ÉTUDE THÉORIQUE DU COUPLAGE FERRO-ANTIFERROMAGNÉTIQUE DANS LES COUCHES MINCES

Par

LOUIS NÉEL

Membre de l'Institut,
Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble

RÉSUMÉ

Dans une première partie, l'auteur étudie les propriétés magnétiques d'un système formé de grains antiferromagnétiques très fins formés en épitaxie sur une couche mince ferromagnétique. Il montre que d'un point de vue statistique les moments magnétiques superficiels de ces grains, correspondant à l'interface de contact avec la couche mince, se comportent sous l'action de l'aimantation de la couche ferromagnétique comme les moments volumiques de grains fins ferromagnétiques sous l'action d'un champ magnétique. Il interprète sur ces bases les cycles d'hystérésis dissymétriques présentés par le système, la variation des champs critiques avec le numéro d'ordre du cycle ainsi que l'hystérésis de rotation. De tels systèmes permettent ainsi d'étudier expérimentalement l'hystérésis antiferromagnétique.

Dans une deuxième partie, l'auteur étudie le comportement magnétique d'une lame mince ferromagnétique, à faces parallèles, dans laquelle les moments magnétiques des plans atomiques superficiels sont soumis à des couples arbitraires. Il en déduit le comportement, dans un champ magnétique tournant, de deux lames minces couplées par épitaxie, l'une ferromagnétique, l'autre antiferromagnétique. Il introduit la notion d'hystérésis oscillante qu'il convient de distinguer de l'hystérésis alternative et de l'hystérésis de rotation. Il montre que le rapport de l'hystérésis oscillante (pour une amplitude totale égale à π) sur l'hystérésis de rotation peut être nul dans certains cas. Il suggère d'interpréter sur ces bases la faiblesse de ce rapport, constatée dans un système de deux couches couplées.

SUMMARY

In the first part, the author studies the magnetic properties of a system formed from very fine antiferromagnetic grains which are epitaxially formed on a thin ferromagnetic film. From a statistical point of view, he shows that the superficial magnetic moments of these grains, corresponding to the interface of contact with the thin film behave under the action of the magnetization of the ferromagnetic film as volumetric moments of fine ferromagnetic grains under the action of a magnetic field. Upon this basis, he interprets the unsymmetric hysteresis cycles presented by the system, the variation of the critical fields with the number of order of the cycle, and the hysteresis of rotation. Systems of this sort thus permit the experimental study of antiferromagnetic hysteresis.

In the second part, the author studies the magnetic behavior of a ferromagnetic thin film possessing parallel faces, in which the magnetic moments of the superficial atomic planes are submitted to arbitrary couples. He deduces the behavior, in a rotating magnetic field of two thin films, one ferromagnetic and the other antiferromagnetic, coupled by their epitaxy. He introduces the notion of oscillating hysteresis, which is to be distinguished from the alternating hysteresis and from the hysteresis of rotation. He shows that the ratio of the oscillating hysteresis (for the total amplitude equal to π) to the hysteresis of rotation can be zero in certain cases. Upon these bases, he suggests the interpretation of the small values of this ratio, for a system of two coupled films,

PREMIÈRE PARTIE

L'HYSTÉRÉSIS ANTIFERROMAGNÉTIQUE ET SON ANALOGIE AVEC L'HYSTÉRÉSIS FERROMAGNÉTIQUE

1. Introduction

Par oxydation partielle d'une couche mince ferromagnétique, de nickel ou de cobalt par exemple, il est possible de la couvrir d'un revêtement de cristallites antiferromagnétiques d'oxyde, NiO ou CoO. Ces cristallites d'oxyde sont plus ou moins cohérents cristallographiquement avec le cristallite de métal sur lequel ils se sont formés. Il en résulte l'apparition d'interactions magnétiques d'échange intenses entre métal et oxyde, du même ordre de grandeur que les interactions qui existent entre les atomes du métal ou entre les cations de l'oxyde. Ces interactions tendent à assurer de part et d'autre de l'interface le parallélisme de l'aimantation spontanée de la couche ferromagnétique avec la direction d'antiferromagnétisme de la couche antiferromagnétique. On a réalisé ainsi une couche multiple avec *couplage ferro-antiferromagnétique*.

Les propriétés magnétiques de ces couches minces multiples ont été étudiées en détail récemment par plusieurs auteurs (1) (2) (3) (4) et notamment par Mme Schlenker qui ont notamment mis en évidence des phénomènes d'hystérésis très curieux. Nous nous proposons de les interpréter.

L'épaisseur de la couche ferromagnétique initiale est de l'ordre de 1 000 Å. Dans une telle couche, l'aimantation spontanée conserve à peu près la même direction à l'intérieur d'un domaine dont l'étendue, dans le plan de la couche, est bien supérieure d'une part à l'épaisseur de la couche et d'autre part aux dimensions des cristallites qui forment la couche. Cette cohérence magnétique est assurée principalement par la grande valeur des interactions d'échange, par la minceur de la couche qui, jointe à la condition $\text{div } \vec{J} = 0$ de nullité des champs internes de dispersion, impose à l'aimantation d'un plan atomique parallèle au plan de la couche d'être uniforme et de ne dépendre que de la distance à la surface. La *direction* de cette *aimantation cohérente* dépend de l'anisotropie uniaxiale induite et de la direction du champ magnétique appliqué.

De ce que les domaines cohérents soient grands vis-à-vis des cristallites et à condition que ceux-ci soient orientés au hasard, résulte la disparition par compensation de l'anisotropie individuelle des cristallites : seule subsiste l'anisotropie uniaxiale induite, créée intentionnellement au cours du dépôt de la couche par l'application d'un champ magnétique.

En raison même de leur processus de formation, les dimensions des cristallites antiferromagnétiques doivent être au plus égales aux dimensions des cristallites ferromagnétiques. Il en résulte qu'à un même domaine ferromagnétique cohérent correspond un grand nombre de cristallites antiferromagnétiques.

2. Aimantation superficielle antiferromagnétique

A un élément $d\sigma$ de la surface d'un cristallite antiferromagnétique en contact avec une couche support ferromagnétique correspond un moment magnétique spontané $\vec{dm}$ et une *aimantation superficielle* :

$$(1) \quad \vec{s} = \frac{\vec{dm}}{d\sigma}.$$

Ce moment $\vec{dm}$ est celui des atomes du plan atomique qui constitue la surface du cristallite antiferromagnétique. Le vecteur $\vec{s}$ tourne en même temps que la direction Δ d'antiferromagnétisme, change de sens lorsqu'on passe d'un domaine antiferromagnétique donné à un domaine antiphase et change aussi de sens à la traversée d'une « marche » atomique dans la surface de cristallite. Pour certaines orientations de la surface par rapport au réseau cristallin, $\vec{s}$ est nul. *A priori*, l'orientation de $\vec{s}$ par rapport à $d\sigma$ est quelconque. En l'absence d'altérations physico-chimiques de la couche multiple, $\vec{s}$ peut varier selon deux processus principaux : par *rotation* de la direction d'antiferromagnétisme Δ dans l'ensemble du petit volume adjacent à $d\sigma$; par *déplacement* ou passage à travers $d\sigma$ d'une paroi de séparation entre deux domaines antiphases ou plus généralement entre deux domaines à directions de Δ différentes. Pour être complet, il faut ajouter à ces deux mécanismes la variation de l'intensité et de la direction de chacune des aimantations des sous-réseaux magnétiques provoquée par les champs magnétiques très intenses. A ces trois mécanismes correspondent, dans les corps ferromagnétiques, les processus de rotation, de déplacement de paroi et de variation de grandeur de l'aimantation spontanée.

Comme dans les corps ferromagnétiques, ce sont les déplacements de parois qui doivent être les plus faciles à produire dans les gros cristallites antiferromagnétiques,

puisque en principe il n'y a pas d'énergie à fournir. Cependant, lorsque les dimensions des cristallites sont inférieures à l'épaisseur de paroi le seul processus possible reste la rotation de Δ .

Contrairement à ce qui se passe pour les corps ferromagnétiques, il est généralement impossible dans les corps antiferromagnétiques massifs, au moyen d'un champ magnétique H , de déplacer les parois ou de modifier l'orientation de Δ . En effet, dans les ferromagnétiques, les pressions sur les parois ou les couples agissant sur la direction de $\vec{J}$ sont de l'ordre de JH , tandis que dans les antiferromagnétiques ils sont de l'ordre de χH^2 , χ et J étant la susceptibilité et l'aimantation par centimètre cube. Avec $H = 10^3$, $J = 10^3$, $\chi = 10 \cdot 10^{-6}$, en u. é. m., les pressions et les couples sont ainsi de l'ordre de 10^6 dans les ferromagnétiques et seulement de 10 dans les antiferromagnétiques : la différence est énorme.

3. Couplage ferro-antiferromagnétique

Si $\vec{j}$ désigne l'aimantation de la couche ferromagnétique au voisinage de l'élément $d\sigma$, l'énergie de couplage relative à cet élément s'écrit :

$$(2) \quad dw = -a \vec{s} \vec{j} d\sigma,$$

où a caractérise le couplage d'échange. L'ordre de grandeur de $a \vec{s} \vec{j}$ est d'une vingtaine d'ergs par centimètre carré : c'est en effet de l'ordre de l'énergie d'échange par centimètre cube (10^9 ergs) divisée par le nombre de plans atomiques par centimètre ($5 \cdot 10^7$).

On voit ainsi qu'il est beaucoup plus facile d'agir sur le magnétisme d'un antiferromagnétique par l'intermédiaire du couplage ferro-antiferromagnétique que par l'action directe d'un champ magnétique. Dans le deuxième cas on dispose d'un couple de 10 c. g. s. pour 1 cm³ de substance. Dans le premier cas on dispose d'un couple de 20 c. g. s., du même ordre de grandeur que le précédent mais qui cette fois produit ses effets dans une couche mince d'oxyde dont l'épaisseur peut par exemple être réduite à 100 Å : il est un million de fois plus efficace que dans le premier cas.

La relation (2) montre que tout se passe comme si le moment magnétique $\vec{s} d\sigma$ était soumis à un champ magnétique $\vec{a} \vec{j}$. En supposant que les quantités a , $\vec{s}$, $\vec{j}$ varient indépendamment les unes des autres, l'énergie W de couplage par centimètre carré s'écrit :

$$(3) \quad W = -A \vec{S} \vec{J},$$

où A est une constante moyenne de couplage, où le moment magnétique $\vec{S}$ est égal à la somme de $\vec{s} d\sigma$ étendue à 1 cm² et où $\vec{J}$ est la valeur moyenne de $\vec{j}$, que nous identifions avec l'aimantation de la couche ferromagnétique : tout se passe donc comme si le moment $\vec{S}$ était soumis à un champ magnétique fictif

égal à $A \vec{J}$: son ordre de grandeur est d'un million d'œrstedts.

Évidemment les approximations qui permettent d'écrire la relation (3) sont assez grossières, mais cela n'a pas une énorme importance car nous cherchons plutôt à obtenir une idée générale des phénomènes qu'à construire une théorie quantitative.

4. Le principe d'analogie

De même que l'aimantation $\vec{M}$ d'un ferromagnétique est la résultante des aimantations d'une multitude de petits volumes élémentaires, le moment $\vec{S}$ est la résultante des moments d'une multitude de petits domaines élémentaires superficiels. D'autre part les mécanismes qui contrôlent l'orientation des moments de ces domaines élémentaires superficiels, sont, comme nous l'avons constaté plus haut, très analogues aux mécanismes de contrôle de l'orientation de l'aimantation des volumes élémentaires ferromagnétiques. Enfin, de même qu'il existe des interactions magnétiques de natures diverses entre les volumes élémentaires ferromagnétiques, il existe aussi des interactions diverses entre les domaines élémentaires superficiels.

Il en résulte que les lois qui décrivent les variations de $\vec{S}$ en fonction des variations du champ fictif $A \vec{J}$ doivent être analogues à celles qui décrivent les variations de l'aimantation $\vec{M}$ d'un corps ferromagnétique en fonction des variations du champ magnétique $\vec{H}$: en particulier les formes des cycles d'hystérésis doivent être analogues.

5. Traitement thermique des couches multiples : son rôle et ses effets

L'expérience montre (1) qu'une couche multiple à couplage ferro-antiferromagnétique, refroidie dans un champ magnétique de manière à traverser la température θ_N de Néel de l'oxyde antiferromagnétique, présente désormais des cycles d'hystérésis dissymétriques, aussi longtemps que la température est maintenue en dessous de θ_N . Il faut naturellement, ce qui est pratiquement toujours le cas, que le point de Curie θ_F de la couche de métal ferromagnétique soit nettement supérieur à θ_N .

Pour interpréter ces faits, nous utiliserons le principe d'analogie énoncé plus haut.

Le refroidissement du système S et la traversée du point θ_N s'effectuent en même temps que règne un champ magnétique constant de direction $\varphi = 0$ qui impose à l'aimantation $\vec{J}$ de la couche ferromagnétique et par conséquent au champ fictif $A \vec{J}$ une grandeur sensiblement constante ainsi qu'une orientation invariable $\varphi = 0$. Sous cette action le système S acquiert un moment anhystérétique $\vec{S}_a$, parallèle à $A \vec{J}$, dont les propriétés

doivent être analogues à celles de l'aimantation *anhystérétique thermique* d'un corps ferromagnétique.

Il importe donc de rappeler d'abord brièvement les propriétés de cette dernière.

6. Propriétés d'un corps ferromagnétique au voisinage de l'état anhystérétique

Un corps ferromagnétique soumis à un champ constant $\vec{H}_a$, pendant son refroidissement depuis une température supérieure au point de Curie θ_f jusqu'à la température ambiante, acquiert une aimantation $\vec{M}_a$ parallèle à $\vec{H}_a$. On l'appelle *aimantation anhystérétique thermique*. Elle est représentée en fonction du champ par la courbe en tirets de la figure 1 : on a $M_a = OA'$.

FIG. 1.

Examinons les propriétés à la température ambiante du corps ainsi traité. L'état $A(H_a, M_a)$ jouit de propriétés analogues à celles de l'état obtenu après désaimantation dans un champ nul : c'est-à-dire qu'abstraction faite des variations réversibles de l'aimantation, les variations irréversibles de l'aimantation sont proportionnelles au carré des variations du champ pourvu que ces variations soient petites. Il en résulte qu'au voisinage de A, la susceptibilité différentielle irréversible est nulle quelle que soit la direction de mesure. On peut aussi énoncer des lois, valables au voisinage de A, analogues à celles de Rayleigh énoncées pour les états voisins de l'origine O.

Si, le corps étant dans l'état A, on supprime le champ $\vec{H}_a$, l'aimantation prend la valeur OB (fig. 1) : on l'appelle *aimantation thermorémanente*. Si on applique un champ $-\vec{H}_a$, antiparallèle à $\vec{H}_a$, l'aimantation prend la valeur $OC' = M_a - \Delta M_{||}$. En appliquant à nouveau le champ $\vec{H}_a$, l'aimantation prend la valeur $OD' = M_a - \Delta'M_{||}$. Dans les cycles ultérieurs les points représentatifs reviennent alternativement en C et en D, tout au moins si l'on néglige les phénomènes de bascule et de reptation dont nous dirons quelques mots ultérieurement (§ 13). Abstraction faite des variations réversibles de $\vec{M}$, les tangentes initiales aux branches des cycles de recul en A et D, ainsi que la tangente en C à la branche ascendante, sont parallèles à l'axe OH

des abscisses. Si H_a est petit vis-à-vis du champ coercitif du corps, les variations $\Delta M_{||}$ et $\Delta'M_{||}$ sont petites vis-à-vis de M_a et les lois de Rayleigh sont applicables : les courbes ABC et CD sont alors des paraboles et $\Delta M_{||} = 2\Delta'M_{||}$.

Si dans l'état initial $A(H_a, M_a)$, on applique un champ supplémentaire $H_{\perp}$ de grandeur H_a perpendiculaire au champ initial H_a et que l'on supprime ce champ $H_{\perp}$, le point représentant la variation $\Delta M_{\perp}$ de l'aimantation

FIG. 2.

dans une direction perpendiculaire à H_a suit le trajet OAB (fig. 2) et le corps prend une aimantation finale $\Delta M_{\perp} = OB$ perpendiculaire à M_a . Si M_a est petit et si les lois de Rayleigh sont applicables, $\Delta M_{\perp} = \frac{1}{8} \Delta M_{||}$.

Si au contraire M_a se rapproche de l'aimantation à saturation, $\Delta M_{\perp}$ diminue et tend vers zéro : on conçoit en effet que si H_a est très grand dans la direction $\varphi = 0$, une aimantation perpendiculaire ne peut pas subsister en l'absence de champ directeur perpendiculaire.

Des cycles ultérieurs O, H_a , O, identiques au premier, donnent en première approximation la même valeur $\Delta M_{\perp}$ de l'aimantation perpendiculaire.

La tangente initiale en O à la courbe de première aimantation perpendiculaire, la tangente en A à la branche de recul ainsi que la tangente en B à la branche ascendante du cycle BA sont horizontales, abstraction faite des variations réversibles de M.

7. Propriétés de la couche ferromagnétique en l'absence de couplage ferro-antiferromagnétique

Les propriétés de la couche ferromagnétique servant de support s'expliquent par l'existence d'une énergie d'anisotropie uniaxiale, dont l'expression rapportée à un centimètre cube, peut s'écrire sous la forme

$$(4) \quad W_a = -\frac{1}{4} H_a J \cos 2\varphi,$$

où H_a est une certaine constante et φ l'angle de l'aimantation $\vec{J}$ avec l'axe. Rappelons que cet axe est parallèle à la direction du champ magnétique qui a régné au moment du dépôt de la couche. Les positions d'équilibre de $\vec{J}$, en l'absence de perturbation extérieure correspondent à $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi$.

Si on applique un champ magnétique $\vec{H}$ de direction $\varphi = 0$, le couple Γ appliqué à $\vec{J}$ vaut :

$$(5) \quad \Gamma = -J(H_a \cos \varphi + H) \sin \varphi.$$

L'aimantation $\vec{J}$ reste stable dans la position $\varphi = 0$, tant que Γ reste négatif, c'est-à-dire quand H est supérieur à $-H_a$. Quand H décroît au-dessous de la valeur critique $-H_a$, l'aimantation tourne d'une manière irréversible de $\varphi = 0$ à $\varphi = \pi$. Si nous convenons d'appeler champs critiques descendants $H_1, H_2, H_3, \dots$ les champs critiques relatifs aux valeurs décroissantes du champ, au cours des cycles successifs de champ à partir du cycle initial, et champs critiques ascendants $H'_1, H'_2, H'_3, \dots$ les champs critiques relatifs aux valeurs croissantes du champ, nous avons ainsi $H_n = -H_a$ et $H'_n = H_a$ quel que soit n .

8. Détermination du premier champ critique descendant H_1 , compte tenu du couplage

Le système S s'aimante sous l'action du champ fictif $A\vec{J}$. Cette aimantation est la somme de termes réversibles et de termes irréversibles. Si le système S est isotrope, le moment réversible S_r acquis sous l'action du champ fictif $A\vec{J}$ est parallèle à $\vec{J}$ et sa grandeur est indépendante de l'orientation de $\vec{J}$: on peut donc le poser égal à CJ . L'énergie de couplage correspondante $-ACJ^2$ est constante, puisque $\vec{J}$ a une grandeur constante. Il n'y a donc pas à se préoccuper des termes réversibles du système S . Nous en ferons désormais abstraction.

Au cours du traitement thermique le système S a acquis le moment anhystérétique S_a parallèle à l'axe.

D'autre part, si nous désignons par e l'épaisseur de la couche métallique ferromagnétique, l'énergie de couplage peut s'écrire sous la forme $-\frac{A}{e} \vec{S} \cdot \vec{J}$ montrant que tout se passe comme si l'aimantation $\vec{J}$ de l'ensemble de la couche ferromagnétique était soumis à un champ magnétique égal à $A\vec{S}/e$.

Si nous supposons un instant que S_a est invariable, le couple Γ appliqué à $\vec{J}$ devient, en négligeant les termes de degré supérieur à φ :

$$(6) \quad \Gamma = -J(H_a + \frac{A}{e} S_a + H) \varphi,$$

ce qui montre que le premier champ critique descendant vaut

$$(7) \quad H_1 = -H_a - \frac{A}{e} S_a.$$

En réalité S_a ne reste pas rigoureusement invariable car, lorsque $\vec{J}$ tourne d'un petit angle φ , le champ fictif équivalent diminue de $\frac{1}{2} AJ\varphi^2$ dans la direction $\varphi=0$

et augmente de $AJ\varphi$ dans la direction $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Mais d'après le principe d'analogie et les remarques du paragraphe 6, comme les variations de $\vec{S}$ sont proportionnelles au carré des variations de $A\vec{J}$, elles sont négligeables à l'ordre d'approximation auquel on s'est limité plus haut.

9. Détermination du premier champ critique ascendant H'_1

Lorsque H devient plus petit que $-H_1$, $\vec{J}$ se retourne et passe de la direction $\varphi = 0$ à une direction voisine de $\varphi = \pi$. Naturellement, cette opération modifie le moment magnétique du système S .

Dans la direction $\varphi = 0$, le champ fictif passe de la valeur $+A\vec{J}$ à la valeur $-A\vec{J}$. D'après le principe d'analogie et d'après le paragraphe 6, la composante de $\vec{S}$ passe de la valeur S_a à la valeur $S_a - \Delta S_{\parallel}$.

Dans la direction $\varphi = \frac{\pi}{2}$, le champ fictif commence par croître de 0 à AJ quand $\vec{J}$ tourne de $\varphi = 0$ à $\varphi = \frac{\pi}{2}$ puis décroît de AJ à 0 quand $\vec{J}$ tourne de $\varphi = \frac{\pi}{2}$ à $\varphi = \pi$. La composante correspondante de $\vec{S}$ passe de la valeur 0 à la valeur $\Delta S_{\perp}$.

D'après le principe d'analogie, lorsque S_a est petit devant la saturation, $\Delta S_{\perp}$ doit n'être que le huitième de $\Delta S_{\parallel}$, mais à mesure que S_a augmente et tend vers la saturation $\Delta S_{\perp}$ doit devenir très petit devant $\Delta S_{\parallel}$ et finir par s'annuler.

Sous l'effet du champ équivalent $A\Delta S_{\perp}/e$ créé dans la couche ferromagnétique par cette composante perpendiculaire, l'aimantation $\vec{J}$ ne s'oriente pas exactement suivant la direction $\varphi = \pi$ mais suivant une direction voisine $\varphi = \pi - \varepsilon$ où

$$(8) \quad \varepsilon = \frac{A\Delta S_{\perp}}{(H_a - H)e - A(S_a - \Delta S_{\parallel})}.$$

Pour $H = H_1$, ε est égal à $\varepsilon_1 = A\Delta S_{\perp}/(2H_a e + A\Delta S_{\parallel})$. Quand H croît à partir de H_1 , ε augmente et devient infini pour $H = H_a - A(S_a - \Delta S_{\parallel})/e$. Le champ critique ascendant H'_1 auquel se produit un changement discontinu de l'orientation de $\vec{J}$, d'amplitude inférieure à π , doit donc correspondre à une valeur un peu inférieure à la précédente que nous poserons égale à :

$$(9) \quad H'_1 = H_a - \frac{A}{e} (S_a - \Delta S_{\parallel}) - h_{\perp}.$$

Si nous admettons que la discontinuité se produit dans le voisinage de $\varepsilon = 1$, on obtient pour H_1 l'ordre de grandeur :

$$(10) \quad h_1 \sim \frac{A}{e} \Delta S_1.$$

Nous calculerons plus loin la valeur exacte de h_1 dans un cas particulier. Mais il importe ici surtout de remarquer que la discontinuité est précédée d'une région où ε varie comme $(H'_1 - H)^{-1}$ et où l'aimantation varie comme $\cos \varepsilon$, comme le représente schématiquement

FIG. 3.

la figure 3. Ce comportement est bien différent de celui qui est observable au voisinage de H_1 où l'aimantation garde une valeur constante et égale à J jusqu'à ce que le champ atteigne exactement la valeur H_1 .

Ces prévisions théoriques sont tout à fait conformes aux résultats expérimentaux de Mme Schlenker (1) : la différence de forme entre les branches de cycle voisines d'une part de H_1 et d'autre part de H'_1 est frappante, aussi bien en ce qui concerne les couches de Co-CoO que celles de NiFe-NiFeMn.

10. Preuve de l'existence de la discontinuité et détermination de sa position

Lorsque ε varie de 0 à π , le moment perpendiculaire varie entre ΔS_1 et $2\Delta S_1$, soit en moyenne $\frac{3}{2}\Delta S_1$. Le couple correspondant exercé sur J est égal à

$$\frac{3AJ}{2e} \Delta S_1 \cos \varepsilon.$$

D'autre part, quand ε varie de 0 à π , le moment $S_{\parallel}$ parallèle à $\varphi = 0$ varie de $S_a - \Delta S_{\parallel}$ à $S_a - \Delta' S_{\parallel}$, variation que nous représenterons approximativement en écrivant :

$$(11) \quad S_{\parallel} = S_a - \frac{1}{2}(\Delta S_{\parallel} + \Delta' S_{\parallel}) - \frac{1}{2}(\Delta S_{\parallel} - \Delta' S_{\parallel}) \cos \varepsilon.$$

Le couple correspondant agissant sur J est égal à

$$\frac{AJ}{e} S_{\parallel} \sin \varepsilon.$$

Enfin le moment J est soumis au couple $J(H - H_a \cos \varepsilon)$ sin ε provenant du champ appliqué et de l'anisotropie uniaxiale.

Finalement le couple Γ appliqué à J peut s'écrire sous la forme :

$$(12) \quad \Gamma = C(a \sin \varepsilon - \sin 2\varepsilon + \lambda \cos \varepsilon)$$

où C est une constante et où on pose :

$$(13) \quad a = \frac{H + \frac{A}{e} \left(S_a - \frac{1}{2} \Delta S_{\parallel} - \frac{1}{2} \Delta' S_{\parallel} \right)}{\frac{1}{2} H_a + \frac{A}{4e} (\Delta S_{\parallel} - \Delta' S_{\parallel})}$$

et

$$(14) \quad \lambda = \frac{\frac{3A}{2e} \Delta S_1}{\frac{1}{2} H_a + \frac{A}{4e} (\Delta S_{\parallel} - \Delta' S_{\parallel})}.$$

Lorsque H croît à partir de la valeur H_1 , le moment J prend une position d'équilibre correspondant à la valeur de ε donnée par $\Gamma = 0$. Cette position d'équilibre devient instable pour $\frac{d\Gamma}{d\varepsilon} = 0$. La discontinuité se produit pour la valeur $\varepsilon = \varepsilon_i$ telle que ces deux relations soient satisfaites.

On trouve facilement :

$$(15) \quad \sin \varepsilon_i = \left(\frac{\lambda}{2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad \text{avec} \quad \varepsilon_i < \frac{\pi}{2},$$

$$(16) \quad a = 2 \cos^3 \varepsilon.$$

Le champ critique est donné par :

$$(17) \quad H'_1 = H_a - \frac{A}{e} (S_a - \Delta S_{\parallel}) - h_1$$

avec

$$(18) \quad h_1 = \left[H_a + \frac{A}{2e} (\Delta S_{\parallel} - \Delta' S_{\parallel}) \right] (1 - \cos^3 \varepsilon_i).$$

11. Position des discontinuités suivantes

Lorsqu'après application du champ H'_1 l'aimantation $\vec{J}$ est revenue au voisinage de la direction $\varphi = 0$, le système décrit un cycle de recul suivant la direction $\varphi = 0$ et la composante de S suivant cette direction prend la valeur $S_a - \Delta' S_{\parallel}$, comme nous l'avons d'ailleurs signalé plus haut. Quant à la composante perpendiculaire elle reprend la même valeur ΔS_1 puisque la composante perpendiculaire du champ fictif a décrit un nouveau cycle O, AJ, O identique au précédent.

L'angle ε' d'équilibre de J avec la direction $\varphi = 0$ est donné pour ε' petit par :

$$(19) \quad \varepsilon' = \frac{A \Delta S_1}{H_a + H + A(S_a - \Delta' S_{\parallel})}.$$

Sa valeur ε'_1 pour $H = H'_1$ est voisine de ε_1 .

Un raisonnement analogue à celui du paragraphe

précédent et reposant sur les mêmes hypothèses montre que le deuxième champ critique descendant vaut :

$$(20) \quad H_2 = -H_a - \frac{A}{e}(S_a - \Delta'S_{||}) + h_1$$

où h_1 a été défini plus haut, ε_i désignant cette fois la valeur de l'angle de l'aimantation $\vec{J}$ avec l'axe $\varphi = 0$, correspondant à la discontinuité.

Pour les cycles suivants, nous retrouvons les mêmes valeurs : $H_2 = H_3 = H_4 = \dots$ et $H'_1 = H'_2 = H'_3 = \dots$

12. Ordre de grandeur des quantités utilisées

Nous avons essayé de déterminer approximativement les valeurs des différentes quantités qui interviennent dans les formules précédentes : soit les 5 quantités H_a , h_1 , $\Delta S_{||}$, $\Delta'S_{||}$, $\Delta S_{\perp}$, pour les couches Co-CoO-I et Co-CoO-II étudiées par Paccard et Mme Schlenker. Nous disposons d'abord des valeurs expérimentales de H_1 , H'_1 et H_2 , à -196°C . Nous avons supposé que H_a était égal au champ coercitif de la même couche à la température de 20°C , au-dessus de θ_N : il n'y a alors plus de couplage. Enfin, nous avons estimé d'après les courbes expérimentales (1) les valeurs de ε_i pour $H = H'_1$. Ces données de départ sont rassemblées dans le tableau I.

TABLEAU I
Données de départ

	H_1	H'_1	H_2	H_a	$\cos \varepsilon_i$
Co-CoO-I . .	-288	77	-172	19	0,70
Co-CoO-II . .	-187	-13	-157	29	0,77

A l'aide des données précédentes, compte tenu des équations 7, 9, 18 et 20 nous avons calculé les valeurs du tableau II.

TABLEAU II

Valeurs des champs de couplage en u. é. m.

	h_1	$\frac{A}{e} \Delta S_{ }$	$\frac{A}{e} \Delta'S_{ }$	$\frac{A}{e} \Delta S_{\perp}$	$\frac{A}{e} S_a$
Co-CoO-I . .	96	357	99	52	269
Co-CoO-II . .	39	131	13	18	157

Le tableau II suggère les remarques suivantes. En premier lieu le champ d'anisotropie uniaxiale H_a est faible vis-à-vis des champs de couplage. En deuxième

lieu, pour la couche Co-CoO-I, $\Delta S_{||}$ est plus grand que S_a ; la somme $S_a - \Delta S_{||}$ est négative, donc le champ fictif $A\vec{J}$ est plus grand que le champ coercitif du système S.

En troisième lieu, les valeurs de $\Delta S_{\perp}$ sont environ sept fois plus petites que $\Delta S_{||}$, ce qui évidemment est très proche de la valeur huit que prédisent les lois de Rayleigh. Cette remarque jointe au fait que $A\vec{J}$ est de l'ordre de grandeur du champ coercitif montre que dans le système S le domaine d'applicabilité des lois de Rayleigh s'étend jusqu'au voisinage du champ coercitif : le système S possède donc des propriétés analogues à celles d'une substance magnétique très dure.

13. Le rétrécissement des cycles ultérieurs : bascule et reptation

La théorie précédente montre que les champs critiques ascendants sont tous égaux et qu'il en est de même des champs critiques descendants à partir de H_2 . Du point de vue expérimental, cette conclusion n'est pas confirmée : de petites variations se produisent encore au cours des cycles ultérieurs. Mme Schlenker a montré que ces variations obéissaient approximativement aux lois empiriques suivantes, sauf pour les très grandes valeurs de n :

$$(21) \quad \begin{aligned} H_{\infty} - H_n &= -An^{-1}, & n \geq 2; \\ H'_{\infty} - H'_n &= -Bn^{-1}, & n \geq 1; \end{aligned}$$

les deux coefficients A et B sont positifs ; A est généralement plus grand que B : 2 à 2,6 fois plus, par exemple pour les couches Co-CoO.

En invoquant encore l'analogie entre les propriétés du système S et celles des ferromagnétiques, il est possible d'expliquer ce comportement par l'intervention des phénomènes de *bascule* liés à l'existence de très fortes interactions négatives entre domaines ferromagnétiques.

Nous avons montré (5) qu'à partir d'un état initial désaimanté les cycles successifs d'aimantation décrits entre O et H étaient schématisés comme l'indique la figure 4. Au cours des cycles successifs, les aimantations B_0B_1 , B_0B_2 , B_0B_3 , ... prises dans le champ H décroissent, tandis que les aimantations rémanentes A_0A_1 , A_0A_2 , ... croissent : en somme les petits cycles partiels

FIG. 4.

dissymétriques décrits entre O et H subissent un mouvement de bascule qui tend à rendre parallèle à l'axe OH des abscisses la ligne joignant les deux pointes du cycle.

Par analogie avec ces résultats, à partir de l'état initial anhystérique (AJ , S_n), $\Delta S_{||}$ est l'analogue de $B_0 B_n$ et $\Delta' S_{||}$ l'analogue de $A_0 A_n$. A mesure que le numéro d'ordre n augmente, $\Delta S_{||}$ doit décroître tandis que $\Delta' S_{||}$ doit augmenter : il en résulte que H_n doit augmenter et H'_n diminuer avec n .

Le même phénomène doit se produire pour $\Delta S_{\perp}$ qui correspond à un cycle complet, à chaque renversement de $\vec{J}$, $\Delta S_{\perp}$ est donc l'analogue de $A_0 A_n$ et doit croître, ainsi que $h_{\perp}$, en fonction de n . Cet effet doit s'ajouter au précédent.

Enfin, le principe d'analogie laisse prévoir l'existence d'une *reptation*. Les lois de ce phénomène ont été dégagées dans une série de travaux de Nguyen Van Dang (6). La figure 5 donne leur allure schématique. A mesure

FIG. 5.

que n augmente les cycles partiels subissent une translation progressive vers le bas correspondant à des augmentations progressives et égales de $\Delta S_{||}$, représentées en $B_0 B_n$, et $\Delta' S_{||}$, représentées en $A_0 A_n$, avec n : H_n et H'_n doivent augmenter avec n . La combinaison des effets de reptation et de bascule fait que H_n doit augmenter avec n plus rapidement que H'_n ne diminue.

Toutes ces conclusions sont conformes aux résultats expérimentaux.

La bascule et la reptation constituent des manifestations des interactions entre les domaines ferromagnétiques. La reptation s'interprète correctement par une théorie statistique faisant intervenir des interactions entre un très grand nombre de domaines et par conséquent des interactions entre domaines relativement éloignés les uns des autres. La bascule au contraire exige des interactions très fortes mais entre un nombre beaucoup plus restreint de domaines : il s'agit donc d'interactions entre domaines assez proches voisins.

Dans les corps ferromagnétiques, les effets de reptation sont beaucoup plus accentués que les effets de bascule. C'est peut-être parce qu'il n'y a pas d'interactions très fortes entre domaines voisins et parce que les interactions dipolaires magnétiques sont susceptibles d'agir à longue distance.

Dans les couches antiferromagnétiques examinées plus haut les effets de bascule l'emportent au contraire sur les effets de reptation. La raison en est peut-être dans l'absence presque complète d'interactions dipolaires magnétiques dans les corps antiferromagnétiques, puisqu'il n'y a pas d'aimantation spontanée, et dans la présence, dans le cas de couches épitaxiales, d'un mécanisme extrêmement efficace donnant naissance à de puissantes interactions négatives. Supposons en effet que la couche métallique ferromagnétique présente une « marche » : la couche d'oxyde qui se forme au-dessus en épitaxie présentera probablement aussi une marche. Les plans atomiques de l'oxyde, en contact avec le ferromagnétique, de part et d'autre de la marche, appartiendront à des sous-réseaux magnétiques différents : les moments $\vec{S}$ correspondants seront donc normalement antiparallèles, en l'absence de couplage ferro-antiferromagnétique. Tout se passe donc comme si nous avions affaire à deux domaines très fortement couplés négativement : leur découplage exige en effet de faire tourner de π la direction d'antiferromagnétisme dans une petite région centrée autour de la marche.

14. Interprétation de l'hystérésis de rotation

Paccard et Mme Schlencker ont constaté que les couches minces avec couplage ferro-antiferromagnétique présentaient de l'hystérésis de rotation : les pertes dans un champ magnétique tournant γ tendent vers une limite non nulle lorsque le champ magnétique augmente indéfiniment, tandis que dans les mêmes conditions elles tendent vers zéro pour les corps ferromagnétiques.

Ce comportement s'explique immédiatement dans le schéma proposé. Le champ tournant $\vec{H}$ entraîne l'aimantation $\vec{J}$ de la couche ferromagnétique, avec un certain retard angulaire. Lorsqu'on fait varier la grandeur de H le retard angulaire augmente ou diminue, mais c'est tout : $\vec{J}$ n'en tourne pas moins de la même façon et conserve toujours la même grandeur. Le système S est donc toujours soumis à un champ tournant $\vec{AJ}$ d'amplitude constante et indépendante de H . Les pertes par hystérésis de rotation doivent donc garder une grandeur constante lorsque H augmente : nous les désignerons par W_r , par tour et pour 1 cm³ de la couche ferromagnétique.

Pour estimer W_r , remarquons que suivant la direction $\varphi = 0$, l'amplitude de la variation de S est égale à $\Delta S_{||} - \Delta' S_{||}$, pour une amplitude de variation du champ fictif égale à $2AJ$. On peut écrire

$$(22) \quad W_r = \frac{2kk'AJ}{e} (\Delta S_{||} - \Delta' S_{||});$$

où k et k' sont deux coefficients numériques permettant de tenir compte des deux effets principaux :

1° La forme du cycle d'hystérésis. Si nous sommes dans

le domaine de Rayleigh, il faut prendre $k = \frac{1}{3}$. La comparaison des valeurs de $\Delta S_{\perp}$ et de $\Delta S_{\parallel}$ paraît justifier cette hypothèse.

2° Le rapport de l'hystérésis de rotation à l'hystérésis alternative unidirectionnelle. Dans le domaine de Rayleigh, $k' = \frac{3\pi}{4} = 2,36$. Nous obtenons ainsi $kk' = 0,75$. En prenant $kk' = 1$, nous sommes à peu près certains d'adopter une valeur surestimée.

Les valeurs de $\Delta S_{\parallel}$ et de $\Delta S_{\perp}$ se déduisent respectivement des valeurs de H'_1 et de H_2 . On trouve finalement :

$$(23) \quad W_r = 2kk'J(H'_1 - H_2 - 2H_a + 2h_1).$$

Si nous négligeons H_a et h_1 devant $H'_1 - H_2$, il vient pour les couches Co-CoO, avec $J = 1\,400$:

$$(24) \quad W_r (\text{calc.}) \sim 2\,800 (H'_1 - H_2).$$

On peut rapprocher ce résultat de la loi empirique que Mme Schlenker a déduite de ses expériences :

$$(25) \quad W_r (\text{obs.}) \sim 26\,000 (H_{\infty} - H_1).$$

L'expérience montre par ailleurs que $H'_1 - H_2$ est deux à quatre fois plus grand que $H_{\infty} - H_1$. Ainsi les valeurs calculées de W_r sont au moins trois fois plus petites que les valeurs observées.

La théorie proposée permet donc de rendre compte de l'existence d'une hystérésis de rotation, mais les valeurs calculées sont notablement plus faibles que les

valeurs réelles. Il n'est pas vraisemblable que les diverses approximations faites çà et là soient responsables d'un facteur d'erreur aussi grand que trois. Il semble plutôt qu'il s'agisse d'une imperfection fondamentale du modèle, ou plutôt de l'absence de modèle, car nous avons surtout raisonné par analogie. Pour éclairer cette discordance il paraît donc indispensable d'avoir recours à un modèle précis et d'étudier avec lui les rapports de l'hystérésis de rotation à l'hystérésis alternative. C'est ce que nous nous proposons de faire dans la deuxième partie de ce travail.

15. Traînage magnétique

Les dimensions des cristallites antiferromagnétiques sont vraisemblablement extrêmement petites, peut-être de l'ordre de 50 Å. Il faut donc s'attendre à ce que les rotations de $\vec{s}$ et de Δ , sous l'influence des variations du champ fictif AJ , présentent des effets de traînage magnétique analogues à ceux qui existent dans un système de grains ferromagnétiques très fins. Mme Schlenker a effectivement observé que les couples subis par la lame mince, après une variation angulaire du champ magnétique extérieur appliqué, variaient en fonction du temps.

Une étude attentive de ces effets présente un grand intérêt car la connaissance des constantes de temps mises en jeu devrait permettre d'atteindre une donnée supplémentaire : la valeur moyenne du produit du volume des grains antiferromagnétiques par la constante d'anisotropie magnétocristalline.

DEUXIÈME PARTIE

L'ÉQUILIBRE DES MOMENTS MAGNÉTIQUES DANS UNE COUCHE MIXTE : HYSTÉRÉSIS DE ROTATION ET HYSTÉRÉSIS OSCILLANTE

16. Introduction

Nous nous proposons d'examiner quantitativement sur un modèle simple quelques aspects des phénomènes de couplage magnétique entre deux couches minces, l'une ferromagnétique, l'autre antiferromagnétique, formées directement l'une sur l'autre. En particulier, s'il y a épitaxie, c'est-à-dire cohérence entre les réseaux cristallins des deux couches, le couplage est très fort car il met en jeu, entre atomes magnétiques situés de part et d'autre de l'interface, des énergies d'échange ou de superéchange, de nature analogue à celles qui donnent naissance au ferromagnétisme ou à l'antiferromagnétisme. Il en résulte notamment une continuité entre la direction de l'aimantation spontanée de la

couche ferromagnétique et la direction d'antiferromagnétisme de la couche antiferromagnétique.

Comme il est possible, au moyen d'un champ magnétique extérieur, d'orienter à volonté la direction de l'aimantation spontanée de la couche ferromagnétique, on peut ainsi, par un procédé indirect, agir aussi sur la direction d'antiferromagnétisme de la couche antiferromagnétique, ce qui serait autrement extrêmement difficile à réaliser. Dans de tels processus, l'aimantation spontanée ne conserve pas la même direction dans l'épaisseur de la couche ferromagnétique ; il en est de même pour la direction d'antiferromagnétisme. Il convient donc d'étudier d'abord les conditions d'équilibre d'une seule couche ferromagnétique, ou antiferromagnétique, compte tenu des conditions aux limites.

17. Équilibre des moments magnétiques des plans atomiques

Considérons une couche mince ferromagnétique plane possédant une direction d'anisotropie uniaxiale dans son plan et uniformément aimantée suivant cette direction qui est dite aussi direction de facile aimantation.

Imaginons que l'on modifie la direction de l'aimantation d'un des plans superficiels en exerçant un couple convenable, d'axe perpendiculaire au plan de la couche, sur les moments magnétiques des atomes de la surface. Il s'agit de déterminer de quelle manière cette perturbation se répercute à l'intérieur de la couche, en l'absence de tout champ magnétique extérieur appliqué.

Supposons que la couche mince soit formée de n plans atomiques, parallèles au plan de la couche, repérés par un indice i variant de 1 à n . Nous supposons l'aimantation de chaque plan i uniforme et parallèle au plan de la couche et nous désignons par $\vec{m}_i$ le moment magnétique correspondant rapporté à l'unité de surface. Nous appelons $\theta_i/2$ l'angle de $\vec{m}_i$ avec la direction de facile aimantation.

Nous supposons que l'énergie magnétocristalline de chaque plan atomique est simplement égale, par unité de surface, à $-K \cos \theta_i$, où K est une constante positive. Pour abrégé nous désignons désormais la direction $\theta_i = 0$ sous le nom de direction facile et la direction $\theta_i = \pi$ sous le nom de direction difficile. Le couple magnétocristallin correspondant agissant sur $\vec{m}_i$ est égal à $-2K \sin \theta_i$.

Nous supposons que les forces magnétiques d'échange n'existent qu'entre plans consécutifs et que l'énergie correspondante par unité de surface est égale à $-I \cos \frac{\theta_j - \theta_i}{2}$ avec $j - i = \pm 1$. Il en résulte que $\vec{m}_i$ subit un couple égal à $I \sin \frac{\theta_j - \theta_i}{2}$.

Pour que $\vec{m}_i$ soit en équilibre, il faut que la somme des trois couples qui lui sont appliqués soit nulle :

$$(26) \quad -2K \sin \theta_i + I \sin \frac{\theta_{i+1} - \theta_i}{2} + I \sin \frac{\theta_{i-1} - \theta_i}{2} = 0.$$

Si θ_i est une fonction de i variant assez lentement avec i , on peut écrire :

$$(27) \quad \begin{aligned} \theta_{i+1} &= \theta_i + \theta'_i + \frac{1}{2} \theta''_i, \\ \theta_{i-1} &= \theta_i - \theta'_i + \frac{1}{2} \theta''_i, \end{aligned}$$

en désignant par θ'_i et θ''_i les dérivées première et seconde de θ par rapport à i . La condition d'équilibre s'écrit alors, en supprimant l'indice i :

$$(28) \quad -4K \sin \theta + I \theta'' = 0.$$

Cette équation différentielle du second ordre s'intègre

une première fois après l'avoir multipliée par $2\theta'$. On trouve ainsi :

$$(29) \quad 8K \cos \theta + I \theta'^2 = 8KC$$

en désignant par $8KC$ la constante d'intégration. Cette équation s'écrit aussi en séparant les variables :

$$(30) \quad \frac{d\theta}{\sqrt{C - \cos \theta}} = \pm \sqrt{\frac{8K}{I}} di.$$

Cette relation (30) nous montre que, pour réaliser la condition de continuité invoquée plus haut, il est nécessaire que I soit grand vis-à-vis de K , ce que nous supposons désormais être le cas.

Comme la couche est formée de n plans, les valeurs θ_1 et θ_n de θ correspondant aux plans superficiels doivent satisfaire à la relation :

$$(31) \quad \int_{\theta_1}^{\theta_n} \frac{d\theta}{\sqrt{C - \cos \theta}} = n \sqrt{\frac{8K}{I}} = \rho,$$

où ρ est une quantité sans dimensions caractérisant la couche.

18. Conditions aux limites

Les deux plans atomiques extrêmes $i = 1$ et $i = n$ sont placés dans des conditions particulières, car ils ne possèdent qu'un plan atomique proche voisin et la condition d'équilibre (26) n'est pas satisfaite. Il est donc nécessaire que des couples extérieurs $\vec{\Gamma}_1$ et $\vec{\Gamma}_n$ soient respectivement appliqués aux moments $\vec{m}_1$ et $\vec{m}_n$ pour remplacer les couples d'échange dus aux plans manquants d'indice 0 et $n + 1$. En première approximation, ces couples d'échange sont respectivement égaux à $-\frac{I}{2} \theta'_1$ et $\frac{I}{2} \theta'_n$, d'où les conditions aux limites :

$$(32) \quad \Gamma_1 = -\frac{1}{2} I \theta'_1; \quad \Gamma_n = \frac{1}{2} I \theta'_n,$$

ou encore compte tenu de la valeur de θ' tirée de l'équation (30) et en adoptant la détermination positive :

$$(33) \quad \begin{aligned} \Gamma_1 &= -\sqrt{2KI} \sqrt{C - \cos \theta_1}; \\ \Gamma_n &= \sqrt{2KI} \sqrt{C - \cos \theta_n}. \end{aligned}$$

Ces couples Γ_1 et Γ_n sont la somme des couples appliqués extérieurs et des couples dus à l'anisotropie magnétocristalline de surface.

Cette anisotropie de surface est très mal connue ; elle est d'ailleurs de l'ordre de grandeur de K plutôt que de l'ordre de grandeur de I . Les couples qui en résultent sont donc petits vis-à-vis des véritables couples extérieurs appliqués qui, comme nous le verrons plus loin, sont dus à des actions d'échange et sont ainsi de l'ordre de grandeur de I . Nous négligerons donc désormais l'anisotropie de surface.

19. La constante C

Les phénomènes sont très différents suivant la valeur de C.

1° $C > 1$. — Dans ce cas θ' ne s'annule jamais : θ croît toujours dans le même sens et sa variation entre θ_1 et θ_n peut atteindre un nombre quelconque de fois 2π . Mais il est indispensable pour cela d'appliquer aux deux faces de la couche des couples extérieurs non nuls, de signes contraires.

2° $C < 1$. — On peut poser $C = \cos \theta_0$: θ peut alors varier entre θ_0 et $2\pi - \theta_0$. Lorsque θ atteint une de ces valeurs extrêmes, pour une valeur de i différente de 1 ou de n , la détermination de θ' change et dans la formule (30) il faut passer du signe + au signe -, ou inversement. Ainsi θ oscille autour de $\theta = \pi$: c'est une fonction périodique de i , reprenant la même valeur quand i augmente de i_T . La période i_T est définie par :

$$(34) \quad i_T \sqrt{\frac{8K}{I}} = 2 \int_{\theta_0}^{2\pi - \theta_0} \frac{d\theta}{\sqrt{\cos \theta_0 - \cos \theta}}.$$

Cette période tend vers l'infini quand θ_0 tend vers zéro.

Quand les deux couples d'extrémité sont nuls, θ_1 et θ_n sont égaux à θ_0 ou à $2\pi - \theta_0$: n est alors un multiple de $i_T/2$.

Il est facile d'imaginer une expérience idéale illustrant les deux cas où C est plus grand ou plus petit que l'unité. Partons d'une couche ferromagnétique d'aimantation uniforme et parallèle à l'axe facile $\theta = 0$. Les deux moments d'extrémité $\vec{m}_1$ et $\vec{m}_n$ sont parallèles. Si nous appliquons aux deux moments des couples égaux et de sens opposé, la solution est progressive, du type $C > 1$; si les couples sont égaux et de même sens la solution est du type périodique $C < 1$.

Nous nous intéresserons plus spécialement ici au cas où l'une des extrémités est libre ($\Gamma_1 = 0$) et où un couple Γ_n est appliqué à l'autre extrémité. A l'intérieur de la couche l'angle θ variera donc depuis θ_0 jusqu'à une certaine valeur θ_n plus petite que $2\pi - \theta_0$.

3° $C = 1$. — Dans ce cas intéressant, l'intégrale elliptique (31) dégénère. L'intégration donne la relation :

$$(35) \quad \sqrt{2} \operatorname{Log} \operatorname{tg} \frac{\theta}{4} = \sqrt{\frac{8K}{I}} + Cte$$

qui précise la variation de θ en fonction de i . En particulier, lorsque θ varie de 0 à 2π , i varie de $-\infty$ à $+\infty$: on a affaire à une paroi de Bloch à 180° . En principe, son épaisseur est donc infinie. Nous pouvons cependant définir une demi-épaisseur correspondant à la demi-variation de θ , de $\frac{\pi}{2}$ à $\frac{3\pi}{2}$; $\operatorname{tg} \frac{\theta}{4}$ varie alors de $\sqrt{2} - 1$ à la valeur inverse et le premier membre de (31) varie de 2,494. Le nombre de plans contenus dans cette demi-épaisseur correspond donc à $\rho = 2,494$. Si nous convenons de prendre comme épaisseur pratique d'une paroi

à 180° le double de la valeur précédente, nous obtenons

$$\rho = 5, \text{ c'est-à-dire } n = 5 \sqrt{\frac{I}{8K}}.$$

Pour fixer les idées rappelons que dans les ferromagnétiques ordinaires l'épaisseur d'une paroi à 180° est de l'ordre de $1\,000 \text{ \AA}$: n atteint quelques centaines.

20. Les deux types de parois

Quand C est voisin de l'unité, soit par défaut, soit par excès, et quand la couche ferromagnétique est épaisse, la couche se subdivise nettement en parois et en domaines. La variation de θ avec i est en effet représentée schématiquement par les courbes de la figure 6.

FIG. 6.

Dans les deux cas apparaissent des domaines D et D' relativement étendus, à l'intérieur desquels l'aimantation est sensiblement uniforme, séparés par des régions étroites P et P' à l'intérieur desquels la direction de l'aimantation varie rapidement et qui sont les parois. Dans le cas de la solution périodique $C = 1 - \epsilon$, il faut noter que la direction de l'aimantation n'atteint pas les positions $\theta = 0$ et $\theta = 2\pi$ mais s'en approche au plus près d'un angle égal à $\sqrt{2}\epsilon$.

Il existe deux types D et D' de domaines : les uns avec leur aimantation dans un sens, les autres avec leur aimantation en sens contraire. Dans le cas de la solution périodique, il existe aussi deux types P et P' de parois, différant par le sens positif ou négatif de la variation de la direction de l'aimantation à l'intérieur. Dans le cas de la solution progressive $C = 1 + \epsilon$, toutes les parois sont de même signe.

Il est bon de remarquer que l'épaisseur des domaines tend vers l'infini quand ϵ tend vers zéro, tandis que l'épaisseur et la structure des parois restent à peu près les mêmes que pour la paroi étudiée à la fin du paragraphe précédent qui correspond à $C = 1$.

21. Étude détaillée du cas où C est plus petit que l'unité

Il faut pour cela connaître les valeurs de l'intégrale

$$(36) \quad \rho = \int_{\theta_1}^{\theta_n} \frac{d\theta}{\sqrt{\cos \theta_1 - \cos \theta}}.$$

FIG. 7.

Elle se ramène à une intégrale elliptique par le changement de variable

$$\sin \varphi = \cos (\theta/2) / \cos (\theta_1/2).$$

En posant

$$\psi_n = \arcsin \left(\frac{\cos (\theta_n/2)}{\cos (\theta_1/2)} \right),$$

on obtient :

$$(37) \quad \rho = \int_{\psi_n}^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \cos^2 (\theta_1/2) \sin^2 \varphi}},$$

qui s'exprime en fonction des intégrales elliptiques K

FIG. 8.

et F, complète et incomplète, de deuxième espèce de module $k = \cos(\theta_1/2)$:

$$(38) \quad \rho = \sqrt{2} \{ K [\cos(\theta_1/2)] - F [\cos(\theta_1/2), \psi_n] \}.$$

Grâce au concours de l'Institut de Mathématiques Appliquées de Grenoble et à l'obligeance de M. Sabonadière, j'ai fait établir les tables de la fonction ρ et de la fonction $\gamma_n = \sqrt{\cos \theta_1 - \cos \theta_n}$, avec 7 décimales, pour les valeurs de θ_1 et de θ_n variant de 2 en 2 degrés à partir de 0.

A partir de ces tables, on peut déterminer la variation du couple réduit $\gamma_n = \Gamma_n / \sqrt{2KI}$ en fonction de θ_n , pour différentes valeurs du paramètre ρ , c'est-à-dire pour différentes valeurs de l'épaisseur réduite de la couche. Ces courbes ont été représentées sur la figure 7 pour $\rho = 0,5, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ et $+\infty$.

Nous avons également tracé sur la figure 8 les variations de θ_1 en fonction de θ_n pour différentes valeurs de ρ .

22. Étude des courbes γ_n

Ces courbes appartiennent suivant les valeurs de ρ à trois types U, V et W différents : le type U quand ρ est inférieur à 2,221, le type V quand ρ est compris entre 2,221 et 4,442 et enfin le type W quand ρ est supérieur à 4,442.

Ce sont naturellement des courbes périodiques, de période égale à 2π . Les trois types sont représentés schématiquement sur la figure 9, dans l'intervalle de 0 à 2π . Tandis que pour les types U et V, il s'agit d'une seule courbe continue dans tout l'intervalle de variation de θ , pour le type W au contraire la courbe γ_n est composée de segments distincts centrés autour des points 0, 0', ..., d'abscisses 0, 2π , 4π , ...

Dans tous les cas, en l'absence d'action extérieure, tous les moments $\vec{m}_i$ sont initialement orientés suivant la direction facile $\theta = 0$. On fait alors tourner le moment $\vec{m}_n$ d'un angle $\theta_n/2$ en lui appliquant un couple réduit γ_n .

1° Type U. — Lorsqu'on fait croître $\theta_n/2$ de 0 à $\frac{\pi}{2}$, γ_n commence par croître, passe par un maximum γ_{nm} pour une valeur $\theta_{nm}/2$ un peu supérieure à $\frac{\pi}{4}$, puis décroît jusqu'à zéro. Corrélativement l'ouverture $\Delta\theta = \theta_n - \theta_1$ de l'éventail formé par les directions des moments $\vec{m}_i$, nulle initialement, croît jusqu'à une valeur maximale puis se réduit de nouveau à zéro pour $\theta_n/2 = \pi/2$. Lorsqu'on continue à faire croître $\theta_n/2$ de $\frac{\pi}{2}$ à π , les mêmes phénomènes se reproduisent symétriquement mais cette fois-ci γ_n est négatif tandis que θ_1 devient plus grand que θ_n .

L'ensemble du processus se déroule d'une manière

réversible : l'orientation de chaque moment $\vec{m}_i$ varie d'une manière continue et réversible.

Lorsque ρ est petit, tous les moments $\vec{m}_i$ restent pratiquement parallèles entre eux, le système tourne en bloc, et le couple devient simplement :

$$(39) \quad \gamma_n = \frac{\rho}{2} \sin \theta_n.$$

La figure 7 montre que, pour $\rho = 0,5$, cette situation est déjà presque réalisée.

2° Type V. — Le couple γ_n commence par croître jusqu'à un maximum γ_{nm} atteint pour $\theta = \theta_{nm}$ puis décroît jusqu'en un point Q d'abscisse θ_{ne} et d'ordonnée γ_{ne} , à tangente parallèle à l'axe des ordonnées. Ensuite γ_n continue à décroître, tandis que θ_n décroît de θ_{ne} jusqu'à π . Corrélativement $\Delta\theta = \theta_n - \theta_1$ croît, passe par un maximum, puis décroît jusqu'à zéro au point P.

Dans l'intervalle $2\pi - \theta_{ne} < \theta_n < \theta_{ne}$, trois valeurs de γ_n correspondent à une même valeur de θ_n .

FIG. 9.

3° Type W. — Les courbes correspondantes ressemblent beaucoup à celles du type V, avec en un point R, d'abscisse θ_{ne} et d'ordonnée γ_{ne} , une tangente parallèle à l'axe des ordonnées, mais elles en diffèrent en ce que pour $\gamma_n = 0$ elles aboutissent non pas au point P d'abscisse π mais en un point S d'abscisse θ_{no} . De même, la branche négative de γ_n aboutit en S' symétrique de S par rapport à P. A chaque valeur de θ_n correspondent 2 valeurs de γ_n dans l'intervalle $(2\pi - \theta_{no}, \theta_{no})$ et 3 valeurs dans les intervalles $(2\pi - \theta_{ne}, 2\pi - \theta_{no})$ et $(\theta_{no}, \theta_{ne})$.

En ce qui concerne l'ouverture $\theta_n - \theta_1$ de l'éventail, contrairement à ce qui se passe en P pour le type U, cette ouverture reste finie en S et en S'. Dans ce dernier cas l'éventail a une ouverture finie et prend une configuration symétrique par rapport à la direction difficile, tandis qu'en P tous les moments $\vec{m}_i$ étaient parallèles à la direction difficile. En S et en S', les couples extérieurs appliqués étant nuls, ce sont les seules forces magnéto-cristallines qui assurent l'ouverture de l'éventail, malgré les forces antagonistes d'échange.

Lorsque ρ tend vers l'infini, θ_1 tend vers zéro presque partout quelle que soit la valeur de θ_n , comme le montre la figure 8, et γ_n tend vers $\sqrt{1 - \cos \theta_n}$, c'est-à-dire vers $\sqrt{2} \sin(\theta_n/2)$. La figure 7 montre que déjà pour $\rho = 6$, c'est-à-dire pour une couche mince d'épaisseur à peine supérieure à celle d'une paroi de Bloch à 180° ,

γ_n se confond avec $\sqrt{2} \sin (\theta_n/2)$ lorsque θ_n varie de 0 à 270° .

Ainsi, lorsque ρ varie de 0 à $+\infty$, la famille des courbes γ_n donne l'exemple d'un passage continu de la sinusoïde $\sin \theta_n$ à la sinusoïde $\sin (\theta_n/2)$, de période double : c'est assurément une curiosité intéressante.

Il est également intéressant de remarquer que la variation de γ_n en $\sin (\theta_n/2)$ est précisément égale à celle qui existe entre deux couches minces à aimantation rigide et uniforme liées par une énergie de couplage proportionnelle au cosinus de l'angle entre les aimantations des deux couches.

23. Variation de θ_{ne} avec ρ

Comme nous le montrerons plus loin, l'abscisse θ_{ne} de la tangente verticale aux courbes γ_n , joue un rôle important dans la comparaison de l'hystérésis alternative à l'hystérésis de rotation. Il importe donc de

FIG. 10.

connaître la variation de θ_{ne} en fonction de ρ . Le tableau III donne quelques valeurs de θ_{ne} et les valeurs correspondantes de θ_{1e} pour une série de valeurs de ρ . Nous avons en outre représenté sur la figure 10 la variation de θ_{ne} en fonction de $1/\rho$.

TABEAU III

ρ	θ_{1e}	θ_{ne}
2,221	180°	180°
2,62	127°	190°
3	110°	205°
4	80°	249°
5	60°	285°
6	41°	309°
7,25	27°	328°
7,81	22°	334°
8,54	17°	340°
9,52	12°	346°
∞	0°	360°

24. Le cas d'une couche antiferromagnétique

La théorie que nous venons de développer relative à une couche mince ferromagnétique s'applique aussi à une couche mince antiferromagnétique, composée de plans atomiques parallèles au plan de la couche, les plans d'indice i pair étant par exemple aimantés dans un sens et les plans d'indice i impair aimantés en sens inverse. En effet, dans les deux systèmes, les expressions de l'énergie sont identiques, parce qu'il n'y a pas de champ magnétique extérieur appliqué, parce que l'énergie magnétocristalline ne change pas quand l'aimantation change de sens et enfin, parce que l'expression de l'énergie d'échange n'est également pas modifiée, puisque si la constante d'échange change de signe, l'une des aimantations interagissantes change également de signe.

Au lieu d'observer une rotation progressive du vecteur $\vec{m}_i$, nous observons une rotation progressive du vecteur $(-1)^i \vec{m}$: c'est la seule différence. Dans la suite nous supposons que l'indice n du dernier plan est pair, ce qui n'est pas une restriction puisque n est implicitement supposé grand vis-à-vis de l'unité.

Remarquons au surplus qu'une couche antiferromagnétique est pratiquement insensible à l'action d'un champ magnétique extérieur, puisque la somme des deux couples agissant sur deux plans atomiques consécutifs est sensiblement nulle. Il n'y a finalement à tenir compte que des actions subies par les deux demi-moments d'extrémité $\frac{1}{2} \vec{m}_1$ et $\frac{1}{2} \vec{m}_n$ qui ne sont pas compensés. Nous négligerons ici des phénomènes auxquels nous avons consacré autrefois une étude (7).

C'est d'ailleurs en formant au contact l'une de l'autre deux couches minces, l'une ferromagnétique, l'autre antiferromagnétique, qu'il est possible de mettre à l'épreuve la théorie développée plus haut. En effet, si les deux couches en contact sont ferromagnétiques, il n'est pas possible en appliquant un champ magnétique de faire tourner les aimantations des couches l'une par rapport à l'autre, puisque le champ magnétique agit simultanément sur les deux. Au contraire, si l'une des

deux couches est antiferromagnétique, elle est pratiquement insensible à l'application d'un champ magnétique, de sorte qu'il est possible de faire tourner par rapport à elle l'aimantation de la couche ferromagnétique.

La seule difficulté est de réaliser un couplage magnétique entre les deux couches. La meilleure manière d'y parvenir est de réaliser une épitaxie entre les deux couches : il y a alors un couplage par échange.

Si cette épitaxie est parfaite il y a pratiquement continuité entre la direction d'antiferromagnétisme et la direction de l'aimantation spontanée de la couche ferromagnétique. L'écart angulaire entre $\vec{m}_n$ et $\vec{m}'_n$ (les lettres accentuées correspondent à la couche ferromagnétique, les lettres non accentuées à la couche antiferromagnétique) est en effet du même ordre de grandeur que l'écart angulaire entre $\vec{m}_j$ et $-\vec{m}_{j+1}$, ou entre $\vec{m}'_j$ et $\vec{m}'_{j+1}$, puisque les énergies de couplage entre plans proches voisins sont dans tous cas du même ordre de grandeur : or ces derniers écarts angulaires sont petits par hypothèse.

Si cette épitaxie est imparfaite, le couplage peut être beaucoup moins fort et l'angle de $\vec{m}_n$ et de $\vec{m}'_n$, n'est plus négligeable.

25. Couplage d'une couche antiferromagnétique avec une couche ferromagnétique à aimantation rigide

Soit donc une couche mince antiferromagnétique à laquelle s'applique la théorie développée dans les paragraphes 17 à 23. Supposons maintenant que le couple Γ_n à appliquer au moment magnétique $\vec{m}_n$ du dernier plan atomique, pour qu'il fasse un angle $\theta_n/2$ avec la direction facile, soit fourni par l'action d'une couche mince ferromagnétique. Supposons d'abord que l'aimantation $\vec{J}$ de cette couche reste toujours *uniforme, rigide* et parallèle au plan des couches : elle est donc entièrement définie par l'angle φ de $\vec{J}$ avec la direction facile de la couche antiferromagnétique.

L'énergie W de couplage entre les deux couches est de la forme

$$(40) \quad W = -A \cos \frac{\psi}{2}$$

où A est une constante positive et $\frac{\psi}{2}$ l'angle de $\vec{m}_n$ avec $\vec{J}$. Avec ces définitions :

$$(41) \quad \varphi = \frac{1}{2}(\theta_n - \psi)$$

tandis que le couple Γ_e exercé sur $\vec{m}_n$ par la couche ferromagnétique s'écrit :

$$(42) \quad \Gamma_e = -A \sin \frac{\psi}{2}$$

L'équilibre est donné par la condition $\Gamma_e = \Gamma_n$. Pour le déterminer, on trace d'abord la courbe Γ_n en fonction de θ_n , calculée au paragraphe 21, avec 0 comme origine, puis on trace la courbe Γ_e en fonction de ψ , avec pour origine le point M d'abscisse $OM = 2\varphi$. Le point N d'intersection des deux courbes correspond à l'équilibre.

26. Stabilité de l'équilibre

Si, à partir de la position N d'équilibre, on donne à θ_n un petit accroissement positif, le couple de rappel subit un accroissement $\delta\Gamma_n$ et le couple moteur un accroissement $\delta\Gamma_e$. L'équilibre est stable si $\vec{m}_n$ tend à revenir vers sa position initiale c'est-à-dire si $\delta\Gamma_n - \delta\Gamma_e$ est positif : il faut pour cela que la courbe Γ_n passe au-dessus de la courbe Γ_e lorsque θ_n croît.

27. Variation de θ_n en fonction de φ

Étudions maintenant l'évolution des phénomènes lorsque l'aimantation $\vec{J}$ de la couche ferromagnétique motrice tourne par rapport à la direction facile de la première couche, c'est-à-dire lorsque φ croît à partir de 0. Il faut distinguer deux cas suivant que la constante A de couplage est plus petite ou plus grande que la valeur maximale Γ_{nm} de Γ_n .

FIG. 11.

1° $A < \Gamma_{nm}$. — Soit P et P' les points de la courbe Γ_n d'ordonnées $+A$ et $-A$ (fig. 11). Lorsque φ croît indéfiniment à partir de zéro, le point N part de 0, atteint d'abord le point P, revient en P', retourne en P, et ainsi de suite oscillant indéfiniment entre P' et P, avec une période égale à 4π . Le processus est entièrement réversible.

Si la courbe Γ_n est du type V, il semble que l'arc de courbe Q'PQ (Q et Q' sont les points de Γ_n à tangente verticale) puisse aussi être décrit d'une manière réversible, si A est plus petit que l'ordonnée Γ_{ne} de Q (fig. 12). Le point N' semble en effet correspondre, comme les points N, à un équilibre stable : mais il s'agit plutôt d'un

FIG. 12.

équilibre métastable, car l'énergie potentielle de l'état N' est supérieure à celle de l'état N .

Si A est compris entre Γ_{ne} et Γ_{nm} , l'équilibre devient instable lorsque N' passe au-dessus de Q , en N'' , tandis que les deux autres points d'intersection comme N''' correspondent à des équilibres stables : une rotation irréversible d'aimantation se déclenche donc au moment où N' passe au-dessus de Q .

Lorsque Γ_n est du type W, une rotation irréversible se déclenche également lorsque φ croît et que le point N , primitivement sur l'arc $R'S'$, atteint le point S' , le point représentatif passe en N' (fig. 13).

FIG. 13.

2° $A > \Gamma_{nm}$. — Lorsque φ croît à partir de zéro, le point N d'intersection se déplace sur l'arc de courbe OR à partir du point O jusqu'à atteindre le point N_t correspondant au moment où M , atteignant le point M_t d'abscisse $2\varphi_t$, la courbe Γ_e devient tangente à Γ_n (fig. 14). Lorsque φ croît un peu au-delà de φ , le point d'équi-

FIG. 14.

libre passe d'une manière discontinue et irréversible de N_t en N'' , sur une branche négative de la courbe Γ_n .

Au contraire, si φ se met à décroître avant d'avoir atteint la valeur φ_t , le point N revient en arrière sur l'arc N'_tON_t où N'_t est le symétrique de N_t par rapport à O . L'étendue de la plage de variation réversible de φ est ainsi égale à $2\varphi_t$.

Il faut toutefois remarquer que ces rotations irréversibles ne se produisent nécessairement qu'avec des courbes Γ_n des types V et W. En effet, avec des courbes du type U, la courbe Γ_e pour devenir tangente à la courbe Γ_n doit avoir une pente en M inférieure en valeur absolue à la pente de la courbe Γ_n en P . En particulier, lorsque ρ est petit ($\rho < 0,5$), Γ_n étant pratiquement confondu avec la sinusoïde

$$\Gamma_n = \Gamma_{nm} \sin \theta_n,$$

des processus différents se déroulent suivant les valeurs de A :

a) $0 < A < \Gamma_{nm}$. — Le point N oscille réversiblement

autour de O . Les vecteurs $\vec{m}_i$ oscillent réversiblement autour de la direction facile.

b) $\Gamma_{nm} < A < 2\Gamma_{nm}$. Le point N accompagne M dans son déplacement, avec une discontinuité chaque fois que θ_n augmente de 2π : les vecteurs $\vec{m}_i$ accompagnent $\vec{J}$ dans sa rotation, avec une discontinuité angulaire à chaque demi-tour.

c) $2\Gamma_{nm} < A$. — Le point N accompagne M dans son déplacement, d'une manière toujours réversible : les vecteurs $\vec{m}_i$ tournent réversiblement en même temps que $\vec{J}$, tantôt un peu en avance, tantôt un peu en retard.

FIG. 15.

Lorsque la constante A de couplage devient très grande vis-à-vis de Γ_{nm} , la portion de la sinusoïde Γ_e susceptible d'intercepter la courbe Γ_n se réduit à une droite passant par M et parallèle à l'axe des ordonnées (fig. 15). L'abscisse $2\varphi_e$ du point M_e correspondant à la discontinuité est donc simplement égale à θ_{ne} . La plage à l'intérieur de laquelle 2φ varie d'une manière réversible, s'étend de $-\theta_{ne}$ à $+\theta_{ne}$ et tend vers 4π quand ρ tend vers l'infini.

28. Sur la signification physique de la grandeur de A

Si le contact épitaxial entre la couche ferromagnétique et la couche antiferromagnétique est réalisé avec un unique plan inter-réticulaire commun, la constante d'échange A doit être du même ordre de grandeur que I : A est donc grand vis-à-vis de Γ_{nm} qui est seulement de l'ordre de grandeur de $\sqrt{KI}$, sachant par ailleurs que $\sqrt{I/K}$ est grand.

En réalité la surface de contact doit présenter des « marches ». D'une marche à la suivante, la constante A change de signe puisque d'un plan atomique au suivant l'aimantation dans un antiferromagnétique change de signe. Il en résulte une compensation plus ou moins complète du couplage ferro-antiferro, à l'intérieur du domaine de cohérence de l'aimantation $\vec{J}$. Au surplus, l'interface peut être polluée par des atomes étrangers, venus se déposer dans l'intervalle de temps séparant la fabrication de chacune des deux couches, ce qui contribue à diminuer les interactions d'échange entre les deux couches. Pour toutes ces raisons, A peut avoir une valeur quelconque, depuis zéro jusqu'à une grande valeur, de l'ordre de I .

29. Couplage avec une couche ferromagnétique à aimantation déformable

Une couche ferromagnétique à aimantation rigide et uniforme, telle que celle dont nous avons postulé l'existence afin d'orienter le moment de la couche superficielle du corps antiferromagnétique, n'existe pas. Nous avons en réalité affaire à une couche ferromagnétique dont l'orientation des moments magnétiques des plans successifs varie avec la distance à l'interface. Cependant la théorie développée dans les paragraphes 17 et 18 ne s'applique pas ici, car l'anisotropie de la couche dont nous nous occupons maintenant est nulle ou tout au moins très faible. Au surplus, on lui applique maintenant un champ magnétique afin de modifier l'orientation de son aimantation. Ce sont donc les forces d'échange et le champ magnétique extérieur qui tendent seuls à assurer l'uniformité de l'aimantation. Il n'y a pas lieu de tenir compte d'éventuels champs internes de dispersion, car, les plans atomiques ainsi que leur aimantation étant parallèles au plan de la couche, $\text{div } \vec{J}$ est nul.

Soit m la grandeur du moment magnétique d'un plan atomique et φ_i l'angle du moment magnétique du plan d'indice i avec la direction du champ magnétique H , l'énergie correspondante est égale à $-mH \cos \varphi_i$ et le couple de rappel égal à $-mH \sin \varphi_i$. D'autre part, l'énergie d'échange entre deux plans consécutifs est $-I \cos (\varphi_{i+1} - \varphi_i)$. Par un raisonnement identique à celui qui a été développé plus haut, on en déduit que les φ_i satisfont à l'équation différentielle du second ordre :

$$(43) \quad -mH \sin \varphi + I\varphi'' = 0$$

identique à l'équation (28) lorsqu'on remplace θ par φ et $4K$ par mH .

En particulier, la direction du champ magnétique H étant maintenant fixe, il faut pour tourner d'un angle φ_n le moment $\vec{m}_n$ du plan terminal d'indice n lui appliquer un couple Γ_n qui s'écrit d'après (33) :

$$(44) \quad \Gamma_n = \sqrt{\frac{mHI}{2}} \sqrt{C - \cos \varphi_n}.$$

Les courbes donnant Γ_n en fonction de φ_n sont donc les mêmes que les courbes donnant Γ_n en fonction de θ_n (fig. 7), mais si on choisit la même unité d'angle elles correspondent à une période double. Nous sommes maintenant en mesure de décrire ce qui se passe lorsque cette couche ferromagnétique est couplée avec la couche antiferromagnétique étudiée au début de ce travail et lorsqu'on fait tourner le champ $\vec{H}$. Pour ne pas trop allonger la discussion, nous nous limiterons au cas où les deux courbes de couple sont du type V ou du type W. En ce qui concerne d'ailleurs le type U, relatif aux petites valeurs de ρ , les résultats ne sont pas très différents de ceux relatifs à l'aimantation rigide ($\rho = 0$). Pour éviter les

confusions nous marquerons désormais par un accent les quantités relatives à la couche ferromagnétique.

Nous supposons d'abord que la constante A de couplage entre les deux couches est de l'ordre de grandeur de I ou de I' de sorte qu'il y a continuité entre les orientations des $\vec{m}_i$ et des $\vec{m}'_i$. En particulier, le vecteur $\vec{m}_n$ doit pratiquement être parallèle au vecteur $\vec{m}'_n$, et, puisqu'il y a équilibre les deux couples, Γ_n et Γ'_n doivent être égaux et opposés.

A partir d'une origine O , correspondant à la direction facile de la couche antiferromagnétique, et en fonction de $\varphi = \frac{\theta_n}{2}$, nous traçons la courbe Γ_n , de période π , puis à partir d'un point origine M d'abscisse φ_0 , correspondant à la direction du champ magnétique, nous traçons la courbe $-\Gamma'_n$, de période 2π . L'intersection N donne l'état d'équilibre (fig. 16).

FIG. 16.

Lorsque φ_0 croît à partir de zéro, le point M se déplace à partir de O vers la droite et le point N se déplace à partir de O sur la courbe Γ_n jusqu'à atteindre le point N_t où la courbe $-\Gamma'_n$ est tangente à la courbe Γ_n ; M est alors venu en M_t d'abscisse φ_t . Si φ_0 dépasse φ_t , une rotation irréversible se déclenche et N passe d'une manière discontinue de N_t en N'' .

Si M rétrograde avant d'avoir atteint M_t , N peut alors évoluer d'une manière réversible sur l'arc de courbe de la courbe Γ_n compris entre N_t et le symétrique N'_t de N_t par rapport à O . Ainsi, φ_0 peut évoluer, sans déclencher de rotations irréversibles, dans une plage d'étendue $2\varphi_t$ comprise entre $-\varphi_t$ et $+\varphi_t$.

La valeur de φ_t dépend essentiellement du rapport $r = \Gamma'_{n'm}/\Gamma_{nm}$ de la valeur maximale de Γ'_n à la valeur maximale de Γ_n . Rappelons que ce rapport est de l'ordre

de grandeur de $\sqrt{\frac{4KI}{mHI}}$. Si ce rapport est grand, le

segment de la courbe Γ'_n qui nous intéresse se réduit à un segment de droite parallèle à l'axe des ordonnées : φ_t se réduit à φ_n abscisse du point R à tangente verticale sur la courbe Γ_n . Si ce rapport est égal à l'unité, les deux courbes deviennent tangentes à l'emplacement de leur maximum. Si ρ et ρ' sont assez grands et dépassent par exemple la valeur 5, ces maximums sont situés à $\varphi_m = \frac{\pi}{2}$ pour Γ_n et à $(\varphi - \varphi_0)_m = \pi$ pour Γ'_n , de sorte que φ est alors égal à $3\pi/2$.

Si ce rapport est plus petit que l'unité, les deux courbes

FIG. 17.

deviennent tangentes dans la position précisée par la figure 17. L'abscisse φ_t de M_t se rapproche d'autant plus de 2π que ρ' est plus grand : la plage réversible tend ainsi vers 4π quand ρ' tend vers l'infini.

Il faut noter une différence intéressante entre l'allure des phénomènes, selon que r est plus grand ou plus petit que l'unité, lorsque φ croît indéfiniment dans le même sens.

Quand r est plus grand que l'unité, au moment de la discontinuité le point N saute d'un arc de la courbe Γ_n à l'arc suivant : autrement dit, par une série de sauts successifs, la direction d'antiferromagnétisme accompagne la rotation du champ magnétique H : les vecteurs $\vec{m}_n$ et $\vec{m}'_n$ sont entraînés par le champ H dans sa rotation. Au contraire, si r est plus petit que l'unité, le point N saute de N_t en N' sur le même arc de la courbe Γ_n . La direction d'antiferromagnétisme oscille simplement autour de la direction facile : les vecteurs $\vec{m}_n$ et $\vec{m}'_n$ ne sont pas entraînés par le champ H et restent au voisinage de la direction facile.

Pour résumer cette discussion limitée au cas où les deux courbes Γ sont des types V et W, c'est-à-dire au cas où ρ et ρ' sont supérieurs à 2,22, nous constatons que l'étendue de la plage à l'intérieur de laquelle φ peut varier réversiblement varie de $2\varphi_e = \theta_{ne}$ jusqu'à 4π .

30. Cas où l'énergie A de couplage devient faible

Lorsque la constante de couplage entre les plans n et n' des deux couches devient faible, c'est-à-dire d'un ordre de grandeur inférieur à 1 ou 1', il n'est plus possible de négliger l'angle entre les directions magnétiques de ces deux plans. Par exemple si Γ_t est l'ordonnée du point N_t correspondant à la discontinuité, il est nécessaire pour équilibrer ce couple que les directions magnétiques des plans n et n' fassent un angle Ψ_t défini par :

$$(45) \quad \Gamma_t = A \sin \Psi_t.$$

En première approximation, la discontinuité ne se produit pas pour $\varphi = \varphi$ mais pour un angle plus grand φ_a égal à la somme de φ_t et de Ψ' . L'étendue de la plage réversible de φ peut ainsi dépasser 4π .

Au surplus, des discontinuités particulières liées à la petitesse de A peuvent aussi apparaître. Nous ne discuterons pas davantage ce problème.

31. L'énergie des états d'équilibre

L'énergie interne W_i d'un plan atomique quelconque est la somme de l'énergie magnétocristalline $-K \cos \theta_i$ et de l'énergie d'échange :

$$-\frac{I}{2} \left[\cos \frac{\theta_i - \theta_{i-1}}{2} + \cos \frac{\theta_i - \theta_{i+1}}{2} \right],$$

où le coefficient $\frac{1}{2}$ a été introduit pour tenir compte du fait que cette énergie est partagée avec les deux plans atomiques proches voisins. Compte tenu de ce que θ_i varie lentement avec i on peut écrire

$$(46) \quad W_i = -K \cos \theta_i + \frac{I}{8} \theta_i^2.$$

Compte tenu de la relation (29), on peut écrire aussi

$$(47) \quad W_i = \frac{I}{4} \theta_i^2 - KC.$$

L'énergie interne $W(\theta_1, \theta_n)$ de la couche, rapportée au centimètre carré, s'écrit finalement, compte tenu de l'équation (5) :

$$(48) \quad W = \frac{I}{4} \int_1^n \theta'^2 di - nKC \\ = \sqrt{\frac{KI}{2}} \int_{\theta_1}^{\theta_n} \sqrt{C - \cos \theta} d\theta - nKC.$$

Au moyen du changement de variable indiqué dans le paragraphe 21, on ramène l'intégrale du second membre de (48) à la différence de deux intégrales elliptiques de première espèce, l'une complète, l'autre incomplète.

L'énergie totale W_T du système de deux couches en équilibre s'écrit, en supposant Ψ_t négligeable :

$$(49) \quad W_T = W_1(\theta_1, \theta_n) + W_2(\varphi_1, \varphi_{n'})$$

avec $\theta_n = 2\varphi_{n'}$.

Lorsqu'un processus irréversible se déclenche, le système passe d'un état $\theta_1, \theta_n, \varphi_1, \varphi_{n'}$ d'énergie W_T à un autre état $\theta'_1, \theta'_n, \varphi'_1, \varphi'_{n'}$ d'énergie inférieure W'_T . La différence $\Delta W = W_T - W'_T$ se dissipe sous forme de chaleur dans les deux couches : l'énergie correspondant aux termes W_1 se dissipe dans la couche antiferromagnétique, l'énergie correspondant aux termes W_2 dans la couche ferromagnétique.

32. Les différents processus de pertes par hystérésis

L'étude des pertes par hystérésis des couches couplées fournit des résultats particulièrement intéressants. Certains traits particuliers des pertes dans un champ magnétique tournant semblent en effet spécifiques des couches couplées et ne doivent pas se retrouver dans les autres systèmes ferromagnétiques.

Il y a lieu de distinguer trois processus d'observation des pertes dont nous allons préciser la nomenclature : les pertes par *hystérésis alternative*, relatives à un champ magnétique de direction invariable variant entre deux limites $+H$ et $-H$; les pertes par *hystérésis de rotation*, relatives à un champ magnétique H de grandeur constante, tournant toujours dans les même sens; enfin les pertes par *hystérésis oscillante* relatives à un champ magnétique H de grandeur constante oscillant angulairement entre deux directions fixes.

Tandis que pour les deux premières espèces les pertes dépendent principalement du seul paramètre H , dans l'hystérésis oscillante, elles dépendent principalement de deux paramètres le champ H et l'amplitude angulaire ψ d'une oscillation complète. L'étude des pertes en fonction de ces deux paramètres doit donc être riche en renseignements.

En ce qui concerne les couches couplées, les pertes par hystérésis oscillante ou de rotation paraissent *a priori* plus faciles à interpréter que les pertes par hystérésis alternative : en effet, dans ce dernier cas la grandeur de H varie, ce qui entraîne la variation du paramètre ρ' caractérisant la rigidité de la couche ferromagnétique et complique les phénomènes. Remarquons cependant qu'il doit exister une certaine analogie entre l'hystérésis alternative et l'hystérésis oscillante d'amplitude $\psi = \pi$.

Du point de vue expérimental, si l'hystérésis alternative est extrêmement bien connue, nos connaissances sur l'hystérésis de rotation sont déjà bien moins développées, quant à l'hystérésis oscillante, elle n'a pratiquement jamais été étudiée.

33. Pertes par hystérésis dans un système de couches minces couplées

Les théories que nous avons développées au commencement de ce travail jointes aux considérations du paragraphe 31 sur le calcul de l'énergie permettent de calculer les pertes dans un élément composé de deux couches couplées, caractérisé par une orientation donnée de la direction facile, c'est-à-dire de la direction du plan de la couche suivant laquelle s'oriente spontanément la direction d'antiferromagnétisme de la couche antiferromagnétique. En pratique, nous n'avons affaire que très exceptionnellement à des éléments isolés du type précédent : plus généralement, il s'agit de systèmes composés chacun d'un nombre N très grand d'éléments du type précédent.

Nous supposons que ces éléments sont tous identiques, à l'orientation près de la direction facile et que ces orientations sont distribuées au hasard et d'une manière isotrope suivant les différentes directions du plan de la couche multiple.

Nous nous proposons de comparer dans un tel système les pertes par hystérésis de rotation et par hystérésis oscillante. Les premières, par tour, sont égales à $2N\omega$, en désignant par ω l'énergie dissipée dans chaque élé-

ment sous forme de chaleur, à chaque discontinuité d'orientation de l'aimantation.

Pour l'hystérésis oscillante, nous nous occuperons d'abord du cas où l'amplitude de l'oscillation complète est égale à π . Soit φ l'azimut du champ $\vec{H}$, par rapport à une direction repère quelconque. Soit sur l'axe des φ , pour un élément donné, $A_1, A_2, \dots, A_j, \dots$, les points correspondant aux discontinuités pour la rotation dans le sens positif et $B_1, B_2, \dots, B_j, \dots$, les points correspondant aux discontinuités pour la rotation dans le sens négatif. Chaque segment $B_j A_j$ correspond à une plage de variation réversible de φ , d'étendue égale à $2\varphi_e$.

En ce qui concerne les effets irréversibles tout se passe comme si le champ $\vec{H}$ oscillait entre un point M et un point M' tels que $MM' = \pi$, et ceci pour un élément donné. Pour l'ensemble des N éléments du système, tout se passe comme si les N points M étaient uniformément distribués entre B_j et B_{j+1} . Nous avons alors deux cas à considérer suivant la valeur de φ_e .

a) $2\varphi_e < 2\pi$. — Les points A et B sont placés sur l'axe des φ dans l'ordre $B_j A_{j-1} B_{j+1} A_j, \dots$. Le point M peut d'abord être situé en M_1 , entre B_j et A_{j-1} , et le point M' en M'_1 entre B_{j+1} et A_j . Il n'y a alors pas de discontinuité au cours de l'oscillation de $\vec{H}$ puisque $M_1 M'_1$ est tout entier contenu dans le segment réversible $B_j A_j$. Au contraire si le point M est situé en M_2 entre A_{j-1} et B_{j+1} , et le point M' situé en M'_2 entre A_j et B_{j+2} , on observe au cours de l'oscillation positive une discontinuité en A_j et au cours de l'oscillation négative une discontinuité en B_{j+1} . Le rapport R des pertes pour une oscillation complète aux pertes de rotation pour un tour est donné par :

$$(50) \quad R = \frac{A_{j-1} B_{j+1}}{B_j B_{j+1}} = 2 - \frac{2\varphi_e}{\pi}.$$

Ce rapport décroît de 1 à 0 quand φ_e croît de $\frac{\pi}{2}$ à π .

b) $2\varphi_e > 2\pi$. — On constate aisément qu'il n'y a pas de pertes par oscillation : $R = 0$.

Ces résultats se généralisent facilement aux cas où l'amplitude ψ de l'oscillation est différente de π . On trouve :

$$(51) \quad R = 1 - \frac{2\varphi_e - \psi}{\pi}.$$

Le rapport R décroît de 1 à 0 quand $2\varphi_e$ croît de ψ à $\psi + \pi$.

Dans les couches couplées ferro-antiferromagnétiques, la plage réversible peut atteindre 4π , et même dépasser cette valeur. Pour de telles couches, il est donc nécessaire de donner aux oscillations une amplitude de 4π afin de donner aux pertes par oscillation une valeur égale aux pertes par rotation.

Cette très grande valeur contraste avec la plus grande valeur, $\frac{3\pi}{2}$, que l'on puisse obtenir avec des grains anisotropes monodomaines.

On voit ainsi l'intérêt qu'il y aurait à poursuivre des mesures systématiques de pertes par oscillation, tant en fonction de ψ que de H .

Il semble cependant que la difficulté apparue au moment de l'interprétation des expériences de Mme Schlenker, exposée dans la première partie de ce travail, à savoir la valeur anormalement forte de l'hystérésis de rotation, comparée à l'hystérésis oscillante, puisse se résoudre dans le cadre des considérations que nous venons de développer.

34. Hystérésis alternative et hystérésis oscillante d'amplitude π

On sait que dans les couches ferromagnétiques très minces, les variations d'aimantation sont dues à une

rotation cohérente de l'aimantation dans un domaine plus ou moins étendu. Une variation du champ magnétique de $+H$ à $-H$, dans la direction $\varphi = 0$, fait tourner l'aimantation de $\varphi = 0$ à $\varphi = \pi$ ou plus exactement, puisque l'aimantation doit rester un peu en retard sur le champ, de $\varphi = 0$ à $\varphi = \pi - \varepsilon$. Au retour, quand le champ revient de $-H$ à $+H$, la direction de l'aimantation varie de $\varphi = \pi - \varepsilon$ à $\varphi = \varepsilon'$, où ε et ε' sont de petits angles positifs. Du fait de l'existence de ε et de ε' , les rotations, au cours des cycles ultérieurs, s'effectuent toujours dans le même demi-plan, c'est-à-dire le demi-plan initial. Il y a donc une analogie entre l'hystérésis alternative et l'hystérésis oscillante d'amplitude π . Cette analogie est d'autant plus grande que l'aimantation de la couche ferromagnétique est plus rigide, c'est-à-dire que ρ' est plus petit.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) D. PACCARD, C. SCHLENKER, O. MASSENET, R. MONTMORY et A. YELON. — *Phys. Stat. Sol.*, 1966, 16, 301.
- (2) A. A. GLAZER, A. P. POTAPOV, R. I. TAGIROV et Ya. S. SHUR. — *Phys. Stat. Sol.*, 1966, 16, 745.
- (3) C. SCHLENKER et D. PACCARD. — *Comm. Soc. Fr. Phys.*, Grenoble, 30 mars 1966.
- (4) D. PACCARD et C. SCHLENKER. — *J. de Phys.* (sous presse).
- (5) L. NÉEL. — *Comptes Rendus*, 1958, 246, 2963.
- (6) NGUYEN VAN DANG. — Thèse, Grenoble, 1961. *Acta Electronica* (sous presse).
- (7) L. NÉEL. — *Low Temperature Physics*, p. 413 (Cours de l'École des Houches, 1961 ; Gordon et Breach, Ed., New York, 1962).