Propriétés magnétiques anisotropes du composé $\text{Tb}_{0,37}\text{Y}_{2,63}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

M. Lahoubi, G. Fillion

► To cite this version:

M. Lahoubi, G. Fillion. Propriétés magnétiques anisotropes du composé $\text{Tb}_{0,37}\text{Y}_{2,63}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Journal de Physique IV Proceedings, 1997, 07 (C1), pp.C1-287-C1-288. 10.1051/jp4:19971113 . jpa-00254753

HAL Id: jpa-00254753

<https://hal.science/jpa-00254753>

Submitted on 1 Jan 1997

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.

Propriétés magnétiques anisotropes du composé $\text{Tb}_{0,37}\text{Y}_{2,63}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

M. Lahoubi et G. Fillion*

Laboratoire de Magnétisme, Institut de Physique, Université de Annaba, BP. 12, El-Hadjar, 23000 Annaba, Algérie

** Laboratoire de Magnétisme Louis Néel, CNRS-UJF, 25 avenue des Martyrs, BP. 166, 38042 Grenoble cedex 9, France*

Résumé. Des mesures d'aimantation ont été effectuées sur le composé monocristallin $\text{Tb}_{0,37}\text{Y}_{2,63}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ dans l'intervalle de température 4.2K-300K en appliquant des champs magnétiques statiques selon les directions cristallographiques $\langle 111 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$. La comparaison des variations isothermes de l'aimantation en champs moyens (80 koe) a permis de montrer qu'en dessous de 120K, $\langle 100 \rangle$ est bien la direction facile spontanée. La forte anisotropie de l'aimantation qui apparaît en dessous de 60K semble liée à l'existence d'une structure non colinéaire spontanée des moments de terbium. Lorsqu'un champ magnétique intense (200koe) est appliqué selon la direction $\langle 100 \rangle$, deux transitions magnétiques apparaissent à 4.2K et disparaissent au delà de 16K. La première transition au champ critique $H_c=125\text{koe}$ qui présente les caractéristiques d'une transition du type "crossover" est analysée suivant le modèle théorique de Cooper. La deuxième transition au champ critique $H_c=177\text{koe}$ s'explique par une réorientation de spin des sous réseaux fers en phase oblique. On montre enfin qu'un modèle pour les composés Tb-YIG se rapproche plutôt d'un modèle XY que d'un modèle d'Ising.

1. ASPECT EXPERIMENTAL

Des mesures d'aimantation ont été effectuées sur une sphère monocristalline (diamètre = 3.1mm) de ferrite grenat de terbium substitué à l'Yttrium de formule $\text{Tb}_{0,37}\text{Y}_{2,63}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ de masse 41.3mg, en utilisant deux appareillages différents par la gamme de champ mais qui utilisent la méthode d'extraction axiale de l'échantillon en pratiquant des variations thermiques entre 1.5K et 300K. Le premier appareillage produit un champ magnétique continu maximum de 80koe qui est fourni par une bobine supraconductrice. Le second appareillage permet d'effectuer des mesures jusqu'à 200koe en champ continu au moyen d'une bobine résistive. Le champ magnétique est appliqué suivant les directions cristallographiques $\langle 111 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$. Ces orientations s'obtiennent par la méthode de Laue avec une incertitude qui n'excède le degré. Les résultats sont présentés en fonction du champ magnétique interne H que l'on obtient en retranchant au champ magnétique appliqué le champ démagnétisant calculé à partir du facteur de champ démagnétisant d'une sphère. L'aimantation M est défini en magnéton de Bohr pour deux formules $\text{Tb}_{0,37}\text{Y}_{2,63}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

2. RESULTATS ET DISCUSSION

Les variations isothermes de l'aimantation selon les directions $\langle 111 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$ en champs moyens (80koe) sont reportées sur la figure 1a. Selon la direction $\langle 111 \rangle$, on observe des lois d'aimantation correspondant à des processus d'aimantation par rotation de l'aimantation à partir de la direction spontanée. Nous pouvons donc définir par extrapolation en champ interne nul d'une part l'aimantation $M_0\langle 111 \rangle$ pour les champs faibles et d'autre part l'aimantation à saturation technique $M_S\langle 111 \rangle$ pour les champs élevés. On constate que ces aimantations se rejoignent à partir de 100K et coïncident au delà de 120K. L'approche à saturation plus rapide selon $\langle 100 \rangle$ montre que cette direction est bien la plus facile en dessous de 120K. Elle le reste jusqu'à très basse température comme l'atteste la comparaison des courbes à 1.5K. La valeur de $M_S\langle 100 \rangle$ vaut $4.88 \pm 0.05\mu_B/\text{mole}$ à 1.5K, ce qui donne $5.12 \pm 0.05\mu_B/\text{mole}$ pour la résultante M_R des moments de terbium. Ceci correspond à une réduction moyenne de moment de 23% par rapport à l'ion libre. Selon toute vraisemblance, la structure magnétique spontanée des moments terres rares est donc non colinéaire à basse température. Au dessus de 60K, les courbes se rejoignent au delà de 10koe et coïncident en champs plus élevés. Elles mettent en évidence une forte anisotropie de l'aimantation $\Delta M_a = M_S\langle 100 \rangle - M_S\langle 111 \rangle$ qui devient non mesurable par cette méthode au delà de cette température.

Figure 1 : a- Mesures d'aimantation selon $\langle 111 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$ en champs moyens (80 koe) à 1.5, 60 et 100K.
b- Mesures d'aimantation selon $\langle 100 \rangle$ en champs intenses (200 koe) à 4.2 et 12K.

Les courbes tracées sur la figure 1b mettent en évidence deux transitions magnétiques qui sont bien marquées à 4.2K avec des variations d'aimantation importantes, mais qui disparaissent à 16K. Cooper [1] a fait remarquer que pour certains composés de terres rares, les niveaux d'énergie des ions terre rare pouvaient se croiser sous l'effet du champ, entraînant une transition avec saut d'aimantation si la température est suffisamment basse. Une telle situation semble être réalisée dans les ferrites grenats substitués de $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{IG}$ pour des concentrations $x < 0.5$ [2, 3] et ce phénomène ("crossover") a été invoqué comme explication possible de certains sauts d'aimantation observés sur le composé $x = 0.26$ [4, 5]. Mais l'analyse faite par Nekvasil et al [6] ne permet pas de conclure définitivement en raison de la nature transitoire du champ pulsé utilisé dans les mesures. Il montre cependant qu'il faut tenir compte de l'anisotropie de l'échange si on veut rendre compte théoriquement de telles transitions. Dans notre cas, la première transition que nous observons en champ statique sur notre échantillon au champ critique $H_{c1} = 125\text{koe}$ semble présenter toutes les caractéristiques d'une transition due à un tel "crossover" : i) il n'y a pas d'hystérésis observé qui serait contraire à la nature microscopique du phénomène ; ii) le point d'inflexion se produit au même champ qu'elle que soit la température ; iii) l'évolution rapide des courbes avec la température correspond bien avec le modèle théorique simple de Cooper. La deuxième transition qui s'amorce pour un champ critique plus élevé ($H_{c2} = 177\text{koe}$) présente une hystérésis de 5koe à 4.2K qui disparaît au delà de 12K ($H_{c2} = 183\text{koe}$). Il est donc vraisemblable que se soit une réorientation du fer en phase oblique. En l'absence d'anisotropie, le champ critique serait en effet égale à $|n|M_S \approx 100\text{koe}$ à 0K. Comme le champ est selon une direction facile et que l'énergie d'anisotropie est du même ordre de grandeur que l'échange, le champ de transition théorique peut être de 1.5 fois à 2 fois plus grand et la transition peut devenir du type métamagnétique avec un hystérésis prononcé, ce qui est bien le cas.

D'après les deux moments m_1 et m'_1 trouvés pour "le double parapluie" selon $\langle 111 \rangle$ dans TbIG [7], en peut en tenant compte d'un modèle quadratique [8], extrapoler une valeur assez approchée du moment m_3 à savoir $m_3 = m'_3 = 8.1\mu_B$. Avec une réduction moyenne de moment qui correspond à un moment résultant de $6.93\mu_B/\text{Tb}$, on a $m_1 = 8.5\mu_B$ avec un angle de 41.8° avec l'axe $\langle 001 \rangle$ du champ. Notons que si l'angle est de 45° , c'est à dire m_1 aligné exactement sur $\langle 011 \rangle$, le moment m_1 serait de $8.97\mu_B$, ce qui est encore tout à fait plausible car cela correspond à l'hypothèse $g_y = 0$. Un modèle pour les substitués au terbium se rapproche donc plutôt d'un modèle XY que d'un modèle d'Ising comme les substitués à l'holmium [9].

Remerciements

Nous remercions M. Guillot (LCMI Grenoble) de nous avoir prêté l'échantillon élaboré par J.M. Desvignes (LMOS CNRS Bellevue) et J.C Picoche (LCMI Grenoble) de nous avoir donné accès aux champs intenses.

Références

- [1] Cooper B. R., *Phys. Lett* **22** (1966) 244-245.
- [2] Lagutin A. S. and Dmitriev A. V., *Sov. Phys. Solid State* **30** (1988) 1705-1709.
- [3] Guillot M., Marchand A., Desvignes J. M., Le Gall H., Merceron T. and Guillaud M., *Z. Phys. B* **74** (1989) 335-339.
- [4] Demidov V. G., Levitin R. Z. and Popov Yu. F., *Sov. Phys. Solid State* **18** (1976) 347.
- [5] Valiev U. V., Krinchik G. S., Levitin R. Z. and Mukimov K. M., *JETP. Lett* **29** (1979) 214-218.
- [6] Nekvasil V., Roskovec V. and Zounová F., *J. Appl. Phys* **49** (1978) 1471-1473.
- [7] Lahoubi M., Guillot M., Marchand A., Tchéou F. and Roudaut E., *I.E.E.E Trans. Magn. Mag* **20** (1984) 1518-1520.
- [8] Lahoubi M., Structures Magnétiques non colinéaires et transitions de phases dans les grenats ferrimagnétiques de Terbium et d'Yttrium (Thèse de Doctorat d'Etat, Université Joseph Fourier, 1986) pp 215-224.
- [9] Zvezdin A. K., Mukhin A. A. and Popov A. I., *Sov. Phys. JETP* **45** (1977) 573-580