



HAL
open science

**Moment quadripolaire de l'état isomère $7/2^-$ du ^{43}S .
Étude modèle en couches des isotopes de soufre autour
de $N=28$.**

Raphael Chevrier

► **To cite this version:**

Raphael Chevrier. Moment quadripolaire de l'état isomère $7/2^-$ du ^{43}S . Étude modèle en couches des isotopes de soufre autour de $N=28$. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Caen Basse-Normandie, 2013. Français. NNT : . tel-01276538

HAL Id: tel-01276538

<https://theses.hal.science/tel-01276538>

Submitted on 19 Feb 2016

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.

UNIVERSITÉ Caen Basse-Normandie
U.F.R. de Sciences - École Doctorale SIMEM

T H È S E

Présentée par

Raphaël CHEVRIER

Soutenue le **20 Mars 2013**

en vue de l'obtention du

DIPLÔME DE DOCTORAT

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Moment quadripolaire de l'état isomère $7/2_1^-$ du ^{43}S .
Etude modèle en couches des isotopes de soufre autour de
 $N = 28$.

MEMBRES du JURY :

M. Olivier SORLIN	Directeur de recherche au CNRS, GANIL, Caen	<i>(Président)</i>
M. Frédéric NOWACKI	Directeur de recherche au CNRS, IPHC, Strasbourg	<i>(Rapporteur)</i>
Mme. Gerda NEYENS	Professeure à l'IKS, KU Leuven, Belgique	<i>(Rapporteur)</i>
M. Jean-Claude ANGELIQUE	Professeur des universités, ENSICAEN, Caen	<i>(Directeur de thèse)</i>
M. Vincent MEOT	Ingénieur-Chercheur, CEA/DAM/DIF	<i>(Co-Directeur de thèse)</i>
M. Jean-Michel DAUGAS	Ingénieur-Chercheur, CEA/DAM/DIF	<i>(Encadrant de thèse)</i>

Je pense, donc je suis, est un propos d'intellectuel qui sous-estime les maux de dents.

- L'Immortalité, Milan Kundera.

Insensés que nous sommes, nous voulons tout conquérir, comme si nous avions le temps de tout posséder !

- L'anti-Machiavel, Frederick II.

L'officier l'encouragea du menton.

- Oui, je comprends. La belle aventure. Les Robinsons...

Ralph fixa sur lui des yeux vides. Il se remémora dans un éclair l'éclat prestigieux qui avait autrefois baigné cette plage. Mais l'île n'était plus qu'un amas de bois mort, calciné.

- Sa Majesté des mouches, William Golding.

Remerciements

En préambule de ce manuscrit, j'ai le plaisir de remercier les personnes qui, de manière directe ou indirecte, du monde de la science ou d'autres horizons, l'ont rendue possible.

Je tiens d'abord à remercier Gerda Neyens et Frédéric Nowacki d'avoir accepté de rapporter ce travail. Je suis reconnaissant de leur lecture attentive et leurs remarques constructives. Je remercie Olivier Sorlin d'avoir accepté d'être le président du Jury. Ses commentaires et corrections détaillés m'ont aidé à réorganiser et clarifier certains passages. Merci à Jean-Claude Angélique qui, après avoir gardé un œil sur mes jeunes années d'étudiant en Basse-Normandie, est devenu mon directeur de thèse auprès de l'Université de Caen.

J'en viens à l'équipe resserrée de Bruyères-le-Chatel. Mes premières pensées vont à mon responsable de thèse Jean-Michel Daugas, qui m'a suivi durant trois ans avec une rigueur doublée d'une jovialité et d'une liberté de ton permettant d'aborder les situations les plus difficiles avec sérénité. Dès les premiers jours, ses nombreuses collaborations m'ont emportées vers des expériences aux quatre coins du monde, du Ganil à Caen au centre RIKEN au Japon, en passant par le Cern de Genève et le WNSL de l'Université Yale. J'en profite pour exprimer ma gratitude envers toute l'équipe de Hideki Ueno, du RIKEN, plus particulièrement Yuichi Ichikawa pour ses qualités d'accueil, scientifiques et humaines.

Je remercie affectueusement Laurent Gaudefroy pour sa disponibilité peu commune à révéler les secrets du modèle en couches. Je retiendrai sa capacité de travail, sa rigueur, sa curiosité et son ouverture scientifique qui ont fait partie intégrante de ma formation.

Je remercie Vincent Méot de m'avoir accueilli dans son laboratoire et fait preuve de disponibilité, ainsi qu'Eric Bauge de m'avoir ouvert les portes du service de physique nucléaire.

Trois années de thèse auraient bien peu de sens sans un entourage professionnel de qualité. J'ai eu la chance de côtoyer une flopée de chercheurs que seules les contraintes stylistiques m'interdisent de citer en intégralité. Je suis fier de m'en avoir fait des amis. Ma première pensée vient à Camille Théroine, mirifique collègue de bureau, qui a su avec un calme irréprochable supporter mes joies, mes peines, mes moments de grâce tout comme mes excentricités. Dans ce registre, je veux célébrer la finesse d'esprit, l'humour ravageur et la patience presque inhumaine de Guillaume Blanchon. Je mesure au crépuscule de la thèse la valeur de ces rencontres.

Dans ce havre de paix du premier étage, il y avait aussi Nicole Vinh Mau, qui plus

d'une fois m'a donné des leçons d'humour et de transgression. Sa passion pour la physique, sans prétention, son allégresse, sa tendresse, sa foi en la jeunesse et tant d'autres mots retenus dans ma gorge me resteront comme un idéal d'élégance. J'eus souhaité qu'elle lise ces quelques lignes, espérant à défaut qu'elle était en mesure de les deviner.

Je tiens à citer quelques noms du laboratoire, volontairement désordonnés afin de m'affranchir de toute hiérarchie sentimentale : Julien, Caroline, Adeline, Rémi, Noël, Aurélien, Marc, Audrey, Nathalie, Jean-Paul, Julie-Fiona, Éric, Marco et bien d'autres.

Un merci tout particulier à Véronique Diodovich, qui a su s'adapter durant trois ans à mes rêveries incompatibles avec la rigueur administrative.

Le travail d'une thèse étant l'aboutissement d'une éducation de longue haleine, je tiens à saluer la qualité de l'enseignement délivré à l'Université de Caen Basse-Normandie, ainsi que tous mes anciens camarades et collègues de l'Université Yale, qui n'imaginent peut-être pas le poids de cette expérience dans ma vie humaine et scientifique.

J'aimerais adresser une pensée particulière au magazine de l'Astronomie Ciel & Espace, qui m'a appris depuis le début de mes études à élargir mon champ scientifique et le partager avec le plus grand nombre. Je salue Charlie Hebdo, qui m'a permis d'en rire. Un grand merci à Patrick Weil de m'avoir élevé au niveau de ses propres passions.

Je remercie avec émotion ma merveilleuse famille, sans qui je n'aurais pu faire mienne cette vie gorgée de la curiosité des autres et du monde. Je mesure plus que jamais l'intelligence et la sensibilité avec laquelle vous m'avez inséré dans cette orbite où, je vous assure, la vue est imprenable.

Pour finir, je libère un torrent d'affection à mes amis de la première et la dernière heure, piliers inébranlables de mes pensées et de mes émotions. La peur d'en oublier ne surpasse pas la fierté de les citer : Romain(s), Antoine, Thomas, Clément, Étienne, Perrine, Marie, Laurianne, Philippe, Sophie, Nicolas, Faustin, Shyanthi.

En achevant ces lignes, me voilà parti vers de nouveaux horizons.

Bonne lecture.

Table des matières

Introduction	xiii
1 Contexte scientifique	1
1.1 Le modèle en couches	1
1.2 Energie monopolaire et de particule individuelle effective	5
1.3 Energie multipolaire	6
1.4 Facteurs spectroscopiques	6
1.4.1 Définition	6
1.4.2 Fonction d'onde d'un état déformé	7
1.5 Evolution de structure le long de la fermeture de couche $N = 28$	10
1.5.1 Les isotopes de calcium ($Z=20$)	11
1.5.2 Les isotopes de potassium ($Z=19$)	12
1.5.3 Les isotopes d'argon ($Z=18$)	12
1.5.4 Les isotopes de chlore ($Z=17$)	13
1.5.5 Les isotopes de soufre ($Z=16$)	14
1.5.6 Les isotopes de silicium ($Z=14$)	15
1.5.7 Etudes théoriques	15
2 Mesure de moments nucléaires	19
2.1 Moment magnétique	19
2.2 Moment quadripolaire	20
2.2.1 Définition	20
2.2.2 Déformation à symétrie axiale	21
2.2.3 Moment quadripolaire d'une particule individuelle	23
2.3 Interactions des moments nucléaires avec des champs électromagnétiques	23
2.3.1 Interaction magnétique dipolaire	24
2.3.2 Interaction électrique quadripolaire	24
2.4 Ensemble nucléaire orienté	25
2.5 Production d'un faisceau orienté	27
2.6 La méthode TDPAD - Distributions angulaires	29
2.6.1 TDPAD pour les moments magnétiques dipolaires	31
2.6.2 TDPAD pour les moments électriques quadripolaires	32
3 Moments électromagnétiques de l'état isomère $J^\pi = 7/2_1^-$ du ^{43}S	35
3.1 Production de faisceaux alignés à RIKEN	35
3.1.1 l'Usine à Faisceaux d'Isotopes Rares	35

3.1.2	Le spectromètre BigRIPS	36
3.1.3	Production d'un faisceau de ^{43}S	39
3.2	Facteur gyromagnétique de $^{43}\text{S}(J^\pi = 7/2_1^-)$	41
3.2.1	Dispositif expérimental	42
3.2.2	Résultats expérimentaux	43
3.3	Moment quadripolaire de $^{43}\text{S}(J^\pi = 7/2_1^-)$	45
3.3.1	Gradient de Champ Electric dans un cristal de pyrite	46
3.3.2	Calcul des coefficients $\alpha_{kk'}^N$ et dispositif expérimental	47
3.3.3	Résultats expérimentaux	50
4	Etude de la structure du ^{43}S	55
4.1	Le code ANTOINE	55
4.2	Collectivité à $N=27$	56
4.2.1	Energie de particule individuelle effective	56
4.2.2	Mélange de configurations	59
4.2.3	Energie de corrélation	61
4.3	Structure du noyau ^{43}S	64
4.3.1	Connaissances expérimentales	64
4.3.2	Etat fondamental du ^{43}S	66
4.3.3	Etat isomère du ^{43}S	69
5	Isotopes de Soufre pair-pair autour de $N=28$	73
5.1	Etat des connaissances des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$	73
5.1.1	Discussion sur le ^{44}S	73
5.1.2	Les noyaux $^{42,46}\text{S}$	77
5.2	Bande rotationnelle fondamentale à symétrie axiale	79
5.2.1	Cas particulier du ^{44}S : l'état 0^+ excité	83
5.3	Multiplet d'états $(3,4,5,6)^+$	86
5.3.1	L'état 4_1^+ du ^{44}S	86
5.3.2	Fonctions d'ondes des états du multiplet	87
5.3.3	Contribution des protons dans le moment angulaire total	89
5.3.4	Systématique des états $3^+, 4^+$ et 5^+ à $N = 28$	89
5.3.5	Contribution des protons et des neutrons dans les corrélations	91
5.3.6	Résumé	93
5.4	Impact du degré de liberté triaxial	95
5.4.1	Description des fonctions d'onde	95
5.4.2	Propriétés électromagnétiques	98
5.4.3	Symetries SU3, pseudo-SU3 et quasi-SU3	98
5.4.4	Recouvrement des fonctions d'onde	100
5.4.5	Cas limite des protons	107
5.4.6	Conclusion	112
5.5	Facteurs spectroscopiques	114
5.5.1	Résultats théoriques	114
5.5.2	Conclusion	117
5.6	Comparaison aux récents travaux théoriques	118

Table des figures

1.1	Energie des états dégénérés de particule individuelle : (à gauche) d'un potentiel de type oscillateur harmonique, (au centre) auquel on ajoute un terme en l^2 et (à droite) auquel on ajoute un terme d'interaction spin-orbite	3
1.2	Représentation schématique de l'espace de valence composé des orbitales $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ pour les protons, et des orbitales $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ pour les neutrons. Il est défini pour l'interaction SDPF-U [8] utilisée dans ce travail pour décrire la structure à basse énergie des isotopes de soufre autour de la fermeture de couche $N = 28$.	5
1.3	Représentation schématique de deux particules sur des orbitales j_1 et j_2 évoluant au sein d'un potentiel déformé. Le nombre quantique K_2 correspond à la projection du moment angulaire total j_2 sur l'axe de déformation axiale Z	8
1.4	Energie (MeV) des orbitales de Nilsson tracées en fonction du paramètre de déformation axiale β et labellées par le nombre quantique K . A $\beta = 0$ on retrouve les deux orbitales sphériques dégénérées $1f_{7/2}$ (en bas) et $2p_{3/2}$ (au haut).	9
1.5	Orbitales issues des couches d'oscillateurs harmoniques $N=2,3$. L'interaction spin-orbite est responsable du fort abaissement en énergie de l'orbitale $1f_{7/2}$, engendrant un gap en énergie avec la couche supérieure $2p_{3/2}$ responsable du nombre magique $N = 28$.	11
1.6	Energies relatives des couches sd pour les isotopes de calcium, déduites des données des réactions de transfert $^{40,42,44,48}\text{Ca}(d, ^3\text{He}) ^{39,41,43,47}\text{K}$ de la Ref. [27]. La figure est adoptée de la Ref. [35].	13
2.1	Représentation du plan défini par les paramètres de déformation β, γ et les types de déformation associées.	22
2.2	Représentation d'une particule a. (d'un trou b.) dans une orbitale j , induisant une polarisation du cœur vers une déformation aplatie (allongée).	24
2.3	Séparation hyperfine des niveaux d'énergie d'un noyau baigné dans un champ magnétique (a) et dans un gradient de champ électrique (b).	25
2.4	Orientation selon l'axe de symétrie Z_{OR} d'un ensemble nucléaire soumis à une orientation en spin : (a) aligné <i>alongé</i> , (b) aligné <i>aplatis</i> , (c) polarisé	26
2.5	Processus de production d'un ensemble nucléaire aligné par réaction de fragmentation.	29
2.6	Déviations de l'axe de symétrie Z_{OR} d'un angle α au passage des fragments dans le champs magnétique d'un dipôle.	31

3.1	Plan de la ligne d'accélération des faisceaux primaires délivrés au RIBF de RIKEN au Japon.	37
3.2	Représentation du spectromètre supraconducteur en vol BigRIPS.	38
3.3	Matrice d'identification des noyaux transmis dans le spectromètre en vol BigRIPS au plan focal F7 sans l'utilisation d'un dégradeur en F5, par temps de vol (axe des abscisses) et perte d'énergie (axe des ordonnées). Les unités sont arbitraires (u.a.).	40
3.4	Matrice d'identification des noyaux transmis dans le spectromètre en vol BigRIPS au plan focal F7 avec l'utilisation d'un dégradeur en F5. Les unités sont arbitraires.	41
3.5	Spectre en temps conditionné sur la raie gamma $E = 320.5(5)$ keV (présentée en arrière plan).	42
3.6	Processus de sélection en moment des fragments par un système classique de fentes. Des sélections au centre et en queue de la distribution en moment ont été faites dans la première partie de l'expérience.	43
3.7	Dispositif expérimental pour la mesure du facteur gyromagnétique du ^{43}S	44
3.8	Fonction $R(t)$ pour la transition $E2(7/2_1^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-)$ dans le cas d'une sélection (a) au centre et (b) en queue de la distribution en moment.	45
3.9	Photographie du cristal de pyrite utilisé dans l'expérience.	46
3.10	Configuration du cristal de pyrite, représenté dans les axes du référentiel du laboratoire. La direction de l'axe d'orientation Z_{OR} est rappelée par la flèche grisée.	47
3.11	Représentation de la coordination locale des atomes de soufre compressés dans un tétraèdre. Les sphères claires représentent les atomes de Fe, les sphères sombres représentent les atomes de S.	47
3.12	Vue schématique du dispositif expérimental pour la mesure du moment quadripolaire.	48
3.13	Fonction $R(t)$, développée à l'ordre 2, pour la transition $E2(7/2_1^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-)$ partant de l'état isomère $7/2_1^-$	51
3.14	Fonction $R(t)$, développée à l'ordre 4, pour la transition $E2(7/2_1^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-)$ partant de l'état isomère $7/2_1^-$	52
4.1	Représentation schématique des configurations pures proton et neutron sondées par les calculs "C", "C+1" et "C-1" (voir le texte pour plus de détails). Les états aux fonctions d'onde pures obtenues par ces calculs sont utilisé dans la détermination des énergies de particule individuelle effectives protons.	57
4.2	Evolution des énergies de particule individuelle effective des orbitales proton $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ à $Z = 16$ en fonction du nombre de neutrons N	58
4.3	Evolution des énergies de particule individuelle effective des orbitales $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$ en fonction de Z à $N = 28$	58
4.4	Représentation des fonctions d'ondes des premiers états de spin/parité $7/2^-$ et $3/2^-$ des noyaux ^{47}Ca (partie haute) et ^{45}Ar (partie basse), dans le plan des configurations d'excitations proton (n_π) vs excitations neutron (n_ν) (voir le texte pour les détails). La figure est adoptée de la Ref. [30].	60

4.5	Energie de corrélation, en MeV, des états fondamentaux associés aux trois chaînes d'isotones $N = 27, 28, 29$ partant des noyaux de Ca aux noyaux de Si et représentée par une échelle de gris.	62
4.6	Energies de corrélation calculées pour l'état $7/2_1^-$ dans les isotopes de Silicium issues des excitations : neutrons (diamants vides), protons (cercles vides) et proton, neutron et proton-neutron (diamants pleins). Voir le texte pour les détails.	63
4.7	Partie gauche : schéma de niveaux calculé pour le noyau ^{43}S . Seuls les états d'intérêt dans la discussion, labélés par leur valeur $2 \times J^\pi$, sont reportés. Les transitions électromagnétiques sont représentées par des flèches pleines (E2) et vides (M1). Les probabilités réduites de transition en $e^2\text{fm}^4$ (μ_N^2) pour les transitions E2 (M1) sont reportées au centre des flèches correspondantes. Les graphiques à deux dimensions remplis de carrés gris et reportés à côté de chaque état représentent les fonctions d'onde des états correspondants. L'axe des abscisses (des ordonnées) correspond au nombre d'excitation particule-trou des neutrons n_ν (protons n_π) allant de 0 à 3, déterminés à partir de la configuration naturelle du noyau (voir le texte pour plus de détails). L'échelle de gris correspond à la contribution (en pourcent) d'une configuration donnée à la fonction d'onde totale d'un état. Partie droite : compilation des données expérimentales du ^{43}S	65
4.8	Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_\nu = 0$) et intruse ($n_\nu = 1, 2, 3$) dans les fonctions d'onde des états appartenants à la bande de rotation identifiée dans le ^{43}S sommé sur les configurations proton. Les composantes contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.	68
4.9	Courbes d'énergie potentielle pour les premiers états bloqués du ^{43}S . Les états sont labélés par leur valeur K . Le neutron célibataire a été bloqué sur l'orbitale $\nu f_{7/2}$ (symboles ouverts) ou sur l'orbitale $\nu p_{3/2}$ (symboles pleins). Les états résultants de la méthode des coordonnées génératrices (GCM) dans l'approximation du recouvrement Gaussien (GOA) sont représentés dans les cases grises.	69
4.10	Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_\nu = 0$) et intruse ($n_\nu = 1, 2, 3$) sommées sur les configurations proton dans les fonctions d'onde des états construits au-dessus de l'état isomère du ^{43}S . L'état fondamental $3/2_1$ est également représenté pour comparaison. Les composantes contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.	70
5.1	Spectres théorique (à gauche) et expérimental [44, 45] (à droite) du ^{44}S . Les valeurs des transitions électriques $B(E2)$ sont en $e^2\text{fm}^4$. Les flèches vides représentent les transitions $E0$ avec leur valeur correspondante en ρ^2 . Les radiations γ et les énergies d'excitation sont reportés en keV. La figure est adoptée de la Ref. [60].	74
5.2	Fonctions d'onde collectives des états d'intérêt (voir le texte) dans la structure à basse énergie du ^{44}S représentées dans le plan triaxial (β, γ) et adoptée de la Ref. [60].	75

5.3	Distribution du nombre quantique $ K \leq 4$ dans les fonctions d'ondes des états d'intérêt (voir le texte) dans la structure à basse énergie du ^{44}S et leurs moments quadripolaires spectroscopiques calculés associés. Le tableau est adopté de la Ref. [60].	76
5.4	Schéma de niveaux du ^{42}S expérimental [24] (à gauche) et théorique dans le cadre du modèle en couche (au centre) et du champ moyen (à droite). Les énergies associées aux raies γ sont reportées ainsi que les multipolarités et les intensités relatives. A droite : Surface d'énergie potentielle HFB du ^{42}S dans le plan (β, γ) . La figure est adoptée de la Ref. [24].	78
5.5	Représentation des configurations naturelles pour les noyaux ^{42}S , ^{44}S et ^{46}S . 78	78
5.6	Schémas de niveaux calculés dans le cadre du modèle en couches pour les noyaux $^{42,44,46}\text{S}$ présentés sous la même forme que la figure 4.7.	80
5.7	Energie (en MeV) des états appartenant aux structures déformées construites sur les états fondamentaux des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$ (croix bleues) ainsi que les fonctions d'ajustement associées (courbes rouges) en fonction du spin J de l'état considéré.	81
5.8	Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_v = 0$) et intruse ($n_v = 1, 2, 3$) dans les fonctions d'onde des états appartenants aux structures construites sur les états fondamentaux des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$, sommées sur les configurations proton, ainsi que les moments quadripolaires spectroscopiques intrinsèques Q_i en efm^2 issus des valeurs de moments quadripolaires spectroscopiques (diamants pleins) et de transitions électriques $B(E2)$ (diamants vides). Les composantes des fonctions d'onde contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.	82
5.9	Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_v = 0$) et intruse ($n_v = 1, 2, 3$) dans les fonctions d'onde des états appartenant à la structure construite sur l'état excité 0_2^+ du ^{44}S , sommées sur les configurations proton. Les composantes contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées. 84	84
5.10	Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_v = 0$) et intruses ($n_v = 1, 2, 3$) dans les fonctions d'onde des trois premiers états $(3, 4, 5)^+$ des multiplets identifiés dans les noyaux ^{42}S et ^{44}S . Les composantes contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.	88
5.11	Energies d'excitation des états du multiplet 3^+ , 4^+ et 5^+ identifiés dans les noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar et ^{44}S (voir le texte pour plus de détails).	91
5.12	Energie de corrélation totale représentée par des losanges de l'état 3^+ appartenant au multiplet $(3, 4, 5)^+$ identifié dans chacun des noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar et ^{44}S (voir le texte pour plus de détails).	91
5.13	Moments quadripolaires spectroscopiques totaux (neutron) représentés par des losanges (triangles) des états du multiplet 3^+ , 4^+ et 5^+ identifiés dans les noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar et ^{44}S (voir le texte pour plus de détails). . . .	92
5.14	Energies de corrélation de l'état du multiplet 3^+ identifiés dans les noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar et ^{44}S , décomposé selon la contribution proton (partie grise), neutron (partie bleue) et proton-neutron (partie rouge) (voir le texte pour plus de détails).	93

5.15	Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_v = 0$) et intruses ($n_v = 1, 2, 3$) dans les fonctions d'onde des états construits sur l'état 2^+ à basse énergie, identifiés dans les noyaux $^{42,44,46}\text{S}$. Les composantes contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.	96
5.16	Représentation des orbitales de Nilsson déterminées en symétrie SU3 (à gauche) et quasi-SU3 (à droite) (voir le texte pour plus de détails)	99
5.17	Schéma de niveaux du ^{44}S calculé dans le cas d'un espace de valence des neutron : (à gauche) retreint aux orbitales $f_{7/2} - p_{3/2}$; (à droite) ouvert aux orbitales $f_{7/2}, p_{3/2}, f_{5/2}$ et $p_{1/2}$	102
5.18	Schéma de niveaux du ^{42}S calculé dans le cas d'un espace de valence des neutron : (à gauche) retreint aux orbitales $f_{7/2} - p_{3/2}$; (à droite) ouvert aux orbitales $f_{7/2}, p_{3/2}, f_{5/2}$ et $p_{1/2}$	105
5.19	Schéma de niveaux du ^{44}S calculé dans le cas d'un espace de valence des protons : (à gauche) où les orbitales de particules individuelles proton $d_{5/2}, s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ sont dégénérées en énergie ; (à droite) complet.	110
5.20	Schéma de niveaux calculés dans le ^{43}S . Les fonctions d'ondes de chaque état sont représentées sous la forme de graphiques à deux dimensions. Voir le texte pour plus de détails.	114
5.21	(a) Surface d'énergie potentielle des isotopes de soufre de $N = 22$ à $N = 28$ calculées avec et sans l'utilisation du composant de la force tenseur. La figure est adoptée de la Ref. [62].	119
5.22	(b)-(f) Surfaces d'énergie des états déterminés par les nombres quantiques J et K présentant le plus grand recouvrement avec les états $3/2_1^-, 7/2_2^-, 7/2_1^-, 9/2_1^-$ et $3/2_2^-$. L'échelle de couleur montre les recouvrements GCM entre les deux fonctions d'onde.	120

Liste des tableaux

1.1	Valeur du gap $N = 28$ pour les isotones $N = 28$ ^{40}Mg , ^{42}Si , ^{44}S , ^{46}Ar , et ^{48}Ca , ainsi que la différence d'énergie de corrélation entre les états à zéro et deux excitations neutrons à travers le gap $N = 28$ et leur position relative E_{2p-2h}^* en MeV. Les valeurs sont adoptées de la Ref. [57].	16
3.1	Types de faisceaux (avec leurs capacités maximales d'énergies (en MeV) et d'intensités (en pnA)) produits au RIBF de RIKEN. Les intensités obtenues en expérience sont mises à jour sur le site web de la Ref. [91].	36
3.2	Table des coefficients $\alpha_{kk'}^N$ calculés pour quatre jeux d'angles (α, β) (θ, ϕ)	49
3.3	Table des coefficients $S_{qN}^{kk'}$ [90]	50
4.1	Taille des matrices à diagonaliser dans un calcul modèle en couche pour des isotones à $N = 28$ en utilisant l'espace de valence composé des orbitales $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ pour les protons, et des orbitales $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ pour les neutrons.	55
4.2	Taille des matrices à diagonaliser dans un calcul modèle en couche pour les isotopes de soufre ($Z = 16$) $^{42,43,44,46,48,50}\text{S}$ en utilisant l'espace de valence composé des orbitales $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ pour les protons, et des orbitales $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ pour les neutrons.	56
4.3	Propriétés spectroscopiques des états appartenant à la structure déformée de l'état fondamental dans le ^{43}S : moments quadripolaires spectroscopique Q_s et intrinsèque Q_i en efm^2 (calculé en supposant une bande rotationnelle découplée avec $K = 1/2$), et contribution multipolaire de l'énergie totale des états MuC en MeV.	66
5.1	Moments quadripolaires spectroscopiques Q_s et intrinsèques Q_i , calculés en considérant une bande rotationnelle $K = 0$, des états appartenants aux bandes fondamentales des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$ ainsi que leurs énergies de corrélations MuC	83
5.2	Pourcentage de la configuration neutron intruse $n_\pi = 1$ et de la configuration neutron spécifique $(\nu f_{7/2})^{-3,-1}(\nu p_{3/2})^1$ pour les états des multiplets identifiés dans les noyaux $^{42,44}\text{S}$, ainsi que leur énergie de corrélation associée.	89
5.3	Pourcentage de la configuration neutron intruse $n_\pi = 1$, de la configuration neutron spécifique $(\nu f_{7/2})^{-1}(\nu p_{3/2})^1$, et de la configuration neutron-proton spécifique $(\nu f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{3/2})^1; (\pi s_{1/2})^2(\pi d_{3/2})^2$ des états des multiplets identifiés dans les noyaux à $N = 28$ ^{48}Ca et ^{46}Ar	90

5.4	Pourcentage de la configuration intruse $n_v = 1$ et des configurations spécifiques $(\nu 1 f_{7/2})^{-1,-3}(\nu 2 p_{3/2})^1$, sommés sur les configurations protons, ainsi que les moments quadripolaires spectroscopiques et les énergies de corrélations associées aux états appartenants à la structure construite sur l'état 2^+ identifiée dans les noyaux $^{42,46}\text{S}$	97
5.5	Pourcentage des configurations intruses $n_v = 1$ et $n_v = 2$ et des configurations spécifiques $(\nu 1 f_{7/2})^{-1}(\nu 2 p_{3/2})^1$ et $(\nu 1 f_{7/2})^{-2}(\nu 2 p_{3/2})^2$, sommées sur les configurations protons, ainsi que les moments quadripolaires spectroscopiques et les énergies de corrélations associées aux états appartenants à la structure construite sur l'état 2_3^+ identifiée dans le noyau ^{44}S	98
5.6	Recouvrement entre les états calculés dans le cas dans le cas d'un espace de valence des neutron : $(J_{quasi-SU3}^\pi)$ restreint aux orbitales $f_{7/2} - p_{3/2}$ et (J_{ouvert}^π) ouvert aux orbitales $f_{7/2}, p_{3/2}, f_{5/2}$ et $p_{1/2}$ pour le noyau de ^{44}S	103
5.7	Recouvrement entre les états calculés dans le cas d'un espace de valence ouvert et restreint sur des excitation neutrons dans le sous-espace $f_{7/2} - p_{3/2}$ pour le noyau ^{42}S	106
5.8	Energies d'excitation, pourcentages de la configuration neutron $(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^{-1}$ et moments quadripolaires spectroscopiques des premiers états excités du noyau ^{44}S calculés dans le cas où les excitations de protons des couches $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$ vers la couche $d_{3/2}$ sont interdites.	108
5.9	Recouvrement des fonctions d'onde des états calculés dans le cas d'un espace de valence ouvert et le cas où les excitations protons des couches $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$ vers la couche $d_{3/2}$ sont interdites pour le noyau ^{44}S	108
5.10	Recouvrement entre les états calculés dans le cas d'un espace de valence ouvert et le cas où les orbitales de particules individuelles proton $d_{5/2}, s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ sont dégénérées en énergie pour le noyau ^{44}S . Ainsi les excitations collectives des protons sont maximisées.	111
5.11	Configurations neutron principales en termes de nombre d'excitation particule-trou n_v et de configuration spécifique des têtes de bandes identifiées dans les noyaux de $^{42,44}\text{S}$	115
5.12	Facteurs spectroscopiques S calculés pour les états $1/2_1^-, 3/2_1^-, 5/2_1^-$ et $7/2_2^-$ de la bande fondamentale du ^{43}S via le canal de réaction $^{42}\text{S}(0_1^+) \rightarrow ^{43}\text{S}$, ainsi que les force spectroscopique (FS) associées aux orbitales correspondantes nlj et les valeurs des poids $C_{l,j}(\Omega, N)^2$ tabulées dans la Ref [16] pour le cas d'une fonction d'onde intrinsèque $K = 1/2$ provenant de l'orbitale $p_{3/2}$ et soumise à une déformation de paramètre $\beta = 0.1$. Voir le texte pour plus de détails.	116

Introduction

Les mesures de propriétés de noyaux atomiques dans des conditions extrêmes d'isospin sont devenues un enjeu pour comprendre la façon dont les protons et les neutrons interagissent ensemble pour former ces systèmes complexes de plusieurs particules en interaction. La vision du modèle à particules indépendantes, qui a longtemps décrit avec succès les états fondamentaux ainsi que les états excités du noyau sur la base d'états de particules individuelles, a fortement été secouée au cours des trente dernières années. Dans ce modèle simplifié, les noyaux stables de la charte de Segré sont tous décrits par un potentiel à symétrie sphérique qui confère, en parfaite analogie avec le comportement des électrons de l'atome, une stabilité accrue aux noyaux ayant un nombre de proton Z ou neutron N égal aux nombres magiques 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, etc...

L'existence des nombres magiques, d'abord établie après la seconde guerre mondiale par les travaux conjoints des prix Nobel Goeppert-Mayer [1] d'une part, et Haxel, Jensen et Suess [2] d'autre part, est bouleversée par la disponibilité récente de faisceaux de noyaux radioactifs, produits auprès de différents accélérateurs de particules tels que le GANIL en France, le GSI en Allemagne, le NSCL de MSU aux USA, RIKEN au Japon, et la perspective de futures installations, comme SPIRAL2 au GANIL, FAIR au GSI, FRIB aux USA, pour ne citer que les plus importants. Ces innovations technologiques permettent à la physique nucléaire moderne d'explorer de nouveaux paysages de la charte de Segré, tel que la structure des noyaux éloignés de la ligne de stabilité, ayant une durée de vie tellement courte qu'ils n'existent pas sur terre. Si de tels noyaux n'ont pas un intérêt direct pour la structure de la matière qui nous entoure, ils sont toutefois abondamment produits lors des processus de nucléosynthèse, dans les étoiles massives en fin de vie ou par leurs explosions en supernovae. Surtout, l'étude de la structure nucléaire au-delà de la vallée de stabilité est un outil fondamental pour mettre à l'épreuve les théories qui tentent de décrire le comportement du noyau atomique.

Une des problématiques de la physique nucléaire moderne porte sur l'interaction entre les degrés de liberté de type particule individuelle et collectif, qui sont une manifestation directe de la nature du noyau atomique comme un objet physique à plusieurs corps. Les noyaux évoluant autour des fermetures de couches sont les meilleurs candidats pour sonder les spectres issus d'excitations de particules individuelles et leur couplage à des vibrations collectives. Ils délivrent ainsi des informations sur la composition de la fonction d'onde d'un système nucléaire.

Une des premières surprises révélée par l'étude des noyaux exotiques est la modification, voir la disparition des nombres magiques. L'évidence d'une telle modification de structure est d'abord observée dans les noyaux riches en neutron à $N = 20$ [3]. Par la suite, autour de la fermeture de couche $N = 28$, des mesures en 1993 de courts temps

de vie de décroissances β pour les noyaux ^{44}S et $^{45,46,47}\text{Cl}$ [4] apportent les premiers indices de leur caractère éloigné des noyaux magiques. Ces décroissances rapides sont alors interprétées comme le résultat d'une collectivité non négligeable à l'œuvre dans ces noyaux riches en neutrons, accompagnée d'une érosion rapide du gap en énergie à $N = 28$ pour les isotones au-dessous du noyau sphérique et doublement magique ^{48}Ca ($Z < 20$).

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés aux isotopes de soufre ($Z = 16$) pour lesquels la structure à basse énergie se retrouve gouvernée par la compétition entre des configurations sphériques (i.e. mouvements individuels des nucléons) et déformés (i.e. excitations collectives des nucléons), plus communément appelée coexistence de formes. Ce phénomène fait suite au développement progressif de la déformation nucléaire pour les noyaux riches en neutrons à proximité de la fermeture de couche $N = 28$, partant du noyau sphérique et doublement magique ^{48}Ca vers le noyau riche en neutron et déformé oblate ^{42}Si . L'ensemble des données expérimentales et théoriques obtenues ces vingt dernières années ont apporté une vue d'ensemble assez cohérente de tels changements de structure et sont présentés dans le chapitre 1 de ce manuscrit. Nous nous intéressons par la suite au cas spécifique du noyau de ^{43}S , pour lequel de récentes informations expérimentales et théoriques ont permis d'interpréter la structure à basse énergie. Le spin-parité $J^\pi = 7/2^-$ de l'état isomère [$E^* = 320.5(5)$ keV, $T_{1/2} = 415(4)$ ns], résultant de la configuration orbitale naturelle $(\nu f_{7/2})^{-1}$ a été déduit du très bon accord entre les calculs de modèle en couches et la mesure récente de son moment magnétique [$g^{exp} = -0.317(4)$, $g^{cacl} = -0.280$] [5]. En outre, le modèle en couches prévoit que cette configuration naturelle, caractérisée par une forme plutôt sphérique de l'état isomère, coexiste avec un état fondamental $J^\pi = 3/2^-$ déformé conservant une symétrie axiale prolate.

Après avoir exposé le cadre scientifique et les outils théoriques relatifs à ce travail de thèse dans le chapitre 1, et afin de vérifier le scénario ci-dessus, nous reportons dans un premier temps (chapitres 2 & 3) les résultats de la mesure du moment quadripolaire spectroscopique de l'état isomère $7/2_1^-$, un remarquable outil pour sonder la distribution des charges d'un état nucléaire individuel, que reflètent sa déformation et son comportement collectif. Pour cela, la méthode dite de Time Differential Perturbed Angular Distribution (TDPAD) [6] a été utilisée. Son principe est basé sur l'interaction hyperfine des moments nucléaires d'un état avec des champs électromagnétiques externes. Il s'adapte aux mesures de moment électromagnétiques sur des états isomères ayant un temps de vie allant de 10 ns à environs 100 μs .

La plupart des interprétations théoriques issues des données expérimentales des noyaux au-dessous du ^{48}Ca autour de $N = 28$ ont longtemps reposé sur le principe du développement d'une déformation construite sur des excitations quadripolaires conservant une symétrie axiale. Dans ce cadre, nous interprétons dans le chapitre 4 la valeur du moment quadripolaire spectroscopique mesurée de l'état isomère $7/2_1^-$ du ^{43}S au concours de calculs modèle en couches. Nous proposons dans le chapitre 5 d'étendre cette étude modèle en couches aux isotopes de soufre pair-pair autour de la fermeture de couche $N = 28$, $^{42,44,46}\text{S}$, afin d'identifier des caractéristiques de déformations triaxiales dans leurs structures à basse énergie. Nous tenterons enfin de conclure sur l'impact du degré de liberté triaxial sur la structure à basse énergie du ^{43}S .

Chapitre 1

Contexte scientifique

Nous nous proposons dans cette partie d'établir un état des lieux des connaissances expérimentales et théoriques relatives aux évolutions de structures observées pour les noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couche $N = 28$. Nous commencerons ce chapitre par introduire les outils théoriques communément utilisés dans le cadre du modèle en couches pour interpréter les données expérimentales et prédire ces évolutions de structure.

1.1 Le modèle en couches

De nombreuses preuves expérimentales en faveur de l'existence des nombres magiques, telles que l'abondance relative des éléments dans le système solaire et l'énergie élevée du premier état excité de certains noyaux pairs-pairs, ou encore les variations brutales dans les systématiques des énergies de liaison de deux neutrons S_{2n} , ont permis de penser le noyau atomique en terme de particules indépendantes et participé au développement du modèle en couches. On entend par indépendantes que l'état d'une particule n'est pas affecté par l'état d'une autre particule, à l'inverse de corrélées. Le Hamiltonien associé à une fonction d'onde à A nucléons s'écrit en une partie cinétique et un terme d'interaction à deux corps V_{ij} (en première approximation) tel que :

$$H = \sum_{i=1}^A \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{i=1, i>j}^A V_{ij} \quad (1.1)$$

où p_i et m_i sont respectivement l'impulsion et la masse du nucléon i . On peut séparer le mouvement indépendant des nucléons et l'interaction nucléon-nucléon en ajoutant puis soustrayant un potentiel central :

$$U = \sum_{i=1}^A U_i \quad (1.2)$$

créé par les A nucléons tel que :

$$H = \sum_{i=1}^A \left[\frac{p_i^2}{2m_i} + U_i \right] + \left[\sum_{i>j}^A V_{ij} - \sum_{i=1}^A U_i \right] = H_0 + H_{residuel} \quad (1.3)$$

où H_0 est le Hamiltonien associé à un système de particules indépendantes plongées dans un potentiel moyen et $H_{residuel}$ le Hamiltonien associé à l'interaction nucléon-nucléon restreint en première approximation à une interaction à deux corps. L'étude de la structure nucléaire a cette particularité que l'interaction nucléon-nucléon demeure complexe. La plupart des modèles théoriques, tels que le champ moyen ou le modèle en couches, reposent, entre autres, sur des données expérimentales pour développer une interaction effective reproduisant aussi bien les noyaux stables que les noyaux loins de la vallée de stabilité. C'est pourquoi la définition du potentiel central U a d'abord été choisie pour reproduire les nombres magiques déterminés par l'expérience au niveau de la vallée de stabilité : 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126. Il s'agit d'un potentiel composé d'un oscillateur harmonique isotropique, d'une correction surfacique et d'un terme d'interaction spin-orbite tel que :

$$U(r) = \frac{1}{2}\hbar\omega r^2 + D\vec{\ell}^2 + C\vec{\ell} \cdot \vec{s} \quad (1.4)$$

où les paramètres D et C sont ajustés pour reproduire les états de niveaux obtenus dans le cas d'une symétrie sphérique. En posant l'expression du moment angulaire total $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$, les solutions de l'équation 1.4 sont caractérisées par les nombres quantiques n , ℓ , j et dégénérées en $(2j+1)$ sous-états magnétiques, où le nombre quantique principal n correspond au nombre de noeuds (passage à zéro) de la fonction d'onde. Ces nombres quantiques répondent aux relations $N = 2(n-1) + \ell$ et $j = \ell \pm \frac{1}{2}$, où N est le nombre des quanta excités de l'oscillateur harmonique. La Figure 1.1 représente le schéma de niveaux obtenu par ce potentiel central. Les couches équidistantes résultant d'un potentiel nucléaire de type oscillateur harmonique (à gauche de la figure) sont séparées par les quanta d'énergie $\hbar\omega$. Elles comportent plusieurs sous-couches dégénérées qui se séparent lorsqu'on ajoute au potentiel une correction surfacique dépendante du moment angulaire orbital carré ℓ^2 . La couche la plus basse de ces multiplets est alors associée à la valeur de ℓ la plus élevée. L'ajout de l'interaction spin-orbite, introduite afin de reproduire les nombres magiques observés expérimentalement, a pour effet une nouvelle levée de dégénérescence des orbitales. On voit sur la Fig. 1.1 que le nombre magique 28 est associé à la première fermeture de couche due à l'interaction spin-orbite. Il résulte de l'abaissement en énergie de l'orbitale $f_{7/2}$ sous l'effet de l'interaction spin-orbite, attractive pour les nucléons ayant leur moment angulaire orbitale ℓ aligné avec leur spin s et répulsive dans le cas inverse. L'état de plus basse énergie d'un noyau (i.e. l'état fondamental) est obtenu en remplissant les nucléons sur les orbitales de plus basse énergie. Les états excités sont construits par l'occupation des nucléons sur des orbitales supérieures selon des excitations de type particule-trou.

Si le potentiel central permet de reproduire les fermetures de couches associées aux nombres magiques, il devient insuffisant pour décrire des systèmes de noyaux éloignées de la stabilité. En effet, si un noyau présente plus d'un nucléon au-dessus d'une couche fermée, le modèle à particules indépendantes prévoit que tous les couplages de moments cinétiques devraient être dégénérés en énergie. Par exemple deux nucléons identiques sur une couche j peuvent se coupler à un moment cinétique total $J = j_1 + j_2 = 0, 2, \dots, 2j-1$ et tous ces états devraient être dégénérés en énergie. Pour comprendre la structure nucléaire au-delà des fermetures de couches majeures, il est nécessaire de prendre en compte l'interaction résiduelle comme une perturbation au système. Ceci est justifié par le fait que

$H_{\text{résiduelle}}$ est très petit devant H_0 . Cette interaction est ajustée pour reproduire les données expérimentales de spectroscopie des noyaux (énergies de niveaux, probabilités de transitions, moments nucléaires).

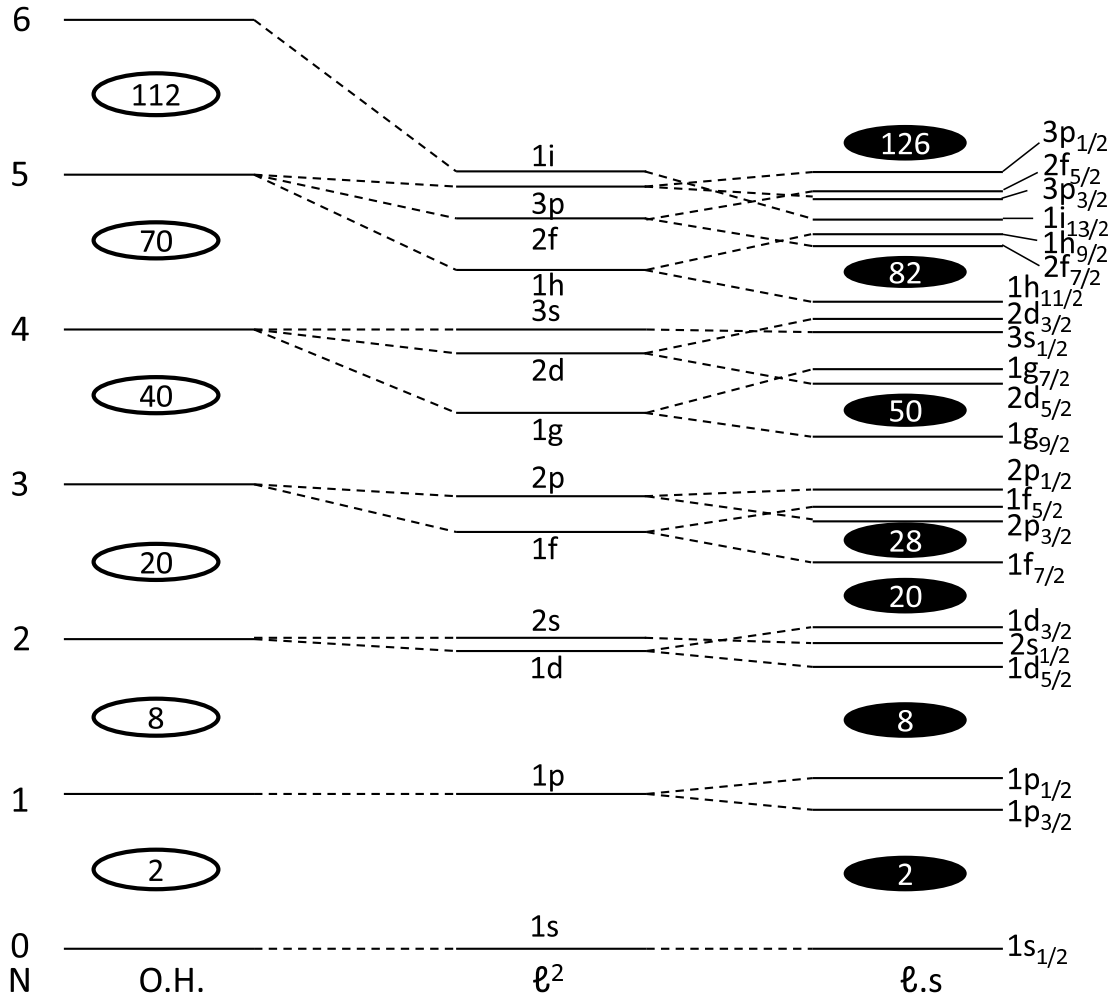


FIGURE 1.1 – Energie des états dégénérés de particule individuelle : (à gauche) d'un potentiel de type oscillateur harmonique, (au centre) auquel on ajoute un terme en l^2 et (à droite) auquel on ajoute un terme d'interaction spin-orbite

L'ajout de l'interaction résiduelle transforme ainsi le système à particules indépendantes en un système corrélé où les mélanges de configuration peuvent avoir lieu. Les calculs de modèle en couches consistent à construire une base de déterminants de Slater Ψ en considérant toutes les interactions à deux corps possibles. Afin de traiter l'interaction résiduelle comme une perturbation du système, on exprime le Hamiltonien dans cette base, appelée espace de configuration. On obtient alors une matrice à diagonaliser pour obtenir les états propres $|\Phi\rangle$ et les valeurs propres E du Hamiltonien (cf eq. 1.3) :

$$H|\Phi\rangle = E|\Phi\rangle = \left[\sum_i^A (T_i + U_i)|\Phi\rangle + \left(\sum_{i=1, i>j}^A V_{ij} - \sum_{i=1}^A U_i \right) |\Phi\rangle \right] \quad (1.5)$$

L'interaction à deux nucléons peut se développer selon ses multipôles décrits par les polynômes de Legendre $P_k(\cos\theta_{12})$ [7] :

$$V(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) = \sum_k^\infty \vartheta_k(r_1, r_2) P_k(\cos\theta_{12}) \quad (1.6)$$

où \vec{r}_1 et \vec{r}_2 sont les vecteurs positions des particules 1 et 2 et θ_{12} l'angle entre leurs vecteurs de moment cinétique. Le Hamiltonien se décompose alors selon $H = H_m + H_M$, où H_m correspond à la partie monopolaire ($k=0$) (terme central) responsable du comportement à particule individuelle d'un état. Il contient les contributions de type Hartree-Fock sphérique. H_M est le Hamiltonien multipolaire et contient tous les autres termes dont les plus importants sont les corrélations de pairing et quadripolaires.

Ainsi l'énergie totale d'un état peut être décomposée selon sa contribution monopolaire MoC et multipolaire MuC . Pour un état propre Φ tel que $H|\Phi\rangle = (H_m + H_M)|\Phi\rangle = E|\Phi\rangle$, la contribution monopolaire correspond à $MoC = \langle\Phi|H_m|\Phi\rangle$ et l'énergie de corrélations correspond à la valeur moyenne $MuC = \langle\Phi|H_M|\Phi\rangle$, avec $E = MoC + MuC$.

La taille des matrices à diagonaliser devient rapidement conséquente avec le nombre de nucléons considérés et l'espace de valence. Pour limiter le poids des calculs, l'espace de configuration à diagonaliser est tronqué en supposant :

- (i) un coeur inerte composé des états les plus liés pour lesquels toutes les couches sont remplies. On impose que les nucléons du coeur ne participent pas aux excitations particule-trou.
- (ii) un espace de valence contenant les états les moins liés, dont les nucléons sont utilisés pour générer des excitations particule-trou.
- (iii) un espace exclu composé d'orbitales situées à plus haute énergie, sur lesquelles les excitations particule-trou ne sont pas autorisées.

Pour un nombre de protons de valence z et de neutrons n et un espace de valence de dégénérescence proton d_z et neutron d_n , le nombre de déterminants de Slater Ψ à construire vaut :

$$\binom{d_n}{n} \binom{d_z}{z} \quad (1.7)$$

où

$$\binom{n}{k} = \frac{A_n^k}{k!} \quad (1.8)$$

$$\text{et } A_n^k = \frac{n!}{(n-k)!}.$$

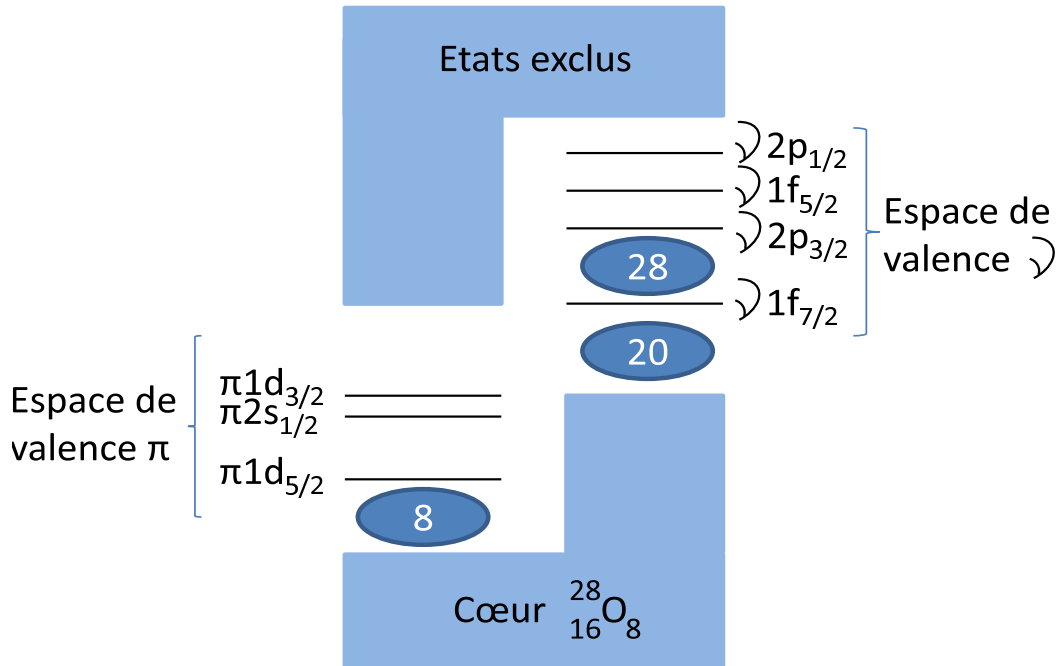


FIGURE 1.2 – Représentation schématique de l’espace de valence composé des orbitales $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ pour les protons, et des orbitales $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ pour les neutrons. Il est défini pour l’interaction SDPF-U [8] utilisée dans ce travail pour décrire la structure à basse énergie des isotopes de soufre autour de la fermeture de couche $N = 28$.

Le noyau est ainsi décrit par un champ moyen nucléaire (le cœur inerte) au sein duquel des nucléons de valence individuels interagissent entre eux à travers l’interaction résiduelle.

L’étude de la structure nucléaire autour de la fermeture de couche $N=28$ nécessite de restreindre l’espace des configurations à un jeu d’orbitales permettant de reproduire les propriétés nucléaires d’un plus grand nombre de noyaux de la région.

1.2 Energie monopolaire et de particule individuelle effective

La partie monopolaire du Hamiltonien se définit telle que :

$$H_m = \sum_{nlj} \epsilon_{nlj} + \sum_{nlj,n'l'j'} V_{nlj,n'l'j'} \quad (1.9)$$

où ϵ_{nlj} représentent les énergies de particule individuelle (proton ou neutron) sur une orbitale nlj et les centroïdes $V_{nlj,n'l'j'}$ les éléments de matrice associés à l’interaction monopolaire à deux corps, valeur moyenne des interactions entre deux particules sur les orbitales nlj et $n'l'j'$ telle que :

$$V_{nlj,n'l'j'} = \frac{\sum_J (2J+1) \langle nlj, n'l'j'; J | V | nlj, n'l'j'; J \rangle}{\sum_J (2J+1)} \quad (1.10)$$

Il est possible de dissocier les énergies de particule individuelle proton et neutron en introduisant les énergies de particule individuelle effectives (ESPE) proton $\tilde{\varepsilon}_{nlj,\pi}$ et neutron $\tilde{\varepsilon}_{nlj,\nu}$ définies comme :

$$\tilde{\varepsilon}_{nlj,\pi(\nu)} = \varepsilon_{nlj,\pi(\nu)} + \sum_{nlj_{\nu(\pi)}} \bar{E}(nlj_{\pi}, nlj_{\nu}) \langle n_{nlj_{\nu(\pi)}} \rangle \quad (1.11)$$

où $\langle n_{nlj_{\nu(\pi)}} \rangle$ est le nombre moyen de neutrons (protons) occupant l'orbitale $nlj_{\nu(\pi)}$, $\varepsilon_{nlj,\pi(\nu)}$ l'énergie de particule individuelle proton (neutron) de l'orbitale $nlj_{\pi}(\nu)$ et $\bar{E}(nlj_{\pi}, nlj_{\nu})$ représente l'élément de matrice moyen associé à l'interaction monopolaire proton-neutron tel que :

$$\bar{E}(nlj_{\pi}nlj_{\nu}) = \frac{\sum_J (2J+1) \langle nlj_{\pi}, nlj_{\nu}; J | V_{\pi\nu} | nlj_{\pi}, nlj_{\nu}; J \rangle}{\sum_J (2J+1)} \quad (1.12)$$

1.3 Energie multipolaire

La partie multipolaire peut être séparée en une contribution neutron H_M^n , une contribution proton H_M^p et une contribution associée à l'interaction proton-neutron H_M^{np} telle que : $H_M = H_M^n + H_M^p + H_M^{pn}$. Le Hamiltonien multipolaire H_M est obtenu en soustrayant la contribution monopolaire au Hamiltonien total H . La contribution proton-neutron s'obtient en combinant les éléments de matrice $V^{T=0}$ (particules protons et neutrons différenciées) et $V^{T=1}$ (particules identiques) tels que : $V_{np} = \frac{V^{T=1} + V^{T=0}}{2}$. Ainsi, en posant $V_{nlj,n'l'j'}^{T=1} = -V_{nlj,n'l'j'}^{T=0}$ la partie proton-neutron de l'interaction est nulle et $\langle \Phi | H_M^{sans\ pn} | \Phi \rangle = MuC^{sans\ pn}$ et $MuC^{pn} = MuC - MuC^{sans\ pn}$.

La séparation entre l'énergie multipolaire issue des protons et des neutrons est rendue possible s'il existe une distinction des espaces de valences protons et neutrons. Ainsi l'énergie de corrélation des neutrons est obtenue en annulant les éléments de matrices à deux corps associées aux orbitales des protons, et inversement. Nous verrons dans le chapitre 5 consacré à l'étude modèle en couches des isotopes de soufre qu'une telle séparation de l'énergie multipolaire est possible pour ces noyaux.

1.4 Facteurs spectroscopiques

1.4.1 Définition

Le facteur spectroscopique est défini tel que :

$$S = |\langle \phi_f | a_{nlj}^+ | \phi_i \rangle|^2 \quad (1.13)$$

où l'opérateur a_{nlj}^+ crée un nucléon sur l'orbitale sphérique définie par les nombres quantiques nlj dans une réaction de transfert sur un noyau X de masse A : ${}^A X \rightarrow {}^{A+1} X$. Le facteur spectroscopique est normalisé à 1 et mesure à quel point l'état final du noyau ${}^{A+1} X$ peut être décrit comme un coeur inerte ${}^A X$ auquel est ajouté un nucléon sur l'orbitale nlj .

Dans le cas d'une fonction d'onde présentant un mélange de configurations, dont la fonction d'onde $|\phi\rangle$ se développe sur la base des orbitales sphériques ψ tel que $|\phi\rangle = \sum_i \alpha_i \psi_i$, le facteur spectroscopique associé à une orbitale sphérique nlj s'exprime comme :

$$S_{nlj} = \alpha_i^2 \quad (1.14)$$

où $\alpha_i < 1$ correspond à une contribution unique de la fonction d'onde totale, celle où ψ_i représente le coeur plus un neutron dans l'orbitale nlj : la force spectroscopique (FS) se fragmente. Les facteurs spectroscopiques répondent alors à la règle de somme :

$$\sum_i S_{nlj} = \frac{\langle h(nlj) \rangle}{2j + 1} \quad (1.15)$$

où $\langle h(nlj) \rangle$ représente le nombre moyen de trous dans l'orbitale correspondante du noyau cible. Les facteurs spectroscopiques s'appliquent également au cas du retrait d'un nucléon sur une orbitale sphérique nlj : ${}^A X \rightarrow {}^{A-1} X$. La règle de somme s'écrit alors :

$$\sum_i S_{nlj} = \langle n_{nlj} \rangle . \quad (1.16)$$

où $\langle n_{nlj} \rangle$ correspond au nombre moyen de nucléons dans l'orbitale correspondante du noyau cible ${}^A X$.

1.4.2 Fonction d'onde d'un état déformé

Ces réactions directes de transfert peuvent être utilisées pour étudier la structure de noyaux déformés, principalement de noyaux lourds [9, 10, 11, 12, 13, 14].

Par définition, la déformation implique de relâcher la symétrie sphérique et d'introduire une direction privilégiée dans l'espace, faisant apparaître de nouveaux nombres quantiques.

En 1955, Nilsson introduit les niveaux d'énergies d'une particule en mouvement dans un oscillateur harmonique déformé [15], aboutissant à de nouvelles orbitales définies par les nombres quantiques $\Omega = K^\pi, N, n_z, \Lambda$ où :

- K^π est la projection du moment angulaire total j sur l'axe de déformation axiale et la parité. Si l'on considère deux nucléons de valence sur les orbitales j_1 et j_2 au sein d'un potentiel déformé, représentés sur la figure 1.3, ce dernier présentera une énergie moins attractive du fait qu'il orbite plus loin de la matière nucléaire environnante, et inversement. L'énergie d'excitation d'une orbitale de Nilsson augmente donc avec le nombre quantique K .

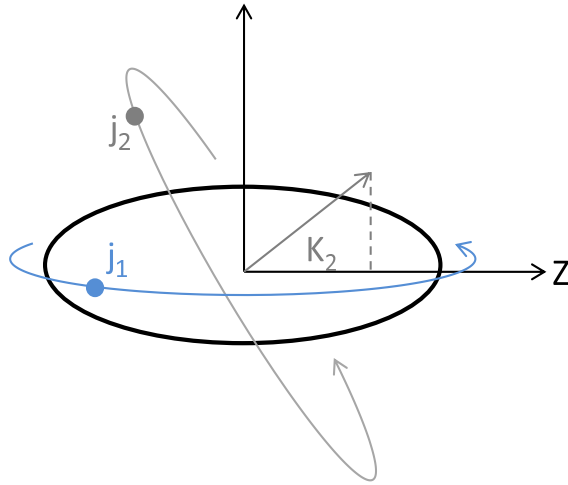


FIGURE 1.3 – Représentation schématique de deux particules sur des orbitales j_1 et j_2 évoluant au sein d'un potentiel déformé. Le nombre quantique K_2 correspond à la projection du moment angulaire total j_2 sur l'axe de déformation axiale Z

- N est le nombre quantique principal qui définit la couche majeure.
- n_z est le nombre de noeuds de la fonction d'onde dans la direction z . Il est maximum ($n_z = N$) pour des orbitales situées dans le plan équatorial (faible K). Il respecte la règle $n_z + \Lambda$ de même parité que N .
- Λ est la projection du moment orbital ℓ sur l'axe de déformation, avec $K = \Lambda \pm 1/2$.

Les orbitales de Nilsson sont dégénérées deux fois ($\pm m_j$) et généralement labélées par les nombres quantiques sous la forme : $K^\pi [N n_z \Lambda]$.

Prenons l'exemple de l'orbitale sphérique $1f_{7/2}$. En présence de déformation, l'orbitale se sépare en orbitales de Nilsson $K = 1/2, 3/2, 5/2$ et $7/2$, respectivement notées $\frac{1}{2}^- [330], \frac{3}{2}^- [321], \frac{5}{2}^- [310], \frac{7}{2}^- [301]$. La figure 1.4 représente la variation des énergies de particule individuelle des orbitales de Nilsson issues, à déformation nulle, des orbitales sphériques $1f_{7/2}, 2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$, pour différentes projections K en fonction du paramètre de déformation axiale β (partie gauche : $\beta < 0$ pour une déformation oblate et partie droite : $\beta > 0$ pour une déformation prolate).

A $\beta = 0$ on retrouve les orbitales sphériques dégénérées $1f_{7/2}$ (en bas), $2p_{3/2}$ (au milieu) et $2p_{1/2}$ (en haut). On constate par ailleurs que les énergies de particule individuelle des orbitales de Nilsson sont abaissées pour les faibles K à mesure que l'on se déplace vers des déformations prolates, et inversement.

Il est possible de développer une fonction d'onde de Nilsson déformée sur la base des fonctions d'ondes sphériques $\phi_{l,j}$ telle que :

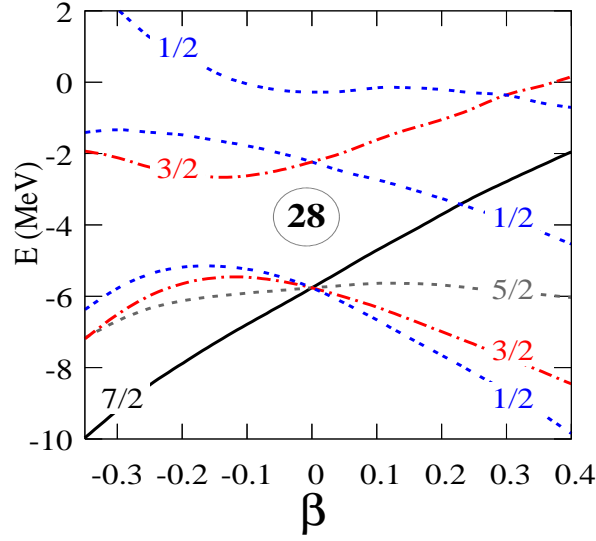


FIGURE 1.4 – Energie (MeV) des orbitales de Nilsson tracées en fonction du paramètre de déformation axiale β et labellées par le nombre quantique K . A $\beta = 0$ on retrouve les deux orbitales sphériques dégénérées $1f_{7/2}$ (en bas) et $2p_{3/2}$ (au haut).

$$\chi(N, \Omega) = \sum_{l,j} C_{l,j} \phi_{l,j}(N, \Omega) \quad (1.17)$$

où $C_{l,j}$ sont les coefficients des mélanges de configuration avec $\sum_{l,j} C_{l,j}^2 = 1$. Ces coefficients ont été tabulés par Benjamin E. Chi dans la référence [16].

Dans le cas d'une réaction de transfert impliquant un noyau cible et un noyau résiduel décrits par des fonctions d'onde déformées, un nucléon sera transféré sur les orbitales sphériques $\psi_{l,j}(N, \Omega)$ avec un poids $C_{l,j}$. Le facteur spectroscopique pour un noyau déformé est relié aux poids $C_{l,j}$ par la relation [17] :

$$S_{l,j}(\Omega, N) = \frac{2}{2J+1} C_{l,j}^2(\Omega, N) \quad (1.18)$$

Dans le cas d'un noyau résiduel de ^{43}S , le neutron célibataire peut être transféré sur les orbitales $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et $2p_{1/2}$. On peut ainsi construire une fonction d'onde finale du noyau de ^{43}S avec $K_{max} = 7/2$. Pour construire une bande de rotation avec une fonction d'onde intrinsèque $K = 1/2$, comme prédit dans le cas de l'état fondamental du ^{43}S , les orbitales contribuant à la fonction d'onde déformée sont :

$$\begin{aligned} \chi(N = 3, K^\pi = 1/2^-) = & C_{l=1,j=1/2} \psi_{2p_{1/2}} + C_{l=1,j=3/2} \psi_{2p_{3/2}} \\ & + C_{l=3,j=5/2} \psi_{1f_{5/2}} + C_{l=3,j=7/2} \psi_{1f_{7/2}} \end{aligned} \quad (1.19)$$

Ainsi, le facteur spectroscopique associé, par exemple, à l'orbitale sphérique $1f_{7/2}$, se déduit par :

$$S_{f_{7/2}} = \frac{2}{8} C_{l=3, j=7/2}^2 \quad (1.20)$$

Notons que les valeurs de facteurs spectroscopiques associées à un état déformé ne sont pas nécessairement de faibles amplitudes. Ils dépendent avant tout du nombre d'orbitales sphériques pouvant participer à sa fonction d'onde. Par exemple, l'état déformé à symétrie axiale $K = 7/2 \frac{7}{2}^-$ [303] fera uniquement intervenir la couche sphérique $1f_{7/2}$. La valeur du coefficient de mélange sera maximal, $C_{l=3, j=7/2} = 1$, quelque soit la déformation de l'état.

1.5 Evolution de structure le long de la fermeture de couche $N = 28$

La fermeture de couche $N = 28$ tient son origine dans l'ajout de l'interaction de spin-orbite dans l'interaction nucléaire. En résulte un fort abaissement de l'énergie de l'orbitale $1f_{7/2}$, formant un gap en énergie important entre les couches $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$, représentées sur la figure 1.5.

Une réduction de la séparation des orbitales $1f_{5/2}$ et $1f_{7/2}$ due à l'interaction spin-orbite engendrerait un déplacement général des couches fp susceptible de réduire la fermeture de couche $N = 28$. Cela faciliterait les excitations de type particule-trou de nucléons de la couche $1f_{7/2}$ vers les orbitales supérieures de la même couche d'oscillateur $N=3$. En particulier, les excitations au sein des orbitales $1f_{7/2}$ et $2p_{3/2}$, séparées par deux unités de moment angulaire ℓ et fortement connectées par les interactions quadripolaires, peuvent engendrer des déformations quadripolaires.

Depuis plusieurs décénies, de nombreuses informations, tant expérimentales que théoriques, sont régulièrement rapportées pour les noyaux exotiques présentant un excès de neutrons autour de la couche sphérique $N = 28$. Ce travail intense permet aujourd'hui d'obtenir une compréhension cohérente du développement progressif de la collectivité, à partir du noyau sphérique ^{48}Ca jusqu'au noyau déformé ^{42}Si , voir le noyau situé à la limite de cohésion neutron ^{40}Mg . L'arrivée de la collectivité pour des noyaux éloignés de la stabilité a d'abord été confirmée par des expériences d'excitations Coulombiennes [18, 19, 20, 21]. Les mesures de masses [22, 23] et de spectroscopie gamma en vol [24, 25, 26] ont permis de mettre en évidence l'érosion de la fermeture de couche $N = 28$. Enfin, de nombreuses réactions de transfert [27, 28, 29, 30, 31], rendues possibles par le développement des faisceaux radioactifs, ont délivrées de nombreuses valeurs de facteurs spectroscopiques, qui quantifient la nature et la pureté d'un état nucléaire en termes d'occupation des orbitales de particule individuelle d'un noyau. Nous présenterons dans cette introduction une vue d'ensemble des informations expérimentales et théoriques obtenues dans cette région. Nous commencerons par les isotopes de calcium, puis évoluerons vers les chaînes isotopiques obtenues par le retrait progressif de protons des couches sd jusqu'aux noyaux de silicium. Les termes de configuration *naturelle* et *intruse* seront utilisés pour décrire les configurations neutron des noyaux étudiés. Une configuration neutron naturelle correspond à la configuration naïve d'un remplissage des orbitales de valence de plus basses énergies. Par exemple, la configuration naturelle du

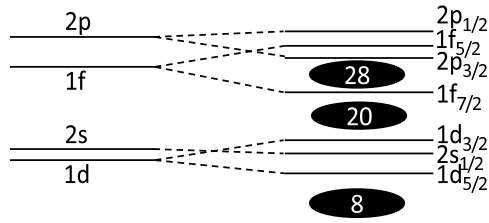


FIGURE 1.5 – Orbitales issues des couches d’oscillateurs harmoniques $N=2,3$. L’interaction spin-orbite est responsable du fort abaissement en énergie de l’orbitale $1f_{7/2}$, engendrant un gap en énergie avec la couche supérieure $2p_{3/2}$ responsable du nombre magique $N = 28$.

^{43}S , qui contient 27 neutrons, correspond à 7 neutrons (ou un trou) dans la couche $f_{7/2}$ [noté $(\nu f_{7/2})^{-1}$]. A $N = 28$, elle correspond au remplissage total de l’orbitale $\nu f_{7/2}$, et à une particule individuelle dans l’orbitale $\nu p_{3/2}$ à $N = 29$ [$(\nu f_{7/2})^8(\nu p_{3/2})^1$]. Une configuration neutron intruse réfère à une configuration excitée, obtenue lorsqu’au moins un neutron de l’orbitale $\nu f_{7/2}$ (et/ou de l’orbitale $\nu p_{3/2}$ à $N = 29$) de la configuration naturelle est promu sur des orbitales supérieures.

De manière générale, les noyaux magiques pair-pair (de forme sphérique) sont, entre autres, caractérisés par :

- (i) un état fondamental issu de la configuration naturelle.
- (ii) d’importantes énergies d’excitation du premier état $J^\pi = 2^+$.
- (iii) de faibles taux de probabilité de transition $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$.

Les évolutions de ces caractéristiques, accessibles par l’expérience, sont révélateurs de changements dans la structure nucléaire.

1.5.1 Les isotopes de calcium ($Z=20$)

Le noyau doublement magique $^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$ présente les caractéristiques d’un noyau sphérique, avec $E(2_1^+) = 3.832$ MeV et $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 9(3)$ W.u [32]. Les noyaux $^{47,49}\text{Ca}$, respectivement issus du retrait ou de l’ajout d’un neutron sur les orbitales $f_{7/2}$ ou $p_{3/2}$, conservent la sphéricité. En effet dans le ^{47}Ca , les facteurs spectroscopiques mesurés pour l’état fondamental $J^\pi = 7/2^-$ et le premier état excité $J^\pi = 3/2^-$ observé à haute énergie, $E(3/2^-) = 2.014$ MeV, contiennent plus de 80% de la règle de somme associée à un neutron individuel respectivement sur l’orbitale $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$ [33]. Pour le ^{49}Ca , les facteurs spectroscopiques correspondent aux excitations de type particule individuelle d’un neutron sur les orbitales $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ et $f_{5/2}$, le premier état $J^\pi = 1/2_1^-$ issu de l’orbitale $p_{1/2}$ étant mesuré à 2.023 MeV [34].

Ces valeurs de $E(2_1^+)$ et $B(E2)$ sont généralement prises comme référence pour suivre l’évolution du gap $N = 28$ et de la collectivité pour des noyaux ayant $Z < 20$.

1.5.2 Les isotopes de potassium (Z=19)

Les études de la structure des isotopes de potassium K de $N = 20$ à $N = 28$ apportent les premiers indices de l'évolution des orbitales protons sd en fonction du nombre de neutrons [35]. Les données des réactions de transfert $^{40,42,44,48}\text{Ca}(d,^3\text{He})^{39,41,43,47}\text{K}$ [27] permettent d'accéder aux états de particule individuelle des protons, par conséquent aux énergies des orbitales de particule individuelle (ESP) protons $d_{3/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{5/2}$ en fonction de N . Ces valeurs sont rapportées sur la figure 1.6.

A $N = 20$, à partir de la réaction $^{40}\text{Ca}(d,^3\text{He})^{39}\text{K}$, l'état excité $1/2_1^+$ du ^{39}K est mesuré à 2.522 MeV au-dessus de l'état fondamental $3/2_1^+$. Les valeurs importantes des facteurs spectroscopiques pour les états $3/2_1^+$ et $1/2_1^+$ sont associés aux configurations respectives d'un trou proton dans l'orbitale $1d_{3/2}$ et l'orbitale $s_{1/2}$. L'énergie d'excitation de l'état $1/2_1^+$ a donc permis de déduire l'écart relatif des énergies des orbitales de particule individuelle $1d_{3/2} - 2s_{1/2}$.

A $N = 28$ (réaction $^{48}\text{Ca}(d,^3\text{He})^{47}\text{K}$), l'état fondamental du ^{47}K devient l'état $J^\pi = 1/2^+$ et l'état excité $J^\pi = 3/2^+$, mesuré à seulement 360 keV [27, 36], indiquant que les ESP des orbitales $d_{3/2}$ et $s_{1/2}$ se retrouvent quasi-dégénérées.

L'origine du déplacement de l'orbitale $d_{3/2}$ est identifiée très tôt : les neutrons de l'orbitale $f_{7/2}$ interagissent davantage avec les protons de l'orbitale $d_{3/2}$ que les protons de la $s_{1/2}$ [37]. A mesure que les neutrons remplissent la couche $f_{7/2}$, l'énergie de l'orbitale $d_{3/2}$ se retrouve davantage liée que celle de l'orbitale $s_{1/2}$.

1.5.3 Les isotopes d'argon (Z=18)

Avec deux protons en moins dans le couple d'orbitales $s_{1/2} - d_{3/2}$ par rapport au noyau ^{48}Ca , et des neutrons remplissant complètement la couche $f_{7/2}$ à $N = 28$, on s'attend à ce que les premiers états excités du noyau ^{46}Ar proviennent principalement des excitations protons. Un état 2_1^+ est mesuré par excitation coulombienne à 1.570 MeV [18], une énergie abaissée d'environ 2.2 MeV par rapport au ^{48}Ca du fait du recouplage entre les protons. Par ailleurs, la tentative d'assigner un état 4_1^+ à 3.892 MeV issue d'une mesure de spectroscopie gamma en vol [25], ainsi que les valeurs relativement importantes de $B(E2 : 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ [38, 39] rapprochent le noyau d'un rotateur déformé. Enfin, la mesure d'un état excité 0^+ à 2710 keV pourrait être reliée à une apparition de la déformation de l'état fondamental [25].

Pour le ^{45}Ar à $N = 27$, une spectroscopie gamma en vol en reporte en 2003 un premier schéma de niveaux à basse énergie [25], où l'état fondamental est de spin $7/2^-$ et l'état excité $3/2^-$ est isomère ($T_{1/2}=0.34$ ns) à basse énergie, $E(3/2^-)=537$ keV. Le fort abaissement de l'énergie d'excitation de l'état $3/2_1^-$ par rapport à celui mesuré dans le ^{47}Ca , à 2.014 MeV, constitue une première évidence de l'érosion du gap $N = 28$ issu du retrait d'une paire de protons. La structure de ces états est étudiée par les réactions de transfert $^{44}\text{Ar}(d,p)^{45}\text{Ar}$ [30] et $^{46}\text{Ar}(-1n)^{45}\text{Ar}$ [28]. Les valeurs de facteurs spectroscopiques révèlent des fonctions d'ondes plus mélangées où les excitations protons commencent à se coupler aux excitations neutrons.

A $N = 29$, la réaction de transfert d'un neutron $^{46}\text{Ar}(d,p)^{47}\text{Ar}$ permet d'accéder aux premiers niveaux du noyau ^{47}Ar [29]. De larges valeurs de facteurs spectroscopiques sont reportées pour l'état fondamental $3/2_1^-$ et le premier état excité $1/2_1^-$ à 1.3 MeV, mettant

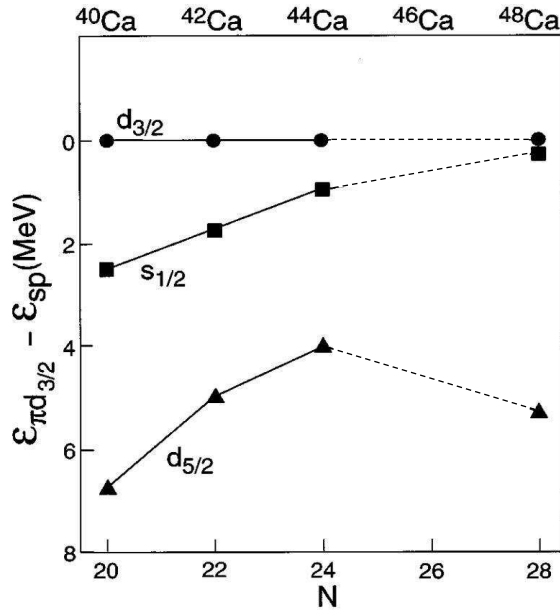


FIGURE 1.6 – Energies relatives des couches sd pour les isotopes de calcium, déduites des données des réactions de transfert $^{40,42,44,48}\text{Ca}(d, ^3\text{He})^{39,41,43,47}\text{K}$ de la Ref. [27]. La figure est adoptée de la Ref. [35].

en évidence leur caractère particule individuelle [29]. Par ailleurs, contrairement au ^{49}Ca , un état $7/2^-$ à basse énergie (1.8 MeV) a été reporté avec un facteur spectroscopique non négligeable correspondant à l'excitation, à travers le gap $N = 28$, d'un neutron de l'orbitale $f_{7/2}$ vers l'orbitale $p_{3/2}$. Ce dernier élément est cohérent avec une réduction du gap $N = 28$ à $Z = 18$, estimé à partir des données expérimentales à 4.5 MeV pour le ^{46}Ar . Cette valeur est à comparer avec celle observée dans le ^{48}Ca à 4.8 MeV.

Par ailleurs, les premiers indices de collectivité sont identifiés dans ces noyaux. En effet, un état $5/2^-$ observé à 1.23 MeV dans le ^{47}Ar par réaction de transfert est interprété comme étant issu du couplage entre un neutron sur l'orbitale $p_{3/2}$ et une excitation 2^+ des protons [31]. Avec un neutron supplémentaire, le noyau ^{48}Ar présente un état 2_2^+ interprété comme la tête d'une bande triaxiale [31]. La collectivité à l'œuvre dans ce noyau est récemment appuyée par d'importantes valeurs de $B(E2)$ obtenues par excitation Coulombienne [21].

1.5.4 Les isotopes de chlore (Z=17)

L'étude expérimentale des isotopes de chlore confirme la quasi-dégénérescence des orbitales proton $s_{1/2} - d_{3/2}$.

Pour le noyau $^{45}_{17}\text{Cl}_{28}$, le premier état excité a été mesurée à 130 keV par spectroscopie gamma en vol [40]. Bien que les spin-parité de l'état fondamental et excité ne soient pas déterminés, les auteurs interprètent cette valeur comme une preuve supplémentaire de la quasi-dégénérescence des orbitales protons $s_{1/2} - d_{3/2}$. Par ailleurs, une mesure récente de facteurs spectroscopiques par réaction de transfert neutron à partir du ^{45}Cl indique que son état fondamental présente une forte composante intruse neutron correspondant à la

configuration $(1f_{7/2})^{-2} (2p_{3/2})^2$ [41].

Ces mélanges de configuration à l'œuvre dans l'état fondamental du ^{45}Cl sont également mis en évidence dans le noyau voisin ^{44}Cl . En effet, la mesure du facteur gyromagnétique de son état fondamental, caractérisé par un trou dans la couche neutron $f_{7/2}$ et un proton dans la couche $d_{3/2}$, conduit à déterminer le spin-parité $J^\pi = 2^-$ [42]. Cependant, l'analyse de la valeur du facteur gyromagnétique et les comparaisons avec le modèle en couches révèlent d'importants mélanges de configurations issus des protons, dont la composante principale correspond à $[(s_{1/2})^1 - (d_{3/2})^2]$, couplées à des excitations neutron à travers le gap $N = 28$.

1.5.5 Les isotopes de soufre (Z=16)

L'étude des isotopes de soufre apporte les premières évidences de coexistence de formes sphérique/déformée à basse énergie. Pour ces noyaux, les comparaisons entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques soulignent des états fondamentaux caractérisés par des configurations intruses et responsables de déformations.

A $N = 28$, la nature déformée de l'état fondamental du ^{44}S est déterminée via des mesures d'excitation Coulombienne [19] par la faible énergie d'excitation du premier état 2_1^+ (1.297 MeV) connecté à l'état fondamental par une grande valeur de $B(E2)$. L'étude de la décroissance d'un état isomère 0_2^+ à 1.329 keV [43, 44] et les comparaisons avec des calculs modèle en couches sont une première indication d'une coexistence de formes à basse énergie. L'état fondamental serait un état déformé principalement issu de la configuration intruse de deux neutrons promus de la couche $f_{7/2}$ vers la couche $p_{3/2}$, tandis que l'état isomère 0_2^+ présenterait une forme sphérique issue de la configuration naturelle $[(f_{7/2})^8]$. D'autres états sont identifiés par réactions de knockout, de deux protons du ^{46}Ar [45] d'une part et un proton du ^{45}Cl [46] d'autre part. En particulier, l'état 4_1^+ est interprété comme un état déformé issu de la configuration intruse $(f_{7/2})^{-1} (p_{3/2})^1$ [45]. L'état 2_2^+ , mesuré à 2.156 MeV [46], est interprété comme l'état 2^+ sphérique construit au-dessus de l'état isomère 0_2^+ .

A $N = 27$, le noyau ^{43}S présente les premières évidences d'une inversion des configurations naturelle et intruse formant les états de spin $7/2^-$ et $3/2^-$. La découverte d'un état isomère à 319 keV avec $T_{1/2}=478(48)$ ns [22] est interprété dès 2000 grâce aux calculs modèle en couches comme la transition d'un état $7/2_1^-$ vers l'état fondamental $3/2_1^-$ issu de la configuration intruse correspondant à l'excitation d'un neutron vers l'orbitale $p_{3/2}$. Plus récemment, le très bon accord entre les calculs modèle en couches et la mesure du moment magnétique de l'état isomère [$E^* = 320.5(5)$ keV, $T_{1/2} = 415(4)$ ns, $g^{exp} = -0.317(4)$][5] a permis d'en établir le spin-parité $J^\pi = 7/2^-$ issu de la configuration neutron naturelle $(\nu f_{7/2})^{-1}$. En outre, le modèle en couches prévoit que l'état fondamental $J^\pi = 3/2^-$ présente une déformation axiale prolata (tel un ballon de rugby) et constitue la tête d'une bande rotationnelle découplée $K = 1/2$. A partir d'une réaction de transfert neutron, deux états sont d'ailleurs proposés comme appartenant à la bande rotationnelle fondamentale [47].

Notons enfin que des déformations triaxiales sont attendues dans la structure du ^{42}S via les données reportées dans la Ref. [24] et leur interprétation dans le cadre du modèle en couches [24, 31] et du champ moyen [48, 24, 49]. Un tel degré de liberté triaxial est également prédit par les calculs modèle en couches dans le noyau de ^{46}S [31].

1.5.6 Les isotopes de silicium ($Z=14$)

A $Z = 14$, correspondant au remplissage de la couche protons $d_{5/2}$, les noyaux de ^{42}Si a davantage fait l'objet de discussions. En 2005, les très courts temps de vie de décroissance β dans les noyaux $^{40,41,42}\text{Si}$ sont caractéristiques d'états fondamentaux déformés [50]. Mais l'année d'après, la mesure d'une faible section efficace du transfert $\sigma_{-2p} (^{44}\text{S} \rightarrow ^{42}\text{Si})$ est interprétée comme une forte indication en faveur d'un noyau magique sphérique [51] présentant un grand gap en énergie au-dessus de la couche proton $Z = 14$. Cependant, les mêmes auteurs précisent dans la foulée que la réduction du gap $Z = 14$, d'environ 1 MeV, n'influe pas significativement sur la valeur de la section efficace σ_{-2p} [52]. En 2007, Bastin *et al* [26] publient l'observation par spectroscopie gamma en vol d'un état 2_1^+ à basse énergie, $E(2_1^+) = 770(19)$ keV, soit une forte indication de la disparition de la fermeture de couche $N = 28$ à $Z = 14$. A partir d'une interprétation récente des données de spectroscopie de rayons gamma émis en vol dans les isotopes exotiques de Si, l'augmentation de l'énergie de corrélation est principalement attribuée aux interactions proton-neutron [53]. La compression globale des orbitales de particules individuelles protons et neutrons résultante serait responsable de l'inversion entre les configurations naturelles (i.e., plutôt sphériques) et intruses (i.e. déformées) dans ces noyaux.

1.5.7 Etudes théoriques

Dans le cadre théorique du modèle en couches, des interactions effectives sont développées à la fin des années 90 pour décrire les propriétés des noyaux autour de la fermeture de couche $N = 28$ des isotopes de calcium aux silicium d'une part [54], et autour de $N = 20$ des isotopes d'oxygène aux silicium d'autre part [55]. Ces interactions rendent alors déjà compte de l'augmentation des corrélations pour les isotopes de soufre. Mais les nouvelles données expérimentales sur le noyau de ^{35}Si conduisent à une légère modification de l'interaction [56]. Cette dernière est rapidement confrontée aux données expérimentales apportées sur les isotopes de soufre riches en neutron [24] et d'argon [25]. D'après les calculs, le retrait de protons se traduit bien par une diminution du gap $N = 28$, de 4.73 MeV pour le ^{48}Ca à 3.23 MeV pour le ^{44}S . Le tableau 1.1 reporte les valeurs, en MeV, de ces gap en énergie pour les noyaux à $N = 28$ ^{40}Mg , ^{42}Si , ^{44}S , ^{46}Ar , et ^{48}Ca . Y sont également reportés la différence d'énergie de corrélation entre les états à zéro et deux excitations particule-trou ($2p - 2h$) neutrons à travers le gap $N = 28$ ainsi que leur position relative E_{2p-2h}^* .

L'état intrus $2p - 2h$ devient fondamental pour le noyau à la limite de cohésion neutron de ^{40}Mg , présentée comme le point de transition entre les noyaux sphériques et déformés. A $Z = 14$ et $Z = 16$, les états sphériques associés à une couche fermée et les états déformés associés à la configuration intruse $2p - 2h$ sont quasi-dégénérés. Cela se traduit par des états fondamentaux fortement mélangés et la présence d'états excités 0_2^+ à basse énergie.

Impulsé par les nouvelles données expérimentales sur les isotopes de Ca, Ar et Si au voisinage de $N = 28$, le réajustement récent de la partie monopolaire de cette interaction a permis d'aller plus loin dans la description du développement de la collectivité des isotopes de silicium et de magnésium riches en neutrons [8], caractérisée par la disparition de la fermeture de couche $N = 28$. En particulier, les calculs modèle en couches mettent en lumière la configuration intruse $2p - 2h$ de l'état fondamental du ^{42}Si et la réduction importante du gap proton $Z = 14$ formé entre les orbitales $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$ de $N = 20$ à $N = 28$.

TABLE 1.1 – Valeur du gap $N = 28$ pour les isotones $N = 28$ ^{40}Mg , ^{42}Si , ^{44}S , ^{46}Ar , et ^{48}Ca , ainsi que la différence d'énergie de corrélation entre les états à zéro et deux excitations neutrons à travers le gap $N = 28$ et leur position relative E_{2p-2h}^* en MeV. Les valeurs sont adoptées de la Ref. [57].

	^{40}Mg	^{42}Si	^{44}S	^{46}Ar	^{48}Ca
Gap $N = 28$	3.35	3.50	3.23	3.84	4.73
$\Delta E_{\text{corrélations}}$	8.45	6.0	6.66	5.98	4.08
E_{2p-2h}^*	-1.75	1.0	-0.2	1.7	5.38

Cette réduction serait responsable d'une augmentation de la collectivité dans le ^{42}Si , et par conséquent de l'abaissement en énergie de l'état 2_1^+ . Le ^{42}Si est alors prédit comme un rotateur fortement déformé oblate avec un paramètre de déformation axiale $\beta \simeq -0.4$.

L'augmentation des corrélations pour les noyaux riches en neutrons est également mise en évidence dans le cadre du modèle en couches par une étude systématique de Gauderoy des isotones à $N = 27, 28$ et 29 , avec $14 \leq Z \leq 20$ [58]. Les gains d'énergie de corrélation sont ainsi accompagnés de forts mélanges de configurations et d'un abaissement graduel des premiers états excités issus de configurations neutron intruses.

Pour les calculs champ moyen, les travaux effectués avec l'interaction effective de Gogny montrent également la disparition de la fermeture de couche $N = 28$, avec une importance des mélanges de configuration pour les noyaux exotiques dans cette région [59].

La plupart des interprétations théoriques issues des données expérimentales des noyaux au-dessous du ^{48}Ca ont longtemps reposé sur le principe du développement d'une déformation construite sur des excitations quadripolaires conservant une symétrie axiale. Cependant, il a été vu durant cette dernière décennie que les noyaux présentant des minima à la fois prolata et oblate dans leur surface d'énergie potentielle peuvent développer des formes triaxiales, gamma-soft ou encore une coexistence de formes prolata et oblate [59]. C'est le cas de l'isotope de soufre à $N = 28$ ^{44}S , pour lequel des calculs de champ moyen [59, 60, 61] et de modèle en couches [62] prédisent une fonction d'onde de l'état fondamental présentant un mélange de composantes triaxiales. Les preuves expérimentales de noyaux à déformations triaxiales nécessitent d'observer des états (et leurs propriétés de décroissance) à plus hautes énergies. Nous avons vu que les mesure d'états 2^+ , respectivement à 2.779 MeV et 2.197 MeV dans les ^{42}S et ^{48}Ar , ont déjà été interprétés comme des têtes de bandes triaxiales [31].

Résumé

L'ensemble des données expérimentales et théoriques de ces vingt dernières années ont apporté une vue d'ensemble assez cohérente des changements de structure pour les noyaux riches en neutron à proximité de la fermeture de couche $N = 28$. Le retrait de protons des couches sd se traduit par un développement progressif de la déformation nucléaire, partant du noyau sphérique et doublement magique

⁴⁸Ca vers le noyau riche en neutron et déformé oblate ⁴²Si. Ces changements sont influencés à la fois par une réduction du gap en énergie de la couche sphérique $N = 28$ et la réduction suspectée de la fermeture de couche intermédiaire proton $Z = 14$. Par ailleurs, la quasi-dégénérescence des orbitales protons $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ pour les noyaux riches en neutrons à $N = 28$ favorise les excitations de type quadripolaires dans ces orbitales séparées par deux unités de moment angulaire ℓ . Ceci est accompagné d'un gain d'énergie de corrélation, qui tend à abaisser l'énergie d'excitation des états intrus. Expérimentalement, ces états intrus deviennent les états fondamentaux à partir des isotopes de soufre ($Z < 17$). Selon des interprétations théoriques appliquées aux isotopes exotiques de Si, l'augmentation de l'énergie de corrélation est principalement attribuée aux interactions proton-neutron [53]. Ces dernières seraient responsables de l'inversion entre les configurations naturelles (i.e., plutôt sphériques) et intruses (i.e. déformées) dans les noyaux ^{43,44}S. Jusqu'à présent, la structure à basse énergie du ⁴³S a été interprétée dans l'hypothèse d'un noyau déformé à symétrie axiale. Le spin-parité $J^\pi = 7/2^-$ de l'état isomère [$E^* = 320.5(5)$ keV, $T_{1/2} = 415(4)$ ns], résultant de la configuration orbitale *naturelle* $(\nu f_{7/2})^{-1}$ a été déduit du très bon accord entre les calculs de modèle en couches et la mesure récente de son moment magnétique [$g^{exp} = -0.317(4)$, $g^{caci} = -0.280$] [5]. En outre, le modèle en couches prévoit que cette configuration naturelle, caractérisée par une forme plutôt sphérique de l'état isomère, coexiste avec un état fondamental $J^\pi = 3/2^-$ déformé conservant une symétrie axiale prolata.

Nous présentons dans le chapitre suivant la méthode dite de Time Differential Perturbed Angular Distribution (TDPAD) [6] utilisée pour mesurer les moments nucléaires d'états isomères.

Chapitre 2

Mesure de moments nucléaires

Les moments de dipôle magnétique et de quadripôle électrique sont des caractéristiques fondamentales d'un état nucléaire. Le moment magnétique apporte une information sur son moment angulaire total J et dépend directement de l'orbitale sur laquelle se trouve le nucléon le moins lié. Son éloignement des valeurs calculées dans le cas extrême d'un noyau décrit par un seul nucléon de valence de moment angulaire $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$, appelées valeurs de Schmidt, renseigne sur un éventuel mélange de configurations, où les nucléons les moins liés peuvent avoir une probabilité de présence dans plusieurs orbitales nucléaires. La mesure d'un moment quadripolaire permet de sonder la déformation d'un état nucléaire apportée par des excitations de nucléons corrélés. Elle délivre ainsi des informations sur la structure collective du noyau dans l'état mesuré.

Il existe de nombreuses méthodes pour mesurer les moments électromagnétiques d'états nucléaires. Faire le choix d'appliquer l'une ou l'autre dépend de la réaction de production du noyau d'intérêt utilisée, du temps de vie de l'état mesuré, du type d'orientation produit, etc... La méthode utilisée dans ce travail nécessite un ingrédient de base : l'interaction de la distribution de charge ou du magnétisme dans le noyau avec des champs électromagnétiques extérieurs.

Dans cette première partie, nous présenterons succinctement le formalisme utilisé pour les moments électromagnétiques et leurs interactions avec des champs extérieurs. Nous définirons ensuite un ensemble nucléaire orienté en spin et son mécanisme de production, basé dans notre cas sur la réaction de fragmentation de noyaux riches en neutrons. La production d'un faisceau secondaire orienté en spins est une condition requise pour la méthode de mesure utilisée TDPAD (Time Differential Perturbed Angular Distribution), que nous présenterons à la fin du chapitre.

2.1 Moment magnétique

Le mouvement orbital des particules chargées dans le noyau constituent des courants électriques donnant lieu à un champ magnétique, dont le moment μ_L est dirigé parallèlement au moment cinétique :

$$\vec{\mu}_L = \sum_{i=1}^Z (\mu_N g_i^l \vec{l}_i) \quad (2.1)$$

où Z est le nombre de proton dans le noyau, $\mu_N = \hbar e/2m_p$ le magnéton nucléaire dépendant de la masse m_p et la charge élémentaire e du proton, g_i^l le rapport gyromagnétique orbital du proton i et \vec{l}_i son moment angulaire orbital.

La rotation de spin $s=1/2$ des nucléons dans le noyau induit également un moment magnétique intrinsèque μ_s tel que :

$$\vec{\mu}_S = \sum_{i=1}^A (\mu_N g_i^s \vec{s}_i) \quad (2.2)$$

où A est le nombre de nucléons dans le noyau, g_i^s le rapport gyromagnétique de spin du nucléon i et \vec{s}_i son moment angulaire de spin. Le moment magnétique total μ d'un état nucléaire s'exprime comme la somme de ces deux contributions. Il est relié au spin nucléaire J de l'état par le rapport gyromagnétique g_J tel que :

$$\mu = g_J J \mu_N. \quad (2.3)$$

Les moments magnétiques expérimentaux sont généralement exprimés en unité de magnéton nucléaire μ_N , notation utilisée dans ce manuscrit.

2.2 Moment quadripolaire

2.2.1 Définition

La distribution non homogène des charges à l'intérieur du noyau, que l'on réfère par le terme de *déformation*, induit un potentiel électrique composé d'un terme monopolaire, dipolaire et quadripolaire.

L'apparition d'un moment quadripolaire électrique intervient dans le cas où le noyau n'est pas sphérique : c'est la déformation la plus importante à basse énergie. L'opérateur du moment quadripolaire électrique s'écrit :

$$\begin{aligned} eQ_2^0 &= \int_V \rho(\vec{r}) r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) dr \\ &= \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_{i=1}^A (e(i) r_i^2 Y_{20}(\theta_i, \phi_i)) \end{aligned} \quad (2.4)$$

où ρ est la densité locale de charge, A le nombre de nucléons du noyau, $e(\pi) = 1e$, $e(\nu) = 0e$ les charges des nucléons et (r_i, θ_i, ϕ_i) leurs coordonnées sphériques.

Si la surface nucléaire est soumise à une déformation quadripolaire statique, le rayon d'un noyau peut être paramétré tel que :

$$R = R_0 [1 + \sum_{\mu} \alpha_{\mu} Y_{2\mu}(\theta, \phi)] \quad (2.5)$$

où R_0 est le rayon du noyau sphérique de même volume, proportionnel à sa masse tel que : $R_0^2 \propto A^{2/3}$. $Y_{2\mu}$ sont les harmoniques sphériques d'ordre 2. Les coefficients d'expansion α_μ peuvent être réduits à deux variables $\alpha_0 = \beta \cos \gamma$ et $\alpha_2 = \alpha_{-2} = \beta \sin \gamma$. Ainsi la déformation nucléaire est décrite par les deux paramètres de déformation β et γ . Le paramètre β représente l'étendue de la déformation quadripolaire, tandis que γ donne le degré de l'assymétrie axiale, que l'on retrouve en littérature sous le terme de *triaxialité*. La figure 2.1 reporte une représentation du plan de déformation en fonction des paramètres (β, γ) . Le paramètre γ varie de 0° à 60° . Par convention, un noyau à déformation purement axiale trouvera son minimum de potentiel à $\gamma = 0^\circ$ ou 60° . Il aura une forme dite *prolate* pour les variables $\beta > 0$, $\gamma = 0^\circ$, c'est à dire s'il s'étend dans la direction z et compressé en x et y (tel un ballon de rugby). Il aura une forme dite *oblate* pour $\beta < 0$, $\gamma = 60^\circ$, et s'entend dans deux directions et compressé selon l'axe z (comme une crêpe, voir la figure 2.1). Les noyaux ayant des valeurs de γ intermédiaires développent une assymétrie triaxiale. Dans ce cas, le noyau est aplati dans une des deux directions perpendiculaires à l'axe de symétrie (à l'image du zeppelin, voir Fig. 2.1).

2.2.2 Déformation à symétrie axiale

Un exemple d'excitation collective d'un noyau déformé est la rotation autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie. Si on considère la structure d'un noyau déformé non modifiée par la rotation, c'est à dire comme un objet rigide, l'énergie associée à la rotation s'écrit :

$$E_{rot} = \hbar^2 \frac{J(J+1)}{2\mathfrak{I}} \quad (2.6)$$

où \mathfrak{I} est le moment d'inertie du noyau dû à la rotation. On peut montrer que dans une bande rotationnelle l'invariance par rotation autour de l'axe de déformation impose que les états présentent une fonction d'onde et des paramètres de déformation intrinsèques. Une séquence rotationnelle construite sur un état fondamental 0^+ est constituée des états $0^+, 2^+, 4^+, 6^+$, etc...

La valeur du moment d'inertie est reliée par le paramètre de déformation β par :

$$\mathfrak{I} = \frac{2}{5} AMR_0^2 (1 + 0.31\beta) \quad (2.7)$$

Au regard de l'éq. 2.6, on peut voir que les valeurs expérimentales des premiers états rotationnels permettent d'appréhender la solidité de l'approximation consistant à décrire un noyau déformé en symétrie axiale comme un rotateur rigide. Une diminution du moment d'inertie, donc une augmentation des énergies d'excitation des premiers états rotationnels, éloigne le noyau considéré de cette approximation.

Le paramètre de déformation axiale β définit également le moment quadripolaire intrinsèque Q_0 du noyau déformé en symétrie axiale par la relation :

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} ZR_0^2 \beta (1 + 0.16\beta) \quad (2.8)$$

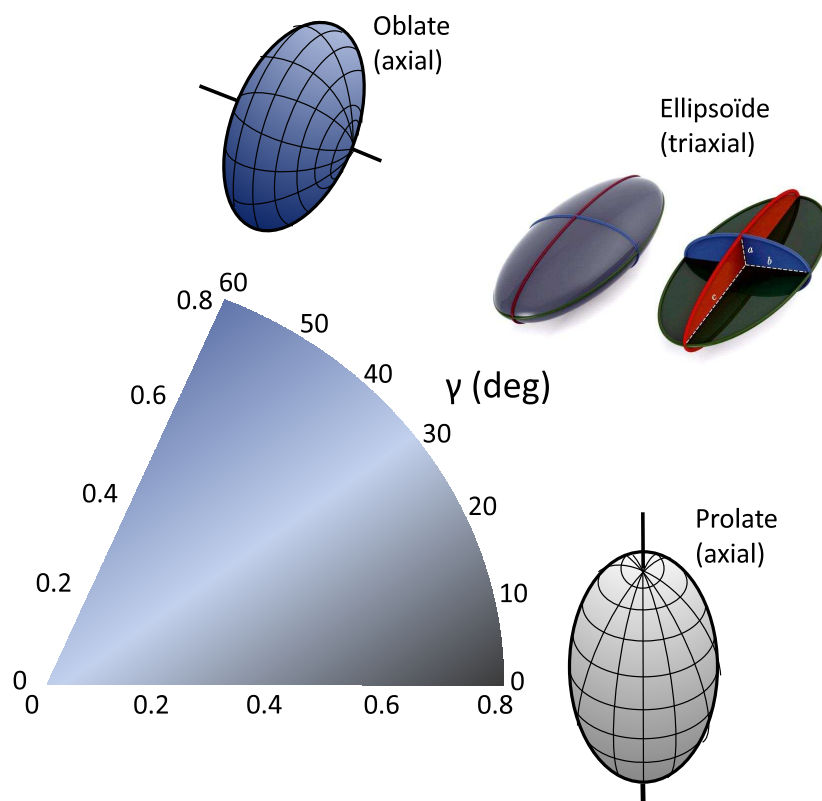


FIGURE 2.1 – Représentation du plan défini par les paramètres de déformation β , γ et les types de déformation associées.

Ces moments sont donnés dans le référentiel intrinsèque du noyau représentant un corps fixe. La perception de la forme d'un noyau en rotation vu de l'expérience, c'est à dire dans le référentiel du laboratoire, est différente. Le moment quadripolaire observé, appelé moment quadripolaire spectroscopique, nécessite une transformation dans le référentiel du laboratoire tel que :

$$Q_s = \frac{3K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (2.9)$$

où K est la projection du spin nucléaire sur l'axe de symétrie de la déformation.

Notons que le moment quadripolaire spectroscopique d'un état de spin $J = 0, 1/2$ vaut zéro, même s'il possède une déformation non nulle. En effet, un état de moment angulaire inférieur à 1 ne peut avoir de direction privilégiée. Une valeur positive pour Q_0 correspond à une déformation prolate, une valeur négative à une déformation oblate, tandis qu'une distribution sphérique conduit à un moment quadripolaire nul. Le moment quadripolaire intrinsèque peut également se déduire des valeurs de transitions électriques entre les états appartenant à une même séquence rotationnelle $B(E2 : J_i \rightarrow J_f)$ tel que :

$$B(E2 : J_i \rightarrow J_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle J_i K 2 0 | J_f K \rangle^2 \quad (2.10)$$

où $\langle J_i K 2 0 | J_f K \rangle$ est le coefficient de Clebsch-Gordan liant le moment angulaire initial J_i et final J_f .

2.2.3 Moment quadripolaire d'une particule individuelle

Dans le cadre du modèle en couches, le moment quadripolaire spectroscopique d'un état se calcule à partir de la contribution des nucléons dans l'espace de valence seulement, ces derniers évoluant dans un potentiel moyen induit par le cœur. On attribue alors aux nucléons de l'espace de valence des charges effectives e_π^{eff} et e_ν^{eff} . L'opérateur de moment quadripolaire est un opérateur à un corps. Ainsi, le moment quadripolaire des noyaux voisins aux noyaux doublement magiques, correspondant à l'ajout d'une particule au-delà d'une couche fermée ou le retrait d'une particule formant un trou dans cette dernière, peuvent se calculer simplement à partir de la fonction d'onde du nucléon célibataire. Le moment quadripolaire dit de particule individuelle $Q_{s.p.}$, correspondant à un nucléon (ou un trou) célibataire sur une orbitale de moment angulaire j , peut être déduit de la relation simple :

$$Q_{s.p.} = -e_j \frac{2j-1}{2j+2} \langle r_j^2 \rangle \quad (2.11)$$

où e_j correspond à la charge effective du nucléon célibataire (ou du trou) sur l'orbitale j et $\langle r_j^2 \rangle$ est le rayon carré moyen du nucléon sur cette orbitale.

L'attribution d'une charge effective au neutron tient compte de son interaction avec les nucléons du cœur, qui se retrouve lui-même polarisé. Ainsi, un nucléon célibataire va polariser le cœur vers une légère déformation oblate, tandis qu'un trou l'amènera vers une déformation prolata (voir la figure 2.2).

2.3 Interactions des moments nucléaires avec des champs électromagnétiques

Au niveau atomique, les interactions magnétique dipolaire et électrique quadripolaire entre les moments nucléaires et les champs induits par les électrons conduisent à une levée de dégénérescence hyperfine des états électroniques de l'atome, appelée la *structure hyperfine*. La perturbation du noyau avec le cortège électronique se trouve en revanche largement dominée, en terme d'intensité, par l'interaction entre le spin ou les moments nucléaires et l'application de champs électromagnétiques. Cette dernière induit une levée de dégénérescence des états définis par le nombre quantique de sous-état magnétique de spin m .

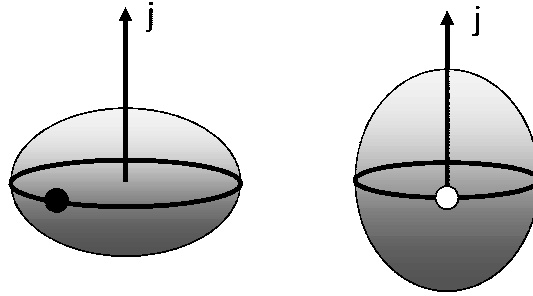


FIGURE 2.2 – Représentation d’une particule a. (d’un trou b.) dans une orbitale j , induisant une polarisation du cœur vers une déformation aplatie (allongée).

2.3.1 Interaction magnétique dipolaire

Dans le cas de l’application d’un champ magnétique externe \vec{B} , l’interaction de \vec{B} avec le spin J de l’état mesuré induit une levée de dégénérescence équidistante des niveaux nucléaires par effet Zeemann (représenté dans la figure 2.3. a). Cette séparation peut être vue comme la précession du vecteur de spin nucléaire \vec{J} autour de \vec{B} à la fréquence de Larmor $\vec{\omega}_L = -g_J\mu_N\vec{B}/h$. En utilisant l’équation 2.3, on trouve que la différence en énergie de ces états donnée par l’Hamiltonien Zeemann dépend directement du spin J de l’état mesuré tel que :

$$H_B = -\mu\vec{B} = \vec{\omega}_L\vec{J} \quad (2.12)$$

2.3.2 Interaction électrique quadripolaire

L’interaction d’un noyau avec un gradient de champ électrique (GCE) a pour conséquence de perturber la distribution des charges du noyau caractérisée par son moment quadripolaire spectroscopique Q_s . Il produit une levée de dégénérescence quadripolaire des états quantiques m non-équidistants comme représenté sur la figure 2.3. .

Le tenseur de gradient de champ V_{ij} est défini comme la dérivée partielle seconde, symétrique sur x, y, z , du potentiel électrostatique U évalué à l’emplacement du noyau :

$$V_{ij} = \frac{\partial^2 U}{\partial x_i \partial x_j} \Big|_{\text{noyau}} \quad (2.13)$$

La partie quadripolaire de l’énergie d’interaction entre une distribution de charge nucléaire et un champ électrostatique externe est donné par l’Hamiltonien, produit de deux tenseurs Cartésiens [63, 64] :

$$H_Q = \frac{1}{6} \sum_{ij} Q_{ij} V_{ij} \quad (2.14)$$

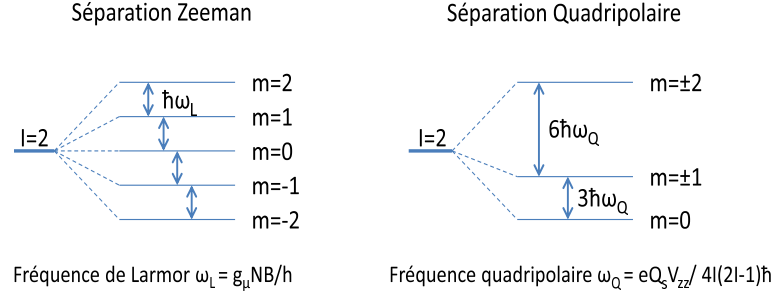


FIGURE 2.3 – Séparation hyperfine des niveaux d'énergie d'un noyau baigné dans un champ magnétique (a) et dans un gradient de champ électrique (b).

Si le GCE conserve une symétrie axiale, le Hamiltonien de l'interaction est décrit comme [64] :

$$H_Q = \frac{\omega_Q}{\hbar}(3J_z^2 - J^2) \quad (2.15)$$

avec ω_Q la fréquence angulaire quadripolaire exprimée telle que :

$$\omega_Q = \frac{eQV_{zz}}{4J(2J-1)\hbar} \quad (2.16)$$

L'interaction électrique quadripolaire peut également s'évaluer par la fréquence d'interaction quadripolaire définie comme :

$$\nu_Q = \frac{4J(2J-1)}{2\pi}\omega_Q = \frac{eQV_{zz}}{\hbar} \quad (2.17)$$

Dans les cas d'une interaction magnétique dipolaire et d'une interaction électrique quadripolaire, les séparations en énergie correspondent à des fréquences allant de quelques kHz au MHz, en fonction de l'intensité des champs électromagnétiques utilisés et des moments nucléaires sondés, caractérisés par le facteur gyromagnétique d'une part, et le moment quadripolaire spectroscopique Q_s d'autre part.

2.4 Ensemble nucléaire orienté

La production d'un faisceau radioactif orienté en spin est une condition requise pour la plupart des mesures de moments nucléaires.

Soit $p(m)$ la probabilité, pour un ensemble nucléaire de spin J , de peupler l'un des $(2J+1)$ sous-états magnétiques de spin $|m\rangle$ correspondant à la projection du spin sur un axe de symétrie Z . Une distribution isotrope en spin vérifie la probabilité $p(m) = \frac{1}{2J+1}$ pour tous les états $|m\rangle$. En revanche, on dit d'un ensemble de noyaux qu'il est orienté si les spins nucléaires ont une direction privilégiée dans l'espace, c'est à dire si les états $|m\rangle$ ne sont pas uniformément peuplés, soit $p(m=0 \text{ ou } \pm 1/2) \neq p(m=J)$. Dans le cas

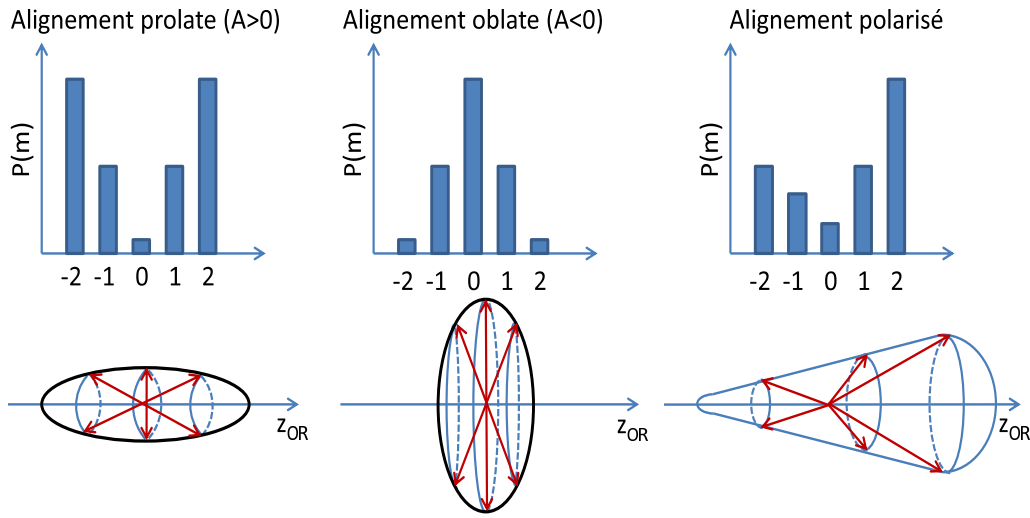


FIGURE 2.4 – Orientation selon l'axe de symétrie Z_{OR} d'un ensemble nucléaire soumis à une orientation en spin : (a) aligné *alongé*, (b) aligné *aplati*, (c) polarisé

d'un ensemble aligné en spin, la probabilité $p(m)$ de peupler ces états vérifie la condition supplémentaire : $p(+m) = p(-m)$ (voir la figure 2.4. a et b.)

L'axe de symétrie axiale d'une distribution en spin est notée Z_{OR} . S'il n'existe pas de symétrie de réflexion par rapport au plan perpendiculaire à Z_{OR} , c'est à dire $p(m) \neq p(-m)$, l'ensemble nucléaire est dit polarisé (voir Fig. 2.4. c.).

Un ensemble nucléaire orienté est décrit par le tenseur statistique $\rho_n^k(J)$, qui contient toute l'information des éléments de la matrice densité $\rho_{mm'} = \langle m|\rho|m'\rangle$ [65] tel que :

$$\rho_n^k(J) = \sqrt{2k+1} \sum_{m,m'} (-1)^{J+m} \begin{pmatrix} J & J & k \\ m & -m' & n \end{pmatrix} \langle m|\rho|m'\rangle \quad (2.18)$$

où J correspond au spin de l'état observé. La matrice densité décrit complètement la population des états $|m\rangle$ de l'ensemble nucléaire. Les éléments diagonaux correspondent aux probabilités $p(m)$, tandis que les éléments non-diagonaux réfèrent à la cohérence entre les états $|m\rangle$. Dans le cas d'un ensemble nucléaire orienté, la matrice densité répond à une symétrie axiale d'axe Z_{OR} et est exclusivement définie par ses éléments diagonaux. Par conséquent seuls les éléments $n = 0$ contribuent au tenseur statistique.

L'orientation d'un ensemble de spin nucléaire est généralement décrit par le tenseur d'orientation $B_k^n(J) = \sqrt{2J+1} \rho_k^{n*}$ [66], qui dépend du mécanisme de population de l'état isomère. Dans le cas d'un ensemble de spins alignés [$p(m) = p(-m)$], les tenseurs d'ordre impair disparaissent. L'ensemble nucléaire est alors caractérisé par les composants pairs du tenseur $B_{2,4,\dots \leq 2J}^0(J)$. Un ensemble de spins polarisé sera quant à lui décrit par les composants impairs $B_{1,3,\dots}^0(J)$. Un ensemble nucléaire aligné en spin est principalement décrit par le tenseur d'orientation au second ordre B_2^0 , les ordres supérieurs ayant une contribution négligeable pour des noyaux de spin $J < 4$ [67].

Le taux d'alignement A normalisé se définit comme [67, 68] :

$$A = \frac{\sum_m \alpha_2(m) p_m}{|\alpha_2(max)|} \quad (2.19)$$

avec $\alpha_2(m) = 3m^2 - J(J + 1)$ défini tel que $-1 \leq A \leq 1$. Le facteur de normalisation $|\alpha_2(max)|$ dépend du type d'alignement produit. Un alignement *allongé* définit un ensemble de spins principalement peuplés dans l'état $|m\rangle$ le plus bas ($m = 0$ ou $m \pm 1/2$), c'est à dire orientés perpendiculairement à Z_{OR} . Dans ce cas, $A < 0$ et $|\alpha_2(max)|$ devient :

$$\begin{aligned} |\alpha_2(m = 0)| &= J(J + 1) \text{ pour les spins entiers} \\ |\alpha_2(m \pm 1/2)| &= J(J + 1) - 3/4 \text{ pour les spins demi-entiers} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Un alignement *aplati* définit un ensemble de spins principalement peuplés dans l'état $|m\rangle$ le plus haut ($m = J$), c'est à dire orientés parallèlement à Z_{OR} . Dans ce cas, $A > 0$ et $|\alpha_2(max)|$ devient :

$$|\alpha_2(m = J)| = J(2J - 1) \quad (2.21)$$

A partir de l'éq. 2.19, il est possible de relier l'alignement au tenseur d'orientation comme :

$$B_2^0 = \frac{\sqrt{5} |\alpha_2(max)|}{\sqrt{J(J + 1)(2J + 3)(2J - 1)}} A \quad (2.22)$$

Un B_2^0 négatif correspondra à un alignement *alongé* (également appelé *prolate*), tandis qu'un B_2^0 positif caractérisera un alignement *aplati* (*oblate*).

2.5 Production d'un faisceau orienté

Plusieurs méthodes ont été développées pour produire des ensembles nucléaires orientés, principalement basées sur les mécanismes de réactions par lesquels les noyaux étudiés sont produits, ou bien sur l'interaction des noyaux avec leur environnement. Les mécanismes de production peuvent impliquer des réactions aussi variées que la fusion-évaporation [69, 70], le transfert [71, 72], la fission spontanée [73, 74] ou encore la fragmentation [75, 76, 77, 78, 79]. Nous nous intéressons dans ce paragraphe à la méthode de production utilisée dans l'expérience, à savoir la production d'un faisceau secondaire de ^{43}S , orienté en spin par réaction de fragmentation.

Dans les années 80, les réactions de fragmentation de projectiles à des énergies intermédiaires (30-200 MeV/u) et hautes énergies (de 200 MeV/u jusqu'à quelques GeV), ont prouvé leur efficacité pour produire des noyaux loin de la vallée de stabilité, des deux côtés de la limite d'existence des noyaux (neutron et proton) [80, 81]. La fragmentation de projectiles à ces énergies produit en partie des noyaux alignés en spin [76, 77, 78], à condition de sélectionner les fragments dans la direction du faisceau primaire. Le taux d'alignement est typiquement compris entre 10 et 20 %.

Le modèle le plus utilisé pour décrire la production de noyaux alignés en spin par réaction de fragmentation se base sur les notions de noyaux participants-spectateurs [76]. Cette image approximative de la fragmentation d'un projectile consiste en une abrasion soudaine d'une partie du noyau projectile par des jeux de frottements avec les noyaux de la cible. Les produits de la réaction sont alors composés :

- de fragments (i.e. les noyaux projectiles auxquels des nucléons périphériques ont été arrachés). On les appelle les spectateurs, dans la mesure où ils ne jouent pas un rôle actif dans le modèle de réaction, c'est à dire qu'ils ne sont pas perturbés par la réaction.
- des nucléons arrachés du projectile, qui forment une zone chaude dont font également partie les nucléons périphériques "frottés" de la cible : ce sont les participants. Le taux d'alignement A évolue en fonction de l'impulsion des fragments comme représenté sur la figure 2.5. Positif au centre de la distribution en moments, il bascule vers des valeurs négatives aux deux extrémités de la distribution. Ce comportement peut se comprendre en ne posant que les deux équations de conservation de l'impulsion totale \vec{p} et du moment angulaire \vec{J} dans le référentiel du projectile :

$$\begin{aligned}\vec{p}_{initial} &= \vec{p}_{final} \\ \vec{p}_{projectile} &= \vec{p}_{fragment} + \vec{p}_{participant}\end{aligned}\quad (2.23)$$

$$\begin{aligned}\vec{J}_{initial} &= \vec{J}_{final} + \vec{J}_{reaction} \\ \vec{0} &= \vec{J}_{final} + \vec{r} \times \vec{p}_{participant}\end{aligned}\quad (2.24)$$

où l'impulsion $\vec{p}_{participant}$ décrit le mouvement des nucléons à l'intérieur du noyau projectile avant d'être arrachés. Ils acquièrent le moment angulaire $\vec{r} \times \vec{p}_{participant}$, tandis que le fragment quitte la cible avec l'impulsion $\vec{J}_{fragment} = -\vec{r} \times \vec{p}_{participant}$.

On peut ainsi dégager deux cas :

- $\vec{p}_{fragment} = \vec{p}_{projectile}$

L'impulsion des nucléons arrachés est perpendiculaire à l'impulsion du projectile, par conséquent $\vec{J}_{fragment}$ est parallèle (ou antiparallèle) au faisceau, qui coïncide alors avec l'axe de symétrie Z_{OR} . Les fragments sont principalement peuplés dans l'état $|m\rangle$ le plus haut ($m = J$) : il s'agit d'un alignement *allongé* ($A > 0$).

- $\vec{p}_{fragment} > \vec{p}_{projectile}$ ou $\vec{p}_{fragment} < \vec{p}_{projectile}$

L'impulsion des nucléons arrachés est parallèle (ou antiparallèle) à l'impulsion du projectile, par conséquent $\vec{J}_{fragment}$ est perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les fragments sont principalement peuplés dans l'état $|m\rangle$ le plus bas ($m = 0$ ou $m \pm 1/2$) : il s'agit d'un alignement *aplatis* ($A < 0$).

S'il permet de décrire qualitativement le mécanisme de production de noyaux orientés en spin, le modèle participants-spectateurs accuse, encore aujourd'hui, un pouvoir prédictif fragile : il ne permet pas de déterminer la quantité et le type d'alignement obtenus pour l'utilisation d'un projectile, d'une cible et d'une énergie donnés, comme nous pourrons le voir par la suite.

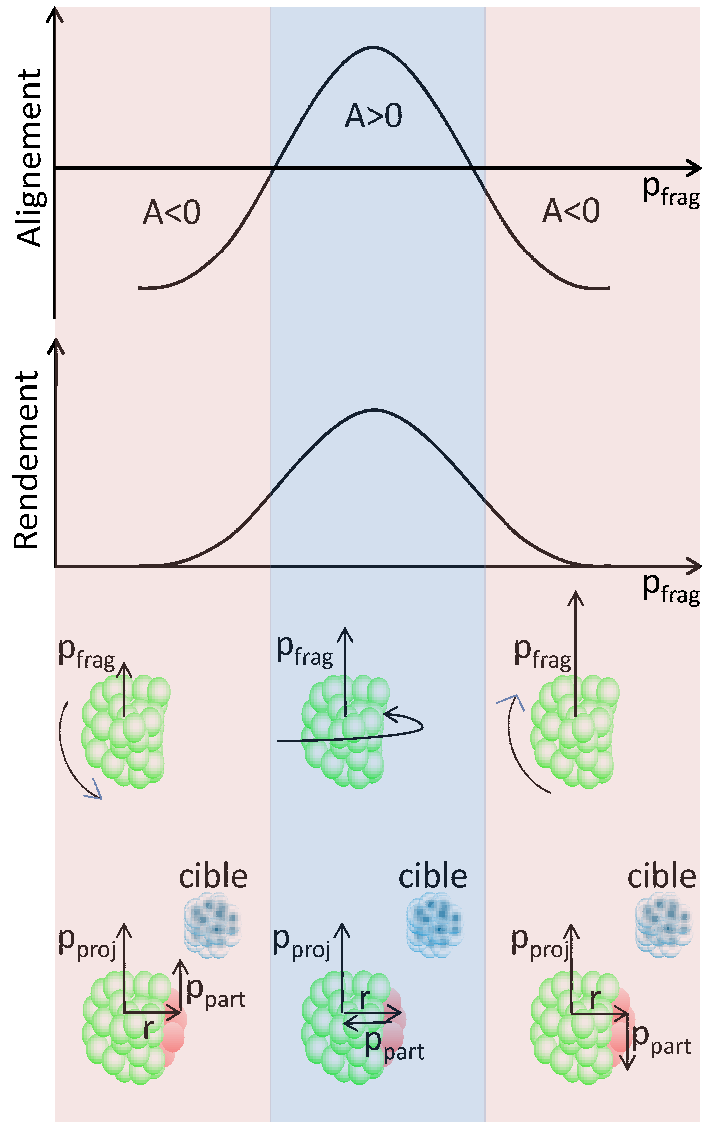


FIGURE 2.5 – Processus de production d'un ensemble nucléaire aligné par réaction de fragmentation.

2.6 La méthode TDPAD - Distributions angulaires

De nombreuses méthodes existent pour mesurer les moments magnétiques et quadripolaires des états fondamentaux ou excités de noyaux instables. On peut retrouver une large description de ces méthodes dans le rapport de G. Neyens [82]. Dans le cas de l'état isomère du ^{43}S , dont on rappelle l'énergie d'excitation $E^* = 320.5(5)\text{keV}$ et le temps de vie $T_{1/2} = 415(3)\text{ ns}$, il est judicieux d'appliquer la méthode dite de distribution angulaire perturbée dépendante du temps (référée dans la littérature sous le nom de Time Dependent Perturbed Angular Distribution, ou TDPAD [6, 83]). Cette méthode s'applique à des états isomères dont les temps de vie varient de 10 ns (limite fixée par la résolution des détecteurs Germanium et la rapidité de précession du noyau autour des champs B ou GCE) à 100 μs (fixé par la dégradation de l'alignement au cours du temps, principale-

ment due à des effets de relaxation spin-spin ou spin-lattice dans le cristal d'implantation). De nombreuses expériences ont déjà démontré l'efficacité de cette méthode pour étudier les moments nucléaires de noyaux alignés en spin, produits réaction de fragmentation et sélectionnés en vol [84, 85, 82, 86, 87]. Dans chaque expérience TPDAD, l'ensemble d'états isomères orientés en spin est implanté dans un matériau présentant une structure cristalline appropriée.

Dans le cas d'une mesure de moment magnétique, les noyaux d'intérêt sont implantés dans un matériau présentant une structure cristalline cubique, afin d'éviter toute interaction avec un gradient de champs électrique. Pour une mesure de moment quadripolaire, les gradients de champ électrique sont produits par les distributions de charges électroniques au sein d'une structure cristalline non cubique.

La distribution angulaire de la radiation émise par la décroissance de l'état nucléaire orienté est l'ingrédient de base de la méthode TDPAD. La direction dans laquelle une raie gamma est émise dépend en effet de la direction du spin nucléaire. Si ce dernier a une direction dans l'espace privilégié, comme c'est le cas d'un ensemble nucléaire orienté, il devient alors possible de mesurer la distribution anisotrope des décroissances gamma. La relation qui exprime la distribution angulaire de la radiation émise dans la direction (θ, ϕ) par rapport à un système d'axes choisi est donnée par [88, 69] :

$$W(\theta, \phi, t) = \sum_{k,n} \frac{\sqrt{4\pi}}{\sqrt{2k+1}} C_k B_k^n(I, \omega_L, \omega_Q, t) Y_k^n(\theta, \phi) \quad (2.25)$$

où C_k sont les coefficients d'alignement. Ils sont définis comme le produit : $C_k = U_k A_k(\gamma)$ où U_k sont les facteurs de désorientation qui quantifient complètement la perte d'orientation de l'ensemble dûe aux transitions gamma non observées précédant la transition mesurée, et A_k les paramètres de radiation décrivant le type de radiation et ses propriétés. Afin d'alléger l'expression de la distribution angulaire, nous posons $U_k = 1$. Les tenseurs d'orientation B_k^n , introduits dans la section 2.4, se réduisent aux ordres $k = \text{pairs}$ pour un ensemble nucléaire aligné. Enfin, Y_k^n sont les harmoniques sphériques. En présence de champs extérieurs, les tenseurs d'orientation évoluent dans le temps et peuvent être décrits sous la forme d'une somme de facteurs de perturbation $G_{kk'}^{nn'}$ [89] tel que :

$$B_k^n(t) = \sum_{k',n'} G_{kk'}^{nn'}(t) B_{k'}^{n'}(0) \quad (2.26)$$

L'intensité de la raie gamma émise à un angle (θ, ϕ) évolue dans le temps selon la décroissance exponentielle de l'isomère :

$$I(t, \theta, \phi) = I(t=0) e^{-t/\tau} W(t, \theta, \phi) \quad (2.27)$$

où τ est le temps de vie de l'état isomère. Les valeurs de facteur g et Q_s peuvent être déduits du rapport $R(t)$ des intensités de l'émission gamma à des angles (θ_1, ϕ_1) et (θ_2, ϕ_2) choisis judicieusement. La distribution angulaire de la radiation due à la rotation $W(t, \theta, \phi)$ définit complètement la fonction $R(t)$ dans la mesure où $I(t=0) e^{-t/\tau}$ intervient au numérateur et au dénominateur :

$$R(t) = \frac{W(t, \theta_1, \phi_1) - W(t, \theta_2, \phi_2)}{W(t, \theta_1, \phi_1) + W(t, \theta_2, \phi_2)} \quad (2.28)$$

Il est important pour les mesures de TDPAD de connaître la direction initiale (correspondant au moment d'implantation des fragments, à $t=0$) de l'axe d'orientation de l'ensemble nucléaire Z_{OR} . A plus forte raison si celle-ci dépend explicitement du facteur gyromagnétique dans le cas d'une mesure de moment magnétique. Cet angle initial est également un paramètre important pour conditionner la géométrie des détecteurs afin d'optimiser les mesures d'anisotropie des rayonnements gamma dans le cas d'une mesure de moment quadripolaire.

Comme nous l'avons vu dans la section 2.4, l'axe de symétrie axiale de la distribution en spin d'un ensemble nucléaire Z_{OR} coïncide avec la direction du faisceau en sortie de cible de fragmentation. Lors du passage à travers les champs magnétiques \vec{B} des dipôles successifs du spectromètre, l'impulsion des fragments change de direction sous l'influence de la force de Lorentz $\vec{F}_L = Qe\vec{V} \times \vec{B}$ avec une vitesse angulaire $\vec{\omega}_c = -\frac{Qe\vec{B}}{Am_n}$, où Am_n , Qe et \vec{V} sont respectivement la masse, la charge et la vitesse de la particule. L'angle de déviation des fragments est donné par $\theta_c = \omega_c t$. Simultanément, l'axe de symétrie Z_{OR} de l'ensemble nucléaire orienté en spin tourne à la fréquence de Larmor $\vec{\omega}_L$ dans le plan perpendiculaire au champ magnétique (représenté sur la figure 2.6).

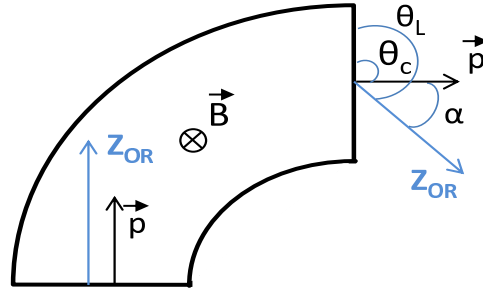


FIGURE 2.6 – Déviation de l'axe de symétrie Z_{OR} d'un angle α au passage des fragments dans le champs magnétique d'un dipôle.

L'angle de déviation de l'axe d'orientation Z_{OR} , θ_L , s'exprime : $\theta_L = \omega_L t = \theta_c \frac{gA}{2Q}$. L'angle α entre la direction du faisceau en sortie du dipôle et l'axe d'orientation Z_{OR} dépend donc du facteur g tel que :

$$\alpha = \theta_L - \theta_c = -\theta_c \left(1 - \frac{gA}{2Q}\right) \quad (2.29)$$

2.6.1 TDPAD pour les moments magnétiques dipolaires

La mesure de moment magnétique implique d'implanter les noyaux alignés en spin dans un cristal cubique. L'ensemble est baigné dans un champ magnétique statique perpendiculaire à l'axe de symétrie de l'orientation de l'ensemble nucléaire Z_{OR} . Dans le cas

d'un ensemble d'états nucléaires orientés par réaction de fragmentation, Z_{OR} est parallèle à l'axe du faisceau à la position de la cible.

La précession des spins autour du champ magnétique à la fréquence de Larmor donne lieu à un changement dépendant du temps de la distribution angulaire des rayonnements gamma émis par la désexcitation des états isomères orientés en spin. Ces radiations peuvent être détectées dans le plan horizontal, perpendiculaire à la direction du champ magnétique. La distribution angulaire dépend du spin de l'état mesuré, de la multipolarité de la transition et de l'alignement nucléaire (décrit par B_k^n).

En présence d'un champ magnétique externe, les coefficients de perturbation se réduisent à [89] :

$$G_{kk'}^{nn'}(t) = \delta_{kk'} e^{-in\omega_L t} \quad (2.30)$$

Dans le cas d'une symétrie axiale, seuls les termes avec $n = 0$ du tenseur d'orientation $B_k^n(t)$ sont non nuls. Ainsi, la distribution angulaire devient :

$$W(t, \theta, B) = \sum_{k_{\text{pair}}} A_k B_k^0 P_k[\cos(\theta - \omega_L t - \alpha)] \quad (2.31)$$

Les contributions d'ordre supérieur à $k=2$ sont négligeables. En plaçant les détecteurs à 90° entre eux dans le plan horizontal ($\phi = 0^\circ$) et en remplaçant l'expression de la distribution angulaire dans l'éq. 2.28, on obtient la fonction $R(t)$ dépendante expressément du facteur g :

$$R(t, \theta, B) = \frac{3A_2 B_2^0}{4 + A_2 B_2} \cos[2(\theta - \omega_L t + \theta_c(1 - \frac{gA}{2Q}))] \quad (2.32)$$

2.6.2 TDPAD pour les moments électriques quadripolaires

Dans le cas de fragments implantés dans un cristal simple (single crystal), l'influence du gradient de champ électrique sur l'orientation en spin s'évalue selon les facteurs de perturbation [88] :

$$G_{kk'}^{nm} = \sum_{q \geq 0} S_{qn}^{kk'} \cos(n\omega_0 t) \text{ pour } k+k' \text{ pair} \quad (2.33)$$

$$G_{kk'}^{nm} = -i \sum_{q \geq 0} S_{qn}^{kk'} \sin(n\omega_0 t) \text{ pour } k+k' \text{ impair} \quad (2.34)$$

où

$$q = n(2m - n) \text{ pour } J \text{ entier} \quad (2.35)$$

$$q = \frac{n}{2}(2m - n) \text{ pour } J \text{ demi-entier} \quad (2.36)$$

Dans le cas de l'état isomère $J^\pi = 7/2_1^-$ du ^{43}S , $q = 1, 3, 5$ et $N = 0, 1, \dots, k_{\text{min}}$. Les coefficients $S_{qn}^{kk'}$, associés aux transitions entre les sous-états magnétiques m et m' induits par l'interaction quadripolaire, sont formulés et répertoriés dans la Ref. [90]. Ils répondent aux conditions $S_{qn}^{kk'} = S_{qn}^{k'k} = (-1)^{k+k'} S_{q-n}^{kk'}$.

La forme analytique de la distribution angulaire des rayonnements gamma dépend de trois jeux d'angles exprimés dans le référentiel du laboratoire :

- la direction de V_{zz} définit par (α, β) .
- la direction de Z_{OR} définit par (γ, ϵ)
- la direction d'émission de la radiation définit par (θ, ϕ) .

Ainsi, la distribution angulaire s'écrit :

$$4\pi W(\theta, \phi, t) = 1 + \sum_{k,k'=2,4} \sum_{N=0,1,\dots,k_{min}} \alpha_{kk'}^N(\alpha, \beta, \theta, \phi) A_k B_{k'} G_{kk'}^{NN}(t) \quad (2.37)$$

où les coefficients $\alpha_{kk'}^N$ contiennent toute l'information sur la géométrie du système de mesure [90].

Dans la mesure où la fonction $R(t)$ dépend de la position des détecteurs par rapport à l'axe d'orientation Z_{OR} , de l'axe du gradient de champ électrique dans le cristal d'accueil et du spin de l'état nucléaire mesuré, nous développerons son expression analytique dans le chapitre suivant consacré au dispositif expérimental. Nous en profiterons pour introduire les gradients de champ électriques à l'œuvre dans le matériau d'implantation, puis nous présenterons les résultats des coefficients $\alpha_{kk'}^N$ calculés à partir de la géométrie du système de mesure choisie.

Chapitre 3

Moments électromagnétiques de l'état isomère $J^\pi = 7/2^-_1$ du ^{43}S

3.1 Production de faisceaux alignés à RIKEN

L'étude de la structure nucléaire de noyaux à la limite du domaine d'existence dépend avant tout de la disponibilité de faisceaux radioactifs intenses auprès d'accélérateurs de particules.

Nous verrons brièvement au cours de ce chapitre la production de faisceaux radioactifs à RIKEN au Japon, ainsi que le processus de sélection de fragments, en particulier des noyaux d'intérêt de ^{43}S , à travers le spectromètre supraconducteur BigRIPS. Nous présenterons par la suite les résultats obtenus pour les mesures du facteur gyromagnétique et du moment quadripolaire spectroscopique de l'état isomère du ^{43}S . Dans le dernier cas, nous nous attarderons sur la description du gradient de champs électrique au sein du cristal d'implantation, essentiel pour décrire la distribution angulaire des radiations gamma dépeuplant l'état isomère.

3.1.1 L'Usine à Faisceaux d'Isotopes Rares

L'Usine à Faisceaux d'Isotopes Rares (RIBF) de RIKEN, au Japon, est un complexe d'accélérateurs délivrant des faisceaux radioactifs à haute intensité et énergie [91]. Couplée au séparateur supraconducteur d'isotopes en vol BigRIPS, la RIBF permet d'explorer des domaines encore inconnus de la charte des noyaux.

Le mode d'accélération dit "à énergie variable" délivre des faisceaux de ^{18}O , ^{48}Ca , ^{86}Kr à des énergies atteignant 345 A.MeV.

Le mode d'accélération dit "à énergie fixe" délivre quant à lui des ions de ^{238}U et de ^{124}Xe à 345 A.MeV.

Le tableau 1 récapitule les intensités de ces faisceaux actuellement disponibles en expérience.

Pour ces deux modes, la ligne d'accélération consiste en un injecteur RILAC, accélérateur linéaire d'ions lourds à fréquence variable capable de délivrer des faisceaux d'ions lourds jusqu'à 6 A.MeV. Le RILAC est suivi d'un cyclotron en anneaux de paramètre $K=540$ MeV (RRC), relié à l'énergie d'accélération par la relation : $E_{\text{accélération}} = K \frac{Q^2}{A}$. Le dispositif permet d'accélérer les ions jusqu'à 63 A.MeV. L'accélération se poursuit avec

TABLE 3.1 – Types de faisceaux (avec leurs capacités maximales d'énergies (en MeV) et d'intensités (en pnA)) produits au RIBF de RIKEN. Les intensités obtenues en expérience sont mises à jour sur le site web de la Ref. [91].

Faisceau	E/A (MeV)	Intensité max (pnA)	injecteur
$^4\text{He}^{2+}$	320	1000	AVF
$^{18}\text{O}^{8+}$	345	1000	RILAC
$^{48}\text{Ca}^{20+}$	345	415	RILAC
$^{86}\text{Kr}^{34+}$	345	30	RILAC
$^{238}\text{U}^{86+}$	345	3.8	RILAC2
$^{124}\text{Xe}^{52+}$	345	27	RILAC2

un système de trois cyclotrons en anneaux : le cyclotron à fréquence fixe K=570 MeV (fRC), le cyclotron intermédiaire K=980 MeV (IRC), puis le cyclotron supraconducteur K=2500 MeV (SRC)(voir Fig. 3.1). La ligne d'accélération en mode à énergie fixe est dotée d'un second injecteur RILAC2 capable d'augmenter l'intensité des faisceaux d'Uranium. L'efficacité de transmission du faisceau entre l'injecteur RILAC et le cyclotron superconducteur SRC atteint 75%.

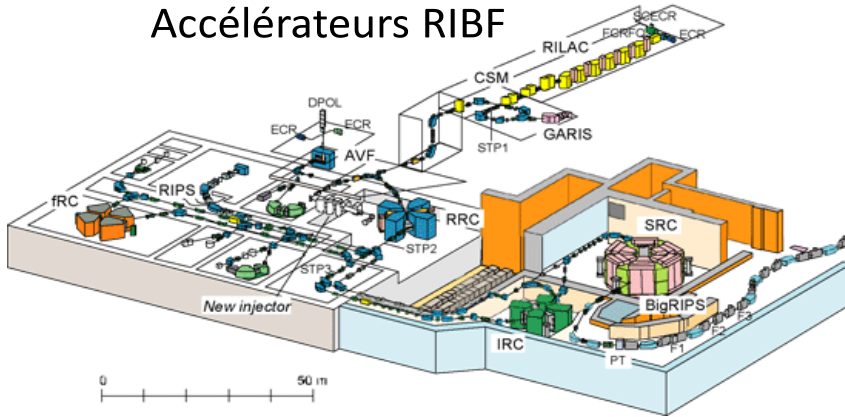
Les noyaux radioactifs sont produits par la fragmentation du faisceau projectile sur une cible mince. Le faisceau d'ions radioactifs intense est ensuite sélectionné en vol à travers le spectromètre BigRIPS.

3.1.2 Le spectromètre BigRIPS

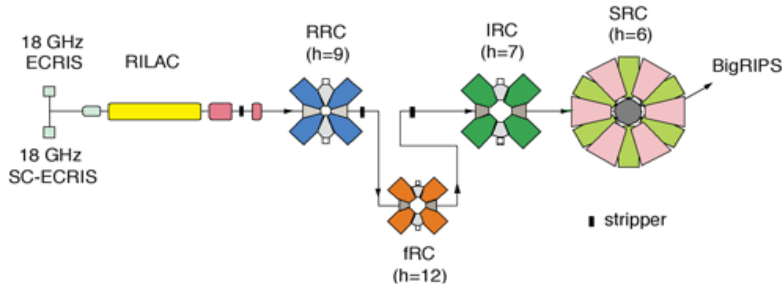
Le spectromètre BigRIPS [92] constitue l'un des séparateurs en vol de nouvelle génération, dont le but consiste à améliorer la pureté du faisceau d'ions radioactifs et couvrir une large gamme d'isotopes. Il est principalement caractérisé par ses larges acceptances angulaires et en moment, ainsi que son dispositif en deux étapes. Les larges acceptances sont possibles grâce à l'utilisation d'une succession de quadripôles supraconducteurs à grandes ouvertures et de dipôles le long de la ligne du séparateur, qui s'étend sur 77 mètres. Les acceptances angulaires de BigRIPS ont été conçues pour atteindre 80 mr à l'horizontale, et 100 mr à la verticale, tandis que l'acceptance en moment est de 6%. La rigidité magnétique maximale est de 9 Tm. Le dispositif en deux étapes du spectromètre BigRIPS permet l'identification des faisceaux radioactifs acheminés vers le dispositif expérimental en bout de ligne.

Le premier tronçon du spectromètre sert à produire et séparer les faisceaux radioactifs. Il s'étend de la cible de production au point focal F2, et comprend un spectromètre achromatique à deux coudes consistant en quatre triplets de quadripôles supraconducteurs (STQ), ainsi que deux dipôles à température ambiante (RTD) comprenant un angle de déflexion de 30° (voir la figure 3.2). Un arrêt faisceau symétrique, placé à proximité du premier dipôle D1, permet de stopper les ions lourds du faisceau primaire. Un dégradeur achromatique est inséré au plan focal intermédiaire F1 afin de procéder à une première séparation isotopique. Un système télescopique composé de deux triplets de quadripôles

Accélérateurs RIBF



Mode (1): RILAC + RRC + (stripper2) + fRC + (stripper3) + IRC + SRC



Mode (2): RILAC + RILAC2 + RRC + (stripper2) + fRC + (stripper3) + IRC + SRC

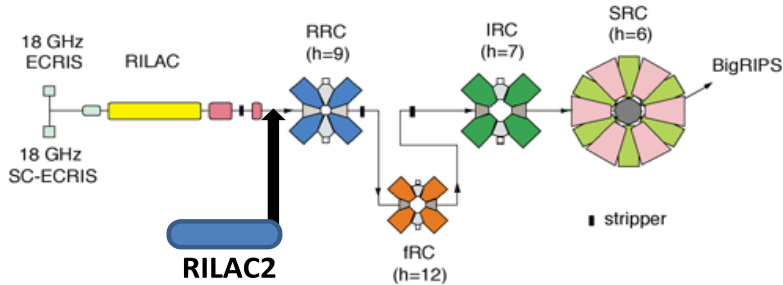


FIGURE 3.1 – Plan de la ligne d'accélération des faisceaux primaires délivrés au RIBF de RIKEN au Japon.

supraconducteurs conserve la focalisation achromatique obtenue en F2 afin de transporter le faisceau radioactif sélectionné au second tronçon du spectromètre au plan focal F3. Ce dernier est dédiée à l'identification des différents isotopes mélangés dans le faisceau radioactif, par les pertes en énergie et/ou le mélange des états de charge. Cette partie consiste en huit triplets de quadripôles supraconducteurs et de quatre dipôles à température ambiante, comprenant un spectromètre achromatique. Les plans focaux intermédiaires F4, F5 et F6 sont dispersifs en moments, tandis que le plan focal final F7 est doublement achromatique. Des détecteurs sensibles en position (X,Y) (Compteur avalanche à plateaux parallèles PPAC), en temps (scintillateur plastique) et en énergie (détecteur Silicium et chambre à ionisation) sont placés aux différents plans focaux pour mesurer respectivement les va-

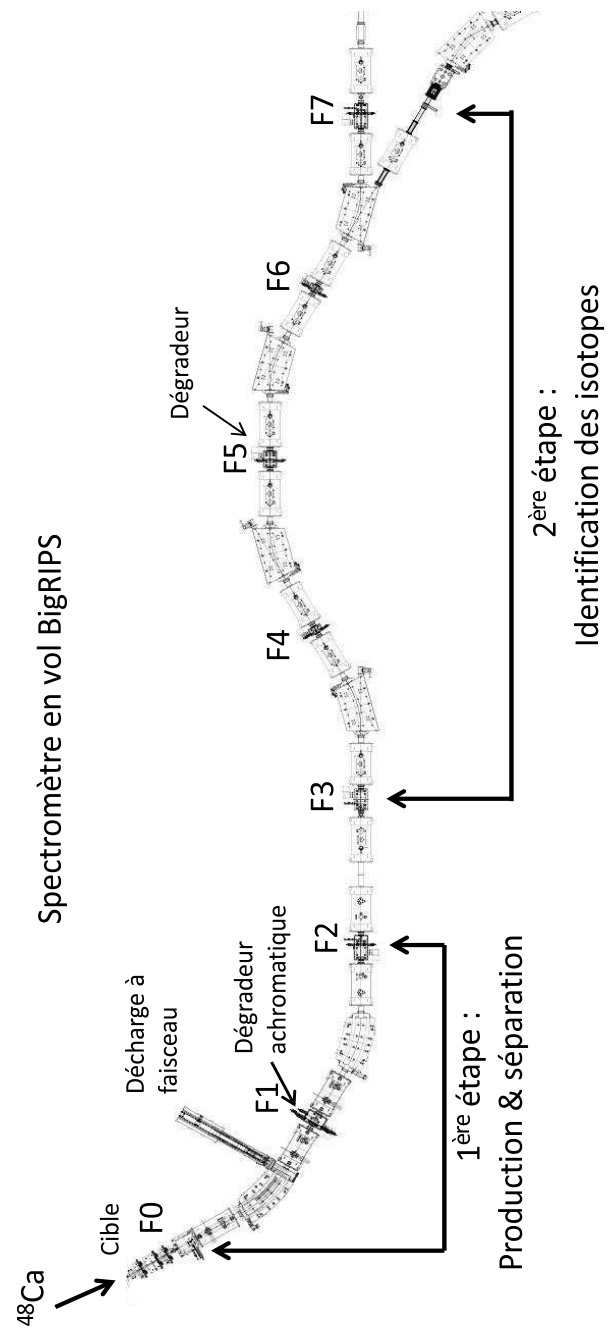


FIGURE 3.2 – Représentation du spectromètre supraconducteur en vol BigRIPS.

leurs de rigidité magnétique $B\rho$, les temps de vol TOF et les pertes d'énergie δE . Ce dispositif permet de reconstituer pour identification le numéro atomique Z , la masse A , la charge Qe et le moment p des ions transmis dans le séparateur.

Les mesures conjointes de rigidité magnétique et de vitesse permettent d'accéder au rapport du numéro de masse sur la charge A/Qe . Les particules chargées traversant un champ magnétique B sont déviées en fonction de leur moment p et de leur état de charge électrique Qe tel que :

$$B\rho = \frac{p}{Qe} \quad (3.1)$$

La rigidité magnétique est mesurée par trois couples de PPACs placés aux points focaux F3, F5 et F6.

Les fragments étant relativistes à 345 A.MeV, l'expression devient :

$$\frac{A}{Qe} = \frac{B\rho}{\gamma} \quad (3.2)$$

où ρ est le rayon de courbure des trajectoires des ions et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$. La vitesse v de l'ion se calcule à partir de la mesure du temps de vol TOF et de son parcours L dans le spectromètre :

$$v = \frac{L}{TOF} \quad (3.3)$$

Deux scintillateurs plastique placés aux points focaux F5 et F7 permettent de mesurer le temps de vol des fragments.

Leur numéro atomique Z se détermine par leur traversée dans des détecteurs sensibles en énergie tels que les détecteurs à Silicium et chambres à ionisation. L'énergie δE déposée dans un détecteur est proportionnelle à Z^2 par la formule de Bethe-Bloch :

$$\frac{dE}{dx} = c_1 \frac{Z^2}{\beta^2} [\ln(c_2 \beta^2 \gamma^2) + c_3 \beta^2 + c_4] \quad (3.4)$$

où $\beta = v/c$ et c_n sont des constantes intrinsèques à la nature du matériel traversé. Il est ainsi possible de construire une matrice d'identification des noyaux sélectionnés en fonction de la perte d'énergie et du temps de vol.

3.1.3 Production d'un faisceau de ^{43}S

Avec sept neutrons supplémentaires par rapport au dernier isotope stable de soufre, la production de noyaux exotiques de ^{43}S nécessite la disponibilité d'un faisceau primaire intense à haute énergie. L'utilisation du complexe RIBF de RIKEN permet l'obtention d'un faisceau primaire de ^{48}Ca à 345 A.MeV et 200 pA.

Les noyaux de ^{43m}S alignés en spin sont produits par la fragmentation du faisceau primaire sur une cible de ^9Be de 4 mm d'épaisseur, placée à l'entrée du spectromètre BigRIPS au point focal F0 (voir schéma 3.2). Les fragments totalement épluchés en électrons sont sélectionnés à travers le spectromètre en passant dans un dégradeur achromatique d'aluminium de 15 mm d'épaisseur placé au point focal intermédiaire F1. Les fragments sont ralentis dans un dégradeur d'aluminium de 10 mm d'épaisseur et implantés dans un matériau approprié à 77 mètres de la cible.

La figure 3.3 représente la matrice d'identification des noyaux transmis dans le spectromètre en vol BigRIPS au plan focal F7 sans l'utilisation d'un dégradeur au plan focal intermédiaire F5.

Les noyaux sont suffisamment résolus pour permettre d'identifier les isotopes de soufre. Sur cette figure, seuls 34% des noyaux transmis proviennent du ^{43}S .

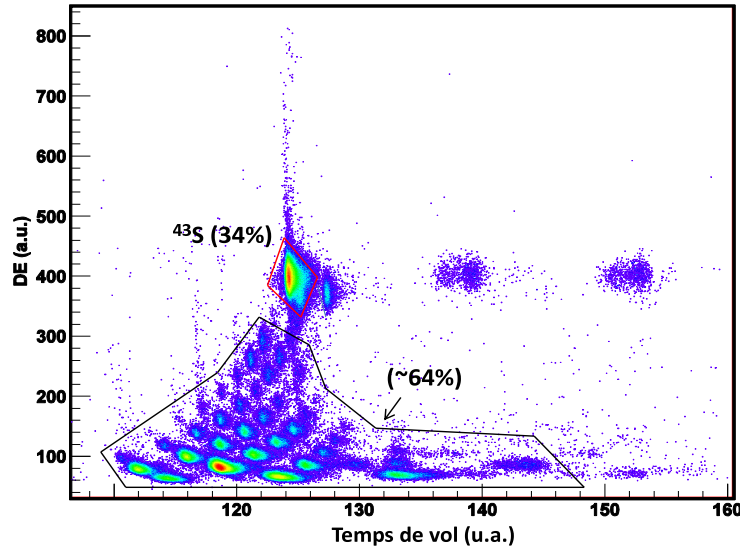


FIGURE 3.3 – Matrice d’identification des noyaux transmis dans le spectromètre en vol BigRIPS au plan focal F7 sans l’utilisation d’un dégradeur en F5, par temps de vol (axe des abscisses) et perte d’énergie (axe des ordonnées). Les unités sont arbitraires (u.a.).

La matrice d’identification des noyaux transmis avec l’utilisation d’un dégradeur au plan focal F5 est représentée dans la figure 3.4.

Ce dispositif permet d’augmenter significativement la pureté du faisceau secondaire. En effet, 96% des noyaux transmis proviennent désormais du noyau d’intérêt ^{43}S et $\approx 1.4\%$ du noyau voisin ^{42}P .

Ainsi, 8×10^3 noyaux de ^{43}S sont implantés par seconde en bout de ligne. Avec une vitesse relativiste $v_{rel} = \gamma v$, le temps de vol de l’ion dans son référentiel propre s’élève à 430 ns. Compte tenu du temps de vie de l’état isomère $T_{1/2}(J^\pi = 7/2_1^-) = 415(3)$ ns [5], environ 50% des noyaux de ^{43}S produits dans leur état isomère atteignent le système de détection. Un scintillateur en plastique de 0.1 mm d’épaisseur, placé à 1.5 m au-devant du matériau d’implantation, délivre un signal de départ utilisé pour la mesure TDPAD, monitorer le taux d’implantation et déterminer le temps d’implantation de l’ion.

Des détecteurs germanium à haute pureté (HPGe), dont les efficacités relatives varient entre 15 et 35 %, sont utilisés pour détecter les radiations gamma.

La figure 3.5 représente le spectre en temps conditionné sur la raie gamma $E = 320.5(5)$ keV associée à la désexcitation de l’état isomère vers l’état fondamental du ^{43}S . Le spectre en énergie est inséré en arrière-plan.

La figure rassemble les statistiques obtenues pour les mesures de moment magnétique et quadripolaire de l’état isomère. Le temps de décroissance mesuré de l’état isomère $7/2_1^-$ aboutit à un temps de demi-vie $T_{1/2}=415(3)$ ns, en parfait accord avec les résultats de la

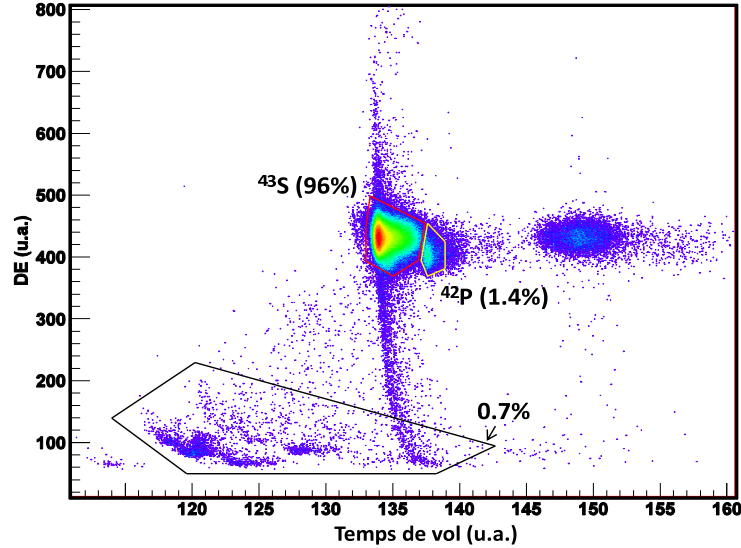


FIGURE 3.4 – Matrice d’identification des noyaux transmis dans le spectromètre en vol BigRIPS au plan focal F7 avec l’utilisation d’un dégradeur en F5. Les unités sont arbitraires.

ref. [5].

3.2 Facteur gyromagnétique de $^{43}\text{S}(J^\pi = 7/2_1^-)$

Le pouvoir prédictif du modèle participant-spectateur décrivant la production d’alignement en fonction de l’impulsion des fragments reste encore aujourd’hui largement qualitatif et se base principalement sur les données expérimentales.

La polarisation en spin de noyaux de ^{12}B produits par la fragmentation d’un faisceau de ^{14}N à une énergie de $40.6 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ a été mesurée pour la première fois à RIKEN en 1990 [75]. Les résultats montrent alors une dépendance du taux de polarisation produit aux moments des fragments sélectionnés. L’année suivante, les mêmes auteurs présentent la première observation d’un ensemble nucléaire aligné en spin par réaction de fragmentation au GANIL aux énergies intermédiaires [76]. Des fragments de ^{14}B y sont produit par la fragmentation d’un faisceau de ^{18}O sur une cible de ^9Be à $60 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ puis sélectionnés via le spectromètre LISE. Ces mesures ont prouvé la nécessité de sélectionner les fragments à 0° par rapport au faisceau incident pour produire un ensemble nucléaire aligné. Le maximum d’alignement est alors atteint pour une sélection en queue de la distribution en moment des fragments, avec $A = -8.0 \pm 3.7 \%$. Des valeurs similaires ont depuis été obtenues auprès du GANIL à ces énergies. Au GSI de Darmstadt [84], en revanche, la tendance est inversée à hautes énergies. Un faisceau de ^{46}Ti accéléré à $500 \text{ A} \cdot \text{MeV}$

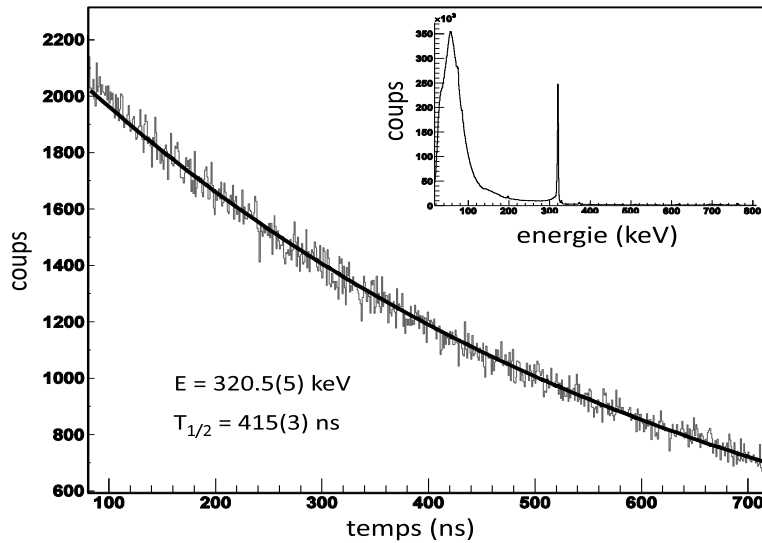


FIGURE 3.5 – Spectre en temps conditionné sur la raie gamma $E = 320.5(5) \text{ keV}$ (présentée en arrière plan).

produit un faisceau aligné en spin de ^{43m}Sc ($J = 19/2^-$, $T_{1/2} = 473 \text{ ns}$) dont l’alignement maximal est atteint au centre de la distribution en moment.

A RIKEN, l’utilisation nouvelle d’un faisceau primaire à une énergie relativiste intermédiaire aux deux exemples précédent, de $345 \text{ A} \cdot \text{MeV}$, ne permettait pas de prévoir la quantité d’alignement produite par réaction de fragmentation en fonction de la distribution en moment des fragments. Afin d’optimiser la sélection en moment des noyaux de ^{43}S pour produire une quantité d’alignement maximale, le facteur gyromagnétique de son état isomère $J^\pi = 7/2_1^-$ a été à nouveau mesuré. Dans cette expérience préliminaire, les fragments étaient sélectionnés au centre puis en queue de la distribution en moment (voir la figure 3.6).

3.2.1 Dispositif expérimental

Les fragments de ^{43}S étaient implantés dans un cristal de cuivre de 3 mm d’épaisseur recuit afin d’éliminer les imperfections relatives au réseau cristallin. Le cristal était placé entre les pôles d’un électro-aimant délivrant un champ magnétique statique $B = 0.670(1)\text{T}$. Ce dernier était utilisé pour induire une précession de Larmor aux fragments alignés en spin. Les rayonnements gamma d’énergie $E = 320.5 \text{ keV}$ désexcitant l’état isomère vers l’état fondamental étaient enregistrés par quatre détecteurs germanium à haute pureté (HPGe), placés dans le plan horizontal autour du cristal d’implantation à 45° par rapport à l’axe du faisceau et à 90° entre eux (voir Fig. 3.7).

Le déclencheur validant un évènement était donné par la coïncidence plastique- γ appartenant à une fenêtre en temps de 800 ns . En conditionnant les évènements sur la raie

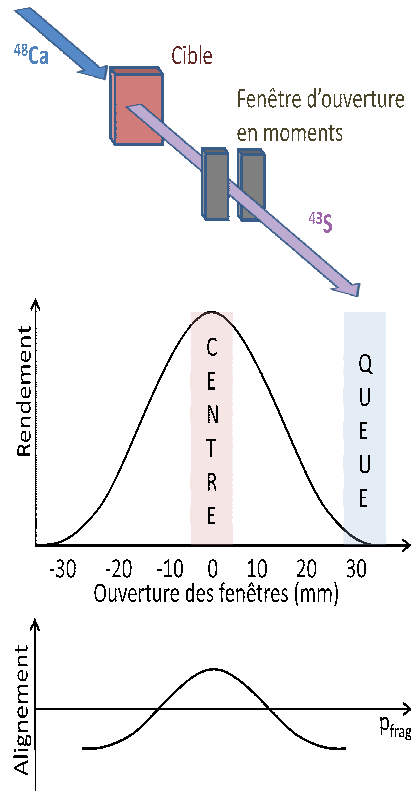


FIGURE 3.6 – Processus de sélection en moment des fragments par un système classique de fentes. Des sélections au centre et en queue de la distribution en moment ont été faites dans la première partie de l’expérience.

gamma à 320.5 keV associée à la transition $E2(7/2^- \rightarrow 3/2^-)$, les spectres en temps de chaque détecteur étaient utilisés pour construire le rapport $R(t)$ (voir eq. 2.27 et 2.28). Dans la mesure où la distribution angulaire est similaire pour des détecteurs placés à 180° entre eux, la fonction $R(t)$ peut être construite en combinant les intensités des détecteurs deux à deux tel que :

$$R(t) = \frac{I_{34}(\theta = \pm 45^\circ, t) - \epsilon I_{12}(\theta = \pm 135^\circ, t)}{I_{34}(\theta = \pm 45^\circ, t) + \epsilon I_{12}(\theta = \pm 135^\circ, t)} \quad (3.5)$$

où I_{ij} est la somme de l’intensité du photo-pic dans les détecteurs Ge i et j , θ est l’angle de détection du photon gamma par rapport à l’axe du faisceau, et ϵ est un coefficient de normalisation relatif à l’efficacité de détection.

3.2.2 Résultats expérimentaux

La figure 3.8 représente les fonctions $R(t)$ relatives à des fragments sélectionnés (a) au centre et (b) en queue de distribution en moment ainsi que le résultat de la fonction d’ajustement $f(t)$ associée. La fonction $f(t)$ est définie à l’aide de paramètres libres tels que :

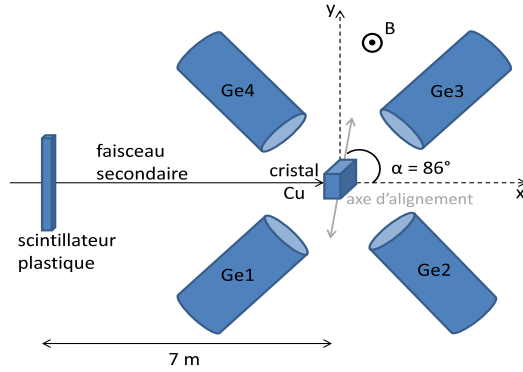


FIGURE 3.7 – Dispositif expérimental pour la mesure du facteur gyromagnétique du ^{43}S .

$$f(t) = C_1 \times \cos\left[2(\theta + C_2 \times \frac{\mu_N B}{\hbar}(t - C_3) + \theta_C(1 - \frac{C_2 A}{2Q}))\right] \quad (3.6)$$

où

- C_1 est l'amplitude des oscillations. Il permet d'extraire une valeur d'alignement A tel que :

$$C_1 = \frac{3A_2 B_2}{4 + A_2 B_2} \quad (3.7)$$

avec le coefficient d'alignement $A_2 = -0.46761$ estimé à l'ordre 2 par [93] et le tenseur d'orientation B_2^0 directement relié à l'alignement par l'eq.2.22.

- C_2 est le facteur gyromagnétique.
- C_3 est le temps initial d'implantation t_0 .
- Les masses et charges du noyau complètement épluché en électrons de ^{43}S sont respectivement $A = 43$ et $Q = 16$.

et

- L'angle de déviation du faisceau à travers les dipôles successifs du spectromètre BigRIPS est $\theta_c = 60^\circ$.

Les résultats finaux ont été obtenus en appliquant la fonction d'ajustement $f(t)$ sur le rapport expérimental $R(t)$ avec un échantillonnage de 20 ns par canal et une plage de temps de 100 ns à 700 ns après implantation.

L'alignement optimal est atteint au centre de la distribution en moment, avec une valeur de +8.1(9)% obtenue après 2.3h de prise de données. Le facteur g extrait de l'ensemble des données récoltées dans la Fig. 3.8 (a) est de $-0.312(12)$, en accord avec celle reportée dans la Ref. [5]. Lorsque les fragments sont sélectionnés en queue de la distribution en moment, le rapport $R(t)$ issu de 6h de prise de données aboutit à un spectre

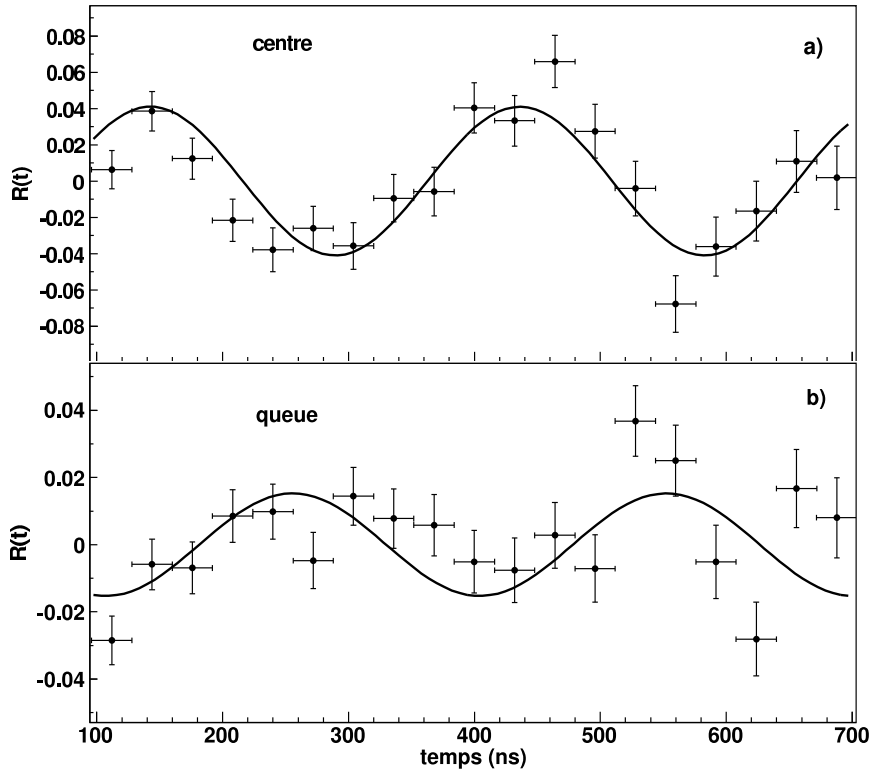


FIGURE 3.8 – Fonction $R(t)$ pour la transition $E2(7/2_1^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-)$ dans le cas d’une sélection (a) au centre et (b) en queue de la distribution en moment.

d’oscillations de faible amplitude ($A \approx 2\%$) (voir Fig. 3.8 (b)) avec une valeur du facteur gyromagnétique issue de la fonction d’ajustement $g = -0.325(10)$. A partir de la valeur du facteur gyromagnétique, on peut déterminer l’angle α formé entre l’axe d’orientation Z_{OR} et l’axe du faisceau au lieu d’implantation (voir eq. 2.29), $\alpha = 86^\circ$. Cette valeur sera utile pour la mesure du moment quadripolaire spectroscopique.

3.3 Moment quadripolaire de $^{43}\text{S}(J^\pi = 7/2_1^-)$

Grâce à l’étude de la production d’alignement réalisée par la mesure du moment gyromagnétique, nous nous plaçons désormais dans la condition optimale de fragments sélectionnés au centre de la distribution en moments. La géométrie des détecteurs permettant de mesurer une asymétrie des rayonnements gamma maximale dépend de la combinaison des distributions angulaires $W(\theta, \phi, t)$, impliquant les coefficients $\alpha_{kk'}^N$ (cf eq. 2.37). Ces coefficients dépendent de la direction de Z_{OR} (ϵ, γ), du gradient de champ V_{ZZ} (α, β) et la position des détecteurs (θ, ϕ).

3.3.1 Gradient de Champ Electrique dans un cristal de pyrite

Le matériau d'implantation utilisé pour la mesure du moment quadripolaire était un cristal de pyrite (FeS_2) (voir la figure 3.9).

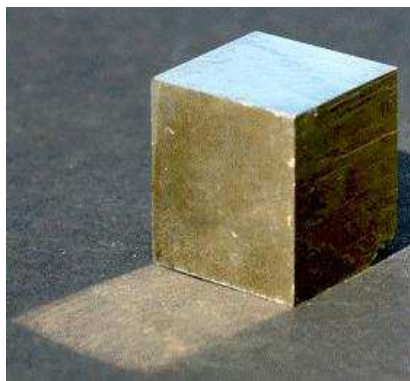


FIGURE 3.9 – Photographie du cristal de pyrite utilisé dans l'expérience.

On ne dispose à ce jour d'aucune donnée expérimentale relative au gradient de champ électrique induit à la position du soufre dans ce cristal. La structure du pyrite est souvent comparée à la structure du NaCl. Les atomes de Fe occupent un sous-réseau cubique à face centrée, dans lequel sont regroupés les atomes de soufres en dimers S_2 . Le centre de masse de ces dimers occupent la position des anions Cl dans la structure du NaCl et sont orientés dans la direction $\langle 111 \rangle$ [94].(voir la figure 3.10).

La coordination locale des atomes de soufre est compressée au sein d'un tétraèdre, dont trois sommets sont occupés par des atomes de Fe et le quatrième par un atome de S issu d'un autre dimère (voir Fig. 3.11).

Si les atomes subissent une ionisation, une telle configuration de charge conduit à l'apparition d'un champ électrique à la position du soufre central, polarisant l'atome dans la direction des deux S-S liés. Puisque les atomes de soufre n'occupent pas des centres d'inversion de la maille, la somme des champs électriques du point de charge voisin ne s'annule pas à la position S. L'interaction du proche voisin conduit à un champ électrique dans la même direction que les deux soufres du tétraèdre, c'est à dire selon l'axe $\langle 111 \rangle$ (en opposition avec la structure du NaCl, où les vecteurs de champ électrique de différents points de la lattice s'annulent entre eux). Par conséquent, en orientant l'un des trois axes majeurs $\langle 100, 001$ ou 010 le long de la direction du faisceau ($\langle 010$ dans le cas présent), les quatre composantes du gradient de champs électriques total font un angle de 55° avec celui-ci. Ainsi, le gradient de champ électrique à la position du soufre est totalement décrit par les quatre composantes d'angles (α, β) : $(45^\circ, 55^\circ)$, $(45^\circ, 125^\circ)$, $(135^\circ, 55^\circ)$, $(135^\circ, 125^\circ)$.

La valeur du gradient de champ électrique V_{ZZ} a été déterminée par des calculs ab initio dans le cadre de la Théorie de la Fonctionnelle de la Densité [95, 96, 97], mis en œuvre dans le code WIEN2k [98] pour les solides périodiques. Notons que des procédures similaires à celles utilisées dans les Refs. [99, 100, 101] sont appliquées avec les paramètres reportées dans la Ref. [102]. Nous obtenons un GCE à la position du Fe de $-3.65 \times 10^{-21} \text{ V/m}^2$, qui peut être comparée à une valeur expérimentale de $-3.75 \times 10^{-21} \text{ V/m}^2$ [103]. Ces comparaisons donnent confiance dans la fiabilité du V_{ZZ} calculé à 10% près à la position S, $V_{ZZ} = +14.1(14) \times 10^{21} \text{ V/m}^2$.

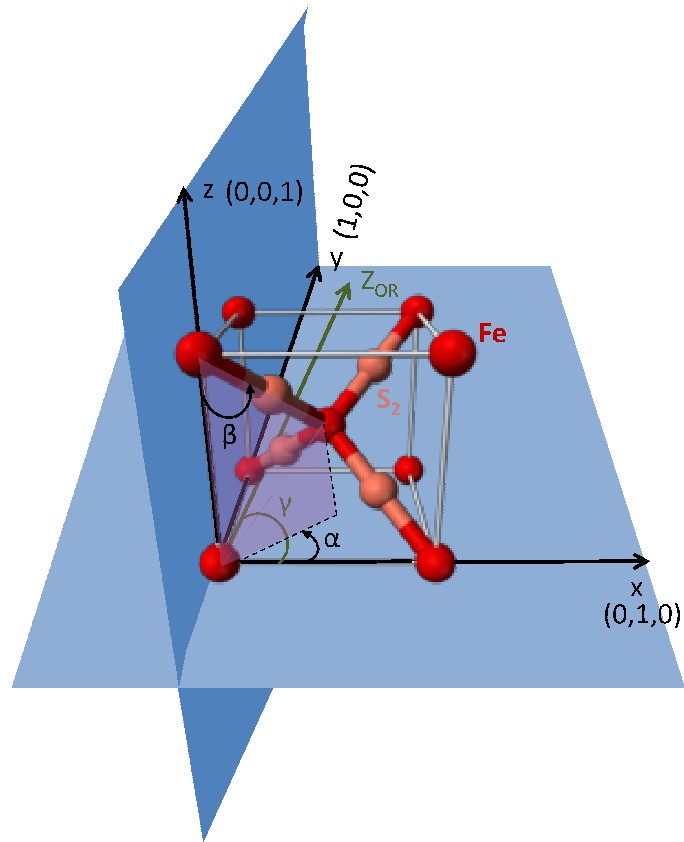


FIGURE 3.10 – Configuration du cristal de pyrite, représenté dans les axes du référentiel du laboratoire. La direction de l'axe d'orientation Z_{OR} est rappelée par la flèche grisée.

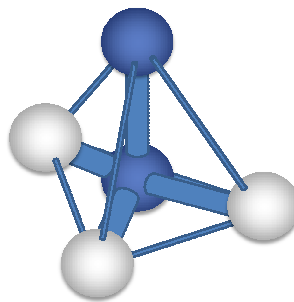


FIGURE 3.11 – Représentation de la coordination locale des atomes de soufre compressés dans un tétraèdre. Les sphères claires représentent les atomes de Fe, les sphères sombres représentent les atomes de S.

3.3.2 Calcul des coefficients $\alpha_{kk'}^N$ et dispositif expérimental

Dans la Ref. [90], Dafin et al. fournissent une table des coefficients $\alpha_{kk'}^N$ pour un jeu d'angles de $V_{ZZ}(\alpha, \beta)$ limités à $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ et 90° ; de Z_{OR} dans la direction du faisceau $(\epsilon, \gamma) = (90^\circ, 0^\circ)$; ainsi que des détecteurs placés à $\theta = 90^\circ$ et $\phi = 0^\circ, 90^\circ$. Il apparaît évident que la géométrie complexe des quatre composantes du gradient de

champ électrique au sein du cristal FeS_2 ne permet pas d'utiliser ces valeurs pour optimiser la géométrie du dispositif expérimental. N. Vermeulen développe dans sa thèse [89] l'expression des coefficients $\alpha_{kk'}^N$ qu'elle confronte aux valeurs de la Ref. [90] :

$$a_{kk'}^N = 2 \left[\frac{(k-N)!(k'-N)!}{(k+N)!(k'+N)!} \right]^{1/2} P_k^N(\cos\delta) P_{k'}^N(\cos\theta) \cos(N\phi) \quad (3.8)$$

vérifiant les conditions $\alpha_{kk'}^N = \alpha_{k'k}^N$ et $\alpha_{kk'}^N(\alpha, \beta, 0) = \alpha_{k'k}^N(\beta, \alpha, 0)$, où P_k^N sont des polynômes de Legendre et δ l'angle entre Z_{OR} et l'axe Z défini par le référentiel du gradient de champ électrique par rotation d'Euler aux angles $(\alpha, \beta, 0)$.

A partir de l'expression 3.8 dans le cas d'un cristal simple, Vermeulen dégage les conditions géométriques optimales suivantes :

- Le premier détecteur doit être placé parallèlement à l'axe d'alignement Z_{OR} (dans notre cas $\theta = 90^\circ$ et $\phi = 86^\circ$). Deux détecteurs sont donc placés dans le plan horizontal à $\phi = 90^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau.
- V_{ZZ} doit être à 45° par rapport à Z_{OR} . Afin de profiter de la contribution des quatre composantes de V_{ZZ} , la position optimale du cristal de pyrite correspond à un angle de 55° .
- Si V_{ZZ} est à 45° par rapport à Z_{OR} , le deuxième détecteur doit être placé perpendiculairement à Z_{OR} et à 45° par rapport à V_{ZZ} . Ici, cette condition peut être remplie en plaçant deux détecteurs perpendiculaires au plan horizontale, c'est à dire aux angles $(\theta, \phi) = (0, 0)$ et $(180, 0)$ (voir Fig. 3.12).

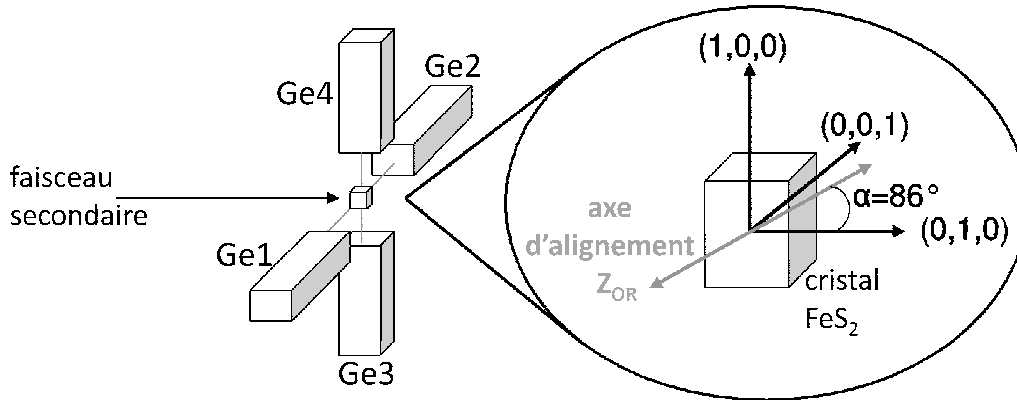


FIGURE 3.12 – Vue schématique du dispositif expérimental pour la mesure du moment quadripolaire.

Les coefficients $\alpha_{kk'}^N$ pour ces quatre jeux d'angles ont été déterminés avec utilisation du code numérique de N. Vermeulen, qui intègre la formule analytique des $\alpha_{kk'}^N$ développée dans l'eq. 3.8. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau 3.2.

On rappelle la symétrie des coefficients $\alpha_{kk'}^N$, égaux pour $(\alpha, \beta) = (45^\circ, 55^\circ)$ et $(135^\circ, 125^\circ)$ et $(\alpha, \beta) = (45^\circ, 125^\circ)$ et $(135^\circ, 55^\circ)$, ainsi que $(\theta, \phi) = (0^\circ, 0^\circ)$ et $(0^\circ, 180^\circ)$ et $(\theta, \phi) = (90^\circ, 90^\circ)$ et $(90^\circ, 270^\circ)$.

La distribution angulaire à un angle (θ, ϕ) des radiations gamma se réduit à une somme des distributions angulaires générées par les quatre composantes du gradient de champ

TABLE 3.2 – Table des coefficients $\alpha_{kk'}^N$ calculés pour quatre jeux d'angles (α, β) (θ, ϕ)

(α, β)	$(45^\circ, 55^\circ)$	$(45^\circ, 55^\circ)$	$(45^\circ, 125^\circ)$	$(45^\circ, 125^\circ)$
(θ, ϕ)	$(0^\circ, 0^\circ)$	$(90^\circ, 90^\circ)$	$(0^\circ, 0^\circ)$	$(90^\circ, 90^\circ)$
a_{22}^0	0.00051	-0.00025	-0.00055	0.00027
a_{22}^1	-0.27789	0.63565	-0.38438	0.68890
a_{22}^2	-0.22262	0.35484	-0.11507	0.30107
a_{24}^1	0.13053	-0.29858	0.04804	-0.08610
a_{24}^2	-0.13952	0.22238	-0.12822	0.33546
a_{42}^1	0.08842	-0.18901	0.12230	-0.20484
a_{42}^2	-0.18723	0.30888	-0.09678	0.26207
a_{44}^0	0.12866	0.13049	0.16250	0.16482
a_{44}^1	-0.04153	0.08878	-0.01529	0.02560
a_{44}^2	-0.11734	0.19358	-0.10784	0.29201
a_{44}^3	0.43594	0.43461	0.40166	0.39899
a_{44}^4	-0.03073	0.12019	-0.06604	0.08623

électrique :

$$W(\theta, \phi, t) = W(\theta, \phi, t)_{(\alpha=45^\circ, \beta=55^\circ)} + W(\theta, \phi, t)_{(\alpha=135^\circ, \beta=125^\circ)} \\ + W(\theta, \phi, t)_{(\alpha=45^\circ, \beta=125^\circ)} + W(\theta, \phi, t)_{(\alpha=135^\circ, \beta=55^\circ)} \quad (3.9)$$

A partir de l'équation 2.37, on a, à l'ordre 2 :

$$4\pi W(\theta, \phi, t)_{(\alpha, \beta)} = A_2 B_2^0 * [a_{22}^0_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} + a_{22}^1_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} G_{22}^{11} \\ + a_{22}^2_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} G_{22}^{22}] \quad (3.10)$$

où les facteurs de perturbation $G_{kk'}^{NN}$ se développent à partir de l'équation 2.33 tels que :

$$G_{22}^{11} = S_{11}^{22} \cos(\omega_0 t) + S_{21}^{22} \cos(2\omega_0 t) + S_{31}^{22} \cos(3\omega_0 t) \\ G_{22}^{22} = S_{12}^{22} \cos(\omega_0 t) + S_{32}^{22} \cos(3\omega_0 t) + S_{52}^{22} \cos(5\omega_0 t) \quad (3.11)$$

Les valeurs des coefficients $S_{qN}^{kk'}$ [90] sont reportés dans le tableau 3.3.

En utilisant une démarche similaire, l'expression de la distribution angulaire peut se développer à l'ordre 4 (les ordres supérieurs apparaissant négligeables) telle que :

$$4\pi W(\theta, \phi, t)_{(\alpha, \beta)} = \text{ordre 2} \\ + A_2 B_4^0 * [a_{24}^1_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} G_{11}^{24} + a_{24}^2_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} G_{22}^{24}] \\ + A_4 B_2^0 * [a_{42}^1_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} G_{11}^{42} + a_{42}^2_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} G_{22}^{42}] \\ + A_4 B_4^0 * [a_{44}^0_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} + a_{44}^1_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} G_{11}^{44} + a_{44}^2_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} G_{22}^{44} \\ + a_{44}^3_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} G_{33}^{44} + a_{44}^4_{(\alpha, \beta, \theta, \phi)} G_{44}^{44}] \quad (3.12)$$

TABLE 3.3 – Table des coefficients $S_{qN}^{kk'}$ [90]

S_{11}^{22}	0.11905
S_{21}^{22}	0.38095
S_{31}^{22}	0.50000
S_{11}^{24}	-0.20430
S_{21}^{24}	-0.27241
S_{31}^{24}	0.47673
S_{12}^{22}	0.47619
S_{32}^{22}	0.35714
S_{52}^{22}	0.16667
S_{12}^{24}	-0.38525
S_{32}^{24}	0.04816
S_{52}^{24}	0.33710
S_{11}^{44}	0.35065
S_{21}^{44}	0.19481
S_{31}^{44}	0.45455
S_{12}^{44}	0.31169
S_{32}^{44}	0.00649
S_{52}^{44}	0.68182
S_{33}^{44}	0.36364
S_{63}^{44}	0.63636
S_{24}^{44}	0.68182
S_{64}^{44}	0.31818

où le paramètre de radiation A_k (voir section 2.6) vaut, à l'ordre 4 pour la transition considérée, $A_4 = -0.35816$ [93]. Les facteurs de perturbation $G_{kk'}^{NN}$ se développent à l'ordre 4 tels que :

$$\begin{aligned}
 G_{22}^{24} = G_{22}^{42} &= S_{12}^{24} \cos(\omega_0 t) + S_{32}^{24} \cos(3\omega_0 t) + S_{52}^{24} \cos(5\omega_0 t) \\
 G_{11}^{44} &= S_{11}^{44} \cos(\omega_0 t) + S_{21}^{44} \cos(2\omega_0 t) + S_{31}^{44} \cos(3\omega_0 t) \\
 G_{22}^{44} &= S_{12}^{44} \cos(\omega_0 t) + S_{32}^{44} \cos(3\omega_0 t) + S_{52}^{44} \cos(5\omega_0 t) \\
 G_{33}^{44} &= S_{33}^{44} \cos(\omega_0 t) + S_{63}^{44} \cos(6\omega_0 t) \\
 G_{44}^{44} &= S_{24}^{44} \cos(2\omega_0 t) + S_{64}^{44} \cos(6\omega_0 t)
 \end{aligned} \tag{3.13}$$

3.3.3 Résultats expérimentaux

Les Figures 3.13 et 3.14 représentent respectivement le rapport expérimental $R(t)$ ainsi que le résultat de la fonction d'ajustement $f(t)$ associée développée aux ordres 2 et 4.

Les fonctions d'ajustements sont chacune construites en combinant les fonctions de distributions angulaires associées aux angles développés dans la section précédente telles

FIGURE 3.13 – Fonction $R(t)$, développée à l'ordre 2, pour la transition $E2(7/2_1^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-)$ partant de l'état isomère $7/2_1^-$

que :

$$f(t) = \frac{W(\theta = 0^\circ(0^\circ), \phi = 0^\circ(180^\circ), t) - \epsilon W(\theta = 90^\circ(90^\circ), \phi = 90^\circ(270^\circ), t)}{W(\theta = 0^\circ(0^\circ), \phi = 0^\circ(180^\circ), t) + \epsilon W(\theta = 90^\circ(90^\circ), \phi = 90^\circ(270^\circ), t)} \quad (3.14)$$

Les paramètres libres des fonctions d'ajustement $f(t)$ ainsi que leurs erreurs statistiques ont été déterminés selon une procédure de minimisation χ^2 . Ils comprennent :

- ν_Q la fréquence quadripolaire d'où l'on extrait le moment quadripolaire spectroscopique.
- le temps initial d'implantation t_0 .
- Le taux d'alignement A . Il est relié au coefficient tenseur d'orientation à l'ordre 4, B_4^0 , tel que : $B_4^0 = A^2 * 1.02565$ [93].

Les résultats finaux ont été obtenus en appliquant les fonctions d'ajustement $f(t)$ sur le rapport expérimental $R(t)$ avec un échantillonnage de 22 ns par canal sur une plage de temps de 100 ns à 500 ns. La limite temporelle inférieure résulte du large pic prompt dû à l'électronique (phénomène de walk) et aux flash gamma lors l'implantation des noyaux dans le cristal. La limite supérieure tient compte de l'augmentation des barres d'erreur statistiques au cours du temps.

Dans la mesure où seul l'emploi d'un faisceau polarisé permet de déterminer le signe de la valeur Q_s , seule la valeur absolue peut être extraite. En comparant les deux figures 3.13 et 3.14, on peut constater que la contribution à l'ordre 4 de l'expression de la distribution angulaire $W(\theta, \phi, t)$ est négligeable. Dans les deux cas, la valeur finale de la fréquence quadripolaire est $|\nu_Q(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 76(3)\text{MHz}$, associée à un taux d'alignement de 2.6(6)%. Cela correspond à environ 32% de l'alignement observé dans la mesure de facteur gyromagnétique pour une sélection similaire au centre de la distribution en moment. Il est difficile de quantifier les raisons d'une telle détérioration de l'alignement des

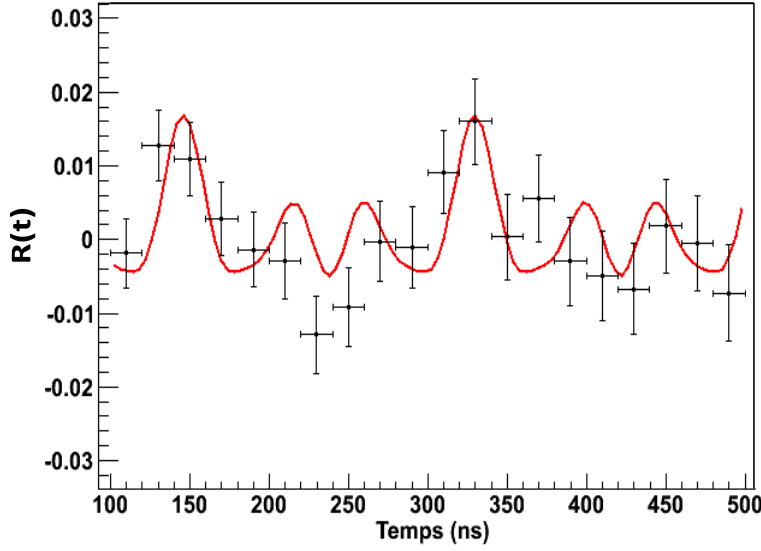


FIGURE 3.14 – Fonction $R(t)$, développée à l'ordre 4, pour la transition $E2(7/2_1^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-)$ partant de l'état isomère $7/2_1^-$

fragments implantés. Cependant nous tentons d'identifier plusieurs facteurs d'ordre qualitatif :

(i) A la différence du cas de la mesure de facteur g , pour laquelle les fragments peuvent s'implanter dans n'importe quel site de cuivre vacant, les noyaux de soufre sont restreints à s'implanter dans une lacune de soufre uniquement. Cette contrainte peut retarder le temps d'implantation, une période durant laquelle les fragments sont susceptibles de perdre leur alignement dû principalement à l'interaction du spin avec le cortège électronique du cristal.

(ii) La combinaison complexe de quatre composantes de gradient de champ électrique peut participer à la dégradation de l'alignement. Il en résulte une légère déviation dans la détermination des coefficients $\alpha_{kk'}^N$. Cette approximation n'aura d'effet que sur l'amplitude de l'oscillation, par conséquent sur l'estimation du taux d'alignement A extrait de la fonction d'ajustement. Ainsi, sa faible valeur ne résultera pas d'une dégradation physique de l'alignement mais d'une déviation dans le développement analytique des fonctions de distribution angulaire.

En utilisant la valeur de V_{zz} calculée dans la section 2.6.4, on obtient la valeur du moment quadripolaire spectroscopique de l'état isomère $7/2_1^-$ du ^{43}S : $|Q_s(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 23(3) \text{ efm}^2$.

L'incertitude sur la valeur du moment quadripolaire spectroscopique ΔQ_s est déterminée à partir de l'erreur statistique de la fréquence quadripolaire $\Delta \nu_Q$ et l'erreur sur le gradient de champ électrique ΔV_{ZZ} tel que :

$$\Delta Q_s = \left| \frac{\delta Q_s}{\delta \nu_Q} \right| \Delta \nu_Q + \left| \frac{\delta Q_s}{\delta V_{ZZ}} \right| \Delta V_{ZZ} \quad (3.15)$$

En rappelant l'expression $\nu_Q = \frac{4J(2J-1)}{2\pi} \omega_Q = \frac{eQV_{zz}}{\hbar}$, on obtient :

$$\Delta Q_s = \frac{\hbar}{eV_{ZZ}} \Delta v_Q + \frac{\hbar v_Q}{eV_{ZZ}^2} \Delta V_{ZZ} \quad (3.16)$$

Résumé

Nous avons présenté la mesure des moments magnétiques et quadripolaires de l'état isomère $J^\pi = 7/2_1^-$ [$E^* = 320.5(5)$ keV, $T_{1/2} = 415(3)$ ns] du ^{43}S . La méthode de Time Differential Perturbed Angular Distribution était appliquée sur des noyaux alignés en spin de ^{43}S , produits par la fragmentation d'un faisceau de ^{48}Ca à 345 A·MeV et 200 pnA sur une cible mince de ^9Be . Les fragments étaient sélectionnés en vol par le spectromètre BigRIPS à RIKEN. Dans ces conditions expérimentales, le maximum d'alignement (+8%) est obtenu en sélectionnant les fragments au centre de la distribution en moment. La mesure du moment quadripolaire spectroscopique de l'état isomère du ^{43}S a permis d'extraire la valeur $|Q_s(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 23(3)$ efm².

La deuxième partie de ce manuscrit a pour but d'interpréter, dans le cadre du modèle en couches, la valeur mesurée du moment quadripolaire spectroscopique $|Q_s(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 23(3)$ efm². Nous verrons dans un premier temps que cette valeur est plus importante que celle attendue dans le cas d'un état à particule individuelle issu de la configuration neutron naturelle sphérique $(1f_{7/2})^{-1}$. Afin de comprendre la nature des corrélations identifiées dans cet état, nous reportons dans un second temps les résultats d'une étude modèle en couches des structures à basse énergie des isotopes de soufre pair-pair voisins $^{42,44,46}\text{S}$ autour de la fermeture de couche $N = 28$. Le but de cette étude consistera à identifier dans ces noyaux un degré de liberté triaxial susceptible d'impacter la structure à basse énergie du ^{43}S . Enfin, nous discuterons comment une légère déformation triaxiale permet de comprendre l'éloignement de la valeur du moment quadripolaire spectroscopique de l'état isomère du cas purement sphérique.

Chapitre 4

Etude de la structure du ^{43}S

4.1 Le code ANTOINE

Dans ces travaux relatifs au noyau de ^{43}S , nous avons utilisé le code ANTOINE [104] qui permet le traitement de matrices de dimension 10^9 , ainsi que l'interaction SDPF-U [8]. Cette interaction résulte de l'ajustement de la partie monopolaire de l'interaction effective SDPF-NR [105, 106, 107] à partir des récentes données expérimentales associées à l'évolution des énergies de particules individuelles dans les isotopes de Ca, Ar et Si au voisinage de $N = 28$. L'interaction s'applique aux noyaux ayant un nombre de protons $8 \leq Z \leq 20$ et de neutrons $20 \leq N \leq 40$ pour lesquels on considère un coeur inerte composé du noyau fictif $^{28}_{20}\text{O}_8$. Ainsi l'espace de valence utilisé dans cette région est composé des orbitales $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ pour les protons, et des orbitales $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ pour les neutrons, représentées sur la Figure 1.2.

Le tableau 4.1 reporte la taille des matrices impliquées dans les calculs modèle en couches pour des noyaux à $N = 28$ en utilisant cet espace de valence.

TABLE 4.1 – Taille des matrices à diagonaliser dans un calcul modèle en couche pour des isotones à $N = 28$ en utilisant l'espace de valence composé des orbitales $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ pour les protons, et des orbitales $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ pour les neutrons.

Noyau	Matrice
^{48}Ca	1.3×10^5
^{46}Ar	8.3×10^6
^{44}S	6.2×10^7
^{42}Si	1.2×10^8

Pour le ^{48}Ca , la taille de la matrice issue des protons remplissant entièrement l'espace de valence est de dimension 1. Le retrait successif d'une paire de protons jusqu'au ^{42}Si augmente la taille de la matrice totale d'un facteur 10^3 .

Pour les isotopes de soufre ($Z = 16$), la taille des matrices augmente avec le nombre de neutrons pour atteindre un maximum au milieu de la couche majeur pf pour le ^{46}S (voir le tableau 4.2 pour les noyaux $^{42,43,44,46,48,50}\text{S}$).

TABLE 4.2 – Taille des matrices à diagonaliser dans un calcul modèle en couche pour les isotopes de soufre ($Z = 16$) ^{42,43,44,46,48,50}S en utilisant l'espace de valence composé des orbitales $1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ pour les protons, et des orbitales $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ pour les neutrons.

Noyau	Matrice
⁴² S	2.0×10^7
⁴³ S	3.8×10^7
⁴⁴ S	6.2×10^7
⁴⁶ S	9.1×10^7
⁴⁸ S	6.2×10^7
⁵⁰ S	2.0×10^7

4.2 Collectivité à N=27

Le développement de la collectivité dans les isotones $N = 27$, dont fait parti le noyau d'intérêt ⁴³S₂₇, peut être étudié en comparant les caractéristiques de leurs structures à basse énergie, à savoir le développement des fonctions d'onde des états en termes de configurations, les probabilités réduites de transition, les moments quadripolaires spectroscopiques et les énergies de corrélation associées. Une rapide étude des premiers états excités du ⁴⁷Ca et du ⁴⁵Ar dans cette section nous servira de point de départ pour introduire ces concepts utilisés pour l'étude de la structure des isotopes de soufre.

4.2.1 Energie de particule individuelle effective

Comme nous l'avons vu précédemment, la collectivité se traduit dans le cadre du modèle en couches par un mélange de configurations associé à des excitations particule-trou des nucléons de valence dans la fonction d'onde totale d'un état considéré. Dans ce travail, les configurations participant à la construction de la fonction d'onde totale d'un état seront présentées en termes de nombre d'excitations particule-trou proton (n_π) et neutron (n_ν). Les excitations particule-trou sont déterminées par rapport à la configuration naïve d'un noyau pour lequel les nucléons remplissent les orbitales à particule individuelle de plus basse énergie.

L'évolution des énergies des orbitales à particule individuelle proton sd peut être évaluée dans le cas des isotopes de soufre par le calcul des énergies de particule individuelle effective protons (ESPE) à $N = 20, 28, 32, 38, 40$. A $N = 28$, ces valeurs sont déterminées en calculant les états de particule individuelle accessibles, c'est à dire associés aux fonctions d'onde pures de plus basse énergie, des noyaux ⁴³P₂₈, ⁴⁴S₂₈ et ⁴⁵Cl₂₈. Considérons à $N = 28$ le calcul "C" restreint à la configuration fondamentale de plus basse énergie, c'est à dire en interdisant les excitations neutron de l'orbitale $f_{7/2}$ vers des orbitales supérieures, ni aucune excitation proton des orbitales complètes $d_{5/2}, s_{1/2}$ vers la $d_{3/2}$. On a donc accès à l'énergie calculée pour l'état fondamental $E(0^+, ^{44}_{16}\text{S}_{28}) = -254.18$ MeV dont la fonction d'onde est pure. Le calcul "C + 1" sur le ⁴⁵Cl consiste à rajouter un proton sur l'orbitale $d_{3/2}$ afin d'avoir accès à l'énergie de l'état fondamental

$$E(3/2^+, {}^{45}_{17}\text{Cl}^{28}) = -278.34 \text{ MeV.}$$

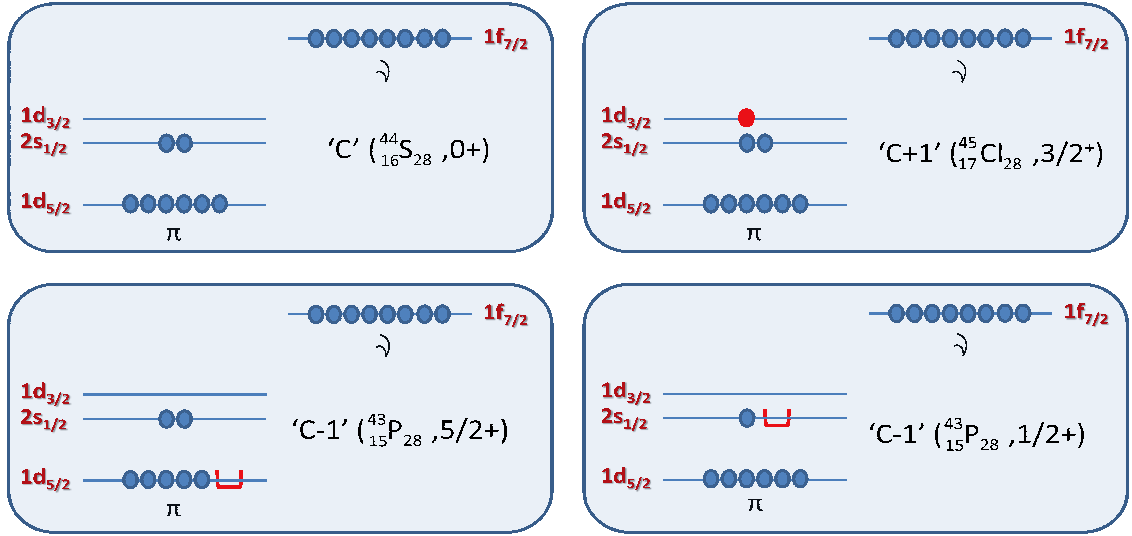


FIGURE 4.1 – Représentation schématique des configurations pures proton et neutron sondées par les calculs “C”, ”C+1” et “C-1” (voir le texte pour plus de détails). Les états aux fonctions d’onde pures obtenus par ces calculs sont utilisé dans la détermination des énergies de particule individuelle effectives protons.

Le calcul “C – 1” sur le ${}^{43}\text{P}$ consiste à retirer un proton de l’orbitale $s_{1/2}$ et interdire les excitations proton vers la couche $d_{3/2}$. Ainsi les états accessibles seront les états aux fonctions d’onde pures, $E(J^\pi = 1/2^+, {}^{43}\text{P}_{28}) = -229.47 \text{ MeV}$ et $E(J^\pi = 5/2^+, {}^{43}\text{P}_{28}) = -225.11 \text{ MeV}$ (voir la figure 4.1 pour une vision schématique de ces calculs).

Les énergies de particule individuelle effective proton sont définies comme la différence des énergies obtenues par le calcul C et les calculs $C \pm 1$ tel que :

$$\begin{aligned} ESPE(d_{5/2}) &= -[E(J = 0^+) - E(J = 5/2^+)] \\ ESPE(s_{1/2}) &= -[E(J = 0^+) - E(J = 1/2^+)] \\ ESPE(d_{3/2}) &= -[E(J = 3/2^+) - E(J = 0^+)] \end{aligned} \quad (4.1)$$

Les ESPE peuvent être déterminées selon le même principe pour les isotopes de soufre à $N = 20, 28, 32, 38, 40$. La figure 4.2 permet de suivre l’évolution de ces ESPE pour les isotopes de soufre.

Autour de $N = 28$, la quasi-dégénérescence en énergie des deux orbitales $\pi s_{1/2} - \pi d_{3/2}$ a pour effet de favoriser les excitations quadripolaires de proton au sein de ces sous-espaces composés d’orbitales séparées par deux unités de moment angulaire $\Delta l = 2$. On s’attend donc par la suite à avoir un mélange de configurations proton principalement dans les orbitales $\pi s_{1/2} - \pi d_{3/2}$. Pour les neutrons, la structure des noyaux riches en neutrons est elle aussi modifiée par l’évolution des énergies des orbitales de particule individuelle $f_{7/2}, p_{3/2}, f_{5/2}$ et $p_{1/2}$. De la même manière, on peut les calculer en fonction du nombre de

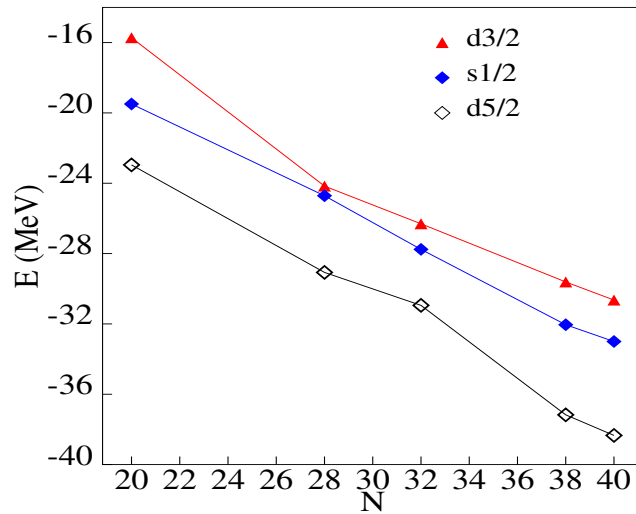


FIGURE 4.2 – Evolution des énergies de particule individuelle effective des orbitales proton $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ à $Z = 16$ en fonction du nombre de neutrons N .

proton $Z = 8, 14, 16, 20$ à $N = 28$. Par exemple à $Z = 16$, ces valeurs sont calculées selon le même principe que les protons, en calculant les énergies de particules individuelles accessibles, c'est à dire associées aux fonctions d'onde pures de plus basse énergie des noyaux ^{43}S , ^{44}S , ^{45}S . Les résultats sont reportés dans la Fig. 4.3 adoptée de la Ref. [8].

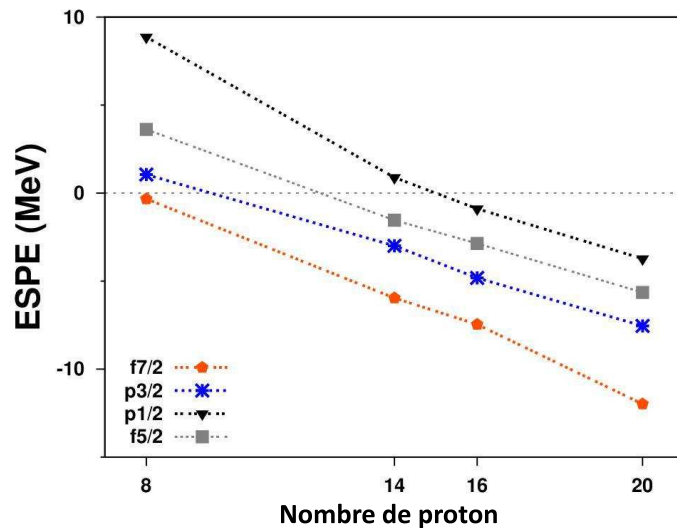


FIGURE 4.3 – Evolution des énergies de particule individuelle effective des orbitales $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$ en fonction de Z à $N = 28$.

On constate la réduction progressive du gap en énergie à $N = 28$, d'environ 500 keV par paire de protons retirée des couches sd . La différence des énergies des orbitales sphériques $\nu f_{7/2} - \nu p_{3/2}$ passe ainsi de 4.6 MeV pour le ^{48}Ca ($Z = 28, N = 28$), à 3.1 MeV

pour le ^{42}Si ($Z = 20, N = 28$) [8]. Expérimentalement, une réduction de même amplitude ($\simeq 330$ keV) a été déterminée à $N = 28$ via la réaction de transfert $^{46}\text{Ar}(d,p)^{47}\text{Ar}$ en cinématique inverse [29]. Une telle réduction, quoique modeste, favorise à son tour les excitations quadripolaires des neutrons de l'orbitale $1f_{7/2}$ vers l'orbitale $2p_{3/2}$.

4.2.2 Mélange de configurations

En référence aux énergies des orbitales de particule individuelle proton sd et neutron pf déterminées précédemment, la configuration naïve d'un noyau pour lequel les protons remplissent les orbitales à particule individuelle de plus basse énergie correspond, pour les protons des isotopes de soufre ($Z = 16$), au remplissage complet des orbitales $\pi d_{5/2}$ et $\pi s_{1/2}$ $[(\pi d_{5/2})^6(\pi s_{1/2})^2]$. Ainsi le nombre maximal d'excitations particule-trou dans cette configuration correspond à l'excitation de quatre protons des couches $1d_{5/2} - 2s_{1/2}$ vers la couche $1d_{3/2}$. Le nombre d'excitations particule-trou possible pour les protons est donc $n_\pi = 0, 1, 2, 3, 4$. Pour les neutrons, à $N = 27$, la configuration naïve de plus basse énergie correspond à un trou dans l'orbitale $f_{7/2}$ $[(f_{7/2})^{-1}]$. L'espace de valence considéré autorise donc l'excitation de 7 neutrons de la couche $1f_{7/2}$ vers les couches supérieures $2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$. Le nombre d'excitations particule-trou possibles pour les neutrons est donc $n_\nu = 0, \dots, 7$. Pour plus de clarté, nous serons amenés dans ce travail à employer les termes de configuration neutron *naturelle* et *intruse* pour décrire les contributions des neutrons dans la fonction d'onde d'un état donné. Une configuration neutron *naturelle* correspond simplement à la configuration associée au nombre d'excitation neutron le plus bas $n_\nu = 0$. Les configurations neutron *intruses* sont associées aux nombres d'excitation supérieurs $n_\nu = 1, 2, 3, \dots$

Dans le cas du ^{47}Ca , les protons remplissent intégralement l'espace de valence composé des orbitales sd . Ainsi seule la configuration proton $n_\pi = 0$ participe aux fonctions d'onde des états de ce noyau. Les sept neutrons de valence du ^{47}Ca forment quant à eux un trou dans l'orbitale $f_{7/2}$. Dans un calcul où l'on interdit les excitations neutrons sur des orbitales supérieures, l'état fondamental sera naturellement $J = 7/2$ avec une fonction d'onde pure, c'est à dire construite à 100% sur la configuration $(f_{7/2})^{-1}$. En revanche, autoriser les excitations neutron particule-trou sur les orbitales $2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ revient à construire des états dont les fonctions d'ondes résultent d'un mélange de configurations.

La Figure 4.4 représente les fonctions d'onde des états fondamentaux $7/2^-_{gs}$ et des premiers états excités $J = 3/2$ obtenues avec les calculs ouverts pour le ^{47}Ca et le ^{45}Ar sous la forme de graphiques à deux dimensions. La fonction d'onde d'un état est décomposée en terme d'excitation neutron (n_ν sur l'axe des abscisses) et proton (n_π sur l'axe des ordonnées). Le pourcentage de la contribution d'un couple (n_ν, n_π) à la fonction d'onde totale est proportionnel à la taille des cases centrées sur les points (n_ν, n_π) . Ce pourcentage est également reporté en chiffres à proximité des cases. Seules les contributions (n_ν, n_π) participant à plus de 5% de la fonction d'onde totale de l'état y sont représentées.

Pour l'isotope ^{47}Ca proche de la double fermeture de couche $N = 28, Z = 20$, la fonction d'onde de l'état fondamental $J = 7/2$ reste relativement pure, la configuration principale $n_\nu = 0 [(f_{7/2})^{-1}]$ participant à $\simeq 91\%$ de la fonction d'onde totale. Elle reflète le comportement à caractère particules individuelles des noyaux à proximité des nombres magiques. Le reste de la fonction d'onde correspond principalement (7%) à deux excitations neutron $n_\nu = 2$ sur l'orbitale $2p_{3/2}$. La fonction d'onde du premier état excité

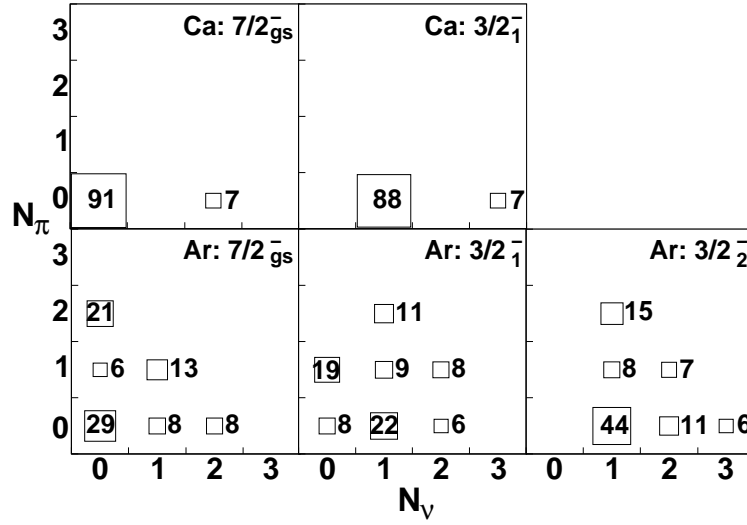


FIGURE 4.4 – Représentation des fonctions d’ondes des premiers états de spin/parité $7/2^-$ et $3/2^-$ des noyaux ^{47}Ca (partie haute) et ^{45}Ar (partie basse), dans le plan des configurations d’excitations proton (n_π) vs excitations neutron (n_ν) (voir le texte pour les détails). La figure est adoptée de la Ref. [30].

$J^\pi = 3/2^-_1$, calculée à 2.07 MeV, est également quasi-pure avec une configuration principale $n_\nu = 1$ (88%) correspondant à l’excitation d’un neutron sur l’orbitale $p_{3/2}$. Ces résultats sont en parfait accord avec les données expérimentales obtenues pour ce noyau [33]. En effet les facteurs spectroscopiques mesurés de l’état fondamental et du premier état excité à 2.02 MeV épuisent plus de 80 % des forces spectroscopiques respectivement associées aux orbitales de particule individuelle neutron $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$.

Les calculs des premiers états excités du ^{45}Ar aboutissent à une structure à basse énergie plus complexe que pour le ^{47}Ca . Ceci est principalement dû au retrait de deux protons sur les couches sd , permettant les excitations protons $n_\pi = 0, 1, 2$ construites sur la configuration $(\pi d_{5/2})^6(\pi s_{1/2})^2(\pi d_{3/2})^2$. Les fonctions d’ondes de l’état fondamental $7/2^-_1$ et des premiers états excités $3/2^-_1$ et $3/2^-_2$ du ^{45}Ar sont représentées sur la partie basse de la Figure 4.4. On peut déjà noter l’apparition d’un mélange de configurations dans la fonction d’onde de ces états, caractérisé par la fragmentation de la fonction d’onde dans le plan (n_π, n_ν) . La configuration principale de l’état fondamental correspond à $n_\pi = 0, n_\nu = 0$ et participe seulement à hauteur de 29% à la fonction d’onde totale. Cette configuration co-existe de manière quasi équivalente (21%) avec la configuration $n_\pi = 2, n_\nu = 0$, autorisée par les excitations protons dans le ^{45}Ar . Ceci est en accord avec la quasi-dégénérescence en énergie du couple d’orbitales $\pi s_{1/2} - \pi d_{3/2}$ vu ci-dessus, dans lesquelles les excitations quadripolaires des protons sont favorisées. Une fois sommée sur les excitations protons ($n_\pi = 0, 1, 2$), environ 60% de la fonction d’onde provient de la configuration neutron $n_\nu = 0$, montrant la similarité entre la structure des états fondamentaux des noyaux ^{47}Ca et ^{45}Ar . Notons qu’environ 13% de la fonction d’onde de l’état $7/2^-_{gs}$ correspond à la configuration ($n_\nu = 1, n_\pi = 1$). Celle-ci est issue du couplage entre le neutron individuel promu sur l’orbitale $p_{3/2}$ et le moment angulaire $J_\pi = 2^+$ construit par l’excitation d’un proton de l’orbitale $\pi s_{1/2}$ vers l’orbitale $\pi d_{3/2}$ $[(\pi d_{5/2})^6(\pi s_{1/2})^1(\pi d_{3/2})^3]$.

Comme on peut le voir sur la Fig. 4.4, l'état correspondant au premier état excité du ^{47}Ca correspond davantage au second état excité du ^{45}Ar ($3/2_2^-$). En effet la composante $n_\nu = 0$ est également nulle dans cet état. De plus, une fois sommée sur les contributions protons, la composante neutron $n_\nu = 1$ participe à environ 70% de la fonction d'onde totale de l'état.

Le premier état excité $3/2_1^-$ du ^{45}Ar est calculé à 479 keV et mesuré à 550 keV [30]. Cette faible énergie d'excitation rend compte du fort mélange de configurations dans la fonction d'onde de l'état, qui ne trouve pas d'équivalent dans la structure à basse énergie du ^{47}Ca , où les excitations protons sont exclues. En effet la fonction d'onde de l'état $3/2_1^-$ du ^{45}Ar résulte d'un mélange quasi-équivalent ($\approx 20\%$ de la fonction d'onde totale, voir Fig. 4.4) entre les composantes principales proton et neutron ($n_\pi = 0, n_\nu = 1$) et ($n_\pi = 1, n_\nu = 0$). La première configuration correspond à la configuration principale de l'état $3/2_2^-$ pour laquelle les excitations particule-trou des protons sont nulles $[(\pi d_{5/2})^6(\pi s_{1/2})^2(\pi d_{3/2})^2(\nu f_{7/2})^{-2}(\nu p_{3/2})^1]$. La seconde configuration provient du couplage entre la partie neutron, associée à un trou dans l'orbitale $f_{7/2}$, et la contribution des protons dans la construction du moment angulaire total, $J_\pi = 2$, issue de l'excitation d'un proton de l'orbitale $\pi s_{1/2}$ vers l'orbitale $\pi d_{3/2}$. Les facteurs spectroscopiques des états de basses énergies du ^{45}Ar sont en relativement bon accord avec ceux mesurés par la réaction de transfert $^{44}\text{Ar}(d, p)^{45}\text{Ar}$ (voir Fig. 6 de la ref. [30]). Leurs valeurs rendent compte de l'éloignement des états du ^{45}Ar du caractère de particule individuelle, c'est à dire des mélanges de configuration à l'œuvre dans leurs fonctions d'onde.

4.2.3 Energie de corrélation

Les mélanges de configuration observés ci-dessus sont la conséquence d'un gain d'énergie de corrélations pour ces états. Pour l'état fondamental du ^{47}Ca , pour lequel on interdit les excitations neutron sur les couches supérieures à l'orbitale $f_{7/2}$, la contribution multipolaire MuC à l'énergie totale de l'état est nulle, tandis que la contribution monopolaire $MoC = -298.5$ MeV. Dans le cas d'un calcul ouvert où les excitations neutrons sont autorisées, le mélange de configuration observé dans la fonction d'onde de l'état fondamental se traduit par un petit gain d'énergie de corrélation $MuC = -2.0$ MeV dans l'énergie totale de l'état fondamental, tandis que le premier état excité $3/2_1^-$ présente une énergie de corrélation $MuC = -4.5$ MeV. Dans le cas du ^{45}Ar , l'énergie multipolaire participe à hauteur de 10.2 MeV à l'énergie totale de l'état fondamental $7/2_{g.s.}^-$. Pour les états excités $3/2_1^-$ et $3/2_2^-$, les énergies de corrélation atteignent respectivement 11.4 et 12.0 MeV.

Pour comprendre une telle évolution de l'énergie de corrélation entre les noyaux ^{47}Ca et ^{45}Ar , il faut se rappeler que le Hamiltonien multipolaire H_M contient les corrélations quadripolaires apportées par les protons (Q_π) et les neutrons (Q_ν). Dans le ^{47}Ca , l'espace des protons sd étant fermé, les corrélations quadripolaires protons Q_π sont nulles. Par ailleurs, la fonction d'onde des neutrons est quasi-pure. On s'attend donc à ce que l'énergie de corrélation totale soit faible. Les mélanges de configurations à l'œuvre dans la fonction d'onde neutron du premier état excité $3/2_1^-$ se traduit par un gain supplémentaire de 2.5 MeV dans l'énergie multipolaire. Pour le noyau ^{45}Ar , le retrait de deux protons autorisant les excitations dans l'espace $\pi s_{1/2} - \pi d_{3/2}$ implique une contribution nouvelle des

corrélations quadripolaires protons Q_π dans le développement de la collectivité du noyau. Ces dernières caractéristiques se traduisent par un fort mélange de configurations (voir partie basse de la figure 4.4).

Afin de suivre l'évolution des corrélations à l'œuvre dans les noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couche $N = 28$, les énergies multipolaires des états fondamentaux des noyaux allant de $Z = 14$ à $Z = 20$ et à $N = 27, 28, 29$ sont représentées dans la figure 4.5. Cette dernière est adoptée d'une étude modèle en couches par Gauderoy [58]. L'amplitude des énergies de corrélation est représentée pour chaque noyau par une échelle de gris. L'énergie de corrélation croît progressivement à mesure que l'on se déplace vers les noyaux riches en neutrons. MuC est respectivement de 2, 11, 17 et 18 MeV dans les noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar , ^{44}S et ^{42}Si . En revanche, l'énergie multipolaire évolue peu au sein d'une chaîne isotopique. En effet, l'ajout de neutrons de $N = 27$ à $N = 29$ modifie de façon négligeable l'énergie de corrélation à un nombre fixe de protons, tandis que le retrait de protons à un nombre fixe de neutrons se traduit par un gain important d'énergie de corrélation.

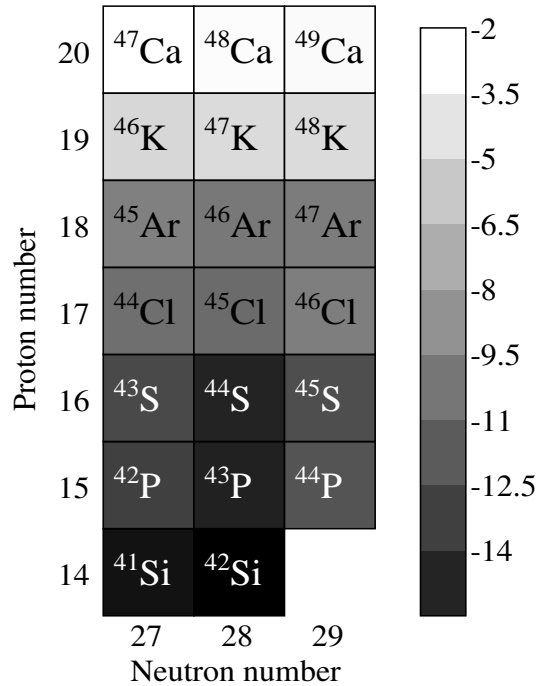


FIGURE 4.5 – Energie de corrélation, en MeV, des états fondamentaux associés aux trois chaînes d'isotones $N = 27, 28, 29$ partant des noyaux de Ca aux noyaux de Si et représentée par une échelle de gris.

Ces éléments montrent que les excitations protons dans les couches sd jouent un rôle important dans le développement de la collectivité des noyaux exotiques riches en neutrons autour de la fermeture de couche $N = 28$.

Plus récemment, Sohler *et al* a également mis en évidence le rôle de l'interaction proton-neutron dans le développement de la collectivité dans cette région [53]. Grâce aux données de spectroscopie gamma en vol sur les noyaux riches en neutrons $^{39}_{14}\text{Si}_{25}$ et $^{41}_{14}\text{Si}_{27}$, Sohler a pu observer un abaissement drastique de l'énergie d'excitation du premier état

intrus en neutron $3/2^-$ pour des noyaux évoluant de $Z=20$ à $Z=14$. En particulier, le premier état excité, observé à 672(14) keV, dans le ^{41}Si est significativement plus bas que le premier état excité du ^{47}Ca (2.014 MeV), suggérant un état fondamental déformé pour le ^{41}Si . Afin de comprendre le type de corrélation responsable de la déformation à l'œuvre autour de la fermeture de couche $N = 28$, les auteurs présentent une étude modèle en couches consacrée à l'évolution des énergies multipolaires des noyaux $^{35,37,39,41}\text{Si}$ en utilisant l'interaction SDPF-U[8]. L'énergie de corrélation de l'état fondamental $7/2_1^-$ est ainsi calculé en utilisant les trois espaces de valence suivants :

(i) les excitations proton de la couche $\pi d_{5/2}$ vers les couches supérieures $\pi s_{1/2} - \pi d_{3/2}$ sont interdites. Ainsi seules les excitations neutrons participent à l'énergie de corrélation totale de l'état.

(ii) les excitations neutrons de l'orbitale $f_{7/2}$ vers les orbitales supérieures $\nu p_{3/2}, \nu f_{5/2}, \nu p_{1/2}$ sont interdites (seules les excitations protons participent à l'énergie de corrélation totale).

(iii) Toutes les excitations neutron et proton sont autorisées dans l'espace $sdpf$: l'énergie de corrélation renferme les contributions proton, neutron et proton-neutron.

Les résultats sont reportés dans la figure 4.6.

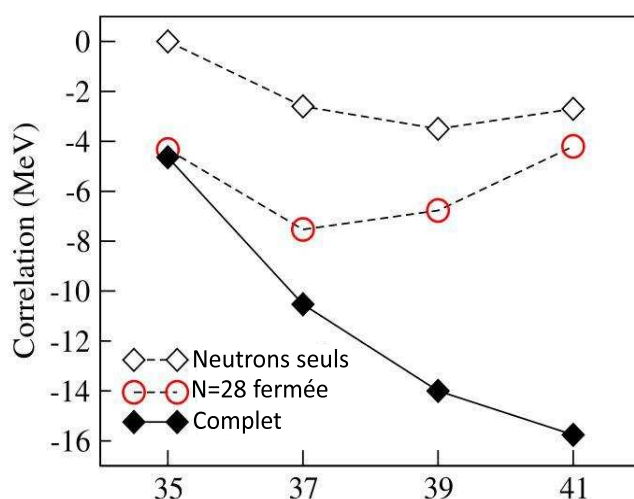


FIGURE 4.6 – Energies de corrélation calculées pour l'état $7/2_1^-$ dans les isotopes de Silicium issues des excitations : neutrons (diamants vides), protons (cercles vides) et proton, neutron et proton-neutron (diamants pleins). Voir le texte pour les détails.

Les contributions individuelles neutrons, tout comme les contributions individuelles protons, augmentent légèrement avec le nombre de masse A pour atteindre un maximum en milieu de couche ($N = 23, 25$), puis diminuent à $N = 28$. Ces comportements reflètent l'image des nombres $N = 20$ et $N = 28$ comme étant de bonnes fermetures de couches. En revanche l'énergie de corrélation totale associée à un calcul ouvert plonge de $N = 21$ (MuC=-4.5 MeV) à $N = 27$ (MuC=-15.8 MeV). Comparé au comportement quasi-statique des énergies de corrélation proton et neutron, le gain d'énergie de corrélation totale d'environ 11 MeV révèle le rôle important des excitations proton-neutron dans le développement de la collectivité pour ces noyaux. Comparé au gap en énergie entre les

orbitales sphériques $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$, il permet l'excitation des 5 neutrons de valence dans ces orbitales.

Ainsi, le long d'une chaîne isotonique autour de $N = 28$, les mélanges de configuration augmentent avec l'énergie de corrélation. L'effet combiné d'une réduction du gap $N = 28$ et d'un gain de l'énergie de corrélation tend à abaisser graduellement l'énergie des premiers états issus de configurations neutron intruses $n_v > 0$ (de 2-2.5 MeV de $Z = 20$ à $Z = 14$). A partir des isotopes de soufre ($Z < 17$), ces configurations neutron intruses deviennent les états les plus favorisés en énergie et sont observés comme les états fondamentaux des noyaux.

Ces effets sont observés expérimentalement par une apparition graduelle de la déformation à mesure que des protons sont retirés des couches *sd*. A $Z = 20$, les corrélations n'étant pas suffisamment développées, les noyaux présentent une forme sphérique. A $Z = 18$ les isotopes d'Argon présentent une légère déformation prolata [25, 38, 39]. A $Z = 16$, le gain en énergie de corrélation serait responsable de l'inversion des configurations naturelles et intruses dans les noyaux $^{43,44}\text{S}$, pour lesquels sont suspectés des coexistences de formes déformées prolata/sphérique. Cette prédiction est principalement basée sur les interprétations théoriques de récentes données expérimentales [43, 44, 41, 5, 108]. Enfin l'isotope de Silicium riche en neutrons ^{42}Si à $N = 28$ est prédit comme étant un noyau fortement déformé oblate [26, 8].

Nous nous intéressons dans cette étude au cas du noyau de ^{43}S , pour lequel la structure à basse énergie permet de vérifier le développement de la collectivité dans cette région.

4.3 Structure du noyau ^{43}S

Cette partie est dédiée à l'étude de la structure à basse énergie du ^{43}S . Elle sera divisée en une section relative à l'état des connaissances expérimentales du noyau, une étude de la bande fondamentale attendue dans le cadre du modèle couche, enfin une étude consacrée à la structure de l'état isomère.

4.3.1 Connaissances expérimentales

Les données expérimentales obtenues pour le noyau ^{43}S ces dernières années sont reportées sur la partie droite de la figure 4.7 (énergies d'excitation, facteur gyromagnétiques, probabilité de transition électromagnétiques $B(E2)$). La partie gauche présente le schéma de niveaux issu des calculs modèle en couches pour ce noyau. Les propriétés électromagnétiques (i.e. moment quadripolaire spectroscopique, moment magnétique, transitions électromagnétiques $B(E2)$ et $B(M1)$) sont évaluées en adoptant les charges effectives $e_\pi = 1.35e$, $e_\nu = 0.35e$ et facteurs gyromagnétiques $g_l^\pi = 1.1$, $g_s^\pi = 4.1895$, $g_l^\nu = -0.1$, $g_s^\nu = -2.8695$ [104] respectivement pour les protons et les neutrons.

Une première mesure d'excitation Coulombienne du noyau ^{43}S [20] a permis d'identifier un état excité à 940 keV avec un taux de transition $B(E2 \uparrow)$ de $175(69) e^2\text{fm}^4$, tous deux bien reproduits par les calculs modèle en couches. Un état isomère à 319(2) keV a été observé pour la première fois en 2000 par Sarazin [22] avec un temps de vie $T_{1/2} = 478(48)$ ns. La décroissance est alors déjà interprétée grâce aux calculs modèle

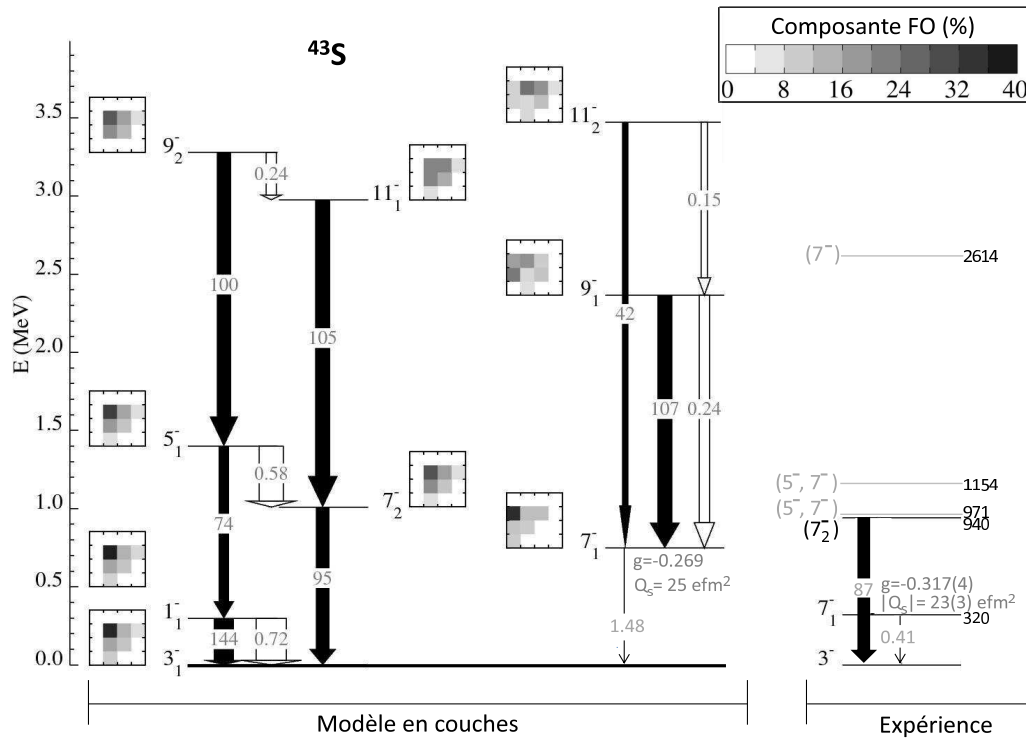


FIGURE 4.7 – Partie gauche : schéma de niveaux calculé pour le noyau ^{43}S . Seuls les états d'intérêt dans la discussion, labélés par leur valeur $2 \times J^\pi$, sont reportés. Les transitions électromagnétiques sont représentées par des flèches pleines (E2) et vides (M1). Les probabilités réduites de transition en $e^2\text{fm}^4$ (μ_N^2) pour les transitions E2 (M1) sont reportées au centre des flèches correspondantes. Les graphiques à deux dimensions remplis de carrés gris et reportés à côté de chaque état représentent les fonctions d'onde des états correspondants. L'axe des abscisses (des ordonnées) correspond au nombre d'excitation particule-trou des neutrons (n_v (protons n_π)) allant de 0 à 3, déterminés à partir de la configuration naturelle du noyau (voir le texte pour plus de détails). L'échelle de gris correspond à la contribution (en pourcent) d'une configuration donnée à la fonction d'onde totale d'un état. Partie droite : compilation des données expérimentales du ^{43}S .

en couches comme la transition de l'état $7/2_1^-$ vers l'état fondamental $3/2_1^-$. Plus récemment, le très bon accord entre les calculs modèle en couches et la mesure du moment magnétique de l'état isomère [$E^* = 320.5(5)$ keV, $T_{1/2} = 415(4)$ ns, $g^{exp} = -0.317(4)$][5] a permis d'en établir le spin-parité $J^\pi = 7/2^-$ issu principalement de la configuration neutron naturelle $(\nu f_{7/2})^{-1}$. En outre, le modèle en couches prévoit que l'état fondamental $J^\pi = 3/2^-$ présente une déformation axiale prolate et constitue la tête d'une bande rotationnelle découplée $K = 1/2$, issue majoritairement de la configuration neutron intrusive $(\nu f_{7/2})^{-2} (\nu p_{3/2})^1$. Récemment, Riley et al. ont déterminé la section efficace des états liés du ^{43}S par la réaction de knockout de neutron individuel $^9\text{Be}(^{44}\text{S}, ^{43}\text{S})\text{X}$ [47]. Deux états mesurés à 971 et 1154 keV présentent une faible section efficace, excluant de leur assigner une configuration caractérisée par un trou individuel neutron. A la place, la faible section efficace étaye l'interprétation de ces états comme appartenants à la bande rotationnelle

fondamentale prédite par les calculs modèle en couches et construite sur la configuration principale $(\nu f_{7/2})^{-2} (\nu p_{3/2})^1$.

4.3.2 Etat fondamental du ^{43}S

Pour davantage de visibilité, les fonctions d'onde des états reportés sur la figure 4.7 sont représentées à côté de chaque niveau sous la forme d'un graphique à deux dimensions. Elles sont décomposées en termes d'excitation particule-trou neutron (axe des abscisses) et proton (axe des ordonnées), partant de la valeur minimale $n_\pi, n_\nu = 0$ à la valeur maximale $n_\pi, n_\nu = 3$, les contributions d'excitation particule-trou d'ordres supérieurs apparaissant négligeables dans la fonction d'onde des états. Le pourcentage d'une configuration (n_π, n_ν) contribuant à la fonction d'onde totale d'un état est représenté par une échelle de gris.

En préambule de l'analyse de la structure à basse énergie du ^{43}S , nous pouvons d'ores et déjà noter que la plupart des états calculés dans ce noyau présentent une configuration majoritaire associée aux protons correspondant, une fois sommée sur les configurations neutrons, à deux excitations depuis l'orbitale $\pi s_{1/2}$ vers l'orbitale $\pi d_{3/2}$. En effet la configuration $n_\pi = 2$ contribue respectivement à 52 %, 54 %, 48 %, 51 % et 56% de la fonction d'onde des états de plus basse énergie $3/2_1^-$, $1/2_1^-$, $7/2_2^-$, $5/2_1^-$ et $7/2_1^-$, dont 65-75 % proviennent de la promotion de deux protons de l'orbitale $s_{1/2}$ vers l'orbitale $d_{3/2}$, en accord avec la quasi-dégénérescence des orbitales $\pi s_{1/2} - \pi d_{3/2}$ mentionnée précédemment.

D'après la Fig. 4.7, l'état fondamental $3/2_1^-$ constitue la tête d'une bande rotationnelle découplée à symétrie axiale $K = 1/2$ construite sur l'orbitale $\nu 2p_{3/2}$ et composée des états (notés ici par énergie croissante) $3/2_1^-$, $1/2_1^-$, $7/2_2^-$, $5/2_1^-$, $11/2_2^-$ et $9/2_1^-$. Le tableau 4.3 reporte les valeurs de moment quadripolaire spectroscopique Q_s , intrinsèque Q_i , l'énergie de corrélation MuC et le pourcentage de la configuration neutron $(f_{7/2})^{-2}(p_{3/2})^1$ dans la fonction d'onde totale de ces états appartenant à la structure déformée identifiée sur l'état fondamental. Les valeurs de moment quadripolaire intrinsèque sont déduites à partir des moment quadripolaires spectroscopiques calculées et de l'équation de changement de référentiel donnée dans l'eq. 2.9.

J^π	$(\nu f_{7/2})^{-2}(\nu p_{3/2})^1$	Q_s	Q_i	MuC
$3/2_1^-$	55	-12.53	62.66	-16.6
$1/2_1^-$	34	0	0	-16.8
$7/2_2^-$	53	-20.81	62.43	-15.7
$5/2_1^-$	31	-15.20	53.21	-16.0
$11/2_2^-$	43	-20.69	55.00	-14.2
$9/2_1^-$	24	-17.93	49.31	-15.0

TABLE 4.3 – Propriétés spectroscopiques des états appartenant à la structure déformée de l'état fondamental dans le ^{43}S : moments quadripolaires spectroscopique Q_s et intrinsèque Q_i en efm^2 (calculé en supposant une bande rotationnelle découplée avec $K = 1/2$), et contribution multipolaire de l'énergie totale des états MuC en MeV.

La bande fondamentale rotationnelle découplée est identifiée par :

- (i) De fortes probabilités de transitions électrique $B(E2)$ entre les états séparés par un moment angulaire $\Delta J = 2$.
- (ii) De fortes probabilités transitions magnétiques $B(M1)$ entre les états séparés par un moment angulaire $\Delta J = 1$.
- (iii) Un moment quadripolaire intrinsèque constant à 10% près autour d'une valeur moyenne $Q_i^{SM} \simeq 57e.fm^2$ (voir le tableau 4.3)
- (iv) Une fonction d'onde constante le long de la bande.
- (v) Un comportement en énergie des états typiques d'une bande rotationnelle découplée $K = 1/2$.

La figure 4.8 représente les fonctions d'ondes projetées sur les configurations proton des premiers états excités de la bande rotationnelle découplée construite sur l'état fondamental. Elles sont décomposées en termes d'excitations neutron $n_v = 0, 1, 2, 3$, les contributions correspondant à des excitations d'ordre supérieurs étant négligeables. Seules les configurations participant à plus de 5 % de la fonction d'onde totale sont représentées. La configuration neutronique principale intruse $n_v = 1$, une fois sommée sur les configuration protons, participe respectivement à hauteur de 62 %, 61 %, 57 % et 56 % des fonctions d'onde totales des états $3/2_1^-$, $1/2_1^-$, $7/2_2^-$ et $5/2_1^-$. La plupart de ces configurations intruses $n_v = 1$ sont issues (entre 56% et 89%) de l'excitation d'un neutron sur la couche $\nu 2p_{3/2} [(\nu f_{7/2})^{-2} (p_{3/2})^1]$ (voir tab. 4.3). Le reste des fonctions d'onde correspond à des configurations intruses d'ordre supérieur ($n_v = 2$ et 3), la configuration naturelle $n_v = 0 [(\nu f_{7/2})^{-1} (p_{3/2})^0]$ participant à moins de 1 %. Notons que la formation d'un état fondamental de spin $J = 3/2$ issu de la configuration naturelle neutron $[(\nu f_{7/2})^{-1}]$ impliquerait une participation non nulle du moment angulaire formé par les protons J_π . En effet, le spin total d'un état résulte du couplage des moments angulaires individuels apportés par les neutrons (J_ν) et les protons (J_π) tel que $J = J_\nu \otimes J_\pi$. Ainsi, le couplage d'un moment angulaire issu d'un trou sur l'orbitale $f_{7/2}$ ($J_\nu = 7/2$) avec un moment angulaire proton nul ($J_\pi = 0$) forme le spin total unique $J = 7/2$. En revanche le couplage avec un moment angulaire proton $J_\pi = 2$ forme les états de spin $J = 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$ et $11/2$.

Par ailleurs, la forte contribution de l'énergie de corrélation moyenne $MuC \simeq 16$ MeV dans l'énergie totale de ces états (tableau 4.3) se traduit par un fort mélange de configurations dans leur fonctions d'onde, visibles sur la Figure 4.7. La contribution importante des excitations neutron de la couches $f_{7/2}$ vers la couche $p_{3/2}$ d'une part, et des excitations proton de la couche $s_{1/2}$ vers la couche $d_{3/2}$ d'autre part, sont en outre favorisées par les interactions de type quadripolaires.

Les propriétés énergétiques et électromagnétiques des états de la bande fondamentale sont caractéristiques d'un noyau présentant une déformation à symétrie axiale. Dans cette hypothèse, il est possible de déduire le paramètre de déformation β^{MC} pour l'état fondamental de la relation :

$$Q_0^{MC} = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} Z(r_0 A^{1/3})^2 \beta^{MC} \left(1 + \sqrt{\frac{5}{64\pi}} \beta^{MC} \right) \quad (4.2)$$

avec un paramètre standard $r_0 = 1.20$ fm. A partir de la valeur du moment quadripolaire de l'état fondamental $Q_{3/2_1^-}^{MC} = 62.66$ efm², on obtient $\beta^{MC} = 0.30$. La structure d'un noyau présentant une déformation à symétrie axiale est généralement bien représentée par le modèle particule-plus-rotor [109]. En utilisant le paramètre d'inertie $\hbar^2/2\mathfrak{J} = 109$ keV,

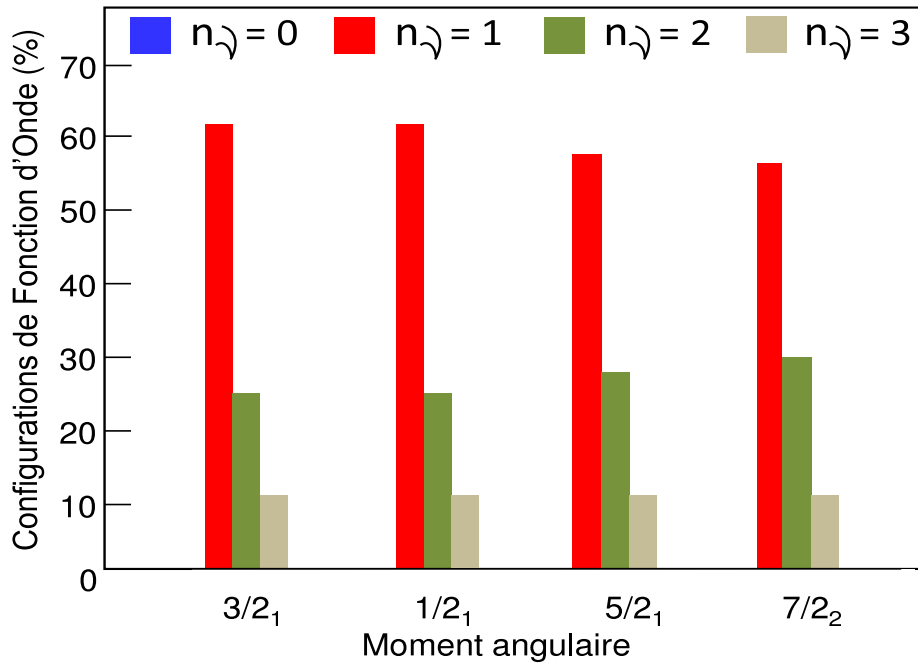


FIGURE 4.8 – Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_\nu = 0$) et intrusive ($n_\nu = 1, 2, 3$) dans les fonctions d’onde des états appartenants à la bande de rotation identifiée dans le ^{43}S sommé sur les configurations proton. Les composantes contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.

ainsi que le paramètre de découplage $a = -1.384$, on obtient un accord remarquable entre les niveaux d’énergie issus de calculs modèle en couches et du modèle particule-plus-rotor (voir la référence [5] pour plus de détail). La cohérence globale entre ces deux modèles confirme la nature $K = 1/2$ de la bande fondamentale du ^{43}S présentant une déformation à symétrie axiale.

Ces résultats sont en accord avec des calculs de champ moyen Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) et au-delà du champ moyen réalisés en symétrie axiale et en utilisant la force effective de Gogny D1S [110]. La technique de blocage est ici utilisée pour traiter le neutron célibataire dans les calculs HFB. Les courbes d’énergie potentielle résultantes sont reportées sur la figure 4.9 en fonction du paramètre de déformation β .

Le neutron célibataire a été bloqué sur l’orbitale $\nu f_{7/2}$ (symboles ouverts sur la figure 4.9) ou sur l’orbitale $\nu p_{3/2}$ (symboles pleins sur la figure 4.9). La méthode des coordonnées génératrices (GCM) dans l’approximation du recouvrement Gaussien (GOA) a été appliquée pour réaliser les mélanges de configurations des états HFB [112]. Les états résultants sont représentés dans les cases grises sur la Figure 4.9. Leur position donne le paramètre de déformation moyen β (abscisse) et l’énergie (ordonnée) de ces états. Ces calculs prédisent également un état fondamental construit sur la configuration

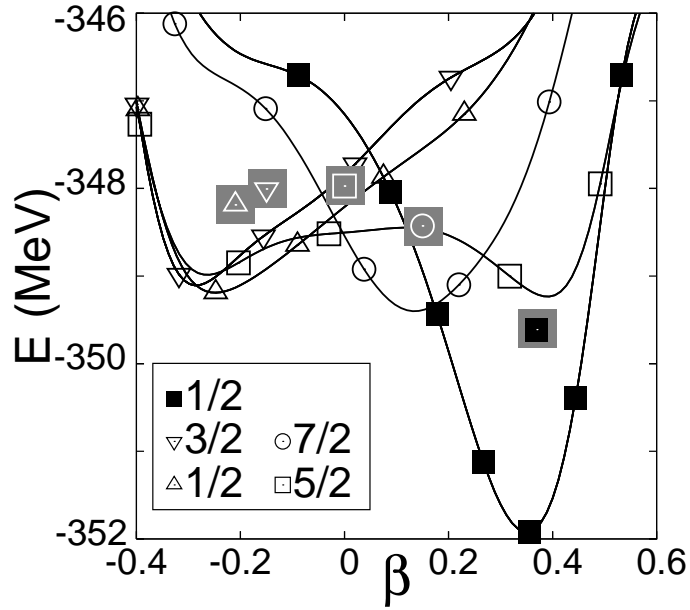


FIGURE 4.9 – Courbes d'énergie potentielle pour les premiers états bloqués du ^{43}S . Les états sont labélés par leur valeur K . Le neutron célibataire a été bloqué sur l'orbitale $\nu f_{7/2}$ (symboles ouverts) ou sur l'orbitale $\nu p_{3/2}$ (symboles pleins). Les états résultants de la méthode des coordonnées génératrices (GCM) dans l'approximation du recouvrement Gaussien (GOA) sont représentés dans les cases grises.

$K = 1/2$ issue de l'orbitale $\nu p_{3/2}$, avec un paramètre de déformation $\beta^{MF} = 0.37$ et un moment quadripolaire intrinsèque $Q_0^{MF} = 65 \text{ efm}^2$. Les calculs des paramètres d'inertie $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 119 \text{ keV}$ et de découplage $a = -1.126$ sont également en accord avec les résultats du modèle particule-plus-rotor.

4.3.3 Etat isomère du ^{43}S

Le moment quadripolaire spectroscopique de l'état $J^\pi = 7/2_1^-$ du ^{43}S calculé est de $Q_s^{SM} = +25 \text{ efm}^2$, en remarquable accord avec la valeur mesurée dans ce travail $|Q_s(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 23(3) \text{ efm}^2$. Une telle valeur est significativement supérieure à celle que l'on pourrait attendre dans le cas d'un trou individuel sur l'orbitale $\nu f_{7/2}$, qui vaut $Q_{s.p.} \simeq 4 \text{ efm}^2$. Cette valeur a été obtenue en utilisant la relation simple $Q_{s.p.} = -e_j \frac{2j-1}{2j+2} \langle r_j^2 \rangle$, où $e_j = 0.35e$ est la charge effective du neutron non apparié sur l'orbitale $\nu f_{7/2}$ et $\langle r_j^2 \rangle = 17 \text{ fm}^2$ le rayon carré moyen de cette orbitale. Il est estimé en utilisant la fonction d'onde obtenue par un potentiel de Wood-Saxon $U(r) = \frac{U_0}{1+e^{-\frac{r-R_0}{a}}}$ avec les paramètres standards de profondeur de puits $U_0 = -50 \text{ MeV}$, de rayon du noyau $R_0 = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 = 1.2 \text{ fm}$, et de diffusivité $a = 0.7 \text{ fm}$. Cette limite à particule individuelle est en parfait accord avec la valeur du moment quadripolaire spectroscopique calculée en modèle en couches pour le ^{47}Ca , où $Q_s^{SM}(^{47}\text{Ca}_{g.s.}) = 3.9 \text{ efm}^2$. Nous avons vu dans la section 4.2.2 que la fonction d'onde de l'état fondamentale du noyau sphérique ^{47}Ca est quasi-pure dans la configuration $\nu f_{7/2}^{-1}$, de concert avec une faible énergie de corrélation.

Pour le ^{43}S , le désaccord entre la valeur mesurée $Q_s(7/2_1^-)$ et celle obtenue par le cas limite de particule individuelle indique que des corrélations sont à l'œuvre dans l'état isomère. Ainsi, les calculs modèle en couches ont été étendus aux états à plus haute énergie d'excitation pour rechercher une structure déformée construite au-dessus de l'état isomère. Seuls les états $9/2_1^-$ et $11/2_2^-$, représentés sur la Fig. 4.7, présentent des transitions électromagnétiques non négligeables entre eux et l'état isomère ($B(E2) > 20 e^2\text{fm}^4$ et $B(M1) > 0.1\mu_N$).

En particulier, l'état $9/2_1^-$ présente des probabilités de transition électromagnétique vers l'état isomère $7/2_1^-$ non négligeables, $B(E2 : 9/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-) = 107 e^2\text{fm}^4$ et $B(M1 : 9/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-) = 0.24 \mu_N^2$. En revanche, les probabilités de transitions entre l'état $11/2_2^-$ et les états $7/2_1^-$ et $9/2_1^-$ sont inférieures, avec $B(E2) = 42 e^2\text{fm}^4$ et $B(M1) = 0.15 \mu_N^2$.

Afin de sonder l'impact de la structure neutronique sur ces états, les fonctions d'onde des états construits sur l'isomère sont projetées sur les configurations proton et reportées sur la figure 4.10. Afin de faciliter la comparaison, la fonction d'onde de l'état fondamental est également reportée sur la figure 4.10.

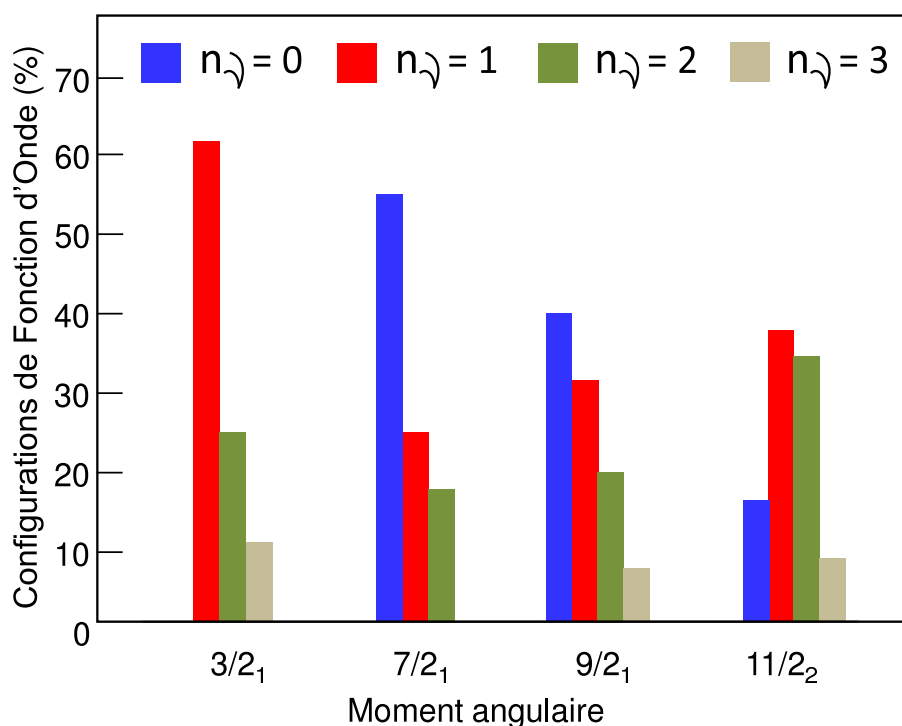


FIGURE 4.10 – Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_\nu = 0$) et intruse ($n_\nu = 1, 2, 3$) sommées sur les configurations proton dans les fonctions d'onde des états construits au-dessus de l'état isomère du ^{43}S . L'état fondamental $3/2_1$ est également représenté pour comparaison. Les composantes contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.

Pour l'état isomère, la configuration neutronique naturelle $(\nu f_{7/2})^{-1}$ participe à plus

de la moitié de la fonction d'onde (53%). Cependant, le reste de la fonction d'onde (i.e., 47%) provient de configurations neutroniques intruses, dont la majorité correspondent à l'excitation d'un (24%) ou deux (17%) neutrons à travers le gap $N = 28$. La configuration neutronique naturelle diminue graduellement pour les fonctions d'onde totales des états de moment angulaire supérieurs $9/2_1$ (40%) et $11/2_2$ (15%). Pour ce dernier, la configuration naturelle n'est plus la contribution dominante de la fonction d'onde totale, où les configurations correspondant à une ou deux excitations neutron participent respectivement à 38% et 34% à la fonction d'onde totale de l'état.

L'absence d'une fonction d'onde intrinsèque le long des états construits sur l'isomère $7/2_1^-$ ne permet pas d'interpréter la structure comme déformée. La quantité relativement élevée de l'énergie multipolaire contribuant aux énergies totales de ces états [$MuC(7/2_1^-) = -13.0$ MeV, $MuC(9/2_1^-) = -12.5$ MeV et $MuC(11/2_1^-) = -13.8$ MeV], est reflétée par :

- (i) la contribution non négligeable des configurations intruses dans la fonction d'onde neutron de l'isomère, plus importante encore pour les états de moments angulaires supérieurs.
- (ii) les mélanges de configuration.

Ces résultats montrent que des corrélations sont à l'œuvre dans l'état isomère $7/2_1^-$ du ^{43}S .

Résumé

Nous avons vu dans cette section que les calculs modèle en couches prédisent une structure à basse énergie du noyau ^{43}S caractérisée par une bande rotationnelle découplée $K = 1/2$ construite sur l'état fondamentale $3/2_1^-$ et issue de la configuration neutron $(\nu f_{7/2})^{-2}(\nu p_{3/2})^1$. Les propriétés énergétiques et électromagnétiques des états de la bande sont caractéristiques d'un noyau présentant une déformation à symétrie axiale. La valeur du moment quadripolaire spectroscopique de l'état isomère $|Q_s(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 23(3)$ efm², en remarquable accord avec la valeur calculée en modèle en couches, est significativement plus importante que celle attendue dans le cas d'un état à particule individuelle issu de la configuration neutron naturelle $(\nu f_{7/2})^{-1}$. Dans l'approche modèle en couches, aucune structure déformée n'est identifiée au-dessus de l'état isomère. Par ailleurs, bien que la configuration neutron naturelle $(\nu f_{7/2})^{-1}$ soit dominante dans la fonction d'onde de l'état isomère, les calculs montrent que des configurations neutron intruses ont un impact non négligeable sur la structure de cet état.

Pour asseoir une telle description de la structure à basse énergie du ^{43}S , plusieurs informations expérimentales peuvent être obtenues. Des expériences de spectroscopie gamma permettraient d'identifier les états de la bande fondamentale du ^{43}S , dont cinq sont prédits à basse énergie (<1.4 MeV), ainsi que les transitions électromagnétiques $B(E2)$ et $B(M1)$ entre ces états. Pour cela, un dispositif expérimental impliquant une sphère de détecteurs gamma entourant une cible à fragmentation ainsi qu'un système de détection des noyaux de recul (par exemple des détecteurs Silicium) seraient nécessaires. L'utilisation d'une double réaction de fragmentation permettrait d'augmenter le rapport de noyaux de ^{43}S produits autour de la cible afin d'optimiser les mesures de coïncidence gamma. Une mesure du moment magnétique de l'état fondamental permettrait d'en

confirmer le spin $J = 3/2_1$ et la configuration majoritaire $(1f_{7/2})^{-1} (2p_{3/2})^1$ (cette dernière pouvant être testée par une mesure de transfert), tandis qu'une mesure de son moment quadripolaire confirmerait la déformation de l'état fondamental du ^{43}S , prédit avec un paramètre de déformation axiale $\beta = 0.3$. De telles mesures nécessitent l'utilisation de la méthode dite $\beta - \text{NMR}$, appliquée aux mesures de moments nucléaires des états fondamentaux, et dont une description peut être trouvée dans la Ref. [82]. La mesure des moments quadripolaires spectroscopiques des états de courte durée de vie appartenant à la bande rotationnelle fondamentale peuvent être quant à eux mesurés par la méthode dite de *Transient Field* [82]. La spectroscopie gamma permettrait également de confirmer l'existence des états $9/2_1^-$ et $11/2_2^-$ construits sur l'état isomère.

Nous proposons dans la prochaine partie une étude modèle en couches systématique des isotopes de soufre pair-pair autour de la fermeture de couche $N = 28$, $^{42,44,46}\text{S}$, afin d'identifier des caractéristiques de déformations triaxiales dans leur structure à basse énergie. Nous verrons qu'un léger degré de liberté triaxial semble également impacter la structure à basse énergie du ^{43}S , probablement responsable de la déviation du moment quadripolaire spectroscopique de l'état isomère du cas limite de particule individuelle.

Chapitre 5

Isotopes de Soufre pair-pair autour de $N=28$

Récemment, Rodríguez et Egido ont reporté une étude au-delà du champ moyen relative à la structure à basse énergie du noyau voisin ^{44}S [60]. Dans leur approche, le ^{44}S présente une bande fondamentale rotationnelle prolata, mais l'état 0_{gs}^+ est soumis à un mélange de formes où le degré de liberté triaxial n'est pas négligeable. En outre, une quasi-bande gamma est également reportée à basse énergie. L'importance de la triaxialité reportée dans la Ref. [60] est à l'origine de la seconde partie de ce travail. Celle-ci a pour objet de mesurer, dans le cadre du modèle en couches, l'impact de la triaxialité dans la structure à basse énergie du ^{43}S . Nous présentons ainsi une étude systématique de la structure des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$ à proximité de la fermeture de couche $N = 28$. Nous développerons enfin les liens de parenté entre ces structures et les états identifiés dans le ^{43}S .

5.1 Etat des connaissances des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$

5.1.1 Discussion sur le ^{44}S

De nombreux résultats expérimentaux ont récemment été obtenus pour le noyau ^{44}S [43, 44, 46, 45]. Ils sont reportés sur la partie droite de la figure 5.1 avec leurs valeurs de transitions électriques $E0$ et $E2$.

La nature déformée de l'état fondamental du ^{44}S est suggérée depuis le début des années 90 par la combinaison d'un court temps de vie de décroissance β du noyau, incompatible avec un surcroît de stabilité associé au nombre magique $N=28$, et une faible probabilité d'émission de neutrons retardés [4] d'une part, la faible énergie du premier état excité 2_1^+ [1297(18) keV] et une détermination de la probabilité de transition réduite de l'état 2^+ vers le fondamental $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 63(18) e^2 \text{ fm}^4$ d'autre part [19] (voir figure 5.1 pour l'état 2_1^+). Plus récemment, l'énergie précise du premier état excité 2^+ à 1329(1) keV a été déterminée par l'étude de la décroissance de l'état isomère 0_2^+ [43, 44], observé pour la première fois à 1365 keV dans la Ref. [43]. Les propriétés de décroissances de l'état isomère 0_2^+ ont été mesurées pour la première fois dans la Ref. [44] et conduisent à la probabilité réduite de transition $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_2^+) = 8.4(26) e^2 \text{ fm}^4$ et la force monopolaire $\rho^2(E0 : 0_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 8.7(7) \times 10^{-3}$. Trois nouvelles raies gamma d'éner-

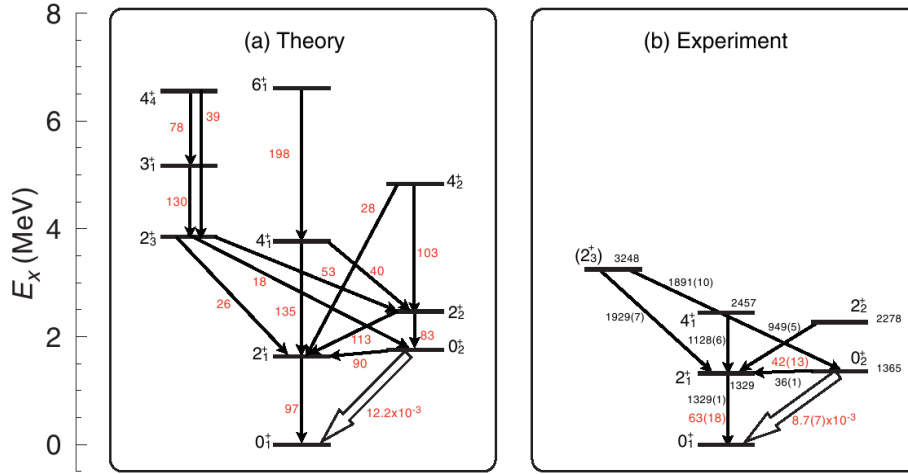


FIGURE 5.1 – Spectres théorique (à gauche) et expérimental [44, 45] (à droite) du ^{44}S . Les valeurs des transitions électriques $B(E2)$ sont en $e^2\text{fm}^4$. Les flèches vides représentent les transitions $E0$ avec leur valeur correspondante en ρ^2 . Les radiations γ et les énergies d'excitation sont reportés en keV. La figure est adoptée de la Ref. [60].

gie 949(5), 1128(6) et 1929(7) keV ont été observées dans la Ref. [45], en coïncidence avec la transition du premier état excité vers l'état fondamental $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. Ces transitions sont interprétées comme peuplant directement l'état 2_1^+ à partir de trois états situés respectivement à 2278, 2457 et 3248 keV. Aux deux premiers états sont attribués les spin 2^+ et 4^+ à partir d'une mesure de distributions en moments [45]. L'effet doppler observé sur la radiation gamma associée à la décroissance de l'état 4_1^+ vers l'état 2_1^+ est en accord avec les simulations d'une émission gamma retardée avec un temps de vie d'environ 50 ps. L'état 4_1^+ est interprété par Santiago *et al* dans le cadre du modèle en couches comme la tête d'une bande $K = 4$ à forte déformation axiale prolata [45]. Enfin, un spin 2^+ a été attribué à l'état situé à 3248 keV du fait de ses deux transitions vers les états 2_1^+ et 0_2^+ .

Dans leurs travaux, Rodríguez et Egido comparent les résultats des calculs au-delà du champ moyen aux données expérimentales [60] interprétées dans le cadre du modèle en couches. Ces deux approches sont caractérisées par des différences notables d'interprétation de la structure à basse énergie du noyau de ^{44}S . Pour ce noyau, Rodríguez et Egido obtiennent des fonctions d'ondes issues de mélange de configuration calculés à partir de la méthode de la Coordonnée Génératrice (GCM) [111] avec conservation de symétries telles que le nombre de particules et le moment angulaire total. Ainsi les états sont une combinaison linéaire d'états propres de type Hartree-Fock-Bogoliubov basés sur l'interaction de Gogny D1S [110] et projetés sur le nombre de particules et le moment angulaire total. Cette méthode inclut des mélanges de formes axiales et triaxiales et conduit aux calculs de champ moyen les plus sophistiqués actuellement. Le schéma de niveaux obtenu après la restauration des symétries et des mélanges de forme est reporté sur la partie gauche de la figure 5.1. Les états ont été regroupés en bandes en fonction de leurs plus grandes valeurs de $B(E2)$. La bande construite sur l'état fondamental regroupe les états 2_1^+ , 4_1^+ et 6_1^+ . Les états 2_2^+ et 4_2^+ forment une structure construite sur l'état isomère 0_2^+ . Enfin une structure est identifiée sur le troisième état 2^+ qui implique les états 3_1^+ et 4_4^+ .

Les fortes transitions interbandes reflètent les forts mélanges à l'œuvre dans la structure sous-jacente des états.

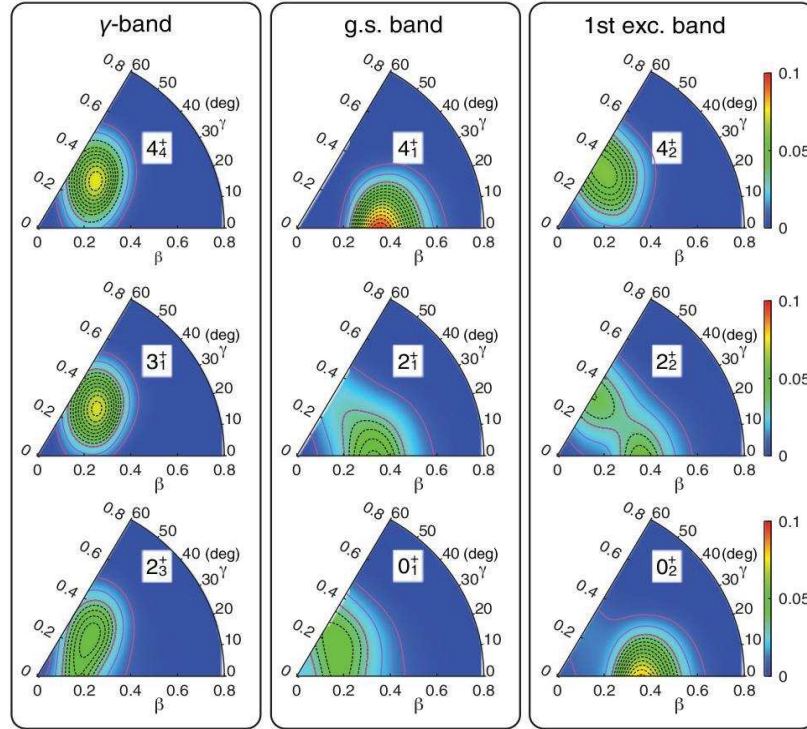


FIGURE 5.2 – Fonctions d’onde collectives des états d’intérêt (voir le texte) dans la structure à basse énergie du ^{44}S représentées dans le plan triaxial (β, γ) et adoptée de la Ref. [60].

Les fonctions d’ondes collectives des états d’intérêt sont présentées sur la figure. 5.2 dans un plan triaxial (β, γ) . Le tableau 5.3 reporte la distribution de la projection du moment angulaire K dans la fonction d’onde totale des états d’intérêt ainsi que les moments quadripolaires spectroscopiques calculés.

En accord avec les fortes connexions interbandes identifiées dans la figure 5.1, les fonctions d’onde présentées dans la figure 5.2 sont très étalées dans le plan (β, γ) et soumises à d’importantes variations selon les états d’une même bande.

De plus, l’état fondamental 0_1^+ ne correspond pas à un état sphérique, comme ce serait le cas si $N = 28$ était un nombre magique, mais à un mélange de déformations pour lequel le degré de liberté triaxial joue un rôle important. Ce mélange est reflété par la forte diffusivité de la fonction d’onde de l’état 0_1^+ sur le plan (β, γ) (fig. 5.2). La fonction d’onde de l’état 2_1^+ appartenant à la bande construite sur l’état fondamental perd en diffusivité et trouve son maximum de probabilité autour du paramètre de déformation axiale $\beta = 0.35$. L’état 2_1^+ présente cependant un mélange de configurations à déformation

I_σ^+	$K = 0$	$ K = 2$	$ K = 4$	$Q_{\text{spec}} (e \text{ fm}^2)$
0_1^+	1.000			0
2_1^+	0.942	0.058		-9.2
4_1^+	0.982	0.017	0.001	-26.1
0_2^+	1.000			0
2_2^+	0.905	0.095		1.2
4_2^+	0.794	0.067	0.005	18.6
2_3^+	0.442	0.558		-13.0
3_1^+	0.000	1.000	0.000	-0.5
4_4^+	0.185	0.682	0.133	14.8

FIGURE 5.3 – Distribution du nombre quantique $|K| \leq 4$ dans les fonctions d’ondes des états d’intérêt (voir le texte) dans la structure à basse énergie du ^{44}S et leurs moments quadripolaires spectroscopiques calculés associés. Le tableau est adopté de la Ref. [60].

axiale et triaxiale plus importante que l’état 4_1^+ dont le maximum de la fonction d’onde se trouve davantage localisé sur l’axe de déformation axiale avec $\beta = 0.35$. Cette interprétation diffère légèrement de celle proposée dans le cadre du modèle en couche, où l’état fondamental du ^{44}S est interprété comme étant déformé prolata avec $\beta = 0.25$. [44].

En outre, Rodríguez et Egido identifient une bande construite sur le premier état excité 0_2^+ composée des états 2_2^+ et 4_2^+ et dont les fonctions d’ondes sont principalement construites sur la configuration $K = 0$ (respectivement 90% et 79% de la fonction d’onde totale des états 2_2^+ et 4_2^+). La fonction d’onde de la tête de bande 0_2^+ voit son maximum de probabilité sur l’axe de déformation axiale prolata avec $\beta \simeq 0.4$. Cette déformation évolue le long de la bande, avec une fonction d’onde de l’état 2_2^+ présentant un fort mélange de déformations axiales prolata et oblate, tandis que l’état 4_2^+ est dominé par une déformation oblate (voir la fig. 5.2). Ces résultats diffèrent à nouveau de précédentes conclusions présentées dans le cadre du modèle en couches. En effet Force et al. interprètent les états 0_2^+ et 2_2^+ comme des états sphériques [44]. Notons toutefois que cette interprétation modèle en couches de l’état 0_2^+ est principalement déduite des propriétés de l’état excité 2_2^+ , pour lequel est calculé un moment quadripolaire quasi-nul, $Q_s(2_2^+) = 1.8 \text{ efm}^2$. Nous discuterons ce point plus précisément au cours du chapitre.

Enfin Rodríguez et Egido soulignent un degré de liberté triaxial non négligeable dans la structure du ^{44}S par l’identification d’une quasi-bande gamma à basse énergie construite sur l’état 2_3^+ et incluant les états 3_1^+ et 4_4^+ [60]. Les distributions du nombre quantique K (tableau 5.3) dans les fonctions d’ondes totales de ces états suivent les caractéristiques d’une déformation triaxiale, à savoir un fort mélange $K = 0, 2$ pour les états de moment angulaire total J pairs, et $K = 2$ pour les états de J impairs. Par ailleurs, la structure conserve une fonction d’onde intrinsèque dont le maximum de probabilité est localisé autour des

paramètres de déformation $(\beta, \gamma) = (0.3, 40^\circ)$. Les propriétés de moment quadripolaire spectroscopique des états le long de la bande suivent également le comportement typique d'états triaxiaux avec une déformation oblate, respectivement négatif, nul et positif pour les états $2_3^+, 3_1^+$ et 4_4^+ .

Enfin, notons qu'aucun état 4^+ construit sur la configuration $K = 4$ n'est ici identifié à basse énergie, à l'inverse de la ref. [45]. Nous aurons également l'occasion de revenir sur ce point au cours du chapitre.

L'importance du degré de liberté triaxial dans ce noyau voisin au ^{43}S jette un nouveau regard sur sa structure à basse énergie, interprétée jusque-là dans le cadre d'une coexistence d'états sphériques et déformés axiaux prolates [5, 108]. Afin de vérifier l'impact de la triaxialité sur la structure du ^{43}S , une étude systématique des noyaux voisins ^{42}S , ^{44}S et ^{46}S est présentée dans le cadre du modèle en couches.

5.1.2 Les noyaux $^{42,46}\text{S}$

Pour le noyau ^{42}S , les données reportées dans la ref. [24] et leur interprétation dans le cadre du modèle en couches [31, 24] et du champ moyen [24, 48, 49] révèlent une bande à déformation axiale construite sur l'état fondamental et une bande gamma-soft. La partie gauche de la figure 5.4 présente les schémas de niveau du ^{42}S issus des données expérimentales et des calculs spécifiques de modèle en couches et champ moyen adoptés de la Ref. [24]. Les trois états $0_1^+, 2_1^+$ et 4_1^+ composant la bande fondamentale ont été observé expérimentalement. La bande gamma-soft est formée des états $2_2^+, 3_1^+$ et 4_2^+ , dont seul l'état 2_2^+ a été assimilé au niveau observé à 2.779 MeV. Enfin, les calculs modèle en couches et champ moyen prédisent l'existence d'un état excité 0_2^+ autour de l'énergie $E(0_2^+) \simeq 3.5 - 3.9$ MeV.

La partie droite de la figure 5.4 reporte la surface de l'énergie potentielle du ^{42}S obtenue par des calculs champ moyen Hartree-Fock-Bogoliubov en fonction des paramètres de déformation β, γ [24]. On peut voir que la surface d'énergie potentielle du ^{42}S ne présente pas de minima notables mais une distribution diffuse sur le plan (β, γ) , caractéristique d'une déformation triaxiale soft. Les calculs de modèle en couches de la Ref. [31] conduisent à un paramètre de déformation triaxiale γ compris entre 5° et 10° .

Quant au ^{46}S , les connaissances expérimentales se résument à une récente mesure d'une transition à 952(8) keV attribuée à la désexcitation du premier état excité 2_1^+ [113] vers l'état fondamental. Les calculs modèle en couches de la Ref. [31] prédisent un développement de la triaxialité pour ce noyau, avec les paramètres de déformation $(\beta = 0.3, \gamma = 20^\circ)$.

L'étude que nous présentons dans cette partie a pour ambition de confronter les approches modèle en couche et champ moyen pour tenter de faire émerger une vision cohérente de l'interprétation de la structure des isotopes de soufre autour de la fermeture de couche $N = 28$, $^{42,44,46}\text{S}$. Dans la mesure où la notation d'excitation particule-trou proton et neutron (n_π, n_ν) sera utilisée intensivement, nous rappelons ici les configurations naturelles des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$ reportées dans la Figure 5.5 ci-dessous. Pour le ^{42}S , la configuration neutronique naturelle correspond à deux trous dans l'orbitale $f_{7/2}$ $(\nu f_{7/2})^{-2}$. Pour le ^{44}S elle équivaut au remplissage complet de la $f_{7/2}$ $(\nu f_{7/2})^8$. Pour le ^{46}S , elle correspond à deux neutrons supplémentaires sur la couche $p_{3/2}$ $(\nu f_{7/2})^8(\nu p_{3/2})^2$.

Les configurations neutron intruses $(n_\nu > 0)$ correspondent alors à l'excitation d'un ou

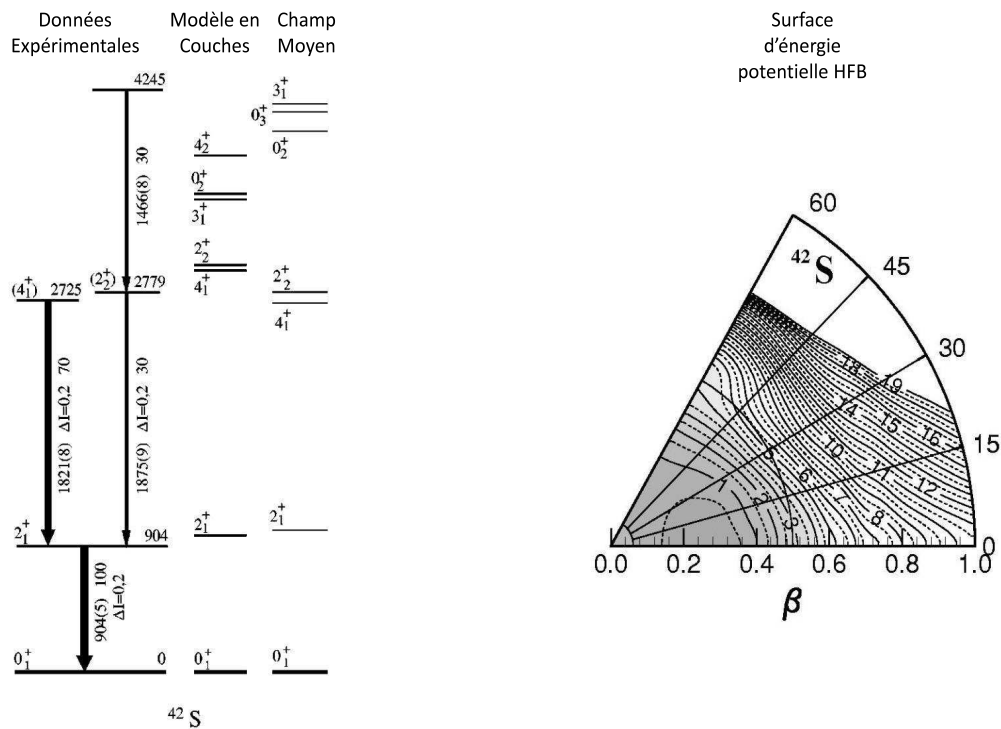


FIGURE 5.4 – Schéma de niveaux du ^{42}S expérimental [24] (à gauche) et théorique dans le cadre du modèle en couche (au centre) et du champ moyen (à droite). Les énergies associées aux raies γ sont reportées ainsi que les multipolarités et les intensités relatives. A droite : Surface d'énergie potentielle HFB du ^{42}S dans le plan (β, γ) . La figure est adoptée de la Ref. [24].

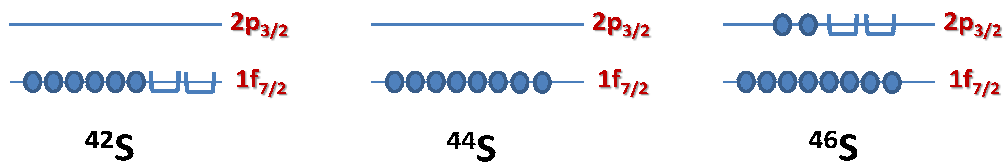


FIGURE 5.5 – Représentation des configurations naturelles pour les noyaux ^{42}S , ^{44}S et ^{46}S .

plusieurs neutrons de l'orbitale $f_{7/2}$ vers les orbitales supérieures $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ pour les noyaux ^{42}S et ^{44}S . Pour le ^{46}S , cela correspond à l'excitation d'un ou plusieurs neutrons de l'orbitale $f_{7/2}$ vers les orbitales supérieures $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et/ou l'excitation d'un ou plusieurs neutrons de l'orbitale $p_{3/2}$ vers les orbitales supérieures $f_{5/2}$, $p_{1/2}$.

5.2 Bande rotationnelle fondamentale à symétrie axiale

La figure 5.6 reporte les schémas de niveaux calculés associés aux noyaux de $^{42,44,46}\text{S}$. Les états d'intérêt reportés sur la figure appartiennent à une séquence identifiée par :

- (i) de fortes transitions B(E2)/B(M1) entre les états d'une bande.
- (ii) l'existence d'une fonction d'onde intrinsèque le long de la structure considérée.
- (iii) des moments quadripolaires similaires pour les états d'une même structure.

Notons que certaines structures reportées sur la figure 5.6 ne répondent pas à l'ensemble des critères mentionnés ci-dessus. Leurs propriétés seront discutées individuellement au cours de cette étude. Comme nous l'avons souligné dans le chapitre 4, la grande majorité des états sont issus de la configuration proton correspondant à la promotion de deux protons ($n_\pi = 2$) de l'orbitale $s_{1/2}$ vers l'orbitale $d_{3/2}$.

Pour chacun des noyaux, l'état fondamental constitue la tête d'une structure composée d'états séparés par un moment angulaire $\Delta J = 2$ liés jusqu'au spin $J^\pi = 6^+$ (4^+ pour le ^{46}S).

Elles suivent la relation $J(J + 1)$ typique d'une bande rotationnelle axiale dont le moment d'inertie \mathfrak{I} peut être déduit de la relation :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 J(J + 1)}{2\mathfrak{I}}$$

Leurs énergies d'excitation et les fonctions d'ajustement associées sont reportées sur la Fig. 5.7.

On peut noter que les énergies d'excitation des états appartenant aux bandes fondamentales sont relativement constantes pour les noyaux $^{42,44,46}\text{S}$. Il est possible d'extraire les paramètres de moments d'inertie associés aux bandes de rotation :

$$\begin{aligned} \frac{\hbar}{2\mathfrak{I}(^{42}\text{S}, GS)} &= 136 \text{ keV} \\ \frac{\hbar}{2\mathfrak{I}(^{44}\text{S}, GS)} &= 122 \text{ keV} \\ \frac{\hbar}{2\mathfrak{I}(^{46}\text{S}, GS)} &= 145 \text{ keV} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Cependant, une inspection plus précise des fonctions d'ondes et des propriétés électromagnétiques des états de ces bandes révèlent des différences significatives entre les noyaux.

La figure 5.8 reporte la décomposition des fonctions d'ondes en terme d'excitations neutron $n_\nu = 0, 1, 2, 3$ sommées sur les configurations proton des bandes fondamentales identifiées dans les noyaux $^{42,44,46}\text{S}$. Les valeurs des moments quadripolaires intrinsèques sont représentés par des diamants. Ils ont été calculés à partir des valeurs de moments quadripolaires spectroscopiques (diamants pleins, cf. équation 2.9) et de transitions électriques $B(E2)$ (diamants vides, cf. équation 2.10) en supposant une bande de rotation $K = 0$.

Dans le ^{44}S , la fonction d'onde de l'état fondamental 0_1^+ présente un fort mélange de configurations, compatible avec le mélange de formes identifié dans la fonction d'onde de

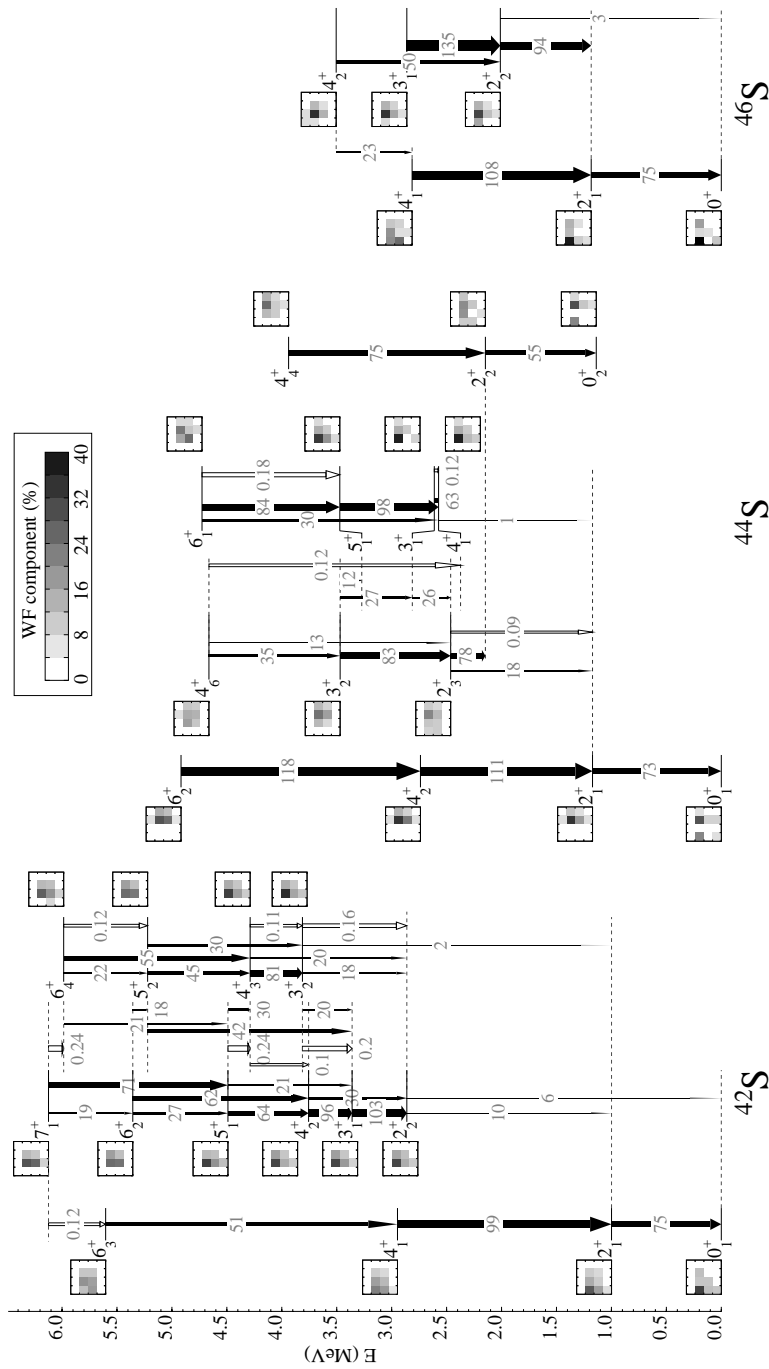


FIGURE 5.6 – Schémas de niveaux calculés dans le cadre du modèle en couches pour les noyaux $^{42,44,46}\text{S}$ présentés sous la même forme que la figure 4.7.

l'état par les calculs de champ moyen [60]. En effet la configuration neutronique principale correspondant à la configuration intrusive de deux excitation au-delà de l'orbitale $\nu f_{7/2}$, $n_\nu = 2$, participe à hauteur de 41% de la fonction d'onde totale, tandis que la configuration neutronique naturelle correspondant au remplissage complet de l'orbitale $f_{7/2}$ y participe à plus de 24%. Les états 2^+ , 4^+ , 6^+ de la bande développent quant à eux une fonction d'onde intrinsèque notablement différente de celle de l'état fondamental. La fonction d'onde est

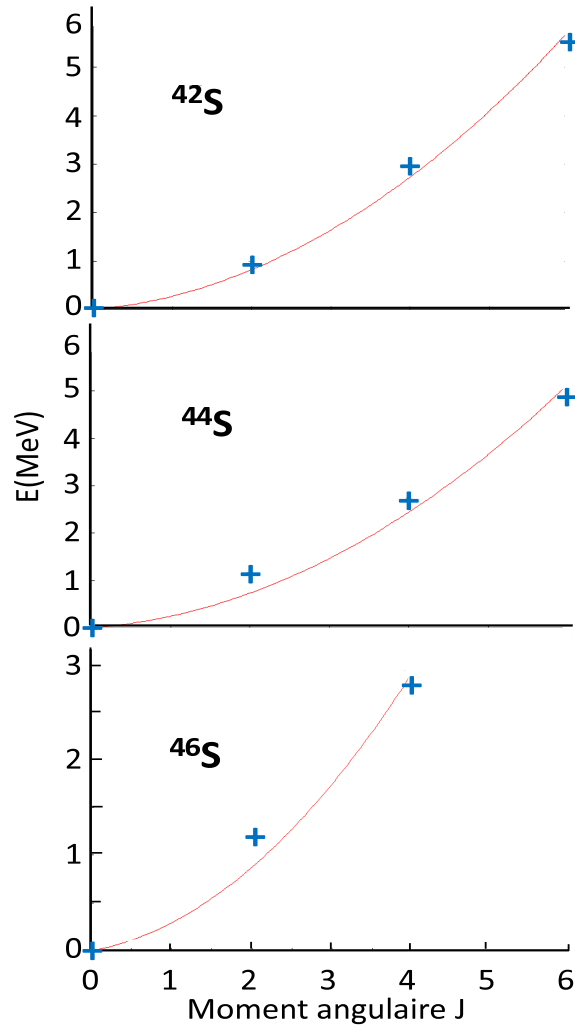


FIGURE 5.7 – Énergie (en MeV) des états appartenant aux structures déformées construites sur les états fondamentaux des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$ (croix bleues) ainsi que les fonctions d’ajustement associées (courbes rouges) en fonction du spin J de l’état considéré.

concentrée sur la configuration intruse $n_v = 2$, cette dernière participant respectivement à 58%, 63% et 59% de la fonction d’onde totale des états $2_1^+, 4_2^+, 6_2^+$. Notons que les différences notables entre la fonction d’onde de l’état fondamental et les états $2_1^+, 4_2^+, 6_2^+$ sont cohérentes avec les calculs de champ moyen de la Ref. [60]. Le tableau 5.1 reporte les moments quadripolaires spectroscopiques Q_s et intrinsèques Q_i , calculés en considérant une bande rotationnelle $K = 0$, des états appartenant aux bandes fondamentales des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$ ainsi que leurs énergies de corrélations MuC .

En accord avec ce que l’on attend dans le cas d’une bande rotationnelle, les moments quadripolaires intrinsèques Q_i s issus à la fois des valeurs de Q_s et de $B(E2)$ sont plutôt constants le long de la bande fondamentale du ^{44}S , avec des valeurs moyennes respectives $Q_i \approx 56 \text{ efm}^2$ et $Q_i \approx 61 \text{ efm}^2$. En utilisant la relation 4.2 entre le paramètre de déformation β et le moment quadripolaire intrinsèque moyen $Q_i \approx 58.5 \text{ efm}^2$, on peut déduire le paramètre de déformation axiale prolate $\beta(^{44}\text{S}) = 0.25$.

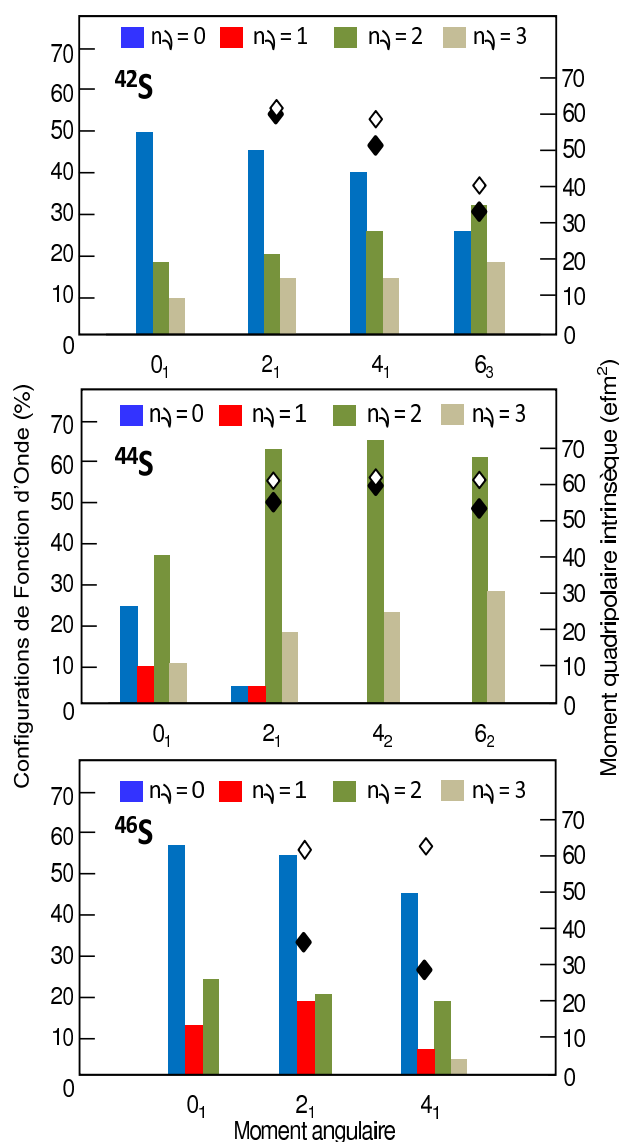


FIGURE 5.8 – Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_\nu = 0$) et intruse ($n_\nu = 1, 2, 3$) dans les fonctions d'onde des états appartenants aux structures construites sur les états fondamentaux des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$, sommées sur les configurations proton, ainsi que les moments quadripolaires spectroscopiques intrinsèques Q_i en efm^2 issus des valeurs de moments quadripolaires spectroscopiques (diamants pleins) et de transitions électriques $B(E2)$ (diamants vides). Les composantes des fonctions d'onde contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.

Les états 0_1^+ , 2_1^+ et 4_1^+ appartenant à la structure fondamentale du ^{46}S développent une fonction d'onde intrinsèque dominée par la configuration neutronique naturelle $(\nu f_{7/2})^8(\nu p_{3/2})^2$. En revanche, bien que les moments quadripolaires issus des valeurs de Q_s et $B(E2)$ soient constants pour ces états, ils diffèrent entre eux d'un facteur 2, avec respectivement $Q_i \simeq 30 \text{efm}^2$ et $Q_i \simeq 61 \text{efm}^2$ (voir le tableau 5.1). Cette caractéristique éloigne le noyau ^{46}S du cas d'un bon rotateur.

TABLE 5.1 – Moments quadripolaires spectroscopiques Q_s et intrinsèques Q_i , calculés en considérant une bande rotationnelle $K = 0$, des états appartenants aux bandes fondamentales des noyaux $^{42,44,46}\text{S}$ ainsi que leurs énergies de corrélations MuC .

	J^π	Q_s	$Q_i = f(Q_s)$	$Q_i = f[B(E2)]$	MuC
^{42}S	0_1^+				-16.58
	2_1^+	-16.98	60.0	61.4	-15.65
	4_1^+	-18.82	51.8	59.0	-14.05
	6_3^+	-14.71	36.8	40.3	-12.16
^{44}S	0_1^+				-16.65
	2_1^+	-16.03	56.1	60.6	-17.72
	4_2^+	-21.14	58.1	62.5	-16.74
	6_2^+	-21.53	53.8	61.3	-15.03
^{46}S	0_1^+				-14.28
	2_1^+	-9.62	33.7	61.4	-13.01
	4_1^+	-10.25	28.2	61.6	-12.62

Pour le ^{42}S , les fonctions d'ondes des états appartenant à la structure construite sur l'état fondamental évoluent avec le moment angulaire. L'état 0_1^+ est dominé à près de 50% par la configuration neutronique naturelle, le reste de la fonction d'onde se partageant principalement les configurations intruses $n_\nu = 1$ et $n_\nu = 2$ (Fig. 5.8). La configuration naturelle décroît graduellement pour les états de moment angulaire supérieur et devient minoritaire en ne participant qu'à hauteur de 27% dans la fonction d'onde de l'état 6_3^+ . De concert, les valeurs de Q_i déterminées dans l'hypothèse d'une bande rotationnelle $K = 0$ décroissent avec le moment angulaire, i.e. $Q_{i,2_1^+} \simeq 61.0 \text{ efm}^2$ et $Q_{i,6_3^+} \simeq 38.5 \text{ efm}^2$. Enfin, la transition électrique entre les états 6_3^+ et 4_1^+ est relativement faible $B(E2 : 6_3^+ \rightarrow 4_1^+) = 51 \text{ e}^2\text{fm}^4$. Ces éléments ne nous permettent pas de considérer *stricto sensu* la structure construite sur l'état fondamental du ^{42}S comme une bande de rotation.

5.2.1 Cas particulier du ^{44}S : l'état 0^+ excité

Un second état 0_2^+ est identifié dans le ^{44}S . Il est la tête d'une structure composée des états 2_2^+ et 4_4^+ (un état 6_4^+ est identifié au-delà du S_n). Les décompositions des fonctions d'ondes neutron de ces états, sommées sur les configurations protons, sont représentées sur la figure 5.9. On constate ainsi d'un regard leur forte évolution d'un état à l'autre.

Les états 0_2^+ et 4_4^+ ont une configuration principale ($n_\pi = 2, n_\nu = 2$) participant respectivement à 28% et 23% de leur fonction d'onde totale. Notons que le reste de la fonction d'onde de l'état 4_4^+ subit un mélange de configurations plus important que pour l'état 0_2^+ , où les autres configurations ne participent pas à plus de 12% de la fonction d'onde totale. Ces mélanges de configurations sont davantage prononcés dans la fonction d'onde de l'état 2_2^+ . En effet la configuration principale ($n_\pi = 2, n_\nu = 2$) ne contribue qu'à 18% de

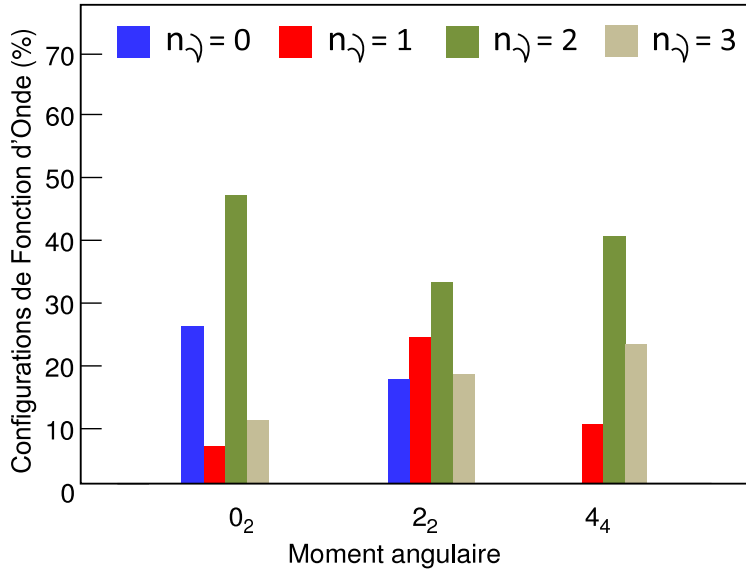


FIGURE 5.9 – Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_\nu = 0$) et intrusive ($n_\nu = 1, 2, 3$) dans les fonctions d’onde des états appartenant à la structure construite sur l’état excité 0_2^+ du ^{44}S , sommées sur les configurations proton. Les composantes contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.

la fonction d’onde totale, le reste étant fragmenté en d’autres configurations contribuant à moins de 10%. Ces variations, qui contrastent avec la constance des fonctions d’onde des autres états de structures déformées dans les noyaux d’intérêt, ne nous permettent pas de considérer les états 0_2^+ , 2_2^+ et 4_4^+ comme une bande de rotation. Cependant, de telles fluctuations sont en adéquation avec les changements de formes reportés en champ moyen par Rodríguez et Egido dans la Ref. [60]. En effet, comme on peut le voir sur la Fig. 5.2, la fonction d’onde de l’état 2_2^+ construit sur l’état 0_2^+ présente deux puits de potentiel localisés sur les axes de déformations axiales oblate et prolate respectivement autour des valeurs $\beta \simeq 0.35$ et $\beta \simeq 0.38$. Il est aussi intéressant de noter que de tels mélanges de formes sont tout à fait compatibles avec la très grande similitude entre les fonctions d’onde des états 0_1^+ et 0_2^+ calculés en modèle en couches.

Les moments quadripolaires calculés dans le cadre du modèle en couches sont par ailleurs compatibles en signe et en magnitude avec ceux reportés dans la Ref. [60], $Q(2_2^+) = 1.8 \text{ efm}^2$ et $Q(4_4^+) = 9.5 \text{ efm}^2$ (ce dernier variant toutefois d’un facteur 2). Une telle analogie peut s’étendre aux fonctions d’ondes des états construits sur l’état fondamental 0_1^+ du ^{44}S . On peut voir sur la Fig. 5.2 que les états construits sur l’état fondamental évoluent vers une forme axiale prolate bien localisée. Ceci est reflété par des fonctions d’ondes de ces états calculés en modèle en couches (voir Fig. 5.6) de plus en plus concentrées sur la configuration $n_\nu = 2$, principalement issues de l’excitation d’une paire de neutrons de la couche $f_{7/2}$ vers la couche $p_{3/2}$. Par ailleurs, les moments quadripolaires calculés en modèle en couches sont compatibles en signe et en amplitude avec ceux obtenus en champ moyen $Q_s(2_1^+) = -16.03 \text{ efm}^2$ et $Q_s(2_1^+) = -21.14 \text{ efm}^2$ respectivement. Les calculs de modèle en couches et de champ moyen ne sont donc pas

incompatibles avec une coexistence déformé-déformé du noyau ^{44}S , en contraste avec l'interprétation d'une coexistence de forme prolate-sphérique reportée dans la Ref. [44]. Cependant, Force *et al* rappellent que les valeurs [$E(2_1^+)$ et $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$] sont à mi-chemin entre les caractéristiques d'un noyau sphérique et d'un rotateur rigide, suggérant un possible mélange de forme sphérique/déformé de l'état fondamental [44].

Résumé

Les noyaux $^{42,44,46}\text{S}$ présentent chacun une structure construite sur leur état fondamentale. Dans le noyau ^{44}S , cette dernière répond aux critères d'une bande de rotation avec le paramètre de déformation prolata $\beta \simeq 0.25$. En revanche, les propriétés des structures fondamentales des $^{42,46}\text{S}$ éloignent ces deux noyaux du cas rotationnel. Dans le noyau ^{44}S , la combinaison de la présente étude modèle en couches de la structure construite sur l'état excité 0_2^+ et des comparaisons avec de récents calculs de champ moyen [60] semblent offrir une vision compatible avec une coexistence de forme déformé/déformé à basse énergie pour ce noyau, en contraste avec l'interprétation d'une coexistence de forme prolata/sphérique entre les états 0_1^+ et 0_2^+ reportée dans la Ref. [44]. En particulier, les calculs de modèle en couches semblent indiquer d'important mélanges dans les fonctions d'onde des états de ces deux structures.

Nous présentons dans la prochaine partie une étude relative à des multiplets d'états $(3, 4, 5, 6)^+$ identifiés à basse énergie dans les noyaux $^{42}_{16}\text{S}_{26}$ et $^{44}_{16}\text{S}_{28}$ (voir la figure 5.6), principalement construits sur une excitation neutron de type particule-trou.

5.3 Multiplet d'états (3,4,5,6)⁺

Un multiplet d'états (3, 4, 5, 6)⁺ est prédit à basse énergie dans les noyaux $^{42}_{16}\text{S}_{26}$ et $^{44}_{16}\text{S}_{28}$, principalement construit sur une excitation neutron de type particule-trou. Nous montrerons dans cette partie que les corrélations de ces états sont apportées par les excitations protons dans les couches *sd*. Nous verrons par la suite que ces états présentent des liens de parenté non négligeables avec l'état isomère du ^{43}S .

5.3.1 L'état 4_1^+ du ^{44}S

Dans le Ref. [45], Santiago-Gonzales reporte l'observation de quatre nouveaux états excités du ^{44}S par la réaction de knockout de deux protons sur le noyau ^{46}Ar . L'un d'eux est un état à 2447 keV pour lequel est attribué le spin $J = 4$. En comparant leurs données aux résultats de calculs modèle en couches utilisant l'interaction SDPF-U [8], les auteurs identifient l'état observé comme le premier état 4_1^+ issu de la configuration principale intruse $n_\nu = 1$ ($\simeq 60\%$ de la fonction d'onde totale), correspondant principalement à la configuration spécifique $[(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^1]$. Le moment quadripolaire spectroscopique calculé pour cet état s'élève à 26 efm^2 . Par ailleurs, les calculs lui prédisent une décroissance $E2$ non favorisée vers l'état 2_1^+ . Malgré la faible statistique, l'effet doppler observé sur la radiation gamma associée à la décroissance de l'état 4_1^+ vers l'état 2_1^+ est en accord avec les simulations d'une émission gamma retardée avec un temps de vie d'environ 50 ps. Le caractère légèrement isomère de l'état 4_1^+ est appuyé par leurs calculs modèle en couches, où $T_{1/2}(4^+) = 60 \text{ ps}$. Notons que ce temps de demi-vie a été obtenu avec l'attribution de charges effectives pour les protons et les neutrons, $e_\pi^{eff} = 1.5$ et $e_\nu^{eff} = 0.5$, sensiblement différentes de celles adoptées par les auteurs à l'origine de l'interaction SDPF-U [8]. Nous rappelons ces valeurs, également utilisées dans notre étude : $e_\pi^{eff} = 1.35$ et $e_\nu^{eff} = 0.35$. Ces différences de charges effectives sont à l'origine des écarts rencontrés dans les propriétés électromagnétiques des états calculés par les deux approches.

Le premier état excité 4_1^+ calculé dans notre travail se situe à 2.573 MeV et présente une configuration neutron majoritaire intruse $n_\nu = 1$ (57% de la fonction d'onde totale, voir Fig. 5.6), dont la quasi-totalité (97%) correspond à la configuration spécifique $[(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^1]$. La valeur du moment quadripolaire spectroscopique calculée pour l'état 4_1^+ est $Q_s(4_1^+) = 21.5 \text{ efm}^2$, en accord avec la ref. [45]. Enfin, l'état 4_1^+ décroît vers l'état 2_1^+ via la transition $B(E2 : 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.78 \text{ efm}^2$. De cette valeur, on peut en déduire le temps de décroissance par la relation :

$$T(E2) = 1.223 \times 10^9 \times E^5 \times B(E2) \quad (5.2)$$

où E correspond à l'énergie de la transition γ $B(E2)$ le taux de transition électrique associé (en $e^2\text{fm}^4$). Ainsi $T(E2 : 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 5.15 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ et le temps de demi-vie $T_{1/2}(4_1^+) = \frac{1}{T(E2:4_1^+ \rightarrow 2_1^+)} = 200 \text{ ps}$.

L'état 4_1^+ est interprété par Santiago-Gonzales comme la tête d'une bande $K = 4$ [45]. Le caractère isomère de l'état n'est pas attribué à une coexistence de forme, dans la mesure où la valeur du moment quadripolaire intrinsèque, calculé dans l'hypothèse d'une bande $K = 4$, $Q_i(4^+) = 51 \text{ efm}^2$, correspond à une déformation intrinsèque prolate similaire à celle de l'état fondamental. En revanche, la configuration principale de l'état 4_1^+ [$n_\nu = 1$,

$(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^1]$ diffère de la configuration principale des états 2_1^+ et 4_2^+ appartenant à la bande de rotation construite sur l'état fondamental 0_1^+ . Cette dernière correspond à deux excitations neutrons $n_v = 2$, principalement en $[(f_{7/2})^{-2}(p_{3/2})^2]$, et contribue respectivement à 63% et 65% de leurs fonctions d'ondes. La coexistence des configurations $n_v = 1$ et $n_v = 2$ et la proximité en énergie des états 4_1^+ et 4_2^+ , séparés par seulement 164 keV, seraient responsables du temps de décroissance relativement important calculé pour l'état 4_1^+ .

Notre interprétation de la nature de l'état 4_1^+ diffère de celle apportée par Santiago-Gonzales. En effet, nous reportons sur la figure 5.6 l'identification d'un état 3_1^+ situé à 40 keV au-dessus de l'état 4_1^+ . Ces deux états sont connectés par des transitions électromagnétiques non négligeables ($B(E2) = 63 \text{ efm}^2$, $B(M1) = 0.12 \mu_N^2$) ainsi que l'existence d'une fonction d'onde intrinsèque, excluant l'interprétation de l'état 4_1^+ comme une tête de bande $K = 4$. Par ailleurs, Rodríguez et Egido rappellent dans la Ref. [60] que le premier état 4^+ présentant une forte composante $K = 4$ est situé à haute énergie, 5.4 MeV, avec une faible transition électrique $B(E2)$ vers l'état 2_1^+ .

Les états 3_1^+ et 4_1^+ font partie d'une structure à basse énergie impliquant les états 5_1^+ et 6_1^+ (voir la figure 5.6). Une telle structure est également identifiée dans le noyau de ^{42}S impliquant les états 3_2^+ , 4_3^+ , 5_2^+ et 6_4^+ . Cette séquence n'est pas reportée pour le ^{46}S car elle se trouve au-delà de l'énergie de séparation du neutron S_n . Ce chapitre sera consacré à l'étude de la structure de ces multiplets d'états pour les noyaux $^{42,44}\text{S}$.

5.3.2 Fonctions d'ondes des états du multiplet

La figure 5.10 représente les fonctions d'onde projetées sur les configurations protons des trois premiers états $(3, 4, 5)^+$ des multiplets identifiés dans les noyaux ^{42}S et ^{44}S .

La juxtaposition des fonctions d'ondes neutron de ces deux noyaux permet d'apprécier leur grande similarité. Dans les deux cas, les états du multiplet sont principalement construits sur la configuration neutronique intruse $n_v = 1$, dont les valeurs sont reportées dans le tableau 5.2, ainsi que le pourcentage des configurations neutron spécifiques $(vf_{7/2})^{-3}(vp_{3/2})^1$ et $(vf_{7/2})^{-1}(vp_{3/2})^1$, correspondant respectivement à l'excitation d'un neutron de la couche $f_{7/2}$ vers la couche $p_{3/2}$ dans les noyaux ^{42}S et ^{44}S , et leur énergie de corrélation associée.

La configuration neutron $n_v = 1$ participe entre 54 et 61 % des fonctions d'ondes totales des états 3^+ , 4^+ et 5^+ appartenant aux multiplets des noyaux $^{42,44}\text{S}$. Les fonctions d'onde des états 6^+ , à plus hautes énergies, présentent quant à elles d'importants mélanges de configurations. Une grande majorité de ces excitation $n_v = 1$ sont faites sur l'orbitale $2p_{3/2}$ (voir le tableau 5.2). La configuration $(vf_{7/2})^{-1}(vp_{3/2})^1$ contribue ainsi jusqu'à 97% des excitations neutron $n_v = 1$ dans le ^{44}S , et la configuration $(vf_{7/2})^{-3}(vp_{3/2})^1$ à plus de 70% dans le ^{42}S . Pour les deux noyaux, le reste des fonctions d'ondes des états des multiplets correspond principalement aux configurations neutron intruses d'ordre supérieur, $n_v = 2$ ($\simeq 26\%$) et $n_v = 3$ ($\simeq 7 - 10\%$). Notons que la participation des protons dans la construction des fonctions d'ondes est similaire à celle associée aux autres structures identifiées dans ces noyaux. En effet, la configuration proton intruse $n_\pi = 2$ participe à $\simeq 50\%$ des fonctions d'ondes des états des multiplets. Elle correspond principalement à la promotion de deux protons de l'orbitale $\pi s_{1/2}$ vers l'orbitale $\pi d_{3/2}$ $[(\pi d_{5/2})^6(\pi s_{1/2})^0(\pi d_{3/2})^2]$.

Ainsi, les états $(3, 4, 5 \text{ et } 6)^+$ des noyaux de $^{42,44}\text{S}$ sont principalement construits sur

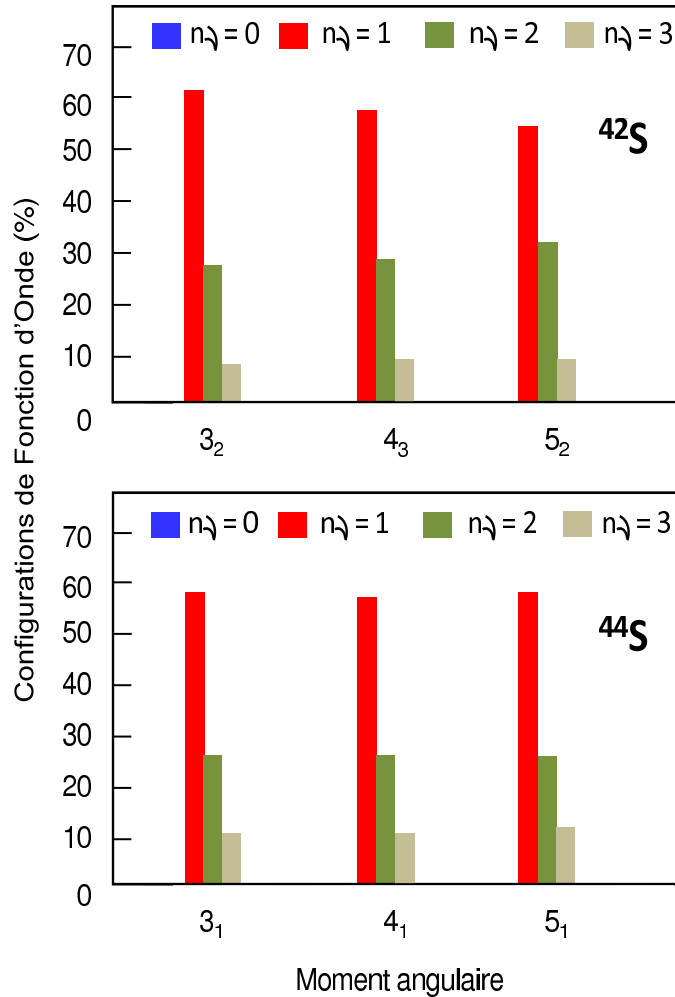


FIGURE 5.10 – Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_\nu = 0$) et intruses ($n_\nu = 1, 2, 3$) dans les fonctions d’onde des trois premiers états $(3, 4, 5)^+$ des multiplets identifiés dans les noyaux ^{42}S et ^{44}S . Les composantes contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.

la configuration neutron intruse $n_\nu = 1$ correspondant à l’excitation d’une particule de l’orbitale $\nu f_{7/2}$ vers l’orbitale $\nu p_{3/2}$. Par ailleurs, la quantité d’énergie multipolaire MuC de ces états varie de 12.5 à 15.2 MeV (voir tab. 5.2). Nous avons vu dans la section 4.3.3 relative à l’étude de l’état isomère du ^{43}S , que ces quantités d’énergie multipolaires sont caractéristiques d’états corrélés. Par la suite, nous étudierons les participations respectives des neutrons et des protons dans la collectivité de ces états.

TABLE 5.2 – Pourcentage de la configuration neutron intruse $n_\pi = 1$ et de la configuration neutron spécifique $(\nu f_{7/2})^{-3,-1}(\nu p_{3/2})^1$ pour les états des multiplets identifiés dans les noyaux $^{42,44}\text{S}$, ainsi que leur énergie de corrélation associée.

	J^π	$n_\nu = 1$	$(\nu 2p_{3/2})^1$ (%)	MuC
^{42}S	3_2^+	61	39	-15.2
	4_3^+	57	35	-15.0
	5_2^+	54	38	-14.3
	6_4^+	52	29	-13.2
^{44}S	3_1^+	58	48	-13.5
	4_1^+	57	55	-13.5
	5_1^+	58	56	-12.5
	6_1^+	41	38	-12.3

5.3.3 Contribution des protons dans le moment angulaire total

Nous nous proposons désormais d'analyser les propriétés de ces états en termes de moment angulaire individuel des protons J_π et des neutrons J_ν , couplés pour former les moments angulaires finaux des états d'intérêt : $J = 3, 4, 5, 6$. Dans le cas d'une configuration protonique $n_\pi = 1$ correspondant à $[(\pi d_{5/2})^6(\pi s_{1/2})^1(\pi d_{3/2})^1]$, les spins accessibles sont : $J_\pi = 1/2 \otimes 3/2 = 1, 2$. Dans le cas d'une configuration protonique $n_\pi = 2$ correspondant à $[(\pi d_{5/2})^6(\pi s_{1/2})^0(\pi d_{3/2})^2]$, les nouveaux spins accessibles sont $J_\pi = 0, 2$.

Le code *NATHAN* [114] permet de décomposer le spin J d'un état en ses contributions neutron J_ν et proton J_π . Les spins $(3, 4, 5)^+$ sont principalement construits sur une contribution proton nulle ($J_\pi = 0^+$), issue de la configuration proton majoritaire $n_\pi = 2$ mentionnée plus haut. Dans le ^{44}S , la configuration ($J_\pi = 0^+$) participe respectivement à 47%, 47% et 40% des fonctions d'onde totales des états $3_1^+, 4_1^+$ et 5_1^+ . Seule la contribution du moment angulaire proton $J_\pi = 2^+$ participe de manière non négligeable aux fonctions d'ondes ($\approx 20\%$), le reste étant fragmentée en d'autres contributions inférieures à 5%. Par conséquent, les neutrons sont les principaux contributeurs dans la construction des séquences d'états $3^+, 4^+$ et 5^+ . Cette caractéristique nous permet de tester la nature du multiplet dans le cas limite du noyau de ^{48}Ca . En effet, les protons remplissant intégralement l'espace de valence sd , seuls les neutrons participent à la formation des états excités.

5.3.4 Systématique des états $3^+, 4^+$ et 5^+ à $N = 28$

Afin de dissocier le rôle des protons et des neutrons dans le développement de la collectivité de ces états, nous suivons ici l'évolution du multiplet identifié dans les noyaux à $N = 28$ de ^{48}Ca , ^{46}Ar , ^{44}S , c'est à dire en enlevant successivement une paire de protons dans l'espace de valence sd .

Le tableau 5.3 reporte le pourcentage de la configuration majoritaire $n_\nu = 1$, ainsi que de la configuration proton-neutron spécifique $(\pi s_{1/2})^2(\pi d_{3/2})^2 - (\nu f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{3/2})^1$ de ces états pour les noyaux ^{48}Ca et ^{46}Ar . Dans le ^{48}Ca , le multiplet est composé des états $3_1^+, 4_1^+$

TABLE 5.3 – Pourcentage de la configuration neutron intruse $n_\pi = 1$, de la configuration neutron spécifique $(\nu f_{7/2})^{-1}(\nu p_{3/2})^1$, et de la configuration neutron-proton spécifique $(\nu f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{3/2})^1; (\pi s_{1/2})^2(\pi d_{3/2})^2$ des états des multiplets identifiés dans les noyaux à $N = 28$ ^{48}Ca et ^{46}Ar .

	J^π	$n_\nu = 1$	$(\nu 1f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{3/2})^1(\%)$	$(\nu f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{3/2})^1 ; (\pi s_{1/2})^2(\pi d_{3/2})^2 (\%)$
^{48}Ca	3_1^+	90	86	0
	4_1^+	90	90	0
	5_1^+	91	91	0
^{46}Ar	3_1^+	60	55	30
	4_1^+	61	59	34
	5_1^+	60	58	31

et 5_1^+ dont les fonctions d'ondes sont dominées par la configuration neutron intruse $n_\nu = 1$ ($\approx 90\%$), correspondant quasi intégralement à la configuration $(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^1$. Par ailleurs, ces états sont couplés à la configuration proton $n_\pi = 0$ du fait du remplissage des couches *sd*. Le moment angulaire apporté par les protons étant nul ($J_\pi = 0$), le moment angulaire total est construit sur le moment angulaire des neutrons J_ν principalement issu du couplage des orbitales de particules individuelles $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$: $J_{(f_{7/2})^{-1}} = 7/2$ et $J_{(p_{3/2})^1} = 3/2$. Ainsi $J_\nu = 7/2 \otimes 3/2 = 2, 3, 4, 5$.

Dans le noyau ^{46}Ar , la configuration neutron $n_\nu = 1$ participe à $\approx 60\%$ de la fonction d'onde totale des états $3_1^+, 4_1^+$ et 5_1^+ . Cette dernière correspond également quasi intégralement à la configuration neutron $(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^1$. Cependant, le retrait d'une paire de proton sur l'orbitale $\pi d_{3/2}$ autorise ici les excitations proton $n_\pi = 0, 1, 2$ et la formation d'un moment angulaire proton non nul $J_\pi > 0$. Le couplage avec le moment angulaire neutron permet de construire des états de spin $J > 5$. Notons qu'environ 50 % de la configuration neutron $n_\nu = 1$ est associée à la configuration proton $n_\pi = 0$. Ensemble, la configuration $(\nu f_{7/2})^{-1}(\nu 2p_{3/2})^1(\%) (\pi s_{1/2})^2(\pi d_{3/2})^2$ participe ainsi à plus de 30% des fonctions d'ondes des états $3_1^+, 4_1^+$ et 5_1^+ (voir la partie basse du tableau 5.3).

Nous avons vu dans cette section que le multiplet d'états $(3, 4, 5, 6)^+$ du $^{44}_{16}\text{S}^{28}$ est également très bien identifié dans les noyaux à $N = 28$ $^{46}_{18}\text{Ar}^{28}$ et $^{48}_{20}\text{Ca}^{28}$. Dans les trois noyaux, ces états sont principalement construits sur la configuration d'une excitation neutron de type particule-trou $(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^1$. A mesure que le nombre de protons Z diminue, les fonctions d'onde de ces états présentent des mélanges de configurations croissants. Nous étudions par la suite la contribution des protons et des neutrons dans l'apport de ces corrélations.

5.3.5 Contribution des protons et des neutrons dans les corrélations

La figure 5.11 représente l'énergie d'excitation des premiers états 3_1^+ , 4_1^+ et 5_1^+ du multiplet pour les noyaux $^{44}_{16}\text{S}^{28}$, $^{46}_{18}\text{Ar}^{28}$ et $^{48}_{20}\text{Ca}^{28}$.

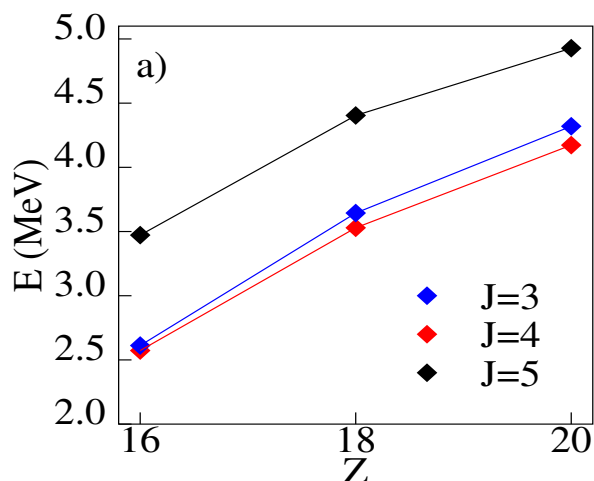


FIGURE 5.11 – Energies d'excitation des états du multiplet 3^+ , 4^+ et 5^+ identifiés dans les noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar et ^{44}S (voir le texte pour plus de détails).

Il est intéressant de noter que l'ordre des énergies des états (par énergie croissante : 4_1^+ , 3_1^+ et 5_1^+) est conservé ainsi que leurs écarts relatifs. L'énergie d'excitation de l'état 4^+ chute de 4.2 MeV pour le ^{48}Ca à 3.5 MeV pour le ^{46}Ar et 2.5 MeV pour le ^{44}S , soit une perte d'environ 1 MeV par paire de proton retirée.

La figure 5.12 reporte l'énergie de corrélation MuC de l'état 3_1^+ des noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar et ^{44}S .

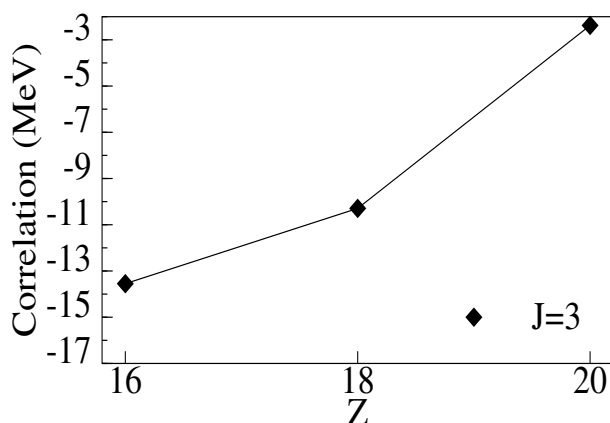


FIGURE 5.12 – Energie de corrélation totale représentée par des losanges de l'état 3^+ appartenant au multiplet $(3, 4, 5)^+$ identifié dans chacun des noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar et ^{44}S (voir le texte pour plus de détails).

On peut noter que la diminution globale de l'énergie d'excitation des états du multiplet s'accompagne d'une augmentation de l'énergie de corrélation (d'environ 12 MeV pour le

cas spécifique de l'état 3^+). Les moments quadripolaires spectroscopiques Q_s pour ces trois noyaux sont reportés dans la figure 5.13 (losanges).

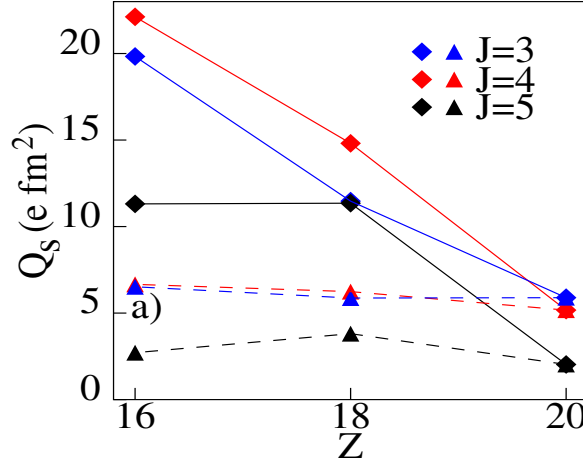


FIGURE 5.13 – Moments quadripolaires spectroscopiques totaux (neutron) représentés par des losanges (triangles) des états du multiplet 3^+ , 4^+ et 5^+ identifiés dans les noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar et ^{44}S (voir le texte pour plus de détails).

L'augmentation de l'énergie de corrélation se traduit par un gain dans le Q_s total d'environ 15 efm^2 . Dans le cas du ^{48}Ca , l'énergie de corrélation est faible $MuC \approx 2.4 \text{ MeV}$. Le gap en énergie à $N = 28$ s'élevant à $\approx 5 \text{ MeV}$, l'énergie de corrélation n'est pas suffisante pour favoriser les excitations quadripolaires des neutrons dans les couches pf . Cela se traduit par de faibles Q_s des états du ^{48}Ca de : $Q_s(3^+) = 5.17 \text{ efm}^2$, $Q_s(4^+) = 5.89 \text{ efm}^2$ et $Q_s(5^+) = 2.03 \text{ efm}^2$. En revanche, à mesure que l'on enlève des paires de protons le gap à $N=28$ est réduit d'environ 330 keV tandis que l'énergie de corrélation MuC augmente de concert. On s'attend donc à ce que ces deux effets, qui contribuent à favoriser les excitations des neutrons dans les couches pf , se traduisent par une augmentation des moments quadripolaires spectroscopiques de ces états, dont la valeur passe pour l'état 3^+ de $Q_s = 5.17 \text{ efm}^2$ dans le ^{48}Ca à $Q_s = 22.12 \text{ efm}^2$ dans le ^{44}S . Cependant, il faut s'attendre à ce que les excitations des protons dans l'orbitale $d_{3/2}$, rendues possibles dans les noyaux ^{46}Ar et ^{44}S , participent également au gain des énergies de corrélation totales et des moments quadripolaires spectroscopiques des états du multiplet.

Afin de vérifier la nature des corrélations apportées par le retrait de paires de protons, nous avons séparé la contribution neutron MuC^n , proton MuC^p et proton-neutron MuC^{pn} de l'énergie multipolaire totale MuC d'un état (voir la section 1.3).

Nous rappelons que le Hamiltonien multipolaire H_M est obtenu en soustrayant la contribution monopolaire au Hamiltonien total H . La contribution proton-neutron s'obtient en combinant les éléments de matrice $V^{T=0}$ (particules protons et neutrons différenciées) et $V^{T=1}$ (particules identiques) tels que : $V_{np} = \frac{V^{T=1} + V^{T=0}}{2}$. Ainsi, en posant $V_{nljn'l'j'}^{T=1} = -V_{nljn'l'j'}^{T=0}$ la partie proton-neutron de l'interaction est nulle. Ainsi, $\langle \Phi | H_M^{sans\ pn} | \Phi \rangle = MuC^{sans\ pn}$ et $MuC^{pn} = MuC - MuC^{sans\ pn}$. Cette énergie multipolaire originaire de l'interaction proton-neutron est représentée en rouge sur la figure 5.14.

La séparation entre l'énergie multipolaire issue des protons et des neutrons est rendue

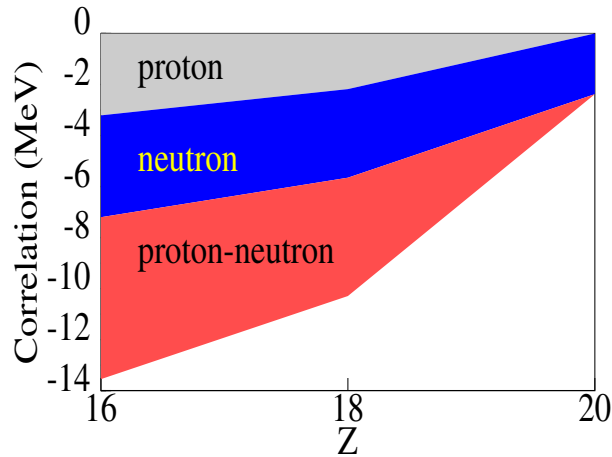


FIGURE 5.14 – Energies de corrélation de l'état du multiplet 3^+ identifiés dans les noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar et ^{44}S , décomposé selon la contribution proton (partie grise), neutron (partie bleue) et proton-neutron (partie rouge) (voir le texte pour plus de détails).

possible grâce à la distinction des espaces de valences protons (couches sd) et neutrons (couches pf). Ainsi l'énergie de corrélation des neutrons est obtenue en annulant les éléments de matrices à deux corps associées aux orbitales des protons $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$. Les résultats sont présentés dans la partie bleue de la figure 5.14. L'énergie de corrélation issue des protons est obtenue par différence des deux contributions précédentes (partie grise de la figure 5.14).

Une telle séparation peut également être faite pour les moments quadripolaires spectroscopiques des états calculés. En effet le moment quadripolaire apporté par les neutrons se calcule en assignant une charge effective nulle aux protons $e_{\pi}^{eff} = 0$. Les moments quadripolaires spectroscopiques neutron Q_s^n des états 3^+ , 4^+ et 5^+ des noyaux ^{48}Ca , ^{46}Ar , ^{44}S sont également reportés sur la figure 5.13 (triangles).

Une caractéristique frappante réside dans la faible évolution de la contribution neutron dans la collectivité des états du multiplet. En effet, nous avons vu précédemment que le retrait de paires de protons conduit à une augmentation de près de 12 MeV d'énergie de corrélation et une augmentation d'environ 17 efm^2 du moment quadripolaire spectroscopique. D'après la figure 5.14, ce gain d'énergie multipolaire est principalement attribué aux interactions proton-neutron. En revanche, la contribution neutron de l'énergie de corrélation MuC_n augmente de façon négligeable, à savoir de $MuC_n = -2.38 \text{ MeV}$ pour le ^{48}Ca à $MuC_n = -3.99 \text{ MeV}$ pour le ^{44}S , soit un gain de 1.6 MeV. Notons que les neutrons participent entièrement à l'énergie de corrélation totale de l'état 3^+ du ^{48}Ca , pour lequel les protons remplissant les couches sd ne participent pas aux excitations nucléaires.

5.3.6 Résumé

Un multiplet d'états $(3, 4, 5, 6)^+$ est identifié à basse énergie dans les noyaux de $^{42}_{16}\text{S}_{26}$ et de $^{44}_{16}\text{S}_{28}$, construits sur la configuration neutron majoritaire $(f_{7/2})^{-1} (p_{3/2})^1$. De tels états construits sur une excitation neutron particule-trou sont également pré-

aits dans les noyaux à $N = 28$ de ${}^{46}_{18}\text{Ar}_{28}$ et ${}^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$. Nous avons vu que les propriétés collectives de ces états augmentent à mesure que le nombre de protons diminue. Une étude de l'évolution du multiplet pour les noyaux à $N = 28$ de ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{46}\text{Ar}$ et ${}^{44}\text{S}$ a permis d'identifier le rôle essentiel des protons dans le développement de la déformation associée à ces états. Afin de comprendre la nature des corrélations apportées par les excitations protons dans les couches sd , nous nous proposons d'étudier la parenté des états du multiplet avec les autres structures identifiées dans ces noyaux par leurs propriétés de décroissance.

5.4 Impact du degré de liberté triaxial

Une caractéristique commune des états du multiplet $(3, 4, 5)^+$ prédits dans les noyaux de $^{42,44}\text{S}$ est qu'ils décroissent via des transitions électromagnétiques $B(E2, M1)$ non négligeables sur une structure construite sur un état 2^+ à basse énergie. Une telle structure est également présente dans le noyau de ^{46}S . Par ailleurs, l'énergie d'excitation de ces états têtes de structure 2^+ décroît progressivement d'environ 400 keV par paire de neutron retirée, avec respectivement $E(2^+) = 2.862, 2.463$ et 2.011 MeV pour les noyaux $^{42,44,46}\text{S}$.

Dans le ^{42}S , cette structure est composée des états $2_2^+, 3_1^+, 4_2^+, 5_1^+, 6_2^+$ et 7_1^+ (voir la figure 5.6 de la section 5.2). Comme nous l'avons vu précédemment pour ce noyau, ces états ont été interprétés dans le cadre du modèle en couches [31, 24] et du champ moyen [24, 48, 49] comme constituant une quasi-bande gamma soft dont la fonction d'onde est diffuse dans le plan de déformation triaxial (β, γ) (voir figures 5.4). Dans le ^{46}S , la structure composée des états $2_2^+, 3_1^+$ et 4_2^+ correspond à la quasi-bande gamma identifiée dans la ref. [31] dont les auteurs extraient les paramètres de déformation $(\beta = 0.3, \gamma = 20^\circ)$. Dans le ^{44}S , la structure est composée des états $2_3^+, 3_2^+$ et 4_6^+ . A première vue, ces états semblent former un quasi-bande gamma au même titre que ses noyaux voisins, ce qui pourrait confirmer le degré de triaxialité identifié dans la Ref. [60]. Cependant, une inspection plus précise de leurs propriétés dévoilent des caractéristiques qui l'éloignent d'une nature triaxiale.

Nous analyserons en première partie la structure des états construits sur un état 2^+ pour les noyaux $^{42,44,46}\text{S}$. Nous présenterons dans un second temps les résultats de calculs modèle en couches issus du cas limite d'un espace de valence des neutrons entièrement décrit par la symétrie quasi-SU3 pour les $^{42,44}\text{S}$. Enfin, nous étudierons l'influence de la collectivité des protons dans la structure à basse énergie du ^{44}S . Pour cela, nous nous placerons dans les deux cas limites où les excitations des protons sont interdites d'une part, et maximisées d'autre part.

Ces différents cas limites ont pour but de comprendre la nature de la structure construite sur l'état 2_3^+ et du multiplet $(3, 4, 5, 6^+)$ identifié dans le noyau de $^{44}_{16}\text{S}_{28}$.

5.4.1 Description des fonctions d'onde

La figure 5.15 reporte les pourcentages des configurations neutron naturelle ($n_v = 0$) et intruses ($n_v = 1, 2, 3, 4$) dans les fonctions d'onde des états appartenants à la structure construite sur les états 2^+ dans les noyaux de $^{42,44,46}\text{S}$. Pour le ^{42}S , seuls les premiers états $(2, 3, 4, 5)^+$ y sont représentés.

5.4.1.1 Les noyaux de $^{42,46}\text{S}$

Le tableau 5.4 reporte, pour les états des noyaux de ^{42}S et de ^{46}S , les pourcentages de la configuration neutron intruse $n_v = 1$, projetée sur les configurations protons; de la configuration spécifique correspondant dans les deux cas à l'excitation d'un neutron de la couche $f_{7/2}$ vers la couche $p_{3/2}$, à savoir les configurations respectives $[(f_{7/2})^{-3}(p_{3/2})^1]$ et $[(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^1]$ pour les ^{42}S et ^{46}S , ainsi que les moments quadripolaires spectroscopiques

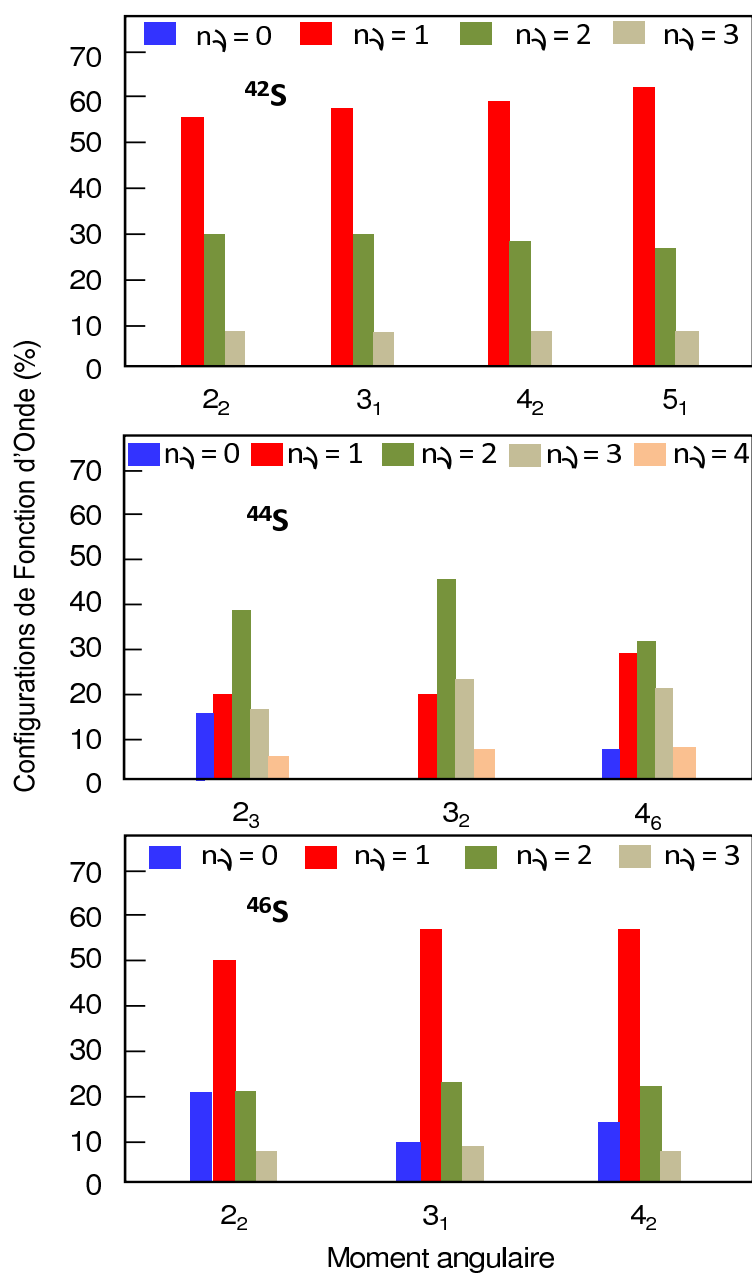


FIGURE 5.15 – Pourcentage des configurations neutron naturelle ($n_\nu = 0$) et intruses ($n_\nu = 1, 2, 3$) dans les fonctions d’onde des états construits sur l’état 2^+ à basse énergie, identifiés dans les noyaux $^{42,44,46}\text{S}$. Les composantes contribuant à moins de 5% ne sont pas représentées.

et les énergies de corrélations associées aux états.

Pour les noyaux ^{42}S et ^{46}S , on peut aisément constater sur la figure 5.15 l’existence d’une fonction d’onde intrinsèque pour laquelle la configuration neutron $n_\nu = 1$ est majoritaire. Dans les deux cas, elle correspond principalement à l’excitation d’un neutron de la couche $f_{7/2}$ vers la couche $p_{3/2}$ [$(\nu 1 f_{7/2})^{-1,-3}(\nu 2 p_{3/2})^1$] (voir le tableau 5.4). La quantité d’énergie de corrélation (autour de 15.5 MeV pour les deux noyaux) rend compte

TABLE 5.4 – Pourcentage de la configuration intruse $n_v = 1$ et des configurations spécifiques $(\nu 1 f_{7/2})^{-1,-3}(\nu 2 p_{3/2})^1$, sommés sur les configurations protons, ainsi que les moments quadripolaires spectroscopiques et les énergies de corrélations associées aux états appartenants à la structure construite sur l'état 2^+ identifiée dans les noyaux $^{42,46}\text{S}$.

	J^π	$n_v = 1$	$(\nu 1 f_{7/2})^{-1,-3}(\nu 2 p_{3/2})^1(\%)$	Q_s	MuC
^{42}S	2_2^+	55	47	17.03	-16.2
	3_1^+	57	50	2.92	-15.5
	4_2^+	59	55	-6.04	-14.8
	5_1^+	62	57	-7.23	-14.1
^{46}S	2_2^+	50	32	9.86	-15.3
	3_1^+	57	34	1.54	-15.3
	4_2^+	57	13	18.66	-14.8

du fort mélange de configurations dans les fonctions d'onde de ces états. En effet, la configuration majoritaire (proton, neutron) ne participe pas à plus de 33% des fonctions d'onde totales.

5.4.1.2 Le noyau de ^{44}S

Pour le ^{44}S , on peut noter d'un coup d'œil sur la figure 5.15 l'absence d'une fonction d'onde intrinsèque. En effet les fonctions d'onde des neutrons révèlent d'importantes fluctuations entre les états 2_3^+ , 3_2^+ et 4_6^+ . Si la configuration majoritaire intruse neutron $n_v = 2$ est commune aux trois états, elle ne participe respectivement qu'à hauteur de 38%, 46% et 32% de leur fonction d'onde totale. Par ailleurs, le reste de leur fonction d'onde présente de nombreuses disparités. Par exemple, la configuration naturelle neutron $n_v = 0$ est quasi-nulle pour l'état 3_2^+ , mais participe à plus de 16% de la fonction d'onde de l'état 2_3^+ . La fonction d'onde neutron de l'état 4_6^+ apparaît comme la plus mélangée. En effet les configurations neutron $n_v = 1, 2$ et 3 y participent de façon quasi-équivalente, respectivement à hauteur de 29, 32 et 21 %.

Le tableau 5.5 reporte les pourcentages de la configuration intruse $n_v = 2$ et de la configuration spécifique $(\nu 1 f_{7/2})^{-2}(\nu 2 p_{3/2})^2$, sommés sur les configurations protons, ainsi que les moments quadripolaires spectroscopiques et les énergies de corrélations associées aux états appartenants à la structure construite sur l'état 2_3^+ du ^{44}S .

On constate à nouveau que, dans les deux cas $n_v = 1$ et $n_v = 2$, la plupart des excitations neutrons sont faites sur le couple d'orbitales $f_{7/2} - p_{3/2}$. Par ailleurs, les forts mélanges de configurations se traduisent également par des valeurs importantes d'énergie de corrélation, autour de 15 MeV.

TABLE 5.5 – Pourcentage des configurations intruses $n_\nu = 1$ et $n_\nu = 2$ et des configurations spécifiques $(\nu 1 f_{7/2})^{-1}(\nu 2 p_{3/2})^1$ et $(\nu 1 f_{7/2})^{-2}(\nu 2 p_{3/2})^2$, sommées sur les configurations protons, ainsi que les moments quadripolaires spectroscopiques et les énergies de corrélations associées aux états appartenants à la structure construite sur l'état 2_3^+ identifiée dans le noyau ^{44}S .

J^π	$n_\nu = 1$	$(\nu 1 f_{7/2})^{-1}$ $(\nu 2 p_{3/2})^1(\%)$	$n_\nu = 2$	$(\nu 1 f_{7/2})^{-2}$ $(\nu 2 p_{3/2})^2(\%)$	Q_s	MuC
2_3^+	20	18	38	31	-3.85	-15.0
3_2^+	20	13	46	37	1.98	-15.4
4_6^+	29	19	32	18	4.86	-14.8

5.4.2 Propriétés électromagnétiques

Les moments quadripolaires d'états appartenant à une quasi-bande gamma répondent aux critères suivants :

$$\begin{aligned}
 Q_s(2_\gamma^+) &\simeq -Q_s(2_{GS}^+) \\
 Q_s(3_\gamma^+) &= 0 \\
 Q_s(4_\gamma^+) &\text{ de signe opposé à } Q_s(2_\gamma^+)
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

Les états $(2, 3, 4)^+$ des noyaux $^{42,46}\text{S}$ respectent ces caractéristiques. Les valeurs des moments quadripolaires spectroscopiques des têtes de bandes 2^+ sont relativement importantes, respectivement $Q_s(2_2^+) = 17 \text{ efm}^2$ et $Q_s(2_3^+) = 10 \text{ efm}^2$ (voir le tableau 5.4).

En revanche, pour le ^{44}S , si $Q_s(3_\gamma^+) \simeq 0$ et $Q_s(4_\gamma^+)$ est de signe opposé à $Q_s(2_\gamma^+)$, la valeur du moment quadripolaire spectroscopique de l'état 2_3^+ est faible, $Q_s = -4 \text{ efm}^2$, et de même signe que l'état 2_{gs}^+ . Ces résultats sont consistants avec ceux obtenus par les calculs de champ moyen et au-delà de Rodriguez et Egido [60], pour lesquels $Q_s(2_g^+)$ et $Q_s(2_\gamma^+)$ sont de même signe, avec $Q_s(2_1^+) = -9.2 \text{ efm}^2$ et $Q_s(2_3^+) = -13.0 \text{ efm}^2$.

5.4.3 Symétries SU3, pseudo-SU3 et quasi-SU3

Les différences de nature entre les états appartenant aux structures construites sur un état 2^+ à basse énergie pour les noyaux $^{42,46}\text{S}$ et ^{44}S peut s'expliquer en termes de symétries.

La symétrie SU3, développée par Elliott à la fin des années cinquante [115], permet de comprendre comment le modèle en couches sphérique peut reproduire les spectres de rotation, dont les énergies des états évoluent en $J(J + 1)$, de noyaux légers. Dans cette symétrie, un champ moyen composé d'un oscillateur harmonique sphérique et d'une interaction résiduelle de type quadripolaire sont utilisés pour décrire les propriétés de noyaux déformés.

Cependant, des variantes de la symétrie SU3 entrent en jeu suivant les régions de la charte des noyaux considérées.

En 1969, Arima, Harvey et Shimizu [117] observent une coïncidence frappante : dans plusieurs régions de la charte des noyaux, deux orbitales de particule individuelle ayant $j = \ell - 1/2$ et $j = (\ell - 2) + 1/2$ au sein d'une couche majeure se retrouvent très proches en énergie. C'est le cas des orbitales $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et $2p_{3/2}$, $1g_{7/2}$ et $2d_{5/2}$, etc... Ces couples d'orbitales sont alors considérés comme des doublets de pseudo-spin au sein desquels la force quadripolaire est magnifiée. Cette symétrie prend le nom de "pseudo-SU3". Pour les isotopes de soufre à proximité de la fermeture de couche $N = 28$, les orbitales proton quasi-dégénérées $\pi s_{1/2} - \pi d_{3/2}$ répondent au schéma pseudo-SU3.

Dans la Ref. [118], Zucker *et al* montrent également que la symétrie SU3 est ébranlée pour les noyaux soumis à une forte interaction spin-orbite. La symétrie résultante, pour laquelle les orbitales séparées par deux unités de moment angulaire $\Delta J = 2$ sont considérées comme des sous-espaces apportant de la collectivité dans la structure d'un noyau, suit toutefois approximativement la symétrie SU3. Les auteurs la qualifient alors de symétrie "quasi-SU3".

La partie gauche de la figure 5.16 représente le diagramme de Nilsson obtenu dans le cas d'une symétrie SU3, c'est à dire en considérant toutes les orbitales issues de la couche majeure de l'oscillateur harmonique $N = 3$ $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et $2p_{1/2}$ sans la levée de dégénérescence des orbitales due à l'interaction spin-orbite. La partie droite de la figure 5.16 représente le diagramme de Nilsson issu de la symétrie quasi-SU3, pour laquelle les couples d'orbitales $\Delta J = 2$ sont considérés comme des sous-espaces (les orbitales $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$ dans l'étude présente).

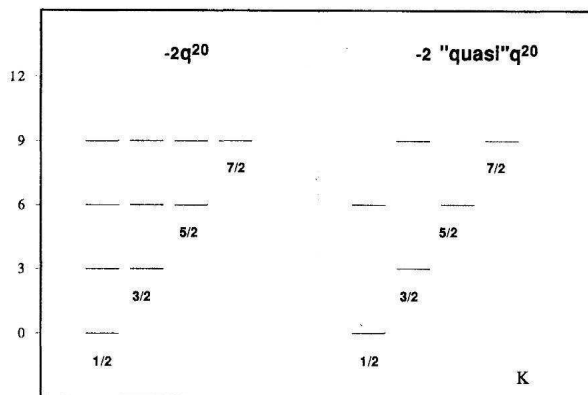


FIGURE 5.16 – Représentation des orbitales de Nilsson déterminées en symétrie SU3 (à gauche) et quasi-SU3 (à droite) (voir le texte pour plus de détails)

Les orbitales, labellées par le nombre quantique K , sont dégénérées deux fois. L'axe des ordonnées représente la valeur du moment quadripolaire associé à chaque niveau. Pour les deux symétries SU3 et quasi-SU3, le remplissage des particules sur ces orbitales s'effectue par valeur de Q_0 croissants ou décroissants, en fonction du signe de la déformation (prolate ou oblate).

Ce type de diagramme permet de prévoir à priori le type de structure collective attendu à basse énergie dans un noyau [119]. Notons que les déformations conservant une symétrie axiale sont caractérisées par un nombre quantique K unique. Un mélange de K sera responsable du développement de déformations triaxiales.

Considérons les isotopes de soufre autour de $N = 28$. Pour le noyau à $N = 28$, ^{44}S , dans le cas SU3, le remplissage des 8 neutrons sur les orbitales de Nilsson n'est pas unique. Les deux derniers neutrons peuvent ainsi occuper les orbitales $K = 1/2, 3/2, 5/2$ ou $7/2$. Ceci conduit à un mélange de K responsable de déformations triaxiales. En revanche dans le cas quasi-SU3, les derniers neutrons présentent un remplissage unique des orbitales $K = 5/2$. Cette absence de mélange de K conduit à une déformation conservant une symétrie axiale. Par conséquent, si la symétrie quasi-SU3 est valide dans le ^{44}S , le degré de liberté triaxial n'est pas présent dans sa structure à basse énergie. Pour l'isotope $N = 26$, ^{42}S , dans la limite quasi-SU3, la dernière paire de neutrons peut remplir les orbitales $K = 1/2$ ou $K = 5/2$. Ces mélanges de K permettent le développement d'un degré de liberté triaxial dans la structure du noyau. Le même raisonnement peut être fait pour le noyau à $N = 30$ de ^{46}S . Expérimentalement, la symétrie quasi-SU3 semble valide pour le noyau de ^{42}S , pour lequel l'observation d'un état 2_2^+ à basse énergie a été interprété comme la tête d'une bande triaxiale. Pour le ^{46}S , les calculs modèles en couches prévoient également l'occurrence d'une bande triaxiale à basse énergie. Pour le noyau de ^{44}S , la triaxialité est étouffée dans le cas d'une symétrie quasi-SU3 pour les neutrons. Nous nous proposons ici de tester la validité de la symétrie quasi-SU3 en calculant le schéma de niveau du noyau ^{44}S dans un espace de valence restreint aux orbitales $f_{7/2} - p_{3/2}$. Nous calculerons ensuite le recouvrement de leurs fonctions d'onde avec celles obtenues dans le cas d'un calcul ouvert aux autres orbitales neutrons pf .

Nous nous placerons enfin dans le cas limite de la symétrie SU3 appliquée à l'espace de valence des protons. En effet, pour les isotopes de soufre $Z = 16$, les huit protons de valences évoluant dans les orbitales sd de la couche majeure de l'oscillateur harmonique $N = 2$ peuvent remplir les orbitales de Nilsson SU3 jusqu'aux couches $K = 1/2, 3/2$ ou $5/2$, autorisant le développement d'un degré de liberté triaxial.

5.4.4 Recouvrement des fonctions d'onde

Nous avons vu tout au long de cette étude que la majorité des excitations neutrons sont faites sur le couple d'orbitales $\nu 1f_{7/2} - \nu 2p_{3/2}$. Afin de vérifier plus en détail cette propriété des excitations neutron, il est possible de calculer le recouvrement des fonctions d'onde entre les états obtenus dans le cas d'un espace de valence ouvert aux orbitales $sdpf$ et ceux obtenus dans le cas limite de la symétrie quasi-SU3, c'est à dire en interdisant les excitations neutrons au-delà des orbitales $\nu 1f_{7/2} - \nu 2p_{3/2}$ sur les couches $f_{5/2}$ et $p_{1/2}$.

Les fonctions d'ondes des états de spin J_n^π , $|\Phi(J_{n,quasi-SU3}^\pi)\rangle$, calculées dans l'espace de valence tronqué $\nu 1f_{7/2} - \nu 2p_{3/2}$ peuvent alors s'exprimer comme une combinaison linéaire des fonctions d'ondes des états de spin $J_{n'}^\pi$, $|\Phi(J_{n',complet}^\pi)\rangle$, calculées dans l'espace de valence complet tel que :

$$\begin{aligned} |\Phi(J_{n,quasi-SU3}^\pi)\rangle &= \sum_{n'} C_{n'} |\Phi(J_{n',complet}^\pi)\rangle \\ &= C_1 |\Phi(J_{1,complet}^\pi)\rangle + C_2 |\Phi(J_{2,complet}^\pi)\rangle + C_3 |\Phi(J_{3,complet}^\pi)\rangle + \dots \end{aligned} \quad (5.4)$$

où n et n' correspondent respectivement au rang d'excitation d'un état issu des calculs restreint et complet. Les coefficients $C_{n'}$ permettent d'accéder au recouvrement entre deux états par la relation :

$$C_{n'}^2 = |\langle \Phi(J_{n,quasi-SU3}^\pi) | \Phi(J_{n',complet}^\pi) \rangle|^2 \quad (5.5)$$

Ces derniers respectant la règle de normalisation :

$$\sum_{n'} C_{n'}^2 = 1 \quad (5.6)$$

Ainsi, la fonction d'onde du premier état 2^+ calculé en symétrie quasi-SU3 peut être décomposée en termes des fonctions d'onde des états 2^+ obtenus dans un calcul ouvert tel que :

$$|\Phi(2_{1,quasi-SU3}^+) \rangle = C_1 |\Phi(2_{1,complet}^+) \rangle + C_2 |\Phi(2_{2,complet}^+) \rangle + C_3 |\Phi(2_{3,complet}^+) \rangle + \dots \quad (5.7)$$

5.4.4.1 Le noyau de ^{44}S

La figure 5.17 reporte le schéma de niveaux obtenu dans le cas d'un calcul restreint aux orbitales $\nu 1f_{7/2} - \nu 2p_{3/2}$ (à gauche) et d'un calcul ouvert aux orbitales pf (à droite) pour le noyau ^{44}S . Les états sont regroupés par structures identifiées comme précédemment par des fortes transitions $B(E2)$, $B(M1)$ et des fonctions d'ondes similaires. On retrouve dans le schéma de niveaux issu du calcul restreint des structures similaires à celles identifiées dans le cas d'un calcul complet, à savoir :

- (i) Une bande de rotation construite sur l'état fondamentale, composée des états 0_1^+ , 2_1^+ , 4_2^+ , 6_3^+ .
- (ii) Une structure construite sur l'état excité 0_2^+ , composée des états 2_3^+ , 4_3^+ .
- (iii) Une structure construite sur l'état 2_2^+ à basse énergie, composée des états 3_2^+ , 4_5^+ .
- (iv) Un multiplet d'états $(3_1^+, 4_1^+, 5_1^+, 6_1^+)^+$, relié à la structure précédente par des transitions électromagnétiques $B(E2)$, $B(M1)$ non négligeables.

Les valeurs des coefficients de recouvrement $C_{n'}$ sont reportées dans le tableau 5.6.

Si les valeurs des coefficients $C_{n'}$ sont importantes (elles varient entre 0.5 et 0.9), le recouvrement entre les états issues de ces deux espaces de valence n'est pas total. Ceci indique que l'approximation de la symétrie quasi-SU3 pour ce noyau, bien que raisonnable, n'est pas parfaite. Par ailleurs, les recouvrements entre états diffèrent sensiblement en fonction de la structure considérée. Les forts mélanges entre les états des bandes fondamentale et excitée 0_2^+ conduisent à des recouvrements entre les fonctions d'ondes sensiblement fragmentés. Les coefficients de recouvrement sont maximaux pour les états du multiplet $(3, 4, 5, 6)^+$. Nous analyserons par la suite ces recouvrements bande par bande.

5.4.4.2 Bande fondamentale et structure excitée 0_2^+

Les états 0_1^+ , 2_1^+ , 4_2^+ et 6_3^+ issus du calcul restreint présentent les plus forts recouvrements avec les états respectifs de la bande rotationnelle fondamentale issus du calcul

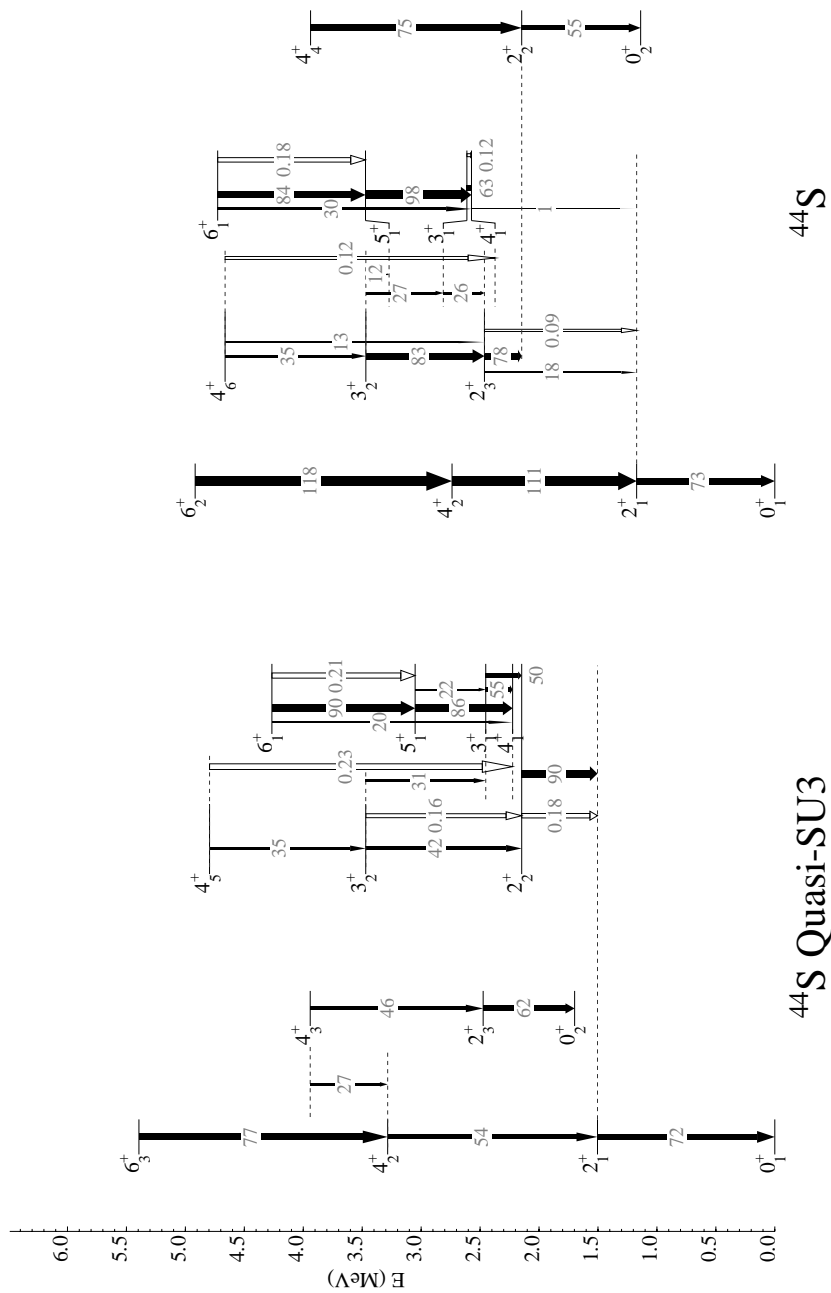


FIGURE 5.17 – Schéma de niveaux du ^{44}S calculé dans le cas d’un espace de valence des neutron : (à gauche) retreint aux orbitales $f_{7/2} - p_{3/2}$; (à droite) ouvert aux orbitales $f_{7/2}, p_{3/2}, f_{5/2}$ et $p_{1/2}$.

ouvert. Cependant, il est intéressant de noter que les valeurs de recouvrement sont fragmentées. En effet les états de la bande fondamentale du calcul restreint se recouvrent tout autant avec les états appartenants à la bande excitée construite sur l’état 0_2^+ . Ainsi les états $0_1^+, 2_1^+$ et 4_2^+ de la bande fondamentale du calcul restreint se recouvrent respectivement avec les états 0_1^+ et $0_2^+, 2_1^+$ et 2_2^+ et 4_2^+ et 4_4^+ du calcul ouvert tel que :

TABLE 5.6 – Recouvrement entre les états calculés dans le cas dans le cas d'un espace de valence des neutron : ($J_{quasi-SU3}^\pi$) retreint aux orbitales $f_{7/2} - p_{3/2}$ et (J_{ouvert}^π) ouvert aux orbitales $f_{7/2}, p_{3/2}, f_{5/2}$ et $p_{1/2}$ pour le noyau de ^{44}S .

$J_{quasi-SU3}^\pi$	J_{ouvert}^π	$C_{n'}$
$0_{1(gs)}^+$	$0_{1(gs)}^+$	0.77
	$0_{2(excité)}^+$	0.33
$2_{1(gs)}^+$	$2_{1(gs)}^+$	0.60
	$2_{2(excité)}^+$	0.60
$4_{2(gs)}^+$	$4_{2(gs)}^+$	0.58
	$4_{4(excité)}^+$	0.58
$6_{3(gs)}^+$	$6_{2(gs)}^+$	0.52
$0_{2(excité)}^+$	$0_{1(gs)}^+$	0.43
	$0_{2(excité)}^+$	0.64
$2_{3(excité)}^+$	$2_{1(gs)}^+$	0.44
	$2_{2(excité)}^+$	0.49
$4_{3(excité)}^+$	$4_{2(gs)}^+$	0.32
	$4_{4(excité)}^+$	0.49
2_2^+	2_3^+	0.80
3_2^+	3_2^+	0.76
4_5^+	4_6^+	0.56
$3_{1(multiplet)}^+$	$3_{1(multiplet)}^+$	0.80
$4_{1(multiplet)}^+$	$4_{1(multiplet)}^+$	0.87
$5_{1(multiplet)}^+$	$5_{1(multiplet)}^+$	0.89
$6_{1(multiplet)}^+$	$6_{1(multiplet)}^+$	0.87

$$|\Phi(0_{1,quasi-SU3}^+)\rangle = 0.77|\Phi(0_{1,complet}^+)\rangle + 0.33|\Phi(0_{2,complet}^+)\rangle + \dots \quad (5.8)$$

$$|\Phi(2_{1,quasi-SU3}^+)\rangle = 0.6|\Phi(2_{1,complet}^+)\rangle + 0.6|\Phi(2_{2,complet}^+)\rangle + \dots \quad (5.9)$$

$$|\Phi(4_{2,quasi-SU3}^+)\rangle = 0.58|\Phi(4_{2,complet}^+)\rangle + 0.58|\Phi(4_{4,complet}^+)\rangle + \dots \quad (5.10)$$

De la même manière, les états de la structure excitée 0_2^+ , 2_3^+ et 4_3^+ issus du calcul restreint se recouvrent à la fois avec les états de la bande fondamentale et de la structure excitée du calcul ouvert tels que :

$$|\Phi(0_{2,quasi-SU3}^+)\rangle = 0.43|\Phi(0_{1,complet}^+)\rangle + 0.64|\Phi(0_{2,complet}^+)\rangle + \dots \quad (5.11)$$

$$|\Phi(2_{3,quasi-SU3}^+)\rangle = 0.44|\Phi(2_{1,complet}^+)\rangle + 0.49|\Phi(2_{2,complet}^+)\rangle + \dots \quad (5.12)$$

$$|\Phi(4_{3,quasi-SU3}^+)\rangle = 0.32|\Phi(4_{2,complet}^+)\rangle + 0.49|\Phi(4_{4,complet}^+)\rangle + \dots \quad (5.13)$$

Notons que la valeur du moment quadripolaire spectroscopique de l'état 2_1^+ appartenant à la bande fondamentale est fortement diminué dans le cas d'un calcul restreint à la symétrie neutron quasi-SU3 ($Q_{s(quasi-SU3)}(2_1^+) = -6.2 \text{ efm}^2$; $Q_{s(complet)}(2_1^+) = -16.0 \text{ efm}^2$). En revanche, le moment quadripolaire spectroscopique de l'état 2_3^+ appartenant à la structure excitée construite sur l'état 0_2^+ change de signe et augmente en amplitude : $Q_{s(quasi-SU3)}(2_3^+) = -14.2 \text{ efm}^2$. Nous rappelons que l'état équivalent du calcul complet, 2_2^+ , est soumis à un fort mélange de formes oblate et prolata identifiées dans la Ref. [60]. Un tel mélange pourrait être responsable de la faible valeur de Q_s de l'état, $Q_{s(complet)}(2_2^+) = 1.8 \text{ efm}^2$.

Les recouvrements équivalents entre les états des structures construites sur les états 0_1^+ et 0_2^+ sont probablement le signe d'un mélange important dans les fonctions d'ondes issues du calcul complet pour ces deux structures. Ceci semble être compatible avec les fortes transitions $B(E2)$ entre ces états rapportées en champ moyen dans la Ref. [60].

5.4.4.3 Structure construite sur l'état 2^+ et multiplet d'états $(3, 4, 5, 6)^+$

Les états issus du calcul restreint ayant les plus importants recouvrements avec la structure construite sur l'état 2_3^+ du calcul ouvert sont composés des états 2_2^+ , 3_2^+ et 4_5^+ . La fonction d'onde de la tête de la structure $2_{2,restreint}^+$ se recouvre ainsi à 64% avec l'état 2_3^+ issu du calcul ouvert, les recouvrements avec d'autres états 2^+ étant négligeables. Son énergie d'excitation passe au-dessous de l'état 2_3^+ , lui-même appartenant à la bande construite sur le second état excité 0_2^+ . Par conséquent, l'état $2_{2,restreint}^+$ décroît vers l'état de la bande fondamentale $2_{1,restreint}^+$ par une forte transition électrique $B(E2) = 90 \text{ efm}^2$, tandis que l'état $2_{3,ouvert}^+$ du calcul ouvert décroît sur l'état de la bande excitée $2_{2,ouvert}^+$. A l'instar du calcul ouvert, les états 2_2^+ , 3_2^+ et 4_5^+ communiquent avec un multiplet d'états 3_1^+ , 4_1^+ , 5_1^+ et 6_1^+ principalement construits sur la configuration neutron $n_v = 1$ $[(v1f_{7/2})^{-1}(v2p_{3/2})^1]$. Les recouvrements entre les états des multiplets issus des calculs restreints et ouverts sont les plus importants des états du ^{44}S (autour de 0.9). On peut noter qu'ils conservent le même espacement relatif et suivent l'abaissement en énergie de l'état 2_2^+ .

Dans le noyau ^{44}S , le cas limite quasi-SU3 appliqué à l'espace de valence neutron conserve le multiplet d'état $(3, 4, 5, 6)^+$ construit sur une excitation de particule individuelle neutron $1p1h$. Ces états sont caractérisés par d'importants recouvrements avec leurs homologues du calcul complet. Par ailleurs, la structure construite sur un état 2^+ issue de la limite quasi-SU3 évolue peu en comparaison du calcul complet.

5.4.4.4 Le noyau de ^{42}S

La figure 5.18 reporte le schéma de niveaux obtenu dans le cas d'un calcul restreint aux orbitales $\nu 1f_{7/2} - \nu 2p_{3/2}$ (à gauche) et d'un calcul ouvert (à droite) pour le noyau voisin ^{42}S .

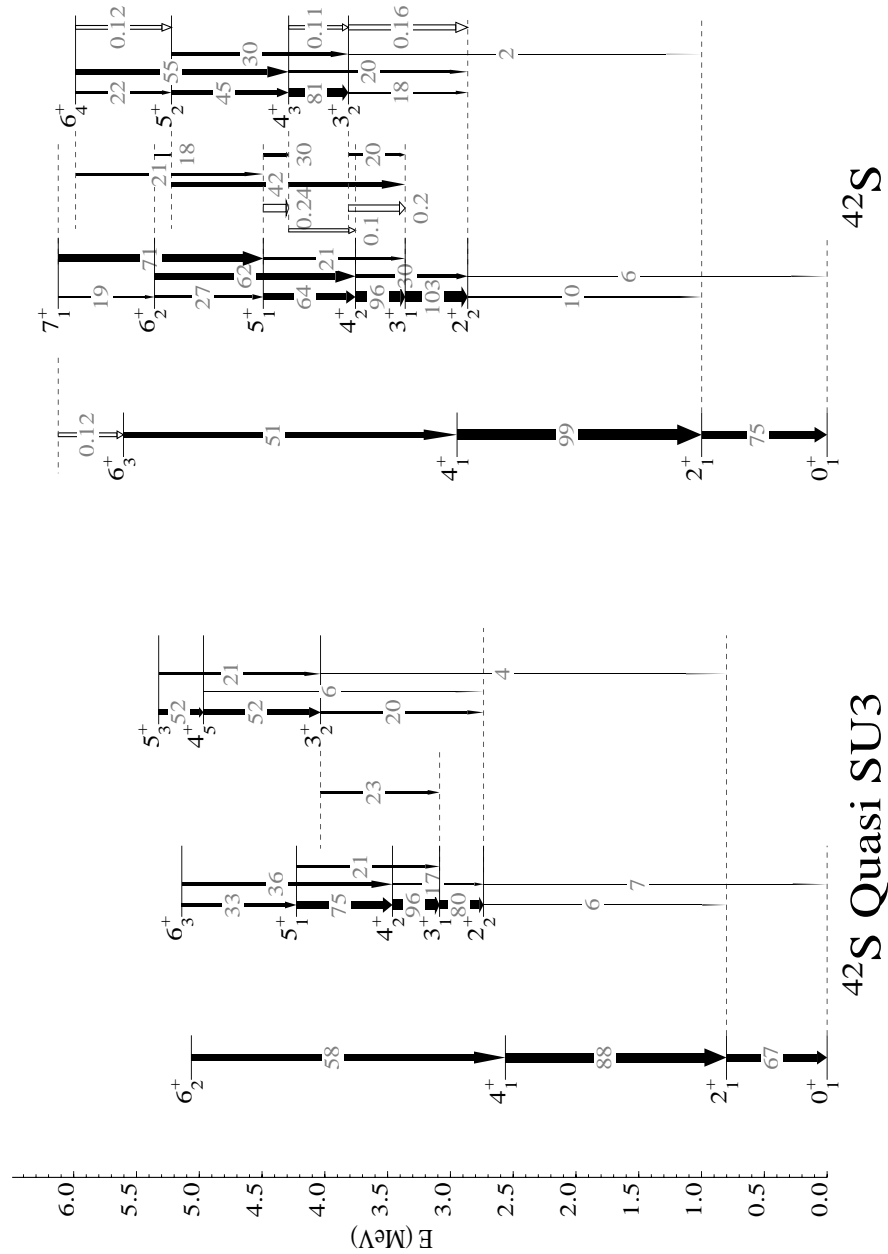


FIGURE 5.18 – Schéma de niveaux du ^{42}S calculé dans le cas d'un espace de valence des neutron : (à gauche) retreint aux orbitales $f_{7/2} - p_{3/2}$; (à droite) ouvert aux orbitales $f_{7/2}, p_{3/2}, f_{5/2}$ et $p_{1/2}$.

On retrouve à nouveau sur la partie gauche de la figure 5.18 des structures d'états similaires à celles identifiées dans le cas d'un calcul ouvert, à savoir :

- (i) Une structure construite sur l'état fondamental composée des états 0_1^+ , 2_1^+ et 4_1^+ .
- (ii) Une quasi-bande gamma composée des états 2_2^+ , 3_1^+ , 4_2^+ , 5_1^+ , 6_3^+ .
- (iii) Un multiplet d'états $(3, 4, 5)^+$ légèrement affaibli par rapport aux calculs ouverts.

Les coefficients de recouvrements les plus importants entre les états issus des deux espaces de valence sont reportés dans le tableau 5.7.

TABLE 5.7 – Recouvrement entre les états calculés dans le cas d'un espace de valence ouvert et restreint sur des excitation neutrons dans le sous-espace $f_{7/2} - p_{3/2}$ pour le noyau ^{42}S .

$J^\pi_{quasi-SU3}$	J^π_{ouvert}	$C_{n'}$
$0_{1(gs)}^+$	$0_{1(gs)}^+$	0.90
$2_{1(gs)}^+$	$2_{1(gs)}^+$	0.90
$4_{1(gs)}^+$	$4_{1(gs)}^+$	0.90
$6_{2(gs)}^+$	$6_{2(\gamma)}^+$	0.73
	$6_{3(gs)}^+$	0.40
$2_{2(\gamma)}^+$	$2_{2(\gamma)}^+$	0.85
$3_{1(\gamma)}^+$	$3_{1(\gamma)}^+$	0.86
$4_{2(\gamma)}^+$	$4_{2(\gamma)}^+$	0.87
$5_{1(\gamma)}^+$	$5_{1(\gamma)}^+$	0.88
$6_{3(\gamma)}^+$	$6_{2(\gamma)}^+$	0.46
	$6_{3(gs)}^+$	0.77
$3_{2(multiplet)}^+$	$3_{2(multiplet)}^+$	0.69
$4_{5(multiplet)}^+$	$4_{3(multiplet)}^+$	0.31
	4_4^+	0.30
	4_5^+	0.41
$5_{3(multiplet)}^+$	$5_{2(multiplet)}^+$	0.34
	5_3^+	0.75

Les états 0_1^+ , 2_1^+ et 4_1^+ composant la structure fondamentale du calcul restreint présentent de forts recouvrements (jusqu'à 0.9) avec les états de la structure fondamentale obtenus par le calcul ouvert. Par ailleurs, les états de la quasi-bande gamma se recouvrent très bien (0.85-0.88) avec les états de la quasi-bande gamma obtenue par les calculs ouverts. Notons que les plus faibles recouvrements sont associés aux états du multiplet $(3, 4, 5)^+$. Par exemple, l'état 4_5^+ du calcul restreint se mélange avec trois états 4_{ouvert}^+ compris dans 800 keV :

$$\begin{aligned}
|\Phi(4_{5,quasi-SU3}^+)\rangle &= 0.31|\Phi(4_{3,complet}^+)\rangle + 0.30|\Phi(4_{4,complet}^+)\rangle \\
&\quad + 0.41|\Phi(4_{5,complet}^+)\rangle + \dots
\end{aligned}
\tag{5.14}$$

Seul l'état 4_3^+ du calcul complet, appartenant à la structure du multiplet d'états $(3, 4, 5, 6)^+$, a été reporté sur la figure 5.18, les autres états n'étant identifiés comme faisant parti d'aucune autre structure. Des remarques similaires peuvent être faites concernant l'état 5_3^+ du calcul ouvert.

Résumé

Nous avons vu dans cette section que la validité de la symétrie quasi-SU3 appliquée à l'espace de valence des neutrons pour les noyaux de ^{44}S et ^{42}S est assurée par d'importants recouvrements des fonctions d'onde entre les états issus des calculs restreints aux orbitales $f_{7/2} - p_{3/2}$ et des calculs ouverts aux orbitales fp . Au sein de cette symétrie, les déformations triaxiales sont attendues à $N = 26, 30$ et étouffées à $N = 28$. Les structures identifiées dans les noyaux $^{42,44}\text{S}$ ne sont pas modifiées de façons significatives dans le cas limite de symétrie quasi-SU3. Ceci est cohérent avec une collectivité des états principalement apportée par les excitations protons. Par ailleurs, bien que la symétrie quasi-SU3 constitue une bonne approximation pour ces noyaux, celle-ci n'est valable qu'à $\approx 65\%$. Par la suite, nous nous proposons de tester l'importance des mouvements collectifs des protons en nous plaçant, selon le même principe que précédemment, dans plusieurs cas limites relatifs à l'espace de valence des protons.

5.4.5 Cas limite des protons

Afin de sonder la collectivité apportée par les protons dans la structure à basse énergie du ^{44}S , nous nous plaçons dans deux cas limites, l'un minimisant les excitations de protons dans les couches sd , l'autre maximisant les excitations protons de type collectives.

5.4.5.1 Excitations protons interdites

Le premier cas limite consiste à interdire les excitations de protons des couches $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$ vers la couche $d_{3/2}$: on se retrouve dans le cas d'un espace de valence proton fermé. Ainsi, seules les excitations neutrons participeront à la construction des états. Cette limite permet de tester le caractère particule individuelles des excitations neutrons pour former le multiplet d'états $(3, 4, 5, 6)^+$ du ^{44}S , dont nous avons vu qu'il était principalement construit sur la configuration d'une excitation neutron de type particule-trou dans les couches $f_{7/2} - p_{3/2}$. Le caractère purement particule individuelle des neutrons se retrouve dans le multiplet identifié dans le ^{48}Ca , pour lequel les protons remplissent intégralement les couches sd . Il est reflété par des énergies de corrélations et des moments quadripolaires spectroscopiques faibles caractéristiques d'états sphériques. Le retrait successif de paires de protons dans les couches sd pour les noyaux ^{46}Ar et ^{44}S se traduit par un gain important d'énergie de corrélation.

En interdisant les excitations des protons, on s'attend à retrouver le cas du ^{48}Ca pour ces états du multiplet. Le tableau 5.8 reporte les énergie d'excitation, pourcentages de la configuration neutron $(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^{-1}$ et moments quadripolaires spectroscopiques pour le noyau ^{44}S des premiers états excités calculés pour cet espace de valence proton.

TABLE 5.8 – Energies d’excitation, pourcentages de la configuration neutron $(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^{-1}$ et moments quadripolaires spectroscopiques des premiers états excités du noyau ^{44}S calculés dans le cas où les excitations de protons des couches $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$ vers la couche $d_{3/2}$ sont interdites.

$J_{\text{bloqué}}^{\pi}$	E^* (MeV)	$(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^1$	Q_s	MuC
2_1^+	2.26	43	0.61	-5.10
3_1^+	2.74	75	5.7	-3.28
4_1^+	2.62	80	5.6	-3.75
5_1^+	3.38	79	2.24	-2.68

On retrouve le multiplet d’états $(3, 4, 5)^+$ aux mêmes énergies d’excitations avec les mêmes écarts relatifs que pour le cas d’un calcul ouvert. Cependant, leurs fonctions d’ondes neutron se rapprochent du cas pur de particules individuelles rencontré dans le ^{48}Ca . En effet la configuration neutron principale correspondant à une excitation particule-trou $n_v = 1$ associée à la configuration spécifique $(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^{-1}$ participe entre 75 et 80 % des fonctions d’onde totales. Les faibles valeurs des moments quadripolaires spectroscopiques ($Q_s \simeq 2 - 6 \text{ efm}^2$) et des énergies de corrélation ($MuC \simeq -3.5 \text{ MeV}$), proches du cas sphérique du ^{48}Ca , traduisent la forte baisse des corrélations dans ces états, conséquence direct d’un espace de valence des proton pour lequel les excitations sont interdites. Ceci confirme le rôle crucial des excitations des protons dans l’apport des corrélations dans les états du multiplet du ^{44}S . Notons qu’un état 2_1^+ est calculé à 2.26 MeV et présente également une configuration majoritaire (43%) $(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^{-1}$.

Les coefficients de recouvrement entre les états obtenus par le calcul restreint en proton et le calcul ouvert sont reportés dans le tableau 5.9.

TABLE 5.9 – Recouvrement des fonctions d’onde des états calculés dans le cas d’un espace de valence ouvert et le cas où les excitations protons des couches $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$ vers la couche $d_{3/2}$ sont interdites pour le noyau ^{44}S .

$J_{\text{restreint}}^{\pi}$	J_{ouvert}^{π}	$C_{n'}$
2_1^+	2_1^+	0.26
2_1^+	2_2^+	0.17
2_1^+	2_3^+	0.14
3_1^+	3_1^+	0.32
4_1^+	4_1^+	0.34
5_1^+	5_1^+	0.30

Les valeurs de $C_{n'}$ entre les états issus des deux espaces de valence proton sont faibles, autour de 0.3. Notons que les états 3_1^+ , 4_1^+ et 5_1^+ ne se recouvrent significativement

avec aucun autre état issu du calcul ouvert que ceux reportés dans le tableau 5.9. L'état 2_1^+ *restreint*, que nous n'avons pas identifié dans le cas d'un calcul ouvert au sein du multiplet, présente des recouvrements éclatés entre trois états 2_{ouvert}^+ .

Le cas limite visant à interdire les excitations des protons au sein des couches *sd* favorise les excitations neutron de type particule individuelle (1p1h) du multiplet d'états $(3, 4, 5)^+$ du ^{44}S . Leurs faibles recouvrements avec les états du multiplet issus du calcul complet soulignent l'importance des excitations des protons dans les fonctions d'ondes de ces derniers.

5.4.5.2 Limite SU3 des protons

Le cas limite SU3 appliqué à l'espace de valence proton est obtenu en dégénéralisant en énergie les orbitales de particule individuelle proton $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ à partir des ESPE obtenues dans la partie 4.2.1 à $Z = 16$ et $N = 28$. La symétrie SU3 permet de magnifier la collectivité des protons dans les couches *sd* et de sonder leur impact sur le développement de la triaxialité dans la structure à basse énergie du ^{44}S .

La figure 5.19 reporte les schémas de niveaux calculés pour le ^{44}S obtenus (à gauche) dans le cas limite où les orbitales de particules individuelles proton $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ sont dégénérées en énergie et (à droite) dans le cas d'un espace de valence complet. Nous pouvons déjà observer une compression générale du schéma de niveaux obtenu dans le cas limite de la symétrie SU3 pour les protons.

Le tableau 5.10 reporte les coefficients de recouvrement $C_{n'}$ entre les états issus des deux espaces de valence.

Ces valeurs de recouvrement sont globalement moins importantes (entre 0.3 et 0.6) que celles appliquées aux états issus du cas limite de symétrie quasi-SU3 dans l'espace de valence des neutrons. Par ailleurs, on peut noter sur la figure 5.19 une forte évolution dans la structure à basse énergie du ^{44}S entre les deux calculs.

Par la suite, nous analyserons les valeurs de recouvrements ainsi que les évolutions de la structure bande par bande.

Bande fondamentale et structure excitée 0_2^+

Les structures de la bande fondamentale et des états construits sur l'état 0_2^+ évoluent peu entre les deux calculs (voir la partie gauche de la figure 5.19). A nouveau, les mélanges entre les états de ces deux bandes se traduisent par des recouvrements quasi-équivalents avec les états analogues du calcul complet. Ainsi les fonctions d'ondes des états 2_1^+ et 4_2^+ de la bande fondamentale se développent tel que :

$$|\Phi(2_{1,SU3}^+)\rangle = 0.50|\Phi(2_{1,complet}^+)\rangle + 0.47|\Phi(2_{2,complet}^+)\rangle + \dots \quad (5.15)$$

et

$$|\Phi(4_{2,SU3}^+)\rangle = 0.41|\Phi(4_{2,complet}^+)\rangle + 0.42|\Phi(4_{4,complet}^+)\rangle + \dots \quad (5.16)$$

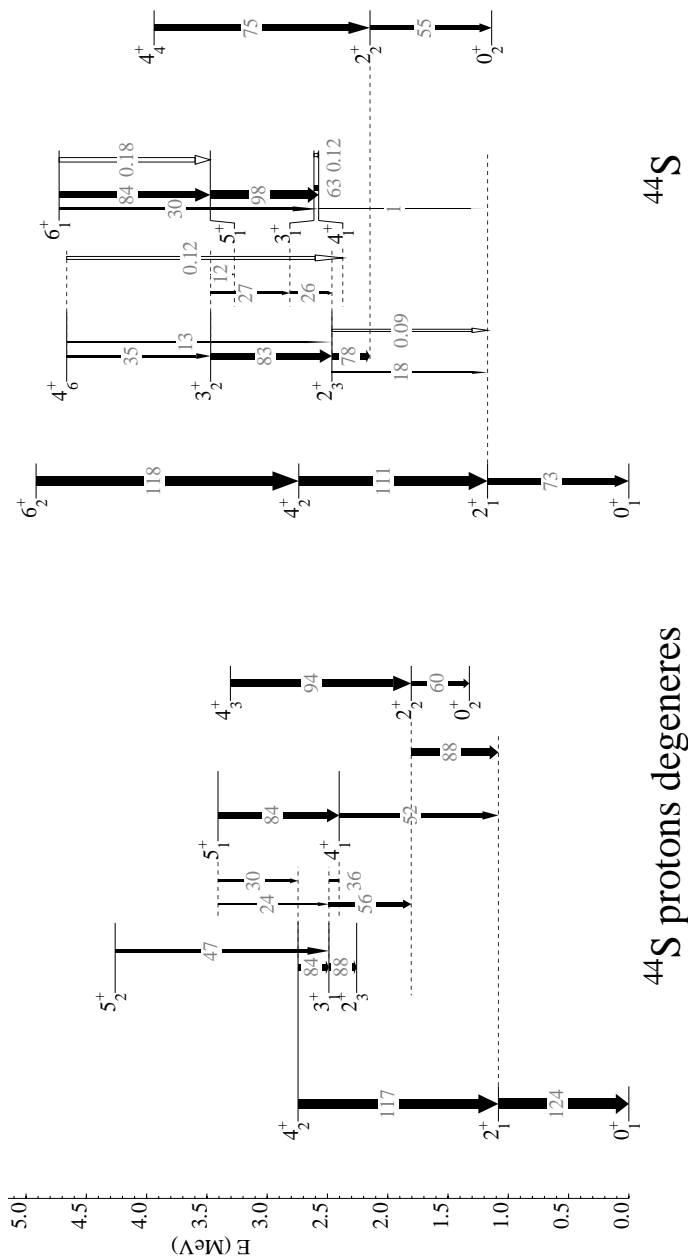


FIGURE 5.19 – Schéma de niveaux du ^{44}S calculé dans le cas d'un espace de valence des protons : (à gauche) où les orbitales de particules individuelles proton $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ sont dégénérées en énergie ; (à droite) complet.

La bande construite sur l'état fondamental et la structure excitée 0_2^+ sont liées par des transitions électriques $B(E2)$ significativement plus importantes que dans le cas d'un calcul complet. Par ailleurs, les états 2_2^+ et 2_1^+ appartenants respectivement à la bande fondamentale et la structure excitée 0_2^+ se retrouvent reliés par une forte transition électrique $B(E2 : 2_{+2} \rightarrow 2_1^+) = 88 \text{ efm}^2$.

Ces éléments reflètent à nouveau le fort mélange entre les structures construites

TABLE 5.10 – Recouvrement entre les états calculés dans le cas d'un espace de valence ouvert et le cas où les orbitales de particules individuelles proton $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ sont dégénérées en énergie pour le noyau ^{44}S . Ainsi les excitations collectives des protons sont maximisées.

J_{SU3}^π	J_{ouvert}^π	$C_{n'}$
$0_{1(gs)}^+$	$0_{1(gs)}^+$	0.69
$2_{1(gs)}^+$	$2_{1(gs)}^+$	0.50
	$2_{2(excité)}^+$	0.47
	2_3^+	0.24
$4_{2(gs)}^+$	$4_{1(multiplet)}^+$	0.27
	$4_{2(gs)}^+$	0.41
	$4_{4(excité)}^+$	0.42
	4_6^+	0.22
$0_{2(excité)}^+$	$0_{2(excité)}^+$	0.65
$2_{2(excité)}^+$	$2_{1(gs)}^+$	0.47
	$2_{2(excité)}^+$	0.41
	2_3^+	0.29
$4_{3(excité)}^+$	$4_{2(gs)}^+$	0.44
	$4_{4(excité)}^+$	0.43
2_3^+	$2_{2(excité)}^+$	0.30
	2_3^+	0.55
3_1^+	$3_{1(multiplet)}^+$	0.60
	3_2^+	0.32
$4_{1(multiplet)}^+$	$4_{1(multiplet)}^+$	0.60
$5_{1(multiplet)}^+$	$5_{1(multiplet)}^+$	0.61

sur l'état fondamental 0_1^+ et excité 0_2^+ .

Structure construite sur l'état 2^+ et multiplet d'états $(3, 4, 5, 6)^+$

La structure construite sur l'état 2_3^+ ainsi que le multiplet d'états $(3, 4, 5, 6)^+$ subissent d'importants changements au passage du cas limite SU3. La structure construite sur l'état 2_3^+ du calcul SU3 est composée des états 3_1^+ , 4_2^+ et (5_2^+) présentant de fortes probabilités de transition électriques $B(E2)$. Nous ferons plusieurs remarques sur cette structure calculée dans le cas limite où les excitations collectives des protons sont maximisées par rapport à celle obtenue avec le calcul ouvert.

L'état 4_2^+ de cette structure fait également partie de la bande fondamentale. Ainsi l'état présente des coefficients de recouvrement non négligeables avec plusieurs états 4^+ issus

du calcul complet :

$$|\Phi(4_{2,SU3}^+)\rangle = 0.27|\Phi(4_{1,complet}^+)\rangle + 0.41|\Phi(4_{2,complet}^+)\rangle \\ + 0.42|\Phi(4_{4,complet}^+)\rangle + 0.22|\Phi(4_{6,complet}^+)\rangle + \dots \quad (5.17)$$

Notons que la fonction d'onde de l'état 4_2^+ se recouvre de façon quasi-équivalente avec les états 4_1^+ du multiplet et 4_6^+ de la structure construite sur l'état 2^+ du calcul complet. L'état 3_1^+ du calcul SU3 présente quant à lui un recouvrement maximum (36%) avec l'état 3_1^+ du multiplet obtenu avec le calcul complet :

$$|\Phi(3_{1,SU3}^+)\rangle = 0.60|\Phi(3_{1,complet}^+)\rangle + 0.32|\Phi(3_{2,complet}^+)\rangle + \dots \quad (5.18)$$

Cependant dans la limite SU3, l'état se retrouve confondu dans la structure construite sur l'état 2_3^+ . Ne subsistent du multiplet que les états 4_1^+ et 5_1^+ , chacun présentant des coefficients de recouvrement avec leurs états homologues du calcul complet d'environ 0.6. Par ailleurs, les états de ces deux structures communiquent entre eux via des transitions électromagnétiques non négligeables, reflétant les forts mélanges entre les deux bandes.

Propriétés électriques

Avec un moment quadripolaire $Q_{s,SU3}(2_1^+) = +15.26 \text{ efm}^2$, l'état 2_1^+ de la bande fondamentale issu du calcul SU3 passe d'une déformation prolata à une déformation oblate. A l'inverse, le Q_s de l'état 2_2^+ de la structure excitée, $Q_s(2_2^+) = -13.16 \text{ efm}^2$, correspond à une déformation prolata dans l'hypothèse d'une bande de rotation $K=0$.

Par ailleurs, les valeurs des moments quadripolaires des états de la structure construite sur l'état 2_3^+ se rapprochent du comportement d'une quasi-bande gamma (voir l'équation 5.3). En effet, $Q_s(2_3^+) = -12.42 \text{ efm}^2 \simeq -Q_s(2_1^+)$ et $Q_s(4_2^+) = 6.0 \text{ efm}^2$ est de signe opposé à $Q_s(2_3^+)$. En revanche, le moment quadripolaire de l'état 3_1^+ n'est pas nul, $Q_s(3_1^+) = 9.03 \text{ efm}^2$. On peut s'attendre cependant à ce que le fort mélange de l'état 3_1^+ avec le multiplet d'état $4_1^+, 5_1^+$ perturbe significativement ses propriétés électriques.

Les calculs issus de la symétrie SU3 appliquée à l'espace de valence des protons, confirment le rôle primordial des protons dans le développement des corrélations du ^{44}S . On y observe un mélange de la structure construite sur l'état 2_3^+ et les états du multiplet $(3, 4, 5)^+$, confirmant le lien de parenté entre ces états. Par ailleurs, la collectivité des protons semble faire apparaître une réminiscence d'un léger degré de liberté triaxial dans les états $(2_3^+, 3_1^+, 4_2^+)_{SU3}$, dont les propriétés électriques se rapprochent des caractéristiques d'une quasi-bande gamma, sans toutefois répondre à l'ensemble des critères attendus.

5.4.6 Conclusion

Nous avons vu dans cette partie l'influence des excitations de type collectives et de particule individuelle des protons et des neutrons sur l'évolution de la structure à basse

énergie du ^{44}S . L'ensemble des calculs soulignent les forts mélanges de configuration à l'œuvre dans ce noyau. En particulier, les structures construites sur l'état fondamental 0_1^+ et excité 0_2^+ apparaissent fortement mélangées, en accord avec les transitions importantes $B(E2)$ calculées entre ces états dans la Ref. [60].

De plus, si aucun des calculs effectués dans cette partie n'a permis d'identifier une structure répondant entièrement aux critères d'une quasi-bande gamma, plusieurs évolutions ont été observées.

Le cas limite quasi-SU3, pour lequel les excitations neutrons sont retraits aux orbitales $1f_{7/2}$ et $2p_{3/2}$, conserve le caractère particule individuelle du multiplet d'état $(3, 4, 5, 6)^+$ principalement construit sur une excitation neutron $1p1h$. Dans cet espace de valence neutron, la structure construite sur un état 2^+ évolue peu en comparaison du calcul complet.

Le cas limite visant à interdire les excitations des protons au sein des couches sd permet de souligner le rôle essentiel des protons dans l'apport de la collectivité des états du multiplet $(3, 4, 5)^+$. L'influence des excitations protons sur la structure collective du ^{44}S est sondée via le cas limite SU3. Dans cette symétrie appliquée à l'espace de valence des protons, la collectivité apportée par les protons est maximisée. Elle indique un mélange global des structures identifiées dans le noyau ^{44}S . En particulier, la structure construite sur l'état 2_3^+ et les états du multiplet $(3, 4, 5)^+$ apparaissent fortement mélangées, confirmant le lien de parenté entre ces états. En effet, l'état 3_1^+ appartenant au multiplet du calcul ouvert se retrouve confondu avec la structure construite sur l'état 2_3^+ dans le cas d'un calcul SU3. Par ailleurs, l'état $4_1^+(SU3)$ appartenant à la bande fondamentale fait également parti de cette structure construite sur l'état $2_3^+(SU3)$.

Enfin, si la triaxialité demeure fortement atténuée à $N = 28$ du fait de la symétrie quasi-SU3, la collectivité des protons semble développer un léger degré de liberté triaxial dans le ^{44}S , avec des propriétés électriques des états $(2_3^+, 3_1^+, 4_2^+)_{SU3}$ se rapprochant des caractéristiques d'une quasi-bande gamma.

Par conséquent, le multiplet d'états $(3, 4, 5)^+$ du ^{44}S est interprété en termes d'états construits sur une excitation neutron de type 1 particule - 1 trou couplée à des vibrations gamma en provenance des excitations protons.

Par la suite, nous nous proposons de sonder l'impact de ce degré de liberté triaxial sur la structure à basse énergie du ^{43}S . Nous identifierons les liens de parenté entre les états interprétés comme légèrement triaxiaux des noyaux $^{42,44}\text{S}$ et les structures construites sur l'état fondamentale et isomère du ^{43}S via des calculs de facteurs spectroscopiques.

5.5 Facteurs spectroscopiques

La présente section est dédiée à l'étude de l'impact du degré de liberté triaxial, reporté dans les noyaux pair-pair de soufre, sur la structure à basse énergie du ^{43}S . Les facteurs spectroscopiques sont un outil intéressant pour estimer la parenté entre les fonctions d'ondes des états de basse énergie du ^{43}S et des noyaux de ^{42}S et ^{44}S . Nous présentons ici les résultats de facteurs spectroscopiques calculés en modèle en couches depuis les premiers états des structures identifiées dans les $^{42,44}\text{S}$ vers les états d'intérêt du ^{43}S .

5.5.1 Résultats théoriques

Nous rappelons dans la figure 5.20 le schéma de niveaux ainsi que les fonctions d'ondes associées du ^{43}S .

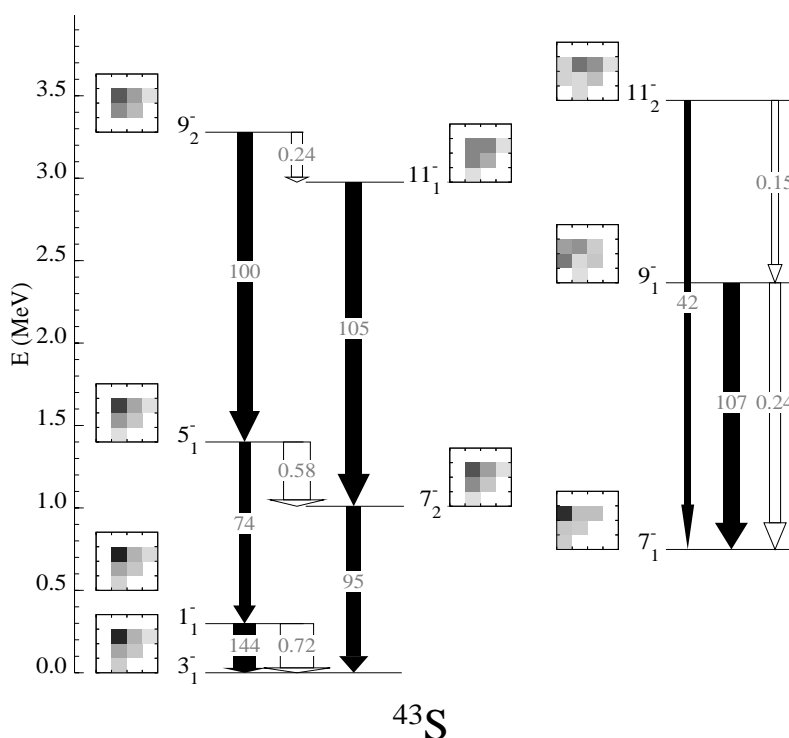


FIGURE 5.20 – Schéma de niveaux calculés dans le ^{43}S . Les fonctions d'ondes de chaque état sont représentées sous la forme de graphiques à deux dimensions. Voir le texte pour plus de détails.

Les états appartenants à la bande de rotation fondamentale sont principalement construits sur la configuration neutron $n_v = 1$ correspondant majoritairement à la configuration spécifique $[(f_{7/2})^{-1}(p_{3/2})^1]$. Afin d'évaluer les canaux de réactions pertinents pour l'étude des liens de parenté entre les états du noyau ^{43}S et les noyaux voisins $^{42,44}\text{S}$, nous rappelons dans le tableau 5.11 les configurations neutron principales des têtes de bandes identifiées dans les noyaux de $^{42,44}\text{S}$.

Deux canaux de réaction ont été utilisés pour former le ^{43}S dans les calculs modèle en couches de facteurs spectroscopiques, respectivement le transfert et le pickup d'un

TABLE 5.11 – Configurations neutron principales en termes de nombre d'excitation particule-trou n_ν et de configuration spécifique des têtes de bandes identifiées dans les noyaux de $^{42,44}\text{S}$.

	J^π	n_ν	Configuration neutron principale
^{42}S	0_1^+	0	$(\nu 1 f_{7/2})^{-2}$
	2_2^+	1	$(\nu 1 f_{7/2})^{-3} (\nu 2 p_{3/2})^1$
	3_2^+	1	$(\nu 1 f_{7/2})^{-3} (\nu 2 p_{3/2})^1$
^{44}S	0_1^+	2	$(\nu 1 f_{7/2})^{-2} (\nu 2 p_{3/2})^2$
	0_2^+	2	$(\nu 1 f_{7/2})^{-2} (\nu 2 p_{3/2})^2$
	2_3^+	2	$(\nu 1 f_{7/2})^{-2} (\nu 2 p_{3/2})^2$
	3_1^+	1	$(\nu 1 f_{7/2})^{-1} (\nu 2 p_{3/2})^1$

neutron sur les ^{42}S et ^{44}S . Les états initiaux de ces noyaux sont les premiers états de structure citées ci-dessus. Il s'agit des états 0^+ , 2^+ appartenant aux bandes fondamentales, la tête de la séquence construite sur l'état 2^+ , et les premiers états 3^+ , 4^+ du multiplet. Les facteurs spectroscopiques ont été calculés sur tous les états finaux identifiés dans le ^{43}S .

5.5.1.1 Bande fondamentale du ^{43}S

Pour le canal $^{42}\text{S}(0_1^+) \rightarrow ^{43}\text{S}$, les valeurs calculées des facteurs spectroscopiques associés aux états de la bande fondamentale du ^{43}S renseignent sur la nature de leur fonction d'onde intrinsèque. On calcule ainsi $S(1/2_1^-) = 0.38$; $S(3/2_1^-) = 0.52$; $S(5/2_1^-) = 0.04$; $S(7/2_2^-) = 0.07$ épuisant respectivement 39%, 59%, 4% and 20% de la force spectroscopique associée aux orbitales $p_{1/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ et $f_{7/2}$.

Ces valeurs peuvent être comparées aux coefficients $C_{l,j}(\Omega, N)^2$ calculés dans la Ref [16] et reportées dans le tableau 5.12. Les plus grands accords entre ces coefficients et les facteurs spectroscopiques calculés en modèle en couches sont obtenus pour le cas d'une fonction d'onde intrinsèque $K = 1/2$ provenant de l'orbitale $p_{3/2}$ avec un paramètre de déformation axial $\beta = 0.1$.

Les déviations notables des facteurs spectroscopiques de ces états des valeurs attendues [16], indiquent que la fonction d'onde intrinsèque de la bande rotationnelle fondamentale du ^{43}S est plus complexe qu'une fonction d'onde de Nilsson purement déformée à symétrie axiale. Ces déviations sont corroborées par la valeur non négligeable du facteur spectroscopique calculé pour le canal $^{42}\text{S}(2_\gamma^+) \rightarrow ^{43}\text{S}(3/2_1^-)$, $S=0.54$, qui épuise environ 12% de la force spectroscopique associée au transfert d'un neutron sur l'orbitale $\nu f_{7/2}$. Une telle valeur révèle un faible lien de parenté entre le degré de liberté triaxial du noyau de ^{42}S et l'état fondamental du ^{43}S .

TABLE 5.12 – Facteurs spectroscopiques S calculés pour les états $1/2_1^-$, $3/2_1^-$, $5/2_1^-$ et $7/2_2^-$ de la bande fondamentale du ^{43}S via le canal de réaction $^{42}\text{S}(0_1^+) \rightarrow ^{43}\text{S}$, ainsi que les force spectroscopique (FS) associées aux orbitales correspondantes nlj et les valeurs des poids $C_{l,j}(\Omega, N)^2$ tabulées dans la Ref [16] pour le cas d’une fonction d’onde intrinsèque $K = 1/2$ provenant de l’orbitale $p_{3/2}$ et soumise à une déformation de paramètre $\beta = 0.1$. Voir le texte pour plus de détails.

J^π	nlj	S	FS (%)	$\frac{2}{2J+1}C_{l,j}(\Omega, N)^2$ [16]
$1/2_1^-$	$2p_{1/2}$	0.38	39	0.18
$3/2_1^-$	$2p_{3/2}$	0.52	59	0.25
$5/2_1^-$	$1f_{5/2}$	0.04	4	0.08
$7/2_2^-$	$1f_{7/2}$	0.07	20	0.02

5.5.1.2 Etat isomère $7/2_1^-$ du ^{43}S

Seuls trois liens de parenté non négligeables sont calculés entre l’état isomère $7/2_1^-$ et les états identifiés dans les noyaux de $^{42,44}\text{S}$. Le facteur spectroscopique calculé pour le canal $^{42}\text{S}(0_1^+) \rightarrow ^{43}\text{S}(7/2_1^-)$, $S=0.22$, épuise 65% de la force spectroscopique associée à l’orbitale sphérique $\nu f_{7/2}$. Une telle valeur confirme que la configuration neutron naturelle ($\nu f_{7/2}$) contribue fortement à la fonction d’onde de l’état isomère, comme nous avons pu le voir dans la partie 4.3.3 en décomposant sa fonction d’onde en termes d’excitations neutrons.

Par ailleurs, un important facteur spectroscopique est calculé pour le canal $^{44}\text{S}(4_1^+) \rightarrow ^{43}\text{S}(7/2_1^-)$, $SF = 0.65$, épuisant 53% de la force spectroscopique associée au retrait d’un neutron de l’orbitale sphérique $\nu p_{3/2}$. Cette valeur indique un fort lien de parenté entre la fonction d’onde de l’état isomère et celle de l’état 4_1^+ . Des facteurs spectroscopiques de mêmes amplitudes sont obtenues à partir de l’état 3_1^+ du ^{44}S . Nous rappelons que les états 4_1^+ et 3_1^+ du ^{44}S appartiennent au multiplet d’états $(3, 4, 5, 6)^+$ construits sur la configuration neutron principale $n_\nu = 1 : (\nu f_{7/2})^{-1} \nu p_{3/2}^1$. Ces états ont été interprétés comme issus du couplage entre des excitations neutrons de type particule-trou et des vibrations gamma provenant des excitations des protons dans les couches sd .

Enfin, des facteurs spectroscopiques relativement importants sont également calculés pour les canaux $^{44}\text{S}(0_{1,2}^+) \rightarrow ^{43}\text{S}(7/2_1^-)$, avec $S(0_1^+ \rightarrow 7/2_1^-) = 2.7$ et $S(0_2^+ \rightarrow 7/2_1^-) = 1.44$ épuisant respectivement 42% et 23% des forces spectroscopiques associées au retrait d’un neutron de l’orbitale sphérique $\nu f_{7/2}$. Dans la mesure où des forts mélanges entre les états 0_1^+ et 0_2^+ du ^{44}S ont été mentionnés précédemment et reportés dans la ref. [60], ainsi que le report d’une fonction d’onde de l’état fondamental du ^{44}S largement étalée dans le plan de déformation (β, γ) [60], de tels liens de parentés sont cohérent avec un léger degré de liberté triaxial pour l’état isomère $7/2_1^-$ du ^{43}S .

Cette interprétation est également en accord avec la présence des états $9/2_1^-$ et $11/2_2^-$ reliés à l’état isomère $7/2_1^-$ par des transitions $E2/M1$ non négligeables. Nous avons vu dans la section 4.3.3 que leurs fonctions d’ondes présentent d’importants mélanges de configuration. Par ailleurs, les quantités conséquentes d’énergie multipolaires traduisent des corrélations à l’œuvre dans ces états. En outre, la valeur du facteur spectroscopique

calculé pour l'état $11/2_2^-$, $S=0.23$ par le canal de réaction $^{42}\text{S}(2_2^+) \rightarrow ^{43}\text{S}(11/2_2^-)$, épuisant 16% de la force spectroscopique associée au transfert dans l'orbitale sphérique $\nu f_{7/2}$ d'un neutron à partir de l'état 2_1^+ du ^{42}S , vient appuyer l'existence d'un degré triaxial dans la structure construite sur l'état isomère $7/2_1^-$, $9/2_1^-$, $11/2_2^-$ du ^{43}S . m

5.5.2 Conclusion

Les valeurs de facteurs spectroscopiques présentées dans cette partie ont permis d'identifier des degrés de parenté non négligeables entre l'état isomère $7/2_1^-$ et des états du noyau ^{44}S identifiés comme légèrement triaxiaux. Par ailleurs, le facteur spectroscopique associé à la réaction $^{42}\text{S}(0_1^+) \rightarrow ^{43}\text{S}(7/2_1^-)$ souligne l'importance de la configuration sphérique $(1f_{7/2})^{-1}$ de l'état isomère $7/2_1^-$. Les fortes amplitudes des facteurs spectroscopiques associés aux canaux de réaction $^{44}\text{S}(4_1^+, 3_1^+) \rightarrow ^{43}\text{S}(7/2_1^-)$ sont cohérents avec les configurations neutrons principales identifiées pour ces états, à savoir $(1f_{7/2})^{-1} (2p_{3/2})^1$ pour les états 4_1^+ , 3_1^+ du ^{44}S et $(1f_{7/2})^{-1}$ pour l'état isomère du ^{43}S . Ainsi, la fonction d'onde neutron de l'état isomère $7/2_1^-$ est bien décrite comme les fonctions d'ondes des états 4_1^+ , 3_1^+ desquelles on retire un neutron de l'orbitale $2p_{3/2}$. Les états 4_1^+ et 3_1^+ du ^{44}S appartiennent au multiplet d'états $(3, 4, 5, 6)^+$ interprété précédemment comme issus du couplage entre une excitation neutron de type particule-trou $1p1h$ et des vibrations gamma provenant des excitations des protons. Le lien de parenté entre ces états et l'état isomère $7/2_1^-$ du ^{43}S révèle un léger degré de liberté triaxial dans la nature de l'état isomère. La valeur non négligeable du facteur spectroscopiques entre la tête de bande triaxiale 2_2^+ du noyau ^{42}S et l'état $11/2_2^-$ construit sur l'état isomère confirme la nature légèrement triaxiale de la structure composée des états $7/2_1^-$, $9/2_1^-$ et $11/2_2^-$. La déformation triaxiale permet de comprendre la déviation du moment quadripolaire spectroscopique de l'état isomère, $Q_{exp} = 23(3) \text{ efm}^2$, du cas limite de particule individuelle.

5.6 Comparaison aux récents travaux théoriques

Ce paragraphe compare brièvement les résultats présentés dans ce manuscrit aux récents travaux théoriques effectués sur les isotopes de soufre pair-pair autour de $N = 28$ [60, 62], ainsi que le noyau spécifique ^{43}S [120].

Nous rappelons succinctement les résultats de calculs champ moyen et au-delà appliqués au ^{44}S par Rodriguez et Egido et rapportés dans la Ref. [60] (voir la figure 5.2 de la partie 5). La fonction d'onde de l'état fondamental est soumise à un mélange de formes pour lequel le degré de liberté triaxial joue un rôle important. Le premier état excité 0_2^+ calculé en champ moyen [60] développe quant à lui une déformation prolata. Les structures construites sur les états 0_1^+ et 0_2^+ communiquent via d'importantes transitions électriques $B(E2)$. Ces mélanges entre les deux structures ont été mis en lumière dans le cadre du modèle en couche par des calculs de recouvrement de leurs fonctions d'onde issues des cas limites de symétrie quasi-SU3 pour les neutrons et SU3 pour les protons (voir la partie 5.4). La décomposition des fonctions d'ondes des états 0_1^+ et 0_2^+ ont par ailleurs révélé leurs fortes similitudes (voir les figures 5.8 et 5.9 de la partie 5).

Ces éléments diffèrent de l'interprétation reportée dans la Ref. [44] d'une coexistence de forme prolata/sphérique entre ces deux états.

De plus, Rodriguez et Egido rapportent l'identification d'une bande triaxiale construite sur l'état 2_3^+ (voir la figure 5.2 de la partie 5). Notons qu'aucune structure répondant entièrement aux critères d'une bande triaxiale n'a été identifiée dans ce manuscrit. La nature des états 2_3^+ , 3_2^+ et 4_6^+ reportés sur la figure 5.6 de la partie 5.2 pour le ^{44}S , peut être vue comme compatible avec un léger degré de liberté triaxial apporté par les excitations protons.

Ces calculs de champ moyen et au-delà sont cohérents avec les résultats modèle en couches des isotopes pair-pair de silicium et de soufre de $N = 22$ à $N = 28$ présentés dans la Ref. [62]. Utsuno *et al* y reportent les surfaces d'énergie potentielle, tracées sur le plan de déformation (β, γ) , et obtenues par la méthode Hartree-Fock contrainte [121] en utilisant le Hamiltonien modèle en couches via la nouvelle interaction SDPF-MU (voir la Ref. [62] pour plus de détails). Nous reportons les résultats pour les isotopes de soufre dans la figure 5.21.

D'après les graphiques c et d, les noyau ^{42}S et ^{44}S voient leur minimum d'énergie potentielle sur une région de déformation prolata.

Par ailleurs, la surface d'énergie potentielle du ^{44}S apparaît diffuse sur le plan (β, γ) , révélant un degré de liberté triaxial non négligeable dans la structure du noyau. Ce résultat est similaire aux calculs de champ moyen reportés précédemment (voir la ref. [60]). Utsuno *et al* discutent dans leur papier le développement de la déformation des isotopes de calcium aux isotopes de silicium. Ils y soulignent le rôle essentiel des excitations protons, au sein du couple d'orbitales mélangées $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$, dans l'évolution de la collectivité pour les noyaux avec $Z < 20$.

En particulier, à $N = 28$, le couplage des excitations neutrons aux excitations protons conduit au développement de déformation triaxiale soft. Cette conclusion est similaire à celle retenue dans la partie 5.4, où nous avons identifié le rôle essentiel des protons dans le développement de la collectivité des états du ^{44}S interprétés comme légèrement triaxiaux.

Notons qu'à notre connaissance, aucun calcul théorique publié à ce jour, autre que le

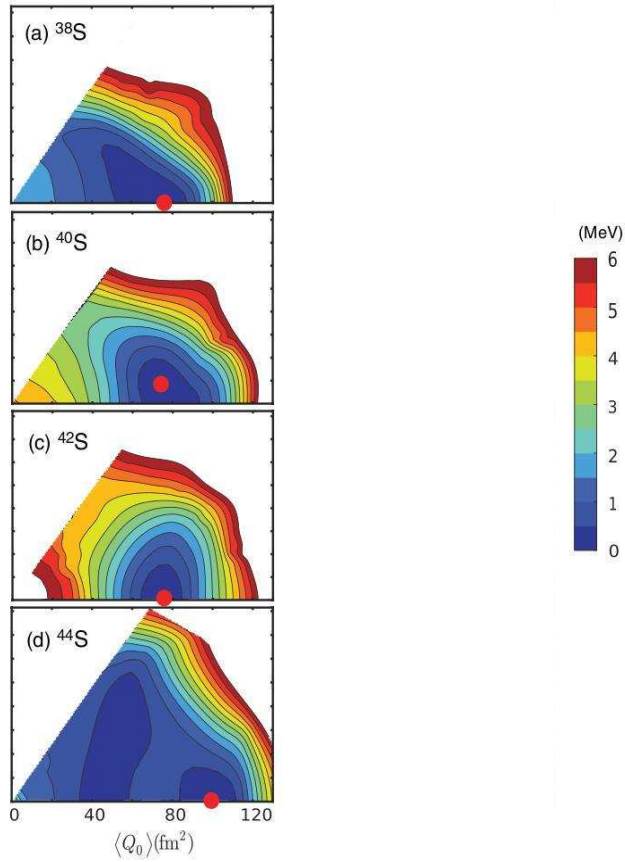


FIGURE 5.21 – (a) Surface d'énergie potentielle des isotopes de soufre de $N = 22$ à $N = 28$ calculées avec et sans l'utilisation du composant de la force tenseur. La figure est adoptée de la Ref. [62].

modèle de couches, ne permet de reproduire l'apparition d'un multiplet $(3, 4, 5, 6)^+$ à basse énergie d'excitation dans le ^{44}S (voir les parties 5.3 et 5.4 pour une étude détaillée de ces états). Dans la mesure où les calculs de champ moyen ont généralement du mal à identifier les états proche de la sphéricité, l'absence de ces états dans les calculs de Rodríguez et Egido est cohérent avec leur configuration neutron de type particule individuelle.

Nous discutons maintenant le cas spécifique du ^{43}S . A l'heure où nous rédigeons ce manuscrit, une étude de Kimura *et al* [120] présente le spectre à basse énergie du ^{43}S et les déformations collectives de ses états, calculées en dynamiques moléculaires antisymétriques.

Les surfaces d'énergie des états déterminés par les nombres quantiques J et K présentant le plus grand recouvrement avec les états $3/2_1^-$, $7/2_2^-$, $7/2_1^-$, $9/2_1^-$ et $3/2_2^-$ sont respectivement reportés sur la figure 5.22. b-f. L'échelle de couleur montre les recouvrements entre les deux fonctions d'ondes.

Les résultats associés aux états appartenant à la bande rotationnelle fondamentale dé-couplée $K = 1/2$ sont en adéquation avec les calculs modèle en couches présentés dans la section 4.3.2. En effet, les fonctions d'onde des états appartenant à la bande fondamen-

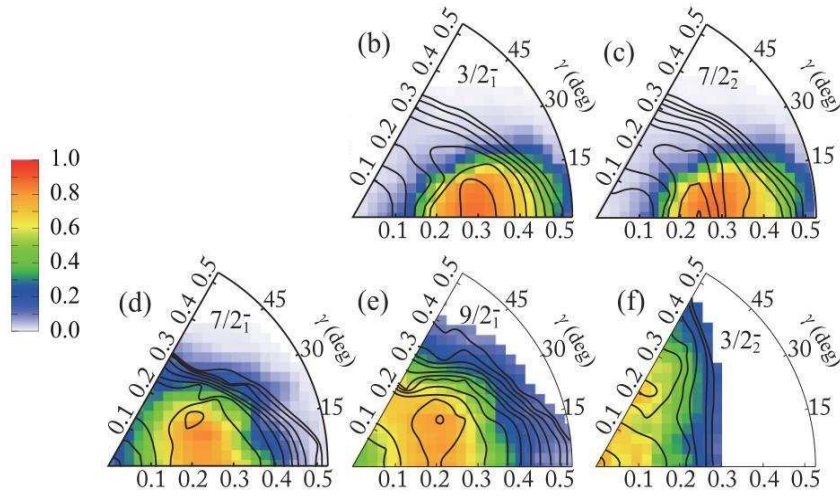


FIGURE 5.22 – (b)-(f) Surfaces d'énergie des états déterminés par les nombres quantiques J et K présentant le plus grand recouvrement avec les états $3/2_1^-$, $7/2_2^-$, $7/2_1^-$, $9/2_1^-$ et $3/2_2^-$. L'échelle de couleur montre les recouvrements GCM entre les deux fonctions d'onde.

tal $3/2_1^-$, $7/2_2^-$, $1/2_1^-$ et $5/2_1^-$ sont dominées par la projection $K^\pi = \pm 1/2^-$ et présentent un puit d'énergie potentielle piqué sur la région de déformation prolate. Les propriétés électromagnétiques des états de la bande sont également en accord avec le modèle particule-plus-rotor, avec une configuration neutron intrusive $(vp_{3/2})^1$ dominante. Les fonctions d'onde des états de la structure construite sur l'état isomère du ^{43}S , $7/2_1^-$, $9/2_1^-$ et $11/2_2^-$, présentent une déformation triaxiale (voir la figure 5.22 d et e pour les états $7/2_1^-$ et $9/2_1^-$).

Ces résultats sont cohérents avec les liens de parenté non-négligeables identifiés dans la section 5.5.1.2 entre l'état isomère du ^{43}S et les états interprétés comme légèrement triaxiaux dans les noyaux ^{42}S et ^{44}S .

Chapitre 6

Conclusion et Perspectives

Le but de ce travail consistait à apporter une preuve supplémentaire des coexistences de forme attendues dans les noyaux riches en neutron autour de la fermeture de couche $N = 28$. En effet, à partir des isotopes de soufre, l'augmentation des corrélations apportée par le retrait successif de protons des couches sd devient suffisante pour abaisser la configuration neutron intruse (i.e. déformée) vers l'état fondamental. La configuration naturelle (i.e. sphérique) devient l'état excité. Pour le ^{43}S , les précédentes données expérimentales obtenues [20, 22, 5, 41] et leur interprétation dans le cadre du modèle en couches ont permis de prédire sa structure à basse énergie, caractérisée par la coexistence de forme entre un état fondamental $J^\pi = 3/2_1^-$ déformé prolata et un état isomère $7/2_1^-$ plutôt sphérique.

Nous avons présenté dans la première partie de ce manuscrit la mesure des moments magnétique et quadripolaire de l'état isomère $J^\pi = 7/2_1^-$ [$E^* = 320.5(5)$ keV, $T_{1/2} = 415(4)$ ns] du ^{43}S . La méthode de Time Differential Perturbed Angular Distribution (TDPAD) a été appliquée sur des noyaux de ^{43}S produit par la fragmentation d'un faisceau de ^{48}Ca , puis sélectionnés en vol par le spectromètre supraconducteur BigRIPS à RIKEN. D'un point de vue expérimental, une première mesure du facteur gyromagnétique de l'état isomère, déjà déterminé dans la Ref. [5], nous a servis à optimiser la sélection en moment des noyaux de ^{43}S afin de produire une quantité d'alignement maximale de l'ensemble nucléaire. Avec l'utilisation d'un faisceau primaire de ^{48}Ca d'une énergie de 345 A·MeV impactant une cible mince de Béryllium, l'alignement optimal (8%) est obtenu en sélectionnant les fragments de ^{43}S au centre de la distribution en moment. Pour la mesure du moment quadripolaire spectroscopique, les fragments étaient implantés dans un cristal de pyrite simple doté d'un gradient de champ à quatre composantes $V_{ZZ} = +14.1(14) \times 10^{21}$ V/m², déterminés par des calculs de physique du solide. Les rayonnements gamma désexcitant l'état isomère vers l'état fondamental étaient enregistrés par quatre détecteurs germanium de haute pureté. Le moment quadripolaire spectroscopique mesurée dans ces conditions expérimentales, $Q_s(7/2_1^-) = 23(3)$ efm², est en remarquable accord avec celui calculé dans le cadre du modèle en couches, $Q_{calc} = 25$ efm². Cependant, cette valeur est plus importante que celle attendue dans le cas d'un état à particule individuelle issu de la configuration neutron $(\nu f_{7/2})^{-1}$. Ceci implique que l'état contient des corrélations non-négligeables l'éloignant d'une forme purement sphérique, en accord avec les calculs de modèle en couches qui révèlent une fonction d'onde mélangée composée de configurations intruses. Cependant, aucune structure d'états caractéristique d'une déformation à symétrie axiale n'est identifiée au-dessus de l'état isomère.

Afin de comprendre la nature des corrélations à l'œuvre dans cet état, nous avons reporté dans la seconde partie de ce manuscrit les résultats d'une étude systématique, dans le cadre du modèle en couches, de la structure des isotopes de soufre $^{42,44,46}\text{S}$ à proximité de la fermeture de couche $N = 28$. Le but consistait à identifier dans ces noyaux un degré de liberté triaxial susceptible d'impacter la structure à basse énergie du ^{43}S . En effet, de telles déformations triaxiales ont été récemment identifiées dans des noyaux de la région. Les mesures d'états 2^+ dans les ^{42}S [24] et ^{48}Ar [31], ont déjà été interprétées comme des têtes de bandes triaxiales. Pour le ^{44}S à $N = 28$, des calculs de champ moyen [59, 60, 61] et modèle en couches [62] prédisent que la fonction d'onde de l'état fondamental présente un mélange de composantes triaxiales.

Les calculs modèle en couches ont été faits en utilisant le code ANTOINE [104, 122] et l'interaction SDPF-U [8]. Les noyaux de $^{42,44,46}\text{S}$ présentent chacun une structure fondamentale déformée. Dans le ^{44}S , cette séquence répond aux critères d'une bande de rotation avec le paramètre de déformation prolata $\beta = 0.25$. En revanche, certaines propriétés des états des structures fondamentales des $^{42,46}\text{S}$ éloignent les deux noyaux du cas rotationnel. Dans le noyau de ^{44}S , la combinaison de calculs de modèle en couches de la structure construite sur l'état excité 0_2^+ et des comparaisons avec de récents calculs de champ moyen [60] semblent offrir une vision compatible avec une coexistence de forme déformé/déformé à basse énergie pour ce noyau, en contraste avec l'interprétation d'une coexistence de forme prolata/sphérique entre les états 0_1^+ et 0_2^+ reportée dans la Ref. [44]. En particulier, les calculs de modèle en couches présentés dans les parties 5.2 et 5.4 semblent indiquer d'importants mélanges dans les fonctions d'ondes des états de ces deux structures.

Dans les noyaux de $^{42,46}\text{S}$, une séquence d'états triaxiaux est identifiée à basse énergie. Si la triaxialité est fortement atténuée à $N = 28$ dans le noyau de ^{44}S du fait de la symétrie quasi-SU3, une étude de l'évolution de sa structure à basse énergie dans des cas limites d'excitation protons et neutrons, a permis d'identifier la réminiscence d'un léger degré de liberté triaxial dans les états 2_3^+ , 3_2^+ , 4_6^+ . Pour les noyaux $^{42,44}\text{S}$, ces états décroissent sur un multiplet d'états $(3, 4, 5, 6)^+$ construits sur la configuration principale d'une excitation neutron une particule-un trou (1p-1h). L'évolution du multiplet, également identifié dans les noyaux de la chaîne isotonique $N = 28$ ^{48}Ca , ^{46}Ar , ^{44}S , a révélé le rôle essentiel des excitations protons dans les couches sd dans le développement de la collectivité de ces états. Dans le noyau doublement magique ^{48}Ca , pour lequel les excitations proton au sein des couches sd sont impossibles, les états du multiplet sont purement issus d'une excitation neutron particule-trou de la couche $f_{7/2}$ vers la couche $p_{3/2}$. Avec le retrait de quatre protons des couches sd , le multiplet d'états du ^{44}S est décrit en termes d'une excitation neutron particule-trou couplée à des vibrations gamma apportées par les excitations protons. Par ailleurs, notre interprétation de l'état 4_1^+ appartenant au multiplet $(3, 4, 5, 6)^+$ du ^{44}S diffère de celle apportée dans la Ref. [45]. En effet, Santiago *et al* interprètent l'état 4_1^+ construit sur la configuration $(1f_{7/2})^{-1}(2p_{3/2})^1$ comme une tête de bande $K = 4$.

Le degré de liberté triaxial identifié dans ces noyaux impacte également la structure à basse énergie du ^{43}S . Des calculs de facteurs spectroscopiques en modèle en couches révèlent des liens de parenté non négligeables entre l'état isomère du ^{43}S et des états du ^{44}S identifiés comme légèrement triaxiaux, en particulier les états 3_1^+ et 4_1^+ du multiplet mentionné précédemment. En outre, le facteur spectroscopique associé à la réaction $^{42}\text{S}(0_{gs}^+) \rightarrow ^{43}\text{S}(7/2_1^-)$ confirme l'importance de la configuration sphérique $(1f_{7/2})^{-1}$ de

l'état isomère $7/2_1^-$. Enfin, la valeur non négligeable du facteur spectroscopique entre la tête de bande triaxiale 2_2^+ du noyau ^{42}S et l'état $11/2_2^-$ construit sur l'état isomère confirme la nature légèrement triaxiale de la structure $7/2_1^-$, $9/2_1^-$ et $11/2_2^-$.

Cette étude permet d'obtenir une vision cohérente des propriétés des isotopes de soufre riches en neutron à proximité de la fermeture $N = 28$. Elle permet également de résoudre plusieurs inconsistances expérimentales, à commencer par les données obtenues pour l'état isomère du ^{43}S . En effet, l'identification d'un léger degré de liberté triaxial impactant l'état isomère aide à mieux comprendre la déviation de la valeur de son moment quadripolaire spectroscopique du cas limite d'un état purement sphérique. Les protons évoluant dans les orbitales sd contribuent fortement au Q_s de l'état isomère. Enfin, ce travail est en accord avec de récents calculs de champ moyen appliqués au noyau ^{43}S , pour lequel les auteurs identifient la coexistence d'une bande fondamentale de rotation à déformation prolata, un état isomère $7/2_1^-$ triaxial et une bande oblate construite sur l'état $3/2_2^-$ [120].

Pour asseoir cette description de la structure à basse énergie du ^{43}S , plusieurs informations expérimentales sont attendues. Des expériences de spectroscopie gamma aideraient à identifier les états de la bande fondamentale du ^{43}S , dont cinq sont prédits à basse énergie (< 1.4 MeV), ainsi que les transitions électromagnétiques $B(E2)$ et $B(M1)$ entre ces états. Une mesure du moment magnétique de l'état fondamental permettrait d'en confirmer le spin $3/2_1^-$ et la configuration majoritaire $(1f_{7/2})^{-1} (2p_{3/2})^1$, tandis qu'une mesure de son moment quadripolaire confirmerait la déformation de l'état fondamental du ^{43}S , prédit avec un paramètre $\beta \simeq 0.3$. La spectroscopie gamma permettrait également de confirmer l'existence des états $9/2_1^-$ et $11/2_2^-$ construits sur l'état isomère. Pour ces derniers, la mesure des probabilités de transition $B(E2 : 9/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-)$ et $B(E2 : 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-)$ validerait leur lien de parenté avec l'état $7/2_1^-$. Pour les noyaux de $^{42,44}\text{S}$, la mesure des transitions électromagnétiques entre les états du multiplet $(3, 4, 5, 6)^+$ et la structure construite sur un état 2^+ servirait à confirmer la nature du multiplet issu du couplage d'une excitation neutron particule-trou avec des vibrations gamma.

Bibliographie

- [1] M. Goeppert-Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
- [2] O. Haxel, J. Jensen et H. Suess, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).
- [3] C. Détraz *et al.*, Phys. Rev. C **19**, 164 (1979).
- [4] O. Sorlin *et al.*, Phys. Rev. C **47**, 2941 (1993).
- [5] L. Gaudefroy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 092501 (2009).
- [6] M. Hass *et al.*, Nucl. Phys. A **414**, 316 (1984).
- [7] K. Heyde, *The Nuclear Shell Model*, Springer-Verlag, Heidelberg, second and enlarged edition (2004).
- [8] F. Nowacki et A. Poves, Phys. Rev. C **79**, 014310 (2009).
- [9] R. R. Chasman, I. Ahmad, A. M. Friedman et J. R. Erskine, Rev. Mod. Phys. **49**, 833 (1977).
- [10] R. A. Kenefick et R. K. Sheline, Phys. Rev. **139**, 1479 (1965).
- [11] J. R. Erskine, Phys. Rev. **138**, 66 (1965).
- [12] G. B. Holm, J. R. Burwell et D. W. Miller, Phys. Rev. **122**, 1260 (1961).
- [13] F. A. Rickey, Jr. et R. K. Sheline, Phys. Rev. **170**, 1157 (1968).
- [14] M. Vergnes et R. K. Sheline, Phys. Rev. **132**, 1736 (1963).
- [15] S. G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29**, No. 16 (1955).
- [16] B. E. Chi, Nucl. Phys. **83**, 97 (1966).
- [17] R. H. Stokes, Phys. Rev. **121**, 613 (1961).
- [18] H. Scheit *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77** 3967 (1996).
- [19] T. Glasmacher *et al.*, Phys. Lett. B **395**, 163 (1997).
- [20] R. W. Ibbotson *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 642 (1999).
- [21] R. Winkler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108** 182501 (2012).
- [22] F. Sarazin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5062 (2000).
- [23] B. Jurado *et al.*, Phys. Lett. B **649**, 43 (2007).
- [24] D. Sohler *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 054302 (2002).
- [25] Zs. Dombrádi *et al.*, Nucl. Phys. A **727** 195 (2003).
- [26] B. Bastin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 022503 (2007).
- [27] P. Doll, G. J. Wagner, et K. T. Knöpfle, Nucl. Phys. A **263**, 210 (1976).

- [28] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. C **71** 051301 (2005).
- [29] L. Gaudefroy *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 092501 (2006).
- [30] L. Gaudefroy *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 034307 (2008).
- [31] S. Bhattacharyya *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 032501 (2008).
- [32] S. Raman, C. W. Nestor, Jr. et P. Tikkanen, Atomic Data and Nuclear Data Tables **78**, 1-128 (2001).
- [33] J. H. Bjerregaard, O. Hansen et G. Sidenius, Phys. Rev. **138**, B 1097 (1965).
- [34] D. Montanari *et al.*, Physics Letters B **697** 288-293 (2011).
- [35] P. D. Cottle et K. W. Kemper, Phys. Rev. C **58**, 6 (1998).
- [36] L. Weissman *et al.*, Phys.Rev. C **70**, 024304 (2004).
- [37] F. Pellegrini, Phys. Rev. C **19**, 2412 (1979).
- [38] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. C **68** 014302 (2003).
- [39] D. Mengoni *et al.*, Phys. Rev. C **82** 024308 (2010).
- [40] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 034322 (2006).
- [41] L. A. Riley *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 051303(R) (2009).
- [42] M. De Rydt *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 034308 (2010).
- [43] S. Grévy *et al.*, Eur. Phys. J. A **25**, 111 (2005).
- [44] C. Force *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 102501 (2010).
- [45] D. Santiago-Gonzales *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 061305(R) (2011).
- [46] L. Cáceres *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 024311 (2012).
- [47] L. A. Riley *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 037305 (2009).
- [48] P.-G. Reinhard *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 014316 (1999).
- [49] R. Rodríguez, J.L. Egido et L.M. Robledo, Phys. Rev. C **65**, 024304 (2002).
- [50] S. Grévy *et al.*, Phys. Lett. B **594**, 252 (2004).
- [51] J. Fridmann *et al.*, Nature **435**, 922-924 (16 Juin 2005).
- [52] J. Fridmann *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 034313 (2006).
- [53] D. Sohler *et al.*, Phys. Lett. B **703**, 417 (2011).
- [54] J. Retamosa, E. Caurier, F. Nowacki et A. Poves, Phys. Rev. C **55**, 1266 (1997).
- [55] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves et J. Retamosa, Phys. Rev. C **58**, 2033 (1998).
- [56] S. Nummela *et al.*, Phys. Rev. C **63**, 044316 (2001).
- [57] E. Caurier *et al.*, Nucl. Phys. A **742**, 14 (2004).
- [58] L. Gaudefroy, Phys. Rev. C **81**, 064329 (2010).
- [59] S. Peru, M. Girod, et J. F. Berger, Eur. Phys. J. A **9**, 35 (2000).
- [60] T. R. Rodríguez et J. L. Egido, Phys. Rev. C **84**, 051307(R) (2011).
- [61] Z. P. Li *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 054304 (2011).
- [62] Y. Utsuno *et al.*, Phys. Rev. C **86**, 051301(R) (2012).

- [63] E. Matthias et W. Schneider, *Nuclear Level Splitting Caused by a Combined Electric Quadrupole and Magnetic Dipole Interaction*, Phys. Rev. **125**, 261-268 (1962).
- [64] E. N. Kaufmann et R. J. Vianden, *Electric field gradient in noncubic metals*, Rev. Mod. Phys. **51**, Vol. 1 (1979).
- [65] U. Fano, Reviews of Modern Physics **29**, 1 (1957).
- [66] R. Haroutunian, M. Meyer et R. Coussement, *Nuclear orientation with combined electric and magnetic interactions.*, Phys. Rev. C **17** (1978), 292-296.
- [67] Y. Yamazaki, O. Hashimoto, H. Ikezoe, S. Nagamiya, K. Nakai et T. Yamazaki, Phys. Rev. Lett. **33**, 1614 (1974).
- [68] K. S. Krane, dans *Low Temperature Nuclear Orientation*, édité par H. Postma et N. J. Stone (Noth-Holland, Amsterdam, 1986), Chap. 2.
- [69] H. Morinaga et T. Yamazaki, in *In-beam Gamma-ray Spectroscopy* (North Holland, Amsterdam, 1976).
- [70] P. A. Butler et P. J. Nolan, *Nucl. Instrum. Methods* **190**, 283 (1981).
- [71] D. Wilkinson et B. Macefield, Nucl. Phys. **A232**, 58 (1974).
- [72] K. Asahi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **220**, 389 (1984).
- [73] A. G. Smith *et al.*, Phys. Rev. C **6006**, 4611 (1999).
- [74] A. G. Smith *et al.*, Phys. Lett. B **453**, 206 (1999).
- [75] K. Asah *et al.*, Phys. Lett. B **251**, 488 (1990).
- [76] K. Asahi *et al.*, Phys. Rev. C **43**, 456 (1991).
- [77] W.-D. Schmidt-Ott *et al.*, Z. Phys. A **350**, 215-219 (1994).
- [78] G. Neyens *et al.*, Phys. Lett. B **393**, 36 (1997).
- [79] M. Schafer *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 2205 (1998).
- [80] T. J. M. Symons *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42**, 40 (1979).
- [81] A. C. Mueller, dans *Proceedings of the First International Conference on Radioactive Nuclear Beams*, Octobre 1989, Berkeley, Californie (World Scientific, Singapore, 1990), p. 132, incluant d'autres références.
- [82] G. Neyens, Rep. Prog. Phys. **66**, 633 (2003).
- [83] R. M. Steffen et H. Frauenfelder, dans *Perturbed Angular Correlations*, édité par E. Karlsson, E. Matthias et K. Siegbahn (North-Holland, Amsterdam) (1964).
- [84] W.-D. Schmidt-Ott *et al.*, GSI Scientific Report 1993, GSI-94-1 (1994).
- [85] G. Georgiev *et al.*, J. Phys. G **28**, 2993 (2002).
- [86] I. Matea *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 142503 (2004).
- [87] N. Vermeulen *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 051302(R) (2007).
- [88] R. M. Steffen et K. Alder, in *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, edited by W. D. Hamilton (North Holland, Amsterdam, 1975), Chaps. 12 and 13.
- [89] N. Vermeulen, PhD thesis, Quadrupole moments of isomers produced in projectile-fragmentation reactions (2009).

- [90] E. Dafni *et al.*, At. Nucl. Dat. Tables 23, 315 (1979).
- [91] <http://www.nishina.riken.jp/RIBF/accelerator/overview.html>
- [92] T. Kubo, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **97**, 204 (2003).
- [93] T. Yamazaki, Nucl. Data A3 **1**, 1 (1967).
- [94] M. Birkholz, J. Phys. Condens. Matter **4**, 6227 (1992).
- [95] P. Hohenberg and W. Kohn, Phys. Rev. **136**, B864 (1964).
- [96] W. Kohn and L. J. Sham, Phys. Rev. **140**, A1133 (1965).
- [97] S. Cottenier, Density Functional Theory and the Family of (L)APW-methods : a step-by-step introduction, (Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, KULeuven, Belgium) (2002), ISBN 90-807215-1-4 (freely available from <http://www.wien2k.at/reguser/textbooks>).
- [98] P. Blaha *et al.*, WIEN2k, An Augmented Plane Wave + Local Orbitals Program for Calculating Crystal Properties, (Karlheinz Schwarz, Techn. Universitat Wien, Austria) (1999), ISBN 3-9501031-1-2.
- [99] P. Dufek, P. Blaha *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3545 (1995).
- [100] L. Errico, G. Darriba, M. Rentería, Z. Tang, H. Emmerich *et al.*, Phys. Rev. B **77**, 195118 (2008).
- [101] H. Haas *et al.*, Hyperfine Interact. **198**, 133 (2010).
- [102] Les paramètres utilisées sont : Fonctionnelle PBE, $R_{MT}^{Fe} = 2.05$ a.u., $R_{MT}^S = 1.95$ a.u., $K_{max} = 7.0/R_{MT}^{min} = 3.59$ a.u.⁻¹, 249 points k dans la partie irréductible de la zone de Brillouin (réseau $18 \times 18 \times 18$), paramètre de structure cristalline ($a_0 = 5.412\text{\AA}$) et position S déterminée *ab initio* ($x=0.38267$).
- [103] B. J. Evans *et al.*, Geochimica et Cosmochimica Acta **46**, 761 (1982).
- [104] E. Caurier, ANTOINE code, IReS, Strasbourg 1989-2002.
- [105] J. Retamosa, E. Caurier, F. Nowacki, *et al.*, Phys. Rev. C **55**, 1266 (1997).
- [106] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves, *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 2033 (1998).
- [107] S. Nummela *et al.*, Phys. Rev. C **63**, 044316 (2001).
- [108] R. Chevrier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 162501 (2012).
- [109] A. Bohr *et al.*, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1975), Vol. II.
- [110] J. F. Berger, M. Girod *et al.*, Nucl. Phys. A **428**, 23C (1984).
- [111] P. Ring *et al.*, *The Nuclear Many Body Problem* (Springer-Verlag, Berlin, 1980).
- [112] J. Libert, M. Girod *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 054301 (1999).
- [113] A. Gade *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 182502 (2009).
- [114] E. Caurier, ANTOINE code, IReS, Strasbourg 1989-2002.
- [115] J. P. Elliott, Proc. Roy. Soc. London Ser. A **245**, 128 (1958) ; **245**, 562 (1958).
- [116] K. T. Hecht *et al.*, Nucl. Phys. A **137**, 129 (1969).
- [117] A. Arima *et al.*, Phys. Lett. B **30**, 517 (1969).

- [118] A. P. Zucker, J. Retamosa, A. Poves et E. Caurier, *Phys. Rev. C* **52**, R1741 (1995).
- [119] E. Caurier, F. Nowacki, A. Poves et K. Sieja, *Phys. Rev. C* **82**, 064304 (2010).
- [120] M. Kimura *et al.*, *Phys. Rev. C* **87**, 011301(R) (2013).
- [121] T. Mizusaki, T. Otsuka, Y. Utsuno, M. Honma et T. Sebe, *Phys. Rev. C* **59**, R1846 (1999).
- [122] E. Caurier et F. Nowacki, *Acta Phys. Pol. B* **30**, 705 (1999).

Moment quadripolaire de l'état isomère $7/2_1^-$ du ^{43}S .

Etude modèle en couches des isotopes de soufre autour de $N = 28$.

Le but de ce travail consiste à apporter une preuve supplémentaire des coexistences de formes attendues dans les noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couche $N=28$. Pour le ^{43}S , de récentes données expérimentales et leur interprétation dans le cadre du modèle en couches ont permis de prédire la coexistence entre un état fondamental $J^\pi = 3/2_1^-$ déformé prolate et un état isomère $7/2_1^-$ plutôt sphérique. Nous présentons la mesure du moment quadripolaire spectroscopique Q_s de l'état isomère $J^\pi = 7/2_1^-$ [$E^*=320.5(5)$ keV, $T_{1/2}=415(3)$ ns] du ^{43}S . La méthode TDPAD a été appliquée sur des noyaux de ^{43}S produits par la fragmentation d'un faisceau de ^{48}Ca de 345 A.MeV, puis sélectionnés en vol par le spectromètre BigRIPS à RIKEN (Japon). La valeur mesurée, $|Q_s(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 23(3)$ efm², est en remarquable accord avec celle calculée dans le cadre du modèle en couches mais significativement supérieure à celle attendue dans le cas d'un état à particule individuelle. Afin de comprendre la nature des corrélations responsables de l'éloignement de l'état isomère du cas purement sphérique, nous reportons les résultats d'une étude modèle en couches utilisant l'interaction moderne SDPF-U des isotopes de soufre voisins ^{42,44,46}S. Ces calculs ont permis d'identifier un léger degré de liberté triaxial dans la structure de ces noyaux, bien que ce dernier soit largement atténué à $N = 28$ dans le ^{44}S . Des calculs de facteurs spectroscopiques montrent que ce léger degré de liberté triaxial impacte également la structure à basse énergie du ^{43}S . Il permet de mieux comprendre la déviation de la valeur de moment quadripolaire spectroscopique de l'état isomère du cas limite d'un état purement sphérique.

Mots-clés : Structure nucléaire - soufre - moments nucléaires - modèle en couches - isomérisation

Quadrupole moment of the $7/2_1^-$ isomer state in ^{43}S .

Shell model study of sulfur isotopes around $N = 28$.

The goal of this work consists in providing new insights in the shape coexistence expected in neutron-rich nuclei around the $N = 28$ shell closure. In ^{43}S , recent experimental data as well as their interpretation in the shell model framework were used to predict the coexistence between a $J^\pi = 3/2_1^-$ prolate deformed ground state and a $7/2_1^-$ rather spherical isomer state. We report on the quadrupole moment measurement Q_s of the $J^\pi = 7/2_1^-$ isomer state [$E^*=320.5(5)$ keV, $T_{1/2}=415(3)$ ns] in ^{43}S . The TDPAD method was applied on ^{43}S nuclei produced by the fragmentation of a ^{48}Ca primary beam at 345 A.MeV, and selected in-flight through the BigRIPS spectrometer at RIKEN (Japan). The measured value, $|Q_s(^{43}\text{S}, 7/2_1^-)| = 23(3)$ efm², is in remarkable agreement with that calculated in the shell model framework, although it is significantly larger than that expected for a single-particle state. In order to understand the nature of the correlations responsible for the departure of the isomer state from a pure spherical shape, we report on the results of a shell model study using the modern SDPF-U interaction of the neighbors sulfur isotopes ^{42,44,46}S. Those calculations allowed to identify a slight triaxial degree of freedom in the structure of these nuclei, although the latter happens to be highly hindered at $N = 28$ in ^{44}S . Spectroscopic factor calculations show that this slight triaxial degree of freedom also impacts the low-lying structure in ^{43}S . It allows to better understand the deviation of the spectroscopic quadrupole moment value of the isomer state from the limit case of a pure spherical state.

Keywords : Nuclear structure - sulfur - nuclear moments - shell model - isomer