

Etude du Trainage Magnétique de Diffusion de Monocristaux de Fer-Silicium

P. BRISSONNEAU ET P. MOSER

Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal et Centre d'Etudes Nucléaires, Grenoble, France

La théorie de l'ordre directionnel permet de prévoir l'existence d'un trainage magnétique de diffusion dans les alliages binaires. Calcul du champ de trainage. Comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus sur des cadres monocristallins de Fe-Si d'orientations diverses. Discussion des rôles joués par les liaisons entre premiers et seconds voisins.

The theory of directional ordering predicts the existence of a magnetic diffusion after-effect in binary alloys, and gives the magnitude of the after-effect field. The experimental results obtained on Fe-Si single crystals frames of various orientations are compared. The relative importance of first and second neighbour interactions are discussed.

1. Introduction

De nombreux alliages binaires ferromagnétiques, en particulier les alliages Fe-Ni, Fe-Co, Fe-Si, Fe-Al, présentent, (1) (2) à une température voisine de 400°C, des phénomènes de trainage magnétique de diffusion dont l'origine est encore discutée. Dans ce travail, nous nous proposons de confronter nos résultats expérimentaux avec le trainage qu'on peut déduire de l'existence d'un ordre directionnel.

2. Le trainage magnétique dû à un ordre directionnel

Nous admettons qu'en présence de l'aimantation spontanée, l'énergie libre d'une solution solide ferromagnétique dépend de l'orientation des liaisons entre atomes voisins. Dans un cristal cubique centré, nous considérons simultanément des interactions entre atomes premiers et seconds voisins, en supposant que l'ordre directionnel s'établit indépendamment sur les deux sous-réseaux.

Imaginons qu'on maintienne une configuration stable des moments magnétiques (domaines de Weiss et parois de Bloch) à une température où s'établit, par diffusion, un ordre directionnel. Quand l'équilibre est atteint, pour déplacer rapidement une paroi de Bloch d'une distance U , il faut lui fournir un supplément d'énergie à cause de la présence de l'ordre directionnel. L'accroissement correspondant du champ extérieur, nécessaire pour vaincre cette "opposition," constitue le champ de trainage. En utilisant une méthode proposée par L. Néel dans le cas de solutions

d'hétéroatomes en position interstitielle, S. Taniguchi a calculé⁽³⁾, en fonction de U , le champ de trainage de différentes parois de Bloch dans les alliages binaires de substitution.

Nous nous intéressons particulièrement à deux type de parois de Bloch que nous avons

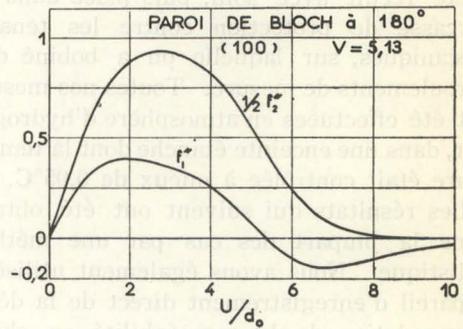


Fig. 1.

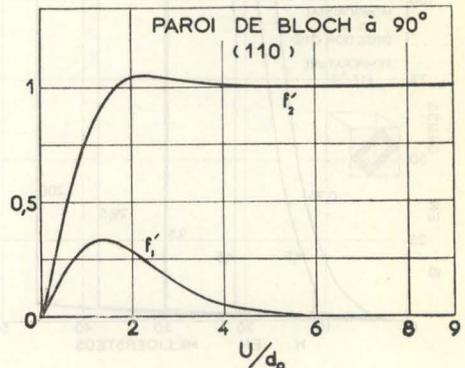


Fig. 2.

rencontrés au cours de nos expériences. Dans le cas des parois à 180° parallèles à un plan (100), nous appliquons les résultats de S. Taniguchi. Pour les parois à 90° parallèles à un plan (110), nous avons effectué un calcul similaire. Les figures 1 et 2 représentent l'ensemble des résultats, avec les indices 1 et 2 qui caractérisent des grandeurs se rapportant aux interactions entre premiers et seconds voisins, les accents simple et double indiquant qu'il s'agit des parois à 90° ou 180° .

Le champ de traînage d'une paroi quelconque est une combinaison linéaire des f_1 et f_2 , la même combinaison pour chaque paroi, avec deux coefficients à déterminer.

3. Etude expérimentale

a) *Généralités* Nos mesures ont porté sur des cadres monocristallins d'orientations diverses, préparés par C.G. Dunn, et prêtés par C.D. Graham des Laboratoires General Electric à Schenectady (U.S.A.) que nous remercions. Ces cristaux avaient une composition voisine de celle des meilleurs aciers au silicium du commerce, avec 3,25% de silicium et 0,001% de carbone. Chaque cristal a été recuit avec soin, puis placé dans une carcasse de protection contre les tensions mécaniques, sur laquelle on a bobiné deux enroulements de mesure. Toutes nos mesures ont été effectuées en atmosphère d'hydrogène pur, dans une enceinte étanche dont la température était contrôlée à mieux de $0,05^\circ\text{C}$.

Les résultats qui suivent ont été obtenus dans la plupart des cas par une méthode balistique. Nous avons également utilisé un appareil d'enregistrement direct de la désaccommodation de la perméabilité en champ

alternatif de faible amplitude et basse fréquence.

b) *Etude du monocristal d'orientation $\langle 110 \rangle$* Le comportement des parois de Bloch à 90° permet de séparer les interactions entre premiers et seconds voisins. Une étude des domaines de Weiss superficiels, effectuée à température ambiante par la méthode des diagrammes de Bitter, nous a montré que notre monocristal $\langle 110 \rangle$ ne comportait pratiquement que des parois de Bloch à 90° parallèles à un plan (110). Nous admettrons que cette texture se conserve à 417°C .

A cette température, on a représenté sur les figures 3 et 4 les courbes d'aimantation pour différents états de stabilisation (0,25, 9,5 et 200 minutes après une désaimantation).

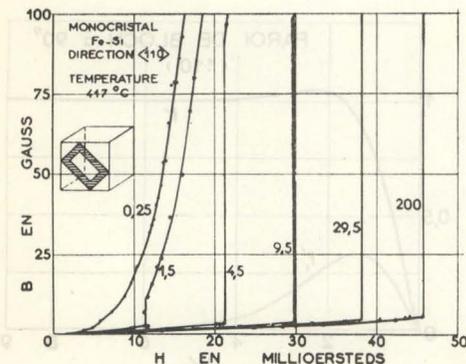


Fig. 3.

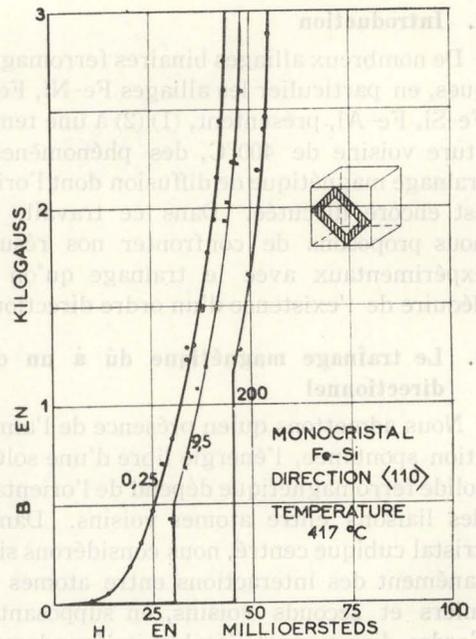


Fig. 4.

Dans les champs faibles, on observe d'abord une région de perméabilité très basse, suivie d'un décrochement très brutal des parois de Bloch. Pour de grands déplacements de parois, le champ de traînage reste constant. Les hypothèses formulées précédemment permettent d'interpréter complètement ce comportement.

A 417°C , l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline qu'on détermine à partir du tracé des courbes d'aimantation est voisine de $K = 90000 \text{ ergs/cm}^3$, ce qui conduit à une valeur

de d_0 , constante qui caractérise l'épaisseur de paroi, voisine de 330 Å. L'étude des diagrammes de Bitter montrant d'autre part que la surface des parois est de l'ordre de 35 cm²/cm³ à température ambiante, l'induction au décrochement, déduite des courbes de la figure 2, doit se trouver autour de 4 Gauss. C'est bien ce qu'on observe. Cette induction varie continuellement avec la durée de la stabilisation (Fig. 3) depuis 2.5 G. jusqu'à 5.5 G. Pour interpréter un tel déplacement, il est nécessaire de tenir compte des effets du champ interne de fluctuations thermiques qui aide chaque paroi à franchir sa barrière de potentiel. Ainsi, on n'observe jamais qu'un champ maximum de trainage inférieur au maximum réel. En l'absence d'une mesure directe de ce champ de fluctuations thermiques, on l'évalue très grossièrement de la façon suivante. D'après L. Néel⁴⁾, au temps t après l'application du champ, il est de l'ordre de:

$$h_0 = S_v \log t/\tau$$

—où S_v représente une constante voisine de 1/1.000 du champ coercitif — et τ un temps de relaxation pour une modification de la distribution des champs de dispersion internes.

Avec $S_v = 8.10^{-5}$ Oe et $t/\tau = 10^{13}$ on obtient

$h_0 = 2,4.10^{-3}$ Oe. Avec cette valeur, et à l'aide des résultats qui précèdent, on a déterminé l'allure des champs de trainage pour les deux types de parois envisagés (Fig. 5).

On a remarqué en outre, une différence considérable des constantes de temps d'établissement de l'équilibre thermodynamique sur un même échantillon et à une même température, selon qu'on mesure la diffusion pour de très faibles ou de très grands déplacements des parois de Bloch. A une échelle suffisamment grande, il y a alors simultanément croissance et déformation du champ de trainage. La Fig. 6 représente un enregistrement de la désaccommodation de la perméabilité dans un champ alternatif d'amplitude maximum 1,73 mOe, à la fréquence de 33,9 Hz. c) *Etude d'un monocristal d'orientation <100>*

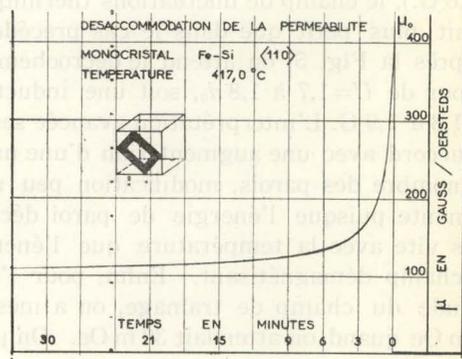


Fig. 6.

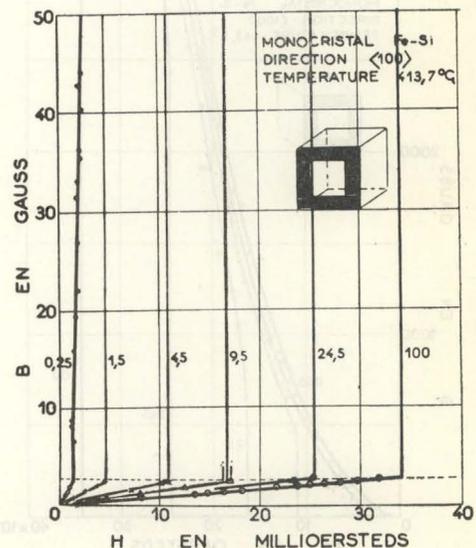


Fig. 7.

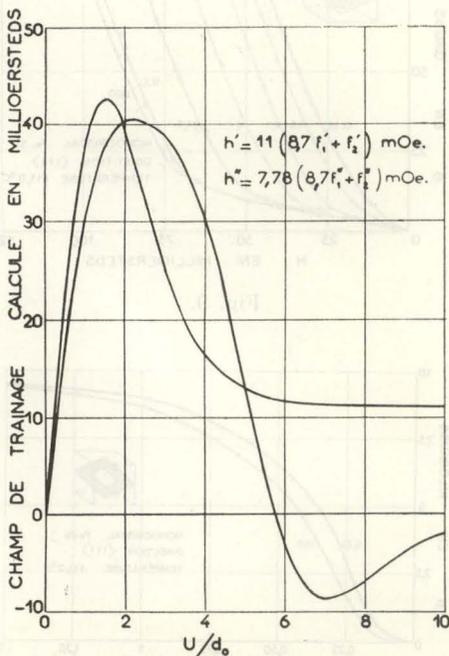


Fig. 5.

A température ambiante, cet échantillon comporte 3 parois de Bloch à 180° perpendiculaires à un axe quaternaire, de surface totale voisine de 9 cm²/cm³ et quelques parois à 90°, peu mobiles, qui limitent les domaines de fermeture. Nous admettons que ce type de structure se conserve à haute température et nous allons comparer les champs de traînage mesurés et calculés (Fig. 5).

On observe encore un décrochement très accusé des parois de Bloch dans les champs faibles (Fig. 7). Pour de grands déplacements des parois, le champ de traînage s'annule pratiquement (Fig. 8). Le résidu peut-être attribué aux parois à 90° des domaines de fermeture, ces courbes ayant été relevées avant polissage de l'échantillon.

L'induction au décrochement variant très peu avec la durée de la stabilisation (de 2,4 à 2,6 G.), le champ de fluctuations thermiques serait plus petit que dans le cas précédent. D'après la Fig. 5, on attend le décrochement autour de $U=1,7$ à $1,8 d_0$, soit une induction de 1,8 à 1,9 G. L'interprétation avancée serait en accord avec une augmentation d'une unité du nombre des parois, modification peu surprenante puisque l'énergie de paroi décroît plus vite avec la température que l'énergie de champ démagnétisant. Enfin, pour l'amplitude du champ de traînage, on a mesuré 34 m Oe quand on attendait 39 m Oe. On peut

considérer l'accord comme tout à fait satisfaisant pour les raisons suivantes.

1°/ Il ne s'agit là que de champ moyen, obtenu en appliquant le théorème d'Ampère sur une ligne moyenne du cadre. En toute rigueur le champ réel n'est pas constant dans tout l'échantillon et en certains points, sa valeur peut différer de plus de 20% de celle du champ moyen.

2°/ Dans le calcul du champ de traînage, on a négligé les couplages dus à la magnétostriction. Cette approximation ne doit pas modifier profondément l'allure des courbes mais elle peut expliquer des écarts de l'ordre de ceux qu'on observe.

3°/ Les monocristaux <110> et <100> peuvent présenter de légères différences de composition. On sait que les énergies de surstructure et les champs de traînage varient comme le carré de la concentration en silicium.

d) *Etude d'un monocristal d'orientation <111>*
 Dans les champs faibles, le comportement du monocristal ne se distingue pas de celui d'un polycristal. Le champ de traînage croît d'abord linéairement avec l'aimantation, puis

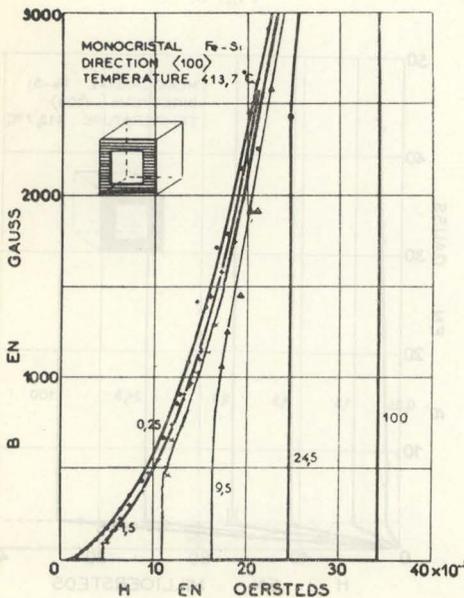


Fig. 8.

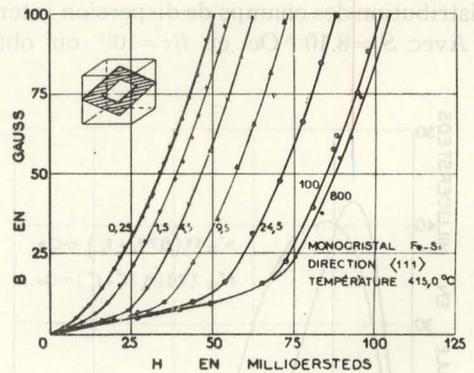


Fig. 9.

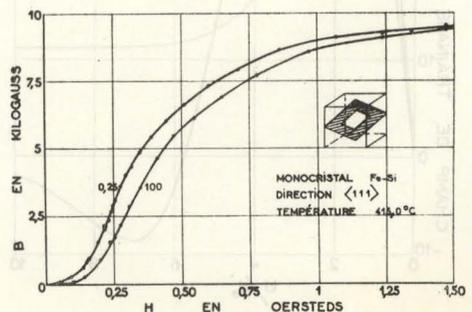


Fig. 10.

il passe par un maximum très aplati (Fig. 9). On ne détecte aucun décrochement des parois de Bloch, ce qui semble indiquer un couplage très serré entre les différents domaines de Weiss.

Aux grandes inductions, le champ de trainage croît constamment et quasi linéairement avec l'aimantation (Fig. 10). Il s'agit là d'un phénomène déjà signalé par plusieurs auteurs sur des polycristaux mais qui n'a jamais été entièrement expliqué. Dans les hypothèses précédentes, aucun mécanisme de déplacement de paroi ne permet, à lui seul, de rendre compte des phénomènes observés. Pour toute interprétation, il semble donc indispensable de préciser la structure magnétique d'un tel monocristal. Les figures de Bitter nous ont été d'aucun secours dans cette voie.

4. Conclusion

En présence de parois de Bloch de nature et d'orientation bien déterminées, on a mesuré des champs de trainage magnétique d'allure et d'amplitude conformes à ceux qu'on déduit de la théorie des surstructures d'orientation. Ces résultats expérimentaux prouvent que les mécanismes responsables du trainage interviennent à une échelle très inférieure à l'épaisseur des parois de Bloch.

Références

- 1 H. Fahlenbrach et G. Sommerkorn: Techn. Mitt. Krupp **15** (1957) 161.
- 2 G. Biorci, A. Ferro et G. Montalenti: A. R. D. C. AF **61** (514)-1331 March (1958) et November 1959.
- 3 S. Taniguchi: Sci. Rep. R. I. T. U. Ser. A. **8** (1956) 173.
- 4 L. Néel: J. Phys. Rad. **11** (1950) 49.

DISCUSSION

G.W. RATHENAU: Did you take magnetostriction into account when calculating your curves for the restoring forces?

P. BRISSONNEAU: The magnetomechanical effects can change the value of coefficients I have given but not change the general shape of the results for large displacements of the Bloch walls.

S. IDA: You have explained your results in terms of Néel-Taniguchi's pair approximation with first and second neighbors. However, according to a recent theory we must take into account the variety of configurations around single ion or pair of nearest ions. For instance, if we consider a Si-Fe-Si straight line linkage, this induces certainly <111> type anisotropy to the central iron ion and is not considered in your model with first and second neighbor pairs. Therefore I would like to change the interpretation of your experimental results slightly, i. e., from first and second neighbor pairs to the G (<111>) and F (<100>) type anisotropy contributions.

Table I

Chemical Composition	Crystal Size		Frame Type	Orientation of [111] Si-Fe-Si
	Length	Width		
wt% Fe 0.02, Si 0.02, C 0.01, Mn 0.01, S 0.01, Cu 0.01	85 mm	3.5 mm	Inside	70°
			Outside	70°

According to Néel, the potential energies take different forms for 90° and 180° walls. For 180° walls, the energy is increased with the displacement from the center of walls and becomes a constant value when the displacement is larger than that of the order of wall width, whereas for 90° walls, the energy goes on increasing even for the displacement of larger distances than the wall width. This implies that when we measure the anisotropy with various measuring angles of magnetic field, amount of D.A. is changed as the amplitude is increased and finally D.A. should not be observed for 180° walls, corresponding to zero curvature of D.A. This work was done at Hokkaido University.