

# ÉTUDE DE L'ANISOTROPIE DU MANGANITE DE FER PAR DIFFRACTION DE NEUTRONS A 4,2 °K

B. Boucher, R. Buhl, M. Perrin

► **To cite this version:**

B. Boucher, R. Buhl, M. Perrin. ÉTUDE DE L'ANISOTROPIE DU MANGANITE DE FER PAR DIFFRACTION DE NEUTRONS A 4,2 °K. Journal de Physique Colloques, 1971, 32 (C1), pp.C1-322-C1-323. <10.1051/jphyscol:19711106>. <jpa-00213921>

**HAL Id: jpa-00213921**

**<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00213921>**

Submitted on 1 Jan 1971

**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.

## ÉTUDE DE L'ANISOTROPIE DU MANGANITE DE FER PAR DIFFRACTION DE NEUTRONS A 4,2 °K

par B. BOUCHER, R. BUHL (\*) et M. PERRIN (\*)

Service de Physique du Solide et de Résonance Magnétique, Centre d'Etudes, Nucléaires de Saclay,  
B. P. n° 2, 91, Gif-sur-Yvette, France

**Résumé.** — Les mesures de diffraction de neutrons avaient déjà permis de déterminer la structure magnétique de  $\text{FeMn}_2\text{O}_4$  à 4,2 °K, les moments adoptent un arrangement pyramidal distordu, l'aimantation résultante n'est colinéaire à aucun d'entre eux et est voisine ( $\sim 4^\circ$ ) de la direction [101]. A 4,2 °K, il y a donc 8 domaines correspondant aux directions de facile aimantation équivalentes mais les configurations magnétiques diffèrent par une permutation de moments  $B$  en passant d'une direction à une autre. Les constantes d'anisotropie peuvent être calculées à partir des variations des intensités magnétiques des raies de diffraction 101, 112 et 200 en fonction du champ magnétique appliqué suivant le vecteur de diffusion  $K$ , quand ce champ est devenu assez grand pour que les cristallites bien orientés soient devenus monodomaines. Les énergies d'anisotropie s'écrivent :  $K_1 \sin^2 2\alpha + K_2 \sin^2 4\alpha$  dans le plan (001) et  $C(0,125 + \sin^2 \varphi - 0,5 \sin^2 2\varphi)$  dans le plan (010), avec  $K_1 = 3 \times 10^4$ ,  $K_2 = -7,5 \times 10^3$  et  $C = 10^6$  ergs/g. En appliquant directement les résultats théoriques concernant les structures magnétiques anisotropes dans les spinelles, à  $\text{FeMn}_2\text{O}_4$ , on trouve les configurations magnétiques en fonction de leur direction dans l'espace cristallin. On détermine : la contribution de chacun des 8 domaines aux intensités magnétiques des raies 101, 112 et 200 depuis  $H = 0$ , les champs seuils de disparition des domaines et les variations de leurs volumes relatifs.

**Abstract.** — The magnetic structure of  $\text{FeMn}_2\text{O}_4$  at 4.2 °K has already been determined by neutron diffraction measurements. The moments have a distorted pyramidal arrangement, the resulting magnetization is not collinear to any of the individual moments and lies near ( $\sim 4^\circ$ ) to the [101] direction. At 4.2 °K there are eight domains corresponding to the eight equivalent easy axes but the magnetic configurations differ between domains by a permutation of the  $B$  moments. The anisotropy constants can be calculated from the variations of the magnetic intensities of the 101, 112 and 200 neutron diffraction peaks as a function of the magnetic field applied along the  $K$  diffusion vector, the field being large enough to give a single domain crystal. (The anisotropy energies are :  $K_1 \sin^2 2\alpha + K_2 \sin^2 4\alpha$  in a (001) plane and  $C(0,125 + \sin^2 \varphi - 0,5 \sin^2 2\varphi)$  in the (010) plane, where  $K_1 = 3 \times 10^4$ ,  $K_2 = -7,5 \times 10^3$  and  $C = 10^6$  ergs/g. The theory relative to the anisotropic magnetic structures in spinels can be directly applied to  $\text{FeMn}_2\text{O}_4$  to find the magnetic configurations as a function of their directions in crystal space. The contributions of each of the eight domains to the magnetic intensities of the 101, 112 and 200 peaks from  $H = 0$  to 15 kOe, the critical fields for the disappearance of the domains and the variations of their relative volumes are determined.

La préparation et la structure du spinelle quadratique ( $D_{4h}^{19}$ )  $\text{FeMn}_2\text{O}_4$  ont déjà été décrites [1, 2]. Rappelons cependant que le manganite de fer préparé par trempe à 1 250 °C puis recuit à 200 °C possède une structure magnétique pyramidale distordue à 4,2 °K ne possédant qu'un plan de symétrie de la forme (010). Nous décrivons ici brièvement l'action d'un champ magnétique à 4,2 °K sur ce composé.

La direction de facile aimantation de  $\text{FeMn}_2\text{O}_4$  n'est pas une direction cristallographique simple mais est voisine ( $4^\circ$ ) de la direction [101], ceci est dû à la non-colinéarité des moments résultants des sites tétraédriques A (ferromagnétiquement ordonnés) et des sites octaédriques B (arrangement pyramidal). Il existe donc dans chaque cristallite quadratique 8 directions de facile aimantation équivalentes correspondant chacune à un domaine. Or il a été trouvé expérimentalement que suivant la direction de l'aimantation, la configuration des moments des sous-réseaux magnétiques octaédriques, bien que conservant globalement la même symétrie, subit des permutations internes. Un arrangement pyramidal des moments  $B : B_1, B_2, B_3, B_4$ , quand l'aimantation résultante générale est voisine de la direction [101] devient par exemple  $B_4, B_1, B_2, B_3$  suivant la direction [011] ou encore  $B_1, B_4, B_3, B_2$  suivant la direction [101]. Une telle situation s'explique très bien en considérant que la structure est définie par l'anisotropie d'échange et locale comme cela avait été également trouvé dans le cas de  $\text{CrMn}_2\text{O}_4$  [3].

Les domaines magnétiques correspondant aux différentes directions de facile aimantation sont donc caractérisés chacun par une configuration propre de moments et, les parois les séparant sont des parois dites « avec flipping » puisqu'elles sont constituées non seulement par la rotation progressive de l'aimantation globale mais aussi par le réarrangement du motif magnétique. Il est nécessaire de tenir compte de tous ces faits pour l'interprétation des courbes de variation d'intensité des raies de diffraction de neutrons en fonction du champ appliqué suivant le vecteur de diffusion  $K$ .

Lorsque le champ magnétique est devenu suffisamment grand pour qu'il ne subsiste plus qu'un monodomaine dans les cristallites en position de réflexion, il est possible de calculer les lois d'énergie d'anisotropie, la précision n'est cependant pas très grande en raison de l'erreur expérimentale sur la valeur de l'intensité de diffraction magnétique des raies. Cette précision est beaucoup améliorée si l'on tient compte des champs seuils de disparition des domaines, ceux-ci dépendent en effet très fortement des valeurs des constantes d'anisotropie. L'étude des raies 101, 112 et 200 en fonction du champ appliqué suivant  $K$  et d'intensité supérieure à celle du champ seuil de disparition du dernier domaine défavorisé, conduit aux expressions suivantes des énergies d'anisotropie :

— dans le plan (001) :

$$E = K_1 \sin^2 2\alpha + K_2 \sin^2 4\alpha,$$

$\alpha$  étant l'angle entre les projections dans le plan (001) de la direction de facile aimantation et de l'aiman-

(\*) Laboratoire de Magnétisme, Faculté des Sciences, Tour 22, 11, quai Saint-Bernard, 75, Paris 5<sup>e</sup>.

tation du motif (cf. Fig. 1),  $K_1$  et  $K_2$  sont respectivement :  $3 \times 10^4$  ergs/g et  $-7,5 \times 10^3$  ergs/g. Ces

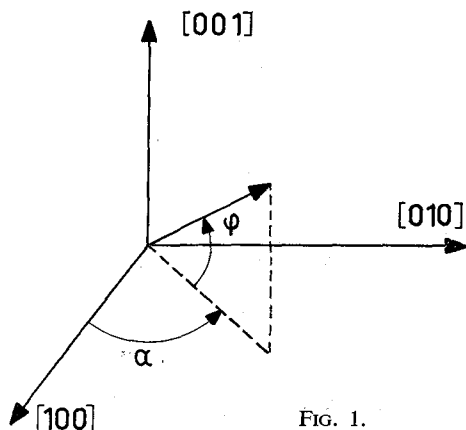


FIG. 1.

valeurs remarquables permettent à l'énergie de s'écrire sous la forme très simple :  $E = 3 \times 10^4 \sin^4 2\alpha$  ;  
— dans les plans (hkO) :

$$E = C(0,125 + \sin^2 \varphi - 0,5 \sin^2 2\varphi),$$

$\varphi$  étant l'angle entre l'aimantation du motif et le plan (001). On trouve :  $C = 10^6$  ergs/g qui montre donc une forte anisotropie.

Connaissant donc les expressions de l'énergie d'anisotropie, on recalcule *a posteriori* les champs seuils de disparition des différents domaines. La figure 2 donne à titre d'exemple la variation de l'intensité magnétique de la raie 101. Pour pouvoir calculer la courbe entière c'est-à-dire depuis  $H = 0$ , il faut connaître la contribution de chacun des domaines à l'intensité globale de la raie. Pour une valeur du champ, l'intensité magnétique d'un domaine est fonction de :

1) La configuration des moments des sous-réseaux octaédriques qui dépend de la direction de facile aimantation considérée et que nous connaissons théoriquement et expérimentalement.

2) La direction du motif par rapport au vecteur de diffusion selon lequel est appliqué le champ, elle est connue pour toutes valeurs de champ grâce aux énergies d'anisotropie que nous venons de calculer.

3) Enfin du volume du domaine considéré variant par déplacement de parois sous l'action du champ.

Seul ce dernier paramètre est à déterminer. Cela a été fait pour les trois raies : 101, 112 et 200 ; nous ne pouvons présenter ici, faute de place, que les résultats concernant la raie 101 : la figure 3 représente les variations des volumes relatifs des 8 domaines en fonction du champ appliqué. Ces derniers résultats nous permettent de calculer complètement la variation de l'intensité magnétique de la raie 101 représentée à la figure 2 par la courbe en trait plein ; l'accord est excellent. On peut noter que les champs seuils  $H_{S1}$  et  $H_{S3}$  se traduisent par une cassure assez nette de la courbe alors que  $H_{S2}$  n'est pas directement visible, ceci s'explique très bien par le fait que les intensités dues aux domaines à  $\alpha = 180^\circ$  et  $\alpha = 0^\circ$  ( $\varphi = -30^\circ$ )

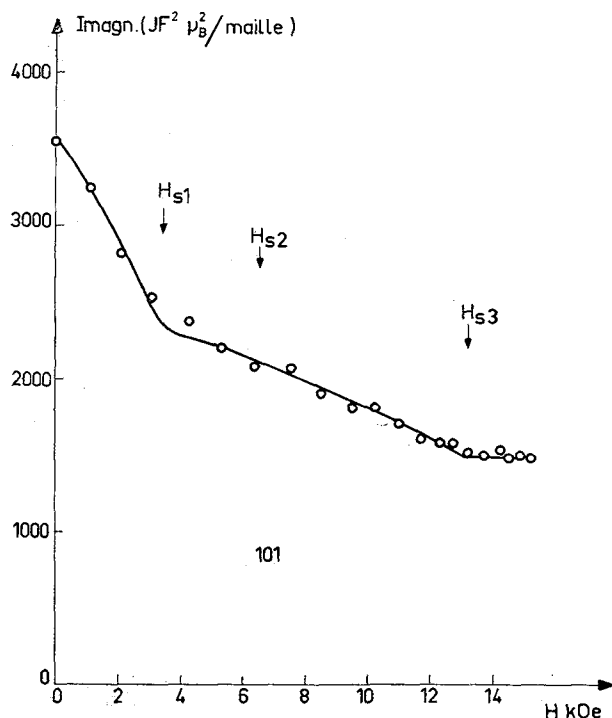


FIG. 2. — Variation de l'intensité magnétique de la raie 101 en fonction du champ appliqué suivant K.

Champs seuils de disparition des domaines :  $H_{S1} = 3,4$  kOe pour les motifs à  $\alpha = \pm 90^\circ$ ,  $\varphi = \pm 30^\circ$ ,  $H_{S2} = 6,2$  kOe pour  $\alpha = 180^\circ$ ,  $\varphi = \pm 30^\circ$ ,  $H_{S3} = 13,1$  kOe pour  $\alpha = 0^\circ$  et  $\alpha = 180^\circ$ ,  $\varphi = \pm 30^\circ$ ,  $H_{S3} = 13,1$  kOe pour  $\alpha = 0^\circ$  et  $\varphi = -30^\circ$ .

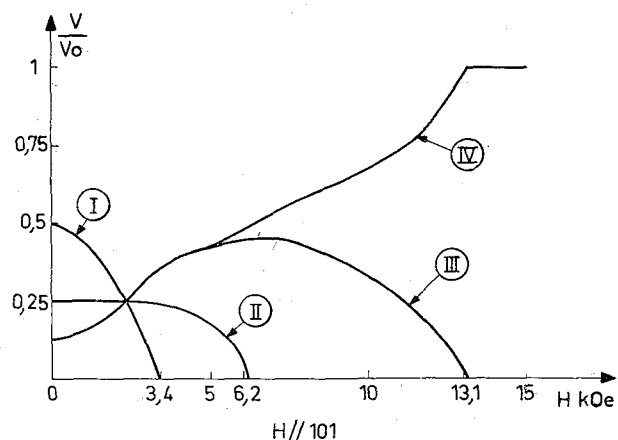


FIG. 3. — Variation des volumes relatifs des différents domaines en fonction du champ appliqué suivant 101

- |                                       |                          |
|---------------------------------------|--------------------------|
| I. domaines à $\alpha = \pm 90^\circ$ | $\varphi = \pm 30^\circ$ |
| II. domaines à $\alpha = 180^\circ$   | $\varphi = \pm 30^\circ$ |
| III. domaine à $\alpha = 0^\circ$     | $\varphi = -30^\circ$    |
| IV. domaine à $\alpha = 0^\circ$      | $\varphi = +30^\circ$    |

sont peu différentes, les variations de volume ont donc peu d'effet sur leur total.

L'accord sur les deux autres raies est également bon et on voit donc ainsi qu'il est possible grâce à la diffraction de neutrons de déterminer les paramètres d'anisotropie magnétocristalline sur les échantillons polycristallins.

#### Bibliographie

- [1] BUHL (R.), *J. Phys. Chem. Solids*, 1969, **30**, 805.  
[2] BOUCHER (B.), BUHL (R.) et PERRIN (M.), *J. Applied Physics*, 1969, **40**, 1126.  
[3] BUHL (R.), Thèse, Paris, 1969.