

# Structure hyperfine des niveaux $7p(3/2)^2$ et $7p(5/2)^2$ de $^{129}\text{Xe}$ et $^{131}\text{Xe}$

G. Binet, X. Husson, J.P. Grandin

► **To cite this version:**

G. Binet, X. Husson, J.P. Grandin. Structure hyperfine des niveaux  $7p(3/2)^2$  et  $7p(5/2)^2$  de  $^{129}\text{Xe}$  et  $^{131}\text{Xe}$ . Journal de Physique Lettres, Edp sciences, 1983, 44 (4), pp.151-157. 10.1051/jphyslet:01983004404015100 . jpa-00232157

**HAL Id: jpa-00232157**

**<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00232157>**

Submitted on 1 Jan 1983

**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.

Classification  
Physics Abstracts  
32.80B — 32.60

## Structure hyperfine des niveaux $7p(3/2)_2$ et $7p(5/2)_2$ de $^{129}\text{Xe}$ et $^{131}\text{Xe}$

G. Binet, X. Husson et J. P. Grandin

Laboratoire de Spectroscopie Atomique associé au C.N.R.S.,  
Université de Caen, 14032 Caen Cedex, France

(Reçu le 25 octobre 1982, accepté le 17 décembre 1982)

**Résumé.** — Par excitation laser et méthode de croisements de niveaux nous avons déterminé les constantes de structure hyperfine des niveaux  $7p(3/2)_2$  et  $7p(5/2)_2$  des isotopes 129 et 131 du xénon. Les facteurs de Landé des mêmes niveaux des isotopes pairs ont également été déterminés par résonance magnétique. Les valeurs mesurées sont  $A_{129} = -31,457(17)$  mK,  $A_{131} = 9,329(8)$  mK,  $B_{131} = 0,283(24)$  mK,  $g_J = 1,351\ 9(6)$  pour le niveau  $7p(3/2)_2$  et  $A_{129} = -44,118(31)$  mK,  $A_{131} = 13,082(14)$  mK,  $B_{131} = 8,204(30)$  mK,  $g_J = 1,127\ 6(5)$  pour le niveau  $7p(5/2)_2$ .

**Abstract.** — Using laser excitation and level crossing method we have determined the hyperfine structure constants of  $7p(3/2)_2$  and  $7p(5/2)_2$  levels for the isotopes 129 and 131 of xenon. Landé factors have also been determined for the same levels of even isotopes by magnetic resonance. The measured values are  $A_{129} = -31.457(17)$  mK,  $A_{131} = 9.329(8)$  mK,  $B_{131} = 0.283(24)$  mK,  $g_J = 1.351\ 9(6)$  for  $7p(3/2)_2$  level and  $A_{129} = -44.118(31)$  mK,  $A_{131} = 13.082(14)$  mK,  $B_{131} = 8.204(30)$  mK,  $g_J = 1.127\ 6(5)$  for  $7p(5/2)_2$  level.

**1. Introduction.** — La possibilité d'exciter sélectivement dans une décharge au moyen d'un laser à colorant certains niveaux des gaz rares a permis l'application à ces niveaux des méthodes classiques de croisements de niveaux de structure hyperfine [1] et de résonance magnétique [2]. La première, appliquée aux niveaux excités des isotopes impairs, fournit les valeurs de  $A/g_J$  et  $B/g_J$  où  $A$  et  $B$  sont les constantes de structure hyperfine respectivement dipolaire magnétique et quadropolaire électrique pour les niveaux étudiés,  $g_J$  étant le facteur de Landé des mêmes niveaux pour les isotopes pairs. La seconde appliquée aux niveaux excités des isotopes pairs fournit précisément  $g_J$ .

L'application de ces méthodes au moyen d'un laser à colorant fonctionnant dans le rouge et le proche infra-rouge nous a précédemment permis d'améliorer d'un ordre de grandeur environ par rapport aux expériences antérieures la précision des constantes de structure hyperfine et facteurs de Landé d'un grand nombre de niveaux des divers gaz rares [3-7].

Nous présentons ici les expériences qui, grâce à l'utilisation d'un laser à colorant fonctionnant dans le bleu, nous ont permis d'étendre nos mesures aux niveaux  $7p(3/2)_2$  et  $7p(5/2)_2$  de  $^{129}\text{Xe}$  et  $^{131}\text{Xe}$ .

2. **Expériences.** — Le dispositif expérimental utilisé est assez semblable à celui utilisé dans les expériences antérieures [3-7], nous en rappelons ici les principales caractéristiques.

Pour les expériences de croisements de niveaux, une cellule, de forme cubique de un centimètre de côté reliée à un réservoir d'environ 100 ml est remplie sous une pression de quelques centaines de mtorrs d'un mélange isotopique enrichi en  $^{129}\text{Xe}$  ou  $^{131}\text{Xe}$ . Cette cellule est placée au centre O (Fig. 1) d'un électroaimant produisant le champ magnétique  $\vec{H}_0$ . Une paire de spires d'axe parallèle à Oy, alimentées par un oscillateur H.F. est utilisée pour créer dans la cellule une décharge permettant de peupler les niveaux de la configuration  $5p^5 6s$  à partir desquels est effectuée l'excitation laser des niveaux étudiés. Le faisceau issu du laser, polarisé  $\sigma$  et haché à 3 kHz, se propage suivant Oy. La détection de la lumière de fluorescence se fait dans une direction perpendiculaire à  $\vec{H}_0$  et à la direction d'excitation. Les composantes de polarisation  $\pi$  et  $\sigma$  sont détectées séparément à l'aide de deux ensembles monochromateur-photomultiplicateur, les signaux correspondants sont opposés à l'entrée d'un amplificateur à détection synchrone fonctionnant à la fréquence de modulation du faisceau laser.

Pour les expériences de résonance magnétique le mélange isotopique utilisé est enrichi en  $^{136}\text{Xe}$  et non plus en isotopes impairs. Le champ de radiofréquence créé par la paire de spires placée de part et d'autre de la cellule permet comme auparavant d'y entretenir la décharge nécessaire au peuplement des niveaux de la configuration  $5p^5 6s$ , c'est lui qui de plus est utilisé pour induire les transitions de résonance magnétique. Les dimensions et la position de ces spires sont donc optimisées de façon à rendre maximums l'intensité et l'homogénéité du champ magnétique oscillant  $\vec{H}_1$  qu'elles créent dans le volume de la cellule. La fréquence de l'oscillateur est enfin stabilisée à 288 MHz.

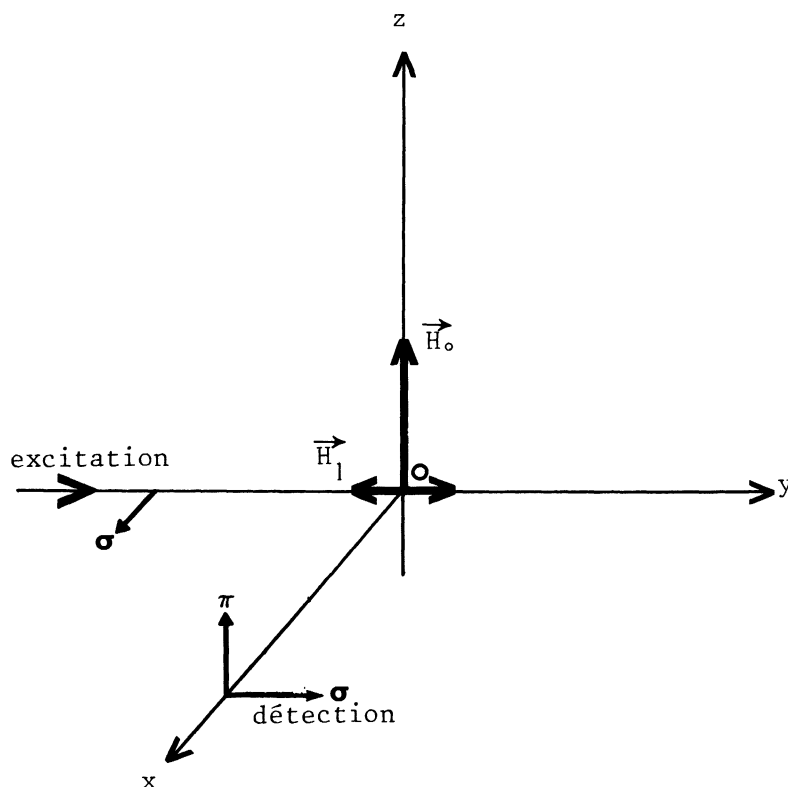


Fig. 1. — Schéma du dispositif expérimental.

[Sketch of the experimental arrangement.]

Le colorant utilisé est le stilbène 3 [8] qui pompé par les raies U.V. d'un laser à argon ionisé nous permet de couvrir le domaine 425-490 nm avec une puissance de quelques dizaines de mW. Les niveaux  $7p(3/2)2$  et  $7p(5/2)2$  étudiés sont excités à partir du niveau  $6s(3/2)2$  respectivement par les raies à 462,4 et 469,7 nm la détection se faisant sur les raies retombant sur le niveau  $6s(3/2)1$  à 484,3 et 492,3 nm.

L'enregistrement d'une résonance de croisement de niveaux ou d'une résonance magnétique se fait en balayant en dents de scie le champ magnétique  $H_0$  autour de la position de résonance et en accumulant à l'aide d'un analyseur multicanaux les signaux issus de la détection synchrone correspondant à plusieurs balayages afin d'améliorer le rapport signal sur bruit. La position en champ d'une résonance est obtenue par ajustement numérique sur les points expérimentaux d'une courbe de Lorentz symétrique <sup>(1)</sup>.

Chaque résonance fait l'objet de 10 à 20 mesures indépendantes, c'est la moyenne des positions obtenues qui est prise comme valeur expérimentale. On prend de plus la précaution d'enregistrer pour chaque résonance autant de courbes pour des balayages réalisés dans le sens croissant des valeurs de  $H_0$  que pour des balayages réalisés dans le sens décroissant de ces valeurs afin de s'affranchir du déplacement dû aux constantes de temps instrumentales. L'écart quadratique moyen  $\Delta$  des positions obtenues après correction du déplacement dû aux constantes de temps instrumentales est pris comme incertitude sur la position de la résonance.

L'invariance de la position des résonances magnétiques ou de croisements de niveaux par rapport à l'intensité laser, l'intensité de la décharge ou l'intensité du champ de radiofréquence a été vérifiée. Aucune étude systématique n'a par contre été menée en fonction de la pression du gaz, aucun effet important n'est d'ailleurs attendu à ce sujet ce que confirment les expériences réalisées dans les cas voisins du néon [2] et de l'argon [7].

L'étalonnage du champ magnétique est réalisé au moyen d'un magnétomètre à protons l'incertitude sur le pointé du champ magnétique est négligeable devant  $\Delta$ .

**3. Résultats.** — 3.1 FACTEURS DE LANDÉ. — De la valeur  $H_R$  de la position en champ d'une résonance magnétique on déduit le facteur de Landé du niveau étudié :

$$g_J = \nu/\mu H_R$$

où  $\nu = 288,00$  MHz,

$\mu$  magnéton de Bohr = 1,399 6 MHz/gauss,

$H_R$  est exprimée en gauss.

Les valeurs ainsi obtenues sont données dans le tableau I <sup>(2)</sup>.

Pour les deux niveaux étudiés nos résultats apparaissent systématiquement plus grands que les résultats donnés dans les références [9, 10, 12]. Si des différences de quelque  $10^{-3}$  par rapport aux valeurs données dans les tables de Moore ou par rapport aux calculs de Liberman n'ont rien d'exceptionnel [5, 7], le désaccord observé avec les valeurs de Chenevier et Moscovitz est plus surprenant. Un tel désaccord a déjà été constaté par Huet *et al.* [11] dont la valeur de  $g_J$  pour le niveau  $7p(3/2)2$  mesurée par interférométrie Fabry-Pérot est en excellent accord avec la nôtre.

<sup>(1)</sup> L'utilisation d'une forme de Lorentz symétrique n'est justifiée dans le cas des expériences de résonance magnétique que parce que les puissances radiofréquence utilisées sont assez faibles pour ne pas saturer les résonances. Avec des puissances H.F. plus élevées nous aurions observé des courbes de type Majorana-Brossel.

<sup>(2)</sup> Les valeurs données dans le tableau I tiennent compte en fait d'une légère correction destinée à compenser l'effet de la composante antirésonnante du champ oscillant  $H_1$  [2] qui est de superposer à la courbe de résonance symétrique une composante antisymétrique de même centre et de même largeur dont notre méthode de dépouillement ne tient pas compte. Cette correction qui dans le cas des niveaux étudiés est de  $1,9 \times 10^{-4}$  en valeur relative est d'ailleurs inférieure à l'incertitude expérimentale.

Tableau I. — *Facteurs de Landé pour  $^{136}\text{Xe}$ .*[Landé factors for  $^{136}\text{Xe}$ .]

Niveau	$g_J$ mesuré				$g_J$ calculé Liberman [12]
	Ce travail	Moore [9]	Chenevier [10]	Huet [11]	
7p(3/2)2	1,351 9(6)	1,347	1,346(2)	1,352 0(2)	1,345
7p(5/2)2	1,127 6(5)	1,123	1,125(2)		1,124

Nous considérons que l'accord de notre résultat avec celui de Huet *et al.* dans le cas du niveau 7p(3/2)2, est la preuve de la fiabilité de nos résultats et nous prendrons par la suite comme valeur du facteur de Landé du niveau 7p(5/2)2 celle qui a été déterminée dans cette expérience. Pour le niveau 7p(3/2)2 nous prendrons la valeur de Huet *et al.*, légèrement plus précise que la nôtre.

3.2 STRUCTURES HYPERFINES. — Le dispositif expérimental utilisé permet la détection de croisements de niveaux entre sous-niveaux hyperfins tels que  $\Delta m_F = 2$ , c'est-à-dire dans le cas des niveaux de  $J = 2$  étudiés, de trois croisements pour le  $^{129}\text{Xe}$  (spin nucléaire  $I = 1/2$ ) et de sept croisements pour le  $^{131}\text{Xe}$  ( $I = 3/2$ ). La position de ces croisements dépend de  $|A|/g_J$  et  $g_I$  facteur de Landé nucléaire dans le cas de  $^{129}\text{Xe}$ , dans le cas de  $^{131}\text{Xe}$  elle dépend de plus de  $|B|/g_J$ .  $g_I$  étant connu par ailleurs, il nous suffit d'observer un croisement dans le cas de  $^{129}\text{Xe}$  et deux croisements dans le cas de  $^{131}\text{Xe}$  pour pouvoir déterminer les constantes de structure hyperfine. En pratique et dans la mesure du possible nous essayons toujours d'en détecter plus, afin de minimiser les risques d'erreur. Dans le cas de  $^{129}\text{Xe}$  nous avons pour le niveau 7p(3/2)2 détecté deux croisements de niveaux conduisant à deux valeurs de  $|A|/g_J$  en très bon accord; pour le niveau 7p(5/2)2 nous n'avons pu détecter qu'un seul croisement avec un rapport signal sur bruit suffisant. Les résultats sont donnés dans le tableau II.

Les valeurs de  $|A|/g_J$  sont calculées à partir des positions de croisements à l'aide d'un programme permettant de diagonaliser les interactions Zeeman et hyperfines à l'intérieur d'une multiplicité de  $J$  donnée et prenant en compte, dans un calcul de perturbation au second ordre, les interactions Zeeman et hyperfines entre le niveau étudié et les niveaux voisins.

Le signe de  $A$  est déterminé grâce aux résultats des références [12, 13].

Tableau II. — *Structures hyperfines pour  $^{129}\text{Xe}$  (mK).*[Hyperfine structures for  $^{129}\text{Xe}$  (mK).]

Niveau	Expériences			Théorie Liberman [12]
	Ce travail		Jackson et Coulombe [13]	
	$A/g_J$	$A$		
7p(3/2)2	− 23,267(9)	− 31,457(17)	− 31,38(40)	− 32,8
7p(5/2)2	− 39,126(10)	− 44,118(31)	− 44,5(2)	− 42,7

L'incertitude sur les valeurs de  $A$  est obtenue en ajoutant les incertitudes relatives sur  $A/g_J$  et  $g_J$ .

L'accord avec les valeurs expérimentales de Jackson et Coulombe est raisonnable. L'accord est moins bon avec les valeurs calculées par Liberman ceci peut être dû à la difficulté de prendre complètement en compte les interactions de configuration dans ce genre de calculs.

Dans le cas de  $^{131}\text{Xe}$  où l'observation de deux croisements de niveaux est indispensable pour pouvoir déterminer le couple  $|A|/g_J, |B|/g_J$ , nous en avons observé quatre dans le cas du niveau  $7p(3/2)_2$  et trois pour le niveau  $7p(5/2)_2$ .

La détermination de  $|A|/g_J$  et  $|B|/g_J$  se fait de la façon suivante. Pour un croisement dont la position en champ  $H_{c_1}$  est déterminée, un programme semblable à celui utilisé dans le cas de  $^{129}\text{Xe}$  nous permet de déterminer un ensemble de couples  $|A|/g_J, |B|/g_J$  représentés par une courbe  $C_1$  sur la figure 2 (approximativement une droite à l'échelle utilisée) l'incertitude  $\Delta_1$  sur  $H_{c_1}$  permettant de définir les deux positions extrêmes de  $C_1$ . La mesure de la position  $H_{c_2}$  d'un second croisement donne la courbe  $C_2$ . L'intersection de  $C_1$  et  $C_2$  donne  $|A|/g_J$  et  $|B|/g_J$ , les incertitudes étant prises de la façon indiquée sur la figure 2. En fait comme nous avons enregistré 3 ou 4 croisements de niveaux, le point  $|A|/g_J, |B|/g_J$  dans le plan de la figure 2 est pris comme le barycentre de tous les points d'intersection des courbes  $C_i$ . On prend alors comme incertitude sur  $|A|/g_J$  et  $|B|/g_J$  la plus faible de celles qui peuvent être déterminées par la méthode de la figure 2.

Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau III.

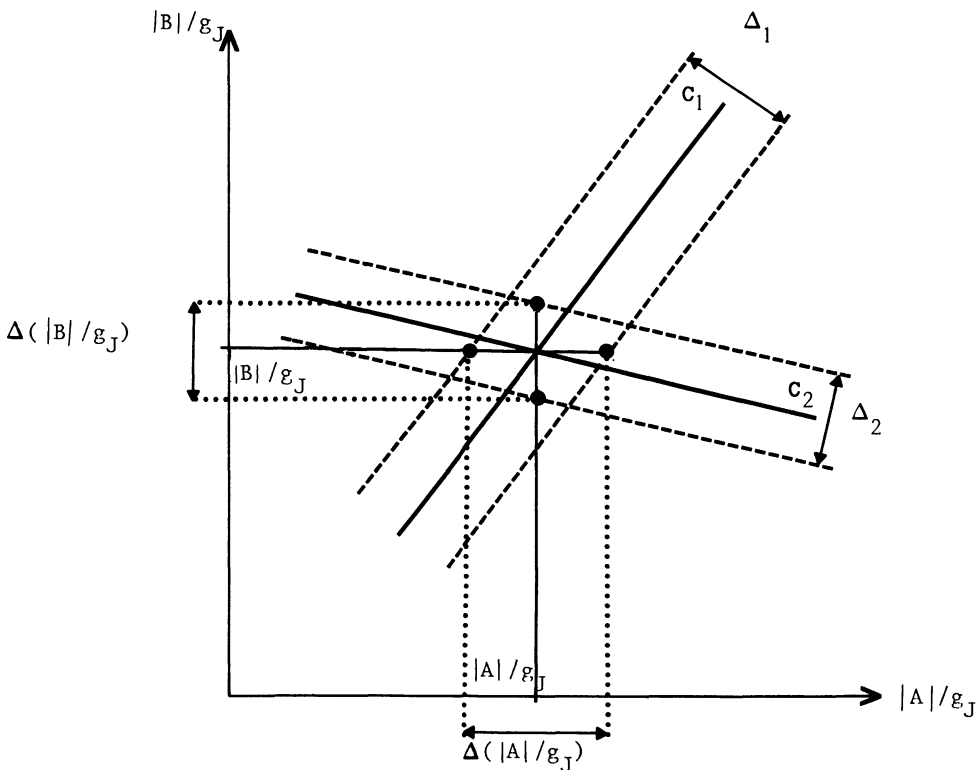


Fig. 2. — Détermination graphique de  $|A|/g_J, |B|/g_J$  et des incertitudes dans le cas d'un niveau du  $^{131}\text{Xe}$ .

[Graphical determination of  $|A|/g_J, |B|/g_J$  and uncertainties in the case of a level of  $^{131}\text{Xe}$ .]

Tableau III. — Structures hyperfines pour  $^{131}\text{Xe}$  (mK).[Hyperfine structures for  $^{131}\text{Xe}$  (mK).]

Niveau	Ce travail				$B$ calculé Liberman [12]
	$A/g_J$	$B/g_J$	$A$	$B$	
7p(3/2)2	6,900(5)	0,209(18)	9,329(8)	0,283(24)	0,4
7p(5/2)2	11,601(7)	7,276(26)	13,082(14)	8,204(30)	7,9

Le rapport  $A_{129} \cdot I_{129} / A_{131} \cdot I_{131}$  indépendant de  $g_J$  vaut ici  $-1,124\ 1(12)$  pour le niveau 7p(3/2)2 et  $-1,124\ 1(10)$  pour le niveau 7p(5/2)2. On sait que ce rapport doit en l'absence d'anomalie de structure hyperfine être égal au rapport  $\mu_{129} / \mu_{131}$  des moments magnétiques nucléaires, ce rapport mesuré par Brun *et al.* [14] vaut  $-1,124\ 85$ . Les anomalies de structures hyperfines étant sans doute négligeables dans le cas des niveaux étudiés [4] le bon accord observé entre ces trois valeurs peut être considéré comme une preuve de la bonne cohérence interne de nos résultats.

A notre connaissance il n'existait jusqu'à présent aucune détermination expérimentale des valeurs de  $A$  et  $B$  pour ces niveaux de  $^{131}\text{Xe}$ . L'accord entre les valeurs de  $B$  déterminées ici et celles calculées par Liberman [12] peut être considéré comme satisfaisant.

**4. Conclusion.** — Ces résultats viennent compléter les nombreux résultats obtenus au laboratoire sur les facteurs de Landé et structures hyperfines des niveaux des configurations  $np^5(n+1)p$  ou  $(n+2)p$  des gaz rares.

Des tentatives ont été faites pour étendre ces mesures aux niveaux de la configuration  $4p^5 6p$  du krypton. Les signaux de fluorescence se sont malheureusement avérés trop faibles pour pouvoir donner lieu à l'observation des croisements de niveaux. Les transitions permettant d'exciter ces niveaux donnent lieu par contre à des signaux très intenses en détection optogalvanique, aussi étudions-nous actuellement la possibilité de poursuivre ces mesures de structures hyperfines par des méthodes de spectroscopie optogalvanique sans effet Doppler.

**Remerciements.** — Les auteurs remercient le laboratoire René Bernas du C.S.N.S.M. Orsay pour la fourniture de xénon enrichi en isotopes impairs.

**Bibliographie**

- [1] GIACOBINO, E., *J. Physique-Lett.* **36** (1975) L-65 et thèse de doctorat d'état, Université Paris VI (1976).
  - [2] GIACOBINO, E., *J. Physique* **38** (1977) 1377.
  - [3] HUSSON, X. et GRANDIN, J. P., *J. Phys. B.* **11** (1978) 1393.
  - [4] HUSSON, X., GRANDIN, J. P. et KUCAL, H., *J. Physique* **40** (1979) 551.
  - [5] HUSSON, X., GRANDIN, J. P., *J. Phys. B.* **12** (1979) 3649.
  - [6] HUSSON, X., GRANDIN, J. P. et KUCAL, H., *J. Phys. B.* **12** (1979) 3883.
  - [7] ABU SAFIA, H., GRANDIN, J. P. et HUSSON, X., *J. Phys. B.* **14** (1981) 3363 et ABU SAFIA, H., Thèse de 3<sup>e</sup> cycle, Caen (1981).
  - [8] KUHL, J., TELLE, H., SCHIEDER, R. et BRINKMAN, U., *Opt. Commun.* **24** (1978) 251.
  - [9] MOORE, C. E., *Atomic energy levels NBS circular* vol. 3 (Washington, DC : US Govt Printing office).
  - [10] CHENEVIER, M. et MOSCOVITZ, P. A., *J. Physique* **35** (1974) 401.
  - [11] HUET, M., KUCAL, H., BIGEON, M. C. et HUSSON, X., *J. Physique* **40** (1979) 541.
  - [12] LIBERMAN, S., *J. Physique* **30** (1969) 53.
  - [13] JACKSON, D. A. et COULOMBE, M. C., *Proc. R. Soc. Lond. A* **335** (1973) 127.
  - [14] BRUN, E., OESER, J., STAUB, H. H. et TELSCHOW, C. G., *Phys. Rev.* **93** (1954) 904.
-