Interprétation de l'effet magnétoélectrique dans TbAlO₃ à l'aide du modèle d'ising

G. Velleaud, M. Mercier

► To cite this version:

G. Velleaud, M. Mercier. Interprétation de l'effet magnétoélectrique dans TbAlO₃ à l'aide du modèle d'ising. Journal de Physique Lettres, 1975, 36 (10), pp.251-253. 10.1051/jphyslet:019750036010025100 . jpa-00231201

HAL Id: jpa-00231201

<https://hal.science/jpa-00231201>

Submitted on 1 Jan 1975

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
8.544

INTERPRÉTATION DE L'EFFET MAGNÉTOÉLECTRIQUE DANS TbAlO_3 A L'AIDE DU MODÈLE D'ISING

G. VELLEAUD et M. MERCIER

Institut Universitaire de Technologie, 03100 Montluçon, France

(Reçu le 11 juin 1975, accepté le 7 juillet 1975)

Résumé. — L'interprétation de l'effet magnétoélectrique de TbAlO_3 au voisinage de T_N est faite à l'aide du modèle d'Ising. Avec $\alpha/\alpha_0 = D(1 - T/T_N)^\beta$, on obtient $D = 1,5$ et $\beta = 0,32$. Par application d'un champ magnétique suivant différentes directions cristallographiques, l'effet magnétoélectrique permet également de mettre en évidence le comportement métamagnétique de ce composé.

Abstract. — The magnetoelectric effect of TbAlO_3 near T_N is studied within the Ising model approximation. With $\alpha/\alpha_0 = D(1 - T/T_N)^\beta$ we find $D = 1.5$ and $\beta = 0.32$. By applying a magnetic field along various directions, the magnetoelectric effect confirms the metamagnetic behaviour of TbAlO_3 .

1. Généralités. — TbAlO_3 de structure pérovskite cristallise dans le système orthorhombique $Pbmn$ avec quatre molécules par maille. Les ions terbium occupent les sites 4c. Les paramètres de la maille sont $a = 5,231 \text{ \AA}$; $b = 5,305 \text{ \AA}$; $c = 7,425 \text{ \AA}$ [1]. La maille magnétique est identique à la maille chimique. Les ions terbium s'ordonnent suivant les modes antiferromagnétiques $G_x A_y$ [2, 3] à $T_N = 3,9 \text{ K}$, les moments faisant un angle de 36° et 144° par rapport à la direction x . Nous avons déjà mis en évidence certaines caractéristiques magnétoélectriques de TbAlO_3 [4, 5]. Le groupe magnétique $Pb' n' m'$ autorise la présence d'un effet de premier ordre c'est-à-dire que l'aimantation induite J_∞ est proportionnelle au champ électrique inducteur E_∞ . A l'aide de considérations de symétrie magnétique et cristallographique, on déduit que les coefficients de susceptibilité magnétoélectrique sont α_{xx} , α_{yy} , α_{zz} , x , y et z étant les trois axes binaires de la maille respectivement selon a , b et c . Des mesures précises de α_{zz} en fonction de la température ont été faites sur un monocristal taillé en forme de parallélépipède rectangle dont les faces sont perpendiculaires aux axes de la maille (Fig. 1). Les courbes $\alpha_{xx}(T)$ et $\alpha_{yy}(T)$ sont semblables à celle de $\alpha_{zz}(T)$.

2. Interprétation de $\alpha_{zz}(T)$. — L'ion terbium, dont le multiplet fondamental est 7F_6 , est situé dans un champ cristallin de symétrie monoclinique C_{1h} qui divise l'état fondamental en treize singulets [6]. Pour Tb^{+++} l'expression du champ cristallin

$$V_c = (1 - x) V_z^0 + x V_z^2$$

FIG. 1. — $\alpha_{zz}(T)$ de TbAlO_3 avec un champ $H_z = 500 \text{ Oe}$ appliqué pendant le passage à T_N .

se réduit pratiquement à $V_c = V_z^0$ puisque x tend vers 0; les singulets se groupent alors en pseudo-doublets accidentels. Ainsi, bien que Tb^{+++} ne soit pas un ion de Kramers puisque la couche 4f possède un nombre pair d'électrons [7], l'état fondamental, seul occupé aux très basses températures, est un doublet [8]. Une telle situation se traduit par un moment de spin effectif $S' = \frac{1}{2}$. L'écart entre le doublet fondamental et le premier état excité est de

200 cm⁻¹ environ [8] tandis que la séparation entre les deux niveaux qui forment le doublet fondamental est de 4,6 cm⁻¹ environ [9].

On peut ainsi décrire les propriétés magnétiques de TbAlO₃, en phase ordonnée, à l'aide du modèle d'Ising qui traduit le caractère magnétique quasi-uniaxial [10].

Rado a montré, sur DyPO₄ [11, 12], que dans un tel cas la variation du coefficient magnétoélectrique au voisinage de T_N était liée à la variation de l'aimantation par la relation :

$$\alpha/\alpha_0 = (M/M_0) [1 - \Delta_0(1 - M/M_0)]$$

dans laquelle α_0 et M_0 sont les valeurs de α et M à $T = 0$ K et $2\Delta_0$, le rapport de l'écart non perturbé des niveaux du doublet fondamental à l'écart entre ce doublet et le premier état excité. Quand Δ_0 est petit, on a la relation simplifiée $\alpha/\alpha_0 = M/M_0$. Avec le modèle d'Ising, M/M_0 peut s'exprimer sous la forme [13, 14] :

$$M/M_0 = D(1 - T/T_N)^\beta.$$

Ainsi :

$$\alpha/\alpha_0 = D(1 - T/T_N)^\beta.$$

Dans le cas de TbAlO₃, nous avons vu que

$$\Delta_0 \simeq (4,6/200),$$

ce qui justifie ici la simplification de l'expression de α/α_0 .

Nous constatons (Fig. 2) qu'on peut parfaitement rendre compte de $\alpha_{zz}(T)$ à l'aide d'une telle expression. Comme on ne connaît pas exactement la valeur de α_0 , qu'on ne peut atteindre, on a étudié en pratique $\alpha(T)/\alpha(2\text{ K}) = D(1 - T/T_N)^\beta$.

FIG. 2. — Vérification du comportement de TbAlO₃ selon le modèle d'Ising à l'aide des valeurs expérimentales de α_{zz} au voisinage de T_N .

Les coefficients trouvés sont $D = 1,5$ et $\beta = 0,32$. D'après [7], les valeurs

$$D = 1,4 \pm 0,4 \quad \text{et} \quad \beta = 0,32 \pm 0,08$$

déterminées par des mesures spectroscopiques sont en très bon accord avec les nôtres.

Des résultats très voisins ont été trouvés pour DyAlO₃ [9], [15]. A l'aide de mesures de l'effet magnétoélectrique, on obtient dans ce cas,

$$D = 1,51 \pm 0,03 \quad \text{et} \quad \beta = 0,311 \pm 0,005.$$

3. Métamagnétisme. — Comme TbAlO₃ se comporte selon le modèle d'Ising, on peut obtenir le renversement des moments magnétiques sous l'action d'un champ magnétique continu. Les moments se retournent sur eux-mêmes mais restent dans les directions d'antiferromagnétisme définies plus haut, car les forces de couplage entre ions terres rares sont faibles et l'anisotropie très forte. Pour GdAlO₃ au contraire l'anisotropie est faible et les moments magnétiques s'alignent dans la direction du champ appliqué [8].

FIG. 3. — Comportement métamagnétique de TbAlO₃. Action sur α_{zz} d'un champ magnétique continu appliqué suivant x ($\theta = 0$) et y ($\theta = 90^\circ$).

Nous avons déjà mis en évidence le renversement des domaines antiferromagnétiques à 180° [5]. Il fait passer l'arrangement des moments magnétiques de modes $G_x A_y$ aux modes $F_x C_y$ [6]. Dans la direction x nous constatons que le champ seuil est plus petit que dans la direction y à T donnée (Fig. 3) conformément aux mesures magnétiques faites [6].

On constate que l'annulation de l'effet n'est pas instantanée. Il faut plusieurs secondes pour obtenir le renversement des moments magnétiques suivant la température à laquelle on fait l'expérience, les valeurs des champs électrique et magnétique appliqués pendant le refroidissement au passage à T_N et la durée de ce refroidissement.

Nous remercions Monsieur Paquin pour son excellente assistance technique.

Bibliographie

- [1] GELLER, S. et BALA, V. B., *Acta Crystallogr.* **9** (1956) 1019.
 - [2] MARESCHAL, J., SIVARDIÈRE, J., DE VRIES, G. F. et BERTAUT, E. F., *Congr. Int. Magn.* (Boston) 1967.
 - [3] BERTAUT, E. F., *Magnetism*, Vol. III, p. 150 (Academic Press), 1963.
 - [4] MERCIER, M. et CURSOUX, B., *Solid State Commun.* **6** (1968) 207.
 - [5] MERCIER, M. et BAUER, P., C.R. Coll. Int. *Eléments de terres rares* C.N.R.S. (1970).
 - [6] HOLMES, L., SHERWOOD, R. et VAN UITERT, L. G., *J. Appl. Phys.* **39** (1968) 1373.
 - [7] HÜFNER, S. HOLMES, L., VARSANYI, F. et VAN UITERT, L. G., *Phys. Rev.* **171** (1968) 507.
 - [8] SIVARDIÈRE, J., Thèse d'état. Université de Grenoble (1970).
 - [9] SCHUCHERT, H., HÜFNER, S. et FAULHABER, R., *Z. Phys.* **222** (1969) 105.
 - [10] BERTAUT, E. F. et MERCIER, M., *Mater. Res. Bull.* **6** (1971) 907.
 - [11] RADO, G. T., *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 644.
 - [12] RADO, G. T., *Solid State Commun.* **8** (1970) 1349.
 - [13] ESSAM, J. W. et SYKES, M. F., *Physica* **29** (1963) 378.
 - [14] BAKER, G. A. et DAUNT, D. S., *Phys. Rev.* **155** (1967) 545.
 - [15] HOLMES, L. M., VAN UITERT, L. G. et HULL, G. W., *Solid State Commun.* **9** (1971) 1373.
 - [16] VELLEAUD, G. et MERCIER, M., à paraître dans *Solid State Commun.*
-