{lab} . Les contributions provenant de l'erreur sur le boost ($\sigma_{E,\beta}$) et de l'erreur sur l'angle ($\sigma_{E,\theta}$) sont reportées respectivement en noir et bleu.

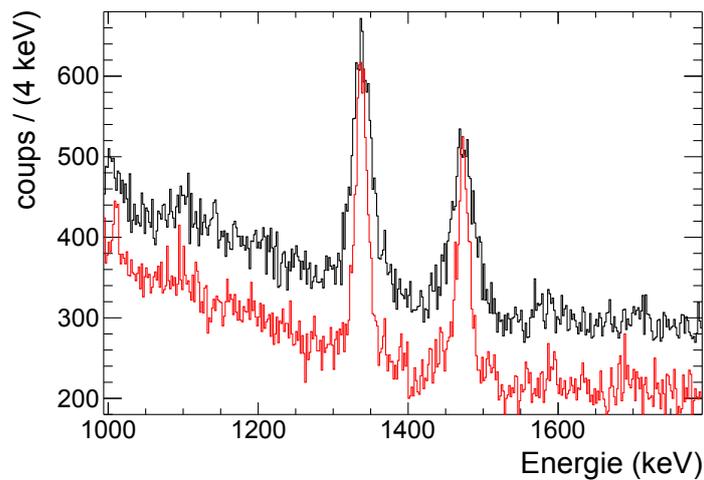


FIGURE 4.20 – Noir : spectre de ^{35}P sommé pour les modules à l'avant de GRETINA. Rouge : spectre de ^{35}P sommé pour les modules transversaux à l'axe faisceau.

4.4 Formalisme de Glauber

L'assignement des moment orbitaux des états finaux peuplés (dont la méthode est décrite dans la section 4.5) et l'extraction des facteurs spectroscopiques expérimentaux (section 4.6) nécessitent des prédictions théoriques des sections efficaces (différentielle ou totale) d'arrachage d'un nucléon de nombres quantiques $k = (nlj)$ lors de la réaction de *knockout* considérée. Ces sections efficaces sont calculées dans

un modèle de Glauber [48] (dans l'approximation eikonale) décrit dans la sous-section 4.4.

4.4.1 Sections efficaces et facteurs spectroscopiques

La section efficace de peupler l'état f du résidu (A-1) en arrachant un nucléon $k = (nlj)$ au projectile A dans l'état initial i s'écrit [49] :

$$\sigma^{fi} = \sum_{k=(nlj)} S_k^{fi} \sigma_{\text{sp}}(k) \quad (4.26)$$

Cette expression est valide dans l'approximation adiabatique, qui consiste à considérer que le temps d'interaction entre le projectile et la cible est assez court pour que les processus comprenant plusieurs étapes successives d'interaction soient négligeables [50]. Ceci exclut par exemple toute reconfiguration interne du coeur pendant la réaction. L'état final garde donc la mémoire de la structure de l'état initial. La somme court sur toutes les valeurs de $k = (nlj)$ possibles pour les nucléons de valence (nous verrons dans la section 4.4 que seuls les nucléons périphériques peuvent être impliqués dans la réaction d'arrachage). Les effets du mécanisme de réaction sont contenus dans la section efficace d'arracher un nucléon k , $\sigma_{\text{sp}}(k)$, tandis que les informations concernant les structures respectives des états initial i et final f sont contenues dans le facteur spectroscopique :

$$S_k^{fi} = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle \Psi_f^{A-1} | a_k | \Psi_i^A \rangle|^2 \quad (4.27)$$

Cette quantité représente le recouvrement entre l'état initial $|\Psi_i^A\rangle$ et le couplage coeur-nucléon $a_k^+ |\Psi_f^{A-1}\rangle$ dans l'état final. S_k^{fi} est sensible au caractère "particules indépendantes" de la fonction d'onde initiale $|\Psi_i^A\rangle$: sa valeur est révélatrice du degré de "ressemblance" entre le système à A nucléons représenté par $|\Psi_i^A\rangle$, et le système décrit par un nucléon k indépendant couplé à un coeur A-1 de fonction d'onde $|\Psi_f^{A-1}\rangle$.

Pour que $\sigma_{\text{sp}}(k)$ représente la section efficace d'arracher exactement un nucléon de l'orbitale $k = (nlj)$, la fonction d'onde de couplage coeur-nucléon doit être normalisée de la façon suivante [50] :

$$\langle \Psi_f^{A-1} | a_k a_k^+ | \Psi_f^{A-1} \rangle = 1 \quad (4.28)$$

Ceci a pour conséquence que les valeurs de S_k^{fi} s'étendent de 0 (aucune contribution de type couplage coeur-nucléon dans la fonction d'onde initiale) à $\frac{2j+1}{2J_i+1}$ (la fonction d'onde initiale est un couplage pur entre un coeur à A-(2j+1) nucléons, et (2j+1) nucléons indépendants dans la sous-couche $k = (nlj)$). En d'autres termes, le fac-

teur spectroscopique représente le nombre d'occupation (normalisé par $2J_i + 1$) de la sous-couche $k = (nlj)$ dans la fonction d'onde initiale $|\Psi_i^A\rangle$, sous l'hypothèse que les nucléons $k = (nlj)$ peuvent être considérés comme indépendants. Cette hypothèse est raisonnable pour des noyaux pair-pair magiques ou semi-magiques, comme le sont le ^{36}S et le ^{34}Si .

Dans notre expérience, les états initiaux $|\Psi_i^A\rangle$ sont les états fondamentaux de ^{36}S et ^{34}Si , de moment angulaire et parité $J_i = 0^+$. Pour que le facteur spectroscopique soit non-nul, le nucléon $k = (nlj)$ et le coeur A-1 doivent être couplés à $J^\pi = 0^+$. Pour des états initial et final de moments angulaires et parités respectivement $J_i = 0^+$ et $J_f^{\pi_f}$, il en résulte que la somme de l'expression 4.26 se réduit aux termes d'indice $k = (nlj)$ tels que $j^{(-1)^l} = J_f^{\pi_f}$. Dans notre expérience, les facteurs spectroscopiques sont déduits en faisant l'hypothèse que l'espace de valence est constitué des sous-couches $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ et $1f_{7/2}$. On s'attend donc à peupler des états finaux de moment angulaire et parité $J_f^{\pi_f} = \{\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+, \frac{7}{2}^-\}$. Chaque valeur possible de $J_f^{\pi_f}$ est associée à l'arrachage d'un nucléon dans l'orbitale telle que $j = J_f^{\pi_f}$, et la somme de 4.26 se réduit à un seul terme :

$$\sigma^{fi} = S_k^{fi} \sigma_{\text{sp}}(k) \quad (4.29)$$

avec la condition $k = (nlj)$ tel que $j^{(-1)^l} = J_f^{\pi_f}$. Il est donc possible d'extraire le facteur spectroscopique S_k^{fi} , à partir de la mesure expérimentale de la section efficace σ^{fi} , à condition de connaître $\sigma_{\text{sp}}(k)$. Ce dernier est calculé dans le modèle eikonal décrit dans la section suivante.

Le facteur spectroscopique est souvent calculé dans la représentation d'isospin : on le note dans ce cas $S_k^{fi}(T)$. On peut relier ce dernier à S_k^{fi} à l'aide d'un coefficient de Clebsch-Gordan d'isospin C : $S_k^{fi} = C^2 S_k^{fi}(T)$ [50], ce qui donne lieu à la notation simplifiée " C^2S " désignant le facteur spectroscopique S_k^{fi} , qui sera utilisée par la suite.

4.4.2 Section efficace d'arrachage d'un nucléon dans l'approximation eikonale

Les sections efficaces $\sigma_{\text{sp}}(k)$ sont calculées dans un modèle de Glauber dans lequel on traite l'interaction entre le projectile et la cible comme un problème à trois corps effectif dont les degrés de liberté sont le coeur $|\Psi^{A-1}\rangle$, le nucléon $k = (nlj)$ et la cible [51]. Ceci implique que l'on présuppose l'existence d'une contribution de type couplage coeur-nucléon dans la fonction d'onde initiale $|\Psi_i^A\rangle$. Le coeur est considéré comme spectateur, c'est-à-dire qu'il ne peut interagir que de manière élastique avec la cible. Une telle approximation est justifiée par l'hypothèse adiabatique décrite

dans la section précédente, qui exclut tout processus lors duquel le coeur interagirait de façon inélastique avec la cible.

La fonction d'onde du système coeur-nucléon peut être séparée en une partie décrivant le mouvement de son centre de masse et une partie relative :

$$\Psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) = \Psi_{CM}(\vec{R}) \otimes \Psi_{rel}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \quad (4.30)$$

L'approximation eikonale consiste à considérer que l'énergie du projectile est très grande devant le potentiel V d'interaction cible-projectile, ou que la longueur d'onde de ce projectile est bien plus petite que la largeur a de ce potentiel [52] :

$$\frac{V}{E} \ll 1 ; ka \gg 1 \quad (4.31)$$

Cette condition justifie l'hypothèse adiabatique et interdit toute interaction dans l'état final. Dans le cadre de cette approximation, on peut considérer que la trajectoire du projectile est rectiligne pendant la réaction. On considère le cas d'un potentiel V symétrique par rotation autour de l'axe z (représentant la direction du faisceau incident). En coordonnées cylindriques $\vec{R} = (r, \theta, z) = (\vec{b}, z)$, où \vec{b} représente le paramètre d'impact, on peut alors écrire la partie centre de masse de la fonction d'onde coeur-nucléon comme le produit d'une onde plane et d'une fonction $\phi(\vec{b}, z)$ qui module son amplitude [52] :

$$\Psi_{CM}(\vec{R}) = e^{ikz} \phi(\vec{b}, z) \quad (4.32)$$

Pour des énergies de faisceau élevées, $\phi(\vec{b}, z)$ varie lentement en fonction de \vec{b} et z , on peut donc négliger le Laplacien intervenant dans l'équation de Schrödinger décrivant l'interaction projectile-cible :

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{-iV}{\hbar v_p} \phi \quad (4.33)$$

où v_p désigne la vitesse du projectile. Les solutions de l'équation 4.33 sont de la forme :

$$\begin{aligned} \phi(\vec{b}, z) &= e^{i\chi(\vec{b}, z)} \\ \text{avec } \chi(\vec{b}, z) &= \frac{-1}{\hbar v_p} \int_{-\infty}^z V(\vec{b}, z') dz' \end{aligned} \quad (4.34)$$

A ce stade, on peut remarquer que l'interaction de l'ensemble coeur-nucléon avec

la cible prend la forme d'un saut de phase déterminé par la matrice de diffusion :

$$S(\vec{b}) = e^{i\chi(\vec{b}, z \rightarrow \infty)} \quad (4.35)$$

Afin de prendre en compte la nature composite de l'ensemble coeur-nucléon, on introduit une matrice de diffusion pour le coeur S_c et une matrice de diffusion pour le nucléon S_n .

Etant donné que l'on ne détecte pas le nucléon arraché, la réaction d'arrachage considérée est un processus hautement inclusif, englobant nombre de réactions de cassure. Les deux principales voies de réaction sont le *stripping*, pour lequel le nucléon est absorbé par la cible, et la cassure diffractive, pour laquelle le nucléon est dissocié du coeur par cassure élastique [51]. La section efficace résultante est la somme des sections efficaces de ces deux processus :

$$\sigma_{sp}^{ko} = \sigma_{sp}^{str} + \sigma_{sp}^{diff} \quad (4.36)$$

La section efficace de *stripping* a été dérivée par Hussein et McVoy [53] dans l'approximation eikonale :

$$\sigma_{sp}^{str} = \frac{1}{2J_i + 1} \int d^2b \sum_m \langle \phi_{0,m} | |S_c|^2 (1 - |S_n|^2) | \phi_{0,m} \rangle \quad (4.37)$$

où $|\phi_{0,m}\rangle$ est la fonction d'onde décrivant le mouvement relatif entre le coeur et le nucléon (ou facteur de forme). L'expression 4.37 est plutôt intuitive : $|S_c|^2$ représente la probabilité que le coeur survive tandis que $1 - |S_n|^2$ représente la probabilité que le nucléon soit absorbé par la cible. La condition de survie du coeur implique que la réaction soit périphérique [53].

La section efficace de cassure diffractive s'écrit [54] :

$$\sigma_{sp}^{diff} \frac{1}{2J_i + 1} \int d^2b \sum_{m,m'} (\langle \phi_{0,m'} | |S_c|^2 |S_n|^2 | \phi_{0,m} \rangle \delta_{m,m'} - |\langle \phi_{0,m'} | S_c S_n | \phi_{0,m} \rangle|^2) \quad (4.38)$$

où m, m' représentent respectivement les projections des moments angulaires de l'état initial et final.

Les matrices S_c et S_n sont calculées à l'aide des équations 4.34 et 4.35, en dérivant le potentiel d'interaction projectile-cible V à partir de la section efficace d'interaction nucléon-nucléon σ_{NN} . Cela donne par exemple, dans le cas de l'interaction coeur-

cible [55] :

$$V_{ct}(\vec{b}, z) = \frac{-\hbar v_p}{2} \int d^3r \sigma_{NN} (\alpha_{NN} + i) \rho_c(\vec{r} - (\vec{b}, z)) \rho_t(\vec{r} - (\vec{b}, z)) \quad (4.39)$$

avec α_{NN} le ratio entre les parties imaginaire et réelle du potentiel d'interaction nucléon-nucléon V_{NN} . La densité de la cible de ${}^9\text{Be}$ ρ_t est supposée gaussienne, de rayon carré moyen $r_{r.m.s} = 2.36$ fm. La densité du coeur ρ_c est calculée dans un modèle Hartree-Fock avec l'interaction SKX. Enfin, le facteur de forme $|\phi_{0,m}\rangle$ nécessaire au calcul de σ_{sp}^{str} et σ_{sp}^{diff} est calculé en considérant que l'interaction coeur-nucléon peut être approximée par un potentiel de Wood-Saxon :

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{r-R_0 A^{1/3}}{a_0}}} \quad (4.40)$$

dont la profondeur V_0 et le rayon R_0 sont ajustés pour reproduire l'énergie de séparation expérimentale du nucléon et le rayon carré moyen de la fonction d'onde correspondante calculée dans l'approximation Hartree-Fock. Il a été montré que la valeur de la diffusivité a_0 a peu d'impact sur les résultats. On la fixe donc à $a_0 = 0.7$ fm [56].

4.4.3 Distributions en moment théoriques

La distribution en moments du résidu (ou coeur) A-1 est définie par [55] :

$$\frac{d\sigma^{str}}{dk_z^c} = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_m \int d^2b_n (1 - |S_n|^2) \int d^2\rho |S_c|^2 \left| \int dz \frac{e^{-ik_z^c z}}{2\pi} \phi_{0,m}(\vec{\rho}, z) \right|^2 \quad (4.41)$$

où b_n est le paramètre d'impact du nucléon, $(\vec{\rho}, z)$ est le vecteur entre le coeur et le nucléon. La probabilité pour un k_z^c fixé est donnée par la transformée de Fourier de la fonction d'onde coeur-nucléon en représentation position $\phi_{0,m}(\vec{\rho}, z)$. La forme des distributions en moment ainsi obtenues est caractéristique du moment orbital l du nucléon $k = (nlj)$ arraché. La figure 4.21 montre par exemple les distributions données par l'expression 4.41 pour le cas de l'arrachage d'un nucléon de $l = 0$ ou 2 dans le ${}^{36}\text{S}$. Après un traitement décrit dans la section 4.5.1, ces distributions théoriques peuvent ensuite être comparées aux distributions en moment expérimentales pour déterminer le l du nucléon arraché pour chaque état final peuplé du résidu de réaction.

Il a été montré que la fonction $\frac{d\sigma^{diff}}{dk_z^c}$ a sensiblement la même forme que $\frac{d\sigma^{str}}{dk_z^c}$ [57], c'est pourquoi on limite le calcul de la section efficace différentielle au cas du *stripping*. On se limite de plus à la distribution en moment parallèle (selon l'axe faisceau z) car la section efficace transversale est compliquée par des effets Coulombiens [55].

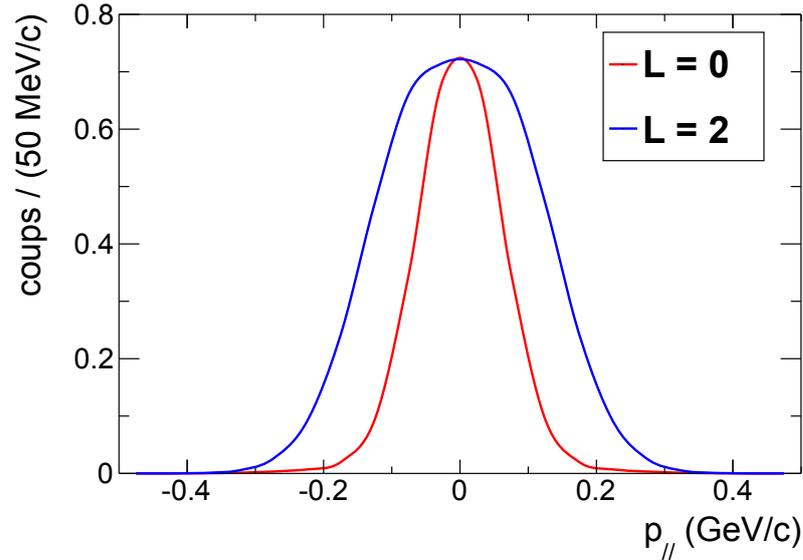


FIGURE 4.21 – Prédiction théorique de la distribution en moment de l'état fondamental de ^{35}P peuplé par arrachage d'un proton de moment orbital $l = 0$ (courbe rouge) ou 2 (courbe bleue) au projectile ^{36}S .

4.5 Détermination du moment orbital des états peuplés

4.5.1 Traitement des distributions en moment théoriques

Les distributions en moments théoriques calculées dans le formalisme décrit dans la section 4.4 sont calculées pour une énergie du projectile fixée. Dans le but de comparer ces distributions théoriques aux distributions expérimentales, il convient de les transformer pour prendre en compte la distribution en énergie et en angles du faisceau incident. L'épaisseur de la cible n'étant pas prise en compte dans le modèle eikonal, il est aussi nécessaire d'évaluer l'élargissement des distributions résultant de la différence d'énergie finale entre une réaction ayant eu lieu au début ou à la fin de la cible.

On opère les transformations successives suivantes sur les distributions en moment théoriques :

- Les distributions théoriques étant calculées dans le référentiel du centre de masse du projectile, on opère un changement de variable pour extraire les

distributions correspondantes dans le référentiel du laboratoire :

$$p_{//}^{CM} \leftarrow p_{//}^{lab} = \frac{p_{//}^{CM}}{\gamma} \quad (4.42)$$

où $p_{//}^{CM}$, $p_{//}^{lab}$ représentent les composantes de l'impulsion dans la direction de l'axe faisceau z , dans le référentiel du centre de masse et du laboratoire, respectivement. Ces deux quantités sont reliées par une transformation de Lorentz dépendant de $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(\frac{vP}{c})^2}}$.

- Pour prendre en compte l'élargissement dû à la distribution en énergie et en angles intrinsèque du faisceau incident, on convolue la distribution théorique dans le laboratoire $N^{th}(p_{//}^{lab})$ à la distribution intrinsèque du résidu $A - 1$ de réaction $N_{A-1}^{int}(p_{//}^{lab})$. Cette dernière est déduite de la distribution intrinsèque du projectile A , $N_A^{int}(p_{//}^{lab})$ (extraite d'une acquisition de faisceau non-réagi), sous l'hypothèse que l'impulsion par nucléon est conservée lors de la réaction. Dans ce cas, on a la relation :

$$N_{A-1}^{int}(p_{//}^{lab}) = N_A^{int}\left(\frac{A}{A-1}p_{//}^{lab}\right) \quad (4.43)$$

- Pour prendre en compte la variation de perte d'énergie dans la cible en fonction de la profondeur à laquelle a lieu la réaction, on évalue la différence de moment δp entre un résidu issu d'une réaction ayant eu lieu au début de la cible, et d'une réaction ayant eu lieu à la fin de la cible, respectivement. La quantité δp est déterminée à l'aide du programme LISE++ [58]. On convolue ensuite la distribution théorique issue des deux étapes précédentes à une fonction-porte :

$$\Pi_{\delta p}(p_{//}^{lab}) = H\left(p_{//}^{lab} + \frac{\delta p}{2}\right) - H\left(p_{//}^{lab} - \frac{\delta p}{2}\right) \quad (4.44)$$

où H désigne la fonction de Heaviside. La distribution théorique $N_{comp}^{th}(p_{//}^{lab})$ issue de ces trois étapes successives peut être comparée aux distributions en moment expérimentales :

$$N_{comp}^{th}(p_{//}^{lab}) = N^{th}(p_{//}^{lab}) * N_{A-1}^{int}(p_{//}^{lab}) * \Pi_{\delta p}(p_{//}^{lab}) \quad (4.45)$$

L'effet des convolutions successives d'une distribution en moments théorique (courbe noire) avec la porte de largeur δp (pointillés rouges) et avec la distribution intrinsèque du faisceau incident (pointillés bleus) est représenté dans la figure 4.22, dans le cadre de la réaction $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$.

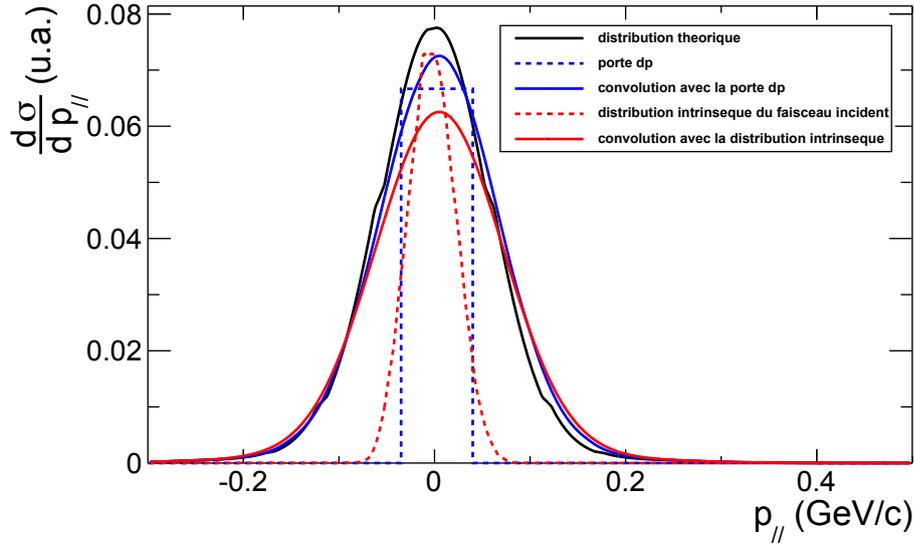


FIGURE 4.22 – *Convolutions successives d'une distribution en moments théorique (courbe noire) avec la porte de largeur δp (pointillés bleus) et avec la distribution intrinsèque du faisceau incident (pointillés rouges).*

4.5.2 Distributions en moment parallèle expérimentales

Pour obtenir les distributions en moment parallèle expérimentales associées à un état final f du résidu de réaction, on extrait dans un premier temps les distributions en moment conditionnées par chaque transition γ détectée lors de la réaction. Pour chacune des distributions ainsi obtenues, une soustraction de fond est opérée pour s'affranchir des contributions provenant des interactions Compton des autres transitions γ . On obtient ainsi un ensemble de distributions $N_{\gamma}^{exp}(p_{||}^{lab})$, chacune d'entre elles étant associée à une transition γ du schéma de décroissance du résidu de réaction.

On déduit la distribution en moment parallèle $N_f^{exp}(p_{||}^{lab})$ associée à un état final f du résidu de réaction en sommant les contributions des transitions γ par lesquelles l'état f peut décroître, et en retranchant les contributions des transitions γ qui alimentent l'état f , chaque contribution $N_{\gamma}^{exp}(p_{||}^{lab})$ étant normalisée par l'efficacité absolue de détection $\epsilon(E_{\gamma})$ de la transition γ considérée :

$$N_f^{exp}(p_{||}^{lab}) = \sum_{\gamma \leftarrow f} \frac{N_{\gamma}^{exp}(p_{||}^{lab})}{\epsilon(E_{\gamma})} - \sum_{\gamma \rightarrow f} \frac{N_{\gamma}^{exp}(p_{||}^{lab})}{\epsilon(E_{\gamma})} \quad (4.46)$$

Pour un état final f donné, la comparaison des distributions théoriques $N_{comp}^{th}(p_{||}^{lab})$ (section précédente) et de la distribution expérimentale $N_f^{exp}(p_{||}^{lab})$ permet de déterminer le moment orbital l du nucléon arraché.

4.6 Extraction des facteurs spectroscopiques expérimentaux

Le facteur spectroscopique expérimental d'un état f peuplé en arrachant un proton d'une orbitale (nlj) au noyau incident dans l'état fondamental est calculé en comparant la section efficace expérimentale de peupler l'état f (σ_f^{exp}) à la section efficace théorique d'arrachage d'un nucléon (nlj) ($\sigma_{sp}^{th}(nlj)$) :

$$C^2 S^{exp}(nlj) = \frac{\sigma_f^{exp}}{\sigma_{sp}^{th}(nlj)} \quad (4.47)$$

$$= \frac{\sigma_{inc} b_f}{\sigma_{sp}^{th}(nlj)} \quad (4.48)$$

σ_{inc} désigne la section efficace inclusive de la réaction de *knockout* proton. b_f représente le branchement de l'état f peuplé lors de la réaction, c'est-à-dire la proportion de résidus qui peuplent l'état f . Le produit de σ_{inc} et b_f représente donc la section efficace σ_f^{exp} de peupler l'état f par arrachage d'un proton (nlj) au noyau dans l'état fondamental. La section efficace théorique d'arrachage d'un proton (nlj) $\sigma_{sp}^{th}(nlj)$ est calculée avec une méthode eikonale comme celle décrite dans la section 4.4, en utilisant des densités protoniques et neutroniques du résidu $(A-1)$ de réaction calculées par un modèle Hartree-Fock avec une interaction Skyrme (SkX). La densité du noyau cible est quant à elle supposée gaussienne, avec un rayon moyen (r.m.s) $r = 2.36$ fm.

Les facteurs spectroscopiques ainsi calculés peuvent être comparés aux facteurs spectroscopiques théoriques extraits de calculs de modèle en couches. Une étude récente [59] reporte cependant une réduction systématique de $C^2 S_f^{exp}(nlj)$ par rapport aux facteurs spectroscopiques théoriques, quantifiée par un facteur de réduction R_s défini de la façon suivante :

$$R_s = \frac{C^2 S^{exp}}{C^2 S^{th}} \quad (4.49)$$

Les valeurs empiriques de R_s pour différentes réactions sont représentées dans la figure 4.23, en fonction de $\Delta S = S_p - S_n$ (dans le cas d'un arrachage de proton), où S_p (S_n) désigne l'énergie de séparation d'un proton (neutron). Dans le cas d'un arrachage de nucléon peu lié, ce facteur de réduction est proche de 1. Les valeurs de R_s ont été déterminées pour des réactions de *knockout* allant de l'état fondamental du noyau incident vers l'état fondamental du résidu [60]. Dans le cas d'un *knockout* proton allant de l'état fondamental du noyau incident vers un état final d'énergie d'excitation E^* , on peut paramétriser R_s comme une fonction affine de $\Delta S = S_p \pm E^* - S_n$:

$R_s = -a |S_p \pm E^* - S_n| + b$. L'énergie d'excitation E^* est additionnée (soustraite) à S_p lorsque l'état final est un état de type "trou" ("particule"). Dans le cas d'un *knockout* neutron, on paramétrise R_s comme : $R_s = -a |S_n \pm E^* - S_p| + b$, où E^* est additionnée (soustraite) à S_n lorsque l'état final est un état de type "trou" ("particule"). Avec S_p, S_n exprimés en MeV (et $E^* = 0$ MeV correspondant à un *knockout* de fondamental vers fondamental), les paramètres a et b sont respectivement $a = 0.016$ et $b = 0.61$. L'erreur sur le facteur de réduction R_s ainsi déterminé est de l'ordre de 20% [60].

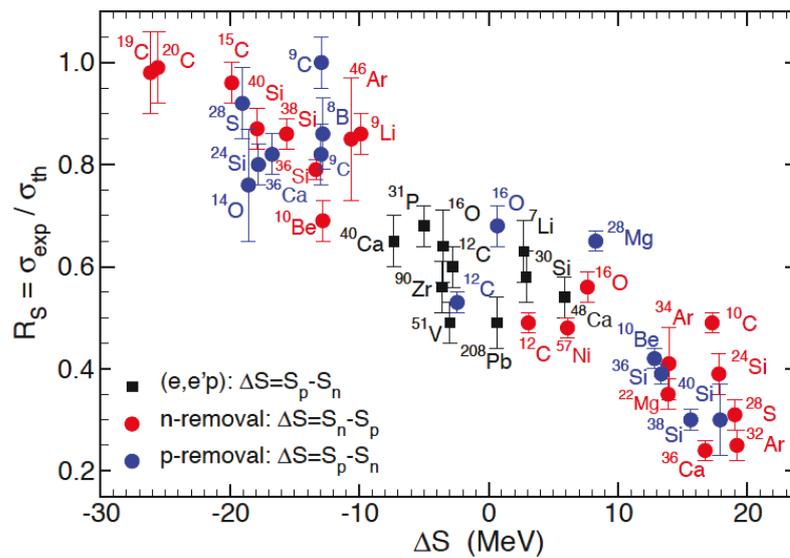


FIGURE 4.23 – Mesures expérimentales du facteur de réduction R_s pour différents types de réaction (rouge : *knockout* proton, bleu : *knockout* neutron, noir : *knockout* proton induit par collision électronique). Les valeurs de R_s sont représentées en fonction de l'asymétrie proton-neutron ΔS [59].

Dans le chapitre 5, les résultats expérimentaux seront présentés au travers des mesures de la section efficace exclusive de peupler l'état final f , $\sigma_f^{exp} = \sigma_{inc} b_f$, qui est complètement indépendante du modèle de réaction. Seront néanmoins aussi discutées les valeurs de $C^2 S_{norm}^{exp} = \frac{C^2 S^{exp}}{R_s}$, qui sont normalisées à la valeur maximale d'occupation $(2j+1)$ de l'orbitale (nlj) . Ces quantités sont en effet comparables avec des nombres d'occupation. Afin de s'assurer que l'on peut s'affranchir de la dépendance en le modèle de réaction utilisé pour calculer $\sigma_{sp}^{th}(nlj)$, on comparera les facteurs spectroscopiques $C^2 S_{norm}^{exp}$ mesurés pour la réaction de *knockout* $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$ à ceux issus d'une réaction de transfert $^{36}\text{S}(d, ^3\text{He})^{35}\text{P}$ [61] pour laquelle le facteur de réduction R_s ne dépend pas a priori de l'asymétrie proton-neutron ΔS [62] (section 5.1.1).

4.6.1 Section efficace inclusive de réaction (σ_{inc})

La section efficace inclusive de réaction est déterminée via le comptage absolu du nombre de noyaux incidents N_i et du nombre de résidus de *knockout* N_f :

$$\sigma_{inc} = \frac{N_f}{N_i} \frac{1}{nx} \quad (4.50)$$

Les propriétés de la cible sont incluses dans le rapport $\frac{1}{nx}$, où n représente le nombre d'atomes cibles par unité de volume, et x représente l'épaisseur de la cible. Toutes les réactions de *knockout* traitées ici ont été induites sur une cible de ${}^9\text{Be}$ d'épaisseur 100 mg.cm^{-2} . Il en résulte une valeur typique $\frac{1}{nx} = 149,7 \text{ b}$.

4.6.1.1 Nombre absolu de noyaux incidents (N_i)

Le nombre absolu de noyaux incidents sur la cible est extrait à partir de l'échelle de comptage du scintillateur OBJ placé dans le plan objet du spectromètre S800, en amont de la cible de réaction :

$$N_i = N_{OBJ}^{sc} \frac{T}{\epsilon_{OBJ}} P \quad (4.51)$$

Le nombre de noyaux ayant interagi dans le scintillateur N_{OBJ}^{sc} est corrigé par la transmission T de la ligne d'analyse de S800 et l'efficacité intrinsèque du scintillateur ϵ_{OBJ} , afin de remonter au nombre absolu de noyaux ayant atteint la cible de réaction. Le rapport $\frac{T}{\epsilon_{OBJ}}$ est déduit de l'analyse d'une acquisition de faisceau non-réagi, dans lequel le spectromètre S800 est réglé pour transmettre au plan focal les noyaux incidents qui ont traversé la cible de ${}^9\text{Be}$ sans interagir. On le calcule en faisant le rapport du nombre de noyaux comptés dans les échelles au plan focal de S800 sur le nombre de noyaux comptés dans les échelles du scintillateur OBJ. Cette méthode est valide sous l'hypothèse que dans l'acquisition de faisceau non-réagi, la transmission des noyaux d'intérêt est de 100% dans la partie spectrographe de S800.

Le faisceau incident n'étant pas pur, il faut prendre en compte la pureté du faisceau P pour déterminer le nombre de noyaux de l'espèce d'intérêt. Cette pureté est définie comme le rapport du nombre de noyaux d'intérêt dans la sélection en temps de vol sur le nombre de total de noyaux (cf. figure 4.24). Elle est également extraite de l'acquisition de faisceau non-réagi. Les valeurs de P et $\frac{T}{\epsilon_{OBJ}}$ pour les deux faisceaux incidents sont reportées dans le tableau 4.1.

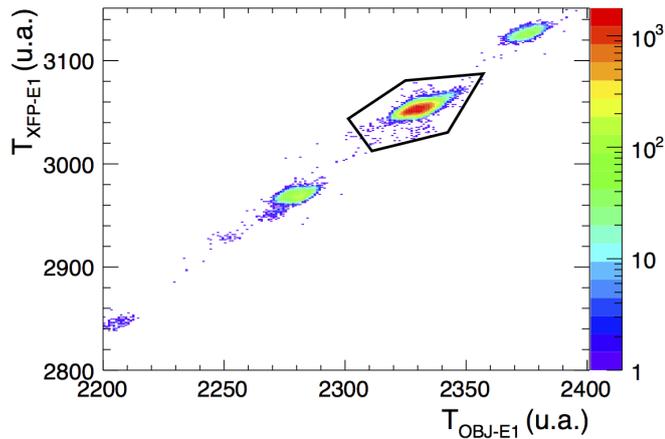


FIGURE 4.24 – Exemple de matrice d'identification en temps de vol pour une acquisition de faisceau non-réagi (ici : faisceau de ^{36}S). Contour noir : sélection du ^{36}S .

Faisceau incident	P (%)	$\frac{T}{\epsilon_{OBJ}}$
^{36}S	89,7	0,923
^{34}Si	70,5	0,851

TABLE 4.1 – Puretés P et rapports $\frac{T}{\epsilon_{OBJ}}$ extraits des acquisitions de faisceaux non-réagis (^{36}S ou ^{34}Si incidents).

4.6.1.2 Nombre absolu de résidus de réaction (N_f)

Le nombre absolu de résidus de *knockout* est déterminé à partir de l'échelle de comptage du scintillateur E1 placé au plan focal du spectromètre S800 :

$$N_f = N_{E1}^{SC} f_P f_{TOF} \quad (4.52)$$

Pour extraire le nombre de résidus de *knockout* pour un noyau incident donné, on introduit la fraction f_P de résidus d'intérêt produits. Cette fraction est déterminée à partir de la matrice d'identification en perte d'énergie et temps de vol (cf. figure 4.25(a)), produite après sélection du noyau incident d'intérêt dans la matrice d'identification en temps de vol (représentée en noir sur la figure 4.25(b)). Elle correspond à la fraction de noyaux produits dans la sélection en perte d'énergie et temps de vol par rapport au nombre total de noyaux dans la matrice. On corrige aussi de la

fraction f_{TOF} qui représente la proportion de noyaux incidents sélectionnés parmi les évènements prompts (discutés dans la section 4.2.1) dans la matrice d'identification en temps de vol du faisceau incident. Cette fraction est calculée comme le rapport du nombre d'évènements sélectionnés (contour noir) sur le nombre d'évènements prompts (contour rouge) représentés dans la figure 4.25(b). Les valeurs de f_p et f_{TOF} sont reportées pour les quatre voies de réactions considérées dans le tableau 4.2.

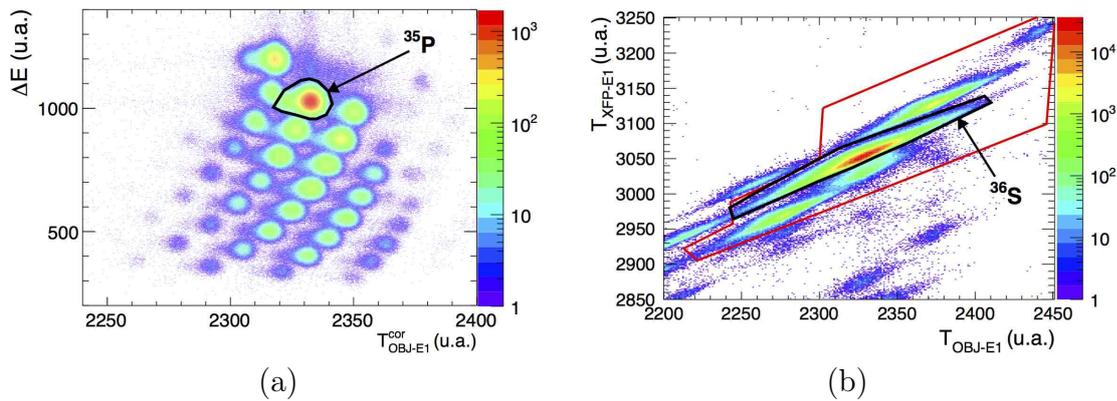


FIGURE 4.25 – (a) Exemple de matrice d'identification en perte d'énergie et temps de vol pour une acquisition de knockout (ici : sélection ^{36}S incident). Contour noir : résidu de knockout proton (ici : ^{35}P). (b) Exemple de matrice d'identification en temps de vol pour une acquisition de knockout (ici : faisceau de ^{36}S). Contour rouge : évènements prompts. Contour noir : sélection du ^{36}S .

Réaction	f_p (%)	f_{TOF} (%)
$^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$	45,4	89,9
$^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$	20,4	87,6
$^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$	61,1	64,8
$^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$	30,3	57,5

TABLE 4.2 – Valeurs de f_p et f_{TOF} pour les quatre voies de réaction d'intérêt.

4.6.2 Branchements des états peuplés

Le branchement b_f d'un état f représente la proportion de résidus de *knockout* qui sont produits dans l'état f . On le calcule en sommant les contributions des transitions γ par lesquelles l'état f peut décroître, et en retranchant les contributions des transitions γ qui alimentent l'état f :

$$b_f = \frac{\sum_{\gamma \leftarrow f} N_e(E_\gamma) - \sum_{\gamma \rightarrow f} N_e(E_\gamma)}{N_{noyau}} \quad (4.53)$$

$N_e(E_\gamma)$ est extrait de l'aire des pics du spectre γ détecté par les modules de la couronne à 90° de GRETINA, normalisée par l'efficacité de ces modules. $N_e(E_\gamma)$ représente donc le nombre de transitions d'énergie E_γ émises par les résidus inclus dans les sélections temps de vol / temps de vol et perte d'énergie / temps de vol, c'est pourquoi on normalise le branchement b_f par le nombre N_{noyau} de résidus dans cette même sélection. Le fait de déduire b_f de mesures qui sont toutes relatives à la même sélection permet de s'affranchir des efficacités de détection dans les scintillateurs et la chambre à ionisation qui permettent de faire cette sélection.

CHAPITRE 5

Résultats expérimentaux et discussion

Dans cette section sont présentés dans un premier temps les résultats expérimentaux pour chaque voie de réaction d'intérêt (section 5.1). Les quatre voies de réaction pouvant nous renseigner sur la structure des noyaux de ^{36}S et ^{34}Si sont : $^{36}\text{S}(-1\text{p})^{35}\text{P}$, $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$, $^{34}\text{Si}(-1\text{p})^{33}\text{Al}$, et $^{34}\text{Si}(-1\text{n})^{33}\text{Si}$. Les réactions de *knockout* de protons nous renseignent sur la structure protonique des deux noyaux considérés, et en particulier permettent de tester expérimentalement l'hypothèse de l'existence d'une bulle protonique dans le ^{34}Si . L'étude des réactions de *knockout* de neutrons permet quant à elle de tester la rigidité de la fermeture de couche $N=20$, condition nécessaire à la formation d'une bulle. Les facteurs spectroscopiques obtenus par *knockout* de protons et neutrons à partir du ^{34}Si seront ensuite comparés à ceux extraits pour les *knockouts* réalisés sur le ^{36}S (section 5.2). Ceci permettra de conclure quant à l'existence d'une bulle proton dans le ^{34}Si . Enfin, ces résultats expérimentaux seront confrontés aux prédictions théoriques discutées dans le chapitre 2 dans le but de tester la dépendance en densité et en isospin des modèles de champ moyen relativiste et non-relativiste (section 5.3).

5.1 Résultats pour chaque voie de réaction

La procédure d'analyse décrite dans le chapitre 4 est suivie pour chacune des voies de réaction d'intérêt. Dans un premier temps, on s'intéressera à la réaction de *knockout* de proton $^{36}\text{S}(-1\text{p})^{35}\text{P}$, qui sert ici de référence pour la détermination des facteurs spectroscopiques. En effet, une expérience basée sur la réaction transfert de proton $^{36}\text{S}(d, ^3\text{He})^{35}\text{P}$ [61] a précédemment permis d'extraire des facteurs spectroscopiques expérimentaux. Dans la section 5.1.1, on comparera les résultats obtenus par le biais de ces deux réactions afin de tester la cohérence des résultats obtenus par *knockout*, et ainsi valider en particulier la méthode de normalisation des facteurs spectroscopiques décrite dans la section 4.6. Dans un second temps, les voies de réaction $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$, $^{34}\text{Si}(-1\text{p})^{33}\text{Al}$, et $^{34}\text{Si}(-1\text{n})^{33}\text{Si}$ seront étudiées selon la même procédure afin de faciliter la comparaison des résultats obtenus pour d'une part, les *knockouts* de protons et neutrons à partir du ^{36}S et d'autre part, les *knockouts* de protons et neutrons réalisés sur le noyau de ^{34}Si .

5.1.1 Analyse de la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{p})^{35}\text{P}$

5.1.1.1 Section efficace inclusive de réaction

La section efficace inclusive de réaction est extraite selon la procédure décrite dans la section 4.6.1, sur une acquisition d'environ une heure :

$$\sigma_{inc} = \frac{N_f}{N_i} \frac{1}{nx} \quad (5.1)$$

avec $1/(nx) = 149.7$ b pour la cible de ^9Be utilisée lors de l'expérience. Le nombre d'isotopes de ^{36}S incidents est déduit du comptage N_{OBJ}^{SC} dans l'échelle du scintillateur OBJ placé en amont de la cible :

$$N_i = N_{OBJ}^{SC} \frac{T}{\epsilon_{OBJ}} P \quad (5.2)$$

avec $T/\epsilon_{OBJ} = 0,923$ et $P = 89,7\%$ pour le faisceau de ^{36}S . Dans l'acquisition considérée, l'échelle a compté au total $N_{OBJ}^{SC} = 2,26.10^9$ noyaux incidents, ce qui correspond à $N_i = 1,87.10^9$ noyaux de ^{36}S incidents.

Le nombre de noyaux de ^{35}P produits est déduit du comptage dans l'échelle du scintillateur E1, situé au plan focal du spectromètre S800 :

$$N_f = N_{E1}^{SC} f_P f_{TOF} \quad (5.3)$$

L'échelle a compté $N_{E1}^{SC} = 1,56.10^6$ noyaux produits, avec $f_{TOF} = 89.9\%$ et $f_P = 45,4\%$ pour la voie $^{36}\text{S}(-1\text{p})^{35}\text{P}$, ce qui correspond à $N_f = 6,37.10^5$ noyaux de ^{35}P produits durant l'acquisition considérée.

La section efficace inclusive de la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{p})^{35}\text{P}$ est alors :

$$\sigma_{inc}(^{36}\text{S} \rightarrow ^{35}\text{P}) = 50,9 \pm 1 \text{ mb.}$$

5.1.1.2 Calcul du nombre total de ^{35}P dans la sélection

Le calcul des branchements des états peuplés nécessite de connaître le nombre de ^{35}P remplissant les conditions en temps de vol et en perte d'énergie (cf. section 4.6.2). Rappelons que dans le cas du faisceau incident de ^{36}S , le "trigger S800" a été divisé, en conséquence seul un évènement dans S800 sur dix a été enregistré (cf. section 3.5). On calcule le nombre de noyaux de ^{35}P remplissant les conditions des sélections en temps de vol et en perte d'énergie de la manière suivante :

$$N(^{35}\text{P}) = 10 \times N_{\Delta E-TOF}(\text{"in"}^{36}\text{S}, \text{"out"}^{35}\text{P}, \text{"S800\%"}) \quad (5.4)$$

où $N_{\Delta E - TOF}$ représente le nombre d'évènements comptés dans la matrice en perte d'énergie et temps de vol, conditionnée par :

- "*in*³⁶S" : les conditions en temps de vol ($T_{OBJ - E1}$ et $T_{XFP - E1}$) pour la sélection des noyaux de ³⁶S incidents
- "*out*³⁵P" : les conditions en perte d'énergie et en temps de vol ($T_{OBJ - E1}$) pour la sélection des noyaux de ³⁵P après la cible
- "S800%" : seuls les évènements pour lesquels le trigger "S800" divisé a déclenché l'acquisition sont pris en compte.

Dans le cas de la voie de réaction $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$, un total de $N(^{35}\text{P}) = 3,86.10^6$ noyaux a été comptabilisé.

5.1.1.3 Schéma de décroissance

Le spectre du ³⁵P, cumulé en utilisant tous les modules de GRETINA et la procédure d'addback, est représenté dans la figure 5.1.

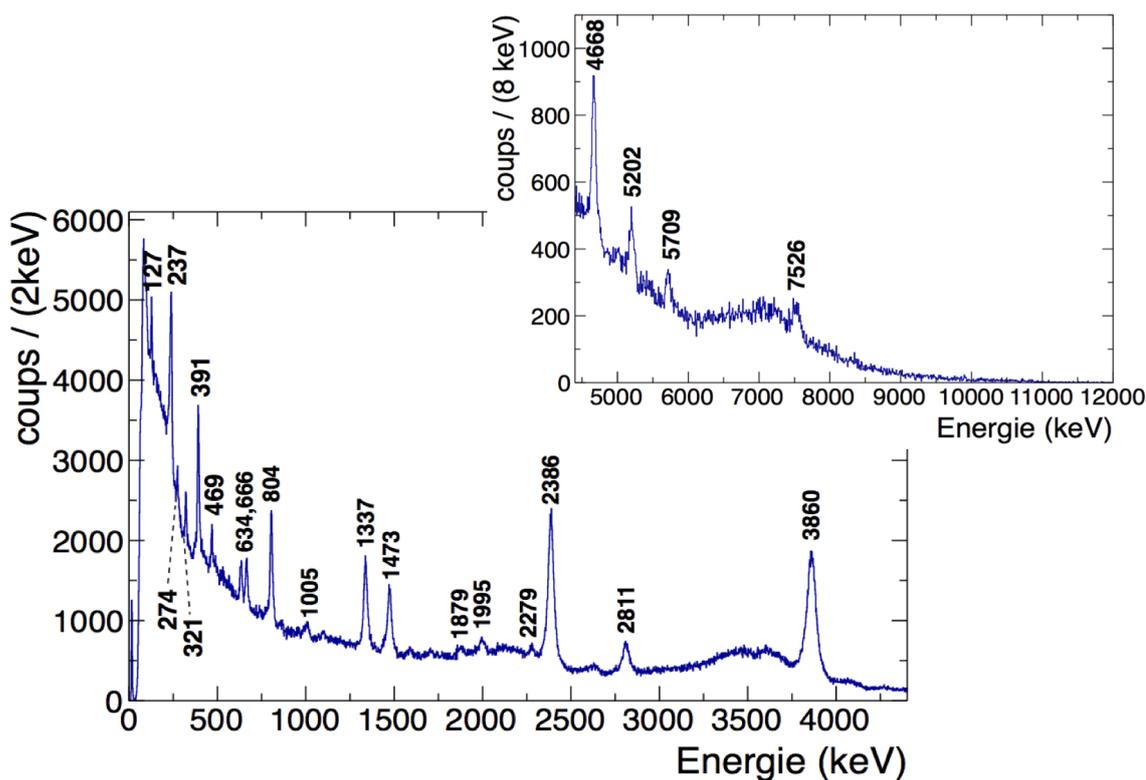


FIGURE 5.1 – Spectre du ³⁵P cumulé pour tous les modules de GRETINA, en utilisant la procédure d'addback.

Le schéma de décroissance est déduit de l'étude des matrices de coïncidences $\gamma - \gamma$. Les quatre matrices les plus représentatives sont reportées dans la figure 5.2.

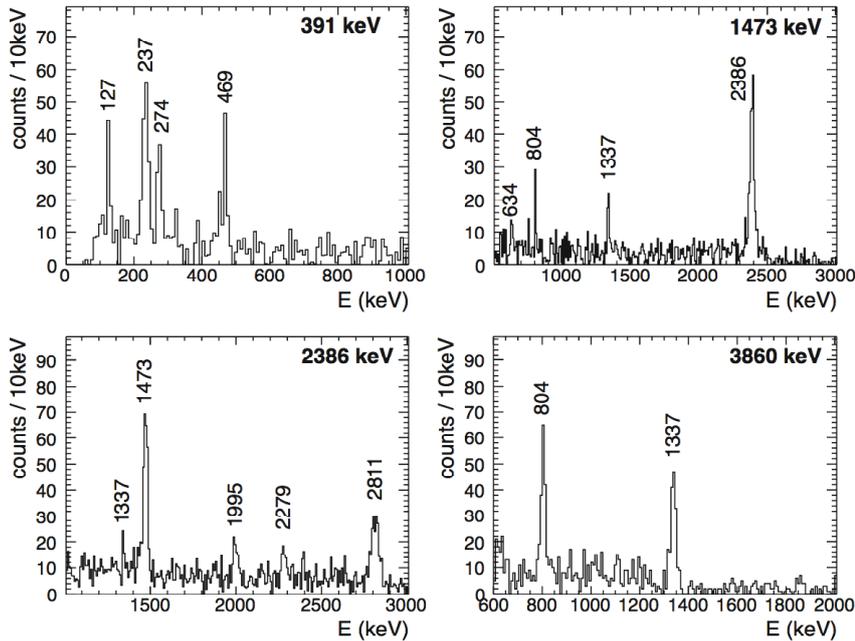


FIGURE 5.2 – Projections de la matrice de coïncidences $\gamma - \gamma$ autour des pics de 391, 1473, 2386 et 3860 keV.

Le schéma de décroissance ainsi déduit est représenté dans la figure 5.3. Les branchements b_f des états peuplés sont calculés selon la méthode décrite dans la section 4.6.2. Tous les états peuplés lors de notre expérience ont déjà été observés précédemment. Notre schéma est en complet accord avec ceux proposés par S. Khan et M. Wiedeking [61, 63]. Il est cependant étonnant a priori de peupler autant d'états excités dans le ^{35}P , et en particulier des états de parité négative, alors que la réaction de *knockout* de protons à partir du ^{36}S , qui est une réaction directe, ne peuple que des états d'excitations de protons dans le ^{35}P . L'étude des distributions en moment parallèle associées à chaque état excité peuplé permet de mettre en évidence que certains états, notés en rouge sur le schéma de décroissance, sont peuplés à partir du ^{36}S , par voie d'échange de charge suivie de l'émission d'un neutron. En conséquence, le nombre de noyaux de ^{35}P produits par *knockout*, $N(^{35}\text{P}) = 3,86 \cdot 10^6$ calculé dans la section précédente, est surestimé car certains de ces noyaux ne sont pas peuplés par cette réaction. Par la suite, ce nombre "absolu" de noyaux nécessaire au calcul du branchement des états peuplés sera réévalué en écartant les états peuplés par échange de charge (section 5.1.1.5).

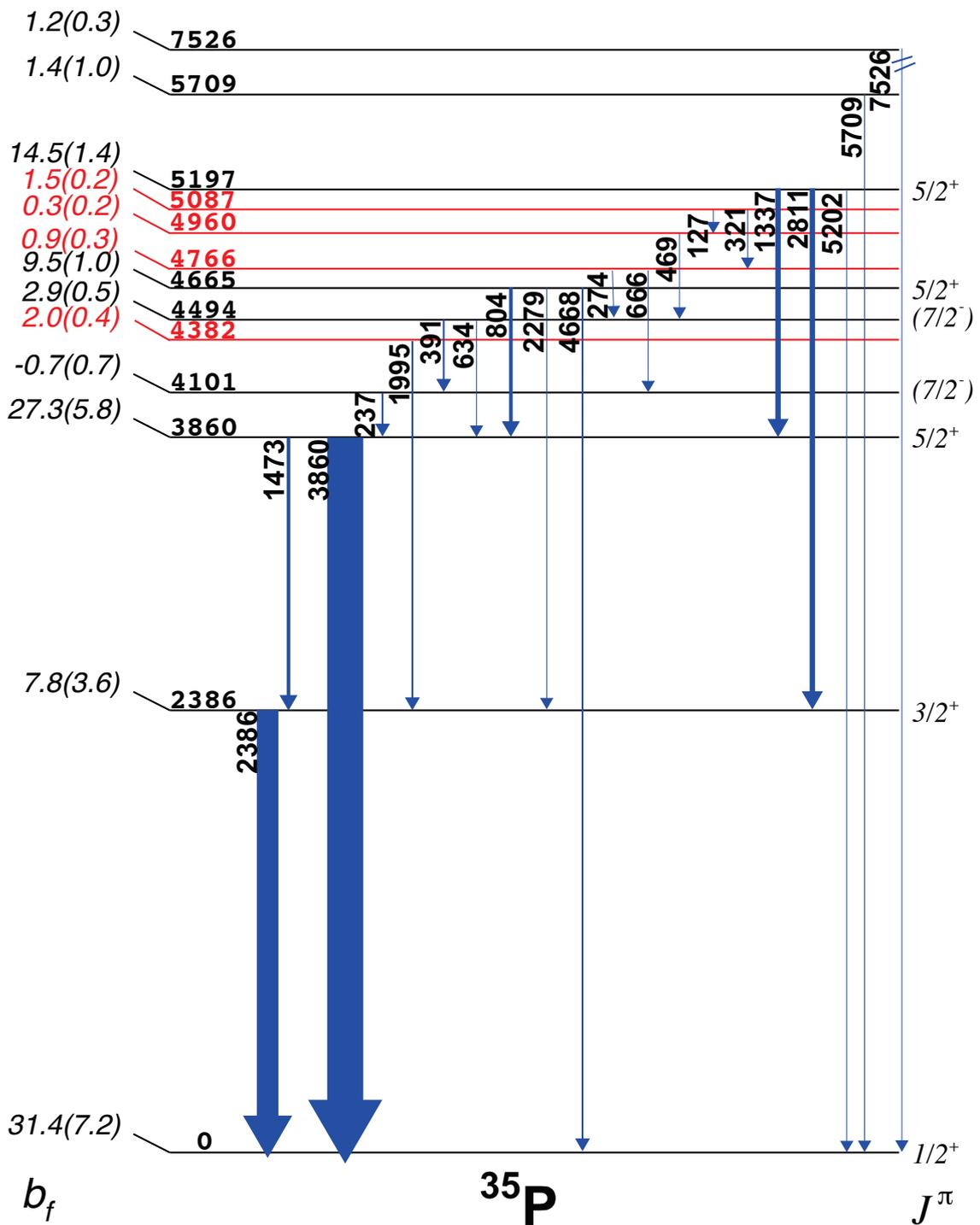


FIGURE 5.3 – Schéma de décroissance du ^{35}P peuplé à partir du ^{36}S . Les branchements de chaque état sont reportés à gauche. Les spins et parités déjà connus d'expériences précédentes [61, 63] sont reportés à droite. Rouge : états peuplés par échange de charge suivi d'une émission de neutron. Noir : états peuplés par knockout de proton.

5.1.1.4 Moments orbitaux des états peuplés

Les distributions en moment parallèle expérimentales sont extraites pour chaque état peuplé selon la procédure décrite dans la section 4.5.2. Les distributions associées à chaque état dont les spin et parités sont connus d'expériences précédentes sont représentées dans la figure 5.4. Elles sont comparées aux distributions en moment calculées dans le modèle de Glauber (cf. section 4.4), dans le cas d'un état $L=0$ (rouge), $L=2$ (bleu) ou $L=3$ (vert). Au vu du branchement compatible avec 0% de l'état à 4101 keV, la distribution associée à cet état n'a pas pu être extraite.

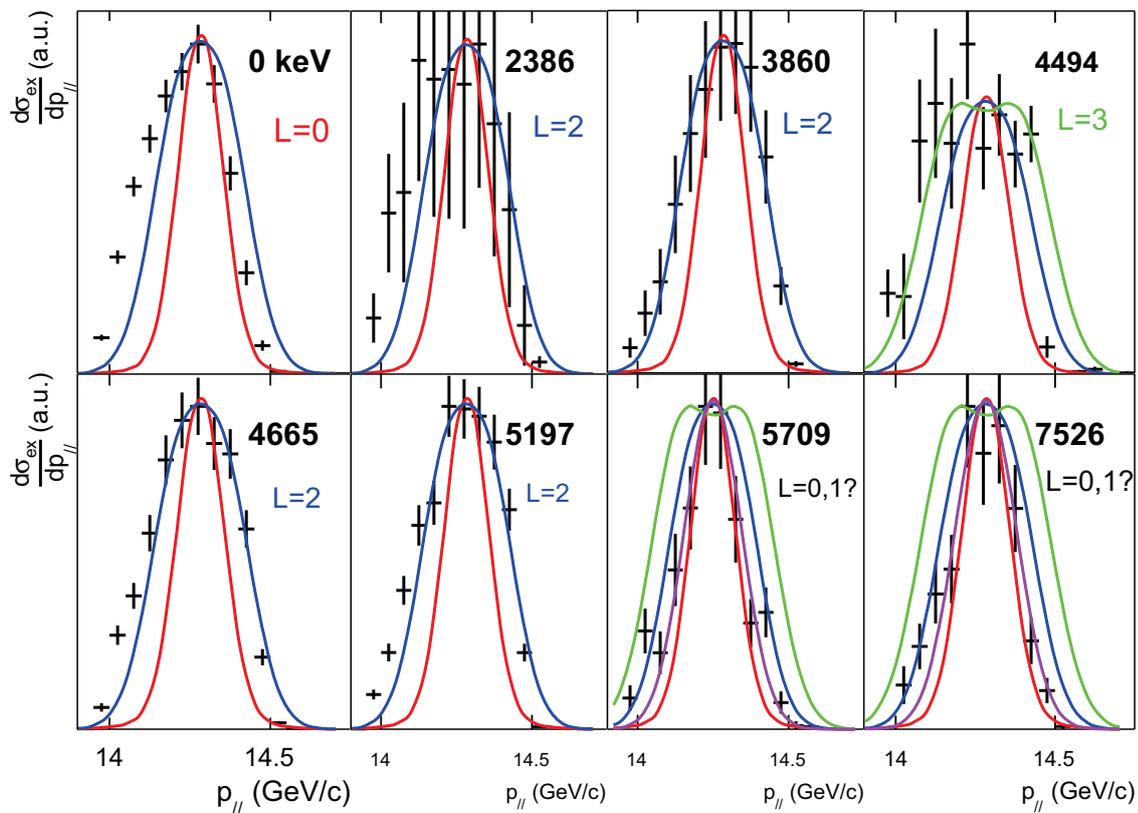


FIGURE 5.4 – Comparaison des distributions en moment expérimentales avec celles calculées dans le modèle de Glauber (rouge : $L=0$, rose : $L=1$, bleu : $L=2$, vert : $L=3$).

Les distributions en moment expérimentales présentent une asymétrie plus ou moins marquée vers les bas moments. Cette asymétrie est associée à des effets de dissipation d'énergie due à l'excitation de la cible de réaction [64]. Ces voies de réaction ne sont pas traitées dans le modèle de Glauber, c'est pourquoi les distributions théoriques sont complètement symétriques. La comparaison des distributions théoriques

et expérimentales doit en conséquence être faite en prenant en compte uniquement la partie à hauts moments de ces distributions. La comparaison des distributions en moment théoriques et expérimentales permet d'associer le moment orbital $L=2$ pour les quatre états excités 2386, 3860, 4665 et 5197 keV. Ces assignations sont en accord avec la référence [61] qui propose $J^\pi = 3/2^+$ pour l'état à 2386 keV et $J^\pi = 5/2^+$ pour les trois derniers états excités cités. La distribution associée à l'état fondamental est quant à elle plus étroite, et compatible avec la distribution théorique calculée pour $L=0$, en accord avec $J^\pi = 1/2^+$ pour l'état fondamental du ^{35}P . Ceci montre qu'il est effectivement possible de distinguer deux états selon leurs valeurs de moment orbital L , via l'étude de leurs distributions en moment expérimentales. La référence [63] propose $J^\pi = 7/2^-$ pour l'état excité à 4494 keV, qui a aussi été observé en $(d, ^3\text{He})$, mais dont le moment orbital L n'avait pas pu être déterminé [61]. Cette assignation est confirmée par ce travail car la distribution en moment associée à cet état est compatible avec un moment orbital $L=3$. Les états d'énergies 5709 et 7526 keV semblent quant à eux compatibles avec un moment orbital $L=0$ ou 1. Cependant, au vu de leur énergie d'excitation et du facteur spectroscopique de l'état fondamental $1/2^+$ ($C^2S(0\text{keV}) = 2.2(7)$, cf. section 5.1.1.6), ces états ne peuvent pas être associés à $J^\pi = 1/2^+$. Ces états pourraient être associés à un moment orbital $L=1$ correspondant à l'arrachage d'un proton d'une orbitale p profonde.

La figure 5.5 présente la superposition des quatre distributions associées respectivement aux états 4382, 4766, 4960 et 5087 keV, avec la distribution de l'état fondamental du ^{35}P . Les maxima de ces quatre distributions sont décalés à plus bas moment ($p_{max} = 14.14 \pm 0.02$ GeV/c contre $p_{max} = 14.29 \pm 0.02$ GeV/c pour les autres distributions en moment), ce qui indique que ces quatre états sont peuplés par une voie de réaction différente du *knockout*. Nous proposons que les états 4382, 4766, 4960 et 5087 keV du ^{35}P sont en fait peuplés par une réaction d'échange de charge $^{36}\text{S}(^9\text{Be}, ^9\text{B})^{36}\text{P}$ suivie de l'émission d'un neutron, rendue possible par le seuil d'émission de neutrons relativement bas dans le ^{36}P ($S_n = 3.5$ MeV [65]). Le moment moyen du ^{36}P peuplé par échange de charge à partir du ^{36}S a pu être extrait de nos données expérimentales : on trouve $\bar{p}(^{36}\text{P}) = 14.54 \pm 0.02$ GeV/c. Sous l'hypothèse que l'impulsion moyenne est conservée lors de l'émission de neutron, cette valeur correspond à un moment moyen $\bar{p}(^{35}\text{P}) = 14.14 \pm 0.02$ GeV/c pour les états du ^{35}P peuplés par la voie d'échange de charge, ce qui vient confirmer que les états 4382, 4766, 4960 et 5087 keV sont peuplés par cette voie de réaction et non pas par *knockout*.

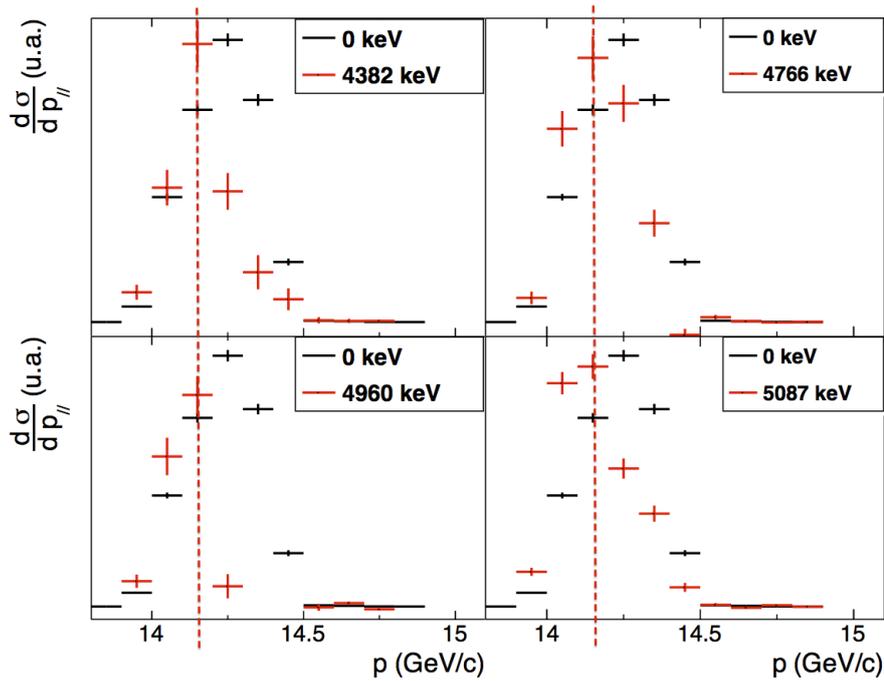


FIGURE 5.5 – *Superpositions des distributions expérimentales associées aux états 4382, 4766, 4960 et 5087 keV, avec la distribution expérimentale de l'état fondamental du ^{35}P .*

5.1.1.5 Schéma de décroissance des états peuplés par *knockout*

Les états du ^{35}P d'énergies 4382, 4766, 4960 et 5087 keV, qui sont peuplés par voie d'échange de charge à partir du ^{36}S , ne doivent pas être pris en compte dans le calcul de branchements. Il convient aussi de déterminer à nouveau la section efficace inclusive de la réaction de *knockout* : celle calculée dans la section 5.1.1.1 ($\sigma_{inc}({}^{36}\text{S} \rightarrow {}^{35}\text{P}) = 50.9 \text{ mb}$) englobe à la fois la voie de *knockout* d'intérêt et la voie d'échange de charge. De même, le nombre total de ^{35}P peuplés à partir du ^{36}S (section 5.1.1.2 : $N({}^{35}\text{P}) = 3,86 \cdot 10^6$) doit être recalculé pour prendre en compte le fait qu'une partie de ces noyaux sont peuplés par échange de charge et non pas par *knockout*.

Au vu du schéma de décroissance 5.3, les états peuplés par échange de charge sont très peu liés par des transitions γ aux états peuplés par *knockout*. Intuitivement, la voie d'échange de charge devrait peupler des états d'excitations de neutrons dans le ^{36}P , et l'émission de neutron consécutive devrait elle aussi peupler préférentiellement des états d'excitations de neutrons dans le ^{35}P , contrairement à la voie de *knockout* de proton qui peuple préférentiellement des états d'excitations de protons. Ces deux arguments permettent de faire l'hypothèse que les états peuplés par

échange de charge correspondent à des configurations très différentes de ceux peuplés par *knockout*, et que les états peuplés par *knockout* ne sont pas peuplés par échange de charge (et inversement). En particulier, on fait l’hypothèse que l’état fondamental n’est pas alimenté directement par la réaction d’échange de charge. Un argument pour le justifier est le fait que le centroïde de sa distribution en moment se situe à la valeur attendue pour la réaction de *knockout* ($\bar{p} = 14,25 \text{ GeV}/c$). Si l’état fondamental était alimenté par les réactions d’échange de charge, son centroïde serait décalé vers les bas moments.

On peut alors calculer la section efficace de *knockout* en pondérant la section efficace $\sigma_{inc}({}^{36}\text{S} \rightarrow {}^{35}\text{P})$ par la somme des branchements des états peuplés par *knockout* :

$$\sum_{f:\textit{knockout}} b_f = 95.3\% \quad (5.5)$$

$$\sigma_{inc}({}^{36}\text{S}(-1p){}^{35}\text{P}) = \frac{95.3}{100} \sigma_{inc}({}^{36}\text{S} \rightarrow {}^{35}\text{P}) = 48.5 \pm 1 \text{ mb} \quad (5.6)$$

$$N({}^{35}\text{P}:\textit{knockout}) = \frac{95.3}{100} N({}^{35}\text{P}) = 3,68.10^6 \quad (5.7)$$

Le schéma de décroissance du ${}^{35}\text{P}$ tenant compte uniquement des états peuplés par *knockout* de proton est représenté dans la figure 5.6. Les branchements sont cette fois calculés par rapport au nombre de ${}^{35}\text{P}$ produits par *knockout* : $N({}^{35}\text{P}:\textit{knockout}) = 3,68.10^6$.

5.1.1.6 Facteurs spectroscopiques expérimentaux

Les facteurs spectroscopiques expérimentaux $C^2 S_{norm}^{exp}$ sont calculés selon la méthode discutée dans la section 4.6. Ils sont reportés pour chaque état peuplé par *knockout* dans le tableau 5.1. Les facteurs spectroscopiques $C^2 S^{(d,{}^3\text{He})}$, extraits pour une réaction de transfert ${}^{36}\text{S}(d,{}^3\text{He}){}^{35}\text{P}$ [61], sont eux aussi reportés pour comparaison. Dans le cas de la réaction ${}^{36}\text{S}(-1p){}^{35}\text{P}$, les facteurs de réduction R_s discutés dans la section 4.6 sont calculés en considérant que les états $3/2^+$ et $7/2^-$ sont des états de type “particule”, tandis que les états $5/2^+$ sont des états de type “trou”. Les facteurs spectroscopiques $C^2 S_{norm}^{exp}$, qui tiennent compte du facteur de réduction R_s , sont totalement compatibles avec ceux extraits d’une réaction de transfert.

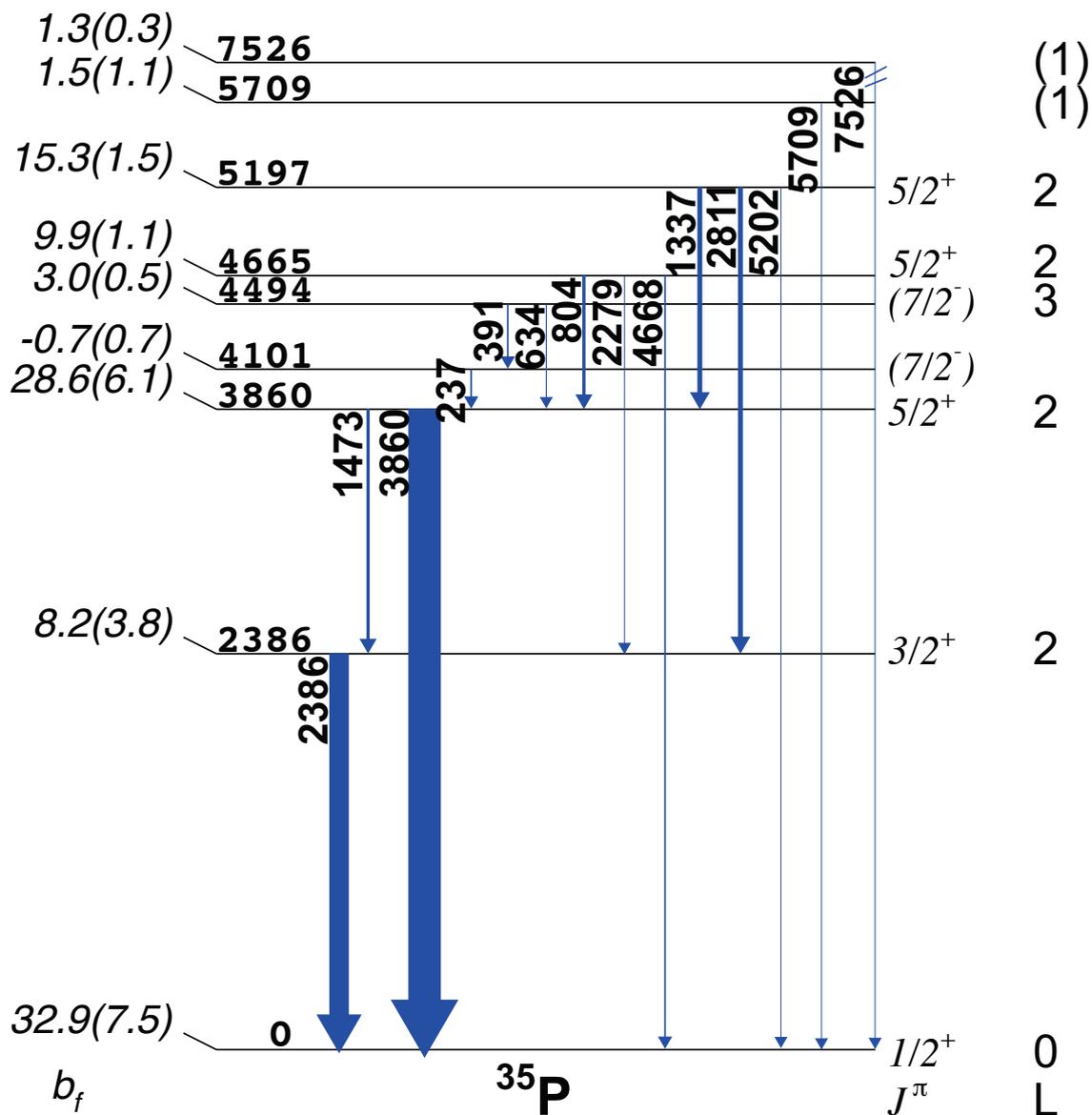


FIGURE 5.6 – Schéma de décroissance du ^{35}P peuplé par la réaction $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$. Les branchements de chaque état sont reportés à gauche. Les spins et parités déjà connus d'expériences précédentes [61, 63] sont reportés à droite. Les moments orbitaux L déterminés dans ce travail sont reportés pour comparaison.

5.1. Résultats pour chaque voie de réaction

E (keV)	J^π	b_f (%)	$b_f \times \sigma_{inc}^{exp}$ (mb)	σ_{sp} (mb)	R_s	$C^2 S_{norm}^{exp}$	$C^2 S^{(d,^3He)}$
0	$\frac{1}{2}^+$	32.9(7.5)	16.0(3.6)	13.5	0.55(11)	2.2(7)	1.6(3)
2386	$\frac{3}{2}^+$	8.2(3.8)	4.0(1.8)	10.6	0.59(12)	0.6(3)	0.31(6)
3860	$\frac{5}{2}^+$	28.6(6.1)	13.9(3.0)	10.6	0.49(10)	2.7(8)	2.9(6)
4494	$\frac{7}{2}^-$	3.0(5)	1.5(2)	10.4	0.63(13)	0.22(6)	<0.2
4665	$\frac{5}{2}^+$	9.9(1.1)	4.8(5)	10.3	0.47(9)	1.0(2)	1.1(2)
5197	$\frac{5}{2}^+$	15.3(1.5)	7.4(7)	10.2	0.47(9)	1.5(3)	1.4(3)
5709	($L = 1$)	1.5(1.1)	0.73(53)	10.8	0.47(9)	0.21(16)	-
7526	($L = 1$)	1.3(3)	0.63(15)	10.2	0.44(9)	0.20(6)	<0.4

TABLE 5.1 – Energies, spins et parités, sections efficaces exclusives ($b_f \times \sigma_{inc}^{exp}$), sections efficaces single-particle calculées dans le modèle de Glauber (σ_{sp}) et facteurs spectroscopiques expérimentaux normalisés $C^2 S_{norm}^{exp}$ pour les états peuplés par la réaction $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$. Les facteurs spectroscopiques extraits de la réaction de transfert $^{36}\text{S}(d,^3\text{He})^{35}\text{P}$ [61] sont reportés dans la dernière colonne.

5.1.2 Analyse de la réaction $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$

5.1.2.1 Section efficace inclusive de réaction

La section efficace inclusive de la réaction $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$ est déduite de la même manière que pour la réaction de référence $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$ (cf. section 5.1.1.1).

Pour le faisceau incident de ^{34}Si , le rapport T/ϵ_{OBJ} et la pureté sont respectivement : $T/\epsilon_{OBJ} = 0,851$ et $P = 70,5\%$. Pendant l'acquisition considérée, l'échelle du scintillateur OBJ a compté $N_{OBJ}^{SC} = 1,39.10^9$ noyaux incidents, ce qui correspond à un nombre de ^{34}Si incidents $N_i = 8,34.10^8$.

L'échelle du scintillateur E1 a quant à elle compté $N_{E1}^{SC} = 4,21.10^5$ noyaux produits. Avec $f_{TOF} = 64,8\%$ et $f_p = 61,1\%$, cela correspond à $N_f = 1,67.10^5$ noyaux de ^{33}Al produits.

La section efficace inclusive de la réaction $^{34}\text{Si}(-1\text{p})^{33}\text{Al}$ est alors :

$$\sigma_{inc}(^{34}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Al}) = 30,0 \pm 1\text{mb} \quad (5.8)$$

5.1.2.2 Calcul du nombre total de ^{33}Al dans la sélection

Dans le cas du faisceau incident de ^{34}Si , le “trigger S800” n’était pas divisé. On calcule dans ce cas le nombre de ^{33}Al remplissant les conditions de sélections en temps de vol et en perte d’énergie de la manière suivante :

$$N(^{33}\text{Al}) = N_{\Delta E-TOF}(\text{"in}^{34}\text{Si}\text{"}, \text{"out}^{33}\text{Al}\text{"}, \text{"S800"}) \quad (5.9)$$

$$+ N_{\Delta E-TOF}(\text{"in}^{34}\text{Si}\text{"}, \text{"out}^{33}\text{Al}\text{"}, \text{"S800 - GRETINA"}) \quad (5.10)$$

où $N_{\Delta E-TOF}$ représente le nombre d’évènements comptés dans la matrice en perte d’énergie et temps de vol, conditionnée par :

- “ in^{34}Si ” : les conditions en temps de vol (T_{OBJ-E1} et T_{XFP-E1}) pour la sélection des noyaux de ^{34}Si incidents
- “ out^{33}Al ” : les conditions en perte d’énergie et en temps de vol (T_{OBJ-E1}) pour la sélection des noyaux de ^{33}Al après la cible
- “S800” : seuls les évènements pour lesquels le trigger “S800” a déclenché l’acquisition sont pris en compte
- “S800 - GRETINA” : seuls les évènements pour lesquels le trigger “S800-GRETINA” a déclenché l’acquisition sont pris en compte.

Dans le cas de la voie de réaction $^{34}\text{Si}(-1\text{p})^{33}\text{Al}$, un total de $N(^{33}\text{Al}) = 4,97.10^6$ noyaux a été comptabilisé.

5.1.2.3 Schéma de décroissance

Le spectre du ^{33}Al , cumulé en utilisant tous les modules de GRETINA et la procédure d’*addback*, est représenté dans la figure 5.7. Le schéma de décroissance est déduit de l’étude des matrices de coïncidences $\gamma - \gamma$. Les six matrices les plus représentatives sont reportées dans la figure 5.8. Le schéma de décroissance ainsi déduit est représenté dans la figure 5.9. Il est à nouveau étonnant de peupler autant d’états excités dans le ^{33}Al lors de la réaction de *knockout* de protons à partir du ^{34}Si . Certains états sont, comme dans le cas de la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{p})^{35}\text{P}$, peuplés par une réaction d’échange de charge suivie de l’émission d’un neutron (cf. section 5.1.1.4). En effet, l’énergie de séparation d’un neutron est relativement basse dans le ^{34}Al ($S_n = 2,67$ MeV). Dans la section suivante, on étudiera les distributions en moment parallèles associées à chaque état excité, dans le but d’assigner des moments orbitaux aux états excités peuplés dans le ^{33}Al , et d’identifier d’éventuels états qui sont peuplés par échange de charge et non pas par *knockout*.

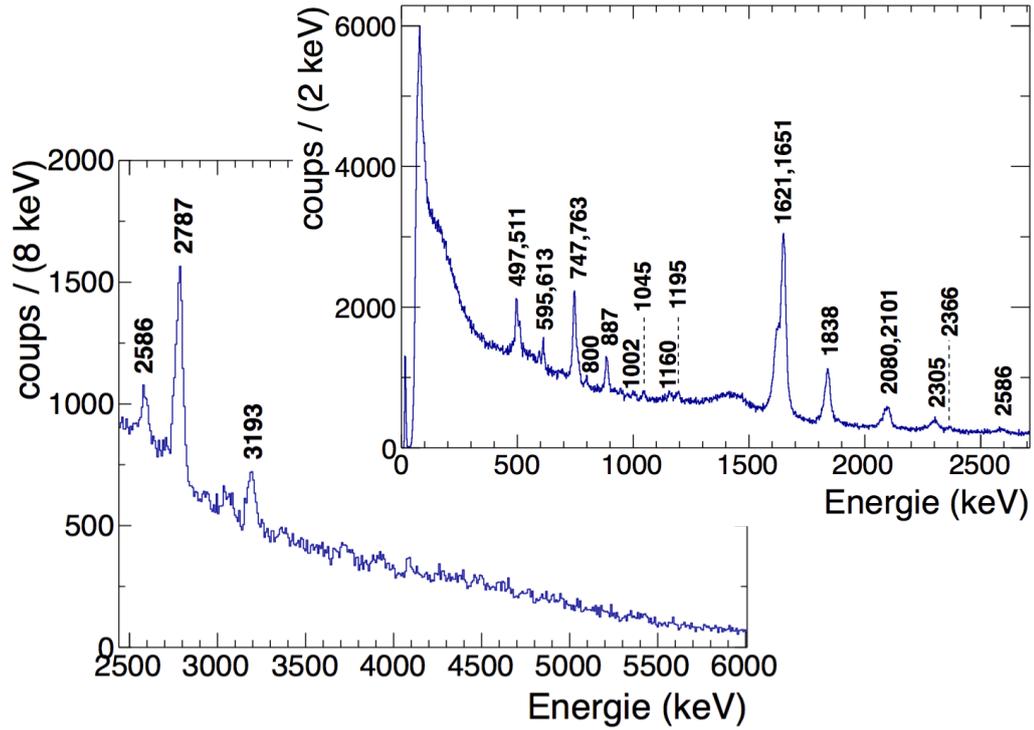


FIGURE 5.7 – Spectre du ^{33}Al cumulé pour tous les modules de GRETINA, en utilisant la procédure d'adback.

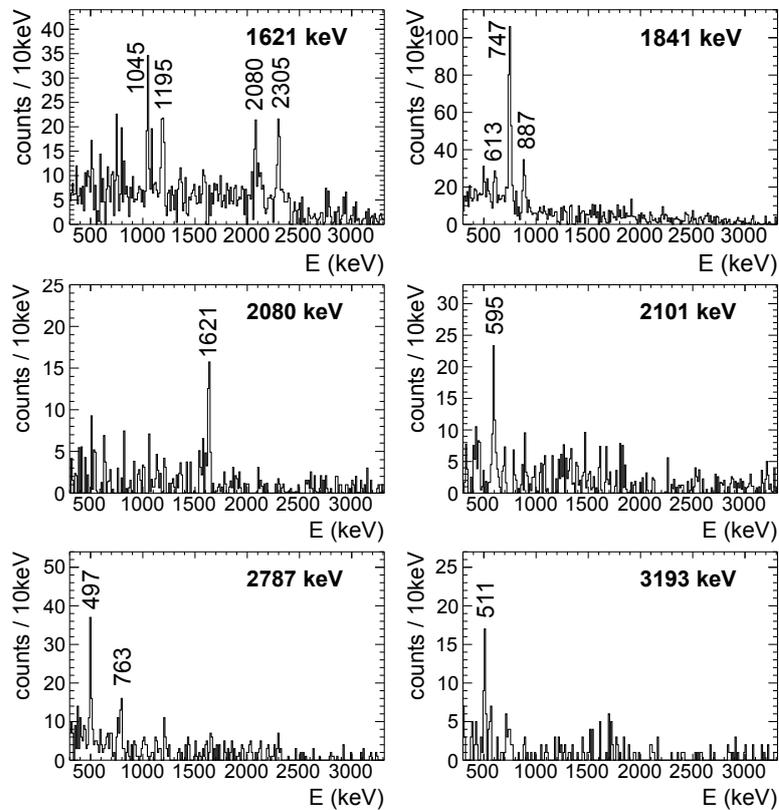


FIGURE 5.8 – Projections de la matrice de coïncidences γ - γ autour des pics de 1621, 1841, 2080, 2101, 2787 et 3193 keV.

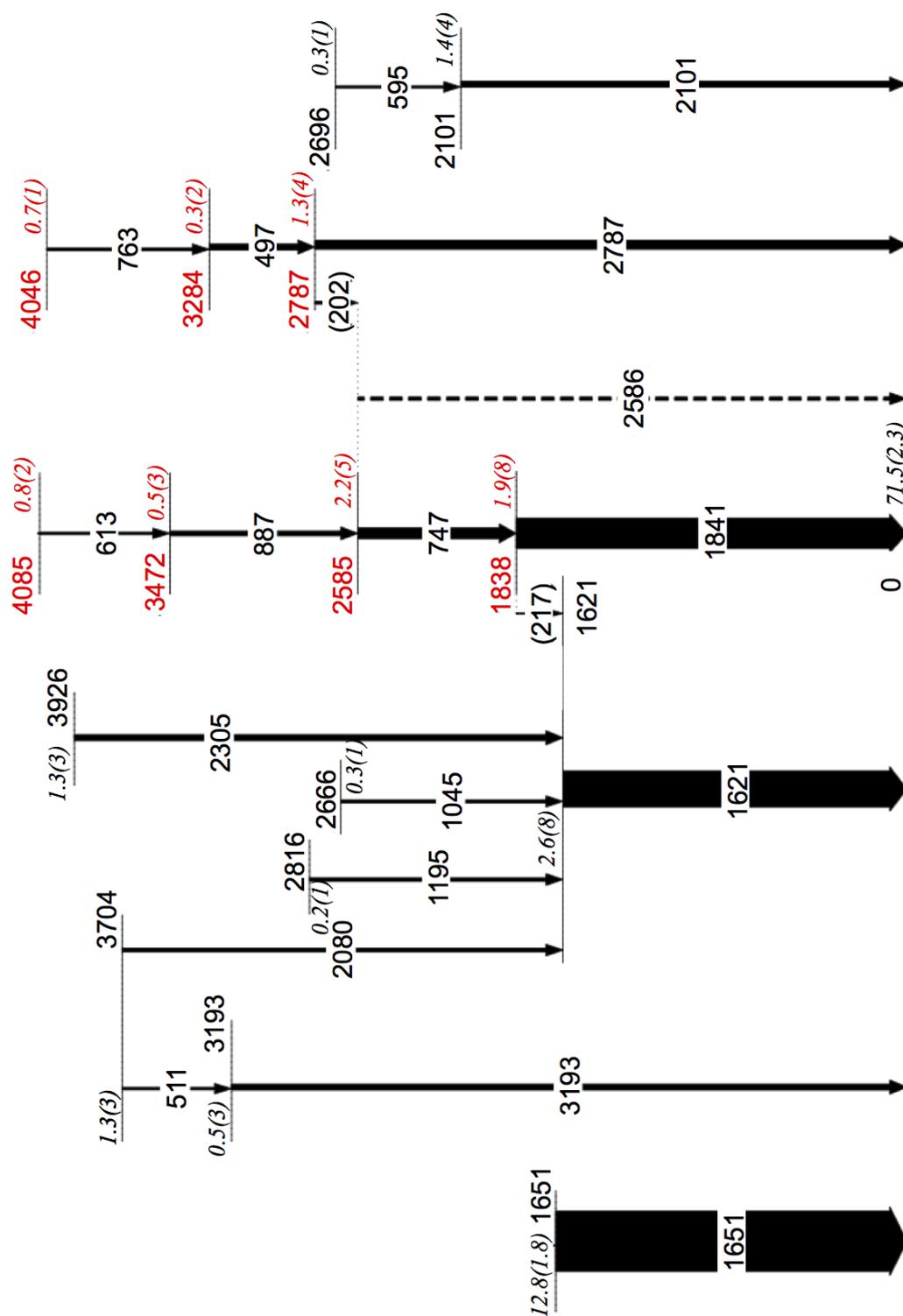


FIGURE 5.9 – Schéma de décroissance du ^{33}Al peuplé à partir du ^{34}Si . Rouge : états peuplés par échange de charge suivi d’une émission de neutron. Noir : états peuplés par knockout. Les branchements (exprimés en %) de chaque état sont reportés en italique.

5.1.2.4 Moments orbitaux des états peuplés

Dans le cas de la réaction $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$, sept états ont été identifiés comme étant alimentés par voie d'échange de charge $^{34}\text{Si}(^9\text{Be}, ^9\text{B})^{34}\text{Al}$ suivie de l'émission d'un neutron : ce sont les états excités d'énergies 1838, 2585, 2787, 3284, 3472, 4046, et 4085 keV. Leurs distributions en moments respectives sont superposées à celle de l'état fondamental de ^{33}Al dans la figure 5.10. Comme dans le cas de la réaction $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$, on remarque que le centroïde de ces distributions est décalé vers les bas moments ($\bar{p} = 14,22 \pm 0,02$ GeV/c). Le moment moyen du ^{34}Al peuplé par échange de charge à partir du ^{34}Si a pu être extrait de nos données expérimentales : on trouve $\bar{p}(^{34}\text{Al}) = 14,65 \pm 0,02$ GeV/c. Sous l'hypothèse que l'impulsion est conservée lors de l'émission de neutron, cette valeur correspond à un moment moyen $\bar{p}(^{33}\text{Al}) = 14,22 \pm 0,02$ GeV/c pour les états du ^{33}Al peuplés par la voie d'échange de charge, ce qui vient confirmer que les états 1838, 2585, 2787, 3284, 3472, 4046, et 4085 keV sont peuplés par cette voie de réaction et non pas par *knockout*.

L'état fondamental et les états excités d'énergies 1621, 1651, 2101, 2666, 2696, 2816, 3193, 3704, et 3926 keV sont quant à eux peuplés par *knockout*. Les distributions en moment associées aux états 2666, 2696, 2816 et 3193 keV ne sont pas exploitables du fait que leurs branchements sont inférieurs à 1%. Les distributions en moment expérimentales associées aux autres états sont comparées à celles calculées dans le modèle de Glauber dans la figure 5.11. Les distributions expérimentales des états 0, 1621, 1651 et 3926 keV sont compatibles avec les distributions théoriques calculées pour un moment orbital $L=2$. Les distributions expérimentales des états excités 2101 et 3704 keV sont quant à elles compatibles avec les distributions théoriques calculées pour un moment orbital $L=0$.

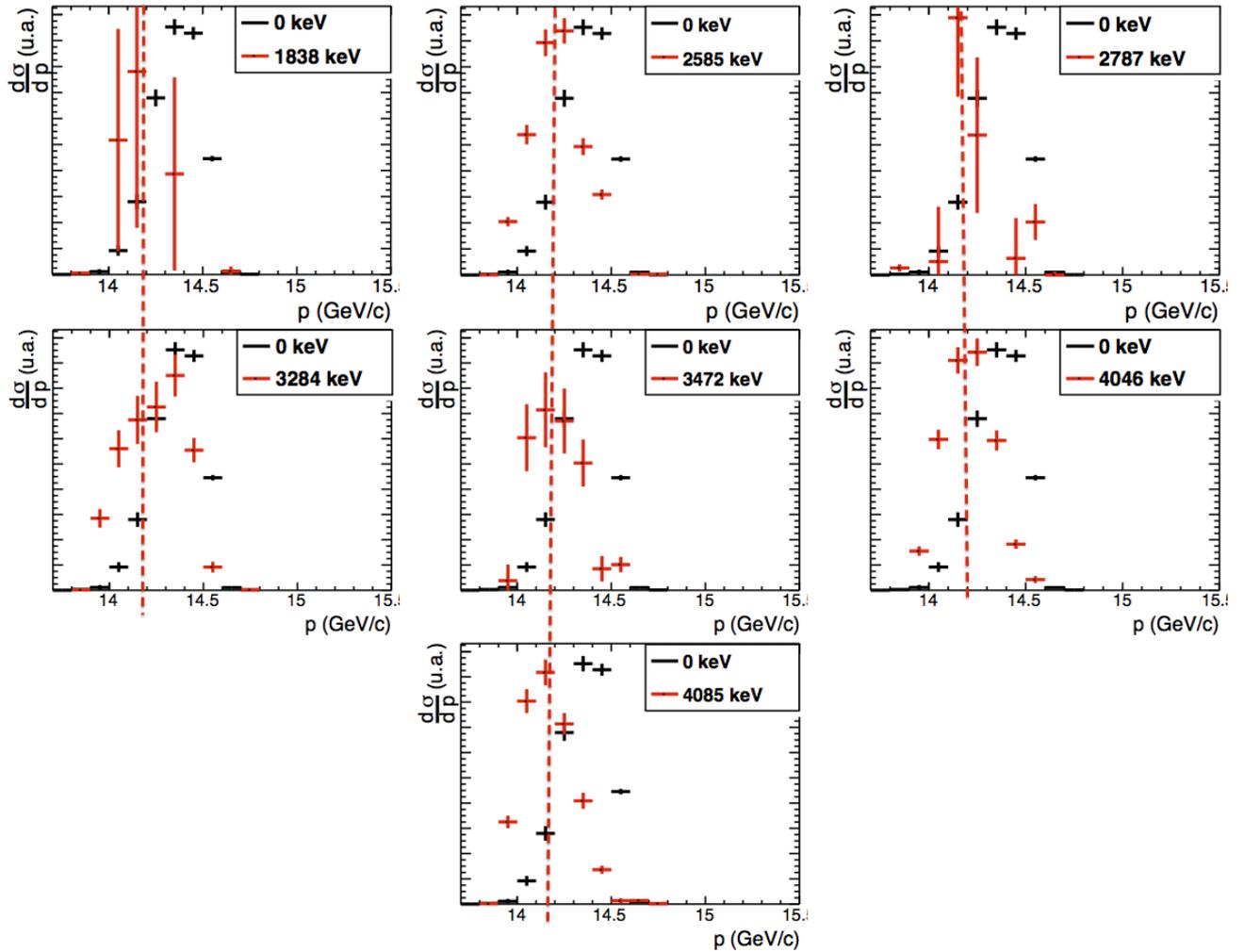


FIGURE 5.10 – Superpositions des distributions expérimentales associées aux états 1838, 2585, 2787, 3284, 3472, 4046, et 4085 keV, avec la distribution expérimentale de l'état fondamental du ^{33}Al .

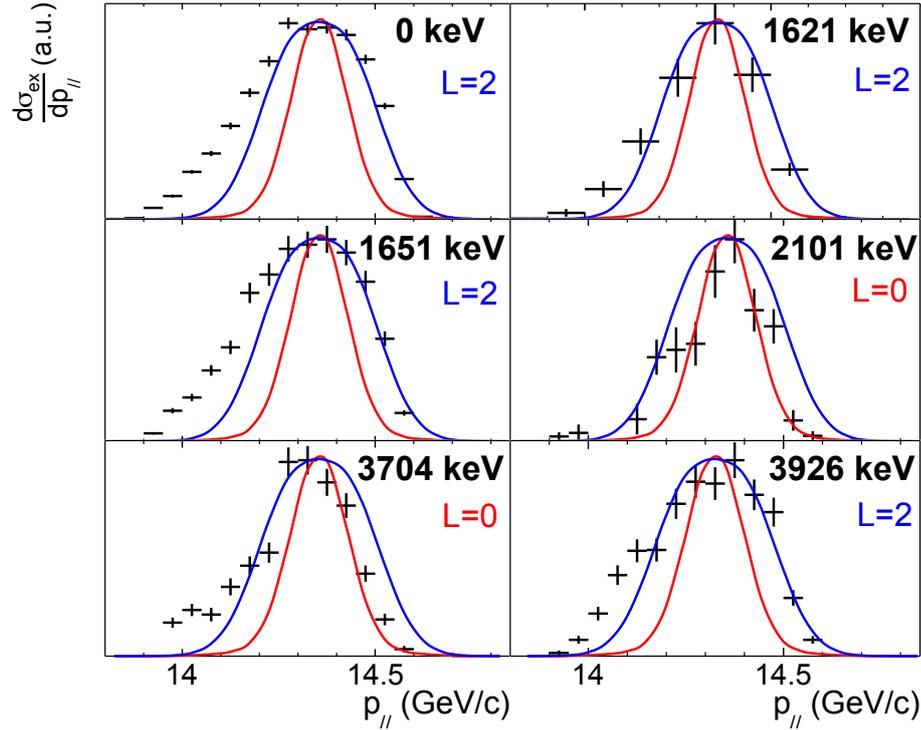


FIGURE 5.11 – Comparaison des distributions en moment expérimentales associées respectivement aux états d'énergies 0, 1621, 1651, 2101, 3704 et 3926 keV, avec les distributions calculées dans le modèle de Glauber (rouge : $L=0$, bleu : $L=2$).

5.1.2.5 Schéma de décroissance des états peuplés par *knockout*

Les états excités d'énergies 1838, 2585, 2787, 3284, 3472, 4046, et 4085 keV, qui sont peuplés par voie d'échange de charge à partir du ^{34}Si , ne doivent pas être pris en compte dans le calcul de branchements. Pour les mêmes arguments que ceux avancés dans la section 5.1.1.5, on pondère la section efficace de réaction ainsi que le nombre de ^{33}Al produits par la somme des branchements des états peuplés par *knockout* :

$$\sum_{f:\text{knockout}} b_f = 92,3\% \quad (5.11)$$

$$\sigma_{inc}(^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}) = \frac{92,3}{100} \sigma_{inc}(^{34}\text{Si} \rightarrow ^{33}\text{Al}) = 27,7 \pm 1\text{mb} \quad (5.12)$$

$$N(^{33}\text{Al}:\text{knockout}) = \frac{92,3}{100} N(^{33}\text{Al}) = 4,59 \cdot 10^6 \quad (5.13)$$

Le schéma de décroissance du ^{33}Al tenant compte uniquement des états peuplés par *knockout* de proton est représenté dans la figure 5.12. Les branchements sont calculés par rapport au nombre de ^{33}Al produits par *knockout* : $N(^{33}\text{Al}:\text{knockout}) =$

4, 59.10⁶. La position de l'états excité 1621 keV, déjà observé dans une expérience précédente [66], est confirmée dans ce travail. Cependant, nous proposons un positionnement différent pour les rayonnements γ d'énergies 1045 et 1651 keV, basé sur l'étude des coïncidences $\gamma - \gamma$ (cf. figure 5.8). En effet, la transition d'énergie 1045 keV apparaît dans le spectre de coïncidences conditionné par la raie 1621 keV, mais

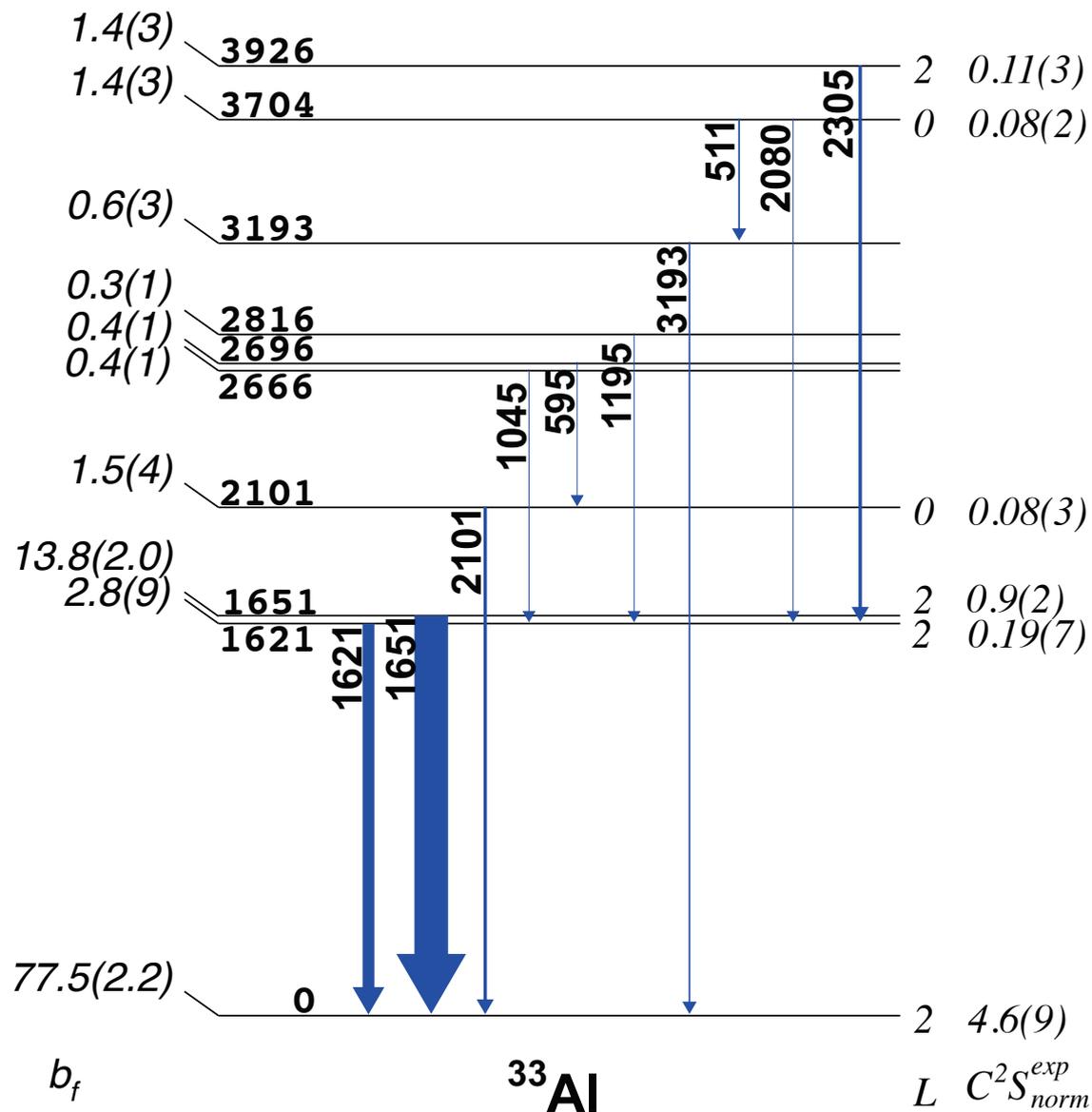


FIGURE 5.12 – Schéma de décroissance du ^{33}Al peuplé par la réaction $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$. Les branchements de chaque état sont reportés à gauche. Les moments orbitaux assignés à chaque état à partir de la comparaison des distributions en moment expérimentales et théoriques sont reportés à droite.

5.1.2.6 Facteurs spectroscopiques expérimentaux

Les facteurs spectroscopiques expérimentaux $C^2 S_{norm}^{exp}$ sont calculés selon la méthode discutée dans la section 4.6. Ils sont reportés pour chaque état peuplé par *knockout* dans le tableau 5.2. Ces résultats seront discutés dans la section 5.2.2, dans le but de conclure quant à l'existence d'une bulle protonique dans le ^{34}Si .

E (keV)	L	b_f (%)	$b_f \times \sigma_{inc}^{exp}$ (mb)	σ_{sp} (mb)	R_s	$C^2 S_{norm}^{exp}$
0	2	77.5(2.2)	21.5(1.0)	11.0	0.42(8)	4.6(9)
1621	2	2.8(9)	0.8(3)	10.6	0.39(8)	0.19(7)
1651	2	13.8(2.0)	3.8(6)	10.6	0.39(8)	0.9(2)
2101	0	1.5(4)	0.4(1)	11.0	0.45(9)	0.08(3)
3704	0	1.4(3)	0.4(1)	10.4	0.48(10)	0.08(2)
3926	2	1.4(3)	0.4(1)	10.0	0.36(7)	0.11(3)

TABLE 5.2 – Energies, moment orbitaux, sections efficaces exclusives ($b_f \times \sigma_{inc}^{exp}$), sections efficaces single-particle calculées dans le modèle de Glauber (σ_{sp}) et facteurs spectroscopiques expérimentaux normalisés $C^2 S_{norm}^{exp}$ pour les états peuplés par la réaction $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$.

5.1.3 Analyse de la réaction $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$

5.1.3.1 Section efficace inclusive de réaction

La section efficace inclusive de la réaction $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$ est déduite de la même manière que pour la réaction de référence $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$ (cf. section 5.1.1.1).

Pour le faisceau incident de ^{34}Si , le rapport T/ϵ_{OBJ} et la pureté sont respectivement : $T/\epsilon_{OBJ} = 0,851$ et $P = 70,5\%$. Pendant l'acquisition considérée, l'échelle du scintillateur OBJ a compté $N_{OBJ}^{SC} = 1,17 \cdot 10^9$ noyaux incidents, ce qui correspond à un nombre de ^{34}Si incidents $N_i = 7,00 \cdot 10^8$.

L'échelle du scintillateur E1 a quant à elle compté $N_{E1}^{SC} = 3,11 \cdot 10^6$ noyaux produits. Avec $f_{TOF} = 57,5\%$ et $f_p = 30,3\%$, cela correspond à $N_f = 5,42 \cdot 10^5$ noyaux de ^{33}Si produits.

La section efficace inclusive de la réaction $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$ est alors :

$$\sigma_{inc}(^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}) = 115,9 \pm 1 \text{ mb} \quad (5.14)$$

5.1.3.2 Calcul du nombre total de ^{33}Si dans la sélection

Dans le cas du faisceau incident de ^{34}Si , le "trigger S800" n'était pas divisé. Le nombre total de ^{33}Si dans la sélection est calculé de la même manière que pour la réaction de *knockout* de proton $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$ (section 5.1.2.2). Ainsi, un total de $4,62 \cdot 10^5$ noyaux de ^{33}Si ont été dénombrés.

5.1.3.3 Schéma de décroissance

Le spectre du ^{33}Si , cumulé en utilisant tous les modules de GRETINA et la procédure d'*adddback*, est représenté dans la figure 5.13. Le schéma de décroissance est déduit de l'étude des matrices de coïncidences $\gamma-\gamma$. La seule coïncidence observée lors de notre expérience est celle entre les rayonnements d'énergies 974 et 1010 keV (cf. figure 5.14). La référence [67] reporte cependant une coïncidence entre les raies d'énergies 1729 et 1776 keV, qui n'a pas pu être observée dans notre expérience par manque de statistique. Le schéma de décroissance 5.15 tient compte de ces deux coïncidences. Les branchements mesurés pour chaque état peuplé, ainsi que les spins et parités proposés dans la référence [67] sont reportés sur ce schéma. Une chose étonnante dans ce schéma est le fait de peupler des états (4931 et 5442 keV) situés au-dessus du seuil d'émission de neutron ($S_n = 4,5$ MeV pour le ^{33}Si), et qui décroissent par transition γ . On peut remarquer que le branchement de l'état d'énergie 1435 keV est négatif. Ceci est dû au fait que cet état est un isomère de demi-vie $T_{1/2} = 10,2$ ns. Les isotopes ^{33}Si ayant une vitesse de l'ordre de $\beta = 0.5$, la

transition γ de 1435 keV est émise en moyenne 1,5m en aval de la cible de réaction, ce qui détériore considérablement l'efficacité de détection pour cette transition. De plus, ceci fausse la détermination de l'angle d'émission γ , celui-ci étant calculé sous l'hypothèse que l'émission a eu lieu au milieu de la cible. Une telle erreur serait responsable d'un élargissement important du pic 1435 keV, qui serait "noyé" dans le spectre γ , ce qui explique que cette transition ne soit pas observée dans le spectre. Dans la section 5.1.3.5, le branchement de l'état 1435 keV est évalué via une analyse de la distribution en moment de l'état fondamental.

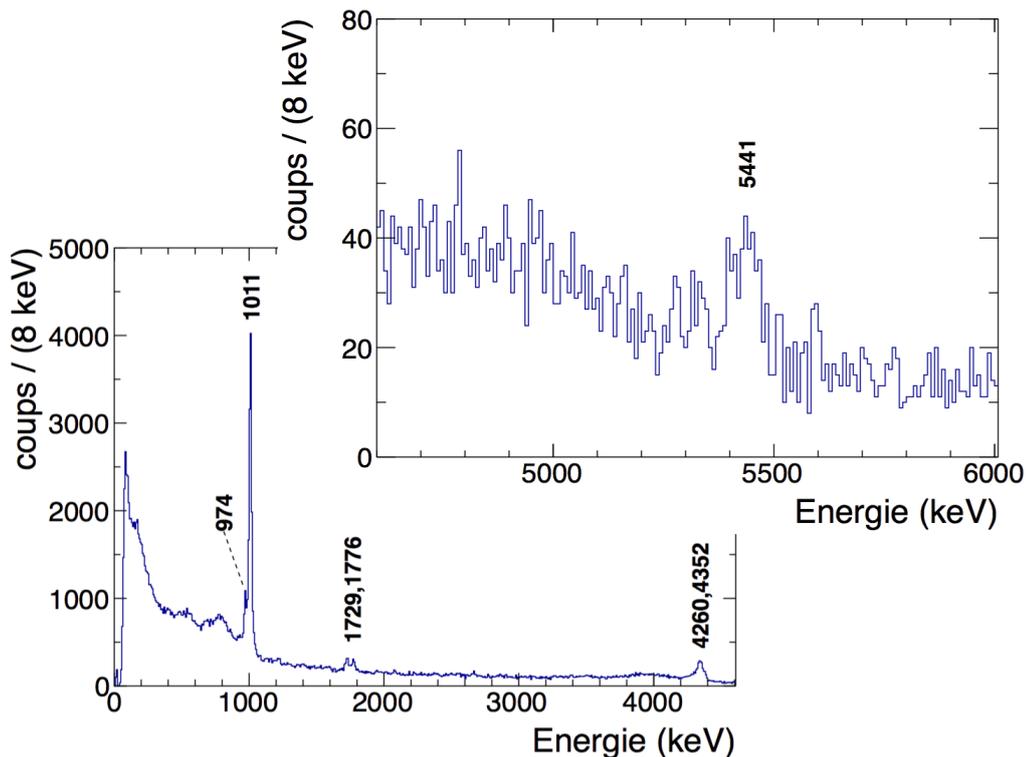


FIGURE 5.13 – Spectre du ^{33}Si cumulé pour tous les modules de GRETINA, en utilisant la procédure d'adback.

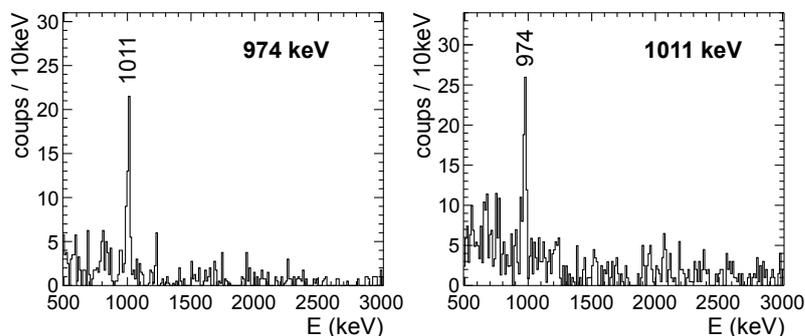


FIGURE 5.14 – Projections de la matrice de coïncidences γ - γ autour des pics de 974 et 1010 keV.

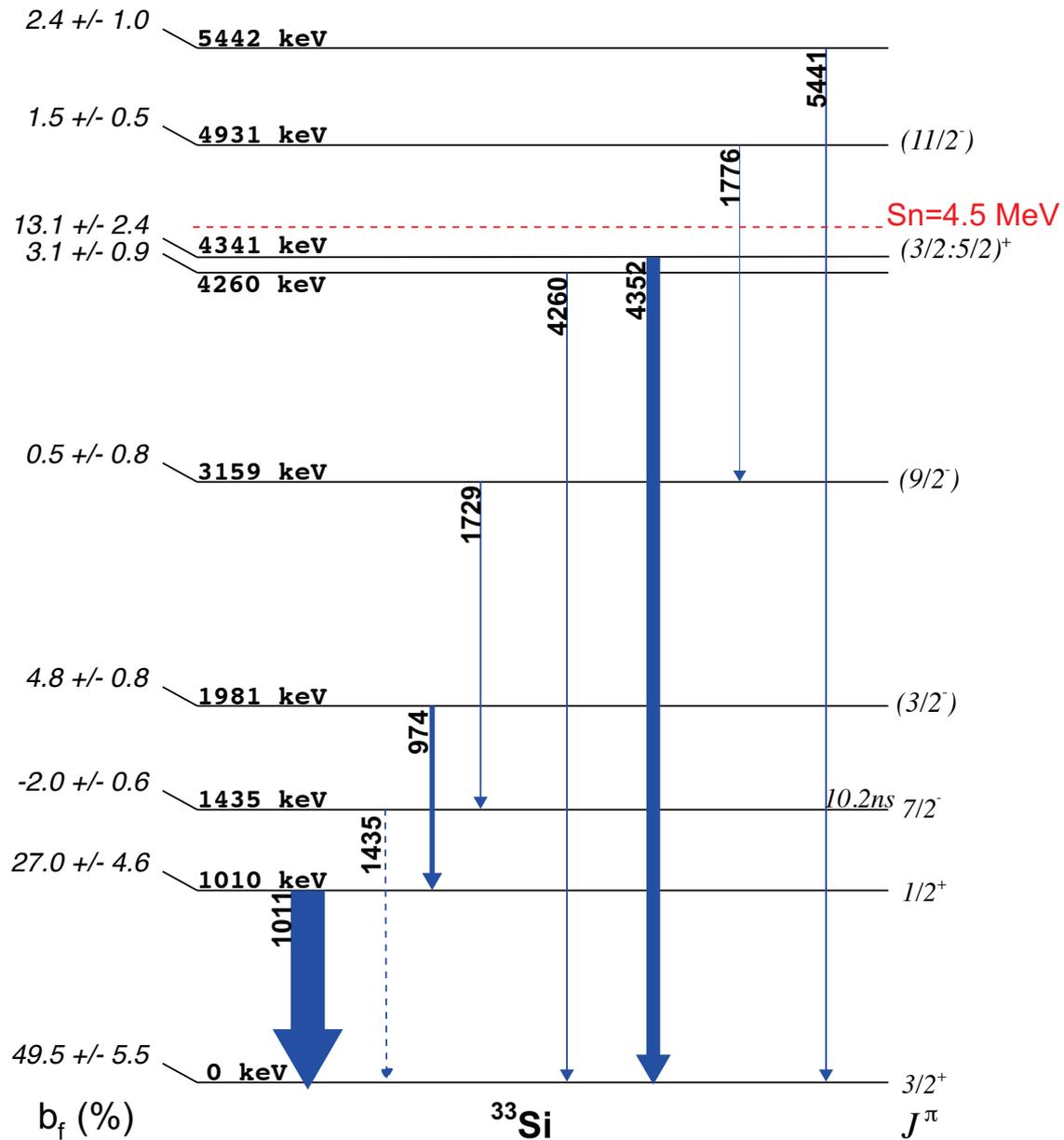


FIGURE 5.15 – Schéma de décroissance du ^{33}Si peuplé par la réaction $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$. Les branchements de chaque état sont reportés à gauche. Les spins et parités proposés par [67] sont reportés à droite.

5.1.3.4 Moment orbitaux des états peuplés

Les distributions en moment expérimentales associées à chaque état peuplé dans le ^{33}Si sont comparées aux prédictions du modèle de Glauber dans la figure 5.16.

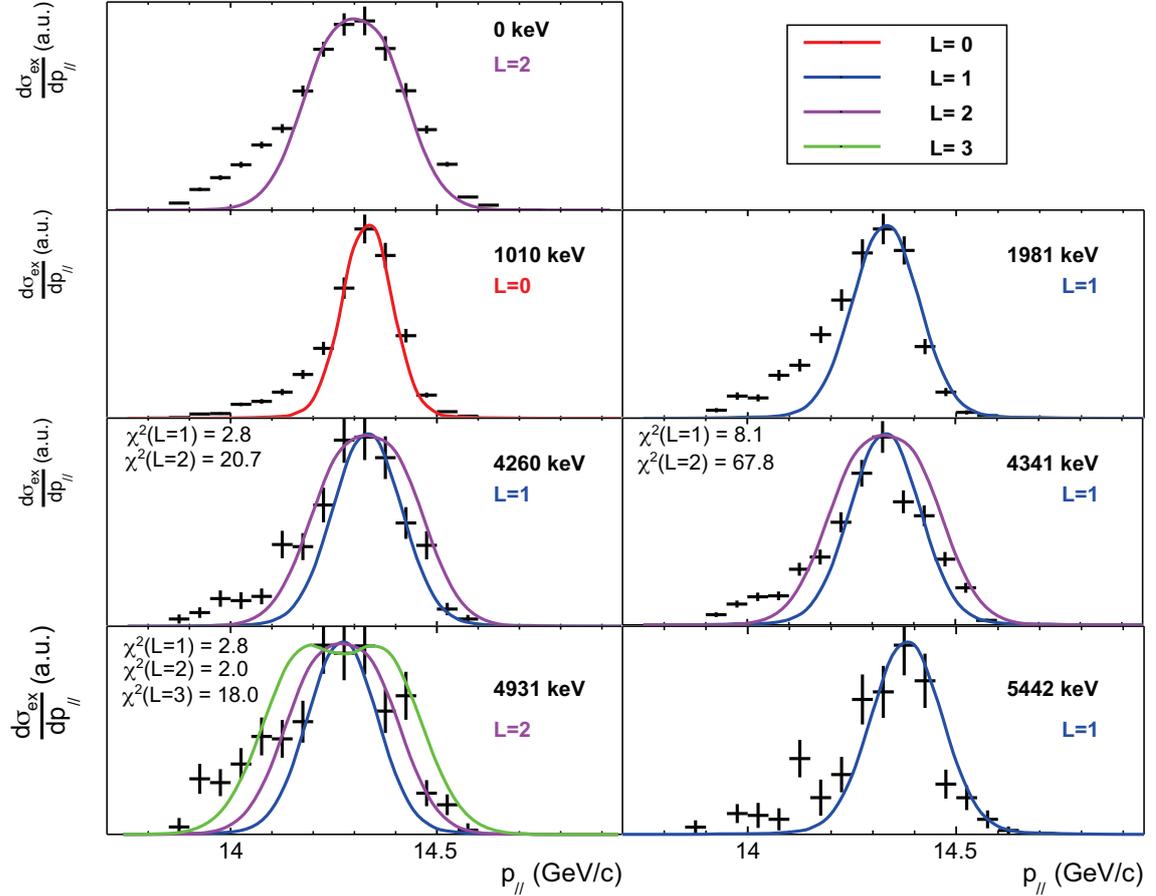


FIGURE 5.16 – Comparaison des distributions en moment expérimentales associées respectivement aux états d'énergies 0, 1010, 1981, 4260, 4341, 4931 et 5442 keV, avec les distributions calculées dans le modèle de Glauber.

L'état fondamental et le premier état excité sont respectivement assignés aux moments orbitaux $L=2$ et $L=0$, en accord avec leurs spins et parités (respectivement $3/2^+$ et $1/2^+$) [67]. La partie à hauts moments de la distribution expérimentale de l'état fondamental n'est pas en accord avec la distribution théorique calculée pour un moment orbital $L=2$. Cette distribution expérimentale est en effet élargie par les contributions de l'état $7/2^-$ (1435 keV) qui ne peuvent pas être soustraites, du fait que la transition γ d'énergie 1435 keV n'a pas été observée. Les états d'énergies 1981, 4260 et 4341 keV sont assignés à un moment orbital $L=1$. L'état à 4931 keV, proposé comme étant de spin et parité $(11/2^-)$ dans [67], semble ici compatible avec un moment orbital $L=2$. L'état à 5442 keV est quant à lui compatible avec un moment

orbital $L=1$. Notons ici que ces deux derniers états ont des distributions en moment dont le centroïde est légèrement décalé par rapport aux autres états peuplés. De plus, ils se situent au-dessus du seuil de séparation de neutron ($S_n = 4,5$ MeV), il est donc étonnant de les voir décroître par émission γ . Au vu de l'assignation de [67] à $J^\pi = (11/2^-)$ pour l'état 4931 keV, il serait très étonnant de peupler un état de spin aussi élevé via la réaction de *knockout* $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$. Pour ces raisons, l'hypothèse selon laquelle ces deux états pourraient être peuplés par une voie de réaction différente du *knockout* ne peut pas être écartée avec certitude. Dans la section 5.1.3.6, les facteurs spectroscopiques des états 4931 et 5442 keV seront évalués sous l'hypothèse que ceux-ci sont bien peuplés par la réaction de *knockout*, en utilisant les assignations de moments orbitaux déduites de la comparaison de leurs distributions en moment avec celles calculées dans le formalisme de Glauber (respectivement $L=2$ et $L=1$).

5.1.3.5 Correction des branchements expérimentaux

Comme discuté dans la section précédente, la distribution en moments expérimentale de l'état fondamental du ^{33}Si est contaminée par les contributions provenant de l'état $7/2^-$ à 1435 keV, celles-ci ne pouvant pas être retranchées du fait que le rayonnement γ de 1435 keV n'apparaît pas dans notre spectre. Afin d'extraire un ordre de grandeur du branchement de cet état, on réalise un ajustement du type :

$$p_{\gamma\gamma}^{exp}(0keV) = a_2 p_{\gamma\gamma}^{th}(0keV, L = 2) + a_3 p_{\gamma\gamma}^{th}(1435keV, L = 3) \quad (5.15)$$

où a_2 , a_3 sont les proportions respectives des contributions $L=2$ et $L=3$ dans la distribution expérimentale $p_{\gamma\gamma}^{exp}(0keV)$ de l'état fondamental. $p_{\gamma\gamma}^{th}(0keV, L = 2)$ et $p_{\gamma\gamma}^{th}(1435keV, L = 3)$ sont les distributions calculées dans le modèle de Glauber pour l'état fondamental $L=2$, et l'état à 1435keV de moment orbital $L=3$. Les branchements respectifs de l'état fondamental et de l'état $7/2^-$ doivent alors être corrigés de la façon suivante :

$$b'(0keV) = a_2 b(0keV) \quad (5.16)$$

$$b'(1435keV) = b(1435keV) + a_3 b(0keV) \quad (5.17)$$

où $b(0keV)$ et $b(1435keV)$ sont les anciens branchements (respectivement $49,5 \pm 5,5\%$ et $-2,0 \pm 0,6\%$). L'ajustement de la distribution expérimentale par la fonction $a_2 p_{\gamma\gamma}^{th}(0keV, L = 2) + a_3 p_{\gamma\gamma}^{th}(1435keV, L = 3)$ est représenté dans la figure 5.17. La courbe représentant le χ^2 en fonction de l'importance de la contribution $L=3$ dans l'ajustement est représentée dans la figure 5.18. Les paramètres permettant le meilleur ajustement sont $a_2 = 0,82 \pm 0,05$ et $a_3 = 0,18 \pm 0,05$, ce qui conduit aux nouvelles valeurs de branchements :

$$b'(0keV) = 40,6 \pm 5,7\% \quad (5.18)$$

$$b'(1435keV) = 6,9 \pm 2,7\% \quad (5.19)$$

Le schéma de décroissance tenant compte de la correction des branchements est représenté dans la figure 5.19.

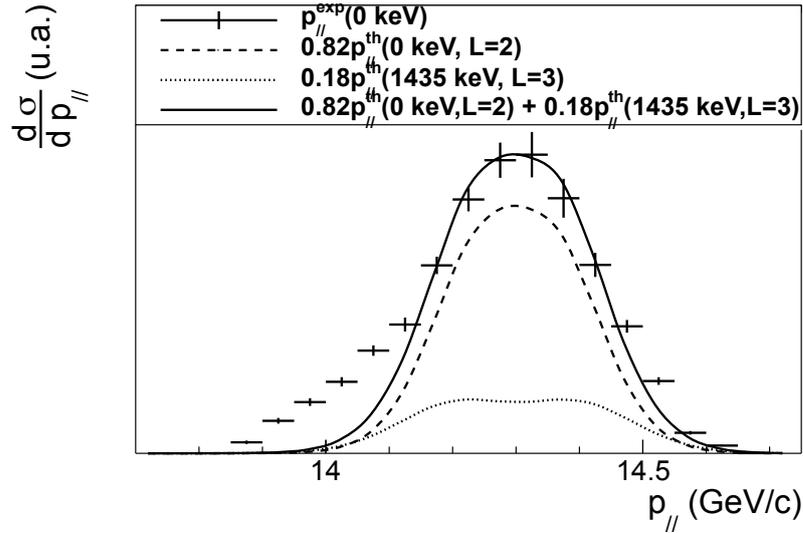


FIGURE 5.17 – Ajustement de la distribution en moment expérimentale de l'état fondamental de ^{33}Si par la fonction $a_2 n^{th}(0keV, L=2) + a_3 n^{th}(1435keV, L=3)$.

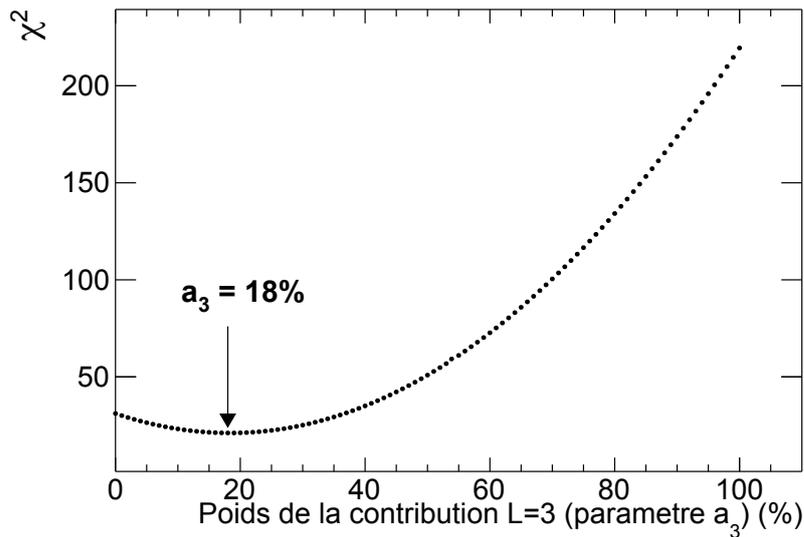


FIGURE 5.18 – Courbe du χ^2 en fonction de l'importance de la contribution $L=3$ dans l'ajustement de la distribution en moment de l'état fondamental de ^{33}Si .

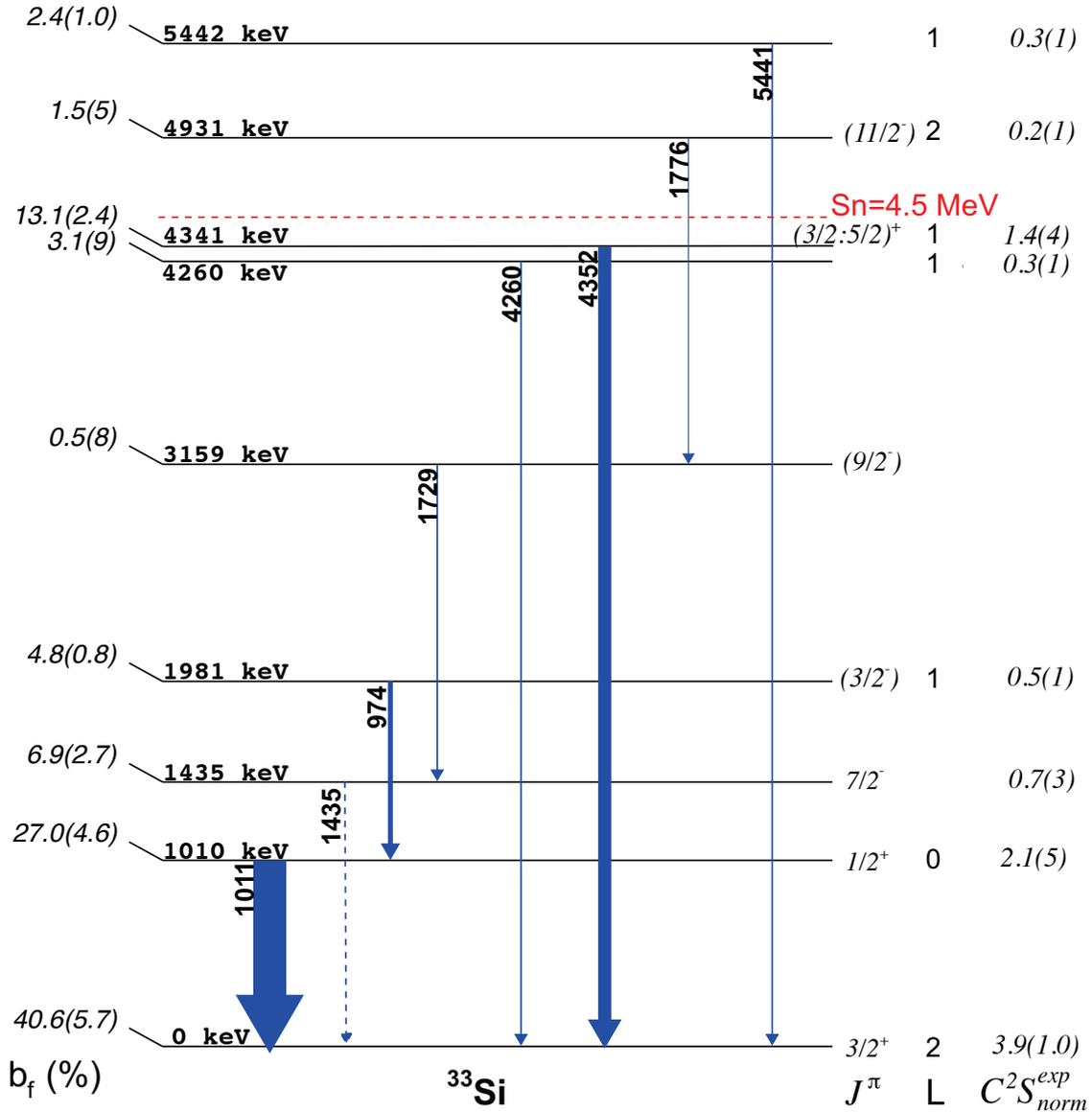


FIGURE 5.19 – Schéma de décroissance du ^{33}Si peuplé par la réaction $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$.

5.1.3.6 Facteurs spectroscopiques expérimentaux

Les facteurs spectroscopiques expérimentaux $C^2S_{norm}^{exp}$ sont calculés selon la méthode discutée dans la section 4.6. Ils sont reportés pour chaque état peuplé par la réaction $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$ dans le tableau 5.3. Les facteurs spectroscopiques $C^2S_{norm}^{comp}$, extraits pour la même réaction lors d'une expérience précédente [25], sont eux aussi reportés pour comparaison. Les facteurs spectroscopiques $C^2S_{norm}^{exp}$ sont totalement compatibles avec ceux extraits de l'expérience antérieure.

E (keV)	L	b_f (%)	$b_f \times \sigma_{inc}^{exp}$ (mb)	σ_{sp} (mb)	R_s	$C^2 S_{norm}^{exp}$	$C^2 S^{(comp)}$
0	2	40.6(5.7)	47.1(6.6)	15.1	0.79(16)	3.9(1.0)	4.5(7)
1010	0	27.0(4.6)	31.3(5.3)	19.7	0.77(15)	2.1(5)	2.0(3)
1435	3	6.9(2.7)	8.0(3.1)	14.4	0.81(16)	0.7(3)	-
1981	1	4.8(8)	5.6(9)	14.6	0.82(16)	0.5(1)	-
4260	1	3.1(9)	3.6(1.0)	12.4	0.86(17)	0.3(1)	-
4341	1	13.1(2.4)	15.2(2.8)	12.4	0.86(17)	1.4(4)	1.3(4)
4931	2	1.5(5)	1.7(6)	11.5	0.71(14)	0.2(1)	-
5442	1	2.4(1.0)	2.8(1.2)	11.6	0.88(18)	0.3(1)	-

TABLE 5.3 – *Energies, moments orbitaux, sections efficaces exclusives ($b_f \times \sigma_{inc}^{exp}$), sections efficaces single-particle calculées dans le modèle de Glauber (σ_{sp}) et facteurs spectroscopiques expérimentaux normalisés $C^2 S_{norm}^{exp}$ pour les états peuplés par la réaction $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$. Les facteurs spectroscopiques extraits d'une expérience antérieure [25] sont reportés dans la dernière colonne.*

5.1.4 Analyse de la réaction $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$

5.1.4.1 Section efficace inclusive de réaction

La section efficace inclusive de la réaction $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$ est déduite de la même manière que pour la réaction de référence $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$ (cf. section 5.1.1.1).

Pour le faisceau incident de ^{36}S , le rapport T/ϵ_{OBJ} et la pureté sont respectivement : $T/\epsilon_{OBJ} = 0,923$ et $P = 89,7\%$. Pendant l'acquisition considérée, l'échelle du scintillateur OBJ a compté $N_{OBJ}^{SC} = 2,76.10^9$ noyaux incidents, ce qui correspond à un nombre de ^{36}S incidents $N_i = 2,29.10^9$.

L'échelle du scintillateur E1 a quant à elle compté $N_{E1}^{SC} = 1,08.10^7$ noyaux produits. Avec $f_{TOF} = 87,6\%$ et $f_p = 20,4\%$, cela correspond à $N_f = 1,93.10^6$ noyaux de ^{35}S produits.

La section efficace inclusive de la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$ est alors :

$$\sigma_{inc}(^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}) = 126, 2 \pm 1\text{mb} \quad (5.20)$$

Au vu des énergies de séparation de neutron dans le ^{36}S et le ^{34}Si (respectivement $S_n = 9889$ keV et $S_n = 7514$ keV [65]), on s'attend à ce que la section efficace de *knockout* de neutron soit plus basse pour le ^{36}S que pour le ^{34}Si . Or on observe ici le contraire :

$$\sigma_{inc}(^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}) = 126, 2 \pm 1\text{mb} > \sigma_{inc}(^{34}\text{Si}(-1\text{n})^{33}\text{Si}) = 115, 9 \pm 1\text{mb} \quad (5.21)$$

Ce résultat est a priori surprenant. De plus, lorsqu'on évalue le facteur spectroscopique de l'état fondamental $3/2^+$ de ^{35}S (valeurs de b_f , σ_{sp} et R_s disponibles dans la section 5.1.4.6) avec la valeur de section efficace inclusive $\sigma_{inc} = 126(1)$ mb, on trouve $C^2S(0 \text{ keV}) = 6.3(1.4)$. Une telle valeur est aberrante, sachant que l'occupation maximale d'une orbitale $d_{3/2}$ est $2j + 1 = 4$. Le branchement de cet état semble raisonnable : intuitivement, on s'attend à peupler les états fondamentaux respectifs de $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$ et de $^{34}\text{Si}(-1\text{n})^{33}\text{Si}$ avec des branchements similaires. Cette propriété est respectée ici : $b_f(0 \text{ keV}, ^{35}\text{S}) = 43.3(4.7)$ contre $b_f(0 \text{ keV}, ^{33}\text{Si}) = 40.6(5.7)$. On en déduit que la valeur $\sigma_{inc}(^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}) = 126(1)\text{mb}$ utilisée pour la section efficace inclusive de la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$ est surestimée. Ceci est possible si le nombre de noyaux de ^{35}S produits (N_f) est surestimé, ou si le nombre de noyaux de ^{36}S incidents (N_i) est sous-estimé. Ces deux quantités sont évaluées de la façon suivante (cf. section 4.6.1) :

$$N_i = N_{OBJ}^{SC} \frac{T}{\epsilon_{OBJ}} P \quad (5.22)$$

$$N_f = N_{E1}^{SC} f_P f_{TOF} \quad (5.23)$$

Les quantités f_P et f_{TOF} nécessaires au calcul de N_f sont évaluées via l'étude des données issues des acquisitions de $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$. Les quantités P et $\frac{T}{\epsilon_{OBJ}}$ nécessaires au calcul de N_i sont quant à elles estimées dans une acquisition du faisceau de ^{36}S non réagi, qui a eu lieu juste avant les acquisitions de la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{p})^{35}\text{P}$.

Chronologiquement, la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$ a été étudiée juste après la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{p})^{35}\text{P}$. Entre ces deux réactions, le faisceau incident n'a pas été modifié, il est en conséquence très improbable que la pureté P du faisceau incident, ou la transmission T entre le scintillateur OBJ et la cible de *knockout*, aient changé. Au contraire, l'efficacité du scintillateur OBJ (ϵ_{OBJ}) peut possiblement avoir décré au cours du temps. En utilisant la valeur de ϵ_{OBJ} extraite de l'acquisition de faisceau non-réagi, qui a eu lieu 48h avant les acquisitions de $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$, il se pourrait alors que l'on surrestime l'efficacité ϵ_{OBJ} . Ceci expliquerait que l'on sous-estime N_i , le nombre de

noyaux de ^{36}S incidents pour les réactions de *knockout* de neutrons.

On se propose de vérifier ces calculs de sections efficaces en évaluant la section efficace de la réaction $^{35}\text{P}(-1\text{n})^{34}\text{P}$, présente à la fois dans les acquisitions faites pour un faisceau incident de ^{36}S et pour un faisceau incident de ^{34}Si . En extrayant les sections efficaces selon la même méthode que précédemment, on calcule :

- $\sigma_{inc}^{36\text{S}}(^{35}\text{P}(-1\text{n})^{34}\text{P}) = 333.4 \pm 1$ mb pour les acquisitions avec un faisceau incident de ^{36}S
- $\sigma_{inc}^{34\text{Si}}(^{35}\text{P}(-1\text{n})^{34}\text{P}) = 168.5 \pm 1$ mb pour les acquisitions avec un faisceau incident de ^{34}Si

De tels résultats confirment l'existence d'une incohérence dans la détermination de sections efficaces pour les acquisitions de type $^{36}\text{S}(-1\text{n})$. Dans la section 5.1.3.6, les facteurs spectroscopiques extraits pour la réaction $^{34}\text{Si}(-1\text{n})^{33}\text{Si}$ sont totalement compatibles avec ceux extraits d'une expérience antérieure. On peut alors raisonnablement considérer que les sections efficaces inclusives calculées pour un faisceau incident de ^{34}Si sont correctes. A partir de la comparaison des sections efficaces calculées pour la réaction $^{35}\text{P}(-1\text{n})^{34}\text{P}$, on extrait un facteur correctif pour les sections efficaces calculées pour les acquisitions de type $^{36}\text{S}(-1\text{n})$:

$$f_{cor} = \frac{\sigma_{inc}^{34\text{Si}}(^{35}\text{P}(-1\text{n})^{34}\text{P})}{\sigma_{inc}^{36\text{S}}(^{35}\text{P}(-1\text{n})^{34}\text{P})} = 0.505(3) \quad (5.24)$$

Cette valeur de f_{cor} traduirait le fait que l'efficacité ϵ_{OBJ} serait surestimée d'un facteur 2 dans les acquisitions $^{36}\text{S}(-1\text{n})$. La section efficace inclusive de la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$ devient :

$$\sigma_{inc}(^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}) = 63.7(6)\text{mb} \quad (5.25)$$

C'est cette dernière valeur qui sera retenue pour déterminer par la suite les section efficaces exclusives ainsi que les facteurs spectroscopiques des états peuplés par la réaction $^{36}\text{S}(-1\text{n})^{35}\text{S}$.

5.1.4.2 Calcul du nombre total de ^{35}S dans la sélection

Dans le cas du faisceau incident de ^{36}S , le “trigger S800” était divisé de telle sorte que seul un évènement dans S800 sur dix a été enregistré. Le nombre total de ^{35}S dans la sélection est calculé de la même manière que pour la réaction de *knockout* de proton $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$ (section 5.1.1.2). Ainsi, un total de $1,20 \cdot 10^6$ noyaux de ^{35}S ont été dénombrés.

5.1.4.3 Schéma de décroissance

Le spectre du ^{35}S , cumulé en utilisant tous les modules de GRETINA et la procédure d'*addback*, est représenté dans la figure 5.20.

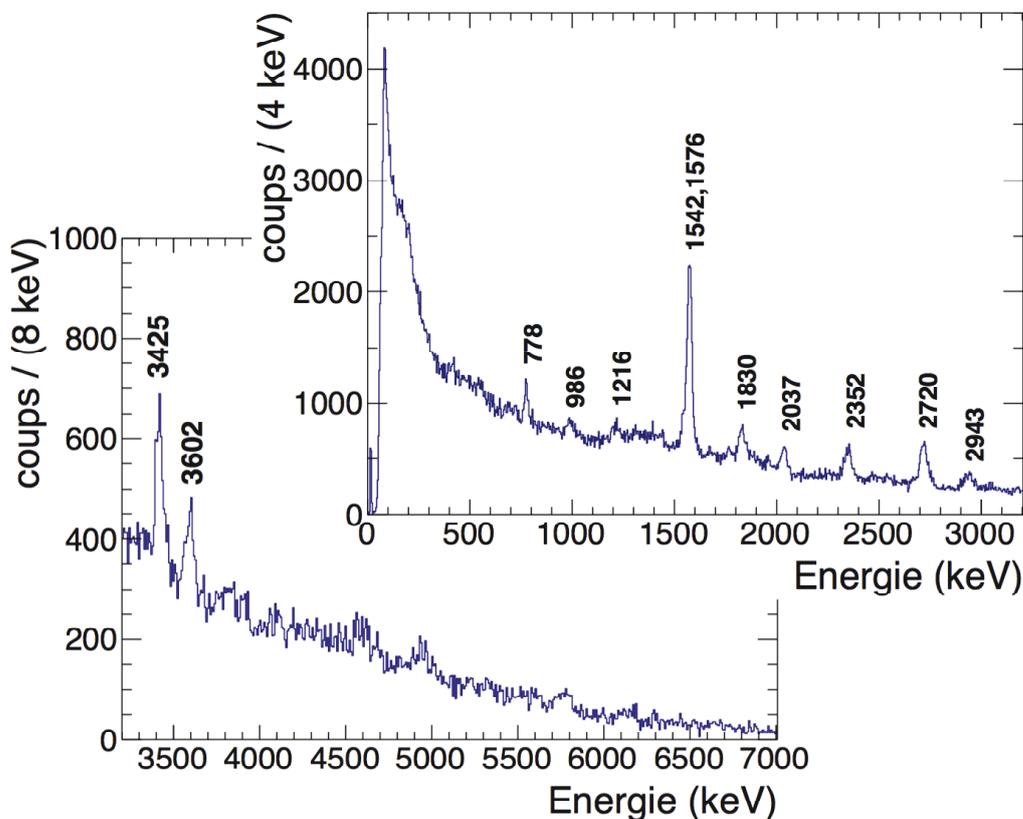


FIGURE 5.20 – Spectre du ^{35}S cumulé pour tous les modules de GRETINA, en utilisant la procédure d'*addback*.

Le schéma de décroissance est déduit de l'étude des matrices de coïncidences $\gamma - \gamma$. La seule coïncidence observée lors de notre expérience est celle entre les rayonnements d'énergies 778 et 1576 keV (cf figure 5.21). La référence [65] reporte cependant les coïncidences suivantes : 778 - 1542 keV, 2720 - 1309 keV, 1990 - 1830 keV et 1990 - 2037 keV. Ces dernières n'ont pas été observées lors de notre expérience,

soit par manque de statistique, soit parce que la raie d'énergie 1990 keV, qui décroît de l'état isomère $7/2^-$ ($T_{1/2} = 1,02$ ns [65]) n'apparaît pas dans notre spectre γ . En effet, avec $\beta \sim 0.5$ pour le ^{35}S , la transition 1990 keV est émise en moyenne 15 cm en aval de la cible de réaction, ce qui fausse considérablement la reconstruction de l'angle d'émission γ , celui-ci étant calculé sous l'hypothèse que l'émission a eu lieu au milieu de la cible. Une telle erreur sur l'angle d'émission serait responsable d'un élargissement important du pic 1990 keV, qui est "noyé" dans le spectre γ .

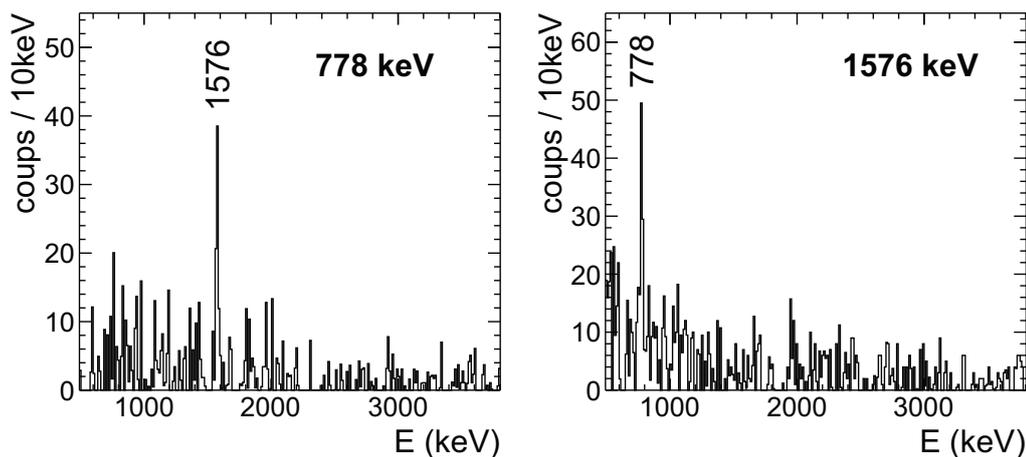


FIGURE 5.21 – *Projections de la matrice de coïncidences $\gamma - \gamma$ autour des pics d'énergies 778 et 1576 keV.*

Le schéma de décroissance 5.22 tient compte de toutes ces coïncidences. Les branchements calculés pour chaque état peuplé, ainsi que les spins et parités proposés dans la référence [68] sont reportés dans ce schéma. Le branchement de l'état $7/2^-$ d'énergie 1990 keV est négatif, car la transition γ de sa décroissance vers l'état fondamental n'a pas été observée dans le spectre γ .

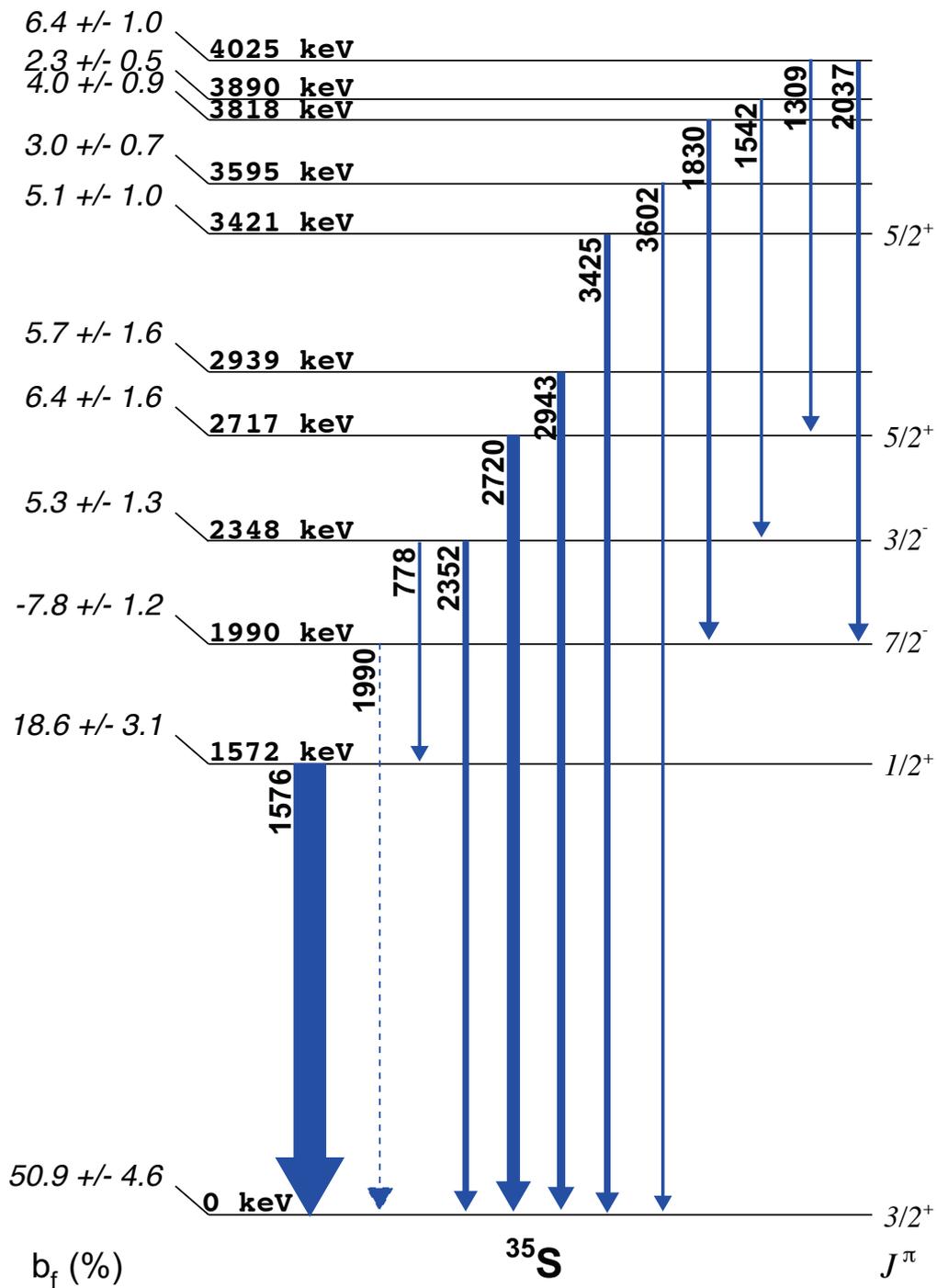


FIGURE 5.22 – Schéma de décroissance du ^{35}S peuplé par la réaction $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$. Les branchements de chaque état sont reportés à gauche. Les spins et parités proposés par [68] sont reportés à droite.

5.1.4.4 Moment orbitaux des états peuplés

Les distributions en moment expérimentales associées à chaque état peuplé dans le ^{35}S sont comparées aux prédictions du modèle de Glauber dans la figure 5.23.

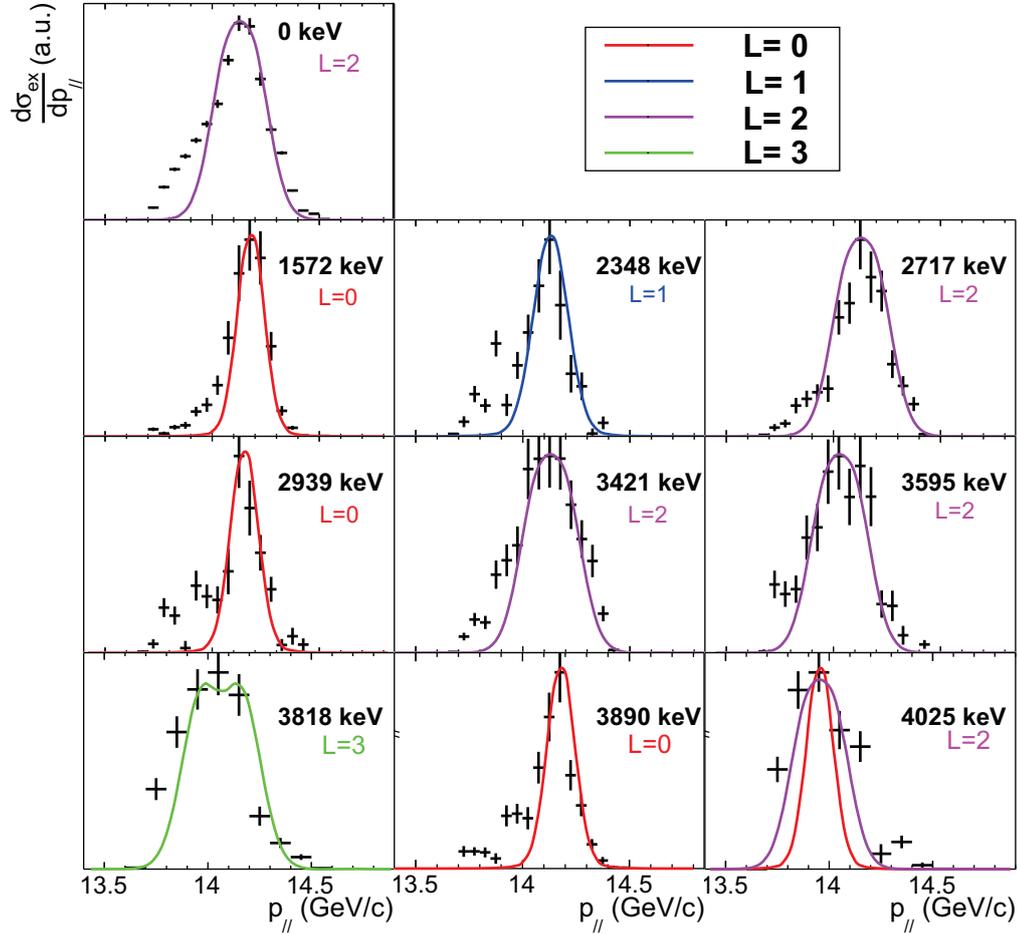


FIGURE 5.23 – Comparaison des distributions en moment expérimentales associées respectivement aux états d'énergies 0, 1572, 2348, 2717, 2939, 3421, 3595, 3818, 3890 et 4025 keV.

Les états d'énergies 0, 2717, 3421, 3595 et 4025 keV sont assignés à un moment orbital $L=2$. Les états d'énergies 1572, 2939 et 3890 keV sont associés quant à eux à un moment orbital $L=0$. Enfin, les états d'énergies 2348 keV et 3818 keV sont assignés respectivement aux moments orbitaux $L=1$ et $L=3$. L'intégralité des spins et parités proposés par la référence [68] pour les états d'énergies 0, 1572, 2348, 2717 et 3421 keV sont confirmés par ces assignations de moments orbitaux. D'une manière similaire au cas de la réaction $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$ (section 5.1.3.4), on observe ici trois états excités (3818, 3595 et 4025 keV) présentant des distributions en moment dont le centroïde est légèrement décalé. Ceci pourrait indiquer que ces états pourraient être peuplés par une réaction différente du *knockout*. Dans la section 5.1.4.6, les facteurs

spectroscopiques de ces états seront néanmoins évalués sous l'hypothèse que ceux-ci sont bien peuplés par la réaction de *knockout* $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$.

5.1.4.5 Correction du schéma de décroissance

Comme dans le cas de la réaction $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$, on peut remarquer que la partie à hauts moments de la distribution en moment expérimentale de l'état fondamental de ^{35}S n'est pas en accord avec la prédiction du modèle de Glauber. Celle-ci est contaminée par les contributions de l'état $7/2^-$ d'énergie 1990 keV, car la transition γ entre cet état et l'état fondamental n'est pas observée. De la même manière que dans la section 5.1.3.5, on se propose d'évaluer le branchement de l'état $7/2^-$ en ajustant la distribution de l'état fondamental de ^{35}S par une fonction du type :

$$p_{//}^{\text{exp}}(0\text{keV}) = a_2 p_{//}^{\text{th}}(0\text{keV}, L=2) + a_3 p_{//}^{\text{th}}(1990\text{keV}, L=3) \quad (5.26)$$

où a_2 , a_3 sont les proportions respectives des contributions $L=2$ et $L=3$ dans la distribution expérimentale $p_{//}^{\text{exp}}(0\text{keV})$ de l'état fondamental. $p_{//}^{\text{th}}(0\text{keV}, L=2)$ et $p_{//}^{\text{th}}(1435\text{keV}, L=3)$ sont les distributions calculées dans le modèle de Glauber pour l'état fondamental $L=2$, et l'état à 1990keV de moment orbital $L=3$. L'ajustement de la distribution expérimentale par la fonction $a_2 p_{//}^{\text{th}}(0\text{keV}, L=2) + a_3 p_{//}^{\text{th}}(1990\text{keV}, L=3)$ est représenté dans la figure 5.24.

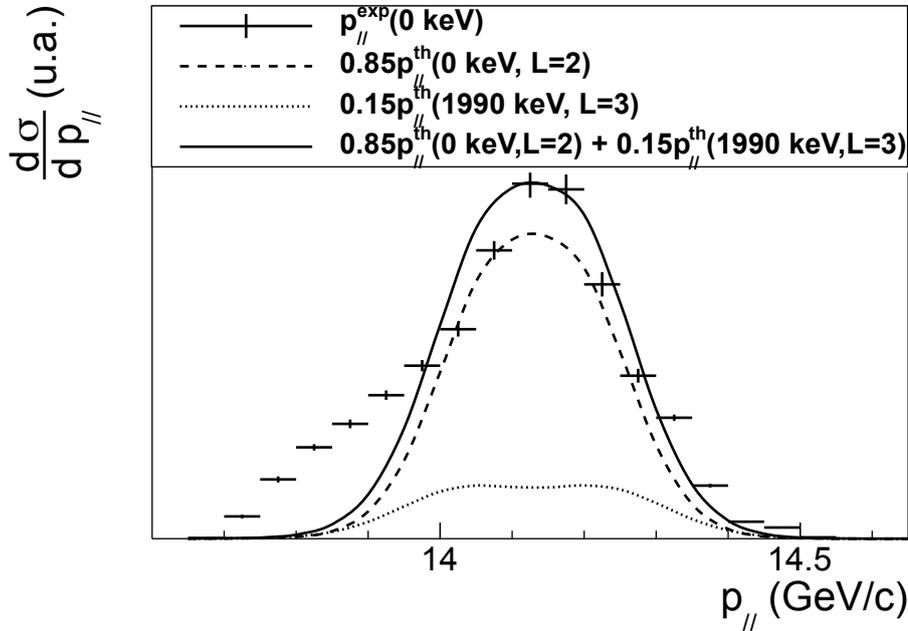


FIGURE 5.24 – Ajustement de la distribution en moment expérimentale de l'état fondamental de ^{35}S , par la fonction $a_2 p_{//}^{\text{th}}(0\text{keV}, L=2) + a_3 p_{//}^{\text{th}}(1990\text{keV}, L=3)$.

La courbe du χ^2 en fonction du poids de la contribution L=3 (paramètre a_3) est représentée dans la figure 5.25. Les paramètres permettant le meilleur ajustement sont $a_2 = 0,85 \pm 0,05$ et $a_3 = 0,15 \pm 0,05$, ce qui conduit aux nouvelles valeurs de branchements :

$$b'(0keV) = 43,3 \pm 4,7\% \quad (5.27)$$

$$b'(1990keV) = 0,0 \pm 2,9\% \quad (5.28)$$

Le schéma de décroissance tenant compte de la correction des branchements est représenté c

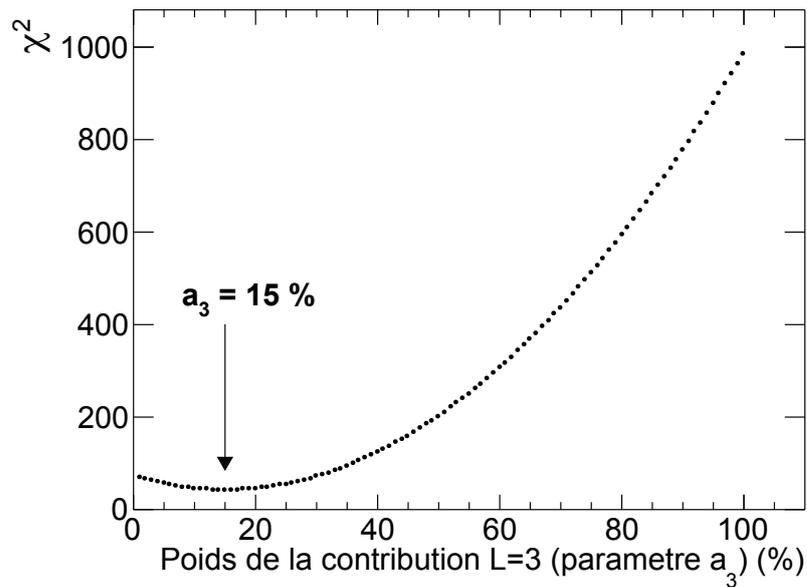


FIGURE 5.25 – Courbe du χ^2 en fonction de l'importance de la contribution L=3 dans l'ajustement de la distribution en moment de l'état fondamental de ^{35}S .

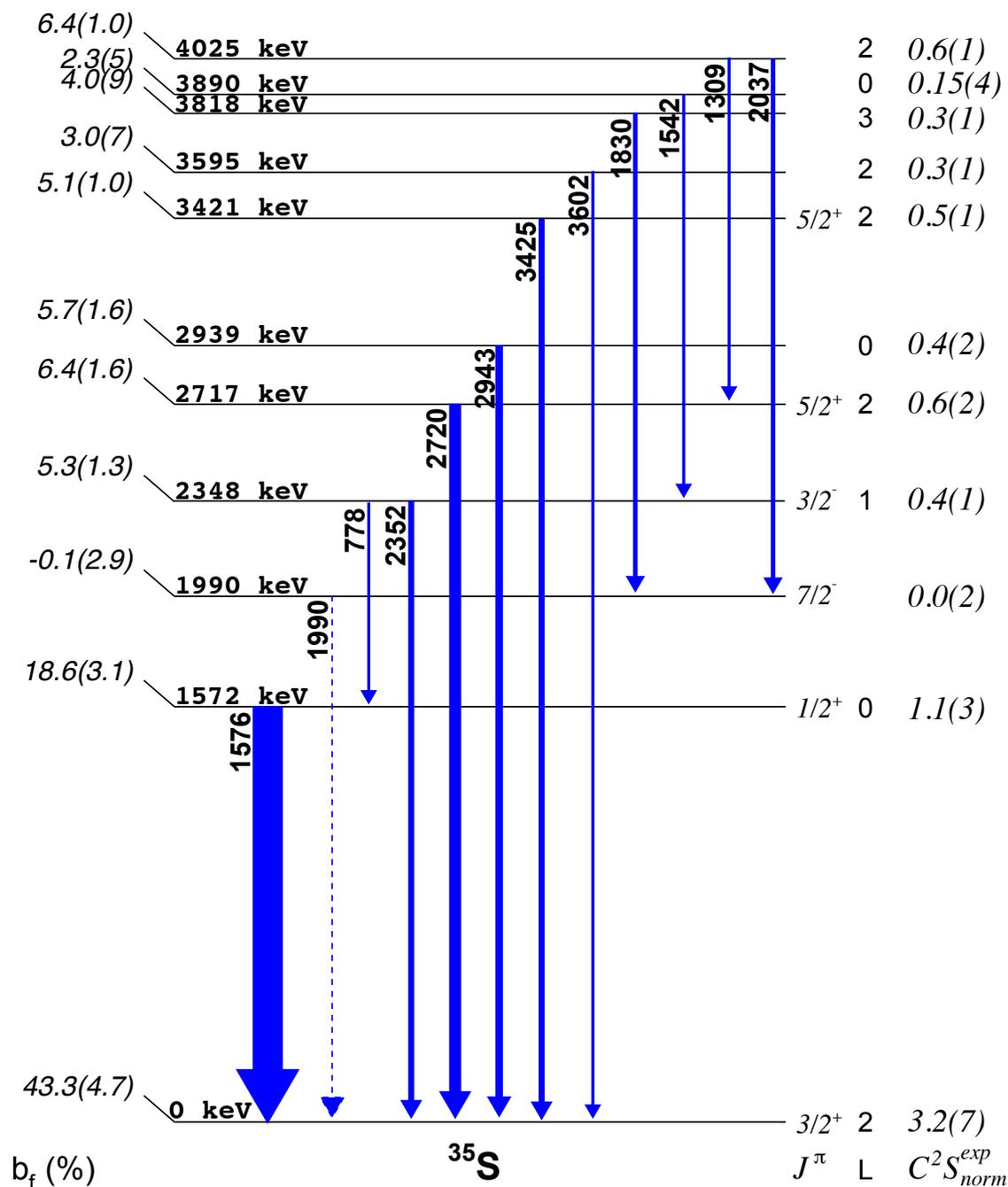


FIGURE 5.26 – Schéma de décroissance du ^{35}S peuplé par la réaction $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$.

5.1.4.6 Facteurs spectroscopiques expérimentaux

Les facteurs spectroscopiques expérimentaux $C^2 S_{norm}^{exp}$ sont reportés pour chaque état peuplé par la réaction $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$ dans le tableau 5.4.

E (keV)	L	b_f (%)	$b_f \times \sigma_{inc}^{exp}$ (mb)	σ_{sp} (mb)	R_s	$C^2 S_{norm}^{exp}$
0	2	43.3(4.7)	27.6(3.0)	13.1	0.66(13)	3.2(7)
1572	0	18.6(3.1)	11.8(2.0)	16.1	0.64(13)	1.1(3)
1990	3	0.0(2.9)	0.0(1.8)	12.7	0.69(14)	0.0(2)
2348	1	5.3(1.3)	3.4(8)	13.1	0.70(14)	0.4(1)
2717	2	6.4(1.6)	4.1(1.0)	11.4	0.62(12)	0.6(2)
2939	0	5.7(1.6)	3.6(1.0)	13.5	0.61(12)	0.4(2)
3421	2	5.1(1.0)	3.2(6)	11.0	0.61(12)	0.5(1)
3595	2	3.0(7)	1.9(4)	11.0	0.60(12)	0.3(1)
3818	3	4.0(9)	2.5(6)	11.8	0.72(14)	0.3(1)
3890	0	2.3(5)	1.5(3)	13.5	0.72(14)	0.15(4)
4025	2	6.4(1.0)	4.1(6)	12.1	0.60(12)	0.6(1)

TABLE 5.4 – Energies, moments orbitaux, sections efficaces exclusives ($b_f \times \sigma_{inc}^{exp}$), sections efficaces single-particle calculées dans le modèle de Glauber (σ_{sp}) et facteurs spectroscopiques expérimentaux normalisés $C^2 S_{norm}^{exp}$ pour les états peuplés par la réaction $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$.

5.2 Mise en évidence expérimentale de la bulle proton dans ^{34}Si

Dans cette section, on se propose de tester d'un point de vue expérimental les conditions nécessaires à l'émergence d'une déplétion en densité centrale dans le ^{34}Si . Comme discuté dans la section 2.2.1, la condition sinequanone pour la formation d'une bulle protonique dans le ^{34}Si est la déplétion de l'orbitale $2s_{1/2}$ protonique. Ceci est possible seulement si la fermeture de couche $N=20$ est assez rigide pour éviter des couplages à des états collectifs. Les résultats expérimentaux de l'analyse des voies de *knockout* de neutron à partir du ^{36}S et du ^{34}Si sont discutés dans la section 5.2.1 afin de tester la fermeture de couche $N=20$ dans ces deux noyaux. Dans la section 5.2.2, les résultats de l'analyse des voies *knockout* de proton à partir de ces mêmes noyaux permettent de conclure quant à l'existence d'une bulle protonique dans le ^{34}Si .

5.2.1 Rigidité de la fermeture de couche N=20 dans le ^{36}S et le ^{34}Si

Afin de tester la rigidité de la fermeture de couche N=20 dans les deux noyaux d'intérêt, on se propose de tracer la courbe représentant l'occupation des orbitales neutroniques en fonction de leurs énergies de liaison. Pour ce faire, les taux d'occupation d'une orbitale de j^π donné sont déterminés à partir des facteurs spectroscopiques expérimentaux des états de même j^π peuplés lors de la réaction. L'énergie de liaison de l'orbitale j^π est quant à elle calculée à partir du centroïde des énergies d'excitation des états de même j^π peuplés lors de la réaction.

5.2.1.1 Etude des orbitales de parité positive

Les réactions de *knockout* de neutrons à partir du ^{36}S et du ^{34}Si peuplent principalement des états de parité positive de type "trou" dans la couche (sd). Les facteurs spectroscopiques des états de parité positive peuplés lors de ces réactions nous renseignent directement sur l'occupation des orbitales $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$. Dans le cas de réactions peuplant des états de type "trou", les facteurs spectroscopiques sont comparables aux occupations des orbitales correspondantes. On détermine le taux d'occupation de l'orbitale j^π de la façon suivante :

$$n_{j^\pi} = \frac{1}{2j^\pi + 1} \sum_{i=j^\pi} (C^2 S_{norm}^{exp})_i \quad (5.29)$$

D'après [69], les énergies de liaison des orbitales extraites à partir d'états de type "trou" sont définies de la façon suivante :

$$\epsilon_{j^\pi} = -S_n(^A Z) - \frac{1}{\sum_{i=j^\pi} (C^2 S_{norm}^{exp})_i} \sum_{i=j^\pi} (C^2 S_{norm}^{exp})_i E_i^*(^{A-1} Z) \quad (5.30)$$

où $S_n(^A Z)$ représente l'énergie de séparation d'un neutron dans le noyau père (^{36}S ou ^{34}Si), et $E_i^*(^{A-1} Z)$ est l'énergie d'excitation de l'état i peuplé dans le noyau fils (^{35}S ou ^{33}Si).

Les taux d'occupations et énergies de liaisons des orbitales de parités positives déduites pour le ^{36}S (^{34}Si) à partir de la réaction $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$ ($^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$) sont reportés dans le tableau 5.5 (5.6). Dans le cas du ^{33}Si , l'étude des distributions en moment parallèle a permis d'assigner un état excité ($E^* = 4931$ keV) au moment orbital L=2 (cf. section 5.1.3.6). Au vu du facteur spectroscopique de l'état fondamental $3/2^+$ ($C^2 S_{norm}^{exp} = 4,0(8)$), et en considérant l'énergie relativement élevée de cet état excité, on assigne celui-ci à un moment cinétique et une parité $J^\pi = 5/2^+$. Ils n'est pas pris en compte dans les calculs de n_{j^π} et ϵ_{j^π} car seule une partie de la

force a été observée ($(C^2 S_{norm}^{exp})_{5/2^+} = 0.2(1)$). En effet, l'orbitale $d_{5/2}$ neutronique étant profondément liée dans le ^{34}Si , on s'attend à peupler des états $5/2^+$ à haute énergie dans le ^{33}Si , qui ne sont pas observés dans cette expérience. De même, dans le cas du ^{35}S , quatre états excités ($E^* = 2717, 3421, 3595$ et 4025 keV) ont été assignés à $L=2$. Les états 2717 et 3421 keV sont assignés à $J^\pi = 5/2^+$ d'une expérience antérieure [68]. Les états 3595 et 4025 keV sont quant à eux associés à $J^\pi = 5/2^+$ au vu de leurs énergies d'excitation. Ils ne sont pas pris en compte dans les calculs de n_{j^π} et ϵ_{j^π} car seule une partie de la force a été observée ($(C^2 S_{norm}^{exp})_{5/2^+} = 2.0(3)$).

Orbitale	j^π	$E_{j^\pi}^*(^{35}\text{S})$ (keV)	$C^2 S_{norm}^{exp}$	n_{j^π} (%)	ϵ_{j^π} (keV)
$d_{3/2}$	$3/2^+$	0	3.2(7)	80(18)	-9889
		1572	1.1(3)		
$s_{1/2}$	$1/2^+$	2939	0.4(2)	82(18)	-12055
		3890	0.15(4)		

TABLE 5.5 – Taux d'occupations n_{j^π} et énergies de liaisons ϵ_{j^π} des orbitales de parité positive dans le ^{36}S ($S_n = 9889$ keV [65]).

Orbitale	j^π	$E_{j^\pi}^*(^{33}\text{Si})$ (keV)	$C^2 S_{norm}^{exp}$	n_{j^π} (%)	ϵ_{j^π} (keV)
$d_{3/2}$	$3/2^+$	0	3.9(1.0)	97(25)	-7514
$s_{1/2}$	$1/2^+$	1010	2.1(5)	100(20)	-8524

TABLE 5.6 – Taux d'occupations n_{j^π} et énergies de liaisons ϵ_{j^π} des orbitales de parité positive dans le ^{34}Si ($S_n = 7514$ keV [65]).

5.2.1.2 Etude des orbitales de parité négative

Les facteurs spectroscopiques des états de parité négative peuplés lors des réactions de *knockout* permettent de la même manière de remonter aux occupations des orbitales $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, et $p_{1/2}$. Il n'est cependant pas possible d'extraire les énergies de liaisons de ces orbitales car les états $7/2^-$, $3/2^-$ et $1/2^-$ peuplés par le *knockout* correspondent à des configurations plus complexes de type "particules-trous". Une expérience antérieure [26] a cependant permis d'extraire les facteurs spectroscopiques des états peuplés respectivement dans le ^{37}S et le ^{35}Si à partir des réactions de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$, $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$. Ces réactions de transfert de neutron peuplent préférentiellement des états de type "particule" dans la couche (pf). Dans le cas d'un

transfert de neutron (d,p), les facteurs spectroscopiques représentent la probabilité d'ajouter un neutron dans l'orbitale considérée. Le taux d'occupation de l'orbitale j^π est alors déterminé de la façon suivante :

$$n_{j^\pi} = 1 - \sum_{i=j^\pi} (C^2 S_{norm}^{(d,p)})_i \quad (5.31)$$

Les facteurs spectroscopiques $C^2 S^{(d,p)}$ de la référence [26] sont bruts. La référence [70] reporte une réduction systématique de $R_s = 0,7(1)$ des facteurs spectroscopiques extraits de réactions (d,p). Pour que l'étude des orbitales de parité négative soit cohérente avec celle des orbitales de parité positives (dédites des réactions de *knockout*), on corrige les facteurs spectroscopiques issus des réactions de transfert (d,p) de ce facteur de réduction :

$$C^2 S_{norm}^{(d,p)} = \frac{C^2 S^{(d,p)}}{0,7} \quad (5.32)$$

D'après [69], les énergies de liaison des orbitales extraites à partir d'états de type "particule" sont définies de la façon suivante :

$$\epsilon_{j^\pi} = -S_n(A+1Z) + \frac{1}{\sum_{i=j^\pi} (C^2 S_{norm}^{(d,p)})_i} \sum_{i=j^\pi} (C^2 S_{norm}^{(d,p)})_i E_i^*(A+1Z) \quad (5.33)$$

où $S_n(A+1Z)$ représente l'énergie de séparation d'un neutron dans le noyau fils (^{37}S ou ^{35}Si), et $E_i^*(A+1Z)$ est l'énergie d'excitation de l'état i dans le noyau fils.

Les taux d'occupations et énergies de liaisons des orbitales de parités négatives déduites pour le ^{36}S (^{34}Si) à partir de la réaction $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$ ($^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$) sont reportés dans le tableau 5.7 (5.8). Comme discuté dans la section précédente, s'il n'est pas possible d'extraire les énergies de liaison des orbitales de parité négative à partir des réaction de *knockout* de neutron, il est néanmoins possible d'en extraire les taux d'occupations de ces orbitales. Les taux d'occupations des orbitales de parité négative déduits à partir des réactions de *knockout* sont reportés dans le tableau 5.9. Tous les taux d'occupation n_{j^π} déduits des réactions de *knockout* sont compatibles avec ceux extraits des réactions de transfert (d,p), ce qui confirme que la prise en compte des facteurs de réductions dans la correction des facteurs spectroscopiques permet de rétablir une cohérence entre les résultats issu du *knockout* et ceux issus du transfert.

Orbitale	j^π	$E_{j^\pi}^*(^{37}\text{S})$ (keV)	$C^2S^{(d,p)}$	$C^2S_{norm}^{(d,p)}$	n_{j^π} (%)	ϵ_{j^π} (keV)
$f_{7/2}$	$7/2^-$	0	0.69(10)	0.98(14)	2(14)	-4304
$p_{3/2}$	$3/2^-$	645	0.65(9)	0.93(14)	7(14)	-3659
$p_{1/2}$	$1/2^-$	2640	0.68(10)	0.97(15)	3(15)	-1664

 TABLE 5.7 – Taux d’occupations n_{j^π} et énergies de liaisons ϵ_{j^π} des orbitales de parité négative dans le ^{36}S , déduits de la réaction $^{36}\text{S}(d,p)^{37}\text{S}$.

Orbitale	j^π	$E_{j^\pi}^*(^{35}\text{Si})$ (keV)	$C^2S^{(d,p)}$	$C^2S_{norm}^{(d,p)}$	n_{j^π} (%)	ϵ_{j^π} (keV)
$f_{7/2}$	$7/2^-$	0	0.56(8)	0.80(12)	20(12)	-2470
$p_{3/2}$	$3/2^-$	910	0.69(10)	0.99(15)	1(15)	-1560
$p_{1/2}$	$1/2^-$	2044	0.73(11)	1.00(15)	0(15)	-426

 TABLE 5.8 – Taux d’occupations n_{j^π} et énergies de liaisons ϵ_{j^π} des orbitales de parité négative dans le ^{34}Si , déduits de la réaction $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$.

Noyau AZ	Orbitale	j^π	$E_{j^\pi}^*(^{A-1}Z)$ (keV)	$C^2S_{norm}^{exp}$	n_{j^π} (%)
^{36}S	$f_{7/2}$	$7/2^-$	1990	0.0(2)	
			3818	0.3(1)	4(1)
	$p_{3/2}$	$3/2^-$	2348	0.4(1)	10(3)
^{34}Si	$f_{7/2}$	$7/2^-$	1435	0.7(3)	9(4)

 TABLE 5.9 – Taux d’occupations n_{j^π} des orbitales de parité négative dans le ^{36}S et le ^{34}Si , déduits des réactions $^{36}\text{S}(-1n)^{35}\text{S}$ et $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$.

5.2.1.3 Occupation des orbitales neutroniques en fonction de leurs énergies de liaison

Les points expérimentaux représentant l’occupation des orbitales neutroniques en fonction de leurs énergies de liaison sont comparées pour le ^{36}S et le ^{34}Si dans la figure 5.27. Un ajustement de ces points expérimentaux est opéré à l’aide d’une fonction de Fermi de la forme [71] :

$$y = \frac{100}{2} \left(1 - \frac{x - \epsilon_F}{\sqrt{(x - \epsilon_F)^2 + \Delta^2}} \right) \quad (5.34)$$

où ϵ_F et Δ sont les paramètres à déterminer, qui représentent respectivement l'énergie de Fermi et la taille du *gap* N=20.

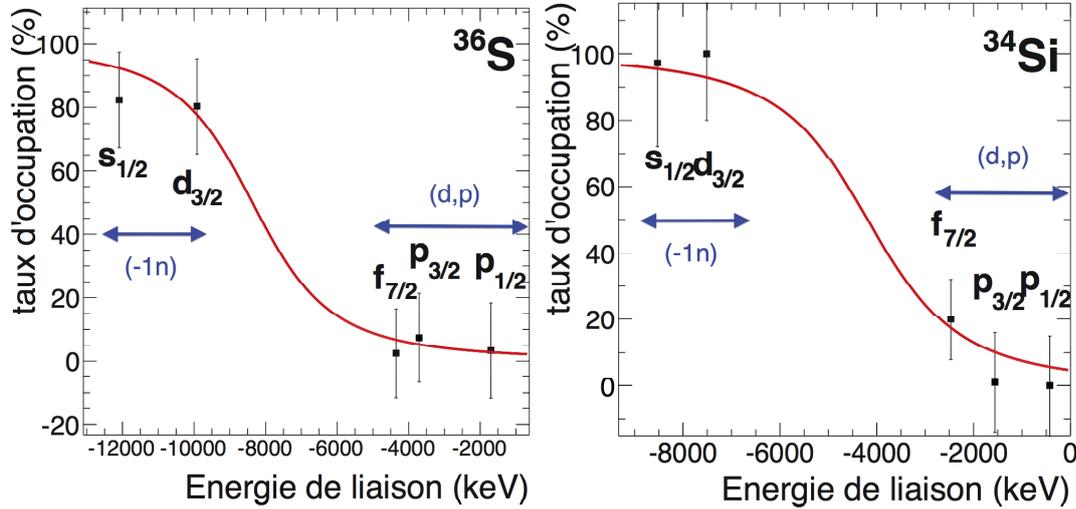


FIGURE 5.27 – *Noir* : Occupation des orbitales neutroniques en fonction de leurs énergies de liaison, dans le ^{36}S et le ^{34}Si . *Rouge* : ajustement par une fonction de Fermi [71].

Au vu des barres d'erreurs sur les occupations expérimentales, les paramètres de la fonction de Fermi ne sont pas assez fortement contraints pour pouvoir en extraire une valeur significative de la taille du *gap* N=20. On se propose néanmoins de comparer la différence en énergie entre les orbitales $d_{3/2}$ et $f_{7/2}$ dans le ^{34}Si et le ^{36}S , afin de tester qualitativement la rigidité de la fermeture de couche N=20 dans ces deux noyaux. Les points expérimentaux extraits d'expériences précédentes pour le ^{40}Ca [72, 27], noyau doublement magique (N=20, Z=20) sont reportés comme référence dans la figure 5.28. Dans le ^{34}Si , la “surface de Fermi” semble plus diffuse que dans le ^{36}S ($n_{7/2-} = 20(12)\%$ pour le ^{34}Si , contre $n_{7/2-} = 2(14)\%$ dans le ^{36}S). La fermeture de couche N=20 semble cependant presque aussi robuste dans le cas du ^{34}Si que dans le cas du ^{36}S : on a $\epsilon_{7/2-} - \epsilon_{3/2+} = 5,0$ MeV dans le cas du ^{34}Si , contre $\epsilon_{7/2-} - \epsilon_{3/2+} = 5,6$ MeV pour le ^{36}S . A titre comparatif, le *gap* N=20 dans le ^{40}Ca est de l'ordre de 7 MeV. On observe un taux d'occupation de la couche (pf) plus élevé dans le ^{40}Ca , comparé au ^{34}Si . La fonction d'onde de l'état fondamental de ^{34}Si semble contenir relativement peu de contributions de configurations neutrons de type “n particules - n trous”, ce qui indique que ce noyau est très proche d'un système sans corrélations au-delà du champ moyen. Comme discuté dans la section 2.2.2, une telle propriété est propice à la formation d'une bulle protonique.

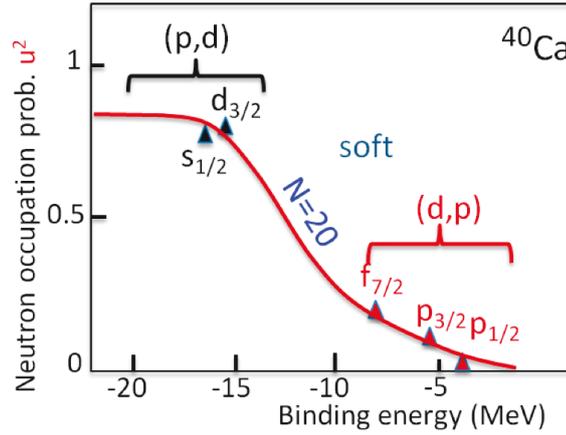


FIGURE 5.28 – Occupation des orbitales neutroniques en fonction de leurs énergies de liaison, dans le ^{40}Ca [72, 27].

5.2.2 Occupation de l’orbitale protonique $2s_{1/2}$

Afin de sonder l’existence d’une bulle protonique dans le ^{34}Si , on compare l’occupation de son orbitale protonique $2s_{1/2}$ avec celle du ^{36}S , pour lequel un profil de densité usuel (atteignant la densité de saturation au centre du noyau) est prédit. Pour ce faire, seront étudiés en particulier les facteurs spectroscopiques des états de spin et parité $1/2^+$ peuplés dans le ^{35}P et le ^{33}Al , respectivement lors des réactions de *knockout* de proton $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$ et $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$ (cf. sections 5.1.1.6 et 5.1.2.6). Les états $1/2^+$ peuplés lors de ces réactions sont des états de type “trou”. Dans ce cas, les facteurs spectroscopiques nous renseignent directement sur le nombre d’occupation de l’orbitale $s_{1/2}$. Dans le cas de la réaction $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$, la somme des facteurs spectroscopiques des états $1/2^+$ est $\sum_{i=1/2^+} (C^2 S_{norm}^{exp})_i = 2.2(7)$. L’occupation ne pouvant pas être supérieure à 2.0, ceci correspond à une valeur d’occupation de l’orbitale $s_{1/2}$ dans le ^{36}S : $n^{abs}(s_{1/2}) = 2.0(5)$. Dans le ^{34}Si , le taux d’occupation de l’orbitale $s_{1/2}$ protonique est très bas comparé à celui du ^{36}S : $n^{abs}(s_{1/2}) = 0.16(4)$ dans le cas du ^{34}Si , contre $n^{abs}(s_{1/2}) = 2.0(2)$ pour le ^{36}S . Ces occupations sont en relativement bon accord avec les prédictions de modèle en couche ($S(s_{1/2})$) de la référence [5] discutée dans la section 2.2.2.

De tels résultats sont en faveur de l’existence d’une bulle protonique dans le ^{34}Si , étant donné que les orbitales *s* sont les seules à contribuer à la densité centrale. Il conviendrait de réaliser une expérience exploitant la diffusion d’électrons sur le ^{34}Si , afin de sonder directement sa densité de charge, pour confirmer ce résultat.

Noyau	Orbitale	j^π	$E_{j^\pi}^*$ (keV)	$C^2 S_{norm}^{exp}$	$n(s_{1/2})$ (%)	$n^{abs}(s_{1/2})$	$S(s_{1/2})^{(a)}$
^{36}S	$s_{1/2}$	$1/2^+$	0	2.2(7)	100(25)	2.0(5)	
^{34}Si	$s_{1/2}$	$1/2^+$	2101	0.08(3)	8(2)	0.16(4)	0.08
			3704	0.08(2)			

TABLE 5.10 – Taux d’occupations $n(s_{1/2})$ des orbitales $s_{1/2}$ protoniques dans le ^{36}S et le ^{34}Si , déduits des réactions $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$ et $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$. Le nombre absolu d’occupation $n^{abs}(s_{1/2})$ de ces orbitales est aussi reporté. ^(a) facteurs spectroscopiques prédits par le modèle en couches [5].

5.3 Implications pour le spin-orbite dans les modèles nucléaires

Comme discuté dans la section 2.2.4, la valeur expérimentale de la variation d’occupation de l’orbitale $s_{1/2}$ protonique entre le ^{36}S et le ^{34}Si ($\Delta n_{s_{1/2}}^{abs}$), ainsi que la valeur expérimentale de la variation de l’écart en énergie des partenaires spin-orbite $p_{1/2}$ - $p_{3/2}$ neutroniques ($\frac{\Delta E_{SO}}{E_{SO}}$), permettent de déterminer quel modèle nucléaire, entre modèles de champs moyens relativistes et modèles non-relativistes, reproduit un comportement réaliste vis-à-vis de l’isospin. En effet, la bulle protonique dans le ^{34}Si , phénomène qui semble être supporté par nos résultats expérimentaux, pourrait être responsable d’une forte variation en densité entre le ^{36}S et le ^{34}Si , ce qui induit une réduction de l’écart en énergie des partenaires spin-orbite $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ neutroniques de 25(5)% [26].

Comme l’on cherche ici à sonder la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite, il convient de vérifier qu’il n’y a pas de bulle neutronique dans le ^{34}Si . Dans le cas contraire, la variation en densité neutronique entre le ^{36}S et le ^{34}Si aurait, tout comme la densité protonique, un impact direct sur l’écart en énergie $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ neutronique, ce qui empêcherait de conclure quant à la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite. On peut extraire l’occupation de l’orbitale neutronique $2s_{1/2}$ dans le ^{36}S et dans le ^{34}Si , selon la même méthode que celle utilisée pour déterminer l’occupation de l’orbitale protonique $2s_{1/2}$ (cf. section précédente), à partir des résultats de l’analyse des voies de *knockout* de neutron. Ceci conduit aux valeurs d’occupation neutronique $n^{abs}(s_{1/2}) = 1.6(4)$ et $n^{abs}(s_{1/2}) = 2.0(4)$, respectivement dans le ^{36}S et le ^{34}Si . On peut alors considérer que la densité neutronique centrale ne varie pas entre ces deux noyaux, et imputer la variation de l’écart $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ au changement de densité protonique uniquement.

L’analyse d’expérience effectuée dans ce travail de thèse a permis d’extraire $\Delta n_{s_{1/2}}^{abs} = n_{s_{1/2}}^{abs}(^{36}\text{S}) - n_{s_{1/2}}^{abs}(^{34}\text{Si}) = 1.8(5)$. Une expérience antérieure [26] a quant à

elle permis de déduire $\frac{\Delta E_{SO}}{E_{SO}} = 25(5)\%$. On peut ainsi placer un point expérimental sur la figure 5.29. En tenant compte des barres d'erreurs, les résultats expérimentaux sont compatibles avec les prédictions de modèles non-relativistes.

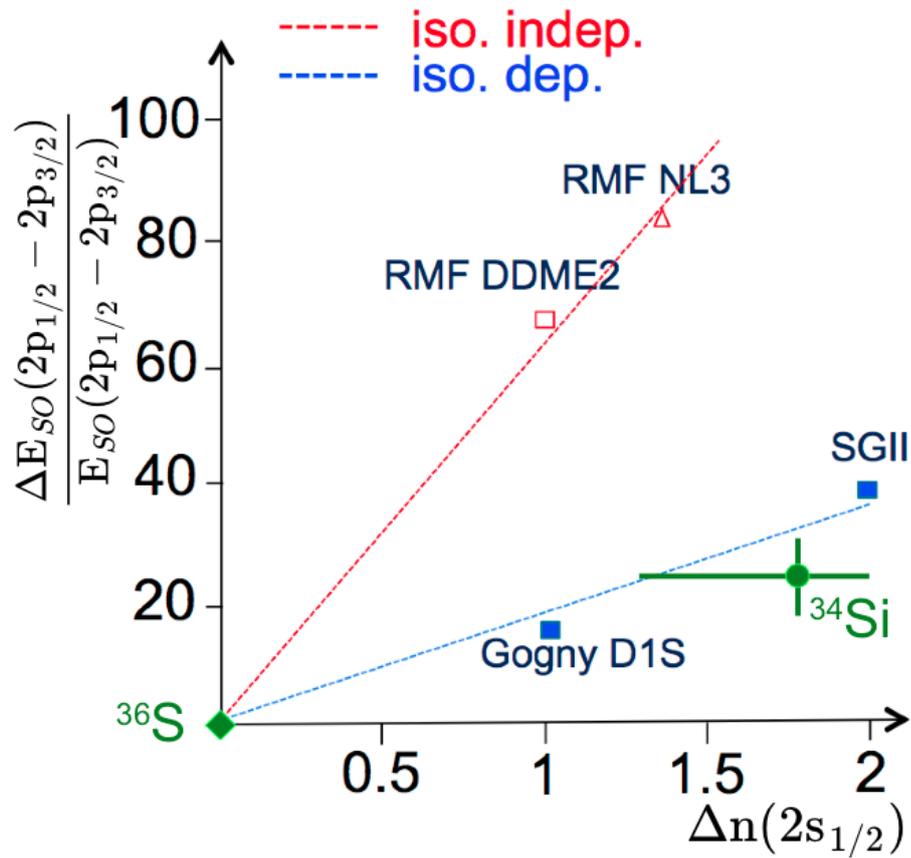


FIGURE 5.29 – Prédiction de la variation de l'écart en énergie des orbitales $2p_{1/2}-2p_{3/2}$ neutroniques en fonction de la variation d'occupation de l'orbitale $2s_{1/2}$ protonique dans le ^{34}Si , par rapport au ^{36}S . Bleu : modèles Hartree Fock. Rouge : modèles RMF. Vert : mesures expérimentales.

La mesure expérimentale est en faveur des modèles non-relativistes, dans lesquels le potentiel spin-orbite dépend fortement de l'isospin. Dans la section suivante, on se propose d'investiguer d'un point de vue théorique l'origine des différences de comportements du potentiel spin-orbite entre modèles relativistes et non-relativistes.

CHAPITRE 6

Etude théorique de la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite

Dans les approches nucléaires non-relativistes de type Hartree-Fock, le potentiel spin-orbite s'écrit, dans le cas d'une interaction de portée nulle [10] :

$$V_q^{SO} = \frac{1}{2}[W_1 \vec{\nabla} \rho_q(\vec{r}) + W_2 \vec{\nabla} \rho_{q' \neq q}(\vec{r})] \vec{\sigma} \wedge \vec{p} \quad (6.1)$$

où ρ_q , $\rho_{q' \neq q}$ sont les densités protonique et neutronique, q étant l'indice d'isospin courant sur les protons et les neutrons. $\vec{\sigma}$ et \vec{p} désignent respectivement les matrices de Pauli et le vecteur impulsion du nucléon. W_1, W_2 sont des paramètres indépendants de la densité baryonique. On observe une dépendance de l'expression 6.1 en la variation des densités protonique et neutronique du potentiel spin-orbite. Dans le cas Hartree-Fock, pour la plupart des familles d'interactions de type Skyrme et Gogny, $W_1 = 2W_2$, ce qui impose que ce potentiel dépend aussi de l'isospin.

Dans les modèles relativistes, le potentiel spin-orbite émerge naturellement d'une réduction non-relativiste du Hamiltonien de Dirac décrivant l'équation du mouvement d'un nucléon dans la matière nucléaire. Comme exposé dans le chapitre 2, des calculs RMF (Relativistic Mean Field) indiquent que ce potentiel spin-orbite a un comportement différent par rapport au cas Hartree-Fock non-relativiste.

On se propose ici d'extraire une expression analytique du potentiel spin-orbite issu d'une approche de champ moyen relativiste afin d'investiguer les origines des différences de comportement du potentiel spin-orbite entre modèles relativistes et non-relativistes. L'objectif étant d'effectuer une évaluation numérique du rapport $\frac{W_1}{W_2}$ dans le cas relativiste, il convient d'extraire une expression de V_q^{SO} dépendant uniquement de la densité baryonique comme dans le cas non-relativiste (expression 6.1). Le cas RHF (Relativistic Hartree-Fock), qui inclut explicitement les termes non-locaux dans le Lagrangien d'interaction, ne permet pas d'obtenir un tel résultat, c'est pourquoi on se restreint dans un premier temps au cas RMF (section 6.1), qui omet les termes d'échanges. L'impact des termes de Fock sur la dépendance en isospin sera évalué dans un second temps (section 6.2.3) à l'aide d'une transformation permettant

d'exprimer les termes d'échange comme une combinaison linéaire de termes directs, appelée « transformation de Fierz » [73]. La figure 6.1 représente schématiquement les étapes de calcul et d'approximations successives suivies dans ce chapitre.

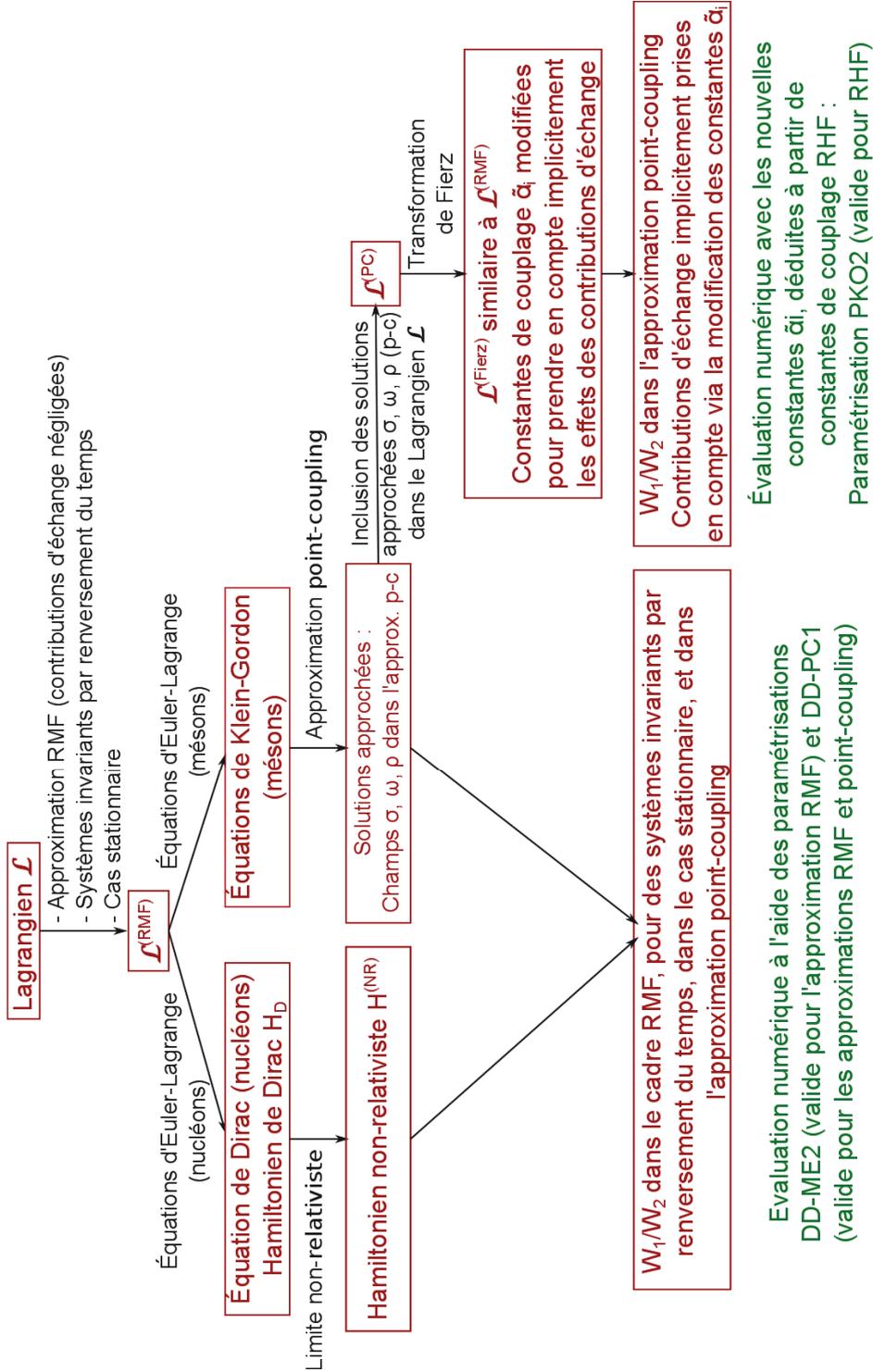


FIGURE 6.1 – Représentation schématique des étapes de calcul et d'approximations successives pour l'évaluation du rapport $\frac{W_1}{W_2}$.

6.1 Le potentiel spin-orbite dans les approches nucléaires relativistes

6.1.1 Description du modèle

6.1.1.1 La densité Lagrangienne

Les équations relativistes du mouvement s'obtiennent à partir de la densité Lagrangienne effective [74] :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_m + \mathcal{L}_{int} \quad (6.2)$$

où \mathcal{L}_N , \mathcal{L}_m et \mathcal{L}_{int} décrivent respectivement les nucléons libres, les mésons libres et l'interaction nucléon-méson. Le modèle décrit par ce Lagrangien se limite aux degrés de liberté pertinents pour la physique nucléaire de basse énergie, à savoir les nucléons et les mésons. Les nucléons sont considérés comme des particules ponctuelles qui interagissent via l'échange de champs mésoniques effectifs.

Les degrés de liberté nucléoniques sont représentés par le champ de nucléons Ψ . La dynamique des nucléons en l'absence d'interaction est décrite par \mathcal{L}_N :

$$\mathcal{L}_N = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\Psi \quad (6.3)$$

Dans le secteur mésonique, on prend en compte le nombre minimal de champs mésoniques effectifs permettant de reproduire les données expérimentales. Ces champs mésoniques se distinguent par leurs nombres quantiques (J^π, T) représentant respectivement le spin, la parité et l'isospin.

Notre modèle comprend les mésons effectifs suivants :

- Le méson scalaire isosculaire $\sigma(0^+, 0)$
- Le méson vecteur isosculaire $\omega^\mu(1^-, 0)$
- Le méson vecteur isovecteur $\vec{\rho}^\mu(1^-, 1)$
- On introduit également le quadripotential électromagnétique A^μ afin de prendre en compte l'interaction coulombienne entre protons.

La propagation des bosons libres se déduit de \mathcal{L}_m :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m = & \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\Omega_{\mu\nu}\Omega^{\mu\nu} - m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu\right) \\ & - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\vec{\mathcal{R}}_{\mu\nu}\vec{\mathcal{R}}^{\mu\nu} - m_\rho^2 \vec{\rho}_\mu \vec{\rho}^\mu\right) - \frac{1}{4}\mathcal{F}_{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (6.4)$$

où

$$\begin{aligned}
 \Omega^{\mu\nu} &\equiv \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu \\
 \vec{\mathcal{R}}^{\mu\nu} &\equiv \partial^\mu \vec{\rho}^\nu - \partial^\nu \vec{\rho}^\mu \\
 \mathcal{F}^{\mu\nu} &\equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

sont les tenseurs champs associés respectivement aux mésons ω , ρ et au quadripotential A^μ , et m_σ , m_ω , m_ρ sont les masses au repos des mésons correspondants.

La densité Lagrangienne d'interaction nucléon-méson est définie par :

$$\mathcal{L}_{int} = -g_\sigma(\rho_v) \bar{\Psi} \sigma \Psi - g_\omega(\rho_v) \bar{\Psi} \gamma_\mu \omega^\mu \Psi - g_\rho(\rho_v) \bar{\Psi} \gamma_\mu \vec{\rho}^\mu \cdot \vec{\tau} \Psi - e \bar{\Psi} \gamma_\mu A^\mu \frac{1 - \tau^3}{2} \Psi \tag{6.6}$$

où $\vec{\tau}$ représente les matrices de Pauli dans l'espace d'isospin. Afin de tenir compte des effets du milieu et des corrélations de type interaction à trois corps, on choisit d'utiliser des constantes de couplage qui dépendent explicitement de la densité de nucléons relativiste vectorielle isoscalaire : $\rho_v = \sqrt{\langle j_\mu j^\mu \rangle}$, où $j^\mu = \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi$ désigne le courant baryonique [75].

Les équations du mouvement des nucléons et des mésons découlent du principe de moindre action :

$$\begin{aligned}
 S &= \int d^4r \mathcal{L}(\vec{r}, t) \\
 \delta S &= 0
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

6.1.1.2 Domaine de validité du modèle

L'objectif de notre étude étant de dériver une expression analytique du potentiel spin-orbite en fonction de la densité baryonique, on se restreint au cas RMF où les termes non-locaux de la densité Lagrangienne ne sont pas traités explicitement. On se limite de plus à la description des systèmes invariants par renversement du sens du temps (i.e. noyaux pair-pairs sans rotations et en l'absence de champ magnétique), dans le cas stationnaire. Dans ce cas, on se restreint à la composante temporelle des quadrivecteurs et à la composante 3 (τ^3) dans l'espace d'isospin [76]. On note :

$$\begin{aligned}
 \omega &\equiv \omega^0 \\
 \rho &\equiv \rho^{0, \tau^3} \\
 A &\equiv A^0
 \end{aligned} \tag{6.8}$$

La densité Lagrangienne décrivant la propagation des bosons libres (6.4) se simplifie alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m = & \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - m_\sigma^2\sigma^2) - \frac{1}{2}(\partial_\mu\omega\partial^\mu\omega - m_\omega^2\omega^2) \\ & - \frac{1}{2}(\partial_\mu\rho\partial^\mu\rho - m_\rho^2\rho^2) - \frac{1}{2}\partial_\mu A\partial^\mu A \end{aligned} \quad (6.9)$$

La densité Lagrangienne d'interaction 6.6 devient :

$$\mathcal{L}_{int} = -g_\sigma(\rho_v)\bar{\Psi}\sigma\Psi - g_\omega(\rho_v)\bar{\Psi}\gamma_0\omega\Psi - g_\rho(\rho_v)\bar{\Psi}\gamma_0\rho\tau^3\Psi - e\bar{\Psi}\gamma_0A\frac{1-\tau^3}{2}\Psi \quad (6.10)$$

On choisit d'omettre la contribution coulombienne car on cherche à sonder les autres origines de la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite. Dans le cadre des approximations énoncées dans cette section, on peut réécrire la densité Lagrangienne 6.2 sous une forme simplifiée :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - M)\Psi \\ & + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - m_\sigma^2\sigma^2) - \frac{1}{2}(\partial_\mu\omega\partial^\mu\omega - m_\omega^2\omega^2) - \frac{1}{2}(\partial_\mu\rho\partial^\mu\rho - m_\rho^2\rho^2) \\ & - g_\sigma(\rho_v(\vec{r}))\bar{\Psi}\sigma\Psi - g_\omega(\rho_v(\vec{r}))\bar{\Psi}\gamma_0\omega\Psi - g_\rho(\rho_v(\vec{r}))\bar{\Psi}\gamma_0\rho\tau^3\Psi \end{aligned} \quad (6.11)$$

6.1.2 Forme alternative de l'équation de Dirac

Le principe de moindre action conduit à l'équation d'Euler-Lagrange suivante pour les nucléons :

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\bar{\Psi}} + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\rho_v}\frac{\partial\rho_v}{\partial\bar{\Psi}} = \partial_\mu\frac{\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\bar{\Psi})} \quad (6.12)$$

avec $\rho_v \equiv \sqrt{j_\mu j^\mu}$ la densité relativiste isoscalaire, et $j^\mu = \bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$ le quadri-courant baryonique. La présence d'un terme dépendant de la dérivée du Lagrangien par rapport à la densité $\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\rho_v}$ découle du fait que les évaluations numériques seront faites via l'utilisation de paramétrisations dans lesquelles les constantes de couplage g_i ($i \in \{\sigma, \omega, \rho\}$) dépendent explicitement de la densité.

L'équation 6.12 est équivalente à l'équation suivante :

$$\left[-i\vec{\alpha}\cdot\vec{\nabla} + \beta(M + S) + V\right]\Psi = i\frac{\partial\Psi}{\partial t} \quad (6.13)$$

avec :

- $\vec{\alpha}$ et β les matrices de Dirac, définies dans la représentation de Dirac de la façon suivante :

$$\vec{\alpha} \equiv \gamma_0 \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \quad (6.14)$$

$$\beta \equiv \gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (6.15)$$

où $\vec{\sigma}$ représente les matrices de Pauli dans l'espace de spin.

- M et E_i représentent la masse au repos et l'énergie du nucléon i ($i \in \{1, \dots, A\}$).
- S et V sont respectivement les self-énergies scalaire et quadrivecteur :

$$S(\vec{r}) = g_\sigma(\rho_v(\vec{r}))\sigma(\vec{r}) \quad (6.16)$$

$$V(\vec{r}) = g_\omega(\rho_v(\vec{r}))\omega(\vec{r}) + g_\rho(\rho_v(\vec{r}))\rho(\vec{r})\tau^3 \quad (6.17)$$

$$+ g'_\sigma(\rho_v(\vec{r}))\sigma\rho_s + g'_\omega(\rho_v(\vec{r}))\omega\rho_v + g'_\rho(\rho_v(\vec{r}))\rho\rho_\tau \quad (6.18)$$

où $g'_i \equiv \frac{dg_i}{d\rho_v}$ pour $i = \{\sigma, \omega, \rho\}$, et $\rho_s, \rho_v, \rho_\tau$ désignent respectivement les densités relativistes scalaire isoscalaire, vecteur isoscalaire, et scalaire isovecteur, définies par [75] :

$$\rho_s \equiv \bar{\Psi}\Psi \quad (6.19)$$

$$\rho_v \equiv \bar{\Psi}\gamma^0\Psi \quad (6.20)$$

$$\rho_\tau \equiv \bar{\Psi}\gamma^0\tau^3\Psi \quad (6.21)$$

La quantification canonique s'opère en développant le champ nucléonique Ψ de la façon suivante (cas stationnaire et dans l'approximation no-sea [77]) :

$$\begin{aligned} \Psi &= \sum_i \psi_i(\vec{r})e^{-iE_it}C_i \\ \bar{\Psi} &= \sum_i \bar{\psi}_i(\vec{r})e^{iE_it}C_i^+ \end{aligned} \quad (6.22)$$

où C_i, C_i^+ sont respectivement les opérateurs annihilation et création d'un nucléon dans l'état $|i\rangle$, et $\psi_i(\vec{r})$ est le spineur de Dirac du nucléon dans l'état $|i\rangle$: $\psi_i(\vec{r}) \equiv \langle \vec{r}|i\rangle$. L'approximation no-sea consiste à omettre dans 6.22 les états d'énergie négative appartenant à la mer de Dirac. En effet, le traitement explicite de ces états conduit à des diagrammes de type polarisation du vide divergents, associés à des

échelles d'énergie au-delà du domaine de validité de notre modèle. Les effets de polarisation du vide sont néanmoins absorbés dans des paramètres ajustés aux données expérimentales afin d'être pris en compte implicitement.

L'équation 6.13 devient alors équivalente à l'équation de Dirac pour un nucléon ψ_i dans un système nucléaire fini :

$$[-i\vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} + \beta(M + S) + V]\psi_i = E_i\psi_i \quad (6.23)$$

En explicitant la grande composante ϕ_i et la petite composante χ_i du spineur de Dirac ψ_i , l'équation de Dirac 6.23 devient :

$$\begin{pmatrix} M + S + V & -i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \\ -i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} & -M - S + V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_i \\ \chi_i \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} \phi_i \\ \chi_i \end{pmatrix} \quad (6.24)$$

On isole la contribution non-relativiste de l'énergie du nucléon i en soustrayant son énergie de masse M : $\epsilon_i = E_i - M$ représente la somme des énergies cinétique et potentielle du nucléon, de telle sorte que l'équation 6.24 s'écrit :

$$\begin{pmatrix} S + V & -i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \\ -i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} & V - S - 2M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_i \\ \chi_i \end{pmatrix} = \epsilon_i \begin{pmatrix} \phi_i \\ \chi_i \end{pmatrix} \quad (6.25)$$

On élimine la petite composante à partir de la seconde équation du système précédent :

$$\chi_i = \frac{-i}{2M + \epsilon_i + S - V} \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \phi_i \quad (6.26)$$

d'où l'équation suivante pour la grande composante :

$$\left[(S + V) - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \frac{1}{2M + \epsilon_i + S - V} \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \right] \phi_i = \epsilon_i \phi_i \quad (6.27)$$

On définit la masse effective :

$$\tilde{M}(\vec{r}) = M + \frac{1}{2}[S(\vec{r}) - V(\vec{r})] \quad (6.28)$$

L'équation 6.27 prend alors la forme :

$$\left[\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \frac{-1}{2\tilde{M}(\vec{r}) + \epsilon_i} \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} + V + S \right] \phi_i = \epsilon_i \phi_i \quad (6.29)$$

6.1.3 Définition d'un Hamiltonien effectif pour un développement non-relativiste

Dans l'idée d'opérer la réduction non-relativiste de l'équation 6.29 (section suivante), on cherche à exhiber une petite quantité justifiant un tel développement. L'énergie à particules indépendantes ϵ_i vaut environ 50 MeV pour les orbitales les plus profondes, et varie de 5 à -10 MeV au voisinage du niveau de Fermi. Avec les valeurs typiques de S et V dans la matière nucléaire (-400 MeV et +350 MeV resp.), la masse effective \tilde{M} a pour ordre de grandeur $M + \frac{1}{2}(-400 - 350) = 625$ MeV, si bien que $\frac{\epsilon_i}{2\tilde{M}} \ll 1$:

$$\frac{1}{2\tilde{M} + \epsilon_i} = \frac{1}{2\tilde{M}} \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_i}{2\tilde{M}}} = \frac{1}{2\tilde{M}} \left(1 - \frac{\epsilon_i}{2\tilde{M}} + \dots\right) \quad (6.30)$$

Par la suite, nous poserons :

$$\mathcal{B} \equiv \frac{1}{2\tilde{M}(\vec{r}) + \epsilon_i} \quad (6.31)$$

et

$$\mathcal{B}_0 \equiv \frac{1}{2\tilde{M}(\vec{r})} \quad (6.32)$$

On peut alors développer \mathcal{B} en puissances de $\epsilon_i \mathcal{B}_0$:

$$\mathcal{B} \sim \mathcal{B}_0 \frac{1}{1 + \epsilon_i \mathcal{B}_0} = \mathcal{B}_0 (1 - \epsilon_i \mathcal{B}_0 + \dots) \quad (6.33)$$

On cherche à dériver un Hamiltonien non-relativiste à partir de l'Hamiltonien de Dirac de l'équation 6.25 :

$$H_D = \begin{pmatrix} S + V & -i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \\ -i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} & V - S - 2M \end{pmatrix} \quad (6.34)$$

Pour cela, on considère la grandeur \mathcal{H}_D définie par :

$$\mathcal{H}_D \equiv \int d^3r \Psi_i^+ (H_D - \epsilon_i) \psi_i \quad (6.35)$$

$$= \int d^3r (\phi_i^+ \chi_i^+) \begin{pmatrix} S + V - \epsilon_i & -i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \\ -i\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} & V - S - 2M - \epsilon_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_i \\ \chi_i \end{pmatrix} \quad (6.36)$$

On élimine la petite composante χ_i en utilisant l'équation 6.26 :

$$\mathcal{H}_D = \int d^3r \phi_i^+ \left(\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \frac{-1}{2\tilde{M}(\vec{r}) + \epsilon_i} \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} + V + S - \epsilon_i \right) \phi_i \quad (6.37)$$

On définit le Hamiltonien effectif $H^{(NR)}$ tel que :

$$\mathcal{H}_D = \int d^3r \phi_i^{(NR)+} (H^{(NR)} - \epsilon'_i) \phi_i^{(NR)} \quad (6.38)$$

où $\phi_i^{(NR)}$ représente la fonction d'onde non-relativiste. La grande composante ϕ_i ne peut pas jouer ce rôle car elle n'est pas correctement normalisée :

$$\mathcal{N} = \int d^3r \bar{\psi}_i \gamma^0 \psi_i = \int d^3r (\phi_i^+ \phi_i + \chi_i^+ \chi_i) \quad (6.39)$$

Pour que $\phi_i^{(NR)}$ soit correctement normalisée, on doit avoir :

$$\mathcal{N} = \int d^3r \phi_i^{(NR)+} \phi_i^{(NR)} \quad (6.40)$$

On élimine la petite composante de l'équation 6.39 à l'aide de l'équation 6.26, on obtient alors :

$$\mathcal{N} = \int d^3r \phi_i^+ (1 + \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) \phi_i \quad (6.41)$$

où $\overleftarrow{\nabla}$ signifie que l'opérateur gradient agit sur la gauche. On pose :

$$I \equiv 1 + \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \quad (6.42)$$

Par identification entre les équations 6.40 et 6.41, on obtient :

$$\phi_i = I^{-\frac{1}{2}} \phi_i^{(NR)} \quad (6.43)$$

L'expression 6.37 devient alors :

$$\mathcal{H}_D = \int d^3r \phi_i^{(NR)+} \left[I^{-\frac{1}{2}} (S + V - \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) I^{-\frac{1}{2}} - \epsilon_i I^{-1} \right] \phi_i^{(NR)} \quad (6.44)$$

Par identification entre 6.38 et 6.44, on trouve :

$$H^{(NR)} - \epsilon'_i = I^{-\frac{1}{2}} (S + V - \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) I^{-\frac{1}{2}} - \epsilon_i I^{-1} \quad (6.45)$$

6.1.4 Limite non-relativiste

Dans cette section, on cherche à opérer une réduction non-relativiste de l'Hamiltonien $H^{(NR)}$ défini dans l'équation 6.45. Rappelons la définition de la quantité \mathcal{B} :

$$\mathcal{B} = \mathcal{B}_0 \frac{1}{1 + \epsilon_i \mathcal{B}_0} \quad (6.46)$$

avec

$$\mathcal{B}_0 \equiv \frac{1}{2\tilde{M}(\vec{r})} \quad (6.47)$$

où ϵ_i représente la contribution non-relativiste de l'énergie du nucléon i . Dans la section précédente, des arguments ont été avancés pour développer \mathcal{B} en puissances de $\epsilon_i \mathcal{B}_0$. Comme $\mathcal{B}_0 \sim 0.001 \text{ MeV}^{-1}$, la contribution en $\epsilon_i \mathcal{B}_0^2$ sera déjà de l'ordre de 100 fois inférieure à la contribution en \mathcal{B}_0 . On choisit donc raisonnablement de se limiter aux contributions d'ordre inférieur ou égal à 1 pour développer \mathcal{B} en puissances de $\epsilon_i \mathcal{B}_0$ (i.e. à l'ordre $(\frac{v}{c})^4$ en termes de vitesses) :

$$\mathcal{B} = \mathcal{B}_0(1 - \epsilon_i \mathcal{B}_0) + \mathcal{O}(\epsilon_i \mathcal{B}_0^3) \quad (6.48)$$

$$I^{-\frac{1}{2}} = 1 - \frac{1}{2} \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} + \mathcal{O}(\mathcal{B}_0^3) \quad (6.49)$$

En imposant $\epsilon'_i = \epsilon_i$, on trouve :

$$\begin{aligned} H^{(NR)} &= S + V - \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} \mathcal{B}_0 \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} + \epsilon_i \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} \mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} \\ &- \frac{1}{2} (S + V) \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} - \frac{1}{2} \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} (S + V) \\ &+ \epsilon_i \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} \end{aligned} \quad (6.50)$$

A ce stade, nous feignons d'ignorer que les opérateurs de self-energy S et V peuvent également être développés en puissances de \mathcal{B}_0 . Dans la section 6.1.6, S et V seront tronqués en \mathcal{B}_0 afin de se limiter à l'ordre 2 en \mathcal{B}_0 pour le Hamiltonien 6.50.

On va maintenant se concentrer sur l'étude indépendante de chaque terme de l'expression 6.50 afin de réécrire cette dernière sous une forme plus propice à l'interprétation, et d'exhiber le potentiel spin-orbite :

- On peut développer $\vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} \mathcal{B}_0 \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla}$ comme le gradient d'un produit :

$$\vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} \mathcal{B}_0 \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} = (\vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} \mathcal{B}_0)(\vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla}) + \mathcal{B}_0(\vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla})(\vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla}) \quad (6.51)$$

En utilisant la propriété des matrices de Pauli [78] :

$$(\vec{\sigma} \cdot \vec{A})(\vec{\sigma} \cdot \vec{B}) = \vec{A} \cdot \vec{B} + i\vec{\sigma} \cdot \vec{A} \wedge \vec{B} \quad (6.52)$$

on obtient :

$$\vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} \mathcal{B}_0 \vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} = \overrightarrow{\nabla} \mathcal{B}_0 \cdot \overrightarrow{\nabla} + i\vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} \mathcal{B}_0 \wedge \overrightarrow{\nabla} + \mathcal{B}_0 \Delta \quad (6.53)$$

On peut réécrire $\vec{\nabla}\mathcal{B}_0$ à l'aide des expressions 6.32 et 6.28 :

$$\vec{\nabla}\mathcal{B}_0 = \mathcal{B}_0^2 \vec{\nabla}(V - S) \quad (6.54)$$

et finalement :

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\mathcal{B}_0 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} = \mathcal{B}_0 \Delta + \mathcal{B}_0^2 \vec{\nabla}(V - S) \cdot \vec{\nabla} + i\mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}(V - S) \wedge \vec{\nabla} \quad (6.55)$$

- De même :

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} = \mathcal{B}_0^2 \Delta \quad (6.56)$$

Il en résulte l'expression suivante pour le Hamiltonien non-relativiste :

$$\begin{aligned} H^{(NR)} &= -\mathcal{B}_0(1 - \epsilon_i \mathcal{B}_0) \Delta + S + V \\ &\quad - i\mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}(V - S) \wedge \vec{\nabla} - \mathcal{B}_0^2 \vec{\nabla}(V - S) \cdot \vec{\nabla} \\ &\quad + \epsilon_i \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} - \frac{1}{2}(S + V) \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \\ &\quad - \frac{1}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}\mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}(S + V) \end{aligned} \quad (6.57)$$

On peut réécrire l'équation 6.57 sous la forme :

$$H^{(NR)} = T + V_{cent} + V_{so} + V_p \quad (6.58)$$

Ce Hamiltonien prend la forme d'un Hamiltonien effectif de Schrödinger :

- L'opérateur énergie cinétique T, plutôt que de faire intervenir la masse nue du nucléon sous une forme $-\frac{1}{2M}\Delta$, dépend de la masse effective $\tilde{M}(\vec{r})$:

$$T = -\mathcal{B}_0(1 - \epsilon_i \mathcal{B}_0) \Delta = -\frac{1}{2\tilde{M}(\vec{r})} \left(1 - \frac{\epsilon_i}{2\tilde{M}(\vec{r})} \right) \Delta \quad (6.59)$$

- Le potentiel central fait intervenir la combinaison destructive des champs S et V :

$$V_{cent} = S + V \quad (6.60)$$

Sa faible intensité ($S + V \sim -50\text{MeV}$) en comparaison à l'énergie de masse d'un nucléon au repos ($M \sim -1000\text{ MeV}$) explique le caractère non-relativiste de la cinématique nucléaire.

- Le spin-orbite émerge naturellement. Il fait intervenir la combinaison constructive des champs S et V mais reste néanmoins une correction relativiste en $\frac{1}{M^2}$:

$$V_{so} = -i\mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} (V - S) \wedge \vec{\nabla} \quad (6.61)$$

$$= \frac{1}{4\tilde{M}^2(\vec{r})} \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} (V - S) \wedge \vec{p} \quad (6.62)$$

En utilisant les propriétés du produit mixte :

$$\vec{A} \cdot \vec{B} \wedge \vec{C} = \vec{B} \cdot \vec{C} \wedge \vec{A} = \vec{C} \cdot \vec{A} \wedge \vec{B} \quad (6.63)$$

on obtient :

$$V_{so} = \frac{1}{4\tilde{M}^2(\vec{r})} \vec{\nabla} (V - S) \cdot \vec{p} \wedge \vec{\sigma} \quad (6.64)$$

Dans un système sphérique : $\vec{\nabla} = \frac{\vec{r}}{r} \frac{d}{dr}$

$$V_{so} = \frac{1}{4r\tilde{M}^2(\vec{r})} \frac{d}{dr} (V - S) \vec{r} \cdot \vec{p} \wedge \vec{\sigma} \quad (6.65)$$

$$= \frac{1}{4r\tilde{M}^2(\vec{r})} \frac{d}{dr} (V - S) \vec{\sigma} \cdot \vec{r} \wedge \vec{p} \quad (6.66)$$

Avec $\vec{r} \wedge \vec{p} \equiv \vec{l}$ et $\vec{\sigma} \equiv 2\vec{s}$, où \vec{l} et \vec{s} sont respectivement le moment cinétique et le spin du nucléon, on retrouve l'expression du potentiel spin-orbite [79] :

$$V_{so} = \frac{1}{2r\tilde{M}^2(\vec{r})} \frac{d}{dr} (V - S) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (6.67)$$

- Apparaît également un potentiel sans équivalent non-relativiste V_p :

$$\begin{aligned} V_p &= -\frac{1}{4\tilde{M}^2(\vec{r})} \vec{\nabla} (V - S) \cdot \vec{\nabla} \\ &+ \epsilon_i \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} - \frac{1}{2} (S + V) \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} \\ &- \frac{1}{2} \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla} \mathcal{B}_0^2 \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} (S + V) \end{aligned} \quad (6.68)$$

Il serait intéressant d'évaluer numériquement la valeur moyenne du potentiel V_p . Cependant, les opérateurs $\vec{\nabla}$ et $\overleftarrow{\nabla}$ agissent ici sur les fonctions d'onde, contrairement au cas de V_{so} pour lequel il a été possible de s'affranchir de telles dérivations. Ceci complique considérablement l'évaluation numérique, c'est pourquoi nous nous limiterons ici à l'évaluation du potentiel spin-orbite.

6.1.5 Les champs relativistes S et V

En vue d'effectuer une évaluation numérique du rapport $\frac{W_1}{W_2}$ des poids W_1 et W_2 implicitement contenus dans l'expression 6.67, on cherche à exprimer S et V en fonction de la densité non-relativiste ρ_B . On commence par rappeler les expressions de S et V :

$$S(\vec{r}) = g_\sigma(\rho_v(\vec{r}))\sigma(\vec{r}) \quad (6.69)$$

$$V(\vec{r}) = g_\omega(\rho_v(\vec{r}))\omega(\vec{r}) + g_\rho(\rho_v(\vec{r}))\rho(\vec{r})\tau^3 \quad (6.70)$$

$$+g'_\sigma(\rho_v(\vec{r}))\sigma\rho_s + g'_\omega(\rho_v(\vec{r}))\omega\rho_v + g'_\rho(\rho_v(\vec{r}))\rho\rho_\tau \quad (6.71)$$

On considère le cas des constantes de couplage dépendant explicitement de la densité vectorielle ρ_v (cas DD-ME2). Dans le but de faire une évaluation numérique du rapport $\frac{W_1}{W_2}$, il est nécessaire de réécrire ρ_v ainsi que les autres densités relativistes en fonction de la densité non-relativiste ρ_B .

6.1.5.1 Les densités

Rappelons les définitions des différentes densités en jeu [75] :

- La densité de nucléons non-relativiste :

$$\rho_B(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \phi_i^{(NR)+}(\vec{r})\phi_i^{(NR)}(\vec{r}) \quad (6.72)$$

- La densité de nucléons relativiste vectorielle isoscalaire :

$$\rho_v(\vec{r}) \equiv \sqrt{\langle j_\mu j^\mu \rangle} \quad (6.73)$$

avec $j^\mu \equiv \bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$ le quadri-courant baryonique isoscalaire. Dans le cadre de nos approximations (i.e. dans le cas RMF pour des systèmes invariants par renversement du sens du temps), cette densité prend la forme :

$$\rho_v(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \bar{\psi}_i(\vec{r})\gamma^0\psi_i(\vec{r}) \quad (6.74)$$

- La densité de nucléons relativiste vectorielle isovecteur :

$$\rho_\tau(\vec{r}) \equiv \sqrt{\langle \vec{j}_\mu \vec{j}^\mu \rangle} \quad (6.75)$$

avec $\vec{j}^\mu \equiv \bar{\Psi}\gamma^\mu\vec{\tau}\Psi$ le quadri-courant baryonique isovecteur. Dans le cadre de nos approximations (i.e. dans le cas RMF pour des systèmes invariants par

renversement du sens du temps), cette densité prend la forme :

$$\rho_\tau(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \bar{\psi}_i(\vec{r}) \gamma^0 \tau^3 \psi_i(\vec{r}) \quad (6.76)$$

- La densité de nucléons relativiste scalaire isosculaire :

$$\begin{aligned} \rho_s(\vec{r}) &\equiv \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle \\ &= \sum_{i=1}^N \bar{\psi}_i(\vec{r}) \psi_i(\vec{r}) \end{aligned} \quad (6.77)$$

On va exprimer toutes ces densités en fonction de la densité non-relativiste ρ_B :

- $\rho_v(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \bar{\psi}_i \gamma^0(\vec{r}) \psi_i(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \psi_i^+(\vec{r}) \psi_i(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \phi_i^{(NR)+}(\vec{r}) \phi_i^{(NR)}(\vec{r}) \equiv \rho_B(\vec{r})$

En explicitant la contribution des densités protonique $\rho_B^{(p)}(\vec{r})$ et neutronique $\rho_B^{(n)}(\vec{r})$:

$$\rho_v(\vec{r}) = \rho_B^{(n)}(\vec{r}) + \rho_B^{(p)}(\vec{r}) \quad (6.78)$$

- $\rho_\tau(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \bar{\psi}_i(\vec{r}) \gamma^0 \tau^3 \psi_i(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \psi_i^+(\vec{r}) \tau^3 \psi_i(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \phi_i^{(NR)+}(\vec{r}) \tau^3 \phi_i^{(NR)}(\vec{r})$

En explicitant les densités protonique et neutronique, on obtient :

$$\rho_\tau(\vec{r}) = \rho_B^{(n)}(\vec{r}) - \rho_B^{(p)}(\vec{r}) \quad (6.79)$$

- $\rho_s(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \bar{\psi}_i(\vec{r}) \psi_i(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N [\phi_i^+(\vec{r}) \phi_i(\vec{r}) - \chi_i^+(\vec{r}) \chi_i(\vec{r})]$

A l'aide des relations 6.26 et 6.43 et en ne gardant que les termes jusqu'à l'ordre 2 en \mathcal{B}_0 , on a :

$$\rho_s(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N [\phi_i^{(NR)+}(\vec{r}) \phi_i^{(NR)}(\vec{r}) - 2\mathcal{B}_0^2 (\phi_i^{(NR)+}(\vec{r}) \vec{\sigma} \cdot \overleftarrow{\nabla}) (\vec{\sigma} \cdot \overrightarrow{\nabla} \phi_i^{(NR)}(\vec{r}))] \quad (6.80)$$

On introduit la densité cinétique des nucléons $\tau(\vec{r})$ et leur densité spin-orbite $\mathcal{J}(\vec{r})$:

$$\vec{\tau}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \overrightarrow{\nabla} \phi_i^{(NR)+}(\vec{r}) \cdot (\overrightarrow{\nabla} \phi_i^{(NR)}(\vec{r})) \quad (6.81)$$

$$\mathcal{J}(\vec{r}) = -i \sum_{i=1}^N (\overrightarrow{\nabla} \phi_i^{(NR)+}(\vec{r})) \cdot (\overrightarrow{\nabla} \wedge \vec{\sigma} \phi_i^{(NR)}(\vec{r})) \quad (6.82)$$

La densité relativiste scalaire isoscalaire s'écrit alors :

$$\rho_s(\vec{r}) = \rho_B(\vec{r}) - 2\mathcal{B}_0^2[\tau(\vec{r}) - \mathcal{J}(\vec{r})] \quad (6.83)$$

6.1.5.2 Equations du mouvement pour les mésons effectifs

Le principe de moindre action conduit aux équations d'Euler-Lagrange suivantes pour les mésons :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_m} = \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_m)} \quad (6.84)$$

avec $\phi_m = \{\sigma, \omega, \rho\}$. On rappelle l'expression de la densité Lagrangienne dans le cadre de nos approximations :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\Psi \\ & + \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{2}(\partial_\mu \omega \partial^\mu \omega - m_\omega^2 \omega^2) - \frac{1}{2}(\partial_\mu \rho \partial^\mu \rho - m_\rho^2 \rho^2) \\ & - g_\sigma(\rho_v(\vec{r}))\bar{\Psi}\sigma\Psi - g_\omega(\rho_v(\vec{r}))\bar{\Psi}\gamma_0\omega\Psi - g_\rho(\rho_v(\vec{r}))\bar{\Psi}\gamma_0\rho\tau^3\Psi \end{aligned} \quad (6.85)$$

Les équations d'Euler-Lagrange 6.84 sont équivalentes aux équations de Klein-Gordon inhomogènes suivantes :

$$\begin{aligned} (\square + m_\sigma^2)\sigma(\vec{r}) &= -g_\sigma\rho_s(\vec{r}) \\ (\square + m_\omega^2)\omega(\vec{r}) &= g_\omega\rho_v(\vec{r}) \\ (\square + m_\rho^2)\rho(\vec{r}) &= g_\rho\rho_\tau(\vec{r}) \end{aligned} \quad (6.86)$$

6.1.5.3 Résolution de l'équation de Klein-Gordon inhomogène

Les champs $\sigma(\vec{r})$, $\omega(\vec{r})$ et $\rho(\vec{r})$ sont solutions de l'équation de Klein-Gordon avec terme source :

$$(\square + m_j^2)f_j(\vec{r}) = u_j(\vec{r}) \quad (6.87)$$

où m_j est la masse du méson associé au champ $f_j(\vec{r})$, et $u_j(\vec{r}) = \pm g_j(\rho_B(\vec{r}))\rho_j(\vec{r})$ est le terme source généré par la densité $\rho_j(\vec{r})$ avec la constante de couplage $g_j(\rho_B(\vec{r}))$. L'équation n'est pas linéaire mais l'espace des solutions reste affine :

$$\left\{ \begin{array}{l} (\square + m^2)f_1(\vec{r}) = u_1(\vec{r}) \\ (\square + m^2)f_2(\vec{r}) = u_2(\vec{r}) \end{array} \right. \quad (6.88)$$

$$\implies (\square + m^2)(f_1(\vec{r}) + f_2(\vec{r})) = u_1(\vec{r}) + u_2(\vec{r}) \quad (6.89)$$

On va exploiter cette propriété pour résoudre l'équation dans le cas où $u(\vec{r})$ peut être développé en fonctions « élémentaires » :

$$u(\vec{r}) = \sum_i \alpha_i u_i(\vec{r}) \quad (6.90)$$

Si on résoud les équations élémentaires $(\square + m^2)f_i(\vec{r}) = u_i(\vec{r})$ alors la solution pourra s'écrire :

$$f(\vec{r}) = \sum_i \alpha_i f_i(\vec{r}) \quad (6.91)$$

On pousse cette idée à l'extrême en décomposant $u(\vec{r})$ comme une « somme » de distributions de Dirac δ :

$$u(\vec{r}) = \int d^3r' u(\vec{r}') \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (6.92)$$

Ici, $u(\vec{r}')$ joue le rôle des poids α_i et la seule fonction dépendant de \vec{r} est $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$. Il suffit donc de trouver la solution $D(\vec{r})$ de l'équation :

$$(\square + m^2)D(\vec{r}) = \delta(\vec{r}) \quad (6.93)$$

et la solution générale s'écrira :

$$f(\vec{r}) = \int d^3r' u(\vec{r}') D(\vec{r} - \vec{r}') \quad (6.94)$$

La fonction $D(\vec{r})$, solution de l'équation de Klein-Gordon avec le second membre $\delta(\vec{r})$, est connue sous le nom de « fonction de Green » ou « propagateur ».

Pour trouver l'expression de $D(\vec{r})$, on va considérer la transformée de Fourier de l'équation 6.93 :

$$\int \frac{d^3r}{\sqrt{2\pi}^3} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} (\square + m^2)D(\vec{r}) = \int \frac{d^3r}{\sqrt{2\pi}^3} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \delta(\vec{r}) \quad (6.95)$$

$$\iff \int \frac{d^3r}{\sqrt{2\pi}^3} (\vec{k}^2 + m^2) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} D(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}^3} \quad (6.96)$$

On note $\tilde{D}(\vec{k})$ la transformée de Fourier de $D(\vec{r})$:

$$\tilde{D}(\vec{k}) = \int d^3r e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} D(\vec{r}) \quad (6.97)$$

$$\implies \tilde{D}(\vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}^3} \frac{1}{\vec{k}^2 + m^2} \quad (6.98)$$

Le propagateur s'écrit alors :

$$D(\vec{r}) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{\vec{k}^2 + m^2} \quad (6.99)$$

et la solution de l'équation de Klein-Gordon 6.87 est finalement :

$$f(\vec{r}) = \int d^3r' u(\vec{r}') D(\vec{r} - \vec{r}') \quad (6.100)$$

6.1.5.4 Expression des champs S et V en fonction des densités

Afin de dériver une expression du potentiel spin-orbite V_{so} dépendant explicitement de la densité ρ_B , on cherche dans un premier temps à écrire les self-énergies S et V en fonction des densités introduites dans la section 6.1.5.1. Pour cela, on va résoudre l'équation de Klein-Gordon associée à chacun des trois champs $\sigma(\vec{r})$, $\omega(\vec{r})$ et $\rho(\vec{r})$:

- Le champ $\sigma(\vec{r})$ est associé au méson scalaire isoscalaire σ de masse m_σ . Il satisfait l'équation de Klein-Gordon suivante :

$$(\square + m_\sigma^2)\sigma(\vec{r}) = -g_\sigma\rho_s(\vec{r}) \quad (6.101)$$

Le propagateur du méson σ s'écrit :

$$D_\sigma(\vec{r}, \vec{r}') = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{e^{-i\vec{k}\cdot(\vec{r}-\vec{r}')}}{k^2 + m_\sigma^2} \quad (6.102)$$

et la solution de 6.101 est :

$$\sigma(\vec{r}) = - \int d^3r' D_\sigma(\vec{r}, \vec{r}') g_\sigma(\rho_B(\vec{r}')) \rho_s(\vec{r}') \quad (6.103)$$

Afin d'obtenir une expression analytique simplifiée pour $\sigma(\vec{r})$, on opère un développement limité de 6.102 à l'ordre 0 en $\frac{k^2}{m_\sigma^2}$ (approximation « point-coupling »). Cette approximation équivaut à remplacer les couplages effectifs nucléon-méson par des couplages ponctuels (i.e. seuls les termes correspondant aux interactions de contact sont préservés) :

$$D_\sigma(\vec{r}, \vec{r}') = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{e^{-i\vec{k}\cdot(\vec{r}-\vec{r}')}}{m_\sigma^2} \quad (6.104)$$

$$= \frac{\delta(\vec{r} - \vec{r}')}{m_\sigma^2} \quad (6.105)$$

L'expression du champ $\sigma(\vec{r})$ devient alors :

$$\sigma(\vec{r}) = - \frac{g_\sigma(\rho_B(\vec{r}))}{m_\sigma^2} \rho_s(\vec{r}) \quad (6.106)$$

- Le champ $\omega(\vec{r})$ est associé au méson vecteur isoscalaire ω de masse m_ω . Il satisfait l'équation de Klein-Gordon :

$$(\square + m_\omega^2)\omega(\vec{r}) = g_\omega(\rho_v(\vec{r}))\rho_v(\vec{r}) = g_\omega(\rho_v(\vec{r}))\rho_B(\vec{r}) \quad (6.107)$$

En suivant les mêmes étapes que pour le champ $\sigma(\vec{r})$ et dans le cadre de

l'approximation point-coupling, on trouve la solution :

$$\omega(\vec{r}) = \frac{g_\omega(\rho_B(\vec{r}))}{m_\omega^2} \rho_B(\vec{r}) \quad (6.108)$$

- Le champ $\rho(\vec{r})$ est associé au méson vecteur isosvecteur ρ de masse m_ρ . Il satisfait l'équation de Klein-Gordon :

$$(\square + m_\rho^2)\rho(\vec{r}) = g_\rho(\rho_B(\vec{r}))\rho_\tau(\vec{r}) \quad (6.109)$$

En suivant les mêmes étapes que pour le champ $\sigma(\vec{r})$ et dans le cadre de l'approximation point-coupling, on trouve la solution :

$$\rho(\vec{r}) = \frac{g_\rho(\rho_B(\vec{r}))}{m_\rho^2} \rho_\tau(\vec{r}) \quad (6.110)$$

On peut maintenant écrire les self-énergies S et V en fonction des différentes densités (cas stationnaire, pour les systèmes invariants par renversement du sens du temps, dans l'approximation point-coupling) :

$$S(\vec{r}) = g_\sigma(\rho_B(\vec{r}))\sigma(\vec{r}) \quad (6.111)$$

$$= -\frac{g_\sigma^2(\rho_B(\vec{r}))}{m_\sigma^2} \rho_s(\vec{r}) \quad (6.112)$$

et

$$\begin{aligned} V(\vec{r}) &= \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \rho_B(\vec{r}) + \tau^3 \frac{g_\rho^2}{m_\rho^2} \rho_\tau(\vec{r}) \\ &\quad - \frac{g_\sigma g'_\sigma}{m_\sigma^2} \rho_s^2(\vec{r}) + \frac{g_\omega g'_\omega}{m_\omega^2} \rho_B^2(\vec{r}) + \frac{g_\rho g'_\rho}{m_\rho^2} \rho_\tau^2(\vec{r}) \end{aligned} \quad (6.113)$$

6.1.6 Expression analytique du potentiel spin-orbite dans la limite non-relativiste

Dans la section 6.1.4, nous avons vu que le potentiel spin-orbite issu de la limite non-relativiste s'écrit, pour un système sphérique :

$$V_{so} = \frac{1}{2r\tilde{M}^2(r)} \frac{d}{dr} (V - S) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (6.114)$$

Rappelons ici que l'on cherche une expression de V_{so} dépendant explicitement de la densité non-relativiste ρ_B , en se restreignant aux contributions d'ordre inférieur ou égal à 2 en $\mathcal{B}_0 = \frac{1}{2\tilde{M}(\vec{r})}$. De ce fait, on se limite à l'ordre 0 en \mathcal{B}_0 pour les self-énergies S et V. A l'ordre 0 en \mathcal{B}_0 , la densité relativiste scalaire isosculaire $\rho_s(\vec{r})$ est équivalente

à la densité non-relativiste $\rho_B(\vec{r})$. Les self-énergies $S(\vec{r})$ et $V(\vec{r})$ deviennent alors :

$$S(\vec{r}) = -\frac{g_\sigma^2(\rho_B(\vec{r}))}{m_\sigma^2} \rho_B(\vec{r}) \quad (6.115)$$

$$V(\vec{r}) = \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \rho_B(\vec{r}) + \tau^3 \frac{g_\rho^2}{m_\rho^2} \rho_\tau(\vec{r}) - \frac{g_\sigma g'_\sigma}{m_\sigma^2} \rho_B^2(\vec{r}) + \frac{g_\omega g'_\omega}{m_\omega^2} \rho_B^2(\vec{r}) + \frac{g_\rho g'_\rho}{m_\rho^2} \rho_\tau^2(\vec{r}) \quad (6.116)$$

Les dérivées de S et V sont respectivement :

$$\frac{dS}{dr} = -\frac{g_\sigma^2 + 2g_\sigma g'_\sigma \rho_B}{m_\sigma^2} \frac{d\rho_B}{dr} \quad (6.117)$$

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dr} = & -\frac{1}{m_\sigma^2} [2g_\sigma g'_\sigma \rho_B + (g'_\sigma)^2 \rho_B^2 + g_\sigma g''_\sigma \rho_B^2] \frac{d\rho_B}{dr} \\ & + \frac{1}{m_\omega^2} [g_\omega^2 + 4g_\omega g'_\omega \rho_B + (g'_\omega)^2 \rho_B^2 + g_\omega g''_\omega \rho_B^2] \frac{d\rho_B}{dr} \\ & + \frac{1}{m_\rho^2} [2\tau^3 g_\rho g'_\rho \rho_\tau + (g'_\rho)^2 \rho_\tau^2 + g_\rho g''_\rho \rho_\tau^2] \frac{d\rho_B}{dr} \\ & + \frac{1}{m_\rho^2} [\tau^3 g_\rho^2 + 2g_\rho g'_\rho \rho_\tau] \frac{d\rho_\tau}{dr} \end{aligned} \quad (6.118)$$

où $g'_i \equiv \frac{dg_i}{d\rho_B}$ et $g''_i \equiv \frac{d^2g_i}{d\rho_B^2}$.

On note, pour $i = \{\sigma, \omega, \rho\}$:

$$\alpha_i \equiv \frac{g_i^2}{m_i^2} \quad (6.119)$$

$$\alpha'_i \equiv \frac{d\alpha_i}{d\rho_B} = \frac{2g_i g'_i}{m_i^2} \quad (6.120)$$

$$\alpha''_i \equiv \frac{d^2\alpha_i}{d\rho_B^2} = 2 \frac{(g'_i)^2 + g_i g''_i}{m_i^2} \quad (6.121)$$

La dérivée de la combinaison constructive de S et V s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{d(V-S)}{dr} = & \left[\alpha_\sigma - \frac{\alpha''_\sigma}{2} \rho_B^2 \right] \frac{d\rho_B}{dr} \\ & + \left[\alpha_\omega + 2\alpha'_\omega \rho_B + \frac{\alpha''_\omega}{2} \rho_B^2 \right] \frac{d\rho_B}{dr} \\ & + \left[\tau^3 \alpha'_\rho \rho_\tau + \frac{\alpha''_\rho}{2} \rho_\tau^2 \right] \frac{d\rho_B}{dr} \\ & + [\tau^3 \alpha_\rho + \alpha'_\rho \rho_\tau] \frac{d\rho_\tau}{dr} \end{aligned} \quad (6.122)$$

En explicitant les contributions pour les protons et les neutrons ($q = \{n, p\}$), et en introduisant la notation $\rho_B^{(q-q')} \equiv \rho_B^{(q)} - \rho_B^{(q')}$, cette même dérivée s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr}(V - S)^{(q)} &= \left[\alpha_\sigma + \alpha_\omega + \alpha_\rho + 2\alpha'_\omega \rho_B + 2\alpha'_\rho \rho_B^{(q-q')} + \frac{-\alpha''_\sigma + \alpha''_\omega}{2} \rho_B^2 + \frac{\alpha''_\rho}{2} (\rho_B^{(q-q')})^2 \right] \frac{d\rho_B^{(q)}}{dr} \\ &+ \left[\alpha_\sigma + \alpha_\omega - \alpha_\rho + 2\alpha'_\omega \rho_B + \frac{-\alpha''_\sigma + \alpha''_\omega}{2} \rho_B^2 + \frac{\alpha''_\rho}{2} (\rho_B^{(q-q')})^2 \right] \frac{d\rho_B^{(q' \neq q)}}{dr} \end{aligned} \quad (6.123)$$

On rappelle l'expression de la masse effective :

$$\tilde{M}(\vec{r}) = M + \frac{1}{2}[S(\vec{r}) - V(\vec{r})] \quad (6.124)$$

En explicitant les contributions pour les protons et les neutrons, la masse effective s'écrit :

$$\tilde{M}(r)^{(q)} = M - \frac{1}{2} \left[(\alpha_\sigma + \alpha_\omega) \rho_B + \alpha_\rho \rho_B^{(q-q')} + \frac{-\alpha'_\sigma + \alpha'_\omega}{2} \rho_B^2 + \frac{\alpha'_\rho}{2} (\rho_B^{(q-q')})^2 \right] \quad (6.125)$$

En injectant les expressions 6.123 et 6.125 dans l'équation 6.114, on déduit une expression analytique pour le potentiel spin-orbite extrait d'une réduction non-relativiste, à l'ordre 2 en \mathcal{B}_0 et dans l'approximation point-coupling :

$$\begin{aligned} V_{so}^{(q)} &= \frac{\alpha_\sigma + \alpha_\omega + \alpha_\rho + 2\alpha'_\omega \rho_B + 2\alpha'_\rho \rho_B^{(q-q')} + \frac{-\alpha''_\sigma + \alpha''_\omega}{2} \rho_B^2 + \frac{\alpha''_\rho}{2} (\rho_B^{(q-q')})^2}{2r \left\{ M - \frac{1}{2} \left[(\alpha_\sigma + \alpha_\omega) \rho_B + \alpha_\rho \rho_B^{(q-q')} + \frac{-\alpha'_\sigma + \alpha'_\omega}{2} \rho_B^2 + \frac{\alpha'_\rho}{2} (\rho_B^{(q-q')})^2 \right] \right\}^2} \frac{d\rho_B^{(q)}}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \\ &+ \frac{\alpha_\sigma + \alpha_\omega - \alpha_\rho + 2\alpha'_\omega \rho_B + \frac{-\alpha''_\sigma + \alpha''_\omega}{2} \rho_B^2 + \frac{\alpha''_\rho}{2} (\rho_B^{(q-q')})^2}{2r \left\{ M - \frac{1}{2} \left[(\alpha_\sigma + \alpha_\omega) \rho_B + \alpha_\rho \rho_B^{(q-q')} + \frac{-\alpha'_\sigma + \alpha'_\omega}{2} \rho_B^2 + \frac{\alpha'_\rho}{2} (\rho_B^{(q-q')})^2 \right] \right\}^2} \frac{d\rho_B^{(q' \neq q)}}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \end{aligned} \quad (6.126)$$

6.2 Etude du potentiel spin-orbite extrait de l'approche relativiste

6.2.1 Ecart en énergie entre deux partenaires spin-orbite

On peut écrire le potentiel spin-orbite $V_{so}^{(q)}$ de manière plus synthétique :

$$V_{so}^{(q)} = \left[W_1 \frac{d\rho_B^{(q)}}{dr} + W_2 \frac{d\rho_B^{(q' \neq q)}}{dr} \right] \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (6.127)$$

On introduit le moment cinétique total du nucléon : $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$. Le potentiel spin-orbite devient :

$$V_{so}^{(q)} = \frac{1}{2} \left[W_1 \frac{d\rho_B^{(q)}}{dr} + W_2 \frac{d\rho_B^{(q' \neq q)}}{dr} \right] (j^2 - l^2 - s^2) \quad (6.128)$$

On cherche à évaluer l'écart en énergie entre deux partenaires spin-orbite $\phi_{n,l,j=l+\frac{1}{2}}$ et $\phi_{n,l,j=l-\frac{1}{2}}$. L'énergie associée à chacune de ces deux fonctions d'onde s'écrit :

$$E_{n,l,j=l\pm\frac{1}{2}}^{so} = \frac{1}{2} \left(\pm l - \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \int d^3r \left[W_1 \frac{d\rho_B^{(q)}}{dr} + W_2 \frac{d\rho_B^{(q' \neq q)}}{dr} \right] |\phi_{n,l,j=l\pm\frac{1}{2}}| \quad (6.129)$$

On décompose les fonctions d'onde en séparant les parties radiale et angulaire :

$$\phi_{nlj} = R_{nl}(r) f_{lj}([Y_l^m(\theta, \phi)]^2) \quad (6.130)$$

Dans les systèmes sphériques, $\int d\Omega f_{lj}^2([Y_l^m(\theta, \phi)]^2) = 1$, l'intégrale contenue dans l'expression 6.129 se restreint donc à une intégrale unidimensionnelle :

$$\xi_{nl}^{so} \equiv \int dr r^2 \left[W_1 \frac{d\rho_B^{(q)}}{dr} + W_2 \frac{d\rho_B^{(q' \neq q)}}{dr} \right] |R_{nl}(r)|^2 \quad (6.131)$$

et l'écart en énergie entre les deux partenaires spin-orbite est :

$$\Delta E_{n,l} = \left(l + \frac{1}{2} \right) \xi_{nl}^{so} \quad (6.132)$$

On en déduit que le gap spin-orbite dépend :

- Du moment cinétique l caractérisant le couple spin-orbite : plus l est grand, plus l'écart entre les partenaires spin-orbite est important.
- De la densité de nucléons à travers la fonction $\left[W_1 \frac{d\rho_B^{(q)}}{dr} + W_2 \frac{d\rho_B^{(q' \neq q)}}{dr} \right]$. Dans les approches non-relativistes, la densité intervient dans le gap spin-orbite à travers son gradient uniquement. Dans le cas relativiste, les coefficients W_1 et W_2 dépendent explicitement de la densité.
- Le gap spin-orbite dépend de l'isospin si $W_1 \neq W_2$. Ce dernier point est étudié numériquement dans la section 6.2.2.

6.2.2 Comportement vis-à-vis de l'isospin

Dans la section 6.1.6, le potentiel spin-orbite issu de notre modèle relativiste a été synthétisé sous la forme $V_{so}^{(q)} = \left[W_1 \frac{d\rho_B^{(q)}}{dr} + W_2 \frac{d\rho_B^{(q' \neq q)}}{dr} \right] \vec{l} \cdot \vec{s}$. Dans les modèles non-relativistes, $\frac{W_1}{W_2} = 2$, ce qui reflète la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite. Afin d'étudier la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite issu de notre

modèle relativiste de type RMF, on se propose d'évaluer numériquement la valeur du rapport $\frac{W_1}{W_2}$, où W_1 et W_2 sont extraits de l'expression 6.126 :

$$\frac{W_1^{(q)}}{W_2} = \frac{\alpha_\sigma + \alpha_\omega + \alpha_\rho + 2\alpha'_\omega \rho_B + 2\alpha'_\rho \rho_B^{(q-q')} + \frac{-\alpha''_\sigma + \alpha''_\omega}{2} \rho_B^2 + \frac{\alpha''_\rho}{2} (\rho_B^{(q-q')})^2}{\alpha_\sigma + \alpha_\omega - \alpha_\rho + 2\alpha'_\omega \rho_B + \frac{-\alpha''_\sigma + \alpha''_\omega}{2} \rho_B^2 + \frac{\alpha''_\rho}{2} (\rho_B^{(q-q')})^2} \quad (6.133)$$

Une évaluation numérique du rapport $\frac{W_1}{W_2}$ décrit par l'expression 6.133 a été faite avec la paramétrisation DD-ME2 (Density Dependent Meson-Exchange), qui est valide dans l'approximation RMF et relie explicitement les constantes de couplage à la densité baryonique. Dans la section 6.1.5.4, les équations de Klein-Gordon pour les champs mésoniques ont été résolues dans le cadre de l'approximation point-coupling, c'est pourquoi une seconde évaluation numérique de $\frac{W_1}{W_2}$ a été faite avec la paramétrisation DD-PC1 (Density Dependent Point-Coupling), qui découle d'une densité Lagrangienne ne préservant que les interactions nucléon-méson de contact.

Dans le cas DD-ME2, les constantes de couplages sont définies de la façon suivante [74] :

- Pour $i = \{\sigma, \omega\}$:

$$g_i(\rho_B(r)) = g_i(\rho_{sat}) a_i \frac{1 + b_i(x + d_i)^2}{1 + c_i(x + d_i)^2} \quad (6.134)$$

où $x \equiv \frac{\rho_B(r)}{\rho_{sat}}$.

- Pour le méson ρ :

$$g_\rho(\rho_B(r)) = g_\rho(\rho_{sat}) e^{-a_\rho(x-1)} \quad (6.135)$$

Dans le cas DD-PC1, les coefficients α_i définis par l'équation 6.119 sont paramétrisés de la façon suivante [80] :

- Pour $i = \{\omega, \rho\}$:

$$\alpha_i(\rho_B(r)) = a_i + (b_i + c_i x) e^{-d_i x} \quad (6.136)$$

- et pour le méson σ :

$$\alpha_\sigma(\rho_B(r)) = -a_\sigma - (b_\sigma + c_\sigma x) e^{-d_\sigma x} \quad (6.137)$$

où $x \equiv \frac{\rho_B(r)}{\rho_{sat}}$. Les coefficients a_i, b_i, c_i, d_i utilisés pour les paramétrisations DD-ME2 et DD-PC1 pour $i = \{\sigma, \omega, \rho\}$ sont répertoriés dans le tableau 6.1.

	DD-ME2	DD-PC1
m_σ (MeV)	550.1238	-
m_ω (MeV)	783.0000	-
m_ρ (MeV)	763.0000	-
$g_\sigma(\rho_{sat})$	10.5396	-
$g_\omega(\rho_{sat})$	13.0189	-
$g_\rho(\rho_{sat})$	3.6836	-
a_σ	1.3881	-10.0462 fm ²
b_σ	1.0943	-9.1504 fm ²
c_σ	1.7057	-6.4273 fm ²
d_σ	0.4421	1.3724
a_ω	1.3892	5.9195 fm ²
b_ω	0.9240	8.8637 fm ²
c_ω	1.4620	0.0 fm ²
d_ω	0.4775	0.6584
a_ρ	0.5647	0.0 fm ²
b_ρ	-	1.836 fm ²
c_ρ	-	0.0 fm ²
d_ρ	-	0.64

TABLE 6.1 – Valeurs des paramètres DD-ME2 et DD-PC1

Le rapport $\frac{W_1}{W_2}$ a été évalué dans trois noyaux sphériques : ^{16}O , ^{34}Si et ^{208}Pb . Les densités calculées dans un modèle RMF utilisant les paramétrisations DD-ME2 ou DD-PC1 sont représentées pour ces trois noyaux dans la figure 6.2. La figure 6.3 représente les valeurs du quotient $\frac{W_1^{(q)}}{W_2^{(q)}}$ défini par l'expression 6.133 en fonction de la distance au centre r , pour ^{16}O , ^{34}Si et ^{208}Pb , dans les cas DD-ME2 et DD-PC1.

Le rapport $\frac{W_1^{(q)}}{W_2^{(q)}}$ varie entre 1.06 et 1.16 dans le cas DD-ME2, et s'étend de 1.07 à 1.12 dans le cas DD-PC1, soit un écart à $\frac{W_1^{(q)}}{W_2^{(q)}} = 1$ de moins de 20%. Ceci confirme que la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite est très faible dans les modèles nucléaires relativistes de type RMF, qui ne traitent que les termes directs du Lagrangien d'interaction.

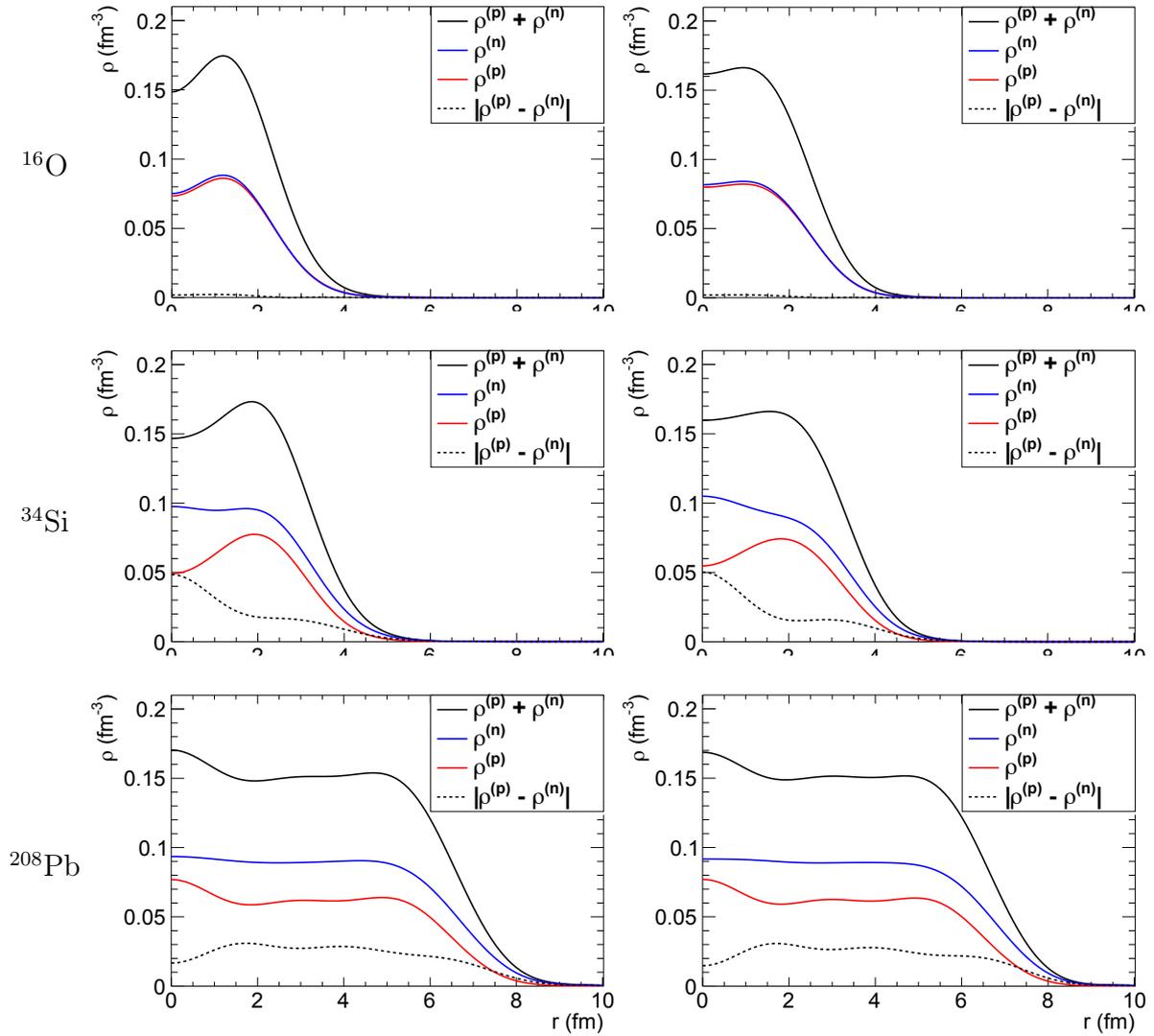


FIGURE 6.2 – Densités RMF des noyaux ^{16}O , ^{34}Si et ^{208}Pb . Noir : densité totale, rouge : densité protons, bleu : densité neutrons, pointillés : différence entre densités protons et neutrons.

Le fait que le quotient $\frac{W_1}{W_2}$ varie autour d'une valeur moyenne de 1.1 et non pas exactement 1 s'explique par l'étude des termes présents dans l'expression 6.133 : si $\alpha'_\rho \rho_B^{(q-q')}$ et α_ρ étaient négligeables, alors la valeur de $\frac{W_1}{W_2}$ serait exactement 1.0, correspondant ainsi à un potentiel spin-orbite indépendant de l'isospin. Les valeurs de $\alpha'_\rho \rho_B^{(q-q')}$ et α_ρ sont comparées à $\alpha_\sigma + \alpha_\omega$ dans la figure 6.4. On remarque que α_ρ est plus petit d'un ordre de grandeur que la somme $\alpha_\sigma + \alpha_\omega$, alors que $\alpha'_\rho \rho_B^{(q-q')}$ est plus faible que $\alpha_\sigma + \alpha_\omega$ d'au moins deux ordres de grandeurs. Ces valeurs, qui ne sont pas tout à fait négligeables, sont néanmoins relativement faibles en comparaison avec $\alpha_\sigma + \alpha_\omega$, ce qui explique que le rapport $\frac{W_1}{W_2}$ soit proche de 1. α_ρ est systématiquement au moins dix fois plus grand que $\alpha'_\rho \rho_B^{(q-q')}$, ce qui révèle que α_ρ est le terme qui contribue le plus à l'éloignement de la valeur $\frac{W_1}{W_2} = 1.0$.

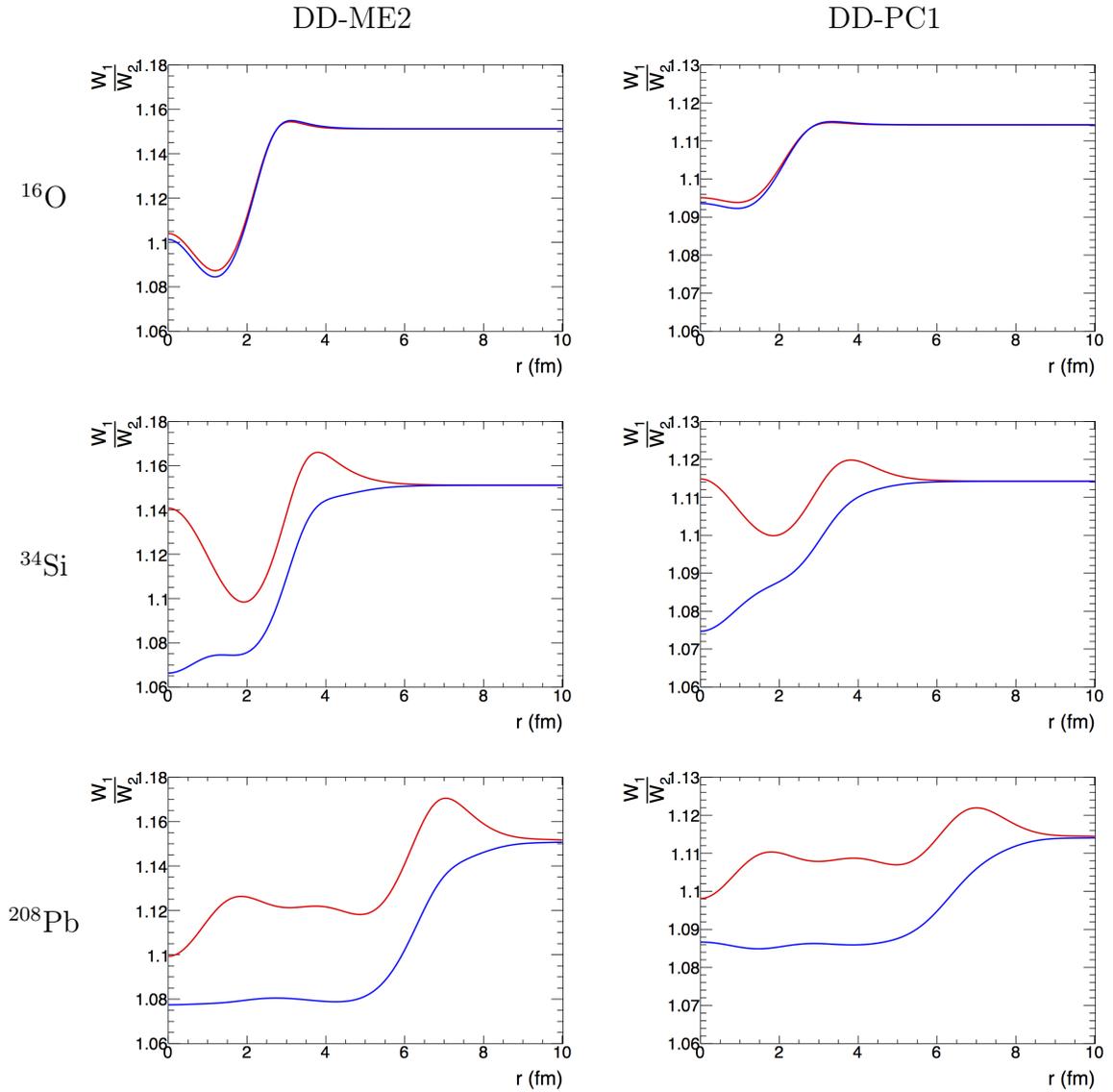


FIGURE 6.3 – Rapport $\frac{W_1}{W_2}$ en fonction de la distance au centre du noyau, dans ^{16}O , ^{34}Si et ^{208}Pb , dans les cas DD-ME2 et DD-PC1. Rouge : protons, bleu : neutrons.

Le terme $\alpha'_\rho \rho_B^{(q-q')}$ a néanmoins un effet fin, responsable de la dépendance en isospin du rapport $\frac{W_1}{W_2}$. En effet, ce terme est le seul à être dépendant de l'isospin (q). Le fait que l'on observe un quotient différent pour les protons et les neutrons confirme que ce terme n'est pas tout à fait négligeable. La figure 6.5 montre la comparaison des valeurs de α'_ρ et α'_ω . Dans le cas DD-ME2(DD-PC1), $\alpha'_\rho \sim \frac{\alpha'_\omega}{3} (\frac{\alpha'_\omega}{5})$. Pour que $\alpha'_\rho \rho_B^{(q-q')}$ soit négligeable, il est donc nécessaire que $\rho_B^{(q-q')}$ soit négligeable. C'est ce que l'on observe dans le noyau de ^{16}O , qui est un noyau $N=Z$: $\rho_B^{(q-q')} \sim 0$ ce qui implique que $\frac{W_1^{(p)}}{W_2} \sim \frac{W_1^{(n)}}{W_2}$ dans ce noyau. Dans le cas de ^{34}Si , la présence d'une bulle proton maximise $\rho_B^{(q-q')}$, marquant ainsi la différence entre $\frac{W_1^{(n)}}{W_2}$ et $\frac{W_1^{(p)}}{W_2}$.

en son centre. Dans le ^{208}Pb , l'asymétrie protons/neutrons implique que $\frac{W_1}{W_2}$ dépend de l'isospin dans tout l'intérieur de ce noyau. Dans ces deux derniers noyaux, la dépendance en isospin de $\frac{W_1}{W_2}$ disparaît au voisinage de la surface, où les densités protonique et neutronique tendent vers 0.

Dans la section suivante, on se propose d'incorporer implicitement les termes d'échange dans notre modèle afin de tester leur influence sur le rapport $\frac{W_1}{W_2}(q)$.

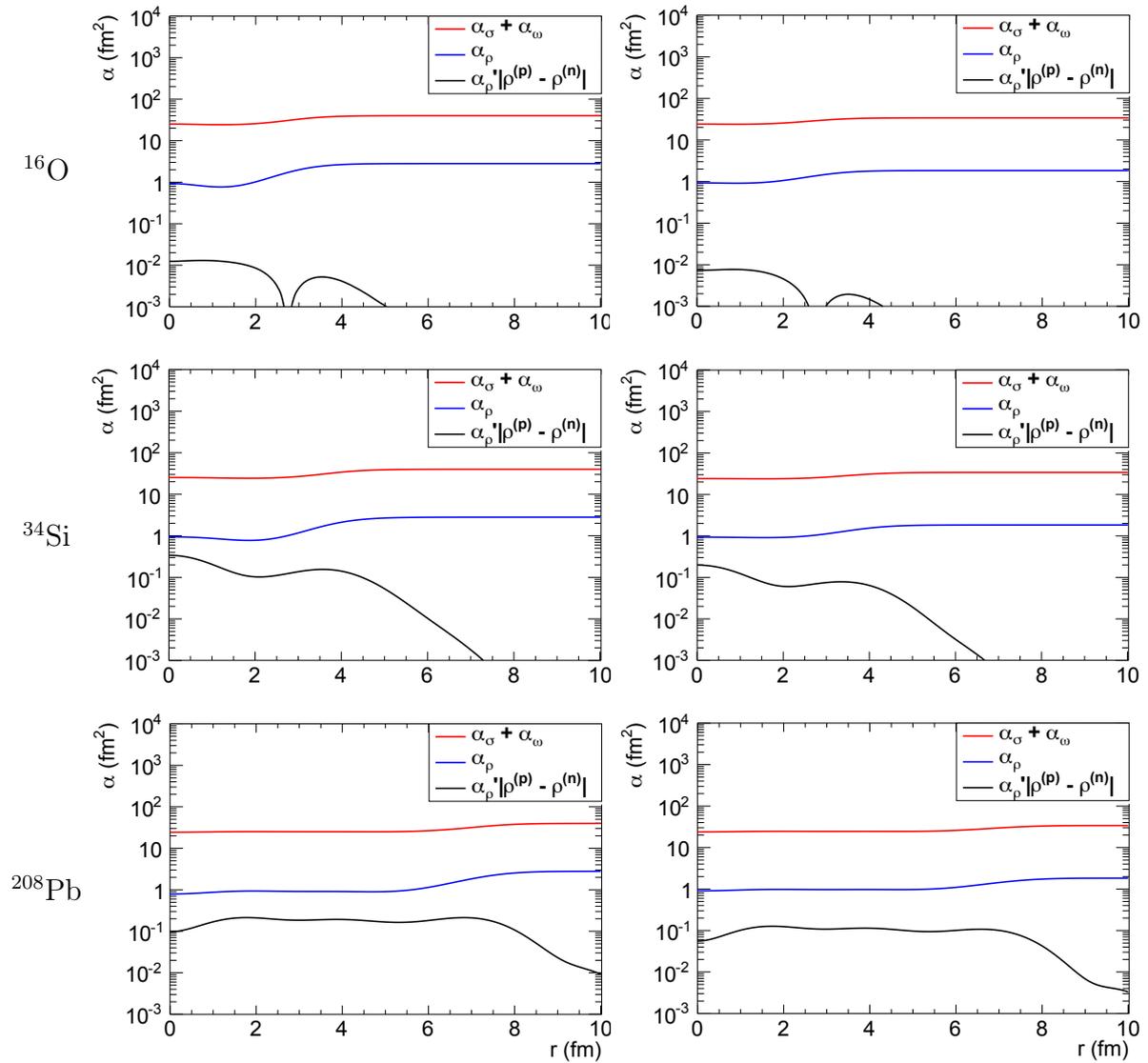


FIGURE 6.4 – Comparaison des valeurs de α_ρ et $\alpha_\rho' \rho_B^{(q-q')}$ avec $\alpha_\sigma + \alpha_\omega$ dans les noyaux ^{16}O , ^{34}Si et ^{208}Pb .

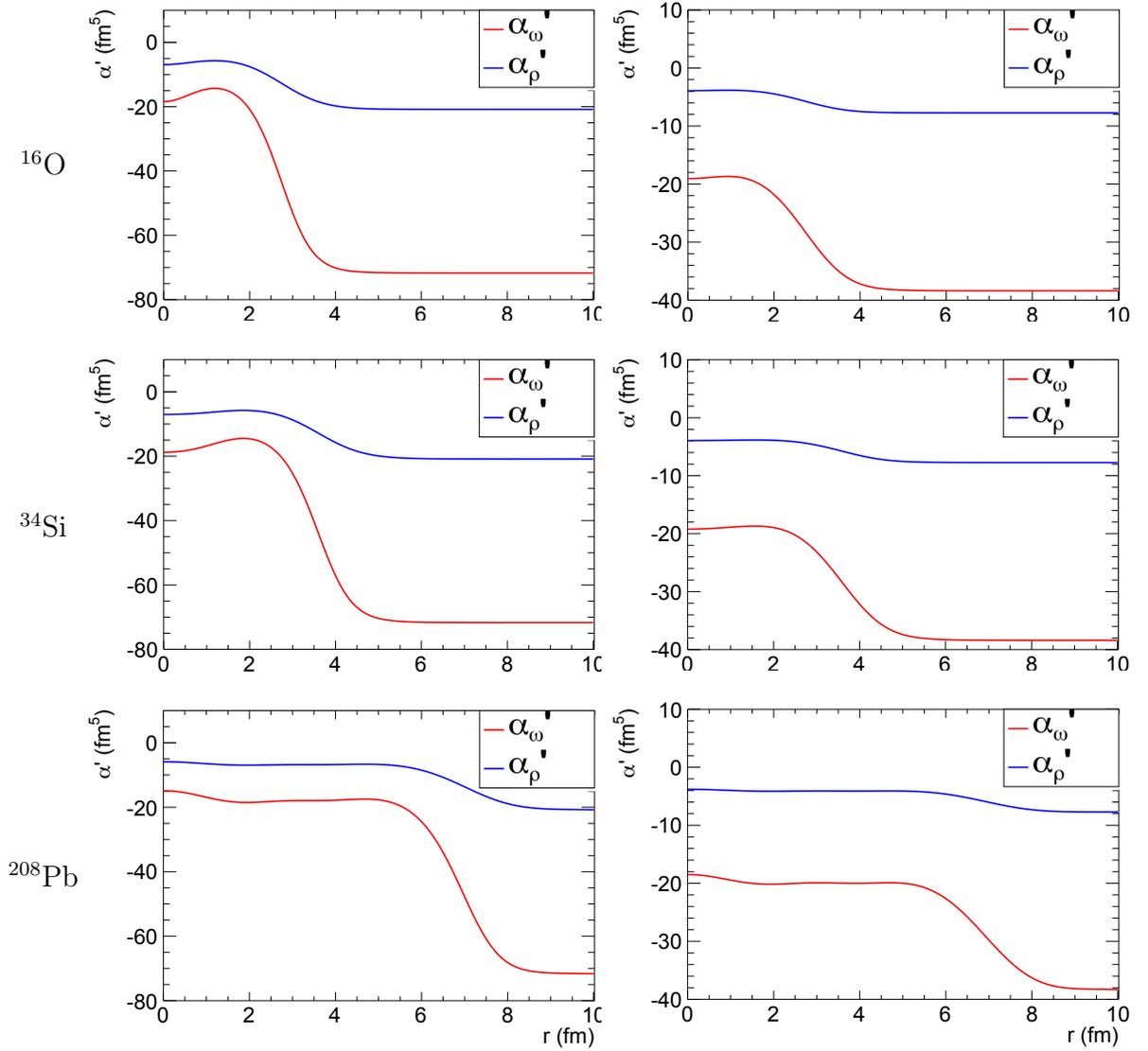


FIGURE 6.5 – Comparaison des valeurs de α'_ρ et α'_ω dans les noyaux ^{16}O , ^{34}Si et ^{208}Pb .

6.2.3 Traitement des termes non-locaux du Lagrangien RHF : la transformation de Fierz

On rappelle l'expression de la densité Lagrangienne d'interaction (cas RHF, en négligeant la contribution coulombienne) :

$$\mathcal{L}_{int} = -g_\sigma(\rho_v)\bar{\Psi}\sigma\Psi - g_\omega(\rho_v)\bar{\Psi}\gamma_\mu\omega^\mu\Psi - g_\rho(\rho_v)\bar{\Psi}\gamma_\mu\vec{\rho}^\mu \cdot \vec{\tau}\Psi \quad (6.138)$$

Dans la section 6.1.5.4, les solutions des équations de Klein-Gordon pour les mésons effectifs sont déduites dans l'approximation point-coupling :

$$\begin{aligned} \sigma &= -\frac{g_\sigma(\rho_B(\vec{r}))}{m_\sigma^2}\bar{\Psi}\Psi \\ \omega^\mu &= \frac{g_\omega(\rho_B(\vec{r}))}{m_\omega^2}\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi \\ \vec{\rho}^\mu &= \frac{g_\rho(\rho_B(\vec{r}))}{m_\rho^2}\bar{\Psi}\gamma^\mu\vec{\tau}\Psi \end{aligned} \quad (6.139)$$

On pose : $\alpha_S \equiv \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2}$, $\alpha_V \equiv \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2}$, et $\alpha_{tV} \equiv \frac{g_\rho^2}{m_\rho^2}$. En substituant les expressions 6.139 aux opérateurs $\sigma, \omega^\mu, \vec{\rho}^\mu$ dans 6.138, on obtient l'expression de la densité Lagrangienne d'interaction dans l'approximation point-coupling :

$$\mathcal{L}_{int}^{PC} = -\frac{1}{2}\alpha_S(\bar{\Psi}\Psi)(\bar{\Psi}\Psi) - \frac{1}{2}\alpha_V(\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi)(\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi) - \frac{1}{2}\alpha_{tV}(\bar{\Psi}\gamma_\mu\vec{\tau}\Psi)(\bar{\Psi}\gamma^\mu\vec{\tau}\Psi) \quad (6.140)$$

On rappelle que la quantification canonique s'opère en introduisant les opérateurs Ψ et $\bar{\Psi}$ sont définis par :

$$\Psi(r) = \sum_\alpha \psi_\alpha(r)e^{-iE_\alpha t}C_\alpha \quad (6.141)$$

$$\bar{\Psi}(r) = \sum_\alpha \bar{\psi}_\alpha(r)e^{iE_\alpha t}C_\alpha^+ \quad (6.142)$$

où $\psi_\alpha(r)$ est la fonction d'onde du nucléon dans l'état α et C_α, C_α^+ sont respectivement les opérateurs annihilation et création ayant les propriétés d'anticommutation suivantes :

$$\{C_\alpha, C_\beta^+\} = \delta_{\alpha\beta} \quad (6.143)$$

$$\{C_\alpha, C_\beta\} = 0 \quad (6.144)$$

$$\{C_\alpha^+, C_\beta^+\} = 0 \quad (6.145)$$

Afin d'exhiber les contributions directes et d'échange, on va calculer la valeur moyenne de chaque vertex d'interaction décrit par 6.140 (après quantification des champs Ψ et $\bar{\Psi}$) dans l'état fondamental représenté par un déterminant de Slater.

La valeur moyenne du premier vertex d'interaction contenu dans 6.140 s'écrit :

$$\langle \Phi^N | (\bar{\Psi}\Psi)(\bar{\Psi}\Psi) | \Phi^N \rangle = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} (\bar{\psi}_\alpha\psi_\beta)(\bar{\psi}_\gamma\psi_\delta) \langle \Phi^N | C_\alpha^+ C_\beta C_\gamma^+ C_\delta | \Phi^N \rangle \quad (6.146)$$

On peut réordonner les opérateurs création et annihilation selon le théorème de Wick afin de faire apparaître les éléments de matrice de la densité $\langle \Phi^N | C_\alpha^+ C_\beta | \Phi^N \rangle \equiv \rho_{\beta\alpha}$:

$$\langle \Phi^N | C_\alpha^+ C_\beta C_\gamma^+ C_\delta | \Phi^N \rangle = \rho_{\beta\alpha}\rho_{\delta\gamma} - \rho_{\delta\alpha}\rho_{\gamma\beta} \quad (6.147)$$

On se place dans la base canonique dans laquelle la matrice de densité est diagonale. On obtient l'expression suivante pour le premier terme de 6.140 :

$$\begin{aligned} \langle \Phi^N | (\bar{\Psi}\Psi)(\bar{\Psi}\Psi) | \Phi^N \rangle &= \sum_{\alpha\beta} (\bar{\psi}_\alpha\psi_\alpha)(\bar{\psi}_\beta\psi_\beta) - \sum_{\alpha\beta} (\bar{\psi}_\alpha\psi_\beta)(\bar{\psi}_\beta\psi_\alpha) \\ &\equiv \rho_s^2 - \rho_{s,ech}^2 \end{aligned} \quad (6.148)$$

où ρ_s^2 et $\rho_{s,ech}^2$ désignent respectivement la densité scalaire isoscalaire directe (définie par l'expression 6.77) et la densité scalaire isoscalaire d'échange.

De la même façon, on peut réécrire la valeur moyenne du second vertex d'interaction de 6.140 sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle \Phi^N | (\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi)(\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi) | \Phi^N \rangle &= \sum_{\alpha\beta} (\bar{\psi}_\alpha\gamma_\mu\psi_\alpha)(\bar{\psi}_\beta\gamma^\mu\psi_\beta) - \sum_{\alpha\beta} (\bar{\psi}_\alpha\gamma_\mu\psi_\beta)(\bar{\psi}_\beta\gamma^\mu\psi_\alpha) \\ &\equiv \rho_v^2 - \rho_{v,ech}^2 \end{aligned} \quad (6.149)$$

où ρ_v^2 et $\rho_{v,ech}^2$ désignent respectivement les densités vecteurs isoscalaires directe (définie par l'expression 6.73) et d'échange.

Enfin, la valeur moyenne du troisième vertex d'interaction de 6.140 devient :

$$\begin{aligned} \langle \Phi^N | (\bar{\Psi}\gamma_\mu\vec{\tau}\Psi)(\bar{\Psi}\gamma^\mu\vec{\tau}\Psi) | \Phi^N \rangle &= \sum_{\alpha\beta} (\bar{\psi}_\alpha\gamma_\mu\vec{\tau}\psi_\alpha)(\bar{\psi}_\beta\gamma^\mu\vec{\tau}\psi_\beta) - \sum_{\alpha\beta} (\bar{\psi}_\alpha\gamma_\mu\vec{\tau}\psi_\beta)(\bar{\psi}_\beta\gamma^\mu\vec{\tau}\psi_\alpha) \\ &\equiv \rho_\tau^2 - \rho_{\tau,ech}^2 \end{aligned} \quad (6.150)$$

où ρ_τ^2 et $\rho_{\tau,ech}^2$ désignent respectivement les densités vecteurs isovecteurs directe (définie par l'expression 6.75) et d'échange.

Finalement, la densité lagrangienne d'interaction 6.140 s'écrit :

$$\langle \mathcal{L}_{int}^{PC} \rangle = -\frac{1}{2}\alpha_S\rho_s^2 - \frac{1}{2}\alpha_V\rho_v^2 - \frac{1}{2}\alpha_{tV}\rho_\tau^2 + \frac{1}{2}\alpha_S\rho_{s,ech}^2 + \frac{1}{2}\alpha_V\rho_{v,ech}^2 + \frac{1}{2}\alpha_{tV}\rho_{\tau,ech}^2 \quad (6.151)$$

On se propose ici d'effectuer une transformation de Fierz [81] afin d'exprimer les

densités d'échange en fonction des densités directes dans le but de prendre en compte implicitement les contributions d'échange dans un Lagrangien $\mathcal{L}_{int}^{(Fierz)}$ ne contenant que termes directs. Ceci permet de « mimer » l'effet des contributions d'échange tout en gardant un Lagrangien pouvant être exprimé explicitement en fonction de la densité baryonique $\rho_B(r)$. Finalement, tout se passe comme si seuls les vertex d'interaction directs étaient conservés, nous ramenant ainsi à un cas similaire au cas RMF, avec des constantes de couplage α_i modifiées :

$$\mathcal{L}_{int}^{(Fierz)} = -\frac{1}{2}\tilde{\alpha}_S\rho_s^2 - \frac{1}{2}\tilde{\alpha}_V\rho_v^2 - \frac{1}{2}\tilde{\alpha}_{tV}\rho_\tau^2 - \frac{1}{2}\tilde{\alpha}_{tS}\rho_{tS}^2 \quad (6.152)$$

La transformation de Fierz permettant de passer de \mathcal{L}_{int}^{PC} à $\mathcal{L}_{int}^{(Fierz)}$ fait apparaître une contribution dépendant de la densité scalaire isovecteur $\rho_{tS} = \sum_i \bar{\psi}_i(r)\tau^3\psi_i(r)$, qui est associée à l'échange d'un méson δ dans la limite de portée nulle. Apparaissent aussi des termes tenseur, pseudoscalaire et pseudovecteur qui sont négligés dans $\mathcal{L}_{int}^{(Fierz)}$ car ils avaient déjà été omis dans notre modèle de départ décrit par \mathcal{L}_{int} .

Les nouvelles constantes de couplage $\tilde{\alpha}_i$ s'expriment en fonction de celles de $\mathcal{L}_{int}^{(PC)}$ selon :

$$\tilde{\alpha}_S = \frac{7}{8}\alpha_S + \frac{1}{2}\alpha_V + \frac{3}{2}\alpha_{tV} \quad (6.153)$$

$$\tilde{\alpha}_V = \frac{1}{8}\alpha_S + \frac{5}{4}\alpha_V + \frac{3}{4}\alpha_{tV} \quad (6.154)$$

$$\tilde{\alpha}_{tV} = \frac{1}{8}\alpha_S + \frac{1}{4}\alpha_V + \frac{3}{4}\alpha_{tV} \quad (6.155)$$

$$\tilde{\alpha}_{tS} = -\frac{1}{8}\alpha_S + \frac{1}{2}\alpha_V - \frac{1}{2}\alpha_{tV} \quad (6.156)$$

On substitue les constantes de couplage $\tilde{\alpha}_i$ issues de la transformation de Fierz aux constantes de couplage RMF dans l'expression 6.133. Le rapport $\frac{W_1}{W_2}^{(q)}$ associé à la densité Lagrangienne d'interaction $\mathcal{L}_{int}^{(Fierz)}$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{W_1}{W_2}^{(q)} &= \frac{\tilde{\alpha}_S + \tilde{\alpha}_V + \tilde{\alpha}_{tV} + \tilde{\alpha}_{tS} + 2\tilde{\alpha}'_V\rho_B + 2(\tilde{\alpha}'_{tV} + \tilde{\alpha}'_{tS})\rho_B^{(q-q')}}{\tilde{\alpha}_S + \tilde{\alpha}_V - \tilde{\alpha}_{tV} - \tilde{\alpha}_{tS} + 2\tilde{\alpha}'_V\rho_B + \frac{-\tilde{\alpha}''_S + \tilde{\alpha}''_V}{2}\rho_B^2 + \frac{\tilde{\alpha}''_{tV} + \tilde{\alpha}''_{tS}}{2}(\rho_B^{(q-q')})^2} \\ &+ \frac{\frac{-\tilde{\alpha}''_S + \tilde{\alpha}''_V}{2}\rho_B^2 + \frac{\tilde{\alpha}''_{tV} + \tilde{\alpha}''_{tS}}{2}(\rho_B^{(q-q')})^2}{\tilde{\alpha}_S + \tilde{\alpha}_V - \tilde{\alpha}_{tV} - \tilde{\alpha}_{tS} + 2\tilde{\alpha}'_V\rho_B + \frac{-\tilde{\alpha}''_S + \tilde{\alpha}''_V}{2}\rho_B^2 + \frac{\tilde{\alpha}''_{tV} + \tilde{\alpha}''_{tS}}{2}(\rho_B^{(q-q')})^2} \quad (6.157) \end{aligned}$$

avec $\tilde{\alpha}'_i \equiv \frac{d\tilde{\alpha}_i}{d\rho_B}$ et $\tilde{\alpha}''_i \equiv \frac{d^2\tilde{\alpha}_i}{d\rho_B^2}$ pour $i = \{S, V, tS, tV\}$.

Une évaluation numérique du rapport $\frac{W_1}{W_2}$ décrit par l'expression 6.157 a été faite en déduisant les coefficients $\tilde{\alpha}_i$ (où $i = \{S, V, tS, tV\}$) à partir des coefficients RHF α_i (où $i = \{S, V, tV\}$) dans la paramétrisation PKO2 [82], adaptée pour les modèles

RHF. Dans ce cas, les constantes de couplage sont définies de la façon suivante :

- Pour $i = \{S, V\}$:

$$\alpha_i(\rho_B(r)) = \frac{g_i^2(\rho_{sat})}{m_i^2} \left(a_i \frac{1 + b_i(x + d_i)^2}{1 + c_i(x + d_i)^2} \right)^2 \quad (6.158)$$

où $x \equiv \frac{\rho_B(r)}{\rho_{sat}}$.

- Pour la contribution vectorielle isovectorielle tV :

$$\alpha_{tV}(\rho_B(r)) = \frac{g_\rho^2(0)}{m_\rho^2} e^{-2a_{tV}x} \quad (6.159)$$

Les coefficients a_i, b_i, c_i, d_i de la paramétrisation PKO2 sont répertoriés dans le tableau 6.2.

	PKO2
m_σ (MeV)	534.46
m_ω (MeV)	783.0
m_ρ (MeV)	769.0
ρ_{sat} (fm ⁻³)	0.151021
$g_\sigma(\rho_{sat})$	8.920597
$g_\omega(\rho_{sat})$	10.550553
$g_\rho(0)$	4.068299
a_S	1.375772
b_S	2.064391
c_S	3.052417
d_S	0.330459
a_V	1.451420
b_V	3.574373
c_V	5.478373
d_V	0.246668
a_{tV}	0.631605

TABLE 6.2 – Valeurs des paramètres PKO2 utilisés pour l'évaluation numérique de $\frac{W_1}{W_2}$ obtenu par transformation de Fierz

La figure 6.6 représente les valeurs de $\frac{W_1}{W_2}^{(q)}$ défini par l'expression 6.157 en fonction de la distance au centre r , dans trois noyaux sphériques : ^{16}O , ^{34}Si et ^{208}Pb . Dans les trois noyaux considérés, le rapport $\frac{W_1}{W_2}^{(q)}$ varie maintenant entre 1.6 et 1.85, soit un écart moyen à $\frac{W_1}{W_2}^{(q)} = 1$ de 70%. Ceci traduit une nette dépendance en isospin du potentiel spin-orbite.

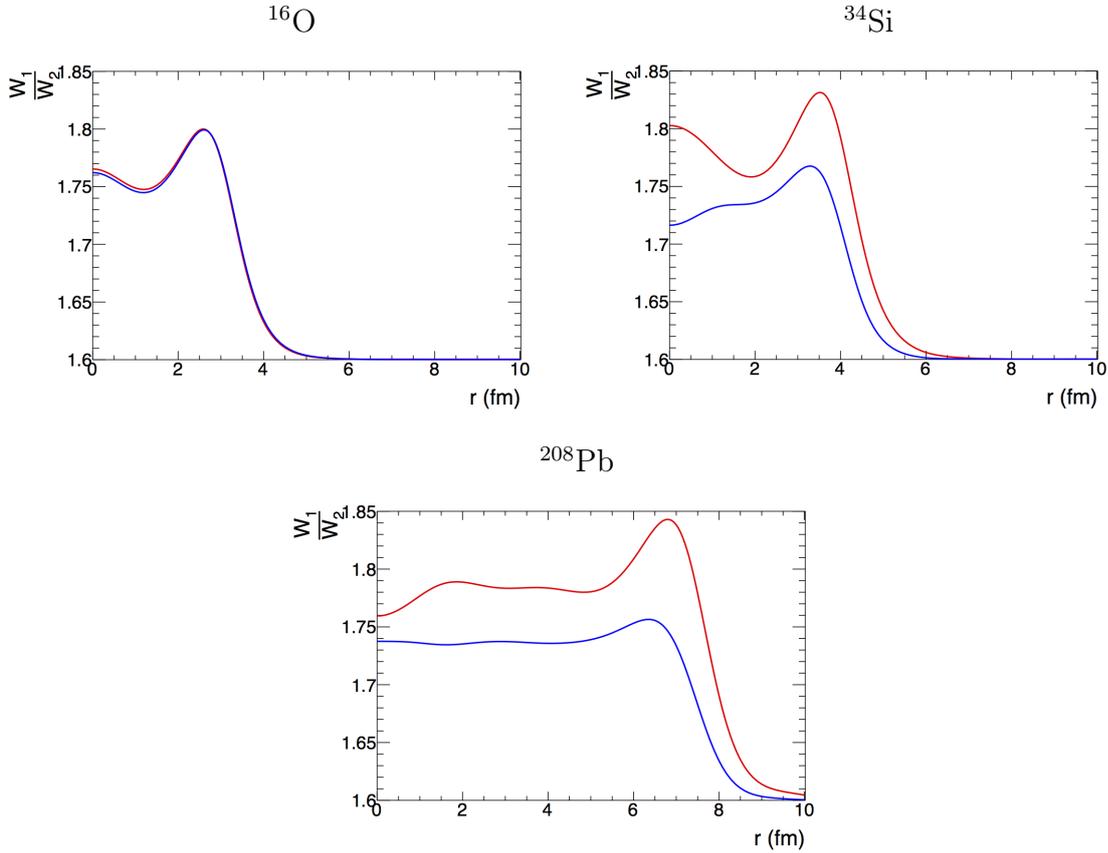


FIGURE 6.6 – Rapport $\frac{W_1}{W_2}$ en fonction de la distance au centre du noyau, dans ^{16}O , ^{34}Si et ^{208}Pb , pour des paramètres issus d'une transformation de Fierz à partir d'un modèle RHF avec PKO2. Rouge : protons, bleu : neutrons.

Dans la section précédente, les termes α_{tV} et $\alpha'_{tV}\rho_B^{(q-q')}$ (où l'indice tV est associé au méson ρ) ont été identifiés comme étant à l'origine de l'éloignement du quotient $\frac{W_1}{W_2}^{(q)}$ de la valeur exacte de 1. On se propose de comparer les valeurs de α_{tV} , $\alpha'_{tV}\rho_B^{(q-q')}$ et $\alpha_S + \alpha_V$ du modèle RHF-Fierz, aux valeurs de α_ρ , $\alpha'_\rho\rho_B^{(q-q')}$ et $\alpha_\sigma + \alpha_\omega$ du modèle RMF-DD-ME2 (figure 6.7). On remarque que dans le modèle RHF-Fierz, l'écart relatif entre α_{tV} et $\alpha_S + \alpha_V$ a diminué, donnant ainsi plus d'importance au canal d'échange de mésons ρ . Dans ce modèle, le terme $\alpha_\rho \sim \frac{\alpha_S + \alpha_V}{7}$ n'est absolument plus négligeable, ce qui entraîne une augmentation du rapport $\frac{W_1}{W_2}^{(q)}$ de plus de 50%, passant ainsi de $\frac{W_1}{W_2}^{(q)} = 1.1$ dans le cas RMF à $\frac{W_1}{W_2}^{(q)} = 1.75$ dans le

cas RHF-Fierz.

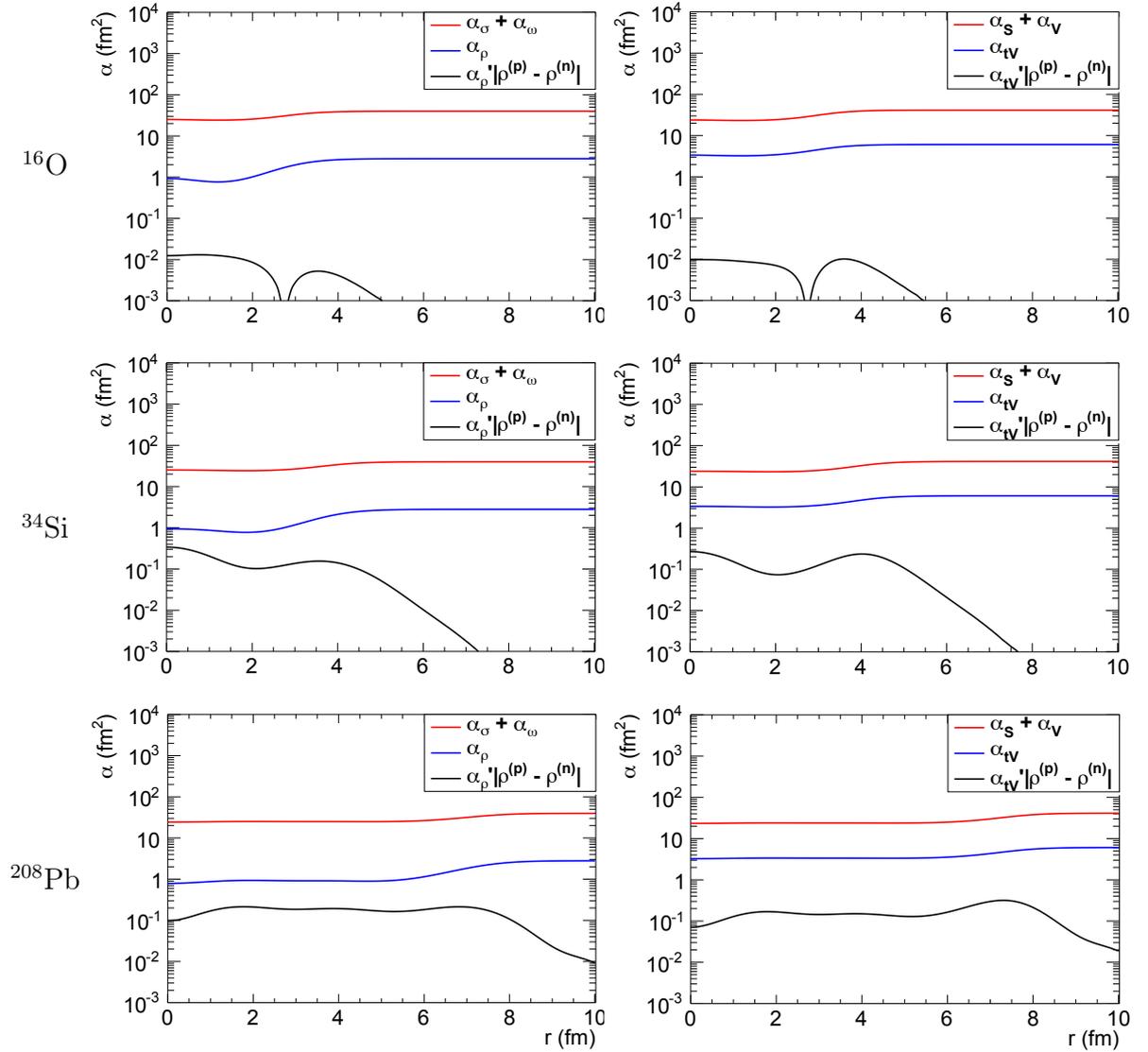


FIGURE 6.7 – Comparaison des valeurs de α_ρ , $\alpha'_\rho \rho_B^{(q-q')}$, $\alpha_\sigma + \alpha_\omega$ (DD-ME2), avec α_{tV} , $\alpha'_{tV} \rho_B^{(q-q')}$, $\alpha_S + \alpha_V$ (RHF-Fierz), dans les noyaux ^{16}O , ^{34}Si et ^{208}Pb .

6.3 Récapitulatif des résultats et discussion

Dans les sections 6.2.2 et 6.2.3, la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite issu d'une approche relativiste a été investiguée via l'évaluation numérique du rapport $\frac{W_1^{(q)}}{W_2}$, en ne tenant compte que des termes directs d'une part, et en incluant implicitement les termes d'échanges dans le Lagrangien d'interaction d'autre part. Le tableau 6.3 récapitule les valeurs moyennes de $\frac{W_1^{(q)}}{W_2}$ obtenues à l'intérieur des noyaux ^{16}O , ^{34}Si et ^{208}Pb , dans le cadre RMF et RHF-Fierz, pour chaque paramétrisation utilisée.

	DD-ME2	DD-PC1	PKO2	Skyrme
RMF	1.12	1.10	-	-
RHF+Fierz	-	-	1.75	-
HF	-	-	-	2.0

TABLE 6.3 – Valeurs moyennes de $\frac{W_1^{(q)}}{W_2}$ pour chaque approximation utilisée (RMF ou RHF+Fierz) et les paramétrisations associées (DD-ME2, DD-PC1 ou PKO2).

Dans le cadre RMF, les valeurs moyennes obtenues avec les paramétrisations DD-ME2 et DD-PC1 sont en accord autour de $\left\langle \frac{W_1^{(q)}}{W_2} \right\rangle = 1.1$, ce qui explique la très faible dépendance en isospin observée dans les calculs relativistes où les termes d'échanges sont négligés. Lorsqu'on inclut implicitement les termes non-locaux via une transformation de Fierz, la valeur moyenne devient $\left\langle \frac{W_1^{(q)}}{W_2} \right\rangle = 1.75$, ce qui traduit une forte augmentation de la dépendance en isospin. Cette valeur se rapproche de la valeur $\frac{W_1}{W_2} = 2$ observée dans le cas Hartree-Fock non-relativiste, avec une paramétrisation de type Skyrme. Dans le cadre non-relativiste, les termes d'échange ont aussi été identifiés comme étant à l'origine de la forte dépendance en isospin du potentiel spin-orbite [83].

La dépendance en isospin du potentiel spin-orbite semble être confirmée d'un point de vue expérimental (cf. chapitre 5). Comme montré dans la figure 6.8, la déplétion de l'orbitale protonique $2s_{1/2}$ et l'écart en énergie entre les partenaires spin-orbite neutroniques $2p_{3/2}$ - $2p_{1/2}$ mesurés dans le ^{34}Si sont en accord avec les prédictions de modèles non-relativistes, dont le potentiel spin-orbite dépend fortement de l'isospin.

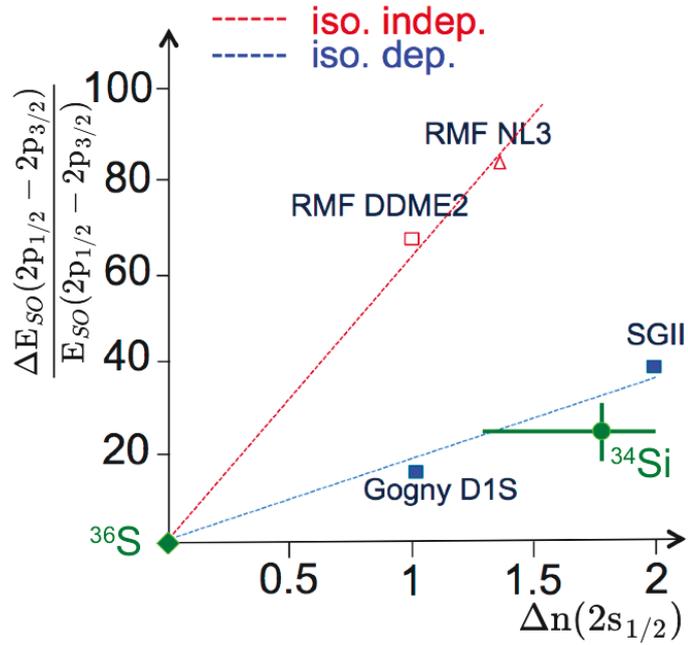


FIGURE 6.8 – Prédiction de la variation de l'écart en énergie des orbitales $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ neutroniques en fonction de la variation d'occupation de l'orbitale $2s_{1/2}$ protonique dans le ^{34}Si , par rapport au ^{36}S . Bleu : modèles Hartree Fock. Rouge : modèles RMF. Vert : mesures expérimentales.

La figure 6.8 a été réalisée en extrayant l'occupation de l'orbitale protonique $2s_{1/2}$, et les énergies à particule individuelle des orbitales $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$, obtenues pour le ^{36}S et le ^{34}Si à la convergence des différents modèles de calcul. Il convient ici de rappeler que les énergies à particule individuelles ne sont pas des observables et dépendent fortement du modèle utilisé. Elles constituent un "outil" interne à chaque modèle mais ne traduisent pas forcément une réalité physique, ce qui rend la comparaison avec les mesures expérimentales délicate. Pour être plus rigoureux, il conviendrait d'évaluer les prédictions théoriques de la figure 6.8 de la façon suivante [84] :

- Les calculs sont opérés dans le ^{37}S et le ^{35}Si . D'un point de vue théorique, cela permet de mieux contraindre les énergies des orbitales de la couche (fp) qui sont alors occupées.
- L'écart en énergie $2p_{3/2}$ - $2p_{1/2}$ dans le ^{37}S (^{35}Si) est estimé en calculant la différence d'énergie de liaison entre (1) le ^{37}S (^{35}Si) modélisé en contraignant le neutron célibataire à occuper l'orbitale $2p_{1/2}$, et (2) le ^{37}S (^{35}Si) modélisé en contraignant le neutron célibataire à occuper l'orbitale $2p_{3/2}$.
- Les calculs sont faits dans des modèles sphériques, sans corrélations d'appa-

riement, afin d'éviter la fragmentation des orbitales $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ potentiellement causée par les corrélations d'appariement ou la déformation, ce qui altérerait directement la valeur de $\Delta SO/SO$ (rappelons que l'on cherche ici à évaluer la variation de l'écart $2p_{3/2}-2p_{1/2}$ découlant exclusivement des profils de densité protonique et neutronique, il convient donc de limiter l'effet dû aux corrélations). Dans ce cas, la différence d'occupation de l'orbitale protonique $2s_{1/2}$ entre le ^{37}S et le ^{35}Si est, par construction, contrainte à $\Delta s_{1/2} = 2$, ce qui est en accord avec la mesure expérimentale $\Delta s_{1/2} = 1,8(4)$ entre le ^{36}S et le ^{34}Si , sous l'hypothèse que la présence d'un neutron supplémentaire dans la couche (fp) n'altère pas significativement l'occupation de l'orbitale protonique $2s_{1/2}$.

- Les prédictions sont faites d'une part dans l'approximation *Relativistic Mean Field* et d'autre part dans l'approximation Hartree-Fock. Dans chacun des cas, les calculs sont faits dans le cadre de l'approximation "equal filling" qui consiste à considérer que le neutron supplémentaire est distribué uniformément entre toutes les projections $m = -j, \dots, j$ possibles du moment angulaire j de son orbitale [85].

Afin de confirmer la compatibilité des mesures expérimentales avec les calculs de type Hartree-Fock, dont le potentiel spin-orbite dépend de l'isospin, des prédictions théoriques qui suivent la méthode décrite ci-dessus sont actuellement en cours [84].

CHAPITRE 7

Conclusion

L'analyse de l'expérience menée en Septembre 2012 au National Superconducting Cyclotron Laboratory (Michigan State University, Etats-Unis) a permis de mettre en évidence pour la première fois un effet de bulle nucléaire dans le ^{34}Si . L'étude des facteurs spectroscopiques des états excités peuplés lors des réactions de *knockout* $^{34}\text{Si}(-1p)^{33}\text{Al}$ et $^{34}\text{Si}(-1n)^{33}\text{Si}$ fournit deux preuves expérimentales qui étayent les prédictions théoriques en faveur de l'existence d'une bulle protonique dans le ^{34}Si [5]. Premièrement, la structure neutronique de ce noyau indique que celui-ci est très proche d'un système sans corrélations au-delà du champ moyen, ce qui limite les possibles couplages à des états collectifs qui ont été mis en évidence comme jouant contre les effets de bulle [22]. Deuxièmement, l'occupation de son orbitale protonique $s_{1/2}$ est très faible ($n^{abs}(s_{1/2}) = 0,16(4)$). Cette propriété constitue la pierre angulaire nécessaire à la formation d'une bulle. Une expérience antérieure basée sur une réaction de transfert $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$ [26], menée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, a quant à elle mis en évidence une réduction de l'écart en énergie des partenaires spin-orbite neutroniques $2p_{1/2}-2p_{3/2}$ de l'ordre de 25% entre le ^{36}S et le ^{34}Si , ce qui constitue un indice supplémentaire de la présence d'une bulle protonique dans ce dernier noyau.

Quelques critiques peuvent être apportées à ces résultats. Rappelons ici que les facteurs spectroscopiques ne sont pas des observables au sens strict du terme [31], et qu'ils dépendent non seulement du modèle de structure nucléaire considéré, mais aussi, d'un point de vue expérimental, du modèle de réaction utilisé pour calculer les sections efficaces à particules individuelles nécessaires à leur extraction empirique. Ce dernier point a néanmoins pu être raisonnablement écarté grâce à l'analyse de la voie de réaction $^{36}\text{S}(-1p)^{35}\text{P}$ étudiée dans les mêmes conditions expérimentales, et dont les facteurs spectroscopiques sont totalement compatibles avec ceux extraits d'une expérience de transfert $^{36}\text{S}(d,^3\text{He})^{35}\text{P}$ réalisée antérieurement [61]. De plus, les résultats cités ci-dessus constituent des preuves indirectes de l'existence d'une bulle protonique dans le ^{34}Si . Ils pourraient être confirmés grâce à une expérience de diffusion électronique sur ce noyau, qui permettrait de sonder directement sa densité de charge. Le ^{34}Si étant un isotope radioactif de demi-vie $T_{1/2} = 2.8$ s, il est nécessaire de pouvoir réaliser une diffusion d'électrons sur un faisceau afin de mener

une telle expérience. Ceci sera rendu possible par les installations SCRIT (“Self-Confining Radioactive isotope Ion Target”) et ELISE (“Electron-Ion Scattering in a Storage Ring”), actuellement en construction à RIKEN (Tokyo, Japon) et à GSI (Darmstadt, Allemagne).

Ce travail de thèse a permis de quantifier expérimentalement la variation d’occupation de l’orbitale protonique $2s_{1/2}$ entre le ^{36}S , qui ne présente pas de bulle, et le ^{34}Si : $\Delta n_{abs} = 1,8(6)$. Cette mesure, ainsi que celle de la réduction de l’écart $2p_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ neutronique ($\frac{\Delta SO}{SO} = 22(5)\%$ [26]) sont en faveur des modèles non-relativistes (*Hartree-Fock*), dans lesquels le potentiel spin-orbite dépend fortement de l’isospin. La partie théorique de cette thèse a montré que la différence de comportement de l’interaction spin-orbite entre modèles relativistes et non-relativistes est en fait un artefact causé par l’omission du terme d’échange dans les calculs de type *Relativistic Mean Field*. En effet, l’inclusion du terme de Fock dans les modèles relativistes permet de rétablir la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite observée dans le cas non-relativiste. Les modèles de type *Relativistic Hartree-Fock*, qui traitent explicitement les termes d’échange, rendraient compte d’un comportement de l’interaction spin-orbite similaire au cas non-relativiste.

Bibliographie

- [1] R. Machleidt and D.R. Entem. Chiral effective field theory and nuclear forces. *Physics Reports*, 503 :1–75, 2011.
- [2] E. Feenberg and K. C. Hammack. Nuclear Shell Structure. *Physical Review*, 75(12), 1949.
- [3] M. Goeppert Mayer. On Closed Shells in Nuclei. *Physical Review*, 75(1969), 1949.
- [4] J. Meyer. Interactions effectives, théories de champ moyen, masses et rayons nucléaires. In *Astrophysique nucléaire : du microcosme nucléaire au macrocosme astrophysique*. Ecole Joliot Curie, 2000.
- [5] M. Grasso, L. Gaudefroy, E. Khan, T. Niksic, J. Piekarewicz, O. Sorlin, N. Van Giai, and D. Vretenar. Nuclear "bubble" structure in ^{34}Si . *Physical Review C*, 79(034318), 2009.
- [6] T. Duguet. Lecture Series : Nuclear Structure Theory, 2012.
- [7] B. R. Mottelson. Les Houches, session LXVI. In *Trends in Nuclear Physics, 100 Years Later*. Amsterdam : Elsevier, 1996.
- [8] D. Vautherin and D. M. Brink. Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. *Physical Review C*, 5(626), 1972.
- [9] J. Dechargé and D. Gogny. Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei. *Physical Review C*, 21(1568), 1980.
- [10] P.-G. Reinhard and H. Flocard. Nuclear effective forces and isotope shifts. *Nuclear Physics A*, 584 :467–488, 1995.
- [11] P. Ring. Relativistic Mean Field Theory in Finite Nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 37 :193–263, 1996.
- [12] G.A. Lalazissis and D. Vretenar et al. Reduction of the spin-orbit potential in light drip-line nuclei. *Physics Letters B*, 418 :7–12, 1998.
- [13] R.-D. Herzberg and P. T. Greenlees et al. Nuclear isomers in superheavy elements as stepping stones towards the island of stability. *Nature*, 442 :896–899, 2006.

- [14] E. Khan, M. Grasso, J. Margueron, and N. Van Giai. Detecting bubbles in exotic nuclei. *Nuclear Physics A*, 800 :37–46, 2008.
- [15] W.A. Richter and B. A. Brown. Nuclear charge densities with the skyrme hartree-fock method. *Physical Review C*, 67(034317), 2003.
- [16] J. M. Cavedon, B. Frois, D. Goutte, M. Huet, P. Leconte, C. N. Papanicolas, X. H. Phan, S. K. Platchkov, and S. Williamson et al. Is the shell-model concept relevant for the nuclear interior? *Physical Review Letters*, 49(978), 1982.
- [17] L. Gaudefroy and O. Sorlin et al. Reduction of the Spin-Orbit Splittings at the N=28 Shell Closure. *Physical Review Letters*, 97(92501), 2006.
- [18] O. Sorlin and M.-G. Porquet. Nuclear magic numbers : new features far from stability. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 61(602), 2008.
- [19] P. Baumann, A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, and G. Walter et al. ^{34}Si : A new doubly magic nucleus? *Physical Letters B*, 228(458), 1989.
- [20] S. Nummela et al. Spectroscopy of $^{34,35}\text{Si}$ by β decay : sd-fp shell gap and single-particle states. *Physical Review C*, 63(44316), 2001.
- [21] G. Burgunder. *Etude de l'interaction nucléaire spin-orbite par réactions de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{35}\text{S}$ et $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$* , pages 20–22. 2012.
- [22] J.-M. Yao, S. Baroni, M. Bender, and P.-H. Heenen. Beyond-mean-field study of the possible "bubble" structure of ^{34}Si . *Physical Review C*, 86(014310), 2012.
- [23] R. W. Ibbotson and T. Glasmacher et al. Quadrupole Collectivity in $^{32,34,36,38}\text{Si}$ and the N = 20 Shell Closure. *Physical Review Letters*, 80(10), 1998.
- [24] F. Rotaru, F. Negoita, S. Grévy, J. Mrazek, and S. Lukyanov et al. Unveiling the intruder deformed 0_2^+ state in ^{34}Si . *Physical Review Letters*, 109(092503), 2012.
- [25] J. Enders et al. Single-neutron knockout from $^{34,35}\text{Si}$ and ^{37}S . *Physical Review C*, 65(034318), 2002.
- [26] G. Burgunder and O. Sorlin et al. Experimental Study of the Two-Body Spin-Orbit Force in Nuclei. *Physical Review Letters*, 112(42502), 2014.
- [27] Y. Uozumi et al. Shell-model study of ^{40}Ca with the 56-MeV (d,p) reaction. *Physical Review C*, 50(263), 1994.
- [28] G. Burgunder. *Etude de l'interaction nucléaire spin-orbite par réactions de transfert $^{36}\text{S}(d,p)^{35}\text{S}$ et $^{34}\text{Si}(d,p)^{35}\text{Si}$* , page 17. 2012.
- [29] M. Grasso, J. Pieckarewicz, and J.-P. Ebran. Private communication.
- [30] F. S. Levin and H. Feshbach. *Reaction dynamics*. Documents on Modern Physics, 1968.
- [31] R. J. Furnstahl and H. W. Hammer. Are occupation numbers observable? *Physical Letters B*, 531 :203 – 208, 2002.

-
- [32] A. Stolz et al. Production of rare isotope beams with the NSCL fragment separator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **241** :858–861, 2005.
- [33] D.J. Morrissey. Commissioning the A1900 projectile fragment separator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 204 :90–96, 2003.
- [34] W. Mittig. Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs. In *Physique Nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix*. Ecole Joliot Curie, 1994.
- [35] J. Dufour et al. Projectile fragments isotopic separation : Application to the LISE spectrometer at GANIL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 248 :267 – 281, 1986.
- [36] F. Flavigny. *Détermination de facteurs spectroscopiques absolus par réactions de knockout et de transfert*, pages 17–19. 2011.
- [37] D. Bazin. S800 spectrometer Service Level Description, Août 2012.
- [38] J. Yurkon et al. Focal plane detector for the S800 high-resolution spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **422** :291–295, 1999.
- [39] I. Lee. Gamma-ray energy tracking array : GRETINA. *Journal of Physics : Conference Series*, **420**(012156), 2013.
- [40] S. Paschalis et al. The performance of the Gamma-Ray Energy Tracking In-beam Nuclear Array GRETINA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 709 :44–55, 2013.
- [41] GRETINA@NSCL website, 2013.
- [42] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, pages 50–54. John Wiley & sons, 1979.
- [43] G. J. Schmid, M. A. Deleplanque, I. Y. Lee, F. S. Stephens, and K. Vetter. A gamma-ray tracking algorithm for the GRETA spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 430 :69–83, 1999.
- [44] M. Berz. Computational aspects of optics design and simulation : COSY INFINITY. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 298 :473 – 479, 1990.
- [45] M. Berz, K. Joh, J. A. Nolen, B. M. Sherrill, and A. F. Zeller. Reconstructive correction of aberrations in nuclear particle spectrographs. *Physical Review C*, 47 :537–544, 1993.
- [46] S. Agostinelli et al. GEANT4 - a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506 :250–303, 2003.
- [47] D. Weisshaar and I. Y. Lee. Expected performances of GRETINA with fast beams.
- [48] R. J. Glauber. *Lectures in Theoretical Physics*. Interscience, 1959.

- [49] P.G. Hansen and J.A. Tostevin. Direct Reactions with Exotic Nuclei. *Annual Review in Nuclear and Particle Science*, 2003.
- [50] B. A. Brown. Lecture Notes in Nuclear Structure Physics, 2005.
- [51] J. A. Tostevin. Single-nucleon knockout reactions at fragmentation beam energies. *Nuclear Physics A*, 682 :320–331, 2001.
- [52] TALENT course 6 : Theory for exploring nuclear reaction experiments, 2013.
- [53] M. S. Hussein and K. W. McVoy. Inclusive projectile fragmentation in the spectator model. *Nuclear Physics A*, 445 :124–139, 1985.
- [54] J. A. Tostevin. Core excitation in halo nucleus break-up. *Journal of Physics G*, 25(735), 1999.
- [55] C. A. Bertulani and A. Gade. MOMDIS : a Glauber model computer code for knockout reactions. *Computer Physics Communications*, 175 :372–380, 2006.
- [56] A. Gade et al. Reduction of spectroscopic strength : Weakly-bound and strongly-bound single-particle states studied using one-nucleon knockout reactions. *Physical Review C*, 77(044306), 2008.
- [57] C. A. Bertulani and P. G. Hansen. Momentum distributions in stripping reactions of radioactive projectiles at intermediate energies. *Physical Review C*, 70(034609), 2004.
- [58] O. B. Tarasov and D. Bazin. LISE++ : design your own spectrometer. *Nuclear Physics A*, 746 :411c–414c, 2004.
- [59] J. A. Tostevin and A. Gade. Systematics of intermediate-energy single-nucleon removal cross sections. *Physical Review C*, 90(057602), 2014.
- [60] A. Gade and S. R. Stroberg. Communication privée.
- [61] S. Khan, Th. Kihm, K. T. Knopfle, and G. Mairle. The mass of ^{35}P and spin-parity assignments for excited ^{35}P states. *Physics letters*, 156B(3,4), 1985.
- [62] F. Flavigny, A. Gillibert, L. Nalpas, and A. Obertelli et al. Limited Asymmetry Dependence of Correlations from Single Nucleon Transfer. *Physical Review Letters*, 110(122503), 2013.
- [63] M. Wiedeking, E. Rodriguez-Vieitez, and P. Fallon et al. Intruder excitations in ^{35}P . *Physical Review C*, 78(037302), 2008.
- [64] S. R. Stroberg et al. Single-particle structure of silicon isotopes approaching Si 42. *Physical Review C*, 90(034301), 2014.
- [65] Nndc website.
- [66] V. Tripathi et al. Intruder Configurations in the $A = 33$ Isobars : ^{33}Mg and ^{33}Al . *Physical Review Letters*, 101(142504), 2008.
- [67] Z. M. Wang et al. Intruder negative-parity states of neutron-rich ^{33}Si . *Physical Review C*, 81(064301), 2010.

-
- [68] R. ABEGG and S. K. DATTA. Study of the reaction $^{34}\text{S}(d,p)^{35}\text{S}$ with vector-polarized deuterons. *Nuclear Physics A*, 287 :94–108, 1977.
- [69] S. Khan and G. Mairle et al. Hole-strength distributions from the $^{34}\text{S}(\vec{d},^3\text{He})^{35}\text{P}$ and $^{36}\text{S}(\vec{d},t)^{33}\text{S}$ reactions. *Nuclear Physics A*, 481 :253–268, 1988.
- [70] J. Lee and J. A. Tostevin et al. Reduced neutron spectroscopic factors when using potential geometries constrained by hartree-fock calculations. *Physical Review C*, 73(044608), 2006.
- [71] P. Ring and P. Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem*, page 232. Springer-Verlag, 1991.
- [72] P. Martin et al. Proton-deuteron reactions at 40 MeV on the Calcium isotopes. *Nuclear Physics A*, 185 :465–487, 1972.
- [73] L. B. Okun. *Leptons and Quarks*, pages 321–323. North-Holland publishing company, 1982.
- [74] G.A. Lalazissis, T. Niksic, D. Vretenar, and P. Ring. New relativistic mean-field interaction with density-dependent meson-nucleon couplings. *Physical Review C*, 71(024312), 2005.
- [75] T. Niksic, P. Finelli, P. Ring, and D. Vretenar. Relativistic Hartree-Bogoliubov model with density-dependent meson-nucleon couplings. *Physical Review C*, 66(024306), 2002.
- [76] J.-P. Ebran. *Description relativiste de l'état fondamental des noyaux atomiques par l'approche du champ moyen auto-cohérent, incluant la déformation et la superfluidité*, pages 72–75. 2010.
- [77] J.-P. Ebran. *Description relativiste de l'état fondamental des noyaux atomiques par l'approche du champ moyen auto-cohérent, incluant la déformation et la superfluidité*, pages 65–66. 2010.
- [78] A. Messiah. *Mécanique quantique*, volume 2, page 466. Dunod, 1960.
- [79] A. Messiah. *Mécanique quantique*, volume 2, page 471. Dunod, 1960.
- [80] T. Niksic, D. Vretenar, and P. Ring. Relativistic nuclear energy density functionals : Adjusting parameters to binding energies. *Physical Review C*, 78(034318), 2008.
- [81] H. Liang, P. Zhao, and P. Ring et al. Localized form of Fock terms in nuclear covariant density functional theory. *Physical Review C*, 86(021302(R)), 2012.
- [82] W. H. Long, Nguyen Van Giai, and Jie Meng. Relativistic Hartree-Fock theory. Part I : density-dependent effective Lagrangians. *arXiv*, (nucl-th/0608009v4), 2006.
- [83] M. M. Sharma, G. Lalazissis, J. Konig, and P. Ring. Isospin Dependence of the Spin Orbit Force and Effective Nuclear Potentials. *Physical Review Letters*, 74(19), 1995.

- [84] J.-P. Ebran. Communication privée.
- [85] S. Perez-Martin and L. M. Robledo. Microscopic justification of the equal filling approximation. *Physical Review C*, 78(014304), 2008.