HAL
open science

Étude par diffraction de neutrons de l'antiferromagnétisme hélicoïdal du spinelle ZnCr2Se4 en présence d'un champ magnétique

René Plumier

To cite this version:

René Plumier. Étude par diffraction de neutrons de l'antiferromagnétisme hélicoïdal du spinelle ZnCr2Se4 en présence d'un champ magnétique. Journal de Physique, 1966, 27 (3-4), pp.213-219. 10.1051/jphys:01966002703-4021300 . jpa-00206390

HAL Id: jpa-00206390

https://hal.science/jpa-00206390

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.

ÉTUDE PAR DIFFRACTION DE NEUTRONS DE L'ANTIFERROMAGNÉTISME HÉLICOÏDAL DU SPINELLE $ZnCr_2Se_4$ EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE

Par René PLUMIER,

Service de Physique du Solide et de Résonance Magnétique,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay, France.

Résumé. — Le composé spinelle normal $ZnCr_2Se_4$ est un hélimagnétique dont le vecteur de propagation est [001]. Les spins sont situés dans le plan des feuillets (00l) et l'angle entre les spins appartenant à des feuillets adjacents est de $42^o \pm 1^o$. Nous étudions, par diffraction des neutrons, les effets d'un champ magnétique sur les satellites $(000)^{\pm}$, $(111)^{-}$ et $(111)^{+}$. Pour un champ d'environ 3 kŒ se produisent des déplacements de parois des domaines antiferromagnétiques à 90° ; seuls subsistent les domaines pour lesquels la normale au plan des feuillets est la plus voisine de la direction du champ. Pour ces mêmes valeurs de champ, l'axe de rotation des spins s'aligne dans la direction du champ. Ce comportement permet de fixer l'ordre de grandeur de l'énergie associée aux parois de Bloch, du champ d'anisotropie (quelques centaines d'oersteds), et de rendre compte de la croissance linéaire de l'aimantation en fonction du champ. Pour des valeurs plus élevées de champ, les spins se courbent en direction du champ. L'alignement progressif des spins que nous mettons en évidence dans des champs de 10 à 15 kŒ, serait complet pour un champ de 64 kŒ. Des effets d'hystérésis associés aux mouvements de parois sont mis en évidence. Nous déterminons enfin les constantes d'échange entre premiers, seconds et troisièmes voisins.

Abstract. — Normal spinel $ZnCr_2Se_4$ has an helical spin structure with propagation vector [001]. The spins lie in (00l) ferromagnetic sheets, the turning angle between nearest neighbour sheets being $42^o \pm 1^o$. In the following, we study the effects of a magnetic field on the $(000)^{\pm}$, $(111)^{-}$ and $(111)^{+}$ satellites.

For fields intensity of about 3 kŒ, boundaries motions of 90° antiferromagnetic domains occur ; after the switching, only remain those domains for which the normal to the plane of the sheets is the nearest to the direction of the field. In that field range, there is also a tilting of the spin rotation axis towards the field direction. That behaviour allows an approximative determination of the potential energy at Bloch walls, of the anisotropy field (a few hundreds of oersteds) and explains the linear increase of the magnetization as a function of the field.

At higher fields values, spins canting towards field direction occurs. That behaviour that we may observe for fields of 10 to 15 kŒ should be completed for a field of about 64 kŒ. Hysteresis effects connected to boundaries motions are studied. Finally exchange coefficients for magnetic interactions between first, second and third neighbours are also determined.

I. **Introduction.** — Nous avons précédemment signalé [1] qu'une étude par diffraction des neutrons du composé spinelle normal cubique $ZnCr_2Se_4$ (1) révèle qu'il s'agit d'un hélimagnétique [2]. Le vecteur de propagation $\boldsymbol{\tau}$ est dirigé perpendiculairement aux feuillets ferromagnétiques (00l) ; l'angle entre les spins appartenant à deux feuillets adjacents est égal à 42°.

Une étude en champ pulsé de ce composé [3] a montré que l'aimantation est une fonction pratiquement linéaire du champ, la saturation étant atteinte pour un champ de 64 000 oersteds (*fig.* 9). Ce résultat ainsi que des mesures précises de susceptibilité [4, 5] nous ont incité à poursuivre par diffraction des neutrons l'étude de $ZnCr_2Se_4$ en présence d'un champ magnétique.

(1) Cette étude a été réalisée sur un échantillon fourni par M. Lotgering des Laboratoires Philips à Eindhoven.

II. **Étude expérimentale.** — 1) Rappelons que les réflexions magnétiques liées à une structure hélicoïdale de spins apparaissent sous forme de satellites des réflexions nucléaires fondamentales [6]. Ceci ressort directement de l'examen du réseau réciproque. Si les feuillets ferromagnétiques ont pour indices (00l), le vecteur de propagation $\boldsymbol{\tau}$ est parallèle à 0^*_z et l'on obtient, par exemple à partir des nœuds nucléaires (000) et (111), les nœuds magnétiques de la figure 4 (2).

Le spectre de diffraction de $ZnCr_2Se_4$ observé à 4,2 °K est reproduit sur les figures 1 et 2 (3) ; nous

(2) Nous aurions pu indifféremment choisir pour ces feuillets les indices (h00) et (0k0) ; le vecteur $\boldsymbol{\tau}$ est alors aligné respectivement suivant 0^*_x ou 0^*_y.

(3) La méthode de raffinement des moindres carrés entreprise sur $ZnCr_2Se_4$, $CuCr_2Se_4$ et PbSe fournit systématiquement $b_{Se} = 0{,}79 \times 10^{-12} \pm 0{,}01$, soit une

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphys:01966002703-4021300

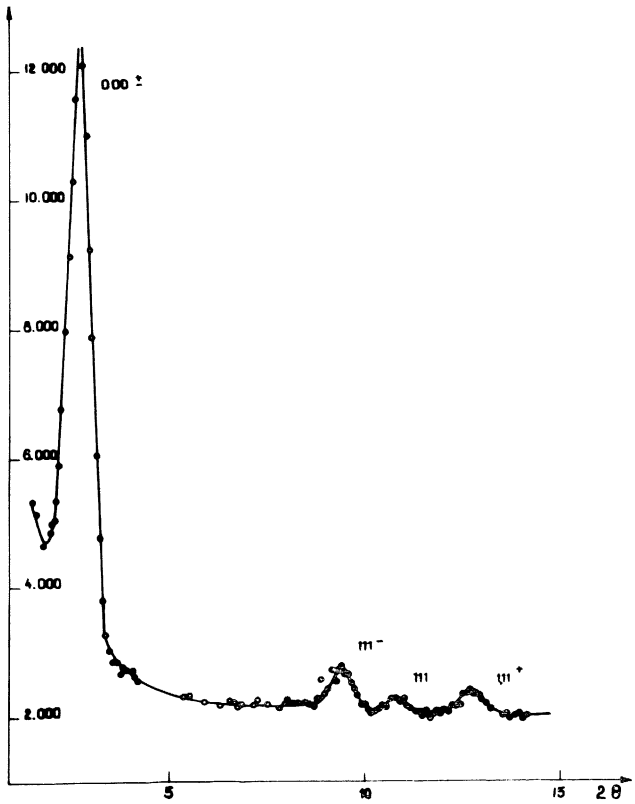

FIG. 1. — Spectre de $ZnCr_2Se_4$ à 4,2 °K.

tiques en fonction de la température confirme ce résultat et montre que τ est indépendant de T.

Le champ maximal dont nous disposons au spectromètre à diffraction d'EL-3 est de l'ordre de 15 kOe. Ce champ est orienté dans la direction du vecteur de diffusion. Nous étudions l'influence du champ magnétique successivement sur les satellites $(000)^{\pm}$ (§ II-3) et sur les satellites $(111)^{+}$ et $(111)^{-}$ (§ II-4) ; nous observons que τ est indépendant de H.

2) Pour un cristal à symétrique cubique, il est essentiel de remarquer que, dans une expérience effectuée sur poudre, l'application d'un champ magnétique dans la direction du vecteur de diffusion dont les cosinus directeurs sont ($\sin\psi \cos\eta$, $\sin\psi \sin\eta$, $\cos\psi$) s'effectue simultanément dans toutes les directions qui s'obtiennent à partir de la précédente par permutation de ces cosinus directeurs (nous nous limitons à l'octant de la figure 4). Ceci est un résultat général de la diffraction sur poudre, une réflexion sur le spectre de diffraction provenant à la fois de N cristallites en position de réflexion (hkl), (lkh), etc... En particulier lorsque nous appliquons le champ magnétique dans la direction du vecteur de diffusion du satellite $(000)^{\pm}$ auquel correspond un nœud sur 0_z^* nous l'appliquons simultanément dans les directions 0_x^* et 0_y^*.

Dans l'espace direct, ceci signifie que le champ est appliqué à la fois perpendiculairement au plan des feuillets pour les cristallites [4] participant à la réflexion $(000)^{\pm}$ et dans le plan des feuillets pour un

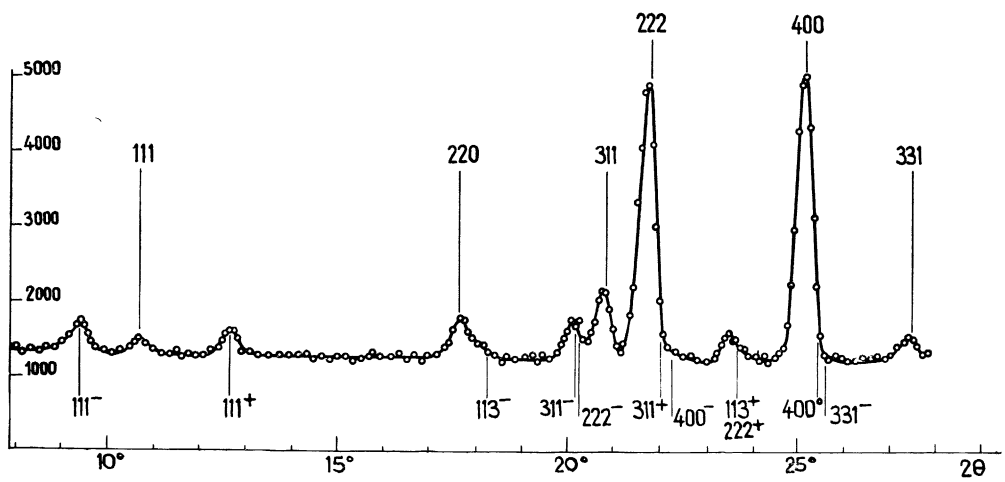

FIG. 2. — Spectre de $ZnCr_2Se_4$ à 4,2 °K.

donnons pour comparaison (*fig.* 3) le spectre observé à la température ambiante. La température de Néel est de 22 °K [4] ; une étude des satellites magné-

valeur inférieure de 10 % environ à la valeur $b_{Se} = 0{,}89 \times 10^{-12}$ cm généralement admise. Cf. SHULL (C. G.) et WOLLAN (E. O.), *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 527.

nombre double de cristallites ne participant pas à la réflexion.

Le même raisonnement s'applique aux autres nœuds du réseau réciproque. Soient ψ et η, les

(4) Il s'agit en fait de domaines magnétiques et non de cristallites comme on le verra en II-3.

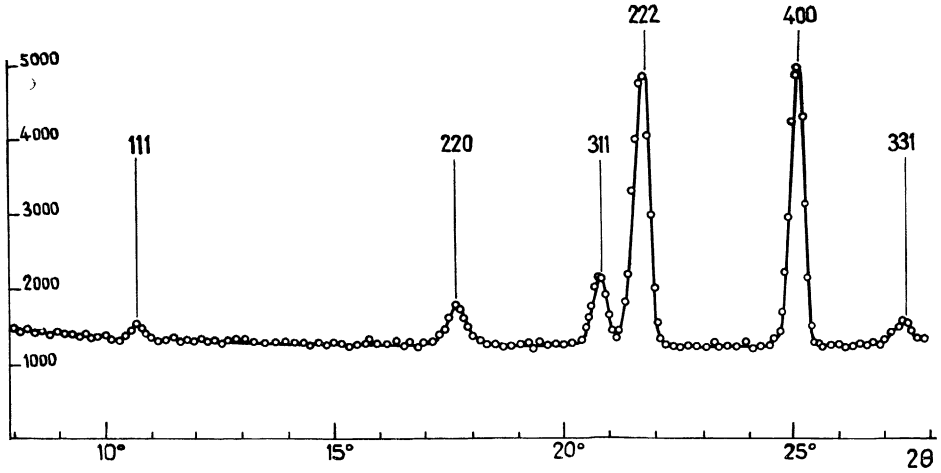

FIG. 3. — Spectre de $ZnCr_2Se_4$ à 293 °K.

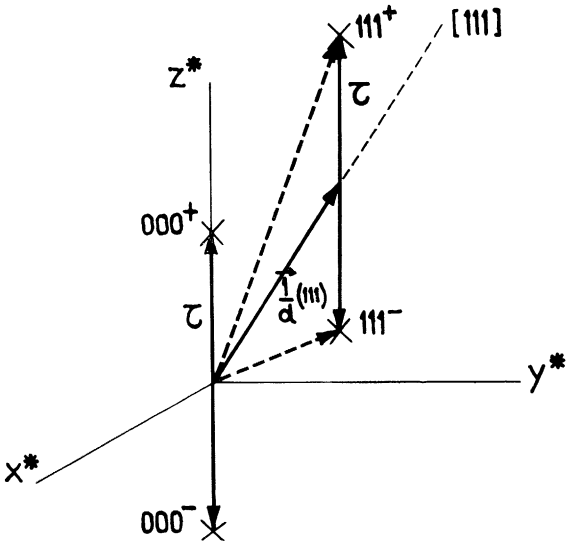

FIG. 4. — Réseau réciproque de $ZnCr_2Se_4$.

angles polaires et azimutaux caractérisant les directions du vecteur de diffusion correspondant aux satellites magnétiques $(111)^+$ ou $(111)^-$. On a respectivement pour $(111)^+$ $\psi = 44°$, $\eta = 45°$ et pour $(111)^-$ $\psi = 69°16'$, $\eta = 45°$.

Si nous appliquons le champ dans la direction du vecteur de diffusion, il forme un angle ψ avec la normale au plan des feuillets des cristallites (domaines) en position de réflexion ; simultanément nous appliquons ce champ à un nombre double des cristallites (domaines dont les normales au plan des feuillets forment avec la direction du champ un angle ψ_1 donné par $\cos \psi_1 = (1/2)\sqrt{2} \sin \psi$ soit $\psi_1 = 60°27'$ pour la satellite $(111)^+$ et $\psi_1 = 48°25'$ pour le satellite $(111)^-$.

3) CAS DU SATELLITE $(000)^\pm$. — En suivant le maximum de la réflexion $(000)^\pm$ en fonction du champ appliqué, nous obtenons la courbe I de la figure 5. On observe un accroissement considérable d'intensité à partir d'un champ seuil $H_c \simeq 3$ kOe ([5]), l'intensité à 10 kOe étant approximativement le triple de celle que nous observions en l'absence de champ.

Ce résultat s'interprète en faisant appel au mécanisme de déplacement des parois de Bloch séparant des domaines antiferromagnétiques à 90° sous l'action d'un champ magnétique ([6]). Lotgering [5] a montré que la susceptibilité $\chi^{\parallel}$ correspondant à une direction de champ perpendiculaire au plan des feuillets est environ dix fois plus grande que la susceptibilité $\chi^{\perp}$ correspondant à une direction de champ située dans le plan des feuillets.

Dès que la différence d'énergie magnétique suivant ces deux directions, soit $1/2\ (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})\ H_c^2$, devient supérieure à l'énergie élastique de tension interne responsable de la fixation des parois de Bloch, ces parois peuvent se déplacer. L'accroissement notable d'intensité du satellite $(000)^\pm$ montre que c'est ce qui se produit à partir de 3 kOe pour une direction de champ située dans le plan des feuillets.

A l'issue de ces déplacements, il n'y a plus de domaines pour lesquels le champ soit situé dans le

([5]) Expérimentalement, on observe un léger accroissement de la réflexion nucléaire (400) à partir d'un champ de 5 kOe dû à la rotation des grains. La fraction de l'accroissement du satellite $(000)^\pm$ due à ce mécanisme doit être défalquée du résultat expérimental. On obtient alors la courbe de la figure 5.

([6]) MM. Jehanno, Kleinberger et De Kouchkovsky de ce laboratoire ont déterminé la taille des cristallites. Celles-ci sont comprises entre un et dix microns. Les domaines antiferromagnétique de $ZnCr_2Se_4$ sont donc inférieurs au micron. Des mesures précises de paramètres aux rayons X entreprises à 4,2 °K mettent en évidence une légère distorsion quadratique soit $c/a = 0{,}9991$. Cet ordre de grandeur suggère une déformation par striction d'échange.

plan des feuillets. Le nombre de domaines en bonne position de réflexion est à présent trois fois plus grand qu'avant l'application du champ ; et pour tous ces domaines le champ est perpendiculaire au plan des feuillets.

Ce mécanisme est d'ailleurs partiellement réversible comme le montre le cycle d'hystérésis dessiné par la courbe II et III des figures 5 et 6. On trouve

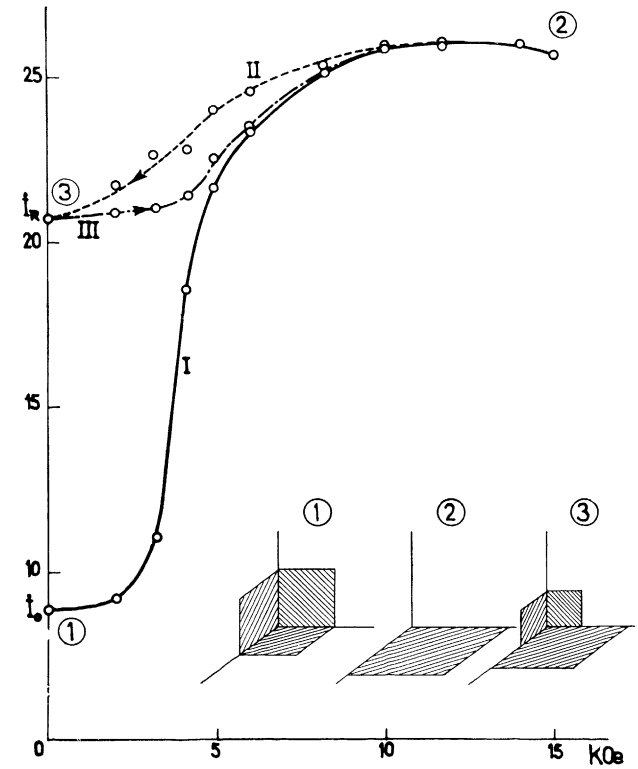

FIG. 5. — Évolution du satellite $(000)^{\pm}$ en fonction de H.

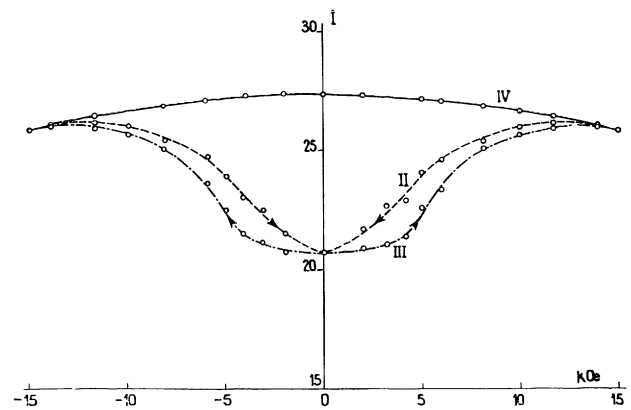

FIG. 6. — Évolution du satellite $(000)^{\pm}$ en fonction de H.

au bas de la même figure une représentation schématique de la répartition en domaines correspondant aux positions (1), (2) et (3) de la courbe $I(H)$.

La rémanence élevée que nous observons indique qu'environ 2/3 des domaines transformés sous la pression du champ restent coincés dans une nouvelle position d'équilibre. Ce cycle d'hystérésis suggère également que le mouvement des parois est réversible jusqu'à un champ de 4 kOe ; au-delà, on assiste à des déplacements irréversibles de parois.

Ici s'arrête l'analogie que l'on peut établir entre domaines ferromagnétiques et domaines antiferromagnétiques. En effet, si nous passons à des valeurs négatives de champ, nous obtenons la courbe en « nœud de cravate » [7] de la figure 6.

Pour des valeurs de champ comprises entre 10 kOe et 15 kOe, la figure 5 met en évidence un palier suivi d'un léger fléchissement d'intensité. L'étude en champ pulsé [3] de $ZnCr_2Se_4$ a montré que l'aimantation est une fonction sensiblement linéaire du champ (*fig.* 9) et suggère que les spins s'inclinent progressivement en direction du champ (voir *fig.* 7*a*).

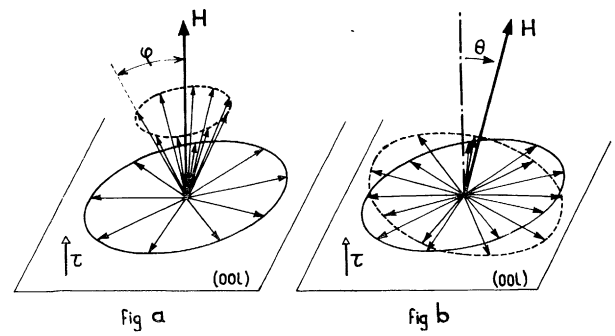

FIG. 7. — Comportement des spins en présence d'un champ magnétique.

Il en résulte que pour toute valeur H de champ, l'intensité du satellite $(000)^{\pm}$ est alors donnée par

$$I = I_0 \sin^2 \varphi \qquad (1)$$

avec $\cos \varphi = H/H_0$

où I_0 est l'intensité du satellite avant l'application du champ ;

φ est l'angle au sommet du cône de spins dont l'axe est la direction du champ ;

H_0 est ce champ limite pour lequel la saturation magnétique est observée, d'après [3] $H = 64$ kOe.

La courbe IV de la figure 6 est la courbe théorique d'équation $3I_0 \sin^2 \varphi$; on voit qu'elle se raccorde à la courbe expérimentale pour une valeur de champ voisine de 14 kOe. On peut donc raisonnablement admettre que les déplacements de parois sont achevés pour cette valeur de champ.

4) CAS DES SATELLITES $(111)^+$ ET $(111)^-$. — Si nous suivons, les maximums de ces réflexions en fonction du champ, nous obtenons les courbes de la figure 8. Les intensités expérimentales sont faibles

et la précision moins bonne que pour le satellite $(000)^{\pm}$.

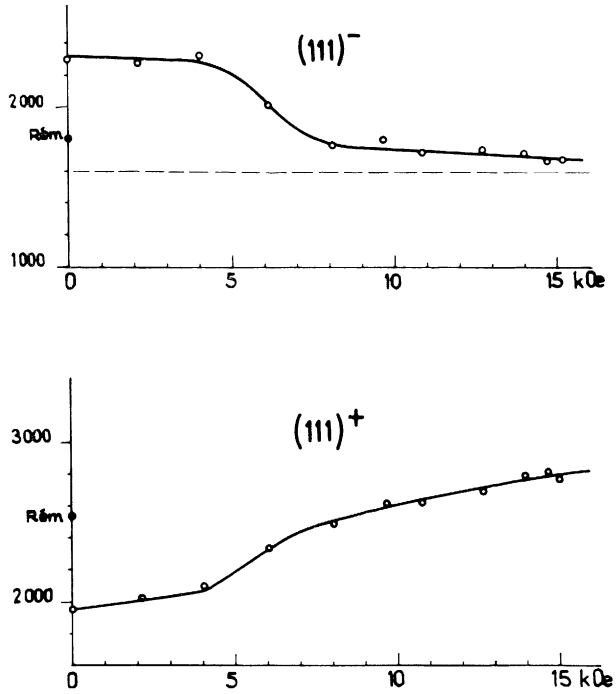

FIG. 8. — Évolution des satellites $(111)^+$ et $(111)^-$ en fonction de H.

On constate néanmoins que le satellite $(111)^-$ décroît rapidement à partir d'un champ seuil de 4 kOe et possède une intensité négligeable à 15 kOe. Le satellite $(111)^+$ présente, au contraire, un accroissement notable d'intensité à partir d'un champ d'environ 4 kOe et une intensité voisine du triple de l'intensité initiale à 15 kOe.

Ces résultats s'interprètent également par un déplacement des parois de Bloch, comme nous l'avons vu pour le satellite $(000)^{\pm}$. On constate que la rémanence de la réflexion $(111)^+$ est sensiblement la même que celle du satellite $(000)^+$ soit 2/3 environ de l'intensité observée à 15 kOe. Il y a donc réversibilité partielle des mouvements de parois. C'est ce que confirme l'intensité rémanente du satellite $(111)^-$ égale au 1/3 environ de l'intensité observée avant l'application du champ.

Nous montrerons dans le paragraphe III que l'hypothèse d'une faible anisotropie magnétique permet de rendre compte de la proximité de ces valeurs de champs seuils observées pour les satellites $(000)^{\pm}$, $(111)^+$ et $(111)^-$.

La faiblesse des interactions d'anisotropie magnétique permet également d'expliquer le léger accroissement de l'intensité du satellite $(111)^+$ observé pour des valeurs de champ inférieures au champ seuil (*fig.* 8).

Rappelons que l'expression générale de l'intensité d'un satellite est donnée par

$$I = 0{,}29\, j \sin^2 \beta (1 + \cos^2 \theta)\, (1/4)\, |F|^2 \qquad (2)$$

où j est la multiplicité, θ l'angle compris entre la direction des vecteurs de diffusions et l'axe de rotation des spins et β l'angle des spins avec le vecteur de propagation. Pour $ZnCr_2Se_4$, $\beta = \pi/2$ [1].

D'après (2) un accroissement d'intensité ne peut provenir que du facteur d'anisotropie $(1 + \cos^2 \theta)$. Puisque le vecteur de diffusion est fixé par la direction du champ, on est conduit à admettre que l'axe de rotation des spins tend à s'aligner le long du champ (voir *fig.* 7*b*). Ce mouvement est complexe pour des valeurs de champ n'excédant pas quelques kOe. Toutefois l'accroissement linéaire de l'aimantation en fonction du champ dans une expérience effectuée sur poudre [3] et [5] (*fig.* 9) indique de cet alignement est achevé pour des valeurs de champ inférieures à 10 kOe.

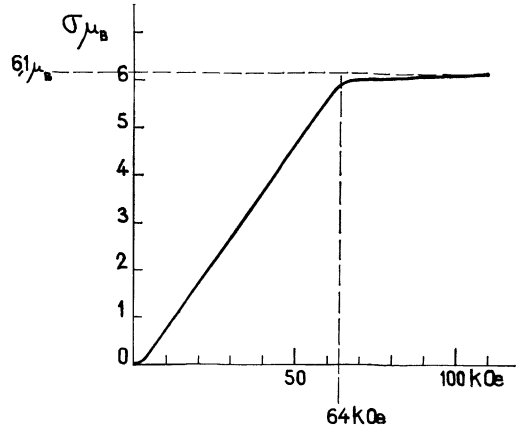

FIG. 9. — Aimantation en fonction du champ appliqué, d'après Y. Allain et al.

Dans le plan des feuillets, les spins sont alors disposés perpendiculairement au champ pour toutes les directions de celui-ci, cette orientation n'étant perturbée d'après (1) que par une courbure uniforme des spins en direction du champ.

Cette remarque jointe à la remarque faite plus haut sur le déplacement des parois indique que la susceptibilité mesurée dans des champs d'une dizaine de kOe est toujours $\chi^{\parallel}$.

Pour les mêmes raisons, la « règle des 2/3 » n'est valable que pour des valeurs de susceptibilité mesurée dans des champs inférieurs au plus petit champ seuil soit 3 kOe.

5) L'étude systématique des satellites magnétiques en présence d'un champ pourrait être étendue aux cas d'autres satellites. Toutefois, comme le montre la figure 2, les intensités de ces satellites sont faibles, se superposent entre elles ou aux intensités

nucléaires. On peut néanmoins prévoir leur comportement en présence d'un champ magnétique.

En effet, l'étude des satellites $(000)^{\pm}$, $(111)^{+}$ et $(111)^{-}$ nous a montré que, du fait du mouvement des parois de Bloch, il existe des régions interdites dans l'espace réciproque. Une fois passé le champ seuil correspondant aux différentes directions du vecteur de diffusion, la région utile de l'espace réciproque est celle que découpe sur la sphère unité la courbe frontière d'équation :

$$\operatorname{cotg} \psi = \cos \eta \quad \text{si} \quad 0 < \eta < \pi/4$$

et

$$\operatorname{cotg} \psi = \sin \eta \quad \text{si} \quad \pi/4 < \eta < \pi/2.$$

Le déplacement des parois de Bloch a donc pour effet de découper sur la sphère une surface utile égale au 1/3 de la surface disponible avant l'application du champ, soit la partie hachurée de la figure 10.

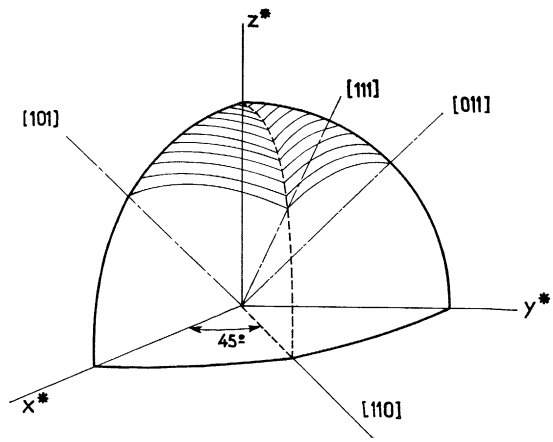

FIG. 10. — Réseau réciproque après déplacement des parois ; la partie utile est hachurée.

III. **Discussion.** — 1) La disposition des spins en hélice ou hélimagnétisme [2] peut apparaître lorsqu'un spin est soumis simultanément à des interactions ferromagnétiques de la part de certains voisins et antiferromagnétiques de la part d'autres voisins à condition que les coefficients d'échange soient compris dans des limites bien définies.

Dans le cas de $ZnCr_2Se_2$, comme le fait Lotgering [4] et [5], nous limitons ces interactions aux premiers, seconds et troisièmes voisins ; soient W_0, W_1 et W_2 les coefficients d'échange correspondant à ces interactions.

En l'absence de champ magnétique, l'énergie d'échange rapportée à un spin s'écrit

$$W^{o} = -[(W_0 + 2W_2) + (2W_0 + 4W_1) \cos \varphi + (2W_1 + 4W_2) \cos 2\varphi]. \quad (3)$$

L'équation d'équilibre $\partial W_0/\partial\varphi = 0$ fournit l'angle de rotation φ entre spins appartenant à des feuillets adjacents soit

$$\cos \varphi = -(1/4)\,(W_0 + 2W_1)/(W_1 + 2W_2). \quad (4)$$

L'expérience [1] donne $\varphi = 42^{o}$ soit $\cos \varphi = 3/4$. On a ainsi une première relation entre les coefficients d'échange W_0, W_1 et W_2. Une autre relation entre les coefficients est donnée par la température de Curie asymptotique. D'après [4], il vient

$$6W_0 + 12W_1 + 12W_2 = 115\ ^{o}\mathrm{K}. \quad (5)$$

La susceptibilité $\chi^{\parallel}$, soit la susceptibilité correspondant à un champ perpendiculaire aux plans des feuillets fournit une troisième relation entre ces coefficients. D'après la remarque faite en II-4 cette susceptibilité mesurée dans des champs d'au moins 10 kOe est toujours $\chi^{\parallel}$. D'après [5], en présence d'un champ, l'énergie magnétique rapportée à un spin s'écrit alors à l'équilibre :

$$E = -(1/2)\,\chi^{\parallel} H^2 + W^{o} \quad (6)$$

W^{o} est donné en (3) et

$$\chi^{\parallel} = M \cos \theta/H = -2C(W_1 + 2W_2)/(W_0 + 6W_1 + 8W_2)^2 \quad (7)$$

C est la constante de Curie rapportée à un spin.

Expérimentalement ([3] et [5]),

$$\chi^{\parallel}_{\mathrm{spin}} = 0{,}44 \times 10^{-24}\ \text{c. g. s.}$$

De (4), (5) et (7), on tire :

$$W_0 = 24{,}9\ ^{o}\mathrm{K},\ W_1 = 7{,}8\ ^{o}\mathrm{K},\ W_2 = -10{,}65\ ^{o}\mathrm{K}. \quad (8)$$

Ces valeurs sont distinctes de celles que nous avions précédemment obtenues [1] en nous limitant aux interactions entre premiers et seconds voisins. On notera, en particulier, que W_1 est positif.

2) Lors de l'étude du satellite $(000)^{\pm}$ on a montré que l'énergie élastique des tensions internes responsables de la fixation des parois de Bloch s'obtient en égalant l'énergie des domaines ayant le champ dans le plan des feuillets à l'énergie des domaines pour lesquels le champ est perpendiculaire au plan des feuillets. On a donc

$$E_{\mathrm{el}} = \frac{1}{2}\,(\chi^{\parallel} - \chi^{\perp})\,H_c^2 = 0{,}45\,\chi^{\parallel} H_c^2. \quad (9)$$

D'après (9) avec $H_0 = 3$ kOe, il vient

$$E_{\mathrm{el}} = 24{,}64 \times 10^3\ \text{ergs/cc}.$$

3) Pour les satellites $(111)^{+}$ et $(111)^{-}$, on a dans l'hypothèse d'une faible anisotropie magnétique

$$E_{\mathrm{el}} = (1/2)\,H^2 \sin^2 \psi_1 (\chi^{\parallel} - \chi^{\perp}) \quad (10)$$

avec (cf. § II-) $\psi_1 = 60°27'$ pour $(111)^+$ et $\psi_1 = 69°16'$ pour $(111)^-$.

Dans l'hypothèse d'une forte anisotropie, on a par contre :

$$E_{el} = (1/2)\, H^2(\chi^{\parallel} - \chi^{\perp})\,(\cos^2\psi - \cos^2\psi_1) \qquad (11)$$

avec $\psi = 44°$ pour $(111)^+$ et $\psi = 48°25'$ pour $(111)^-$.

D'après les valeurs connues de E_{el} et $\chi^{\parallel}$, ces deux cas extrêmes comparés au champ seuil de $(000)^{\pm}$ fournissent les rapports suivants

$$\frac{H_S(000)^{\pm}}{H_S(111)^+} = 0{,}87 \qquad \frac{H_S(000)^{\pm}}{H_S(111)^+} = 0{,}524$$

$$\frac{H_S(000)^{\pm}}{H_S(111)^-} = 0{,}935 \qquad \frac{H_S(000)^{\pm}}{H_S(111)^-} = 0{,}562.$$

Ces rapports sont à comparer au rapport expérimental $H_S(000)/H_S(111)^{\pm} \simeq 0{,}75$ et indiquent que l'énergie d'anisotropie est faible.

D'après la remarque faite en II-4 sur l'accroissement du satellite $(111)^+$ avant le passage par le champ seuil, on peut d'ailleurs déterminer une valeur approchée du champ d'anisotropie. Cette valeur s'obtient en comparant les énergies correspondant aux deux situations suivantes :

a) Les spins sont dans le plan des feuillets soit:

$$W_1 = -(1/2)\, H^2(\chi^{\parallel}\cos^2\psi + \chi^{\perp}\sin^2\psi) - W^0$$

avec $\psi = 44°$.

b) Les spins d'un même feuillet sont perpendiculaires à la direction du champ soit :

$$W_2 = -(1/2)\,\chi^{\parallel} H^2 - W_0 + E_A.$$

Il vient

$$E_A = (1/2)\, H^2 \sin^2\psi(\chi^{\parallel} - \chi^{\perp}).$$

Avec $H \simeq 5 \times 10^3$, $\psi = 44°$, il vient

$$E_A = 33 \times 10^3 \text{ ergs/cm}^3$$

soit un champ équivalent d'anisotropie d'environ 200 oersteds.

Remerciements. — Nous remercions vivement MM. A. Herpin et P. Mériel qui n'ont cessé de nous prodiguer conseils et encouragements tout au long de ce travail. Nous remercions également MM. Allain et ses collaborateurs auxquels nous devons la figure 9. Pour la partie expérimentale de ce travail, nous sommes largement redevables de l'aide technique de MM. Sougi et Tourand.

Manuscrit reçu le 12 novembre 1965.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Plumier (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1965, **260**, 3348.
[2] Herpin (A.) et Meriel (P.), *J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 337.
[3] Allain (Y.) et al., *C. R. Acad. Sc.*, 1965, **260**, 4677.
[4] Lotgering (F. K.), Proc. Int. Conf. Magnetism, Nottingham, 1964, p. 533.
[5] Lotgering (F. K.), *Solid State Communication*, 1965, **3**, 347.
[6] Koelher (W. C.), *Acta Cryst.*, 1961, **14**, 535.
[7] Néel (L.), Les électrons dans les métaux, p. 251 ; Xe Conseil de Physique, Solvay, 1954 (R. Stoop, éd., Bruxelles, 1955).