



HAL
open science

Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation

Louis Néel

► **To cite this version:**

Louis Néel. Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation. Journal de Physique et le Radium, 1954, 15 (4), pp.225-239. 10.1051/jphysrad:01954001504022500 . jpa-00234899

HAL Id: jpa-00234899

<https://hal.science/jpa-00234899>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

ANISOTROPIE MAGNÉTIQUE SUPERFICIELLE ET SURSTRUCTURES D'ORIENTATION

Par M. LOUIS NÉEL,

Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.

Sommaire. — Dans la première partie de ce Mémoire, on propose de considérer l'énergie magnéto-cristalline et magnétoélastique d'un corps ferromagnétique comme la somme de termes élémentaires relatifs chacun à une liaison, c'est-à-dire à un couple de deux atomes proches voisins. Sur cette base, on développe la théorie de la magnétostriction et de l'anisotropie magnéto-cristalline et, de sa comparaison avec les résultats expérimentaux, on déduit les valeurs des paramètres qui caractérisent l'énergie de liaison. Des mêmes prémices, on déduit qu'il doit exister dans les corps ferromagnétiques, une *énergie d'anisotropie superficielle*, dépendant de l'orientation de l'aimantation spontanée par rapport à la surface et ne présentant d'ailleurs aucun rapport avec le phénomène classique de champ démagnétisant de forme. Cette énergie de surface, de l'ordre de 0,1 à 1 erg/cm², est susceptible de jouer un rôle important dans les propriétés des substances ferromagnétiques dispersées en éléments de dimensions inférieures à 100 Å.

Dans la seconde partie, on montre, en adoptant le point de vue précédent, que dans les solutions solides ferromagnétiques à deux constituants au moins, traitées à chaud dans un champ magnétique, les atomes proches voisins d'un atome donné doivent se répartir d'une façon anisotrope autour de ce dernier et donner naissance à une *surstructure d'orientation*. Par trempe, cette surstructure est susceptible de se conserver en faux équilibre à basse température et se manifeste par l'apparition d'une anisotropie magnétique de caractère uniaxial. Les phénomènes sont précisés par le calcul, notamment le rôle de la concentration, dans le cas de différents réseaux cubiques simples et dans le cas d'une substance isotrope par compensation. L'anisotropie calculée est de l'ordre de 10³ à 10⁵ ergs/cm², mais paraît dépasser largement ces valeurs dans des cas exceptionnels. Cette théorie rend compte des propriétés des ferronickels traités à chaud dans un champ magnétique et, en particulier, des monocristaux de permalloy. On suggère le rôle possible de ces effets dans l'alnico V et les ferrites de cobalt orientés.

Dans une troisième partie, on montre que l'on peut créer une surstructure d'orientation dans une solution solide quelconque au moyen d'une déformation élastique à chaud et la conserver par trempe. Si la solution solide est ferromagnétique, les surstructures ainsi créées donnent naissance à une anisotropie magnétique de caractère uniaxial. En s'appuyant sur une théorie sommaire des propriétés élastiques des solutions solides développée à cet effet, le phénomène est soumis au calcul : on trouve des anisotropies de 10⁴ ergs/cm² pour des tensions de 10 kg/mm², dans le cas des ferronickels. On propose d'interpréter par la création de telles surstructures l'anisotropie magnétique uniaxiale des ferronickels quasi unicristallins laminés à froid, la déformation plastique permettant aux atomes de prendre la répartition d'équilibre correspondant au système des tensions appliquées. Dans les ferronickels polycristallins laminés ou étirés, l'anisotropie est de signe contraire à la précédente; on propose de l'expliquer selon le même mécanisme que les phénomènes de restauration après fluage.

Introduction.

1. Dans ce Mémoire, nous nous proposons d'attirer l'attention sur deux nouvelles manifestations des forces magnéto-cristallines qui règnent dans une substance ferromagnétique : l'énergie magnéto-cristalline de surface et les surstructures d'orientation. L'existence même de ces deux phénomènes paraît incontestable, mais il importe d'en évaluer l'ordre de grandeur d'une façon aussi exacte que possible. A cet effet, nous avons été amenés à déve-

lopper une théorie de la magnétostriction et de l'anisotropie magnétique qui diffère notablement de la théorie classique. Notre procédé n'a pas la rigueur formelle de la méthode classique mais nous précisons bien qu'il n'est pas dans notre intention d'étudier la magnétostriction et l'anisotropie pour elles-mêmes, mais simplement d'évaluer la grandeur de certaines forces interatomiques qui entrent en jeu dans ces phénomènes.

Prenons par exemple un cristal cubique, rapporté à trois axes rectangulaires de coordonnées, paral-

lèles aux axes quaternaires; soit $\beta_1, \beta_2, \beta_3$, les cosinus directeurs fixant l'orientation de l'aimantation spontanée J_s et A_{ij} les composantes du tenseur de déformation élastique. De simples considérations de symétrie permettent de montrer que si l'on se limite aux termes du second ordre en $\beta_1, \beta_2, \beta_3$, la densité D_m d'énergie magnétique du système, liée à l'orientation de l'aimantation spontanée, doit avoir la forme

$$D_m = K \sum' \beta_i^2 \beta_j^2 + B_1 \sum \beta_i^2 A_{ii} + 2B_2 \sum' \beta_i \beta_j A_{ij}. \quad (1)$$

où K, B_1 et B_2 sont trois coefficients caractéristiques de la substance. Dans cette formule, comme dans toutes celles que nous écrirons dans la suite, le signe \sum indique une somme relative aux trois valeurs 1, 2 et 3 de l'indice i et aux trois valeurs 1, 2 et 3 de l'indice j , si il existe : il s'agit donc d'une somme à trois ou neuf termes. Au contraire, le signe \sum' qui se rapporte toujours à deux indices, ne contient que trois termes correspondant respectivement aux trois combinaisons 1-2, 2-3 et 3-1 de i et de j .

La relation (1) constitue le point de départ de la théorie classique, comme on la trouve exposée, par exemple, dans un article de Kittel [1].

En écrivant, d'autre part, l'expression D_{el} de la densité d'énergie élastique,

$$D_{el} = \frac{C_1}{2} \sum^2 A_{ii} + C_2 \sum A_a^2 + 2C_3 \sum' A_{ij}^2, \quad (2)$$

où C_1, C_2, C_3 sont les constantes élastiques, on dispose ainsi des éléments nécessaires pour développer une théorie cohérente de l'anisotropie magnétique, de la magnétostriction et du rôle des tensions mécaniques. Cette théorie, essentiellement formelle, est sans doute rigoureuse mais présente l'inconvénient de laisser échapper des aspects importants de ces phénomènes de couplages magnétocristallins.

Nous allons développer une autre méthode consistant à considérer l'énergie magnétique du système comme la somme d'une série de termes relatifs chacun à une *liaison*, c'est-à-dire aux actions qui s'exercent entre atomes pris deux à deux. On peut évidemment objecter à cette méthode le fait que très probablement ces énergies élémentaires ne sont pas additives : soit, par exemple, trois atomes A, B et C, la partie de l'énergie du couple AB qui est liée à l'orientation de J_s doit dépendre également de la nature et de la position de l'atome C. C'est vrai, mais des objections analogues peuvent être élevées contre la théorie du ferromagnétisme proprement dit ou la théorie de l'ordre-désordre dans les solutions solides qui emploient toutes deux des méthodes du même genre : cela n'empêche pas ces théories d'être utiles.

I. Magnétostriction, anisotropie magnétique de volume et de surface.

2. Expression de l'énergie de liaison. —

L'énergie élémentaire d'interaction $w(r, \varphi)$ doit être une fonction de la distance r des deux atomes qui constituent la liaison et de l'angle φ que fait l'aimantation spontanée J_s avec la ligne joignant les centres des deux atomes. Cette énergie peut se développer en série sous la forme

$$w = g_1(r) P_2(\cos \varphi) + g_2(r) P_4(\cos \varphi) + \dots, \quad (3)$$

où les P_n sont les polynômes de Legendre d'indice n et où les coefficients $g_n(r)$ ne dépendent que de r .

Comme les deux atomes de la liaison possèdent chacun un moment magnétique μ , parallèle à J_s , le coefficient $g_1(r)$ contient nécessairement le terme $-\frac{3\mu^2}{r^3}$ correspondant au couplage magnétique dipolaire. On sait depuis longtemps que ce couplage magnétique dipolaire est beaucoup trop faible pour expliquer l'anisotropie et la magnétostriction observées [3] : $g_1(r)$ doit donc contenir d'autres termes, dont l'origine, encore aujourd'hui très controversée, est probablement liée au couplage spin-orbite. On sait seulement que ces termes doivent décroître avec la distance plus rapidement que $\frac{1}{r^3}$ de sorte

que, dans la première approximation envisagée dans ce Mémoire, il suffit de ne tenir compte que des interactions entre couples d'atomes proches voisins. Remarquons en passant que cette approximation n'est pas légitime pour le couplage magnétique dipolaire qui correspond à des interactions à grand rayon d'action et qui donne naissance de ce fait au champ démagnétisant de forme.

Finalement, en désignant par r_0 la distance qui sépare dans le cristal deux atomes proches voisins et en posant $r = r_0 + \delta r$, l'énergie élémentaire w s'écrit sous la forme

$$w = \left(-\frac{3\mu^2}{r^3} + l + m \delta r \right) \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) + (q + s \delta r) \left(\cos^4 \varphi - \frac{30}{35} \cos^2 \varphi + \frac{3}{35} \right), \quad (4)$$

en se limitant aux termes du premier ordre en δr et en désignant par l, m, q, s quatre coefficients fonction de r_0 . C'est cette expression (4) que nous prenons comme point de départ de la théorie.

3. L'énergie magnétique du cristal déformé.

— Pour calculer la magnétostriction, il est d'abord nécessaire de déterminer la variation de l'énergie magnétique correspondant à une déformation définie par le tenseur A_{ij} . Considérons, ici comme dans toute la suite, un cristal initialement cubique; choisissons un atome quelconque comme origine avec trois axes rectangulaires de coordonnées $Oxyz$ parallèles aux axes quaternaires. La position d'un atome proche

voisin de l'atome origine est définie par les cosinus directeurs $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, de la droite qui joint l'origine au centre de cet atome. Après déformation, la position de l'atome est définie par les nouveaux cosinus directeurs :

$$\left. \begin{aligned} \alpha'_1 &= c(\alpha_1 + A_{11}\alpha_1 + A_{12}\alpha_2 + A_{13}\alpha_3), \\ \alpha'_2 &= c(\alpha_2 + A_{21}\alpha_1 + A_{22}\alpha_2 + A_{23}\alpha_3), \\ \alpha'_3 &= c(\alpha_3 + A_{31}\alpha_1 + A_{32}\alpha_2 + A_{33}\alpha_3), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

où le coefficient c , défini par la condition

$$\alpha_1'^2 + \alpha_2'^2 + \alpha_3'^2 = 1,$$

est donné en première approximation par la relation

$$c = 1 - \sum A_{ij}\alpha_i\alpha_j. \quad (6)$$

La variation δr de la distance à l'origine de l'atome considéré est

$$\delta r = r_0 \sum A_{ij}\alpha_i\alpha_j. \quad (7)$$

La variation $\delta \cos^2 \varphi$ de $\cos^2 \varphi$ est donnée, d'autre part, par

$$\begin{aligned} \delta \cos^2 \varphi &= \sum \alpha'_i \beta_i - \sum \alpha_i \beta_i \\ &= 2 \sum \alpha_i \beta_i \sum A_{ij} \beta_i \alpha_j - 2 \sum \alpha_i \beta_i \sum A_{ij} \alpha_i \alpha_j, \end{aligned} \quad (8)$$

en désignant par $\beta_1, \beta_2, \beta_3$, les cosinus directeurs de la direction de l'aimantation spontanée J_s .

Compte tenu des valeurs précédentes, la variation δw de l'énergie w s'écrit en ne retenant que les termes principaux en l et en m :

$$\delta w = l \delta \cos^2 \varphi + m \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) \delta r. \quad (9)$$

Ce qui nous intéresse d'ailleurs est la valeur moyenne δw_m relative à toutes les positions possibles de l'atome voisin par rapport à l'atome origine. Dans cette moyenne, prise ainsi par rapport aux α_i , ne subsistent que les termes où figurent des puissances paires de chacun des α_i . Le tableau I rassemble les valeurs moyennes, relatives aux systèmes cubiques les plus simples, des différents produits des α_i qui seront nécessaires dans la suite de ce travail.

TABLEAU I.

| Notation. | Répartition isotrope des liaisons. | Cube simple $n = 6$. | Cube centré $n = 8$. | Cube a faces centrées $n = 12$. |
|---------------------------------------------------------------------------|------------------------------------|-----------------------|-----------------------|----------------------------------|
| $s_2 = \overline{\alpha_i^2} \dots \dots \dots$ | 1/3 | 1/3 | 1/3 | 1/3 |
| $s_4 = \overline{\alpha_i^4} \dots \dots \dots$ | 1/5 | 1/3 | 1/9 | 1/6 |
| $s_{22} = \overline{\alpha_i^2 \alpha_j^2} \dots \dots \dots$ | 1/15 | 0 | 1/9 | 1/12 |
| $s_6 = \overline{\alpha_i^6} \dots \dots \dots$ | 1/7 | 1/3 | 1/27 | 1/12 |
| $s_{42} = \overline{\alpha_i^4 \alpha_j^2} \dots \dots \dots$ | 1/35 | 0 | 1/27 | 1/24 |
| $s_{222} = \overline{\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2} \dots \dots \dots$ | 1/105 | 0 | 1/27 | 0 |

De la valeur moyenne δw_m relative à une liaison, on déduit la variation D'_m de la densité d'énergie magnétique en multipliant δw_m par le nombre $\frac{nN_a}{2V}$ des liaisons contenues dans 1 cm³, en veillant à ne pas les compter deux fois : n est le nombre des proches voisins, N_a le nombre d'Avogadro et V le volume atomique. Tous calculs faits, on trouve

$$D'_m = B_1 \sum A_{ii} \beta_i^2 + 2 B_2 \sum A_{ij} \beta_i \beta_j + B_3 \sum A_{ii}, \quad (10)$$

et les trois coefficients B_1, B_2, B_3 sont donnés par les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= \frac{nN_a}{2V} [2l(s_{22} + s_2 - s_1) + mr_0(s_1 - s_{22})], \\ B_2 &= \frac{nN_a}{2V} [2l(s_2 - 2s_{22}) + 2mr_0 s_{22}], \\ B_3 &= \frac{nN_a}{2V} (mr_0 - 2l)s_{22}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

A part le terme en $A_{11} + A_{22} + A_{33}$ qui correspond à une dilatation homogène, indépendante de l'orientation $\beta_1, \beta_2, \beta_3$, de J_s , et qui ne nous intéresse pas ici, on retrouve les deux derniers termes de la relation (1) dont la forme avait été posée *a priori* pour définir D_m .

4. Calcul de la magnétostriction. — Le calcul est classique [1]. On minimise, par rapport aux composantes A_{ij} , l'énergie totale, égale à la somme de l'énergie magnétique D'_m donnée en (10) et de l'énergie élastique D_{el} donnée en (2). En négligeant un terme indépendant de l'orientation de J_s , on obtient

$$A_{ii} = -\frac{B_1 \beta_i^2}{2C_2}, \quad A_{ij} = -\frac{B_2 \beta_i \beta_j}{2C_3}. \quad (12)$$

L'expression de la magnétostriction dans la direction $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ est donnée par

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = \sum A_{ij} \gamma_i \gamma_j, \quad (13)$$

soit finalement

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\sum \beta_i^2 \gamma_i^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} \sum \beta_i \beta_j \gamma_i \gamma_j. \quad (14)$$

Les constantes λ_{100} et λ_{111} , respectivement égales aux magnétostrictions longitudinales suivant les axes quaternaire et ternaire, possèdent les valeurs

$$\lambda_{100} = -\frac{B_1}{3C_2}, \quad \lambda_{111} = -\frac{B_2}{3C_3}. \quad (15)$$

C'est ainsi que dans le système du cube à faces centrées, on obtient

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{100} &= -\frac{nN_a}{72VC_2} (6l + mr_0), \\ \lambda_{111} &= -\frac{nN_a}{36VC_3} (2l + mr_0). \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Inversement, connaissant les valeurs expérimentales des deux magnétostrictions longitudinales principales λ_{100} et λ_{111} , on peut en déduire les valeurs des deux constantes fondamentales $N_a l$ et $N_a m r_0$; c'est ainsi que l'on obtient pour le cube à faces centrées :

$$\left. \begin{aligned} \frac{n N_a l}{2V} &= \frac{9}{2} (C_3 \lambda_{111} - 2 C_2 \lambda_{100}), \\ \frac{n N_a m r_0}{3V} &= 9(2 C_2 \lambda_{100} - 3 C_3 \lambda_{111}). \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

C'est d'ailleurs dans la possibilité d'obtenir ainsi l'ordre de grandeur des deux constantes l et m que réside l'intérêt principal de cette théorie de la magnétostriction. Pour le nickel, en admettant les valeurs

$$\begin{aligned} \lambda_{100} &= -54 \cdot 10^{-6}, & \lambda_{111} &= -27 \cdot 10^{-6}; \\ C_2 &= 0,45 \cdot 10^{12}, & C_3 &= 1,185 \cdot 10^{12}; & V &= 6,55 \text{ cm}^3, \end{aligned}$$

on en déduit finalement

$$N_a l = 0,8 \cdot 10^8 \text{ ergs}, \quad N_a m r_0 = 4,6 \cdot 10^8 \text{ ergs}.$$

5. Extension de la théorie aux solutions

solides. — Les considérations précédentes s'étendent facilement aux solutions solides métalliques. S'il s'agit, par exemple, d'une solution solide à deux constituants A et B, de concentrations atomiques respectivement égales à c_a et c_b ($c_a + c_b = 1$), il faut alors distinguer trois catégories de liaisons A—A, A—B, B—B auxquelles correspondent trois jeux des constantes fondamentales l et m : l_{aa} , l_{ab} , l_{bb} et m_{aa} , m_{ab} , m_{bb} . En outre, s'il s'agit d'une solution solide idéale, c'est-à-dire ne présentant aucune corrélation entre la nature de deux atomes proches voisins, les nombres des liaisons A—A, A—B et B—B sont respectivement proportionnels à c_a^2 , $2c_a c_b$ et c_b^2 . Les relations précédentes restent valables à condition de donner à l la valeur

$$l = c_a^2 l_{aa} + 2c_a c_b l_{ab} + c_b^2 l_{bb}, \quad (18)$$

avec une formule analogue pour m .

Il en résulte que, dans une solution solide, la magnétostriction doit varier paraboliquement en fonction de la concentration atomique. En gros, il en est bien ainsi pour les ferromagnétiques. Entre 40 pour 100 Ni et 100 pour 100 Ni, les deux formules suivantes représentent d'une manière approximative les variations avec la concentration des constantes principales de la magnétostriction de cette série d'alliages, d'après les expériences de Bozorth [4] :

$$\begin{aligned} \lambda_{111} \cdot 10^6 &= -27 c_a^2 + 134 c_a c_b + 13 c_b^2, \\ \lambda_{100} \cdot 10^6 &= -55 c_a^2 + 340 c_a c_b - 245 c_b^2, \end{aligned}$$

où l'indice a se rapporte au nickel et l'indice b au fer. En appliquant les formules (17) et en adoptant pour

le fer les mêmes constantes élastiques que celles du nickel, on trouve (en ergs) :

$$\begin{aligned} N_a l_{ab} &= -3,8 \cdot 10^8, & N_a m_{ab} r_0 &= -7,3 \cdot 10^8; \\ N_a l_{bb} &= +12 \cdot 10^8, & N_a m_{bb} r_0 &= -28 \cdot 10^8. \end{aligned}$$

Ces valeurs sont d'ailleurs compatibles avec celles que l'on déduit de la magnétostriction du fer pur (réseau du cube centré) si l'on admet que dans ce corps les six seconds voisins contribuent aux interactions magnétiques, en même temps que les huit premiers voisins.

6. L'anisotropie magnétocristalline. — Dans l'étude de cette question, il convient de distinguer l'*anisotropie libre*, dans laquelle le réseau cristallin est libre de se déformer, de l'*anisotropie à dimensions constantes*, dans laquelle on impose au réseau cristallin des dimensions constantes ($\delta r = 0$). C'est la première qui correspond aux conditions expérimentales usuelles mais, comme nous le montrerons plus loin, la différence relative entre les deux est généralement petite.

Pour déterminer l'anisotropie à dimensions constantes, il suffit de calculer, pour $\delta r = 0$, la valeur moyenne de l'énergie w donnée par l'expression (3), par rapport à toutes les orientations possibles des liaisons dans le réseau cristallin considéré. Nous nous intéressons ici aux seuls réseaux cubiques : dans tous, la valeur moyenne de $\cos^2 \varphi$ est égale à $\frac{1}{3}$. Il en résulte que le terme en $g_1(r)$ disparaît de la moyenne et qu'il est nécessaire de faire intervenir les termes en $g_2(r)$. La valeur moyenne de $\cos^4 \varphi$ est donnée par

$$\overline{\cos^4 \varphi} = \sum_i^4 \alpha_i \beta_i = s_1 + (6s_{22} - 2s_1) \sum_i' \beta_i^2 \beta_j^2. \quad (19)$$

La densité d'énergie d'anisotropie D_a est donc du type indiqué par le premier terme du second membre de l'équation (1). La constante K d'anisotropie s'obtient en multipliant la valeur moyenne de w par le nombre $\frac{nN_a}{2V}$ des liaisons contenues dans 1 cm^3 et l'on trouve finalement la relation

$$D_a = K(\beta_1^2 \beta_2^2 + \beta_2^2 \beta_3^2 + \beta_3^2 \beta_1^2), \quad \text{avec } K = \frac{cN_a q}{V}, \quad (20)$$

où le coefficient q est défini dans l'équation (4) et où c est un coefficient numérique égal à 0 pour une substance isotrope, à 1 pour le réseau du cube à faces centrées, à $\frac{16}{9}$ pour le cube centré et à -2 pour le cube simple. Comme K est de l'ordre de 10^5 ergs/cm^3 dans les ferromagnétiques cubiques métalliques, il en résulte que $N_a q$ est également du même ordre de grandeur, tandis que $N_a l$ est de l'ordre de 10^9 à 10^8 ergs . Il faut donc en conclure que dans l'expression (3) les termes en $g_2(r)$ sont au moins mille fois plus petits que les termes en $g_1(r)$.

Il reste quelques mots à dire sur l'anisotropie libre, relative au cas où le cristal est libre de se déformer. A la densité d'énergie donnée par l'équation (20), il faut ajouter une densité d'énergie D'_a , obtenue en donnant, aux composantes A_{ij} dans l'expression $D_{el} + D_m$ de l'énergie totale, les valeurs qui résultent de la magnétostriction et qui sont données par les équations (12). On trouve ainsi, tous calculs faits [1] :

$$D'_a = K' \sum' \beta_i^2 \beta_j^2 = \frac{9}{2} (C_2 \lambda_{100}^2 - C_3 \lambda_{111}^2) (\beta_1^2 \beta_2^2 + \beta_2^2 \beta_3^2 + \beta_3^2 \beta_1^2). \quad (21)$$

L'examen des valeurs numériques montre que K' est faible vis-à-vis des valeurs de la constante d'anisotropie données par l'expérience : pratiquement, on ne commet pas une grande erreur en confondant l'anisotropie libre avec l'anisotropie à dimensions constantes.

7. L'anisotropie de surface. — Dans le calcul de la constante K d'anisotropie, les termes en $g_1(r)$ disparaissent parce que les atomes proches voisins d'un atome donné se répartissent autour de lui avec une symétrie cubique. Il n'en est plus de même lorsque l'atome considéré est situé à la surface du cristal : la valeur moyenne de $P_2(\cos \varphi)$ n'est généralement pas nulle dans ce cas.

En ce qui concerne le terme dipolaire magnétique, nous retrouvons ainsi, compte tenu des interactions à grand rayon d'action correspondant à ce même terme, les effets du *champ démagnétisant de forme*, effets qui sont bien connus et sur lesquels il n'y a pas lieu de s'attarder davantage.

En ce qui concerne le terme en l de $g_1(r)$, on

obtient l'énergie superficielle correspondante, rapportée à un atome de la surface, en faisant la somme des valeurs de $l \cos^2 \varphi$ relatives à tous les atomes proches voisins et en multipliant le résultat par $\frac{1}{2}$ pour ne pas compter deux fois les mêmes énergies de liaison. On trouve ainsi une énergie w_s qui dépend à la fois de l'orientation de l'aimantation spontanée par rapport à la surface du cristal et de l'orientation de cette surface par rapport aux axes cristallins. Nous avons rassemblé dans le tableau II les valeurs de w_s pour les cas les plus importants. En multipliant ces valeurs par le nombre des atomes contenus par unité de surface, on obtient les valeurs de la densité d'énergie superficielle D_s . Très souvent, D_s prend la forme simple :

$$D_s = K_s \cos^2 \theta, \quad (22)$$

notamment dans le cas important de la face (111) du cube à faces centrées : θ est l'angle de l'aimantation spontanée avec la normale extérieure à la surface. Dans d'autres cas, le facteur de K_s a une forme plus compliquée et il a été exprimé en fonction des cosinus directeurs $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ de l'aimantation spontanée par rapport aux axes quaternaires du cristal. On remarquera que D_s est nul pour les faces (111) et (100) du cube centré, mais il n'en aurait pas été de même si l'on avait tenu compte des interactions avec les seconds voisins, particulièrement importantes dans ce type de réseau.

Nous avons estimé plus haut que les valeurs de $N_a l$ étaient de l'ordre de 10^8 à 10^9 ergs. Avec $r_0 = 2,5 \text{ \AA}$, on obtient des valeurs de K_s qui s'étagent de 0,13 à 1,3 ergs/cm². Ces valeurs paraissent trop faibles pour agir d'une manière sensible sur les propriétés des corps ferromagnétiques à l'état massif.

TABLEAU II.

| Réseau cristallin. | Plan de la surface. | w_s . | Densité d'énergie D_s . |
|----------------------------------------|---------------------|--------------------------------------|-----------------------------------------------------|
| Cube à faces centrées..... | (111) | $-\frac{l}{2} \cos^2 \theta$ | $-\frac{l}{r_0^2 \sqrt{3}} \cos^2 \theta$ |
| | (100) | $-\frac{l}{2} \cos^2 \theta$ | $-\frac{l}{2 r_0^2} \cos^2 \theta$ |
| | (011) | $+\frac{l}{8} (\beta_2 - \beta_3)^2$ | $+\frac{l}{4 r_0^2 \sqrt{2}} (\beta_2 - \beta_3)^2$ |
| Cube centré..... | (111) | 0 | 0 |
| | (100) | 0 | 0 |
| | (011) | $-\frac{2}{3} l \beta_2 \beta_3$ | $-\frac{l}{r_0^2 \sqrt{2}} \beta_2 \beta_3$ |
| Cube simple..... | (111) | 0 | 0 |
| | (100) | $-\frac{l}{2} \cos^2 \theta$ | $-\frac{l}{2 r_0^2} \cos^2 \theta$ |
| | (011) | $+\frac{l}{2} \beta_1^2$ | $+\frac{l}{2 r_0^2 \sqrt{2}} \beta_1^2$ |
| 12 voisins à répartition isotrope..... | - | $+\frac{4}{9} l \cos^2 \theta$ | $+\frac{8l}{9 \sqrt{3} r_0^2} \cos^2 \theta$ |

On peut penser que cette énergie de surface joue un rôle à très haute fréquence, lorsque l'épaisseur de la couche de peau devient très faible, comme dans les expériences de résonance magnétique. Cependant, même à $2 \cdot 10^{10}$ Hz, l'épaisseur de la couche de peau d'un ferromagnétique métallique est encore de l'ordre de 10^{-4} cm, de sorte qu'en rapportant l'énergie superficielle au volume actif de la substance ferromagnétique, on obtient des densités d'énergie de l'ordre de 10^4 ergs/cm³ au maximum qui correspondent à des champs perturbateurs fictifs de 10 Oe. *A priori*, ces champs paraissent trop faibles pour perturber notablement les expériences de résonance et la détermination du facteur g . La question mériterait cependant une étude plus détaillée.

8. L'anisotropie de surface dans les substances ferromagnétiques à phases finement dispersées. — L'énergie d'anisotropie superficielle doit jouer un rôle plus important lorsque le ferromagnétique est subdivisé en éléments de très petites dimensions, de l'ordre de 100 Å ou moins, soit par fragmentation en grains très fins, soit par un mécanisme de précipitation, dans un alliage à plusieurs phases.

Examinons d'abord le cas très simple d'un précipité formé de petites lamelles planes d'épaisseur d , d'aimantation spontanée J_s , séparées par des lamelles non magnétiques de même épaisseur. La densité moyenne d'énergie D correspondant au champ démagnétisant est égale à

$$D = \frac{\pi}{2} J_s^2 \cos^2 \theta, \quad (23)$$

en désignant par θ l'angle de J_s avec le plan des lamelles. La densité d'énergie D' correspondant à l'énergie magnétocristalline de surface s'écrit, d'autre part,

$$D' = \frac{K_s \cos^2 \theta}{d}. \quad (24)$$

Ces deux énergies sont égales pour

$$d = \frac{2K_s}{\pi J_s^2}. \quad (25)$$

Avec $K_s = 1,3$ ergs/cm³ et $J_s = 1000$, on trouve $d = 80$ Å. Pour cette valeur de d , l'anisotropie réelle totale est double de celle du champ démagnétisant. Mais si K_s est négatif, avec la même valeur absolue, l'anisotropie totale est nulle. On s'aperçoit ainsi que ces anisotropies de surface sont susceptibles de jouer un rôle important pour des dimensions de précipité d'un ordre de grandeur voisin de celles qui correspondent au grand champ coercitif des bons aimants permanents massifs, tels que les alnicos : c'est ainsi que dans un travail récent, Kronenberg a montré [5] que les dimensions transversales des grains de précipité, dans l'alnico V bien traité, étaient voisines de 40 Å.

Les résultats sont analogues s'il s'agit de grains fins isolés. Prenons l'exemple d'un grain suffisamment petit pour ne contenir qu'un seul domaine élémentaire et ayant la forme d'un ellipsoïde de révolution allongé de grand axe $2a$ et de diamètre équatorial $2b$. Un calcul élémentaire montre que l'énergie W , correspondant à l'anisotropie magnétocristalline de surface est donnée par

$$W_s = \frac{\pi ab K_s}{e} \left[\left(\frac{3}{e^2} - 1 \right) \arcsin e + \left(2 - \frac{3}{e^2} \right) e \sqrt{1 - e^2} \right] \cos^2 \theta, \quad (26)$$

où θ est l'angle de J_s avec l'axe de révolution et e l'excentricité ($e^2 a^2 = a^2 - b^2$). Quand e est petit, cette énergie se réduit à

$$W_s = -\frac{16}{15} \pi ab e^2 K_s \cos^2 \theta. \quad (27)$$

D'autre part, l'énergie W_d du champ démagnétisant de forme s'écrit en fonction des coefficients principaux de champ démagnétisant N_a et N_b , sous la forme

$$W_d = -\frac{2\pi}{3} J_s^2 ab^2 (N_b - N_a) \cos^2 \theta, \quad (28)$$

qui se réduit lorsque e est petit à

$$W_d = -\frac{16}{30} \pi^2 ab^2 e^2 J_s^2 \cos^2 \theta. \quad (29)$$

Les deux énergies W_s et W_d sont égales pour

$$b = \frac{2K_s}{\pi J_s^2}, \quad (30)$$

soit précisément la même valeur que l'épaisseur critique d donnée par la relation (25). La relation (30) est probablement valable en première approximation pour une valeur quelconque de l'excentricité e . On peut, en effet, vérifier qu'elle est exacte pour le cylindre circulaire, quand $e = 1$.

Les rayons équatoriaux critiques sont donc de l'ordre de 80 Å pour $K_s = 1,3$ ergs/cm³, c'est-à-dire une valeur voisine des dimensions des grains fins utilisés dans la fabrication des aimants en poudre agglomérée.

II. Les surstructures d'orientation dues à l'aimantation spontanée.

9. La notion de surstructure d'orientation.

— Si l'on admet que l'énergie d'une liaison contient un terme magnétique w donné en première approximation par une formule du type

$$w = (l + m \delta r) \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right), \quad (31)$$

où φ est l'angle de la liaison avec l'aimantation spontanée, on est amené à attribuer aux solutions solides

ferromagnétiques des propriétés extrêmement intéressantes. Considérons en effet une solution solide à deux constituants A et B. En l'absence de ferromagnétisme, la répartition des liaisons est isotrope, c'est-à-dire que, parmi toutes les liaisons possédant une orientation bien déterminée, les proportions relatives des liaisons A—A, A—B et B—B sont toujours les mêmes et ne dépendent pas de l'orientation choisie. Il n'en est plus de même en présence d'une aimantation spontanée J_s de direction donnée, car les énergies de liaisons dépendent de leur angle avec J_s . Il pourra se faire, par exemple, que parmi les liaisons dont l'orientation est voisine de celle de J_s la proportion des liaisons A—A soit un peu plus grande que parmi les liaisons voisines du plan perpendiculaire à J_s . Autrement dit, si la température est assez élevée pour que les atomes puissent changer de place, une espèce d'anisotropie uniaxiale va se créer dans la solution solide, l'axe correspondant à la direction de l'aimantation spontanée. Cette anisotropie est certainement très faible, car les énergies mises en jeu sont faibles vis-à-vis de kT , mais on doit néanmoins être capable de la déceler magnétiquement, grâce à l'extraordinaire sensibilité des méthodes de mesure de l'anisotropie magnétique. En particulier, si après avoir créé à haute température une certaine anisotropie uniaxiale en imposant à l'aimantation une orientation bien déterminée au moyen d'un champ extérieur H_1 , on procède à une trempe brutale jusqu'à une température suffisamment basse pour que la diffusion soit impossible, l'alliage conserve une anisotropie permanente désormais insensible à l'orientation de J_s et facile à étudier magnétiquement. Dans un tel état, les atomes A et B sont répartis d'une manière particulière : ce n'est plus le désordre total à courte distance, il y a un commencement d'ordre anisotrope. Nous dirons avoir affaire à une *surstructure d'orientation*.

Ces surstructures d'orientation sont probablement à l'origine de bien des phénomènes d'anisotropie signalés dans la littérature comme conséquence d'un traitement thermique dans un champ magnétique.

Dans la suite, nous étudierons d'une manière plus précise cette question en nous limitant d'abord au cas des solutions solides cubiques idéales à deux constituants (le phénomène ne se produit évidemment pas dans une substance pure). Sous la qualification d'idéales, nous entendons des solutions où les atomes A et B sont entièrement répartis au hasard, sans aucune corrélation entre la nature des atomes voisins. L'énergie magnétique des trois catégories de liaisons est définie par les trois valeurs correspondantes l_{aa}, l_{ab}, l_{bb} du coefficient l de la formule (31). Montrons d'abord que seule la combinaison

$$l' = l_{aa} + l_{bb} - 2l_{ab} \quad (32)$$

des quantités précédentes intervient dans la statistique des phénomènes : il faut d'ailleurs veiller à ne

pas confondre l' avec la quantité l définie par la relation (18).

En effet, nous pouvons passer d'une configuration quelconque des atomes A et B à une autre configuration quelconque par une série d'opérations élémentaires consistant chacune en une permutation de deux atomes A et B. Considérons maintenant la liaison d'orientation $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ de ces deux atomes. Si les deux atomes placés aux extrémités de ces deux liaisons sont identiques, la permutation de A et de B ne change pas la fraction de l'énergie totale correspondant à ces liaisons d'orientation $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$. Mais, si ces atomes sont différents, l'état initial correspond par exemple à deux liaisons A—B et l'état final à une liaison A—A et une liaison B—B : la variation d'énergie produite par la permutation, en ce qui concerne l'orientation considérée, est donc égale à

$$\pm (l_{aa} + l_{bb} - 2l_{ab}) \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right).$$

10. Le cas des solutions solides diluées. — Le problème est particulièrement simple à traiter lorsque la concentration atomique c_b de l'un des constituants, B par exemple, est petite. Parmi les atomes B, ceux qui ne sont entourés que d'atomes A ne peuvent pas jouer de rôle dans la surstructure d'orientation puisque leur entourage est et reste isotrope. Seuls importent les atomes B possédant un voisin B, c'est-à-dire les liaisons B—B.

Soit *une* de ces liaisons; elle est susceptible d'occuper n orientations différentes, en désignant par n le nombre des atomes proches voisins; son énergie est égale à $l_1 \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right)$. La quantité l_1 est la valeur de l' , donnée par la relation (32), correspondant à la température T_1 du traitement thermique effectué dans un champ magnétique d'orientation $\beta_1, \beta_2, \beta_3$; φ est défini par

$$\cos \varphi = \sum \alpha_i \beta_i. \quad (33)$$

La probabilité $\varpi(\alpha)$ pour que la liaison considérée possède l'orientation $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ est donnée par l'expression

$$\varpi(\alpha) = \frac{\exp \left\{ -l_1 \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) \right\}}{\sum_n \exp \left\{ \frac{-l_1 \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right)}{kT_1} \right\}}. \quad (34)$$

Comme l_1 est petit devant kT_1 , cette probabilité s'écrit plus simplement

$$\varpi(\alpha) = \frac{1}{n} \left[1 - \frac{l_1}{kT_1} \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) \right]. \quad (35)$$

Supposons maintenant qu'après un séjour à la

température T_1 , suffisamment prolongé pour que l'équilibre soit établi, la solution solide soit refroidie jusqu'à la température T_0 , suffisamment rapidement pour que l'équilibre ne soit plus modifié, et supposons en outre que T_0 soit assez bas pour que des changements de configuration ne soient plus possibles. Donnons alors à l'aimantation la direction $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$, et posons

$$\cos \varphi' = \sum \alpha_i \gamma_i. \quad (36)$$

Soit, d'autre part, l_0 la valeur de l' correspondant à la nouvelle valeur T_0 de la température. L'énergie d'anisotropie w correspondant à une liaison s'écrit donc :

$$w = l_0 \sum_n \varpi(\alpha) \left(\cos^2 \varphi' - \frac{1}{3} \right). \quad (37)$$

Finalement, en remarquant que le nombre des liaisons B—B contenues dans 1 cm³ est égal à $\frac{nc_b^2 N_a}{2V}$

et en désignant par $\overline{\cos^2 \varphi \cos^2 \varphi'}$ la valeur moyenne de $\cos^2 \varphi \cos^2 \varphi'$ relative à toutes les valeurs possibles de $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, on obtient comme expression de la densité d'énergie d'anisotropie D_u , liée à la surstructure d'orientation :

$$D_u = \frac{nc_b^2 l_0 l_1 N_a}{2V k T_1} \left(\frac{1}{9} - \overline{\cos^2 \varphi \cos^2 \varphi'} \right). \quad (38)$$

On trouve aisément, d'autre part :

$$\overline{\cos^2 \varphi \cos^2 \varphi'} = (s_1 - s_{22}) \sum \beta_i^2 \gamma_i^2 + 4 s_{22} \sum' \beta_i \beta_j \gamma_i \gamma_j + s_{22}; \quad (39)$$

les valeurs de cette quantité, pour différents types de réseaux sont rassemblées dans le tableau III.

TABLEAU III.

| Type de réseau. | Valeurs de $\frac{1}{9} - \overline{\cos^2 \varphi \cos^2 \varphi'}$. |
|---------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Répartition isotrope } des liaisons..... | $\frac{2}{45} - \frac{2}{15} \sum \beta_i \gamma_i$ |
| Cube à faces centrées. | $\frac{1}{36} - \frac{1}{12} \sum \beta_i^2 \gamma_i^2 - \frac{4}{12} \sum' \beta_i \beta_j \gamma_i \gamma_j$ |
| Cube centré..... | $-\frac{4}{9} \sum' \beta_i \beta_j \gamma_i \gamma_j$ |
| Cube simple..... | $\frac{1}{9} - \frac{1}{3} \sum \beta_i^2 \gamma_i^2$ |

Le résultat est particulièrement simple dans le cas d'une répartition isotrope des liaisons, c'est-à-dire lorsqu'il s'agit d'une substance polycristalline composée d'un ensemble de cristallites dont les orientations sont réparties au hasard : l'énergie d'anisotropie est proportionnelle au carré du cosinus de l'angle de la direction de l'aimantation actuelle avec la direction du champ magnétique ayant agi au cours du traitement thermique.

Dans le cas d'un monocristal, le type d'anisotropie est plus compliqué.

11. Influence de la concentration. — Pour calculer l'influence de la concentration quand c_b n'est plus très petit, il suffit de transposer le résultat d'un beau Mémoire d'Yvon [6] généralisant la méthode de Bethe, relatif à la probabilité n_{BB} de trouver deux atomes B en position de $i^{\text{ème}}$ voisin. En se limitant aux termes à deux nœuds dans les équations fondamentales, on obtient l'approximation

$$n_{BB} = \frac{1 + 2c_b(w_i - 1) - [(1 - 2c_b)^2 + 4c_b(1 - c_b)w_i]^{\frac{1}{2}}}{2(w_i - 1)} \quad (40)$$

dans laquelle la quantité w_i prend la valeur

$$w_i = \exp \left\{ - \frac{v + l_1 \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right)}{k T_1} \right\}, \quad (41)$$

et en désignant par v la combinaison $v_{aa} + v_{bb} - 2v_{ab}$, où v_{aa}, v_{bb} et v_{ab} sont les énergies ordinaires de liaison des atomes proches voisins de la solution solide, pris deux à deux.

Dans une solution solide idéale, v est nul et la relation (40) se réduit, puisque $\frac{l_1}{k T_1}$ est petit, à la forme suivante indiquée par Fournet [7] :

$$n_{BB} = c_b^2 + c_b^2 c_a^2 (w_i - 1). \quad (42)$$

La comparaison de cette relation avec (35), (37) et (38) montre que pour tenir compte de l'influence de la concentration, il suffit de remplacer c_b^2 par $c_a^2 c_b^2$ dans l'équation (38).

Dans une solution solide non idéale, v n'est pas nul. Dans ce cas, il convient de remplacer dans l'équation (38) le terme c_b^2 par une quantité S égale à

la dérivée de n_{BB} par rapport à $\frac{-l_1 \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right)}{k T_1}$ et en y faisant $l_1 = 0$. On obtient ainsi

$$S = \frac{4c_a^2 c_b^2 \exp \left(- \frac{v}{k T_1} \right)}{\sqrt{1+x} (1 + \sqrt{1+x})^2}, \quad (43)$$

avec

$$x = 4c_a c_b \left[\exp \left(- \frac{v}{k T_1} \right) - 1 \right]. \quad (44)$$

Finalement, dans une substance à liaisons réparties d'une manière isotrope (par compensation) et où D_u est de la forme $C_s \cos^2 \theta$, la constante C_s d'anisotropie s'écrit

$$C_s = \frac{n S L_0 L_1}{15 V R T_1}, \quad (45)$$

où l'on a posé $L_0 = N_a l_0$, $L_1 = N_a l_1$ et où R est la constante des gaz. Pour $v = 0$, S est simplement égal à $c_a^2 c_b^2$.

Dans les ferronickels γ , les mesures de chaleur

spécifique à la traversée de la transformation ordre-désordre montrent que $N_a v$ est positif et voisin de $6 \cdot 10^{10}$ ergs : $\frac{v}{kT_1}$ est donc voisin de 1 et w_i voisin de 0,37. La formule (43) montre alors que, pour tenir compte de la non-idéalité de la solution, il faut multiplier la valeur de S , relative à une solution idéale, par 0,37 pour $c_a = 0$ ou $c_b = 0$, par 0,68 pour $c_a = \frac{1}{4}$ ou $c_b = \frac{1}{4}$ et par 0,94 pour $c_a = c_b = \frac{1}{2}$.

12. Ordre de grandeur de l'anisotropie due à la surstructure d'orientation. — Nous avons montré, dans la première partie de ce Mémoire, que les valeurs de $N_a l$ relatives à un corps pur étaient de l'ordre de 10^8 à 10^9 ergs. Il doit en être de même pour la combinaison $L_{aa} + L_{bb} - 2L_{ab}$ qui figure dans l'expression de C_s , par ses valeurs L_0 et L_1 aux températures T_0 et T_1 . En adoptant les valeurs calculées pour les ferronickels (*cf.* § 5 et 6), on obtient d'ailleurs

$$L_{NiNi} + L_{FeFe} - 2L_{FeNi} = 2,0 \cdot 10^9 \text{ ergs,}$$

ce qui confirme le raisonnement précédent. Finalement, on trouve, pour $c_a = \frac{1}{2}$, des valeurs de C_s qui sont de l'ordre de 10^3 à 10^5 ergs/cm³, avec $T_1 = 800^\circ \text{K}$.

Dans les ferrocobalts, la magnétostriction passe par un maximum très accusé au voisinage de la concentration $c_a = \frac{1}{2}$, ce qui semble indiquer que la valeur de $L_{C_{Fe}}$ est particulièrement grande. Si nous négligeons les valeurs de L_{FeFe} et de L_{CoCo} , les équations (17) nous invitent à estimer que $L_{C_{Fe}}$ est de l'ordre de $2 \lambda VC_3$ et, par conséquent, que L_0 et L_1 sont de l'ordre de $4 \lambda VC_3$. Comme C_3 est voisin de 10^{12} , V de 7 cm^3 et λ de $70 \cdot 10^6$, cela donne encore des valeurs de L_0 voisines de $2 \cdot 10^9$ ergs.

13. Les surstructures d'orientation et le problème du permalloy. — On sait que les ferronickels de la classe des permalloys acquièrent par refroidissement dans un champ magnétique une anisotropie magnétique qui peut atteindre $2 \cdot 10^3$ ergs/cm³. On a proposé plusieurs interprétations de ce phénomène. L'une d'elles, soutenue par Kaya [8], invoque la présence de deux phases, l'une désordonnée, l'autre ordonnée qui serait la surstructure FeNi_3 , avec une différence ΔJ_s des aimantations spontanées qui serait de l'ordre de 40 u. é. m. Si l'une des phases prend la forme d'aiguilles, orientées dans la direction du champ magnétique appliqué au cours du traitement thermique, on obtient une anisotropie qui est de l'ordre de $\pi \Delta J_s^2 V (1 - V)$, où V est la fraction du volume total occupé par l'une des phases : l'anisotropie uniaxiale maximum correspondante est voisine de 10^3 ergs/cm³. A cette explication, on peut objecter d'une part que l'ordre

de grandeur est un peu faible, d'autre part que les ferronickels présentent aussi de l'anisotropie pour la composition FeNi , au voisinage de laquelle FeNi_3 ne se forme pas, et enfin qu'il est difficile de comprendre pourquoi la phase FeNi_3 se développerait sous la forme d'aiguilles alors que la différence entre les paramètres de la phase ordonnée et de la phase désordonnée est très faible.

Une autre interprétation proposée depuis longtemps par Bozorth [9] consiste à dire qu'à haute température se produit le relâchement par déformation plastique des contraintes de magnétostriction correspondant à la direction imposée de l'aimantation, de sorte qu'à basse température, quand ces relâchements ne sont plus possibles, il faut dépenser de l'énergie pour écarter l'aimantation de la direction primitivement imposée. A cette explication, on peut objecter d'une part que l'anisotropie développée par la magnétostriction peut atteindre difficilement 600 ergs/cm^3 au voisinage de la composition FeNi_3 et que, d'autre part, il est difficile de concevoir l'apparition de contraintes dans un monocristal libre de se déformer dans tous les sens : de tels monocristaux présentent cependant de l'anisotropie uniaxiale. Au moyen d'expériences directes, Chikazumi [10] a d'ailleurs montré que pour obtenir une anisotropie magnétique égale à celle qui est réellement observée, il faudrait que les tensions internes atteignent $3,4 \text{ kg/mm}^2$ alors que la magnétostriction ne peut développer que des contraintes de $0,08 \text{ kg/mm}^2$.

Une conception beaucoup plus fructueuse est celle de l'ordre directionnel de Chikazumi [11] qui remarque d'abord que les liaisons Fe-Ni doivent être plus courtes que les autres, puisque la formation de la surstructure FeNi_3 , contenant une proportion relativement plus grande de ces liaisons, est accompagnée d'une contraction relative de $4 \cdot 10^{-4}$. Si la concentration de ces liaisons est plus grande dans une direction que dans une autre, il en résulte des contraintes élastiques qui pourront donner naissance à une anisotropie magnétique par relâchement des contraintes à chaud, suivant le mécanisme de Bozorth. Malheureusement, l'auteur n'indique pas d'une manière claire l'origine des forces susceptibles de donner naissance à l'ordre directionnel et leur lien avec la direction du champ magnétique qui agit au cours du refroidissement; il semble penser, d'autre part, que l'ordre directionnel ne réagit sur la direction de l'aimantation que par l'intermédiaire de la magnétostriction. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe 21.

Nous proposons d'interpréter l'anisotropie uniaxiale des permalloys par la formation d'une surstructure d'orientation selon le processus décrit plus haut. D'après les chiffres indiqués plus haut, l'ordre de grandeur nécessaire est largement obtenu.

Il convient de remarquer que la surstructure d'orientation, développée par traitement thermique

dans un champ magnétique, n'a absolument aucun rapport avec la surstructure FeNi_3 du type ordre-désordre : ces deux surstructures sont de nature et de symétrie tout à fait différentes et sont créées par des forces différentes. Tout au contraire, la présence de la phase FeNi_3 empêche le développement de la surstructure d'orientation puisque dans cette phase tous les atomes possèdent des positions entièrement déterminées. Ceci nous permet de comprendre un fait signalé par Rathenau [12], citant des travaux de Snoek et de Smit, à savoir qu'un alliage de composition FeNi_3 ne présente aucune anisotropie uniaxiale, lorsqu'il a été ordonné avant le processus de refroidissement dans un champ magnétique. Du point de vue cinétique, la surstructure d'orientation doit apparaître en premier lieu, puisqu'il ne s'agit que d'un ordre anisotrope à courte distance. La surstructure ordinaire, qui se rapporte à l'ordre à moyenne et longue distance, apparaît ensuite et fait régresser la surstructure d'orientation.

D'intéressantes expériences de Chikazumi, citées par Kaya [8], viennent à l'appui de notre interprétation. Cet auteur a étudié un disque taillé dans le plan (110) d'un cristal de permalloy (à 76 pour 100 de Ni) et l'a traité thermiquement dans des champs magnétiques H_1 parallèles à différentes directions contenues dans le plan du disque. Il a trouvé des anisotropies uniaxiales, superposées à l'anisotropie magnétocristalline ordinaire, qui, dans le plan du disque, sont de la forme $-C_0 \cos^2 \theta$, en désignant par θ l'angle de l'aimantation actuelle avec le champ H_1 . En appliquant H_1 suivant les directions $[001]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$, $[\bar{1}\bar{1}1]$, la constante C_0 prend respectivement les valeurs $0,46 \cdot 10^3$, $0,69 \cdot 10^3$, $1,25 \cdot 10^3$ ergs/cm³. Or la théorie développée plus haut, ainsi que les formules (38) et (45) donnent, dans ce cas, comme densité D_u d'énergie d'anisotropie :

$$D_u = \frac{5}{8} C_0 \left(\sum \beta_i^2 \gamma_i^2 + 4 \sum' \beta_i \beta_j \gamma_i \gamma_j \right). \quad (46)$$

On en déduit que les valeurs théoriques de C_0 relatives aux trois directions du champ précisées ci-dessus, sont respectivement proportionnelles à 2, 3 et 4. L'accord avec les données expérimentales est satisfaisant, compte tenu des difficultés de mesure et du caractère approximatif de la théorie, dans laquelle, par exemple, on a négligé l'action des seconds voisins.

14. Les alnicos traités. — Il paraît légitime d'attribuer au même mécanisme les phénomènes d'orientation par refroidissement dans un champ magnétique, observés dans de nombreuses séries d'alliage : Fe—Co, Co—Ni, Fe—Co—Ni, Fe—Si, etc.

Il est possible aussi qu'une partie de l'anisotropie magnétique des alnicos V provienne d'une surstructure d'orientation se développant dans l'une des

deux phases ou dans les deux phases à la fois, contenues dans cet alliage. On y rencontre, en effet, ces liaisons Fe—Co dont l'énergie anisotrope w paraît particulièrement grande. Dans l'interprétation actuelle [13], l'anisotropie est attribuée à la précipitation d'une seconde phase, sous la forme de bâtonnets qui développent leur axe dans une direction parallèle à l'un des axes quaternaires de la matrice : les bâtonnets dont l'orientation est la plus voisine du champ H_1 de traitement se développent davantage. Dans cette interprétation, on comprend mal comment le traitement par un champ H_1 parallèle à un axe ternaire pourrait faire apparaître une anisotropie, à moins d'admettre que l'axe des bâtonnets ne se rapproche de la direction du champ H_1 . Si cette hypothèse paraît satisfaisante pour les alnicos traités à 800° C dans lesquels les grains du précipité sont devenus très gros et ont certainement perdu toute cohérence avec la matrice, comme le montre d'ailleurs la petitesse du champ coercitif, elle ne semble pas valable pour des très petits grains, de l'ordre de 40 Å, qui doivent rester rigidement orientés par rapport à la matrice. Or ce sont de tels très petits grains qui caractérisent les alnicos bien traités. L'existence d'un mécanisme supplémentaire d'anisotropie est donc probable.

15. Le cas du ferrite de cobalt. — Un traitement dans un champ magnétique, au voisinage de 300 à 400° C, communique au ferrite de cobalt et aux ferrites de composition voisine une anisotropie magnétique susceptible de dépasser 10^6 ergs/cm³. Par ses différentes particularités, ce phénomène se rapproche beaucoup des précédents et n'en diffère que par l'ordre de grandeur. Il convient d'ailleurs de remarquer que, du point de vue théorique, les ferrites même purs peuvent donner naissance à de l'anisotropie uniaxiale et à des surstructures d'orientation, puisqu'il existe sur les sites B des ions Fe^{+++} et des ions M^{++} répartis au hasard. D'autre part, dans les ferrites purs, ces deux catégories d'ions sont en quantités égales et, eu égard au type du réseau (cube à faces centrées), offrent ainsi des conditions défavorables à la formation d'une surstructure du type ordinaire, et favorables au contraire à la création d'une surstructure d'orientation, soit à l'intérieur du sous-réseau B, soit par l'intermédiaire des interactions entre ions situés sur le sous-réseau A et le sous-réseau B. La question est de savoir si l'on peut obtenir l'ordre de grandeur nécessaire par le mécanisme proposé.

Raisonnons comme si les phénomènes d'orientation étaient attribuables au seul sous-réseau B. Les conditions de symétrie sont celles du cube à faces centrées, avec $n = 6$. Le volume atomique V qui intervient dans les formules est celui qui est occupé par N_a atomes sur les sites B, soit $21,5$ cm³. Admettons, comme nous l'avons fait plus haut, que l_{FeFe} , m_{FeFe} , l_{CoCo} , m_{CoCo} puissent être négligés

devant l_{FeCo} et m_{FeCo} . Dans ces conditions, si l'on adopte les valeurs données par Bozorth [14] :

$$\lambda_{100} = -512 \cdot 10^{-6} \quad \text{et} \quad \lambda_{111} = +45 \cdot 10^{-6}$$

et pour les constantes élastiques $C_2 = 0,5 \cdot 10^{12}$ et $C_3 = 1 \cdot 10^{12}$, la substitution de ces valeurs dans l'équation (17) donne

$$L_{FeCo} = N_a l_{FeCo} = 2 \cdot 10^{10} \text{ ergs.}$$

A 700° K, le rapport $\frac{L}{RT}$ est alors voisin de $\frac{1}{3}$; d'autre part, dans la formule (45), il faut prendre maintenant $L = -2 L_{FeCo}$, ce qui donne la constante d'anisotropie

$$C_s = 3,2 \cdot 10^7 \text{ ergs/cm}^3.$$

C'est plus qu'il n'est nécessaire, même si l'on suppose que L_1 est trois ou quatre fois plus petit que L_0 , comme cela est probable par suite de l'élévation de la température.

16. Les changements de magnétostriction dus aux surstructures d'orientation. — La création d'une surstructure d'orientation est accompagnée d'un changement de magnétostriction que nous allons évaluer. Pour simplifier l'écriture, limitons-nous au cas d'une substance cubique possédant une surstructure d'orientation autour de l'axe quaternaire Ox et prenons les deux autres axes rectangulaires Oy et Oz suivant les deux axes quaternaires restants. Ces calculs s'appliquent

d'ailleurs aussi au cas d'une substance isotrope par compensation. La surstructure est définie par la probabilité $\frac{1}{n} \left[1 - \frac{l_1}{kT_1} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) \right]$ de trouver une liaison donnée B—B avec l'orientation $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$. La contribution de cette liaison à l'énergie magnétoélastique totale, associée à une déformation A_{ij} et à une orientation $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ de l'aimantation spontanée J_s , s'obtient en faisant la moyenne par rapport aux n positions possibles de la liaison de la quantité (cf. § 3) :

$$w = -\frac{l_1}{kT_1} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) \left\{ 2l_0 \sum A_{ij} \beta_i \alpha_j \sum \alpha_i \beta_i + (m_0 r_0 - 2l_0) \sum \alpha_i \beta_i \sum A_{ij} \alpha_i \alpha_j \right\}. \quad (47)$$

La densité d'énergie associée à cette déformation A_{ij} s'obtient en multipliant cette valeur moyenne de w par le nombre $\frac{c_b^2 n N_a}{2V}$ des liaisons B—B contenues dans 1 cm^3 : c'est une fonction linéaire des A_{ij} . On l'ajoute à la forme quadratique (2) qui donne l'énergie élastique associée à cette même déformation et l'on écrit que la somme est minimum par rapport à chacune des variables A_{ij} . On obtient ainsi les valeurs de A_{ij} et l'on en déduit les valeurs $\frac{\delta \lambda}{\lambda}$ de la magnétostriction suivant une direction $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$. Tous calculs faits et en négligeant des termes indépendants de l'orientation, inaccessibles du point de vue expérimental, on trouve

$$\begin{aligned} \frac{\delta \lambda}{\lambda} = & \frac{c_b^2 n L_0 L_1}{2VRT_1} \left[\frac{1}{C_2} (s_4 \beta_1^2 \gamma_1^2 + s_{22} \beta_2^2 \gamma_2^2 + s_{22} \beta_3^2 \gamma_3^2) + \frac{1}{C_3} (s_4 + s_{22}) \sum' \beta_i \beta_j \gamma_i \gamma_j + \frac{1}{C_3} (s_{22} - s_4) \beta_2 \beta_3 \gamma_2 \gamma_3 \right] \\ & + \frac{n c_b^2 L_1 (M_0 r_0 - 2L_0)}{2VRT_1} \left[\frac{1}{2C_2} (s_6 - s_{12}) \beta_1^2 \gamma_1^2 + \frac{1}{2C_2} (s_{222} - s_{12}) (\beta_2^2 \gamma_2^2 + \beta_3^2 \gamma_3^2) \right. \\ & \left. + \frac{2}{C_3} s_{12} (\beta_1 \beta_2 \gamma_1 \gamma_2 + \beta_1 \beta_3 \gamma_1 \gamma_3) + \frac{2}{C_3} s_{222} \beta_2 \beta_3 \gamma_2 \gamma_3 \right]. \quad (48) \end{aligned}$$

En l'absence de données expérimentales, il n'est pas nécessaire de discuter cette formule générale. Bornons-nous au cas simple où la magnétostriction est mesurée suivant la direction Oy ($\gamma_1 = 0, \gamma_2 = 1, \gamma_3 = 0$) en fonction de la position de l'aimantation dans le plan xOy ($\beta_3 = 0$). On obtient simplement

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = \frac{n L_0 L_1 c_b^2 s_{22}}{2VRT_1 C_2} \beta_2^2. \quad (49)$$

Dans le cas d'une substance isotrope, s_{22} est égal à $\frac{1}{15}$.

Cette magnétostriction s'exprime d'une manière remarquable en fonction de la constante C_s d'anisotropie définie plus haut [éq. (45)]. On a

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = -\frac{C_s}{2C_2} \beta_2^2. \quad (50)$$

Avec une densité d'énergie d'anisotropie uniaxiale déjà considérable de 10^6 ergs/cm^3 et en pre-

nant $2 C_2 = 10^{12}$, la magnétostriction maximum est seulement égale à 10^{-6} . Elle est tout à fait négligeable devant les magnétostrictions considérables, de l'ordre de $100 \cdot 10^{-6}$, des solutions solides susceptibles d'acquies de grandes anisotropies uniaxiales.

Il ne semble donc pas que les changements de magnétostriction observés par différents auteurs, après traitement thermique dans un champ magnétique, correspondent à des phénomènes profonds. Il s'agit plus vraisemblablement du fait banal qu'en présence d'une anisotropie uniaxiale, l'état initial désaimanté ne correspond pas à une distribution isotrope de l'aimantation spontanée dans les différents domaines élémentaires, mais à une distribution dans un sens ou dans le sens opposé d'une même direction : celle de facile aimantation. Dans ces conditions, et à la limite, la magnétostriction longitudinale à saturation devient nulle dans la

direction de facile aimantation tandis qu'elle prend dans la direction perpendiculaire une valeur égale à 1,5 fois la valeur relative à l'état initial isotrope.

III. Les surstructures d'orientation dues aux déformations mécaniques.

17. Production des surstructures d'orientation par déformation. — Dans la seconde partie de ce Mémoire, nous avons montré comment, dans une solution solide ferromagnétique, l'aimantation spontanée était capable de créer une surstructure d'orientation, caractérisée par l'anisotropie du désordre à courte distance. Mais de telles surstructures peuvent être créées autrement, sous l'action d'une déformation homogène du réseau produite par exemple par une traction ou une compression : en effet l'énergie des liaisons dépend alors de leur orientation. Ce phénomène doit se produire plus ou moins dans toutes les solutions solides, ferromagnétiques ou non, mais il est probablement trop faible pour être mis en évidence autrement que par l'anisotropie uniaxiale des propriétés magnétiques. C'est donc dans les substances ferromagnétiques qu'il convient de l'étudier. Si le traitement thermique avec déformation est effectué dans une région de température où la substance est encore ferromagnétique, deux surstructures d'orientation prennent naissance simultanément, l'une due à la déformation, l'autre à l'aimantation spontanée, mais il est possible de les séparer en faisant varier leur orientation relative. Il est possible aussi de créer par déformation une surstructure d'orientation pure en opérant le traitement au-dessus du point de Curie. Cependant pour conserver à basse température, au moyen d'une trempe, cette surstructure, sans qu'elle soit altérée par l'apparition de l'aimantation spontanée, il faut que le point de Curie soit inférieur à la température à laquelle la diffusion devient notable.

Pour déterminer l'ordre de grandeur du phénomène prévu, il est essentiel de connaître tout au moins grossièrement comment, dans une solution solide, l'énergie d'un couple de deux atomes proches voisins varie en fonction de la nature et de la distance de ces deux atomes.

18. Théorie sommaire des propriétés élastiques d'une solution solide. — De même que dans l'étude des propriétés magnétiques, considérons l'énergie élastique totale comme la somme des énergies des différentes liaisons entre atomes proches voisins. Admettons que l'énergie w_{ij} d'une liaison ne dépende que de la nature des deux atomes et de la distance r qui les sépare. Dans le domaine étroit à l'intérieur duquel r est susceptible de varier, on peut poser pour un couple composé d'un atome d'espèce i et d'un atome d'espèce j :

$$w_{ij} = g_{ij}(r - r_{ij})^2. \quad (51)$$

Si les constituants A et B de la solution solide possèdent des propriétés analogues, les constantes caractéristiques g_{ij} et r_{ij} doivent être voisines les unes des autres et l'on peut poser

$$\begin{aligned} g_{ij} &= g_0 + \delta g_{ij}, \\ r_{ij} &= r_0 + \delta r_{ij}, \end{aligned} \quad (52)$$

où les δg_{ij} et δr_{ij} sont petits devant g_0 et r_0 .

Ceci posé, déterminons, en fonction des concentrations atomiques c_i et c_j , la variation de la distance r_m entre deux atomes proches voisins, supposée la même quelle que soit la nature des deux atomes du couple. Supposons, en outre, la solution solide idéale, c'est-à-dire les atomes répartis au hasard. L'énergie moyenne E' d'une liaison s'écrit alors

$$E' = \sum c_i c_j g_{ij} (r - r_{ij})^2, \quad (53)$$

le signe somme étant étendu aux valeurs A et B de i et de j .

En remplaçant les r_{ij} et les g_{ij} par leurs valeurs et en écrivant que E' est minimum, on obtient la valeur de r_m cherchée :

$$r_m = r_0 + \sum c_i c_j \delta r_{ij}. \quad (54)$$

en supposant que les nombres des liaisons A—A, A—B et B—B restent proportionnels à c_A^2 , $2c_A c_B$ et c_B^2 , c'est-à-dire qu'il s'agit d'un alliage trempé depuis une température très élevée.

L'énergie d'une liaison ij est ainsi $w_{ij}(r_m)$. Lorsque le cristal subit une déformation, la distance de deux atomes proches voisins devient $r_m + \delta r$ et l'énergie de liaison devient

$$w_{ij}(r_m) + \frac{\partial w_{ij}}{\partial r} \delta r.$$

En négligeant les termes du second ordre, on obtient

$$\frac{\partial w_{ij}}{\partial r} = 2g_{ij}(r - r_{ij}) = 2g_0 \left(\sum c_i c_j r_{ij} - \delta r_{ij} \right). \quad (55)$$

Mais en ce qui concerne les réorganisations provoquées par la surstructure d'orientation, ce n'est pas la quantité w_{ij} qui nous intéresse isolément, mais plutôt la combinaison

$$w = w_{aa} + w_{bb} - 2w_{ab}.$$

dont la dérivée Q par rapport à r s'écrit

$$Q = \frac{\partial w}{\partial r} = -2g_0(\delta r_{aa} + \delta r_{bb} - 2\delta r_{ab}). \quad (56)$$

Pour abrégé, nous poserons désormais

$$D_0 = \delta r_{aa} + \delta r_{bb} - 2\delta r_{ab}. \quad (57)$$

L'interprétation de la quantité D_0 est très simple. La variation de r_m en fonction de la concentration, donnée par la relation (54), est représentée sur la figure 1 par la parabole ACB. Si l'alliage suivait la

loi de Vegard, on obtiendrait la droite AB. Pour l'alliage équiatomique ($c_b = \frac{1}{2}$) : la différence CC'' entre la droite et la courbe est égale à $\frac{D_0}{4}$. Cette quantité D_0 mesure donc l'écart à la loi de Vegard.

Dans certains alliages comme les ferronickels γ , une partie seulement de la courbe AB est accessible à l'expérience : on peut alors tracer la tangente AC' à l'origine. L'écart C'C de la courbe avec la tangente, pour la concentration $c_b = \frac{1}{2}$, est aussi égal à $\frac{D_0}{4}$. L'application aux ferronickels, du côté riche en nickel, donne $D_0 = \frac{r_0}{150}$, d'après les données rassemblées par Bozorth [15].

Cette valeur est confirmée d'une manière totalement indépendante par les observations de

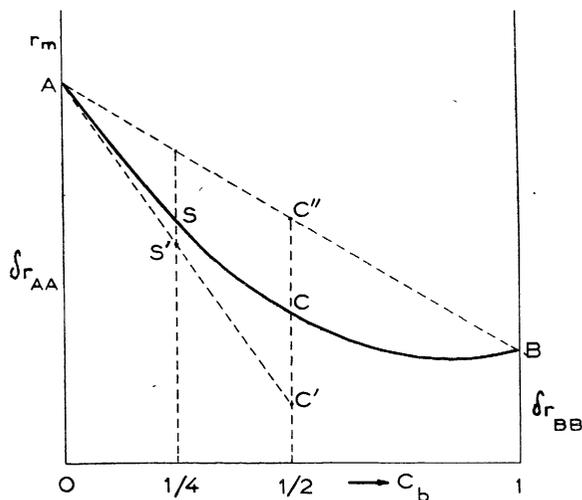


Fig. 1.

Chikazumi [10] qui a trouvé par dilatométrie que le passage de FeNi₃ ($c_b = \frac{1}{4}$) de l'état désordonné à l'état ordonné était accompagnée d'une contraction relative de $4 \cdot 10^{-4}$. Puisque la surstructure FeNi₃ ne contient pas de liaisons Fe—Fe, cette contraction est représentée par S'S sur la figure 1, où S' et S sont les intersections de l'ordonnée $c_b = \frac{1}{4}$ avec la tangente AC' et la courbe AB. Théoriquement, $S'S = \frac{D_0}{16}$, ce qui donne ici $D_0 = \frac{r_0}{156}$, en accord complet avec la valeur précédente.

Quant au facteur g_0 , il est directement lié au coefficient α_0 de compressibilité. En effet l'énergie élastique emmagasinée dans 1 cm³ au cours d'une dilatation isotrope δr est égale, d'une part, à $\frac{1}{2} \left(\frac{3\delta r}{r_0} \right)^2$ et, d'autre part, à $\frac{nN_a g_0 \delta r^2}{2V}$, puisque le

nombre des liaisons par centimètre cube est égal à $\frac{nN_a}{2V}$. Ceci donne

$$\frac{nN_a g_0}{2V} = \frac{9}{2\alpha_0 r_0^2} \quad (58)$$

Pour le fer, le nickel, le cobalt et leurs alliages, α_0 , égal à $\frac{3}{3C_1 + 2C_2}$, est voisin de $0,5 \cdot 10^{-12}$; $\frac{nN_a g_0}{2V}$ est donc voisin de $1,5 \cdot 10^{28}$ ergs/cm³.

19. Détermination de la surstructure d'orientation. — Soit un monocristal d'une solution solide à deux constituants A et B, telle que la concentration c_b du constituant B soit petite, et une certaine liaison B—B d'orientation $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$. En l'absence de déformation, cette liaison s'oriente au hasard et la valeur moyenne de α_i^2 est égale à $\frac{1}{3}$.

Appliquons maintenant au monocristal une traction simple P , orientée dans la direction $\beta_1, \beta_2, \beta_3$. Un calcul élémentaire d'élasticité, avec la relation (2) comme point de départ, montre que les composantes du tenseur de déformation prennent les valeurs

$$A_{ii} = \frac{P\beta_i^2}{2C_2} - \frac{C_1 P}{2C_2(3C_1 + \nu C_2)}, \quad A_{ij} = \frac{P\beta_i\beta_j}{2C_3} \quad (59)$$

La variation δr de la distance interatomique correspondant à la liaison d'orientation α est donnée par l'expression suivante à laquelle, pour faciliter les calculs ultérieurs sans sacrifier la rigueur, nous avons ajouté une constante indépendante de α de manière à annuler la valeur moyenne de δr_α

$$\delta r_\alpha = \frac{Pr_0}{2C_2} \left(-\frac{1}{3} + \sum \alpha_i^2 \beta_i^2 \right) + \frac{Pr_0}{C_3} \sum' \alpha_i \alpha_j \beta_i \beta_j \quad (60)$$

L'énergie élastique attachée à cette liaison augmente donc de $Q \delta r_\alpha$, d'après les relations (55) et (56), et la probabilité d'observer cette liaison dans l'orientation $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, à la température T_1 , est proportionnelle à $\exp \left\{ -\frac{Q \delta r_\alpha}{kT_1} \right\}$ ou à $1 + \frac{2g_0 D_0 \delta r_\alpha}{kT_1}$ puisque $\frac{Q \delta r_\alpha}{kT_1}$ est petit.

La répartition d'équilibre des atomes de l'alliage, à la température T_1 est ainsi définie par la probabilité précédente. Par une trempe rapide jusqu'à une température T_0 suffisamment basse pour que la diffusion soit impossible, il est possible de conserver cet état en faux équilibre, après avoir supprimé la traction P .

20. Anisotropie magnétique liée à la surstructure d'orientation créée par la déformation. — Soit alors $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ la direction actuelle de l'aimantation spontanée à la température T_0 : l'énergie magnétique d'une liaison d'orientation $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$

est $l_0 \left(\sum^2 \alpha_i \gamma_i - \frac{1}{3} \right)$. L'énergie moyenne w_m d'une liaison pour toutes les orientations possibles, compte tenu du facteur de probabilité calculé plus haut, s'écrit

$$w_m = \frac{2P g_0 D_0 r_0 l_0}{kT_1} \left[\frac{s_1 - s_{22}}{2C_2} \sum \beta_i^2 \gamma_i^2 + \frac{2s_{22}}{C_3} \sum' \beta_i \beta_j \gamma_i \gamma_j \right]. \quad (64)$$

La densité d'énergie correspondante s'obtient en multipliant w_m par le nombre $\frac{c_b^2 n N_a}{2V}$ des liaisons B—B contenues dans 1 cm^3 .

En appliquant cette formule au cube à faces centrées ($n = 12$) dans la direction [100], on obtient une densité d'énergie d'anisotropie de la forme

$$D_u = C'_s \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right), \quad (62)$$

en désignant par θ l'angle de l'aimantation avec la direction de la traction P . Le coefficient C'_s est donné par

$$C'_s = \frac{3SL_0PD_0}{8C_2z_0RT_1r_0}. \quad (63)$$

En ce qui concerne la direction [111], le résultat s'obtient en remplaçant $2C_2$ par C_3 dans la relation (63). Dans cette relation, nous avons, d'après le paragraphe 11, remplacé c_b^2 par S pour rendre la formule valable dans tout l'intervalle des concentrations, S étant défini par l'équation (43).

Nous sommes maintenant en mesure de préciser l'ordre de grandeur du phénomène attendu. Prenons

$$\begin{aligned} c_u = c_b = 0,5; \quad v = 0; \quad C_2 = 0,45 \cdot 10^{12}; \\ z_0 = 0,5 \cdot 10^{-12}; \quad R = 8,32 \cdot 10^7; \quad T_1 = 800^\circ \text{K}; \\ P = 10^9, \quad \text{soit } 10 \text{ kg/mm}^2 \\ L_0 = 10^9 \text{ ergs/cm}^3 \quad \text{et, enfin,} \quad \frac{D_0}{r_0} = \frac{1}{150}, \end{aligned}$$

on trouve $C'_s = 10^4 \text{ ergs/cm}^3$.

Cet effet doit donc être facile à mettre en évidence.

21. L'effet Chikazumi. — Dans un Mémoire auquel nous avons fait allusion plus haut (§ 13), Chikazumi suppose [11] que l'ordre directionnel est créé par la magnétostriction. Or la différence de longueur entre une liaison parallèle à la direction de l'aimantation spontanée et une liaison perpendiculaire est égale à $\frac{3}{2} r_0 \lambda_{100}$. Il en résulte donc, d'après les résultats du paragraphe 18, que la permutation de deux atomes A et B, qui provoque le passage d'une liaison A—B de la direction parallèle à J_s à une direction perpendiculaire, est accompagnée d'une variation d'énergie w'' donnée par

$$w'' = \pm 3 g_0 D_0 r_0 \lambda_{100}. \quad (64)$$

Dans le cas du permalloy à 25 pour 100 Ni, en prenant

$$\begin{aligned} N_a g_0 = 1,5 \cdot 10^{28}, \quad r_0 = 2,5 \cdot 10^{-8}, \\ \frac{D_0}{r_0} = \frac{1}{150} \quad \text{et} \quad \lambda_{100} = 10 \cdot 10^{-6}, \end{aligned}$$

on trouve que $N_a w''$ est voisin de $2 \cdot 10^6$ ergs. Cette énergie est faible. Les densités d'énergie d'anisotropie magnétique auxquelles elle donne naissance sont données par la relation (45), où il suffit de remplacer L_1 par $N_a w''$. Comme L_1 est au moins égal à 10^8 ergs et $N_a w''$ voisin de $2 \cdot 10^6$ ergs, il en résulte que l'effet Chikazumi est négligeable devant les effets que nous avons étudiés dans la seconde partie de ce Mémoire.

22. L'anisotropie magnétique des ferronickels laminés à froid. — La théorie précédente paraît donner la clé des propriétés très remarquables des ferronickels laminés à froid et en particulier des résultats de Rathenau et Snoek [16]. Il s'agit de tôles auxquelles on a donné, par un sévère laminage à froid suivi d'une recristallisation à haute température, un état quasi unicristallin : les orientations de tous les cristallites sont très voisines les unes des autres, avec le plan (100) dans le plan de la tôle et la direction [010] dans le sens du laminage. Les deux directions [010] et [001] sont alors équivalentes du point de vue magnétique. Si l'on procède ensuite à un nouveau laminage, cette fois-ci modéré, soit dans la direction [010], soit dans la direction [001], de manière à réduire l'épaisseur d'un tiers, l'orientation des cristallites ne change pas, mais la tôle acquiert néanmoins une très forte anisotropie magnétique uniaxiale, telle que la direction perpendiculaire au sens du laminage devienne direction de facile aimantation.

La densité d'énergie magnétique est de la forme $-K_0 \cos^2 \theta$ en désignant toujours par θ l'angle de l'aimantation avec la direction du laminage. La constante $-K_0$, nulle pour le nickel pur, croît régulièrement avec la proportion de fer et passe par un maximum voisin de $2 \cdot 10^5 \text{ ergs/cm}^3$ pour 50 pour 100 de fer et décroît ensuite rapidement. L'hypothèse de tensions internes résiduelles n'explique pas ces faits : d'une part ces tensions internes devraient avoir des signes et des orientations variées et s'équilibrer en moyenne pour donner un effet total sensiblement nul; d'autre part, l'effet est nul pour le nickel dont la magnétostriction est grande tandis qu'il est important ($K_0 = -0,4 \cdot 10^5 \text{ ergs/cm}^3$) au voisinage de 20 pour 100 de fer, là où précisément la magnétostriction est nulle.

Nous proposons d'interpréter ces phénomènes par l'hypothèse d'une *surstructure d'orientation* développée par la pression exercée au cours du laminage : cette pression doit être de l'ordre de 50 à 100 kg/mm^2 : l'ordre de grandeur nécessaire est atteint comme

nous l'avons montré plus haut (§ 20). La déformation plastique joue ici un rôle essentiel, car elle permet aux atomes de prendre leur répartition d'équilibre, bien que la température ordinaire où l'on opère soit bien inférieure à la température de recristallisation. On sait d'ailleurs depuis longtemps que le travail à froid et les déformations plastiques sont susceptibles de hâter l'établissement de l'ordre à courte distance, comme le rappelle Averbach [17] dans un article récent.

L'hypothèse d'une surstructure d'orientation permet d'interpréter les caractéristiques essentielles du phénomène, telles que son absence pour le nickel pur, le maximum au voisinage de 50 pour 100 Fe et l'insensibilité aux variations de la magnétostriction avec la composition. En ce qui concerne l'allure de la variation de K_0 avec la composition, il semble qu'au voisinage du nickel, — K_0 croisse d'abord moins rapidement avec c_b que ne l'indique la formule en $c_b^2 c_a^2$. Cela provient peut-être de ce que la pression qui est nécessaire pour obtenir un même taux de déformation plastique est bien plus faible au voisinage du métal pur qu'au voisinage de la composition FeNi. Cela peut provenir aussi de la non-idéalité de la solution solide, comme nous l'avons signalé à la fin du paragraphe 11.

Lorsque l'on opère en laminant à froid un grand monocristal, les résultats sont analogues aux précédents et s'interprètent de la même façon. Il en est encore de même par étirage à froid d'une bande quasi unicristalline : la direction de facile aimantation est toujours perpendiculaire au sens de l'étrépage. Au contraire, les phénomènes sont entièrement différents lorsque l'on opère avec des bandes polycristallines formées de cristallites orientés au hasard. En laminant à nouveau ou en étrépage de telles bandes, on crée une anisotropie magnétique uniaxiale de signe contraire à celle qui avait été obtenue pour les bandes quasi unicristallines. La direction de facile aimantation correspond maintenant au sens du laminage ou à la direction de l'étrépage.

Il semble que l'on puisse expliquer ces très curieux

résultats par un mécanisme analogue à celui qui a été proposé, selon les idées de Masing [18], pour interpréter le processus de restauration après fluage, interprétation identique d'ailleurs à celle de l'effet Bauschinger, donnée antérieurement par Heyn [19]. Dans un polycristal, la capacité de déformation dépend énormément de son orientation et de l'orientation des cristallites voisins. Certains cristallites A, qui possèdent une limite élastique particulièrement élevée, ne subissent au cours de la déformation plastique générale qu'une déformation élastique. Au contraire, d'autres cristallites B possèdent une basse limite élastique et subissent une importante déformation plastique qui donne naissance à une surstructure d'orientation. Lorsque le système des tensions extérieures est relâché, les cristallites A tendent à reprendre leur forme primitive et font subir aux cristallites B voisins une déformation plastique de signe contraire à celle qui avait été produite par le système des tensions extérieures antérieurement appliqué. Cette seconde déformation plastique efface la surstructure d'orientation primitive et en produit une nouvelle, complémentaire en quelque sorte de la première, qui est accompagnée d'une anisotropie magnétique de signe contraire à l'anisotropie primitive.

Les grandes lignes des phénomènes observés par Rathenau et Snoek paraissent ainsi expliquées. Quant aux détails des résultats expérimentaux, il est assez vain d'essayer de les préciser en l'absence de données sur les efforts mécaniques mis en jeu au cours du laminage ou de l'étrépage et aussi longtemps que des expériences de ce genre n'auront pas été reprises dans des conditions mieux définies, notamment en ce qui concerne l'orientation de l'aimantation au cours de la déformation plastique : nous avons en effet montré plus haut (§ 17) que la formation des surstructures d'orientation est aussi bien conditionnée par l'orientation de l'aimantation spontanée que par le système des tensions mécaniques appliquées.

Manuscrit reçu le 5 janvier 1954.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] KITTEL C. — *Rev. Mod. Physics*, 1949, **21**, 541.
 [2] NÉEL L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 1613.
 [3] BECKER R. — *Z. Physik*, 1930, **62**, 253.
 [4] BOZORTH R. M. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 42.
 [5] KRONENBERG K. — Communication personnelle.
 [6] YVON J. — *Cahiers de Physique*, 1945, n° 28, 1.
 [7] FOURNET G. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 374.
 [8] KAYA S. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 49.
 [9] BOZORTH R. M. et DILLINGER J. F. — *Physics*, 1935, **6**, 285.
 [10] CHIKAZUMI S. — *J. Phys. Soc. Japan*, 1950, **5**, 327.
 [11] CHIKAZUMI S. — *J. Phys. Soc. Japan*, 1950, **5**, 333.
 [12] RATHENAU G. W. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 55.
 [13] HEIDENREICH R. D. et NESBITT E. A. — *J. Appl. Phys.*, 1952, **23**, 352.
 NESBITT E. A. et HEIDENREICH R. D. — *J. Appl. Phys.*, 1952, **23**, 366.
 [14] BOZORTH R. M. et WALKER J. G. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 1209.
 [15] BOZORTH R. M. — *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand Co, New-York, 1951.
 [16] RATHENAU G. W. et SNOEK J. L. — *Physica*, 1941, **8**, 555.
 [17] AVERBACH B. L. — *A Seminar on the cold working of Metals. Amer. Soc. Metals*, Cleveland, Ohio, 1949, p. 262.
 [18] MASING G. — *Wiss. Siemens Konz.*, 1924, **3**, 231; 1925, **4**, 244; 1925, **5**, 135.
 [19] HEYN E. — *Festband Kaiser Wilhelm Gesell.*, 1921, p. 131; *J. Inst. Metals*, 1914, **12**, 3.