

phys. stat. sol. (a) **22**, 231 (1974)

Subject classification: 18.3; 22.8.2

Groupe d'Etude et de Synthèse des Microstructures, C.N.R.S., Bellevue

Stabilisation des parois de domaines magnétiques par anisotropie induite

Par

W. SIMONET

La théorie de Néel concernant la stabilisation des parois de domaines magnétiques est étendue au cas des matériaux à forte anisotropie induite. L'influence de la température est prise en considération et l'on calcule numériquement l'énergie et la forme d'une paroi stabilisée. Le processus de calcul permet d'obtenir la valeur théorique du champ magnétique nécessaire pour sortir la paroi de son puits de potentiel. Cette valeur est comparée à la valeur expérimentale obtenue sur un ferrite de Ni-Co-Fe.

The theory of magnetic domain wall stabilization previously suggested by Néel is extended to the case of materials having a strong induced anisotropy. The influence of temperature is taken into account. The energy and the shape of a stabilized wall have been numerically calculated. The computation method gives the theoretical value of the magnetic field necessary to push the wall out of its potential well. This field value is compared to the experimental measurement made on a Ni-Fe-Co ferrite.

1. Introduction

De nombreux composés ferro- ou ferrimagnétiques cubiques présentent de l'anisotropie induite par diffusion. Cette anisotropie, de symétrie non cubique, résulte d'une distribution anisotrope de certains ions constitutifs du cristal. La distribution de ces ions est déterminée par la direction locale de l'aimantation. Néel [1], puis Taniguchi [2] ont étudié l'effet de cet ordre directionnel sur les parois de domaines magnétiques. Ils ont montré qu'une fois l'ordre établi dans la paroi, celle-ci était piégée et qu'il fallait appliquer un champ H_0 proportionnel à l'anisotropie induite pour la faire sortir de son piège. La théorie de ces auteurs concernait les matériaux ayant une anisotropie induite faible devant l'anisotropie magnétocristalline et ne restait valable que dans la zone des températures de diffusion.

Nous avons repris cette étude afin de l'étendre au cas des matériaux à forte anisotropie induite, notre but étant de pouvoir calculer le champ de sortie H_0 à toute température. Nous nous limiterons au cas d'une paroi de Bloch plane à 180° de normale [100] mais la méthode décrite est applicable sans restriction à tous les cas de parois planes. Cette méthode, exposée très schématiquement, est appliquée au cas réel d'un ferrite mixte de nickel, fer et cobalt. Le champ de sortie théorique est comparé au champ expérimental.

2. Définitions et rappels

On admet lors de l'établissement de l'ordre directionnel que l'axe d'anisotropie induite s'aligne sur la direction locale de l'aimantation. Il se crée donc, au niveau de chaque paroi de Bloch, un hélicoïde d'anisotropie induite. Par analogie nous

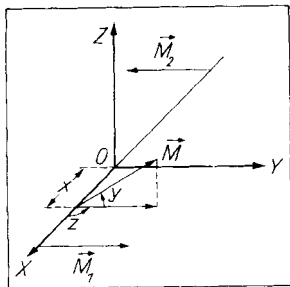


Fig. 1. Direction de l'aimantation par rapport au système de coordonnées

appelons [3] cet hélicoïde: paroi Γ . Lorsque la température décroît, la diffusion est bloquée et la paroi Γ devient un milieu indéformable¹⁾, alors que la forme des parois de Bloch change [4]. Afin de différencier une paroi de Bloch piégée, d'une paroi libre de se déplacer, nous les nommerons respectivement: paroi 1π et paroi à 180° .

En un point d'abscisse x (Fig. 1) d'une paroi 1π ou à 180° , la direction de l'aimantation sera repérée par l'angle azimutal y et l'angle polaire z du trièdre défini par la normale à la paroi (axe polaire OX) et deux axes perpendiculaires du plan de la paroi. L'axe OY sera pris parallèle à la projection d'une des directions de facile aimantation. Comme dans les parois de Bloch on a [5]

$$\operatorname{div} M = 0, \quad (1)$$

l'angle z reste constant ($z = \pi/2$ pour une paroi à 180°). En l'absence de champ magnétique appliqué, l'énergie libre par unité de volume d'une paroi est de la forme

$$f = f_e + \Phi, \quad (2)$$

où f_e et Φ sont les densités d'énergie d'échange et d'énergie d'anisotropie. L'énergie par unité de surface de la paroi est donnée par l'intégrale de f sur tout l'intervalle de variation de y :

$$\gamma = \int_{-\infty}^{+\infty} f \, dx. \quad (3)$$

La fonction $y(x)$, dont dépend f et qui représente la loi de rotation de l'aimantation dans la paroi, est définie par la condition qu'elle rende γ minimum. Une condition nécessaire est donnée par

$$\frac{df_e}{dx} = \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (4)$$

L'équation différentielle du second ordre (4) définit donc la forme de la paroi. Dans la formulation classique, la densité d'énergie d'échange est donnée par

$$f_e = E \sin^2 z \left(\frac{dy}{dx} \right)^2. \quad (5)$$

¹⁾ La paroi Γ correspond donc à l'empreinte de la paroi de Bloch qui lui a donné naissance dans la zone des températures de diffusion.

La fonction Φ est la somme des densités d'anisotropies magnétocristalline f_K , induite f_I et magnétoélastique f_m :

$$\Phi = f_K + f_I + f_m. \quad (6)$$

Pour un cristal cubique on a

$$f_K = K_1 \sum_{i>j} \alpha_i^2 \alpha_j^2 + K_2 \prod_i \alpha_i^2, \quad (7)$$

$$f_I = -F \sum_i \alpha_i^2 \beta_i^2 - G \sum_{i>j} \alpha_i \alpha_j \beta_i \beta_j, \quad (8)$$

où K_1 , K_2 , F et G dépendent de la température. α_i et β_j sont les cosinus directeurs de l'aimantation à la température T de mesure et à la température T_1 pour laquelle on a laissé s'établir l'ordre directionnel ($T_1 > T$),

$$f_m = \frac{3}{4} (c_{11} - c_{12}) \lambda_{100}^2 \sin^2 y, \quad (9)$$

où c_{ij} sont les modules d'élasticité, λ_{100} est le coefficient de magnétostriction. f_m provient de ce que l'on suppose [6] le réseau cristallin indéformable lorsque y varie. Dans la zone de diffusion (température T_1) on a toujours, à l'équilibre thermodynamique, $\beta_i = \alpha_i$ puisque l'axe d'anisotropie induite, défini par son angle azimutal S , est parallèle en tout point à la direction de l'aimantation ($y \equiv S$). La forme de la paroi Γ , définie par la fonction $S(x)$, est identique à celle de la paroi de Bloch qui lui a donné naissance. L'énergie d'anisotropie induite n'intervenant pas dans Φ puisque $\beta_i = \alpha_i$, la résolution de l'équation (4) est particulièrement simple. On trouve l'équation classique d'une paroi à 180° de normale $\langle 100 \rangle$:

$$S = y = \frac{\pi}{2} + \operatorname{tg}^{-1} (A \sinh Bx), \quad (10)$$

où A et B dépendent de la valeur des coefficients de (5), (7) et (9) à la température T_1 .

3. Forme et énergie de la paroi piégée en fonction du champ appliqué

À la température T ($T < T_1$) la forme de la paroi 1π est donnée par l'équation différentielle (4) où la fonction Φ dépend de x par l'intermédiaire de S dans f_I ($\beta_1 = 0$, $\beta_2 = \cos S$, $\beta_3 = \sin S$, avec S donné par (10)). Les conditions qui permettent de définir, avec (4), la fonction y recherchée sont des conditions aux limites. On sait seulement que de part et d'autre de la paroi Γ (x infini) l'aimantation reste parallèle aux directions de facile aimantation. Ceci s'écrit

$$x \rightarrow \pm\infty, \quad y \rightarrow \frac{0}{\pi}, \quad y' \rightarrow 0. \quad (11)$$

Si l'on veut étudier l'effet d'un champ magnétique appliqué parallèlement à la direction $y = 0$, il faut rajouter au second membre de l'équation (2) le terme $f_H = -HM \cos y$. La présence de l'énergie de champ f_H dans f rend l'intégrale (3) divergente à chaque borne, mais comme f_H est une fonction impaire de x , l'intégrale est convergente.

3.1 Calcul de la forme des parois piégées

L'équation différentielle (4) avec les conditions aux limites (11) ne peut être résolue directement. Il faut donc faire un calcul par approximations numériques. Les méthodes classiques de résolution numérique des problèmes aux limites du second ordre ne sont pas applicables car l'intervalle de variation de x est infini. Un changement de variable ne permet pas de se ramener à un problème aux limites finies simple car la fonction $y(x)$ recherchée présente des singularités essentielles à l'infini. Il faut remarquer que si l'on connaissait les valeurs y_0 et y'_0 , de la fonction solution et de sa dérivée, en un point d'abscisse finie x_0 on pourrait alors résoudre l'équation (4) point par point.

Avec des valeurs arbitraires y^* et y'^* prises comme conditions initiales au point x_0 , nous calculons la fonction solution de l'équation (4) par la méthode d'interpolation de Adams [7]. Pour approcher y_0 et y'_0 il suffit de définir [8] les critères qui permettent de savoir si les valeurs y^* et y'^* sont inférieures ou supérieures aux valeurs cherchées (y_0, y'_0). Une étude logique permet de se ramener à neuf cas de figures. La précision requise est fonction de la largeur de la paroi Γ , y_0 devant être approché à mieux que 10^{-16} rad pour une paroi Γ de $3 \mu\text{m}$. Pour une valeur donnée du champ magnétique le calcul d'une paroi nécessite en moyenne de 150 à 250 approximations successives pour la définition de y_0 et y'_0 , chacune d'entre elles supposant le calcul de 50 à 300 points.

3.2 Calcul de l'énergie des parois piégées

L'énergie γ de la paroi 1π ne peut se calculer que par approximation numérique puisque l'on ne connaît qu'un nombre fini de points (x_n, y_n) et la pente y'_n en ces points. Nous avons adopté la méthode classique des trapèzes. A cause de la présence de l'énergie de champ dans (3), on calcule séparément

$$\gamma_2 = -HM \int_{-\infty}^{+\infty} \cos y \, dx \quad (12)$$

et l'intégrale γ_1 des termes restants ($\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$). En effet, comme l'intégrale (12) diverge à chaque borne, il faut associer à chaque valeur y_n de y pour $x = x_n$ la valeur y_{-n} pour $x = -x_n$ afin d'assurer la convergence numérique rapide de γ_2 . On obtient ainsi γ à 1% près environ.

3.3 Calcul du champ H_0

Les méthodes de calcul exposées précédemment permettent de connaître, en fonction du champ appliqué, la forme puis l'énergie de la paroi piégée mais il est clair que lorsque le champ atteint une valeur proche de H_0 , valeur pour laquelle la paroi 1π sort de la paroi Γ , les calculs deviennent impossibles. En effet, à l'instabilité physique de la paroi 1π que la moindre sollicitation supplémentaire fait sortir de son puits de potentiel correspond l'instabilité des calculs, car il faut s'attendre de plus à ce que la paroi s'éloigne de façon irréversible de la paroi Γ (à l'infini d'un point de vue mathématique) dès l'instant où elle en sort. On peut cependant déterminer H_0 en s'aidant des considérations suivantes: Après avoir quitté la paroi Γ une paroi 1π devient une paroi de Bloch normale (paroi à 180°) dont on calcule aisément l'énergie (γ_{180}). Il suffit de poser $S = 0$ dans l'expression de f_1 . L'expression (4) s'intègre alors directement. Après le départ de la paroi 1π piégée, la structure même de la paroi Γ impose à l'aimantation une déviation résiduelle que l'on peut assimiler à une paroi de rotation

globale nulle (paroi 0π). On peut calculer la forme et l'énergie ($\gamma_{0\pi}$) d'une paroi 0π , de la même façon que pour une paroi 1π (équations (4) et (3)) mais avec les conditions aux limites

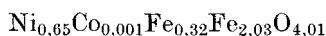
$$x \rightarrow \pm\infty, \quad y \rightarrow 0, \quad y' \rightarrow 0. \quad (13)$$

A l'inverse d'une paroi 1π , une paroi 0π correspond à une configuration stable, qui se calcule donc aisément, quelle que soit la valeur du champ.

Quand l'énergie de la paroi 1π ($\gamma_{1\pi}$) devient égale à la somme ($\gamma_{0\pi} + \gamma_{180}$) on peut estimer que la paroi sort de son puits de potentiel. Le champ H_0 se définit donc par l'intersection des courbes donnant $\gamma_{1\pi}$ et $\gamma_{0\pi} + \gamma_{180}$ en fonction du champ H . Il suffit seulement d'extrapoler la courbe représentant $\gamma_{1\pi}$.

4. Application au cas d'un ferrite

Nous avons appliqué la méthode précédente au cas d'un ferrite de nickel, fer et cobalt :



qui présente une assez forte anisotropie induite [9] et sur lequel on a observé des parois piégées [3]. La zone principale des températures de diffusion s'étend de 300 à 400 °C environ. En prenant comme température de formation de la surstructure d'orientation $T_1 = 400$ °C, on a $K_1 = 1,2 \times 10^3$ erg/cm³, $\lambda_{100} = -2,8 \times 10^{-5}$, $c_{11} - c_{12} \approx 10^{12}$ dyn/cm², $E \approx 4 \times 10^{-8}$ erg/cm. Les directions de facile aimantation sont $\langle 100 \rangle$. La paroi Γ , définie par l'équation (12) avec $A = 0,77$ et $B = 0,64$, a une largeur de 0,2 μm (Fig. 2). Si l'on trempe le cristal

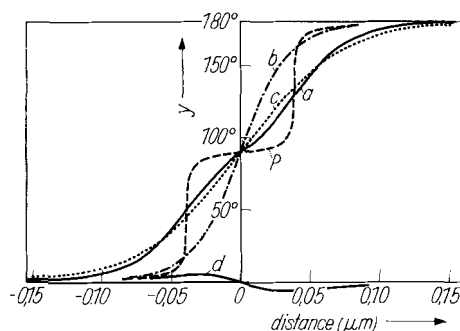


Fig. 2. Forme d'une paroi 1π , [001], piégée par une paroi Γ . La courbe P indique la direction que prendrait l'aimantation dans la paroi Γ si l'énergie d'échange était nulle. La courbe passant par l'origine représente la paroi 0π en champ nul. $T = -100$ °C

courbe	paroi	γ (erg/cm ²)	δ (μm)
a	1π	0,194	0,172
b	180	0,256	0,108
c	Γ	—	0,200
d	0π	0,225	—

de T_1 à $T = -100^\circ\text{C}$, les différents coefficients définissant la paroi 1π ont pour valeur:

$$K_1 = 2,8 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3, F = 2,8 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3, G = 6,6 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3,$$

$$\lambda_{100} = -1,7 \times 10^{-4}, c_{11} - c_{12} \approx 10^{12} \text{ dyn/cm}^2, E \approx 1,36 \times 10^{-7} \text{ erg/cm}.$$

Une paroi libre à 180° qui subdivise un domaine, dont l'aimantation a été stabilisée, a une énergie de $0,256 \text{ erg/cm}^2$ (voir Fig. 2) et une largeur δ de $0,11 \mu\text{m}$ soit près de deux fois moins large que la paroi Γ ($0,2 \mu\text{m}$). La paroi piégée 1π , sans champ, a une largeur de $0,172 \mu\text{m}$, valeur comprise entre celles de la paroi libre et de la paroi Γ . La largeur de la paroi correspond à la distance des points entre lesquels s'opère 90% de la rotation de l'aimantation. La paroi 1π s'écarte d'au plus 8° de la paroi Γ si l'effet de la magnétostriction est négligé ($\lambda_{100} = 0$). La paroi Γ est un puits de potentiel efficace puisque l'énergie de la paroi piégée, $\gamma_{1\pi} = 0,194 \text{ erg/cm}^2$, est notablement inférieure à celle de la paroi libre. En présence d'un champ magnétique, la paroi se déplace en se déformant (voir Fig. 3). Un champ de 55 Oe ne suffit pas pour faire sortir la paroi de son puits. On trouve, par extrapolation, que H_0 est voisin de 60 Oe.

Comme le champ H_0 est obtenu par une méthode numérique, la seule façon pour trouver les paramètres actifs et leur contribution est de refaire le calcul de H_0 en modifiant successivement la valeur d'un seul paramètre, les autres restant inchangés.

On trouve ainsi que H_0 ne dépend presque pas de la magnétostriction, de l'énergie d'échange, de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline et de la largeur des parois Γ . Par contre H_0 est approximativement proportionnel à l'énergie d'anisotropie induite, et inversement proportionnel à l'aimantation M_s . Pour

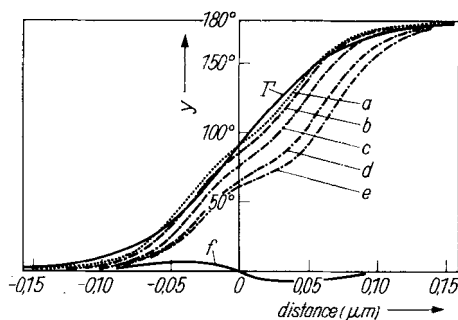
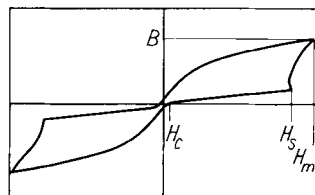


Fig. 3. Déformation et translation, sous l'effet d'un champ magnétique H , d'une paroi piégée 1π , [001]. $T = -100^\circ\text{C}$

courbe	paroi	H (Oe)	γ (erg/cm ²)
a	1π	0	0,194
b	1π	10	0,198
c	1π	30	0,236
d	1π	50	0,342
e	1π	55	0,414
f	0π	0	0,225

Fig. 4. Cycle d'hystérésis étranglé mesuré sur le ferrite
 $\text{Ni}_{0,65}\text{Co}_{0,001}\text{Fe}_{0,32}\text{Fe}_{2,03}\text{O}_{4,01}$



le cas particulier envisagé ici on a

$$H_0 \approx 0,6 \frac{F + G}{M_s}. \quad (14)$$

La relation (14), valable lorsque la diffusion est bloquée, généralise donc le résultat trouvé par Néel [1].

Pour le cristal étudié la valeur de H_0 à -100°C est considérable ($H_0 \approx 60$ Oe) puisque le champ de retournement de l'aimantation, voisin de $(K_1 + F)/2M_s$, vaut environ 45 Oe. Il faudrait donc admettre que, sous l'effet d'un champ magnétique, le cristal s'aimante par rotation de l'aimantation et non par sortie puis déplacement des parois hors de leur puits de potentiel. L'expérience montre qu'il n'en est rien puisque le cycle d'hystérésis mesuré sur ce ferrite est étranglé (Fig. 4), le champ d'ouverture du cycle, ou champ seuil H_s , valant environ 1 Oe à -100°C . L'interprétation classique d'un cycle d'hystérésis étranglé est que le matériau contient des parois piégées qui sortent de leur puits pour la valeur H_s du champ. Nos calculs ont donc permis de mettre en évidence la contradiction flagrante qui existe entre la valeur calculée (60 Oe) et la valeur mesurée (1 Oe). Ce dernier point fera l'objet d'une prochaine publication.

5. Conclusion

La méthode numérique que nous avons présentée permet de calculer la forme, l'énergie et le champ de sortie des parois de domaines piégées, par anisotropie induite, même lorsqu'elles ont une structure complexe. Dans le cas étudié, le champ H_0 nécessaire pour faire sortir une paroi piégée à 180° hors de son puits de potentiel (paroi Γ) est, quelle que soit la température, proportionnel à l'énergie d'anisotropie induite et inversement proportionnel à l'aimantation. Ce résultat, restant valable quels que soient les ordres de grandeur comparés des énergies d'anisotropie magnétocristalline, magnétostrictive et induite, généralise la relation trouvée par Néel et Taniguchi dans le cas des matériaux à faible anisotropie induite.

Si l'anisotropie induite est supérieure à l'anisotropie magnétocristalline et à l'énergie de magnétostriction, la paroi piégée 1π s'écarte peu de la paroi Γ en champ nul et se déplace dans son puits de potentiel en se déformant sensiblement.

Si l'énergie de magnétostriction ou d'anisotropie magnétocristalline devient supérieure ou égale à l'énergie d'anisotropie induite, la forme de la paroi 1π devient semblable à celle de la paroi libre. Sous l'effet d'un champ magnétique la paroi 1π se déplace dans son puits sans déformation notable. Enfin lorsque la valeur du champ devient très voisine de H_0 , la translation de la paroi 1π dans la paroi Γ est d'autant plus grande que l'anisotropie induite est faible.

On admet communément que le champ seuil H_s d'un cycle d'hystérésis étranglé fournit une estimation directe du champ de sortie H_0 . Or, appliqué au

cas réel d'un ferrite de nickel et de fer contenant des traces de cobalt et présentant une forte anisotropie induite, le calcul donne $H_0 \approx 60$ Oe à -100 °C. Cette valeur est très supérieure à la valeur du champ seuil H_g mesuré à la même température ($H_g \approx 1$ Oe). Nous reviendrons sur cette contradiction apparente dans une publication ultérieure.

Bibliographie

- [1] L. NÉEL, J. Phys. Radium **12**, 339 (1951).
- [2] S. TANIGUCHI, Sci. Rep. Res. Inst. Tôhoku Univ. **A8**, 173 (1956).
- [3] W. SIMONET et M. PAULUS, phys. stat. sol. **22**, K87 (1967).
- [4] M. PAULUS et W. SIMONET, J. Physique **28**, 653 (1967).
- [5] L. NÉEL, Cahiers Phys. **25**, 1 (1944).
- [6] B. A. LILLEY, Phil. Mag. **41**, 792 (1950).
- [7] F. B. HILDEBRAND, Introduction into Numerical Analysis, McGraw-Hill Publ. Co., 1956.
- [8] W. SIMONET, à paraître.
- [9] W. SIMONET et M. PAULUS, Proc. Internat. Conf. Magnetism, Moscou 1973.

(Received December 4, 1973)