

Evolution du multiplet $\pi g_{9/2} (v h_{11/2})^2$ dans les isotopes ${}_{49}\text{In}$ riches en neutrons

Evolution of the $\pi g_{9/2} v h_{11/2}^2$ multiplet in the neutron-rich ${}_{49}\text{In}$ isotopes

Porquet Marie-Geneviève, Astier Alain, Deloncle Isabelle, Prévost Aurélien

Collaborations : (1) IReS, IN2P3-CNRS et Université Louis Pasteur, Strasbourg
(2) DAPNIA/SPhN, CEA Saclay
(3) IPNL, IN2P3-CNRS et Université Claude Bernard, Villeurbanne

***Abstract:** High-spin states from the three-quasiparticle (3qp) configuration $\pi g_{9/2} v h_{11/2}^2$ in the neutron-rich ${}_{49}\text{In}$ isotopes have been studied in the framework of shell model calculation. The two-body residual interactions needed for such calculations have been extracted from the level schemes of neighbouring nuclei. In particular the evolution of the proton-neutron $\pi g_{9/2} v h_{11/2}$ interaction has been analyzed as a function of the neutron number. When the gradual filling of the $v h_{11/2}$ sub-shell is taken into account, the results of the 3qp configuration calculations are found to be very close to the experimental positive-parity yrast states located above 2 MeV excitation energy in ${}^{113-121}\text{In}$.*

Introduction

Nous avons récemment étudié les états de haut spin des isotopes d'indium de masse comprise entre 113 et 121 produits dans trois réactions de fusion-fission, ${}^{176}\text{Yb} + {}^{31}\text{P}$ (155 MeV), ${}^{208}\text{Pb} + {}^{18}\text{O}$ (85 MeV) et ${}^{238}\text{U} + {}^{12}\text{C}$ (90 MeV). La majorité de ces états peuvent être interprétés par le couplage d'un trou de proton dans la couche $\pi g_{9/2}$ et d'un cœur d'étain excité [1]. En particulier les états de spin compris entre $21/2^+$ et $29/2^+$ qui sont reliés par des transitions d'énergie comprise entre 100 et 500 keV ont été interprétés par la configuration à trois quasi-particules (QP) $(\pi g_{9/2})^{-1} (v h_{11/2})^2$. En effet lorsque le nombre de neutrons augmente l'énergie d'excitation de ces états baisse comme l'état 10^+ des cœurs de Sn, dû à la brisure d'une paire de neutrons, $(v h_{11/2})^2$. Par ailleurs on peut être assuré que la configuration $(\pi g_{9/2})^{-1} (v h_{11/2})^2$ est pure, puisque seule cette configuration à 3QP conduit à de telles valeurs de spin et parité dans ce domaine d'énergie d'excitation.

Nous avons étudié l'évolution des états de ce multiplet πv^2 en fonction du nombre de neutrons dans le cadre du modèle en couches appliqué à 3 particules occupant deux orbites différentes [2].

I - Calculs du modèle en couches

I.a - Ingrédients du modèle

D'une manière générale, les énergies relatives des états d'un multiplet ayant une configuration comprenant n_1 nucléons dans la sous-couche j_1 et n_2 nucléons dans la sous-couche j_2 , $(j_1)^{n_1} (j_2)^{n_2}$, dépendent de trois termes: (1) l'énergie individuelle de la sous-couche j_1 et les interactions résiduelles à 2 corps entre les n_1 nucléons, (2) l'énergie individuelle de la sous-couche j_2 et les interactions résiduelles à 2 corps entre les n_2 nucléons, (3) les interactions résiduelles entre les n_1 nucléons de la sous-couche j_1 et les n_2 nucléons de la sous-couche j_2 , qui peuvent s'écrire en fonction des interactions à deux corps entre 1 nucléon j_1 et 1 nucléon j_2 [3].

Ainsi dans le cas particulier de la configuration à 3QP $(\pi g_{9/2})^{-1}(v h_{11/2})^2$, il est nécessaire de connaître les interactions résiduelles pour la configuration $(v h_{11/2})^2$ et pour la configuration $\pi g_{9/2} v h_{11/2}$. Les premières sont obtenues à partir du schéma de niveau de ^{130}Sn puisque ses cinq premiers états excités proviennent de la configuration $(v h_{11/2})^2$. Les secondes peuvent être extraites des schémas de niveaux des isotopes impairs-impairs de In dans lesquels se manifeste la configuration $\pi g_{9/2} v h_{11/2}$.

I.b - Interaction πv

Dans $^{110,112}\text{In}$, la majorité des états de ce multiplet πv ont été identifiés, et dans $^{114,116}\text{In}$, seuls les états de spin compris entre 3^- et 8^- sont connus. En suivant la même méthode que celle exposée dans la référence [4], nous avons étudié l'évolution des valeurs des interactions résiduelles pour chaque valeur de spin, en fonction du degré de remplissage de la couche $v h_{11/2}$.

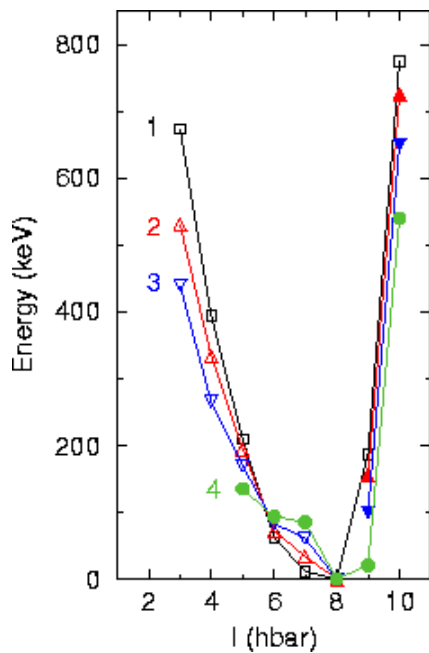


Figure 1 : Quatre ensembles de valeurs d'interaction résiduelle pour la configuration $\pi g_{9/2} v h_{11/2}$, extraites des schémas de niveaux de ^{112}In (carrés noirs), ^{114}In (triangles rouges), ^{116}In (triangles bleus). Les valeurs extrapolées sont dessinées avec des symboles pleins.

Cela nous a permis de comprendre l'évolution des valeurs expérimentales depuis $^{112}\text{In}_{63}$ jusqu'à $^{116}\text{In}_{67}$, et de proposer des valeurs raisonnables pour les cas manquants dans les isotopes de masse 112 à 118 (voir la figure 1). Puis nous avons prédit un ensemble complet de valeurs en fonction de la probabilité d'occupation de la couche $v h_{11/2}$, afin d'étudier les effets du remplissage graduel de cette couche sur les énergies des états à 3QP.

II - Résultats

Les énergies $E(I)$ des états du multiplet πv^2 calculés avec les 4 ensembles de valeurs d'interaction résiduelle πv sont présentés sur la figure 2.

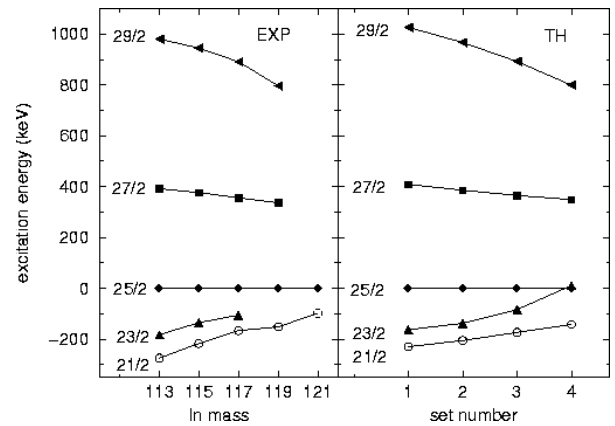


Figure 2 : Energies d'excitation $E(I)$ des états du multiplet $\pi g_{9/2} v h_{11/2}^2$ pour $I \geq 21/2$: les résultats expérimentaux de $^{113-121}\text{In}$ (à gauche) sont comparés aux prédictions théoriques (à droite).

On peut remarquer le très bon accord avec les résultats expérimentaux. Tout d'abord la contraction globale des énergies lorsque le nombre de neutrons augmente est bien reproduite : elle provient du remplissage graduel de la couche $v h_{11/2}$, ce qui affaiblit progressivement l'intensité de l'interaction résiduelle πv . De plus, pour le quatrième ensemble d'interaction résiduelle, l'état $23/2^+$ est prédit au dessus de l'état $25/2^+$; une telle inversion explique naturellement le changement brutal observé dans la désexcitation de l'état $25/2$ entre les isotopes

légers ($A = 113$ à 117) et les isotopes lourds ($A = 119$ et 121). Jusqu'à $A = 117$, l'état $25/2^+$ se désexcite par une transition dipolaire vers l'état $23/2^+$, alors que dans $^{119,121}\text{In}$, il se désexcite par des transitions isomériques de 152 et 99 keV, dont les durées de vie sont compatibles avec celles de transition E2. Sachant que, dans cette région de noyaux sphériques, une transition dipolaire est toujours beaucoup plus rapide qu'une transition quadrupolaire, l'observation de la transition isomérique E2 dans $^{119,121}\text{In}$ implique l'inversion des niveaux $25/2^+$ et $23/2^+$, ainsi que le prédit le calcul. Là encore, il s'agit de l'effet du remplissage graduel de la couche $vh_{11/2}$.

Nous avons ensuite effectué une étude systématique des énergies des états du multiplet πv^2 en utilisant les valeurs des interactions résiduelles dépendant de la probabilité d'occupation de la couche $vh_{11/2}$. La structure du multiplet change complètement dès que la couche est à moitié pleine : la forte baisse en énergie de l'état $29/2^+$ entraîne une seconde inversion, ainsi les états yrasts de la structure ne sont plus qu'au nombre de 3 : $21/2^+$, $25/2^+$ et $29/2^+$ et on peut s'attendre à des isoméries très longues du fait de leur proximité en énergie. Un tel résultat expliquerait pourquoi nous n'avons pas été en mesure d'identifier les états de haut spin de ^{123}In dans nos expériences, alors que les valeurs des productions mesurées pour la série isotopique d'indium nous indiquent qu'il est produit dans la fission.

Conclusion

L'étude des états de haut moment angulaire dans des noyaux sphériques proches de couches fermées nous offre une nouvelle possibilité pour déterminer les valeurs des interactions résiduelles entre nucléons de valence, lorsque les noyaux situés à plus ou moins deux nucléons du noyau doublement magique ne sont pas (ou très difficilement) accessibles expérimentalement. Des études similaires sur les états de haut spin des isotopes riches en neutron de $_{51}\text{Sb}$ sont en cours.

- [1] R. Lucas et al., Eur. Phys. J. A15 (2002) 315
- [2] M.-G. Porquet et al., Eur. Phys. J. A20 (2004) 24
- [3] I. Talmi, Simple Models of Complex Nuclei (Harwood Academic Publishers, 1993) Chapt. 31
- [4] J. Van Maldeghem et al., Phys. Rev. C32 (1985) 1067