



La Fermeture de couche $N=28$: coexistence de formes et contribution Spin-orbite

Frédéric Sarazin

► **To cite this version:**

Frédéric Sarazin. La Fermeture de couche $N=28$: coexistence de formes et contribution Spin-orbite. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1999. Français. <in2p3-00015145>

HAL Id: in2p3-00015145

<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00015145>

Submitted on 16 Jan 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.

THESE

présentée

par

Frédéric SARAZIN

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR de L'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité: Constituants Elémentaires

(Arrêté du 30 Mars 1992)

sujet:

La Fermeture de Couche $N=28$: Coexistence de Formes et Contribution Spin-Orbite

soutenue le 14 Octobre 1999 devant le jury composé de:

Monsieur Georg BOLLEN (ISOLDE - CERN Genève)

Monsieur Wolfram KORTEN (CEA Saclay)

Monsieur Wolfgang MITTIG (GANIL Caen)

Monsieur Alex MUELLER (IPN Orsay)

Monsieur Alfredo POVES (Université de Madrid)

Monsieur Bernard TAMAIN (LPC Caen)

Directeur de thèse

Rapporteur

Rapporteur

*A mes parents,
A ma soeur.*

Remerciements:

Pour moi, cette thèse n'est pas seulement le résultat de trois ans de travail, mais l'aboutissement de nombreuses années d'études depuis les bancs de l'école primaire. Mes premiers remerciements vont donc à toutes les personnes qui m'ont, un jour ou l'autre, encouragé à persister dans mes choix, aux premiers rangs desquelles mes parents qui m'ont toujours soutenu.

Mes premiers pas dans la recherche ont été faits durant mon stage de DEA au LPC sous la direction de Monsieur Miguel Marques. Je voudrais ici lui témoigner toute ma reconnaissance et toute mon amitié.

Je tiens à remercier la direction du GANIL, Messieurs Daniel Guerreau et Jérôme Fouan pour m'avoir offert la possibilité de faire une thèse au sein de ce laboratoire. Durant trois ans, le GANIL a été ma deuxième maison, je voudrais donc, par la même occasion, remercier l'ensemble du personnel pour son accueil chaleureux.

Je remercie également les personnes qui ont accepté d'être les membres de mon jury: le président, Monsieur Bernard Tamain, les rapporteurs Messieurs Alex Mueller et Alfredo Poves, ainsi que Messieurs Georg Bollen et Wolfram Korten et Monsieur Wolfgang Mittag, mon directeur de thèse.

Je voudrais tout particulièrement exprimer ma profonde gratitude à Wolfi pour son encadrement durant ces 3 années de thèse. Son sens physique hors du commun et son enthousiasme ont été pour moi de réels moteurs dans les moments délicats. Toujours disponible et infiniment patient, je lui suis particulièrement reconnaissant d'avoir parfois su composer avec mon attitude de chien fou, passionné mais souvent empressé.

Le travail d'un expérimentateur est nécessairement un travail d'équipe, je voudrais donc remercier ici toutes les personnes qui ont participé à l'expérience ou à l'analyse des données. En particulier, je remercie Hervé Savajols et Nigel Orr qui ont contribué tous deux de manière décisive à la réalisation, l'analyse et l'interprétation de l'expérience de mesures de masses. Je remercie aussi Zhongzhou Ren et Frédéric Nowacki, les deux théoriciens dont l'aide a été si précieuse pour mener à bien l'interprétation finale des données. Enfin, je voudrais remercier tous les techniciens, ingénieurs ou physiciens qui ont participé de manière directe ou indirecte à l'expérience, au projet de cibles polarisées ou au développement des cibles cryogéniques. Plus généralement, je tiens à associer à ces remerciements tous ceux qui assurent quotidiennement le bon fonctionnement de l'accélérateur et des équipements des salles d'expérience.

Deux personnes ont relevé le pari de lire et de corriger le manuscrit de thèse en un temps record, je remercie donc Anne-Sophie et Muriel pour ce travail, il faut l'avouer, un peu ingrat.

La thèse est aussi une aventure personnelle avec ces hauts et ces bas, ces joies et ces doutes, ces coups de chance et ces coups du sort. On reconnaît ces vrais amis dans les moments difficiles, que ceux-là sachent que certains souvenirs ne s'effaceront jamais de ma mémoire. Ces trois ans passés au GANIL resteront toutefois pour moi synonyme de fête. Les thésards, post-docs et membres affiliés ont formé un groupe exceptionnellement solidaire, partageant le même goût pour les folles soirées nocturnes finissant invariablement dans un bar enfumé, dans une boîte de nuit ou chez Mylène et Olivier ! Vous l'aurez probablement compris, je ne ferai pas de liste (forcément non-exhaustive) de prénoms, je me contenterai simplement de remercier chaleureusement chacune des personnes qui se reconnaîtra dans ce groupe.

En trois ans, on se sent toutefois plus proche de certaines personnes. Je voudrais donc remercier particulièrement le petit cercle d'irréductibles pongistes: Alain (Ankle's breaker), Anne (l'ODVS...), Anne-Sophie (TiraMisu), Jean-Michel (Schmeuh), Karim (21-1,21-3,21-1...), Maria-José (eh ?) et Olivier T. (Four Roses) ainsi que les membres de la corpo Tennis du GANIL: Randri, Laurent, Nadejda, Pascal, Patrick et Robi. J'ajoute un grand merci à Karim (le théoricien, pas le pongiste !) et Olivier J. pour avoir parfois pris le temps de faire rentrer un peu de théorie dans ma cervelle d'expérimentateur.

Finalement, j'ai une pensée particulière pour Muriel, ma femme qui, malgré une dernière année mouvementée, a su me supporter et me soutenir tout au long de ces années.

Table des matières

Chapitre 1 Introduction

Chapitre 2 Phénoménologie des fermetures de couche

2.1	Le modèle de la goutte liquide	6
2.2	Le modèle en couche nucléaire	6
2.3	Propriétés des fermetures de couche	9
2.4	Magicité et déformation	10
2.5	Conséquences astrophysiques	11

Chapitre 3 Mesures directes de masses par temps de vol

3.1	Principe et résolution de la méthode	18
3.2	Production des noyaux riches en neutrons	22
3.3	Description du dispositif expérimental	25
3.3.1	Remarque générale concernant le dispositif expérimental	25
3.3.2	SPEG	25
3.3.3	Mesure précise du $B\rho$ des noyaux	26
3.3.4	Mesure du temps de vol	32
3.3.5	Identification	32
3.3.6	Recherche/Rejet des états isomériques	32

Chapitre 4 Eléments d'analyse

4.1	Identification des noyaux et sélections des événements	36
-----	--	----

4.1.1	Quelques formules indispensables	36
4.1.2	Sélection des événements	38
4.2	Ô Temps, suspend ton vol!	40
4.2.1	Comment mesurer précisément un temps...	40
4.2.2	...exempt d'effets systématiques?	41
4.2.3	Détermination du temps de vol absolu	43
4.2.4	Etalonnage relatif des prises de temps	46
4.2.5	Correction de la dispersion	46
4.2.6	Stabilisation des pics	49
4.2.7	Du temps de vol à la masse...	49
4.3	Détermination des masses	50
4.3.1	Extraction des masses expérimentales	50
4.3.2	Choix des masses de référence	52
4.3.3	Recalage des masses de référence	53
4.3.4	Extraction des masses de l'expérience SPEG99	55
4.3.5	Re-analyse de l'expérience SPEG 91	56
4.3.6	Nouvelles masses	56

Chapitre 5

Disparition de la fermeture de couche N=28

5.1	Contexte expérimental et théorique	66
5.2	Signatures des fermetures de couche	66
5.2.1	L'énergie de séparation des deux derniers neutrons	68
5.2.2	Correction de couches	70
5.3	Considérations théoriques	73
5.3.1	Modèle en couches	73
5.3.2	Champ moyen relativiste	74
5.4	Un état isomérique dans le ^{43}S	77
5.4.1	Mise en évidence expérimentale	77
5.4.2	Interprétation théorique	80
5.5	Evolution de la composante spin-orbite	82
5.6	Au-delà de N=28?	84
5.7	Conclusion partielle	84

Chapitre 6**La fermeture de couche N=20 et au-delà**

6.1	Etats intrus autour de N=20	88
6.2	Apport des nouvelles masses	89
6.3	En Conclusion?	90

Chapitre 7**Etude du potentiel spin-orbite en fonction de l'isospin**

7.1	Origine du potentiel spin-orbite nucléaire	94
7.2	Expression du potentiel spin-orbite	94
7.3	Le champ moyen relativiste	95
7.4	Dépendance en isospin du potentiel spin-orbite	99
7.5	Mise en évidence expérimentale	101
7.5.1	L'asymétrie comme observable de l'interaction spin-orbite . . .	102
7.5.2	Rappel sur le modèle optique	102
7.5.3	Ambiguïté des paramétrisations du modèle optique	103
7.5.4	Techniques expérimentales	105
7.6	Les cibles de protons polarisées « classiques »	106
7.6.1	La polarisation d'équilibre ou « force brute »	106
7.6.2	La polarisation dynamique	108
7.7	La cible Hydrogène-Deutérium polarisée	109
7.7.1	Principe de polarisation	109
7.7.2	Caractéristiques et performances	110
7.8	Instrumentation nécessaire autour de la cible	112
7.8.1	De la réalisation à l'utilisation	112
7.8.2	Fabrication de la cible	113
7.8.3	Stockage et transport de la cible	113
7.8.4	Transfert entre cryostats	113
7.8.5	Le cryostat de faisceau	115
7.9	Spécificités des faisceaux d'ions lourds	116
7.9.1	Domages aux radiations	116
7.9.2	Diffusion élastique, réactions de transfert et de pick-up	116
7.9.3	Développement de cibles d'hydrogène solides	118

7.10 Bilan de l'étude de faisabilité 121

Chapitre 8 Conclusions et perspectives

Annexe A Correction des non-linéarités différentielles

Annexe B Minimisation du χ^2 pour les masses

B.1 Détermination des coefficients α_i 132

B.2 Calcul de propagation d'erreurs 133

Bibliographie **135**

Table des figures

2.1	Comparaison entre les énergies de liaison par nucléon expérimentales des noyaux proches de la vallée de stabilité et celles obtenues par le modèle de la goutte liquide. Des configurations spécifiques de neutrons et de protons confèrent à certains noyaux une plus grande stabilité (i.e. une plus grande énergie de liaison par nucléon) [GRE53, MAT65].	7
2.2	Modèle en couche standard près de la vallée de stabilité jusqu'à $N=Z=50$.	9
2.3	Evolution des énergies de séparation du dernier neutron, S_n , et des énergies d'excitation 2^+ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes d'Argon, de Calcium et de Titane.	10
2.4	Orbitales de Nilsson en fonction du paramètre ϵ_2	12
2.5	Processus de capture neutronique rapide (r-process)	13
2.6	Sections efficace de capture neutronique	14
2.7	Comparaison entre les taux d'abondance expérimentaux et calculés à partir d'un modèle astrophysique du processus r en incluant les valeurs S_n de 2 formules de masses différentes. Un meilleur accord est obtenu en utilisant la formule de masses ETFSI-Q (Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral - Quenched) qui présuppose un affaiblissement des fermetures de couche loin de la stabilité [PFE97].	15
3.1	Plan de l'accélérateur et des aires expérimentales	19
3.2	Taux de production estimés par INTENSITY pour le réglage en $B\rho=2.58$ T.m avec les différentes épaisseurs de cible.	23
3.3	Cible de Tantale utilisée pour la production des noyaux riches en neutrons	24
3.4	Dispositif expérimental	26
3.5	Dépendance de la position en fonction de la dispersion à la sortie d'un dipôle.	27
3.6	Détecteurs à galettes microcanaux du GANIL (Galotte, Galère et Galtemps)	28
3.7	Electroniques associées aux détecteurs à galettes microcanaux.	29
3.8	Schéma de la petite chambre à dérive.	30
3.9	Electroniques associées au télescope Si et à la petite chambre à dérive. . .	31
3.10	Electroniques associées à la détection des Gammas	33
4.1	Matrice d'identification $Z=f(T_{vol})$ après sélection des événements.	37

Table des figures

4.2	Elimination des états de charges pour les noyaux de Z les plus élevés. Grâce à la même sélection, on a aussi éliminé les événements pour lesquels l'énergie totale était incomplètement reconstruite (noyaux de Z petits) . . .	39
4.3	Mesure des temps de vol à l'aide d'un Time Calibrator (TC)	41
4.4	Bien que les 2 grandeurs T_{start} et T_{stop} semblent codées de manière aléatoire, la différence $T_{stop}-T_{start}$ est bien caractéristique de l'ion considéré (ici l' ^{20}O).	42
4.5	Corrections des non-linéarités différentielles : avant (figure du haut) et après correction (figure du bas).	43
4.6	Ambiguïté dans la détermination du temps de vol à l'aide d'un Time Calibrator	44
4.7	Détermination de N_{TC} en fonction du temps de vol absolu pour tous les noyaux transmis.	45
4.8	Correction des erreurs d'étalonnage relatif entre les prises de temps.	47
4.9	Correction de la dépendance du temps de vol en fonction de la position horizontale au plan focal image de l'analyseur. Effet de la correction sur la résolution en temps de vol (ici avec l' ^{20}O).	48
4.10	Distribution en temps de vol (ou en masse) des isotopes du Silicium.	51
4.11	Evolution de l'erreur d'extrapolation pour les isotopes du Soufre.	56
4.12	Nouvelles masses mesurées à l'issue de ce travail.	57
4.13	Comparaison des excès de masses obtenus au cours des différentes expériences de mesures de masses pour les isotopes de Neon et de Sodium.	59
4.14	Comparaison des excès de masses obtenus au cours des différentes expériences de mesures de masses pour les isotopes de Magnesium et d'Aluminium.	60
4.15	Comparaison des excès de masses obtenus au cours des différentes expériences de mesures de masses pour les isotopes de Silicium et de Phosphore.	61
4.16	Comparaison des excès de masses obtenus au cours des différentes expériences de mesures de masses pour les isotopes de Soufre et de Chlore.	62
5.1	Coexistence de formes et triaxialité dans le ^{44}S [GIR96].	67
5.2	Evolution de la variable S_{2n} autour de $N=50$ [AUD95].	68
5.3	Courbes S_{2n} pour les isotopes du Néon au Calcium.	69
5.4	Evolution de l'énergie microscopique en fonction du nombre de neutrons.	70
5.5	Evolution de l'énergie microscopique pour les isotopes de Calcium, de Soufre et de Phosphore autour de $N=20$ et $N=28$	71
5.6	Evolution de l'énergie microscopique pour $Z=20$ et $Z\leq 17$ autour de $N=20$ et $N=28$. Une constante a été ajoutée à chaque chaîne isotopique de manière à les présenter séparément.	72
5.7	Comparaison des S_{2n} expérimentales (points) avec les calculs modèle en couches [RET97] (traits pleins) pour $Z=14$ à $Z=20$	73
5.8	Calculs Champ Moyen Relativiste (RMF) pour les isotopes du Silicium (en haut) et du Soufre (en bas)	74
5.9	Orbitales de Nilsson en fonction du paramètre ϵ_2	76

5.10	Nombre d'occupation moyen de la couche $f_{7/2}$ selon les calculs modèle en couches [RET97] et selon RMF.	77
5.11	Mise en évidence d'un état isomérique dans le ^{43}S au cours de l'expérience Mesures de Masses.	78
5.12	Caractéristiques de l'isomère dans le ^{43}S	79
5.13	Interprétation théorique de l'état isomérique dans le ^{43}S . Sur cette figure sont indiqués les spins et les énergies des états ainsi que les probabilités de transition $B(E2)$ entre les états $7/2^-$ et l'état fondamental. Les valeurs expérimentales sont indiquées entre crochets.	81
5.14	Positions relatives des niveaux de protons dans la couche sd pour les isotopes de Calcium [DOL76].	82
5.15	Evolution des écarts en énergie des niveaux partenaires spin-orbite pour les noyaux $N=28$ dans le cadre du modèle en couches [CAU98] et de RMF.	83
6.1	« Ilôt d'inversion » autour de $N=20$ pour les isotopes de Ne, Na et Mg[CAU98].	88
6.2	Comparaison des S_{2n} expérimentales (traits pleins, symboles pleins) avec des calculs modèle en couches de Caurier et al. [CAU98] (traits pointillés, triangles ouverts) et de Utsuno et al. [UTS99] (traits pointillés, ronds ouverts, pour Ne-Mg-Si).	89
6.3	Energies microscopiques calculées pour $Z=10$ à $Z=14$. Une constante a été ajoutée à chaque chaîne isotopique de manière à les présenter séparément.	91
7.1	Facteur de forme magnétique de l' ^3He obtenue par diffusion (e,e') [CAV82] pour différents moments relatifs. Il apparaît impossible de reproduire ces données sans considérer des courants d'échanges mésoniques dans le noyau (2 calculs différents sont présentés) [RIS80, HAD83].	96
7.2	Écarts en énergie des partenaires spin-orbite $1p_{1/2}$ et $1p_{3/2}$ pour les isotones $N=8$ ^{16}O , ^{18}Ne , ^{20}Mg et ^{22}Si et leurs noyaux miroirs respectifs.	100
7.3	Phénomène d'asymétrie (en cinématique inverse).	102
7.4	Ambiguïté des paramètres du modèle optique. La courbe en trait plein conduit à une valeur du potentiel spin-orbite $V_{so} = 5.9\text{MeV}$ alors que la courbe en pointillés donne $V_{so} = 11.2\text{MeV}$	104
7.5	Principe de la double diffusion	105
7.6	Asymétrie pour la réaction $p(^6\text{He}, ^6\text{He})p$ à 41 MeV par nucléon pour différentes valeurs du potentiel spin-orbite V_{SO}	107
7.7	Principe de polarisation dynamique.	108
7.8	Principe de polarisation des molécules HD.	111
7.9	De la réalisation à l'utilisation	112
7.10	Evolution de la concentration en impuretés, de la température, du champ magnétique et des polarisations en protons et en deutons au cours d'un cycle de production de 45 jours. Les discontinuités observées correspondent aux transferts de polarisation des protons vers les deutons par radiofréquence [DID94b].	114

Table des figures

7.11	Distribution des asymétries des états 1/2 et 3/2 pour la réaction $^{18}\text{Ca}(\vec{d}, p)^{19}\text{Ca}$ [UOZ94]	117
7.12	Plan de la cible à hydrogène.	119
7.13	Mesure de la flèche au centre d'une fenêtre mince de 20 mm de diamètre en Havar $4.4\mu\text{m}$ et en kapton $22\mu\text{m}$ en fonction de la pression appliqué. .	120
7.14	Cible dans les conditions d'utilisation (sans l'écran à 20K).	121
A.1	Evolution de la dérive en canal due aux non-linéarités différentielles . . .	129

Liste des tableaux

3.1	Définitions des modules d'électronique	28
4.1	Dernières masses connues pour chaque élément (Ne-Ar) selon la table des masses [AUD97] et selon notre critère de confiance.	52
4.2	Nouveaux excès de masses (en keV)	58
4.3	Nouvelles masses de référence après ce travail selon le critère de confiance défini.	63
5.1	Comparaison des S_{2n} expérimentales et extrapolées pour les noyaux ^{41}Si , ^{43}P et ^{44}S	70
5.2	Multipolarités et Temps de vie.	80
7.1	Mésons de l'interaction nucléon-nucléon.	96
7.2	Identification des contributions du méson ρ et du champ coulombien dans les énergies de couplage $\Delta_{1p}(p)$ et $\Delta_{1p}(n)$	101
7.3	Comparaison des principales caractéristiques des cibles polarisées envisagées.	110
7.4	Déviations des particules due à un champ magnétique de 1T sur 10 cm. . .	115

Chapitre 1

Introduction

La possibilité de produire des noyaux exotiques permet désormais d'explorer l'évolution du comportement des noyaux en fonction d'un nouveau degré de liberté : l'isospin. Comment évolue la structure interne du noyau loin de la stabilité? Les modèles du noyau restent-ils valables pour les noyaux exotiques?... Autant de questions qui peuvent trouver des réponses par l'étude des noyaux radioactifs. La découverte des noyaux à halos [TAN85, TAN88] ou celle des noyaux superdéformés [TWI86] ne sont que quelques exemples des nouveaux comportements mis en évidence expérimentalement ces dernières années. La compréhension de ces phénomènes et des nouvelles contraintes qu'ils imposent aux modèles est une étape essentielle vers une meilleure description du noyau et de ses propriétés.

L'observation de larges déformations pour des noyaux exotiques supposés magiques comme le ^{32}Mg pour $N=20$ [MOT95] ou le ^{44}S pour $N=28$ [GLA97] pose la question de l'évolution des fermetures de couche loin de la stabilité. Faut-il remettre en question le modèle en couches nucléaire tel qu'il est formulé actuellement et postuler une forte dépendance des potentiels en fonction de l'isospin? Le cas de la fermeture de couche $N=28$ est exemplaire en ce sens qu'elle est la première fermeture de couche qui doit sa naissance aux réarrangements des couches de l'oscillateur harmonique en fonction du moment angulaire et du couplage spin-orbite. Les premières indications expérimentales [SOR93, SOR95] d'un affaiblissement de cette fermeture de couche en-dessous du ^{48}Ca ouvrent un nouveau champ d'investigation pour étudier l'évolution du modèle en couche standard loin de la stabilité. Jusqu'ici, les données expérimentales n'ont pas apporté d'éléments vraiment décisifs pour proposer une interprétation de l'affaiblissement ou de la disparition de cette fermeture de couche. En particulier, aucune coexistence de formes, prédite par la plupart des calculs théoriques, n'a été mise en évidence expérimentalement dans cette région. Dans ce contexte, l'apport de nouvelles mesures de masses pouvait apporter une somme d'informations précieuses. Directement reliée à l'énergie de liaison, la masse est l'une des quantités fondamentales associées au noyau puisqu'elle renferme les contributions de toutes les interactions qui se produisent au cœur de celui-ci. La comparaison des énergies de liaison de noyaux voisins permet par exemple d'estimer leur énergie de liaison relative. Cette considération est capitale lorsqu'il s'agit d'estimer la persistance d'une fermeture de couche, c'est-à-dire la persistance d'une région d'exceptionnelle stabilité.

La dépendance du potentiel spin-orbite en fonction de l'isospin, prédite par les calculs de champ moyen relativiste (RMF) [LAL95, LAL98], peut jouer un rôle essentiel dans la persistance ou la disparition de la fermeture de couche $N=28$. Il s'avère très difficile, en spectroscopie, de découpler la contribution du couplage spin-orbite de celle de la déformation. Nous avons donc mené une étude de prospective sur la mesure du potentiel spin-orbite à travers les phénomènes de polarisation dans

la diffusion nucléon-noyau [SAR97].

Ce travail de thèse s'est essentiellement articulé autour d'une expérience de mesures de masses de noyaux riches en neutrons autour de $N=28$. La mesure de l'énergie de liaison est, comme nous le verrons dans le premier chapitre, une signature très forte de l'existence d'une fermeture de couche. Le deuxième chapitre sera consacré à la description du principe de mesures de masses par temps de vol et du dispositif expérimental. Dans une troisième partie, nous présenterons quelques éléments d'analyse ainsi que les valeurs des nouvelles masses mesurées au cours de cette expérience. Une importante partie de ce chapitre sera dédiée à la discussion des barres d'erreur associées aux nouvelles masses. La quatrième partie sera consacrée uniquement à l'interprétation des résultats en rapport avec la problématique de la fermeture de couche $N=28$. Les données expérimentales seront confrontées à deux modèles microscopiques très différents, afin de proposer une interprétation la plus complète possible, et à des calculs que nous avons menés en collaboration avec des théoriciens. L'expérience nous a aussi permis de mesurer des masses autour de la fermeture de couche $N=20$. Dans une cinquième partie, nous étudierons donc l'apport de nouvelles masses dans cette région. Enfin, une étude théorique de la dépendance en isospin du potentiel spin-orbite et la possibilité de faire des expériences plus particulièrement axées sur sa mesure directe à l'aide des variables de polarisation seront examinées dans la dernière partie.

Chapitre 2

Phénoménologie des fermetures de couche

2.1 Le modèle de la goutte liquide

La première description satisfaisante des propriétés macroscopiques du noyau a été donnée en 1935 par Weiszäcker grâce au modèle semi-empirique de la goutte liquide [WEI35]. L'hypothèse de départ de ce modèle est d'assimiler les noyaux à des gouttes de matière nucléaire homogène et uniformément chargée. Microscopiquement, cela revient à faire une analogie entre l'interaction nucléon-nucléon dans le noyau et les liaisons inter-atomiques dans une goutte liquide. On retrouve donc dans la formule de Bethe-Weiszäcker les mêmes propriétés de volume, de surface et de charge que dans une goutte de fluide uniformément chargée. Pour un noyau A_ZX , l'énergie de liaison s'écrit :

$$B(N, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} + \text{termes correctifs} \quad (2.1)$$

avec $a_v = 15.5$ MeV, $a_s = 16.8$ MeV et $a_c = 0.72$ MeV.

Des termes correctifs ont été ajoutés pour rendre compte de propriétés plus spécifiques des noyaux comme l'asymétrie neutron-proton ou les corrélations d'appariement. Ce modèle empirique (car ajusté sur l'expérience) s'avère particulièrement efficace pour reproduire l'énergie de liaison d'un grand nombre de noyaux autour de la vallée de stabilité. (figure 2.1).

La comparaison avec les énergies de liaison expérimentales met néanmoins en évidence l'existence d'une structure sous-jacente dans le noyau qu'un modèle macroscopique ne peut pas reproduire.

2.2 Le modèle en couche nucléaire

Pour aller au-delà de la description macroscopique du noyau, il est indispensable de prendre en considération le mouvement des nucléons dans le noyau. On considère donc que chaque nucléon se déplace dans un champ moyen créé par les autres nucléons. De ce fait, la dynamique des nucléons dans le noyau peut être traitée au 1^{er} ordre comme un problème à 2 corps auquel on ajoute éventuellement des corrélations résiduelles.

Historiquement, le premier modèle en couche fut développé pour la physique atomique afin d'expliquer les transitions électroniques dans l'atome. L'observation de structures similaires dans le noyau a conduit les physiciens à en rechercher un analogue pour la physique nucléaire. Le problème s'est avéré bien plus complexe puisqu'il s'agissait de décrire le mouvement des nucléons non pas dans un champ coulombien comme pour les électrons mais dans un milieu gouverné par l'interaction nucléon-nucléon.

L'un des potentiels les plus couramment utilisés provient de l'analogie entre le champ

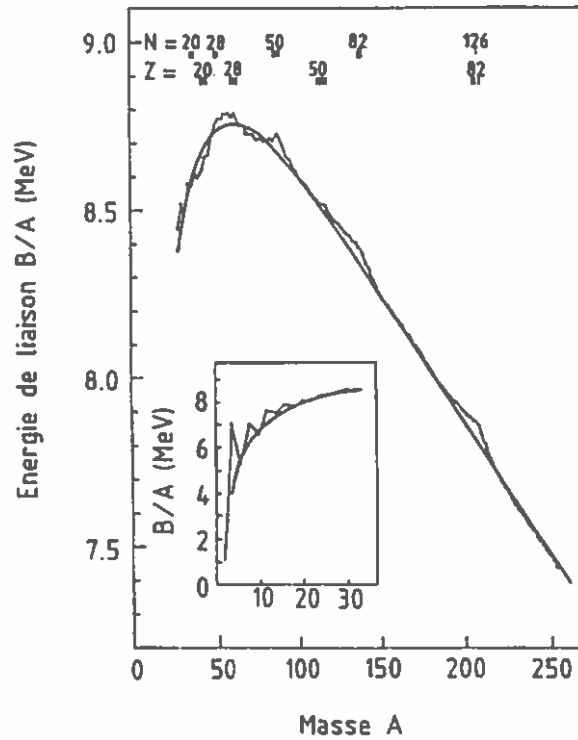


Figure 2.1 – Comparaison entre les énergies de liaison par nucléon expérimentales des noyaux proches de la vallée de stabilité et celles obtenues par le modèle de la goutte liquide. Des configurations spécifiques de neutrons et de protons confèrent à certains noyaux une plus grande stabilité (i.e. une plus grande énergie de liaison par nucléon) [GRE53, MAT65].

moyen du noyau et un ensemble de billes reliées par des ressorts.

$$V(r) = -V_0 + \frac{m\omega_0^2}{2}r^2 \quad (2.2)$$

où V_0 est la profondeur du puits central et le rayon R du noyau tel que $V(R)=0$. Dans le cadre d'un modèle de particules indépendantes, l'évolution microscopique d'un nucléon i dans le noyau est alors décrite par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \Psi_i(\vec{r}, t) = (T_i + V_i) \Psi_i(\vec{r}, t) \quad (2.3)$$

d'où l'on déduit les états propres $E_N = \hbar\omega_0(N+3/2)$. Malheureusement, l'expérience montre que cette vue simpliste n'est pas suffisante pour reproduire la complexité de l'organisation du noyau. En 1954, Woods et Saxon proposèrent une forme de potentiel plus réaliste [WOO54] :

$$V_{ws}(r) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (2.4)$$

avec R , le rayon moyen du noyau et a , la diffusivité du potentiel.

Ce potentiel est néanmoins trop complexe pour pouvoir obtenir des solutions analytiques. On recourt donc tout de même à l'oscillateur harmonique auquel on ajoute un terme pour tenir compte de la forme « évasée » du potentiel. On peut montrer que l'ajout d'une perturbation en r^4 dans l'oscillateur harmonique pour simuler un potentiel de Wood-Saxon revient à ajouter un terme $-Dl^2$ où D est un paramètre ajusté pour reproduire les déplacements de niveaux de $-D\hbar^2 l(l+1)$. Ce terme entraîne une levée de dégénérescence en fonction du moment cinétique orbital l .

A partir de ce potentiel, il apparaît très clairement une structure en couche comparable à celle des électrons dans l'atome, mais la séquence de remplissage des nucléons dans ces couches (i.e. nombres magiques) ne correspond pas à celle observée expérimentalement.

En 1948-49, D.Haxel, J.Jensen et H.Suess [HAX49] et M.G.Mayer [MAY49] indépendamment montraient qu'il était possible d'obtenir la bonne séquence de nombres magiques si l'on levait la dégénérescence sur les états de spin dans une même sous-couche, ce qui revient à ajouter au potentiel précédent un potentiel dépendant du couplage spin-orbite.

$$V(r) = V_{ws} - V_{ls} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.5)$$

où l désigne le moment cinétique orbital et s , le spin du nucléon. Une description plus détaillée du potentiel spin-orbite sera faite dans le dernier chapitre. La figure 2.2 montre l'évolution des premières couches de l'oscillateur harmonique lorsque l'on a appliqué les corrections en l^2 et spin-orbite.

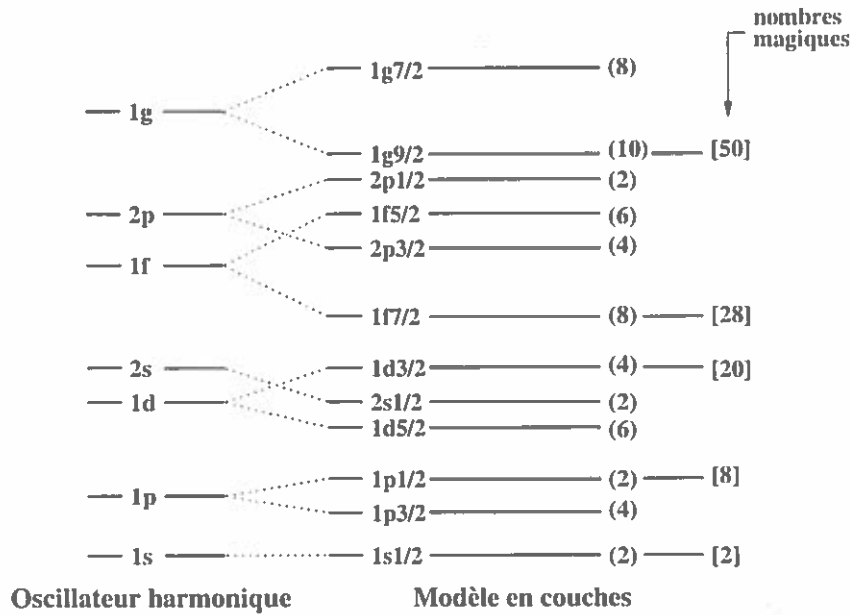


Figure 2.2 – Modèle en couche standard près de la vallée de stabilité jusqu'à N=Z=50

2.3 Propriétés des fermetures de couche

Les noyaux magiques (ou doublement magiques) possèdent quelques propriétés particulières. L'énergie de liaison moyenne des nucléons dans ces noyaux est plus grande que celle des autres noyaux de la région. Il est donc en moyenne plus difficile pour un noyau magique d'évaporer un nucléon. Dans le même temps, l'ajout d'un nucléon sur une couche supérieure tend à rendre le noyau formé moins stable que le précédent. On retrouve ici les propriétés des gaz rares en chimie qui ont une faible réactivité chimique du fait que leurs couches électroniques sont fermées. Il est possible d'estimer la force d'une fermeture de couche neutron en considérant l'énergie de séparation du dernier neutron S_n :

$$S_n(A, Z) = [M(A-1, Z) - M(A, Z) + M_n]c^2 \quad (2.6)$$

où $M(A, Z)$ désigne la masse du noyau A_ZX et M_n , la masse du neutron. Lorsqu'un neutron se trouve sur une couche supérieure, il faut moins d'énergie pour l'arracher que pour ceux qui se situent dans la couche fermée. Une fermeture de couche sera donc signée par une diminution brutale de l'énergie de séparation du dernier neutron. Notons qu'afin de s'affranchir des corrélations d'appariement, on considère habituellement l'énergie de séparation des deux derniers neutrons, S_{2n}

$$S_{2n}(A, Z) = [M(A-2, Z) - M(A, Z) + 2M_n]c^2 \quad (2.7)$$

En spectroscopie, lorsqu'une couche est fermée, l'excitation de particules se fait

nécessairement sur la couche suivante qui se trouve bien plus haut en énergie. Un noyau magique aura donc un premier état excité plus haut en énergie que ses voisins. On peut donc signer une fermeture de couche en mesurant l'évolution des énergies des états 2^+ autour de celle-ci.

Afin d'illustrer ces propriétés, la figure 2.3 montre l'évolution des énergies de séparation du dernier neutron S_n et des énergies d'excitation des 2^+ dans les isotopes de l'Argon ($Z=18$), du Calcium ($Z=20$) et du Titane ($Z=22$) [TOI96, SCH96].

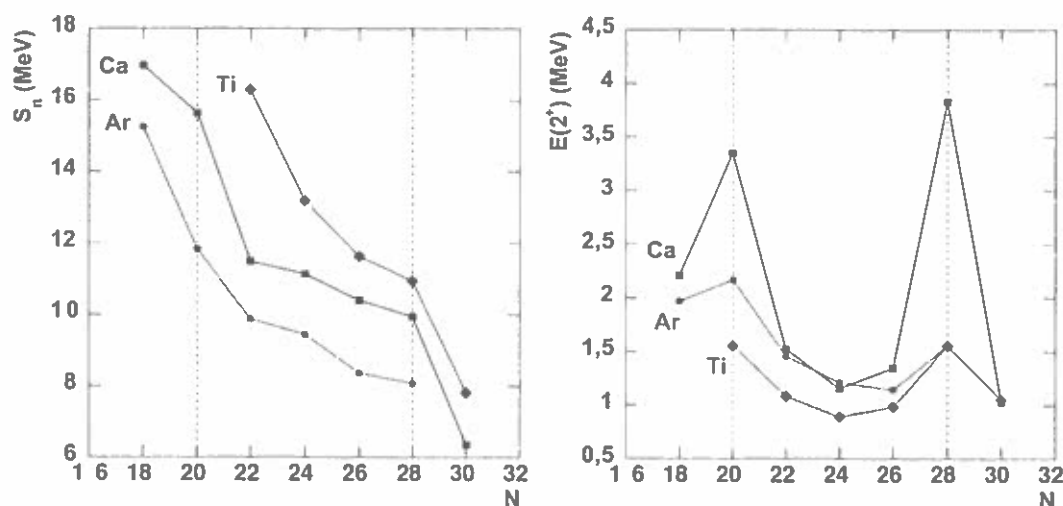


Figure 2.3 – Evolution des énergies de séparation du dernier neutron, S_n , et des énergies d'excitation 2^+ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes d'Argon, de Calcium et de Titane.

Sur la figure de gauche, on voit bien la chute de l'énergie de séparation après les fermetures de couches $N=20$ et $N=28$. Bien que l'effet semble plus prononcé sur les isotopes de Calcium, les fortes diminutions de S_n sont indiscutables pour les isotopes d'Argon après $N=20$ et de Titane après $N=28$. En ce qui concerne l'énergie des 2^+ , sur la figure de droite, la signature de la magie en neutron est particulièrement spectaculaire pour les isotopes du Calcium, puisque l'effet se cumule avec la magie en protons $Z=20$. L'augmentation de l'énergie du premier état excité est moins évidente pour $Z=18$ et $Z=22$. Ceci provient du fait que le noyau se comporte rarement comme on le décrit à l'aide d'un modèle de particules indépendantes. Dans la majorité des cas, les excitations de particules sont le résultat de phénomènes collectifs. Cette signature peut donc parfois être ambiguë.

2.4 Magie et déformation

Pour les noyaux magiques, on peut montrer que les fonctions d'onde de ses niveaux sont à symétrie sphérique. Ce n'est pas le cas de la plupart des noyaux

qui ont plutôt des configurations déformées. Afin de décrire les états de particules indépendantes dans un noyau déformé, S.G. Nilsson a considéré en 1955 une base d'oscillateur harmonique anisotropique [NIL55]. Dans le cas d'une symétrie axiale (Oz), le potentiel utilisé par Nilsson est de la forme :

$$V = -V_0 + \frac{1}{2}m[\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2] \quad (2.8)$$

avec :

$$\omega_{\perp}^2 = \omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2(1 + \frac{2}{3}\delta) \quad (2.9)$$

$$\omega_z^2 = \omega_0^2(1 - \frac{4}{3}\delta) \quad (2.10)$$

et $\delta = \Delta R/R_0$, le paramètre de déformation défini par le rapport entre la différence des deux axes du noyau ellipsoïdal et le rayon du noyau sphérique de même volume [EIS70].

L'anisotropie a pour effet de lever la dégénérescence $(2j+1)$ des couches sphériques. Il ne subsiste plus que la dégénérescence d'ordre 2 des états de spin. Sur la figure 2.4, on peut voir l'évolution des couches en fonction de la déformation pour N et Z inférieurs à 50. Les valeurs positives de déformation correspondent à une déformation « prolate », les valeurs négatives à une déformation « oblate ». Lorsque la déformation augmente, on observe que les écarts en énergie signant les configurations magiques disparaissent progressivement en faisant apparaître d'autres « gaps » en énergie qui sont responsables de la stabilité de certains noyaux déformés.

Pour diverses déformations, il existe donc de nombreuses régions pour lesquelles les densités de niveaux sont faibles, ce qui peut être un bon argument pour définir le caractère magique d'une configuration. Toutefois, on pourra ici faire la différence entre les nombres (pseudo-)magiques définis par ce critère et les nombres magiques usuels associés aux fermetures des couches majeures.

2.5 Conséquences astrophysiques

Dans les modèles astrophysiques, la structure nucléaire a une influence déterminante sur le processus de création des éléments lourds dans les étoiles. Dans les derniers instants de l'étoile sont produits la majorité des noyaux lourds au-dessus du ^{56}Fe . Lorsque l'étoile a épuisé l'ensemble de ces réserves, sa température et sa taille augmentent jusqu'à l'explosion finale (Nova ou Supernova). Lors de ce cataclysme, la synthèse des noyaux lourds est décrite par un processus de captures neutroniques rapides, le *processus r* [CAM57]. Dans un tel environnement, des densités de neutrons supérieures à 10^{20} cm^{-3} peuvent être obtenues. Les temps caractéristiques de capture neutronique deviennent alors très inférieurs aux temps de vie (ordre de

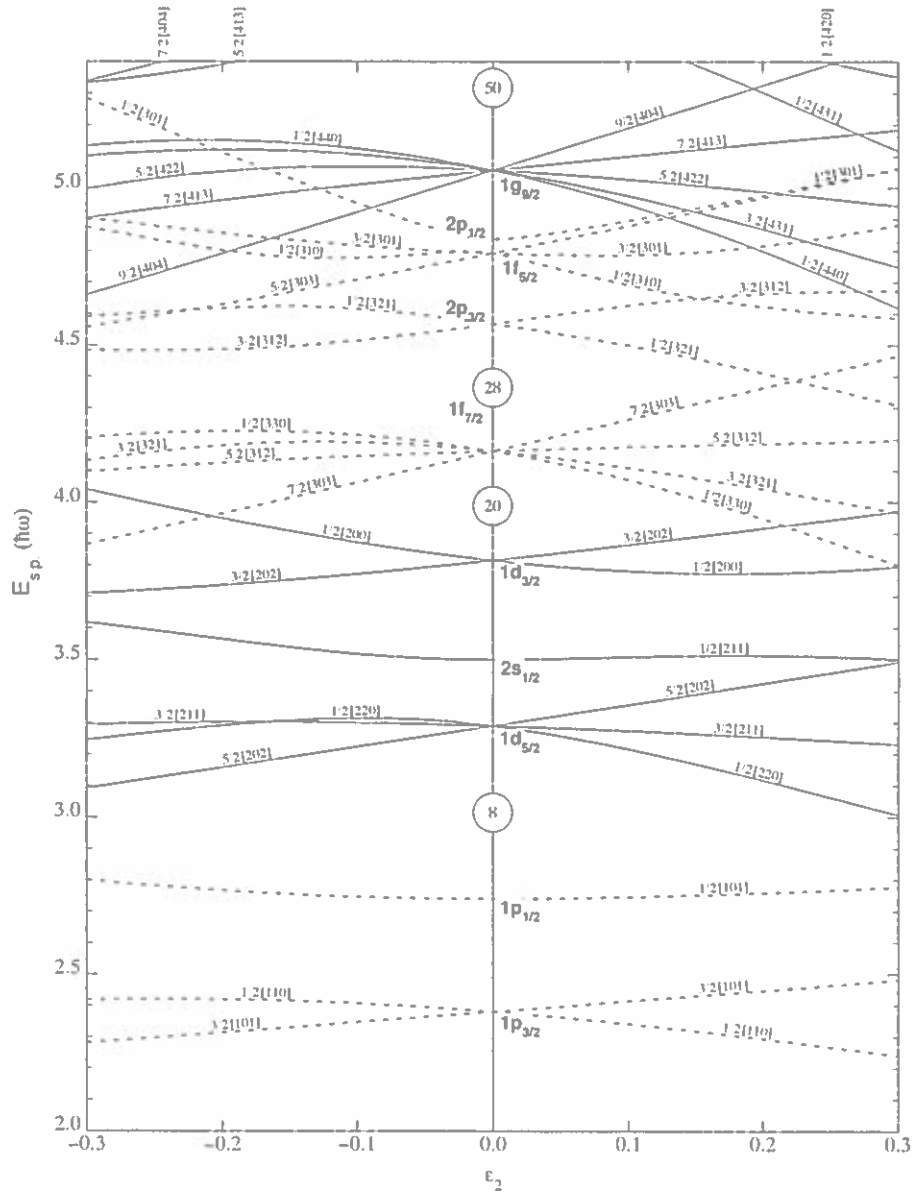


Figure 2.4 – Orbitales de Nilsson en fonction du paramètre ϵ_2 .

grandeur : quelques 10^{-4} s) d'un très grand nombre de noyaux même très riches en neutrons.

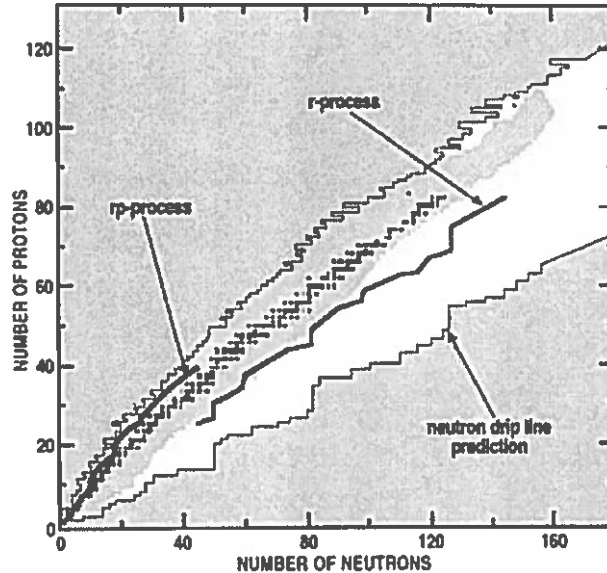


Figure 2.5 – Processus de capture neutronique rapide (r-process)

Comme on peut le voir sur la figure 2.5, ce processus se déroule très loin de la stabilité. La connaissance de la structure nucléaire des noyaux très riches en neutrons est essentielle dans ce modèle. La synthèse des noyaux stables est issue de la décroissance α et β de tous les noyaux exotiques produits durant l'ultime étape de la vie de l'étoile. Pour estimer les proportions de noyaux stables résultant d'un tel processus, il est nécessaire de connaître les temps de vie et les énergies de séparation du dernier neutron S_n des noyaux exotiques par lesquels le processus r est susceptible de passer ainsi que leur section efficace de capture neutronique. La figure 2.6 montre ces sections efficaces pour $E=30\text{keV}$ en fonction du nombre de neutrons [ROL88].

On constate que les sections efficaces de capture neutronique chutent brusquement de deux ordres de grandeur autour des fermetures de couche du fait que ces noyaux sont très réfractaires à la capture d'un neutron supplémentaire. En raison de l'allongement des temps de capture qui en résulte, le processus s'arrête momentanément et les noyaux décroissent par radioactivité β . Les fermetures de couche constituent des points d'attente (ou « waiting points ») du processus r [SEE65]. Celui-ci repart lorsque les temps de vie des noyaux sont suffisamment grands pour qu'une capture neutronique soit à nouveau probable. Globalement, on obtient une bonne description des taux d'abondance des éléments dans l'univers à l'aide de ce modèle. Néanmoins, il subsiste des zones situées autour des pics d'abondance aux masses 130

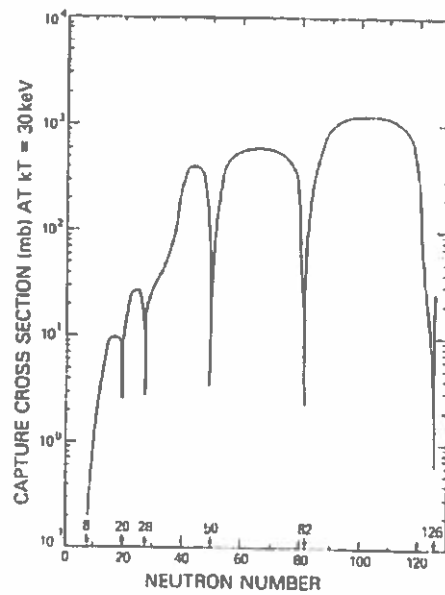


Figure 2.6 – Sections efficace de capture neutronique

et 195 pour lesquelles ces taux sont très mal reproduits. Pour plus d'informations sur les processus de formation des noyaux dans les étoiles, on pourra consulter le livre de C.E. Rolfs et W.S. Rodney « *Cauldrons in the Cosmos* » [ROL88].

Il faut ici remarquer que tous ces calculs se basent sur des sections efficaces de capture neutronique mesurées pour des noyaux stables, et extrapolées pour les noyaux riches en neutrons. En cas d'affaiblissement ou de disparition d'une fermeture de couche, ces probabilités de capture seraient sous-estimées. Des calculs récents [PFE97] ont par exemple montré que les désaccords observés pouvaient être considérablement réduits dans l'hypothèse de tels affaiblissements (figure 2.7).

L'étude de la fermeture de couche $N=28$ pour les isospins élevés constitue un bon laboratoire pour estimer la validité de cette hypothèse. La compréhension des raisons de son affaiblissement pourrait permettre de prédire des phénomènes similaires auprès d'autres fermetures de couche prenant part directement au processus de création des éléments lourds dans les étoiles.

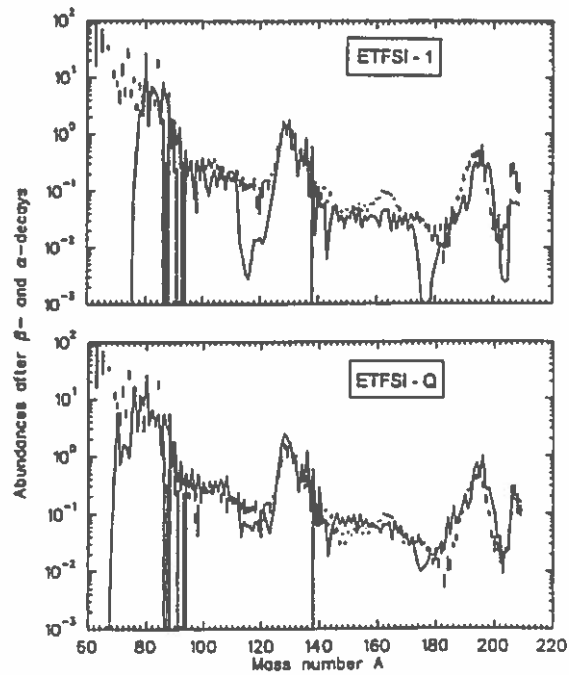


Figure 2.7 – Comparaison entre les taux d'abondance expérimentaux et calculés à partir d'un modèle astrophysique du processus r en incluant les valeurs S_n de 2 formules de masses différentes. Un meilleur accord est obtenu en utilisant la formule de masses ETFSI-Q (Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral - Quenched) qui présuppose un affaiblissement des fermetures de couche loin de la stabilité [PFE97].

Chapitre 3

Mesures directes de masses par temps de vol

Le choix de la méthode de mesures de masses est essentiellement déterminé par trois facteurs. D'une manière générale, l'étude des noyaux loin de la stabilité est limitée par leurs taux de production. Différentes techniques de mesure de masses (pour une revue détaillée, on pourra consulter la référence [MIT97]) ont été développées en fonction de la gamme d'énergie des accélérateurs de faisceaux radioactifs. La première contrainte est donc associée aux taux de production de ces noyaux et aux équipements disponibles auprès de ces accélérateurs. Le second facteur est la précision avec laquelle on désire mesurer une ou plusieurs masses, cette contrainte sur la résolution est directement fonction des motivations physiques de l'expérience. La dernière contrainte est propre aux techniques de mesures de masses. Certaines techniques nécessitent en effet de piéger les ions radioactifs pendant un temps qui peut être supérieur aux temps de vie des noyaux à étudier. L'adéquation de ces trois contraintes fait que, généralement, l'expérience de mesures de masses proprement dite ne peut être réalisée seulement qu'auprès d'un ou deux accélérateurs dans le monde.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, il est possible de signer la persistance ou la disparition d'une fermeture de couche en regardant l'évolution de l'énergie de liaison dans les chaînes isotopiques. Avant la présente expérience, peu de masses étaient connues autour de $N=28$ pour les noyaux légers riches en neutrons. Pour réaliser cette étude, il était donc nécessaire de mesurer un grand nombre de masses en une seule expérience. Le choix s'est donc porté sur une méthode de mesure de masses qui permettait tant de mesures en une seule fois : les mesures directes par temps de vol. Dans ce chapitre, nous allons donc décrire le principe de ces mesures de masses qui a déjà permis de mesurer les masses d'un grand nombre de noyaux riches en neutrons auprès du spectromètre SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie du Ganil) [BIA89] au GANIL et TOFI (Time Of Flight Isochronous spectrometer) [WOU85] à Los Alamos. Nous présenterons ensuite la technique de production du faisceau secondaire ainsi que le dispositif expérimental.

3.1 Principe et résolution de la méthode

Cette technique réside dans la mesure du temps de vol des ions et de leur identification dans un spectromètre. Au GANIL, il s'agit donc d'exploiter la longueur de vol disponible entre la sortie du spectromètre Alpha [REB83] et le plan focal de SPEG, soit 82m environ (voir figure 3.1).

Quatre expériences de mesures de masses similaires ont déjà été réalisées au GANIL, trois d'entre elles portant sur des noyaux riches en neutrons [GIL86, GIL87, ORR91] et la dernière sur des noyaux riches en protons [CHA96].

Soit une particule de masse m , de charge q et de vitesse v soumise, dans un champ magnétique B , à la force de Lorentz. Son mouvement est décrit par la relation

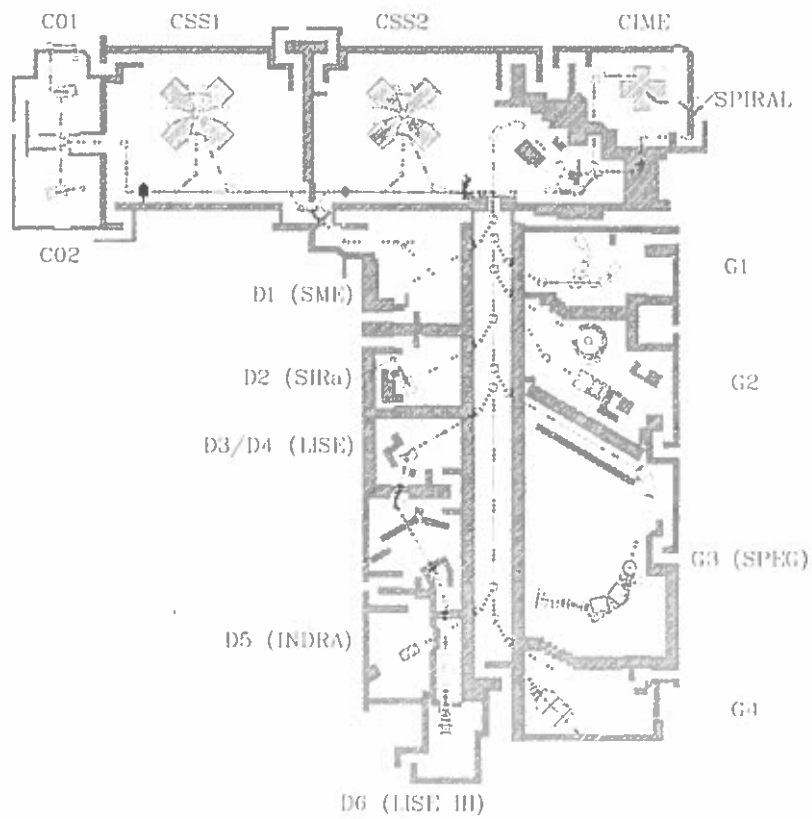


Figure 3.1 – Plan de l'accélérateur et des aires expérimentales

fondamentale de la dynamique :

$$m \frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (3.1)$$

Dans le cas où le champ magnétique est uniforme et perpendiculaire à \vec{v} , on montre que la trajectoire de la particule est circulaire de rayon de courbure ρ dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. On obtient alors une relation simple entre toutes les grandeurs physiques citées plus haut :

$$B\rho = \frac{mv}{q} \quad (3.2)$$

Afin de se libérer des caractéristiques intrinsèques d'un dipôle, il est usuel de traiter le produit $B\rho$ comme un seul paramètre appelé rigidité magnétique.

La vitesse v des ions peut être mesurée grâce à une mesure de temps sur une distance de vol connue :

$$v = \frac{L_{vol}}{T_{vol}} \quad (3.3)$$

avec $T_{vol} = T_{stop} - T_{start}$, T_{start} et T_{stop} étant les instants entre lesquels la mesure est effectuée. La longueur de vol pouvant être considérée constante en première approximation dans un dispositif achromatique, la masse d'un ion correctement identifié dont on connaît l'état de charge peut être déduite simplement de la mesure de la rigidité magnétique et du temps de vol de l'ion considéré. La masse au repos m_0 s'écrit alors :

$$\gamma m_0 = \frac{qB\rho}{L_{vol}} T_{vol} \quad (3.4)$$

où γ est le facteur de correction relativiste pour une masse en mouvement :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.5)$$

avec $\beta = v/c$ et c la vitesse de la lumière.

Depuis 1960, la masse du ^{12}C sert de référence absolue (et arbitraire!) pour les masses atomiques. L'unité de masse atomique (u) est définie par le douzième de la masse du ^{12}C :

$$1 u = \frac{m(^{12}\text{C})}{12} \quad (3.6)$$

soit $1u = 931.494 \text{ MeV}/c^2$. Cette valeur inclut la contribution des électrons à la masse totale. À partir de cette définition, la masse d'un noyau ${}^A_Z X_N^{q+}$ s'écrit :

$$m_0 c^2 = A \cdot u \cdot c^2 + \Delta M \cdot c^2 - q \cdot m_e c^2 - \Delta E_{el} \quad (3.7)$$

avec $m_e c^2 = 0.511$ MeV, la masse au repos de l'électron et ΔE_{el} , la contribution de l'énergie de liaison des électrons. L'excès de masse atomique ΔM correspond à une correction fine sur la masse, caractéristique du noyau considéré. Calculons l'énergie de liaison du noyau E_L définie par la différence entre la masse du noyau et la somme de ces constituants :

$$E_L + \Delta E_{el} = m_0 c^2 - (Z.m_p + N.m_n + (Z - q).m_e)c^2 \quad (3.8)$$

avec m_p et m_n , les masses au repos respectivement du proton et du neutron connues avec une très grande précision. Que l'on considère la masse du noyau ou son énergie de liaison, c'est en réalité l'excès de masse atomique qui contient toute l'information que l'on extrait des mesures de masses puisque les autres termes sont bien connus. Ainsi, par exemple, si l'on considère l'ensemble des noyaux de masse 40 connues (soit $40 \text{ u} = 37260 \text{ MeV}/c^2$), toutes ces masses ne diffèrent pourtant que de quelques dizaines de MeV/c^2 les unes des autres. L'excès de masse à mesurer ne représente donc déjà qu' $1/1000$ ème de la masse totale du noyau dans cette région. La séparation de deux noyaux de masse 40 n'est possible que si l'on fait une mesure au moins 10 fois plus précise mais l'on ne pourra étudier les propriétés microscopiques du noyau qu'à partir d'une mesure au moins encore 10 fois plus précise soit une précision relative en masse de l'ordre de 10^{-5} .

Evaluons la précision expérimentale que l'on peut obtenir par les mesures de masses par temps de vol. La résolution obtenue sur les masses dépend de la résolution sur la mesure de temps de vol et sur celle de la rigidité magnétique.

$$\frac{\Delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\Delta T_{vol}}{T_{vol}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B\rho}{B\rho}\right)^2} \quad (3.9)$$

La résolution typique en $B\rho$ de SPEG en mode dispersif est de l'ordre de 10^{-4} . Au GANIL, la vitesse typique des ions est de l'ordre d'un tiers de la vitesse de la lumière, ce qui nous permet d'évaluer le temps de vol autour de la microseconde. Dans les précédentes expériences, la résolution en temps était d'environ 2.5×10^{-4} , soit 250 ps. Finalement, la résolution en masse du dispositif expérimental est de l'ordre de 3×10^{-4} . Pour obtenir une précision en masse meilleure que 10^{-5} , il faut donc obtenir un nombre d'événements N_{evt} tel que :

$$\frac{\Delta m}{m\sqrt{N_{evt}}} < 10^{-5} \quad (3.10)$$

soit au moins quelques centaines d'événements par noyau.

A l'erreur statistique, il est nécessaire d'ajouter les erreurs systématiques qui proviennent du recalage des masses de référence sur leurs valeurs déjà mesurées et disponibles dans la table de masses d'Audi et Wapstra [AUD97]. Pour calibrer

les masses dans une telle expérience, il est en effet indispensable d'avoir un grand nombre de masses de référence qui constitue autant de points d'ancrage pour l'interpolation et l'extrapolation des masses inconnues. L'estimation des erreurs systématiques, toujours très délicate dans ce type d'expérience, sera discutée à la fin de l'analyse.

3.2 Production des noyaux riches en neutrons

La production de faisceaux radioactifs peut être assurée par différents mécanismes en fonction de la région de masses à peupler. Aux énergies du GANIL (50 à 100A.MeV), il est possible de fragmenter un faisceau primaire sur une cible de production. Bien que les fragments issus de la réaction soient globalement focalisés vers l'avant et relativement piqués en énergie, les lignes de faisceau standard n'ont pas une acceptance angulaire suffisante pour transmettre les fragments avec une intensité suffisante. Dans le but d'accroître la transmission des noyaux exotiques, un dispositif de lentilles magnétiques a été installé entre la sortie du second cyclotron CSS2 et l'entrée du spectromètre Alpha: SISSI (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intenses) [JOU91]. Une revue des performances de SISSI pourra être trouvée à la référence [COR96].

Le choix du faisceau primaire de ^{48}Ca s'est imposé naturellement puisque c'est le noyau stable riche en neutrons le plus proche de la région que l'on souhaite étudier. Ce faisceau avait déjà été utilisé dans une expérience de mesures de masses similaire [ORR91]. Une attention particulière a été portée au choix de la cible qui devait permettre à la fois d'optimiser les taux de production des noyaux riches en neutrons et de produire un nombre suffisant de masses de référence. La difficulté consistait à ne pas noyer les détecteurs sous un flot de noyaux déjà connus. À l'aide du code INTENSITY [WIN92], des calculs de taux de production ont été effectués pour différentes épaisseurs de Tantale. La distribution de fragments étant plus large lorsque l'on augmente l'épaisseur de la cible (voir figure 3.2), l'idée a donc été de combiner plusieurs épaisseurs de cibles de façon à générer une large distribution de masses connues et inconnues, sans toutefois effondrer les taux de production des noyaux exotiques par rapport à ceux des noyaux de référence.

Afin de limiter l'échauffement produit par le faisceau sur la cible, la cible de SISSI est en rotation. Une cible crénelée a été réalisée de façon à alterner sous faisceau des épaisseurs de $250\text{mg}/\text{cm}^2$, $450\text{mg}/\text{cm}^2$ et $550\text{mg}/\text{cm}^2$ respectivement pendant 1%, 10% et 89% du temps (voir figure 3.3). De cette façon, on garantit la production de masses de référence avec une statistique suffisante, tout en privilégiant la production des noyaux exotiques la plupart du temps. Il est possible de déplacer la cible verticalement d'1 cm environ. Ce crénelage a été réalisé sur une largeur de 5 mm afin de pouvoir repasser à tout moment sur la cible d'épaisseur maximale au cas où les taux de production des états de charge du ^{48}Ca ou des noyaux de références

3.2. Production des noyaux riches en neutrons

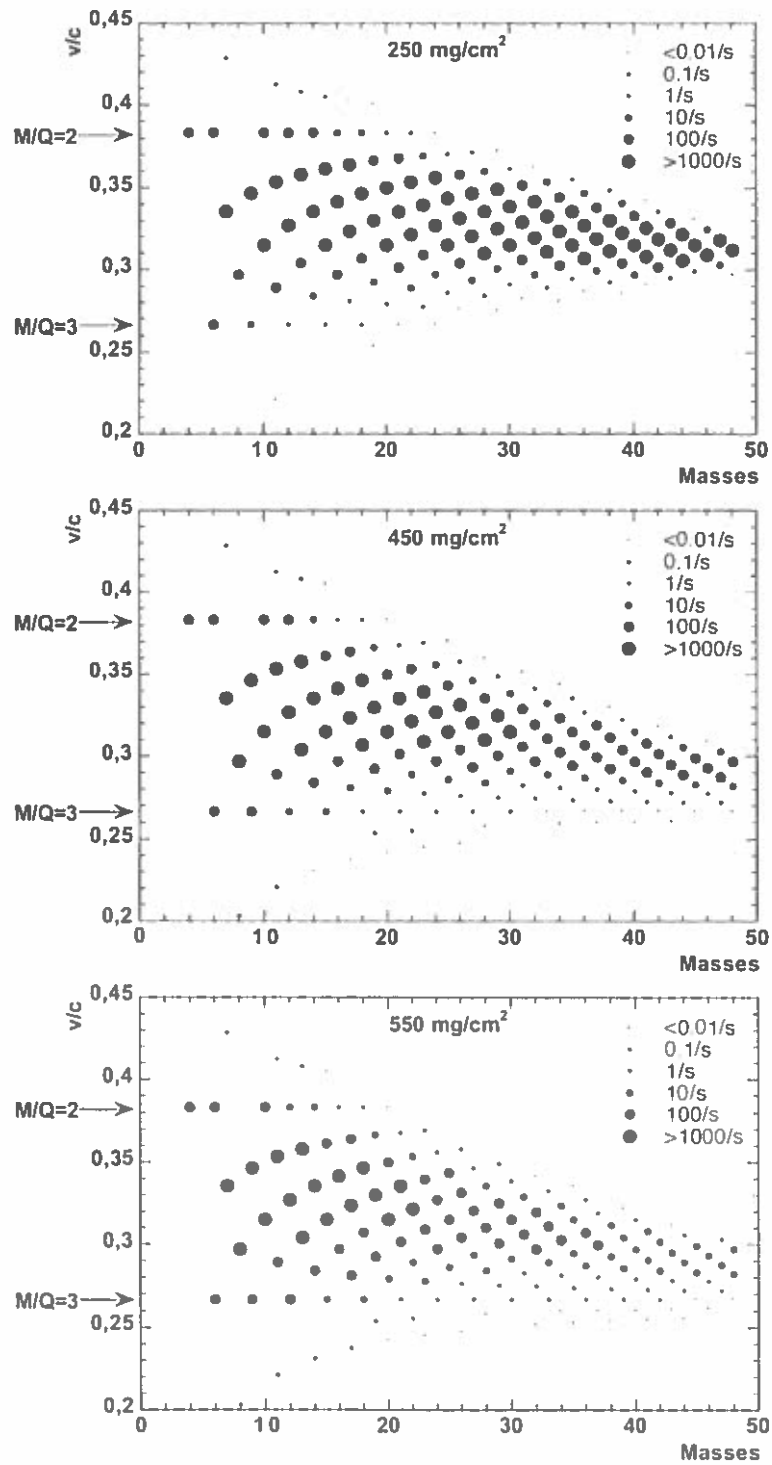


Figure 3.2 – Taux de production estimés par INTENSITY pour le réglage en $B\rho=2.58$ T.m avec les différentes épaisseurs de cible.

s'avaient trop élevés.

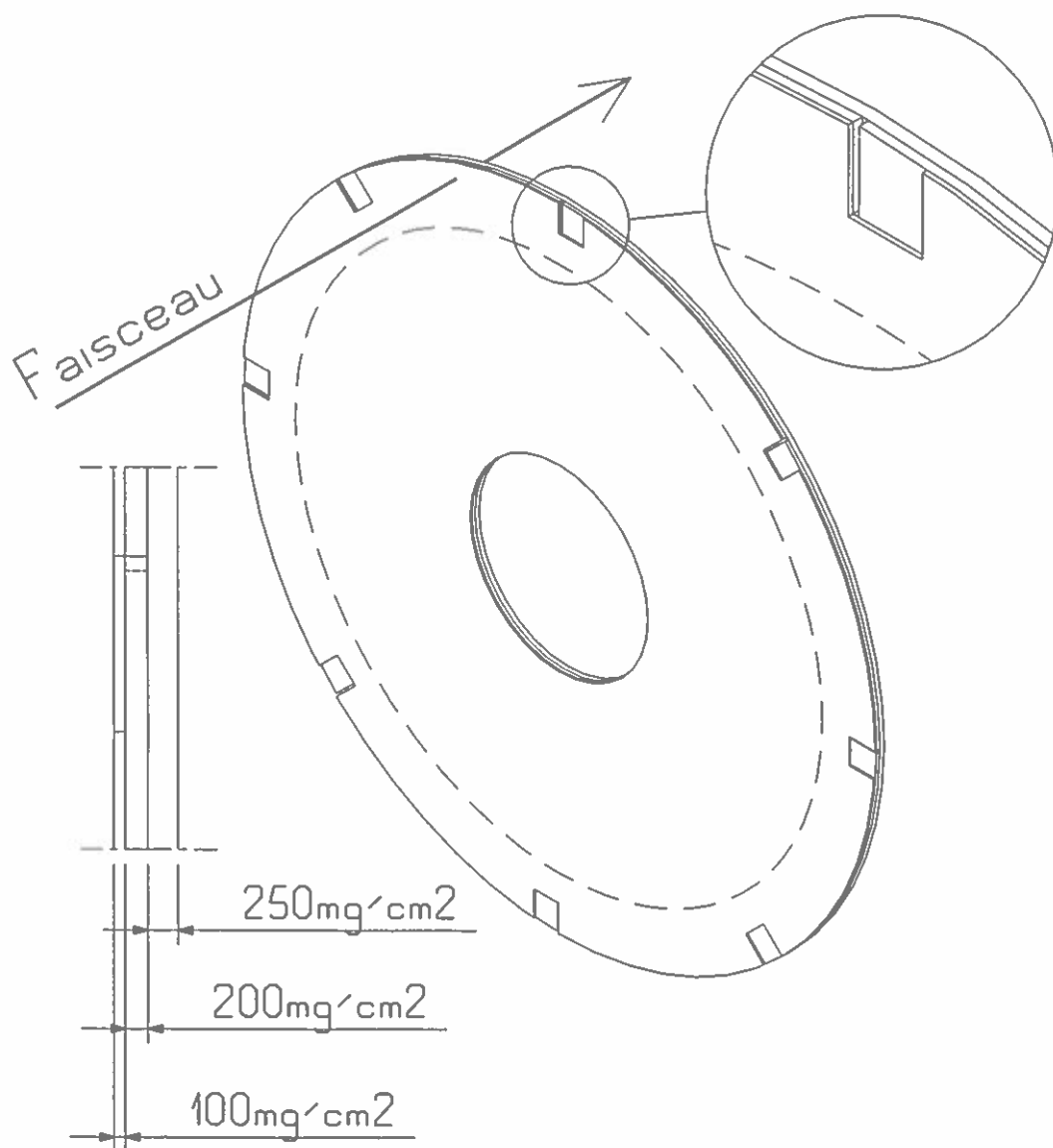


Figure 3.3 - Cible de Tantalé utilisée pour la production des noyaux riches en neutrons

Afin d'optimiser la production des noyaux riches en neutrons, deux réglages en $B\rho$ différents ont été réalisés. Le premier $B\rho$ à 2.73 T.m permettait l'optimisation de la production des noyaux légers autour de la fermeture de couche $N=20$, le second $B\rho$ à 2.58 T.m était optimisé pour la production de noyaux plus lourds autour de $N=28$.

3.3 Description du dispositif expérimental

3.3.1 Remarque générale concernant le dispositif expérimental

Les mesures de masses sont des mesures de haute précision. Du point de vue du dispositif expérimental, cela implique que les équipements, les détecteurs et l'électronique utilisés soient à la fois performants et bien connus. On entend ici par « bien connus », la capacité que l'on a à corriger leurs imperfections. Par la suite, nous nous attacherons donc à mettre l'accent sur les paramètres essentiels de chaque détecteur pour l'expérience, sans nécessairement le décrire en détail. Au final, il faut garder à l'esprit que la précision finale sur la masse est dépendante de la résolution intrinsèque du dispositif expérimental.

3.3.2 SPEG

Le spectromètre SPEG (figure 3.4) est constitué d'une ligne d'analyse couplée à un spectromètre. C'est un dispositif doublement achromatique, ce qui signifie que la trajectoire des particules est indépendante de la rigidité magnétique $B\rho$ du faisceau incident. Dans un tel dispositif, on peut montrer que les longueurs de vol de toutes les particules sont identiques. Cette propriété est très importante pour les mesures de masses. Notons ici que le transport du faisceau de SISSI au point objet de SPEG est aussi achromatique. La connaissance très précise de la rigidité magnétique des particules est un paramètre essentiel, aussi est-il nécessaire de prendre en compte les effets de la dispersion en moment qui résulte de l'acceptance totale en $B\rho$ du spectromètre. De la relation :

$$\frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0} = \frac{p - p_0}{p_0} = \delta \quad (3.11)$$

avec $B\rho_0$ et p_0 respectivement, la rigidité magnétique et l'impulsion caractéristiques de la trajectoire centrale. En posant $\Delta B\rho = B\rho - B\rho_0$, on déduit que la rigidité magnétique $B\rho$ peut s'écrire :

$$B\rho = B\rho_0 \left(1 + \frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} \right) = B\rho_0 (1 + \delta) \quad (3.12)$$

où δ est la dispersion en moment. Au plan image de l'analyseur, en optique dispersive, la position X_A des trajectoires est dépendante de la dispersion en moment (environ 10 cm/%). A cet endroit particulier, la dispersion se traduit par une détérioration de la résolution en temps de vol puisque les noyaux ne mettent pas tout à fait le même temps sur toutes les trajectoires (figure 3.5). Le dispositif étant doublement achromatique, toutes les trajectoires convergent ensuite en un même point du plan image du spectromètre. Une mesure de position au plan focal du spectromètre

X_S permet de s'affranchir de la taille de l'objet. On peut alors montrer que la dispersion en moment d'un noyau δ peut s'exprimer en fonction de ces deux positions par la relation :

$$\delta = a \cdot X_A + b \cdot X_S \quad (3.13)$$

Comme la correction de la dispersion peut se faire indifféremment sur la rigidité magnétique ou sur le temps de vol des noyaux, la correction consiste à rendre le temps de vol mesuré indépendant des positions X_A et X_S . Les détecteurs de position seront décrits dans le paragraphe suivant. En ce qui concerne les spectromètres, on pourra retrouver une description très complète de leurs propriétés dans le cours de W. Mittag à l'Ecole Joliot-Curie 1994 [MIT94].

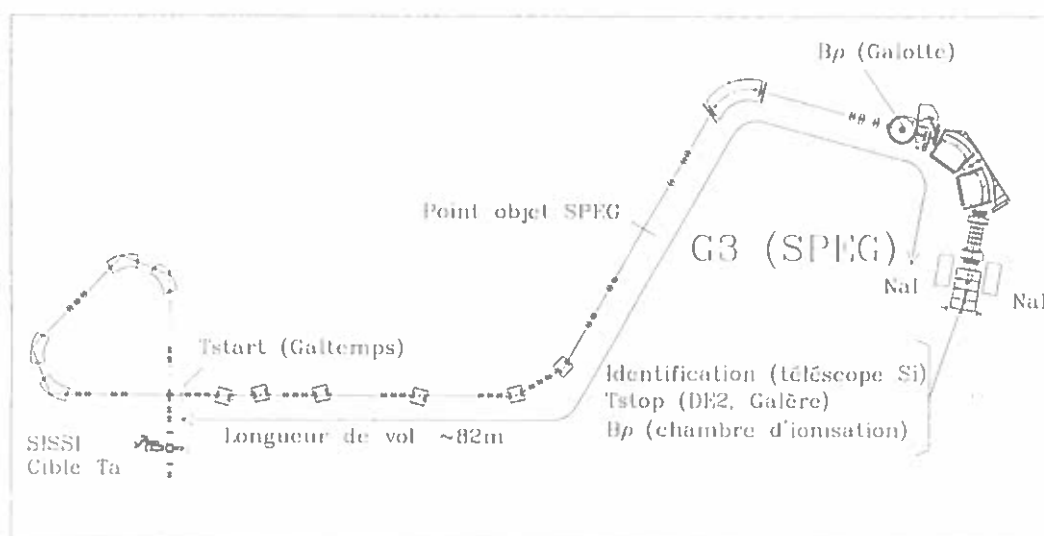


Figure 3.4 – Dispositif expérimental

3.3.3 Mesure précise du $B\rho$ des noyaux

Comme nous venons de le voir, deux détecteurs de position sont nécessaires pour corriger l'effet de la dispersion en moment des noyaux incidents. Le premier, Galotte, a été installé au plan focal de l'analyseur. Le second détecteur, une petite chambre à dérive, est situé au plan focal image du spectromètre. La méthode de correction de la dispersion en moment sera décrite dans la partie consacrée à l'analyse.

Galotte

Galotte est un des détecteurs à galettes de microcanaux développés au GANIL [ODL96] pour avoir des mesures de temps performantes et une bonne résolution en

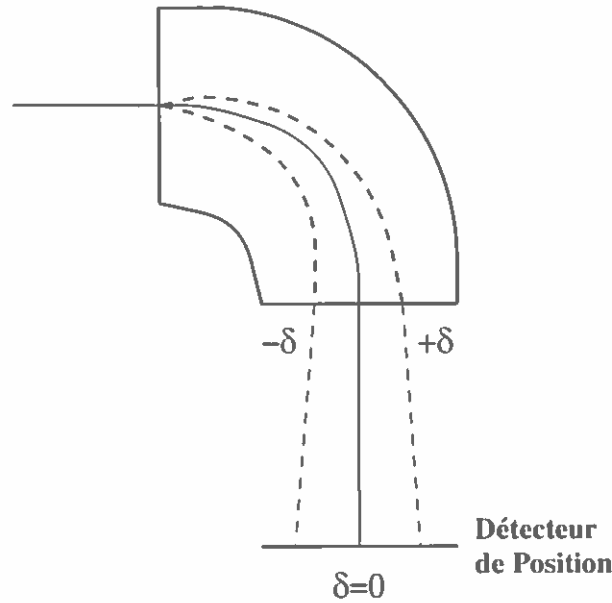


Figure 3.5 – Dépendance de la position en fonction de la dispersion à la sortie d'un dipôle.

position sans intercepter le faisceau. Le faisceau traverse une feuille émissive en arrachant des électrons. Ces électrons sont accélérés par un champ électrique vers un système de galettes à microcanaux qui produit une amplification du signal électronique d'un facteur de l'ordre de 10^6 . En sortie, le signal est recueilli sur un dispositif de localisation à l'aide de lignes à retard (voir figure 3.6). Une résolution en temps de 200-300 ps et spatiale de 0.5 mm ont été obtenues. En cours d'expérience, l'efficacité globale de Galotte a été mesurée à 80% par rapport au trigger de l'acquisition (Silicium DE2).

Petite chambre à dérive

La mesure de position au plan focal de SPEG est réalisée par une petite chambre à dérive conçue à l'origine pour reconstruire les trajectoires sur la ligne de transport de SPEG événement par événement avec des hauts taux de comptage (jusqu'à 10^6 particules par seconde) [MAC96]. Cette chambre à dérive est constituée de 4 modules identiques qui mesurent indépendamment le temps de dérive des ions dans les 4 directions (voir figure 3.8). A partir de ces quatre signaux, il est possible de déterminer le point de passage du noyau dans la chambre. L'association de deux chambres de ce type permet la reconstruction complète de la trajectoire (détermination de X , Y , θ et ϕ).

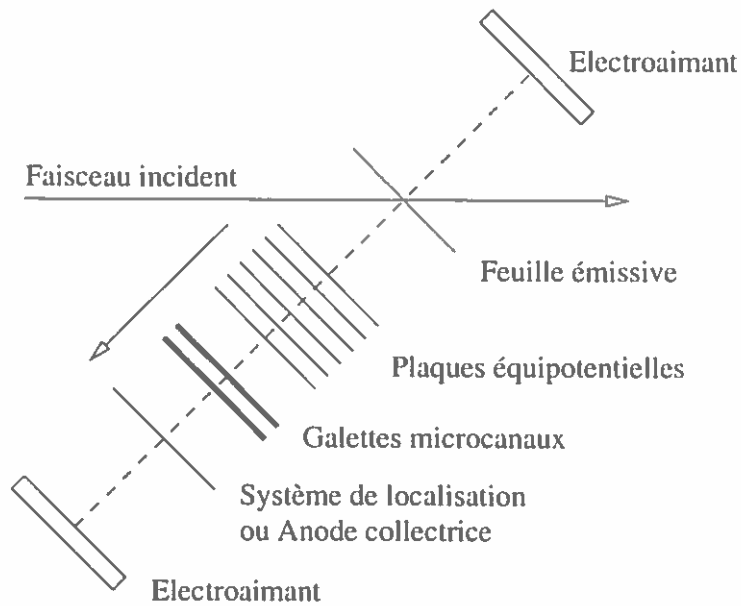


Figure 3.6 – Détecteurs à gallettes microcanaux du GANIL (Galotte, Galère et Galtemps)

PA	Préamplificateur	A	Amplificateur
AFRA	Amplificateur Rapide	AND	Coïncidence ET
AFR2	Amplificateur Rapide	OR	Coïncidence OU
CFD	Discriminateur à Fraction Constante	TDC	Codeur de Temps
DGG	Générateur de Porte	QDC	Codeur de Charge
TAC	Convertisseur Temps-Amplitude	F IN	OU Logique ou
ADC	Convertisseur Analogique-Digital	F OUT	Analogique

Tableau 3.1 – Définitions des modules d'électronique

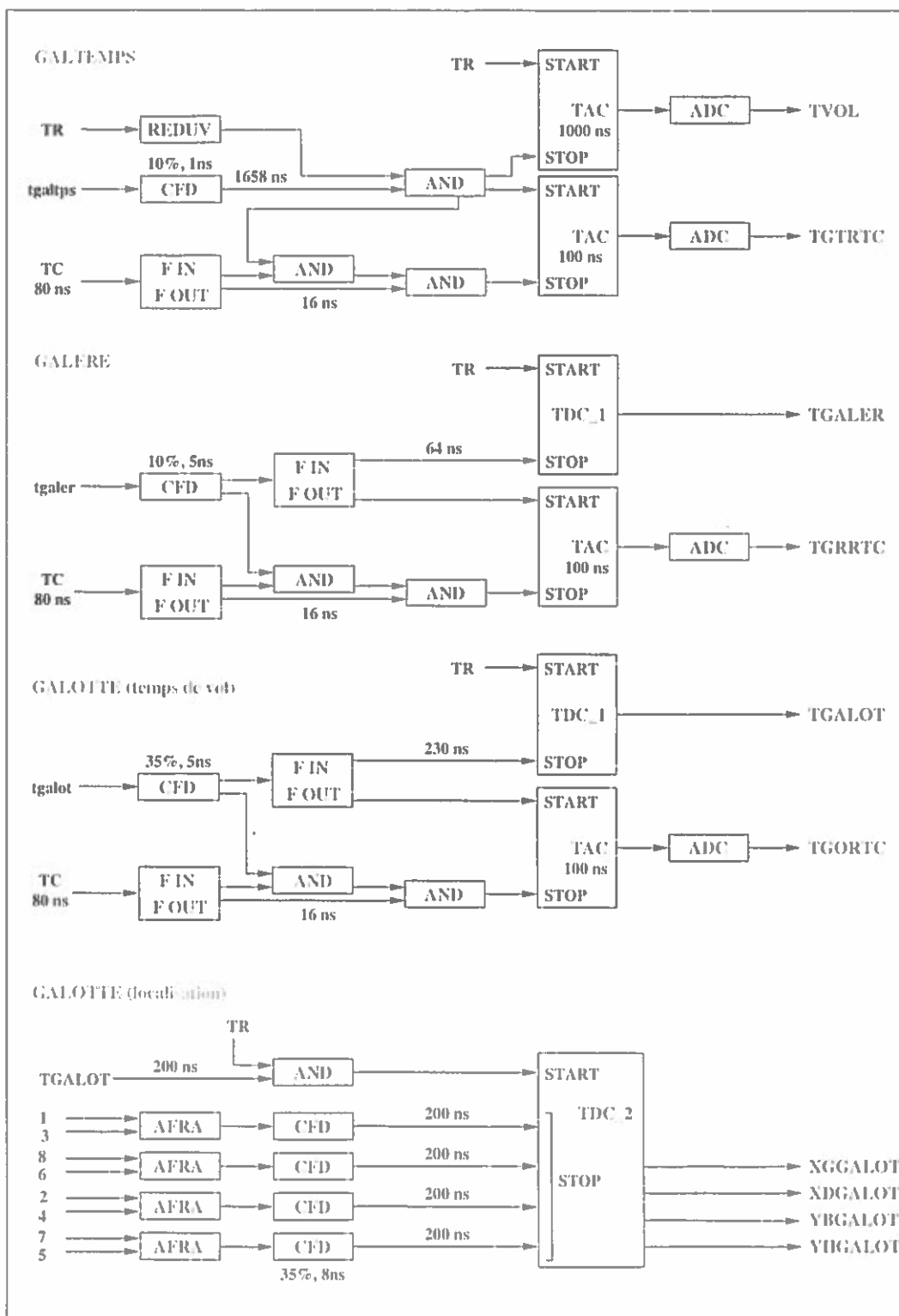


Figure 3.7 – Electroniques associées aux détecteurs à galettes microcanaux.

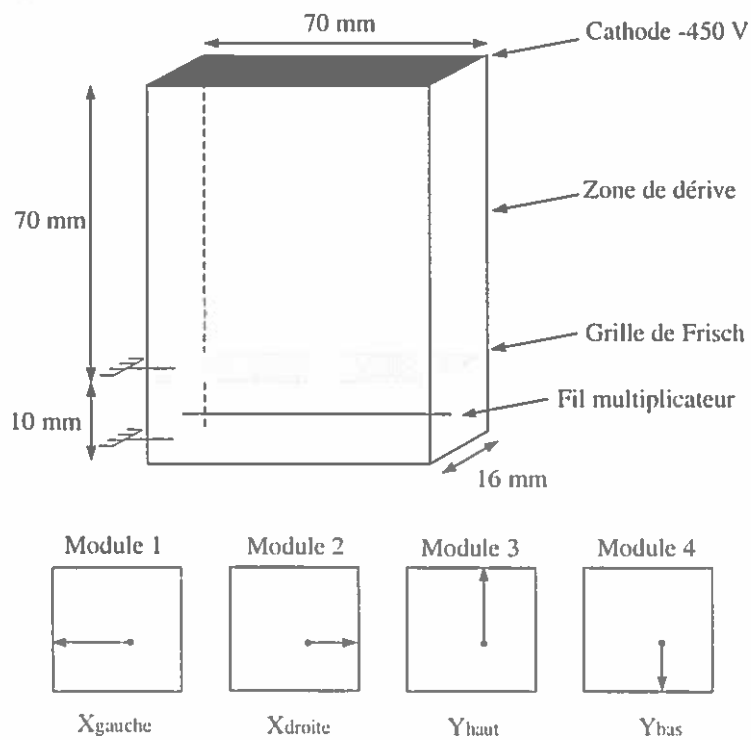


Figure 3.8 – Schéma de la petite chambre à dérive.

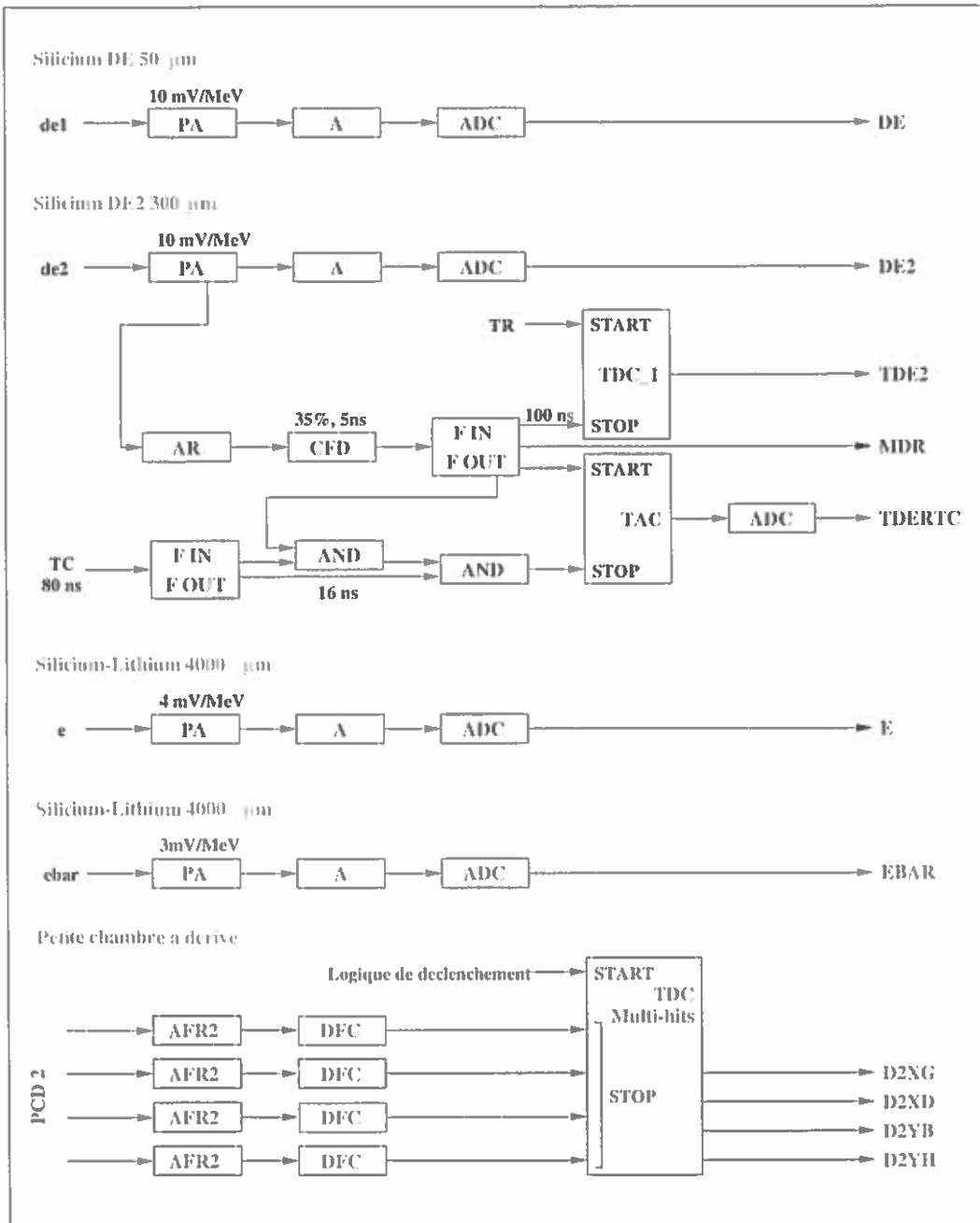


Figure 3.9 – Electroniques associées au télescope Si et à la petite chambre à dérive.

3.3.4 Mesure du temps de vol

La mesure du temps de vol est assurée par deux détecteurs à galettes microcanaux assez semblables à Galotte, sauf que le dispositif de localisation est remplacé par une anode collectrice qui facilite la collection rapide du signal. Le premier, Galtemps, est installé à la sortie de l'Alpha. La collection des électrons est réalisée à partir d'un dispositif magnétique un peu différent mais le principe ne change pas. Le second, Galère, est installé derrière la petite chambre à dérive au plan focal de SPEG. En cours d'expérience, l'efficacité de Galtemps a été mesurée de l'ordre de 90% tandis que celle de Galère n'était que de 70%. Globalement, l'efficacité de ce type de détecteurs est d'autant meilleure que les ions incidents sont lourds, puisque le nombre d'électrons secondaires est proportionnel à la perte d'énergie des ions dans la feuille émissive.

3.3.5 Identification

L'identification des noyaux est réalisée en fin de parcours par un télescope composé de 2 détecteurs Silicium (DE et DE2) et de 2 détecteurs Silicium-Lithium (E et EBAR). Les deux premiers d'épaisseurs respectives $50\mu\text{m}$ et $300\mu\text{m}$ mesurent la perte d'énergie des ions. Le troisième, E, d'épaisseur 4mm, mesure l'énergie résiduelle de ces ions. Le dernier Silicium-Lithium, de même épaisseur que le précédent, est utilisé comme véto de manière à rejeter les événements provenant des particules légères. Ce détecteur s'est avéré précieux car le taux de comptage des particules légères a été plus élevé que ce que l'on attendait. L'efficacité de ce type de détecteurs étant voisin de 100%, le silicium DE2 a été choisi comme trigger pour l'expérience (signal TR). Un signal temps a aussi été extrait de ce détecteur pour avoir une mesure de temps en ligne et une électronique similaire à celle associée aux détecteurs à galettes microcanaux a été installée de façon à avoir une mesure redondante du signal T_{stop} . De ce fait, l'analyse a pu être réalisée en considérant deux mesures séparées (mais pas indépendantes) du temps de vol.

3.3.6 Recherche/Rejet des états isomériques

A part ^{132}Al dont un état isomérique a été observé [GIL87] puis mesuré [ROB96], aucun autre isomère n'a été mis en évidence auparavant dans la région de masses couverte par l'expérience. Dans le cas où le taux de production d'un isomère est élevé (possible en cas de production des noyaux par fragmentation), l'énergie « stockée » dans l'état isomérique peut fausser la masse mesurée par temps de vol. Un ensemble de 14 NaI monté en deux raquettes ainsi que 2 détecteurs Germanium étaient donc installés autour du Silicium d'implantation afin de détecter un éventuel gamma en coïncidence. Les coïncidences gamma sont supprimées lors de l'analyse des masses. L'analyse séparée de ces coïncidences gamma à l'aide des voies temps des 2 raquettes

NaI a permis de mettre en évidence la présence d'un isomère dans le ^{43}S . Ce point sera repris en détail dans la présentation des résultats.

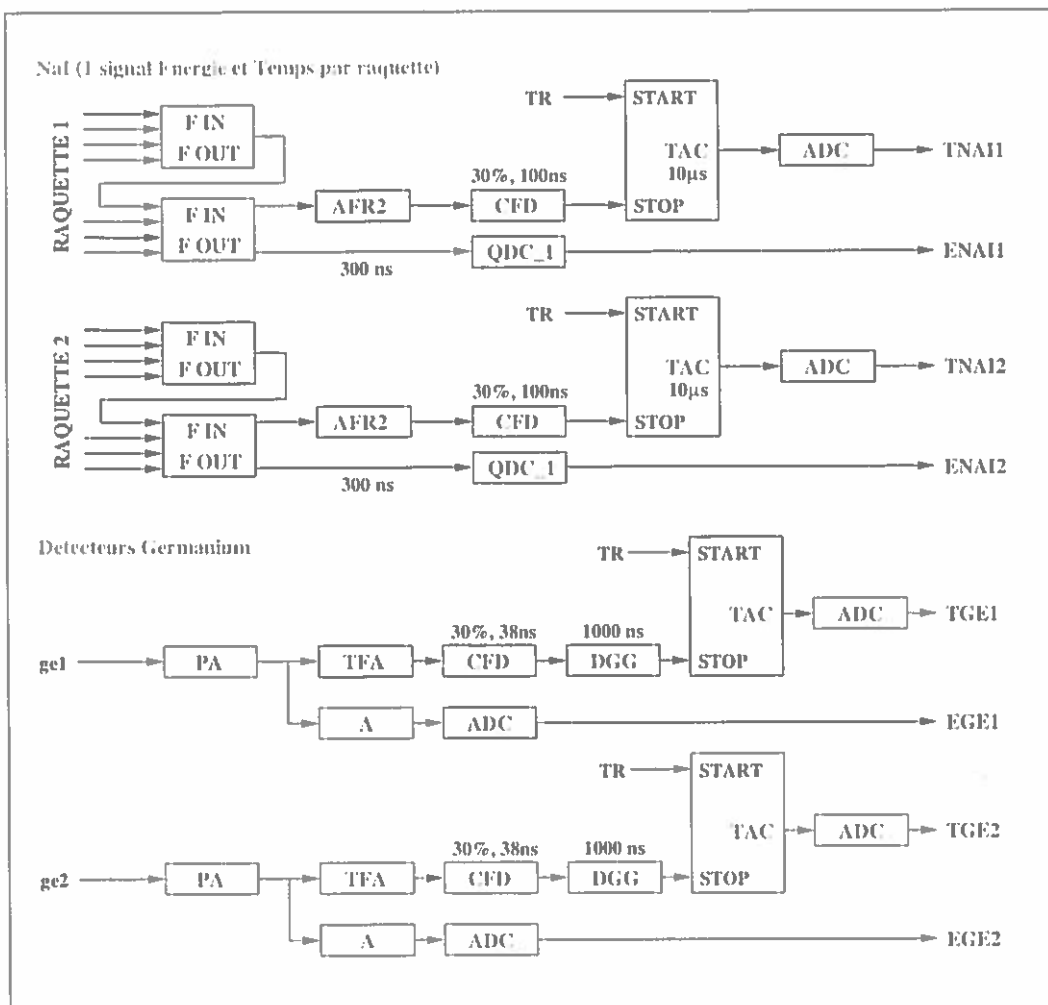


Figure 3.10 - Electroniques associées à la détection des Gammas

Chapitre 4

Eléments d'analyse

4.1 Identification des noyaux et sélections des événements

4.1.1 Quelques formules indispensables

Dans un premier temps, un travail d'identification et de sélection des événements est nécessaire pour ne retenir que les événements exploitables pour les mesures de masses. Durant cette partie de l'analyse, il n'est pas utile d'avoir des mesures de temps très précises (dans le sens des erreurs systématiques), la base de vol est suffisante pour pouvoir utiliser le temps de vol comme variable d'identification. Pendant l'expérience, une mesure directe du temps de vol (TVOL) entre Galtemps et le silicium DE2 est stockée pour chaque événement. Si l'on reprend la formule initiale reliant la rigidité magnétique aux caractéristiques du noyau en vol (M, Q et v), pour un faisceau monochromatique, on déduit que :

$$\frac{M}{Q} \propto T_{vol} \quad (4.1)$$

Le temps de vol est donc caractéristique du rapport M/Q . L'ambiguïté sur le rapport M/Q est levée par la mesure de la perte d'énergie des noyaux dans un détecteur Silicium (DE ou DE2). D'après la formule de Bethe [BET53], on a :

$$\Delta E \propto \frac{MZ^2}{E_{tot}} \quad (4.2)$$

A partir d'une matrice ΔE -Temps de vol, il est alors possible de faire une identification des noyaux. En exprimant E_{tot} , l'énergie totale, comme proportionnelle au produit mv^2 et puisque $v \propto T_{vol}^{-1}$, on en déduit que :

$$Z \propto \frac{\sqrt{\Delta E}}{T_{vol}} \quad (4.3)$$

Le numéro atomique des noyaux peut être assigné grâce à la combinaison de ces deux mêmes variables. En réalité, la formule de Bethe contient quelques termes supplémentaires qui font que la racine carrée associée à la perte d'énergie est remplacée couramment par une puissance légèrement différente (dépendante essentiellement du matériau traversé). La figure 4.1 représente une matrice d'identification « redressée », soit une matrice Z -Temps de vol.

Pour effectuer les premières étapes de sélection des événements, il reste à introduire l'identification en charge Q à l'aide de la variable de temps de vol. En effet, il est possible que les noyaux ne soient pas tous complètement épluchés. Dans ce cas, le rapport M/Q n'est pas identique au rapport M/Z . Ces états de charge différents peuvent alors se répartir dans d'autres zones de la matrice d'identification en fonction de leur rapport M/Q et se mêler de manière inextricable avec d'autres noyaux.

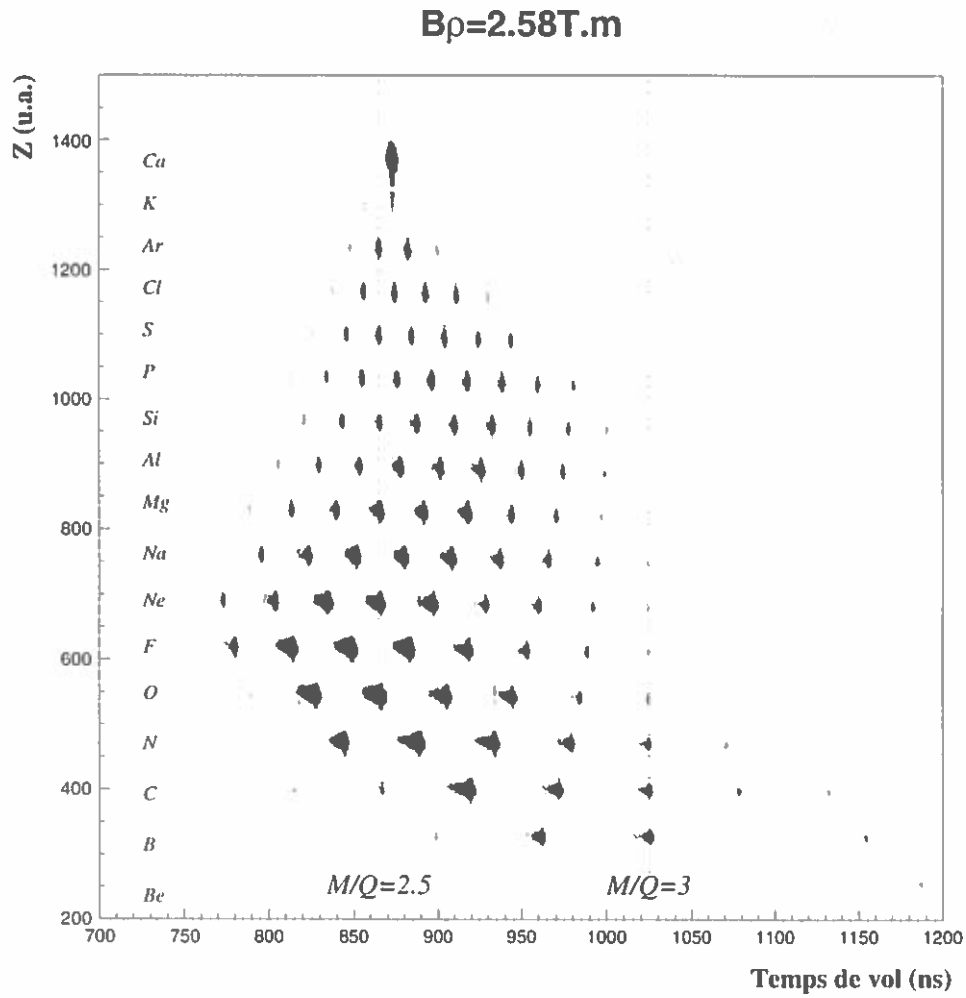


Figure 4.1 – Matrice d'identification $Z=f(T_{vol})$ après sélection des événements.

De l'expression $E \propto MT_{vol}^{-2}$, on déduit que :

$$M \propto E_{tot} \cdot T_{vol}^2 \quad (4.4)$$

et puisque $M/Q \propto T_{vol}$, on obtient finalement :

$$Q \propto E_{tot} \cdot T_{vol} \quad (4.5)$$

L'énergie totale est reconstruite à partir des pertes d'énergie dans les 2 détecteurs silicium DE et DE2 et de l'énergie résiduelle mesurée dans le détecteur silicium d'implantation E :

$$E_{tot} = \Delta E + \Delta E_2 + E \quad (4.6)$$

4.1.2 Sélection des événements

La première sélection consiste à ne conserver que les événements complets, c'est-à-dire ceux qui contiennent toutes les informations qui seront nécessaires dans l'analyse. Un rejet systématique des événements touchant le détecteur silicium veto EBAR nous a permis d'éliminer la contribution des particules légères.

La seconde sélection consiste à vérifier la réponse linéaire des détecteurs silicium de perte d'énergie en construisant une matrice DE-DE2. Cette sélection permet de faire un premier nettoyage de toutes les réactions qui ont pu se produire dans ces deux détecteurs. Les deux sélections suivantes sont effectuées sur les détecteurs de localisation en posant des contours sur le profil effectif du faisceau. Ces conditions un peu draconiennes sont indispensables pour le bon calcul de la dispersion qui agit significativement sur la résolution en temps de vol.

La dernière condition imposée consiste à éliminer les différents états de charge ($Q \neq Z$) qui ont pu être transmis. La sélection se fait à partir d'une matrice Q-Z (voir figure 4.2). Sur cette figure, on voit clairement que pour les Z élevés ($Z > 12$), il y a transmission de deux états de charge. Le contour appliqué sur cette matrice permet de sélectionner l'état de charge maximum pour chaque Z, soit $Q=Z$. Comme nous l'avons vu, la reconstitution de la charge fait intervenir l'énergie totale. Pour les $Z < 9$, on voit que cette énergie totale n'est pas toujours correctement reconstituée. Ceci provient du fait que les noyaux peuvent traverser le silicium d'implantation E sans toutefois laisser un signal dans le veto EBAR à cause des zones mortes. Une étude particulière a montré que ces événements correspondaient aux noyaux les moins exotiques en queue de distribution. Pour cette raison, afin de ne pas introduire de biais dans la détermination des masses, ces événements ont été rejetés.

Afin d'éliminer la contribution d'éventuelles réactions dans le télescope, des coupures ont été réalisées autour du pic prompt des spectres gammas en coïncidence dans une des raquettes NaI. Une fois les événements sélectionnés, il reste à construire la mesure de temps de vol sur laquelle repose toute la méthode.

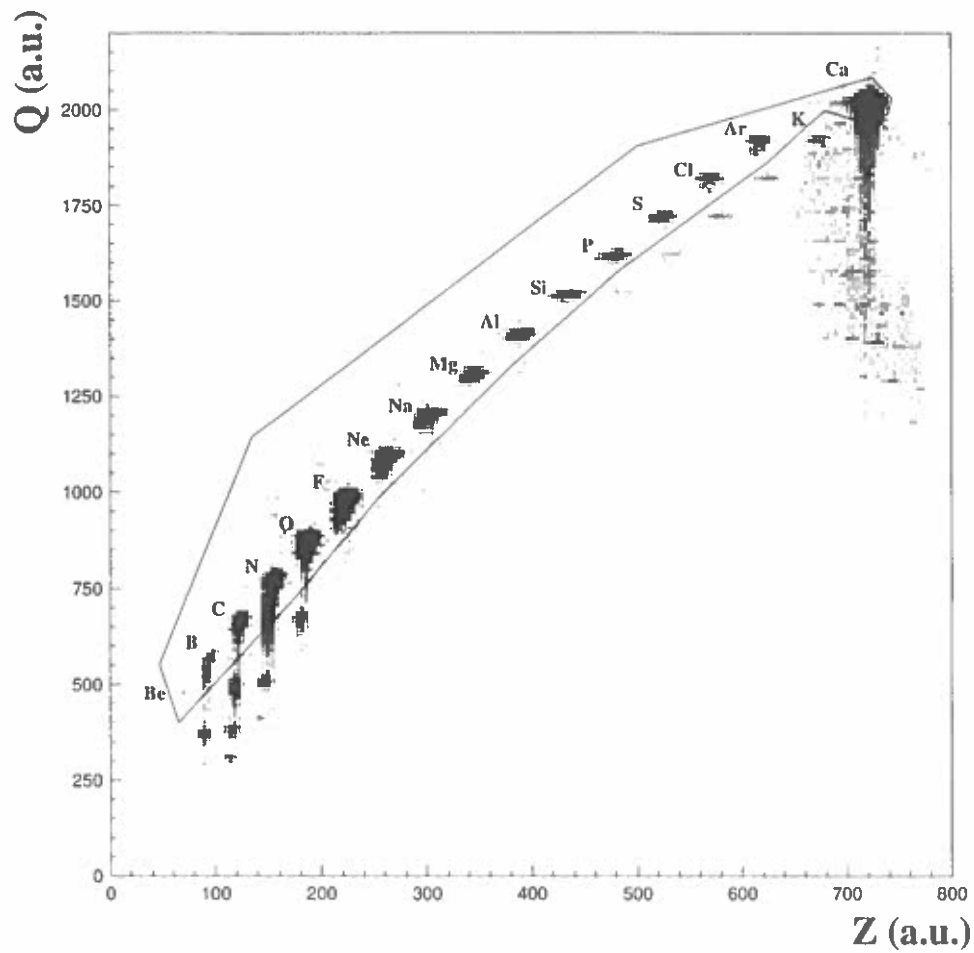


Figure 4.2 – Elimination des états de charges pour les noyaux de Z les plus élevés. Grâce à la même sélection, on a aussi éliminé les événements pour lesquels l'énergie totale était incomplètement reconstruite (noyaux de Z petits)

4.2 Ô Temps, suspend ton vol!

La mesure du temps de vol est évidemment l'un des points les plus cruciaux de l'analyse. Elle doit être plus précise que la résolution en temps intrinsèque des détecteurs et corrigée de toutes les dérives insidieuses du dispositif expérimental et des chaînes électroniques de traitement du signal. Un calcul simple permet de montrer que dans la région de masses qui nous intéresse une précision relative de 10^{-6} sur la masse correspond à environ 50keV, soit une précision de 1ps sur le temps de vol!

4.2.1 Comment mesurer précisément un temps...

Effectuons un calcul rapide pour estimer la précision typique d'une mesure de temps de vol de $1\mu s$. Dans la plupart des cas, le codage des temps est réalisé par la chaîne électronique suivante: la référence en temps du signal d'entrée est prise par un discriminateur à fraction constante (CFD) puis la différence de ce temps avec le signal trigger (TR) est codée en amplitude grâce à un convertisseur temps-amplitude (TAC). Le signal analogique est alors converti en donnée numérique par un ADC. Une telle chaîne d'électronique a par exemple été utilisée pour la variable TVOL entre Galtemps et DE2 (TR) (voir figure 3.7). Typiquement, un ADC code sur 13 bits, soit 8192 canaux. Pour une gamme de temps de $1\mu s$, chaque canal a alors une largeur de 120 ps, ce qui est de l'ordre de grandeur de la résolution en temps à obtenir. Une meilleure sensibilité est indispensable pour corriger les erreurs systématiques des mesures des temps de vol.

Afin d'augmenter la sensibilité du codage en temps, il suffit en fait de considérer toutes les mesures de temps par rapport aux battements d'une horloge (figure 4.3). Considérons une horloge (Time Calibrator) de période 80 ns, tout temps de vol mesuré peut alors s'écrire :

$$T_{vol} = T_{stop} - T_{start} + N \cdot TC + T_0 \quad (4.7)$$

avec respectivement T_{start}/T_{stop} , la mesure de temps entre le détecteur respectivement Start/Stop et le battement suivant du Time Calibrator. N correspond au nombre de périodes $TC=80$ ns qui s'est écoulé entre l'impulsion dans le détecteur Start et celle dans le détecteur Stop. La constante T_0 est ajustée et correspond au temps pendant lequel tous les noyaux sont encore en vol.

Nous avons ainsi ramené la mesure de temps de vol à deux prises de temps de 80ns. Le codage par ADC (sur une gamme de 100ns) a alors une sensibilité d'environ 12ps par canal. Il est à noter que la résolution intrinsèque du Time Calibrator est environ deux ordres de grandeur meilleure que celle de la mesure. La période de 80 ns est définie à partir de l'horloge interne à quartz qui garantit une précision absolue bien meilleure que celle nécessaire pour la détermination du temps de vol

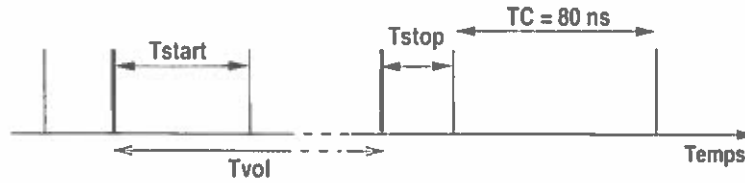


Figure 4.3 – Mesure des temps de vol à l'aide d'un Time Calibrator (TC)

des noyaux. En fait, la valeur absolue du temps n'intervient pas du fait que nous utilisons des noyaux de référence pour obtenir les masses. Plus explicitement, on peut écrire ici la procédure que nous utiliserons en fin d'analyse :

$$\frac{m_0}{q} = B\rho_0(1 + \delta) \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{T_{vol}}{L_{vol}} \cdot (a + b\frac{M}{Q} + cZ + \dots) \quad (4.8)$$

où a,b,c... sont des coefficients ajustés de manière à faire coïncider les masses expérimentales et les masses de référence. Comme on le voit, la valeur absolue du temps n'a aucune influence sur le résultat, tant que la détermination de γ est raisonnable.

4.2.2 ...exempt d'effets systématiques?

Même avec un tel dispositif, le temps de vol de chaque noyau reste corrélé à une zone de codage dans l'ADC dépendant du rapport M/Q (qui est, rappelons-le, proportionnel au temps de vol). Il en est de même pour les signaux individuels T_{start} et T_{stop} . La conséquence immédiate de cette corrélation est que les mesures de temps de vol sont sensibles aux non-linéarités différentielles de l'ADC. Les non-linéarités différentielles sont des variations de la valeur physique codée par canal. Considérons le codage de la gamme de 100ns par un ADC CES1610 (8192 canaux) ayant une non-linéarité différentielle de 1%, cela signifie que chaque canal pris individuellement code un intervalle de temps de 12 ± 0.12 ps (et ± 20 ps sur toute la gamme). Le problème est que cette erreur de codage par canal n'obéit pas à une règle précise, il s'agit d'oscillations autour de la valeur moyenne. La solution consiste à prendre le problème à sa source en décorrélant les battements de l'horloge et le passage des paquets d'ions. On crée alors des spectres en temps T_{start} et T_{stop} qui sont aléatoires pris individuellement mais dont la différence est toujours caractéristique du temps de vol de l'ion considéré, comme le montre la figure 4.4.

Les spectres aléatoires obtenus pour les variables de temps TGTRTC (Galtemps) pour T_{start} , TGRRTC (Galère) et TDERTC (Silicium DE2) pour T_{stop} , ont donc la propriété d'être semblables quelque soit le noyau considéré. Le codage des temps sur toute la gamme permet de visualiser les effets de non-linéarités différentielles. Puisque ces spectres sont aléatoires, chaque canal doit, à la statistique près, comporter le même nombre d'événements. Dans le cas où les canaux sont de largeurs

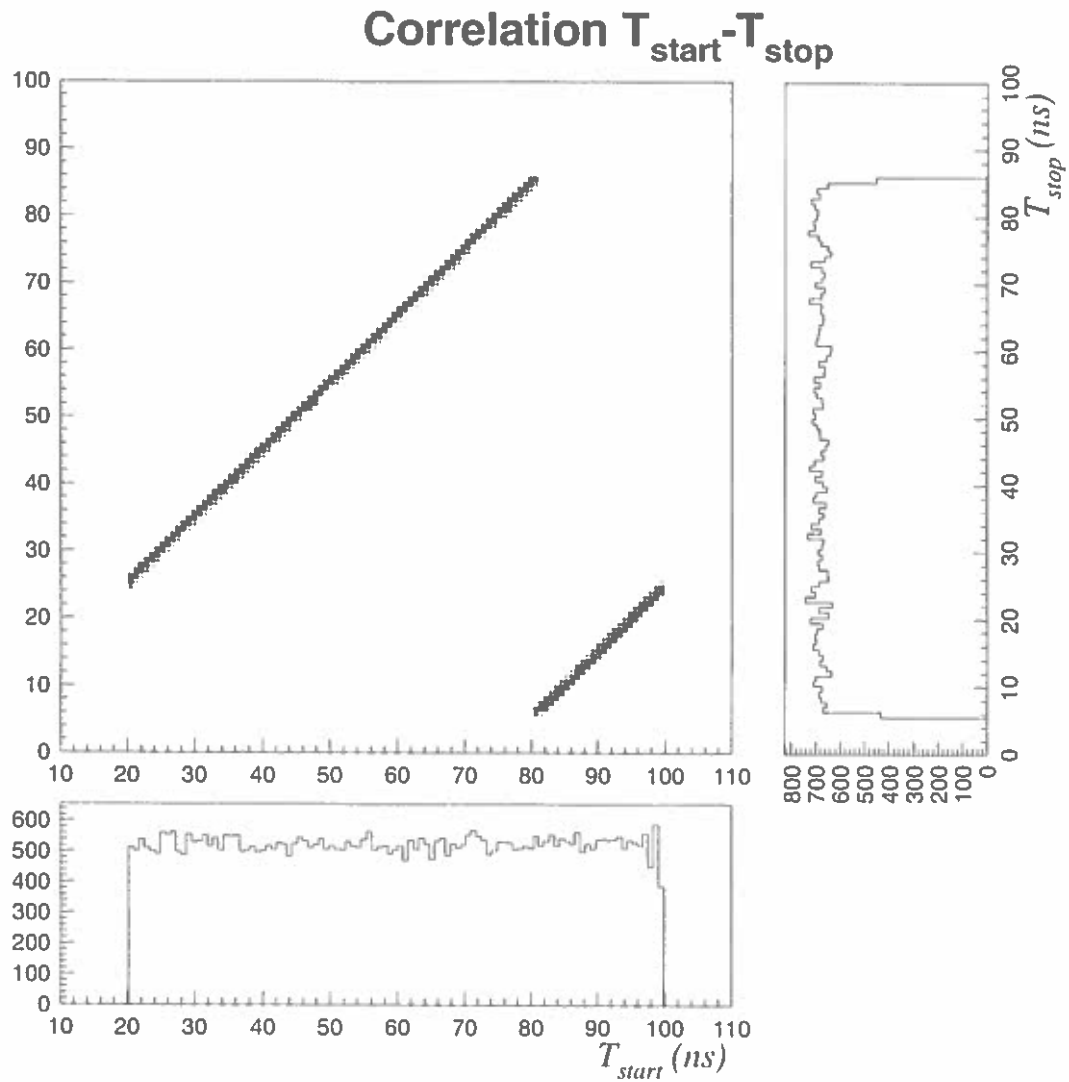


Figure 4.4 – Bien que les 2 grandeurs T_{start} et T_{stop} semblent codées de manière aléatoire, la différence $T_{stop}-T_{start}$ est bien caractéristique de l'ion considéré (ici ^{20}O).

légèrement différentes, les nombres d'événements varient significativement d'un canal à l'autre. En mesurant ces variations, il est possible de corriger les non-linéarités différentielles au cours de l'analyse. Le principe de correction est expliqué dans l'annexe A. La figure 4.5 montre les corrections effectuées sur la variable TGRRTC. Comme on le voit, les corrections apportées se sont avérées finalement minimales. L'amplitude maximale des oscillations dues aux non-linéarités différentielles a pu être estimée à quelques ps seulement autour de la valeur moyenne.

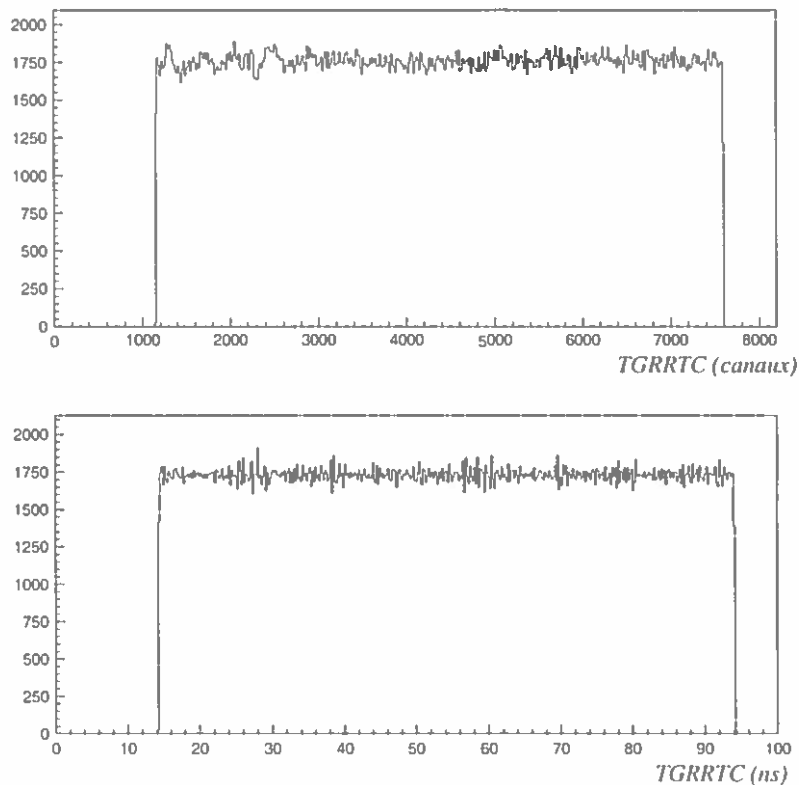


Figure 4.5 – Corrections des non-linéarités différentielles : avant (figure du haut) et après correction (figure du bas).

4.2.3 Détermination du temps de vol absolu

Si l'on considère la figure 4.4, on peut remarquer que la corrélation entre T_{start} et T_{stop} donne deux portions de droite et non une seule. Ceci s'explique par l'existence d'une ambiguïté dans la mesure de temps de vol à l'aide d'un Time Calibrator. La

figure 4.6 illustre les deux cas de figure que nous pouvons rencontrer pour le codage d'un même temps de vol.

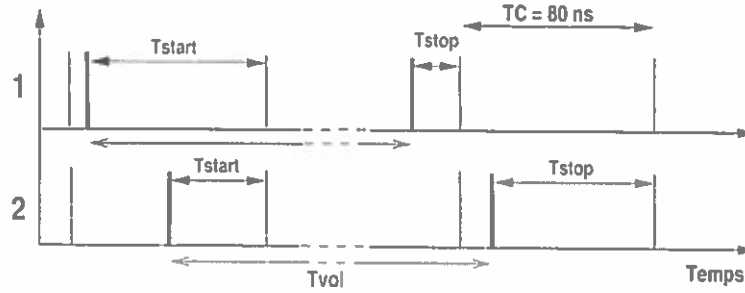


Figure 4.6 – Ambiguïté dans la détermination du temps de vol à l'aide d'un Time Calibrator

Considérons les 2 cas :

$$Cas1 : T_{vol} = T_{stop_1} - T_{start_1} + N_1.TC + T_0 \quad (4.9)$$

$$Cas2 : T_{vol} = T_{stop_2} - T_{start_2} + N_2.TC + T_0 \quad (4.10)$$

Puisque $N_2 = N_1 + 1$, il vient :

$$T_{stop_1} - T_{start_1} = T_{stop_2} - T_{start_2} + TC \quad (4.11)$$

Cette relation signifie que la mesure $T_{stop} - T_{start}$ est proportionnelle au temps de vol réel, à TC près. L'ambiguïté est levée par la mesure de temps de vol (TVOL) réalisée pour l'identification. Pour cette mesure, le codage des temps est en effet sans ambiguïté. Dans un premier temps, il est donc indispensable de faire la calibration du temps de vol mesuré en ligne. Cette calibration en temps de vol a été effectuée à l'aide de la matrice d'indentification et des calibrations des TAC réalisées en fin d'expérience à l'aide du Time Calibrator. En égalisant les temps de vol obtenus par la méthode directe et par rapport au Time Calibrator, il est alors possible d'une part de déterminer le nombre de périodes N événement par événement, et d'autre part de déduire la constante T_0 . La figure 4.7 illustre comment on détermine N et T_0 . De l'équation 4.7, en posant $\Delta T = T_{start} - T_{stop}$, on déduit que :

$$T_{vol} + \Delta T = N_{TC}.TC + T_0 \quad (4.12)$$

Dans l'analyse, il suffit donc d'assigner la valeur de N correspondant à chaque pic pour reconstituer le temps de vol absolu à partir des mesures réalisées avec le Time Calibrator. Si on prend $N=1$ pour le premier pic, il suffit de retrancher une période TC au centre de gravité du premier pic pour déterminer la constante T_0 . On peut remarquer ici que l'utilisation de la variable TVOL pour la calibration absolue des mesures à l'aide du Time Calibrator ne détériore pas la résolution intrinsèque de la mesure, puisque celle-ci n'intervient que pour la détermination d'un nombre entier N et d'une constante T_0 qui sera réajustée dans l'étape finale de l'analyse.

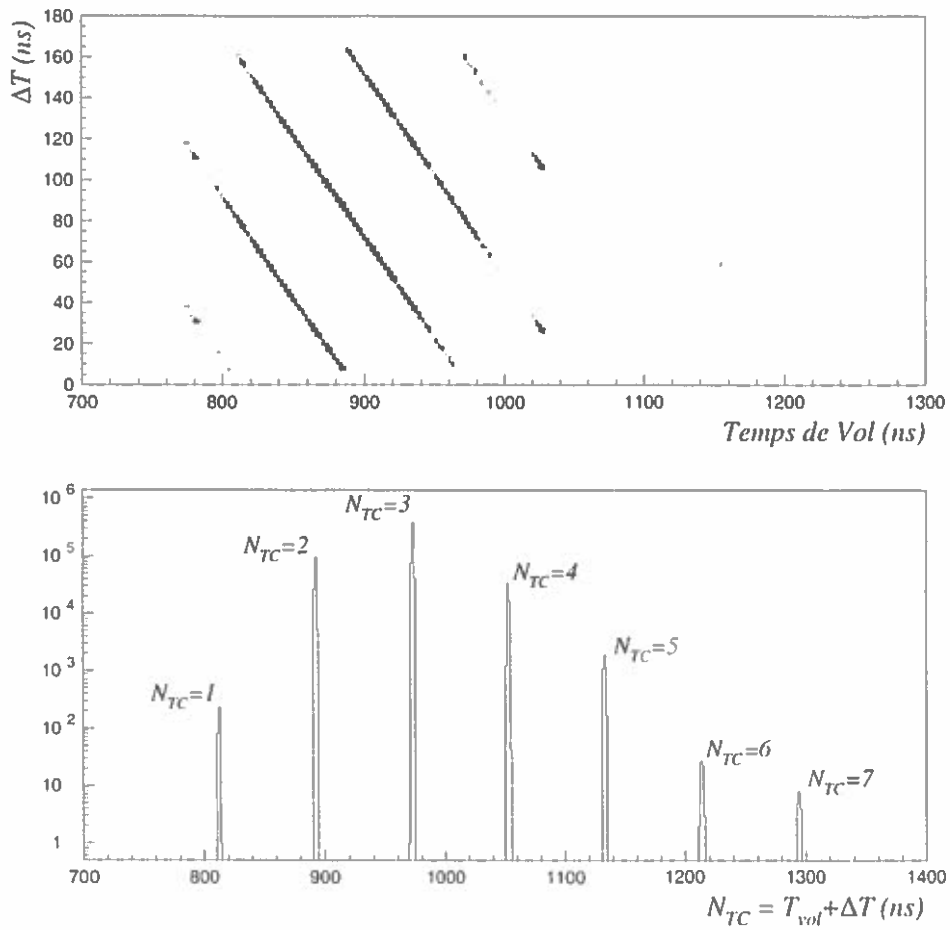


Figure 4.7 – Détermination de N_{TC} en fonction du temps de vol absolu pour tous les noyaux transmis.

4.2.4 Etalonnage relatif des prises de temps

Une fois l'étalonnage absolu réalisé, il convient de revenir sur un aspect important de la méthode. Pour mesurer un temps de vol par cette méthode, il faut en réalité deux prises de temps. En effet, c'est en réalité de la corrélation entre ces deux temps que l'on déduit le temps de vol absolu. Il faut donc s'assurer que la calibration relative des deux prises de temps est correcte. Cette partie de l'analyse est probablement la partie la plus délicate et la moins « intuitive » de l'analyse à tel point qu'il a été nécessaire de faire une simulation pour comprendre les effets des éventuelles erreurs d'étalonnage relatif.

Considérons deux prises de temps t_1 et t_2 corrélées, telles que l'on ait idéalement $t_2 - t_1$ constant à TC près, quelque soit t_1 et t_2 . Dans la simulation, nous avons considéré deux types d'erreurs d'étalonnage. La première (α) consiste à simuler l'effet d'un mauvais étalonnage absolu des spectres aléatoires (qui doivent avoir rigoureusement une largeur TC). Cette erreur a pour effet de générer une dépendance de la différence $t_2 - t_1$ en fonction de t_1 et/ou de t_2 . La seconde erreur (β) consiste à générer une différence entre les temps de vol déduits des deux branches $t_2 - t_1$ normalement distantes d'une période TC. On peut alors générer des mesures de temps biaisées par ces deux effets :

$$t_{2err} - t_{1err} = \frac{1}{1 - \alpha} \left(t_2 - \frac{1}{\beta} t_1 \right) \quad (4.13)$$

Nous avons alors comparé l'allure des spectres de la simulation et les spectres réels obtenus durant l'analyse. La compréhension de ces effets a été essentielle pour effectuer l'étalonnage final. La figure 4.8 montre l'effet des corrections d'étalonnage. Sur les figures de gauche, on peut voir l'effet des erreurs d'étalonnage dans la simulation et expérimentalement. Pour la simulation, ces erreurs d'étalonnage ont été exagérées afin d'illustrer leurs effets respectifs. Pour l'expérience, les spectres représentent les deux branches prises séparément afin de mieux apprécier la finesse de la correction à effectuer. Sur les figures de droite sont présentés les spectres corrigés, on voit qu'il ne subsiste plus de dépendance de la différence $t_2 - t_1$ en fonction de l'une ou de l'autre des deux variables et que la distance entre les deux branches est rigoureusement $TC = 80\text{ns}$.

4.2.5 Correction de la dispersion

Comme nous l'avons signalé dans la description du dispositif instrumental, il existe une dépendance du temps de vol en fonction du moment de la particule. Cette dépendance résulte de l'acceptance en moment du spectromètre. Des équations 3.2 et 3.12, on peut déduire qu'il est équivalent d'effectuer la correction de la dispersion sur la rigidité magnétique du spectromètre ou directement sur le temps de vol.

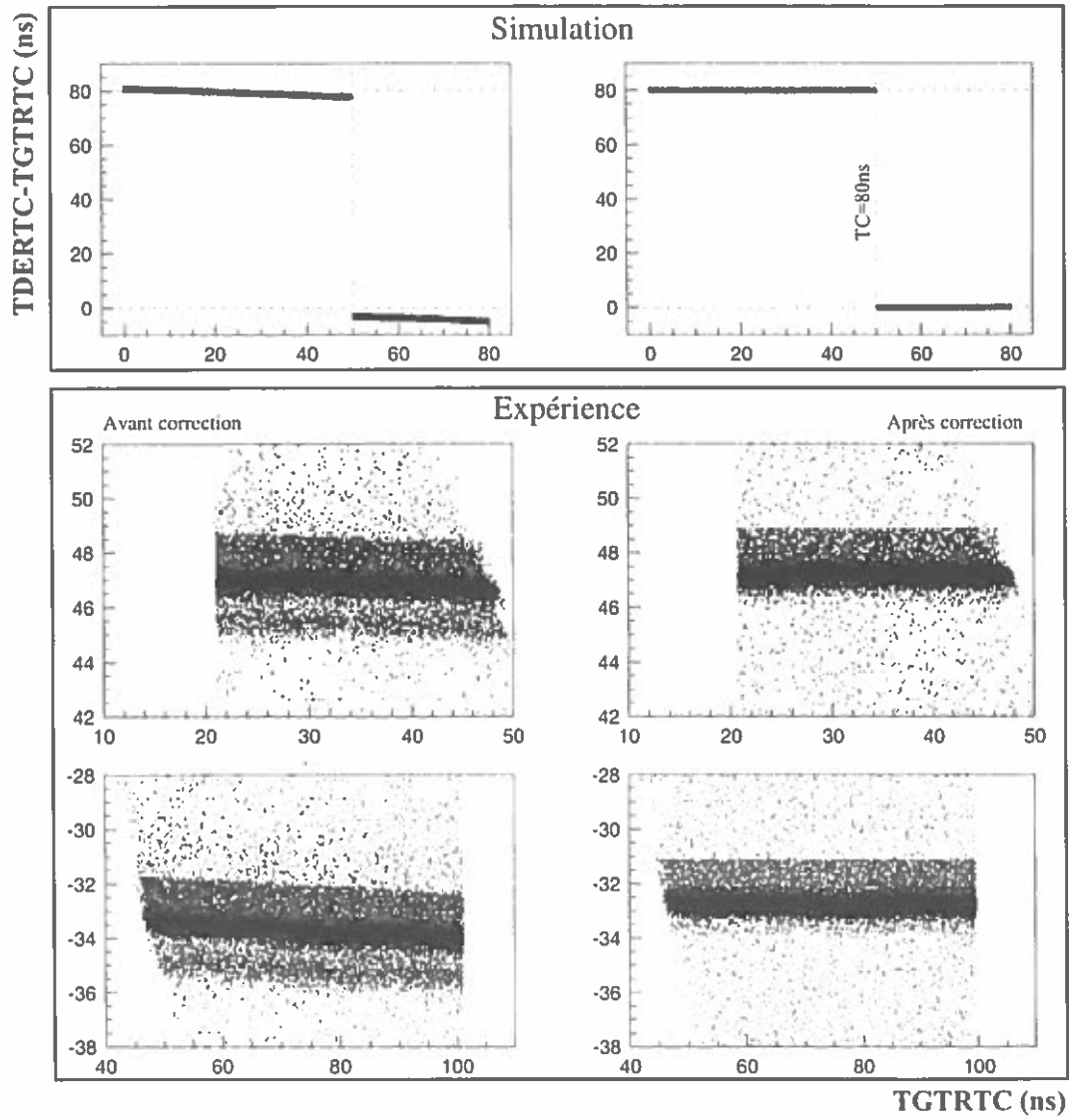


Figure 4.8 - Correction des erreurs d'étalonnage relatif entre les prises de temps.

$$T_{corr} = T_{vol}(1 + \delta) \quad (4.14)$$

En pratique, l'effet de la dispersion est corrigé simplement en éliminant la dépendance du temps de vol en fonction de la position horizontale de la trajectoire (voir figure 4.9).

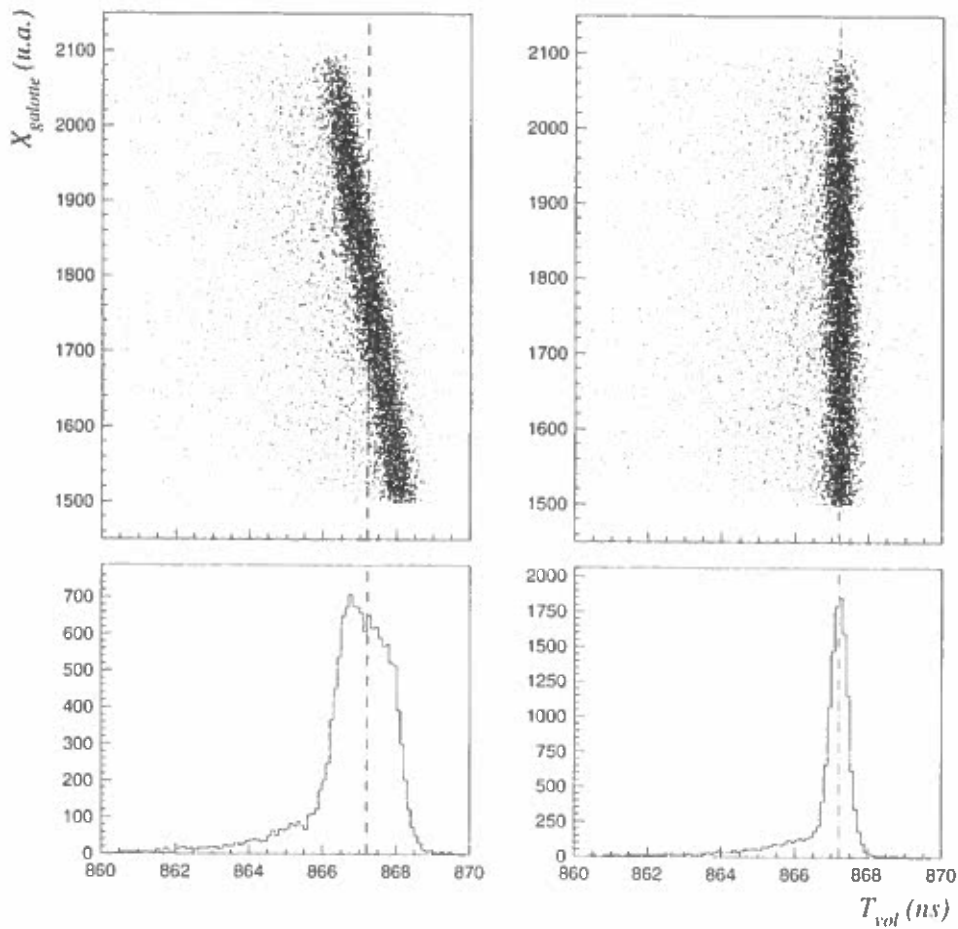


Figure 4.9 – Correction de la dépendance du temps de vol en fonction de la position horizontale au plan focal image de l'analyseur. Effet de la correction sur la résolution en temps de vol (ici avec ^{20}O).

4.2.6 Stabilisation des pics

La prise de données se déroulant sur plusieurs dizaines d'heures, des dérives instrumentales lentes (à basses fréquences) peuvent provoquer un déplacement significatif des centres de gravité au cours du temps. Une telle dérive peut détériorer la résolution en temps de vol ou pire fausser complètement les mesures. Puisqu'il n'est pas possible en cours d'expérience de contrôler les fluctuations de champ des dipôles ou les variations de gain des codeurs, la stabilisation des pics est réalisée au cours de l'analyse.

Pour effectuer cette correction, on considère un noyau ayant un haut taux de comptage. Le principe consiste à comparer le centre de gravité instantané Cg_i calculé sur les n derniers événements avec une valeur de référence Cg_0 fixée (par exemple le centre de gravité apparent de ce noyau sans stabilisation). Cette différence δ_i mesure les effets de dérive instrumentale moyennés sur les n derniers événements qui permet de s'affranchir des effets purement statistiques. En pratique, on a pris n égal à 100.

$$Cg_i = \left(1 - \frac{1}{n}\right) \cdot Cg_{i-1} + \frac{1}{n} \cdot T_{corr_i} \quad (4.15)$$

$$\delta_i = Cg_0 - Cg_i \quad (4.16)$$

Les temps de vol sont corrigés, événement par événement, de la valeur courante δ_i , qui est réactualisée lorsqu'il s'agit d'un événement provenant du noyau pris pour référence.

4.2.7 Du temps de vol à la masse...

A partir de la mesure de temps de vol, il est facile d'obtenir une expression de la masse au repos. De l'équation 3.4 et puisque tous les noyaux sont épluchés ($Q=Z$), on déduit que :

$$m_0 \propto \frac{1}{\gamma} \cdot Z \cdot T_{corr} \quad (4.17)$$

L'ultime correction sur le temps de vol est donc la correction relativiste qu'il faut effectuer puisque la vitesse des noyaux est d'environ un tiers de la vitesse de la lumière.

$$m_0 \propto Z \cdot (\sqrt{1 - \beta^2} \cdot T_{corr}) \quad (4.18)$$

avec :

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{L_{vol}}{c} \cdot \frac{1}{T_{corr}} \quad (4.19)$$

L'identification ayant été réalisée en tout début d'analyse, il suffit d'apposer des contours sur la matrice d'identification pour assigner le numéro atomique. La

résolution expérimentale sur la masse ne dépend donc que de la résolution obtenue sur le temps de vol corrigé.

4.3 Détermination des masses

Comme nous l'avons signalé au cours de la description de la méthode dans le chapitre précédent, il est nécessaire maintenant de recalibrer les masses expérimentales que nous avons obtenues sur les masses déjà mesurées par le passé et disponibles dans la table de masses d'Audi et Wapstra [AUD97]. Cette opération permet, en théorie, de corriger certaines erreurs systématiques qui sont inévitables au cours de l'expérience du fait des propriétés intrinsèques des détecteurs et des défauts de l'électronique.

4.3.1 Extraction des masses expérimentales

La première étape consiste à obtenir la valeur expérimentale de chaque masse par la détermination du centre de gravité des pics obtenus. La figure 4.10 illustre une distribution typique en isotopes que l'on a obtenue en fin d'analyse.

De façon à limiter la contribution du bruit dans le calcul du centre de gravité, le calcul se fait en deux itérations. Pour la première itération, on considère l'ensemble du pic et l'on déduit un centre de gravité moyen $M(Z,A)$ et une variance associée calculée de la manière suivante :

$$\sigma^2(Z, A) = \frac{N(Z, A) \cdot \sum M(Z, A)^2 - (\sum M(Z, A))^2}{N(Z, A) \cdot (N(Z, A) - 1)} \quad (4.20)$$

où $M(Z, A)$ correspond à la masse expérimentale du noyau A_ZX déduite du centre de gravité du pic correspondant et $N(Z, A)$ le nombre d'événements dans ce pic. A partir de cette variance, on calcule les centres de gravité finaux en ne prenant que les événements dans l'intervalle $[M - x \cdot \sigma, M + x \cdot \sigma]$ avec $1 \leq x \leq 4$. L'erreur sur chaque masse est calculée de la manière suivante :

$$\delta M(Z, A) = \frac{\sigma(Z, A)}{\sqrt{N(Z, A)}} \quad (4.21)$$

On génère alors 4 jeux de masses à partir desquels on va chercher le meilleur compromis entre la perte de statistique due aux coupures dans la distribution et l'augmentation de l'erreur systématique due au bruit lorsque l'on considère des distributions plus larges. Finalement, les masses ont été déduites des jeux de données à 2σ pour $B\rho=2.58$ T.m et à 3σ pour $B\rho=2.73$ T.m (pour des raisons de statistique).

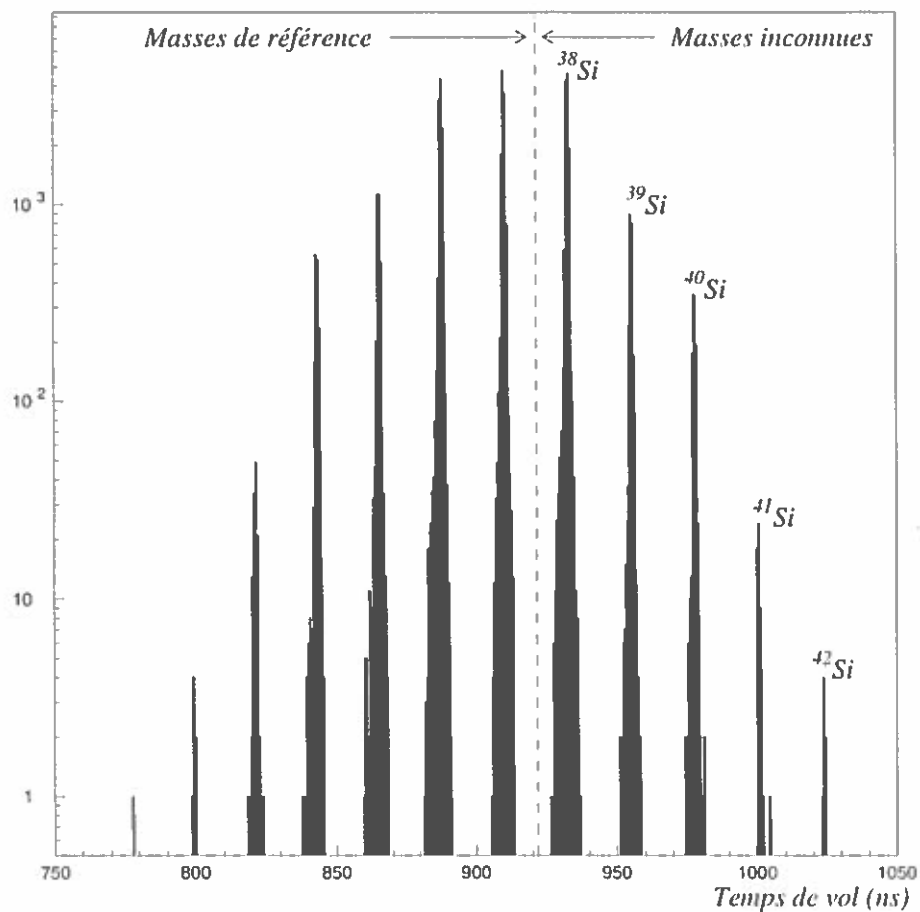


Figure 4.10 – Distribution en temps de vol (ou en masse) des isotopes du Silicium.

4.3.2 Choix des masses de référence

Il convient d'être particulièrement prudent quant au choix des masses de référence. En effet, un grand nombre de masses mesurées loin de la stabilité ne provient en réalité que d'une voire de deux expériences différentes. Choisir une masse de référence issue d'une seule mesure est un choix risqué dans la mesure où cette mesure peut contenir des erreurs systématiques. Par conséquent, on risque de forcer l'ajustement des masses expérimentales sur des valeurs fausses. Deux conséquences seraient alors à déplorer : d'une part, nos propres extrapolations s'avéreraient fausses (ou inexactes) mais pire encore, cela entérinerait, d'autre part, les valeurs des masses publiées entachées d'une erreur. À terme, on pourrait observer une propagation des erreurs aux nouvelles masses mesurées dûes aux erreurs des expériences précédentes. Nous avons donc défini un critère de confiance des masses de référence que nous avons pris en considération. Les masses de référence doivent être issues d'au moins 3 expériences différentes donnant des résultats consistants. Ce critère très restrictif est le prix à payer pour avoir une évaluation des masses la plus indépendante possible. Le tableau 4.1 indique la dernière masse connue pour chaque Z selon la table de masses [AUD97] et selon le critère de sélection que nous avons défini.

Z	Table de masses	Critère de confiance
10	^{30}Ne	^{28}Ne
11	^{33}Na	^{31}Na
12	^{34}Mg	^{33}Mg
13	^{37}Al	^{35}Al
14	^{38}Si	^{37}Si
15	^{41}P	^{37}P
16	^{43}S	^{39}S
17	^{45}Cl	^{42}Cl
18	^{47}Ar	^{46}Ar

Tableau 4.1 – Dernières masses connues pour chaque élément (Ne-Ar) selon la table des masses [AUD97] et selon notre critère de confiance.

À la vue de ce tableau, il apparaît clairement que l'on perd un grand nombre de masses de référence, ce qui a pour conséquence d'augmenter l'erreur d'extrapolation sur la détermination des masses les plus éloignées des masses de référence.

4.3.3 Recalage des masses de référence

Ce recalage se fait à l'aide d'une minimisation du χ^2 dont nous rappelons ici l'expression :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(X_i - T_i)^2}{\sigma_i^2 + t_i^2 + \sigma_{syst}^2} \quad (4.22)$$

avec respectivement X_i et T_i les excès de masses expérimentaux et ceux des tables mesurés avec une erreur respectivement σ_i et t_i . σ_{syst} correspond à une estimation de l'erreur systématique des mesures.

Les erreurs systématiques sont générées par tous les paramètres de l'expérience que l'on ne maîtrise pas. La problématique consiste à identifier les sources d'erreurs de façon à mieux les prendre en compte, voire à mieux les corriger.

Ajustement des constantes

Un certain nombre de constantes intervient dans l'expérience ou au cours de l'analyse. On peut citer par exemple la longueur de vol qui n'est pas connue en absolu avec la précision souhaitée ou la constante T_0 que nous avons ajustée dans un premier temps sur la variable TVOL durant l'analyse. Ces erreurs « d'ajustement » peuvent être corrigées efficacement en considérant que les conséquences sur le temps de vol absolu se résument essentiellement en deux contributions : une constante et un terme dépendant du rapport A/Q ($Q=Z$) et donc du temps de vol.

$$T_{vol}(A, Z) = T_{vol}(A, Z) + \alpha_1 \cdot \frac{A}{Z} + \alpha_2 \quad (4.23)$$

Comme nous l'avons signalé dans le chapitre précédent, c'est l'excès de masse qui contient l'information physique que nous recherchons. Les autres termes peuvent être assimilés à des constantes bien connues. Si l'on reprend la formule de l'excès de masse, on a :

$$m_0 c^2 = A \cdot uma + \Delta M - q \cdot m_e c^2 - \Delta E_{el} \quad (4.24)$$

A partir de deux ajustements fonction de A de de Q (et donc de Z), il est possible de déduire l'excès de masse directement de la masse mesurée expérimentalement.

$$\begin{aligned} \Delta M(A, Z) &= \underbrace{Z \cdot (T_{vol}(A, Z) + \alpha_1 \cdot \frac{A}{Z} + \alpha_2)}_{M_{exp}(A, Z)} \\ &+ \underbrace{\alpha_3 \cdot A}_{-A \cdot uma} \\ &+ \underbrace{\alpha_4 \cdot Z}_{+Z \cdot m_e c^2 + \Delta E_{el}} \end{aligned} \quad (4.25)$$

L'ajustement des constantes nous conduit donc finalement à déterminer au moins 4 paramètres α_i . Ces ajustements correspondent en fait à l'ensemble des corrections du 1^{er} ordre.

Des corrections empiriques d'ordres plus élevées?

En se basant sur les expériences précédentes, deux sources d'erreurs systématiques ont été identifiées. La première est due aux différences de temps de collection entre les noyaux dans les détecteurs silicium, la seconde dépend des pertes d'énergie successives du faisceau dans les feuilles émissives des détecteurs à galettes microcanaux. En première approximation, on peut montrer que des corrections en M^2 et en M^3/Z^2 permettent de minimiser la contribution de ces effets. Le problème de ces corrections d'ordres plus élevées, c'est qu'elles sont non-linéaires et impliquent donc une plus grande incertitude dans l'extrapolation. En effet, une correction non-linéaire appliquée à un jeu de masses peut fausser dramatiquement l'extrapolation des masses inconnues. Ajouter des corrections revient à laisser plus de paramètres libres pour ajuster les masses. On diminue certes l'erreur systématique pour les masses de référence mais on augmente dans le même temps l'erreur d'extrapolation sur les nouvelles masses.

Acquisition

Une source d'erreurs systématiques dans cette expérience est due aux hauts taux de comptage que nous avons sur les détecteurs silicium. En effet, durant l'expérience, nous avons eu une transmission de noyaux légers plus importante que prévue par rapport au nombre de noyaux exotiques. Afin d'obtenir une bonne statistique pour les noyaux d'intérêt, nous avons maximisé la transmission. Les détecteurs ont donc fonctionné dans un régime de taux de comptage élevé qui « facilite » les empilements. Certaines zones s'avèrent particulièrement sensibles à ces effets. Comme nous l'avons vu au cours de l'analyse, les noyaux se rangent en temps de vol en fonction de leur rapport M/Q . Pour les rapports $M/Q=2.5$ ou $M/Q=3$, les noyaux se distinguent uniquement par leurs pertes d'énergie dans les détecteurs silicium. Il est possible que l'empilement des pertes d'énergie dans les détecteurs silicium dû au passage simultané de particules légères génère une perte d'énergie plus grande. Ces contributions apparaissent alors comme une transparence dans les autres noyaux de même rapport M/Q . Ces contributions sont quasiment impossibles à corriger et n'agissent que sur quelques noyaux. Cette contamination peut provoquer des erreurs très importantes dans la détermination de ces masses de rapports M/Q particuliers (surtout pour les masses les plus légères) à tel point qu'il faut parfois les écarter purement et simplement de la calibration finale. Heureusement, ces effets affectent peu les noyaux lourds car la probabilité d'obtenir un empilement de l'amplitude du signal laissé par un noyau lourd est très faible.

Finalement, on peut estimer que la majeure partie de l'erreur systématique (environ 200 keV) provient du fonctionnement en haut taux de comptage.

Principe de corrections des erreurs systématiques

La correction des erreurs systématiques est réalisée par un jeu de fonctions f_j judicieusement choisi, on peut alors écrire :

$$X_i = M_i + \sum_{j=1}^n \alpha_j \cdot f_j(i) \quad (4.26)$$

La minimisation est réalisée en cherchant les coefficients α_j appliqués aux fonctions f_j tels que :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_j} = 0 \quad (4.27)$$

Les nouvelles masses sont déduites en appliquant à la valeur expérimentale M_i la somme des corrections $\sum_{j=1}^n \alpha_j \cdot f_j$ avec les coefficients α_j issus de la minimisation du χ^2 . Dans le même temps, un calcul de propagation d'erreurs évalue l'incertitude sur la détermination des coefficients α_j due à la précision des mesures. La résolution mathématique de la minimisation du χ^2 ainsi que ce calcul de propagation d'erreurs pourront être trouvés dans l'annexe B. On voit ici toute l'importance de transmettre un grand nombre de noyaux de référence en même temps que les noyaux de masses inconnues. Plus on a des masses de référence, plus les coefficients α_j peuvent être déterminés avec une meilleure précision. Il est de même *a priori* plus facile de mettre en évidence une tendance systématique avec un plus grand nombre de masses de référence.

Evaluation de l'erreur d'extrapolation

L'estimation de l'erreur d'extrapolation est un processus complexe. Après avoir défini les fonctions de correction, il faut étudier la stabilité des résultats lorsque l'on enlève ou lorsque l'on ajoute une fonction de correction. Dans notre cas, l'ajout de fonctions nouvelles ne change pas significativement les masses extraites. L'erreur d'extrapolation a donc été estimée en enlevant successivement les corrections en M^2 et en M^3/Z^2 , puis les deux à la fois pour ne conserver que les corrections de premier ordre. L'erreur d'extrapolation finale a été déduite de la moyenne des trois erreurs estimées. Ce travail a été effectué simultanément sur les 2 mesures de temps de vol (Galtemps-Galère et Galtemps-DE2). La figure 4.11 montre l'évolution moyenne de l'erreur d'extrapolation pour les isotopes du Soufre pour les deux dépouillements.

4.3.4 Extraction des masses de l'expérience SPEG99

La comparaison des résultats obtenus à l'aide des deux temps de vol montre des résultats tout à fait cohérents malgré quelques déviations systématiques pour

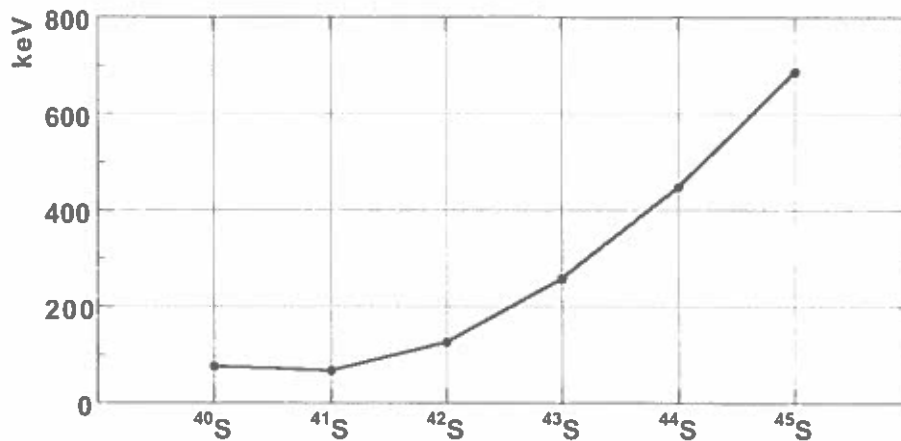


Figure 4.11 – Evolution de l'erreur d'extrapolation pour les isotopes du Soufre.

certaines noyaux différents dans les deux dépouillements. Statistiquement, ces déviations locales étaient prévisibles du fait qu'une déviation de moins d'une barre d'erreur correspond à un intervalle de confiance d'environ 68%.

De manière à obtenir la meilleure estimation possible des masses, nous avons fait une moyenne des deux mesures afin de « lisser » les déviations locales. Néanmoins, puisque ces mesures ne sont pas indépendantes (même Start), il n'était pas question de pouvoir améliorer la précision des mesures. De ce fait, l'erreur finale a été estimée par la moyenne des erreurs finales des deux dépouillements.

4.3.5 Re-analyse de l'expérience SPEG 91

A l'issue du dépouillement de l'expérience de mesures de masses SPEG 91 [ORR91], les masses au-delà de $A=38$ n'ont pas été publiées. L'analyse des résultats montrait que l'erreur d'extrapolation sur ces masses était trop grande en grande partie du fait qu'il existait peu de masses de référence utilisables dans cette expérience. La re-analyse des données en 99 a permis d'inclure les masses de référence suivantes : $^{26-28}\text{Ne}$, $^{28-31}\text{Na}$, $^{30-33}\text{Mg}$, $^{32-35}\text{Al}$, $^{36-37}\text{Si}$, ^{36}P et ^{39}S . Au-delà des Soufre, la distribution expérimentale en masses n'a pas permis d'utiliser d'autres masses de référence. De nouvelles mesures de masses ont finalement pu être extraites de cette expérience. Nous avons alors procédé à une nouvelle estimation des erreurs d'extrapolation en opérant comme pour l'analyse de notre expérience.

4.3.6 Nouvelles masses

La figure 4.12 indique les masses qui ont été mesurées au cours de l'expérience 99 ainsi que celles provenant de la re-analyse de l'expérience de 91. Vingt masses ont été mesurées pour la seconde ou la troisième fois. Pour dix d'entre elles, deux

mesures provenant de SPEG99 et de SPEG91 (version 99) ont pu être obtenues. Huit nouvelles masses ont été mesurées pour la première fois avec une précision inférieure à 1 MeV. Parmi elles, sept ont été mesurées deux fois.

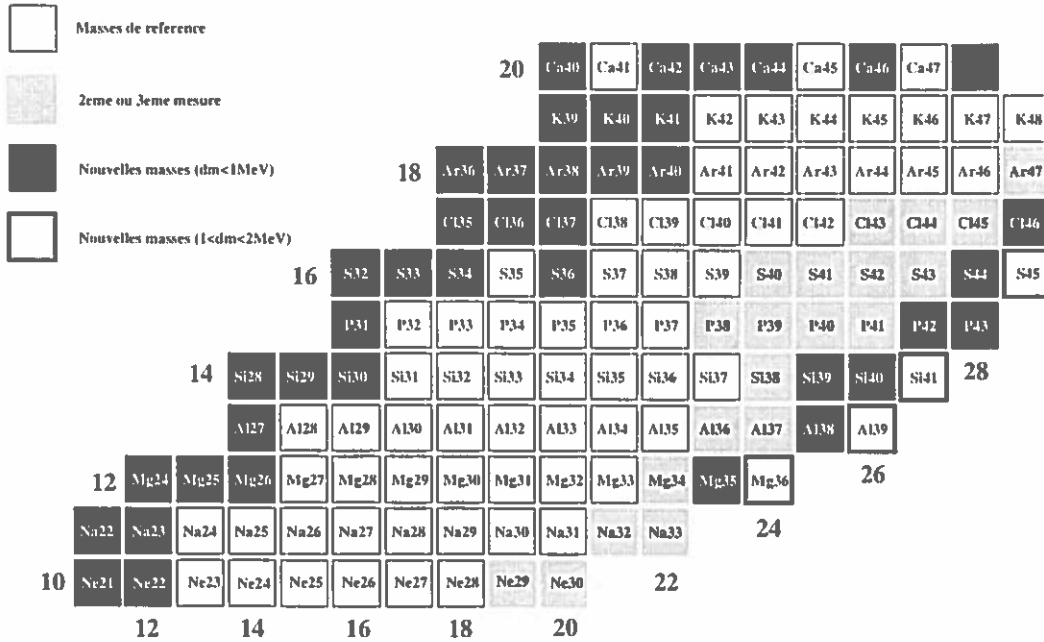


Figure 4.12 – Nouvelles masses mesurées à l'issue de ce travail.

Le tableau 4.2 résume les valeurs de l'ensemble des nouvelles masses mesurées. La première colonne indique les valeurs des masses extraites de l'expérience de 99, la seconde celles de l'expérience 91 (v.99). La colonne suivante correspond à la moyenne pondérée des deux premières colonnes qui peut alors être comparée aux valeurs disponibles dans la table de masses 97. Les masses indiquées avec un # sont des valeurs extrapolées. Enfin, la dernière colonne indique les nouvelles masses issues de la combinaison de nos nouvelles masses avec celles de la table 97. Dans toute la suite, ce sont ces valeurs que nous considérerons pour l'interprétation physique des résultats.

Les figures suivantes présentent des comparaisons entre les masses mesurées au cours de notre expérience (selon le critère de confiance) avec les différents résultats obtenus lors d'expériences précédentes (SPEG [GIL87, ORR91] et TOFI [TU90, ZHO91]) ou avec les extrapolations de la table de masses [AUD97]. Il est à remarquer que, selon le critère de confiance que nous avons défini lors de l'analyse et après ce travail, de nouvelles masses de référence sont disponibles pour une prochaine expérience (voir tableau 4.3).

Noyau	SPEG99	SPEG91 (v.99)	S99 Moy(91,99)	T97 AUD97	Moy(S99,T97)
²⁹ ₁₀ Ne	18070 (380)			18020 (300)	18050 (240)
³⁰ ₁₀ Ne	23900 (790)			22240 (820)	23100 (570)
³² ₁₁ Na	19540 (470)			18300 (480)	19020 (350)
³³ ₁₁ Na	24560 (1080)			25510 (1490)	24880 (880)
³⁴ ₁₂ Mg	9220 (330)			8450 (260)	8760 (210)
³⁵ ₁₂ Mg	17540 (1000)			#16290 (440)	17500 (850)
³⁶ ₁₂ Mg	23220 (1500)			#20910 (900)	23220 (1500)
³⁶ ₁₃ Al	5720 (290)			5920 (270)	5830 (200)
³⁷ ₁₃ Al	10150 (420)			9600 (540)	9940 (330)
³⁸ ₁₃ Al	16750 (860)	14200 (1400)	16050 (730)	#15740 (560)	16050 (730)
³⁹ ₁₃ Al	21400 (1470)			#20400 (600)	21400 (1470)
³⁸ ₁₄ Si	-3820(300)	-4200 (170)	-4110 (150)	-3740 (270)	-4020 (130)
³⁹ ₁₄ Si	2060 (460)	1770 (500)	1930 (340)	#2140 (400)	1930 (340)
⁴⁰ ₁₄ Si	5760 (690)	4930 (940)	5470 (560)	#5400 (500)	5470 (560)
⁴¹ ₁₄ Si	21400 (1470)			#11830 (600)	13560 (1840)
³⁸ ₁₅ P	-15010 (290)	-14820 (130)	-14850 (120)	-14470 (140)	-14690 (90)
³⁹ ₁₅ P	-12920 (260)	-12940 (130)	-12940 (120)	-12650 (150)	-12830 (90)
⁴⁰ ₁₅ P	-7640 (300)	-8200 (190)	-8040 (160)	-8340 (200)	-8160 (130)
⁴¹ ₁₅ P	-4930 (390)	-5520 (280)	-5320 (230)	-4840 (470)	-5230 (210)
⁴² ₁₅ P	1440 (590)	240 (690)	930 (450)	#80 (500)	930 (450)
⁴³ ₁₅ P	5770 (970)	3930 (1510)	5230 (820)	#3080 (500)	5230 (820)
⁴⁰ ₁₆ S	-23200 (320)	-22770 (180)	-22870 (160)	-22850 (230)	-22870 (130)
⁴¹ ₁₆ S	-19030 (310)	-19100 (140)	-19090 (130)	-18600 (210)	-18970 (110)
⁴² ₁₆ S	-18060 (330)	-17640 (140)	-17700 (130)	-17240 (330)	-17650 (120)
⁴³ ₁₆ S	-12020 (430)	-11930 (230)	-11950 (200)	-12480 (840)	-11980 (200)
⁴⁴ ₁₆ S	-8350 (580)	-9790 (540)	-9120 (400)	#-10880 (500)	-9120 (400)
⁴⁵ ₁₆ S	-3100(2680)	-3360 (2290)	-3250 (1740)	#-4830 (600)	-3250 (1740)
⁴³ ₁₇ Cl	-24230 (310)	-24300 (280)	-24270 (210)	-24030 (160)	-24120 (130)
⁴⁴ ₁₇ Cl	-20630 (340)	-20210 (120)	-20260 (110)	-19990 (220)	-20200 (100)
⁴⁵ ₁₇ Cl	-18490 (430)	-18340 (130)	-18350 (120)	-18910 (650)	-18370 (120)
⁴⁶ ₁₇ Cl	-13920 (1610)	-14900 (800)	-14710 (720)	#-14790 (500)	-14710 (720)
⁴⁷ ₁₈ Ar	-24750 (1270)			-25910 (100)	-25900 (100)

Tableau 4.2 - Nouveaux excès de masses (en keV)

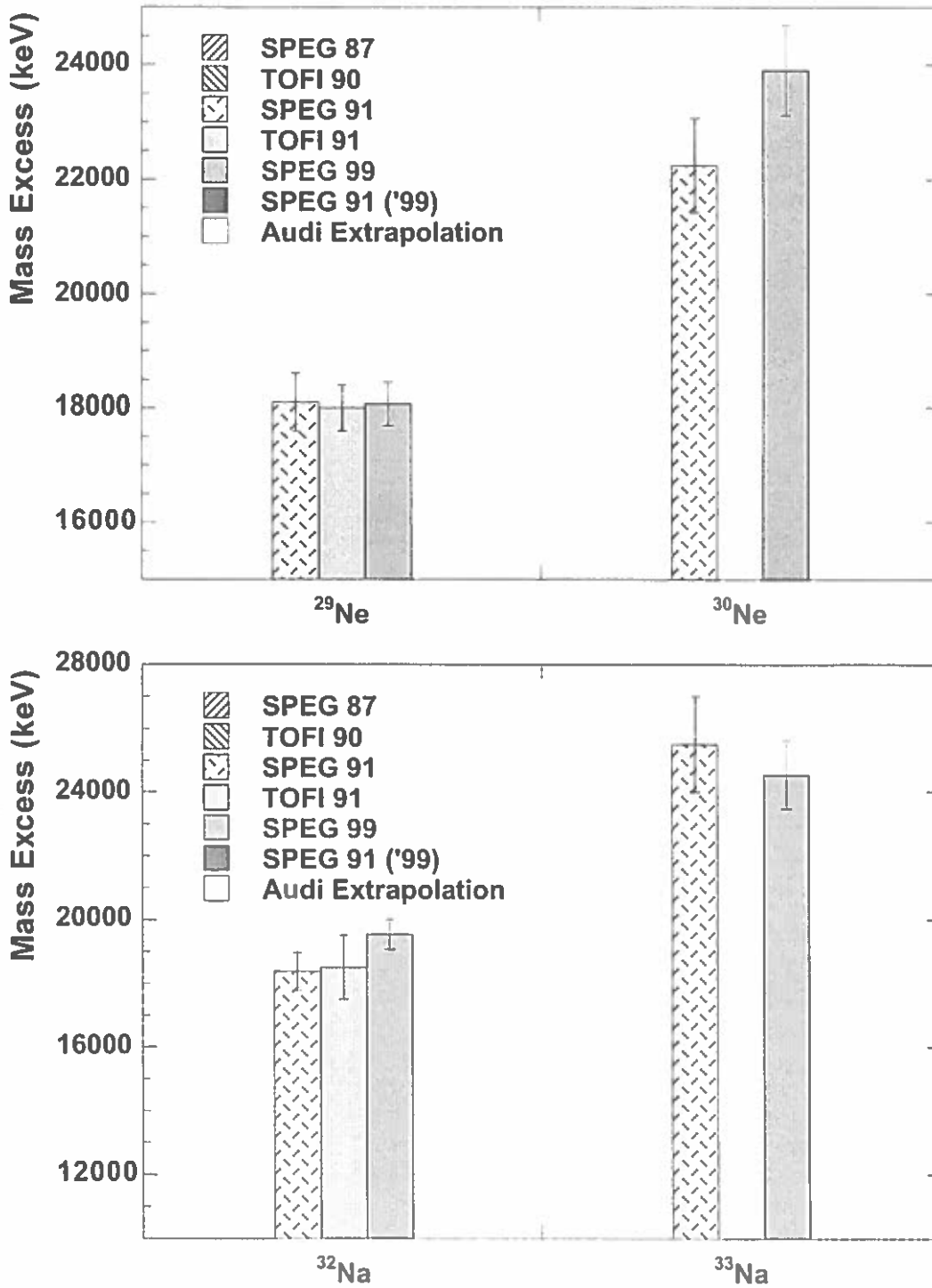


Figure 4.13 – Comparaison des excès de masses obtenus au cours des différentes expériences de mesures de masses pour les isotopes de Neon et de Sodium.

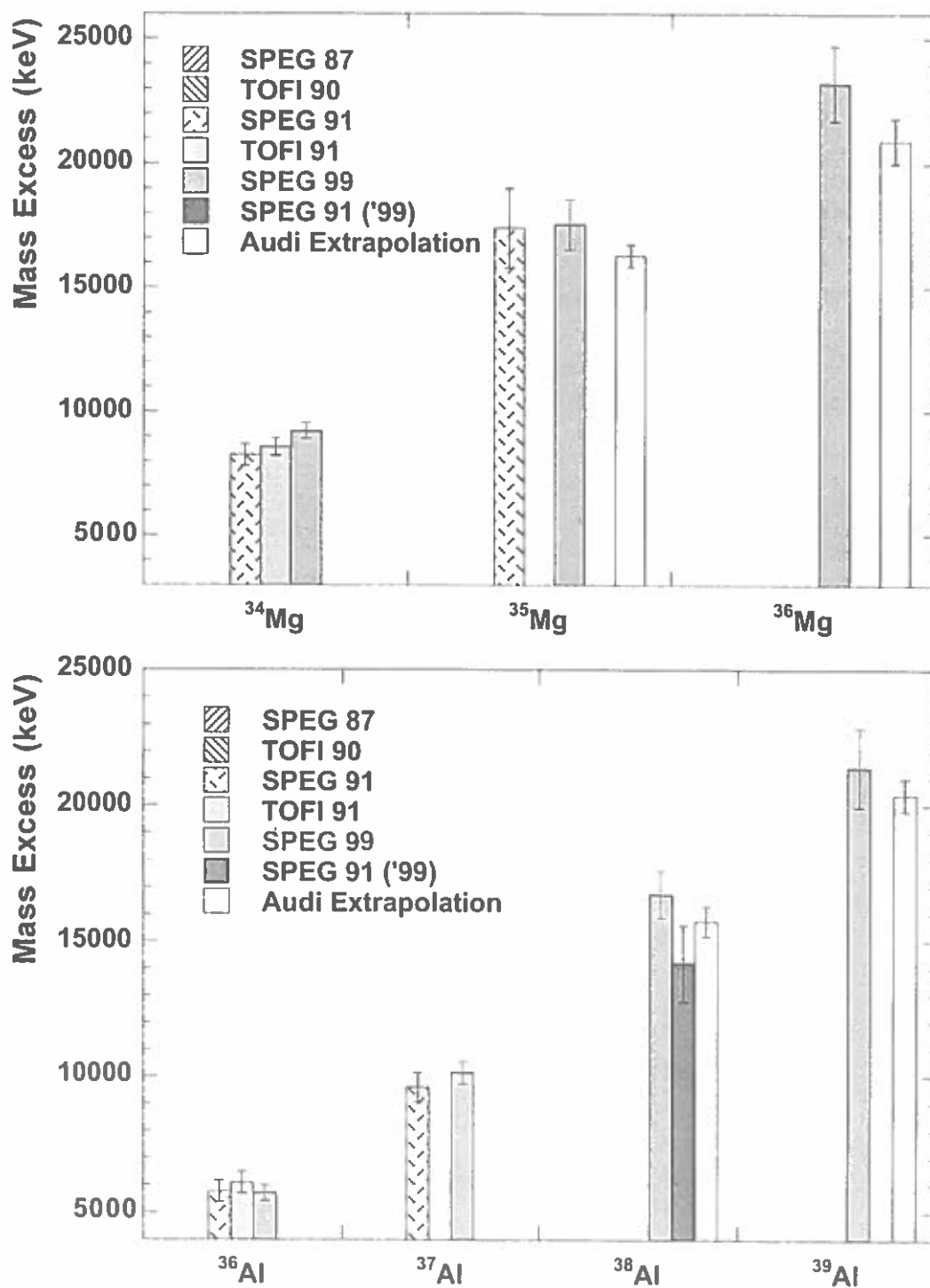


Figure 4.14 – Comparaison des excès de masses obtenus au cours des différentes expériences de mesures de masses pour les isotopes de Magnésium et d'Aluminium.

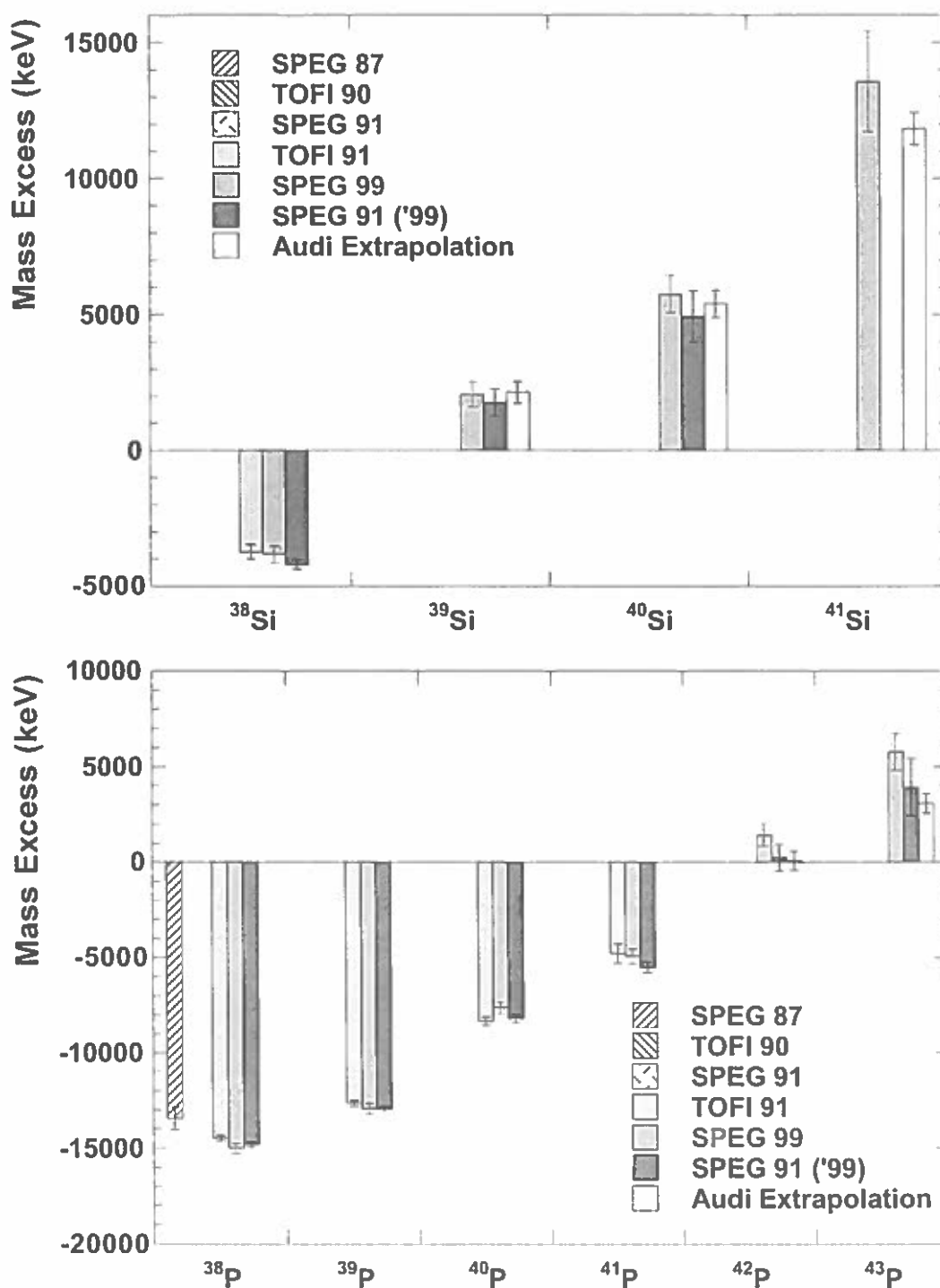


Figure 4.15 – Comparaison des excès de masses obtenus au cours des différentes expériences de mesures de masses pour les isotopes de Silicium et de Phosphore.

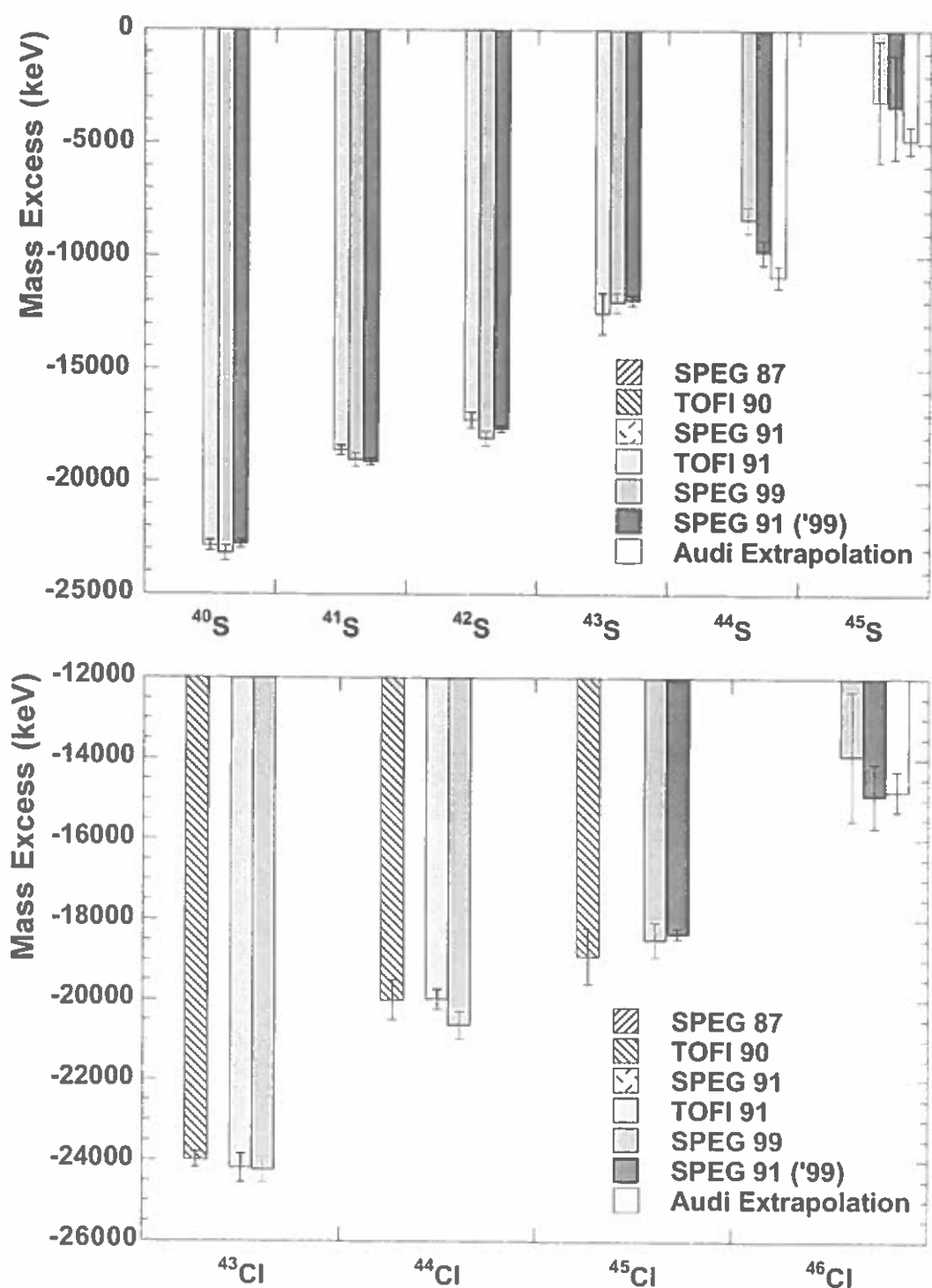


Figure 4.16 – Comparaison des excès de masses obtenus au cours des différentes expériences de mesures de masses pour les isotopes de Soufre et de Chlore.

Z	Moyenne (T97,S99)	Critère de confiance
10	³⁰ Ne	²⁹ Ne
11	³³ Na	³² Na
12	³⁵ Mg	³⁴ Mg
13	³⁸ Al	³⁶ Al
14	⁴⁰ Si	³⁸ Si
15	⁴³ P	⁴¹ P
16	⁴⁴ S	⁴³ S
17	⁴⁶ Cl	⁴⁵ Cl
18	⁴⁷ Ar	⁴⁶ Ar

Tableau 4.3 – Nouvelles masses de référence après ce travail selon le critère de confiance défini.

Chapitre 5

Disparition de la fermeture de couche $N=28$

5.1 Contexte expérimental et théorique

Les premières mesures autour de $N=28$ pour les noyaux riches en neutrons ont été réalisées au GANIL par O. Sorlin et al. [SOR93, SOR95]. Les temps de vie mesurés ainsi que les probabilités d'émission d'un neutron des noyaux ^{43}P , ^{44}S et ^{45}Cl ($N=28$) apparaissent incompatibles avec une persistance de la magie à $N=28$. En 1994, T.R. Werner et al. [WER94] prédit une région de déformation autour de $N=28$ essentiellement due à de fortes coexistences de formes. Les calculs RMF (champ moyen relativiste) estiment par exemple que le ^{44}S a un état fondamental déformé prolate et un minimum oblate 800 keV plus haut en énergie. Récemment, des mesures d'excitations coulombiennes dans cette même région [SCH96, GLA97] mettaient en évidence une région de déformation dans les isotopes du Soufre. Plus particulièrement, le paramètre de déformation quadrupolaire du ^{44}S a été extrait des mesures : $|\beta_2^{exp}| = 0.258(36)$, très proche de celui estimé par Werner et al. ($\beta_2 = 0.31$). Toutefois, ces mesures ne permettent pas de mettre en évidence les coexistences de formes prédites par la majorité des calculs théoriques autour de cette région [WER94, WER96, HIR96, TER97]. Des calculs microscopiques Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) réalisés par Girod et al. [GIR96] prédisent un caractère triaxial à un certain nombre de ces noyaux, en particulier pour le ^{44}S (voir figure 5.1).

Des calculs modèle en couches [RET97] observent de même un affaiblissement de la fermeture de couche $N=28$ sans toutefois révéler une région de déformation mais plutôt un effet localisé autour des isotopes du soufre. Plus récemment encore, P.D. Cottle et K.W. Kemper [COT98], se basant sur des mesures de réactions de transfert dans les isotopes du Calcium [DOL76], réfutent l'idée que la nature collective du ^{44}S soit due à l'affaiblissement de la fermeture de couche $N=28$, mais plutôt à des déplacements des orbites de protons.

Finalement, bien qu'un accord relatif entre tous les calculs théoriques ait été obtenu, les données expérimentales n'ont pas, jusque là, apporté de preuves décisives pour l'interprétation de l'affaiblissement ou de la disparition de la fermeture de couche $N=28$.

Il est à noter qu'une autre hypothèse peut être avancée pour expliquer la disparition de cette fermeture de couche. L'ordonnement des couches dans cette région est fortement lié au couplage spin-orbite. Un changement de son intensité pourrait être responsable d'une réorganisation des couches dans cette région et, par conséquent, provoquer la disparition du nombre magique 28.

5.2 Signatures des fermetures de couche

Les noyaux magiques sont caractérisés par leurs exceptionnelles stabilités. A partir de leurs masses, et donc de leurs énergies de liaison, il est possible de signer les fermetures de couche en étudiant des variables qui caractérisent l'évolution de la

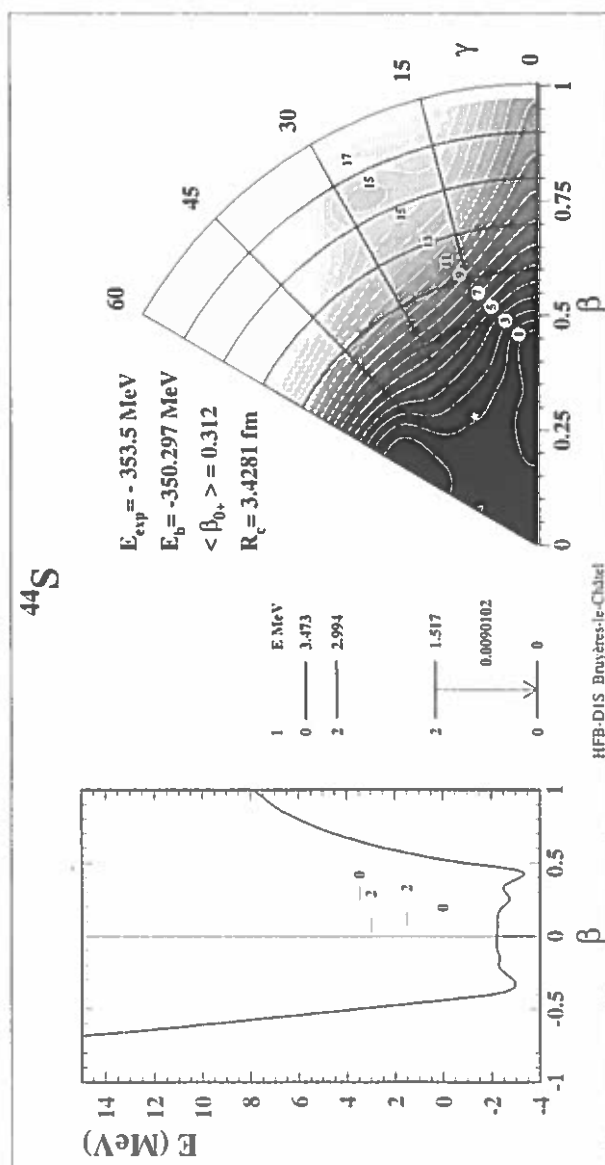


Figure 5.1 – Coexistence de formes et triaxialité dans le ^{44}S [GIR96].

stabilité des noyaux en fonction de l'isospin.

5.2.1 L'énergie de séparation des deux derniers neutrons

L'énergie de séparation des deux derniers neutrons, S_{2n} , est en fait une dérivée de l'énergie de liaison.

$$S_{2n}(A, Z) = [\Delta M(A-2, Z) - \Delta M(A, Z) + 2\Delta M_n]c^2 \quad (5.1)$$

où $\Delta M(A, Z)$ est l'excès de masse du noyau A_ZX et ΔM_n l'excès de masse du neutron égal à 8.071 MeV. Cette variable reste relativement constante tant que l'on remplit une même couche, puisque les énergies de liaison des neutrons sont sensiblement les mêmes. Aux fermetures de couche, cette variable décroît brusquement du fait que les neutrons ajoutés se trouvent maintenant sur une couche supérieure, par conséquent moins liés que les précédents. A titre d'exemple, la figure 5.2 montre l'évolution de cette variable autour du nombre magique $N=50$ [AUD95]. Si $N=28$ constitue une fermeture de couche, un effet similaire devrait être observé.

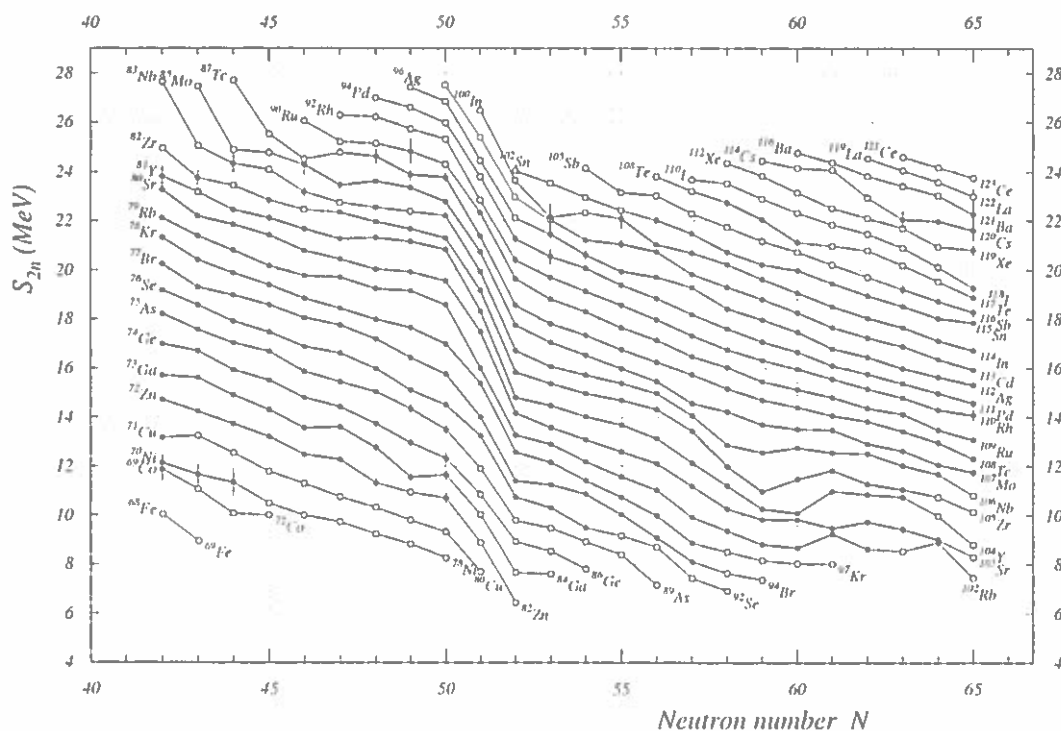


Figure 5.2 – Evolution de la variable S_{2n} autour de $N=50$ [AUD95].

Les courbes S_{2n} , comprenant nos nouvelles mesures de masses, sont représentées sur la figure 5.3 pour les isotopes de Néon ($Z=10$) au Calcium ($Z=20$).

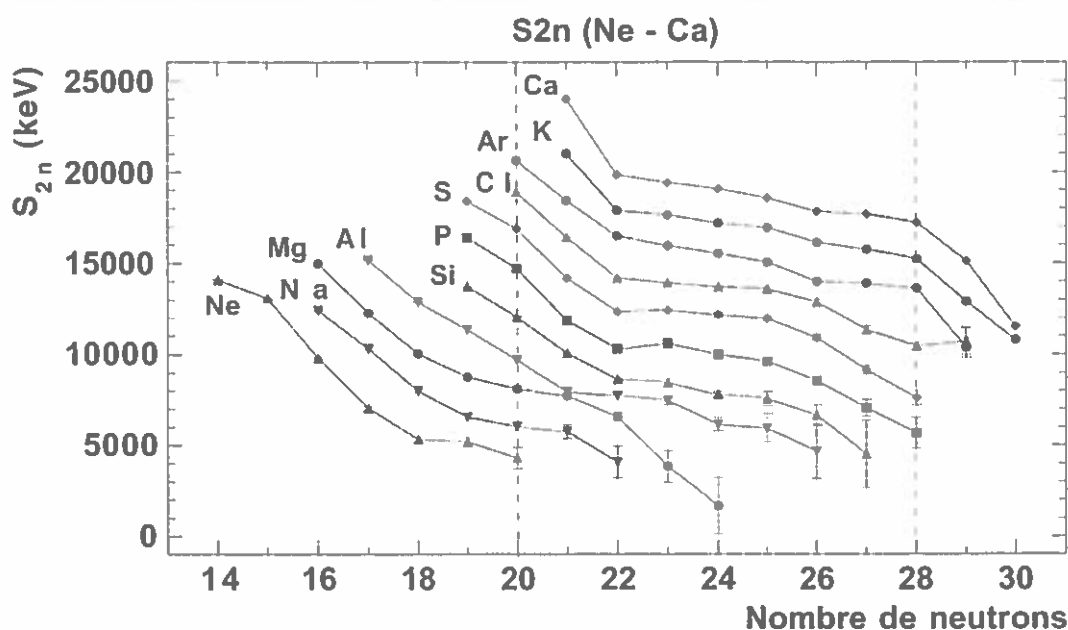


Figure 5.3 – Courbes S_{2n} pour les isotopes du Néon au Calcium.

On peut observer le comportement quasi-constant de la variable S_{2n} pendant le remplissage de la couche $f_{7/2}$ (8 neutrons) entre $N=20$ et $N=28$ pour les isotopes du Calcium, du Potassium et de l'Argon. La signature de la fermeture de couche $N=28$ est clairement visible avec le changement de pente soudain à $N=28$. Ce comportement de référence est mis en défaut en-dessous des isotopes d'Argon. Dans le cas des isotopes du Chlore, une chute s'amorce autour de $N=26$ tandis qu'une stabilité inattendue semble être obtenue au-delà de $N=28$ pour le ^{46}Cl . De même, la chute à $N=26$ est observée pour les isotopes du Soufre, du Phosphore et du Silicium. Il est difficile de prédire le comportement des S_{2n} au-delà de $N=28$, puisque aucune mesure fiable n'est disponible pour ces éléments.

Néanmoins, la rupture de pente apparaissant à $N=26$ met très clairement en évidence l'affaiblissement voire la disparition de la fermeture de couche $N=28$ en-dessous des Chlore. Les S_{2n} expérimentales pour le ^{41}Si , le ^{43}P et le ^{41}S sont systématiquement inférieures à celles extrapolées de la table de masses [AUD97] (voir tableau 5.2.1), ce qui est consistant avec l'affaiblissement de la fermeture de couche. En effet, par construction, les extrapolations sont réalisées dans l'hypothèse d'un comportement régulier des S_{2n} .

Par rapport aux comportements des isotopes du Calcium, du Potassium ou de l'Argon, on peut observer une augmentation de l'énergie de liaison des neutrons entre $N=22$ et $N=26$ pour les isotopes du Chlore, du Soufre et du Phosphore. Ceci peut provenir de la déformation qui permet au noyau d'acquérir une configuration plus liée. Cette observation semble en bon accord avec les déformations mesurées

	S_{2n}^{exp} (keV)	S_{2n}^{extr} (keV)
^{41}Si	4510 (1870)	6450 (720)
^{43}P	5680 (850)	8220 (690)
^{44}S	7610 (420)	9780 (600)

Tableau 5.1 – Comparaison des S_{2n} expérimentales et extrapolées pour les noyaux ^{41}Si , ^{43}P et ^{44}S .

dans les isotopes du Soufre [SCH96]. Néanmoins, l'énergie de liaison seule ne permet pas de mettre en évidence de façon certaine une nouvelle région de déformation qui s'étendrait aux autres éléments.

5.2.2 Correction de couches

Une autre observable, signature de l'existence des fermetures de couche et des nombres magiques, est la mesure de l'énergie microscopique construite en soustrayant à l'excès de masse expérimental la partie macroscopique du modèle de la goutte liquide (FRLDM: Finite Range Liquid Drop Model) [MOL95]. On a alors accès à la contribution des couches dans l'énergie de liaison totale. La figure 5.4 [MOL88] illustre l'évolution de cette correction microscopique. On voit clairement que les minima de l'énergie microscopique sont situés autour des nombres magiques.

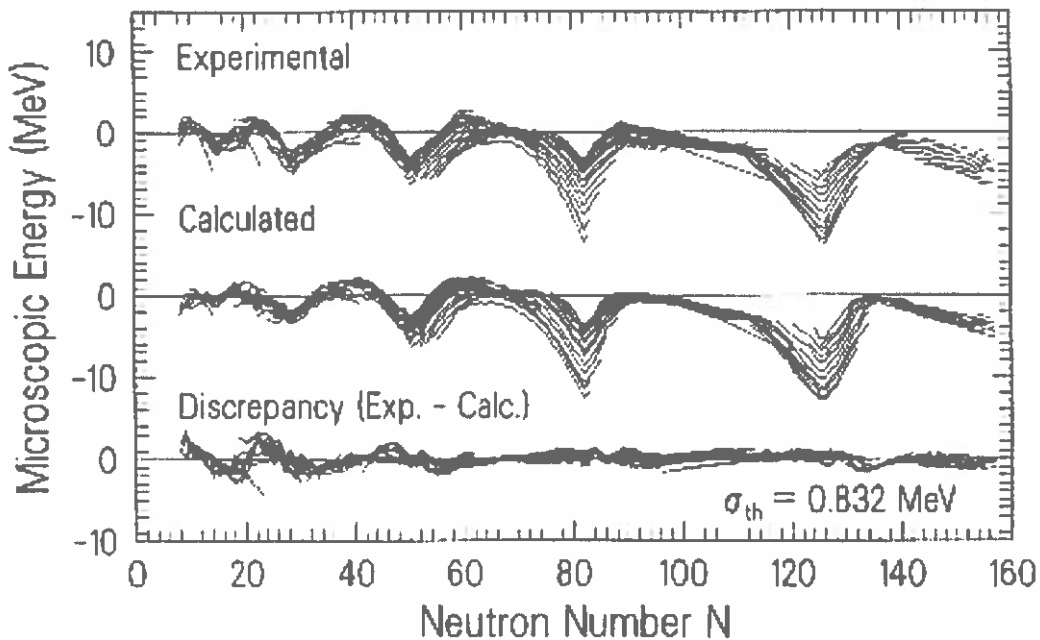


Figure 5.4 – Evolution de l'énergie microscopique en fonction du nombre de neutrons.

Nous avons donc calculé dans un premier temps l'énergie microscopique des isotopes de Calcium, de Soufre et de Phosphore entre $N=20$ et $N=28$ (figure 5.5).

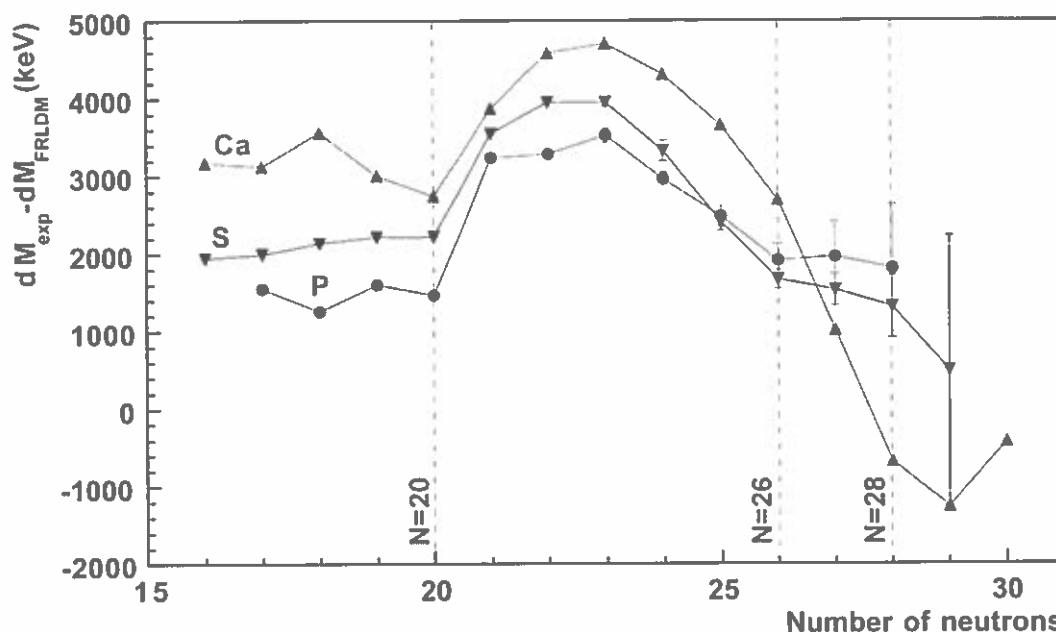


Figure 5.5 – Evolution de l'énergie microscopique pour les isotopes de Calcium, de Soufre et de Phosphore autour de $N=20$ et $N=28$.

Sur cette figure, on peut observer le comportement de référence des isotopes du Calcium avec les deux minima situés autour de $N=20$ et $N=28$. Entre ces deux nombres magiques, l'évolution de l'énergie microscopique caractérise le remplissage de la couche $f_{7/2}$. Si l'on considère les isotopes de Soufre et de Phosphore, le comportement est similaire aux isotopes du Calcium jusqu'à $N=26$ où une rupture de pente est observée. Ceci constitue une seconde signature indépendante de la disparition de la fermeture de couche à $N=28$, au moins pour les Soufre et les Phosphore. Le défaut d'énergie dans les mesures de masses du ^{43}P et du ^{44}S (respectivement 2.15MeV et 1.76MeV par rapport aux valeurs extrapolées) provient en grande partie du fait que l'énergie microscopique n'est pas minimisée à $N=28$.

La figure 5.6 montre les mêmes calculs effectués en plus pour les isotopes du Chlore et du Silicium. Le comportement des isotopes de Potassium et d'Argon étant très semblable à celui des isotopes de Calcium, nous ne les avons donc pas représentés sur la figure.

Alors que l'évolution de l'énergie microscopique dans les Chlore semble très similaire à celui des isotopes du Calcium, la mesure du ^{41}Si (bien qu'avec une grande barre d'erreur) indique que la rupture de pente autour de $N=26$ semble se maintenir pour les Z plus petits.

Ceci nous conduit à conclure, d'une part que la fermeture de couche à $N=28$ a

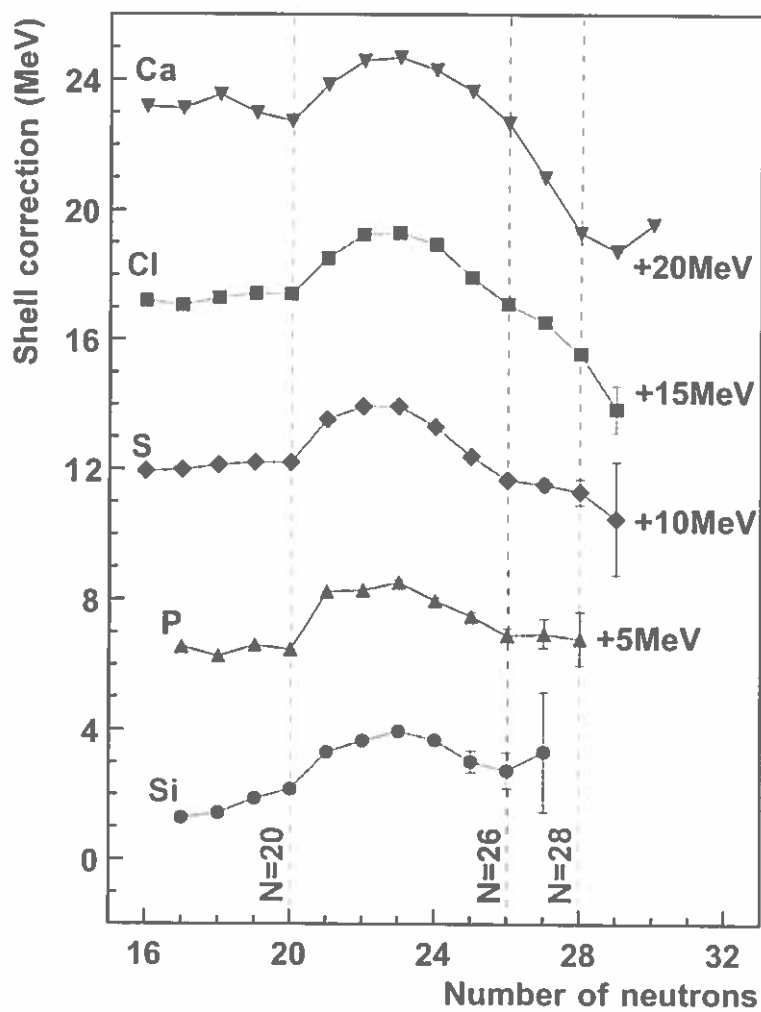


Figure 5.6 - Evolution de l'énergie microscopique pour $Z=20$ et $Z \leq 17$ autour de $N=20$ et $N=28$. Une constante a été ajoutée à chaque chaîne isotopique de manière à les présenter séparément.

disparu, d'autre part que $N=26$ semble jouer un rôle privilégié dans ce nouveau contexte. Ce point sera repris en détail à la lumière des informations apportées par l'étude de l'état isomérique dans le ^{43}S .

5.3 Considérations théoriques

L'optique des considérations théoriques suivantes n'est pas de faire ici une liste exhaustive des systématiques de masses, des modèles et calculs existants. Nous avons plutôt considéré deux approches microscopiques très différentes afin d'essayer d'en extraire des éléments de réponse sur la problématique de la persistance de la fermeture de couche $N=28$.

5.3.1 Modèle en couches

Sur la figure 5.7 sont comparées les valeurs S_{2n} expérimentales et les calculs modèle en couches de Retamosa et al. [RET97]

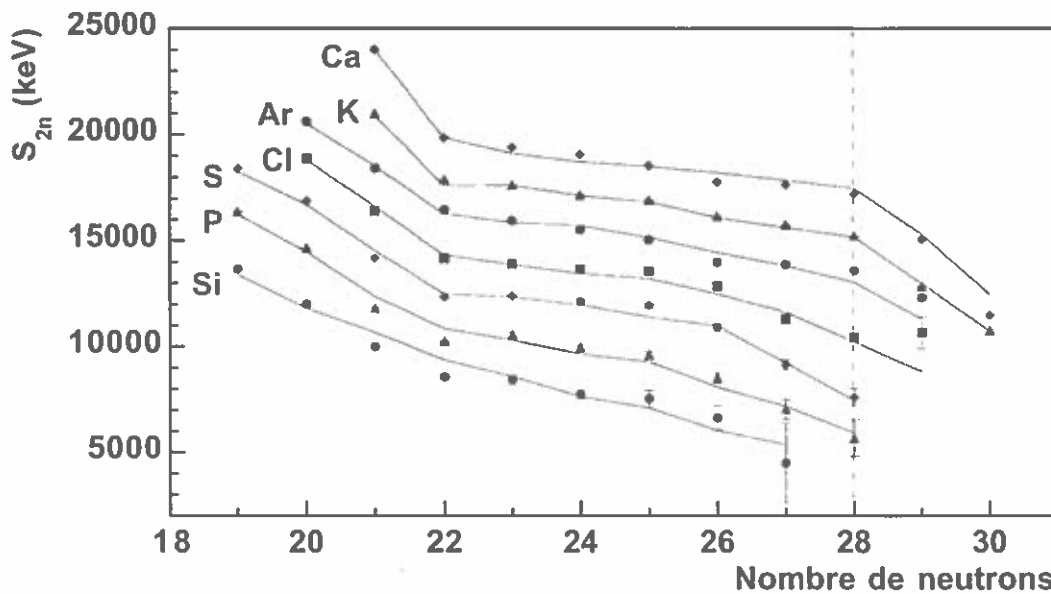


Figure 5.7 – Comparaison des S_{2n} expérimentales (points) avec les calculs modèle en couches [RET97] (traits pleins) pour $Z=14$ à $Z=20$.

Un bon accord général est obtenu, spécialement dans la région d'intérêt, pour les isotopes du Soufre et du Phosphore. La rupture de pente à $N=26$ est clairement visible dans le cas des Soufre, mais elle apparaît plus « lissée » pour les Phosphore et les Silicium. Dans le même temps, les énergies d'excitation des 2^+ ainsi que leurs probabilités de transition sont bien reproduites dans ce modèle. Les nombres

d'occupation de la couche $f_{7/2}$ ont été extraits pour les noyaux $N=28$, montrant qu'en moyenne un neutron se trouve sur une couche supérieure pour les $Z=15$ à 18.

5.3.2 Champ moyen relativiste

Le choix d'effectuer des calculs en champ moyen relativiste s'est imposé dans la mesure où l'affaiblissement de la fermeture de couche pouvait provenir d'une altération du potentiel spin-orbite. Le champ moyen relativiste est en effet le seul modèle à faire apparaître le couplage spin-orbite de façon naturelle sans ajustement. Ce point sera repris en détail dans le dernier chapitre.

Nous avons réalisé à l'aide d'un code de Champ Moyen Relativiste déformé [REN98] des calculs pour les chaînes isotopiques des Silicium et des Soufre autour de $N=28$. Sur la partie gauche de la figure 5.8 sont représentées les corrections microscopiques définies précédemment comparées avec les calculs RMF à l'aide de la paramétrisation NL-SH [SHA93a, SHA93b]. L'estimation de l'appariement a été réalisée à partir des formules de Möller et al. [MOL88] et de Magland et al. [MAG89]. Si l'on excepte les effets pairs-impairs, la tendance générale des courbes est bien reproduite, en particulier le changement de pente autour de $N=26$ pour les isotopes du Soufre.

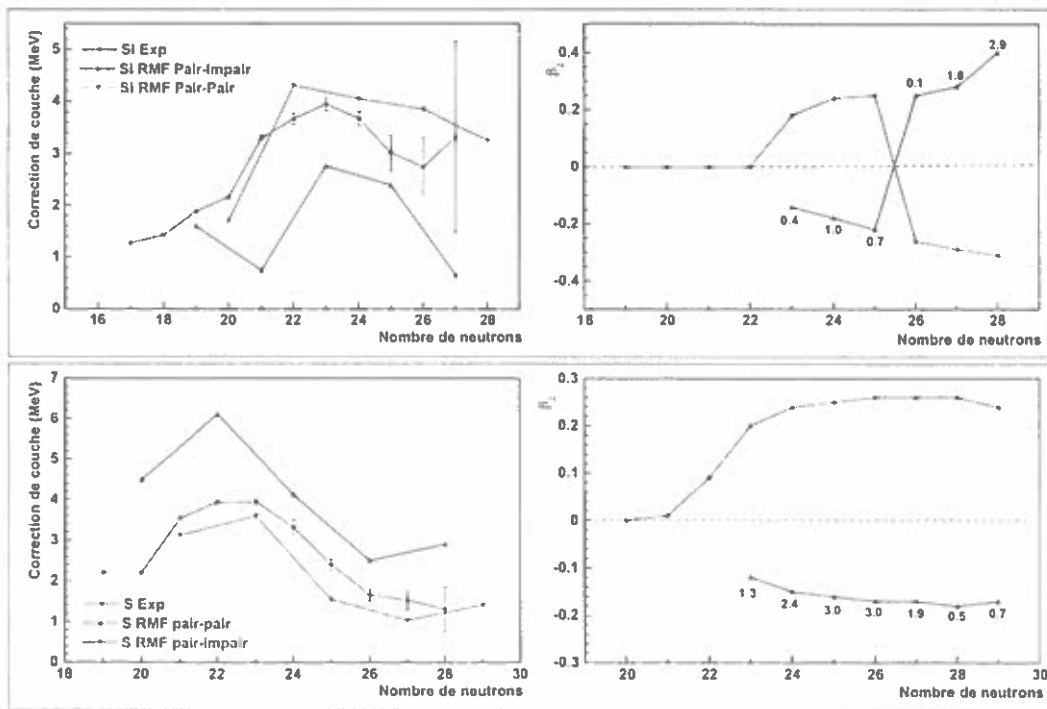


Figure 5.8 – Calculs Champ Moyen Relativiste (RMF) pour les isotopes du Silicium (en haut) et du Soufre (en bas)

La partie droite de la figure indique les déformations associées à l'état fondamen-

tal et au second puits de potentiel. Avec ce dernier est précisée la distance en MeV qui le sépare de l'état fondamental. A travers ce calcul, on constate que les configurations à $N=28$ sont prédites déformées et non sphériques avec une forte tendance à la coexistence de formes. Certaines configurations ne sont distantes l'une de l'autre que de quelques centaines de keV. Alors que ces configurations sont toutes prédites prolates pour les isotopes du Soufre, celles des isotopes du Silicium oscillent entre prolates et oblates autour de la fermeture de couche supposée. Ces calculs sont en bon accord avec ceux précédemment réalisés par T.R. Werner et al. [WER94, WER96]. Nous avons extrait les nombres d'occupation de la couche $f_{7/2}$ pour les noyaux $N=28$ à partir de calculs RMF déformés afin de les comparer à ceux obtenus par les calculs modèle en couches [RET97]. Pour RMF, les nombres d'occupation ont été reconstruit à partir des nombres d'occupation individuels des orbitales de Nilsson provenant de la couche $f_{7/2}$. Du fait des coexistences de formes, nous avons calculé pour chaque noyau $N=28$ les nombres d'occupation en cas de déformation oblate ou prolates. Dans le cadre du modèle de Nilsson, l'évolution des orbitales issues de la couche $f_{7/2}$ n'est pas symétrique par rapport au signe de la déformation (voir figure 5.9).

Sur la figure 5.10, on peut voir la comparaison entre les résultats obtenus par le modèle en couches et les calculs de champ moyen relativiste. Alors que les calculs modèle en couches ne donnent qu'un nombre d'occupation moyenné sur toutes les configurations, les calculs relativistes nous permettent de distinguer les 2 composantes prolates et oblates pour les noyaux en-dessous du Chlore. On voit clairement que, dans le cas des configurations prolates, le nombre d'occupation moyen de la couche $f_{7/2}$ est systématiquement plus bas que celui des configurations oblates. Ceci peut s'expliquer en regardant le diagramme de Nilsson où l'on voit qu'un croisement de couche est possible à partir d'une certaine déformation prolates entre les couches $1f_{7/2}$ et $2p_{3/2}$. Dans ce cas, il sort des calculs que, pour le ^{42}Si , le ^{43}P et le ^{44}S , la configuration prolates la plus liée consiste à occuper des états de la couche $2p_{3/2}$.

Une conclusion similaire a été obtenue par B.V. Carlson et D. Hirata [CAR99]. La disparition de la fermeture de couche $N=28$ serait donc essentiellement due à des effets de déformation prolates. Il apparaît tout de même qu'une forte compétition existe entre les configurations prolates qui tendent à dépeupler la couche $f_{7/2}$ et oblates qui tendent à la maintenir « fermée ». Les nombres d'occupation obtenus dans le cadre du modèle en couches pourraient être le reflet de ces mélanges de configurations.

Expérimentalement, il subsiste néanmoins qu'aucune preuve expérimentale directe n'a jusque là mis en évidence les coexistences de formes prédites. Dans ce qui suit, nous allons présenter la première preuve expérimentale de l'existence de coexistences de formes dans cette région.

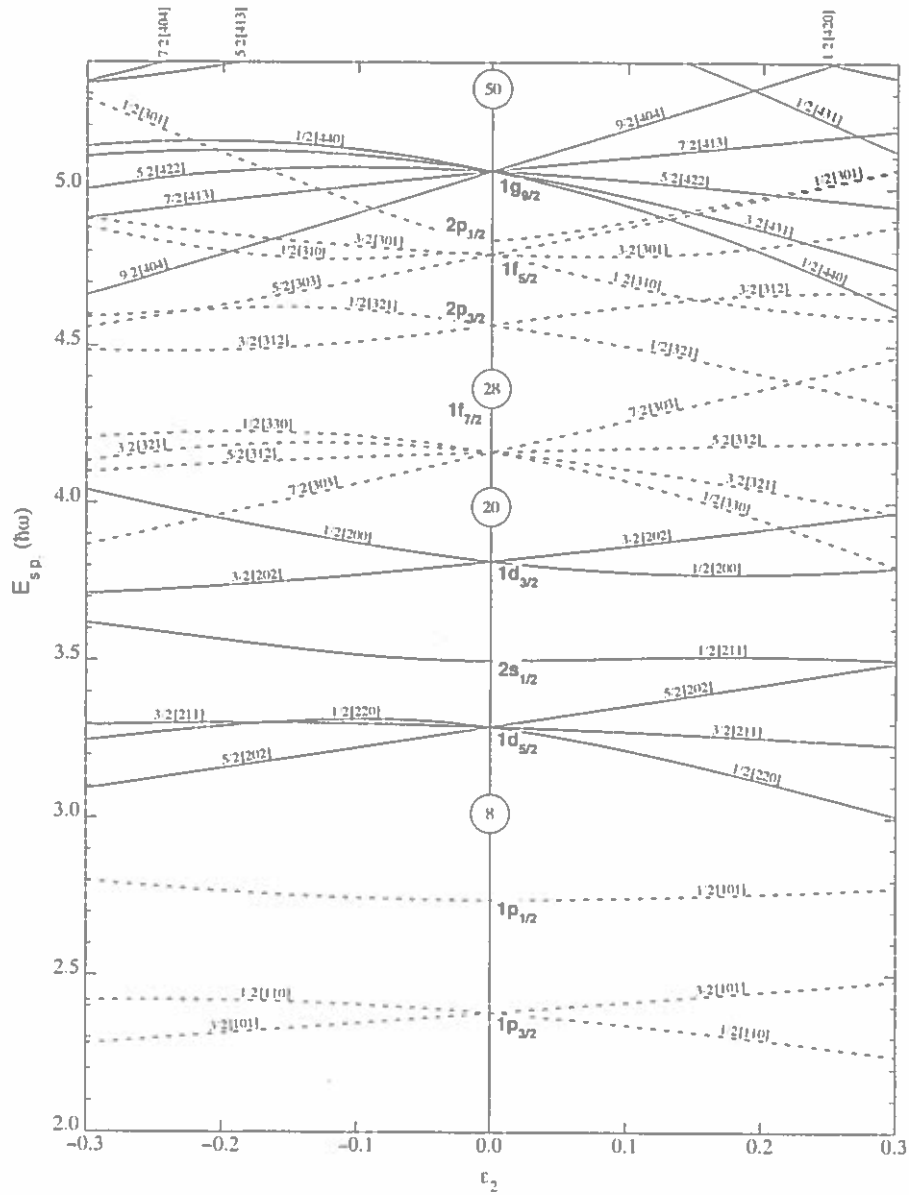


Figure 5.9 – Orbitales de Nilsson en fonction du paramètre ϵ_2 .

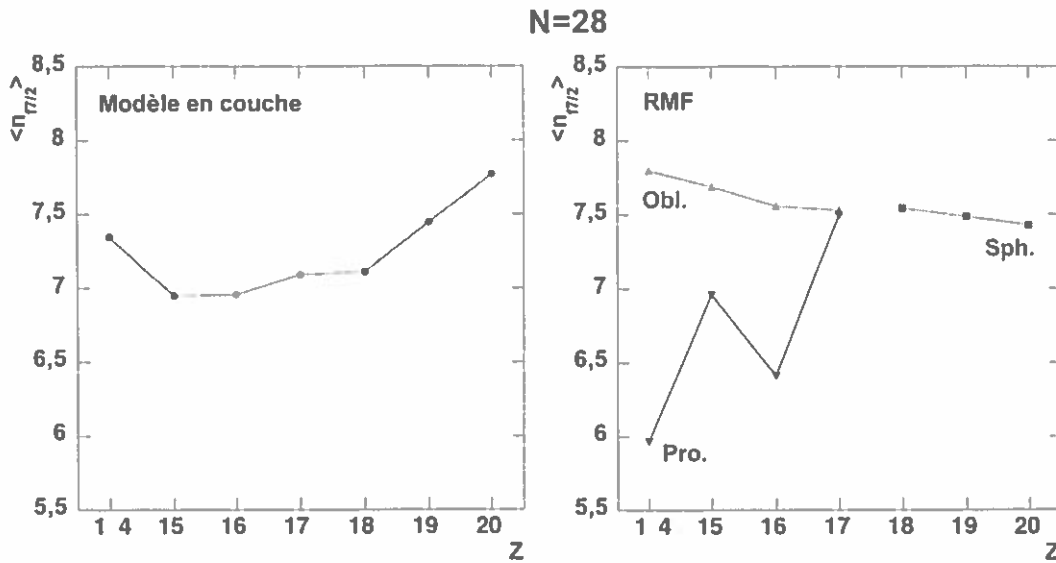


Figure 5.10 – Nombre d’occupation moyen de la couche $f_{7/2}$ selon les calculs modèle en couches [RET97] et selon RMF.

5.4 Un état isomérique dans le ^{43}S

5.4.1 Mise en évidence expérimentale

Comme nous l’avons signalé dans la description du dispositif instrumental, la détection de gammas en coïncidence avec des noyaux de ^{43}S nous a permis de mettre en évidence la présence d’un état isomérique dans ce noyau. La figure 5.11 montre les distributions des isotopes du Soufre non-conditionnée (figure du haut) et conditionnée (figure du bas). Un nombre de coïncidences plus important est obtenu pour le ^{43}S que pour les autres isotopes. Du fait de la faible statistique, il n’a pas été possible d’extraire les propriétés de cet isomère de l’expérience Mesures de Masses.

Au cours de l’expérience de mesures de sections efficaces de réaction de noyaux exotiques [ROU96] qui a eu lieu en Juillet 97, nous avons eu la possibilité de placer deux détecteurs Germanium autour du détecteur d’implantation (CsI). En fin d’expérience, un réglage en $B\rho$ particulier a permis d’obtenir des noyaux de ^{43}S issus de la fragmentation du faisceau primaire de ^{48}Ca à 60 MeV par nucléon. A partir des données, une transition isomérique simple à $E = 319\text{keV}$ a pu être identifiée avec un temps de vie de $T_{1/2} = 478 \pm 48\text{ns}$ (voir figure 5.12).

A partir de l’énergie de la transition et de son temps de vie, il est possible, selon l’estimation de Weisskopf [WEI51], d’assigner les multipolarités possibles de la transition :

$$T_{1/2}(W) = C1 \cdot A^{C2} \cdot E_{\gamma}^{C3} \cdot 10^{C4} \quad (5.2)$$

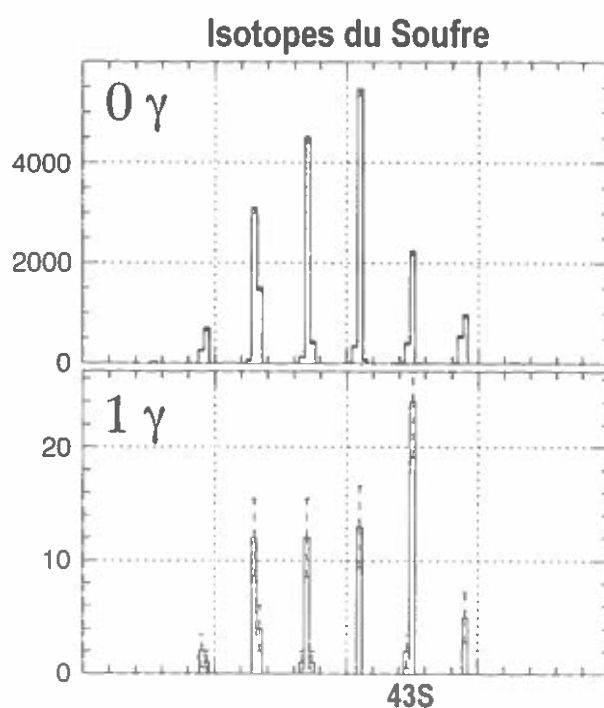


Figure 5.11 – Mise en évidence d'un état isomérique dans le ^{43}S au cours de l'expérience Mesures de Masses.

Isomeric State in ^{43}S

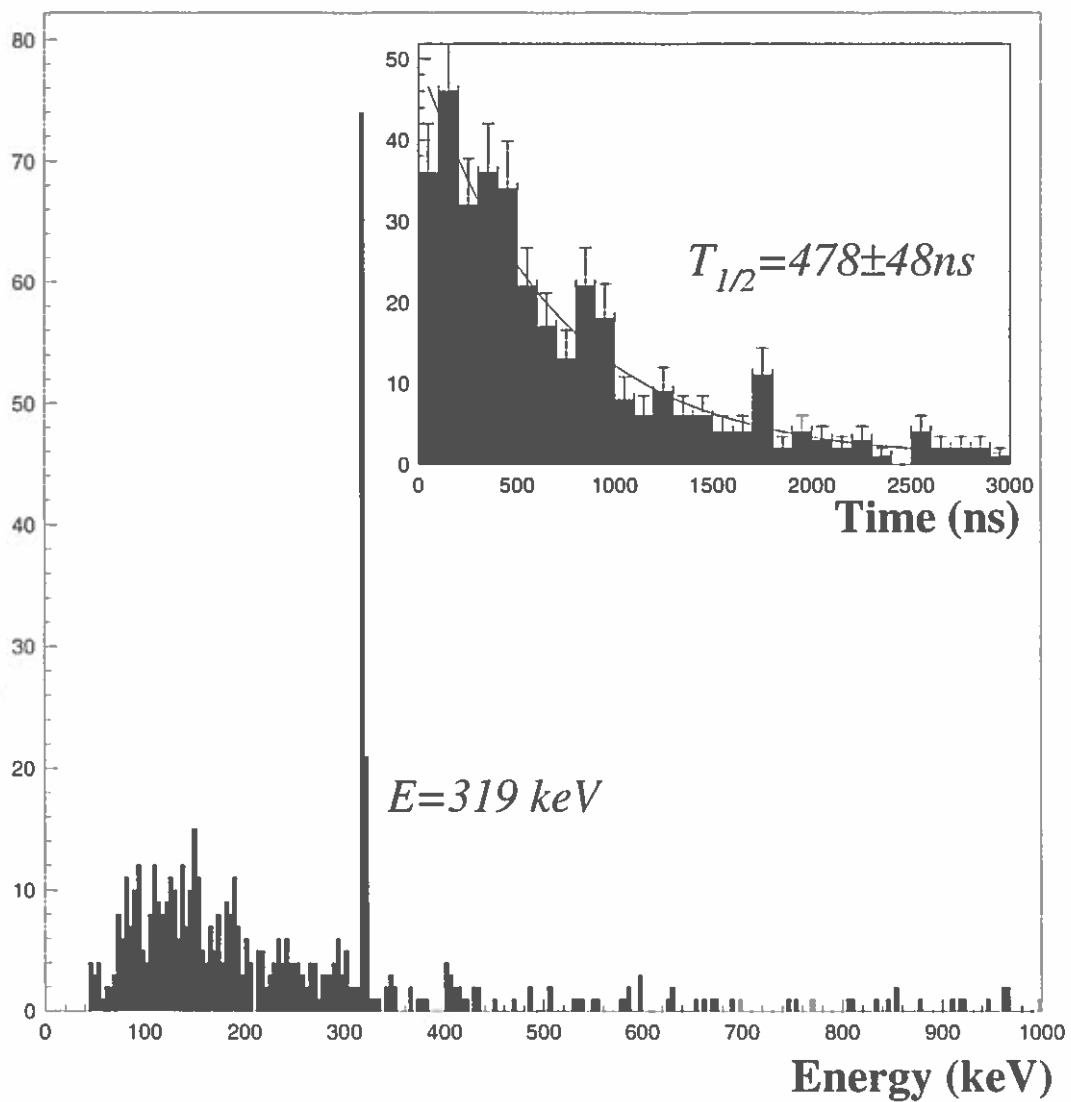


Figure 5.12 – Caractéristiques de l'isomère dans le ^{43}S .

avec le temps de vie $T_{1/2}$ en seconde, l'énergie E_γ en MeV (ici 0.319 MeV) et C1 à C4 des coefficients dépendants des multipolarités [KAN95]. Le tableau 5.4.1 donne les coefficients et le $T_{1/2}(W)$ pour les multipolarités jusqu'à $L=3$.

Multipolarité	Parité	C1	C2	C3	C4	$T_{1/2}$ (ns)
E1	-	6.73	-2/3	-3	-15	$1.7 \cdot 10^{-5}$
M1	+	2.24	0	-3	-14	$6.9 \cdot 10^{-4}$
E2	+	9.37	-4/3	-5	-9	19
M2	-	3.12	-2/3	-5	-8	770
E3	-	1.98	-2	-7	-2	$3.2 \cdot 10^7$
M3	+	6.60	-4/3	-7	-2	$1.3 \cdot 10^9$

Tableau 5.2 – Multipolarités et Temps de vie.

Les transitions $L=1$ et $L=3$ peuvent être exclues puisque les temps de vie estimés sont plusieurs ordres de grandeur différents de celui mesuré expérimentalement. Le temps de vie obtenu par l'estimation Weisskopf correspond au temps de vie minimum pour la multipolarité correspondante s'il ne s'agit pas d'une transition entre états collectifs. Dans ce cas, la transition est instantanée et n'est ralentie par aucun processus dans le noyau. D'autre part, si l'on fait l'hypothèse que cet isomère est issu de l'excitation d'un neutron, il est beaucoup plus probable que cette transition se fasse entre 2 niveaux de parités identiques (pour s'en convaincre, on pourra regarder les parités des niveaux sur un diagramme de Nilsson). Ces arguments favorisent donc très fortement une transition électrique E2.

Considérons la probabilité de transition quadrupolaire E2 déduite de l'énergie de la transition et de son temps de vie [TAL93]:

$$B(E2) = 8.156 \cdot 10^{-10} \cdot T_{1/2}^{-1} \cdot E_\gamma^{-5} \quad [e^2 fm^4] \quad (5.3)$$

avec $T_{1/2}$ en secondes, E_γ en MeV et $e^2=1.44$ MeV.fm, et celle provenant de l'estimation de Weisskopf:

$$B_W(E2) = 0.0594 \cdot A^{4/3} \quad [e^2 fm^4] \quad (5.4)$$

Nous obtenons les valeurs respectives de $B(E2)= 0.517 e^2fm^4$ et $B_W(E2)= 8.948 e^2fm^4$. Le rapport $B(E2)/B_W(E2)$ étant très inférieur à 1, il s'agit d'une transition ralentie, soit d'une transition entre deux états avec des fonctions d'onde très différentes.

5.4.2 Interprétation théorique

L'interprétation de cet état isomérique est essentielle pour comprendre ce qui se passe dans cette région. Comme nous l'avons vu précédemment, le ^{43}S est prédit de

déformation prolate, ce qui signifie que son état fondamental n'est peut-être pas un $7/2^-$. Selon un calcul RMF, l'état fondamental du ^{43}S est un $1/2^-$ (provenant de la couche $2p_{3/2}$). Un résultat similaire pour des déformations supérieures à 0.3 est obtenu par un calcul HFB [PER99].

Un calcul de modèle en couches, effectué par F. Nowacki [NOW99] permet de proposer une interprétation de cet état isomérique. Sur la figure 5.13, on peut voir la séquence de niveaux prédite par ce calcul.

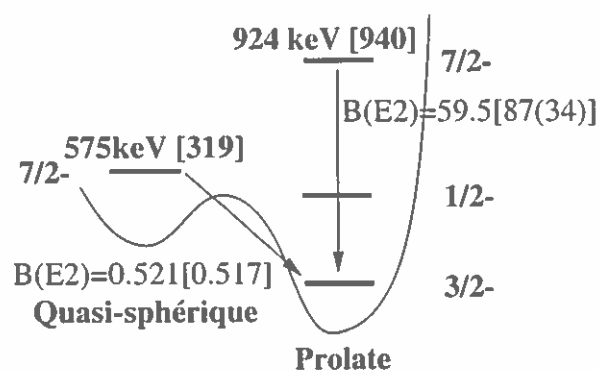


Figure 5.13 – Interprétation théorique de l'état isomérique dans le ^{43}S . Sur cette figure sont indiqués les spins et les énergies des états ainsi que les probabilités de transition $B(E2)$ entre les états $7/2^-$ et l'état fondamental. Les valeurs expérimentales sont indiquées entre crochets.

Selon ce calcul, l'état fondamental serait un $3/2^-$ prolate, correspondant essentiellement à un neutron dans la couche $2p_{3/2}$. Ce résultat est tout à fait comparable aux calculs de champ moyen, bien que l'assignation du spin de l'état fondamental soit différente. Deux transitions E2 sont possibles entre un $7/2^-$ et l'état fondamental, mais avec des probabilités de transition très différentes. L'état correspondant au $B(E2)$ le plus élevé se situe dans la même bande que le fondamental et a probablement été observé en excitation coulombienne à MSU [IBB98]. La seconde transition E2 caractérise l'état isomérique que nous avons observé expérimentalement. La probabilité de transition est très similaire à celle extraite des données expérimentales et sa position en énergie supporte l'interprétation de cet état comme un état isomérique. Si l'on recalcule le temps de vie de l'état avec l'énergie mesurée expérimentalement, on obtient un temps de vie de 470 ns, remarquablement proche de la valeur mesurée. Selon cette interprétation, l'état isomérique correspond à une configuration à 7 neutrons dans la couche $f_{7/2}$ et serait donc la signature d'une coexistence entre deux formes, l'une prolate et l'autre sphérique ou quasi-sphérique. La découverte de cet état isomérique constitue donc la première preuve expérimentale d'une coexistence de formes dans cette région.

Une analyse des configurations de protons dans le calcul modèle en couches montre que, pour au moins 50% de la fonction d'onde, le $3/2^-$ correspond en réalité au

couplage d'un état neutron à un 2^+ proton déformé. Cette interprétation va dans le sens de l'argumentation de P.D. Cottle et K.W. Kemper [COT98], qui met en évidence la possibilité d'excitation de protons dans la couche sd, du fait de la faible distance en énergie entre les couches protons $d_{3/2}$ et $s_{1/2}$ (voir figure 5.14).

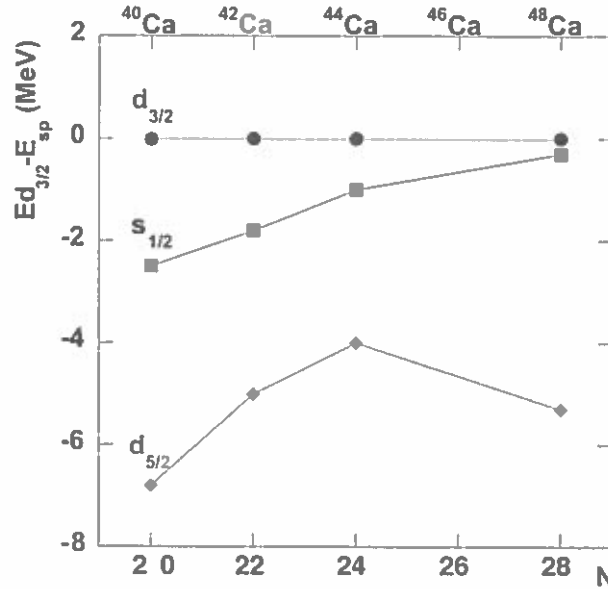


Figure 5.14 – Positions relatives des niveaux de protons dans la couche sd pour les isotopes de Calcium [DOL76].

5.5 Evolution de la composante spin-orbite

Il convient maintenant d'étudier la seconde hypothèse que nous avons avancée au début de ce chapitre. Dans le modèle en couches, le spin-orbite joue un rôle majeur puisqu'il est responsable de la séquence des nombres magiques. On peut donc se demander si la disparition de la fermeture de couche $N=28$ mis en évidence dans ce travail n'est pas la conséquence d'une altération du potentiel spin-orbite pour les noyaux riches en neutrons. Cette assertion n'est pas nouvelle puisque des calculs de champ moyen relativiste prédisent une diminution de ce terme loin de la stabilité [LAL95], ce qui conduirait à une nouvelle distribution des états de particules indépendantes.

Afin d'évaluer la contribution du spin-orbite autour de $N=28$, nous avons effectué des calculs RMF en symétrie sphérique [REN98], ceci afin de découpler la contribution du couplage spin-orbite de celle de la déformation. Sur la figure 5.15, nous avons étudié l'évolution des énergies de couplage spin-orbite $E(f_{5/2}-f_{7/2})$ et $E(p_{1/2}-p_{3/2})$ pour les noyaux $N=28$ dans le cadre du modèle en couches [CAU98] et de RMF.

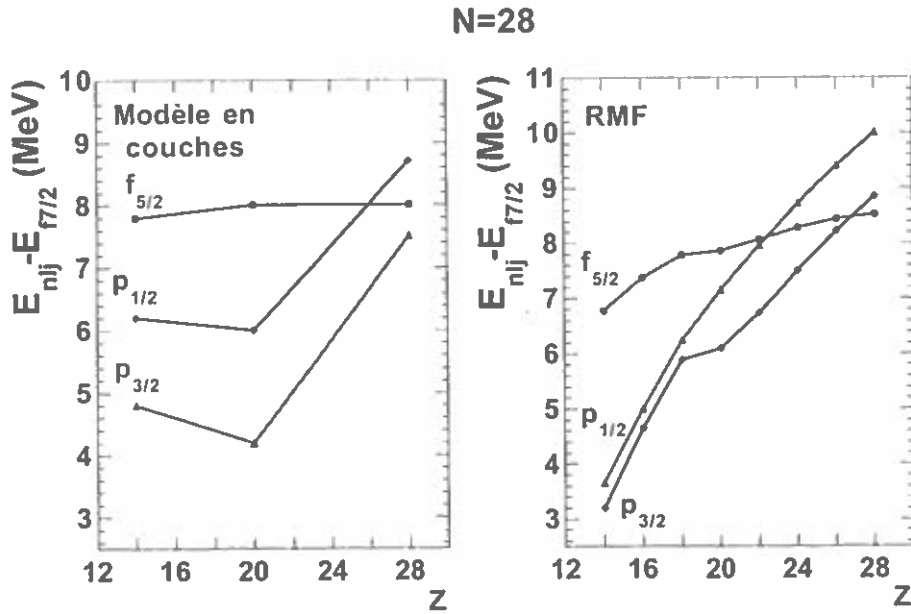


Figure 5.15 – Evolution des écarts en énergie des niveaux partenaires spin-orbite pour les noyaux N=28 dans le cadre du modèle en couches [CAU98] et de RMF.

En ce qui concerne le modèle en couches, il a été démontré [ZUK95] qu'il est possible de séparer l'hamiltonien nucléaire en une partie monopolaire et une partie multipolaire. La partie monopolaire peut s'identifier à un hamiltonien de champ moyen de type Hartree-Fock. La partie multipolaire est toutefois nécessaire pour décrire en détail la spectroscopie des noyaux. Cette approche permet de comparer les positions effectives des états selon un calcul modèle en couches avec les énergies simples particules des modèles de champ moyen. Dans le modèle en couches, les énergies $E(f_{5/2}-f_{7/2})$ et $E(p_{1/2}-p_{3/2})$ sont quasiment constantes en fonction de Z. Seule change la position relative des niveaux les uns par rapport aux autres. Il semble donc que, pour les calculs modèle en couches, il n'est pas nécessaire de recourir à une dépendance du potentiel spin-orbite en fonction de l'isospin pour reproduire les données expérimentales.

La situation apparaît plus complexe dans le cas de RMF sphérique. Dans le cas de l'écart $E(f_{5/2}-f_{7/2})$, une dépendance en isospin est observée, même si elle peut sembler relativement faible compte tenu de la grande dynamique en isospin couverte par la figure. Cette variation de moins d'1.5 MeV entre Z=14 et Z=20 est toutefois insuffisante pour expliquer à elle-seule la disparition de la fermeture de couche N=28. L'écart en énergie $E(p_{1/2}-p_{3/2})$ évolue de façon plus brutale autour de Z=20 et une réelle différence est observée entre modèle en couches et RMF. Ceci pourrait provenir d'une différence de description du couplage des protons avec les neutrons de la couche $f_{7/2}$ entre les deux modèles.

5.6 Au-delà de $N=28$?

La mesure de la masse du ^{46}Cl montre un comportement inattendu des S_{2n} au-delà de $N=28$ et révèle que ce noyau est plus stable que ce que l'on pouvait attendre. Dans le cadre du modèle de Nilsson, ce comportement peut être expliqué par la proximité des niveaux $7/2^-$ provenant de la couche $f_{7/2}$ et $1/2^-$ provenant de la couche $p_{3/2}$ en cas de déformation prolata. Au voisinage du croisement de ces deux niveaux, il est en effet possible de placer 4 neutrons sur ces niveaux d'énergies similaires. Dans ce cas, on s'attend à voir apparaître un palier dans les S_{2n} à $N=28$. L'extension de la région de déformation au-delà de $N=28$ serait alors caractérisée par un nouveau gap en énergie à $N=30$ analogue de celui observé à $N=26$.

5.7 Conclusion partielle

La mesure de nouvelles masses autour de $N=28$ nous a permis d'apporter de nouveaux éléments de réponses dans la problématique de la persistance de cette fermeture de couche. Si la mesure de faibles temps de vie et de déformations autour de $N=28$ constituaient des preuves indéniables de l'affaiblissement de la fermeture de couche, il subsistait qu'aucun de ces arguments n'était réellement décisif pour la compréhension des raisons de cet affaiblissement. L'observation de ruptures de pente à $N=26$ en-dessous du Chlore dans les énergies de séparation des deux derniers neutrons et dans les énergies microscopiques extraites des nouvelles mesures de masses constitue une signature très forte d'un affaiblissement prononcé de la fermeture de couche $N=28$.

Ces conclusions rejoignent en cela celles proposées à l'issue des précédents travaux expérimentaux dans cette région. Néanmoins, ces mesures ont apporté une précieuse information supplémentaire: le nombre $N=26$ possède toutes les caractéristiques d'une pseudo-fermeture de couche. Ces observations sont aussi consistantes avec deux modèles microscopiques que nous avons considérés dans notre interprétation: les calculs modèle en couches et de champ moyen relativiste.

Alors que la majorité des calculs théoriques estime que la fermeture de couche est affaiblie en raison de très fortes coexistences de formes, aucune preuve expérimentale de leur existence n'avait jusqu'ici pu être apportée. Dans ce contexte, l'observation de l'état isomérique du ^{43}S et son interprétation par des calculs modèle en couches a apporté un élément déterminant. Selon cette interprétation, cet isomère est un isomère de forme et constitue donc la première preuve expérimentale d'une coexistence de formes dans cette région. La prédiction d'un état fondamental prolata de spin $3/2^-$ nous a permis de pousser plus loin les conclusions avancées après l'analyse des mesures de masses. Dans un diagramme de Nilsson, à partir d'une certaine déformation, les composantes des couches $1f_{7/2}$ et $2p_{3/2}$ peuvent se croiser. Or l'analyse de la fonction d'onde de l'état fondamental a montré que la majorité de celle-ci est

construite à partir d'un neutron dans la couche $2p_{3/2}$. Un résultat similaire et une interprétation identique ont été obtenus à l'aide de calculs de champ moyen relativiste. Le nombre magique $N=28$, qui correspondait au remplissage de la couche $f_{7/2}$, disparaît au profit d'une pseudo-magie à $N=26$ puisque c'est maintenant à $N=26$ que l'on observe la plus faible densité de niveaux (ou le plus grand écart en énergie entre 2 niveaux). Il sort des calculs de modèle en couches qu'un fort couplage existe entre les protons et les neutrons dans ces configurations.

Nous avons envisagé la possibilité qu'un affaiblissement du potentiel spin-orbite puisse être responsable d'un re-arrangement des couches et, par voie de conséquence, responsable de l'affaiblissement ou de la disparition de la fermeture de couche. Il sort des calculs de champ moyen relativiste que, malgré un affaiblissement conséquent du couplage spin-orbite pour les noyaux riches en neutrons, celui-ci n'est pas responsable des phénomènes observés autour de $N=28$. Il subsiste que l'évolution du couplage spin-orbite en fonction de l'isospin reste un problème fondamental puisqu'il pourrait contribuer à la modification de la structure en couches loin de la stabilité.

Chapitre 6

La fermeture de couche $N=20$ et au-delà

6.1 Etats intrus autour de $N=20$

Depuis les observations expérimentales d'anomalies autour de la fermeture de couche $N=20$ [DET79], d'autres travaux expérimentaux ont confirmé l'apparente disparition de la fermeture de couche $N=20$ pour les noyaux riches en neutrons. Par exemple, la mesure de l'énergie d'excitation 2^+ [GUI84] et de la masse [ORR91] du ^{32}Mg et, plus récemment, sa probabilité de transition $B(E2)$ [MOT95] montrent que ce noyau est très déformé malgré sa configuration semi-magique. La déformation apporte un surplus d'énergie de liaison faisant disparaître le caractère magique du nombre $N=20$.

Du point de vue théorique, les résultats expérimentaux ne peuvent pas être reproduits si l'on considère uniquement la couche sd dans les calculs. En 1987, A. Poves et J. Retamosa [POV87, POV94] proposent l'inclusion d'orbitales intruses provenant de la couche fp dans les calculs modèle en couches. L'apport de niveaux de plus grands moments angulaires seraient alors responsables des effets de déformation observés autour de $N=20$. Cette hypothèse a été depuis validée par d'autres travaux théoriques [WAR90, FUK92]. Un « îlot d'inversion » a été prédit autour de $N=20$ pour les isotopes du Néon, du Sodium et du Magnésium. Sur la figure 6.1 tirée de l'article de Caurier et al. [CAU98], on voit que pour ces noyaux, les configurations d'excitation 2 particules - 2 trous sont plus favorables énergétiquement que les configurations standard du modèle en couches.

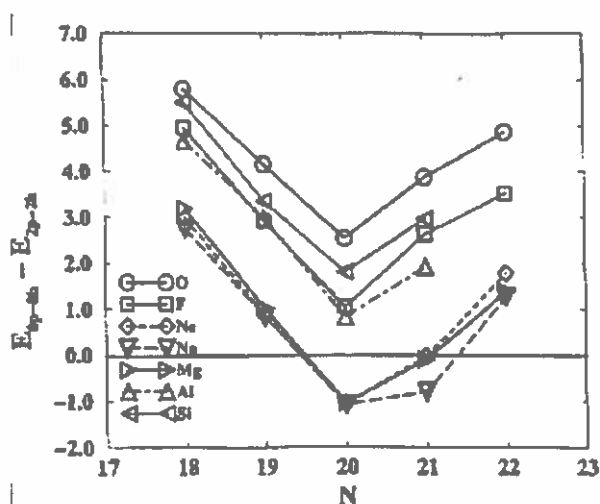


Figure 6.1 - « Îlot d'inversion » autour de $N=20$ pour les isotopes de Ne, Na et Mg [CAU98].

Le contexte autour de $N=20$ est donc assez différent de celui de $N=28$, puisque c'est une couche de plus haut moment angulaire de parité différente qui vient apporter de la déformation aux noyaux. Toutefois, on voit que la couche $f_{7/2}$ intervient de

manière symétrique dans les deux processus. Dans les deux cas, la déformation résulte de croisements entre la couche $f_{7/2}$ et les niveaux inférieurs pour $N=20$ ($d_{3/2}$) ou supérieurs pour $N=28$ ($p_{3/2}$). De même que pour $N=28$, des coexistences de formes sont prédites autour de $N=20$ (voir, par exemple, les calculs récents de Y. Utsuno, T. Otsuka et al. [UTS99]).

6.2 Apport des nouvelles masses

Dans cette partie, nous allons faire une analyse similaire à celle réalisée autour de $N=28$. Considérons l'énergie de séparation des deux derniers neutrons pour les isotopes du Néon au Silicium autour de $N=20$. Sur la figure 6.2 sont représentées les S_{2n} expérimentales comparées à celles prédites par les calculs modèle en couches standard [CAU98] et Monte Carlo [UTS99].

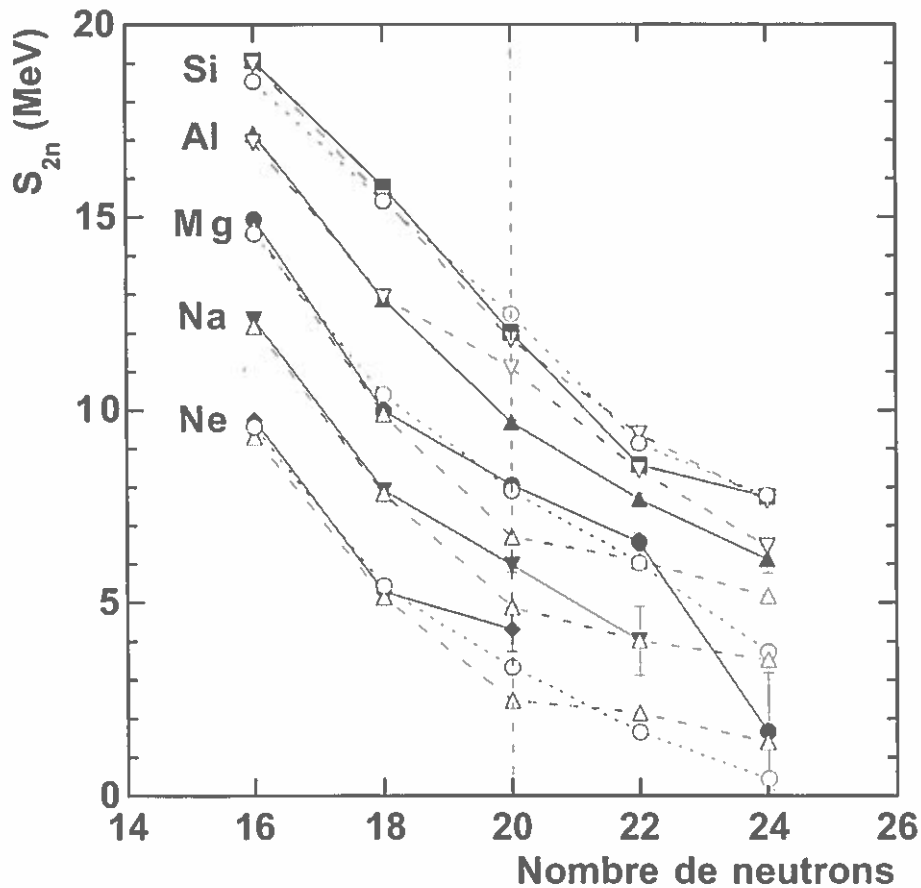


Figure 6.2 – Comparaison des S_{2n} expérimentales (traits pleins, symboles pleins) avec des calculs modèle en couches de Caurier et al. [CAU98] (traits pointillés, triangles ouverts) et de Utsuno et al. [UTS99] (traits pointillés, ronds ouverts, pour Ne-Mg-Si).

La nouvelle masse proposée pour le ^{30}Ne conduit à une valeur de S_{2n} plus basse que précédemment, en meilleur accord avec les prédictions théoriques. Le comportement des isotopes du Néon autour de $N=20$ est similaire à celui des Sodium et des Magnésium et confirme la présence d'un îlot d'inversion autour de $N=20$.

Globalement, un très bon accord est obtenu entre les données expérimentales et les calculs de Utsuno et al. L'accord est moins bon par contre avec les calculs de Caurier et al. où l'on observe un désaccord systématique à $N=20$. On retrouve dans les courbes S_{2n} la signature d'une région de déformation responsable de la disparition de la fermeture de couche $N=20$.

La mesure de la masse du ^{36}Mg est très intéressante car elle se situe bien au-delà de la fermeture de couche supposée. On observe pour ce noyau une chute brutale de l'énergie de séparation des deux derniers neutrons qui pourrait être interprétée comme une signature d'une fermeture de couche. Toutefois, la barre d'erreur sur la mesure (1.5 MeV) ne permet pas de conclure de manière certaine, il subsiste tout de même que ce comportement est très différent de celui observé pour de plus grands Z . Pour s'en convaincre, nous avons calculé la correction microscopique associée à ces masses (figure 6.3).

Comme on a pu le voir dans notre analyse de la fermeture $N=28$ (figure 5.6), la signature de $N=20$ correspond plus à une rupture de pente dans l'énergie microscopique qu'à un réel minimum. On retrouve cet effet pour les isotopes du Silicium. En-dessous de $Z=14$, la signature disparaît progressivement et les évolutions observées deviennent difficiles à interpréter. On voit cependant clairement la formation d'une « bosse » caractéristique de l'îlot d'inversion. On peut observer un minimum local dans l'énergie microscopique à $N=22$ pour les isotopes du Magnésium qui confirme ce que nous avons observé avec les S_{2n} . Malheureusement, aucune mesure en-dessous de $Z=12$ ne permet de confirmer la présence d'un pseudo-nombre magique à $N=22$. Le comportement général des S_{2n} du Magnésium et la valeur très faible mesurée pour le ^{36}Mg tendent à penser que le ^{40}Mg serait instable, contrairement aux prédictions [REN96, TER97, UTS99]. De nouvelles mesures dans cette région seraient donc très intéressantes.

6.3 En Conclusion ?

On retrouve finalement autour de $N=22$ pour les isotopes du Magnésium, une signature similaire à celle observée autour de $N=26$ pour les isotopes du Silicium au Chlore. Dans les deux cas, il ne fait aucun doute que les disparitions des fermetures de couche $N=20$ et $N=28$ sont dues à des croisements de niveaux. L'apparition d'une pseudo-fermeture de couche à $N=22$ pourrait être interprétée de la même façon en considérant qu'il existe un grand gap en énergie précisément à $N=22$. La situation est cependant beaucoup plus complexe autour de $N=20$, puisque, pour les grandes

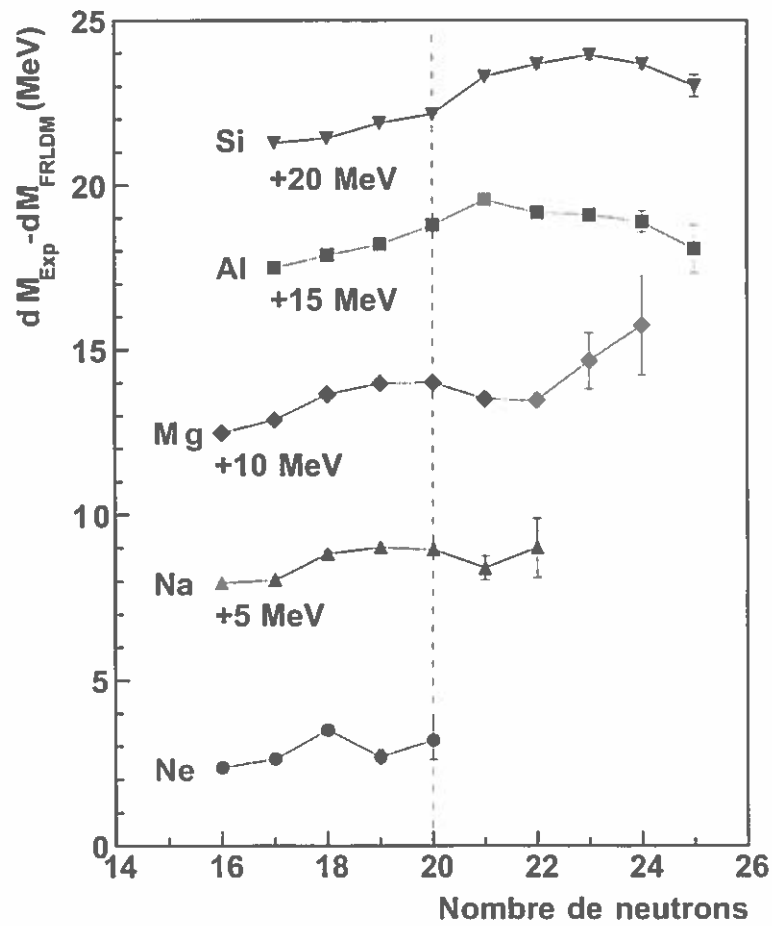


Figure 6.3 - Energies microscopiques calculées pour $Z=10$ à $Z=14$. Une constante a été ajoutée à chaque chaîne isotopique de manière à les présenter séparément.

déformations, de multiples croisements sont possibles entre les couches $d_{3/2}$ et $f_{7/2}$ (voir un diagramme de Nilsson). On rencontre de plus, pour l'interprétation des résultats, les mêmes difficultés liées à l'estimation du couplage des protons avec les neutrons. La mesure de nouvelles masses dans les Fluor, les Néon et les Sodium autour de $N=22$ pourrait apporter de nouveaux éléments de réponse.

Chapitre 7

Etude du potentiel spin-orbite en fonction de l'isospin

Nous avons vu dans le chapitre 5 que l'affaiblissement du couplage spin-orbite ne semble pas assez prononcé pour être le principal responsable de la disparition de la fermeture de couche $N=28$. Malgré cela, on constate dans les calculs RMF qu'il existe effectivement une diminution de l'ordre de 20% de ce couplage pour les noyaux très riches en neutrons. Comme on l'a vu dans notre analyse, les informations apportées par la structure nucléaire ne permettent pas de découpler quantitativement les effets provenant de la déformation et ceux provenant d'un changement du potentiel spin-orbite.

Dans ce chapitre, nous allons envisager certains aspects théoriques du problème mais nous allons surtout discuter les moyens d'acquérir des preuves expérimentales directes de la dépendance du potentiel spin-orbite en fonction de l'isospin.

7.1 Origine du potentiel spin-orbite nucléaire

Le potentiel spin-orbite décrit une correction relativiste qui tient compte du couplage du moment cinétique orbital l avec le spin du nucléon s . Ce potentiel s'écrit donc :

$$V_{ls} = V_{ls}^0 l \cdot s \quad (7.1)$$

Historiquement, ce type de couplage a été mis en évidence en physique atomique pour décrire l'interaction de type électromagnétique entre le moment magnétique de l'électron et le champ magnétique induit par son mouvement autour du noyau. Cet effet est du second ordre, responsable de la structure fine atomique. A la différence du potentiel spin-orbite atomique, le potentiel spin-orbite nucléaire ne peut être assimilé à une correction de second ordre du fait des déplacements d'énergies observés. Une interaction électromagnétique ne peut en effet pas être responsable d'un tel déplacement de niveaux observé dans le modèle en couches nucléaire. Ce type de couplage est fondamentalement lié à l'interaction nucléon-nucléon, il intervient directement dans la cohésion du noyau et la répartition de ses états. Le potentiel spin-orbite est donc un terme caractéristique pour chaque noyau de la valeur moyenne du potentiel spin-orbite nucléon-nucléon qui s'exerce en son sein.

7.2 Expression du potentiel spin-orbite

Le couplage spin-orbite a été introduit historiquement de manière empirique pour reproduire les nombres magiques en levant la dégénérescence des niveaux de même moment orbital l mais de moment angulaire total $j=l+s$ différent. L'espacement $\Delta\varepsilon_{ls}$ des niveaux $j = l \pm 1/2$ peut être approximé par un terme de surface de la forme [BOH69] :

$$\Delta\varepsilon_{ls} \approx -2A(l.s)A^{-2/3} = -12(2l+1)A^{-2/3} \text{ MeV} \quad (7.2)$$

Le potentiel spin-orbite est donc assimilé à un terme qui dépend de la surface ($A^{-2/3} \propto 1/r^2$). En symétrie sphérique, le potentiel spin-orbite peut être alors relié à la dérivée de la densité de la manière suivante :

$$V_{is}(r) = V_{is}^0 \frac{1}{r} \frac{\partial \rho(r)}{\partial r} \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \quad (7.3)$$

L'expression de ce terme permet de l'introduire à la main dans les calculs non-relativistes en ajustant la valeur V_{is}^0 afin de reproduire la bonne séquence des niveaux pour des noyaux dont la spectroscopie est bien connue. Il est pourtant essentiel de faire une remarque à ce stade. En ajustant ce terme, on a perdu la mémoire de son origine et par conséquent, il est extrêmement difficile (voire impossible) de prédire son éventuelle altération. Il faut donc revenir à son origine, c'est-à-dire considérer un modèle relativiste du noyau.

7.3 Le champ moyen relativiste

Comme nous l'avons dit, le couplage spin-orbite est profondément lié à l'interaction nucléon-nucléon. Deux nucléons ne pouvant se trouver dans le même état quantique, l'interaction nucléon-nucléon est répulsive à courte portée (typiquement pour des distances d'approche de 0.8 fm). Il existe nécessairement une composante attractive à moyenne portée (entre 1 et 2 fm) du fait que les noyaux sont liés. Dans l'approche relativiste, il n'est plus question d'instantanéité des forces, l'interaction nucléon-nucléon est décrite par des champs de vecteurs de l'interaction.

En 1935, Yukawa propose que l'interaction nucléon-nucléon est due à l'échange de mésons π ($m_\pi=138\text{MeV}$) [YUK35]. Selon ce modèle, les interactions à longue, moyenne et courte portées sont décrites par l'échange respectivement d'un, deux ou de trois pions. En effet, plus les nucléons sont proches, plus la mécanique quantique autorise des transferts d'énergie élevés. En 1974, le modèle de Walecka [WAL74] reprend ces hypothèses en associant à l'interaction nucléon-nucléon non pas un mais deux mésons (σ, ω). Finalement, le modèle OBEP (One Boson Exchange Potential) [SER86] décrit l'interaction nucléon-nucléon à l'aide de 3 mésons (σ, ω, ρ). Il existe maintenant un certain nombre de preuves expérimentales prouvant que les mésons sont effectivement les vecteurs de l'interaction nucléon-nucléon (voir par exemple la figure 7.1).

Le tableau 7.1 décrit les propriétés des champs utilisés dans le champ moyen relativiste. Il est à noter ici que le méson π n'est pas considéré comme un méson vecteur car il a une parité $+$ alors que la parité naturelle des états nucléaires est $(-1)^J$.

Par rapport au modèle de Walecka (σ, ω), l'introduction du méson ρ permet d'étendre les calculs à des noyaux asymétriques en N et en Z, mais les hypothèses de base ne changent pas. Il s'agit de décrire l'interaction des nucléons dans le noyau qui

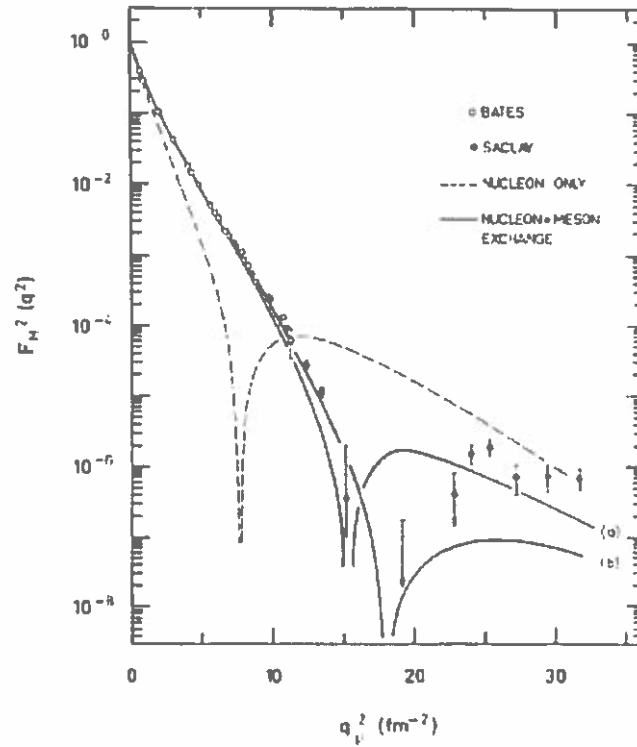


Figure 7.1 – Facteur de forme magnétique de ^{13}He obtenue par diffusion (e,e') [CAV82] pour différents moments relatifs. Il apparaît impossible de reproduire ces données sans considérer des courants d'échanges mésoniques dans le noyau (2 calculs différents sont présentés) [RIS80, HAD83].

Vecteurs	Champs	J^π	T	
σ	$\sigma(x^\mu)$	0^+	0	Moyenne portée, Attractif
ω	$\omega_\nu(x^\mu)$	1^-	0	Courte portée, Répulsif
ρ	$R_\nu(x^\mu)$	1^-	1	Courte portée, Supporte la dépendance en isospin
γ	$A_\nu(x^\mu)$	1	-	Interaction électromagnétique

Tableau 7.1 – Mésons de l'interaction nucléon-nucléon.

baignent dans un champ mésonique moyen. Le Lagrangien \mathcal{L} est construit à partir des solutions des nucléons et des mésons libres plus un terme de couplage qui décrit les champs en interaction.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{nucléons}} + \mathcal{L}_{\text{mésons}} + \mathcal{L}_{\text{couplage}} \quad (7.4)$$

Pour les nucléons (fermions), il s'agit de résoudre le Lagrangien de Dirac :

$$\mathcal{L}_{\text{nucléons}} = i\gamma^\mu \partial_\mu - m_B \quad (7.5)$$

où γ^μ sont les matrices de Dirac et m_B la masse du nucléon. Pour les mésons vecteurs et le photon, un Lagrangien similaire pour les bosons donne :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{mésons}} = & \frac{1}{2}(\partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) \\ & - \frac{1}{2}(\overline{\partial^\nu \omega^\mu} \partial_\mu \omega_\nu - m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu) \\ & - \frac{1}{2}(\overline{\partial^\nu R^\mu} \partial_\mu R_\nu - m_\rho^2 R^\mu R_\mu) \\ & - \frac{1}{2} \overline{\partial^\nu A^\mu} \partial_\mu A_\nu \end{aligned} \quad (7.6)$$

où les termes surlignés correspondent à des dérivées anti-symétrisées de la forme :

$$\overline{\partial^\nu R^\mu} = \partial^\nu R^\mu - \partial^\mu R^\nu \quad (7.7)$$

Enfin, le terme de couplage :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{couplage}} = & -g_\sigma \sigma \rho_s - U(\sigma) \\ & -g_\omega \omega^\mu \rho_\mu \\ & -\frac{1}{2} g_\rho R^\mu \rho_\mu^{n-p} \\ & -A^\mu \rho_\mu^C \end{aligned} \quad (7.8)$$

dans lequel intervient une composante non-linéaire du couplage du méson σ ajoutée « à la main », qui permet d'ajuster au mieux le paramètre d'incompressibilité de la matière nucléaire [BOG77] :

$$U(\sigma) = \frac{1}{3} g_3 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_4 \sigma^4 \quad (7.9)$$

ainsi qu'un certain nombre de densités :

- ρ_s , la densité scalaire

- ρ_μ , la densité baryonique
- ρ_μ^{n-p} , la différence entre les densités de neutrons et de protons
- ρ_μ^C , la densité de charge

Les paramètres ajustables de ce modèle sont les constantes de couplage associées à chaque méson g_σ , g_3 , g_4 , g_ω et g_ρ ainsi que les masses effectives de ces mésons dans le milieu nucléaire m_σ , m_ω et m_ρ . Cet ajustement est réalisé sur des grandeurs physiques essentielles comme le paramètre d'incompressibilité de la matière nucléaire ou les énergies de liaison de noyaux bien connues (ex : ^{16}O , ^{40}Ca , ^{208}Pb). On retrouve ici une démarche identique aux théories non-relativistes utilisant des forces effectives. De telles équations ne sont pas solvables sans un certain nombre d'approximations. En théorie relativiste, le vide est polarisé ce qui signifie que des fluctuations locales d'énergie autorisent la création de paires de particules de « la mer de Dirac ». Afin de simplifier le problème, cette possibilité a été exclue [SER86]. Une seconde série d'approximations concerne la résolution du problème quantifié en champ moyen. Considérons l'état du noyau représenté par un déterminant de Slater :

$$|\Phi_0\rangle = a_{\alpha_1}^+ \dots a_{\alpha_A}^+ |0\rangle \quad (7.10)$$

où $a_{\alpha_i}^+$ correspond à l'opérateur de création d'un nucléon i dans l'état α_i et $|0\rangle$ le vide. L'Hamiltonien du système s'écrit alors :

$$\begin{aligned} H &= T + V \\ &= \sum_{\alpha' \alpha} \bar{u}(\alpha') [\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta M] u(\alpha) a_{\alpha'}^+ a_\alpha \\ &\quad + \sum_{\alpha' \alpha \gamma' \gamma} \bar{u}(\alpha') \bar{u}(\gamma') V(\vec{k}) u(\gamma) u(\alpha) a_{\alpha'}^+ a_{\gamma'}^+ a_\gamma a_\alpha \end{aligned} \quad (7.11)$$

où $\bar{u} = u^\dagger \beta$ et $\vec{k} = \vec{p}' - \vec{p}$. Cet Hamiltonien est similaire à celui des champs moyens classiques de type Hartree-Fock. Ainsi, la contribution de l'énergie potentielle à l'énergie totale du système peut être décomposée en 2 termes : un terme direct (hypothèse Hartree) ($\alpha \equiv \alpha'$ et $\gamma \equiv \gamma'$) et un terme d'échange (terme de Fock) ($\alpha \equiv \gamma'$ et $\gamma \equiv \alpha'$). Afin de simplifier le calcul, le terme d'échange a été négligé. De ce fait, le champ moyen relativiste est traité selon l'hypothèse de Hartree. La dernière simplification du problème est d'imposer des symétries au noyau (sphérique, ou axiale pour les noyaux déformés).

Le champ moyen relativiste n'est pas à proprement parler un modèle purement relativiste du fait des approximations réalisées. Il faut comprendre ce modèle comme un moyen d'obtenir une interaction effective semblable à des interactions de type Skyrme pour les modèles non-relativistes. Deux avantages émergent pourtant clairement de cette approche. Le premier, c'est que la paramétrisation effective de l'interaction prend en compte le mécanisme élémentaire de l'interaction nucléon-nucléon.

Le second, c'est que le potentiel spin-orbite apparaît naturellement alors que les autres modèles le rajoutent « à la main ». Par ailleurs, le nombre total de paramètres ajustés est plus faible que dans les autres modèles.

7.4 Dépendance en isospin du potentiel spin-orbite

Le potentiel spin-orbite est un terme caché dans l'équation de Dirac. A la limite non-relativiste, il est possible pourtant de faire apparaître une expression approchée de ce terme [LAL98] :

$$V_{is}^\tau(r) \simeq \frac{1}{2\bar{M}^2(r)} \frac{1}{r} \left[\left(W + \frac{g_\rho^2}{m_\rho^2} \right) \frac{dn^\tau}{dr} + \left(W - \frac{g_\rho^2}{m_\rho^2} \right) \frac{dn^{\tau' \neq \tau}}{dr} \right] \quad (7.12)$$

où $V_{is}^\tau(r)$ correspond au potentiel spin-orbite associé à l'isospin τ avec W défini de la manière suivante :

$$W = \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} + \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \quad (7.13)$$

et $\bar{M}(r)$, la masse effective définie comme :

$$\bar{M}(r) \simeq M - \frac{1}{2} W \cdot n(r) \quad (7.14)$$

avec n la densité du noyau, n^τ et $n^{\tau' \neq \tau}$ les densités associées aux isospins τ et $\tau' \neq \tau$.

On voit ici immédiatement que le méson ρ intervient avec un signe différent dans les deux membres de l'équation alors que les autres mésons jouent un rôle symétrique. Dans ce modèle, la dépendance en isospin du potentiel dépend donc uniquement du méson ρ . L'étude de l'évolution du potentiel spin-orbite en fonction de l'isospin devrait permettre dans le même temps d'obtenir des informations sur le comportement des mésons vecteurs dans la matière nucléaire.

Afin d'illustrer ces propriétés, nous avons étudié l'évolution des écarts d'énergie des niveaux partenaires spin-orbite $j=l \pm 1/2$ avec $l=1$. Ces écarts en énergie $\Delta_{1p} = 1p_{1/2} - 1p_{3/2}$ ont été calculés pour les protons (p) et pour les neutrons (n) pour les isolones $N=8$ ^{18}Ne , ^{20}Mg et ^{22}Si et leurs noyaux miroirs respectifs $^{18-20-22}\text{O}$ [REN99]. Les résultats de ces calculs sont présentés sur la figure 7.2 avec la paramétrisation NL-SII.

Cette figure illustre clairement l'existence d'une dépendance en isospin du couplage spin-orbite ($\Delta_{1p}(n) \neq \Delta_{1p}(p)$ pour un même noyau). Cette dépendance était attendue d'après ce qui précède. Néanmoins, la différence des énergies de couplage spin-orbite dans ^{16}O ($N=Z=0$) montre l'existence d'une contribution supplémentaire

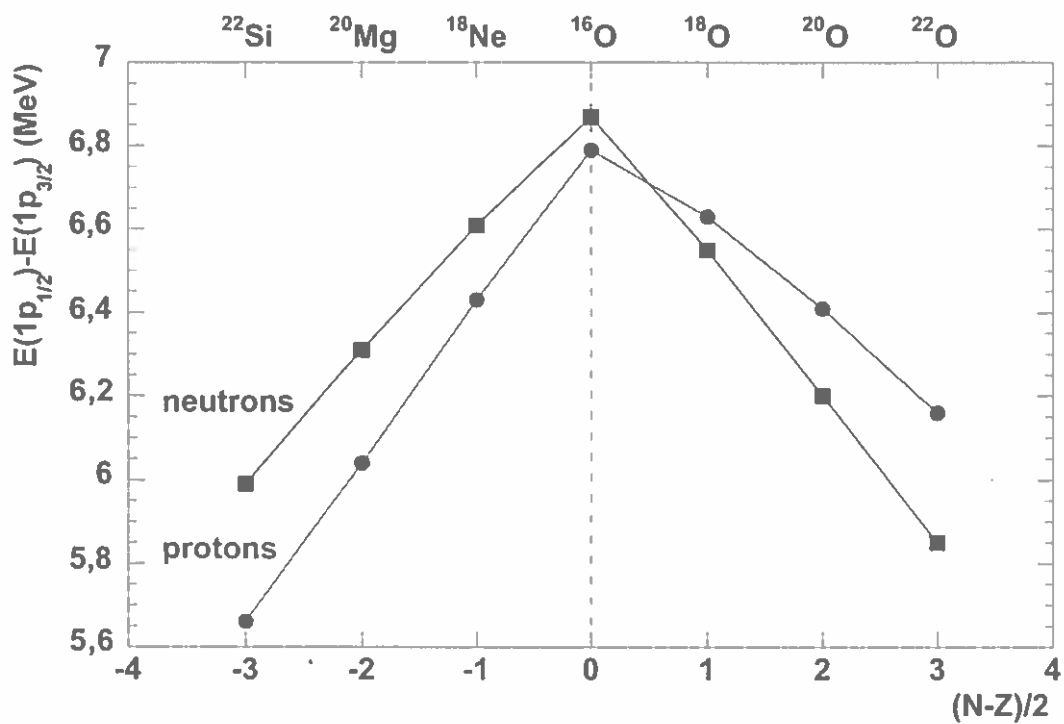


Figure 7.2 - Ecart en énergie des partenaires spin-orbite $1p_{1/2}$ et $1p_{3/2}$ pour les isotones $N=8$ ^{16}O , ^{18}Ne , ^{20}Mg et ^{22}Si et leurs noyaux miroirs respectifs.

qui brise la symétrie en isospin du couplage spin-orbite. L'action de l'interaction coulombienne pouvait seule être responsable d'une telle brisure de symétrie puisqu'elle ne s'applique qu'aux protons. Afin de découpler les deux contributions, nous avons effectué les mêmes calculs que précédemment en imposant tour à tour les constantes de couplage g_ρ (méson ρ) et g_c (champ coulombien) à 0, puis les deux à 0 en même temps. Les calculs sont présentés dans le tableau 7.2.

	$g_\rho \neq 0$ $g_c \neq 0$	$g_\rho \neq 0$ $g_c = 0$	$g_\rho = 0$ $g_c \neq 0$	$g_\rho = 0$ $g_c = 0$
²² Si				
$\Delta_{1p}(p)$	5.66	6.06	5.97	6.40
$\Delta_{1p}(n)$	5.99	6.39	5.98	6.40
²² O				
$\Delta_{1p}(p)$	6.16	6.39	6.17	6.40
$\Delta_{1p}(n)$	5.85	6.06	6.17	6.40

Tableau 7.2 – Identification des contributions du méson ρ et du champ coulombien dans les énergies de couplage $\Delta_{1p}(p)$ et $\Delta_{1p}(n)$.

Lorsque l'on impose $g_c=0$, on restaure la symétrie en isospin des énergies de couplage, ce qui prouve bien que c'est le champ coulombien qui est à l'origine de la brisure de symétrie. Si l'on annule la contribution du méson ρ , il n'y a alors plus de différence entre les énergies de couplage proton et neutron pour un noyau donné. Seule subsiste la brisure de symétrie décrite précédemment. Enfin, si l'on impose les deux constantes de couplage à 0, les énergies de couplage proton et neutron sont identiques pour un noyau donné et son miroir.

En spectroscopie, ces effets, de l'ordre de quelques centaines de keV, sont difficiles à extraire comme nous l'avons vu au cours des chapitres précédents.

7.5 Mise en évidence expérimentale

Afin de vérifier ces prédictions, il faut rechercher une observable directement sensible au potentiel spin-orbite. D'après ce que nous avons vu en début de chapitre, il semble exister deux approches différentes du couplage spin-orbite. L'une provient de la structure, elle relie le couplage spin-orbite à l'espacement des niveaux partenaires $j = l \pm 1/2$ dans le noyau. La seconde approche consiste à considérer le couplage spin-orbite comme un potentiel de surface dans lequel évoluent les nucléons. En réalité, en approximant la forme de la densité (ou du potentiel) du noyau à une marche d'escalier, il est possible de retrouver une expression similaire à l'espacement des niveaux entre les partenaires spin-orbite à l'intérieur du noyau [BOH69]. Cette remarque est très importante puisqu'elle signifie qu'il n'existe pas de différence entre

le potentiel spin-orbite des états liés et celui des états de diffusion. Une étude du potentiel spin-orbite à l'aide des états de diffusion donne des résultats comparables que l'on peut appliquer à la structure nucléaire.

7.5.1 L'asymétrie comme observable de l'interaction spin-orbite

L'un des moyens les plus courants pour étudier le potentiel nucléon-noyau est de réaliser une diffusion élastique. Lors de cette diffusion, le moment angulaire du projectile se combine avec le spin de la cible (figure 7.3) en produisant une asymétrie de comptage dans le plan de réaction en fonction de l'angle de diffusion.

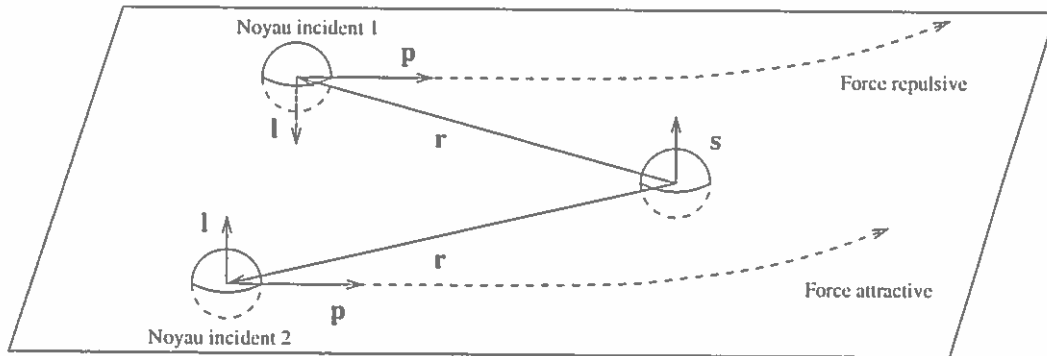


Figure 7.3 – Phénomène d'asymétrie (en cinématique inverse).

Le noyau incident 1 a un produit scalaire $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} = (\mathbf{r} \times \mathbf{p}) \cdot \mathbf{s}$ négatif, il en résulte une force répulsive et une déviation vers la gauche. Le noyau incident 2 a un produit scalaire $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ positif, il en résulte une force attractive et encore une déviation vers la gauche. L'asymétrie expérimentale à un angle Θ est donnée par la différence normalisée entre les événements enregistrés (N_+) à l'angle $+\Theta$ et ceux enregistrés (N_-) à l'angle $-\Theta$:

$$A(\Theta)_{exp} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (7.15)$$

Le potentiel spin-orbite est directement responsable de cette asymétrie et il est par conséquent possible de remonter à sa valeur en ajustant les données expérimentales avec un modèle optique.

7.5.2 Rappel sur le modèle optique

Le modèle optique est le plus souvent construit sur la base de potentiels de type Wood-Saxon [WOO54]:

$$f_{ws}(r, R, a) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R)/a]} \quad (7.16)$$

- Considérons la forme générale d'un potentiel de diffusion proton-noyau issu du modèle optique :

$$\begin{aligned}
V(r) = & -V_r f_{ws}(r, R_0, a_0) \\
& -iW_v f_{ws}(r, R_w, a_w) \\
& -iW_s(-4a_w) \frac{d}{dr} f_{ws}(r, R_w, a_w) \\
& -2(V_{so} + iW_{so}) \left(\frac{-1}{r} \frac{d}{dr} f_{ws}(r, R_{so}, a_{so}) \right) \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} \\
& + \begin{cases} \frac{Zc^2}{r} & \text{si } r \geq R_c \\ \frac{Zc^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & \text{si } r \leq R_c \end{cases} \quad (7.17)
\end{aligned}$$

dans lequel V_r est le potentiel réel, $W_{v,s}$ les potentiels imaginaires respectivement de volume et de surface et V_{so} le potentiel spin-orbite. Le potentiel spin-orbite imaginaire W_{so} sera supposé nul par la suite. (Pour une revue détaillée sur le modèle optique, on pourra consulter les références [VAR91, ALA96]). Un ajustement de données expérimentales de diffusion est donc réalisé à l'aide d'une dizaine de paramètres. Naturellement, ces variables sont maintenant contraintes par un grand nombre de travaux tant théoriques qu'expérimentaux. Ainsi, pour les noyaux stables, existe-t-il des paramétrisations standard issues des systématiques (par exemple BG69 [BEC69] ou CH89 [VAR91]). En fonction du noyau et de l'énergie incidente, ce sont essentiellement les profondeurs des puits qui sont modifiées alors que les rayons moyens et les diffusivités restent constants. Néanmoins, l'existence des halos ou plus généralement des peaux de neutrons pour les noyaux plus lourds nous amène à imaginer des potentiels qui autorisent une plus grande extension spatiale des fonctions d'onde. Des paramètres tels que la diffusivité doivent donc faire l'objet d'une attention particulière.

Dans ce contexte, l'analyse d'une expérience de diffusion pour des noyaux loin de la stabilité laisse plus d'ambiguïtés dans la détermination des paramètres du modèle optique, puisqu'il faut envisager la variation d'autres paramètres que les profondeurs de puits. Les mesures d'asymétrie en plus de celles des sections efficaces permettent donc de disposer de deux observables largement indépendantes pour déterminer plus efficacement tous les paramètres du modèle optique (et pas uniquement ceux liés au potentiel spin-orbite).

7.5.3 Ambiguïté des paramétrisations du modèle optique

La figure 7.4 représente deux fits de sections efficaces expérimentales [COR96] de la diffusion élastique $p(^6\text{He}, ^6\text{He})p$ à 41 MeV par nucléon. En trait plein est reproduit l'ajustement original des données à l'aide d'une paramétrisation CH89 modifiée. Le paramètre de diffusivité pour le potentiel réel fixé par cette paramétrisation est

de 0.690. Nous avons forcé un calcul d'ajustement à l'aide du code ECIS [RAY81] en imposant la valeur 0.500 au lieu de 0.690 et en laissant libre la profondeur de puits du potentiel spin-orbite, les autres paramètres étant inchangés (trait pointillé). Il apparaît clairement sur cette figure que les données de section efficace sont toujours correctement reproduites tandis que l'on obtient un désaccord flagrant pour les mesures d'asymétrie (qui ne sont pas connues expérimentalement). Des variations d'autres paramètres ont donné des constatations similaires.

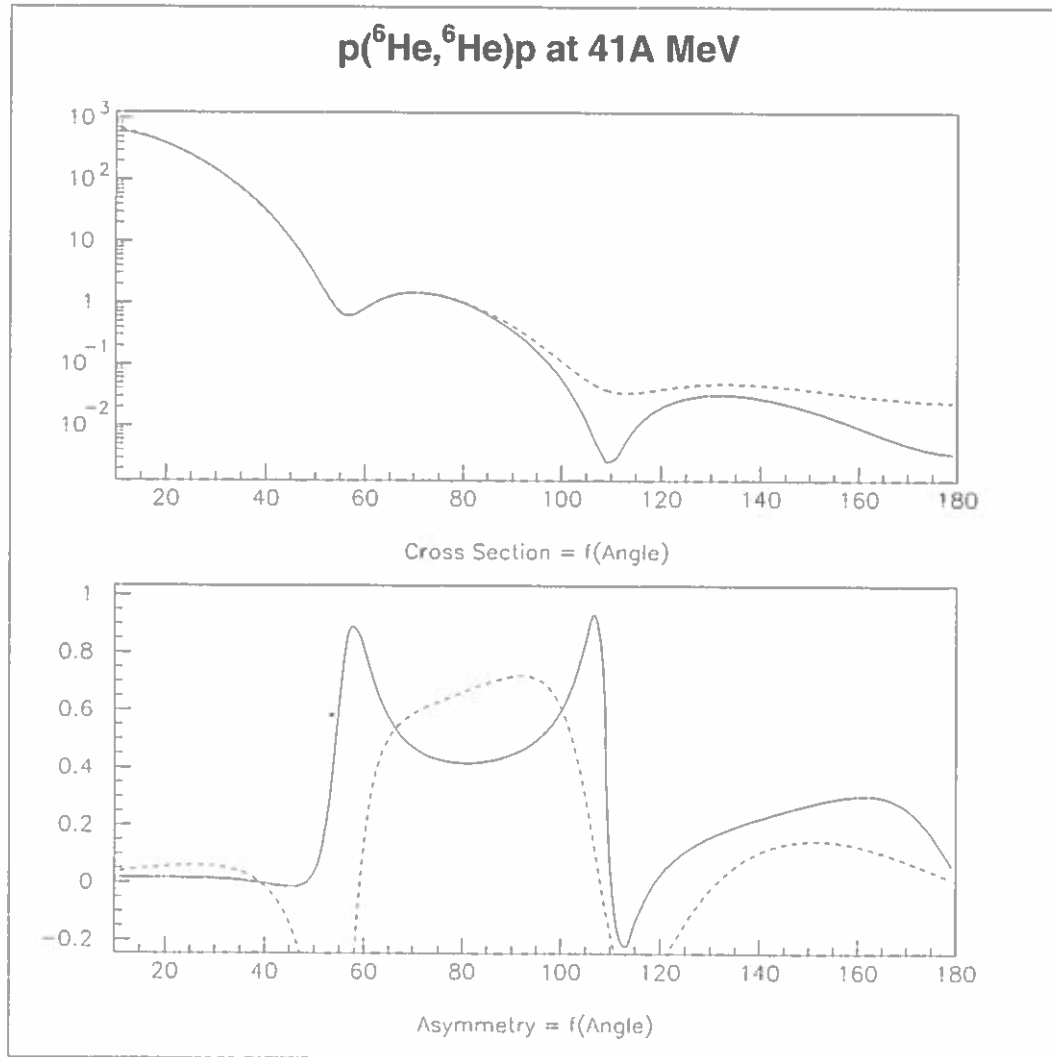


Figure 7.4 – Ambiguïté des paramètres du modèle optique. La courbe en trait plein conduit à une valeur du potentiel spin-orbite $V_{so} = 5.9 \text{ MeV}$ alors que la courbe en pointillés donne $V_{so} = 11.2 \text{ MeV}$.

Ceci confirme l'importance de pouvoir mesurer l'asymétrie en même temps que les sections efficaces de diffusion, afin de mieux contraindre les paramètres du modèle

optique. On voit aussi que des mesures à plusieurs angles sont indispensables pour déterminer ces paramètres sans ambiguïtés.

7.5.4 Techniques expérimentales

Double diffusion

Dans un premier temps, nous avons envisagé de mesurer l'asymétrie en réalisant une double diffusion (figure 7.5).

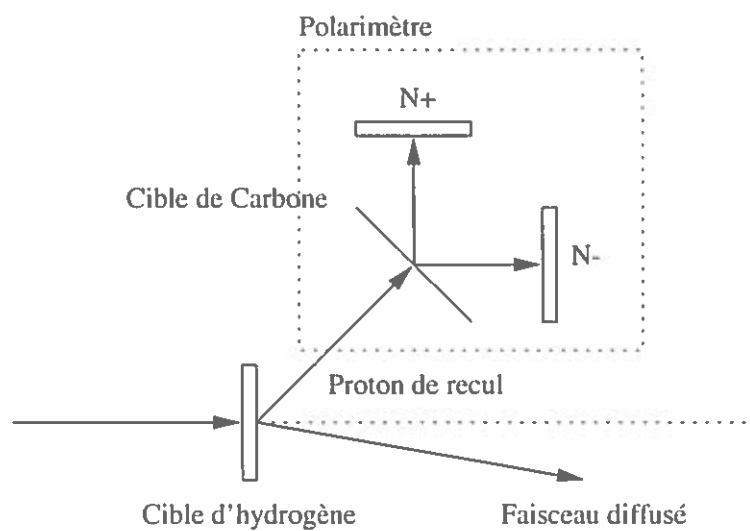


Figure 7.5 – Principe de la double diffusion

Les protons de recul polarisés, issus de la diffusion du faisceau exotique sur une cible d'hydrogène liquide ou solide, diffusent eux-même sur une cible de carbone révélant ainsi une asymétrie. Pour déduire l'asymétrie relative à la première diffusion, il faut prendre en compte le pouvoir d'analyse du polarimètre (seconde diffusion). Cette méthode présente l'avantage de ne pas nécessiter de cible ni de faisceau polarisés. Mais elle a dû être abandonnée essentiellement pour deux raisons. La première est que la deuxième diffusion entraîne une perte importante de statistique, l'efficacité du polarimètre étant estimée à 10^{-4} . La seconde est qu'en cinématique inverse, l'énergie du proton de recul varie rapidement en fonction de l'angle, il en est de même du pouvoir d'analyse du polarimètre ce qui rend l'analyse très délicate.

Cibles polarisées

La seconde méthode envisagée est d'utiliser une cible polarisée associée à un détecteur couvrant un large domaine d'angle solide à l'avant (spectromètres SPEC ou VAMOS, MUST...). Cette méthode permet de faire des mesures à différents

angles de diffusion au cours d'une même expérience avec une bonne statistique. Cette méthode nous paraît la plus adaptée pour espérer obtenir une évaluation du potentiel spin-orbite avec la meilleure précision possible.

L'asymétrie observée doit alors être corrigée de la polarisation P de la cible par la formule simple :

$$A(\Theta)_{finale} = \frac{1}{P} \cdot A(\Theta)_{exp} \quad (7.18)$$

En cinématique inverse, l'acceptance angulaire d'un spectromètre comme SPEG permet d'obtenir des données aux grands angles dans le centre de masse, si les sections efficaces le permettent. Afin d'estimer la statistique et les temps d'expérience nécessaires pour faire des mesures d'asymétrie, nous avons considéré la figure d'asymétrie qui provient des calculs ECIS avec la paramétrisation proposée précédemment [COR96] pour laquelle la profondeur du potentiel spin-orbite est estimée à 5.9 MeV. Sur la figure 7.6 sont représentées les figures d'asymétrie obtenues pour cette valeur ainsi que pour des valeurs de 10% supérieure et inférieure. Si l'on considère une statistique de 10^4 événements par tranche de 4° dans le laboratoire, on est capable de mesurer la valeur du potentiel spin-orbite avec une précision meilleure que 10%. Dans ce calcul, les erreurs sur la mesure de la polarisation ont été négligées. On peut estimer toutefois à 2% environ la précision avec laquelle une mesure RMN peut déterminer la polarisation.

Sur cette même figure, nous pouvons voir aussi qu'en l'absence de potentiel spin-orbite ($V_{so}=0$), l'asymétrie est rigoureusement nulle (trait mixte).

7.6 Les cibles de protons polarisées « classiques »

La première étape de notre étude de faisabilité d'expériences à l'aide d'une cible polarisée est de recenser les différents dispositifs existants et de choisir celui qui semble le plus approprié au type d'expérience que nous souhaitons réaliser. Pour une cible d'hydrogène ou de deutérium polarisée, il existe essentiellement deux principes de polarisation : la polarisation d'équilibre et la polarisation dynamique.

7.6.1 La polarisation d'équilibre ou « force brute »

Pour les spins $1/2$, la population des deux sous-états magnétiques (spin haut/spin bas) issues de l'effet Zeeman à l'équilibre thermique obéit à la loi de Boltzmann :

$$N_{haut} = N_{bas} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta E}{k_B T}\right) \quad (7.19)$$

avec k_B , la constante de Boltzmann, T la température et $\Delta E = -\frac{1}{2}g_i\mu_i B$ avec g_i , le facteur gyromagnétique, μ_i , le moment magnétique et B le champ magnétique appliqué. La polarisation, définie par $P(1/2) = (N_{1/2} - N_{-1/2}) / (N_{1/2} + N_{-1/2})$, s'écrit alors :

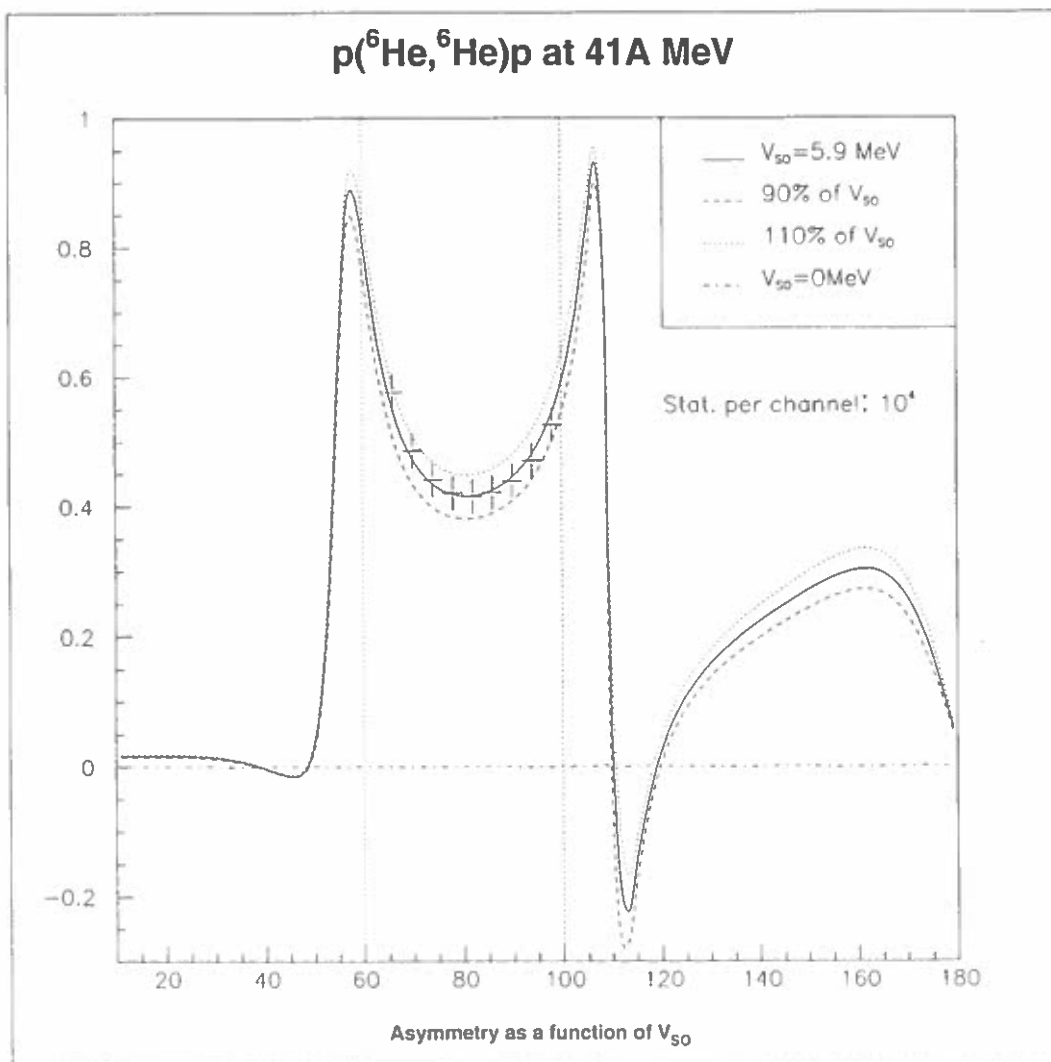


Figure 7.6 – Asymétrie pour la réaction $p(^6\text{He}, ^6\text{He})p$ à 41 MeV par nucléon pour différentes valeurs du potentiel spin-orbite V_{SO} .

$$P(1/2) = \tanh\left(\frac{g_i \mu_i B}{2k_B T}\right) \quad (7.20)$$

A l'aide de cette méthode, il est possible de polariser efficacement les électrons puisqu'une polarisation de 92 % peut être obtenue à l'aide d'un champ magnétique de 2.5T et une température de 1K. Malheureusement, cette méthode est très peu efficace pour les protons et les deutons qui possèdent des moments magnétiques beaucoup plus petits que celui de l'électron ($\mu_e = 660\mu_p$). Dans les mêmes conditions de champ et de température, une polarisation de seulement 0.25% en protons et 0.05% en deutons peut être obtenue. La « force brute » consiste à élever simultanément le champ magnétique et diminuer la température de façon à obtenir une polarisation plus importante (typiquement une dizaine de Teslas et quelques dizaines de mK!).

7.6.2 La polarisation dynamique

Le principe consiste à transférer de manière dynamique la polarisation des électrons, obtenue à l'aide de la méthode précédente, aux protons de la cible par l'excitation de transitions interdites à l'aide d'un champ radio-fréquence (environ 70GHz) [ABR58]. Une transition interdite correspond au retournement simultané du spin de l'électron et de celui du proton.

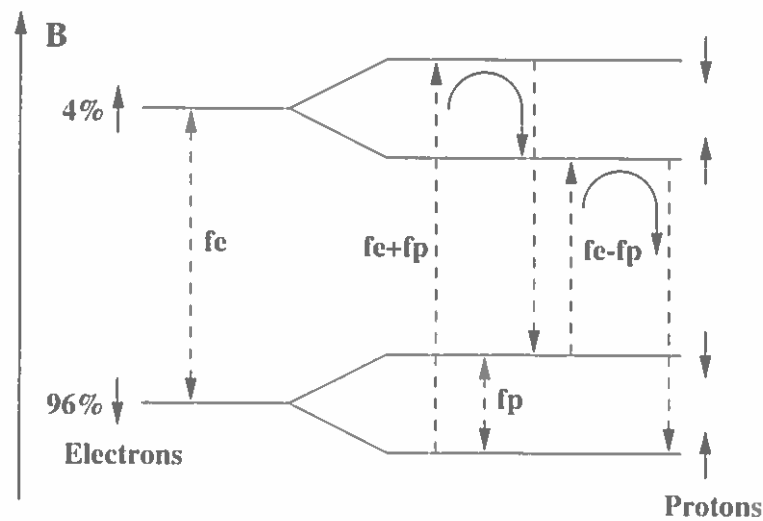


Figure 7.7 - Principe de polarisation dynamique.

La figure 7.7 illustre le principe de polarisation dynamique. Une fois la polarisation des électrons obtenue, des transitions radio-fréquences accordées sur les énergies des transitions interdites permettent de transférer la polarisation des électrons aux protons dans le même sens pour $f=f_e+f_p$ ou dans le sens opposé pour $f=f_e-f_p$. Ce

transfert est possible du fait que le temps de relaxation du spin du proton est beaucoup plus grand que celui du spin de l'électron. La polarisation est ensuite maintenue en baissant fortement la température (50 mK) de manière à geler les spins dans leur configuration polarisée. Il est alors possible de diminuer le champ magnétique appliqué à 0.5T environ [BAL85, DEL88]. Une polarisation de 80 à 90 % pour les protons peut être obtenue pour des températures de l'ordre de 0.2K. Les cibles sont habituellement constituées de petites billes de butanol ou d'ammoniac, qui contiennent respectivement 13.6% et 17.6% en poids de protons polarisables, enfermées dans un cylindre en kapton. L'épaisseur typique de ce type de cibles est de l'ordre de quelques cm, ce qui est au moins un ordre de grandeur supérieur à l'épaisseur des cibles utilisables avec les ions lourds. La mise en oeuvre de telles cibles nécessite un équipement très sophistiqué et coûteux (réfrigérateur à dilution ^3He - ^4He [NII76] pour descendre en-dessous du dixième de degré Kelvin, fort champ magnétique et générateur radio-fréquence). L'ensemble de ce dispositif doit être placé directement autour de la cible sous faisceau, ce qui est très contraignant du fait de l'encombrement. Finalement, si ce principe de polarisation n'est pas complètement à exclure, il nécessiterait de construire un système entier complètement adapté aux spécificités des ions lourds.

Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier une cible qui permet de découpler le processus de création de la polarisation de celui de l'utilisation sous faisceau.

7.7 La cible Hydrogène-Deutérium polarisée

La cible Hydrogène-Deuterium (HD), dont le principe a été proposé par A. Honig en 1967 [HON67], est aussi une cible dite de « spins gelés » mais qui ne fonctionne pas sur le principe de la polarisation dynamique.

7.7.1 Principe de polarisation

Les contraintes de symétrie, imposées aux fonctions d'onde totales de H_2 (2 fermions) et de D_2 (2 bosons) limitent les orientations des spins nucléaires à basse température, où le moment orbital doit être égal à zéro. A basse température, les molécules H_2 sont donc dans l'état $L=0$ avec $S=0$ et les molécules D_2 dans l'état $L=0$ avec $S=0$ ou $S=2$. L'utilisation de la molécule hétéronucléaire HD, elle, n'est pas contrainte par une symétrie particulière et peut donc se trouver dans l'état moléculaire $L=0$ indépendamment de l'orientation des spins H et D.

Puisque le couplage spin-réseau se fait par l'intermédiaire du moment orbital, une molécule HD polarisée dans l'état $L=0$ ne relaxerait que très lentement à basse température, même dans un faible champ magnétique. Pour cette même raison, il est très difficile de lui apporter sa polarisation initiale. Le problème a été résolu par Honig [HON67], s'appuyant sur des travaux de Hardy et al. [HAR66], qui a

suggéré d'utiliser des impuretés ortho-H₂ et para-D₂ pour fournir un couplage spin-réseau (figure 7.8). Par l'intermédiaire du couplage spin-spin entre les atomes de HD et les impuretés, il se produit un échange de polarisation par interaction spin-spin adiabatique. Il suffit alors de laisser décroître les impuretés ortho-H₂ vers para-H₂ et para-D₂ vers ortho-D₂ (durée de l'opération : environ 6 semaines) pour couper tout chemin de relaxation de la molécule HD qui se trouve alors isolée du réseau.

7.7.2 Caractéristiques et performances

Réaliser une cible polarisée à l'aide de molécules HD possède l'avantage considérable de fournir une polarisation effective de la moitié des protons de la cible contrairement aux cibles classiques de type butanol ou ammoniac dans lesquelles les protons polarisés ne représentent qu'une faible proportion du nombre de protons total contenu dans la cible. On peut remarquer aussi que tous les neutrons de la cible sont polarisés. Ces bons facteurs de dilution sont d'autant plus importants qu'il est alors possible d'envisager des mesures de polarisation par RMN précises (2%) du fait de la bonne qualité du signal. Le tableau 7.3 propose une comparaison des principales caractéristiques des cibles de protons et de deutons polarisés.

Caractéristiques	HD	NH ₃	ND ₃	Butanol	D-Butanol
Composition chimique	HD	NH ₃	ND ₃	C ₄ H ₁₀ O	C ₄ D ₁₀ O
Température de fonctionnement (K)	1.5	0.2	0.2	0.2	0.2
Champ de Maintien sous faisceau (T)	0.5	0.5-2.5	0.5-2.5	0.5-2.5	0.5-2.5
Fraction de protons polarisables	1/2	3/10	3/10	10/42	10/42
Fraction de neutrons polarisables	1/1	3/10	3/10	10/42	10/42
Polarisation des protons (%)	90	90	82	80	73
Polar. vectorielle des deutons (%)	60		44		31
Polar. tensorielle des deutons (%)	30		15		7

Tableau 7.3 - Comparaison des principales caractéristiques des cibles polarisées envisagées.

On voit à travers ce tableau que les contraintes d'utilisation d'une cible HD sous faisceau sont considérablement diminuées pour des performances finalement meilleures que les cibles de spins gelés conventionnelles.

Une description plus détaillée des cibles polarisées et de leurs performances pourra être trouvée dans un cours donné par J.P. Didelez à l'école Joliot-Curie [DID94a] ou dans un article de D.G. Crabb et W. Meyer [CRA97].

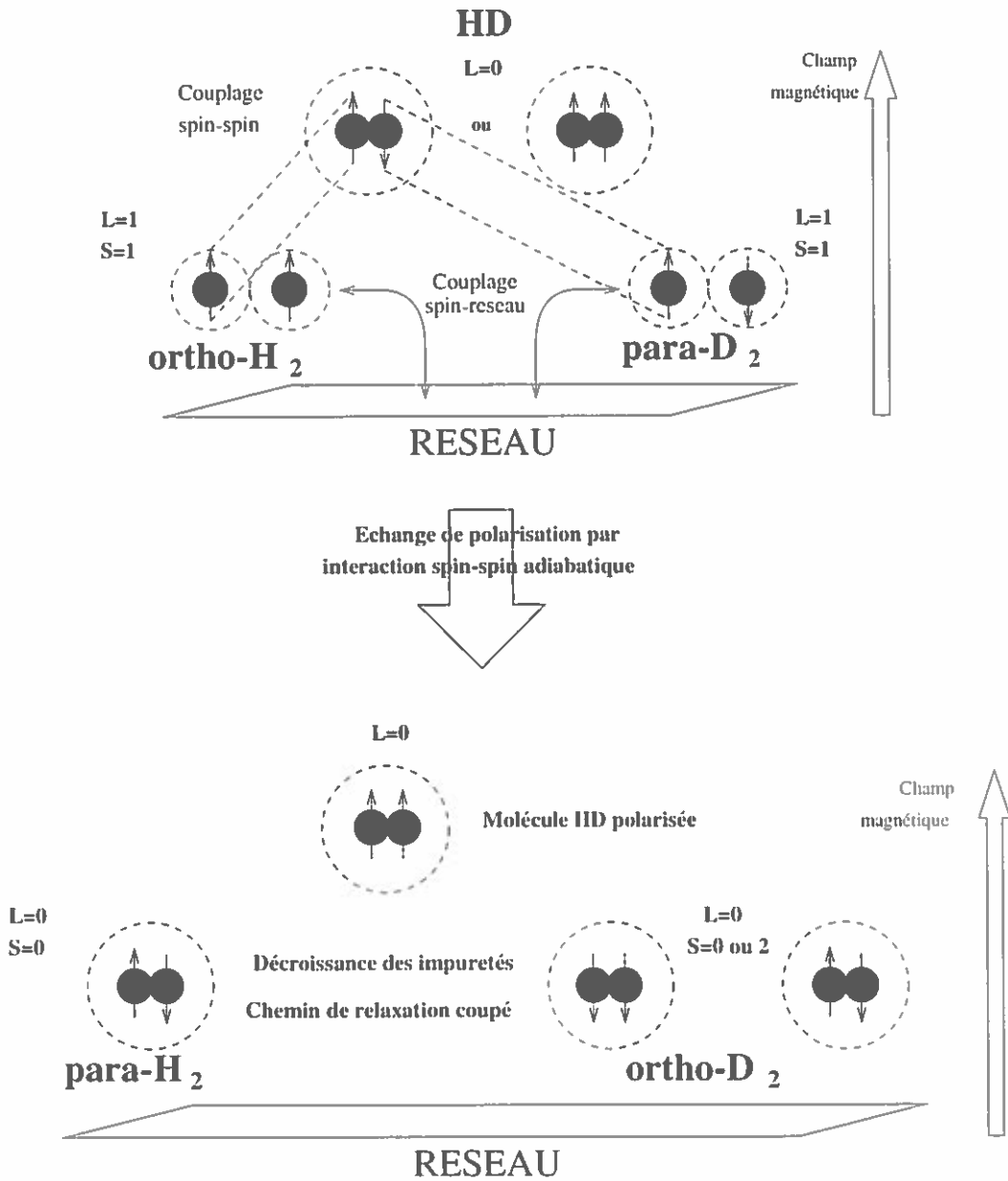


Figure 7.8 – Principe de polarisation des molécules HD.

7.8 Instrumentation nécessaire autour de la cible

7.8.1 De la réalisation à l'utilisation

Plusieurs cryostats interviennent dans la réalisation puis dans l'utilisation de la cible polarisée. L'ensemble des opérations est résumé schématiquement sur la figure 7.9. La première étape consiste à fabriquer un glaçon de HD à l'aide d'un cryostat qui condense le mélange dans le support de la cible. La cible est alors transférée à l'aide d'un cryostat de transfert dans le réfrigérateur à dilution qui polarise la cible en un cycle de 6 semaines à très basse température et sous un fort champ magnétique (principe de la « force brute »). Une fois la cible polarisée et les chemins de relaxation coupés, la cible peut être transférée toujours à l'aide du cryostat de transfert dans un cryostat de stockage où les conditions sont suffisantes pour garder la cible polarisée plusieurs mois.

Lorsque la date d'expérience arrive, le cryostat de stockage contenant les cibles est transporté sur le lieu d'expérience où un cryostat de transfert similaire au précédent effectue le transfert vers le cryostat de faisceau dans lequel la cible va subir le bombardement du faisceau.

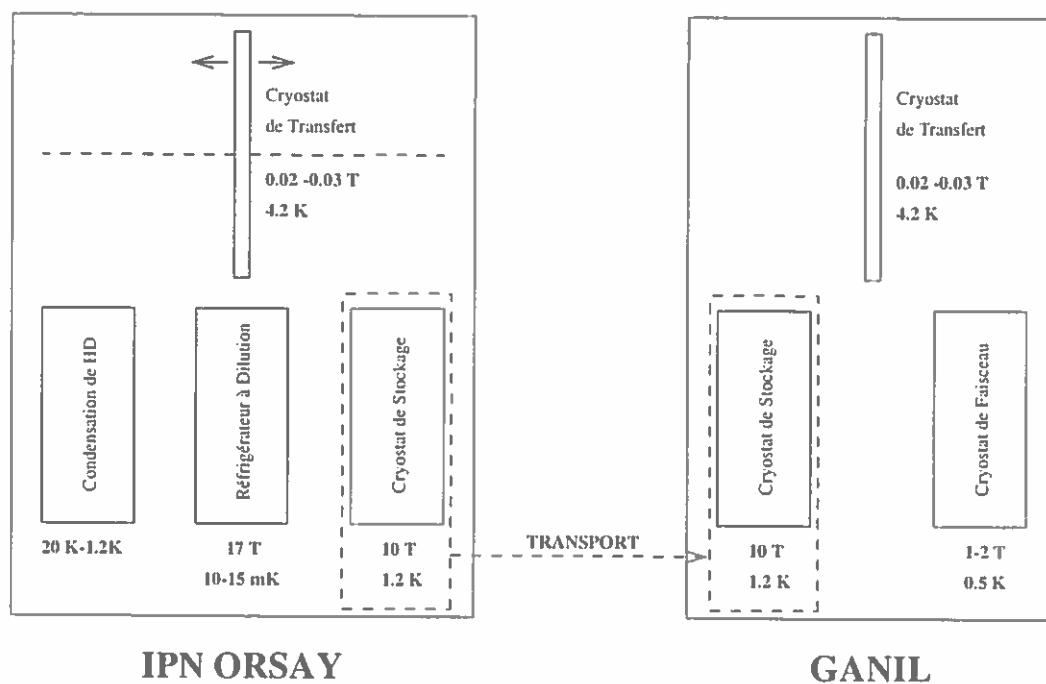


Figure 7.9 – De la réalisation à l'utilisation

7.8.2 Fabrication de la cible

Condensation de HD

Après une étape de distillation à 20K [RIG96] que nous ne détaillerons pas ici, les molécules HD sont solidifiées à 1.2K dans l'ensemble support de la cible. A ce niveau doit donc être définie la forme définitive de la cible. C'est pendant cette étape délicate que des précautions doivent être prises pour l'homogénéité de l'épaisseur le long de la cible. Nous reviendrons en détail sur ce point dans les développements spécifiques aux expériences avec des faisceaux d'ions lourds en fin de chapitre.

Polarisation de la cible

La polarisation de la cible est réalisée par la technique de la « force brute ». La cible est enfermée dans un réfrigérateur à dilution $^3\text{He}-^4\text{He}$ en circuit fermé qui permet d'abaisser la température à 10 mK et baigne dans un champ de 17T avec une homogénéité de champ de 10^{-4} indispensable pour les mesures de RMN. A l'aide de cette technique, la polarisation peut alors atteindre de 80 à 90% pour les protons mais seulement 20% pour les deutons. Un procédé de transfert de polarisation par radio-fréquence des protons vers les deutons est envisagé afin d'obtenir finalement une polarisation des deutons de 50-60% (Fast Adiabatic Passage) [HON76]. La figure 7.10 montre le cycle de polarisation de la molécule HD.

La polarisation est régulièrement contrôlée en cours de processus par des mesures de RMN. Après décroissance des impuretés (qui ont permis de coupler la molécule au réseau), tous les chemins de relaxation étant coupés, les temps de relaxation sont suffisamment longs (200 jours à 8T et à 1.5K [DID94a]) pour permettre de découpler physiquement le lieu de production de la cible de son lieu d'utilisation. L'ensemble du système est en cours de montage à l'IPN d'Orsay dans le cadre d'une collaboration entre l'IN2P3 et l'INFN pour des expériences sur GRAAL à l'ESRF. Dans le cadre d'un accord de collaboration, des cibles HD polarisées pourraient être réalisées avec ce matériel pour des expériences au GANIL.

7.8.3 Stockage et transport de la cible

Le cryostat de stockage est semblable au réfrigérateur à dilution, il a pour fonction de conserver les cibles pendant un temps très long jusqu'au moment de l'expérience.

7.8.4 Transfert entre cryostats

Pour effectuer les transferts de cryostat en cryostat, un cryostat spécifique [ALE91] a été mis au point, initialement pour les applications de la cible à la fusion par confinement inertiel. L'opération de transfert étant relativement courte, il suffit d'appli-

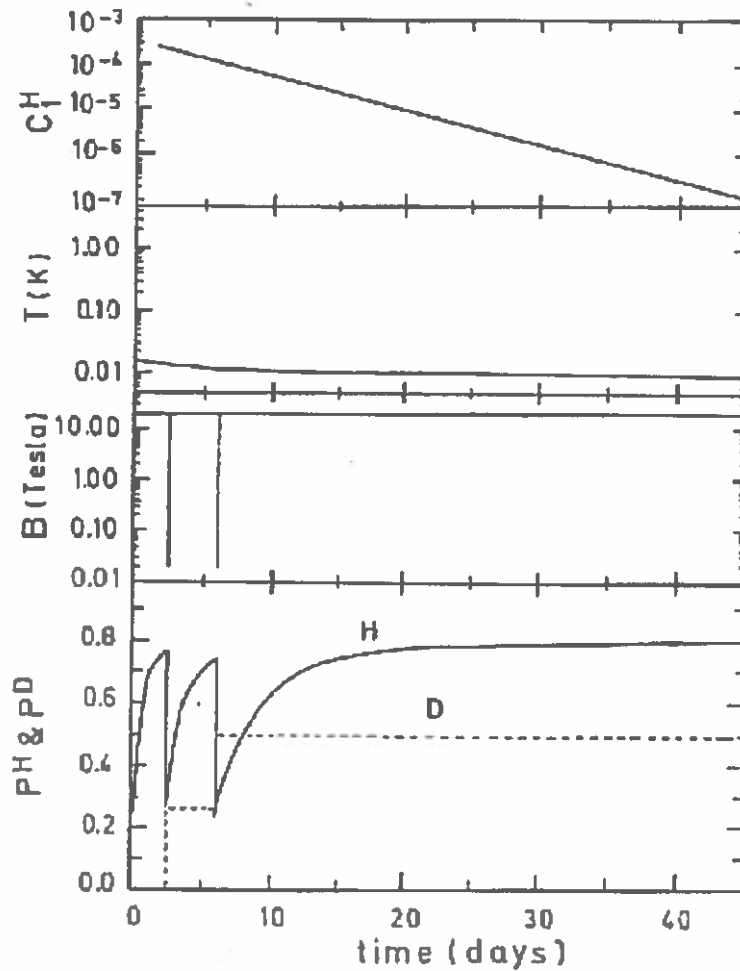


Figure 7.10 – Evolution de la concentration en impuretés, de la température, du champ magnétique et des polarisations en protons et en deutons au cours d'un cycle de production de 45 jours. Les discontinuités observées correspondent aux transferts de polarisation des protons vers les deutons par radiofréquence [DID94b].

quer un champ de maintien d'une centaine de Gauss dans le sens de la polarisation à la température de l'Hélium liquide (4.2K) pour ne pas perdre la polarisation en cours de transfert.

Techniquement, tous les cryostats sont munis du même principe de montage et de démontage de la cible. Un même cryostat de transfert peut donc être utilisé pour toutes les opérations. Dans le dispositif construit par l'IPN d'Orsay, le cryostat de transfert est monté sur un rail qui permet de le déplacer de cryostat en cryostat. L'extrémité du doigt froid est situé au bout d'une canne télescopique d'environ 4m de long qui permet d'aller chercher la cible polarisée au fond du réfrigérateur à dilution. Pour des expériences au GANIL, un cryostat semblable devra être conçu avec un canne de l'ordre de 2.5 m équivalente à la profondeur du cryostat de stockage.

7.8.5 Le cryostat de faisceau

Ce cryostat dépend spécifiquement du type d'expérience à réaliser. Dans le cas des expériences de GRAAL, la polarisation doit se trouver dans la direction longitudinale, parallèle au faisceau. Dans les expériences d'ions lourds, la polarisation doit être perpendiculaire au plan de réaction, ce qui conduit naturellement à envisager un chargement de la cible « par le haut ». La configuration envisagée consiste à garder la cible à une température de 0.5K sous un champ de 0.5 à 1T afin de maximiser les temps de relaxation des protons et des deutons sans avoir recours à un réfrigérateur à dilution volumineux. Le champ magnétique de maintien devrait être réalisé par deux bobines de Helmholtz supraconductrices dont l'homogénéité de champ doit atteindre 10^{-4} au centre pour les mesures de polarisation par RMN. Des calculs préliminaires faits au STCM (Service Technique de Cryo-Magnétisme) de Saclay [KLI98] ont montré que des bobines de cette qualité sont réalisables pour un diamètre d'une dizaine de cm. L'analyse des expériences devra prendre en compte la déviation des particules dans ce champ magnétique. Le tableau 7.4 donne une idée des déviations d'un faisceau d' ${}^6\text{He}^{2+}$ et de ${}^{40}\text{Ca}^{18+}$ à différentes énergies pour un champ magnétique de 1T sur 10 cm.

Faisceau	E/A (MeV)	déviaton (°)	Faisceau	E/A (MeV)	déviaton (°)
${}^6\text{He}^{2+}$	10	4.2	${}^{40}\text{Ca}^{18+}$	10	5.7
${}^6\text{He}^{2+}$	25	2.6	${}^{40}\text{Ca}^{18+}$	25	3.6
${}^6\text{He}^{2+}$	40	2.1	${}^{40}\text{Ca}^{18+}$	40	2.8

Tableau 7.4 – Déviation des particules due à un champ magnétique de 1T sur 10 cm.

Il est aussi indispensable de prévoir un autre jeu de bobines de quelques centaines de Gauss dont la direction du champ est dans le plan de réaction pour pouvoir retourner adiabaticquement le spin de la cible de manière à réaliser des mesures en spin \uparrow et en spin \downarrow et diminuer les erreurs systématiques.

7.9 Spécificités des faisceaux d'ions lourds

7.9.1 Dommages aux radiations

La perte d'énergie du faisceau dans la cible entraîne une dépolariation par création de défauts. Ce type de cibles n'ayant jamais été testé sous un faisceau d'ions lourds de basse énergie, il est très difficile d'estimer les dommages aux radiations provoqués par le faisceau. La seule publication traitant ce problème [MAN75] propose une formule empirique à partir d'expériences sous faisceaux de protons et d'électrons de hautes énergies (28 GeV et 10.4 GeV respectivement). Pour les protons, le taux de relaxation par particules et par cm^2 (T_1^H) $_{rad}^{-1}$ est estimé à $0.9 \cdot 10^{-16} \text{s}^{-1}$ à 4.7K sous un champ de 0.3T. Une mesure réalisée à 1.7K donne une valeur d'un ordre de grandeur plus petite (donc un temps de relaxation 10 fois plus long).

En faisant l'hypothèse que les dommages dûs aux pertes d'énergie dans HD évoluent sensiblement comme dans un Silicium, on obtient une valeur de $3.4 \cdot 10^{-15} \text{s}^{-1}$ pour un faisceau d' ^4He à 25 MeV par nucléon à 4.7K sous 0.3T. Après une journée de faisceau à 10^5 particules par seconde, le temps de relaxation serait alors d'environ 10 heures. En travaillant à très basse température (0.5K), nous espérons gagner au moins un ou deux ordres de grandeur sur cette valeur extrapolée, ce qui rendrait les temps de relaxation compatibles avec une durée typique d'expérience. Il est possible de plus d'imaginer des cibles offrant une grande surface au faisceau de façon à limiter la dose reçue par cm^2 . Une cible rectangulaire de 30mm de large (imposé par la dimension des cryostats) et de 50 mm de haut pourrait offrir jusqu'à 10cm^2 de surface utile (gain d'un facteur 10).

La réalisation prochaine d'expériences par la collaboration LEGS (Laser Electron Gamma Source) au BNL et GRAAL à l'ESRF devrait apporter des informations complémentaires sur les dommages aux radiations. Pour les ions lourds, des tests spécifiques sous faisceau seront toutefois indispensables pour estimer les temps de relaxation de manière fiable.

7.9.2 Diffusion élastique, réactions de transfert et de pick-up

Dans le cas des réactions de diffusion, la précision sur l'angle dépend de la perte d'énergie dans la cible. Les calculs réalisés pour la diffusion $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$ à 25 MeV par nucléon donnent une épaisseur typique de cible de 2 mm ($20 \text{mg}/\text{cm}^2$ environ) d'épaisseur. La mesure de l'asymétrie dans les réactions de transfert, à l'aide d'une cible de deutons polarisés, permet de lever l'ambiguïté sur les états $j=1+1/2$ des états $j=1-1/2$ comme le montre la figure 7.11 [UOZ94]. L'émission du proton de recul vers l'arrière apporte des contraintes supplémentaires, d'une part sur l'ouverture angulaire du dispositif et d'autre part sur l'épaisseur de la cible qui doit être limitée à $2 \text{mg}/\text{cm}^2$ pour espérer résoudre deux niveaux séparés de 1 MeV [FOR97].

On peut observer le même effet d'opposition de phase dans les distributions

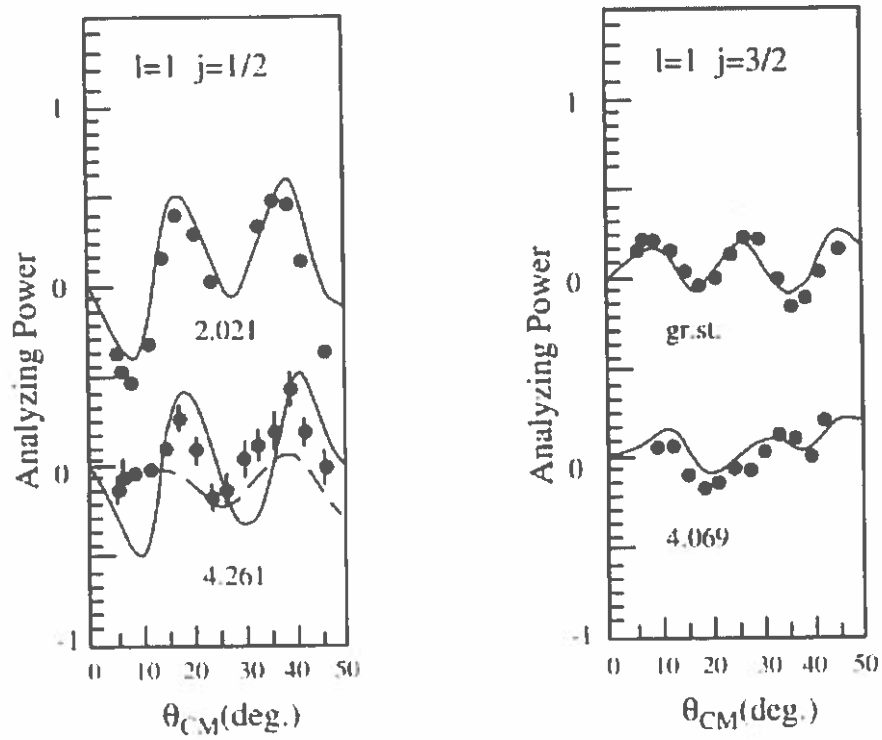


Figure 7.11 - Distribution des asymétries des états 1/2 et 3/2 pour la réaction $^{48}\text{Ca}(d, p)^{49}\text{Ca}$ [UOZ94]

d'asymétrie des réactions de pick-up de charge (\vec{p},d), ($\vec{d},^3\text{He}$) et (\vec{d},t). Pour toutes ces réactions, l'épaisseur de la cible est estimée de 1 à 5 mg/cm². La conception de telles cibles doit donc faire l'objet d'une étude particulière.

7.9.3 Développement de cibles d'hydrogène solides

La réalisation de cibles polarisées pour des expériences de physique des ions lourds implique dans un premier temps de pouvoir construire des cibles d'hydrogène solides de faibles épaisseurs (de 0.5 à 2mm environ). La principale difficulté consiste à garantir l'homogénéité de la cible et donc de contrôler son épaisseur.

Afin de réaliser ces tests au Ganil, nous disposons d'un cryostat qui peut descendre à la température de l'Hélium liquide (soit 4.2K). Cette température est suffisante pour permettre la solidification de l'hydrogène dont le point triple se situe autour de 13K et 70mbar. La cible est maintenue en froid par contact thermique avec le doigt froid du cryostat. Lors du processus de solidification, la température du cryostat est abaissée, dans un premier temps, à la température de l'hydrogène liquide (16K, 200mbar). L'hydrogène gazeux est amené à pression constante par des capillaires sur le haut de la cible. A cet endroit, l'hydrogène gazeux se condense et tombe alors par gravité au fond de la cible où un point froid maintient la température en-dessous de la transition liquide-gaz. Une fois la cible remplie, la température est abaissée sous le point triple ce qui entraîne la solidification de l'hydrogène. La figure 7.12 montre les différents éléments de la cible.

Ce procédé est assez conventionnel et ne pose pas de problème particulier de mise en oeuvre. Comme nous l'avons dit au départ, le problème réside dans la maîtrise de l'homogénéité et de l'épaisseur de la cible. En effet, pendant la phase de liquéfaction, le mélange liquide-gaz est à pression constante (mais non nulle), ce qui a pour effet de créer un différentiel de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la cible: les fenêtres minces se déforment. Lorsque l'hydrogène se solidifie, la pression chute à 0, mais le volume occupé par la cible ne change pas, la cible reste dans son état déformé.

Dans un premier temps, nous avons recherché un type de membrane à la fois peu épaisse (quelques microns) et très rigide. Nous avons soumis deux types de membranes à une différence de pression croissante en estimant à chaque fois la flèche de déformation au centre (voir figure 7.13).

Quelque soit le matériau considéré, il apparaît une déformation initiale, même avec un très faible différentiel de pression. Au regard des tolérances acceptables (déformation d'environ 1% de l'épaisseur de la cible), cette déformation initiale est trop importante. La réalisation de membranes précontraintes n'a pas changé significativement la déformation initiale. Toutes les membranes se déformant à faible pression, nous avons donc étudié les moyens d'appliquer une contre-pression sur la face extérieur de la membrane.

La solution choisie est d'entourer la cible de deux cadres supportant des membranes

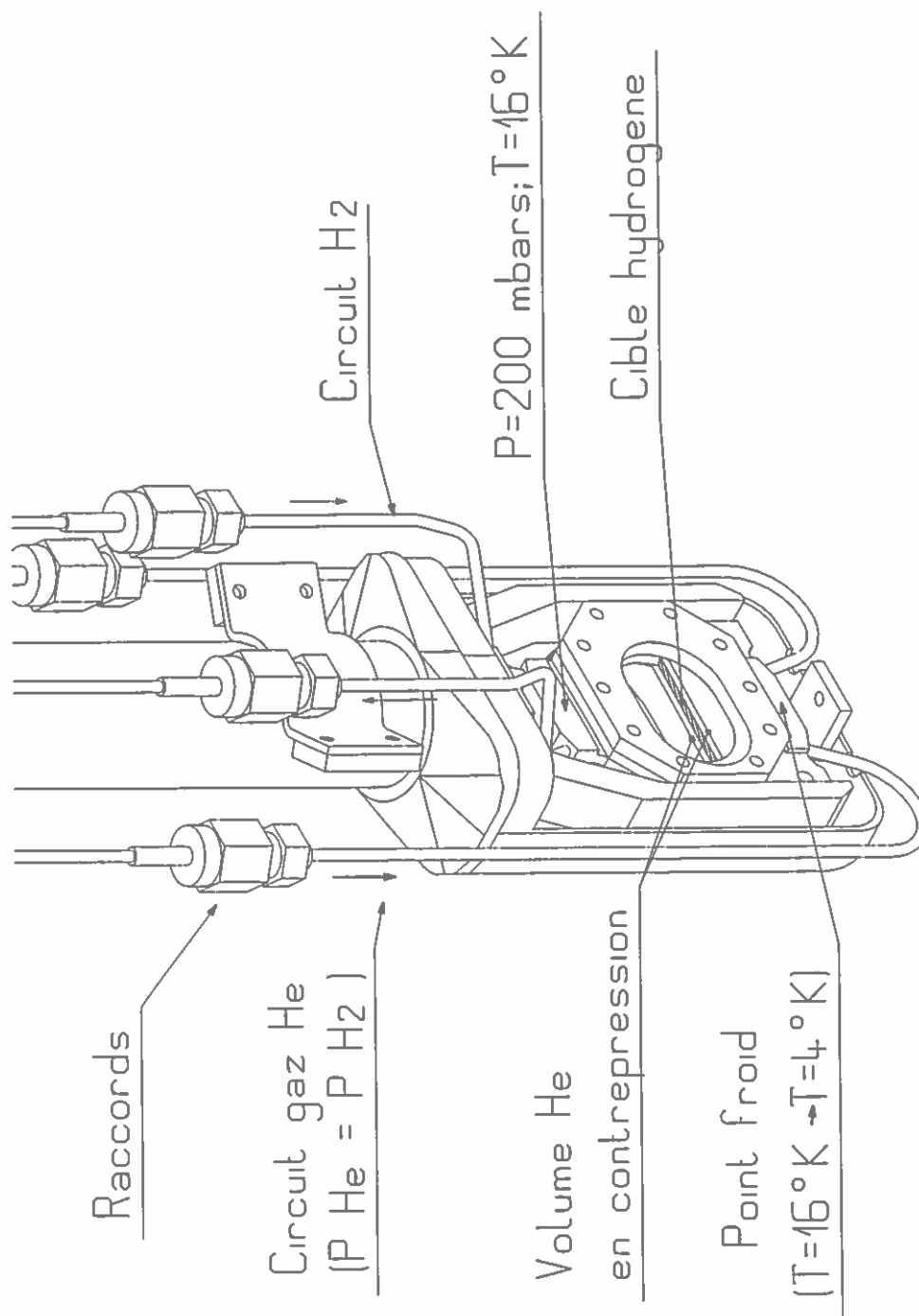


Figure 7.12 – Plan de la cible à hydrogène.

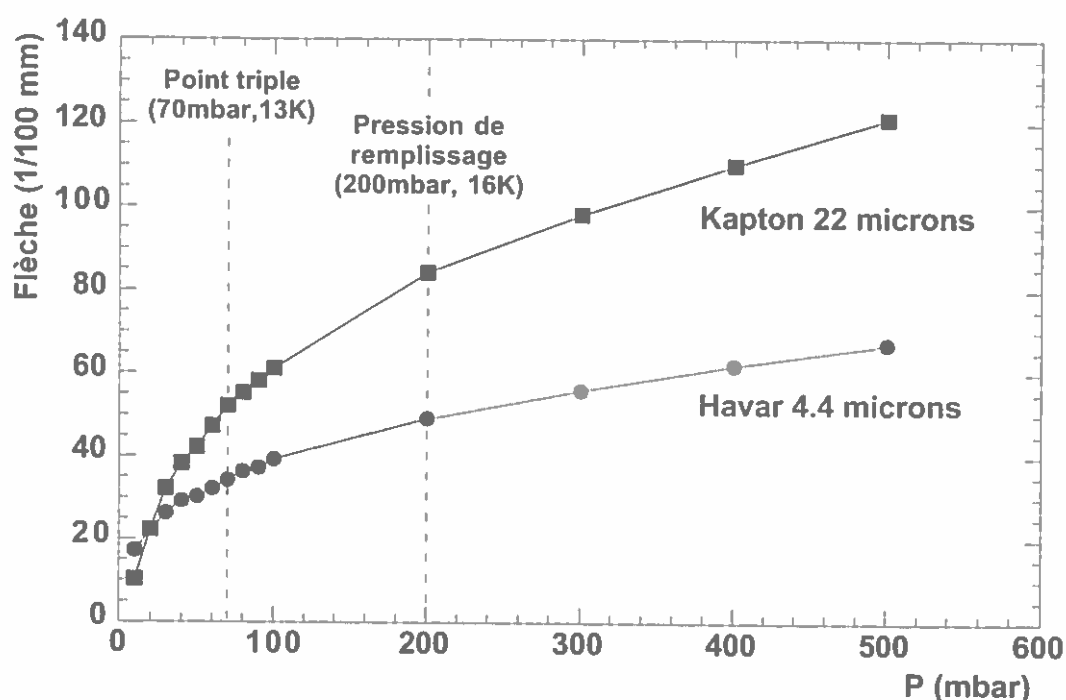


Figure 7.13 – Mesure de la flèche au centre d'une fenêtre mince de 20 mm de diamètre en Havar 4.4 μm et en kapton 22 μm en fonction de la pression appliquée.

identiques à celles de la cible. Le volume intermédiaire (i.e. entre le vide et la cible) est relié à un réservoir d'Hélium par des capillaires. Ce réservoir est maintenu en équilibre de pression avec celui de l'hydrogène à l'aide d'un volume tampon commun aux deux gaz séparés par une feuille très mince et non tendue qui réalise l'équilibre de pression. Lors du remplissage de la cible, une circulation d'Helium dans le volume intermédiaire annule la pression à l'intérieur de la cible (voir figure 7.12). Lorsque le processus de liquéfaction est terminé, la pression chute, il suffit alors de pomper l'Hélium du volume intermédiaire. Une attention toute particulière doit être apportée au collage des membranes sur les cadres afin de limiter les fuites qui pourraient entraîner le mélange des gaz.

La photo 7.14 montre une cible-test sans l'écran à 20K rempli d'azote et non d'hydrogène (pour cet essai). On distingue à l'intérieur de la cible, la limite de phase entre l'azote liquide et l'azote gazeux. La cible n'a pas encore été testée à la température de liquéfaction de l'hydrogène. Sur ce cliché, on peut aussi distinguer la transition de phase liquide-solide (petit reflet en-dessous de la limite liquide-gaz).

Sur ce cliché, on peut voir les capillaires d'amené et de retour d'Helium. Le contact thermique est assuré par la pièce en U fixée au doigt froid et qui entoure la cible. On voit aussi les différents cadres qui entourent la cible dont la forme a été étudiée afin de présenter une surface maximum au faisceau lors d'une rotation de la

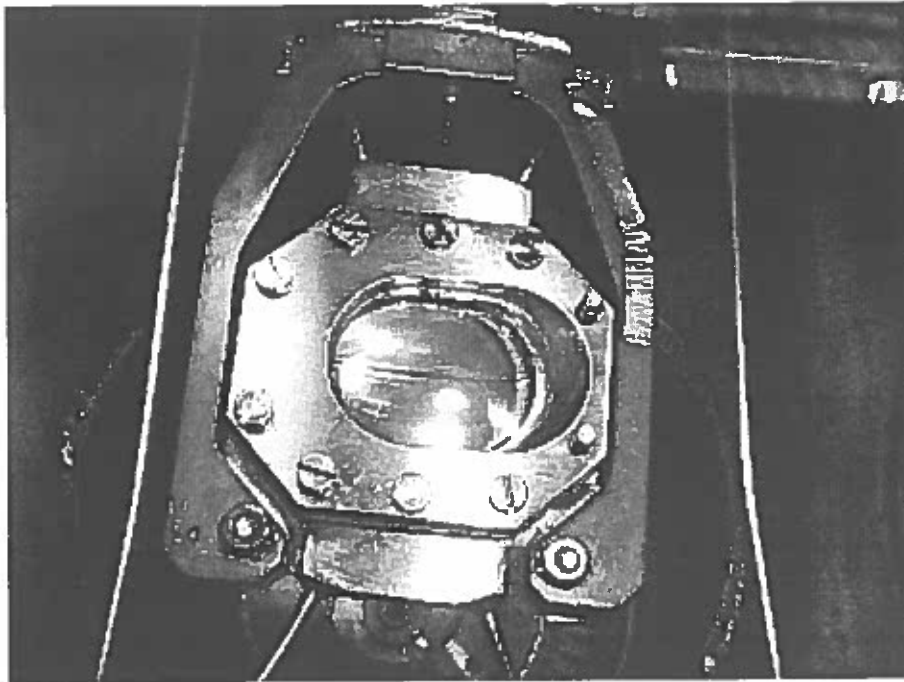


Figure 7.14 – Cible dans les conditions d'utilisation (sans l'écran à 20K).

cible à 45 degrés autour de l'axe de la cible (minimisation des effets d'ombre).

7.10 Bilan de l'étude de faisabilité

A travers l'ensemble de ces considérations, il apparaît qu'aucun obstacle de principe ne s'oppose à la faisabilité de cibles polarisées HD de faibles épaisseurs pour des expériences utilisant des faisceaux d'ions lourds.

L'utilisation d'une cible polarisée HD est sans aucun doute le meilleur choix possible puisque c'est, à la fois, la cible la plus performante et celle qui nécessite le moins d'équipements sous faisceau. Il est donc possible d'imaginer une instrumentation autour de la cible de taille relativement réduite autorisant une ouverture angulaire maximale pour les expériences de diffusion, de transfert ou de pick-up. Les calculs préliminaires de cryo-magnétisme confirment la complète faisabilité technique d'un cryostat de faisceau, capable de recevoir une cible polarisée avec les contraintes imposées par les faisceaux d'ions lourds. Les expériences devront probablement être réalisées à hautes énergies afin de limiter, d'une part, les pertes d'énergie dans la cible, responsable des dommages aux radiations et, d'autre part, la déviation des particules dans le champ magnétique de maintien de la cible.

Les retards dans la conception des cibles polarisées à l'IPN d'Orsay devraient permettre de terminer l'étude et la réalisation de cibles minces d'hydrogène solide qui

constituait de toute façon une étape indispensable dans le développement de cibles polarisées pour le GANIL. Une expérience, acceptée par le comité d'expériences [ROU99], propose déjà l'utilisation d'une cible d'hydrogène solide à l'horizon 2000. Les premiers tests d'une cible polarisée sous faisceau pourraient avoir lieu au milieu de l'année 2001.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

A l'issue de ce travail, une trentaine de masses de noyaux riches en neutrons a été mesurée entre $N=20$ et $N=28$. Parmi elle, huit masses, inconnues auparavant, ont été mesurées avec une précision meilleure qu'1 MeV. L'apport de nouvelles masses de référence a, de plus, rendu possible une deuxième analyse de l'expérience de mesures de masses qui a eu lieu en 1991, permettant finalement d'obtenir, pour la plupart des masses, deux mesures cohérentes et indépendantes. Dans cette même expérience, un état isomérique du ^{43}S a été observé pour la première fois. Cet isomère a pu être caractérisé quelques mois plus tard au cours d'une autre expérience.

Au cours de cette étude, nous avons montré que la disparition de la fermeture de couche $N=28$ pour les noyaux riches en neutrons est essentiellement une conséquence de la déformation des noyaux. L'interprétation en orbitales de Nilsson semble justifiée et montre qu'en cas de déformation prolata, des neutrons occupent préférentiellement la couche supérieure $p_{3/2}$ signant ainsi la disparition de la fermeture de la couche $f_{7/2}$ à $N=28$. Selon le diagramme de Nilsson, on s'attend alors à voir apparaître un nouveau « nombre magique » à $N=26$. Cette interprétation est soutenue par les mesures de masses qui ont mis clairement en évidence la signature d'une pseudo-fermeture de couche à $N=26$ au travers des énergies de séparation des deux derniers neutrons et des énergies microscopiques. Ces résultats sont globalement bien reproduits par les calculs modèle en couches et de champ moyen relativiste.

La mise en évidence d'un état isomérique dans le ^{43}S confirme de manière spectaculaire les conclusions tirées de l'analyse des masses et constitue la première preuve expérimentale de coexistences de formes dans cette région. Selon les calculs modèle en couches, l'état isomérique de spin $7/2^-$ est associé à une configuration oblate ou sphérique qui tend à maintenir le dernier neutron dans la couche $f_{7/2}$ tandis que l'état fondamental de spin $3/2^-$, déformé prolata, correspond à une configuration dans laquelle le dernier neutron se situe dans la couche $p_{3/2}$. La décomposition de cet état montre, en outre, que la déformation est en partie générée par des excitations de protons dans la couche sd .

Une étude particulière de la contribution du spin-orbite a montré que la dépendance du couplage spin-orbite en fonction de l'isospin intervient relativement peu dans la disparition du caractère magique de la configuration $N=28$.

Les nouvelles mesures de masses confirment aussi l'existence d'un îlot de déformation autour de $N=20$ pour les isotopes du Néon. La chute brutale des énergies de séparation des deux derniers neutrons du ^{35}Mg et du ^{36}Mg ainsi que l'apparition d'un minimum local à $N=22$ dans l'énergie microscopique semblent signer la présence d'un pseudo-nombre magique à $N=22$, qui pourrait être confirmée par de nouvelles mesures de masses au-delà de $N=20$ pour les isotopes du Fluor, du Néon et du Sodium. La perte soudaine de stabilité des isotopes du Magnésium au-delà de $N=22$ suggère que le dernier isotope stable du Magnésium pourrait être le ^{38}Mg et

non le ^{40}Mg comme le prédisent les calculs théoriques de type Hartree-Fock ou RMF.

L'étude de l'évolution du potentiel spin-orbite en fonction de l'isospin reste une question majeure puisqu'une altération de celui-ci pourrait modifier significativement la séquence des nombres magiques loin de la stabilité. Comme on l'a vu dans notre analyse, les forts mélanges de configurations observés autour de $N=28$ peuvent rendre extrêmement difficile l'interprétation des données de structure. Il apparaît en effet quasiment impossible de séparer quantitativement les effets liés à la déformation et au couplage des protons et ceux liés au couplage spin-orbite à l'aide d'expériences de spectroscopie.

Nous avons donc étudié la possibilité de mesurer directement le potentiel spin-orbite à partir des phénomènes de polarisation dans la diffusion nucléon-noyau. A l'issue d'une étude de prospective et de faisabilité, nous proposons l'utilisation d'une cible polarisée HD dans des expériences de diffusion élastique, de transfert et de pick-up. La réalisation de telles expériences nécessite l'utilisation de cibles homogènes de faibles épaisseurs. Une étude particulière nous a conduit à développer une cible cryogénique et une technique de remplissage spécialement adaptées aux cibles minces, qui pourront d'ailleurs être utilisées dans de nombreuses expériences.

Dans l'avenir, on peut imaginer un certain nombre d'expériences qui pourraient apporter de nouveaux éléments pour affiner notre compréhension des différentes problématiques envisagées au cours de ce travail.

Une expérience de spectroscopie de noyaux $N=28$ riches en neutrons a eu lieu au GANIL en Juin 99 [SOR99]. Cette expérience devrait permettre d'identifier la nature collective d'un noyau comme le ^{44}S par la mesure de son premier état 4^+ . Compte tenu de sa nature déformée et de notre analyse, on peut s'attendre à la mise en évidence d'un 4^+ rotationnel. Afin d'estimer plus particulièrement la contribution que semble jouer le couplage des protons autour de $N=28$, il serait intéressant de faire des réactions de pick-up de protons et de neutrons de type $^{43}\text{S}(d,p)$ ou $^{43}\text{S}(d,n)$. La présence dans le faisceau de l'état fondamental et de l'état isomérique (si son taux de production le permet) pourrait rendre possible l'étude des couplages de protons dans les deux configurations. Ces expériences pourraient être réalisées à l'aide d'une cible de deutérium solide.

Des mesures de masses au-delà de la fermeture de couche $N=20$ et $N=28$ pourraient permettre de signer la présence d'un pseudo-nombre magique à $N=22$ en-dessous du Magnésium et, au-delà de $N=28$, le comportement étonnant du ^{46}Cl pourrait être expliqué par l'existence d'une zone étendue de déformation. Les mesures de masses du ^{44}P et du ^{45}S pourraient confirmer cette observation tandis que la mesure simultanée du ^{47}Cl et du ^{48}Cl permettrait d'obtenir une signature indiscutable de ce phénomène. Il est à noter que l'on dispose maintenant d'un grand nombre de masses

de référence dans cette région pour réaliser de telles mesures.

De manière plus générale, les mesures de masses restent un outil précieux pour signer les fermetures de couche. L'utilisation de la méthode par temps de vol pour des masses plus élevées se heurtent au problème du filtrage des noyaux légers à l'aide d'un dégradeur. L'emploi d'un dégradeur « tournant » d'épaisseurs variables (dans le même esprit que la cible que nous avons utilisée) pourrait permettre de couper la majorité de la distribution de ces noyaux légers tout en maintenant une production conséquente de noyaux de référence. Il est à noter que la présence d'un dégradeur constituerait une source importante d'erreurs systématiques qui pourraient s'avérer difficiles à contrôler. Afin qu'une expérience de ce type ait lieu pour des noyaux encore plus riches en neutrons, il est aussi nécessaire d'améliorer la résolution intrinsèque de la mesure de temps de vol afin d'obtenir des précisions en-dessous du MeV.

Enfin, l'utilisation d'une cible polarisée permettra sans doute de franchir un pas décisif dans la compréhension de l'évolution du potentiel spin-orbite loin de la stabilité. Plus généralement, la mesure des variables de polarisation devrait permettre de mieux contraindre les modèles microscopiques qui sont en cours de développement (voir par exemple [BAU98]).

Annexe A

Correction des non-linéarités différentielles

Pour corriger les non-linéarités différentielles, il faut compenser les écarts de largeur entre les canaux. Si l'on considère un spectre aléatoire, chaque canal reçoit un nombre d'événements proportionnel à sa largeur. Le principe de la correction consiste à calculer la largeur effective de chaque canal en fonction du nombre d'événements qu'il contient. Sur l'ensemble du spectre, il est possible de définir un nombre moyen d'événements \bar{N} qui correspond en réalité au cas idéal où tous les canaux auraient la même largeur. Soit \bar{l} , la largeur moyenne d'un canal, chaque canal j a en réalité une largeur effective :

$$\Delta t_j = \bar{l} \cdot \frac{N_j}{\bar{N}} \quad (\text{A.1})$$

avec N_j , le nombre d'événements dans le canal j . Pour connaître la valeur réelle codée au canal N , il faut sommer toutes ces largeurs effectives :

$$t_N = \sum_{j=1}^N \Delta t_j = \sum_{j=1}^N \bar{l} \cdot \frac{N_j - \bar{N}}{\bar{N}} + \sum_{j=1}^N 1 \cdot \bar{l} = \sum_{j=1}^N \bar{l} \cdot \frac{N_j - \bar{N}}{\bar{N}} + N \cdot \bar{l} \quad (\text{A.2})$$

La correction impose donc de connaître le rapport $\frac{N_j - \bar{N}}{\bar{N}}$ pour chaque canal j . Une fois tous ces rapports estimés (et stockés dans un fichier), les corrections se font événement par événement à partir de la calibration moyenne. La figure A.1 montre l'évolution de la dérive en canal due aux non-linéarités différentielles. Par moment, on voit quelques oscillations autour d'une valeur moyenne. Comme on le voit cependant, les corrections à effectuer ont finalement été minimales (correction de quelques ps au plus).

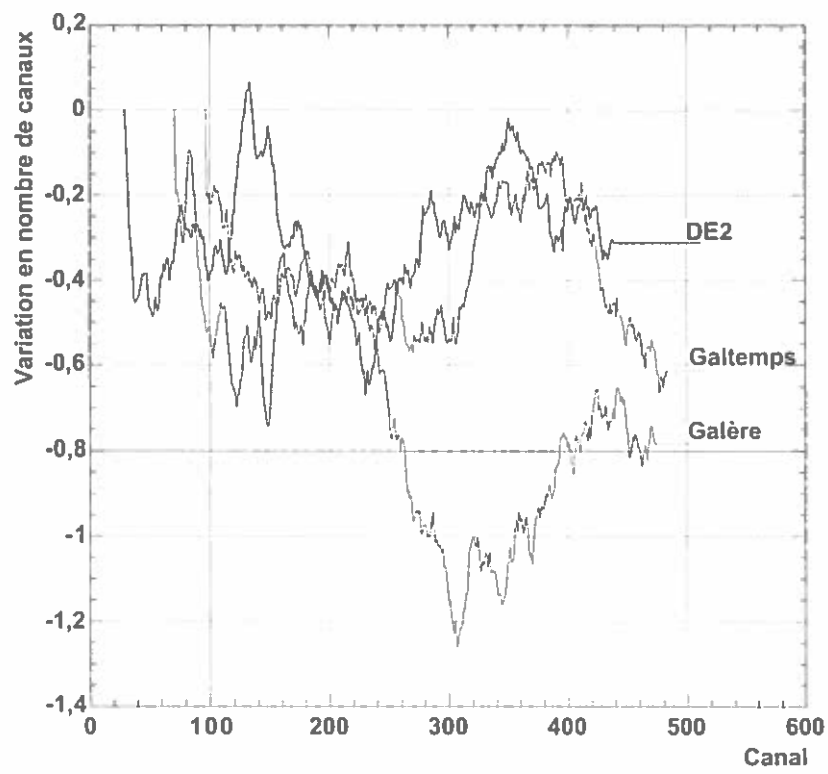


Figure A.1 – Evolution de la dérive en canal due aux non-linéarités différentielles

Annexe B

Minimisation du χ^2 pour les masses

B.1 Détermination des coefficients α_j

Soit (X_i, σ_i) l'ensemble des excès de masses extraits de l'expérience et leurs erreurs associées, soit (T_i, t_i) l'ensemble des excès de masses connus dans les tables et leurs erreurs associées, le χ^2 est défini de la manière suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(X_i - T_i)^2}{\sigma_i^2 + t_i^2 + \sigma_{\text{sys}}^2} \quad (\text{B.1})$$

où σ_{sys} correspond à une estimation de l'erreur systématique sur l'ensemble de l'expérience. Dans la suite, on posera $D_i^2 = \sigma_i^2 + t_i^2 + \sigma_{\text{sys}}^2$. Les excès de masse extraits de l'expérience sont déduits de la valeur mesurée M_i et des contributions des diverses fonctions de recalage que nous avons utilisées :

$$X_i = M_i + \sum_{j=1}^M \alpha_j f_j(\vec{Y}_i) \quad (\text{B.2})$$

où \vec{Y}_i est un vecteur qui contient les grandeurs caractéristiques du noyau considéré (ici : A et Z).

Minimiser la valeur du χ^2 permet de trouver la meilleure combinaison d' α_j qui permet d'approcher au plus près les excès de masses expérimentaux des excès de masses contenus dans les tables.

Ecrivons les conditions de minimisation du χ^2 pour chaque coefficient α_j :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_j} = \sum_i \frac{X_i - T_i}{D_i^2} \cdot f_j(\vec{Y}_i) = 0 \quad (\text{B.3})$$

en développant cette expression, on trouve :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_j} = \sum_i \frac{M_i - T_i}{D_i^2} \cdot f_j(\vec{Y}_i) + \sum_{l \neq j} \alpha_l \frac{f_l(\vec{Y}_i) f_j(\vec{Y}_i)}{D_i^2} = 0 \quad (\text{B.4})$$

Ce système d'équation peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\vec{a} = B \cdot \vec{\alpha} \quad (\text{B.5})$$

avec $\vec{\alpha}$, la matrice colonne contenant les α_j à déterminer, \vec{a} , une matrice colonne dont les éléments a_j ont pour expression :

$$a_j = - \sum_{i=1}^N \frac{M_i - T_i}{D_i^2} \cdot f_j(\vec{Y}_i) \quad (\text{B.6})$$

et B, une matrice carrée avec :

$$b_{jl} = \sum_i \frac{f_j(\vec{Y}_i) f_l(\vec{Y}_i)}{D_i^2} \quad (\text{B.7})$$

Les α_j sont déterminés en inversant la matrice B :

$$\vec{\alpha} = B^{-1}\vec{a} \quad (\text{B.8})$$

B.2 Calcul de propagation d'erreurs

Puisque les fonctions f_j sont des fonctions théoriques, elles ne génèrent pas d'erreur. Les erreurs qui se propagent à travers le calcul sont les erreurs dues à la mesure, soit $\Delta_i = \Delta(\frac{M_i - T_i}{D_i^2})$. L'erreur moyenne $\Delta\alpha_j$ sur le coefficient α_j s'écrit alors :

$$\overline{\Delta\alpha_j^2} = \overline{\sum_i (\sum_l b_{lj}^{-1} f_l(\vec{Y}_i))^2 \frac{\Delta_i^2}{D_i^4}} \quad (\text{B.9})$$

L'erreur sur la mesure Δ_i^2 est identique à D_i^2 , on en déduit donc l'expression de l'erreur sur chaque coefficient α_j :

$$\Delta\alpha_j^2 = \sum_i (\sum_l b_{lj}^{-1} f_l(\vec{Y}_i))^2 \frac{1}{D_i^2} \quad (\text{B.10})$$

L'erreur sur la détermination des α_j se propage dans le calcul des excès de masse finaux. Soit C_k , la correction appliquée sur M_k ($C_k = \sum_{j=1}^M \alpha_j f_j(\vec{Y}_k)$), on calcule de la même manière que précédemment l'erreur sur cette correction :

$$\Delta C_k^2 = \sum_i (\sum_l \sum_j b_{lj}^{-1} f_l(\vec{Y}_i) f_j(\vec{Y}_k))^2 \frac{1}{D_i^2} \quad (\text{B.11})$$

L'erreur finale sur la masse X_i mesurée s'écrit alors : $\Delta X_i^2 = \sigma_i^2 + \sigma_{sys}^2 + \Delta C_i^2$. Le calcul des ΔC_i est une méthode précise pour estimer les erreurs d'extrapolation, si les fonctions choisies pour le recalage des masses sont les « bonnes ». Malheureusement, on peut simplement estimer qu'elles sont "raisonnables". Après ces calculs, il faut donc rajouter à la main une erreur d'extrapolation, due à la méconnaissance précise des fonctions décrivant les corrections à faire, estimée avec des critères moins mathématiques, d'où la discussion qui suit le calcul des nouvelles masses.

Bibliographie

- [ABR58] A. Abragam et W.G. Proctor, CR Acad. Sci. **B246** (1958) 2253
- [ALA96] N. Alamanos et P. Roussel-Chomaz, Ann. Phys. Fr. **21** (1996) 601-668
- [ALE91] N. Alexander et al., Rev. Sci. Instrum. **62** (1991) 2729-2737
- [AUD95] G. Audi et al., Nucl. Phys. **A595** (1995) 409-480
- [AUD97] G. Audi et al., Nucl. Phys. **A624** (1997) 1
- [BAL85] J. Ball et al., Proc. of the 4th Int. Workshop on Polarized Target Materials and Techniques, Phys.Inst. Univ. Bonn (1985) 112
- [BAU98] E. Bauge et al., Phys. Rev. **C58** (1998) 1118-1145
- [BEC69] F.D. Becchetti et G.W. Greenlees, Phys. Rev. **182** (1969) 1190
- [BET53] H.A. Bethe et J. Ashkin, Experimental nuclear physics, Editeur E.Segré (1953) 1
- [BIAS9] L. Bianchi et al., NIM **A276** (1989) 509
- [BOG77] J. Boguta et al., Nucl. Phys. **A292** (1977) 414

- [BOH69] A. Bohr et B.R. Mottelson, Nuclear Structure Vol.1, W.A. Benjamin Publishers (1969) 208-211 et 218
- [CAM57] A.G.W. Cameron, Atomic Energy of Canada, Ltd., CRL-41.
- [CAR99] B.V. Carlson et D. Hirata, Riken-AF-NP-303
- [CAU98] E. Caurier et al., Phys. Rev. **C58** (1998) 2033-2040
- [CAV82] J.M. Cavedon et al., Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 986
- [CHA96] M. Chartier, Thèse de l'Université de Caen, GANIL T96 06
- [COR96] D. Cortina, Thèse de l'Université de Caen, GANIL T96 02
- [COT98] P.D. Cottle et K.W. Kemper, Phys. Rev. **C58** (1998) 3761-3762
- [CRA97] D.G. Crabb et W. Meyer, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **47** (1997) 67-109
- [DEL88] P.P.J. Delheij et al., NIM **A264** (1988) 186
- [DET79] C. Détraz et al., Phys. Rev. **C19** (1979) 171
- [DID94a] J.P. Didelez, Ecole Joliot-Curie (1994) 225-265
- [DID94b] J.P. Didelez, Nuclear Physics News **4** (1994) 10-14
- [DOL76] P. Doll et al., Nucl. Phys. **A263** (1976) 210
- [EIS70] J.M. Eisenberg et W. Greiner, Nuclear Models Vol.1 (1970)

-
- [FOR97] S. Fortier, Communication privée
- [FUK92] N. Fukunishi et al., Phys. Lett. **B296** (1992) 279
- [GIL86] A. Gillibert et al., Phys. Lett. **B176** (1986) 317
- [GIL87] A. Gillibert et al., Phys. Lett. **B192** (1987) 39
- [GIR96] M. Girod et al., Communication Privée
- [GLA97] T. Glasmacher et al., Phys. Lett. **B395** (1997) 163-168
- [GRE53] A.E.S. Green et al., Phys. Rev. **91** (1953) 40
- [GUI84] D. Guillemaud et al., Nucl. Phys. **A246** (1984) 37
- [HAD83] E. Hadjimichael et al., Phys. Rev. **C27** (1983) 831
- [HAR66] W.N. Hardy et J.R. Gaines, Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 1278
- [HAX49] O. Haxel et al., Phys. Rev. **75** (1949) 1766
- [HIR96] D. Hirata et al., Nucl. Phys. **A609** (1996) 131
- [HON67] A. Honig, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1009-1010
- [HON76] A. Honig et H. Mano, Phys. Rev. **B14** (1976) 1858-1862
- [IBB98] R.W. Ibbotson et al., Preprint MSUCL-1118 (1998)
- [JOU91] A. Joubert, Proceedings of the 1991 particle accelerator conference Vol **1**, IEEE (1991)

- [KAN95] J. Kantele, Handbook of Nuclear Spectrometry, Academic Press (1995) 87
- [KLI98] V. Klioukhine, Communication privée
- [LAL95] G.A. Lalazissis et al., ENAM (1995) 71-78
- [LAL98] G.A. Lalazissis et al., Phys. Lett. **B418** (1998) 7
- [MAC96] M. MacCormick et al., Rapport GANIL R 98 02 (1998)
- [MAG89] D.G. Magland and J.R. Nix, Nucl. Phys. **A476** (1989) 1
- [MAN75] H. Mano and A. Honig, NIM **124** (1975) 1-10
- [MAT65] J.H.E. Mattauch et al., Nucl. Phys. **67** (1965) 1
- [MAY49] M.G. Mayer, Phys. Rev. **75** (1949) 1969
- [MIT94] W. Mittig, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1994) 147-198
- [MIT97] W. Mittig, A. Lépine-Szily et N.A. Orr, Annu. Rev. Nucl. Sci. **47** (1997) 27-66
- [MOL88] P. Möller et J.R. Nix, Atomic Data and Nuclear Data Tables **39** (1988) 213-225
- [MOL95] P. Möller, J.R. Nix et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables **59** (1995) 185-381
- [MOT95] T. Motobayashi et al., Phys. Lett. **B346** (1995) 9-14
- [NIL55] S.G. Nilsson, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. Medd **29** (1955) No 16

-
- [NII76] T. Niinikoski et F. Udo, NIM **134** (1976) 219
- [NOW99] F. Nowacki, communication privée
- [ODL96] O.H. Odland et al., NIM **A378** (1996) 149-154
- [ORR91] N. Orr et al., Phys. Lett. **B258** (1991) 29
- [PER99] S. Peru, communication privée
- [PFE97] B. Pfeiffer et al., Z. Phys. **A357** (1997) 235
- [POV87] A. Poves et J. Retamosa, Phys. Lett. **B184** (1987) 311
- [POV94] A. Poves et J. Retamosa, Nucl. Phys. **A571** (1994) 221-241
- [RAY81] J. Raynal, Phys. Rev **C23** (1981) 2571
- [REB83] R. Rebmeister et al., *Propriétés expérimentales du spectromètre en Alpha du Ganil déduites des cartes de champ.*
- [REN96] Z. Ren et al., Phys. Lett. **B380** (1996) 241-246
- [REN98] Code RMF sphérique et déformé de Z. Ren
- [REN99] Z. Ren et al., en préparation
- [RET97] J.Retamosa et al., Phys. Rev. **C55** (1997) 1266-1274
- [RIG96] M. Rigney et al., Sth int. Workshop on Polarized Target Materials and Techniques, TRIUMF (Canada) 27-29 Mai 1996

- [RIS80] D.O. Riska, Nucl. Phys. **A350** (1980) 227-252
- [ROB96] M. Robinson et al., Phys. Rev. **C53** (1996) R1465
- [ROL88] C.E. Rolfs and W.S. Rodney, « Cauldrons in the Cosmos », The University of Chicago Press (1988)
- [ROU96] P. Roussel-Chomaz et al., proposition d'expérience GANIL E291 (1997)
- [ROU99] P. Roussel-Chomaz et al., proposition d'expérience GANIL E347 (1999)
- [SAR97] F. Sarazin et al., Lettre d'intention, Comité SPIRAL (1997)
- [SEE65] P.A. Seeger et al., Ap. J. Suppl. **11** (1965) 121
- [SER86] B. Serot et J.D. Walecka, Adv. Nucl. Phys. **16** (1986) 1
- [SCH96] H. Scheit et al., Phys. Rev. Lett **77** (1996) 3967
- [SHA93a] M.M. Sharma et al., Phys. Lett. **B312** (1993) 377
- [SHA93b] M.M. Sharma et al., Phys. Lett. **B317** (1993) 9
- [SOR93] O. Sorlin et al., Phys. Rev. **C47** (1993) 2941-2953
- [SOR95] O. Sorlin et al., Nucl. Phys. **A583** (1995) 763c-768c
- [SOR99] O. Sorlin et al., Proposition d'expérience GANIL E287a (1998)
- [TAL93] I. Talmi, Simple Model of Complex Nuclei, Harwood Academic Press (1993) 166

-
- [TAN85] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676
- [TAN88] I. Tanihata et al., Phys. Lett. **B206** (1988) 592
- [TER97] J. Terasaki et al., Nucl. Phys. **A621** (1997) 706-718
- [TOI96] « Table of isotopes », 8th edition, Vol.1 Ed. Firestone (1996)
- [TU90] X.L. Tu et al., Z. Phys. **A337** (1990) 361-366
- [TWIN86] P.J. Twin et al., Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 811
- [UOZ94] Y. Uozumi et al., Nucl. Phys. **A576** (1994) 123-137
- [UTS99] Y. Utsuno et al., to be submitted
- [VAR91] R.L. Varner et al., Phys. Rep. **201** (1991) 57-119
- [WAL74] J.D. Walecka et al., Annals of Physics (NY) **83** (1974) 491
- [WAR90] E.K. Warburton et al., Phys. Rev. **C41** (1990) 1147
- [WEI35] C.F. Weiszäcker, Z. Phys. **96** (1935) 431
- [WEI51] V.F. Weisskopf et al., Phys. Rev. **83** (1951) 1073
- [WER94] T.R. Werner et al., Phys. Lett. **B335** (1994) 259-265
- [WER96] T.R. Werner et al., Nucl. Phys. **A597** (1996) 327-340
- [WIN92] J.A. Winger et al., NIM **B70** (1992) 380

[WOO54] R.D. Wood et D.S. Saxon, Phys. Rev. **95** (1954) 477

[WOU85] J.M. Wouters et al., NIM **A240** (1985) 77

[YUK35] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17** (1935) 48

[ZHO91] X.G. Zhou et al., Phys. Lett. **B260** (1991) 285-290

[ZUK95] A.P. Zuker et M. Dufour, Phys. Rev. **C54** (1996) 1641

Résumé:

Une des questions fondamentales qui émergent de l'étude des noyaux loin de la stabilité concerne la persistance du caractère magique de certaines configurations de protons et de neutrons. A la suite de mesures réalisées autour du nombre magique $N=28$ pour des noyaux riches en neutrons, il apparaît que cette fermeture de couche semble particulièrement affaiblie. Dans ce contexte, une expérience de mesures de masses par temps de vol de noyaux autour de $N=28$ ($Z < 20$) auprès du spectromètre SPEG au GANIL a apporté des éléments décisifs pour la compréhension de ce phénomène. A l'issue de cette expérience, une trentaine de masses a pu être obtenue dans la zone d'intérêt dont 8 masses jamais mesurées auparavant. L'analyse des masses montre clairement l'existence d'une pseudo-fermeture de couche à $N=26$. La comparaison de ces résultats avec des calculs de champ moyen relativiste et de modèle en couches permet d'attribuer la disparition de la fermeture de couche $N=28$ à la déformation et aux fortes coexistences de formes prédites dans cette région. La mise en évidence d'un état isomérique dans le ^{43}S et son interprétation par un calcul de modèle en couches confirment l'analyse issue des masses et constitue la première preuve expérimentale d'une coexistence de formes autour de $N=28$.

Parallèlement, une estimation de l'évolution du couplage spin-orbite loin de la stabilité, partiellement responsable de la séquence des nombres magiques, a montré que, bien que non négligeable, elle ne suffisait pas à expliquer la disparition de la fermeture de couche. A travers cette étude, il est apparu extrêmement difficile de découpler les contributions de la déformation et du couplage spin-orbite dans des expériences de spectroscopie. Une étude de prospective a donc été entreprise sur l'utilisation d'une cible de protons et de deutons polarisés afin de mesurer directement l'évolution du potentiel spin-orbite en fonction de l'isospin à partir de réactions de diffusion élastique.

Abstract:

One of the fundamental questions, which emerge from the study of nuclei far from stability, concerns the persistence of the magic character of certain configurations of protons and neutrons. From previous measurements around the $N=28$ magic number, it appears that this shell closure is especially weakening.

In this context, a mass measurement experiment by a time of flight method around $N=28$ ($Z < 20$) with the SPEG spectrometer at GANIL has brought some new decisive observations to understand this phenomenon. More than thirty masses have been obtained in the region of interest, 8 of them measured for the first time. The analysis shows clearly the existence of a pseudo-shell closure at $N=26$. The comparison of these results with shell model and relativistic mean field calculations allow us to attribute the vanishing of the $N=28$ shell closure to deformation effects and shape coexistences predicted in this region. The evidence of an isomeric state in the ^{43}S in the same experiment and its interpretation by a shell model calculation confirm the analysis of the masses and constitutes the first evidence of shape coexistence around $N=28$.

At the same time, an estimation of the evolution of the contribution of the spin-orbit coupling far from stability, partially responsible of the magic numbers sequence, showed that, although non-negligible, it is not sufficient to explain the vanishing of the shell closure. Through this study, it appeared extremely difficult to separate the contribution of the deformation from the one of the spin-orbit coupling in spectroscopic experiments. A feasibility study has thus been undertaken concerning a polarised proton and deuteron target to measure directly the evolution of the spin-orbit potential as a function of the isospin through elastic scattering experiments

Mots clés:

Structure nucléaire
Masses atomiques
Spectromètres magnétiques
Formes nucléaires

Modèles nucléaires
Cibles polarisées (physique nucléaire)
Diffusion élastique
Modèles optiques (physique nucléaire)