



**HAL**  
open science

# Mesure du facteur $g$ d'un état de rotation en couplage faible

C. Gerschel, N. Perrin, L. Valentin

► **To cite this version:**

C. Gerschel, N. Perrin, L. Valentin. Mesure du facteur  $g$  d'un état de rotation en couplage faible. Journal de Physique, 1973, 34 (10), pp.753-754. 10.1051/jphys:019730034010075300 . jpa-00207438

**HAL Id: jpa-00207438**

**<https://hal.science/jpa-00207438>**

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.

# LE JOURNAL DE PHYSIQUE

Classification  
Physics Abstracts  
12.10

## MESURE DU FACTEUR $g$ D'UN ÉTAT DE ROTATION EN COUPLAGE FAIBLE

C. GERSCHEL, N. PERRIN et L. VALENTIN

Institut de Physique Nucléaire, BP n° 1, 91-Orsay, France

(Reçu le 29 janvier 1973)

**Résumé.** — Nous avons mesuré, dans un champ extérieur de 3 950 Gauss, le facteur  $g = 1,4$  de l'état  $11/2^-$  à 535 keV de  $^{133}\text{La}$ . La valeur obtenue est comparée aux prédictions théoriques.

**Abstract.** — We have measured the  $g$  factor of the  $11/2^-$  level at 535 keV in  $^{133}\text{La}$  in an external field. The experimental result is discussed and compared to different possible models.

1. **Introduction.** — L'existence dans  $^{133}\text{La}$  d'un état de 60 ns de période à 535 keV pouvant être liée à une isométrie de forme dans ce noyau nous avait conduits à préciser les caractéristiques statistiques de cet état et en particulier son moment magnétique [1]. Nous ferons ici l'exposé de la méthode utilisée et l'interprétation de la valeur obtenue à la lumière de renseignements récents sur les noyaux de cette région [2].

2. **Présentation des mesures. Résultats.** — Cette mesure a été effectuée de façon classique par une méthode de corrélations angulaires différentielles perturbées dans un champ extérieur de 3 950 Gauss produit par un aimant permanent. La corrélation était mesurée simultanément à  $135^\circ$  et  $225^\circ$  et les informations stockées en ligne sur ordinateur IBM 360-50. La figure 1 indique la cascade des raies qui ont servi à la mesure.

— Mesures en source liquide  $(\text{NO}_3)_3\text{Ce}$ .

Pour s'affranchir des problèmes de relaxation, nous avons effectué les mesures en source de nitrate de  $\text{Ce}^{+++}$  liquide.

Au cours de deux différentes mesures, nous avons observé des oscillations avec la période suivante :

$$\begin{cases} \tau = 115 \pm 10 \text{ ns} \\ \tau = 120 \pm 10 \text{ ns} . \end{cases} \quad (\text{voir Fig. 2})$$

— Mesures en source liquide  $(\text{NO}_3)_4\text{Ce}$ .

On pouvait s'interroger sur la validité du moment magnétique déduit de telles mesures.

En effet, le lanthane est obtenu par désintégration radioactive du cérium par capture K. Or,  $\text{Ce}^{\text{III}}$  est paramagnétique alors que  $\text{La}^{\text{III}}$  est diamagnétique :

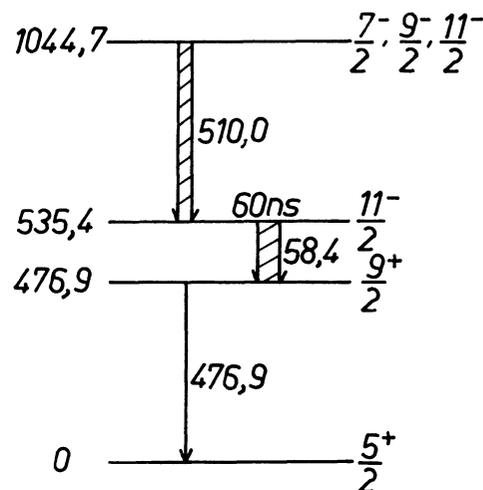


FIG. 1. — Schéma de niveau partiel de  $^{133}\text{La}$ . La cascade de transitions en traits pleins est celle utilisée pour la mesure.

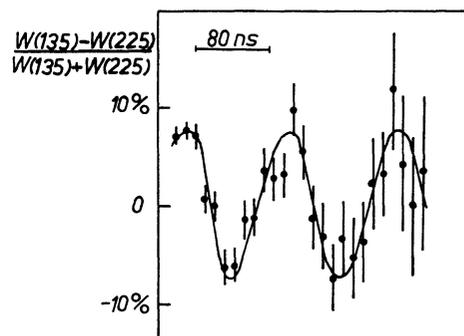


FIG. 2. — Anisotropie mesurée.

on doit donc se demander si le temps de réarrangement du cortège après la capture est long par rapport au temps d'interaction ( $\approx 100$  ns) auquel cas la valeur

du champ magnétique extérieur doit être corrigée du paramagnétisme du cérium soit  $B_{\text{eff}} \simeq 1,4 B_{\text{ext}}$ . Nous avons par conséquent effectué une autre mesure en source  $(\text{NO}_3)_4\text{Ce}$  où le cérium, ayant perdu son dernier électron 4 f, est diamagnétique. Le résultat obtenu est parfaitement en accord avec le précédent  $\tau = 115 \pm 10$  ns, ce qui permet de conclure que la mesure n'est pas perturbée car le temps de réarrangement est inférieur à une dizaine de nanosecondes.

On a adopté  $\tau = 122 \pm 10$  ns.

De ces mesures on déduit :  $g = 1,4$ .

Soit pour un état de spin  $11/2$   $\mu = 7,7$  magnétons.

**3. Discussion des résultats.** — 3.1 MOMENT MAGNÉTIQUE. — Des résultats récents obtenus par Stephens *et al.* [2] ont montré que cet état de spin  $11/2^-$ , et non  $3/2^-$  comme il avait été supposé au départ [3], pouvait être interprété en termes de couplage faible entre la particule et le cœur. En effet, dans ces noyaux intermédiaires où la déformation n'est pas très grande et pour les orbitales de Nilsson issues de la couche  $h 11/2$  (qu'on peut en première approximation considérer pures en  $j$ ), les effets de Coriolis importants dus à la rotation du cœur pair-pair vont affaiblir le couplage existant entre le cœur et la particule impaire.

On peut donc calculer le moment magnétique d'un tel état  $11/2^-$  dans l'hypothèse où  $R$  (caractérisant la rotation du cœur) et  $j$  (caractérisant la particule impaire) sont de bons nombres quantiques. La fonction d'onde de cet état s'écrit alors :

$$|IRM\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \times \sum_{\Omega=-j}^{+j} (-1)^{j-\Omega} \langle I\Omega j - \Omega | RO \rangle \mathcal{D}_{M\Omega}^I |j\Omega\rangle.$$

Dans le cas particulier de l'état  $11/2^-$  ( $I = J = 11/2$ ,  $R = 0$ ), on obtient :

$$\mu = \left(j - \frac{1}{2}\right) g_1 + \frac{1}{2} g_s. \quad (1)$$

Soit avec  $g_s = g_s$  libre,  $\mu_{\text{théorique}} = 7,8$  magnétons en excellent accord avec la valeur expérimentale. On peut remarquer que la formule (1) obtenue est caractéristique d'une description en couplage faible entre la particule impaire et le cœur quel que soit l'état de ce cœur. En effet, en couplage faible, le cœur ne contribue pas au magnétisme de l'état décrit. En particulier, si le cœur est purement vibrationnel, cette formule correspond à la valeur de Schmidt de l'état sphérique  $h 11/2$ .

Il est intéressant de comparer également le moment

magnétique expérimental avec la valeur théorique obtenue dans une situation plus classique où le proton impair serait sur l'orbitale de Nilsson  $11/2^-$  [505] pour une déformation négative ( $\eta \simeq -4$ ).

On trouve dans ce cas :

$$\mu = \frac{j}{j+1} \left[ \left(j - \frac{1}{2}\right) g_1 + \frac{1}{2} g_s + g_R \right] \quad (2)$$

soit pour  $g_R \simeq 0,4$  et  $g_s = g_s$  libre

$$\mu = 6,9 \text{ magnétons.}$$

Bien que l'accord avec la valeur expérimentale dans ce cas soit moins spectaculaire, la différence obtenue ne permet pas, à elle seule d'exclure cette dernière hypothèse. Il est néanmoins intéressant que le résultat apporte un appui supplémentaire à la théorie de Stephens [2]. On remarquera que, dans les deux cas, l'accord est d'autant meilleur que  $g_s$  est plus proche de  $g_s$  libre, ce qui est satisfaisant pour une orbitale  $h 11/2$ .

3.2 ANISOTROPIE MESURÉE. — Des mesures effectuées, on déduit également l'anisotropie de la corrélation angulaire soit :

$$A = \frac{W(135^\circ) - W(225^\circ)}{W(135^\circ) + W(225^\circ)} = -0,093 \pm 0,08$$

où  $W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$  et

$$\begin{cases} A_2 = A_2(58 \text{ keV}) \cdot A_2(510 \text{ keV}) \\ A_4 = A_4(58 \text{ keV}) \cdot A_4(510 \text{ keV}). \end{cases}$$

Les valeurs de  $A_2$  (58 keV) et  $A_4$  (58 keV) sont connues : la multipolarité de la transition de 58 keV est  $E_1 + 1\% M_2$  soit  $\delta^2 = 2,5 \times 10^{-4}$  soit en particulier  $A_4$  (58 keV)  $\simeq 1,4 \times 10^{-4}$ . Par conséquent  $A^4$  est négligeable et  $A$  s'écrit :

$$A = \frac{3 A_2}{4 + A_2} \text{ d'où } A_2 = -0,120 \pm 0,009.$$

A partir de cette valeur de  $A_2$  on peut faire des hypothèses quant au spin de l'état initial de la cascade à 1044,7 keV. Cet état est alimenté à partir d'un état  $9/2^-$  de  $^{133}\text{Ce}$ . On peut donc supposer que son spin est  $7/2$ ,  $9/2$  ou  $11/2$ . La valeur de  $A_2$  trouvée élimine pratiquement le spin  $7/2$  mais ne permet pas de trancher entre les spins  $9/2$  et  $11/2$ . Par contre, la valeur du mélange  $\delta^2$  mesurée à partir de  $A_2$  pour la transition de 510 keV dans l'un ou l'autre cas confirme bien qu'on a affaire à un mélange  $M_1 + E_2$  et que le niveau correspondant est de parité négative. Ce niveau doit par conséquent être issu du couplage de Coriolis entre la particule impaire (provenant de la couche  $h 11/2$ ) et le cœur en rotation. Des calculs en cours permettront de vérifier cette hypothèse.

### Bibliographie

[1] GERSCHEL, C., HUSSON, J. P., PERRIN, N., VALENTIN, L., Conférence Internationale sur les propriétés des états nucléaires. Montréal (1969) 83.

[2] STEPHENS, F. S., DIAMOND, R. M., LEIGH, J. R., KAMMURI, T. NAKAI, K., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 438.

[3] GERSCHEL, C., *Nucl. Phys. A* **108** (1968) 337.