



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université de Larbi Tébessi –Tébessa



Faculté des Science Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie
Département : Sciences de la Matière

MEMOIRE DE MASTER
Domaine: Sciences de la matière
Filière : Physique
Option : Physique de la Matière condensée



Thème :

Etude systématique de la chaine isotopique du soufre: Influence de l'ajout de neutrons

Présenté par :

Nassima CHORFI

Noussayba AZZEDDINE

Devant le jury :

Président :	BOUMALI	Abdelmalek	professeur	Univ.Larbi Tébessi Tébessa
Encadreur :	BOUHELAL	Mouna	MCA	Univ.Larbi Tébessi Tébessa
Examineur:	SERDOUK	Fadhila	MCB	Univ.Larbi Tébessi Tébessa

Date de soutenance : 23/05/2017

Note : *17,25* Mention : *Très Bien*



Déclaration sur l'honneur de non-plagiat

(à joindre obligatoirement au mémoire, remplie et signée)



Je soussigné(e),

Nom, Prénom : *Azzeddine Nougayba / Choufi Nassima*

Régulièrement inscrit(e) en **Master** au département *Science de la matière*

N° de carte d'étudiant : *4017684/11 - 4020299/12*

Année universitaire : *2016/2017*

Domaine: *Science de la matière*

Filière: *physique*

Spécialité: *physique de la matière condensée*

Intitulé du mémoire : *Etude systématique de la chaîne isotopique du soufre: Influence de l'ajout de neutrons*

Atteste que mon mémoire est un travail original et que toutes les sources utilisées ont été indiquées dans leur totalité. Je certifie également que je n'ai ni recopié ni utilisé des idées ou des formulations tirées d'un ouvrage, article ou mémoire, en version imprimée ou électronique, sans mentionner précisément leur origine et que les citations intégrales sont signalées entre guillemets.

Sanctions en cas de plagiat prouvé :

L'étudiant sera convoqué devant le conseil de discipline, les sanctions prévues selon la gravité du plagiat sont :

- L'annulation du mémoire avec possibilité de le refaire sur un sujet différent ;
- L'exclusion d'une année du master ;
- L'exclusion définitive.

Fait à Tébessa, le : *04/06/2017*

Signature de l'étudiant(e) :

Auf *NS*



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université de Larbi Tébessi –Tébessa



Faculté des Science Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie
Département : Sciences de la Matière

MEMOIRE DE MASTER
Domaine: Sciences de la matière
Filière : Physique
Option : Physique de la Matière condensée

Thème :

Etude systématique de la chaine isotopique du soufre: Influence de l'ajout de neutrons

Présenté par :

Nassima CHORFI

Noussayba AZZEDDINE

Devant le jury :

Président :	BOUMALI	Abdelmalek	professeur	Univ.Larbi Tébessi Tébessa
Encadreur :	BOUHELAL	Mouna	MCA	Univ.Larbi Tébessi Tébessa
Examineur:	SERDOUK	Fadhila	MCB	Univ.Larbi Tébessi Tébessa

Date de soutenance : 23/05/2017

Note :..... Mention :.....

Mémoire effectué
au
Laboratoire de Physique Appliquée et Théorique LPAT



ملخص

Abstract

Résumé

ملخص:

لاتزال بنية منطقة انوية الطبقة sd محور العديد من الدراسات التجريبية والنظرية، هاته الانوية لها خصائص عند طاقة الاثارة الضعيفة والتي على العموم يمكن وصفها بتقريب الطاقة. التفاعل USD (أو $USDA/B$) نجح في وصف خصائص الحالات العادية ذات الزوجية الموجبة في انوية الطبقة sd .

الخصائص الطيفية للحالات الدخيلة ذات الزوجية السالبة وكذا الحالات العادية ذات الزوجية الموجبة توصف جيدا من قبل التفاعل $PSDPF$.

الهدف الأساسي لهذا العمل يكمن في دراسة منهجية لسلسلة نظائر الكبريت بواسطة التفاعل $PSDPF$. النتائج المتحصل عليها تتوافق جيدا مع التجربة. كما وأنه بفضل هذه الدراسة أقترحت تنبؤات هامة، مما يعطى رصيذا اضافيا للتفاعل $PSDPF$.

Abstract

The structure of nuclei in sd shell region is still the subject of numerous experimental and theoretical studies. These nuclei have properties at low excitation energy that can generally be reproduced by an approach of type shell model.

The USD (or USDA/B) interaction has been successful in describing the properties of normal positive parity states in sd shell nuclei. The spectroscopic properties of the negative parity intruder states as well as the normal positive parity states are well described by the PSDPF interaction.

The main aim of this work was the systematic study of the spectroscopic properties of the sulfur isotopic chain using the PSDPF interaction. The obtained results agree very well with the experiment. Significant predictions have been proposed with help of this study. This gives additional credit to the PSDPF interaction.

Résumé

La structure de la région des noyaux de la couche sd fait toujours l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques. Ces noyaux ont des propriétés à basse énergie d'excitation qui peuvent généralement être reproduites par une approche de type modèle en couches.

L'interaction USD (ou USDA/B) avait de succès pour décrire les propriétés des états normaux de parité positive dans les noyaux de la couche sd. Les propriétés spectroscopiques des états intrus de parité négative ainsi que les états normaux de parité positive sont bien décrites par l'interaction PSDPF.

Le but principal de ce travail, était l'étude systématique des propriétés spectroscopiques de la chaîne isotopique du Soufre à l'aide de l'interaction PSDPF. Les résultats obtenus s'accordent très bien avec l'expérience. Des prédictions importantes ont été proposées grâce à cette étude. Cela donne un crédit supplémentaire à l'interaction PSDPF.

الإهداء

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

(وَقُلْ أَعْمَلُوا بِسْمِ اللَّهِ الَّذِي هُوَ أَعْلَمُ بِكُمْ وَمَنْ يَأْتِكُمْ بِالْحَبْرِ فَلْيَكْتُبْ بِلِسَانِهِ الَّذِي يَأْتِيهِ بِالْحَبْرِ وَلَا يَكْتُبْ لَكُمْ عَلَيْهِمْ وَلَا يَكْتُبْ لَكُمْ عَلَيْهِمْ وَلَا يَكْتُبْ لَكُمْ عَلَيْهِمْ)

صدق الله العظيم

إلهي لا يطيب الليل إلا بشكرك... ولا يطيب النهار إلا بطاعتك... ولا تطيب اللحظات إلا بذكرك... ولا تطيب الآخرة إلا بمفوك... ولا تطيب

الجنة إلا برويتك.

إلى من بلغ الرسالة وأدى الأمانة... ونصح الأمة... إلى نبي الرحمة ونور العالمين

سيدنا محمد صلى الله عليه وسلم

إلى من كلله الله بالهبة والوقار... إلى من علمني العطاء بدون انتظار

إلى من أحمل اسمه بكل افتخار...

أرجو من الله أن يمد في عمرك ل ترى ثمارا قد حان قطافها بعد طول انتظار إلى والدي العزيز

إلى حكمتي... وعلمي... إلى أدبي... وحلمي

إلى ينبوع الصبر والتفاؤل والأمل

إلى كل من في الوجود بعد الله ورسوله إلى أمي الغالية

إلى سندي وقوتي وملاذي بعد الله... إلى من آثرني على أنفسهم... إلى القلوب الطاهرة الرقيقة والنفوس

البرية... إلى رباحين حياتي إلى أخي وأخواتي

إلى كل عائلتي... إلى روح عمي

بذراه معا وسنحصده معا بإذن الله... إلى صديقتي وشريكتي في هذا العمل المنجز... إلى من تعبت معي حتى

اتمناه بحمد الله إلى نسيمتي

إلى من كانوا ملاذي وملجئي... إلى من تذوقت معهم أجمل اللحظات

إلى من عرفت كيف أجدهم وعلموني أن لا أضيعهم

إلى من جعلهم الله إخواني في الله... ومن أحبتهم في الله إلى صديقتي

إلى من يجمع بين سعادتي وحزني

إلى من لم أعرفهم... ولم يعرفوني

نسيمي

Dédicace

Je dédie ce mémoire :

A mon Père qui m'a encouragé à aller de l'avant j'espère que Dieu fait le reste du paradis

A ma mère qui m'a donné tout son amour pour reprendre m'études

A mon oncle **Hocine** cher à nos cœurs

Pour l'étang réduit et il éclaira maison bien-aimée sa lumière de ma grand-mère **Safia**

Pour moi, l'amour en présence :

A mes frères : **Messaoud et Salim**

A mes sœurs : **Elaalia, Leila, Lamia et Hanane**

A ma sœur qui m'a accompagné pendant toute la durée de la recherche : **Azzeddine**

Noussayba

Pour ma sœur et mon compagnon dans la vie : **Sari Souad**

A mes amis : **Zina, Abir, Basma, Sabrin**

A ma famille et toutes les personnes que j'aime de prés et de loin.

CHORE NASSIMA

REMERCIEMENTS

En premier lieu, nous tenons à remercier Dieu, notre créateur pour nous avoir donné la force pour accomplir ce travail.

Nous tenons à remercier notre Encadreur : le DOCTEUR BOUHELAL Mouna pour son aide, son grand soutien ses conseils considérables et sa précieuse attention.

On remercie les membres de jury : le DOCTEUR SERDOUK Fadhila et le professeur BOUMALI Abdelmalek,

Sans oublier le Docteur HANINI faouzi pour l'encouragement.

On tient à exprimer nos plus profonde reconnaissance à :

- *Nos parents pour le souci continu et constant pour les encourager.*
- *Nos frères et sœurs pour nous aider dans ces moments difficiles.*
- *Nos chères amies : B. Sara, Z. Zina, S. Abir, S. Souad, S. Naima qui ont continué à nous encourager.*

Que toute personne ait participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail accepte nos grands et sincères remerciements.

Nassima et Noussayba

Table des matières

	<i>I</i>
<i>Abstract</i>	<i>II</i>
<i>Résumé</i>	<i>III</i>
<i>Dédicace</i>	<i>IV</i>
<i>Remerciement</i>	<i>VI</i>
<i>Table des matières</i>	<i>VII</i>
<i>Liste des tableaux</i>	<i>IX</i>
<i>Liste des figures</i>	<i>XI</i>
<i>Liste des symboles</i>	<i>XII</i>
<i>Introduction</i>	1
Chapitre 1: STRUCTURE NUCLEAIRE : Modèle en couches et transitions électromagnétiques.	
I. Nombres magiques et structure en couches	2
<i>I.1 Modèle en couches nucléaire : Potentiel moyen</i>	3
a) <i>Potentiel de Woods-Saxon</i>	3
b) <i>Potentiel d'oscillateur harmonique</i>	3
<i>I.2 Au-delà du champ moyen</i>	5
<i>I.3 Les ingrédients du modèle en couches</i>	5
❖ <i>Espace modèle (de valence)</i>	5
❖ <i>L'interaction "nucléon-nucléon" (ou effective)</i>	6
❖ <i>Codes de modèle en couches</i>	6
II. Transitions électromagnétiques	6
<i>II.1 Règles de sélection des transitions électromagnétique</i>	6
<i>II.2 Opérateurs de transitions électriques et magnétiques</i>	7
<i>II.3 Probabilités réduites de transitions électromagnétiques</i>	7
<i>II.4 Charges effectives</i>	8
Chapitre 2 : Description des noyaux de la couche sd et l'interaction PSDPF	
I. Noyaux de la couche sd	9
<i>I.1 États normaux</i>	9
<i>I.2 États intrus</i>	10
<i>I.2.1 États de parité négative</i>	10
<i>I.2.2 États de parité positive</i>	10
II- Description des états de parité positive et négative	10
III. Les ingrédients de modèle en couches dans le cas des noyaux sd	11
IV. Transitions électromagnétiques dans les noyaux sd	11
Chapitre 3 : Description de la spectroscopie des isotopes ²⁷⁻³¹S (avec N<Z)	
I. Propriétés des isotopes de la chaîne du Soufre	13
II. Description des isotopes avec N<Z	13
II.1 L'isotope ²⁷S	13
II.2 L'isotope ²⁸S	14
II.3 L'isotope ²⁹S	14
II.4 L'isotope ³⁰S	15
II.5 L'isotope ³¹S	16

Chapitre 4 : Description de la spectroscopie des isotopes ³²⁻³⁶S (avec N > Z)	
I. L'isotope ³²S	19
I. L'isotope ³³S	24
I. L'isotope ³⁴S	27
I. L'isotope ³⁵S	33
I. L'isotope ³⁶S	35
Chapitre 5 : Etude systématique de la chaîne du soufre	
I. Isotopes d'intérêt astrophysique	37
▪ <i>Cas de ³⁰S</i>	37
▪ <i>Cas de ³¹S</i>	39
II. Systématique des états de la chaîne du soufre	39
) <i>Cas des isotopes impair du soufre</i>	40
) <i>Cas des isotopes pairs du soufre</i>	42
Conclusion	44
Références	45

Liste des tableaux

<u>Tableau N°</u>	<u>Titre</u>	<u>Page</u>
<u>Tableau 2.1</u>	Paramètres ajustées pour les transitions E2, M1 et E3 (Voir le texte).	12
<u>Tableau3.1</u>	Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{28}S .	14
<u>Tableau3.2</u>	Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{29}S .	14
<u>Tableau 3.3</u>	Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{30}S .	15
<u>Tableau3.4</u>	Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{31}S .	16
<u>Tableau 4.1</u>	Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16,29] et calculés du ^{32}S .	19
<u>Tableau 4.2</u>	Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{33}S .	24
<u>Tableau 4.3</u>	Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [27] et calculés du ^{34}S .	27
<u>Tableau 4.4</u>	Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{35}S .	33
<u>Tableau 4.5</u>	Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{36}S .	35
<u>Tableau 5.1</u>	Propriétés des niveaux du ^{30}S entre 0 et 6.3 MeV (Voir le texte).	38
<u>Tableau 5.2</u>	Propriétés des niveaux du ^{31}S entre 5,9 et 7 MeV (Voir le texte).	39
<u>Tableau 5.3</u>	Evolution des J des premiers états, fondamentaux excités, dans les isotopes du Soufre.	40
<u>Tableau 5.4</u>	Energies d'excitation et durées de vie moyennes des premiers états de parité positive (0 ⁺) dans les isotopes <i>impairs</i> (^{27}S , ^{29}S , ^{31}S , ^{33}S , ^{35}S).	40

<u>Tableau5.5</u>	Energies d'excitation et durés de vie moyennes des premiers états de parité négative (1 ⁻) dans les isotopes <i>impair</i> (²⁷ S, ²⁹ S, ³¹ S, ³³ S, ³⁵ S).	41
<u>Tableau5.6</u>	Energies d'excitation et durés de vie moyennes des premiers états de parité positive (0 ⁺) dans les isotopes <i>pairs</i> (²⁸ S, ³⁰ S, ³² S, ³⁴ S, ³⁶ S).	42
<u>Tableau5.7</u>	Energies d'excitation et durés de vie moyennes des premiers états de parité négative (1 ⁻) dans les isotopes <i>pairs</i> (²⁸ S, ³⁰ S, ³² S, ³⁴ S, ³⁶ S).	43

Liste des figures

<i>Figure N°</i>	<i>Titre</i>	<i>Page</i>
<u>Figure 1.1</u>	Répartition des noyaux stables selon la parité de Z et de N [3].	2
<u>Figure1.2</u>	Différence entre potentiel d'oscillateur harmonique et de Woods-saxon.	3
<u>Figure 1.3</u>	Schéma des niveaux d'énergie selon le modèle en couches [6].	4
<u>Figure1.4</u>	Schéma de l'occupation des orbitaux nucléaires dans le modèle en couches.	5
<u>Figure 1.5</u>	L'émission gamma d'un noyau.	6
<u>Figure2.1</u>	Charte des noyaux de la couche sd [16]. Pour les noyaux marqués d'une étoile « * » .L'état fondamental est non lié . c'est-à-dire instable par rapport l'émission de particule.	9
<u>Figure2.2</u>	Charte des noyaux sd avec des états intrus de parité négative connus.	10
<u>Figure 2.3</u>	Schématique des premiers niveaux excités 2^+ et 2^- du ^{36}S .	11
<u>Figure3.1</u>	Variation de RMSD (en keV) en fonction de A des isotopes du soufre avec $N < Z$.	18
<u>Figure 4.1</u>	Variation de RMSD (en keV) en fonction de A des isotopes du soufre avec $N > Z$.	36
<u>Figure5.1</u>	Comparaison entre les demi-vies expérimentales [16] et calculées avec PSDPF et USDB-cdpn des états d'intérêt astrophysique du ^{30}S .	38
<u>Figure5.2</u>	Les énergies d'excitation expérimentales et calculées des premiers états normaux et intrus dans les isotopes <i>impairs</i> (^{27}S , ^{29}S , ^{31}S , ^{33}S , ^{35}S).	41
<u>Figure5.3</u>	Les énergies d'excitation expérimentales et calculées des états normaux et intrus dans les isotopes <i>pairs</i> (^{28}S , ^{30}S , ^{32}S , ^{34}S , ^{36}S).	43

Liste des symboles

$V(r)$	l'expression du potentiel de Woods-saxon
R_0	le rayon du noyau
r_0	le rayon réduit
a	la diffusivité
V_0	la profondeur
V_{OH}	oscillateur harmonique
m	la masse d'un nucléon
w	la fréquence propre de l'oscillateur
h_i	L'hamiltonien d'un nucléon individuel
T_i	énergie cinétique du nucléon i
V_{ij}	le terme d'interaction à deux corps entre les nucléons i et j
H_0	le mouvement indépendant des nucléons dans le noyau
H_r	l'interaction résiduelle
l	le moment angulaire total
L	
ζfEL^A	les opérateurs de transition électrique
ζfBL^A	les opérateurs de transition magnétique
\sim_N	le magnéton nucléaire
$e(k)$	la charge de nucléon k
$B(\uparrow L)$	Probabilité réduite de transition
t_x, t_w	Les largeurs de transition et l'estimé de Weisskopf
S	la force d'une transition
m	La durée de vie moyenne
$\dagger_{1/2}$	La demi-vie
USDA	Interaction
USDB	Interaction
USD	Interaction
L	multipolarité de la radiation
EL	transition électrique
ML	transition magnétique
e_p	la charge effective de proton
e_n	la charge effective de neutron
p	polarisation de charge de proton
n	polarisation de charge de neutron
	la parité d'une transition
Z	nombre de protons
N	nombre de neutrons
A	nombre atomique
TEM	Transitions électromagnétiques
E_{th}	énergie théoriques
E_{exp}	énergie expérimentales
$T(\uparrow L)$	Le taux de transitions
E_i	énergie de l'état initial
E_f	énergie de l'état final
m_p	étant la masse du proton

Y_{LM}	les harmoniques sphériques
$\langle \langle \sigma_L \rangle \rangle$	Taux de transitions
RMSD	Root Mean Square Deviation La difference en énergie
PSDPF	Interaction effective
IPHC	Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien
u.W	Unité Internationale
\sim	Proton
$\hat{\sim}$	Neutron
0	Les états de parité positive
1	Les états de parité négative
g^s et g^l	Les facteurs gyromagnétiques



Introduction
générale

Introduction générale

Depuis les années 1920, les physiciens ont formulé de nombreux modèles du noyau dans une tentative pour décrire les propriétés et la structure nucléaires. L'un des modèles de structure nucléaire les plus réussis est le modèle en couches nucléaire [1], qui a pu expliquer les propriétés spectroscopiques (spectres en énergie, propriétés électromagnétiques, durée de vie ...etc.).

La structure des noyaux de la couche *sd* fait l'objet d'un intérêt renouvelé ces dernières années [2]. Ces noyaux ayant un nombre de protons (Z) et un nombre de neutrons (N) compris entre 8 et 20, ont des propriétés à basse énergie qui peuvent généralement être reproduites par une approche de type modèle en couches. Dans ce mémoire nous nous sommes intéressés principalement aux noyaux de la couche *sd* dont la structure fait toujours l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques.

Les spectres d'énergie des noyaux de la couche *sd* sont caractérisés, à faibles énergies d'excitation, par la coexistence des états normaux de parité positive (état 0^+) et des états intrus de parité négative (état 1^-). Les états normaux de ces noyaux sont bien décrits à l'aide de l'interaction USD ou encore (USDA et USDB) dans l'espace *sd* (espace 0^+) avec un cœur de ^{16}O . L'interaction décrivant de façon consistante les états normaux et intrus à travers toute la couche *sd* est l'interaction PSDPF développée à Strasbourg par M. BOUHELAL, en utilisant l'espace de valence complet *p-sd-pf* permettant à un nucléon de passer de la couche *p* à *sd* ou de la couche *sd* à *pf* (espace 1^-) avec un cœur de ^4He . L'objectif est d'étendre la description du modèle en couches des états de parité négative à travers toute la couche *sd*. L'interaction PSDPF est indépendante de l'isospin et de l'interaction de Coulomb et donne donc les mêmes résultats pour les noyaux miroirs.

Pour tester la fiabilité de cette interaction, nous l'avons utilisée pour calculer les propriétés spectroscopiques des états de parités positive et négative de la chaîne isotopique du Soufre, de ^{27}S à ^{36}S . Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales. Alors, nous voulons faire une étude systématique de la chaîne isotopique du Soufre et aussi en abordant l'étude des noyaux d'intérêts astrophysiques (^{30}S et ^{31}S). Les calculs ont été effectués en utilisant le code de calcul Nathan, développé par Etienne Caurier dans le groupe de physique théorique de l'IPHC.

Ce manuscrit comporte cinq principaux chapitres répartis comme le suivant :

- dans le chapitre 1, nous rappellerons les notions de base du modèle en couches nucléaire avec les propriétés des transitions électromagnétiques,
- dans le chapitre 2, nous présenterons les propriétés des noyaux de la couche *sd*,
- dans le chapitre 3, nous discuterons la comparaison des propriétés spectroscopiques calculées et expérimentales des isotopes avec $N < Z$, du ^{27}S au ^{31}S ,
- le chapitre 4, est consacré à la discussion des résultats obtenues des propriétés spectroscopiques et à leur comparaison avec les données expérimentales d'isotopes avec $N > Z$, du ^{32}S au ^{36}S ,
- dans le chapitre 5, nous présenterons l'étude systématique de la chaîne isotopique du Soufre.

Ce mémoire se termine par une conclusion générale.



Chapitre 1

Chapitre 1

STRUCTURE NUCLEAIRE : Modèle en couches et transitions électromagnétiques

En raison de la complexité de la nature des noyaux et des forces nucléaires, le problème de la compréhension de la structure nucléaire est devenue l'une des tâches les plus importantes. Pour expliquer cette ambiguïté, les physiciens proposaient des modèles. Parmi ces modèles développés, le modèle en couches est le plus fructueux, qui permet d'expliquer les régularités des caractéristiques nucléaires associées aux nombres magiques, propriétés des états excités et la nature des transitions électromagnétiques.

L'entendement de la structure des noyaux le long de la ligne de stabilité dépend de nouvelles interactions effectives disponibles qui sont les fruits de plusieurs travaux réalisés pour interpréter et décrire les différents phénomènes et résultats expérimentaux.

Dans ce premier chapitre, nous allons présenter et illustrer les principes de modèle en couches et aussi les propriétés des transitions électromagnétiques.

I. Nombres magiques et structure en couches

L'étude des noyaux atomiques avait révélé la remarquable stabilité des noyaux contenant un nombre de neutrons et/ou de protons est égal à 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126, ces nombres sont appelés "nombres magiques". Un noyau dont le nombre de protons ou de neutrons est un nombre magique (les noyaux magiques) présente une stabilité particulière. Certains noyaux ont leur nombre de protons et de neutrons qui est un nombre magique. On les appelle noyaux doublement magiques [3]. L'énergie de séparation d'un proton ou d'un neutron dans de tels noyaux est plus élevée que celles de leurs voisins, leur premier état excité est aussi plus haut en énergie d'excitation [4].

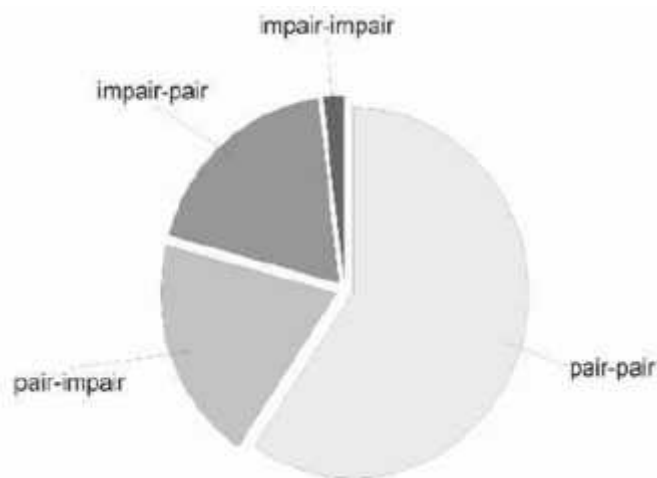


Figure 1.1 : Répartition des noyaux stables selon la parité de Z et de N [3].

1.1 Modèle en couches nucléaire : Potentiel moyen

Effectivement le modèle en couches est un modèle de structure nucléaire comparable à bien des égards au modèle planétaire atomique. Il constitue la pierre angulaire de la physique nucléaire en ce sens que son ambition est de rendre compte de la structure des noyaux en termes microscopiques, c'est-à-dire à l'aide des propriétés individuelles de ses constituants. Sa démarche, pour contourner le problème à N corps, consiste à recourir dans un premier temps, à l'approximation dite du potentiel moyen ensuite toutes les interactions résiduelles des nucléons seront traitées comme des perturbations [5].

a) Potentiel de Woods-Saxon

C'est un potentiel central plus réaliste par rapport à l'oscillateur harmonique (voir Fig 1.2), car il ne tend pas vers l'infini comme ce dernier. L'expression du potentiel de Woods-Saxon est [6]:

$$V(r) = -V_0 \frac{1}{1 + e^{a(r - R_0)}} \quad (1)$$

Avec : $R_0 = r_0 A^{1/3}$ est le rayon du noyau, $r_0 \approx 1.2 \text{ fm}$ est le rayon réduit, $a \approx 0.5 \text{ fm}^{-1}$ est la diffusivité, $V_0 \approx 50 \text{ MeV}$ est la profondeur du puits.

b) Potentiel d'oscillateur harmonique

Le champ moyen peut avoir la forme d'un oscillateur harmonique : $V_H = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2$ [4], où m la masse d'un nucléon et ω la fréquence propre de l'oscillateur.

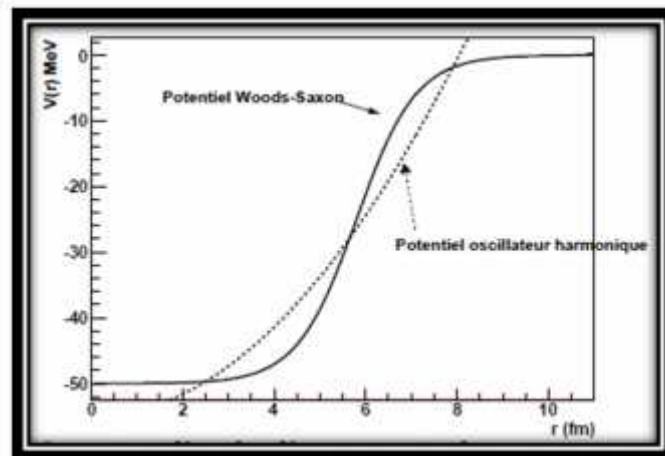


Figure 1.2 : Différence entre potentiels d'oscillateur harmonique et de Woods-Saxon.

Malheureusement ces deux potentiels ne reproduisent que les premiers nombres magiques 2, 8 et 20, une amélioration a été apportée en introduisant un terme représentant l'effet de bord D^2 ($D < 0$). Il a permis de lever la dégénérescence en des solutions de l'oscillateur harmonique [4]. Encore que ce terme n'était pas suffisant pour interpréter tous les nombres magiques. En 1949, Goepfert-Mayer [7] (suite à une remarque de Fermi) ainsi que Haxel, Jensen et Suess [8], proposaient l'ajout d'un troisième terme dit « spin-orbite » au potentiel moyen. En effet, ce couplage spin-orbite permet de lever la dégénérescence d'un

niveau étiqueté par n et l et d'expliquer naturellement tous les nombres magiques de 2 à 126 [4]. L'hamiltonien d'un nucléon individuel « i » devient alors :

$$h_i = \sum_i \left(\frac{1}{2} m \dot{\vec{r}}_i^2 + V(r_i) \right) \quad (1.1)$$

L'hamiltonien d'un noyau de A nucléons s'écrit donc : $H = \sum_i h_i$ (1.2)

Ses fonctions d'ondes sont données par:

$$\langle l m_l m_s | j m \rangle \psi_{l m_l m_s}^{j m} \quad (1.3)$$

et ses énergies propres par :

$$E_{nlj}^i = \left(\frac{3}{2} \hbar \omega \right) \left(\frac{2l+1}{2} \right) \left(\frac{1}{2} \right) \quad (1.4)$$

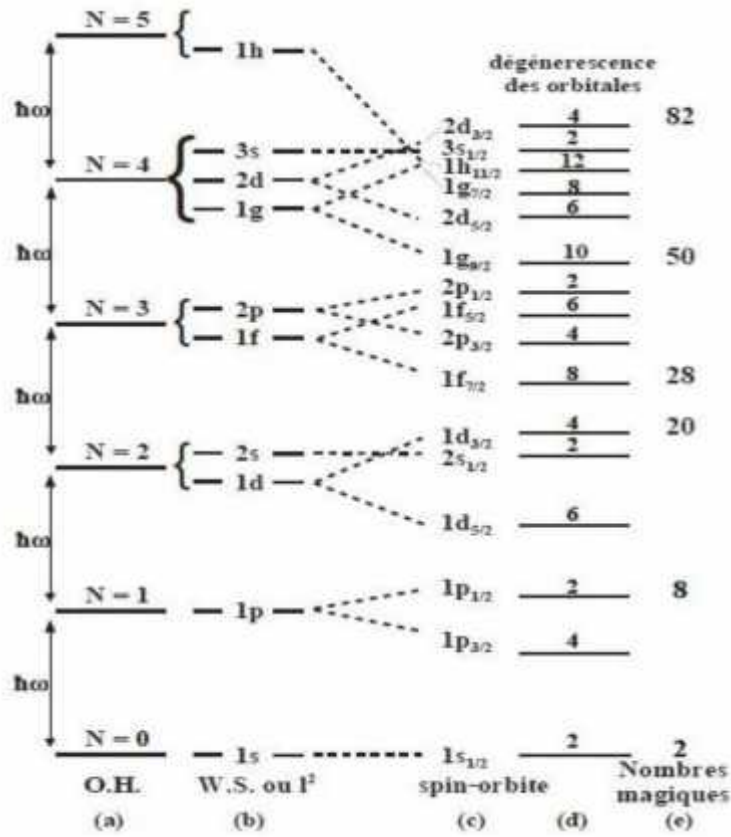
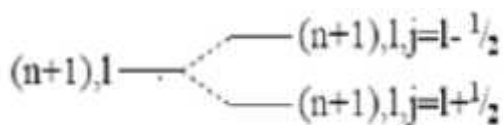


Figure 1.3: Schéma des niveaux d'énergie selon le modèle en couches [6].

À ce niveau, la dégrénerescence des niveaux est 2j+1:



Les niveaux nucléaires du modèle en couches sont représentés sur la Fig 1.3. L'espacement entre niveaux d'énergie est régulier d'une quantité $\hbar\bar{\omega}$.

1.2 Au-delà du champ moyen

En supposant que l'interaction des A nucléons dans le noyau se fait principalement à travers des interactions à deux corps, l'hamiltonien H de ce noyau se met alors sous la forme

$$[4]: \quad H = \sum_{i \in \mathcal{X}} \epsilon_i a_i^\dagger a_i + \frac{1}{2} \sum_{i, j \in \mathcal{X}} V_{ij} a_i^\dagger a_j^\dagger a_j a_i + H_0 + H_r \quad (1.5)$$

où T_i représente l'énergie cinétique du nucléon i , V_{ij} le terme d'interaction à deux corps entre les nucléons i et j . H_0 décrit le mouvement indépendant des nucléons dans le noyau, H_r dénote l'interaction résiduelle à deux corps qui est considérée comme une perturbation de l'hamiltonien H_0 par un choix adéquat du champ moyen U .

1.3 Les ingrédients du modèle en couches

Tout calcul de modèle en couches nécessite la mise en œuvre des trois points suivants [4] :

- définir un espace de valence (cœur inerte, couches actives),
- dériver une interaction effective compatible avec l'espace de valence,
- un code de calcul pour construire et diagonaliser les hamiltoniens.

❖ Espace modèle (de valence)

Dans le modèle en couches, le noyau est constitué d'un cœur inerte autour duquel on place un certain nombre de nucléons de valence qui occupent les couches libres en dessous du niveau de Fermi. Le noyau peut être décrit comme constitué de trois parties, comme montré dans la Fig 1.4: un cœur inerte où les orbitales sont toujours pleines, l'espace de valence et les orbitales externes vides [6].

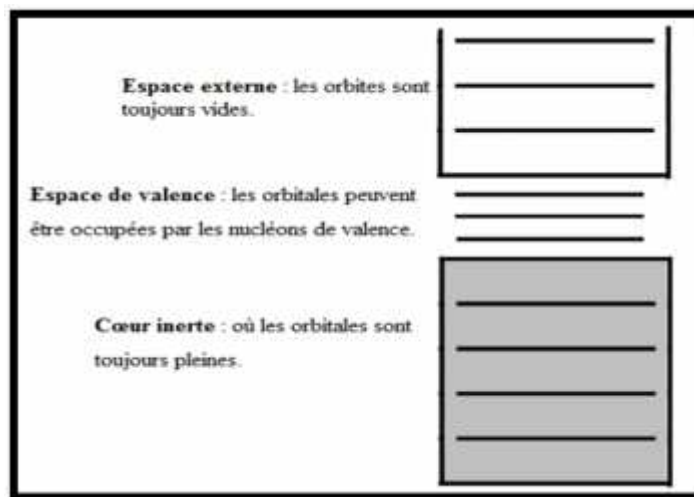


Figure 1.4: Schéma de l'occupation des orbitaux nucléaires dans le modèle en couches.

Le choix de l'espace de valence est crucial. Selon les propriétés à décrire dans les spectres des noyaux celui-ci doit être plus ou moins étendu. Par conséquent, un espace peut donner une bonne description de certains états ou de certaines propriétés mais pas d'autres. Les espaces souvent utilisés pour les noyaux légers se limitent à la couche dans laquelle se

situent les derniers nucléons. Ceci peut être justifié par le fait que pour les états de basses énergies d'excitation, la majeure partie des fonctions d'onde correspond à des excitations de nucléons dans des orbitales proches du niveau de Fermi [9].

❖ L'interaction 'nucléon-nucléon'(ou effective)

À cause de la forte répulsion à courte portée, l'interaction *nucléon-nucléon* ne peut pas être utilisée directement pour les calculs de type modèle en couches. Ces calculs reposent donc sur la définition d'une interaction effective qui est fortement liée à l'espace de valence utilisé. Il existe deux types d'interactions effectives. La première est réaliste calculée directement à partir de potentiels *nucléon-nucléon*. La seconde est phénoménologique qui consiste à choisir un hamiltonien de départ et à considérer les énergies individuelles et les éléments de matrice à deux corps comme des paramètres à ajuster directement sur les données expérimentales [9].

❖ Codes de modèle en couches

Les deux codes de modèle en couches développés à Strasbourg utilisent le même algorithme pour calculer les valeurs propres de H sont le code ANTOINE [10,11] et le code NATHAN [11,12]. Nous allons utiliser le code NATHAN dans nos calculs.

II.Transitions électromagnétiques

Les propriétés des transitions électromagnétiques (TEM) peuvent, en principe, être décrites par les modèles nucléaires et fournissent, par conséquent, des informations intéressantes sur la validité des fonctions d'ondes calculées des états entre lesquels se font les transitions [4]. Les noyaux créés dans une réaction nucléaire se trouvent, en général, dans des états excités. La décroissance vers le niveau fondamental se fait par des émissions successives de rayonnements gamma " " [13]. Nous allons donner dans ce paragraphe les règles de sélection, les opérateurs et les probabilités concernant les transitions électromagnétiques.

II.1 Règles de sélection des transitions électromagnétiques

Lors d'une transition électromagnétique (Fig 1.5) dans un noyau d'un état initial 'i' (d'énergie E_i) vers un état final 'f' (d'énergie E_f), le nucléon émet un photon gamma d'énergie E . Les principes de conservation de l'énergie et de la parité permettent d'écrire [14] :

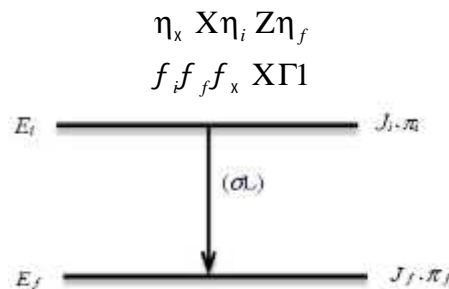


Figure 1.5: Emission gamma d'un noyau.

La transition électromagnétique entre ces états nucléaires ne peut prendre place que si le photon gamma émis emporte un moment angulaire total \vec{L} , tel que $\vec{J}_f \times \vec{J}_i \Gamma \vec{L}$ avec:

$$|J_i Z J_f|^{\text{TM}} \times \zeta J^{\text{TM}} J_i \Gamma J_f$$

II.2 Opérateurs de transitions électriques et magnétiques

Les opérateurs de transition électrique (EL) et magnétique (ML) sont, respectivement, donnés par [14]:

$$O(EL) \times \sum_{k \times i}^A e(k) r^L(k) Y_{LM}(r(k)) \quad (1.6)$$

$$O(ML) \times \sum_{k \times i}^A \sim_N g^s(k) \vec{s}(k) \Gamma \frac{2g^l(k)}{L \Gamma 1} \vec{l}(k) (k) r^L(k) Y_{LM}(r(k))$$

$\mu_N = \frac{e\hbar}{2mc} = 0,105 \text{ efm}$, représente le magnéton nucléaire; m étant la masse du nucléon, Y_{LM} sont les harmoniques sphériques $e(k)$ est la charge de nucléon k, tel que $e(k)=0$ pour un neutron et $e(k)=e$ pour un proton. g^s et g^l sont les facteurs gyromagnétiques en unité μ_N , de spin et orbital, respectivement, du nucléon k, leurs valeurs sont :

$$\begin{aligned} g^s \text{ f}k \text{ AXZ3 } 826, & \quad g^l \text{ f}k \text{ AX0} & \text{ pour un neutron,} \\ \text{et } g^s \text{ f}k \text{ AX5 } 586, & \quad g^l \text{ f}k \text{ AX1} & \text{ pour un proton.} \end{aligned}$$

II.3 Probabilités réduites de transitions électromagnétiques

Les expressions des probabilités réduites de transition sont données par [14] :

$$\begin{aligned} B(EL) \times \frac{9}{4f \text{ f}L \Gamma 3\text{Å}} e^2 R^{2L} \frac{\iota_x}{\iota_w} & \quad (e^2 \text{ fm}^{2L}) \\ B(ML) \times \frac{90}{f \text{ f}L \Gamma 3\text{Å}} \sim_N^2 R^{2LZ2} \frac{\iota_x}{\iota_w} & \quad (\sim_N^2 \text{ fm}^{2LZ2}) \end{aligned} \quad (1.7)$$

avec $R \times 1.2A^{1/3} \text{ (fm)}$, e est la charge électrique et $\sim_N \times \frac{e\hbar}{2mc}$ est le magnéton nucléaire.

ι_x et ι_w sont la largeur de transition et l'estimé de Weisskopf (en eV).

"La force d'une transition" en unité de Weisskopf (u.W) est défini par la formule : $S \times \frac{\iota_x}{\iota_w}$

Remarques :

- Si l'état initial décroît vers plusieurs états finaux, la largeur totale de l'état initial ι_T est la somme des largeurs partielles: $\iota_T \times \sum_k \iota_{x_k}$, par conséquent $\dagger_{1/2} \times \sum_k \frac{1}{\dagger_{1/2}^k}$
- La demi-vie est donnée en fonction de la durée de vie moyenne: $\dagger_{1/2} \times \dagger_m \ln 2$

- La durée de vie d'un état excité est généralement comprise entre 10^{-12} et 10^{-15} s pour les états liés, certains états peuvent avoir des durées de vie beaucoup plus grandes, jusqu'à des années. Ces états excités sont appelés "états isomères".
- Nous définissons le rapport d'embranchement (en %) d'une transition k par la formule :

$$BR_k = \frac{\lambda_k}{\lambda_T} \times 100, \text{ avec } \lambda_k = BR_k \times 100 \quad (1.8)$$

- La relation entre une excitation (absorption) de probabilité $B(\uparrow L: J_1 \rightarrow J_2)$, soit $B(\uparrow L: J_1 \rightarrow J_2)$ et une désexcitation (émission) de probabilité $B(\downarrow L: J_2 \rightarrow J_1)$, soit $B(\downarrow L: J_2 \rightarrow J_1)$ est donnée

$$\text{par : } B(\downarrow L: J_2 \rightarrow J_1) = \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} B(\uparrow L: J_1 \rightarrow J_2) \quad (1.9)$$

- La relation d'incertitude d'Heisenberg : $\Delta E \Delta t \geq \hbar$, permet de définir la largeur d'un niveau (largeur de la transition gamma pour un état lié) par:

$$\Gamma_m \approx \frac{\hbar}{\tau} \text{ (eV)}, \quad \hbar \approx 6.582 \times 10^{-16} \text{ eV}\cdot\text{s} \quad (1.10)$$

II.4 Charges effectives

On sait par ailleurs que pour les transitions E2, les dimensions réduites de l'espace modèle considéré peuvent être compensées par l'introduction de charges "effectives". Les valeurs typiques de ces charges effectives pour une transition E2 valent : $e_p=1.5e$ pour les protons et $e_n=0.5e$, pour les neutrons. Ces charges effectives, comme d'ailleurs les facteurs gyromagnétiques dépendent donc de l'espace modèle considéré et devraient être retrouvées.

Dans ce chapitre, nous avons commencé par énoncer les nombres magiques et la structure en couches depuis le modèle en couches nucléaire, au-delà du champ moyen et les ingrédients de modèle en couches. La deuxième partie de ce chapitre introduit un outil essentiel qui est les transitions électromagnétiques où nous avons parlé des règles de sélection des transitions électromagnétiques. Dans le prochain chapitre nous traitons les noyaux de la couche *sd*, une région de notre travail actuel.



Chapitre 2

Chapitre 2

Description des noyaux de la couche sd et l'interaction PSDPF

I. Noyaux de la couche sd

La région des noyaux de la couche sd, délimitée par les noyaux doublements magiques ^{16}O et ^{40}Ca . Ces noyaux contiennent un nombre de protons et de neutrons compris entre 8 et 20 regroupe 146 noyaux connus expérimentalement dont 26 sont stables (Fig 2.1). Ces noyaux sont caractérisés, à basse énergie d'excitation, de la coexistence des états normaux de parité + et d'états intrus de parité –.

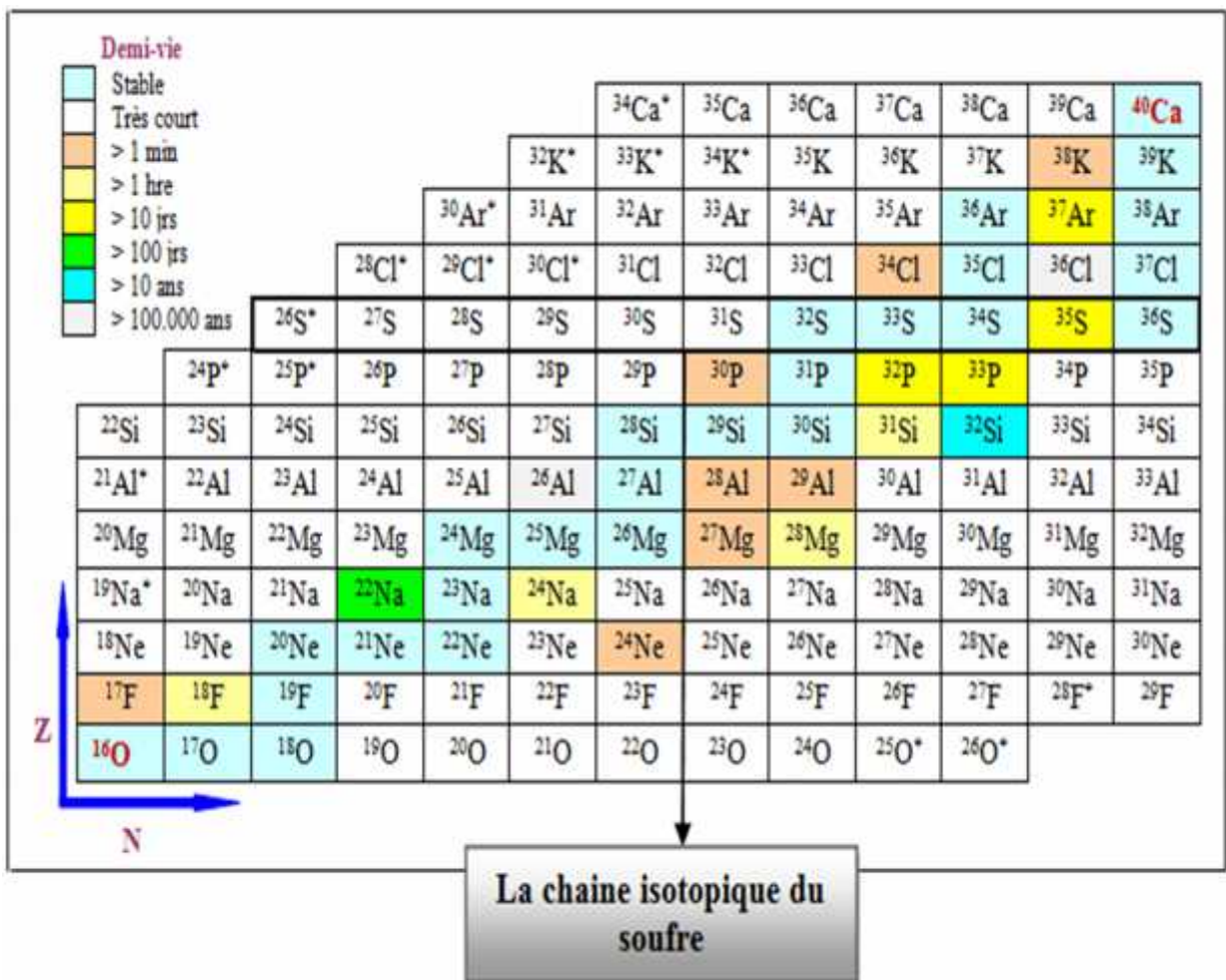


Figure 2.1: Charte des noyaux de la couche sd [16]. Pour les noyaux marqués d'une étoile « * », l'état fondamental est non lié, c'est-à-dire instable par rapport à l'émission de particule.

1.1 États normaux

Les états normaux ont une parité positive et une configuration 0 particule–0 trou ($0p-0t$) d'où la désignation d'états 0^+ . Ces états peuvent être décrits en considérant un cœur fermé de ^{16}O . La description de ces états est assurée en utilisant l'interaction effective bien établie USD [17] ou les nouvelles interactions (USDA/B) [18].

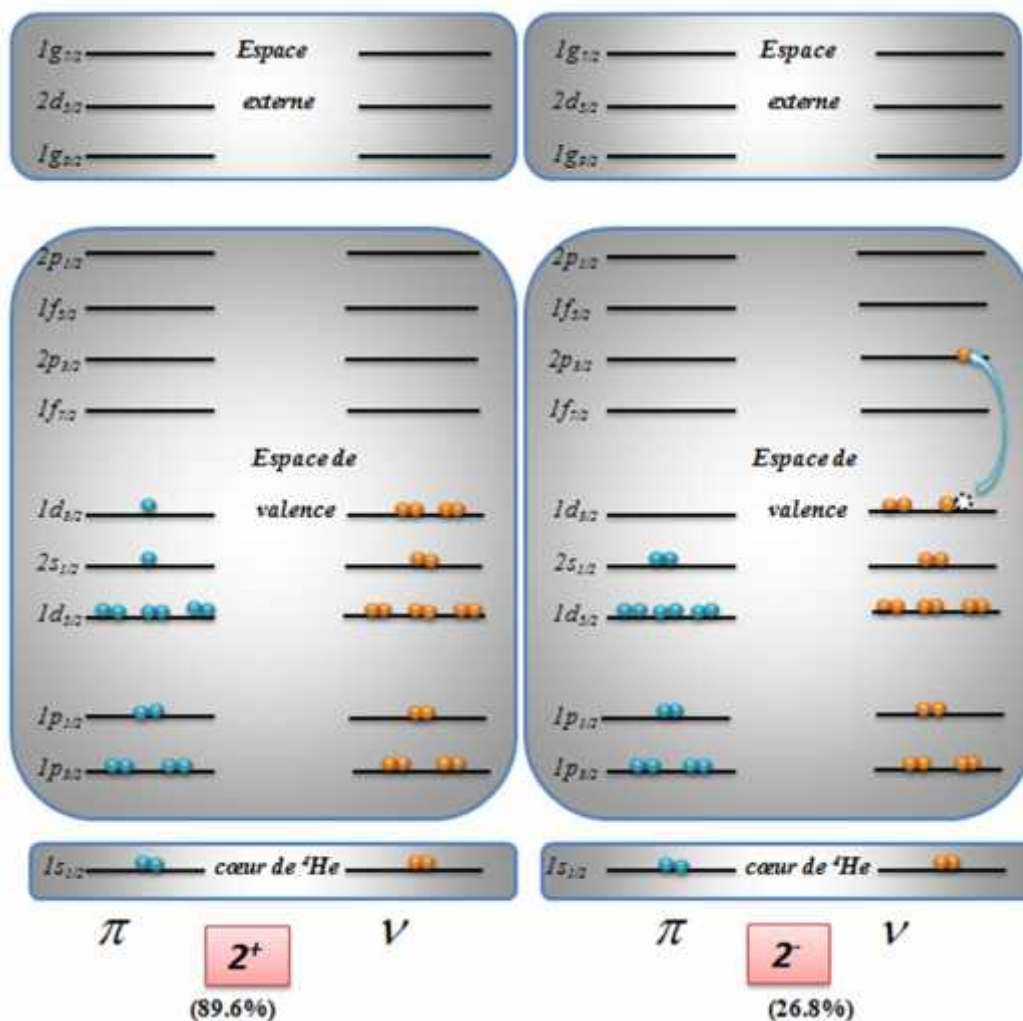


Figure 2.3 : Schématique des premiers niveaux excités 2^+ et 2^- du ^{36}S .

-) Le premier état excité de parité + est le 2^+ résultant de la distribution d'un proton dans la sous couche $2s_{1/2}$ et d'un autre dans la sous couche $1d_{3/2}$.
-) Le premier état excité de parité - est le 2^- résultant de la promotion d'un neutron de l'orbite $1d_{3/2}$ à l'orbite $2p_{3/2}$.

III. Les ingrédients de modèle en couches dans le cas des noyaux sd

- ✓ L'espace de valence est l'espace complet (p-sd-pf)
- ✓ L'interaction est l'interaction PSDPF
- ✓ Code de calcul : NATHAN

IV. Transitions électromagnétiques dans les noyaux sd

L'interaction PSDPF a eu un grand succès dans la description des états 0 et 1 dans les noyaux sd. Cette interaction a été utilisée pour calculer les spectres en énergie des noyaux sd et des chaînes isotopiques. Les transitions électromagnétiques qui sont utiles pour le test des fonctions d'ondes ont été également investiguées à l'aide de l'interaction PSDPF.

Les grandeurs des TEM utilisent des paramètres (charges effectives et facteurs gyromagnétiques). Les transitions entre états de même parités, E2 et M1, ont été étudiées dans le cas des états + en utilisant l'interaction USD ou USDA/B en ajustant les paramètres qui en découlent [22]. Les transitions connectant des états de parités opposées peuvent être étudiées en utilisant l'interaction (0+1) PSDPF. En premier pas les TEM E3 ont été étudiées par M. Labidi en ajustant ses charges effectives [23]. Ces paramètres ajustés pour ces trois transitions sont présentés sur le Tableau 2.1. Tout calcul des TEM dans ce mémoire utilise ces charges effectives pour les transitions E2 et E3 et ces facteurs gyromagnétiques pour les transitions M1 et M2. Pour les transitions E1, les charges effectives utilisées sont : $e_p=N/A$ et $e_n=-Z/A$.

<i>W. A. Richter et B. A. Brown [22]</i>		<i>M. Labidi [23]</i>
Charges effectives (E2)	facteurs gyromagnétiques (M1)	Charges effectives (E3)
$e_p = 1.36$	$g_{lp} = 1.159$	$e_p = 1.36$
	$g_{sp} = 5.150$	
$e_n = 0.45$	$g_{ln} = -0.090$	$e_n = 0.48$
	$g_{sn} = -3.550$	

Tableau 2.1 : Paramètres ajustés pour les transitions E2, M1 et E3 (voir texte).

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés spécialement à la structure des noyaux appartenant à la couche *sd*. L'interaction PSDPF décrivant simultanément, les états normaux de parité positive et intrus de parité négative, à travers toute la couche *sd* a été discutée.



Chapitre 3

Chapitre 3

Description de la spectroscopie des isotopes $^{27-31}\text{S}$ (avec $N < Z$)

Notre objectif dans ce travail est l'utilisation de l'interaction PSDPF pour calculer les propriétés spectroscopiques des états de parités positive et négative des isotopes du Soufre avec $N < Z$, ^{27}S , ^{28}S , ^{29}S , ^{30}S et ^{31}S . Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales [16]. Les propriétés spectroscopiques des isotopes (^{29}S , ^{30}S et ^{31}S) ont été calculés et comparés aux données expérimentales [16] par M. Bouhelal et M. Labidi. Donc, nous allons compléter le calcul et la comparaison des propriétés spectroscopiques pour les isotopes qui sont restés (^{27}S , ^{28}S). Nous allons aussi faire une mise à jour des données expérimentales et confirmer les états incertains et de faire des prédictions importantes pour les états ayant des spins et/ou parités inconnus dans les cinq isotopes ^{27}S , ^{28}S , ^{29}S , ^{30}S et ^{31}S . Rappelons que la durée de vie d'un noyau avec $N < Z$ est courte ce qui rend difficile son étude expérimentale. Nous avons alors utilisé le noyau miroir de chaque isotope pour confirmer les états indéterminés expérimentalement. Tous nos calculs ont été réalisés en utilisant le code Nathan.

I. Propriétés des isotopes de la chaîne du Soufre

Le soufre (S) possède 25 isotopes [24], de nombre de masse variant de 26 à 49, dont quatre sont stables : ^{32}S (très majoritaire), ^{33}S , ^{34}S et ^{36}S . Notons que le ^{35}S est formé par la spallation des rayons cosmiques de l'argon 40 de l'atmosphère. Le soufre naturel est constitué des quatre isotopes stables ^{32}S , ^{33}S , ^{34}S et ^{36}S , avec des traces de ^{35}S cosmogénique.

II. Description des isotopes avec $N < Z$

La formule des RMSD "*Root Mean Square Deviation*" est donnée par
$$RMSD \propto \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k \in \mathcal{X}} \frac{f_{Exp}^k - Z S_{Th}^k}{erreur^k}}$$

Les propriétés spectroscopiques que nous avons calculé, qui sont montrées sur tous les Tableaux de ce chapitre ainsi que dans le prochain chapitre, sont les énergies d'excitation E, la durée de vie τ , la multiplicité et les rapports d'embranchement des différentes TEM (voir Ch. 1.II).

II.1 L'isotope ^{27}S

Le ^{27}S a été signalé pour la première fois en 1986 par Langevin et al. [25]. Cet isotope a seulement l'état fondamental connu [16] avec un J incertain ($5/2^+$). La comparaison avec son miroir ^{27}Na ayant un état fondamental bien déterminé $5/2^+$ permet de confirmer le J de l'état fondamental dans ^{27}S . PSDPF prévoit pareillement un $J = 5/2^+$ pour ces deux miroirs.

II.2 L'isotope ^{28}S

Morris et al., ont été les premiers à observer l'isotope riche en protons ^{28}S en 1982 [25]. La comparaison entre ses propriétés spectroscopiques expérimentales [16] versus calculées avec PSDPF est montrée sur le Tableau 3.1. Son noyau miroir, ^{28}Mg , permet la confirmation des J dans le ^{28}S . Nous remarquons bien que l'interaction PSDPF décrit parfaitement les propriétés spectroscopiques de cet isotope.

E_i	(J_i)	(^{28}S)	(Exp) (PSDPF)	mult. $R_k(\text{Exp})$		$B_{\text{Exp}}(E2)$
Exp (MeV)	Th	$E(\text{MeV})$		mult. $R_k(\text{PSDPF})$		$B_{\text{PSDPF}}(E2)$ (ep=1.5, en=0.5)
0,00	(0^+)	0,00				$2^+ \quad 0^+_{\text{gs}}$ [26]
1,507	(2^+)	0,005	2,9ps(4)	100	100	$36(6) e^2\text{fm}^4$
0,00			1,6 ps			$63 e^2\text{fm}^4$

Tableau 3.1 : Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{28}S . $RMSD= 4 \text{ keV}$.

II.3 L'isotope ^{29}S

En 1964 Hardy et Verrall ont rapporté la première observation de ^{29}S [25]. La comparaison entre ces propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et théoriques est montrée sur le Tableau 3.2. Le spectre expérimental du ^{29}S contient 4 états incertains de parité +. La confirmation de ces états a été faite selon son miroir le ^{29}Al . L'interaction PSDPF reproduit assez bien l'ensemble de ces niveaux et leurs propriétés. La différence en énergie varie de 0 keV pour le $5/2^+_1$ à 128 keV pour le $1/2^+_1$. Le RMSD est faible et vaut 97 keV. Nous avons déterminé également le spin/parité d'états ambigus, à l'aide non seulement de leur énergie d'excitation ainsi que leurs miroirs dans ^{29}Al mais aussi de leurs transitions électromagnétiques.

E_i	(J_i)	(^{29}S)	$E_f(\text{MeV})(J_f)$	(Exp) (PSDPF)	mult. $R_k(\text{Exp})$	mult. $R_k(\text{PSDPF})$	
Exp (MeV)	Th	$E(\text{MeV})$					
0,00	$(5/2^+_1)$	0,00					
0,00							
1,222	$(1/2^+_1)$	-0,128	0 $(5/2^+_1)$	/	100	E2	100
1,094				10,3ps			
1,727	$(7/2^+_1)$	0,096	0 $(5/2^+_1)$	/	100	E2+M1	100
1,823				50,4fs			
2,887	$(5/2^+_2)$	-0,110	0 $(5/2^+_1)$	/	100	E2+M1	59
2,777			1,222 $(1/2^+_1)$	109,7fs		E2+M1	6
			1,727 $(7/2^+_1)$			E2+M1	35

Tableau 3.2 : Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{29}S . $RMSD= 97 \text{ keV}$.

II.4 L'isotope ^{30}S

E_i	(J_i)	^{30}S	E_f (MeV)	(J_f)	(Exp)	mult. R_k (Exp)	mult. R_k (PSDPF)
Exp	(MeV)	E(MeV)			(PSDPF)		
Th							
0,00 0,00	(0_1^+)	0,00					
2,211 2,235	(2_1^+)	0,024	0	(0_1^+)	225fs (13) 241fs	E2 100	E2 100
3,403 3,457	(2_2^+)	0,054	0 2,211	(0_1^+) (2_1^+)	157fs (17) 171fs	20(3) 80(3)	E2 6 E2 +M1 94
3,668* 4,061	(0_2^+)	0,393	2,211	(2_1^+)	>1,44ps 9,85ps	100	E2 100
3,676 4,044	(1_1^+)	0,368	0 3,403 2,211	(0_1^+) (2_2^+) (2_1^+)	140fs (79) 36fs	60(10) 40(10)	M1 39,37 M1 60,37 E2 +M1 2,62E-02
4,704 4,787	(3_1^+)	0,083	3,676 3,403 2,211	(1_1^+) (2_2^+) (2_1^+)	261fs		E2 1,23 E2+M1 19,50 E2+M1 80,37
4,814 4,831	(2_3^+)	0,017	0 3,676 3,403 2,211	(0_1^+) (1_1^+) (2_2^+) (2_1^+)	90,2 fs		E2 46,6 E2+M1 1,76 E2+M1 32,3 E2+M1 19,1
5,168 5,274	(4_1^+)	0,106	3,403 2,211	(2_2^+) (2_1^+)	69,4fs		E2 4,99E-01 E2 99,35
5,218 5,357	(0_3^+)	0,139	3,676 4,704 2,211 3,403	(1_1^+) (3_1^+) (2_1^+) (2_2^+)	153fs		M1 46,1 M1 2,38 E2 44,9 E2 6,68
5,219* 5,115	(3_2^+)	-0,104	3,676 4,814 3,403 2,211 4,704	(1_1^+) (2_3^+) (2_2^+) (2_1^+) (3_1^+)	203fs		E2 1,39 E2+M1 8,31 E2+M1 83,47 E2+M1 4,76E-01 E2 +M1 13,83
5,318 5,773	(3_1^-)	0,455	3,403 2,211 4,704	(2_2^+) (2_1^+) (3_1^+)	9,33 fs		E1+E3+M2 50,4 E1+E3+M2 49,3 E1+E3+M2 2,34 E-01
5,389 5,896	(2_4^+)	0,507	3,668 0 3,676 4,814 3,403 2,211	(0_2^+) (0_1^+) (1_1^+) (2_3^+) (2_2^+) (2_1^+)	17,3fs		E2 1,08 E2 22,6 E2+M1 44,7 E2+M1 5,25E-01 E2+M1 1,08E-01 E2+M1 31,00
5,836* 5,819	(4_2^+)	-0,017	3,403 2,211 4,704	(2_2^+) (2_1^+) (3_1^+)	32,9 fs		E2 7,78 E2 90,13 E2+M1 1,60
6,225' 6,249	(4_1^-)	0,024	5,318 5,219 4,704 5,843 5,168 3,403 2,211	(3_1^-) (3_2^+) (3_1^+) (4_2^+) (4_1^+) (2_2^+) (2_1^+)	289fs		E2+M1 2,05 E1+E3+M2 25,6 E1+E3+M2 63,6 E1+E3+M2 1,69E-01 E1+E3+M2 7,70E-01 E3+M2 1,44 E3+M2 6,30
6,242' 6,664	(1_1^-)	0,422	3,668 0 3,403 2,211	(0_2^+) (0_1^+) (2_2^+) (2_1^+)	0,122fs		E1 1,17 E1 94,0 E1+E3+M2 1,43E-01 E1+E3+M2 4,61

6,326' 6,651	(0 ₄ ⁺)	0,325	3,676 4,704 5,219 2,211 3,403	(1 ₁ ⁺) (3 ₁ ⁺) (3 ₂ ⁺) (2 ₁ ⁺) (2 ₂ ⁺)	9,63 fs		M1 M1 M1 E2 E2	34,6 41,0 5,05 15,7 3,75
6,435' 6,599	(2 ₁ ⁻)	0,164	3,676 5,389 3,403 2,211 5,219 4,704 0	(1 ₁ ⁺) (2 ₄ ⁺) (2 ₂ ⁺) (2 ₁ ⁺) (3 ₂ ⁺) (3 ₁ ⁺) (0 ₁ ⁺)	4,34fs		E1+E3+M2 E1+E3+M2 E1+E3+M2 E1+E3+M2 E1+E3+M2 E1+E3+M2 M2	4,45 E-01 1,06E-01 2,67 92,1 1,76E-01 2,69 1,74

* Etats pris de la Réf. [27].

'Etats pris de la Réf. [28].

Tableau 3.3: Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{30}S . $RMSD = 232 \text{ keV}$.

En 1961, le ^{30}S a été découvert par Robinson et al. [25]. Nous présentons sur le Tableau 3.3 la comparaison entre les propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculées de cet isotope. Le spectre expérimental du ^{30}S contient 17 états entre 0 et 6.5 MeV. La plupart de ces états ont une parité positive dont 11 états de spins incertains. Le spectre expérimental du ^{30}Si contient 13 états avec des spins bien confirmés. La correspondance un à un entre états miroirs ainsi que ceux calculés permet de confirmer les états ambigus dans ^{30}S . Nous avons déterminé également le spin/parité d'états ambigus, à l'aide non seulement de leur énergie d'excitation ainsi que leurs miroirs dans ^{30}Si mais aussi de leurs transitions électromagnétiques. L'ensemble de ces niveaux et leurs énergies d'excitation sont assez bien reproduit par PSDPF. La différence en énergie varie de 17 keV pour le 2^+_{3} et 4^+_{2} à 507 keV pour le 2^+_{4} . Nous pensons que cet état a des contributions collectives. Le RMSD est faible et vaut 232 keV. Cet isotope a un intérêt en astrophysique nucléaire qui sera discuté dans le chapitre 5.

II.5 L'isotope ^{31}S

En 1940, King et Elliott ont identifié le ^{31}S [25]. Les propriétés spectroscopiques expérimentales [16] de cet isotope son comparées à celles calculées en utilisant l'interaction PSDPF sur le Tableau 3.4. Le ^{31}S contient 12 niveaux dont 6 incertains entre 0 et 4.6 keV avec 1 état de parité négative. Le même nombre est retrouvé théoriquement. Dans ce nuclide nous remarquons que les énergies expérimentales et théoriques sont très proches. Le RMSD est faible et vaut 164 keV. Nous avons déterminé également le spin/parité d'états ambigus, à l'aide non seulement de leur énergie d'excitation ainsi que leurs miroirs dans ^{31}P mais aussi de leurs transitions électromagnétiques. Cet isotope a également un intérêt en astrophysique nucléaire et sera discuté dans le chapitre 5.

E_i EXP (MeV) TH	(J_i)	(^{31}S)		E_f (MeV) (J_f)	(EXP) (PSDPF)	mult. R_k (EXP)	mult. R_k (PSDPF)
		E(MeV)					
0,00 0,00	$(1/2_1^+)$	0,00					
1,249 1,199	$(3/2_1^+)$	-0,050	0 $(1/2_1^+)$	0,72ps(17) 3,41ps	E2+M1 100	E2+M1 100	
2,234 2,212	$(5/2_1^+)$	-0,022	1,249 0 $(3/2_1^+)$ $(1/2_1^+)$	320fs (79) 312fs	0,3 (1) E2 99,7(1)	E2 +M1 6,00E-01 E2 99,40	
3,077 3,260	$(1/2_2^+)$	0,183	1,249 2,234 0 $(3/2_1^+)$ $(5/2_1^+)$ $(1/2_1^+)$	/ 11,8fs	9 30(2) 61(4)	E2+M1 6,33 E2 8,39E-03 M1 93,66	
3,285 3,303	$(5/2_2^+)$	0,018	2,234 1,249 3,077 0 $(5/2_1^+)$ $(3/2_1^+)$ $(1/2_2^+)$ $(1/2_1^+)$	/ 155fs	18,3(18) E2+M1 56(2) 12 13,3(10)	E2+M1 14,10 E2+M1 55,76 E2 4,08E-06 E2 30,14	
3,351 3,438	$(7/2_1^+)$	0,087	2,234 1,249 $(5/2_1^+)$ $(3/2_1^+)$	/ 261fs	21 79	E2+M1 2,09 E2 97,91	
3,436 3,429	$(3/2_2^+)$	-0,007	1,249 0 3,077 2,234 $(3/2_1^+)$ $(1/2_1^+)$ $(1/2_2^+)$ $(5/2_1^+)$	/ 13,17fs	37(7) E2+M1 60(7) 2	E2+M1 27,80 E2+M1 72,20 E2+M1 1,23E-02 E2 +M1 5,41E-02	
4,080 4,081	$(5/2_3^+)$	0,001	2,234 1,249 $(5/2_1^+)$ $(3/2_1^+)$	/ 8,21fs		E2 +M1 28,67 E2+M1 70,59	
4,209 4,335	$(3/2_3^+)$	0,126	1,249 0 3,077 2,234 $(3/2_1^+)$ $(1/2_1^+)$ $(1/2_2^+)$ $(5/2_1^+)$	/ 30,4fs	38(3) 62(3)	E2+M1 60,55 E2+M1 36,53 E2+M1 1,68 E2+M1 1,21	
4,451 4,786	$(7/2_1^-)$	0,335	4,080 3,285 2,234 3,351 0 1,249 $(5/2_3^+)$ $(5/2_2^+)$ $(5/2_1^+)$ $(7/2_1^+)$ $(1/2_1^+)$ $(3/2_1^+)$	1,02 ps(22) 0,29ps	(E1) 100 (4) [E1]	E1+E3+M2 3,07 E1+E3+M2 60,9 E1(60,9) E1+E3+M2 34,3 E1(34,3) E1+E3+M2 1,02 E3 2,52E-01 E3+M2 4,52E-01	
4,521 4,846	$(3/2_4^+)$	0,325	3,436 1,249 0 3,077 4,080 3,285 2,234 $(3/2_2^+)$ $(3/2_1^+)$ $(1/2_1^+)$ $(1/2_2^+)$ $(5/2_3^+)$ $(5/2_2^+)$ $(5/2_1^+)$	/ 40,7fs	100	E2 +M1 6,66E-01 E2 +M1 60,56 E2 +M1 21,97 E2+M1 1,29 E2+M1 1,55E-01 E2+M1 2,95 E2+M1 12,39	
4,584 4,791	$(7/2_2^-)$	0,207	1,249 4,080 3,285 2,234 3,351 $(3/2_1^+)$ $(5/2_3^+)$ $(5/2_2^+)$ $(5/2_1^+)$ $(7/2_1^+)$	/ 176fs	37,5(2) 62,5(3)	E2 23 E2 +M1 2,44E-03 E2+M1 26,75 E2+M1 7,66 E2+M1 42,55	

Tableau 3.4 : Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés de ^{31}S . $RMSD= 164 \text{ keV}$.

Nous avons calculé les spectres complet d'états + et - des isotopes du soufre avec $N < Z$ et les comparés aux spectres expérimentaux ainsi qu'à ceux de leurs noyaux miroirs. Les RMSD sont très faibles et ne dépassent pas 240 keV (Fig 3.1), comme la montre la figure ci-dessous. Ce succès de PSDPF nous a poussés d'étendre l'étude aux isotopes riches en neutrons que nous présenterons dans le prochain chapitre.

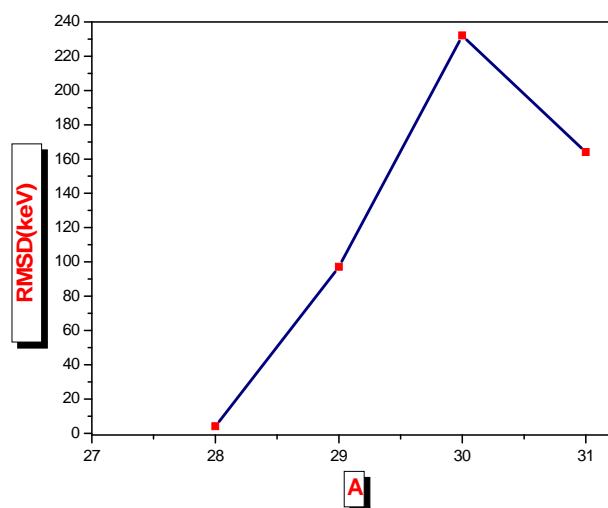


Figure 3.1 : Variation des RMSD en fonction de A des isotopes du Soufre avec $N < Z$.



Chapitre4

Chapitre 4

Description de la spectroscopie des isotopes $^{32-36}\text{S}$ (avec $N > Z$)

Comme application de l'interaction PSDPF, nous l'avons utilisée pour calculer les propriétés spectroscopiques des isotopes du Soufre avec ($Z = 16$, $A = 32$ à 37). Cette étude a été commencée par M. Bouhelal et M. Labidi. Une partie des résultats préliminaires concernant les $^{32,34,36}\text{S}$ ont été publiés récemment [29]. Nous avons comparé les résultats obtenus avec les données expérimentales [16,30] et a fait une mise à jour des données observées publiées récemment. Nous discutons les résultats pour chaque isotope séparément.

I. L'isotope ^{32}S

E_i EXP TH	(J_i) (MeV)	^{32}S		$E_f(J_f)$ (MeV)	(EXP) (PSDPF)	mult. $R_k(\text{EXP})$	mult. $R_k(\text{PSDPF})$
		$E(\text{MeV})$					
0,00 0,00	(0_1^+)	0,00					
2,231 2,256	(2_1^+)	0,205	0	(0_1^+)	244fs (16) 276fs	E2 100	E2 100
3,778 3,550	(0_2^+)	-0,228	1,128	(2_1^+)	1,28ps (13) 2,57ps	[E2] 100	E2 100
4,282 4,150	(2_2^+)	-0,132	0 2,231 3,778	(0_1^+) (2_1^+) (0_2^+)	61fs(6) 44fs	87 (5) E2+M1 13(5) <0.2	E2 86,5 E2+M1 13,5 E2 3,40E-04
4,459 4,653	(4_1^+)	0,194	2,231 4,282	(2_1^+) (2_2^+)	179fs(39) 202fs	E2 100	E2 100 E2 4,01E-07
4,695 4,880	(1_1^+)	0,185	0 2,231 3,778 4,282	(0_1^+) (2_1^+) (0_2^+) (2_2^+)	413fs(107) 1ps	[M1] 39(10) M1+(E2) 60(10) <0,4 <0,6	M1 6,91E-03 E2+M1 99,5 M1 5,09E-01 E2+M1 2,04E-02
5,006 5,465	(3_1^-)	0,459	0 2,231 3,778 4,282	(0_1^+) (2_1^+) (0_2^+) (2_2^+)	0,75ps (4) 0,17ps	E3 3 (5) E1+(M2) 96(5) <0,4 <0,1	E3 98,6 E1+E3+M2 1,35 E3 9,82E-08 E1+E3+M2 7,32E-05
5,413 5,237	(3_1^+)	-0,176	2,231 4,282 4,459 4,695 5,006	(2_1^+) (2_2^+) (4_1^+) (1_1^+) (3_1^-)	214fs (27) 116fs	E2+M1 91 <6 <1 <1 <2	E2+M1 96,1 E2+M1 3,00 E2+M1 8,66E-01 E2 1,61E-03 E1+E3+M2 5,45E-08
5,549 5,520	(2_3^+)	-0,029	0 2,231 3,778 4,282 4,459 4,695 5,006	(0_1^+) (2_1^+) (0_2^+) (2_2^+) (4_1^+) (1_1^+) (3_1^-)	82 fs (12) 82fs	38 (14) E3+M1 57(14) <1 <1 <2 <1 <0,4	E2 73,88 E2+M1 23,24 E2 2,35 E2+M1 2,52E-01 E2 3,50E-05 E2+M1 2,74E-01 E1+E3+M2 1,76E-06

5,797 6,955	(1 ₁ ⁻)	1,158	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 3,778 (0 ₂ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻)	8,1fs (1) 37,6ps	90 <5 <1 <1 <1 <1 <1	E1 1,30E-04 E1+E3+M2 22,6 E1 8,24E-07 E1+E3+M2 4,97E-02 E3 3,70E-03 E1+M2 4,42E-03 E2 77,3
6,223 6,927	(2 ₁ ⁻)	0,704	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 3,778 (0 ₂ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,797 (1 ₁ ⁻)	95fs (17) 2ps	<1.4 E1+M2 93(19) <1 <1 <0,5 <0,5 3(2) <0,2	M2 54,1 E1+E3+M2 41,4 M2 1,08E-02 E1+E3+M2 5,33E-03 E3+M2 1,38E-03 E1+E2+M2 3,51E-03 E2+M1 41,6 E1+E3+M2 2,96E-05 E2+M1 1,57E-01
6,411 6,220	(4 ₂ ⁺)	-0,191	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺)	35,1fs (5) 42,2fs	100,0	E2 91,6 E2 73,5 E2+M1 1,01
6,582						
6,622 6,768	(4 ₁ ⁻)	0,146	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺)	0,52ps (9) 1,20ps	M2+E3 3(4) <1 E1+(M2) 24 (7) <0,3 E2+M1 72(10) <1	E3+M 2 5,11 E3+M 2 2,17E-02 E1+E3+M2 1,54E-02 E3 3,83E-04 E2+M1 94,8 E1+E3+M2 1,29E-03
6,666 6,845	(2 ₄ ⁺)	0,179	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 3,778 (0 ₂ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺)	58fs (14) 92fs	<3 32 (4) 42 (5) <6 <3 12 (2) <3 <1	E2 51,46 E2+M1 7,78E-01 E2 38,50 E2+M1 1,34 E2 1,45 E2+M1 6,35 E1 +E3+M2 9,01E-06 E2+M1 6,25E-02
6,762 7,147	(5 ₁ ⁻)	0,385	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺)	375fs (51) 2ps	<6 <3 E1+M2 22(9) [E2] 67(3) <3	E3 2,62 E3 4,96E-03 E1+E3+M2 9,57E-02 E1(0,018) M2 (0,08) E2 97,3 E3+M2 2,46E-03
6,852 6,938	(4 ₃ ⁺)	0,086	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,549 (2 ₃ ⁺)	95fs (25) 205fs	<5 E2 57 (7) E2 7 (4) <9 7 (4)	E2 5,77E-01 E2 47,6 E2+M1 41,6 E1(41,5) E1+E3+M2 1,32E-04 E2+M1 10,0 E2 1,77E-01
7,001 6,957	(1 ₂ ⁺)	-0,044	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 3,778 (0 ₂ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,549 (2 ₃ ⁺) 6,223 (2 ₁ ⁻)	2,2fs (7) 1,5fs	<2 83 8(4) <2 <1 <2 <1	M1 2,83 E2+M1 92,4 M1 1,11 E2+M1 2,76 E2 +M1 1,45E-01 E3+M2 8,89E-04 E2 1,18E-04 E2+M1 5,69E-01 E1+E3+M2 1,58E-01

7,115 7,125	(2 ⁺ ₅)	-0,010	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 3,778 (0 ₂ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,549 (2 ₃ ⁺) 5,797 (1 ₁ ⁻)	1,75fs(5) 1,24fs	2(5) M1+E2 82 (20) 3 (20) 3 (10) <1 9 (10) <1 <1	E2 3,10 E2+M1 74,6 E2 2,01E-02 E2+M1 2,22 E2 4,94E-04 E2+M1 7,69 E1 +E3+M2 10,2 E2+M1 3,16E-03 E2+M1 8,28E-01 E1+E3+M2 1,31
7,190 7,307	(1 ⁺ ₃)	0,117	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 3,778 (0 ₂ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,549 (2 ₃ ⁺)	11,5fs(3) 64,1fs	14 (10) 20 (10) <19 <12 <8 <8	M1 35,57 E2+M1 50,68 M1 2,41 E2+M1 2,01 E2 +M1 7,76 E3+M2 1,52E-04 E2 1,51E-01 E2+M1 1,39
7,350 7,514	(3 ⁺ ₂)	0,164	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,549 (2 ₃ ⁺)	/ 128fs	100	E2+M1 9,11 E2+M1 7,80 E2+M1 6,78 E2 70,8 E2+M1 6,88E-01 E2+M1 4,56
7,434 8,048	(1 ⁺ ₂)	0,614	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,797 (1 ₁ ⁻) 6,223 (2 ₁ ⁻) 7,001 (1 ₂ ⁺) 7,115 (2 ₅ ⁺)	11,1fs (1) 1,7fs	60 (15) 20 (10) 20 (10)	E1 6,23E-01 E1+E3+M2 5,65 E1+E3+M2 8,43E-01 E1+M2 1,66E-01 E2 2,25 E2+M1 53,3 E2+M1 1,22 E1+M2 6,89 E1+E3+M2 8,70
7,484 7,469	(2 ⁺ ₆)	-0,015	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 3,778 (0 ₂ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,549 (2 ₃ ⁺)	7,1fs (2) 56,1fs	E2 58 <4 <9 <8 <8 <8 <4 <5 <6	E2 50,2 E2+M1 14,3 E2 17,7 E2+M1 1,10 E2 1,67 E2+M1 9,53 E1+E3+M2 5,38E-05 E2+M1 1,22 E2+M1 3,98
7,536 7,025	(0 ⁺ ₃)	-0,511	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,549 (2 ₃ ⁺) 7,001 (1 ₂ ⁺)	3,8fs(1) 65,9fs	<9 <5 62 <3	E2 87,1 E2 2,53E-03 M1 7,51 E3 8,25E-05 E2 4,38 M1 9,51E-01
7,567 7,530	(5 ⁺ ₁)	-0,037	4,459 (4 ₁ ⁺) 5,413 (3 ₁ ⁺) 6,411 (4 ₂ ⁺)	216fs(46) 107fs	E2+M1 70(10) 30 (10)	E2+M1 76,8 E2 29,00 E2+M1 1,51
7,637 7,981	(0 ⁺ ₄)	0,344	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺)	/ 43,45fs	100	E2 19 E2 81

7,701 7,921	(3 ₂)	0,220	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 3,778 (0 ₂ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 6,223 (2 ₁ ⁻) 7,115 (2 ₅ ⁺)	95fs (27) 851fs	<13 21 <10 <15 <11 <11 <11	E3 1,07E-03 E1+E3+M2 10,6 E3 1,78E-03 E1+E3+M2 1,27E-01 E1+E3+M2 1,32E-01 E3+M2 1,16E-02 E2+M1 50 E2+M1 12 E1+E3+M2 25,7
7,883 7,998	(4 ₄ ⁺)	0,115	2,231 (2 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,549 (2 ₃ ⁺) 5,797 (1 ₁ ⁻)	/ 59,9ps	75 (5) 14(5) 11 (5)	E2 3,92E-02 E1+E3+M2 1,16E-08 E2 2,07E-02 E3 99,9
7,885 8,882	(2 ₂ ⁻)	0,397	2,231 (2 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,797 (1 ₁ ⁻) 6,223 (2 ₁ ⁻) 6,622 (4 ₁ ⁻) 7,001 (1 ₂ ⁺) 7,115 (2 ₅ ⁺)	/ 163fs		E1+E3+M2 3,25E-01 E2+M1 36,7 E2+M1 5,03 E2 +M1 2,47 E2 1,37 E1+E3+M2 50,4 E1+E3+M2 3,45
7,921 8,792	(0 ₅ ⁺)	0,871	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,549 (2 ₃ ⁺) 6,666 (2 ₄ ⁺) 7,001 (1 ₂ ⁺) 6,121 (1 ₃ ⁺)	/ 293fs	<100	E2 78,8 E2 8,08 M1 3,11 E2 5,73 E2 5,70E-01 M1 3,15 M1 5,13E-01
7,950 8,389	(4 ₂ ⁻)	0,439	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺) 6,223 (2 ₁ ⁻) 6,622 (4 ₁ ⁻) 6,762 (5 ₁ ⁻)	211fs (51) 132fs	<3 <8 <6 <2 48(6) 32 (8)	E3+M2 2,56 E3+M2 7,19E-02 E1+E3 +M2 2,29E-02 E3 5,64E-04 E2+M1 87,6 E1+E3+M2 4,12E-03 E2 6,94 E2+M1 2,00 E2+M1 8,41E-01
7,975 8,196	(3 ₃ ⁻)	0,221	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,797 (1 ₁ ⁻) 6,223 (2 ₁ ⁻) 6,622 (4 ₁ ⁻) 6,762 (5 ₁ ⁻) 7,115 (2 ₅ ⁺)	<30fs 100fs	73 (7) 27 (7)	E3 3,13 E1+E3+M2 2,80E-01 E2+M1 5,17E+01 E2 2,64 E2+M1 1,57E-01 E2+M1 4,29E-01 E2 2,68E-01 E1+E3+M2 41,3
8,127 8,015	(1 ₄ ⁺)	-0,112	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 3,778 (0 ₂ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,797 (1 ₁ ⁻) 6,223 (2 ₁ ⁻) 6,666 (2 ₄ ⁺)	0,208fs(3) 0,282fs	78(4) 12 (4) <8 <3 <3 <1 <3	M1 88,29 E2+M1 10,47 M1 3,98E-01 E2+M1 9,98E-03 E2 +M1 3,99E-02 E3+M2 1,34E-04 E2 6,99E-05 E1+M2 1,13E-01 E1+E3+M2 4,38E-01 E2+M1 1,20E-01

8,191 8,908	(4 ⁺ ₃)	0,717	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,549 (2 ₃ ⁺) 6,411 (4 ₂ ⁺) 6,666 (2 ₄ ⁺)	/ 48,2fs	18(3) 28(6) 24 (5) 30 (6)	E2 81,2 E2 1,27E-01 E2+M1 8,59 E2+M1 9,25 E2+M1 1,58E-01 E2+M1 2,01E-01 E2 4,55E-01
8,270 8,006	(5 ⁻ ₂)	-0,264	2,231 (2 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 6,622 (4 ₁ ⁻)	<87fs 63fs	M1 100	E3 2,12E-01 E2 94,3 E2+M1 5,38
8,276 8,182	(3 ⁺ ₃)	-0,094	2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,459 (4 ₁ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,549 (2 ₃ ⁺) 6,411 (4 ₂ ⁺) 6,666 (2 ₄ ⁺) 6,852 (4 ₃ ⁺) 7,115 (2 ₅ ⁺) 6,121 (1 ₃ ⁺) 7,35 (3 ₂ ⁺) 7,484 (2 ₆ ⁺)	/ 169fs		E2+M1 10,3 E2+M1 30,5 E2+M1 5,09 E2 7,52 E2+M1 3,11 E2+M1 35,7 E2+M1 4,60E-01 E2+M1 1,65 E2+M1 1,43 E2+M1 3,52 E2 1,66E-01 E2+M1 3,30E-01 E2+M1 1,96E-01
8,296 8,836	(3 ⁻ ₄)	0,540	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁻) 5,797 (1 ₁ ⁻) 6,223 (2 ₁ ⁻) 6,622 (4 ₁ ⁻) 6,762 (5 ₁ ⁻)	/ 297fs	67 (11) 33 (11)	E3 5,27E-01 E1+E3+M2 9,68E-01 E1+E3+M2 1,17E-01 E2+M1 1,88 E2 78,9 E2+M1 6,55E-01 E2+M1 15,0 E2 1,52
8,344 8,214	(2 ⁺ ₇)	-0,130	0 (0 ₁ ⁺) 2,231 (2 ₁ ⁺) 4,282 (2 ₂ ⁺) 4,695 (1 ₁ ⁺) 5,006 (3 ₁ ⁺) 5,413 (3 ₁ ⁺) 5,549 (2 ₃ ⁺) 5,797 (1 ₁ ⁺) 6,223 (2 ₁ ⁻) 6,666 (2 ₄ ⁺) 7,35 (3 ₂ ⁺) 7,701 (3 ₂ ⁻) 7,883 (4 ₄ ⁺)	/ 173fs		E2 7,59 E2+M1 2,69 E2+M1 4,60 E2+M1 4,72E-01 E1 +E3+M2 79,5 E2+M1 3,63E-01 E2+M1 2,14 E1+E3+M2 1,10 E1+E3+M2 2,72E-01 E2+M1 1,43E-01 E2+M1 6,63E-01 E1+E3+M2 2,72E-03 E1 +E3+M 2 2,95E-01
8,346 8,543	(6 ⁺ ₁)	0,197	4,459 (4 ₁ ⁺) 6,411 (4 ₂ ⁺)	<40fs 38fs	E2+M1 100	E2 85,6 E2 14,3
9,024 8,833	(6 ⁻ ₁)	-0,191	6,622 (4 ₁ ⁻) 6,762 (5 ₁ ⁻) 7,95 (4 ₂ ⁻)	0,39fs (9) 130,00fs		E2 3,78 E2+M1 95,7 E2 3,22E-01
9,235 8,947	(5 ⁺ ₂)	-0,288	4,459 (4 ₁ ⁺) 5,413 (3 ₁ ⁺) 6,852 (4 ₃ ⁺) 7,35 (3 ₂ ⁺)	<87fs 23fs		E2+M1 15,40 E2+M1 68,40 E2+M1 15,9 E2 1,69E-01
9,463 9,636	(7 ⁻ ₁)	0,173	4,459 (4 ₁ ⁺) 6,762 (5 ₁ ⁻) 8,270 (5 ₂ ⁻)	<87fs 61fs		E3 3,17E-01 E2 99,4 E2 2,74E-01
9,635 9,327	(6 ⁻ ₂)	-0,308	6,622 (4 ₁ ⁻) 6,762 (5 ₁ ⁻) 7,567 (5 ₁ ⁺)	0,13fs (9) 107,00fs		E2 97,1 E2+M1 1,70 E1+E3+M2 1,22

		7,95 (4 ₂ ⁻) 8,270 (5 ₂ ⁻) 9,235 (5 ₂ ⁺)			E2 3,91E-01 E2+M1 6,61E-01 E1+E3+M2 1,25E-01
9,783 (6 ₂ ⁺) 9,599	-0,184	4,459 (4 ₁ ⁺) 6,411 (4 ₂ ⁺) 6,852 (4 ₃ ⁺) 7,567 (5 ₁ ⁺)	0,20fs(+0,19 -0,16) 8,27fs	100	E2 96,1 E2 2,76E-01 E2 2,21 E2+M1 1,27
10,402 (0 ₁ ⁻) 8,66	-1,436	2,231 (2 ₁ ⁺) 5,797 (1 ₁ ⁻) 6,223 (2 ₁ ⁻) 5,848 (1 ₂ ⁺) 7,885 (2 ₂ ⁻) 8,127 (1 ₄ ⁺)	749fs		M2 1,20E-01 M1 2,80 E2 9,85 E1 5,31 E2 1,82 E1 31,6

Tableau4.1: Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16, 30] et calculés du ^{32}S . $RMSD= 216 \text{ keV}$.

En 1920, Aston a découvert le ^{32}S [25]. Nous avons calculé, en utilisant PSDPF, ses propriétés spectroscopiques expérimentales. La comparaison des résultats obtenus avec les données expérimentales [30], contenues entre 0 et 10.5 MeV, est montrée dans le Tableau 4.1. Nous remarquons qu'il y a 44 niveaux expérimentaux et théoriques. La majorité de ces états ont une parité positive, dont 12 états de parité négative et 22 états de parité positive bien déterminés. L'ensemble de ces états est bien reproduit par PSDPF et leurs énergies d'excitation sont bien décrites. La différence en énergie est faible varie entre 10 keV pour le 2^+_{5} et $\sim 450 \text{ keV}$ pour le 4^-_{2} et 3^-_{1} . Ceci pourrait être expliqué par le fait que ce nuclide se situe au milieu de la couche sd où les écarts expérience–théorie sont souvent plus importants qu'en début ou fin de couche. A l'aide de cette comparaison, nous pouvons confirmer l'état incertain ($0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+$) d'énergie 6,582 MeV comme 2^+_{4} et la parité positive pour le niveau 3^+ d'énergie 7.350 MeV. Nous avons déterminé également les spins/parités des états ambigus, à l'aide non seulement de leurs énergies d'excitation mais aussi de leurs transitions électromagnétiques [16]. Les états calculés plus haut que l'expérience de 500 keV sont suggérés collectifs avec configurations $(np-n\pi)$ et ne peuvent pas donc être décrits par notre interaction PSDPF. Ce type d'états n'est pas pris en compte dans le calcul du RMSD qui vaut 216 keV.

II. L'isotope ^{33}S

E_i (J i) (^{33}S)		E_f (MeV) (J f)	(EXP) (PSDPF)	mult. R_k (EXP)	mult. R_k (PSDPF)
EXP (MeV) TH	E(MeV)				
0,00 (3/2 ₁ ⁺) 0,00	0,00				
0,841 (1/2 ₁ ⁺) 0,809	-0,032	0 (3/2 ₁ ⁺)	1,66ps (2) 2,81ps	E2+M1 100	E2 +M1 100
1,967 (5/2 ₁ ⁺) 1,897	-0,070	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺)	136fs (20) 264fs	E2 +M1 93,0 (10) E2 7,0 (10)	E2+M1 98,50 E2 1,50
2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,297	-0,016	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺)	157fs (24) 133fs	E2+M1 28(2) E2+M1 71(2) (M1) 1,1(2)	E2+ M1 22,9 E2+M1 76,4 E2+ M1 0,658 M1(0,656)

2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,801	-0,067	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺)	15,6fs (5) 7,8fs	E2+M1 96(2) E2 1,4(2) < 1 < 2	E2+M1 98,80 E2 1,15 E2+M1 5,91E-03 E2+M1 9,44E-03
2,935 (7/2 ₁ ⁻) 2,848	-0,087	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺)	40,7ps(2) 10,5ps	(E3+M2)45(2) < 3 E1(+M2) 49(1) < 3	E3+M2 26,0 E3 6,97E-05 E1 +E3+M2 73,9 E1(73,9) M2(4,49E-03) E3+M2 3,26E-05 E1+ E3+M2 1,42E-01
2,969 (7/2 ₁ ⁺) 3,096	0,127	0 (3/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺)	85 fs (11) 98 fs	(E2(+M3))88(2) (E2)+M1 10(2) < 2	E2 91,3 E2+ M1 8,71 E2 4,11E-03
3,221 (3/2 ₁ ⁻) 3,034	-0,187	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,935 (7/2 ₁ ⁻) 2969 (7/2 ₁ ⁺)	39fs (7) 14fs	E1(+M2) 36(2) E1(+M2) 57(2) (E1) 0,3(4) (E1) 0,4(4) (E1) 0,4(4) < 3 < 3	E1+E3+M2 23,3 E1(23,2) M2(3,43E-03) E1+M2 74,4 E1+E3+M2 2,24 E1(2,24) E1+E3+M2 4,94E-02 E1(4,94E-02) E1+E3+M2 9,27E-02 E1(9,27E-02) E2 1,87E-04 E3+M2 1,52E-10
3,832 (5/2 ₃ ⁺) 3,690	-0,142	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,935 (7/2 ₁ ⁻) 2,969 (7/2 ₁ ⁺) 3221 (3/2 ₁ ⁻)	43fs(11) 57fs	(E2+M1) 47(3) < 7 [E2+M1] 6(2) [E2+M1] 15(3) < 5 < 8 [M1] 9(3) < 4	E2+M1 29,6 E2 6,24E-01 E2+M1 18,3 E2+M1 35,7 E2+M1 8,64 E1+E3+M2 2,59E-01 E2+ M1 6,83 M1(6,83) E1+E3+M2 7,37E-02
3,935 (3/2 ₃ ⁺) 3,617	-0,318	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,935 (7/2 ₁ ⁻) 2,969 (7/2 ₁ ⁺) 3,221 (3/2 ₁ ⁻) 3,832 (5/2 ₃ ⁺)	35fs (10) 40fs	(E2+M1) 53(3) [E2+M1] 14(2) [E2+M1] 11(2) [E2+M1] 4(2) [E2+M1] 5(1) <5 < 3 < 5	E2+M1 28,85 E2+M1 43,84 E2+M1 9,53 E2+M1 7,798 E2+M1 9,94 E3+M2 3,55E-06 E2 4,00E-02 E1+E3+M2 9,70E-03 E2+M1 2,48E-03
4,049 (9/2 ₁ ⁺) 4,111	0,062	1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,935 (7/2 ₁ ⁻) 2,969 (7/2 ₁ ⁺) 3,221 (3/2 ₁ ⁻) 3,832 (5/2 ₃ ⁺)	304fs(76) 331fs	(E2(+M3)) 2,1(11) < 2,8 (E1) 2,8(9) (E2+M1) 9,0(9) < 3 < 3	E2 89,5 E2 1,59E-01 E1+E3+M2 7,95 E1(7,95) E2+M1 2,39 M2 5,18E-08 E2 1,80E-05
4,055 (1/2 ₂ ⁺) 3,850	-0,205	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,935 (7/2 ₁ ⁻)	17fs (11) 8fs	[E2+M1] 69 <11 <10 <10	E2+ M1 90,99 M1 8,95 E2 4,87E-02 E2+M1 7,48E-04 E2 3,74E-03 E3 3,10E-09

4,095 (7/2 ₂ ⁺) 4,019	-0,076	0 (3/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,935 (7/2 ₁ ⁻) 2,969 (7/2 ₁ ⁺) 3,221 (3/2 ₁ ⁻) 3,832 (5/2 ₃ ⁺)	45fs(11) 29fs	E2 2.9(6) (E2+M1) 51.5(6) <17.50 [E2+M1] 4.1(12) <1.75 <17.5 <1.18 <1.75	E2 11,0 E2+M1 82,7 E2 1,77 E2+M1 3,97 E1+E3+M2 3,81E-01 E2+M1 2,04E-01 E3+M2 2,29E-07 E2+M1 1,80E-02
4,144 (5/2 ₁ ⁻) 4,581	0,437	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,935 (7/2 ₁ ⁻) 2,969 (7/2 ₁ ⁺) 3,221 (3/2 ₁ ⁻) 3,832 (5/2 ₃ ⁺)	35fs(10) 80fs	57,84 <4,63 <5,20 <6,36 <5,78 5,2(8) <5,20 4,57(10) <5,20	E1+E3+M2 58,2 E3+M2 1,10E-01 E1+E3+M2 4,89 E1+E3+M3 1,21E-02 E1+E3+M2 3,77 E2+M1 25,6 E1+E3+M2 4,92E-01 E2+M1 6,93 E1+E3+M2 7,01E-03
4,211 (3/2 ₂ ⁻) 4,437	0,226	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,935 (7/2 ₁ ⁻) 2,969 (7/2 ₁ ⁺) 3,221 (3/2 ₁ ⁻) 3,832 (5/2 ₃ ⁺)	46fs(11) 56fs	<4 E1(+M2) 59 (1) < 5 (E1) 4,7 (5) <5 <4 <4 <6 <7	E1+E3+M2 13,60 E1+M2 71,50 E1+E3+M2 2,07 E1+E3+M2 2,27 E1(2,26) E1+E3+M2 1,08E-03 E2 7,02E-02 E3+M2 3,08E-06 E2+M1 10,5 E1+E3+M2 5,97E-03
4,375 (1/2 ₃ ⁺) 4,404	0,029	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 3,221 (3/2 ₁ ⁻) 4,055 (1/2 ₂ ⁺)	35fs(14) 6fs	[E2+M1] 100	E2+ M1 72,33 M1 7,10E-01 E2+M1 17,10 E1+M2 2,17E-01 M1 9,51
4,424 (3/2 ₄ ⁺) 4,423	-0,001	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,935 (7/2 ₁ ⁻) 2,969 (7/2 ₁ ⁺) 3,221 (3/2 ₁ ⁻) 3,832 (5/2 ₃ ⁺) 4,375 (1/2 ₃ ⁺)	27fs(14) 20fs	48(4) 19(3) 17(3) 6(2) <1,8 <1,8 <1,8 <1,8 <1,8	E2+ M1 8,46 E2+M1 41,53 E2+M1 17,72 E2+M1 3,40 E2+M1 9,09E-03 E3+M2 1,4807E-06 E2 8,76E-02 E1+E3+M2 4,13E-01 E2+M1 5,38E-03 E2+M1 24,61
4,73 (9/2 ₁ ⁻) 4,823	0,093	2,935 (7/2 ₁ ⁻) 2,969 (7/2 ₁ ⁺) 4,049 (9/2 ₁ ⁺) 4,095 (7/2 ₂ ⁺)	82 fs (22) 21fs	E2+M1 18,0(10) E1(+ M2) 82,0(10)	E2+M1 4,19 E1+E3+M2 95,3 E1(95,3) M2(1,26 E-03) E1+E3+M2 1,31E-01 E1+E3+M2 3,08E-01
4,747 (5/2 ₄ ⁺) 4,593	-0,154	0 (3/2 ₁ ⁺) 0,841 (1/2 ₁ ⁺) 1,967 (5/2 ₁ ⁺) 2,313 (3/2 ₂ ⁺) 2,868 (5/2 ₂ ⁺) 2,969 (7/2 ₁ ⁺) 3,221 (3/2 ₁ ⁻) 4,095 (7/2 ₂ ⁺)	<10fs 4fs	[E2+M1] 90(3) [E2+M1] 10(3)	E2+ M1 71,9 E2 5,96E-01 E2+M1 9,38 E2+M1 3,72 E2+M1 2,49 E2+M1 11,5 E1+E3+M2 1,83E-01 E2+M1 1,12E-01
4,867(11/2 ₁ ⁻) 4,842	-0,025	2,935 (7/2 ₁ ⁻) 4,73 (9/2 ₁ ⁻)	361fs(91) 556fs	(E2(+M3)) 100	E2 99,7 E2+E1+M1 2,18E-01

4,918 4,816	(1/2 ₁ ⁻)	-0,102	0 0,841 2,313 3,221 3,935 4,05 4,211	(3/2 ₁ ⁺) (1/2 ₁ ⁺) (3/2 ₂ ⁺) (3/2 ₁ ⁻) (3/2 ₃ ⁺) (1/2 ₂ ⁺) (3/2 ₂ ⁻)	130fs (43) 5fs	(E1) 4,6(8) E1 2,7(8) [E2+M1] 88(6) (E1) 2,4(4) (E1) 0,9(2) [E2+M1] 0,9(1)	E1+ M2 14,1 E1 60,4 E1+M2 12,2 E2+M1 12,9 E1+M2 0,028 E1 2,33E-01 E2+M1 5,77E-02	E1(14,1) E1(0,028)
4,942 5,189	(7/2 ₂ ⁻)	0,247	0 1,967 2,868 2,935 2,969 3,221 4,09 4,144 4,73	(3/2 ₁ ⁺) (5/2 ₁ ⁺) (5/2 ₂ ⁺) (7/2 ₁ ⁻) (7/2 ₁ ⁺) (3/2 ₁ ⁻) (7/2 ₂ ⁺) (5/2 ₁ ⁻) (9/2 ₁ ⁻)	39fs(16) 78fs	[E2+M1] 100	E3+ M2 1,28 E1+E3+M2 1,43 E1+E3+M2 31,3 E2+M1 54,0 E1+E3+M2 4,91 E2 7,39E-01 E1+E3+M2 6,88E-01 E2+M1 5,28 E2+M1 1,20E-01	
5,178 5,356	(7/2 ₃ ⁻)	0,178	0 1,967 2,868 2,935 2,969 3,221 3,832 4,049 4,144 4,747	(3/2 ₁ ⁺) (5/2 ₁ ⁺) (5/2 ₂ ⁺) (7/2 ₁ ⁻) (7/2 ₁ ⁺) (3/2 ₁ ⁻) (5/2 ₃ ⁺) (9/2 ₁ ⁺) (5/2 ₁ ⁻) (5/2 ₄ ⁺)	/ 41,1fs		E3+ M2 3,91E-01 E1+E3+M2 8,23 E1+E3+M2 33,5 E2+M1 43,9 E1+E3+M2 8,30 E2 3,02 E1+E3+M2 5,26E-01 E1+E3+M2 3,37E-01 E2+M1 1,60 E1+E3+M2 1,37E-01	

Tableau 4.2: Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ³³S. *RMSD* = 164 keV.

Aston a découvert le ³³S en 1926 [25]. Nous avons calculé, en utilisant PSDPF, ses propriétés spectroscopiques. La comparaison des résultats obtenus avec les données expérimentales [16], comprises entre 0 et 5.2 MeV, est présentée dans le Tableau 4.2. Nous remarquons qu'il y a 23 niveaux expérimentaux contre 28 théoriques avec 9 états de parité négative. L'ensemble de ces états est bien reproduit par PSDPF et leurs énergies d'excitation sont bien décrites. La différence entre énergie ζ varie de 1 keV pour le 3/2₄⁺ à 0,437 keV pour le 5/2₁⁻. Le RMSD est faible et vaut 164 keV. A l'aide de cette comparaison nous pouvons déterminer le spin/parité des états ambigus, à l'aide non seulement de leur énergie d'excitation mais aussi de leur transition électromagnétique [16].

III.L'isotope ³⁴S

E _i EXP TH	(J _i) (MeV)	³⁴ S		E _f (J _f) (MeV)	(EXP) (PSDPF)	mult. R _k (EXP)		mult.R _k (PSDPF)	
		E(MeV)							
0,00 0,00	(0 ₁ ⁺)	0,00							
2,128 2,242	(2 ₁ ⁺)	0,114	0	(0 ₁ ⁺)	459fs (12) 449fs	E2 100	E2 100		
3,304 3,204	(2 ₂ ⁺)	-0,100	0 2,128	(0 ₁ ⁺) (2 ₁ ⁺)	196fs (10) 212fs	E2 47(5) E2+M1 53(5)	E2 23 E2+M1 76,99		
3,916 3,747	(0 ₂ ⁺)	-0,169	2,128 3,304	(2 ₁ ⁺) (2 ₂ ⁺)	162ps (13) 2ps	E2 100 (10) 0,32(4)	E2 99,9 E2 1,41E-01		

4,075 3,782	(1 ⁺ ₁)	-0,293	0 (0 ₁ ⁺) 2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 3,916 (0 ₂ ⁺)	<24,5fs 22,3fs	49(5) E2+M1 46(5) 44 <0,1	M1 30,43 E2+M1 62,48 E2+M1 7,08 M1 7,62E-03
4,115 4,144	(2 ⁺ ₃)	0,029	0 (0 ₁ ⁺) 2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 3,916 (0 ₂ ⁺) 4,075 (1 ₁ ⁺)	105fs (9) 134fs	E2 57(7) E2+M1 43(5) <0,40 <0,2	E2 74,02 E2+M1 25,45 E2+M1 5,17E-01 E2 3,72E-05 E2+M1 3,26E-05
4,624 4,862	(3 ⁺ ₁)	0,238	0 (0 ₁ ⁺) 2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 3,916 (0 ₂ ⁺) 4,075 (1 ₁ ⁺) 4,115 (2 ₃ ⁺)	121fs (7) 32fs	[E3] 0,4(9) 28(3) 69(8) <0,2 <0,1 < 3	E3 1,14E-01 E1+E3+M2 3,12 E1+E3+M2 96,5 E3 6,56E-11 E3+M2 2,12E-05 E1+E3+M2 2,56E-01
4,689 4,800	(4 ⁺ ₁)	0,111	2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 4,115 (2 ₃ ⁺)	127fs (6) 139fs	E2 95(11) <2 <3	E2 99,71 E2 2,79E-01 E2 3,35E-03
4,877 4,706	(3 ⁺ ₁)	-0,171	2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 4,075 (1 ₁ ⁺) 4,115 (2 ₃ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺)	58 fs (22) 104fs	E2+M1 52(4) E2+M1 15(4) <2 <0,4 <0,1 <0,1	E2 +M1 64,23 E2+M1 34 E2 2,42E-02 E2+M1 1,69 E1+E3+M2 6,12E-02 E2+M1 2,30E-03
4,882						
4,890 4,580	(2 ⁺ ₄)	-0,310	0 (0 ₁ ⁺) 2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 3,916 (0 ₂ ⁺) 4,075 (1 ₁ ⁺) 4,115 (2 ₃ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺)	42fs (14) 52fs	E2 14(5) 45(5) 38 (4) <1 <1 <1 <0,3 <0,3	E2 47,30 E2+M1 30,07 E2+M1 22,14 E2 8,86E-02 E2+M1 1,17E-01 E2+M1 1,18E-02 E1+E3+M2 2,71E-01 E2+M1 6,50E-06
5,228 5,349	(0 ⁺ ₃)	0,121	2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 4,075 (1 ₁ ⁺) 4,115 (2 ₃ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,89 (2 ₄ ⁺)	/ 328fs	<2 <2 92 8 4(6) <0,4 <0,4	E2 17,2 E2 3,44E-01 M1 79,4 E2 3,01 E3 3,57E-08 E2 2,75E-03
5,323 5,625	(2 ⁻ ₁)	0,302	0 (0 ₁ ⁺) 2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 3,916 (0 ₂ ⁺) 4,075 (1 ₁ ⁺) 4,115 (2 ₃ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺) 4,877 (3 ₁ ⁺) 4,89 (2 ₄ ⁺) 5,228 (0 ₃ ⁺)	25fs (9) 235fs	<3 94(10) <1,4 <1,3 54(48) <15 10(95) <10 <5 <5	M2 3,87 E1+E3+M2 36,0 E1+E3+M2 55,5 M2 2,41E-04 E1+E3+M2 1,69E-01 E1+E3+M2 2,17E-01 E2+M1 3,78 E3+M2 1,85E-06 E1+E3+M2 3,46E-01 E1+E3+M2 1,02E-01 M2 3,72E-11

5,381 5,606	(1 ⁺ ₂)	0,225	0 (0 ⁺ ₁) 2,128 (2 ⁺ ₁) 3,304 (2 ⁺ ₂) 3,916 (0 ⁺ ₂) 4,075 (1 ⁺ ₁) 4,115 (2 ⁺ ₃) 4,624 (3 ⁺ ₁) 4,877 (3 ⁺ ₁) 4,89 (2 ⁺ ₄) 5,228 (0 ⁺ ₃)	<71fs 7fs	24(2) E2+M1 46(5) 18(8) <0,5 <0,5 4(8) <1 <1 <1 <0,2	M1 32,7 E2 +M1 56,7 E2+M1 7,38 M1 3,12E-01 E2+M1 6,14E-02 E2+M1 2,87 E3+M2 7,10E-07 E2 6,68E-07 E2+M1 2,92E-02 M1 4,29E-04
5,680 6,066	(3 ⁻ ₂)	0,386	0 (0 ⁺ ₁) 2,128 (2 ⁺ ₁) 3,304 (2 ⁺ ₂) 3,916 (0 ⁺ ₂) 4,075 (1 ⁺ ₁) 4,115 (2 ⁺ ₃) 4,624 (3 ⁺ ₁) 4,689 (4 ⁺ ₁) 4,877 (3 ⁺ ₁) 4,89 (2 ⁺ ₄) 5,228 (0 ⁺ ₃) 5,323 (2 ⁻ ₁)	/ 3,75fs	<1,0 32(3) 48(4) <0,2 <0,2 2(10) 13(2) <0,2 2(5) 13 <0,2 <0,2	E3 5,60E-04 E1+E3+M2 69,6 E1+E3+M2 28,9 E3 1,24E-07 E3+M2 9,81E-10 E1+E3+M2 5,24E-02 E2 +M1 8,66E-01 E1+E3+M2 1,79E-02 E1+E3+M2 4,17E-01 E1+E3+M2 1,05E-01 E3 2,52E-11 E2+M1 3,48E-03
5,691 5,830	(5 ⁻ ₁)	0,139	2,128 (2 ⁺ ₁) 4,624 (3 ⁺ ₁) 4,689 (4 ⁺ ₁)	53,2ps (2) 3,6ps	[E3] 2(6) E2 45(5) E1 54(5)	E3 1,29E-01 E2 1,53 E1+E3+M2 98,3 E1(98,3)
5,756 5,681	(1 ⁻ ₁)	-0,075	0 (0 ⁺ ₁) 2,128 (2 ⁺ ₁) 3,304 (2 ⁺ ₂) 3,916 (0 ⁺ ₂) 4,075 (1 ⁺ ₁) 4,115 (2 ⁺ ₃) 4,624 (3 ⁺ ₁) 4,689 (4 ⁺ ₁) 4,877 (3 ⁺ ₁) 4,89 (2 ⁺ ₄) 5,228 (0 ⁺ ₃) 5,323 (2 ⁻ ₁)	/ 4,11fs	24 71(6) 21(2) <3 <0.4 17 <0.4 <0.4 <0.3 <0.3 <0.2 <0.2	E1 61,5 E1+E3+M2 31,2 E1+E3+M2 6,11 E1 2,21E-01 E1+M2 7,82E-01 E1+E3+M2 4,49E-02 E2 2,23E-02 E3 2,61E-08 E3+M2 2,04E-07 E1+E3+M2 6,99E-02 E1 8,08E-04 E2+M1 7,60E-03
5,848 6,950	(0 ⁺ ₄)	1,102	2,128 (2 ⁺ ₁) 3,304 (2 ⁺ ₂) 4,075 (1 ⁺ ₁) 4,115 (2 ⁺ ₃) 4,624 (3 ⁺ ₁) 4,89 (2 ⁺ ₄) 5,323 (2 ⁻ ₁) 5,381 (1 ⁺ ₂)	/ 29,6fs	14(14) 68(6) 10(10) <5 <1 <1 <0,6	E2 43,5 E2 2,74E-03 M1 55,2 E2 3,51E-01 E 3 5,78E-08 E2 1,72E-02 M2 1,78E-06 M1 9,68E-01
5,998 6,117	(2 ⁺ ₅)	0,119	0 (0 ⁺ ₁) 2,128 (2 ⁺ ₁) 3,304 (2 ⁺ ₂) 3,916 (0 ⁺ ₂) 4,075 (1 ⁺ ₁) 4,115 (2 ⁺ ₃) 4,624 (3 ⁺ ₁) 4,877 (3 ⁺ ₁) 4,89 (2 ⁺ ₄) 5,323 (2 ⁻ ₁) 5,381 (1 ⁺ ₂) 5,381 (3 ⁻ ₂)	/ 29fs	18(3) 30(4) 33(6) 19(3)	E2 3,32 E2+M1 4,04 E2+M1 59,65 E2 2,70 E2+M1 17,33 E2+M1 3,16 E1+E3+M2 0,20 E2+M1 6,18 E2+M1 3,13 E1+E3+M2 20,0 E2+M1 2,45E-01 E1+E3+M2 20,0

6,121 6,648	(2 ⁺ ₆)	0,527	0 (0 ₁ ⁺) 2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 3,916 (0 ₂ ⁺) 4,075 (1 ₁ ⁺) 4,115 (2 ₃ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁺) 4,877 (3 ₁ ⁺) 4,89 (2 ₄ ⁺)	/ 5,47fs	23(6) 77(12)	E2 32,81 E2+M1 43,66 E2+M1 6,82E-01 E2 1,42E-01 E2+M1 13,06 E2+M1 4,17 E1+E3+M2 1,87 E2+M1 3,07 E2+M1 4,36E-01
6,169 6,253	(3 ⁻ ₃)	0,084	2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 3,916 (0 ₂ ⁺) 4,075 (1 ₁ ⁺) 4,115 (2 ₃ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁺) 4,689 (4 ₁ ⁺) 4,877 (3 ₁ ⁺) 4,89 (2 ₄ ⁺) 5,228 (0 ₃ ⁺) 5,323 (2 ₁ ⁻) 5,381 (3 ₂ ⁻)	/ 17,9fs	3(5) 69(7) <1 <1 4(6) 16(15) 2(2) <0.5 <1 <2 2(12)	E1+E3+M2 52,6 E1+E3+M2 34,2 E3 1,80E-06 E3+M2 3,68E-03 E1+E3+M2 4,60 E2+M1 6,01 E1+E3+M2 5,02E-01 E1+E3+M2 5,32E-01 E1+E3+M2 3,31E-01 E3 2,42E-09 E2+M1 7,32E-01 E2+M1 5,35E-01
6,251 6,718	(4 ⁺ ₂)	0,467	2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 4,115 (2 ₃ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺) 4,877 (3 ₁ ⁺) 4,89 (2 ₄ ⁺)	0,61ps +(7)- (3) 0,05ps	69 (17) E2+M1 31(7)	E2 21,845 E2 8,11 E2 3,36E-01 E1+E3+M2 3,83 E2+M1 61,98 E2+M1 2,58 E2 1,05
6,252 6,225	(4 ⁻ ₁)	-0,027	2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁻) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺) 4,877 (3 ₁ ⁺) 5,323 (2 ₁ ⁻)	/ 0,229ps	70(26)	E3+M2 1,35 E3+M2 5,25E-01 E2+M1 20,0 E1+E3+M2 5,14 E1+E3+M2 72,8 E2 2,05E-01
6,343 6,863	(1 ⁻ ₂)	0,520	0 (0 ₁ ⁺) 2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺)	/ 0,119fs	27(4) 74 (10)	E1 89,8 E1+E3+M2 8,07 E1+E3+M2 2,00
6,421 6,418	(4 ⁻ ₂)	-0,003	2,128 (2 ₁ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺) 4,877 (3 ₁ ⁺) 5,323 (2 ₁ ⁻) 5,68 (3 ₂ ⁻) 5,691 (5 ₁ ⁻) 6,252 (4 ₁ ⁻)	/ 50,6fs	15(20) 85(8)	E3+M2 6,27E-01 E2+M1 11,00 E1+E3+M2 7,85 E1+E3+M2 74,6 E2 1,40E-01 E2 +M1 3,28 E2+M1 2,10 E2 +M1 3,49E-01
6,428 7,118	(2 ⁺ ₇)	0,690	0 (0 ₁ ⁺) 2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 3,916 (0 ₂ ⁺) 4,075 (1 ₁ ⁺) 4,115 (2 ₃ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺) 4,877 (3 ₁ ⁺) 4,89 (2 ₄ ⁺) 5,323 (2 ₁ ⁻) 5,998 (2 ₅ ⁺)	/ 3,53fs	29 (5) 60 (8) 11(2)	E2 6,95 E2+M1 70,08 E2+M1 13,96 E2 1,11E-01 E2+M1 1,78 E2+M1 2,37E-01 E1+E3+M2 3,12 E2 2,32E-03 E2+M1 8,26E-01 E2+M1 2,39 E1+E3+M2 1,98E-01 E2+M1 2,51E-03

6,479 7,294	(1 ⁻ ₃)	0,815	0 (0 ₁ ⁺) 2,128 (2 ₁ ⁺) 3,304 (2 ₂ ⁺) 3,916 (0 ₂ ⁺) 4,075 (1 ₁ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,877 (3 ₁ ⁺) 4,89 (2 ₄ ⁺) 5,228 (0 ₃ ⁺) 5,323 (2 ₁ ⁻) 5,68 (3 ₂ ⁻) 5,756 (1 ₁ ⁻) 5,848 (0 ₄ ⁺)	/ 0,149fs	<0,1 283 47(5) 5(5) 6(6) 2(3) <1 <1 7(8) 1(2) 1(1) 1(1)	E1 97,5 E1+E3+M2 8,54E-01 E1+E3+M2 1,07 E1 3,45E-01 E1+E3+M2 8,01E-02 E2 1,27E-03 E3+M2 9,82E-09 E1+E3+M2 6,33E-02 E1 8,49E-02 E2+M1 3,66E-03 E2 4,57E-05 E2+M1 5,13E-04 E1 3,44E-08
6,639 6,658	(4 ⁻ ₃)	0,019	2,128 (2 ₁ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺) 4,877 (3 ₁ ⁺) 5,323 (2 ₁ ⁻) 5,68 (3 ₂ ⁻) 5,691 (5 ₁ ⁻) 6,168 (3 ₃ ⁻) 6,251 (4 ₂ ⁺)	61fs(14) 69fs	78(10) 21(10)	E3+M2 5,48E-01 E2+M1 12,6 E1+E3+M2 13,1 E1+E3+M2 62,4 E2 1,05E-01 E2 +M1 3,22E-01 E2+M1 10,5 E2+M1 1,59E-01 E1+E3+M2 1,03E-01
6,864 7,124	(5 ⁻ ₂)	0,260	2,128 (2 ₁ ⁺) 4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺) 5,691 (5 ₁ ⁻) 6,251 (4 ₂ ⁺) 6,421 (4 ₂ ⁻)	39fs (10) 166fs	[E3]	E3 2,37E-01 E2 39,6 E1+E3+M2 12,70 E2+M1 42,00 E1+E3+M2 5,22 E2+M1 1,21E-01
7,392 7,396	(5 ⁻ ₃)	0,004	4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺) 5,691 (5 ₁ ⁻) 6,251 (4 ₂ ⁺) 6,252 (4 ₁ ⁻) 6,421 (4 ₂ ⁻) 6,864 (5 ₂ ⁻)	229fs (51) 24fs		E2 4,78 E1+E3+M2 70,9 E2+M1 10,7 E1+E3+M2 11,9 E2+M1 5,91E-01 E2+M1 1,21E-01 E2+M1 8,22E-01
7,791 7,874	(6 ⁻ ₁)	0,083	5,691 (5 ₁ ⁻) 6,252 (4 ₁ ⁻) 6,421 (4 ₂ ⁻) 6,864 (5 ₂ ⁻) 7,392 (5 ₃ ⁻)	140fs (29) 320fs	E2+M1 84(9) E216(3)	E2+M1 80,8 E2 2,82 E2 6,73 E2+E1 8,97 E2+E1 6,19E-01
8,083 8,098	(5 ⁻ ₄)	0,015	4,624 (3 ₁ ⁻) 4,689 (4 ₁ ⁺) 5,68 (3 ₂ ⁻) 5,691 (5 ₁ ⁻) 6,168 (3 ₃ ⁻) 6,251 (4 ₂ ⁺) 6,252 (4 ₁ ⁻) 6,421 (4 ₂ ⁻) 6,639 (4 ₃ ⁻) 6,864 (5 ₂ ⁻) 7,392 (5 ₃ ⁻) 7,791 (6 ₁ ⁻)	64fs (10) 29fs		E2 2,49 E1+E3+M2 70,9 E2 1,57 E2+M1 2,51 E2 1,57 E1+E3+M2 4,89E-01 E2+M1 8,35 E2+M1 7,16 E2 +M1 4,30E-01 E2+M1 23,9 E2+M1 6,45 E2+M1 1,29E-01
8,371 8,411	(7 ⁻ ₁)	0,040	4,689 (4 ₁ ⁺) 5,691 (5 ₁ ⁻) 7,791 (6 ₁ ⁻)	120fs (19) 54fs	E2 98(10) 2(1)	E3 67,7 E2 32,1 E2+M1 2,08E-01
8,503 9,213	(6 ⁺ ₁)	0,710	4,689 (4 ₁ ⁺) 5,691 (5 ₁ ⁻) 6,251 (4 ₂ ⁺) 6,864 (5 ₂ ⁻) 7,392 (5 ₃ ⁻)	40fs (10) 20fs	34(7) 66(12)	E2 92,0 E1+E3+M2 5,14 E2 4,49E-01 E1+E3+M2 3,93E-01 E1+E3+M2 1,92

8,735 8,500	(6 ⁻ ₂)	-0,235	4,689 (4 ⁺ ₁) 5,691 (5 ⁺ ₁) 6,252 (4 ⁺ ₁) 6,421 (4 ⁺ ₂) 6,639 (4 ⁺ ₃) 6,864 (5 ⁺ ₂) 7,392 (5 ⁺ ₃) 7,791 (6 ⁺ ₁)	/ 48,5fs	100	E3+M2 E2+M1 E2 E2 E2 E2+M1 E2+M1 E2+M1	6,42E-01 78,7 92,9 5,72E-01 1,26 2,86 5,64 8,64E-01
8,971 8,896	(6 ⁻ ₃)	-0,075	4,689 (4 ⁺ ₁) 5,691 (5 ⁺ ₁) 6,252 (4 ⁺ ₁) 6,421 (4 ⁺ ₂) 7,392 (5 ⁺ ₃) 7,791 (6 ⁺ ₁) 8,083 (5 ⁺ ₄) 8,371 (7 ⁺ ₁) 8,735 (6 ⁺ ₂)	/ 13,4fs	94(19) 6(3)	E3+M2 E2+M1 E2 E2 E2+M1 E2+M1 E2+M1 E2+M1 E2+M1	4,93 87,7 1,72E-01 5,18 3,70E-01 1,05E-01 1,68E-01 1,17 1,37E-01
9,414 9,027	(6 ⁻ ₄)	-0,387	4,689 (4 ⁺ ₁) 5,691 (5 ⁺ ₁) 6,252 (4 ⁺ ₁) 6,421 (4 ⁺ ₂) 6,639 (4 ⁺ ₃) 6,864 (5 ⁺ ₂) 7,392 (5 ⁺ ₃) 7,791 (6 ⁺ ₁) 8,083 (5 ⁺ ₄) 8,371 (7 ⁺ ₁) 8,503 (6 ⁺ ₁) 8,735 (6 ⁺ ₂) 8,971 (6 ⁺ ₃)	/ 28,0fs	83(17) 17(10)	E3+M2 E2+M1 E2 E2 E2 E2+M1 E2+M1 E2+M1 E2+M1 E2+M1 E1+E3+M2 E2+M1 E2+M1	3,76E-01 16,2 18,5 1,29E-01 15,1 73,7 3,94E-01 13,4 6,17E-01 59,00 4,76E-01 19,9 1,62
10,400 10,273	(8 ⁻ ₁)	-0,127	7,791 (6 ⁺ ₁) 8,371 (7 ⁺ ₁) 9,414 (6 ⁺ ₄)	/ 6,84fs	649 29(6) 7(4)	E2 E2+M1 E2	99,4 5,53E-01 1,29E-03
13,320 12,481	(9 ⁻ ₁)	-0,839	8,371 (7 ⁺ ₁) 10,400 (8 ⁺ ₁)	/ 6,61fs	79(17) 21(13)	E2 E2+M1	19,8 80,2

Tableau 4.3: Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ³⁴S. *RMSD*= 197 keV.

Aston a découvert le ³⁴S en 1926 [25]. Ses propriétés spectroscopiques ont été calculées et comparées aux données expérimentales [16] sur le Tableau 4.3. Entre 0 et 13,4 MeV, ce spectre contient 39 niveaux expérimentaux contre 38 théoriques. La plupart de ces états ont une parité négative. Puisque nous sommes à la limite de la couche sd, N=20. La majorité de ces états sont bien déterminés. La différence en énergie est petite et varie de 3 keV pour le 4⁻₂ à 467 keV pour le 4⁺₂. Les états prédits plus hauts que l'expérience de 500 keV sont expliqués d'être la collectifs, ces niveaux sont prévus en s'approchant du gap d_{3/2}-f_{7/2}. Le RMSD est faible et vaut 197 keV. Nous n'avons pas trouvé un candidat théorique pour l'état observé à 4882 keV, qui ne possède aucune transition observée (voir Ref. [16]). A l'aide de cette comparaison nous pouvons confirmer les états incertains. Nous avons déterminé également les spins/parités des états ambigus, à l'aide non seulement de leurs énergies d'excitation mais aussi de leurs transitions électromagnétiques [16].

IV.L'isotope ^{35}S

E_i (J _i) (^{35}S)		E (MeV)	E_f (J _f) (MeV)	(EXP) (PSDPF)	mult. R _k (EXP)		mult.R _k (PSDPF)	
EXP TH	(MeV)							
0,00 0,00	(3/2 ₁ ⁺)	0,00						
1,572 1,739	(1/2 ₁ ⁺)	0,167	0 (3/2 ₁ ⁺)	3,3ps (6) 0,6ps	[E2+M1] 100 M1 100*	E2 +M1 100 (77) M1*		
1,991 2,003	(7/2 ₁ ⁻)	0,012	0 (3/2 ₁ ⁺) 1,572 (1/2 ₁ ⁺)	1,47ns (7) 1,07ns	E3+M2 >98100* < 2	E3+M2 100 E3 1,19E-06		
2,348 2,430	(3/2 ₁ ⁻)	0,082	0 (3/2 ₁ ⁺) 1,572 (1/2 ₁ ⁺) 1,991 (7/2 ₁ ⁻)	1,17ps (2) 2,27ps	E1+M274(0,7)73(1)* E1+M227(0,7)E1 27(1)* 0,05(7)	E1+E3+M2 7,88 E1+M2 92,00 E1(92)* E2 8,61E-02		
2,717 2,679	(5/2 ₁ ⁺)	-0,038	0 (3/2 ₁ ⁺) 1,572 (1/2 ₁ ⁺) 1,991 (7/2 ₁ ⁻) 2,348 (3/2 ₁ ⁻)	99,5fs (35) 52,3fs	[E2,M1] 87 M1(100)* <4 <4 5	E2+M1 98 (72) M1* E2 3,35E-02 E1+E3+M2 1,64 E1+E3+M2 3,59E-01		
2,939 2,772	(3/2 ₂ ⁺)	-0,167	0 (3/2 ₁ ⁺) 1,572 (1/2 ₁ ⁺) 1,991 (7/2 ₁ ⁻) 2,348 (3/2 ₁ ⁻) 2,717 (5/2 ₁ ⁺)	94,5fs	92 < 2 < 2 < 2 < 2	E2+M1 96,60 E2+ M1 1,66 E3 +M2 1,85E-04 E1+E3 +M2 8,04E-01 E2+M1 9,65E-01		
3,421 3,261	(5/2 ₂ ⁺)	-0,160	0 (3/2 ₁ ⁺) 1,572 (1/2 ₁ ⁺) 1,991 (7/2 ₁ ⁻) 2,348 (3/2 ₁ ⁻) 2,717 (5/2 ₁ ⁺) 2,939 (3/2 ₂ ⁺)	<101fs 7fs	65 < 5 < 19 < 5 < 4 < 3	E2+M1 98,00 E2 3,79E-01 E1+E3+M2 2,20E-01 E1+E3+M2 2,40E-01 E2+M1 1,14 E2+M1 1,43E-02		
3,558 3,738	(5/2 ₁ ⁻)	0,180	0 (3/2 ₁ ⁺) 1,572 (1/2 ₁ ⁺) 1,991 (7/2 ₁ ⁻) 2,348 (3/2 ₁ ⁻) 2,717 (5/2 ₁ ⁺) 2,939 (3/2 ₂ ⁺)	35,6fs	10(2) <5 53(3) 28(3) 5(1)	E1+E3+M2 27,9 E3+M2 2,51E-03 E2+M1 51,0 E2+M1 16,2 E1+E3+M2 2,61 E1+E3+M2 2,38		
3,595 3,544	(7/2 ₁ ⁺)	-0,051	0 (3/2 ₁ ⁺) 1,991 (7/2 ₁ ⁻) 2,348 (3/2 ₁ ⁻) 2,717 (5/2 ₁ ⁺) 2,939 (3/2 ₂ ⁺)	50,6fs	E2* 65 < 11 <10 < 7 < 7	E2 93,3 E1+E3+M2 2,55 E3+M2 6,08E-07 E2+M1 4,07 E2 2,11E-08		
3,818 3,835	(9/2 ₁ ⁻)	0,017	0 (3/2 ₁ ⁺) 1,991 (7/2 ₁ ⁻) 2,717 (5/2 ₁ ⁺) 2,939 (3/2 ₂ ⁺) 3,595 (7/2 ₁ ⁺)	0,40ps(4)* 0,31ps	<2 E2+M1 100* 94 < 2 < 2	E3 7,03E-02 E2+M1 99,8 E3+M2 4,74E-05 E3 2,57E-08 E1+E3+M2 1,78E-01		
4,023 4,091	(11/2 ₁ ⁻)	0,068	1,991 (7/2 ₁ ⁻) 3,818 (9/2 ₁ ⁻)	0,46ps(4)* 0,47ps	E2 99(1)* 100	E2 99,00 E2 +M1 1,02		
4,823* 6,288	(9/2 ₁ ⁺)	1,465	1,991 (7/2 ₁ ⁻) 2,717 (5/2 ₁ ⁺) 3,421 (5/2 ₂ ⁺) 3,595 (7/2 ₁ ⁺) 3,818 (9/2 ₁ ⁻) 4,022 (11/2 ₁ ⁻)	/ 0,155ps	M1* E1*	E1+E3+M2 75,1 E2 17,5 E2 7,15E-01 E2+M1 1,70 M1(1,48)* E1+E3+M2 0,85 E1(0,85)* E1+E3 4,17		
4,900* 7,887	(9/2 ₂ ⁺)	2,987	1,991 (7/2 ₁ ⁻) 2,717 (5/2 ₁ ⁺) 3,421 (5/2 ₂ ⁺) 3,595 (7/2 ₁ ⁺) 4,022 (11/2 ₁ ⁻)	/ 0,07ps	E1*	E1+E3+M2 36,4 E1(36.4)* E2 6,02 E2 9,66E-01 E2+M1 53,7 E1+E3+M2 2,85		

5,010* 4,881	(11/2 ₂ ⁻)	-0,129	1,991 (7/2 ₁ ⁻) 2,717 (5/2 ₁ ⁺) 4,022 (11/2 ₁ ⁻) 4,823 (9/2 ₁ ⁺)	0,65ps(1)* 0,55ps	E2 30(3)* M1 70(3)*	E2 23,8 E2+M1 36,2 E2+ M1 39,6 M1(38)* E1+E3+M2 3,57E-01
5,412* 8,828	(9/2 ₃ ⁺)	3,416	1,991 (7/2 ₁ ⁻) 2,717 (5/2 ₁ ⁺) 3,421 (5/2 ₂ ⁺) 3,595 (7/2 ₁ ⁺) 4,022 (11/2 ₁ ⁻) 4,823 (9/2 ₁ ⁺) 4,9 (9/2 ₂ ⁺)	/ 0,072ps	E1*	E1+E3+M2 3,13 E2 1,72 E2 13,4 E2+M1 92,4 E1 +E3+M2 1,16 E1(1,16)* E 2+ M1 8,28E-01 E2 +M1 6,33E-01
5,877* 6,629	(11/2 ₁ ⁺)	0,752	3,595 (7/2 ₁ ⁺) 3,818 (9/2 ₁ ⁻) 4,022 (11/2 ₁ ⁻) 4,823 (9/2 ₁ ⁺) 4,9 (9/2 ₂ ⁺) 5,01 (11/2 ₂ ⁻) 5,412 (9/2 ₃ ⁺)	/ 0,068ps	E1* E1* M1* E2+M1* M1*	E2 19,00 E1+E3+M2 49,5 E1(49,5)* E1 +E3+M2 2,32 E1(2,32)* E 2+ M1 5,00 M1(46,9)* E2 +M1 23,00 E1 +E3+ M2 8,45E-01 E2 + M1 0,38 M1(0,38)*
6, 299* 8,981	(11/2 ₂ ⁺)	2,682	3,595 (7/2 ₁ ⁺) 3,818 (9/2 ₁ ⁻) 4,022 (11/2 ₁ ⁻) 4,823 (9/2 ₁ ⁺) 4,9 (9/2 ₂ ⁺) 5,01 (11/2 ₂ ⁻) 5,412 (9/2 ₃ ⁺)	/ 0,11ps	M1*	E2 7,43 E1+E3+M2 10,1 E1 +E3+M2 1,73 E2+ M1 77,8 M1(77.3)* E2 +M1 1,77 E1 +E3+ M2 4,67E-01 E2 + M1 6,57E-01
6,352* 6,143	(13/2 ₁ ⁻)	-0,209	3,818 (9/2 ₁ ⁻) 4,022 (11/2 ₁ ⁻) 5,01 (11/2 ₂ ⁻)	0,07ps(1)* 0,07ps	E2 34(5)* M1 66(10)*	E2 22,3 E2+M1 76,4 M1(54,1)* E 2+ M1 1,31
7,180* 13,271	(15/2 ₁ ⁺)	6,091	5,877(11/2 ₁ ⁺) 6, 299(11/2 ₂ ⁺) 6,352 (13/2 ₁ ⁻)	4,5ps(2)* 0,2ps	E2 93(2)*	E2 64,6 E2 26,9 E1 +E3+ M2 8,55
8,023* 19,532	(17/2 ₁ ⁺)	11,509	7,18 (15/2 ₁ ⁺)	0,22ps(6)* 0,08ps	M1 100*	E2 + M1 100 M1(100)*

* Etats pris de la Réf. [2].

Tableau4.4: Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{35}S . $RMSD= 121 \text{ keV}$.

Anderson a découvert ^{35}S en 1936 [25]. Les propriétés spectroscopiques du ^{35}S , que nous avons calculé, ont été observées récemment. La comparaison expérience [16] versus théorie, contenues entre 0 et 8,1 MeV, est montrée sur le Tableau 4.4. 20 niveaux expérimentaux contre 20 théoriques est obtenus. Ces états ont des spins et des parités bien déterminés. L'ensemble de ces états est bien reproduit par PSDPF et leurs énergies d'excitation sont bien décrites. La différence entre énergie d'excitation ζ , varie de 12 keV pour le 7/2₁⁻ à 209 keV pour le 13/2₁⁻. Les états de parité positive jusqu'à 7/2⁺ impliquent uniquement des excitations dans la couche sd. Les états de parité positive avec $J \mid 9/2$ impliquent deux excitations neutroniques dans la couche fp et sont prédits plus haut de plus de 600 keV. Ces états ne peuvent pas, donc, être d'écrits dans notre espace modèle. Ceci est prévu près du N=20.

V. L'isotope ^{36}S

E_i	(J_i)	(^{36}S)	E_f (MeV)	(J_f)	(EXP)	mult. R_k (EXP)		mult. R_k (PSDPF)	
E_{exp}	(MeV)	E(MeV)			(PSDPF)				
E_{TH}									
0,00	(0_1^+)	0,00							
0,00									
3,291	(2_1^+)	0,044	0	(0_1^+)	120fs (10)	E2	100	E2	100
3,335					93fs				
3,346	(0_2^+)	1,152	0	(0_1^+)	12,7ns(3)	E0			
4,498									
4,193	(3_1^-)	0,100	0	(0_1^+)	0,89ps (1)			E3	4,20E-01
4,293			3,291	(2_1^+)	0,25ps	E1(+M2)	100	E1+E3+M2	99,6
								E1(99,6) M2(1,34E-03)	
4,523	(1_1^+)	-0,430	0	(0_1^+)	0,025ps(1)	M1	75 (10)	M1	19,89
4,100			3,291	(2_1^+)	0,016ps		25 (10)	E2+M1	80,11
4,575	(2_2^+)	1,631	3,291	(2_1^+)	79,3fs(14)	M1(+E2)	100		
6,206									
5,022	(4_1^-)	0,131	3,291	(2_1^+)	1,55ps		3(2)	E3+M2	8,84E-03
5,153			4,193	(3_1^-)		M1	97 (2)	E2+M1	99,99
			4,523	(1_1^+)				M1(99,8)	
5,206	(5_1^-)	0,173	4,193	(3_1^-)	/		21(14)	E2	3,00
5,379			5,022	(4_1^-)	39,9ps		79(18)	E2+M1	97,00
5,251	(3_2^-)	0,537	0	(0_1^+)	101fs(43)			E3	2,49
5,788			3,291	(2_1^+)	482fs		70 (8)	E1+E3+M2	25,26
			4,193	(3_1^-)			30 (8)	E2+M1	73,66
			5,022	(4_1^-)				E2+M1	8,29
5,338	(0_1^-)	0,06	3,291	(2_1^+)	/			M2	3,00
5,398			4,523	(1_1^+)	42,5ps			E1	96,99
5,391	(2_3^+)	2,134	0	(0_1^+)	> 0,3 ps		85(8)		
7,525			4,575	(2_1^+)			15(8)		
5,462	(3_1^+)	2,167							
7,629									
5,509	(2_1^-)	0,011	0	(0_1^+)	0,27ps(6)			M2	3,10
5,520			3,291	(2_1^+)	0,21ps		66(8)	E1+E3+M2	24,31
			4,193	(3_1^-)			34 (8)	E2+M1	54,45
			4,523	(1_1^+)				E1+E3+M2	15,06
			5,251	(3_2^-)				E2+M1	3,06
5,573	(1_1^-)	-0,176	0	(0_1^+)	> 0,20ps			E1	8,50
5,397			3,291	(2_1^+)	6,58fs		100	E1+E3+M2	91,3
5,781									
5,831	(3_3^-)	0,925	3,291	(2_1^+)			28 (13)		
6,756			4,193	(3_1^-)			56(2)		
			4,575	(2_2^+)			7(5)		
			5,022	(4_1^-)			9(5)		
			5,251	(3_2^-)			1(2)		
6,187	(3_4^-)	1,196	3,291	(2_1^+)			75(8)		
7,383			4,193	(3_1^-)			25 (8)		
6,225	(2_4^+)	2,774	3,291	(2_1^+)			24 (10)		
8,999			4,575	(2_2^+)			76(10)		

Tableau4.5: Comparaison des propriétés spectroscopiques expérimentales [16] et calculés du ^{36}S . $RMSD= 174 \text{ keV}$.

Nier a rapporté la découverte de noyau *magique* ($N=20$) ^{36}S en 1938 [25]. Ces propriétés spectroscopiques ont été calculées et comparées aux données expérimentales [16] sur le Tableau 4.5. Nous remarquons qu'il y a, entre 0 et 6.3 MeV, 18 niveaux expérimentaux contre 17 théoriques. 8 de ces états possèdent une parité positive et 7 états ont une parité négative. PSDPF reproduit assez bien les 1^+_1 et 2^+_1 qui, comme le fondamental, sont des états sphériques bien décrits dans l'espace de valence 0^- . Il n'en est pas le cas pour les autres états $+$. L'exemple du 0^+_2 est symptomatique et se retrouve dans de nombreux noyaux *sd pair-pair*. Il est calculé à une énergie de $\sim 1\text{MeV}$ supérieure à son énergie expérimentale. Ceci reflète le fait que sa configuration n'est plus seulement $0p-0t$ mais contient des composantes $2p-2t$ ou même $4p-4t$. Les premiers états de parité $-$ de chaque spin sont assez bien reproduits par PSDPF. Nous pensons qu'à partir du 3^-_2 , les états $-$ ont une partie importante $3p-3t$ qui les fait descendre en énergie. PSDPF prévoit 9 états $-$ entre 0 et 7,4 MeV, en comparant un à un les énergies d'excitation nous attribuons les spins 0^-_1 et 2^-_1 calculés à 5398 et 5520 keV aux états observés à 5338 et 5509 keV, respectivement. Nous n'avons pas trouvé un candidat théorique pour l'état observé à 5781 keV, qui ne possède aucune transition observée (voir Ref [16]), et nous pensons donc que cet état n'existe pas. Le RMSD est de 174 keV.

Nous avons calculé les spectres complet d'états normaux et intrus des isotopes du Soufre avec $A=32$ à 36 et les comparés aux données expérimentales connues. Les RMSD sont très faibles et ne dépassent pas 220 keV, comme la montre la figure ci-dessous. L'interaction PSDPF reproduit assez bien les propriétés spectroscopiques de tous les états dans les noyaux étudiés.

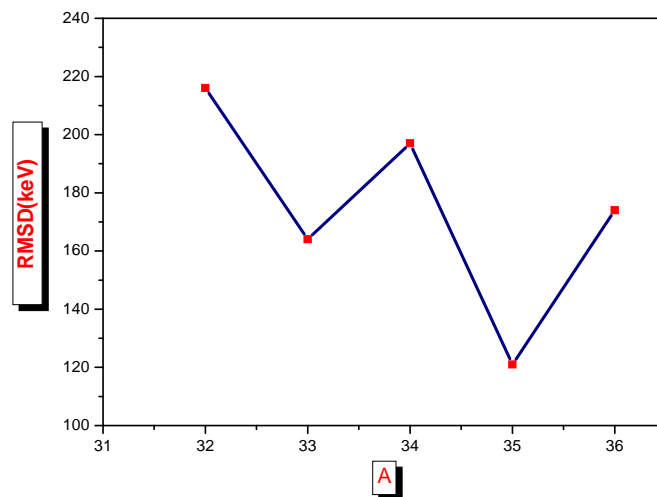


Figure 4.1 : Variation des RMSD en fonction de A des isotopes du Soufre avec $N>Z$



Chapitre 5

Chapitre 5

Etude systématique de la chaîne isotopique du Soufre

En raison de la réussite de l'interaction PSDPF dans la description des propriétés spectroscopiques des isotopes du Soufre que nous avons présenté dans les précédents chapitres. Nous voudrions, dans ce chapitre, faire une étude systématique de leurs propriétés afin de comprendre l'évolution de leur structure et l'influence de l'ajout de neutrons. Nous allons également étudier et discuter les isotopes d'intérêt astrophysique, ^{30}S et ^{31}S . Cette étude démontrera les écarts observés entre l'expérience et la théorie qui vont nous guider dans le processus d'amélioration de l'interaction PSDPF.

I. isotopes d'intérêt astrophysique

Au cours de la dernière décennie, un grand intérêt s'est concentré sur la structure des radionucléides ^{30}S et ^{31}S , car ils jouent un rôle crucial dans la détermination des taux de réactions astrophysiques [28, 31]. Dans des environnements explosifs stellaires, les réactions de capture radiative thermonucléaire sur les noyaux instables déterminent le chemin de la nucléosynthèse vers la ligne de stabilité protons. Ces processus sont souvent dominés par une capture résonnante à des états excités au-dessus du seuil d'émission de particules et dépendent donc de manière critique des propriétés nucléaires des niveaux impliqués. La détermination des taux de telles réactions requiert la bonne définition des J des différents états observés qui sont en général de hautes énergies d'excitation. Le calcul de modèle en couches des spectres en énergies d'excitation des noyaux qui rentrent en jeu permet de déterminer les J et donc le calcul des Taux de réactions.

Dans cette première partie de ce travail, nous allons présenter les résultats de calculs en utilisant l'interaction PSDPF des niveaux d'énergies d'excitation des deux isotopes ^{30}S et ^{31}S . Les prédictions des énergies, des spins/parités et des demi-vies ($T_{1/2}$) pour les états dans une région d'énergie d'excitation d'intérêt astrophysique seront discutées.

▪ Cas de ^{30}S

Dans le cas de la réaction rp (rapid proton) $^{29}\text{P}(p, \gamma)^{30}\text{S}$, la plupart des énergies importantes et les assignments des J dans la région de résonance d'importance ont été fournies par des mesures récentes [28]. Nous comparons sur le Tableau 5.1, les énergies d'excitation et les demi-vies expérimentales [16] et calculées du ^{30}S en utilisant l'interaction PSDPF. Des résultats de calcul, en utilisant l'interaction USDB-cdpn, pour les états + ainsi que les demi-vies expérimentales [16] du noyau miroir ^{30}Si sont également présentés. Nous remarquons que les états proposés d'avoir une parité négative d'intérêt astrophysique, indiqués par « * » dans ^{30}S sont bien reproduits par l'interaction PSDPF. Cette étude permet de déterminer les assignments de J pour tous les états ambigus. Les demi-vies sont connues seulement dans les 3 premiers états excités et la comparaison avec le ^{30}Si ainsi que le calcul permet de savoir l'ordre de grandeur de celles des autres états.

J_i	J	$^{30}\text{S exp}$ (keV) [16]	$^{30}\text{S(keV)}$ (PSDPF)	$^{30}\text{S (keV)}$ (USDB-cdnpn) [28]	$T_{1/2}(\text{exp})(^{30}\text{Si})$ (fs) [16]	$T_{1/2}(^{30}\text{S})$ (fs) (USDB- cdpn) [28]	$T_{1/2}(^{30}\text{S})$ (fs) (PSDPF)	$T_{1/2}(\text{exp})$ (^{30}S) (fs) [16]
0^+_1	0^+	0	0	0	/	/	/	/
2^+_1	2^+	2211	2235	2244	215(28)	171	167	156(9)
2^+_2	2^+	3403	3457	3485	58(17)	94	118	109(12)
0^+_2		3668	4061	3871	8300(500)	3300	6830	
1^+_1	(1^+)	3676	4044	3976	36(9)	11	25	97(55)
2^+_3	(2^+)	4814	4831	4805	104(15)	64	63	
3^+_1	(3^+)	4704	4787	4825	83(24)	144	181	
3^+_2		5219	5115	5111	43(21)	202	140	
4^+_1	(4^+)	5168	5274	5278	83(22)	73	48	
0^+_3	(0^+)	5218	5357	5487	59(21)	88	106	
3^-_1	(3^-)	5318	5773		43(12)		6.5	
2^+_4	(2^+)	5389	5896	5867	<21	9	12	
4^+_2		5836	5819	5860	15(8)	18	23	
4^-_1		(6225)*	6249		139(35)		200	
2^+_5			6630	6497	<17	5.0		
2^-_1		(6435)*	6599		21(9)		3	
0^+_4		6326	6651	6725		8.4	6.7	
1^-_1		(6242)*	6664		<14		0.085	
3^+_3			7029	6940				
2^+_6			6970	7024				
5^+_1			7125	6996				

Tableau5.1 : Propriétés des niveaux du ^{30}S entre 0 et 6.3 MeV (Voir le texte).

Nous présentons une comparaison graphique, sur la Fig 5.1, entre les demi-vies expérimentales [16] et théoriques obtenus par les deux interactions PSDPF et USDB-cdnpn du ^{30}S . Nous n'avons pas inclus la grande valeur du $T_{1/2}$ de l'état 0^+_2 . D'après cette Figure, il existe un bon accord entre nos résultats avec PSDPF et les valeurs $T_{1/2}$ expérimentales connues dans le ^{30}S [16]. Nous remarquons aussi que les $T_{1/2}$ calculées par les interactions PSDPF et USDB-cdnpn ont la même allure. Ces résultats sont une preuve de la réussite de l'interaction PSDPF qui généralement donne une bonne reproduction des propriétés des états d'intérêt astrophysique.

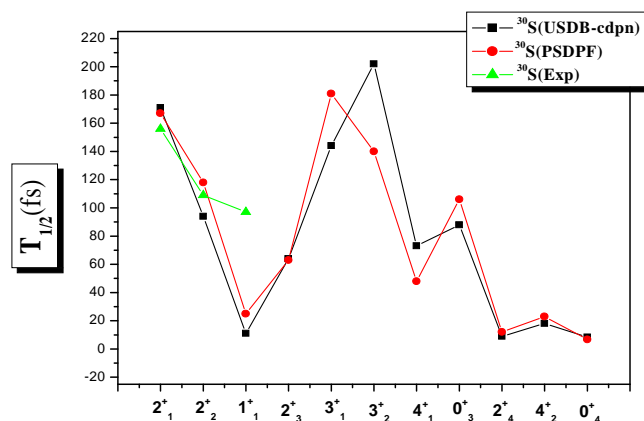


Figure5.1 : Comparaison entre les demi-vies expérimentales [16] et calculées avec PSDPF et USDB-cdnpn des états d'intérêt astrophysique du ^{30}S .

▪ Cas de ^{31}S :

^{31}S (keV)	J	PSDPF(keV)	J_i	Brown et al (keV)
5896	$3/2^+, 5/2^+$	5755	$3/2^+_6$	5965
5959	$3/2^+, 5/2^+$	6030	$5/2^+_7$	6044
5978	$(9/2^+)$	5753	$9/2^+_3$	5829
6139	$(7/2^+)$	6128	$3/2^+_7$	6141
6160	$(5/2^-, 7/2^+)$	5991	$5/2^-_2$	5825
6255	$1/2^+$	5970	$1/2^+_5$	6259
6280	$3/2^+$	6280	$3/2^+_8$	6280
6327	$(3/2)$	6645	$3/2^-_2$	6327
6357	$(5/2^-)$			
6377	$(9/2^-)$	6186	$9/2^-_1$	6313
6392	$(5/2^+)$	6388	$5/2^+_8$	6402
6394	$(11/2^+)$	6132	$11/2^+_1$	6364
6401		6164	$7/2^+_6$	6298
6542	$(3/2^-)$	6912	$3/2^-_3$	6757
6583	$(7/2)$	6904	$5/2^-_3$	6792
6636	$(9/2^-)$	6931	$9/2^-_2$	6682
6720	$(5/2)$	6653	$5/2^+_9$	6862
6749	$3/2^+$	6929	$3/2^+_9$	6965
6833	$(11/2^-)$	6833	$11/2^-_1$	6833
6961		6674	$1/2^+_6$	6995
6975	$1/2^+$	7470	$1/2^+_7$	7028
		6428	$1/2^-_2$	6247
		7232	$1/2^-_3$	6602

Tableau 5.2 : Propriétés des niveaux du ^{31}S entre 5,9 et 7 MeV (Voir le texte).

Dans cette section, notre intérêt est axé sur la région d'énergies d'excitation d'importance astrophysique. La comparaison des résultats du modèle en couches en utilisant notre interaction PSDPF [31] ainsi que les résultats de USDB-cdpn [32] les données expérimentales [16] du ^{31}S entre 6 et 7 MeV sont rapportés dans le Tableau 5.2. Dans les deux calculs, toutes les énergies calculées par PSDPF et USDB-cdpn des états 0 ont été décalés de 307 et 240 keV, respectivement, afin d'aligner la théorie et l'expérience pour le niveau bien établi $3/2^+$ $T = 3/2$ à 6280 keV. De même, Les énergies des états 1 sont décalées de 147 keV (PSDPF) et 354 keV (USDB-cdpn) afin d'aligner la théorie et l'expérience pour le $11/2^-$ d'énergie 6833 keV bien établi. Cette étude a permis de déterminer les assignements de J pour tous les états ambigus dans cette région d'intérêt astrophysique.

II. Systématique des états de la chaîne du soufre

L'étude des noyaux de la couche sd riches en neutrons a suscité un grand intérêt ces dernières années. Ils présentent de nouveaux aspects de la structure nucléaire. Les isotopes riches en neutrons du Soufres ont l'un des meilleurs exemples. Dans cette dernière partie de ce travail, nous présentons une systématique des isotopes de cette chaîne. En effet, l'examen de l'évolution de la structure nucléaire en termes de l'ajout de neutrons avec Z fixe est particulièrement instructif. Dans le Tableau 5.3, nous présentons l'évolution des J des premiers états (fondamentaux excités) dans les isotopes *impairs* (^{27}S , ^{29}S , ^{31}S , ^{33}S et ^{35}S) et *pairs* (^{28}S , ^{30}S , ^{32}S , ^{34}S et ^{36}S).

Isotope	$J_{g.s}$	J_1^+	J_2^+	J_1^-	J_2^-
^{27}S	$5/2_1^+$	/	/	/	/
^{29}S	$5/2_1^+$	$1/2_1^+$	$5/2_2^+$	/	/
^{31}S	$1/2_1^+$	$3/2_1^+$	$1/2_2^+$	$7/2_1^-$	/
^{33}S	$3/2_1^+$	$1/2_1^+$	$3/2_2^+$	$7/2_1^-$	$3/2_2^-$
^{35}S	$3/2_1^+$	$1/2_1^+$	$3/2_2^+$	$7/2_1^-$	$11/2_2^-$
^{28}S	0_1^+	2_1^+	/	/	/
^{30}S	0_1^+	2_1^+	2_2^+	3_1^-	/
^{32}S	0_1^+	2_1^+	0_2^+	3_1^-	1_2^-
^{34}S	0_1^+	2_1^+	2_2^+	3_1^-	3_2^-
^{36}S	0_1^+	2_1^+	0_2^+	3_1^-	3_2^-

Tableau5.3 : Evolution des J des premiers états, fondamentaux excités, dans les isotopes du Soufre.

Nous présentons dans les Tableaux 5.4-5.7 une comparaison des énergies d'excitation et les durés de vie moyennes expérimentales [16] et calculées des premiers états + et – des isotopes du Soufre.

) Cas des isotopes impairs du Soufre

			$5/2_1^+$	$5/2_2^+$	$3/2_1^+$	$3/2_2^+$	$1/2_1^+$	$1/2_2^+$
^{27}S	E(MeV)	Exp	0	/	/	/	/	/
		Th	0	/	/	/	/	/
		Exp	/	/	/	/	/	/
		TH	/	/	/	/	/	/
^{29}S	E(MeV)	Exp	0	2,887	/	/	1,222	/
		Th	0	2,777	/	/	1,094	/
		Exp	/	/	/	/	/	/
		Th	/	109,7fs	/	/	/	/
^{31}S	E(MeV)	Exp	2,234	3,285	1,249	3,436	0	3,077
		Th	2,212	3,303	1,199	3,429	0	3,260
		Exp	320fs(79)	/	0,72ps(17)	/	/	/
		Th	312fs	155fs	3,41ps	13,17fs	/	11,8fs
^{33}S	E(MeV)	Exp	1,967	2,868	0	2,313	0,841	4,055
		Th	1,897	2,801	0	2,297	0,809	3,850
		Exp	136fs(20)	15,6fs(5)	/	157fs(24)	1,66ps(2)	17fs (11)
		Th	264fs	7,8fs	/	133fs	2,81ps	8fs
^{35}S	E(MeV)	Exp	2,717	3,421	0	2,939	1,572	/
		Th	2,679	3,261	0	2,772	1,739	/
		Exp	99,5fs(35)	<101fs	/	/	3,3ps(6)	/
		Th	52,3fs	7fs	/	94,5fs	0,6ps	/

Tableau 5.4 : Energies d'excitation et durés de vie moyennes des premiers états de parité positive (0⁺) dans les isotopes *impairs* (^{27}S , ^{29}S , ^{31}S , ^{33}S , ^{35}S).

			$7/2^-_1$	$7/2^-_2$	$3/2^-_1$	$3/2^-_2$	$11/2^-_1$	$11/2^-_2$
^{27}S	E (MeV)	Exp	/	/	/	/	/	/
		Th	/	/	/	/	/	/
		Exp	/	/	/	/	/	/
		Th	/	/	/	/	/	/
^{29}S	E (MeV)	Exp	/	/	/	/	/	/
		Th	/	/	/	/	/	/
		Exp	/	/	/	/	/	/
		Th	/	/	/	/	/	/
^{31}S	E (MeV)	Exp	4,451	/	4,971	6,327	/	/
		Th	4,786	6,575	5,604	6,792	6,980	7,602
		Exp	1,02ps(22)	/	/	/	/	/
		Th	0,29ps	/	/	/	/	/
^{33}S	E(MeV)	Exp	2,935	4,942	3,221	4,211	4,867	/
		Th	2,848	5,189	3,034	4,437	4,842	/
		Exp	40,7ps(2)	39fs(16)	39fs (7)	46fs(11)	361fs(91)	/
		Th	10,5ps	78fs	14fs	56fs	556fs	/
^{35}S	E(MeV)	Exp	1,991	/	2,348	/	4,023	5,010
		Th	2,003	/	2,430	/	4,091	4,881
		Exp	1,47ns(7)	/	1,17ps(2)	/	0,46ps(4)*	0,65ps(1)*
		Th	1,07ns	/	2,27ps	/	0,47ps	0,55ps

* Etats pris de la Réf. [2].

Tableau 5.5 : Energies d'excitation et durés de vie moyennes des premiers états de parité négative (1^-) dans les isotopes impairs (^{27}S , ^{29}S , ^{31}S , ^{33}S , ^{35}S).

Nous allons faire une comparaison graphique, sur la Fig 5.1, des états normaux ($5/2^+_1$, $3/2^+_1$ et $1/2^+_1$) et intrus ($7/2^-_1$) afin de noter l'influence de l'ajout de neutrons sur la structure des isotopes *impairs* du Soufre.

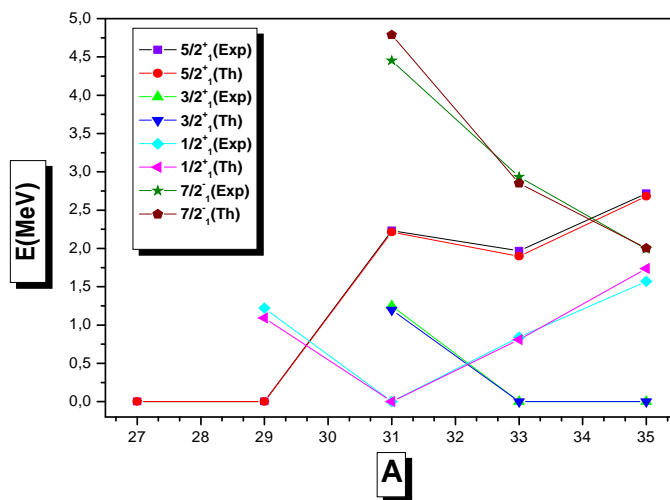


Figure 5.2 : Les énergies d'excitation expérimentales et calculées des premiers états normaux et intrus dans les isotopes *impairs* (^{27}S , ^{29}S , ^{31}S , ^{33}S , ^{35}S).

D'après ces deux Tableaux et cette figure, nous remarquons premièrement le bon accord entre les propriétés des états étudiés expérimentales [16] et calculées avec PSDPF. D'autre part, d'observer comment les résultats expérimentaux et théoriques varient d'un isotope à un autre en fonction de l'ajout de neutrons. Le $5/2^+$ représente l'état fondamental dans les isotopes ^{27}S et ^{29}S , alors qu'il devient un état excité dans les isotopes (^{31}S , ^{33}S et ^{35}S). La même chose pour $1/2^+$ qui représente l'état fondamental dans l'isotope ^{31}S , alors qu'il est un état excité dans les isotopes (^{29}S , ^{33}S et ^{35}S). Enfin, le $3/2^+$ représente l'état fondamental dans les isotopes de fin de couche sd, ^{33}S et ^{35}S , alors qu'il est un état excité dans l'isotope ^{31}S . Cette structure est attendue, puisque les 8 protons de valence remplis les sous-couches $1d_{5/2}$ et $2s_{1/2}$. Les neutrons de valence occupent au fur et à mesure les sous-couches $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$, formant les états fondamentaux et excités, $5/2^+$, $1/2^+$ et $3/2^+$ dans les isotopes avec $N=11, 13, 15, 17$ et 19 . Le seul état de parité négatif qui constitue le premier état excité – dans $^{31,33,35}\text{S}$ est le $7/2^-$. Cet état résulte de la promotion de nucléons dans la sous-couche $1f_{7/2}$.

) Cas des isotopes pairs du Soufre

Nous allons étendre l'étude systématique aux isotopes *pairs* (^{28}S , ^{30}S , ^{32}S , ^{34}S , ^{36}S).

			0^+_1	2^+_1	0^+_2	2^+_2
^{28}S	E(MeV)	Exp	0	1,507	/	/
		Th	0	1,512	/	/
		Exp	/	2,9ps(4)	/	/
		Th	/	1,6ps	/	/
^{30}S	E(MeV)	Exp	0	2,211	3,668*	3,403
		Th	0	2,235	4,061	3,457
		Exp	/	225fs(13)	>1,44ps	157fs (17)
		Th	/	241fs	9,85ps	171fs
^{32}S	E(MeV)	Exp	0	2,231	3,778	4,282
		Th	0	2,256	3,550	4,150
		Exp	/	244fs(16)	1,28ps (13)	61fs (6)
		Th	/	276fs	2,57ps	44fs
^{34}S	E(MeV)	Exp	0	2,128	3,916	3,304
		Th	0	2,242	3,747	3,204
		Exp	/	459fs(12)	162ps (13)	196fs (10)
		Th	/	449fs	2ps	212fs
^{36}S	E(MeV)	Exp	0	3,291	3,346	4,575
		Th	0	3,335	4,498	6,206
		Exp	/	120fs (10)	/	/
		Th	/	93fs	12,7ns(3)	79,3fs(14)

* Etats pris de la Réf. [27].

Tableau 5.6 : Energies d'excitation et durées de vie moyennes des premiers états de parité positive (0^+) dans les isotopes *pairs* (^{28}S , ^{30}S , ^{32}S , ^{34}S , ^{36}S).

		3_1^-	3_2^-	1_1^-	1_2^-
^{28}S	E(MeV)	Exp	/	/	/
		Th	/	/	/
		Exp	/	/	/
		Th	/	/	/
^{30}S	E(MeV)	Exp	5,318	/	6,242'
		Th	5,773	/	6,664
		Exp	/	/	/
		Th	9,33 fs	/	0,122fs
^{32}S	E(MeV)	Exp	5,006	7,701	5,797
		Th	5,465	7,921	6,955
		Exp	0,75ps (4)	95fs (27)	8,1fs(1)
		Th	0,17ps	851fs	37,6ps
^{34}S	E(MeV)	Exp	4,624	5,680	5,756
		Th	4,862	6,066	5,681
		Exp	121fs (7)	/	/
		Th	32fs	3,75fs	4,11fs
^{36}S	E(MeV)	Exp	4,193	5,251	5,573
		Th	4,293	5,388	5,397
		Exp	0,89ps (1)	101fs(43)	> 0,20ps
		Th	0,25ps	482fs	6,58fs

'Etats pris de la Réf. [28].

Tableau 5.7 : Energies d'excitation et durés de vie moyennes des premiers états de parité négative (1^-) dans les isotopes pairs (^{28}S , ^{30}S , ^{32}S , ^{34}S , ^{36}S).

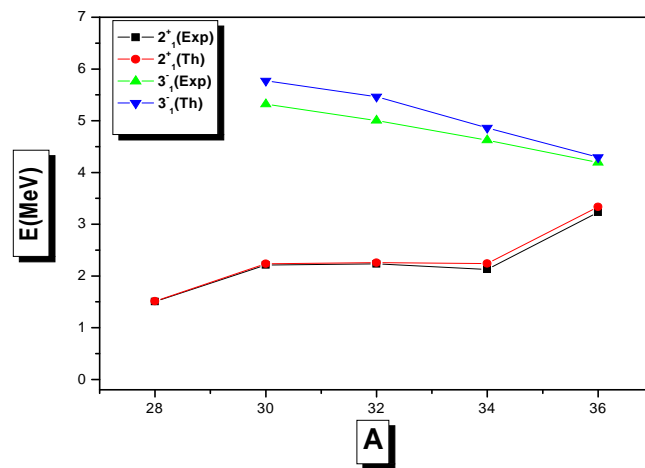


Figure 5.3: Les énergies d'excitation expérimentales et calculées des états normaux et intrus dans les isotopes pairs (^{28}S , ^{30}S , ^{32}S , ^{34}S , ^{36}S).

Ces deux Tableaux et cette figure nous montrent le bon accord entre les énergies d'excitation expérimentales [16] et calculées (PSDPF) dans les isotopes pairs du Soufre. Nous pouvons remarquer comment les résultats expérimentaux et théoriques varient d'un isotope à un autre en fonction de l'ajout de neutrons. Mais contrairement aux isotopes impairs, l'état fondamental dans tous ces isotopes reste toujours le 0^+ et le premier état excité est 2^+ , ceci est clair pour les noyaux pair-pair.



Conclusion
générale

Conclusion générale

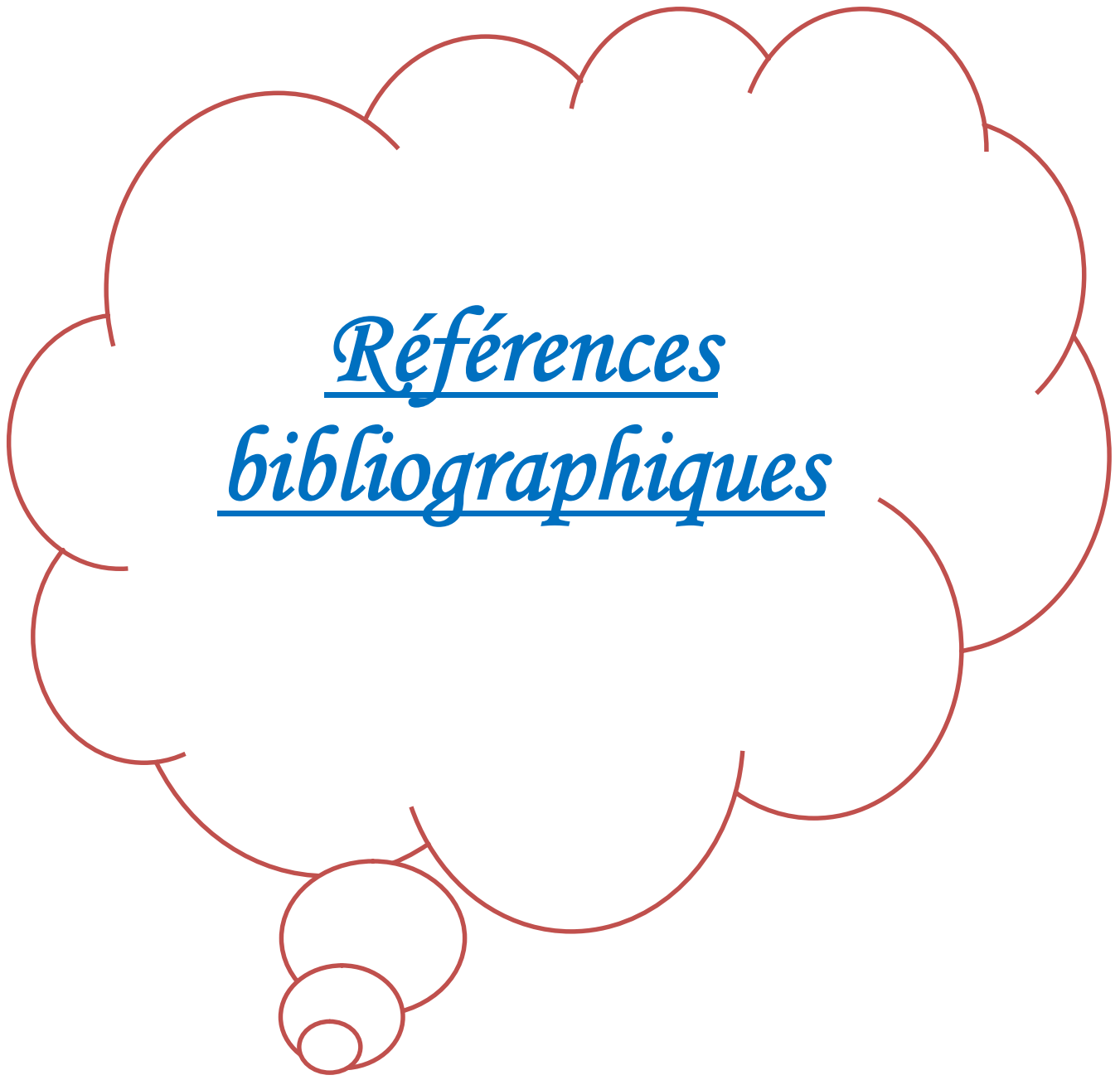
Ce travail de mémoire a été consacré à l'étude systématique de la chaîne isotopique du Soufre avec ($Z=16$, $A=27$ à 36) en utilisant l'interaction PSDPF. La raison pour laquelle nous avons choisi ces nuclides revient au fait que leurs données expérimentales sont abondantes et permettent ainsi de tester la fiabilité de l'interaction PSDPF au milieu de couche. Cette étude nous permet également de voir l'influence de l'ajout de neutron.

Nous avons utilisé l'interaction PSDPF pour décrire les propriétés spectroscopiques des états 0 et 1 de la chaîne isotopique du soufre. Cette étude nous a permis de confirmer les états ambigus et de prédire des spins et/ou parités pour des états indéterminés dans ces nuclides. Ces prédictions ont été assurées à l'aide de la comparaison un à un des énergies d'excitation calculées et expérimentales ainsi que leurs décroissances.

En utilisant l'interaction PSDPF, nous avons pu décrire les états normaux (0) et intrus (1) dans les deux isotope d'intérêt astrophysique ^{30}S , et ^{31}S . Nous avons constaté qu'il y a un bon accord entre la théorie et l'expérience.

A l'aide de ce travail nous avons aussi pu faire une étude systématique des propriétés des isotopes du Soufre pour déduire l'influence de l'ajout de neutron sur les protons. Il existe un bon accord entre nos calculs et l'expérience.

En conclusion, le succès de décrire ces isotopes donne de crédit à l'interaction PSDPF.



Références
bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] L. Grocutt, Doctoral Thesis, University of the West of Scotland, Scotland (2015).
- [2] S. Aydin et al., Phys. Rev. C **89**, 014310 (2014).
- [3] C. Le Sech, C. Ng , Physique Nucléaire (Des quarks aux applications), DUNOD, 1^{ère}ed, Paris, (2010), P (23 ,24).
- [4] M. Bouhelal, Thèse de Doctorat, Université de Batna, Algérie et Université de Strasbourg, France (2010).
- [5] L. Valentin, Physique Nucléaire, IPN,CNRS/IN2P3-Université Paris-Sud.
- [6] T. Zeerouki, Thèse de Doctorat, Université de « Paris-Sud », France (2015).
- [7] M. Mayer. Phys.Rev .**75**, 1969 (1949).
- [8] O.Axel, J.H.D.Jensen, H.E.Suess, Phys.Rev .**75**, 1766 (1949).
- [9] A. Goasduff, Thèse de Doctorat, Université de Strasbourg, France (2012).
- [10] E. Caurier, F. Nowacki, Acta Phys. Pol., B **30**, 705 (1999).
- [11] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, A.P. Zuker, Rev. of Mod. Phys., **77**, 427 (2005).
- [12] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, J. Retamosa, A.P. Zuker, Phys. Rev., C **59**, 2033 (1999).
- [13] I.Matea, Thèse de Doctorat, Université de Caen, France (2003).
- [14] P.J. Brussaard, P.W.M. Glaudemans, “Shell–Model Applications in Nuclear Spectroscopy”, North–Holland, (1977).
- [15] J. P. Elliott, T. H. French, Proc. Roy. Soc. A **232**, 561 (1955).
- [16] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>
- [17] B. A. Brown, B.H. Wildenthal, Nucl. Phys, A**474**, 290 (1987).
- [18] B. A. Brown, W. A. Richter, Phys. Rev., C **74**, 034315 (2006).
- [19] M. Bouhelal, F. Haas, E. Caurier, F. Nowacki, A. Bouldjedri, Nucl. Phys., A **864**, 113 (2011).
- [20] M. Bouhelal, F. Haas, E. Caurier, F. Nowacki, A. Bouldjedri, Acta Phys. Pol., B **40**, 639 (2009).
- [21] M. Bouhelal, F. Haas, E. Caurier, F. Nowacki, A. Bouldjedri, Eur. Phys. J., A **42**, 529 (2009).
- [22] W. A. Richter, S. Mkhize, and B. Alex Brown, Phys. Rev. C **78**, 064302 (2008).
- [23] M. Labidi, Mémoire de Master, Université de Tébessa, Algérie (2013).

- [24] <https://www-nds.iaea.org>
- [25] M. Thoennessen, At. Data Nucl. Data Tables **98**, 933-959 (2012).
- [26] Y. Togano et al, Acta Physica Polonica B, Vol. **44** (2013).
- [27] G. Lotay et al, Phys. Rev. C **86**, 042801(R) (2012).
- [28] W. A. Richter et B. Alex Brown, Phys. Rev. **87**, 065803 (2013).
- [29] M. Bouhelal, M. Labidi, F. Haas, Few-Body Syst, 58: 58. doi: **10.1007/s00601-017-1225-2** (2017).
- [30] P.M. ENDT, Nucl. Phys. A **521**, 1-830 (1990).
- [31] M. Bouhelal, F. Haas, Eur. Phys. J. Plus **131**, 226 (2016).
- [32] B. Alex Brown, W. A. Richter and C. Wrede, Phys. Rev. C **89**, 062801(R) (2014).