HAL
open science

NIVEAUX DE SPIN ÉLEVÉ DANS LES NOYAUX DE MASSE IMPAIRE

A. Gizon

To cite this version:

A. Gizon. NIVEAUX DE SPIN ÉLEVÉ DANS LES NOYAUX DE MASSE IMPAIRE. Journal de Physique Colloques, 1974, 35 (C5), pp.C5-21-C5-28. 10.1051/jphyscol:1974530 . jpa-00215693

HAL Id: jpa-00215693

https://hal.science/jpa-00215693

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

JOURNAL DE PHYSIQUE *Colloque* C5, *supplément au n°* 11, *Tome* 35, *Novembre* 1974, *page* C5-21

NIVEAUX DE SPIN ÉLEVÉ DANS LES NOYAUX DE MASSE IMPAIRE

A. GIZON

Institut des Sciences Nucléaires, BP 257, 38044 Grenoble, France

Résumé. — Rappel du traitement du couplage rotation-particule dans un noyau de masse impaire déformé avec extension aux faibles déformations (Modèle de Stephens). Examen d'expériences récentes réalisées par réactions (ions lourds, $xn\gamma$) où l'identification de niveaux de spin élevé fournit des renseignements sur la déformation des noyaux.

Abstract. — Rotation-particule coupling in odd-mass deformed nuclei with extension to small deformations (Stephens' Model). Analysis of some experimental data obtained with (H I, $xn\gamma$) reactions where high spin levels give evidence on the deformation of the nuclei.

1. **Introduction.** — L'étude des niveaux de spin élevé est devenue intensive depuis que l'on est capable de les atteindre facilement à partir de la désexcitation de noyaux composés formés lors des réactions de type (α, $xn\gamma$) ou (ions lourds, $xn\gamma$). Historiquement, les expériences ont porté d'abord sur les noyaux pairs-pairs [1] puis se sont orientées vers les masses impaires dès 1968 avec le cas de ^{183}Re atteint par la réaction (α, $2\,n\gamma$) [2].

Depuis cette période, consécutivement au développement des cyclotrons et tandems et des techniques de spectrométrie gamma avec détecteurs solides, un très grand nombre de renseignements ont été obtenus sur les noyaux déformés de masse impaire de la région des terres rares à l'aide des réactions (p, $xn\gamma$), (d, $xn\gamma$) et (ions lourds, $xn\gamma$).

Au cours de cet exposé, j'essaierai de montrer comment certains niveaux de spin élevé constituent des éléments d'information sur la déformation des noyaux de masse impaire.

2. **Manifestation de l'effet de Coriolis dans les noyaux déformés de masse impaire.** — Un bref rappel sur le traitement simplifié du problème permettra d'exposer plus rapidement la situation. Les idées de base dues à A. Bohr [3] ont été largement utilisées et développées dans divers articles [4, 5].

On peut considérer un système constitué d'une particule couplée à un cœur déformé, à symétrie axiale et qui peut tourner. L'hamiltonien correspondant s'écrit :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_p + \mathcal{H}_{rot} = \mathcal{H}_p + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}\mathbf{R}\,. \qquad (1)$$

$\mathcal{H}_p$ est l'hamiltonien en l'absence de rotation (par exemple un hamiltonien de Nilsson), $\mathbf{R}$ est le moment angulaire de rotation du cœur et satisfait à $\mathbf{R} = \mathbf{I} - \mathbf{j}$ (2), $\mathbf{I}$ et $\mathbf{j}$ étant respectivement le moment angulaire total et le moment angulaire de la particule.

En utilisant les notations habituelles, $I_3 = K$, $j_3 = \Omega$ et le fait que $R_3 \equiv 0$ l'hamiltonien (1) s'écrit :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_p + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}[I(I+1) - K^2] + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}[\langle j^2 \rangle - \Omega^2] + \mathcal{H}_c \qquad (3)$$

avec

$$\mathcal{H}_c = -2\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}[I_1 j_1 + I_2 j_2] = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}[I_+ j_- - I_- j_+] \qquad (4)$$

représentant l'interaction rotation-particule ou interaction de Coriolis.

Dans le cas des noyaux rotationnels, Ω et $\langle j^2 \rangle$ sont des constantes pour une bande donnée. Un regroupement des termes dans (3) conduit à la forme

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}'_p + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}[I(I+1)] + \mathcal{H}_c\,. \qquad (5)$$

Les fonctions propres de $\mathcal{H} - \mathcal{H}_c$ convenablement symétrisées peuvent s'écrire sous la forme

$$\psi^{Ij}_{MK} = \alpha\{\mathfrak{D}^I_{M,K}\,\chi^j_\Omega + (-)^{I+K}\mathfrak{D}^I_{M,-K}\,\chi^j_{-\Omega}\}$$

(avec les conventions de phase utilisées par Nathan et Nilsson [6]). Le calcul des éléments de matrice de $\mathcal{H}_c$ fera intervenir des termes de type

$$\left.\begin{aligned} I_\pm\,\mathfrak{D}^I_{M,K} &= \sqrt{(I \pm K)(I \mp K + 1)}\,\mathfrak{D}^I_{M,K\mp 1} \\ j_\pm\,\chi^j_\Omega &= \sqrt{(j \mp K)(j \pm K + 1)}\,\chi^j_{\Omega\pm 1} \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

puisque $\Omega \equiv K$.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1974530

Ces relations (6) établissent que $\mathcal{H}_c$ relie des états de même spin, même parité, pour lesquels K diffère de 1 unité et que les perturbations seront d'autant plus grandes que j et I sont plus grands. Si $K \neq \frac{1}{2}$ $\mathcal{H}_c$ ne possède que des éléments de matrice non diagonaux. Les énergies des niveaux sont données par

$$E(I, K) = E_0(K) + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}[I(I+1)] = \\ = E_0 + A[I(I+1)] \qquad (7)$$

qui traduit la loi de variation des bandes de rotation dites *régulières*. Si $K = \frac{1}{2}$ $\mathcal{H}_c$ possède des éléments diagonaux et l'énergie des niveaux est donnée par

$$E(I, K) = E_0(K) + A[I(I+1) + \\ + (-)^{I+1/2}\, a(I + \tfrac{1}{2})] \qquad (8)$$

a est appelé paramètre de découplage [7].

Ces expressions sont valables pour un moment d'inertie constant et lorsqu'on peut négliger les couplages dus à $\mathcal{H}_c$.

En pratique, pour des bandes de rotation connues jusqu'à des spins élevés par le processus des réactions $(\alpha, xn\gamma)$ la quantité $\frac{E_I - E_{I-1}}{2I}$ n'est jamais une constante. Pour des bandes qui ne présentent pas d'irrégularités particulières, on obtient une droite à pente négative en portant $\frac{E_I - E_{I-1}}{2I}$ en fonction de I^2, c'est-à-dire qu'en première approximation

$$E(I, K) = E_0(K) + A[I(I+1)] + B[I(I+1)]^2 . \qquad (9)$$

Les bandes de rotation associées à l'état de proton $7/2^+[404]$ présent dans les isotopes de ^{169}Lu [8], ^{171}Lu [9], ^{175}Lu [10] s'accordent avec cette loi.

En réalité, lorsque les niveaux de spin élevé sont connus, des lois aussi simples ne conviennent plus pour toutes les bandes de rotation. Si le moment

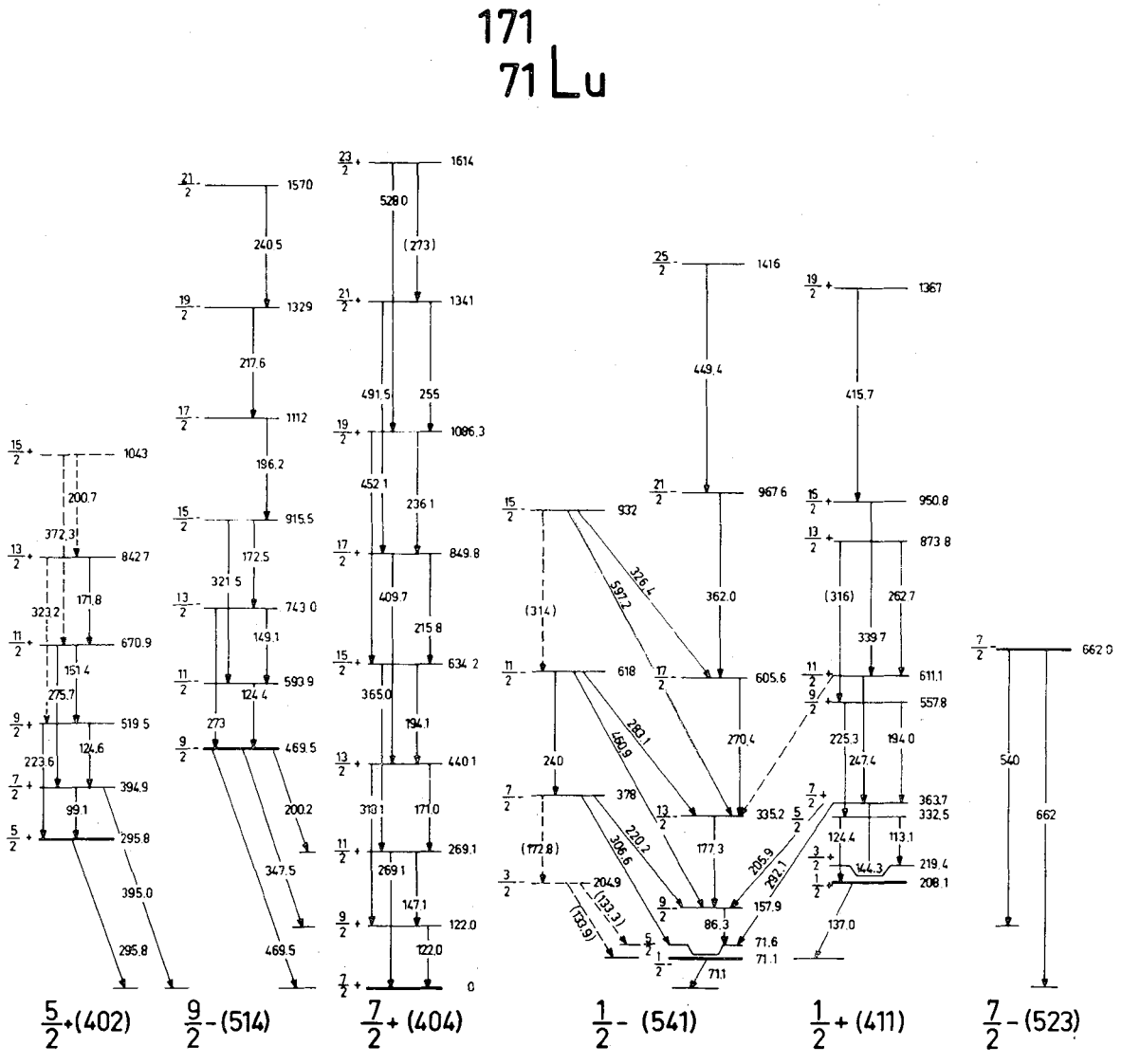

FIG. 1. — Schéma de niveaux de ^{171}Lu déterminé par l'étude de la réaction ^{169}Tm(α, 2 n)^{171}Lu, référence [9].

d'inertie du noyau varie ou si de faibles effets de Coriolis interviennent, ils peuvent être traités par la méthode des perturbations ; ainsi est établie une formule plus générale, valable pour toute valeur de K [11]

$$E(I, K) = E_0(K)+A[I(I+1)]+B[I(I+1)]^2 + \\ +C[I(I+1)]^3+\cdots+(-)^{I+K}\frac{(I+K)\,!}{(I-K)\,!} \\ \times\{A_{2K}+B_{2K}\,I(I+1)+\cdots\}\,. \qquad (10)$$

La relation (10) est largement employée bien que ses divers paramètres n'aient plus de signification physique simple [12, 13].

La discussion de cette formule ne sera pas abordée ici mais elle sera considérée comme un test de la présence éventuelle d'interactions de Coriolis importantes.

Dans le cas des bandes bien développées sur les états de protons $7/2^+[404]$, $1/2^+[411]$ et $1/2^-[541]$ et observées dans ^{171}Lu par la réaction ^{169}Tm (α, 2 $n\gamma$) ^{171}Lu [9] (Fig. 1) on peut, à l'aide de cette formule, reproduire les énergies à mieux que 200 eV près pour les deux premières alors que, même avec plus de 5 paramètres, on conserve des écarts de 5 à 6 keV pour la bande $1/2^-[541]$ issue de l'orbitale h 9/2.

Par contre, un calcul détaillé du couplage de Coriolis se rapportant aux états $1/2^-[541]$ et $3/2^-[532]$ tous deux issus de l'orbitale h 9/2 permet de mieux reproduire la bande expérimentale [14].

En accord avec les relations (6) les meilleurs exemples capables d'illustrer le phénomène sont associés aux orbites de j élevé. En examinant un diagramme de Nilsson on s'aperçoit d'ailleurs que ces orbites sont bien séparées de leurs voisines de même parité, ce qui signifie qu'avec une bonne approximation on a affaire à des cas où j est pur (cas des orbites h 11/2 dans la couche 50-82, i 13/2 dans la couche 82-126, j 15/2 dans la couche au-delà de 126).

Un exemple assez typique est fourni par la bande $7/2^+[633]$ de ^{171}Hf, établie dans les diverses réactions ^{165}Ho (^{11}B, 5n) ^{171}Hf, ^{165}Ho (^{10}B, 4n) ^{171}Hf et ^{170}Yb (α, 3n) ^{171}Hf par les méthodes classiques de spectroscopie gamma [15] (Fig. 2).

La représentation graphique de la variation du paramètre d'inertie associé à la bande $7/2^+[633]$ (Fig. 3) démontre clairement que la formule (10) n'est pas adaptée à son traitement. En utilisant les niveaux expérimentaux développés jusqu'au $29/2^+$, Rezanka *et al.* [15] ont montré que le calcul de l'interaction de Coriolis appliquée à tous les états issus de l'orbitale i 13/2 permet de rendre approximativement compte des énergies observées.

Nous ne discuterons pas plus avant tous les types d'exemples qui se sont présentés expérimentalement et qui sont devenus classiques. D'une manière générale on peut dire que l'interaction de Coriolis rend compte des perturbations les plus importantes détectées dans les bandes rotationnelles et que dans une certaine

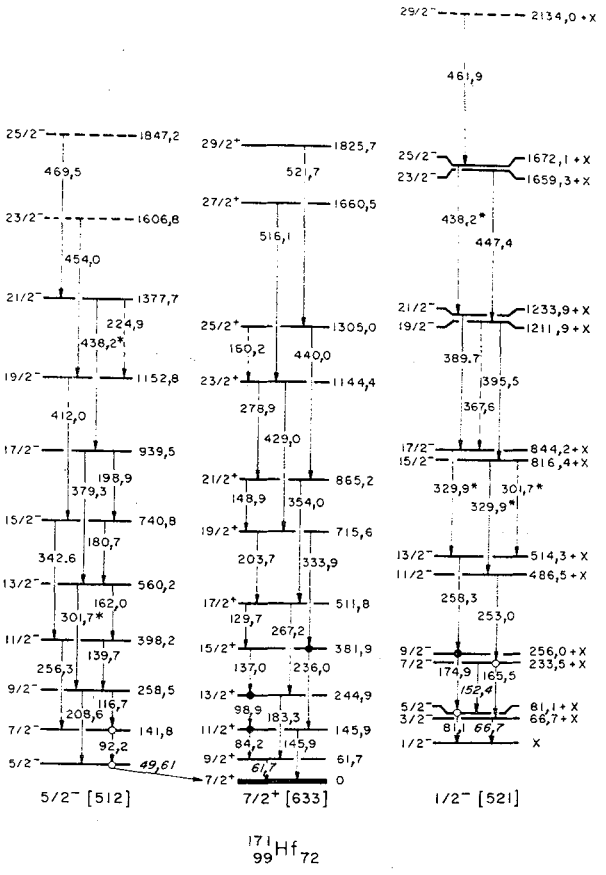

FIG. 2. — Schéma de niveaux de ^{171}Hf déterminé par les études de la référence [15].

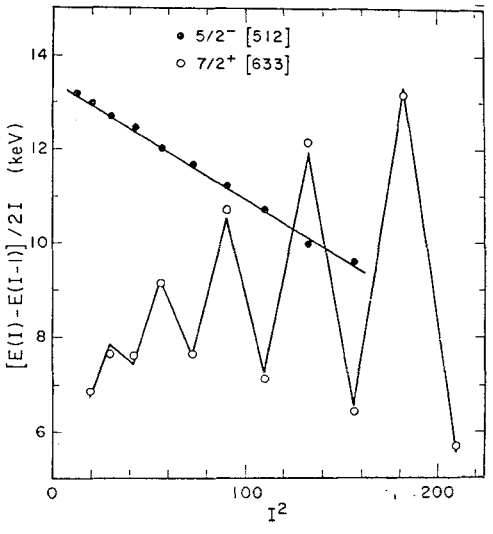

FIG. 3. — Variation du paramètre d'inertie pour la bande $7/2^+[633]$ de ^{171}Hf.

mesure ce sont les niveaux de spin élevé qui ont permis d'approfondir le phénomène.

3. **Cas des noyaux de masse impaire peu déformés.** — Dès 1961, à partir d'expériences sur des noyaux pairs-pairs de Ba [16], la présence d'une nouvelle zone de déformation pour des noyaux avec $Z > 54$ et $N < 78$ apparaissait évidente. L'identification de niveaux iso-

mériques de spin élevé pour des isotopes de cette région ne peut s'expliquer, elle aussi, qu'en introduisant une déformation β mais les calculs théoriques entrepris par Kumar et Baranger [17], Arseniev, Sobiczewski et Soloviev [18], Ragnarsson et Nilsson [19] font ressortir une compétition possible entre les formes oblate et prolate, la forme oblate apparaissant légèrement plus stable [18, 19].

Il faut attendre 1970 pour avoir une preuve expérimentale incontestable de forme oblate dans des noyaux impairs de Tl ($Z = 81$). En effet, utilisant des réactions de type (ions lourds, $xn\gamma$), Newton, Cirilov, Stephens et Diamond [20] observaient des niveaux de spin élevé basés sur l'état de proton h 9/2 et présentant une structure en bande pour les isotopes ^{191,193,195,197,199}Tl (Fig. 4). L'analyse de l'anisotropie des rayonnements gamma désexcitant les niveaux de ces bandes permettait de déduire le rapport de mélange $\delta = \langle E2 \rangle / \langle M1 \rangle$ pour les transitions $E2 + M1$.

Utilisant le fait que dans une bande rotationnelle

$$\text{sign}\ \delta = \text{sign}\ \frac{g_K - g_R}{Q_0} \text{ pour } K \neq \tfrac{1}{2}\ [21]$$

(g_K et g_R étant respectivement les facteurs gyromagnétiques intrinsèque et rotationnel, Q_0 le moment quadrupolaire électrique intrinsèque), une discussion des

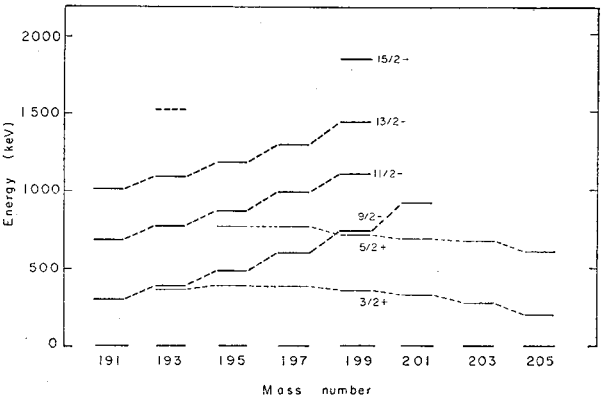

FIG. 4. — Bandes observées dans les isotopes de Tl de masse impaire (réf. [20]).

divers termes a été faite par Nakai [22] et a permis de déduire, pour les bandes détectées dans les Tl de masse impaire, un Q_0 négatif, soit une forme oblate.

Viennent alors les observations frappantes faites par Stephens, Diamond, Leigh, Kammuri et Nakai [23] dans le cas des noyaux de La, des masses 125 à 133, pour les bandes à parité négative basées sur le niveau $11/2^-$ et formées seulement de cascades de transitions $E2$ (Fig. 5). L'interprétation de ces résul-

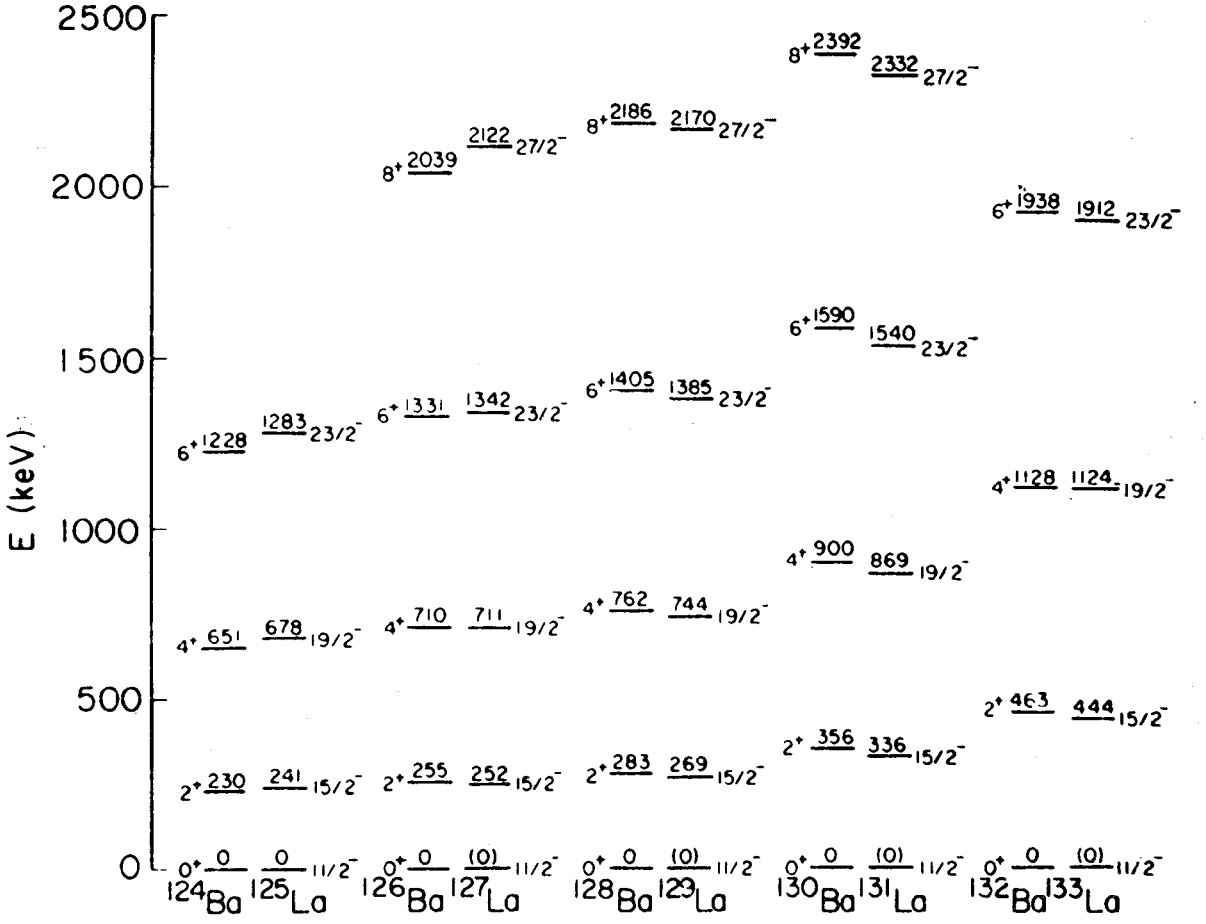

FIG. 5. — Comparaison des niveaux des bandes fondamentales de quelques isotopes de Ba avec les bandes à parité négative observée dans les La voisins (réf. [23]).

tats, due à F. Stephens, est basée sur l'extension du couplage rotation-particule aux noyaux présentant de faibles déformations et est explicitée dans divers articles [23, 24, 25].

Le modèle peut toujours se discuter sur l'hamiltonien général (3) mais, par opposition au cas du couplage *déformation-particule* où j précesse autour de l'axe de symétrie du noyau, avec la projection Ω bon nombre quantique, dans le couplage *rotation-particule*, j précesse autour de **R** et α est un bon nombre quantique (Fig. 6) ; les états *découplés* correspondants sont ceux pour lesquels la projection α est maximum (11/2 dans le cas d'une orbite h 11/2) c'est-à-dire Ω minimum. La fonction d'onde du système est une combinaison des fonctions d'onde du modèle habituel utilisé pour les noyaux bien déformés. Les solutions du système sont encore obtenues en diagonalisant la partie droite de (3), le terme $\mathcal{H}_c$ pouvant prendre une certaine importance relative.

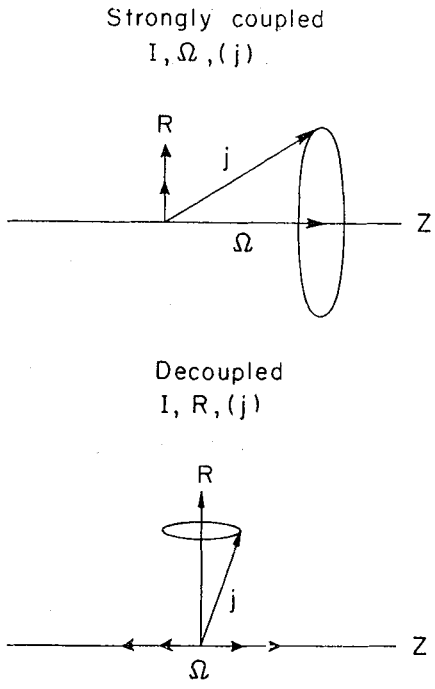

FIG. 6. — Représentation schématique du couplage *déformation-particule* et du couplage *rotation-particule* d'après F. Stephens (réf. [25]).

Pour des déformations $|\beta| < 0{,}3$ et pour des orbites de j élevé (j pur), orbite h 11/2 par exemple, un examen d'un diagramme de Nilsson permet d'utiliser l'approximation linéaire suivante

$$E(\Omega) = E'_0(n, l, j) + k\beta\left[\frac{3\,\Omega^2 - j(j+1)}{4\,j(j+1)}\right] \text{ MeV}$$

soit

$$E(\Omega) = E_0(n, l, j) + C\Omega^2 \qquad (11)$$

(C détermine comment les diverses composantes Ω sont séparées).

L'hamiltonien du système se met alors sous la forme générale

$$\mathcal{H} = E_0 + A[I(I+1) + j(j+1)] + (C - 2\,A)\,\Omega^2 + \mathcal{H}_c. \qquad (12)$$

Pour une situation correspondant à un ensemble (I, j, β) donné, les deux premiers termes sont diagonaux et les solutions de (12) sont obtenues en diagonalisant les deux derniers termes. C et A ne dépendent pas de I mais $\mathcal{H}_c$ croît avec I, aussi, pour des valeurs grandes de I, le terme en Ω^2 peut devenir négligeable devant $\mathcal{H}_c$ et les solutions sont alors fonctions propres de $\mathcal{H}_c$. $\mathcal{H}_c$ peut aussi être prépondérant lorsque $(C - 2\,A) \to 0$; A étant positif, $C - 2\,A = 0$ pour $C > 0$ soit $\beta > 0$ donc une forme prolate pour une particule associée à un cœur.

(Pour un *trou* de particule on aura $C < 0$, $\beta < 0$, forme oblate.) F. Stephens [23] a effectué le calcul dans le cas des La après avoir introduit les effets de pairing

$$\mathcal{H}_p(\Omega) = \{\,[E(\Omega) - \lambda]^2 + \Delta^2\,\}^{1/2} - \Delta\,.$$

Les solutions sont donc liées à 4 paramètres $A = \hbar^2/2\,\mathfrak{J}$, β, λ et Δ. La valeur de Δ a été prise égale à 0,8 MeV et la relation empirique, établie par Grodzins [26] dans les noyaux pairs-pairs, a été employée, à savoir

$$6\left(\frac{\hbar^2}{2\,\mathfrak{J}}\right) = E_{2+} \approx 1\,225/\mathrm{A}^{7/3}\,\beta^2 \text{ MeV}\,.$$

Deux paramètres restent dans le calcul, β et λ. Pour les noyaux de La, $Z = 57$, la surface de Fermi se situe bas par rapport à l'orbitale h 11/2 qui est presque vide de protons. Le résultat du calcul avec la surface de Fermi positionnée sur $\Omega = 1/2$ est représenté figure 7.

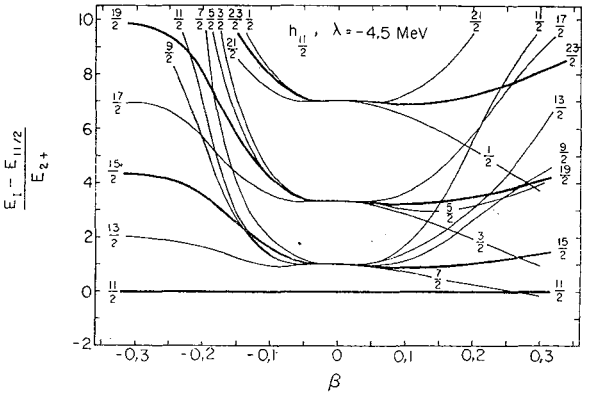

FIG. 7. — Energies des états à parité négative calculées pour des noyaux de lanthane (réf. [25]).

Cette figure explicite bien la situation quand on passe des déformations oblates ($\beta < 0$) avec une bande rotationnelle comportant les niveaux I, $I + 1$, $I + 2$, ... successifs, au cas $\beta = 0$ avec dégénéres-

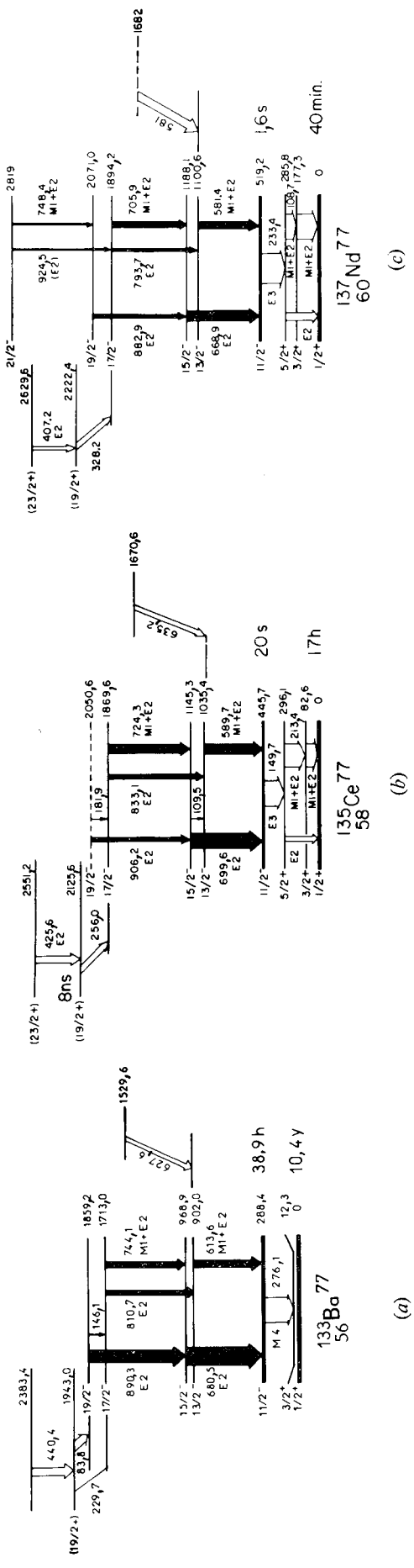

FIG. 8. — Structures observées sur les états $11/2^-$ des isotones $N = 77$ (réf. [29 et 30]).

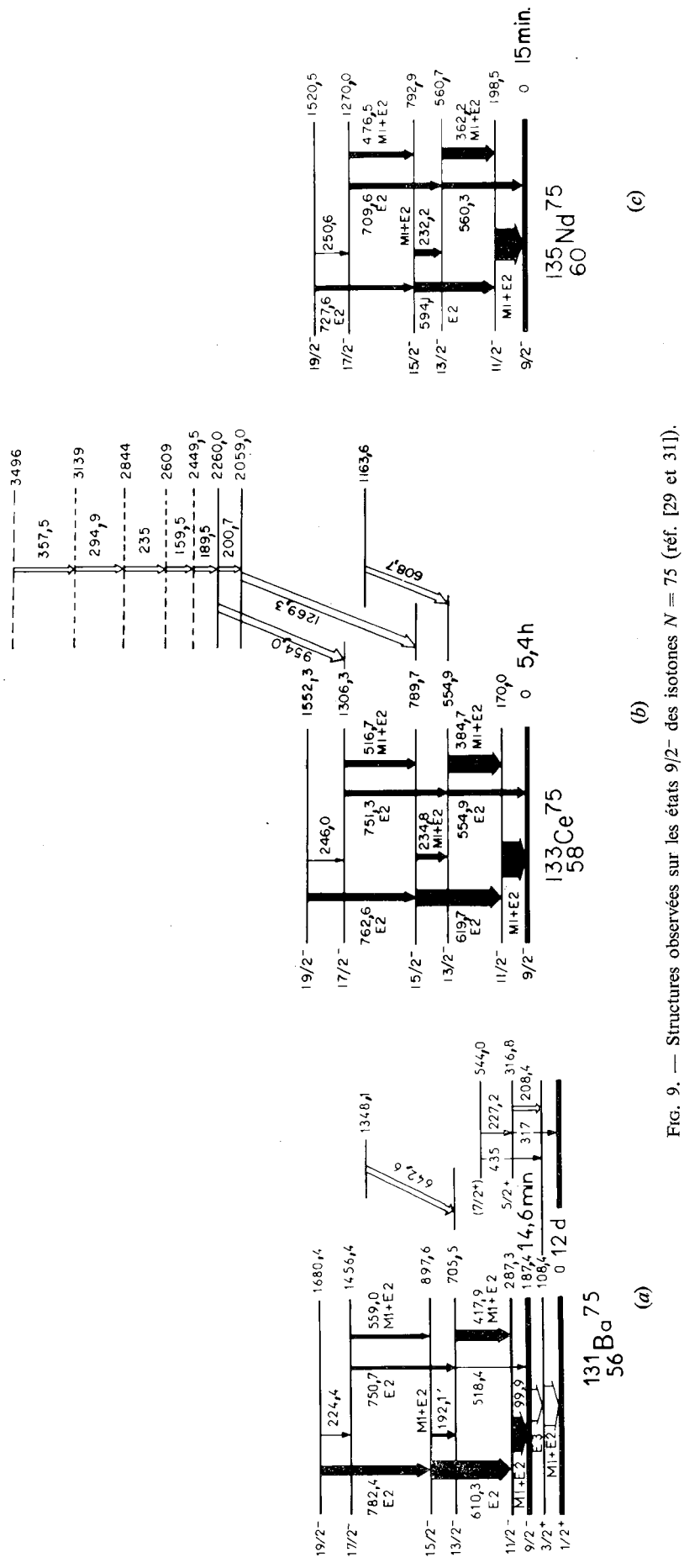

FIG. 9. — Structures observées sur les états $9/2^-$ des isotones $N = 75$ (réf. [29 et 31]).

cence totale puis au cas $\beta > 0$, forme prolate où apparaît nettement la séquence $11/2^-$, $15/2^-$, $19/2^-$, $23/2^-$ avec des écarts pratiquement indépendant de la déformation (β variant de 0,1 à 0,3).

Les mêmes conclusions ont été déduites du calcul plus réaliste effectué par M. A. Deleplanque, C. Gershel, N. Perrin et P. Quentin [27] pour des noyaux de la même région.

Le modèle est aussi applicable avec succès au cas d'isotopes impairs en protons de $_{81}$Tl, $_{79}$Au, $_{75}$Re [24] ainsi qu'à ceux de $_{77}$Ir [28] étudiés actuellement par réactions (α, $xn\gamma$) à Grenoble.

Des réactions de type (^{16}O, $xn\gamma$) et (^{12}C, $xn\gamma$) ont permis aussi d'examiner, dans la même région que les lanthanes, les isotopes impairs en neutrons. ^{137}Nd, ^{135}Ce ($N = 77$), ^{135}Nd, ^{133}Ce ($N = 75$) ont été étudiés sur le cyclotron de 88″ de Berkeley [29] alors que ^{133}Ba ($N = 77$) [30] et ^{131}Ba ($N = 75$) [31] ont été atteints sur le cyclotron à énergie variable de Grenoble (Fig. 8 et 9). Le schéma de niveaux de ^{131}Xe obtenu par Kerek et coll. [32] permet d'étendre la systématique pour les isotones $N = 77$. Pour tous ces noyaux, une bande perturbée avec la séquence $I, I + 1, I + 2, \ldots$, basée sur un niveau $11/2^-$ pour les isotones $N = 77$ et sur un niveau $9/2^-$ pour les isotones $N = 75$ est observée. Les anisotropies enregistrées sur les transitions $E2 + M1$ permettent de déduire [22] un moment quadrupolaire $Q_0 > 0$ c'est-à-dire une déformation prolate. Cette situation est en accord qualificatif avec le diagramme reporté figure 7 à condition de faire une inversion sur le signe de la déformation β, les isotones étudiés correspondant à une couche de neutrons h 11/2 presque pleine (1 *trou* dans le cas $N = 77$). Une forme oblate conduirait à l'apparition d'une bande *découplée*, ce qui est précisément observé expérimentalement pour la chaîne isotonique $N = 79$ par Habs et coll. [33] sur les isotopes ^{137}Ce, ^{139}Nd, ^{141}Sm et ^{143}Gd. Cet ensemble de résultats est à comparer à ceux signalés [24] pour les isotopes de masse impaire de $_{75}$Re, $_{77}$Ir, $_{79}$Au, $_{81}$Tl. Un calcul tout récent dû à Meyer, Stephens et Diamond [34], avec cœur asymétrique, permet de rendre compte de résultats expérimentaux observés dans ^{187}Ir, ^{195}Au et ^{197}Tl.

Il faut signaler que, par ailleurs, l'emploi des réactions (ions lourds, $xn\gamma$) pour l'étude des noyaux de transition s'est largement étendu au cours de cette année et que de nombreuses bandes *découplées* ont été mises en évidence. Le cas des noyaux de masse impaire de Pd est assez spectaculaire. A l'aide des réactions ^{99}Ru(α, 2n), ^{92}Zr(^{12}C, 3n) et ^{88}Sr(^{16}O, 3n) des bandes basées sur les états $11/2^-$, $7/2^+$ et $5/2^+$ ont été mises en évidence dans ^{101}Pd [35] (Fig. 10). Des isotopes de masse impaire de Cd sont aussi étudiés sur le cyclotron de Grenoble et J. Rivier donnera au cours de ce colloque les résultats obtenus sur ^{109}Cd [36].

Le rôle des niveaux de spin élevé peut encore être illustré par l'examen d'une expérience récente réalisée à

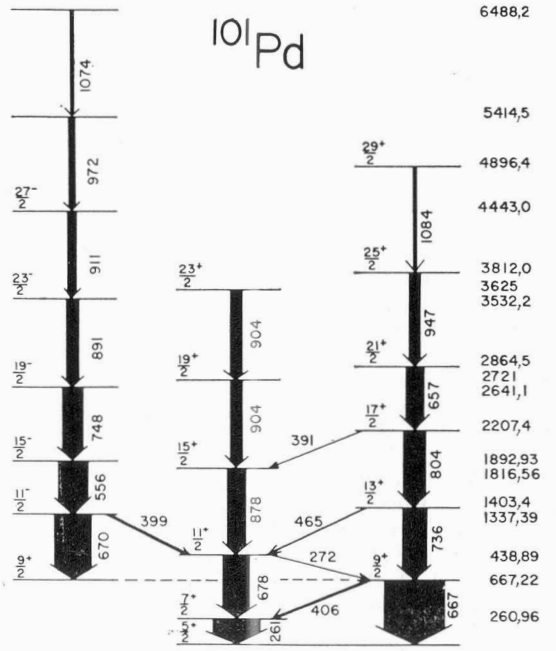

FIG. 10. — Schéma de niveaux de ^{101}Pd déterminé par les études de la référence [35].

Berkeley par Kleinheinz, Sheline, Maier, Diamond et Stephens [37] à l'aide de la réaction ^{150}Sm(α, 3n)^{151}Gd (Fig. 11). Deux bandes présentant une structure assez nette peuvent être interprétées comme basées respectivement sur un état de particule i 13/2 et un état *trou* h 11/2. L'analyse de ces deux bandes permet de déduire des déformations prolates avec $\beta \simeq 0{,}14$ pour la bande basée sur l'état $13/2^+$ et $\beta \simeq 0{,}29$ pour la bande basée sur l'état $11/2^-$. La coexistence de deux déformations dans un même noyau de terre rare est donc établie expérimentalement. D'autres observations sur des noyaux plus légers, de masse

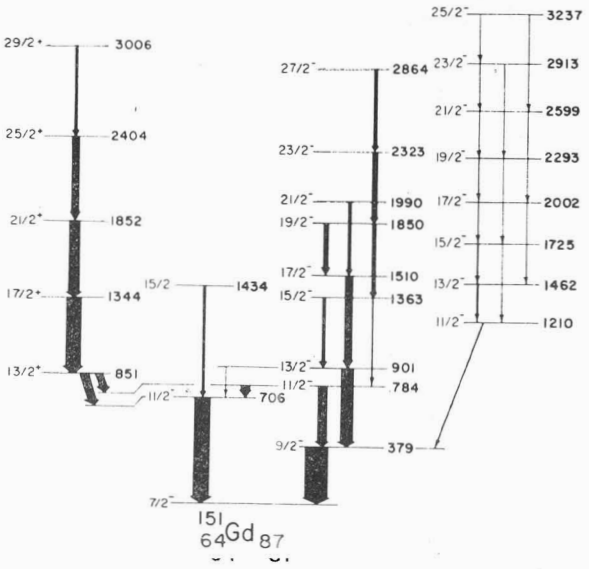

FIG. 11. — Schéma de niveaux de ^{151}Gd observé par l'étude de la réaction ^{150}Sm(α, 3n)^{151}Gd, référence [37].

impaire, tels que ^{45}Sc [38] et ^{75}Se [39] ont aussi été interprétées par des coexistences de formes.

En conclusion, il apparaît clairement que l'étude des niveaux de spin élevé constitue un moyen très efficace pour la mise en évidence des déformations présentes dans les noyaux de masse impaire, et que le champ d'investigation ouvert par les réactions de type (ions lourds, $xn\gamma$) est encore à exploiter.

Bibliographie

[1] MORINAGA, H. et GUGELOT, P. C., *Nucl. Phys.* **46** (1963) 210.
[2] NEWTON, J. O., *Nucl. Phys.* **A 108** (1968) 353.
[3] BOHR, A., *Dan. Mat. Fys. Medd.* **26** (1952).
[4] BOHR, A. et MOTTELSON, B. R., *Dan. Mat. Fys. Medd.* **27** (1953).
[5] KERMAN, A. K., *Dan. Mat. Fys. Medd.* **30** (1956).
[6] NATHAN, O. et NILSSON, S. G., *α, β and γ ray spectroscopy*, ed. by K. Siegbahn (North Holland Publ. Co, Amsterdam) 1965.
[7] NILSSON, S. G., *Dan. Mat. Fys. Medd.* **29** (1955).
[8] FOIN, C., BARNEOUD, D., HJORTH, S. A. et BETHOUX, R., *Nucl. Phys.* **A 199** (1973) 129.
[9] BARNEOUD, D., FOIN, C., BAUDRY, A., GIZON, A. et VALENTIN, J., *J. Physique* **33** (1972) 15.
[10] FOIN, C., ANDRÉ, S. et HJORTH, S. A., *Nucl. Phys.* **A 219** (1974) 347.
[11] HAMAMOTO, I. et UDAGAWA, T., *Nucl. Phys.* **A 126** (1969) 241.
[12] HJORTH, S. A., RYDE, H. et SKANBERG, B., *J. Physique* **33** (1972) 23.
[13] RASMUSSEN, J. O., ALONSO, J., RIBBE, W., REZANKA, I. et NEEDHAM, R., L. B. L. 1666 (1972) 163.
[14] PIEPENBRING, R., Communication au 21e Congrès de Spectroscopie nucléaire de Moscou, janvier 1971.
[15] REZANKA, I., RASMUSSEN, J. O., BERNTHAL, F. M., ALONSO, C. T., ALONSO, J. R., HULTBERG, S. et RYDE, H., *Nucl. Phys.* **A 197** (1972) 430.
[16] SHELINE, R., SIKKELAND, T. et CHANDA, R. N., *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961) 446.
[17] KUMAR, K. et BARANGER, M., *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964) 73.
[18] ARSENIEV, J. A., SOBICZEWSKI, A. et SOLOVIEV, V. G., *Nucl. Phys.* **A 126** (1969) 15.
[19] RAGNARSSON, I. et NILSSON, S. G., Colloque des Noyaux intermédiaires Orsay, Rapport IN2P3 (1971) 112.
[20] NEWTON, J. O., CIRILOV, S. D., STEPHENS, F. S. et DIAMOND, R. M., *Nucl. Phys.* **A 148** (1970) 593.
[21] ALDER, K., BOHR, A., HUUS, T., MOTTELSON, B. et WINTER, A., *Rev. Mod. Phys.* **28** (1956) 435.
[22] NAKAI, K., *Phys. Lett.* **34B** (1971) 269.
[23] STEPHENS, F. S., DIAMOND, R. M., LEIGH, J. R., KAMMURI, T. and NAKAI, K., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 438.
[24] STEPHENS, F. S., DIAMOND, R. M., BENSON, D. et MAIER, M. R., *Phys. Rev.* **C 7** (1973) 2163.
[25] STEPHENS, F. S., Physics Summer School, Rudziska (Poland (sept. 1972) L. B. L. 1251.
[26] GRODZINS, L., *Phys. Lett.* **2** (1962) 88.
[27] DELEPLANQUE, M. A., GERSCHEL, C., PERRIN, N. et QUENTIN, P., *Phys. Lett.* **46B** (1973) 317.
[28] ANDRÉ, S., BOUTET, J., JASTRZEBSKI, J., LUKASIAK, J., RIVIER, J., SEBILLE, C., SUJKOWSKI, Z. et TREHERNE, J., *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics* (Ed. J. de Boer et H. J. Mang, Munich) 1973, Vol. 1, p. 196.
[29] GIZON, J., GIZON, A., MAIER, M. R., DIAMOND, R. M. et STEPHENS, F. S., *Nucl. Phys.* **A 222** (1974) 557.
[30] GIZON, J. et GIZON, A., Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure and Spectroscopy, Amsterdam (Ed. H. P. Blok et A. E. L. Dieperink) 1974, Vol. 1, 101.
[31] GIZON, J., GIZON, A. et HOREN, D., Proceedings of the International Conference on Reactions between Complex Nuclei, Nashville (juin 1974).
[32] KEREK, A., LUUKKO, A., GRECESCU, M. et SZTARKIER, J., *Nucl. Phys.* **A 172** (1971) 603.
[33] HABS, D., NOWICKI, G., KLEWE-NEBENIUS, H., WISSHAK, K., BUSCHMANN, J., REBEL, H. et SCHATZ, G., Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Munich 1973 (Ed. J. de Boer et H. J. Mang) Vol. 1, 183.
[34] MEYER ter VEHN, J., STEPHENS, F. S. et DIAMOND, R. M., L. B. L. 2394 (1974).
[35] SIMMS, P. C., SMITH, G. J., RICKEY, F. A., GRAU, J. A., TESMER, J. R. et STEFFEN, R. M., *Phys. Rev.* **C 9** (1974) 684.
[36] RIVIER, J., BARNEOUD, D., ROUGNY, R., MEYER, M. et BERAUD, R., *J. Physique Collq.* **35** (1974) C5-1.
[37] KLEINHEINZ, P., SHELINE, R. K., MAIER, M. R., DIAMOND, R. M. et STEPHENS, F., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 68.
[38] BEZETTI, P. G., BIZETTI-SONA, A. M., BUCCIOLINI, M., HUBER, P., KUTSHERA, W., MORINAGA, H., RICCI, R. A. et SIGNORINI, C., Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Munich 1973 (Ed. J. de Boer et H. J. Mang) Vol. 1, 173.
[39] PROTOP, C., ZELL, K. O., FRIEDERICHS, H. G., HEITS, B. et Von BRENTANO, P., Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Munich 1973 (Ed. J. de Boer et H. J. Mang) Vol. 1, 216.